

Strömungsmanipulation durch fokussierten Ultraschall

Dissertation

zur Erlangung des Grades
des Doktors der Ingenieurwissenschaften
der Naturwissenschaftlich-Technischen Fakultät
der Universität des Saarlandes

von

Christian Kiefer

Saarbrücken

2020

Tag des Kolloquiums:

18. Mai 2021

Dekan:

Prof. Dr. rer. nat. Jörn Walter

Mitglieder des Prüfungsausschusses:

Vorsitzender:

Prof. Dr.-Ing. Chihao Xu

1. Gutachter:

Prof. Dr. rer. nat. Helmut Seidel

2. Gutachter:

Prof. Dr.-Ing. Stefan Seelecke

3. Gutachter:

Prof. Dr.-Ing. Roland Zengerle

Akademischer Mitarbeiter:

Dr.-Ing. Emanuele Grasso

Kurzfassung

In dieser Arbeit wird ein neuartiger Ansatz zur Strömungsmanipulation durch fokussierte akustische Wellen vorgeschlagen, experimentell untersucht und dessen technische Machbarkeit verifiziert. Es konnte gezeigt werden, dass verschiedenartige Schallfelder, erzeugt mit zwei gegenüberstehenden Ultraschallarrays sowie mit einem flächigen Array aus einer Ebene heraus, unterschiedliche Strömungseinflüsse besitzen. Zum direkten Vergleich wurden diese hoch aufgelöst zweidimensional mit einem eigens aufgebauten Nadelmikrofon vermessen. Für die Strömungsmessungen wurden sowohl die Hitzdrahtanemometrie als auch eine selbst entwickelte Variante der Hintergrundschlierenfotografie verwendet. Dabei wurden die „inneren“ Strömungen bzw. Eigenschaften der verwendeten Schallfelder ohne eine äußere Strömung untersucht. Radial sich ausbildende Strömungen einer stehenden akustischen Welle konnten identifiziert, charakterisiert und diskutiert werden. Deren Auswirkungen auf eine äußere Strömung inklusive Ein- und Ausschwingverhalten wurden unter Variation verschiedener Parameter, wie z. B. Strömungsgeschwindigkeit, Schalldruck und -einfallswinkel sowie unter Vorhandensein einer Kármánschen Wirbelstraße, untersucht. Die beobachteten Strömungseffekte werden in Bezug auf akustisch-induzierte Strömungen diskutiert. Für eine Übertragbarkeit auf praktische Anwendungen, wie z. B. Tragflächen, wurden mikrotechnische Aktoren auf Basis von Silizium und Aluminiumnitrid im Array hergestellt und untersucht.

Abstract

In this thesis, a novel approach for flow manipulation by using focused acoustic waves is being proposed and experimentally investigated. Its technical feasibility was verified. It is shown that different sound fields generated by two opposing ultrasonic arrays or, alternatively, by a flat array from one plane exhibit different flow influences. For direct comparison, these were measured two-dimensionally in high resolution with a custom-made setup of a needle microphone. For flow measurements, both hot-wire anemometry and a self-developed variant of background schlieren photography were used. The properties of the different sound fields without an external flow were investigated, allowing the identification, characterization and discussion of radially forming flows of a standing acoustic wave. Finally, the effects of such acoustically induced flows on an external flow including their transient and decay behavior were investigated. Several parameters were varied, including flow velocity, sound field, pressure, angle of incidence, and the presence of a Kármán vortex street. The observed flow effects are being discussed with respect to acoustically induced flows. For demonstrating the transferability to practical applications, such as airfoils, micromechanical actuators based on silicon and aluminum nitride were manufactured and investigated in an array.

Inhaltsverzeichnis

Kurzfassung	I
Abstract	III
Inhaltsverzeichnis	V
1 Einleitung	1
2 Grundlagen	5
2.1 Stand der Technik	5
2.1.1 Methoden zur Manipulation von Strömungen	6
2.1.2 Erzeugung stehender akustischer Wellen am Beispiel akustischer Levitation	7
2.2 Physikalische Grundlagen	8
2.2.1 Akustik: Schallwelle	9
2.2.1.1 Stehende Welle	9
2.2.1.2 Wandernde stehende Welle und Schwebung	10
2.2.2 Acoustofluidic: Acoustic Streaming	11
2.2.3 Strömungsmechanik: Fluidodynamische Grenzschicht	15
2.3 Messtechnik	16
2.3.1 Hitzdrahtanemometrie	17
2.3.2 Hintergrundschlierenfotografie (BOS)	19
3 Konzept	21
3.1 Neuartige Methode zur Strömungsbeeinflussung durch Ultraschall	21
3.2 Voraussetzungen für Messungen	23
3.3 Anforderungen und Umsetzung für praktische Anwendungen	24
3.4 Darlegung der technischen Machbarkeit (Vorversuche)	24
4 Experimentelles Setup	27
4.1 Windkanal	30
4.1.1 Aufbau	30
4.1.2 Strömungscharakteristik	32
4.2 Traverse	34

4.3	Messtechnik	35
4.3.1	Schallmessung	36
4.3.1.1	Freifeldmikrofon	36
4.3.1.2	Nadelmikrofon	36
4.3.1.3	Messelektronik	38
4.3.2	Temperaturfeldmessung	40
4.3.3	Strömungsmessung – Hitzdrahtanemometrie	41
4.3.3.1	Hitzdraht-System	42
4.3.3.2	Sondenaufnahme und Ausrichtung der Hitzdrähte	43
4.3.4	Strömungsmessung – BOS mit „Kontrastmittel“	43
4.3.4.1	Kontrastmittel	45
4.3.4.2	Gassystem und -düse	45
4.3.4.3	BOS-Hintergrund	46
4.3.4.4	Messaufbau mit Kamera	49
4.4	Ultraschall-Arrays	50
4.4.1	Arrays auf Basis kommerzieller Aktoren	51
4.4.1.1	Gegenüberstehender und einseitiger Aufbau der Arrays	52
4.4.1.2	Treiberelektronik	53
4.4.1.3	Steuerelektronik (FPGA)	54
4.4.1.4	Kühlung	57
4.4.2	Arrays auf Basis der Mikrosystemtechnik	57
4.4.2.1	Ultraschall-Sender	59
4.4.2.2	Treiber	60
4.5	Steuerung und Datenerfassung	60
4.5.1	Arduino und myDAQ	60
4.5.2	Steuer- und Messprogramm (LabVIEW)	61
4.6	Messablauf	63
4.6.1	Ausrichtung und Koordinatensystem	63
4.6.2	Berechnung und Erzeugung der Schallfelder (Array)	64
4.6.3	Messungen mit Traverse	65
4.6.4	Schallmessung	65
4.6.4.1	Kalibration des Nadelmikrofons	65
4.6.4.2	Eigenschaften des Nadelmikrofons – Gegenüberstellung einer Schallfeldmessung (StAW) mit Messmikrofon	68
4.6.4.3	Schallfeldmessung mit Traverse	69
4.6.4.4	Vermessung von MST-Aktoren	69
4.6.5	Temperaturfeldmessung	70
4.6.6	Strömungsmessung – Hitzdrahtanemometrie	71
4.6.6.1	Nullabgleich	71
4.6.6.2	1D- und 2D-Hitzdrahmessung	71

4.6.7	Strömungsmessung – BOS	72
4.6.7.1	Einstellung des Kontrastmittels (Butangas)	73
4.6.7.2	Bilderaufnahmen	74
4.6.7.3	Erzeugung der BOS-Bilder mit MATLAB®	74
5	Ergebnisse und Diskussion	77
5.1	Schallfelder	78
5.1.1	Übersicht der Schallfeld-Konfigurationen	78
5.1.2	Gegenüberstehender Aufbau – Konfig. G	81
5.1.2.1	Fokussierung auf einen Punkt: StAW – Konfig. G0	81
5.1.2.2	Streckung der StAW quer zur Strömungsrichtung – Index Q/\tilde{Q}	82
5.1.2.3	Streckung der StAW in Strömungsrichtung – Index L	83
5.1.2.4	Schallfeldbetrachtung des Vorlaufs und Streckung der StAW quer zur und in Strömungsrichtung – Index F(+)	83
5.1.3	Einseitiger Aufbau – Konfig. E	85
5.1.3.1	Fokussierung auf einen bzw. zwei Punkte (gleich- und gegenphasig, in Strömungsrichtung) – Konfig. E0 und E10L/ \tilde{L}	85
5.1.3.2	Realer Fokusabstand und Schalldruck in Abhängigkeit vom eingestellten Abstand bei einem gegenphasigen Doppelfokus – Index \tilde{L}	87
5.1.3.3	Gleichphasiger Doppelfokus bei verschiedenen Fokusabständen (quer zur Strömungsrichtung) – Index Q	88
5.1.3.4	Gestapelter Doppelfokus – Index \tilde{G}	89
5.2	Strömungseigenschaften von Ultraschallfeldern	89
5.2.1	Einseitiger Aufbau	90
5.2.1.1	Fokussierung auf einen Punkt – E0	91
5.2.1.2	Gleichphasiger Doppelfokus – Index L	93
5.2.1.3	Gegenphasiger Doppelfokus – Index \tilde{L}	94
5.2.2	Gegenüberstehender Aufbau: StAW – Konfig. G0	95
5.3	Strömungsbeeinflussung, gegenüberstehender Aufbau – Konfig. G	99
5.3.1	StAW – Konfig. G0	99
5.3.1.1	Identifizierung und Charakterisierung der Strömungsbeeinflussung	99
5.3.1.2	Auswirkung der Gasmenge auf das Strömungsbild	107
5.3.1.3	Ein- und Ausschwingverhalten bzw. Verteilung des Gases innerhalb der StAW	110
5.3.1.4	Abhängigkeit der Strömungsbeeinflussung vom Schalldruck bei unterschiedlichen Strömungsgeschwindigkeiten	111
5.3.1.5	Winkelabhängigkeit	115
5.3.2	Wandernde StAW – Konfig. GW	116
5.3.3	StAW mit Spalt, aus gleich- und gegenphasigem Doppelfokus – Index Q/\tilde{Q}	118

5.3.4	Flächige StAW – Index L und F(+)	120
5.3.4.1	Beschreibung der Strömungsbeeinflussung und Vergleich mit Konfiguration G0	120
5.3.4.2	Verhalten bei weniger Butangas	123
5.3.4.3	Abhängigkeit der Strömungsbeeinflussung von der Ultraschall-Leistung bei unterschiedlichen Strömungsgeschwindigkeiten	124
5.3.4.4	Winkelabhängigkeit	125
5.3.5	Kármánsche Wirbelstraße	125
5.3.6	In Phase, Rauschen und einseitig – Konfigurationen GP, GR, GE	127
5.4	Strömungsbeeinflussung, einseitiger Aufbau – Konfiguration E	129
5.4.1	Fokussierung auf einen Punkt – Konfiguration E0	129
5.4.2	Gleich- und gegenphasiger Doppelfokus	130
5.4.2.1	Quer zur Strömung – Index Q/\tilde{Q}	131
5.4.2.2	Längs zur Strömung – Index L/\tilde{L}	134
5.4.2.3	Doppelfokus gestapelt – Index \tilde{G}	135
5.4.3	In Phase und Rauschen	136
5.5	MST Ultraschall-Aktoren	137
5.6	Bewertung der Schallmessungen mit Fehlerbetrachtung	139
5.6.1	Reproduzierbarkeit der Schallfelder	139
5.6.2	Temperaturfeld und Einfluss auf die Hitzdrahtanemometrie	145
6	Zusammenfassung und Ausblick	147
6.1	Zusammenfassung	147
6.2	Ausblick	149
	Literaturverzeichnis	153
	Eigene Veröffentlichungen und betreute Abschlussarbeiten	163
	Abbildungsverzeichnis	167
	Tabellenverzeichnis	175
	Abkürzungsverzeichnis	177
	Symbolverzeichnis	179
A	Anhang	i
A.1	Berechnung der Schalleistung	i
A.2	Überprüfung der Kármánschen Wirbelstraße	ii
A.3	Interner Aufbau der FPGAs	iii
A.4	Windkanal Beruhigungsstrecke	v
A.5	Array Ansteuerung	v

A.6 Schallfelder – gegenüberstehender Aufbau	vi
A.7 Schallfelder – einseitiger Aufbau	viii
A.8 Messaufnahmen – Hitzdrahtanemometrie	x
A.9 Messaufnahmen – Hintergrundschlierenfotografie (BOS)	xii
A.10 Quadrofokus (gegenphasig), quer zur Strömung – Konfig. $Ex\tilde{Q}+$	xxi

1 Einleitung

Eine der größten Herausforderungen des 21. Jahrhunderts stellt der weltweit immer stärker werdende und erkennbare Klimawandel dar. In heutiger Klimapolitik wurden dementsprechend unterschiedlichste Klimaziele definiert, um dem menschengemachten Klimawandel entgegenzuwirken. Zur Erreichung dieser weltweiten Klimaziele ist es unumgänglich, die Netto-Gesamtemissionen von Kohlendioxid (CO_2) zu reduzieren. Daher sind klimaneutrale erneuerbare Energien, Mittel zur Energiegewinnung und alle anderen Optionen zur Ressourceneinsparung und Effizienzsteigerung wichtige Ziele in Forschung und Anwendung. Insbesondere die Ressourceneinsparungen werden in der Elektronik-, Konsumgüter- und Automobilindustrie angestrebt. Ebenso besteht ein großes Interesse an der Verbesserung der Treibstoffeffizienz von Flugzeugen. Bei der Internationalen Zivilluftfahrtorganisation (ICAO) beschlossen die beteiligten Regierungen, die Treibstoffeffizienz für den internationalen Luftfahrtsektor um 1,5 % pro Jahr zu verbessern [1]. Als Beispiel ist die deutsche Flugzeugflotte zu nennen, welche ihren Treibstoffverbrauch kontinuierlich von 6,30 Liter pro 100 Passagierkilometer im Jahr 1990 auf 3,55 Liter pro 100 Passagierkilometer im Jahr 2018 reduziert hat [2] und weiterhin bestrebt ist diesen Weg fortzusetzen. Die Ziele zur Einsparung von Treibstoff und Emissionen sind im Allgemeinen auch in den Dokumenten von ACARE 2020 [3] und weiter in Flightpath 2050 [4] festgelegt.

Insbesondere der aerodynamische Widerstand trägt immens zum Treibstoffverbrauch bei. Um entsprechend die Emissionsziele zu erreichen, sind massive Reduzierungen des Strömungswiderstandes erforderlich. Durch das Überströmen der Luft an den Flugzeug-Oberflächen und der damit verbundenen Reibung entsteht eine sogenannte Grenzschicht (*Boundary Layer*), welche bei niedriger Reynoldszahl über die gesamte Oberfläche laminar verläuft. Bei höherer Reynoldszahl kann die laminare Strömung nicht gänzlich aufrechterhalten werden, wodurch diese in Strömungsrichtung zusammenbricht und sich turbulent fortsetzt. Der Umschlag von laminarer in turbulente Strömung wird in der Strömungsmechanik auch als Transition bezeichnet. Dieser Bereich (*Turbulent Flow Boundary Layer*) zeichnet sich durch starke Wirbelbildung und chaotisches Fließverhalten aus, wodurch ein deutlich höherer Strömungswiderstand entsteht. Besonders der in der turbulenten Grenzschicht entstehende Strömungswiderstand macht den Hauptteil des Gesamtwiderstands heutiger Verkehrsflugzeuge aus.

Diese Problematik spielt z. B. auch bei Windkraftanlagen eine Rolle. So erreichen derzeitige aktuelle Windkraftanlagen, wie z. B. die Vestas V164-8.0 mit einem Rotordurchmesser von 164 m, Blattspitzengeschwindigkeiten von über 370 km/h [5]. Durch aerodynamische Verluste, d. h. durch Reibung an der Profiloberfläche (sog. Profil-Verluste), sowie durch Druckausgleich an der Blatt-

spitze (sog. Tip-Verluste) wird der maximale Rotorwirkungsgrad vermindert. Während der theoretische maximale Wirkungsgrad bei ca. 59 % liegt, erreichen derzeit reale Windenergieotoren einen Wirkungsgrad von ca. 50 % [6].

Verschiedene Möglichkeiten zur aktiven Strömungskontrolle sind demnach aktueller Forschungsgegenstand, von denen bereits eine Vielzahl sowohl experimentell als auch numerisch untersucht worden sind. Besonders große Erwartungen werden an das Potential von aktiven Aktoren für eine gezielte Strömungsmanipulation gestellt, welche jedoch im Allgemeinen bisher noch nicht den entscheidenden Durchbruch erzielen konnten. Ein kurzer Überblick über die jüngsten Forschungsarbeiten ist in Kapitel 2 Abschnitt 2.1 gegeben.

In dieser Arbeit wird hingegen ein neuartiger Ansatz zur Strömungsmanipulation durch fokussierte akustische Wellen vorgeschlagen und experimentell untersucht, wodurch sich das Konzept von den bisherigen Methoden zur Strömungsbeeinflussung deutlich abhebt. Dabei werden stehende akustische Wellen (StAW) im Ultraschallbereich verwendet, wie sie z. B. aus einer Methode zum Schweben kleiner Objekte bekannt sind. Diese Technik wird akustische Levitation genannt. Im Rahmen dieser Arbeit wird gezeigt, dass fokussierte und stehende akustische Wellen zur Strömungsmanipulation genutzt werden können. Dabei konnte gezeigt werden, dass sich aus stehenden akustischen Wellen radiale Strömungen ausbilden, welche einen signifikanten Einfluss auf eine ankommende äußere Strömung aufweisen. Die zugrundeliegende Idee und Vision dieser Arbeit ist die Verwendung dieser stehenden Wellen als eine Art „akustische Riblets“, die in Analogie zu strukturellen Riblets zu einer Reduktion der turbulenten Hautreibung ähnlich einer Haifischhaut führen könnten. Als weitere Aufgabenstellung kommt hinzu, dass es auf Tragflächen unerwünscht ist, herausragende Teile mit Aktoren oder Reflektoren zu platzieren. Demnach ist es notwendig, die Erzeugung der fokussierten akustischen Wellen mittels planarer Aktoren zu realisieren. Hierfür sind großflächige miniaturisierte Ultraschallarrays notwendig, welche einerseits robust sein müssen, um in der rauen Umgebung einer Flugzeugaußenhaut zu bestehen und andererseits zugleich ohne Beschädigung der Flugzeugstruktur integrierbar sein müssen. Eine Machbarkeit von flächigen miniaturisierbaren Ultraschallarrays wird im Rahmen dieser Arbeit ebenfalls betrachtet und untersucht.

Die vorliegende Arbeit befasst sich zunächst mit der Betrachtung der erforderlichen Grundlagen (vgl. Kap. 2). Dabei wird mit einer kurzen Einführung über den Stand der Technik begonnen, welche einerseits aktuelle Methoden zur Manipulation von Strömungen sowie eine kurze Bewertung für einen Einsatz auf einer Tragfläche und andererseits Techniken zur Erzeugung stehender akustischer Wellen am Beispiel akustischer Levitation beinhaltet. Des Weiteren werden als physikalische Grundlagen aus dem Bereich Akustik die Ausbreitung von Schallwellen anhand der Wellengleichung sowie stehende Wellen mit Wanderwellen und Schwebung mathematisch hergeleitet. Aus dem Bereich Acoustofluidic wird das Phänomen der akustischen Strömung (*Acoustic Streaming*) erläutert und aus dem Bereich der Strömungsmechanik das Entstehen einer fluidodynamischen Grenzschicht beschrieben. Am Ende des Kapitels werden die zwei verwendeten Strömungsmesstechniken Hitzdrahtanemometrie und Hintergrundschlierenfotografie vorgestellt und erläutert.

In Kapitel 3 wird das grundsätzliche Konzept des neuartigen Ansatzes zur Strömungsmanipulation vorgestellt und im Detail, auch unter Berücksichtigung einer praktischen Anwendung auf einer Flugzeugtragfläche, erläutert. Eine Darlegung der technischen Machbarkeit erfolgt anhand von Vorversuchen. Des Weiteren werden die für eine Untersuchung im Labor nötigen Voraussetzungen für die Mess- sowie Aktorsysteme definiert und die Umsetzung sowie die Anforderungen und Umsetzung der Aktorsysteme für praktische Anwendungen besprochen.

Das Kapitel 4 behandelt den für die Untersuchung der Strömungsbeeinflussung von Ultraschallfeldern neu aufgebauten Versuchsstand. Dies umfasst einen Windkanal für die Bereitstellung einer definierten laminaren Strömung, ein modular aufgebautes Ultraschall-Array zur Erzeugung verschiedener Schallfelder sowie diverse Messsysteme für Schall-, Temperatur- und Strömungsmessungen. Dabei wird detailliert erläutert, wie das gesamte experimentelle Setup aufgebaut und wie der Messablauf inkl. der Steuerung und Datenerfassung umgesetzt wurde. Eine Besonderheit stellt die Umsetzung der Hintergrundschlierenfotografie dar, welche unter Zuhilfenahme eines „Kontrastmittels“ die Sichtbarmachung der Strömungsbeeinflussung ermöglichte.

In Kapitel 5 werden die wesentlichen Ergebnisse der vorliegenden Arbeit aufgeführt und besprochen sowie dazugehörige Erklärungen und Interpretationen dargelegt. Das Kapitel umfasst, neben einer Übersicht der verwendeten Schallfelder sowie deren Vermessung mit Erläuterungen, alle relevanten Strömungsmessungen, wobei je nach Schall-Konfiguration sowohl die Hitzdrahtanemometrie als auch die Hintergrundschlierenfotografie als Messmethode verwendet wurden. Dabei werden Schallfelder betrachtet, welche mit zwei gegenüberstehenden Ultraschallarrays bzw. mit einem flächigen Array aus einer Ebene heraus erzeugt wurden. Mittels der Hitzdrahtanemometrie wurden dabei die „inneren“ Strömungen bzw. Eigenschaften der verschiedenen Schallfelder ohne eine äußere Strömung untersucht, wodurch sich radial ausbildende Strömungen einer stehenden akustischen Welle identifiziert werden konnten und in dieser Arbeit diskutiert werden. Bei diesen Untersuchungen der Strömungsbeeinflussung mit einer äußeren Strömung wird eine Vielzahl an Varianten wie z. B. das Verhalten bei verschiedenen Schalldrücken sowie Strömungsgeschwindigkeiten, unter variierenden Schalleinfallswinkeln, bei einer wandernden StAW sowie auch das Ein- und Ausschwingverhalten dargestellt und beschrieben. Des Weiteren werden auch die Eigenschaften der für die Umsetzung von skalierbaren Ultraschallarrays benötigten vorgeschlagenen mikrotechnischen Aktoren dargestellt und erläutert. Mit solchen Ultraschallarrays lassen sich sehr oberflächennahe (Größenordnung der Aktoren) und skalierbare Schallfelder erzeugen, die für die Beeinflussung dünner Grenzschichten besonders geeignet sein könnten. Zuletzt wird auf die Qualität und Zuverlässigkeit der Schallfelder in Bezug auf die Lufttemperatur, den Luftdruck und die relative Luftfeuchtigkeit eingegangen sowie eine Abschätzung über die Robustheit der Schallfelder bei ungenauer Ansteuerung der Ultraschallarrays und die Auswirkung der Kühlung auf diese gegeben.

Abschließend werden in Kapitel 6 die wichtigsten gewonnenen Erkenntnisse der vorliegenden Arbeit zusammengefasst und diskutiert. Der Ausblick fasst mögliche Weiterführungen sowie Einsatz- und Optimierungsmöglichkeiten zusammen.

An dieser Stelle sei erwähnt, dass diese Arbeit durch ein öffentlich gefördertes Projekt (MaKoS) vom Bundeswirtschaftsministerium (BMWi) unterstützt und mitfinanziert wurde [CK23].

2 Grundlagen

Die in dieser Arbeit behandelte Thematik bedient sich aus den Fachbereichen Aerodynamik, Akustik, Optik und Elektrotechnik. Der größte Teil des für diese Arbeit relevanten Grundwissens wird dabei über allgemeine Lehr- bzw. Fachbücher abgedeckt und dementsprechend nicht näher erläutert. In diesem Kapitel wird das über das allgemeine Fachwissen Hinausgehende kurz angerissen, wie z. B. Begrifflichkeiten der Akustik, welche als Kernthema hier kurz aufgegriffen und eingeführt werden.

Das Kapitel ist hierbei in drei Teile gegliedert: Zu Beginn wird ein kurzer Überblick über den Stand der Technik gegeben, welcher aktuelle Methoden zur Manipulation von Strömungen beinhaltet sowie die Erzeugung stehender akustischer Wellen am Beispiel akustischer Levitation behandelt. Als physikalische Grundlagen werden aus dem Bereich Akustik die Ausbreitung einer *Schallwelle* (Wellengleichung) und die Entstehung von *stehenden akustischen Wellen* erläutert, aus dem Bereich Acoustofluidic das Phänomen *Acoustic Streaming* vorgestellt sowie die *Fluidynamische Grenzschicht* aus dem Bereich der Strömungsmechanik beschrieben. Zuletzt werden zwei verwendete Messtechniken zur Strömungserfassung behandelt: die Hitzdrahtanemometrie und die Hintergrundschlierenfotografie (*Background Oriented Schlieren* (BOS)). Die Hintergrundschlierenfotografie spielt dabei eine besondere Rolle, da sie als berührungslose Alternative zur Hitzdrahtanemometrie ohne einzubringende Sonden verwendet werden kann, welche ggf. einen Einfluss auf das Schallfeld haben könnten. Des Weiteren zeichnete sich die Hintergrundschlierenfotografie als besonders schnelle und einfache Methode für die Untersuchung und Visualisierung der Strömungsmanipulation durch stehende akustische Wellen aus.

2.1 Stand der Technik

In diesem Abschnitt wird ein kurzer Überblick über aktuelle Methoden zur Manipulation von Strömungen gegeben und diese bezüglich eines Einsatzes auf einer Tragfläche bewertet. Weiterhin werden Techniken zur Erzeugung stehender akustischer Wellen am Beispiel akustischer Levitation besprochen, welche eine hohe Ähnlichkeit mit dem hier verwendeten Aufbau für die Schallerzeugung aufweist.

2.1.1 Methoden zur Manipulation von Strömungen

Systeme und Strukturen zur Reduzierung des turbulenten Wandreibungswiderstandes (skin friction drag reduction) sind schon länger Bestandteil der Forschung. Um die Möglichkeiten und Erfolgsaussichten eines neuartigen Aktorkonzeptes besser abschätzen zu können, wird im Folgenden hierfür ein Einblick in den aktuellen Forschungsstand bzw. Stand der Technik zur Manipulation von Strömungen gegeben. Der hier aufgeführte Forschungsstand umfasst eine große Anzahl von unterschiedlichen Aktorprinzipien, von denen sich bisher noch keines durchsetzen konnte. Es folgt zunächst eine Auflistung mit einer kleinen Auswahl an relevanten Veröffentlichungen:

- Allgemeine Übersicht/Zusammenfassungen [7–12]
- Riblets [13–20]
(Ähnlich einer Haifischhaut werden auf der Oberfläche miniaturisierte Stege/Wände aufgebracht (im mm-Bereich), welche ein Querfließen der Strömung verhindern sollen.)
- (Oszillierende) Riblets [21]
- Absaugen der Grenzschicht [22–27]
(Mittels kleinen Öffnungen wird die vorhandene Grenzschicht ins Innere abgesaugt.)
- Ausblasen in die Grenzschicht (*synthetic jets*) [28–35]
(Ein Strahl wird in einer definierten Frequenz mittels Düsen in die Grenzschicht geblasen, wodurch sich die abgelöste Strömung wieder an die Oberfläche anlegt.)
- Absaugen und Ausblasen der Grenzschicht [36]
- Oberflächenwellen [37–40]
(Mittels Aktoren, wie z. B. Piezoaktoren, wird in der Oberfläche eine Welle generiert, welche einen positiven Einfluss auf den laminar-turbulenten Übergang besitzt und diesen hinauszögert.)
- Oszillierende Wandstrukturen [41–47]
- Plasma-Vortex-Generatoren [48–55]
(Mittels auf und unter der Oberfläche angebrachter Elektroden lässt sich ein Plasma erzeugen, welches auf der Oberfläche kleine Luftwirbel aufweist. Diese haben wiederum einen direkten Einfluss auf die Grenzschicht.)
- Mikroklappen [56–60]
- Sägezahnaktor [61]

Viele dieser Lösungsansätze, die den aktuellen Forschungsstand widerspiegeln, werden weiterhin untersucht und erprobt. Einige Ansätze sehen zwar in ihrer Wirkung vielversprechend aus und besitzen möglicherweise genügend Potential, bieten jedoch auch Nachteile:

Ein zu starker Eingriff in die Oberfläche (Bohrungen, Einschnitte, herausragende Gegenstände) bewirkt eine (unerwünschte) Beeinflussung der Strömung, wodurch sich der Strömungswiderstand

sogar erhöhen kann. Zudem weisen solche „Oberflächendefekte“ eine große Anfälligkeit für Verschmutzung auf, die einen Ausfall der Aktoren zur Folge haben kann.

Passive Oberflächenstrukturen wie z. B. Riblets bieten zwar eine bereits gezeigte Widerstandsreduktion von etwa 2% (Feldversuch mit Airbus und 3M Riblet tape), jedoch beschränkt sich die Wirkung lediglich auf bestimmte Strömungsgeschwindigkeiten und lokale Strömungsrichtungen aufgrund der festen Abstände, Größe und der lokalen Orientierung der Riblets.

Plasma-Vortex-Generatoren benötigen hohe Spannungen und viel Energie, um das erzeugte Plasma aufrechtzuerhalten. Der Wirkungsbereich der in die Wand integrierten Aktoren befindet sich primär sehr nahe der Oberfläche und kann nur bedingt bis gar nicht in höhere Bereiche der Grenzschicht eingebracht werden.

2.1.2 Erzeugung stehender akustischer Wellen am Beispiel akustischer Levitation

Die Erzeugung und die Eigenschaften stehender akustischer Wellen (StAW) sind gut bekannt. Für gewöhnlich werden StAW durch einen Schallwandler und eine zur Schallausbreitung senkrecht stehende Reflexionsfläche erzeugt. Besonders bekannt sind solche stehenden Wellen beim *Kundtschen (Staub-)Rohr*, welche sich in einer geschlossenen Röhre mit einer an die Wellenlänge angepassten Länge und einem an einer Seite befindlichen Schallwandler ergeben. Durch positive und negative Interferenz durch die erzeugte und reflektierte Schallwelle bildet sich die stehende Welle mit schnell alternierenden Bäuchen (*antinodes*) und stillstehenden Knoten (*nodes*) aus. Durch feine Partikel wie z. B. Mehlstaub können die Knoten und Bäuche der StAW sichtbar gemacht werden [62].

Ebenfalls bekannt sind StAW bei einer Anwendung, um kleinere Objekte oder auch Flüssigkeitstropfen zum Schweben zu bringen. Dieser Effekt wird akustische Levitation genannt und wurde bereits 1933 das erste Mal von H. Bücks und H. Müller beschrieben [63]. Das Vorhandensein einer sog. akustischen Kraft kann dazu genutzt werden, um dementsprechend Objekte gefangen zu halten. Sie kann jedoch auch als Falle für kalte Gase verwendet werden, wodurch sich Strukturen wie ein Tannenbaum bilden, was von R. Tuckermann und S. Bauerecker bei einer Frequenz von 40 kHz gezeigt wurde [64]. Akustische Levitation ist im Allgemeinen in einem Schallfeld mit sehr hohem Schalldruck ($> 120 \text{ dB}_{\text{SPL}}$) und einer stehenden Schallwelle möglich. Akustische Levitatoren basieren i. d. R. ebenfalls auf einem Schallwandler und einem Reflektor (vgl. Abb. 2.1a). Im einfachsten Fall kann dies, auch in einer offenen Bauweise, durch die Anordnung eines Schallwandlers und eines Reflektors erzeugt werden, indem der Abstand einem ganzzahligen Vielfachen der halben Wellenlänge des Ultraschalls entspricht [65, 66].

Eine alternative Möglichkeit, auch bei großen Abständen lokale stehende Wellen hoher Amplitude zu erzeugen, ist die Verwendung von Arrays aus einer Vielzahl an Schallwandlern, die sich alle in einem Punkt fokussieren lassen (vgl. Abb. 2.1b). Dies wurde z. B. von Y. Ochiai *et al.* in seiner Arbeit *Pixie Dust* eindrucksvoll demonstriert, bei welcher Arrays aus z. B. 285 Ultraschallwandlern für die Erzeugung von StAW für die akustische Levitation aufgebaut wurden [67]. Die Vorteile bei der Verwendung von Arrays sind die Ermöglichung von größeren Abständen, Erzeugung von

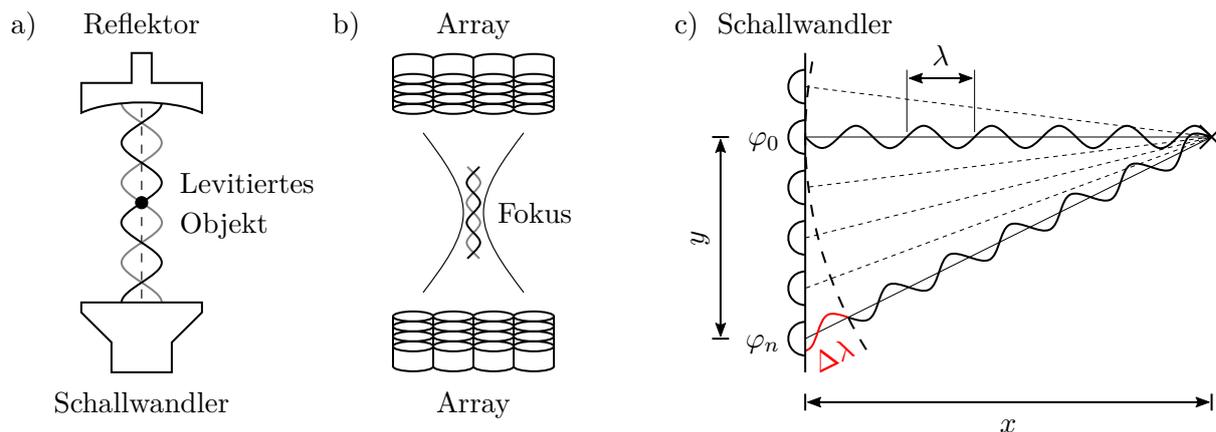


Abbildung 2.1: Aufbau eines klassischen Levitators (a). Durch die sich bildende StAW können kleinere Objekte in Schwebelage (Levitation) gehalten werden. Erzeugung einer StAW mittels gegenüberstehender Arrays (b), nach [67]. Die StAW ist dabei um den Fokus herum begrenzt. Geometrie der Phasenverschiebung bei der Fokussierung von Schallwellen (c). Die Differenzweglänge $\Delta\lambda$ ergibt sich dabei durch die Länge zum Fokus und der Wellenlänge λ .

besonders hohen Schalldrücken ($> 162 \text{ dB}_{\text{SPL}}$) und Flexibilität bei der Schallfeldgestaltung. Mit dieser Methode ist es sogar möglich, dreidimensionale stehende Wellen zu erzeugen sowie z. B. bei geeigneter Ansteuerung eine dreidimensionale Bewegung.

Die Erzeugung einer lokalen stehenden Welle mittels zwei sich gegenüber befindenden Arrays gestaltet sich denkbar einfach. Hierbei werden die Schallwellen der einzelnen Aktoren auf einen einzelnen Punkt (Fokus) fokussiert. Abbildung 2.1c verdeutlicht das Prinzip. Hierfür müssen die Aktoren phasengenau ansteuerbar sein, um die Phasenlage im Fokus einzustellen. Die Berechnung der *Phasenlagen* φ_n erfolgt dabei über einfache geometrische Zusammenhänge mittels der Position des Aktors und dessen *Differenzweglänge* der Schallwelle $\Delta\lambda$ unter Einbezug der *Wellenlänge* λ .

2.2 Physikalische Grundlagen

In diesem Abschnitt werden die für diese Arbeit wichtigsten Grundbegriffe der Akustik behandelt, welche im Allgemeinen in vielen Lehr- bzw. Fachbüchern thematisiert werden [68,69]. Insbesondere wird die Ausbreitung von Schallwellen über die Wellengleichungen dargelegt sowie die Entstehung von stehenden akustischen Wellen kurz aufgegriffen. Des Weiteren werden zum Verständnis und zur Gegenüberstellung der in dieser Arbeit untersuchten Strömungseffekte im Abschnitt Acoustofluidic der aktuelle Forschungs- und Wissensstand über akustische Strömungseffekte beschrieben und erläutert. Zusätzlich wird die der Strömungsmechanik zugeordnete Entstehung von fluiddynamischen Grenzschichten beschrieben.

2.2.1 Akustik: Schallwelle

In der Akustik beschreibt eine *Schallwelle* eine räumlich fortschreitende mechanische Schwingung in Form von Druck- bzw. Dichte- sowie Geschwindigkeitsschwankungen. Die hierdurch entstehenden *Schallfelder* werden durch die Kenngrößen *Schalldruck* p und *Schallschnelle* v charakterisiert. Der Schalldruck $p = p_{\text{ges}} - p_0$ entspricht dabei der Differenz aus dem Gesamtdruck p_{ges} und dem statischen (Luft)druck p_0 . Im Allgemeinen können die räumlichen und zeitlichen Variationen der Druckverteilung $p(\mathbf{x}, t)$ sowie Geschwindigkeitsverteilung $\mathbf{v}(\mathbf{x}, t)$ durch Wellengleichungen beschrieben werden. Diese lassen sich aus der Impuls- und Massenbilanz (Kontinuitätsgleichung) ableiten:

$$(I) \quad \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} = -\frac{v_i}{t}, \quad (2.1)$$

$$(II) \quad \frac{1}{\rho c^2} \frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{\partial v_i}{\partial x_i}, \quad (2.2)$$

mit der *Dichte* ρ und der *Schallgeschwindigkeit* c . Wird die Divergenz der Impulsbilanz von der zeitlichen Ableitung der Massenbilanz abgezogen, ergibt sich nach kurzer Vereinfachung schließlich für die Wellengleichung des Schalldrucks:

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - c^2 \frac{\partial^2 p}{\partial x_i^2} = 0. \quad (2.3)$$

Auf gleiche Weise lässt sich in dieser Form auch die Wellengleichung des Geschwindigkeitsfeldes \mathbf{v} darstellen.

Als Lösung der Differentialgleichung 2.3 lässt sich der Schalldruck in Abhängigkeit von Ort x und Zeit t darstellen mit

$$p(x, t) = p_{\text{max}} \cos(\omega t - kx). \quad (2.4)$$

Dabei wird $k = \omega/c$ als *Wellenzahl* bezeichnet, wobei ω für die *Kreisfrequenz* $2\pi f$, mit der *Frequenz* f , steht.

Weitere wichtige Kenngrößen der Akustik sind die Schallintensität bzw. -leistung sowie die Schallkennimpedanz. Diese werden hier jedoch nicht weiter näher erläutert, sondern es wird auf die entsprechende Fachliteratur verwiesen.

In der Akustik ist es üblich, die zu messenden Schallgrößen als abgeleitete logarithmische Größe mit definierter Bezugsgröße anzugeben. Der *Schalldruckpegel* ist definiert als $L_p = 20 \cdot \log p/p_0$, bei welchem für gewöhnlich die Hörschwelle von $p_0 = 2 \cdot 10^{-5}$ Pa als Bezugsschalldruck verwendet wird. Um die feinen Druckunterschiede der Messergebnisse hervorzuheben, wird in dieser Arbeit weitgehend auf diese Darstellung verzichtet und der Schalldruck zumeist in Pascal (Pa) angegeben.

2.2.1.1 Stehende Welle

Eine wichtige Eigenschaft von Schallwellen ist die Überlagerung verschiedener Wellen, womit Interferenzen erzeugt werden können. Dies folgt aus der Linearität der Wellengleichung (vgl. Gl. 2.3).

Existieren also verschiedene Lösungen der Wellengleichung, so muss jede Linearkombination, also auch deren Summe, eine Lösung sein. Überlagern sich schließlich verschiedene Wellen, so addieren sich am gleichen Ort und zur gleichen Zeit die Amplituden der Einzelwellen. Ein Sonderfall stellt hierbei eine stehende Welle dar, welche sich aus zwei entgegengerichteten Wellen gleicher Frequenz bildet, wodurch sich ein räumlich stationäres Schwingungsmuster ergibt.

Werden zunächst im Allgemeinen zwei Wellen mit einer *Auslenkung* ξ_i und einer *Amplitude* A betrachtet, so lassen sich diese mit entgegengesetzter Ausbreitungsrichtung darstellen als

$$\xi_1(x, t) = A \cos(\omega t - kx) \quad \text{und} \quad \xi_2(x, t) = A \cos(\omega t + kx) . \quad (2.5)$$

Die Gesamtauslenkung ergibt sich schließlich aus der Summe beider, was sich mit dem trigonometrischen Additionstheorem des Cosinus vereinfachen lässt zu

$$\xi(x, t) = \xi_1 + \xi_2 = 2A \cos(kx) \cos(\omega t) . \quad (2.6)$$

Die daraus resultierende *stehende Welle* besitzt somit eine Schwingungsform $\cos(\omega t)$ mit einer periodisch vom Ort x abhängigen Amplitude $2A \cos(kx)$. An den Orten $x = \lambda/4\pi[(2n+1)\pi]$ mit $n = 0, 1, 2, \dots$ ist die Amplitude also immer null. Diese Nullstellen werden als *Schwingungsknoten* oder kurz *Knoten* bezeichnet. Bei $x = (2n\pi)/(2k)$ erreicht die Welle innerhalb einer Schwingungsperiode $2\pi/\omega$ einmal ihr Maximum $2A$ und Minimum $-2A$. Die Stellen maximaler Amplitude werden *Schwingungsbäuche* oder kurz *Bäuche* genannt.

2.2.1.2 Wandernde stehende Welle und Schwebung

Besitzt eine der Wellen eine abweichende Frequenz $\tilde{f} = f + \Delta f$, so ändert sich bei Gleichung 2.5 z. B. die Wellenfunktion $\xi_1(x, t)$ zu

$$\tilde{\xi}_1(x, t) = A \cos(\tilde{\omega} t - \tilde{k} x) , \quad (2.7)$$

mit $\tilde{\omega} = 2\pi\tilde{f}$ und $\tilde{k} = \tilde{\omega}/c$.

Wird erneut die Resultierende beider Wellen betrachtet, so ergibt sich für $\tilde{\xi} = \tilde{\xi}_1 + \xi_2$ nach Vereinfachung und Umformung eine Wellenfunktion mit

$$\tilde{\xi}(x, t) = 2A \underbrace{\cos\left(\frac{1}{2}(-\tilde{\omega}t + \tilde{k}x + \omega t + kx)\right)}_{\text{Überlagerungsschwingung}} \underbrace{\cos\left(\frac{1}{2}(\tilde{\omega}t - \tilde{k}x + \omega t + kx)\right)}_{\text{Einhüllende}} . \quad (2.8)$$

Die Schwingungsform der resultierenden Welle setzt sich somit zusammen aus einer hochfrequenten Überlagerungsschwingung und einer niederfrequenten Einhüllenden. Diese Form der Welle wird im Allgemeinen auch als *Schwebung* bezeichnet. Reduziert auf einen kleinen Ausschnitt betrachtet, ergibt sich somit eine wandernde stehende Welle. Ein Knoten ergibt sich dann, wenn $\tilde{\xi}(x, t) = 0$ ist.

Dies ist z. B. der Fall, wenn der Kosinus der Überlagerungsschwingung null wird. Diese Bedingung ist durch $\cos(\dots) = (2n + 1)\pi/2$ erfüllt, wodurch nach Auflösen mit $k = \omega/c$ gilt:

$$\frac{1}{2} \left(\frac{1}{c}(\omega + \Delta\omega)x - (\omega + \Delta\omega)t + \frac{1}{c}\omega x + \omega t \right) = \frac{(2n + 1)\pi}{2} . \quad (2.9)$$

Nach Umformen ergibt sich für einen Knoten die Position

$$x(t) = \frac{c(2n + 1)\pi + c\Delta\omega t}{2\omega + \Delta\omega} \quad (2.10)$$

sowie abgeleitet nach der Zeit die Geschwindigkeit eines sich in x-Richtung fortschreitenden Knotens

$$v_K = \frac{d}{dt}x(t) = \frac{c\Delta\omega}{2\omega + \Delta\omega} . \quad (2.11)$$

2.2.2 Acoustofluidic: Acoustic Streaming

Der Begriff akustische Strömung (*acoustic streaming*) umfasst ein Phänomen, bei welchem aufgrund einer Schallausbreitung mit großer Amplitude eine stetige Bewegung des Fluids beobachtet werden kann [70, 71]. Wie bereits erwähnt wurde, äußert sich eine akustische Wellenausbreitung in Form von Druck- und Geschwindigkeitsschwankungen innerhalb eines Fluids, wobei in einem idealen Fluid die zeitlich gemittelte Partikelverdrängung, d. h. der Nettofluidstrom, überall gleich null ist. Bei einem realen Fluid führt jedoch die viskose Dämpfung dazu, dass die Nettoverdrängung der Fluidpartikel bei jedem Schwingungszyklus ungleich null wird, was schließlich zu einer stetigen Fluidströmung führen kann. Die akustische Strömung weist hierbei eine hohe Ähnlichkeit mit der Erzeugung von Strömungsgeräuschen auf.

Die akustische Strömung lässt sich auf einen nichtlinearen Effekt aufgrund der Reynoldsspannungen zurückführen, welche in der Fluidodynamik bei Turbulenzmodellen verwendet werden und sich aus der zeitlichen Mittelung über die Navier-Stokes-Gleichungen ergibt. Die Reynoldsspannung ist die Komponente des Gesamtspannungstensors in einem Fluid, welche die turbulenten Schwankungen eines Fluidimpulses berücksichtigt [71, 72].

Bei einem homogenen Fluid mit einer konstanten Dichte ρ sind für Schallwellen die Komponenten τ_{ij} des *Reynolds'schen Spannungstensors* definiert als

$$\tau_{ij} = \rho \overline{\tilde{u}_i \tilde{u}_j} , \quad (2.12)$$

wobei \tilde{u} den fluktuierenden Geschwindigkeiten in der Schallwelle und $\bar{\tilde{u}}$ dem Mittelwert an einem festen Punkt entsprechen. Hieraus lässt sich schließlich eine *akustische Nettokraft* pro Volumeneinheit F_j ableiten, welche auf das Fluid wirkt, mit

$$F_j = -\partial(\rho \overline{\tilde{u}_i \tilde{u}_j})/\partial x_j . \quad (2.13)$$

Hierbei wird ersichtlich, dass die akustische Kraft über die Geschwindigkeitsamplitude nichtlinear (quadratisch) ist. Zudem ist sie nur dann nicht null, wenn die Geschwindigkeitsamplitude variiert. Bei einer Schallwellenausbreitung ergibt sich dies hierbei aufgrund von Schalldämpfung. Die klassischen Dämpfungsursachen sind dabei innere Reibung und Wärmeleitung, deren Gleichungen von G. Stokes und G. Kirchhoff abgeleitet wurden. Die *klassische Dämpfung* einer sich ausbreitenden Schallwelle $\alpha_{\text{KI}} = \alpha_{\text{R}} + \alpha_{\text{L}}$ ergibt sich somit aus den durch *innere Reibung* bedingten *Absorptionskoeffizienten* α_{R} und der durch *Wärmeleitung* bedingten *Absorptionskoeffizienten* α_{L} , mit

$$\alpha_{\text{R}} = \frac{2}{3} \frac{\eta \omega^2}{\rho c^3} \quad \text{und} \quad \alpha_{\text{L}} = \frac{\kappa - 1}{2\kappa} \frac{k_{\text{w}} \omega^2}{\rho c_{\text{v}} c^3}, \quad (2.14)$$

wobei η die *dynamische Viskosität*, $\kappa = c_{\text{p}}/c_{\text{v}}$ das *Verhältnis der spezifischen Wärmekapazitäten* und k_{w} die *Wärmeleitfähigkeit* ist. Hieraus ist erkennbar, dass die Dämpfung typischerweise proportional zum Quadrat ihrer Frequenz ist, wobei in Gasen beide Anteile von der gleichen Größenordnung sind [73].

Außerhalb dieser Betrachtung der reinen Schalldämpfung innerhalb eines Fluids muss zusätzlich zwischen diesem und der Dämpfung des Schalls in unmittelbarer Nähe von (festen) Oberflächen bzw. Grenzflächen durch Absorption oder Reflexion unterschieden werden. Die Oberfläche verursacht dabei ebenfalls einen hinreichend großen Geschwindigkeitsgradienten, sodass die viskosen Kräfte signifikant werden und hierdurch auch an Oberflächen akustische Strömungseffekte auftreten. Das Entstehen akustischer Strömungen kann hierbei durch den Mechanismus der Erzeugung unterschieden werden. Acoustic streaming lässt sich demnach in vier Bereiche einteilen, welche auch zwei weitere Sonderfälle beinhalten:

(1.) Grenzschichtinduzierte Strömung: Rayleigh- und Schlichting-Strömung In dem bereits erwähnten Kundtschen Rohr (vgl. Abschn. 2.1.2) können akustische Strömungseffekte beobachtet werden. Zwischen den Bäuchen und Knoten der stehenden akustischen Welle bilden sich symmetrische gegenläufige große Wirbelfelder aus, wie sie in Abbildung 2.2a dargestellt sind. Dabei strömt das Fluid nahe der Rohrwand von einem Knoten in Richtung eines Bauches. Im Inneren gibt es eine Rückströmung in die entgegengesetzte Richtung, also von einem Bauch zu einem Knoten. Diese

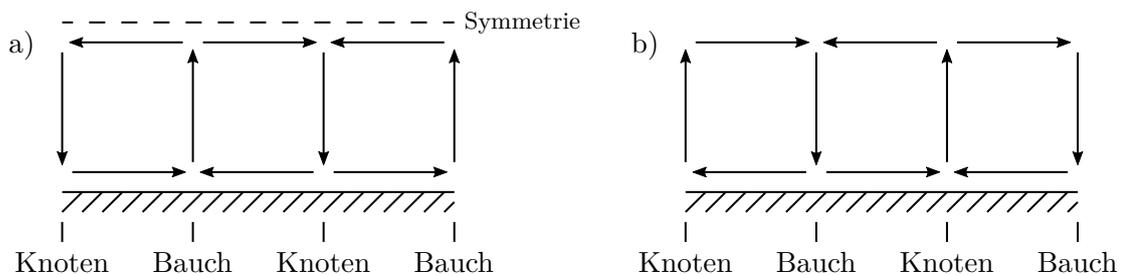


Abbildung 2.2: Darstellung der Rayleigh Strömung in einem Kundtschen Rohr (a) und durch eine stehende Oberflächenwelle auf einer ebenen Platte (b). Aufgrund von unterschiedlichen Kompressibilitäten sind die Drehrichtungen der Strömungen beider Fälle entgegengesetzt, nach [74].

Strömung wird als *Rayleigh Strömung* bezeichnet, da Rayleigh hierfür als Erster eine mathematische Beschreibung lieferte [74]. Bemerkenswerterweise ist bei einer schwingenden ebenen Platte, äquivalent zu einer stehenden akustischen Welle, die Drehrichtung der erzeugten Wirbel entgegengerichtet, wie in Abbildung 2.2b dargestellt. Rayleigh konnte beide Fälle mathematisch darlegen, indem er eine Kompressibilität in der Kundtschen Röhre im Gegensatz zu einer Inkompressibilität der Luftbewegung auf der Platte annahm.

Eine Abschätzung der Strömung innerhalb einer Grenzschicht nahe der Oberfläche wurde von Schlichtig entwickelt [75]. Er wies das Vorhandensein von kleineren oberflächennahen Wirbeln nach, wodurch sich die entstehenden Strömungen in eine *innere* und *äußere Strömung* zuordnen lassen (vgl. Abb. 2.3a). Hierdurch konnten die Rayleigh-Strömungen als grenzschichtinduzierte Strömung identifiziert werden, welche primär auf eine Wechselwirkung zwischen der Schallwelle und der Grenzschicht rückschließen lässt. Diese auch sogenannten Rayleigh-Schlichting-Strömungen entsprechen dem heute gängigen Modell für akustische grenzschichtinduzierte Strömungen, welche auch bei der akustischen Levitation bei in Schweben gehaltenen Objekten entstehen (vgl. Abb. 2.3b) [76].

(2.) Eckart-Strömung „Quartzwind“ Die *Eckart-Strömung*, auch bekannt unter „Quartzwind“, basiert rein auf der Dissipation von akustischer Energie im Fluid (vgl. Abb. 2.4a) [70, 77]. Bei der Ausbreitung einer akustischen Welle durch ein Fluid wird ein Teil der akustischen Energie absorbiert (vgl. Gl. 2.14). Die Amplitude der Schallwelle wird hierdurch gedämpft, wodurch die Schalldruckamplitude mit der Entfernung von der Schallquelle abnimmt. Der Verlust an akustischer Energie führt zu einem stetigen Impulsfluss, aus dem eine Strömung innerhalb des akustischen Strahls in Richtung der Schallausbreitung resultiert. Innerhalb einer geschlossenen Kammer kommt es hierbei typischerweise zu einer großen Wirbelbildung, die zu einer Zirkulation führt.

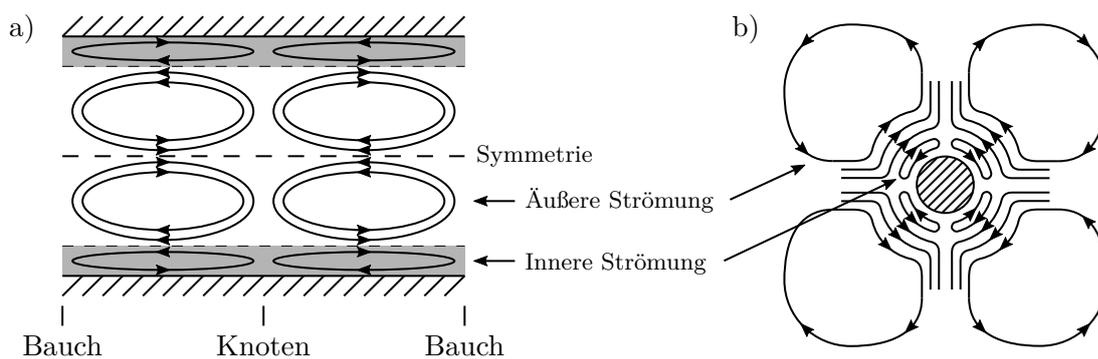


Abbildung 2.3: Darstellung der grenzschichtinduzierten Rayleigh-Schlichting-Strömung in einem Kundtschen Rohr (a) und am Beispiel eines levitierten Objekts (b). Nahe der Oberfläche entstehen durch Wechselwirkungen zwischen der Schallwelle und einer Grenzschicht Wirbelfelder (Innere = Schlichting Strömung), aus welchen die gegenläufigen äußeren Wirbelfelder resultieren (Äußere = Rayleigh Strömung), nach [70, 78].

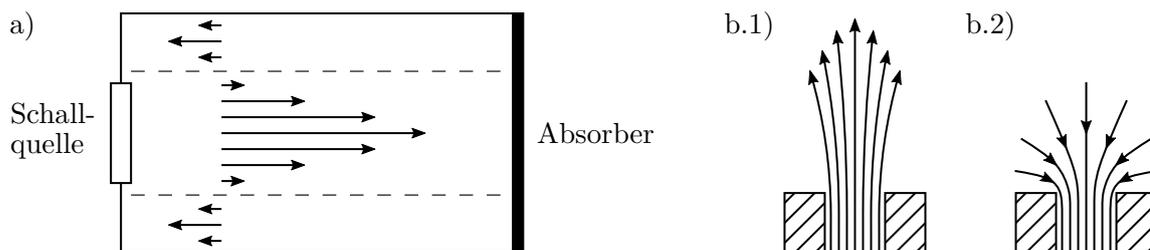


Abbildung 2.4: Darstellung der Eckart-Strömung (a), nach [79] und einer strahlgetriebenen Strömung (b) [76]. Die Eckart-Strömung („Quartzwind“) entsteht durch Dissipation von akustischer Energie im Fluid. Ein Absorber verhindert Schallreflexionen bzw. die Entstehung von StAW, wodurch die schallgetriebene Strömung identifiziert werden kann. Bei der strahlgetriebenen Strömung sorgen Pumpeffekte für eine Netto-Strömung: Beim Ausstoßen des Fluids (b.1) wird ein gerichteter Strahl erzeugt, wohingegen bei einer Ansaugperiode (b.2) das Fluid aus allen Richtungen zuströmt.

(3.) Strahlgetriebene Strömung Der Mechanismus hinter einer strahlgetriebenen Strömung (*jet driven streaming*) beruht auf dem periodischen Ansaugen und Ausstoßen eines Fluids durch eine Düse oder Blende bzw. allgemein durch eine Querschnittsveränderung hindurch. Abbildung 2.4b stellt das Prinzip schematisch dar. Beim Ausstoßen des Fluids (vgl. Abb. 2.4b.1) wird aufgrund der Strömungsablösung um den Öffnungsrand herum ein gerichteter Strahl erzeugt. Während einer Ansaugperiode (vgl. Abb. 2.4b.2) kommt das Fluid effektiv aus allen Richtungen, wodurch es zu einem Strömungsmuster ähnlich einer Senke kommt. Im abwechselnden Zyklus des Ansaugens und Ausstoßens ergibt sich hierdurch eine gerichtete Strömung, wodurch es zu einer mittleren Netto-Strömung kommt [76, 80].

Als Pump-Mechanismus für die Erzeugung der Ansaugung und Ausstoßung können dabei akustische Resonatoren verwendet werden bzw. die Erzeugung von stehenden akustischen Wellen innerhalb eines offenen Rohres. Zur näheren Erläuterung werden zwei experimentelle Arbeiten als kurzes Beispiel herangezogen. Von U. Ingard und S. Labate wurde eine stehende Welle in einem akustisch angetriebenen kreisförmigen Rohr mit einer Öffnung in der Nähe eines Geschwindigkeitsbauches verwendet [81]. Es wurden dabei unterschiedliche Öffnungen mit Durchmessern in einem Bereich von 3,5 mm bis 20 mm untersucht sowie Frequenzen von 100 Hz bis 1000 Hz verwendet. In ihren Experimenten konnten dabei Partikelgeschwindigkeiten von bis zu 7 m/s gemessen werden.

In den Arbeiten von I. V. Lebedeva wurde eine Blende mit einem Durchmesser von 7,5 mm in ein Rohr mit einem Innendurchmesser von 23,5 mm eingebracht [82]. Das Rohr war leicht verjüngt, um viskose Verluste zu reduzieren. Bei 500 Hz und 1600 Hz mit einem Schalldruck von bis zu 150 dB konnte sogar eine Strömungsgeschwindigkeit von bis zu 10 m/s gemessen werden.

(4.) Gedeon-Strömung Der Vollständigkeit halber wird an dieser Stelle kurz die sogenannte *Gedeon-Strömung* erwähnt, welche in thermoakustischen Stirlingmotoren und Wärmepumpen eine größere Rolle spielt [76, 83]. Bei den bisher diskutierten Strömungsarten ist ein Dissipationsmecha-

nismus erforderlich, damit eine Strömung auftreten kann. Bei einer Wanderwelle, im Gegensatz zu einer stehenden Welle, findet aufgrund der Phase zwischen Schallgeschwindigkeit und Dichte ein Nettomassentransport statt. Hierdurch kann auch im Falle einer nichtviskosen, verlustfreien Strömung ein mittlerer Nettomassentransfer erzeugt werden.

2.2.3 Strömungsmechanik: Fluidynamische Grenzschicht

Als ein Teilgebiet der Strömungsmechanik beschreibt die Grenzschichttheorie Effekte, welche bei Fluidbewegungen in der Nähe von Oberflächen bei geringer Reibung auftreten. Hierbei entsteht eine sogenannte fluidynamische Grenzschicht, oftmals auch einfach nur als „Grenzschicht“ bezeichnet, welche als Grenzbereich zwischen Körper und umgebenem Fluid während einer Relativbewegung zwischen diesen entsteht und unmittelbar mit der Viskosität des Fluids zusammenhängt.

Bei der Betrachtung einer angeströmten ebenen Platte entsteht eine Grenzschicht mit einer vom Abstand x abhängigen *Grenzschichtdicke* $\delta(x)$, wie sie in Abbildung 2.5 dargestellt ist. Zu Beginn, am Anfang der Plattenvorderkante, ist die Grenzschicht zunächst stets laminar, bekommt aber weiter stromabwärts zunehmend eine turbulente Charakteristik. Der definierte Übergang von einer laminaren zu einer turbulenten Grenzschicht ist bei einem normalen Luftstrom durch die kritische Reynoldszahl

$$Re_{\text{krit}} = \left(\frac{u_{\infty} x}{\nu} \right)_{\text{krit}} = 3,5 \cdot 10^5 \text{ bis } 10^6 \quad (2.15)$$

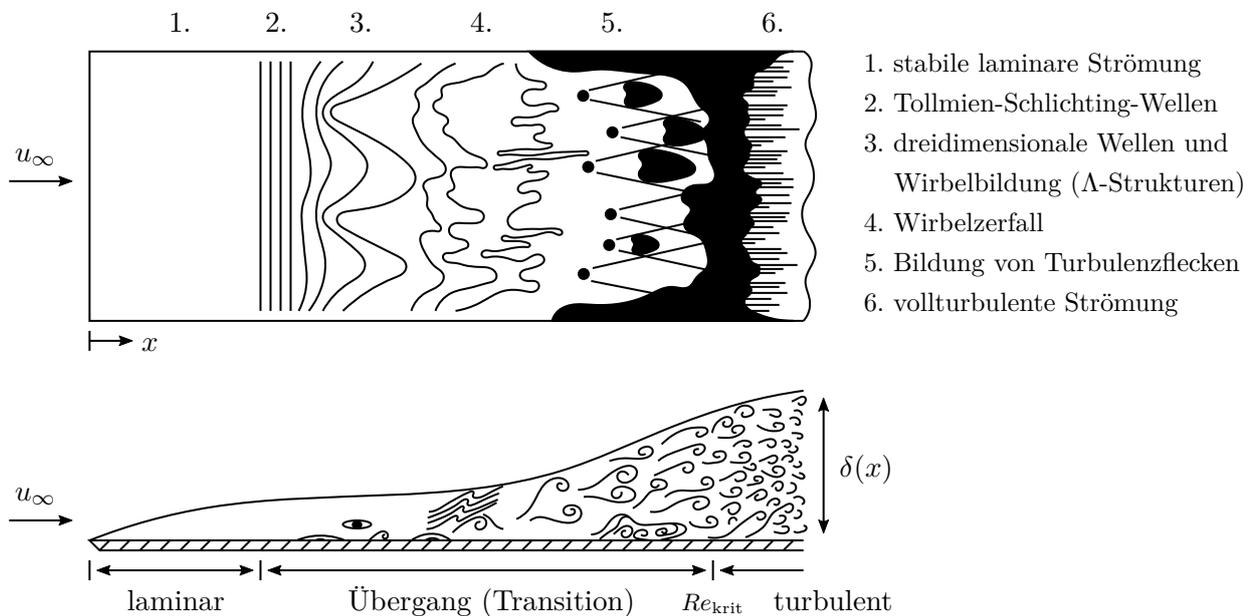


Abbildung 2.5: Darstellung einer fluidynamischen Grenzschicht einer längs angeströmten ebenen Platte mit laminar(1.)-turbulentem(6.) Übergang (Transition). Beim Transitionsvorgang entstehen unterschiedliche Strukturen (2.–5.), aus welchen sich schrittweise die turbulente Grenzschicht ausbildet (vollständig ab Re_{krit}), nach [84, 85].

gegeben. Die widerstandsarme laminare Grenzschichtströmung (1.) wird von zweidimensionalen kleinen Störungen (2.) mit Wellencharakter, den sogenannten Tollmien-Schlichting-Wellen, überlagert. Weiter stromabwärts entwickeln sich weitere Instabilitäten, wodurch sich dreidimensionale Störungen ausbilden (3.), welche eine charakteristische Λ -Strukturbildung besitzen. Diese Λ -artigen Wirbel zerfallen langsam und werden schließlich von Turbulenzflecken abgelöst (4.–5.), die den Übergang zu einer vollturbulenten Grenzschichtströmung herbeiführen. Der Übergangsbereich (2.–5.) wird auch zusammengefasst als *Transition* bezeichnet. Bei Re_{krit} ist der Transitionsvorgang abgeschlossen, wodurch stromabwärts die weiterführende Grenzschicht vollständig turbulent ist [84–86].

Die Grenzschichtdicke $\delta(x)$ lässt sich für eine angeströmte ebene Platte leicht abschätzen [87]. Für eine laminare Grenzschicht wird dabei eine Grenze festgelegt, bei welcher die *Außengeschwindigkeit* u_∞ zu 99 % erreicht wird, wodurch dann gilt

$$\delta_{99}(x) = 5,0 \frac{x}{\sqrt{Re}} . \quad (2.16)$$

Eine turbulente Grenzschicht wird hingegen abgeschätzt mit

$$\delta(x) = 0,37 \frac{x}{Re^{1/5}} . \quad (2.17)$$

Bei Verkehrsflugzeugen liegen demnach bei Reiseflug (Flughöhe ca. 11 km bei einer Reisegeschwindigkeit von ca. 800 km/h) Grenzschichtdicken im unteren einstelligen Millimeter- (laminare Grenzschicht) bis hin zu einem zweistelligen Millimeterbereich (turbulente Grenzschicht) vor.

Besonders im Übergangsbereich existieren viele verschiedene Strömungseffekte bzw. Strukturen unterschiedlichen Ursprungs und unterschiedlicher Wirkung, aus welchen sich schrittweise die turbulente Grenzschicht aufbaut. All diese Strukturen sind potentielle Anknüpfungspunkte für eine Strömungsbeeinflussung, um das Ausbilden der Grenzschicht zu reduzieren bzw. den Übergang zu einer vollständigen Turbulenz stromabwärts zu verschieben.

2.3 Messtechnik

Zur Bestimmung und Untersuchung des Strömungseinflusses durch stehende akustische Wellen wurden in dieser Arbeit eine Vielzahl an Messtechniken verwendet. Dies umfasst dreidimensionale Schall(feld)- sowie Temperaturmessungen über verfahrbare Sonden, welche in Kapitel 4 unter Abschnitt 4.2 und 4.3 näher erläutert werden, als auch Messmethoden zur Strömungserfassung. Bei den Strömungsmesstechniken wurden dabei primär zwei Messmethoden verwendet, deren Grundlagen aufgrund höherer Komplexität in diesem Abschnitt kurz erläutert werden: Die Hitzdrahtanemometrie und als berührungslose Alternative die Hintergrundschlierenfotografie (BOS).

2.3.1 Hitzdrahtanemometrie

Die Hitzdraht-Anemometrie ist eine in der Strömungslehre bekannte und etablierte Messtechnik zur Bestimmung lokaler Strömungsgeschwindigkeiten sowie Fluktuationen von Fluiden. Sie basiert auf der durch erzwungene Konvektion entstehenden Abkühlung eines elektrisch geheizten dünnen Drahtes, welcher zwischen zwei Zinken befestigt ist. Die hier verwendeten Berechnungen der mit dieser Methode gemessenen Strömungsgeschwindigkeiten beruhen im Wesentlichen auf Veröffentlichungen von C. G. Lomas [88]. Dieser Abschnitt bedient sich jedoch auch zusätzlich des Inhalts der Quellen [89], [90] und [72].

Grundsätzlich kann mit Hitzdrähten ausschließlich die Strömungskomponente zur Draht-Normalen gemessen werden. Ein *Strömungsvektor* \vec{u} wird entsprechend nach Abbildung 2.6 vom Hitzdraht über u_{eff} mit dem sog. Gier-Winkel ϑ (*yaw-angle*) erfasst:

$$u_{\text{eff}} = |\vec{u}| \cos(\vartheta) . \quad (2.18)$$

Da an den Drahtaufhängungen nicht zu vernachlässigende Wärmeverluste auftreten, ist dieser Zusammenhang jedoch nur für unendlich lange Drähte bzw. für Drähte mit einem großen *Länge-Durchmesser-Verhältnis* $\lambda_{\text{HD}} = l/d$ von über 600 gültig. Eine bessere Näherung für u_{eff} ergibt sich mit dem von J. O. Hinze [72] eingeführten Gier-Faktor g (*yaw-factor*), welcher zusätzlich eine tangentielle Strömungskomponente mitberücksichtigt:

$$u_{\text{eff}} = |\vec{u}| \sqrt{\cos^2(\vartheta) + g^2 \sin^2(\vartheta)} . \quad (2.19)$$

Der Gier-Faktor weist dabei eine Abhängigkeit vom Länge-Durchmesser-Verhältnis λ_{HD} , der Strömungsgeschwindigkeit \vec{u} und dem Gier-Winkel ϑ auf.

Bei einer eindimensionalen Messung lassen sich dementsprechend der Strömungsvektor \vec{u} , also dessen Betrag $|\vec{u}|$, sowie die Strömungsrichtung im Winkel β , nicht bestimmen. Bei Vorhandensein zweier sich orthogonal zueinander befindenden Hitzdrähten, wie dies bei einer zweidimensionalen Messung gegeben ist, lässt sich jedoch \vec{u} eindeutig bestimmen. Bei Vorhandensein von $u_{\text{eff},1,2}$ nach einer zweidimensionalen Messung würde sich bei einer rein geometrischen Betrachtung der Zusammenhang

$$|\vec{u}| = \sqrt{\sum_{i=1}^2 u_{\text{eff},i}^2} \quad (2.20)$$

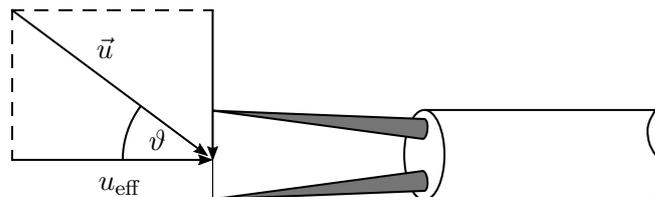


Abbildung 2.6: Zusammenhang des orthogonalen Strömungsvektors u_{eff} bei einem Hitzdraht in Bezug auf einen allgemeinen Strömungsvektor \vec{u} über den Gier-Winkel ϑ .

ergeben. Wird jedoch erneut der Zusammenhang nach Hinze verwendet, so ergibt sich unter Verwendung von $\beta_i = 90^\circ - \vartheta_i$ nach Umstellung von Gleichung 2.19 für

$$\cos \beta_i = \frac{1}{|\vec{u}|} \sqrt{\frac{u_{\text{eff},i}^2 - |\vec{u}|^2}{g^2 - 1}}. \quad (2.21)$$

Über den Zusammenhang

$$\sum_{i=1}^2 \cos^2 \beta_i = 1 \quad (2.22)$$

kann schließlich über Gleichung 2.21 die Strömungsgeschwindigkeit $|\vec{u}|$ beschrieben werden mit

$$|\vec{u}| = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^2 u_{\text{eff},i}^2}{g^2 + 1}}. \quad (2.23)$$

Mit den Gleichungen 2.23 und 2.21 können nun alle Größen für die Bestimmung des Strömungsvektors \vec{u} berechnet werden.

Eine weitere wichtige Größe bei Hitzdrahtmessungen ist der Turbulenzgrad Tu , welcher der Beschreibung der Güte einer Hitzdrahtmessung dient. Die hier beschriebenen Erläuterungen basieren auf den Quellen [91], [92] sowie [93]. Bei der Messung von Strömungsgeschwindigkeiten mittels Hitzdrähten werden meist Zeitreihen aufgenommen, welche aus einer Vielzahl n diskreter Werte einzelner Geschwindigkeitsmessungen u_i bestehen. Das hieraus berechnete arithmetische Mittel

$$\bar{u} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n u_i \quad (2.24)$$

entspricht der gemessenen Strömungsgeschwindigkeit $u_{\text{eff}} = \bar{u}$. Mit der Standardabweichung

$$\bar{\sigma}_u^2 = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (u_i - \bar{u})^2 \quad (2.25)$$

ist der Turbulenzgrad in einem dreidimensionalen Raum definiert als

$$Tu = \frac{\bar{\sigma}_u^2}{\bar{u}} = \frac{1}{\bar{u}} \sqrt{\frac{1}{3}(\bar{\sigma}_{u,x}^2 + \bar{\sigma}_{u,y}^2 + \bar{\sigma}_{u,z}^2)} \quad (2.26)$$

mit $\bar{\sigma}_{u,(x,y,z)}$ als Standardabweichung in den jeweiligen Raumrichtungen x, y und z . Für eine zwei- bzw. eindimensionale Messung verkürzt sich die Gleichung entsprechend zu

$$Tu = \frac{1}{\bar{u}} \sqrt{\frac{1}{2}(\bar{\sigma}_{u,k}^2 + \bar{\sigma}_{u,l}^2)} \quad \text{bzw.} \quad \frac{1}{\bar{u}} \bar{\sigma}_{u,k}^2 \quad (2.27)$$

mit k und l für die entsprechenden Raumrichtungen.

Bei eindimensionalen Messungen spricht man für gewöhnlich auch von Turbulenzintensität, wobei in dieser Arbeit der Einfachheit halber zwischen den Begriffen Turbulenzgrad und Turbulenzintensität nicht unterschieden wird.

2.3.2 Hintergrundschlierenfotografie (BOS)

Die Schlierenfotografie ist eine altbekannte Fototechnik, mit welcher örtliche Dichteschwankungen in Fluiden, durch einen hieraus entstehenden schwankenden Brechungsindex, sichtbar gemacht werden können. Als Beispiele sind (besonders hohe) Dichtegradienten, die durch heiße Gasströme oder Schockwellen erzeugt werden, zu nennen. Ähnlich wie bei der klassischen Schlierenfotografie macht sich die Hintergrundschlierenfotografie (*Background Oriented Schlieren – BOS*) die Ablenkung von Lichtstrahlen aufgrund verschiedener Brechungsindizes bzw. die Beziehung zwischen Dichte und Brechungsindex zunutze. Das Verfahren wurde im Jahre 2000 das erste Mal von S. Dalziel *et al.* beschrieben und z. B. auch als Messverfahren im selben Jahr patentiert [94,95]. Bei der BOS können im Vergleich zur klassischen Schlierenfotografie ohne größeres optisches Equipment, wie Linsen und Reflektoren, mittels einfacher digitaler Fotografie Schlierenbilder erzeugt werden.

Um bei der Hintergrundschlierenfotografie die Dichtegradienten in Fluiden zu visualisieren, werden im Allgemeinen zwei Bilder benötigt: die Abbildung eines (unbeeinflussten) Hintergrundes, welche als Referenz dient, und als Messbild dieselbe Abbildung mit einem Dichtegradienten, der untersucht werden soll. Für gewöhnlich werden bei der BOS als Hintergrund zufällig verteilte Punktmuster verwendet, wobei ein kontrastreiches Hintergrundmuster die Visualisierung und die spätere Analyse vereinfacht. Ein vorhandener Dichtegradient verursacht im Messbild eine Verschiebung Δx , welche schließlich als Messgröße dient (vgl. Abb. 2.7). Im einfachsten Fall wird für die Auswertung bzw. Sichtbarmachung das Referenzbild einfach von dem Messbild abgezogen: Für jedes Pixel wird der Wert der oberen Schicht ($R = \text{Referenz}$) von dem der unteren Schicht ($M = \text{Messbild}$) subtrahiert, dessen Absolutwert die resultierende Pixelfarbe (E) ergibt:

$$E = |M - R| \quad (2.28)$$

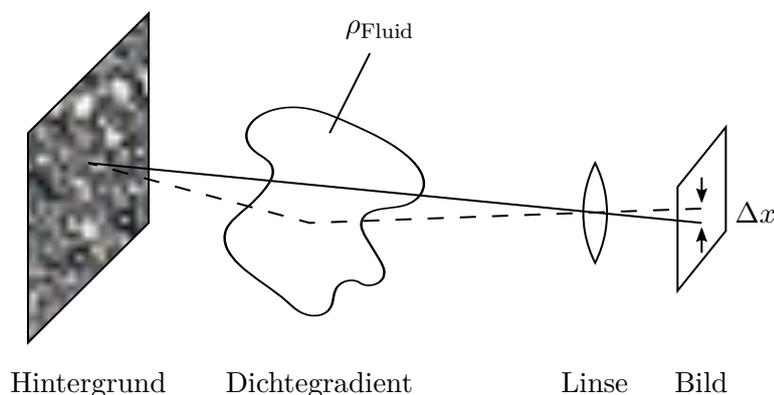


Abbildung 2.7: Darstellung des Funktionsprinzips der Hintergrundschlierenfotografie (BOS). Durch einen vorhandenen Dichtegradienten im Fluid ρ_{Fluid} werden die Lichtstrahlen wie durch eine zusätzliche Linse abgelenkt. Diese Ablenkung verursacht im Messbild eine Verschiebung Δx , welche zur Visualisierung oder als Messgröße für eine Analyse des Dichtegradienten dient.

Für die BOS-Analyse ergibt dies ein schwarzes Bild mit hellweißen Bereichen, die mit dem Dichtegradienten korrelieren. Anschließend können die Bilder invertiert und der Farbraum zur besseren Visualisierung der interessanten Regionen ausgerichtet werden. Für eine quantitative Analyse der Dichtegradienten können auch Korrelationsmethoden ähnlich der *Particle Image Velocimetry* (PIV) durchgeführt werden [96, 97].

3 Konzept

In diesem Kapitel wird das dieser Arbeit zugrunde liegende Konzept der Strömungsbeeinflussung mittels Ultraschall erläutert. Dies wird unter Bezugnahme auf die Ursprungsidee einer Anwendung auf Flugzeugtragflächen hergeleitet [CK18]. Des Weiteren wird auf die für diese Arbeit nötige technische Umsetzung und auf die Anforderungen für eine Untersuchung der Strömungsbeeinflussung eingegangen. Am Ende des Kapitels wird die technische Machbarkeit anhand eines Vorversuches dargelegt, auf dem alle weiteren Arbeiten aufbauen [CK23, CK20].

3.1 Neuartige Methode zur Strömungsbeeinflussung durch Ultraschall

Das Ziel dieser Arbeit besteht in der Untersuchung und Evaluierung einer neuartigen Methode zur Strömungsbeeinflussung. Im Gebiet der Strömungskontrolle soll diese zur Beeinflussung kohärenter Strukturen in turbulenten Grenzschichten verwendet werden, um damit letztendlich eine Reduktion des Strömungswiderstandes zu erreichen. Nach dem bisherigen Stand der Technik (vgl. Abschn. 2.1) befindet sich bei vielen Konzepten der Wirkbereich der in der Wand einer umströmten Fläche integrierten Aktoren sehr nahe an der Oberfläche und kann nur bedingt bis gar nicht in höhere Bereiche der Grenzschicht eingebracht werden. Durch den Vergleich mit den bisher betrachteten Aktoren wurde demnach ein Aktor-Konzept gesucht, das es erlaubt, im hohen Frequenzbereich der turbulenten Grenzschicht sowie im **wandfernen** Bereich den wesentlichen Energieeintrag gezielt einzubringen.

Das Konzept der neuartigen Methode zur Strömungsbeeinflussung beruht auf der Verwendung von fokussierten starken akustischen Feldern, um einen gezielten Einfluss auf die Strömung zu bewirken. Die Fokussierung akustischer Felder wird, ähnlich wie bei der akustischen Levitation, durch gezielte Überlagerung vieler von Einzelaktoren generierten akustischen Wellen erzeugt. Das Prinzip der akustischen Levitation ist ebenfalls aktueller Forschungsgegenstand vieler Einrichtungen und wird im Abschnitt 2.1.2 näher erläutert. Zur Erreichung solch definierter akustischer Felder mit hohen Schalldrücken im Nahfeld oder in größerer Entfernung von den Schallgebern sind Ultraschallarrays notwendig, die mit gezielter Phasensteuerung betrieben werden. Bei der akustischen Levitation werden für gewöhnlich stehende akustische Wellen (StAW) erzeugt, welche bei dem hier vorgestellten Aktorkonzept auch erzeugt werden können. StAW zeichnen sich durch räumlich stationäre

Druckknoten ($p = 0 \text{ Pa}$) sowie lokale alternierende Druckbäuche mit besonders hohem Schalldruck ($p = \pm p_{\max}$) aus.

Solche Aktorsysteme lassen sich für die Strömungskontrolle auf oder in der Oberfläche von z. B. Flugzeugtragflächen integrieren. Die von Aktor-Arrays in einer Oberfläche bzw. Wand erzeugten Schallwellen können so fokussiert werden, dass sie in vordefinierten Abständen, weg von der Oberfläche der Wand, in der Grenzschicht wirken. Dabei sind zwei Varianten für den Aufbau der Arrays denkbar:

Stehende Aktoren Eine Möglichkeit zur Integration auf einer Tragfläche ist in Abbildung 3.1a dargestellt. Hierfür werden zwei sich gegenüber stehende Arrays senkrecht zur Oberfläche angebracht, welche dazwischen eine stehende Schallwelle erzeugen, also lokale alternierende Druckstellen (vgl. Abb. 3.1a.1). Werden dementsprechend viele solcher stehenden Wellen in gleicher Ausrichtung hintereinander angeordnet, ergeben sich längliche „Druckwände“, welche als eine Art „akustische Riblets“ betrachtet werden können (vgl. Abb. 3.1a.2).

Flächige Aktoren Da aus der Ebene herausragende Aufbauten auf einer realen Tragfläche eher ungünstig und damit wenig erwünscht sind, ist eine planare Anordnung in der Tragflächenebene für den späteren Einsatz besonders wichtig (vgl. Abb. 3.1b). Durch eine gezielte Ansteuerung mehrerer in einer Fläche angeordneter Aktoren lässt sich die Ausbreitungsrichtung der Schallwellen gezielt einstellen oder auch bei Bedarf gebündelt auf bestimmte Regionen fokussieren. Die einzelnen Aktoren werden je nach Anwendung in einer ganz bestimmten Geometrie angeordnet. Damit ergibt sich ein sog. „Phased Array Transducer“, bei dem die einzelnen Elemente in definierten Phasenbeziehungen zueinander angesteuert werden müssen, um eine gerichtete (Gesamt-)Schallwelle bzw. Bündelung/Fokussierung zu erreichen. Durch Verwendung von Arrays ist erneut die Erzeugung

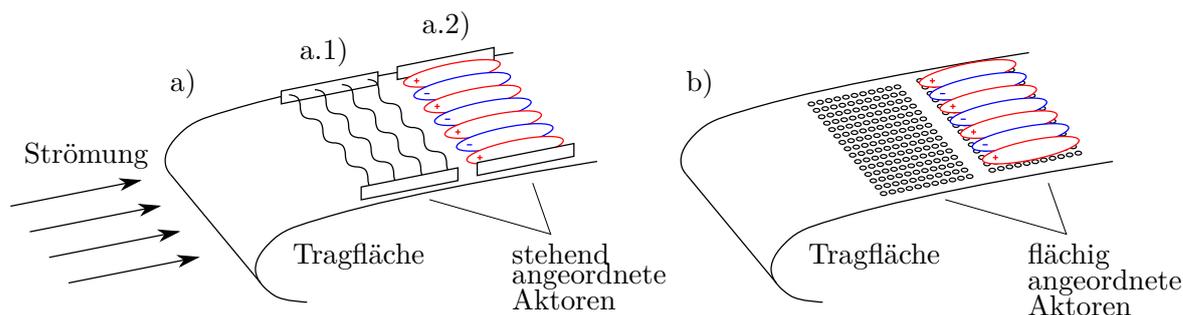


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung einer möglichen Integration von Ultraschallarrays auf einer Tragfläche, nach [CK18]. Dabei existieren zwei denkbare Varianten: stehende (a) und flächige Aktoren (b). Durch die Erzeugung von stehenden Schallwellen (a.1) können durch die hintereinander angeordnete Ausgestaltung mehrerer solcher Schallwellen eine Art „akustische Riblets“ erzeugt werden (a.2). Durch die Verwendung von flächigen Aktoren können solche Schallfelder ohne herausragende Teile erzeugt werden (b).

von länglichen akustischen Riblets denkbar, welche in diesem Fall zudem noch in ihren Abständen und in ihrer Höhe einstellbar sind.

Da die Strömungsbeeinflussung mittels Ultraschall ein neues Forschungsgebiet darstellt, liegt der Fokus dieser Arbeit in erster Linie auf der Untersuchung der Wirkmechanismen des Strömungseinflusses und nicht auf der Umsetzung funktionsfähiger Aktorsysteme für einen Feldversuch. Für die Darlegung einer generellen Machbarkeit wurden dennoch planare Ultraschallaktoren auf Basis der Mikrosystemtechnik umgesetzt und vermessen.

3.2 Voraussetzungen für Messungen

Zur Untersuchung der neuen Methode zur Strömungsbeeinflussung sind bestimmte Voraussetzungen für die Mess- sowie Aktorsysteme zu erfüllen, welche im Folgenden kurz erläutert werden, inklusive der Umsetzung für diese Arbeit.

Erzeugung definierter Strömungen Um reproduzierbare Messungen durchführen zu können, ist eine definierte Strömung mit bekannten Eigenschaften nötig. Für gewöhnlich werden solche Strömungen mittels eines Windkanals bereitgestellt, welcher laminare Strömungen bei verschiedenen Geschwindigkeiten erzeugen kann. Für diese Arbeit wurde ein eigener Windkanal (Göttinger Bauweise) mit einer offenen Messstrecke entworfen und aufgebaut. Durch die offene Messstrecke können problemlos diverses Messequipment oder Aktorsysteme von außen in die Strömung eingebracht werden.

Erzeugung von fokussiertem Ultraschall Für die Erzeugung von verschiedenen Ultraschallfeldern ist eine leistungsstarke Ultraschallanlage als Array mit einer geeigneten Ansteuerung nötig. Dabei sollen, wie bei der akustischen Levitation, auch stehende akustische Wellen (StAW) mit besonders hohem Schalldruck erzeugt werden. Die Schallfelder müssen hierbei ebenfalls reproduzierbar sein und vor allem eine hohe Stabilität aufweisen. Die Schallanlage muss flexibel aufgebaut und eingesetzt werden können, um die Möglichkeiten von stehenden sowie flächigen Aktoren testen zu können. Für die Erzeugung der Schallfelder wurde ein teilbares Ultraschallarray aus insgesamt 192 Schallwandlern aufgebaut. Die selbst entwickelte Elektronik lässt dabei eine präzise Ansteuerung jedes einzelnen Aktors zu.

Anforderung an die Messtechnik Die Messtechnik stellt in diesem Fall eine besondere Herausforderung dar. Um das Schallfeld nicht zu beeinflussen, ist eine Messmethode notwendig, welche ohne einzubringende Sonden die Strömung vermessen kann. Hierdurch fallen etablierte Messmethoden wie z.B. die Hitzdrahtanemometrie weg. Als weitere Schwierigkeit kommt hinzu, dass, wie aus der akustischen Levitation bekannt ist, StAW einen direkten Einfluss auf Partikel haben. Viele weitere Messverfahren zur Vermessung von Strömungen ohne Sonden basieren jedoch

auf dem gezielten Einbringen von Aerosolen, wie z. B. die Particle Image Velocimetry (PIV), die Laser-Doppler-Anemometrie oder das Sichtbarmachen von Strömungslinien mit Rauchfäden. Die Hintergrundschlierenfotografie (*Background Oriented Schlieren – BOS*) hingegen bietet eine Messmöglichkeit, Strömungen „partikelfrei“ sichtbar und hierdurch messbar zu machen. Im Zuge dieser Arbeit wurde hierfür eine Variante der Hintergrundschlierenfotografie entwickelt, wodurch mittels eines „Kontrastmittels“ Strömungen auch mit geringen Druckunterschieden sichtbar gemacht werden können.

3.3 Anforderungen und Umsetzung für praktische Anwendungen

Für den Einsatz solcher Aktorsysteme in der praktischen Anwendung zur Kontrolle turbulenter Grenzschichten haben im Allgemeinen wichtige Parameter, wie Betriebsfrequenz, Amplitude, Robustheit und Energieverbrauch, eine große Bedeutung. Des Weiteren müssen die Aktoren hierbei robust sein, um in der rauen Umgebung einer Flugzeugaußenhaut zu bestehen, und zugleich müssen sie ohne Beschädigung der Flugzeugstruktur integrierbar sein. Miniaturisierte Aktoren auf Basis der Mikrosystemtechnik mit Dünnschicht- bzw. Bulk-Piezokeramiken sind sehr robust und lassen sich hinsichtlich ihrer Eigenschaften flexibel gestalten. Mit mikrotechnischen Ultraschallarrays lassen sich demnach sehr oberflächennahe (Größenordnung der Aktoren) und skalierbare fokussierte Schallfelder erzeugen, die für die Beeinflussung dünner Grenzschichten besonders geeignet sein können. Für die mikrotechnischen Aktoren wurden Einheiten von Arrays geplant und umgesetzt, welche aus einer Vielzahl von einzelnen Schwingern bestehen. Die mikrotechnischen US-Aktoren basieren auf einer etwa 20 µm dicken Siliziummembran, die mittels einer aufgesputterten piezoelektrischen Aluminiumnitrid-Schicht in Eigenresonanz angeregt und betrieben werden. Hierbei wurden verschiedene Varianten der Schwinger unter Variation der Abmessungen der Kavität und der Gegenelektrode (obere Elektrode) untersucht. Um die Machbarkeit dazulegen, wurde dabei eine möglichst hohe Schalldruckerzeugung angestrebt.

3.4 Darlegung der technischen Machbarkeit (Vorversuche)

Als Vorarbeit wurden Vorversuche unternommen, um zu verifizieren, ob Strömungen bzw. Gase sich überhaupt von einer stehenden Ultraschallwelle ablenken lassen und diese nicht einfach ungehindert durch eine Schallwand hindurchdringen können. Wie bereits erläutert, bestand die Hauptschwierigkeit darin, eine berührungslose und partikelfreie Messmöglichkeit zu finden, um eine indirekte oder scheinbare Strömungsbeeinflussung durch Partikel auszuschließen.

Für die Erzeugung von StAW wurde hierfür zunächst eine kleine Schallanlage entworfen. Dabei wurden zwei Arrays aus jeweils 24 Ultraschallsendern der Firma Murata mit der Typenbezeichnung MA40S4S aufgebaut, wie sie in den Arbeiten von Y. Ochiai *et al.* für die akustische Levitation auch verwendet werden [67]. Neben einer günstigen Resonanzfrequenz von 40 kHz, was einer Wellenlänge

von etwa 8,6 mm entspricht, zeichnen sich diese besonders durch einen hohen Schalldruck von bis zu 120 dB_{SPL} bei einem Abstand von 30 cm und einer Betriebsspannung von 20 V_{PP} aus.

Für die Ansteuerung der Arrays wurde eine elektrische Schaltung aufgebaut, bestehend aus einem Vorverstärker (Impedanzwandler mit Phasenschieber) und einer Endstufe, welche als Komparator zur Generierung eines Rechtecksignals mit einer Spitze-Spitze-Spannung von maximal 36 V dient (vgl. Abb. 3.2). Da die jeweiligen Ultraschallsender eine phasenangepasste Ansteuerung benötigen, um den Schall im gewünschten Bereich zu fokussieren, wurde die Elektronik mit drei Phasenschiebern, welche jeweils eine Phasenverschiebung von bis zu 120° ermöglichen, aufgebaut. Damit lässt sich ein kompletter Phasenversatz um $2\pi = 360^\circ$ erreichen und somit können die jeweiligen Ultraschallsender phasengenau zum Fokuspunkt hin angesteuert werden. Insgesamt wurden 24 solcher Steuereinheiten umgesetzt, wobei durch eine symmetrische, immer paarweise Ansteuerung der Ultraschallsender insg. 48 Sender betrieben werden konnten.

Zur Visualisierung der StAW konnte Trockeneis verwendet werden. Trockeneis sublimiert bei einer Temperatur von etwa -78°C und produziert dadurch ein sichtbares Eisaerosol, welches langsam nach unten sinkt. Strömungsversuche mit Trockeneis zeigten bereits interessante Effekte auf: Bei eingeschaltetem Ultraschall, also bei Vorhandensein der StAW, ist direkt optisch erkennbar, dass das herabsinkende Aerosol in Fäden mit gleichem Abstand (etwa 4 mm) herabsinkt, also bestimmte Bereiche nicht mehr durchströmt werden. Diese 4 mm entsprechen hierbei der halben Wellenlänge der Anregfrequenz und sind zwischen zwei Schallknoten zu messen.

Bei der Hintergrundschlierenfotografie können mittels digitaler Fotografie Dichtegradienten sichtbar gemacht werden. Dies beruht auf der Ablenkung von Lichtstrahlen aufgrund verschiedener Brechungsindizes (vgl. Abschn. 2.3.2). In dem hier beschriebenen Aufbau zur Erzeugung der stehenden Ultraschallwelle wird geschätzt, dass im Fokusbereich ein Schalldruckpegel von etwa 160 dB_{SPL} erreicht wird. Dies entspricht etwa einem Druck von ± 2 kPa. Da der Dichtegradient in Relation zum Normaldruck sehr gering ist und bei einer Frequenz von 40 kHz sehr schnell alterniert, wodurch bei den Aufnahmen eine Highspeed-Kamera nötig wäre, scheint es unrealistisch, die reine stehende Welle sichtbar zu machen, was sich auch in Versuchen bestätigte.

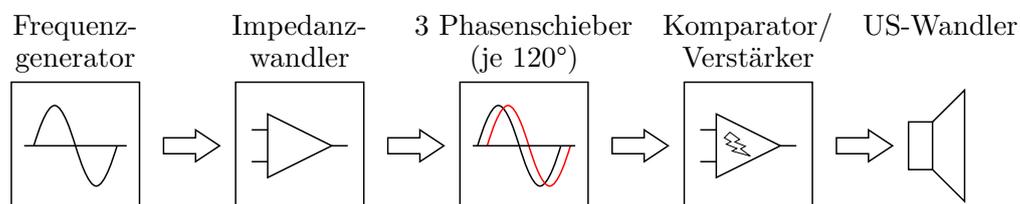


Abbildung 3.2: Phasensteuerung der Ultraschallwandler für die Vorversuche, nach [CK23]. Über einen dreistufigen analogen Phasenschieber ist eine Phasenverschiebung von bis zu 360° möglich. Durch den Verstärker, welcher als Komparator aufgebaut ist, werden die Ultraschallwandler mit einem Rechtecksignal betrieben.

Im Gegensatz dazu gilt für lokale heiße Gasströmungen, dass wegen des hohen Dichteunterschieds zwischen kalter Umgebungsluft und heißem Gas diese problemlos abgebildet werden können. Zur Sichtbarmachung mittels der Hintergrundschlierenfotografie wird hierfür ein Referenzbild mit einem kontrastreichen Hintergrund (hier ein schwarz-weißes Streifenraster mit einem Raster von 0,25 mm) mit einer Momentaufnahme der Strömung digital verrechnet, wodurch dann die eigentliche (Heißgas-)Strömung sichtbar wird.

Um schließlich den Einfluss einer StAW auf Gase sichtbar zu machen, wurde dies unter Zuhilfenahme von Wärme erreicht, welche als „Kontrastmittel“ dient. Erste Versuche mit der heißen Flamme eines Teelichtes erwiesen sich als positiv. Diese erreicht weit über 1000 °C, wobei noch in 10 cm Abstand direkt über der Flamme eine Temperatur von etwa 350 °C herrscht [98]. Luft hat bei 350 °C eine Dichte von 0,570 kg/m³, wodurch der Dichtegradient um ein Vielfaches größer ist als der durch die StAW erzeugte Gradient. Da jedoch verifiziert werden soll, ob auch partikelfreie Gase sich mittels Ultraschall beeinflussen lassen, ist hierfür eine Kerze, aufgrund der Verbrennungsrückstände in Form von Ruß, ungeeignet. Aufgrund dessen wurde als Wärmequelle eine mit Aluminium beschichtete Halogenleuchtbirne (50 W) verwendet. Diese erreicht ähnlich hohe Temperaturen, wodurch das heiße Gas mittels BOS ebenfalls gut sichtbar gemacht werden kann (vgl. Abb. 3.3a). Die Wechselwirkung zwischen akustischem Feld und Strömung konnte somit erfolgreich visualisiert werden (vgl. Abb. 3.3b–d). Im direkten Vergleich ist zu sehen, dass durch den Einfluss der StAW das heiße Gas in deutlich ausgedehnter und lamellarer Form strömt (vgl. Abb. 3.3d). Für eine weitere Visualisierung der StAW wurden zusätzlich Polystyrolkugeln in die akustischen Knoten (schwarze Punkte) gelegt und in Schwebelage gehalten. Der Einfluss des Ultraschalls auf die partikelfreie Heißgasströmung kann anhand der Abbildungen direkt erkannt werden. Bei der StAW wird das aufsteigende Gas in streifenförmige Bahnen gelenkt, wodurch sich der Bereich deutlich auffächert. Diese Beobachtung liefert den Nachweis für den direkten Einfluss einer StAW auf reine Gase bzw. Strömungen.

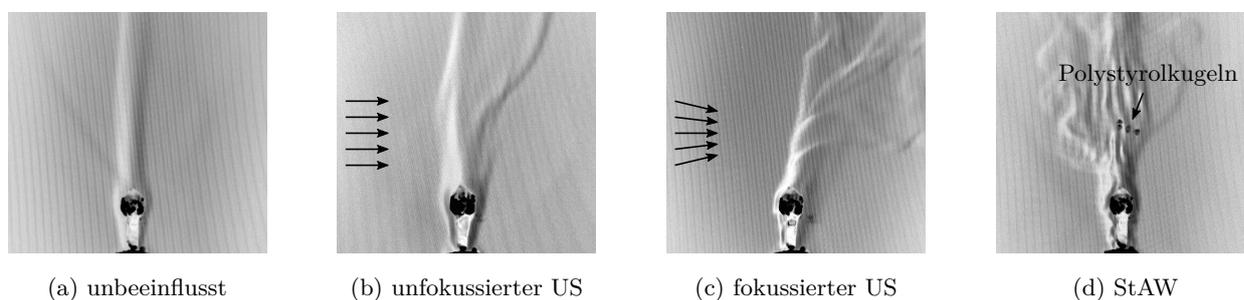


Abbildung 3.3: Momentaufnahme der BOS-Analyse und Visualisierung des von einer Halogenlampe erzeugten Heißluftstroms, nach [CK20]. Abnehmende Dichte = hell, zunehmende Dichte = dunkel, (a) unbeeinflusst, ohne akustische Manipulation, (b) unfokussierte akustische Manipulation von links, (c) fokussierte akustische Manipulation von links, (d) Einwirkung der StAW, die durch ein Paar von Ultraschallarrays erzeugt wird, die auf beiden Seiten der Strömung positioniert sind.

4 Experimentelles Setup

Für die Untersuchung der Strömungsbeeinflussung von Ultraschallfeldern wurde für diese Arbeit ein von Grund auf neuer Versuchsstand aufgebaut. Dieser kann allgemein in drei unabhängige Bereiche unterteilt werden: einen Windkanal, welcher eine definierte laminare Strömung bereitstellt, ein modular aufgebautes Ultraschall-Array, welches verschiedene Schallfelder innerhalb der Messstrecke erzeugen kann, und diverse Messsysteme, mit welchen die Schallfelder sowie die Strömungsbeeinflussung vermessen werden können.

In Abbildung 4.1 ist eine schematische Darstellung des Versuchsstandes abgebildet. Den größten Teil nimmt hierbei ein Windkanal (Eiffel Bauweise) in Anspruch (vgl. Abschn. 4.1). Für die Erzeugung einer laminaren Strömung wird die Luft von einem Lüfter (L1) zunächst über eine Beruhigungsstrecke durch einen Gleichrichter sowie diverse Siebe geleitet und hierbei beruhigt und gleichmäßig gemacht. Anschließend wird die Luft durch eine Düse in die offene Messstrecke (Mitte) geblasen. Ein Auffangtrichter mit Diffusor nimmt den Luftstrom anschließend wieder auf, welcher durch einen zusätzlichen Lüfter (L2) unterstützt wird. Zur Vermessung der Strömungsbeeinflussung wurde im Rahmen dieser Arbeit eine Abwandlung der Hintergrundschlierenfotografie entwickelt, welche unter Zuhilfenahme von Butangas funktioniert. Da hierbei ein explosives Gasgemisch entste-

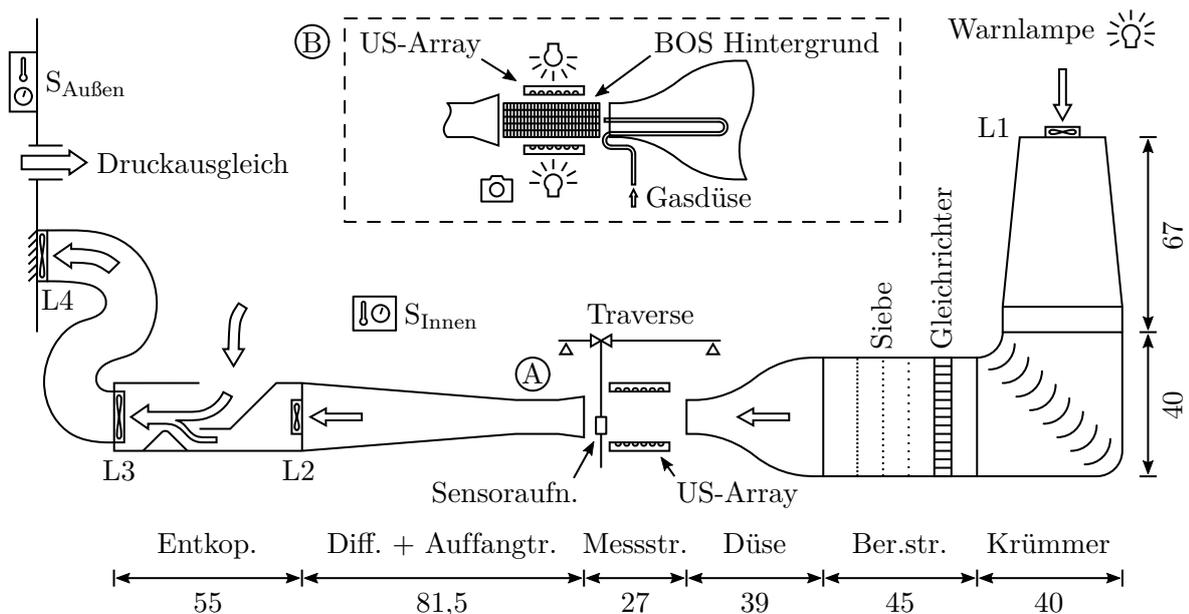


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung des Versuchsstandes (Längenangaben in cm).

hen kann, wird die gesamte Luft der Messstrecke nach außen abgeleitet. Um eine Rückkopplung der Wettereinflüsse auf die Messstrecke zu unterbinden, wird die Außenluft mittels eines Entkopplers von der Messstrecke ferngehalten. Hierfür dienen zwei weitere Lüfter (L3 und L4). Die Wetterverhältnisse sowie die Bedingungen im Messraum (Luftdruck, -feuchtigkeit und -temperatur) werden während der Messungen kontinuierlich mit Sensoren $S_{\text{Außen/Innen}}$ (BOSCH BME280) überwacht.

Da es sich um eine offene Messstrecke handelt, kann einfach und problemlos von außen in die Messstrecke eingegriffen werden. So werden innerhalb der Messstrecke von außen her kommend mit einem US-Array Schallfelder erzeugt (vgl. Abschn. 4.4). Dabei kommen zwei Varianten des Arrays zum Einsatz: ein gegenüberstehender Aufbau (Schalleintrag von oben und unten) und ein einseitiger Aufbau (Schalleintrag nur von unten).

Wie in Abbildung 4.1 unter Punkt A angedeutet ist, können für verschiedene Messverfahren über eine Sensoraufnahme einer Traverse unterschiedliche Messköpfe (Mikrofone, Hitzdrähte, Temperatursensoren) in die Messstrecke eingebracht und verfahren werden (vgl. Abschn. 4.2). Ein 3D-Drucker wurde hierfür umgebaut und angepasst. Hierdurch sind dreidimensionale Messungen im Zehntelmillimeter-Bereich möglich. Der Messbereich der Traverse deckt dabei den größten Teil der Messstrecke ab.

Als weiterer Messtyp ist in Abbildung 4.1 unter Punkt B das Messverfahren der Hintergrundschlierenfotografie (BOS) angedeutet (vgl. Abschn. 4.3.4). Da BOS ein optisches Messverfahren ist, wird hierfür keine Traverse benötigt. Dafür werden ein spezieller Hintergrund, eine gute Ausleuchtung und eine (Digital-)Kamera benötigt. Des Weiteren wurde eine Gasdüse in die Düse des Windkanals integriert, um das erwähnte Butangas einzuleiten. Die beiden Messtypen (Messungen mit Traverse und BOS) können dabei unabhängig voneinander, ohne Umbau verwendet werden.

Der umgesetzte Versuchsstand ist in Abbildung 4.2 abgebildet. Äquivalent zu Abbildung 4.1 wird die Luft von rechts mit dem Lüfter L1 über die Düse in die Messstrecke geblasen und mit dem Lüfter L2 über den Entkoppler und über die Lüfter L3 und L4 (nicht sichtbar) nach außen befördert. Über der Messstrecke ist „hängend“ die Traverse mit Sensoraufnahme positioniert. In Abbildung 4.3 findet sich eine Detailansicht der Messstrecke, in welcher die umliegenden Aufbauten besser zu erkennen sind. Auf beiden Bildern sind auch der Butangas-Vorrat und die in der Düse integrierte Gasdüse zu erkennen. Die gesamte für die BOS benötigte Messtechnik, bestehend aus Kamera, BOS-Hintergrund und Beleuchtung, ist auf einem steifen Unterbau montiert. Hieran sind auch die Ultraschallarrays zusammen mit der Beleuchtung (zwei Leuchtkästen, oben und unten) auf einer drehbaren Halterung befestigt, wodurch der Schall von oben und unten in die Messstrecke eingebracht werden kann. Besonders gut sind in Abbildung 4.3 auch die Luftkühlung der US-Aktoren sowie die Kühlschläuche der Wasserkühlung zu den Aktor-Treibern zu erkennen. Viele speziell angepasste benötigte Teile (z. B. Array-Halterung, Lichtkasten, Sensoraufnahme uvm.) wurden mittels eines 3D-Druckverfahrens hergestellt. Diese sind in den Abbildungen meist als blaue Teile wiederzuerkennen. Für eine gegenseitige Ausrichtung der einzelnen Elemente des Versuchsstandes sind diese auf höhenverstellbaren Füßen montiert. Die Traverse wird über Ab-

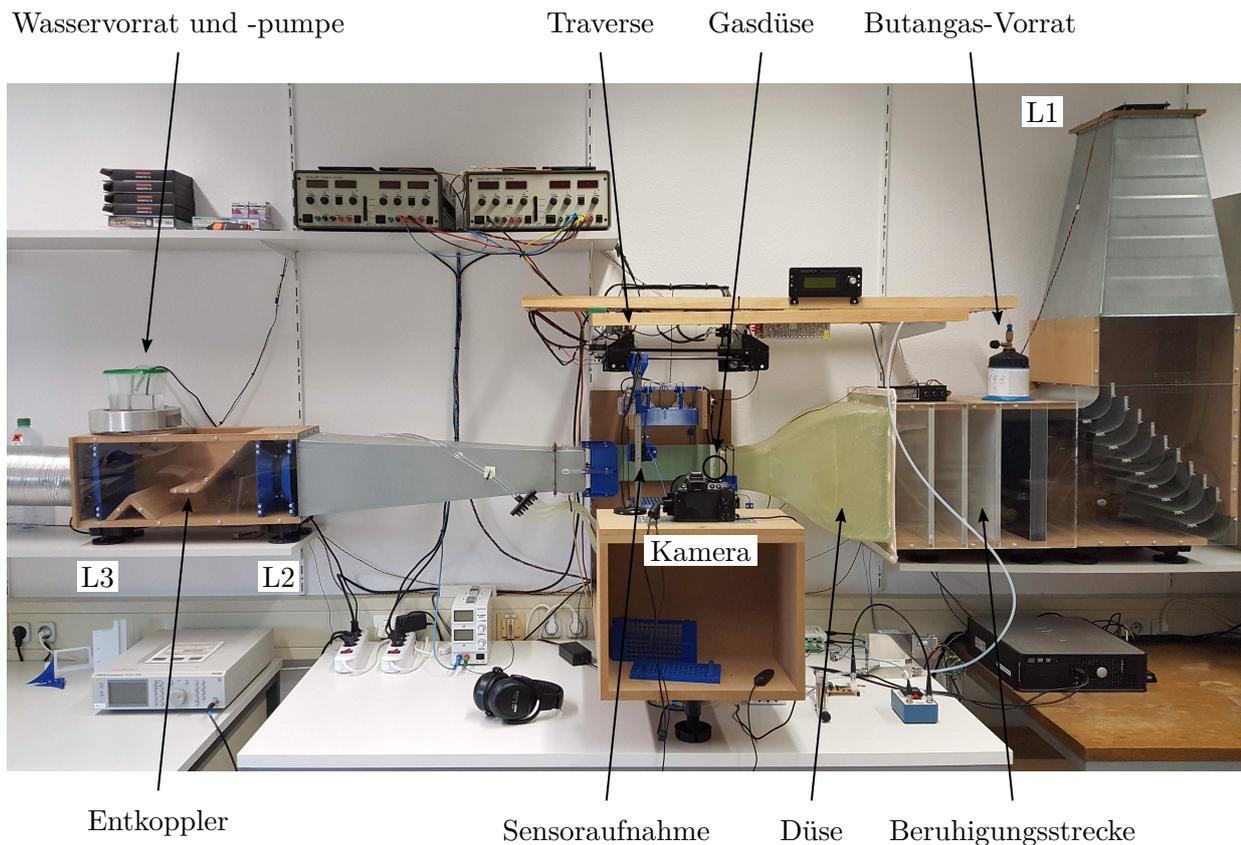


Abbildung 4.2: Foto des Windkanals und der Messeinrichtungen mit Teilbezeichnungen.

standhalter ausgerichtet. Die Ausrichtung zueinander wurde mittels eines Baulasers durchgeführt (vgl. Abschn. 4.6.1).

Die gesamte Anlage wird über einen einzelnen PC gesteuert. Die meisten Elemente sind dabei über LabVIEW angebunden. Dies betrifft die Steuerung und Überwachung des Windkanals, die Überwachung der Luftbedingungen (innen und außen), die Konfiguration und Steuerung der Ultraschall-Arrays, die (automatisierte) Steuerung der Traverse und das Auslesen von Messdaten der jeweiligen Messköpfe sowie die Einstellung der Gasanlage. Die Aufnahme der Bilder für das BOS erfolgt ebenfalls über den PC, jedoch mit einem eigenen Programm für die Kamera.

Weiter ist zu erwähnen, dass auch Sicherheitskomponenten bedacht wurden. Demnach gibt es eine Butangasüberwachung (akustischer Gasmelder), Hörschutz und eine Warnlampe, welche den Betrieb der Ultraschallanlage anzeigt und vor dem Betreten des Messraums warnt. In der Literatur werden für Schalldrücke im Ultraschallbereich teilweise Grenzwerte von $110 \text{ dB}_{\text{SPL}}$ empfohlen [99]. Somit dient dies als Vorsichtsmaßnahme, da eine gesundheitsschädigende Wirkung von hohem Ultraschall auf das menschliche Gehör nicht gänzlich ausgeschlossen werden kann.

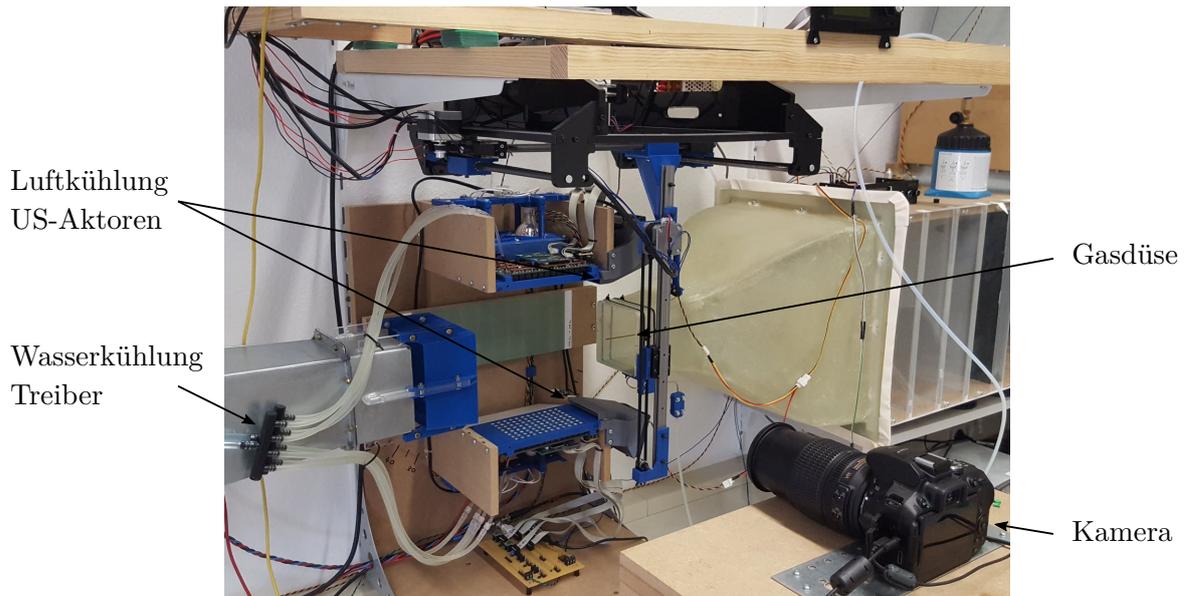


Abbildung 4.3: Detailansicht der Messstrecke des Windkanals. Mit abgebildet sind das eingebaute US-Array (gegenüberstehender Aufbau), die Kühlsysteme (Lüfter und Wasserkühlung) der US-Arrays, die Traverse (Sensoraufnahme unbestückt) und das BOS-Messsystem (Kamera, BOS-Hintergrund, Beleuchtungsanlage, Butangas-Vorrat und Gasdüse)

4.1 Windkanal

In diesem Abschnitt werden die einzelnen Elemente des Windkanals im Detail beschrieben und erläutert. Dies umfasst auch die Umsetzung der Ansteuerung und Überwachung des Windkanals mittels LabVIEW. Zusätzlich wird kurz auf die Strömungscharakteristik des Windkanals und den Einfluss der Ultraschallaktor-Kühlung auf die Strömung der Messstrecke eingegangen.

4.1.1 Aufbau

Der (Niedergeschwindigkeits-)Windkanal besteht aus modularen Steckelementen und lässt sich bei Bedarf einfach als Windkanal Eiffelscher oder Göttinger Bauart aufbauen. Im Aufbau eines Umlaufwindkanals (Göttinger Bauart) und unter Verwendung eines DC-Diagonalventilators (EBM Papst, Typ DV 6318/2TDH5P, Nenn-Leistung: 360 W) konnte in der Messstrecke eine maximale Strömungsgeschwindigkeit $\bar{u}_x = 24,30$ m/s, dies entspricht etwa 87 km/h, erreicht werden (gemessen mit Staurohr-Anemometer Voltcraft Typ VPT-100 [CK13]). Da jedoch für die Untersuchungen in dieser Arbeit das bereits erwähnte Butangas nach außen hin abgeleitet werden muss, wurde ein Aufbau als offener Strömungskanal (Eiffelsche Bauart) verwendet.

Der Windkanal besitzt eine quadratische Geometrie, mit einer offenen Messstrecke aus 10×10 cm² und einer Gesamtlänge von 27 cm. Die vorhandenen einzelnen Elemente wurden unter Berücksichtigung aktueller Literatur ausgelegt:

- Eine Düse mit 33×33 auf $10 \times 10 \text{ cm}^2$ nach Yao-xi Su [100–103] mit einem Kontraktionsverhältnis von 1:10,89,
- eine Beruhigungsstrecke mit (in Strömungsrichtung) Gleichrichter und drei Sieben, von grob nach fein (vgl. Anh. A.3) [100, 101, 104–106],
- zwei kleine und zwei große Krümmer [101, 103, 107],
- ein Auffangtrichter [108, 109] mit Diffusor [108, 110, 111],
- diverse Verbindungsstücke,
- sowie ein Entkoppler, für die Anbindung an die Außenluft.

Da der Entkoppler eine Eigenentwicklung ist, wird dieser und dessen Funktion im Folgenden kurz erläutert. Abbildung 4.4 oben zeigt eine Detailansicht des Entkopplers sowie rechts die Anbindung des Windkanals an die Außenluft. Hinter dem Schutzgitter des Gasauslasses befindet sich ein weiterer Lüfter (L4). Die Abdeckung des Außensensors ($S_{\text{Außen}}$) ist auch zu erkennen. Über die Lüfter L3 und L4 wird ein kontinuierlicher Luftstrom nach außen hin geführt. Über einen Ansaugstutzen findet der Druckausgleich im Messraum statt. Um abgeführtes Butangas (= schwerer als Luft) nicht wieder anzusaugen, befindet sich der Ansaugstutzen oberhalb des Gasauslasses in einem hinreichenden Abstand. Über die Umlauföffnung im Entkoppler entsteht somit ein Kreislauf mit fortwährender Belüftung des Entkopplers. Um schließlich die mit Butangas belastete Luft aus der Messstrecke nach außen zu befördern, wird diese vom Lüfter L2 über den Diffusor mit dem

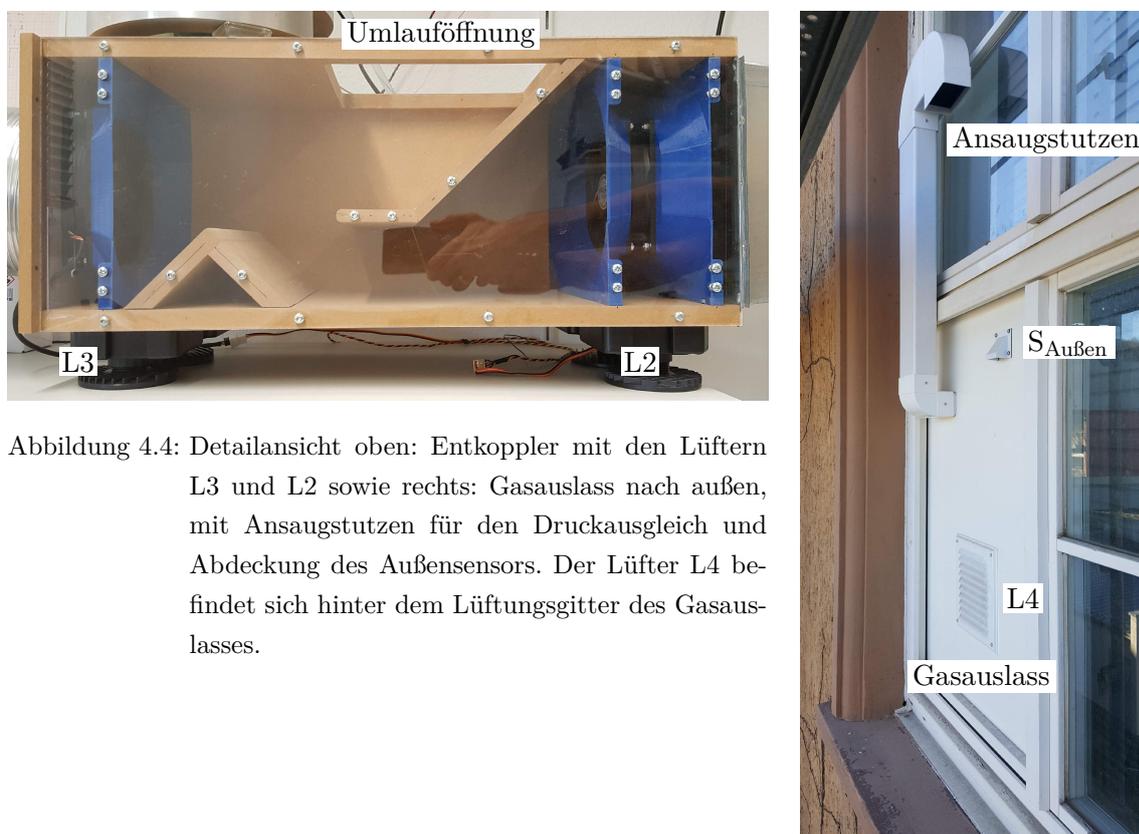


Abbildung 4.4: Detailansicht oben: Entkoppler mit den Lüftern L3 und L2 sowie rechts: Gasauslass nach außen, mit Ansaugstutzen für den Druckausgleich und Abdeckung des Außensensors. Der Lüfter L4 befindet sich hinter dem Lüftungsgitter des Gasauslasses.

Auffangtrichter wieder aufgenommen und in den Entkoppler befördert. Diese strömt hierbei im unteren Bereich in Richtung des Lüfters L3 und wird von diesem zusammen mit dem Umlaufstrom abgesaugt. In der schematischen Darstellung des Versuchsstandes (vgl. Abb. 4.1) ist dies vereinfacht dargestellt. Der Entkoppler ist dabei so ausgelegt, dass der Volumenstrom des Umlaufstroms immer größer ist als der zugeführte Strom aus der Messstrecke. Auf diese Weise und zusätzlich durch das Design des Entkopplers mit der Umlauföffnung nach oben kann kein Butangas entweichen.

Die Hauptfunktion des Entkopplers ist jedoch die Entkoppelung der Außenluft von der Messstrecke. Bei einem direkten Ausblasen der Abluft kann, z. B. durch plötzliche Druckänderungen bei Windböen, der konstante laminare Strom in der Messstrecke gestört werden. Aufgrund der Ausgestaltung der Strömungskanäle im Entkoppler wirkt sich jedoch eine Störung im Strom der Abluft primär auf den Umlaufstrom aus. Des Weiteren können durch den von der Messstrecke unabhängigen Abluftstrom die Lüfter L3 und L4 mit maximaler Drehzahl betrieben werden, um einen hinreichend hohen Luftdruck zu erzeugen, welcher zusätzlich weniger anfällig auf Druckschwankungen reagiert.

Zur Optimierung und Validierung des Windkanals wurde das Strömungsverhalten der einzelnen Elemente in Simulationen mittels COMSOL untersucht. Auf die Darstellung der Ergebnisse dieser Simulationen wird hier jedoch aus Platzgründen verzichtet.

4.1.2 Strömungscharakteristik

Für die Charakterisierung des Windkanals wurden umfassende Untersuchungen angestellt, deren für diese Arbeit wesentlichen Ergebnisse im Folgenden kurz dargestellt werden.

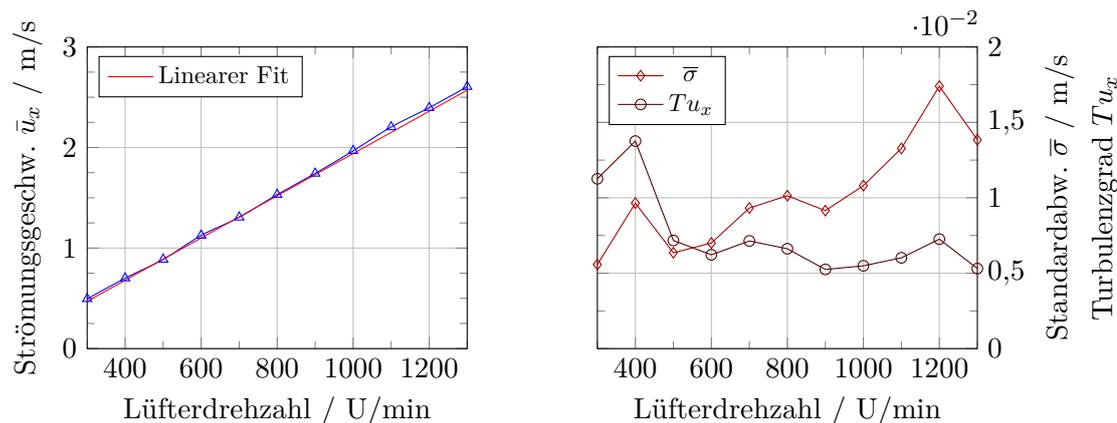


Abbildung 4.5: Verlauf der Strömungsgeschwindigkeit \bar{u}_x in der Messstrecke in Abhängigkeit von der Lüfterdrehzahl der Lüfter L1 und L2 (links) mit dazugehöriger Standardabweichung (rechts). Der Abstand zur Düse beträgt ca. 2 cm.

Die allgemeine Strömungsgeschwindigkeit \bar{u}_x (orthogonal zur Düse) in der Messstrecke kann während der Messungen der Strömungsuntersuchungen nicht gemessen bzw. überwacht werden. Sie wird über eine gemeinsame Lüfterdrehzahl der Lüfter L1 und L2 eingestellt. Abbildung 4.5 links stellt eine in 2 cm Abstand zur Düse gemessene Strömungsgeschwindigkeit \bar{u}_x in Abhängigkeit von der Lüfterdrehzahl dar. Rechts davon findet sich die dazugehörige Standardabweichung $\bar{\sigma}$ bzw. der Turbulenzgrad Tu_x . Durch den linearen Verlauf der Strömungsgeschwindigkeit \bar{u}_x mit der Lüfterdrehzahl lässt sich der Windkanal einfach über die Lüfter einstellen. Aus der Standardabweichung $\bar{\sigma}$ ergibt sich mittels Gl. 2.27 der Turbulenzgrad Tu_x , welcher im gesamten Geschwindigkeitsbereich unter 0,015 liegt und somit vergleichbar mit typischen Windkanälen der Göttinger Bauart ist [112]. Im direkten Vergleich mit der reinen Standardabweichung wird hierbei ersichtlich, wie sich die Strömungsgeschwindigkeit selbst auf den Turbulenzgrad auswirkt. Wird zusätzlich mit Abbildung 4.6 links die Strömungsgeschwindigkeit \bar{u}_x und rechts der Turbulenzgrad Tu_x bei vier vorgegebenen Strömungsgeschwindigkeiten in Abhängigkeit vom Düsenabstand betrachtet, so lässt sich festhalten, dass der Windkanal über seinen gesamten Geschwindigkeitsbereich eine nahezu wirbelfreie laminare Strömung erzeugt, welche auch bei großem Düsenabstand noch eine ausreichende Qualität aufweist.

Um einen zuverlässigen Betrieb der US-Aktoren zu gewährleisten, müssen diese aktiv gekühlt werden (vgl. Abschn. 4.4.1.4). Hierfür besitzen die Arrays jeweils eine eigene Luftkühlung, welche einen Luftstrom nahe der Oberfläche der Arrays erzeugt (vgl. Abb. 4.3). Die Auswirkung dieses Luftstroms auf die Strömung in der Messstrecke ist der Abbildung 4.7 zu entnehmen. Hierfür wurde auf die Breite der Messstrecke die Strömung bei zwei Geschwindigkeiten ($\bar{u}_x \approx 0,5$ (blau/rot) und 2,0 m/s (grün)) in einem Bereich untersucht, in welchem die aktive Strömungsbeeinflussung ihre Hauptwirkung aufweist (Fokussierung des Ultraschalls). Diese sogenannte Fokuszone befindet sich in einem Düsenabstand $d_{Dü} \approx 14$ cm. Zusätzlich wurde die Strömung jeweils bei $d_{Dü} = 10$ und 18 cm vermessen. Für einen direkten Vergleich sind die Messungen jeweils mit und ohne Ak-

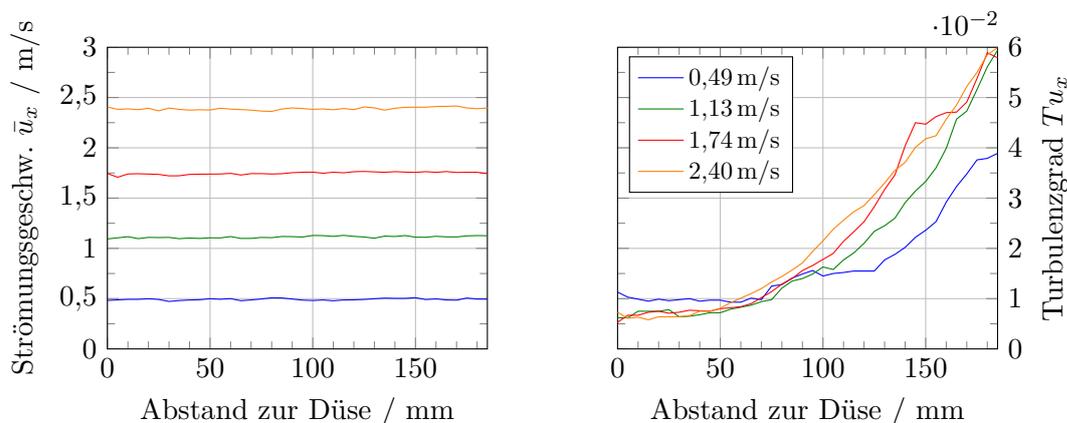


Abbildung 4.6: Strömungsgeschwindigkeit \bar{u}_x (links) mit Turbulenzgrad Tu_x (rechts) bei vier vorgegebenen Strömungsgeschwindigkeiten (0,49–2,40 m/s) in Abhängigkeit vom Düsenabstand.

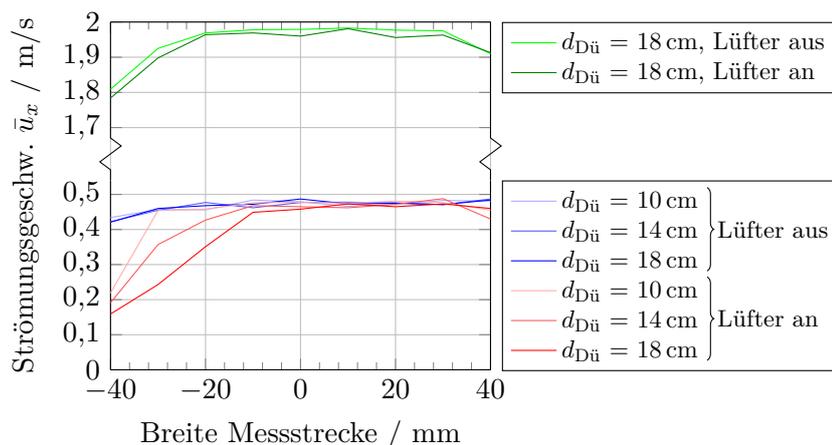


Abbildung 4.7: Auswirkungen auf die Strömungsgeschwindigkeiten in Bezug auf die Breite der Messstrecke durch Einschalten der Ultraschallaktor-Kühlung bei verschiedenen Abständen zur Düse $d_{Dü}$ für zwei Strömungsgeschwindigkeiten $\bar{u}_x \approx 0,5$ (blau/rot) und $2,0$ m/s (grün).

torkühlung aufgeführt. Bei geringen Strömungsgeschwindigkeiten ($\bar{u}_x \approx 0,5$ m/s) ist ohne aktive Aktorkühlung die Strömungsgeschwindigkeit auf die gesamte Breite der Messstrecke bei allen gemessenen Düsenabständen sehr ähnlich. Der leichte Abfall zum Rand hin (offene, in den Messraum gerichtete Seite) ist vernachlässigbar. Bei aktiver Aktorkühlung hingegen ist in einer Breite von etwa 2 cm zum offenen Rand hin ein deutlicher Strömungsabfall auf bis zu $0,16$ m/s zu erkennen, welcher mit steigendem Düsenabstand breiter wird. Im gleichen Maße wirkt sich dieser Effekt auch auf den Turbulenzgrad aus, welcher sich in diesem Bereich leicht erhöht. Dieser Effekt erstreckt sich auf die gesamte Höhe der Messstrecke und tritt nur am offenen Rand hin auf. Bei höheren Strömungsgeschwindigkeiten ($\bar{u}_x \approx 2,0$ m/s) ist dieser Effekt nur unwesentlich zu erkennen.

4.2 Traverse

Die Traverse, welche zum Verfahren und Positionieren verschiedener Sensoren verwendet wird, wurde mit einem umgebauten und modifizierten 3D-Drucker realisiert. Als Basis dient ein Prusa I3 pro B von GEEETech, welcher wiederum auf dem quelloffenen 3D-Drucker Prusa i3 basiert. Dieser wurde von Josef Průša entwickelt und 2012 erstmals publiziert [113]. Der originale Prusa i3 war im März 2016 der weltweit am meisten verwendete 3D-Drucker [114]. Ein großer Vorteil neben der günstigen Anschaffung ist die Möglichkeit einer direkten Ansteuerung über sogenannte G-Codes. Diese werden von der verwendeten Firmware unterstützt und sind im Allgemeinen gut dokumentiert im Internet zu finden [115]. Hierdurch lässt sich die gesamte Ansteuerung der Traverse problemlos in LabVIEW umsetzen und in die bestehenden Programme integrieren. Mit einem maximalen Messraum von $200 \times 200 \times 180$ mm und einer Auflösung in x, y und z-Richtung von $0,1$ mm können somit dreidimensionale Messungen mit einem ausreichend großen Messbereich in der Messstrecke und hinreichender Auflösung durchgeführt werden. Um den 3D-Drucker als

Traverse verwenden zu können, waren einige Umbauten und Modifizierungen nötig, welche kurz im Folgenden beschrieben werden.

Der verwendete 3D-Drucker ist mit einem verfahrbaren Druckbett ausgestattet, welches das zu druckende Bauteil unterhalb eines zweiachsigen Druckkopfes hin- und herbewegt. Damit der 3D-Drucker als Traverse Sensoren innerhalb der Messstrecke in alle drei Raumrichtungen verfahren kann, muss anstelle des Druckkopfes eine weitere Achse vorhanden sein. Hierfür wurde der Druckkopf vollständig durch einen neu konstruierten Schlitten (x-Achse) ersetzt, an welchem in einem Winkel von 90° eine Profilschienenführung (igus drylin[®] T Miniaturführungsschiene TS-04-15) montiert ist (vgl. Abb. 4.3). Das Druckbett wurde entfernt und dessen Zahnriemenantrieb als Antrieb für den Schlitten der Schienenführung (drylin[®] T Miniaturführungswagen TWE-04-15) wiederverwendet (y-Achse). Dieser Schlitten kann schließlich als Sensoraufnahme verwendet werden, womit dreidimensionale Messungen mit verschiedenen Sensoren möglich sind.

Die gesamte Linearführung des 3D-Druckers wurde aufgrund von zu hohem Spiel, was sich besonders durch den langen Hebel der Profilschienenführung an der Sensoraufnahme zeigte, ausgetauscht. Stattdessen wurde ein schmierfreies Linearsystem verwendet (drylin[®] R Aluminiumwelle AWMP mit drylin[®] R Lineargleitbuchse RJ4JP-01) und alle Linearführungen wurden damit ersetzt. Mit dem Austausch der Linearlagerhalterung der z-Achse und die hieraus resultierende zusätzliche Versteifung konnte eine weitere Reduzierung des Spiels im Gesamtsystem erreicht werden.

Für einen automatisierten Messbetrieb ist eine Bewegungserkennung der Sensoraufnahme nötig. Da die Steuereinheit des 3D-Druckers dies nicht über G-Codes unterstützt, wurde eine Bewegungserkennung über die Treiber der Schrittmotoren mittels einer zusätzlichen Elektronik realisiert. Über das Taktsignal (Step) wird ein Kondensator geladen, welcher über einen Komparator für eine Bewegung ein High-Signal liefert. Für alle drei Achsen (x, y und z) wird die Bewegung dementsprechend separat erkannt und über einen myDAQ dem Steuerprogramm (LabVIEW) bereitgestellt.

Da die Messtechnik des optischen Messverfahrens eine freie Sicht vor und hinter der Messstrecke benötigt und sich die US-Arrays ober- und unterhalb der Messstrecke befinden, wurde die Traverse hängend darüber montiert. Die Traverse selbst ist an einem steifen Holzrahmen befestigt und liegt auf einem weiteren an der Wand befestigten Holzrahmen auf. Auf diese Weise kann die Traverse auch weiterhin noch verschoben und positioniert werden. Durch Abstandshalter wird die Traverse präzise zum Windkanal eingestellt.

4.3 Messtechnik

Die verwendeten Messtechniken lassen sich grundsätzlich in der Art, wie die Messwerte aufgenommen werden, unterteilen. Bei den Schallmessungen, Temperaturmessungen und den Strömungsmessungen mittels Hitzdrähten werden die Messwerte punktuell aufgenommen, wodurch die jeweiligen Sensoren für eine flächige bzw. räumliche Vermessung fortlaufend mit der Traverse verfahren werden müssen. Bei den Strömungsmessungen mittels BOS hingegen erfolgt die Erfassung der Mess-

werte im gesamten Sichtfeld augenblicklich. In den folgenden Abschnitten werden die jeweiligen Messtechniken vorgestellt und ihre Umsetzung erläutert.

4.3.1 Schallmessung

In dieser Arbeit wurden unterschiedliche Arten von Schallfeldern untersucht, welche entsprechend unterschiedlich vermessen werden mussten: das Schallfeld (Direktschall) eines einzelnen Ultraschall-senders oder das sich durch Interferenzen ergebende komplexe Schallfeld mehrerer Ultraschallsender (im Array). Für die Charakterisierung von einzelnen Aktoren auf Basis der Mikrosystemtechnik sowie als Referenzmikrofon für die Kalibrierung eines eigens aufgebauten Nadelmikrofons wird ein kommerzielles Freifeldmikrofon verwendet. Für die Vermessung komplexer Schallfelder wird dieses ebenfalls als Bestandteil des Nadelmikrofons benutzt. Da die mit den US-Arrays generierten zu untersuchenden Schallfelder mit ihren Schall-Interferenzen bzw. stehenden Wellen bei einer Frequenz von 40 kHz Strukturen aufweisen, welche im mm-Bereich liegen (halbe Wellenlänge bei 40 kHz \approx 4 mm), kann nicht einfach das Freifeldmikrofon aufgrund des nominalen Mikrofondurchmessers von 1/4" verwendet werden. Diese Schallfelder müssen zwei- bzw. dreidimensional und vor allem in einer hinreichenden Auflösung vermessen werden, wodurch sich hierfür ein deutlich komplexerer Messaufbau ergibt. Hierfür wird das Nadelmikrofon als Messkopf mit der Traverse im Schallfeld verfahren.

4.3.1.1 Freifeldmikrofon

Für alle Schallmessungen wurde ein kalibriertes 1/4" Freifeldmikrofon (PCB-378C01) der Firma PCB Synotech GmbH verwendet, bestehend aus einer vorpolarisierten Kondensatormikrofonkapsel (PCB-377C01) und einem ICP[®]-Vorverstärker (PCB-426B03). Betrieben wird das Mikrofon mit einer kompatiblen batteriegespeisten Versorgungseinheit (PCB-480C02). Durch den Betrieb mit Batterien wird eine rauscharme Spannungsversorgung gewährleistet, was gleichermaßen für das Messsignal gilt. Das Mikrofon wird fortan auch als Messmikrofon bezeichnet.

Bei den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Direktschallmessungen, also der Verwendung des Mikrofons als Freifeldmikrofon, standen keine speziellen reflexionsarmen Räume zur Verfügung. Bei den Messungen wird dementsprechend der Diffusschall aufgenommen. Dies bedeutet, dass die Messergebnisse nicht völlig frei von Reflexionen und Nachhall sind. Es wurde jedoch darauf geachtet, dass evtl. störende Reflexionsflächen sich in einem möglichst weiten Abstand vom Messaufbau befinden, wodurch bei einer Schallpegelmessung keine nennenswerte Verfälschung angenommen wird.

4.3.1.2 Nadelmikrofon

Um die lokalen Unterschiede im statischen Schallfeld einer StAW vermessen und auflösen zu können, wird ein Nadelmikrofon verwendet (vgl. Abb. 4.8 links). Das Nadelmikrofon ist ein gekapseltes

Mikrofon, wobei der zu messenden Schall über ein längliches Röhrrchen definiert zugeführt wird. Das Röhrrchen dient dabei als Schalleiter und kann, ohne das zu vermessende Schallfeld nennenswert zu stören bzw. zu verzerren, über die Traverse in das Schallfeld eingebracht und verfahren werden.

Um das Messmikrofon flexibel für die verschiedenen Messarten einsetzen zu können, wurde für ein schnelles und zuverlässiges Umrüsten eine spezielle Aufnahme konstruiert, in welcher das Messmikrofon in einer definierten Position fest verbaut ist. Der Aufbau des Nadelmikrofons ist auf diese Weise zweigeteilt. Um ein Verdrehen beim Einbau in die verschiedenen Halterungen zu unterbinden, ist die Aufnahme asymmetrisch aufgebaut. Mit dem Anschlag der Aufnahme befindet sich das Mikrofon somit immer in gleicher Position. Dies ist besonders für den Einbau in den Messkopf des Nadelmikrofons wichtig, wodurch bei einem Umbau eine erneute Kalibration nicht notwendig ist.

Abbildung 4.8 rechts zeigt eine technische Zeichnung des Nadelmikrofons im Schnitt, welche den genauen Aufbau darlegt. Das Freifeldmikrofon (PCB-378C01) wird über die Mikrofonaufnahme in ein für 40 kHz weitgehend schallisolierendes Volumen eingebettet. Als Schalleiter fungiert ein etwa 20 cm langes Messingrohr („Nadel“, $\varnothing_{\text{Außen}} = 2,0 \text{ mm}$, $\varnothing_{\text{Innen}} = 1,4 \text{ mm}$). Das Ende des Rohres ist leicht nach unten und zur Seite hin gekrümmt. Hiermit wurde der Versuch unternommen, eine möglichst geringe (systematische) Beeinflussung auf das zu untersuchende Schallfeld zu haben.

Für die Kalibration des Nadelmikrofons wird zwischen diesem und dem Messmikrofon hin- und hergeschaltet. Für einen schnellen Wechsel lässt sich das Nadelmikrofon mit einer Messmikrofonhalterung erweitern, welche seitlich an das Nadelmikrofon montiert wird. Abbildung 4.9 links zeigt die Messmikrofonhalterung sowie rechts im eingebauten Zustand. Um die Bildung einer StAW durch die Stirnfläche des Messmikrofons zu verhindern, ist das Messmikrofon in einem Winkel von 45° zum Array hin aufgebaut. Der Arm der Mikrofonhalterung ist ebenfalls so aufgebaut, dass alle potentiellen Reflexionsflächen antiparallel zum Array verlaufen.

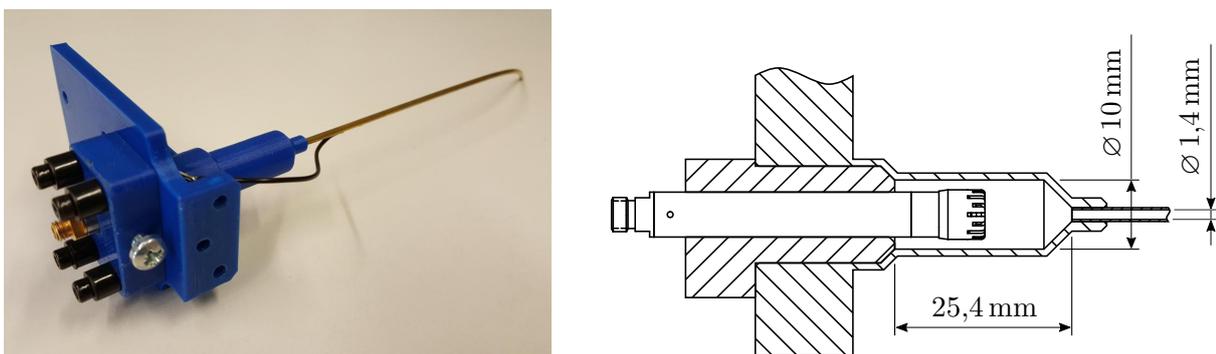


Abbildung 4.8: Nadelmikrofon mit eingebautem Messmikrofon (links) sowie eine technische Zeichnung des Nadelmikrofons in Schnittdarstellung (rechts). Zu erkennen ist die Einbaulage des Messmikrofons innerhalb des Nadelmikrofons. Durch die feste Position in der Mikrofonaufnahme lässt sich das Messmikrofon bei einem Umrüsten in die gleiche Position zurückbauen.

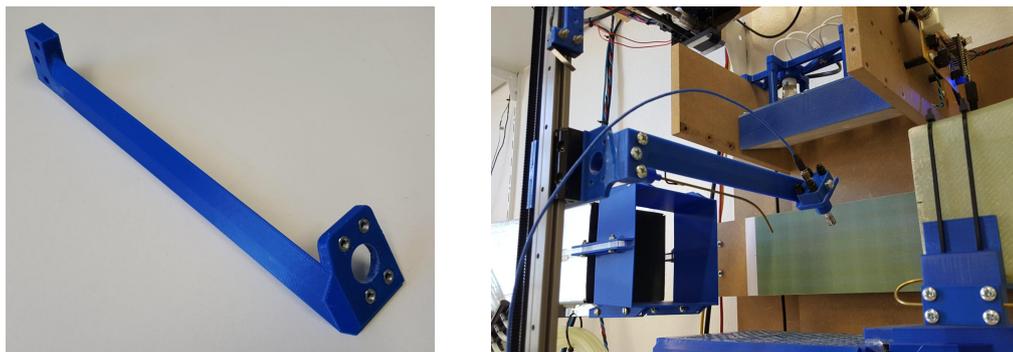


Abbildung 4.9: Aufbau der Messmikrofonhalterung mit zum Array antiparallel verlaufenden Reflexionsflächen (links). Das Messmikrofon ist hierfür in einem Winkel von 45° eingebaut. Seitliche Montage der Halterung an das Nadelmikrofon für einen schnellen Wechsel bei der Kalibration (rechts).

4.3.1.3 Messelektronik

Aus dem Einbau des Mikrofons in ein Gehäuse sowie der Übertragung des Schalls durch einen Schalleiter mit kleinem Querschnitt resultiert eine hohe Dämpfung. Diese wurde durch eine Messelektronik kompensiert. Das Messsignal wird demnach im Gegensatz zur Freifeldmessung zusätzlich elektrisch verstärkt. Die hierfür aufgebaute Verstärkerschaltung (vgl. Abb. 4.10) wird im Folgenden erläutert. Der Verstärker basiert auf einer nichtinvertierenden Standard-Verstärkerschaltung mit einem Operationsverstärker und ist durch zwei Impedanzwandler und zwei Kondensatoren (C1 und C2) vollständig vom Eingang und Ausgang entkoppelt. Damit wird erreicht, dass der Mikrofonausgang bzw. der Ausgang des Mikrofonvorverstärkers (Mik) sowie der Ausgang der Verstärkerschaltung selbst (TRMS) weitgehend unbelastet bleiben. Bei hohen Frequenzen ist der Kondensator C3 niederohmig, wodurch sich rein aus den Widerständen R3 und R4 ein Verstärkungsfaktor von $V = 2$ (gemessen: 1,997) ergibt. Die Höhe der Verstärkung ist hierbei dem angeschlossenen RMS-DC-Konverter angepasst, welcher im nachfolgenden Abschnitt erläutert wird. Die AC-Filterwirkung über den Kondensator C3 kann durch seine Größe vernachlässigt werden. Die Verwendung eines polarisierten Elektrolyt-Kondensators ist bei niedrigen Spannungen unproblematisch. Die Widerstände R1, R2 und R5 wirken als Pulldown-Widerstände, wodurch sich zwei Hochpässe ergeben (C1 mit R2 und C2 mit R5). Die Grenzfrequenzen liegen bei beiden unter 100 Hz, wodurch diese keine Verzerrungen verursachen.

Nach der Verstärkung wird das Messsignal mittels eines RMS-DC-Konverters (LTC1967) in Gleichspannungswerte (Effektivwert) umgewandelt. Der Schaltungsaufbau orientiert sich hierbei an dem Datenblatt (vgl. Abb. 4.11) [116]. Als wichtige begrenzende Größe ist die maximale Amplitude des Eingangs zu nennen, welche auf (typ.) 1,05 V begrenzt ist. Bei zu erwartenden Schalldrücken von 3500 Pa ergibt sich bei einer Verstärkung von $V = 2$ ein Sensorsignal von 0,66 V (vgl. Abb. 4.37), wodurch die maximal erlaubte Amplitude entsprechend mit $\sqrt{2} \cdot 0,66 \text{ V} = 0,93 \text{ V}$ nicht überschritten wird. Mittels der aufgebauten Schaltung lässt sich ein Effektivwert erzeugen mit einem Ausgangs-

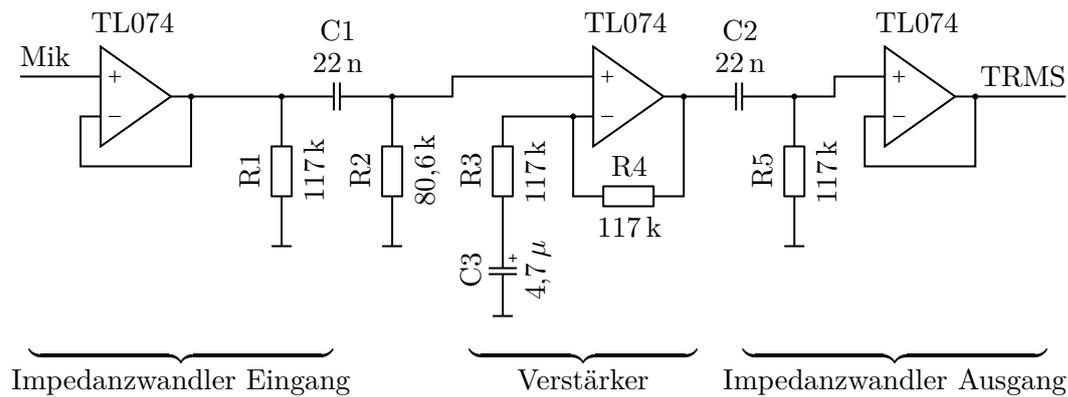


Abbildung 4.10: Schaltplan der Verstärkerschaltung des Nadelmikrofons. Der Eingang (Mik) sowie der Ausgang (TRMS) der Schaltung sind über Impedanzwandler entkoppelt. Der Verstärker besitzt einen Verstärkungsfaktor von $V = 2$.

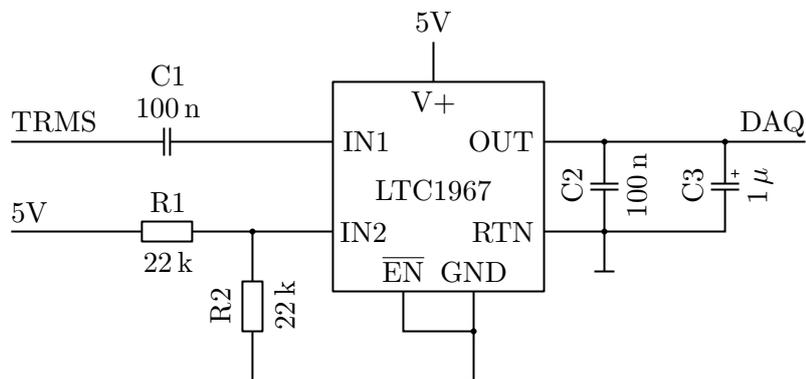


Abbildung 4.11: Schaltplan des RMS-DC-Konverters LTC1967; Aufbau nach Datenblatt [116].

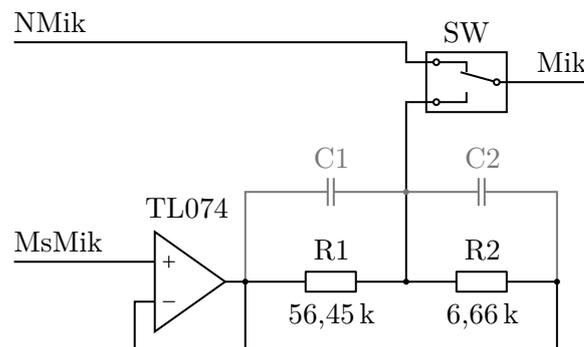


Abbildung 4.12: Umsetzung der Umschaltung zwischen Nadel- (NMik) und Messmikrofon (MsMik) für den Mikrofoneingang (Mik). Aufgrund der begrenzten Spannungsamplitude am RMS-DC-Konverter wird das Spannungssignal des Messmikrofons über einen Spannungsteiler verringert (R1 und R2). Parasitäre Kapazitäten (C1 und C2) haben Einfluss auf das Teilungsverhältnis τ .

rauschen $< 0,3\%$ sowie einer Einschwingzeit $\approx 0,4\text{ s}$ für einen Fehler von $< 0,1\%$. Der Effektivwert U_{eff} wird schließlich mit einem myDAQ von NI gemessen und für eine hohe Genauigkeit bei einer Rate von 200 Hz über 150 Messwerte gemittelt. Hiermit ergibt sich eine Messzeit von 1,15 s, wodurch 2D- bzw. 3D-Messungen mit vielen Messpunkten in einem akzeptablen Zeitrahmen möglich werden.

Für die Kalibration des Nadelmikrofons (vgl. Abschn. 4.6.4.1) wurde zusätzlich für ein schnelles Umschalten zwischen Nadelmikrofon und Messmikrofon die Elektronik mit einer Schalteinheit am Mikrofoneingang versehen (vgl. Abb. 4.12). Da der RMS-DC-Konverter nur eine maximale Eingangsspannung von 1,05 V zulässt, wird das Spannungssignal bei Verwendung des Messmikrofons als Freifeldmikrofon über einen Spannungsteiler R1 und R2 reduziert. Entgegen einem rechnerischen Teilungsverhältnis τ des Spannungsteilers von 1 : 9,48 wurde bei 40 kHz ein Teilungsverhältnis von 1 : 11,144 gemessen. Dies lässt sich über vorhandene Parasitärkapazitäten C1 und C2 erklären, welche bei 40 kHz nicht zu vernachlässigen sind. Um den Vorverstärker des Mikrofons nicht zu belasten, ist erneut ein Impedanzwandler (MsMik) dazwischengeschaltet. Für den Effektivwert U_{eff} ergibt sich für die Messelektronik folgende Rechenvorschrift:

$$U_{\text{eff}} = \frac{U_{\text{Mess}} - U_0}{V} \cdot \alpha \quad \begin{cases} \alpha = 1 & \text{für das Nadelmikrofon} \\ \alpha = \frac{1}{\tau} & \text{für das Messmikrofon} \end{cases} \quad (4.1)$$

mit U_{Mess} als zu messenden Spannungswert des Mikrofons und U_0 als Ruhespannung ohne Schalleintrag. Der Spitzenwert \hat{U} ergibt sich entsprechend durch

$$\hat{U} = \sqrt{2} U_{\text{eff}} . \quad (4.2)$$

4.3.2 Temperaturfeldmessung

Durch hohe Schalldrücke innerhalb einer StAW wird aufgrund von Absorption eine lokale Temperaturerhöhung erwartet. Dies konnte bereits von R. Tuckermann gezeigt werden [117]. Zur Vermessung solcher Temperaturänderungen innerhalb des Schallfeldes wurde ein Messkopf mit einem Mikrotemperatursensor (NTC) entworfen. Ähnlich dem Nadelmikrofon wird dieser ebenfalls über ein langes Messingröhrchen mittels der Traverse in das Schallfeld eingebracht. In Abbildung 4.13 links ist der Messkopf dargestellt. Der Messkopf lässt sich wie die Messmikrofonhalterung für die Kalibration seitlich an das Nadelmikrofon montieren. Hierdurch ist ebenfalls ein schneller Wechsel zwischen Schall- und Temperaturmessung möglich. Um erneut eine möglichst geringe Beeinflussung auf das Schallfeld zu haben und gleichzeitig eine hohe Auflösung zu erreichen, wurde ein SMD-Temperatursensor in der Baugröße 0201 = $0,6 \times 0,3\text{ mm}$ verwendet, welcher über zwei dünne Lackdrähte kontaktiert und gehalten wird (vgl. Abb. 4.13 rechts).

In Abbildung 4.14 ist die Schaltung zur Temperaturmessung dargestellt, welche aus einer rauscharmen Spannungsquelle (Batterie) und einem Vorwiderstand ($10\text{ k}\Omega \pm 0,1\%$) besteht. Um Differenzwerte zu erhalten, wird gleichzeitig mit einem zweiten identisch aufgebauten Temperaturfühler die Umgebungslufttemperatur gemessen. Die über die NTCs abfallenden Spannungen (U_1 und U_2)

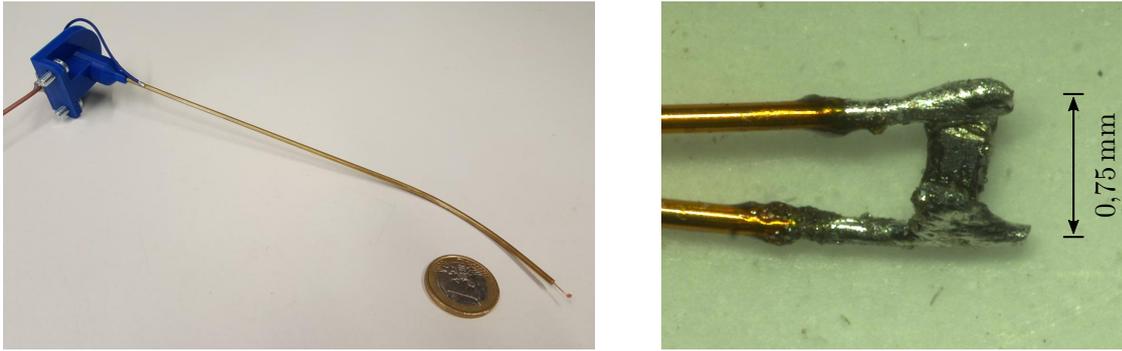


Abbildung 4.13: Messkopf für die Temperaturmessung (links) mit aufgeklebten Kupferplättchen auf dem Temperaturfühler zur Oberflächenvergrößerung. Nahaufnahme des Temperaturfühlers (rechts), ohne Kupferplättchen. Der Temperaturfühler ist ein NTC in SMD der Baugröße 0201 = $0,6 \times 0,3$ mm.

werden mit einem myDAQ gemessen, wodurch sich schließlich über alle bekannten Größen die Widerstände des NTCs und hierdurch die Temperaturen bestimmen lassen. Zur weiteren Rauschminimierung sind die Messleitungen geschirmt wie auch das Messingröhrchen selbst, welches an die Schirmung angebunden ist.

Um eine mögliche Verfälschung der Messwerte durch Absorption des Schalls an den Temperaturfühlern auszuschließen, wurde die Größe des Temperaturfühlers für eine zweite Messung mit einem Kupferblättchen in der Größe von etwa $1,1 \times 1,1$ mm vergrößert (vgl. Abb. 4.13 links).

4.3.3 Strömungsmessung – Hitzdrahtanemometrie

Für die Hitzdrahtmessungen wurde ein kommerzielles Hitzdraht-System der Firma SVMtec GmbH verwendet. Das System umfasst drei Hitzdraht-Sonden mit unterschiedlicher Ausrichtung der Hitzdrähte, eine Hitzdrahtbrücke für einen Betrieb nach dem Prinzip der Konstant-Temperatur-Anemometrie (CTA) und ein sDAQ Datenerfassungssystem.

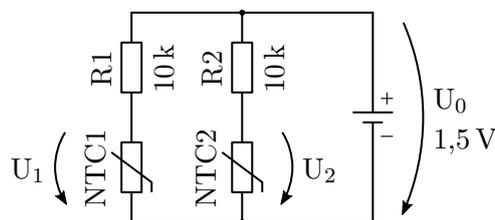


Abbildung 4.14: Schaltaufbau für die Temperaturmessung. Die Temperaturfühler des Messkopfs (NTC1) und für die Raumluft (NTC2) werden jeweils mit einem Vorwiderstand über eine rauscharme Spannungsquelle (Batterie) gespeist. Die an den NTCs abfallenden Spannungen werden gemessen und entsprechen dem Messsignal (Temperatur). Mittels beider Werte lässt sich eine Differenztemperatur bestimmen.

4.3.3.1 Hitzdraht-System

Abbildung 4.15 zeigt eine schematische Darstellung der drei verfügbaren Hitzdrahtsonden. Die Hitzdrähte selbst bestehen aus vergoldetem Wolfram und haben einen Durchmesser von $10\ \mu\text{m}$ sowie eine Länge von $4\ \text{mm}$ ($\lambda_{\text{HD}} = 400$). Die drei Hitzdrahtsonden unterscheiden sich in der Ausrichtung des Hitzdrahtes zum Schaft (Winkel) und betragen 0° , 45° und 90° , was der letzten Zahl in der Bezeichnung entnommen werden kann. Die Sonden sind vom Hersteller kalibriert und wurden hierfür selbst durch ruhende Luft bewegt. In Verbindung mit der verwendeten CTA-Hitzdrahtbrücke weist das System in einem Geschwindigkeitsbereich von $0\text{--}20\ \text{m/s}$ eine Messunsicherheit von $0,1\ \text{m/s} + 0,5\%$ vom Mittelwert auf.

Mit dem sDAQ Datenerfassungssystem können über die CTA-Hitzdrahtbrücke jeweils eine Hitzdrahtsonde versorgt und ausgelesen sowie über einen externen PT100-Temperaturfühler die vorherrschende Lufttemperatur im Windkanal bestimmt werden. Um eine Störung der Strömung zu vermeiden, wurde der Temperaturfühler am Anfang innerhalb der Beruhigungszone positioniert. Über ein bereitgestelltes LabVIEW-Programm lässt sich das gesamte Hitzdraht-System bedienen.

Durch die große Auswahl an verschiedenen Hitzdrahtsonden konnten im Rahmen dieser Arbeit viele unterschiedliche Strömungsmessungen durchgeführt werden. Diese umfassen z. B. ein-, zwei- und dreidimensionale Strömungsaufnahmen, besonders für die Charakterisierung des Windkanals, sowie Vergleichsmessungen von StAW über verschiedene Hitzdrahtpositionen. Für viele zwei- und dreidimensionale Messungen müssen hierfür die Hitzdrahtsonden während einer Messung gewechselt und zueinander ausgerichtet werden, was die Komplexität der Ausführung und der darauf folgenden Auswertung deutlich erhöht. Da dies den zusätzlichen Informationsgewinn größtenteils übersteigt, beschränken sich die hier aufgeführten Ergebnisse auf Messungen, welche mit einer HWP10/90 Sonde durchgeführt wurden.

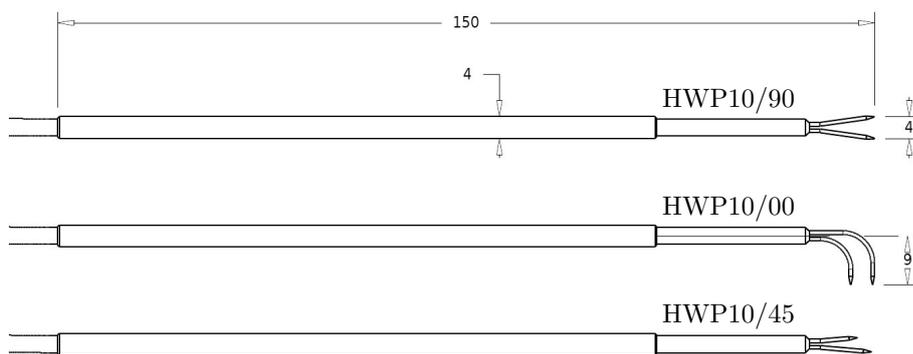


Abbildung 4.15: Darstellung der drei verfügbaren Hitzdrahtsonden der Firma SVMtec GmbH [118].

4.3.3.2 Sondenaufnahme und Ausrichtung der Hitzdrähte

Um die Hitzdraht-Sonden mit der Traverse verwenden zu können, wurde ein weiterer Messkopf entworfen und aufgebaut. Eine besondere Schwierigkeit stellte hierbei die genaue Ausrichtung des Hitzdrahtes zur Hauptströmungsrichtung dar.

In Abbildung 4.16 links ist der Messkopf ohne Hitzdrahtsonde sowie rechts im eingebauten Zustand an der Traverse zu sehen. Der Messkopf ist so aufgebaut, dass die Hitzdrahtsonden orthogonal zur Hauptströmungsrichtung stehen. Auf diese Weise kann der Hitzdraht bis kurz vor der Düse und somit auch bis kurz vor der Gasdüse positioniert werden. Hierdurch ist die komplette Messstrecke abgedeckt. Die Aufnahme der Hitzdrahtsonde ist mit einem Drehmechanismus versehen. Mit diesem kann der Winkel des Hitzdrahtes in 1°-Schritten präzise zur Strömung eingestellt werden. Über den Drehmechanismus kann eine Art Nullabgleich (vgl. Abschn. 4.6.6.1) gemacht werden, d. h. das Ausrichten des Hitzdrahtes zur Strömung sowie verschiedene Anstellwinkel zur Messung unterschiedlicher Strömungskomponenten können eingestellt werden [CK25].

4.3.4 Strömungsmessung – BOS mit „Kontrastmittel“

Als weitere Strömungsmessmethode wurde im Rahmen dieser Arbeit im Experiment eine neuartige Abwandlung bzw. Erweiterung der Hintergrundschlierenfotografie (BOS) entwickelt und angewendet. Diese unterscheidet sich grundlegend von den Messungen mit einer Traverse.

Bei Messmethoden wie der Hitzdrahtanemometrie kann nicht völlig ausgeschlossen werden, dass durch das Einbringen von Sonden in das akustische Feld dieses gestört und dadurch verändert wird. Demnach wurde nach einer Messmethode gesucht, mit welcher berührungslos die Strömung erfasst werden kann. Als klassische Methoden sind z. B. die Strömungssichtbarmachung mittels Dampf-

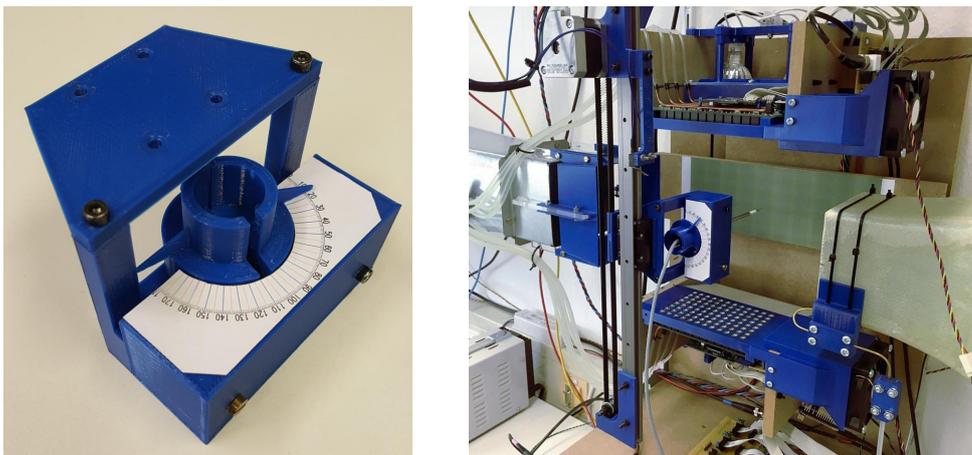


Abbildung 4.16: Messkopf für die Hitzdrahtanemometrie (links) und im eingebauten Zustand (rechts). Zu sehen ist der Drehmechanismus, mit welchem die Hitzdrahtsonde präzise zur Strömung ausgerichtet werden kann.

bzw. Rauchfäden oder die Erzeugung von Geschwindigkeitsfeldern über das Verfahren Particle Image Velocimetry (PIV) zu nennen. Nachteilig an diesen Verfahren ist, dass hierfür Aerosole in die Strömung eingebracht werden. Aus der akustischen Levitation ist schließlich bekannt, dass StAW mit hohem Schalldruck einen direkten Einfluss auf Partikel besitzen. Um eine indirekte Beeinflussung der Strömung über Partikel auszuschließen, dürfen diese nicht explizit in die Strömung eingebracht werden, wodurch sich die genannten Verfahren ausschließen.

Als weitere berührungslose Messmethode kommt die Schlierenfotografie in Betracht. Im Allgemeinen basiert die Schlierenfotografie auf der Brechung von Licht aufgrund eines Dichtegradienten (vgl. Abschn. 2.3.2). Die Druckunterschiede innerhalb der zu untersuchenden Strömungen selbst sind jedoch für eine hinreichende Brechung des Lichts nicht ausreichend, wodurch diese indirekt sichtbar gemacht werden müssen. Wie bereits in Kapitel 3 gezeigt wurde, kann unter Zuhilfenahme eines heißen Konvektionsstroms bei der Hintergrundschlierenfotografie die Strömung und deren Beeinflussung sichtbar gemacht werden. In diesem Fall wird der Dichteunterschied der heißen Luft genutzt, wodurch bei Vorhandensein unterschiedlicher Temperaturen innerhalb einer Strömung der Verlauf und somit auch eine Störung in den Schlierenbildern direkt erkennbar wird.

Die Idee hinter dem neuen (BOS-)Messansatz ist, durch gezieltes Einbringen eines geeigneten „Kontrastmittels“, wie z. B. heiße Luft, eine vorhandene Strömung sichtbar zu machen. Wird das Kontrastmittel in einem bzw. mehreren dünnen Fäden eingebracht, entsprechen diese dann partikelfreien Stromlinien.

Um diese Messmethode im Windkanal für Strömungsmessungen mit StAW verwenden zu können, wurden folgende Anforderungen an das Einbringen eines Kontrastmittels definiert:

1. Die Breite des eingebrachten Kontrastmittels soll möglichst klein sein, um allgemein eine gute Auflösung zu erhalten (bestenfalls \sim Größenordnung der Auflösung des Hintergrunds bzw. der Kamera; Maximal 4 mm $\hat{=}$ Strukturgröße StAW).
2. Das Einbringen des Kontrastmittels in die Strömung darf diese nicht stören.
3. Das Kontrastmittel muss partikelfrei sein, um eine indirekte Beeinflussung über Partikel auszuschließen.

Ein weiterer Vorteil dieser Messmethode stellt die einfache und schnelle Auswertung dar. Dadurch können für eine Messung viele Bilder aufgenommen und ausgewertet werden, da der Rechenaufwand z. B. im Vergleich zu einer Kreuzkorrelation wie bei PIV gering ausfällt. Der größte Unterschied und Vorteil zu den Messmethoden, welche über eine Traverse verfahren werden müssen, ist, dass die hier erzeugten Bilder eine Momentaufnahme der Strömung darstellen. Über eine schnelle Bilderfolge können auch zeitliche Änderungen erkannt werden. Videoaufnahmen sowie auch Live-Aufnahmen, bei welchen die BOS-Auswertung direkt während der Aufnahme stattfindet, wären dadurch ebenfalls denkbar.

4.3.4.1 Kontrastmittel

Die Benutzung von Heißluft als Kontrastmittel liegt entsprechend nahe, welche jedoch unter den definierten Anforderungen nicht ohne Weiteres gezielt in die Strömung des Windkanals eingebracht werden kann. Um die Luft hinreichend für die Hintergrundschlierenfotografie zu erhitzen, ist eine hohe thermische Leistung nötig. Dies wird z. B. aus den Vorversuchen mit einer Halogenbirne deutlich (vgl. Abschn. 3.4). Innerhalb einer erzwungenen Strömung ist die benötigte Leistung nochmals deutlich höher. Um die Anforderung einer geringen Breite des Kontrastmittels zu erfüllen, müsste ein elektrischer Heizer dementsprechend klein sein. Da solch eine Umsetzung nicht ganz trivial ist, wurde davon abgesehen.

Eine weitere Überlegung ist, stark erhitze Luft über eine Zuleitung in die Strömung einzubringen. Hierbei ergibt sich jedoch die Problematik, dass die Heißluft mittig in die Düse eingeblasen werden sollte und eine quer in die Strömung eingebrachte Leitung Störungen in der Strömung verursacht. Bei z. B. einem Rohrquerschnitt von 2 mm und einer geringen Strömungsgeschwindigkeit von 0,5 m/s ergibt sich eine Reynolds-Zahl von etwa 65, wodurch sich bereits eine laminare Kármánsche Wirbelstraße ausbildet [119]. Bei einer Zuleitung parallel zur Strömung, wie sie im folgenden Teil dieses Abschnitts beschrieben ist, muss diese weit durch die Düse geführt werden, wodurch sie sehr lang ist und stark vom Strom abgekühlt werden würde. Auf diese Weise würden sich andere Bereiche des Stroms ebenfalls erhitzen, wodurch das Kontrastmittel „Hitze“ zu stark verteilt wäre.

Als Alternative wurde ein Fremdgas mit geeigneten Eigenschaften als Kontrastmittel verwendet. Butangas hat z. B. bei Zimmertemperatur eine etwa doppelt so hohe Dichte wie Luft und weist hierdurch eine vergleichbare optische Wirkung wie heiße Luft auf. Da die Temperatur hierbei eine untergeordnete Rolle spielt, konnte eine lange Zuleitung in der Düse verwendet werden.

4.3.4.2 Gassystem und -düse

Um das Butangas als Kontrastmittel in die Strömung des Windkanals zu leiten, wurde eine Gasdüse entworfen, welche einen dünnen Gasstrahl erzeugt und dabei die ursprüngliche Strömung nicht stört. Die Gasdüse besteht aus einem etwa 26 cm langen u-förmigen Messingröhrchen ($\varnothing_{\text{Außen}} = 2,0 \text{ mm}$, $\varnothing_{\text{Innen}} = 1,4 \text{ mm}$), welches von vorne weit nach hinten in die Düse des Windkanals geführt ist. Abbildung 4.17 zeigt den Einbau in den Windkanal. Durch die Umlenkung der Zuleitung in einem Bereich der Düse mit größerem Querschnitt werden aufgrund der dort herrschenden geringeren Strömungsgeschwindigkeiten geringere Reynoldszahlen erreicht. Hierdurch treten keine Störungen an der Zuleitung bei den verwendeten Strömungsgeschwindigkeiten auf.

Der Gasfluss wird über einen Massendurchflussregler (Bürkert MFC 8710, vgl. Abb. 4.17 rechts) eingestellt. Dieser ist ebenfalls an LabVIEW angebunden. Das Gas stammt aus einer handelsüblichen Butangaskartusche für Lötlampen und Campingkocher mit Butangas als Hauptbestandteil (CAS Nr. 68512-91-4).

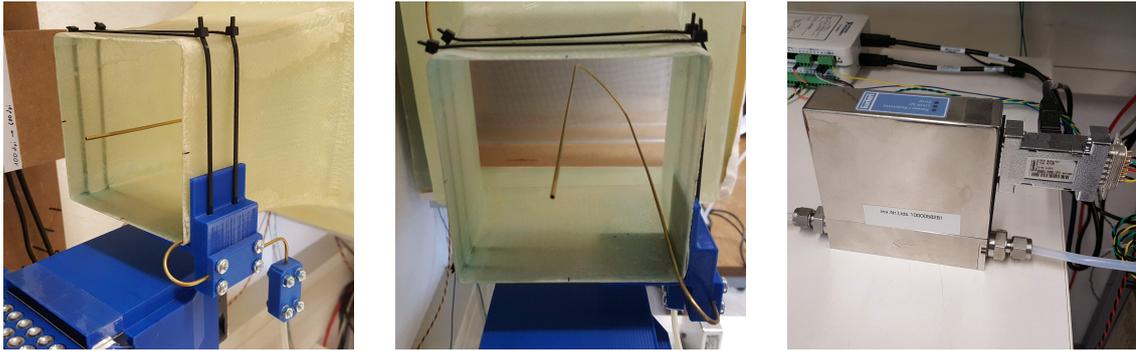


Abbildung 4.17: Detailansicht der in der Düse des Windkanals integrierten Gasdüse (links und Mitte). Die innere Umlenkung der Gasdüse ragt dabei 26 cm tief in die Düse hinein (Mitte). Für die Einstellung des Gasflusses verwendeter Massendurchflussregler Bürkert 8710 (rechts).

4.3.4.3 BOS-Hintergrund

Der Hintergrund spielt bei der Hintergrundschlierenfotografie eine wichtige Rolle. Er ist ausschlaggebend für die Qualität der erzeugten Strömungsbilder. Dabei sind Form, Auflösung und auch Farbe sowie Druckart der Struktur des Hintergrundes entscheidende Größen. In Versuchen wurde die Eignung von unterschiedlichen Hintergründen empirisch ermittelt.

Die Form der Struktur des Hintergrundes hat einen Einfluss auf den Kontrast des Schlierenbildes. Abbildung 4.18 zeigt eine Auswahl an getesteten Strukturen sowie das Ergebnis einer Konvektionsströmung einer Kerze im Schlierenbild. Die wiederkehrende Struktur wird dabei als Subpixel bezeichnet. Für den Kontrast ist entscheidend, wie gut sich eine Verschiebung eines Subpixels in horizontaler sowie vertikaler Ebene hervorhebt. Ein Schachbrett-Muster ergibt dabei sehr zufriedenstellende Strömungsbilder, in welchen die Strömungsformen gut erkennbar sind.

Da mit jeder gängigen Digitalkamera Farbaufnahmen gemacht werden können, können über farbige Pixel zusätzlich direkte Informationen über die Orientierung der Verschiebung in den Schlierenbil-

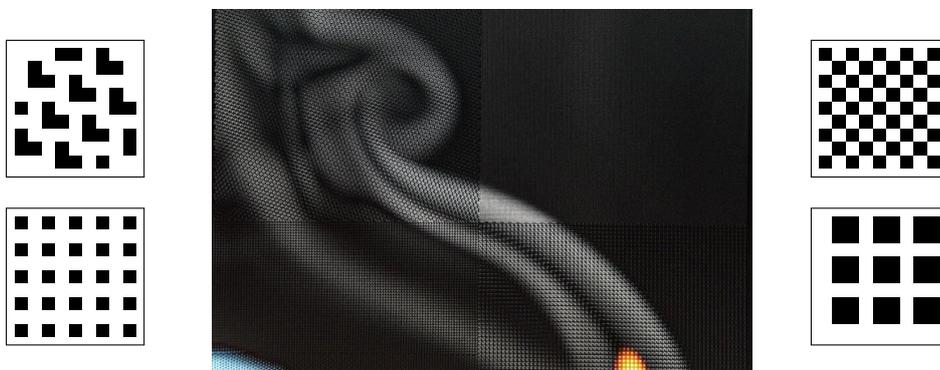


Abbildung 4.18: Ergebnis einer Konvektionsströmung einer Kerze im Schlierenbild bei einem viergeteilten BOS-Hintergrund und dazugehörigen Schwarz/Weiß-Teststrukturen.

dern integriert werden. Die Idee dahinter ist, dass über die Überlagerung von Farbe mit schwarzen bzw. weißen Bereichen die jeweilige Komplementärfarbe erzeugt wird. Ist z. B. ein Subpixel, bestehend aus vier Pixeln, dementsprechend in der Diagonale mit einem schwarzen und weißen Pixel versehen und werden jeweils zwei weitere Farben verwendet, so ergibt sich für die jeweilige Komplementärfarbe eine Richtungsinformation. Zur näheren Erläuterung ist in Tabelle 4.1 eine Auswahl an verschiedenen digital generierten Hintergründen dargestellt, welche jeweils mit einer Verschiebung von 3 px in der Horizontalen (X), Vertikalen (Y) und in beide Richtungen (XY) mit der Hintergrundschlierenmethode berechnet wurden. Als Farben wird das CMYK-Farbmodell verwendet, wie es im Vierfarbendruck aller modernen Druckverfahren verwendet wird. Dabei stehen die Buchstaben CMYK für Cyan (C), Magenta (M), Yellow (Y) und Key (K). Key entspricht dabei der Farbe Schwarz. Weiß (White) wird mit (W) abgekürzt und wird hierbei wie eine weitere Farbe verwendet. Da Mischfarben durch Überlagerung der Hauptfarben CMYK erzeugt werden (gesprenkelte Pixel), wird durch die Verwendung von reinen Druckfarben eine höhere Druckqualität der Pixel erreicht. Für den Druck der Hintergründe wurde ein Wachsdrucker verwendet, da dieser im Vergleich mit einem Tintenstrahl- oder Laserdrucker eine höhere homogene Farbdeckung aufweist. Durch diese Maßnahmen konnte eine deutlich höhere Qualität der Schlierenbilder erreicht werden.

Tabelle 4.1: BOS-Auswertung (Verschiebung um 3 px in X, Y und XY) und Vergleich mit verschiedenen digital generierten farbigen Schachbrett-Hintergründen. Verwendete Farben: Cyan (C), Magenta (M), Yellow (Y), Key (K) = Black und White (W).

	original	3 px in X	3 px in Y	3 px in XY
KCYK				
WCYK				
WCYW				
MCYK				
MCYW				

Tabelle 4.2: BOS-Auswertung (Verschiebung um 3 px in X, Y und XY) mit den Hintergründen WCYK und MCYK im direkten Vergleich mit einem digital generierten Hintergrund und einer Fotoaufnahme (Subpixelgröße: $0,51 \times 0,51 \text{ mm}^2$ – Aufnahme: ISO 100, 1/80 s).

		original	3 px in X	3 px in Y	3 px in XY
WCYK	Digital				
	Foto				
MCYK	Digital				
	Foto				

Wie aus Tabelle 4.1 ersichtlich ist, werden immer vier verschiedene Farben pro Subpixel benötigt, da sich sonst aufgrund der Symmetrie bei einer Verschiebung in horizontaler oder vertikaler Richtung das jeweils um 90° versetzt gleiche Bild ergibt, wie es bei Subpixeln mit KCYK und WCYW der Fall ist. Bei Subpixeln in den Farben WCYK und MCYK ergeben sich für alle drei Verschiebungen gut zu unterscheidende Farbverläufe. Bei Subpixeln mit MCYW ist eine XY-Verschiebung augenscheinlich nicht ausreichend stark von einer Y-Verschiebung zu unterscheiden, weswegen dieses verworfen wurde.

In Tabelle 4.2 sind die Hintergründe mit den Subpixeln in Farbkombination WCYK und MCYK als digital generiertes Bild und als Fotoaufnahme gegenübergestellt. Zusätzlich sind die Ergebnisse für eine Verschiebung um 3 px jeweil in X-, Y- und XY-Richtung aufgeführt. Im direkten Vergleich ist zu erkennen, dass die Ergebnisse mit einer Fotoaufnahme eine hohe Übereinstimmung aufweisen.

Zur Bewertung beider Hintergründe wurden BOS-Aufnahmen (Feuerzeugflamme) mit einem geteilten Hintergrund gemacht, welches in Abbildung 4.19 dargestellt ist. Dabei sind die Subpixel

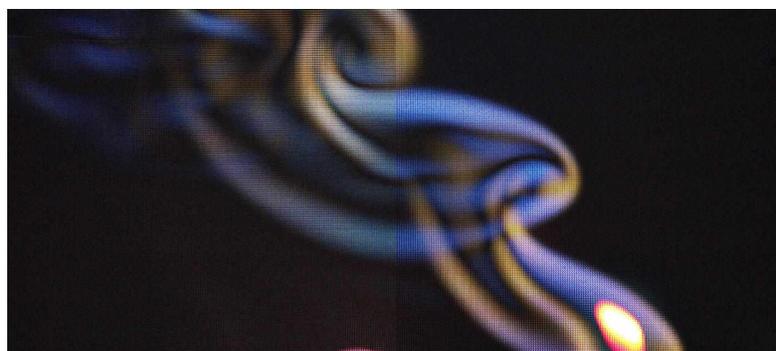


Abbildung 4.19: BOS-Aufnahme eines Heißgases (Feuerzeugflamme) mit einem zweigeteilten Hintergrund (linke Hälfte mit MCYK und rechte Hälfte mit WCYK). Die Subpixelgröße ist in beiden Fällen $0,51 \times 0,51 \text{ mm}^2$.

der linken Hälfte MCKY und der rechten Hälfte WCKY. Beide Hintergründe erzeugen eine gut zu unterscheidende farblich markierte Orientierung der optischen Verschiebung. Durch die vorhandenen Komplementärfarben gelb und blau der Subpixel WCKY ergibt sich im BOS-Bild jedoch ein etwas deutlicher zu unterscheidender Kontrast zwischen horizontaler und vertikaler Verschiebung, wodurch dieser Hintergrund als besser zu bewerten ist.

Die Größe der Subpixel spielt ebenfalls eine entscheidende Rolle bei der Qualität der BOS-Bilder. In Abbildung 4.20 ist das BOS-Ergebnis eines viergeteilten Hintergrundes mit unterschiedlich großen Subpixeln abgebildet. Der Vergrößerung lässt sich entnehmen, dass ein Subpixel in der digitalen Aufnahme für a) eine Auflösung von etwa 14×14 Pixel hat, wohingegen die Auflösung für d) etwa 9×9 Pixel ist. Resultierend hieraus und entscheidender für die Qualität der BOS-Bilder ist der einhergehende Farbverlust, welcher sich auf die BOS-Bilder überträgt. In Kombination mit der verwendeten Kamera ergibt sich demnach für ein Subpixel in der Größe $0,51 \times 0,51 \text{ mm}^2$ (a) ein guter Kompromiss aus Auflösung und Farbwiedergabe für eine zufriedenstellende Qualität der BOS-Bilder.

4.3.4.4 Messaufbau mit Kamera

Das gesamte Messsystem für die Hintergrundschlierenfotografie ist auf einem gemeinsamen Unterbau montiert. Da während einer Messung kleinste Verschiebungen des Hintergrunds in Relation zur Kamera eine direkte Auswirkung auf die BOS-Auswertung haben, ist der Unterbau mit zusätzlichen Verstrebungen besonders steif ausgelegt. Auf einer Rückplatte befindet sich der BOS-Hintergrund,

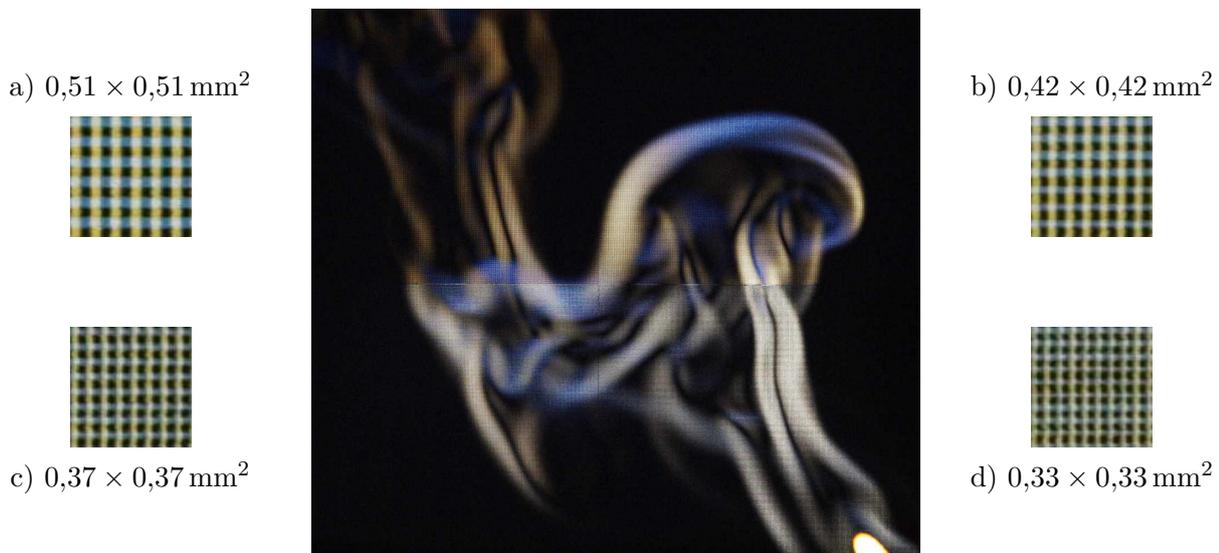


Abbildung 4.20: BOS-Aufnahme eines Heißgases (Feuerzeugflamme) mit einem viergeteilten Hintergrund. Die Subpixelgröße für den jeweiligen Quadranten ist mit angegeben. Die zusätzlich abgebildeten vergrößerten Ausschnitte des Hintergrundes geben einen Eindruck von den Größenverhältnissen.

welcher genau hinter der Messstrecke positioniert werden kann. Auf dieser Rückplatte ist ebenfalls die (drehbare) Aufnahme für die Ultraschallarrays zusammen mit der Beleuchtung des Hintergrundes befestigt. Als Beleuchtung werden zwei von innen weiß lackierte Leuchtkästen verwendet, welche jeweils zwei LED-Strahler mit 660 lm beinhalten (vgl. Abb. 4.21). Für eine homogene Ausleuchtung mit geringer Reflexion befinden sich vor den Leuchtkästen Diffusorfolien. Um Direktlicht zur Kamera hin zu vermeiden, sind die Leuchtkästen leicht schräg hin zum Hintergrund geneigt. Als Kamera wird eine *Nikon D5300* mit dem Objektiv *AF-S NIKKOR 18-105mm 1:3.5-5.6G ED* verwendet. Diese ist auf einer Erhöhung montiert und lässt sich wahlweise mit einer kabelgebundenen Fernauslösung oder vollständig über den Computer bedienen. Zur präzisen Ausrichtung zum Windkanal steht das Messsystem auf drei höhenverstellbaren Füßen.

4.4 Ultraschall-Arrays

In dieser Arbeit werden zwei Varianten von Ultraschall-Arrays behandelt. Die erste Variante basiert auf kommerziellen Ultraschallaktoren und besteht aus insgesamt 192 einzelnen Schallsendern. Der Aufbau ist so gestaltet, dass er einerseits als großes einzelnes Array von einer Seite aus und andererseits zweigeteilt gegenüberstehend aufgebaut verwendet werden kann. Mit diesen Arrays wurden verschiedene Schallfelder mit hohen Schalldrücken für die Untersuchungen der Strömungsbeeinflussung im Windkanal erzeugt.

Die zweite Array-Variante basiert auf einzelnen Silizium-Versuchschips, welche aus einer Vielzahl von einzelnen Schwingern bestehen, die mittels der Mikrosystemtechnik hergestellt wurden. Diese Aktoren dienen als Machbarkeitsstudie zur Übertragung des Prinzips der Strömungsbeeinflussung auf kleine und integrierbare Strukturen für die technische Anwendung auf z. B. einer Flugzeugtragfläche.

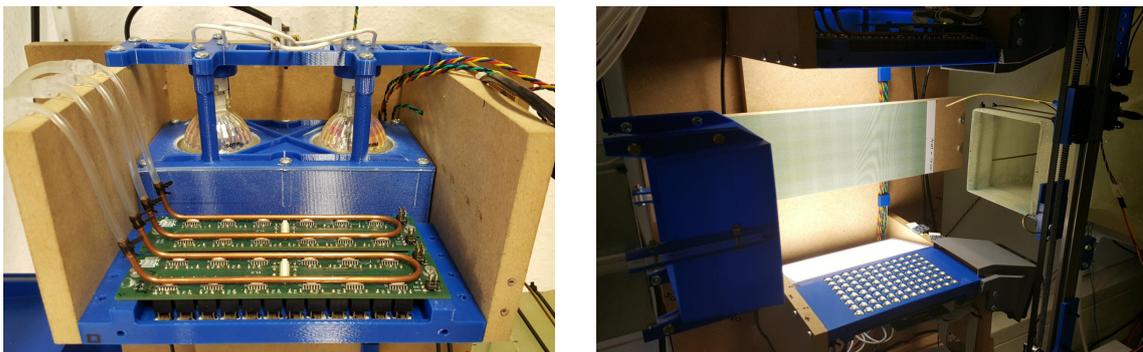


Abbildung 4.21: Einer der zwei verbauten Leuchtkästen (oberes Array) mit zwei LED-Strahlern (links). Im Vordergrund die Rückseite eines US-Arrays (gegenüberstehender Aufbau) mit Treiberplatine, jedoch ohne Steuerelektronik und Verkabelung. Homogene Ausleuchtung des BOS-Hintergrundes in der Messstrecke (rechts).

4.4.1 Arrays auf Basis kommerzieller Aktoren

Zum Betrieb von Ultraschallaktoren in einem Array wird eine entsprechend geeignete Ultraschall-Anlage benötigt. In Abbildung 4.22 ist der modulare Aufbau der Ultraschall-Anlage, wie sie für diese Arbeit umgesetzt wurde, schematisch dargestellt. Für die hier beschriebenen Arrays werden kommerzielle Aktoren der Firma Murata mit der Typbezeichnung MA40S4S verwendet. Die Aktoren zeichnen sich besonders durch ihren hohen Schalldruckpegel von bis zu $120 \text{ dB}_{\text{SPL}}$ bei einem Abstand von 30 cm aus. Sie basieren auf einer piezoelektrischen Keramik, mittels derer über eine Metallplatte ein Resonator (Horn) angeregt wird (vgl. Abb. 4.23 links). Ausgelegt sind diese für einen Betrieb in Resonanz bei 40 kHz. Abbildung 4.23 rechts zeigt die dazugehörige Richtcharakteristik, welche einen deutlichen Abfall nach außen hin aufweist. Eine Abschwächung von -6 dB besteht bereits bei einem Winkel von etwa 45° . Die Aktoren werden dabei ohne Gehäuse verwendet, was in Abschnitt 4.4.1.4 näher erläutert wird. Um allgemein besonders hohe Schalldrücke erreichen zu können, kommen insgesamt 192 Stück dieser Aktoren zum Einsatz, welche je nach Anwendung auf ein einzelnes großes Array (einseitiger Aufbau) oder auf zwei Arrays (gegenüberstehender Aufbau) aufgeteilt sind.

Die Aktoren werden von insgesamt vier länglichen Treiberplatinen versorgt, wobei für jeden Aktor ein eigener Kanal von der Leistungselektronik bereitgestellt wird. Als Versorgung dient ein leistungsstarkes Netzteil mit einer maximalen Spannungsversorgung von $\pm 20 \text{ V}$.

Für die Erzeugung definierter Schallfelder müssen die Schallwellen jedes einzelnen Aktors gezielt gelenkt werden, wodurch jeder Aktor einzeln phasenrichtig angesteuert wird. Hierfür werden insgesamt vier FPGAs auf der Steuerelektronik verwendet, welche jeweils 48 Phasenschieber (PS) bereitstellen. Die FPGAs dienen zusätzlich als eigenständige Steuerung der Arrays, wobei diese über einen PC mit LabVIEW gesteuert bzw. konfiguriert werden können. Ein von einem Fre-

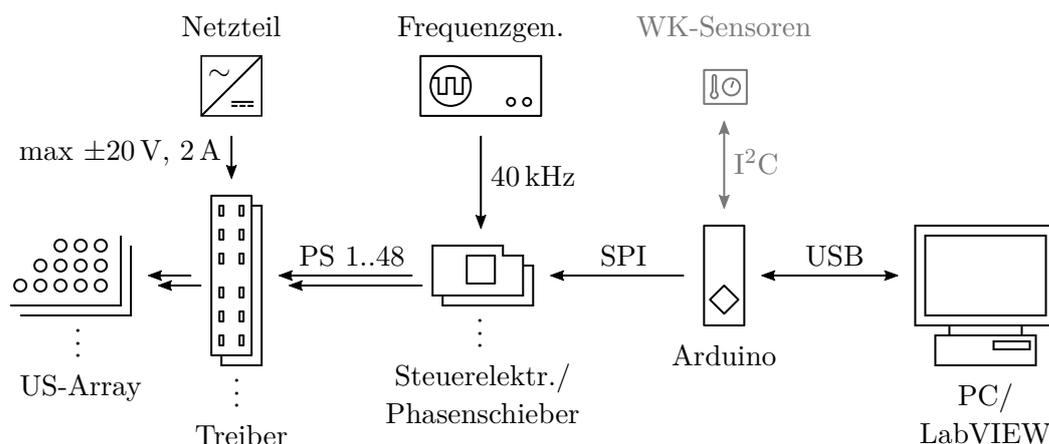


Abbildung 4.22: Schematischer Gesamtaufbau der Ultraschall-Anlage auf Basis kommerzieller Aktoren. Die einzelnen Elemente sind dabei modular aufgebaut und teilen sich auf in: US-Array, Treiber mit Leistungselektronik, Steuerelektronik mit Phasenschieber (FPGA) und als Schnittstelle ein Arduino für die Steuerung von einem PC aus (LabVIEW).

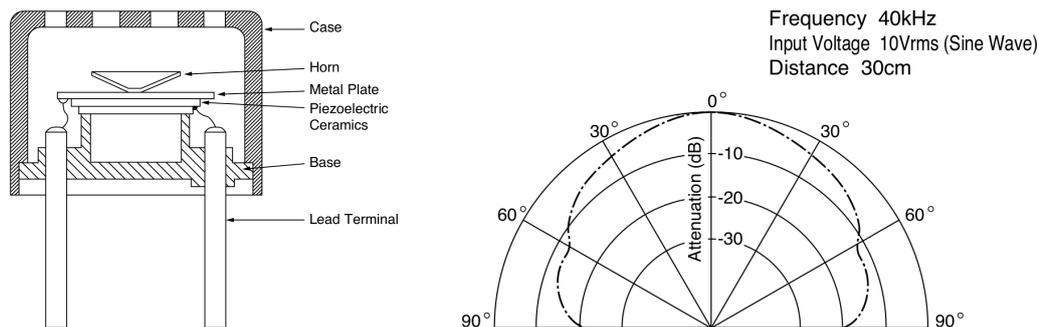


Abbildung 4.23: Schnittbild (links) und Richtcharakteristik (rechts) eines Murata MA40S4S Ultraschallaktors. Der Durchmesser eines Aktors (Sockel) beträgt 9,2 mm [120].

quenzgenerator generiertes Rechtecksignal mit 40 kHz dient als gemeinsamer Referenztakt. Als Schnittstelle zwischen Computer und Steuerelektronik wird ein Arduino verwendet, welcher über das *Serial Peripheral Interface* (SPI) als BUS-System mit dem FPGA kommuniziert. Da der Arduino ebenfalls den *Inter-Integrated Circuit* (I²C) Datenbus unterstützt, werden hierüber auch die Windkanal-Sensoren ($S_{\text{Außen/Innen}}$) ausgelesen.

4.4.1.1 Gegenüberstehender und einseitiger Aufbau der Arrays

Gegenüberstehender Aufbau Anhand der Abbildungen 4.3 und 4.21 lässt sich der Aufbau der gegenüberstehenden Arrays nachvollziehen. Die 192 Ultraschallaktoren sind hierbei auf zwei Arrays aufgeteilt und in einem Raster von 12×8 in einem Abstand von 10 mm zueinander angeordnet. Für die Verwendung im Array wurden von den Ultraschallaktoren die Gehäuse entfernt, sodass die Resonatoren (Horn) in einer Ebene mit der Arrayoberfläche liegen. Hiermit wurde der Versuch unternommen, eine Verbreiterung der Richtcharakteristik zu erreichen und dadurch zusätzlich eine aktive Kühlung der Aktoren mit zusätzlichen Lüftern zu ermöglichen (vgl. Abschn. 4.4.1.4). Der Abstand zwischen beiden Arrays beträgt 22 cm. Die Aufnahme, in welcher sich beide Arrays nebst Leuchtkästen befinden, ist um den Mittelpunkt des BOS-Hintergrundes in einem Bereich von -15° bis $+15^\circ$ drehbar. Die gesamte Aufnahme dreht sich dabei hinter dem festen BOS-Hintergrund. Mit diesem Aufbau lassen sich z. B. StAW erzeugen, wie sie aus dem Bereich der akustischen Levitation bekannt sind.

Einseitiger Aufbau Der einseitige Aufbau entspricht im Allgemeinen dem gegenüberstehenden Aufbau, wohingegen die Aktoren in einem Raster von 16×12 angeordnet sind. In der Messstrecke ist das Array so eingebaut, dass es in einem Abstand von 39 mm zur unteren Kante der Düse des Windkanals liegt (vgl. Abb. 4.24 links), also der Schall von unten her kommend in die Strömung eingebracht wird. Abbildung 4.24 rechts zeigt die Rückseite des voll bestückten Arrays inkl. Spannungsversorgung und Steuerelektronik pro Treiberplatine. Ebenfalls zu erkennen ist die Wasserkühlung der Treiber (u-förmige Kupferrohrleitungen), welche im Abschnitt 4.4.1.4 erläutert wird.



Abbildung 4.24: Einseitiges Array im Windkanal (links). Rückseite des vollbestückten Arrays des einseitigen Aufbaus inkl. Spannungsversorgung und Steuerelektronik pro Treiberplatine und Kühlelementen (rechts).

4.4.1.2 Treiberelektronik

Als Treiber für die Aktoren werden Vierfach-Operationsverstärker des Typs LM827 verwendet. Durch einen hohen Ausgangsstrom von bis zu $\pm 40\text{ mA}$ und einer Flankensteilheit (slew rate) von $10\text{ V}/\mu\text{s}$ können die Aktoren hierdurch problemlos mit $\pm 20\text{ V}$ bei 40 kHz mit einem Rechtecksignal betrieben werden. In Abbildung 4.25 ist der Schaltplan exemplarisch für einen Kanal dargestellt. Jedem Aktor (Piezo) PX ist ein eigenes Steuersignal PS_OUT_X zugewiesen. Über das digitale Steuersignal wird durch die Referenzspannung V_{Ref} am Ausgang des Treibers zwischen der Versorgungsspannung V_+ und V_- hin- und hergeschaltet. Der Treiber funktioniert dadurch wie ein Komparator und treibt hierdurch die Aktoren mit einem Rechtecksignal.

Zusätzlich zu den jeweils vier Kondensatoren der LM837 ist für eine höhere Stabilität die Spannungsversorgung der einzelnen Treiberplatinen V_+ und V_- jeweils mit einem weiteren Kondensator

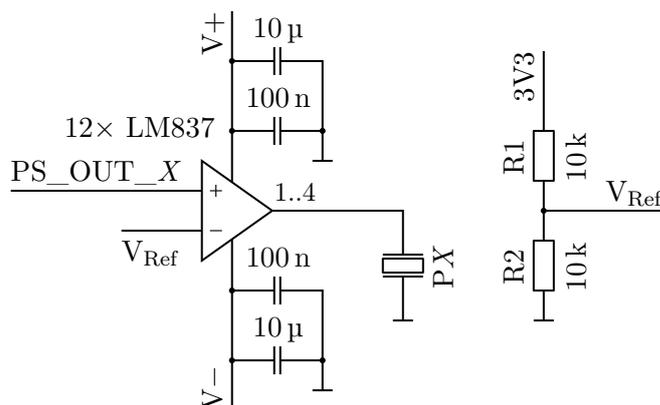


Abbildung 4.25: Schaltplan eines Treibers (LM827) für die Ansteuerung eines Ultraschallaktors. Über das (digitale) Steuersignal PS_OUT_X wird jeder Aktor (Piezo) PX direkt angesteuert. Der Treiber funktioniert dabei wie ein Komparator. Die Referenzspannung V_{Ref} wird jeweils direkt auf der Treiberplatine bereitgestellt.

sator ($100\ \mu\text{F}$) versehen. Die Aufteilung auf vier Treiberplatinen ergibt sich aus der Größe der verwendeten FPGAs, welche als Teil der Steuerelektronik für die Ansteuerung der Aktoren zuständig sind.

4.4.1.3 Steuerelektronik (FPGA)

Das Kernstück der Steuerelektronik ist ein digitaler Mehrkanal-Phasenschieber auf Basis eines FPGAs der Firma Lattice Semiconductor mit der Typbezeichnung iCE40HX4K-TQ144. Über eine integrierte SPI-Schnittstelle können die FPGAs über einen PC angesteuert und konfiguriert werden. Die Phasenlagen der einzelnen Aktoren werden im Vorfeld berechnet und dann übermittelt. Als Taktgeber für den FPGA wird ein LTC1799 verwendet, wodurch die FPGAs mit einer Taktfrequenz von 20 MHz (CLK) laufen. Auf einem 4-Mbit-Flashspeicher (M25P40) ist das Konfigurationsprogramm gespeichert und wird beim Start vom FPGA geladen. Der interne Aufbau der FPGA-Konfiguration ist in Abbildung 4.26 vereinfacht dargestellt, um dessen Funktion zu erläutern. Der Aufbau lässt sich in verschiedene Funktionsblöcke aufteilen: SPI, SPI Analyzer, Speicher, Counter und PS (Phasenschieber). Der gesamte Programmcode wurde in VHDL geschrieben. Eine detailliertere Beschreibung des Programmaufbaus mit Datenströmen ist im Anhang A.3 vorhanden.

SPI Der Funktionsblock SPI stellt dem FPGA eine Kommunikationsschnittstelle zur Verfügung. Als Bus-System wird das *Serial Peripheral Interface* (SPI) verwendet. Die ermittelte maximal mögliche Datenübertragungsrate beträgt 12480 bit/s, welche jedoch hauptsächlich vom verwen-

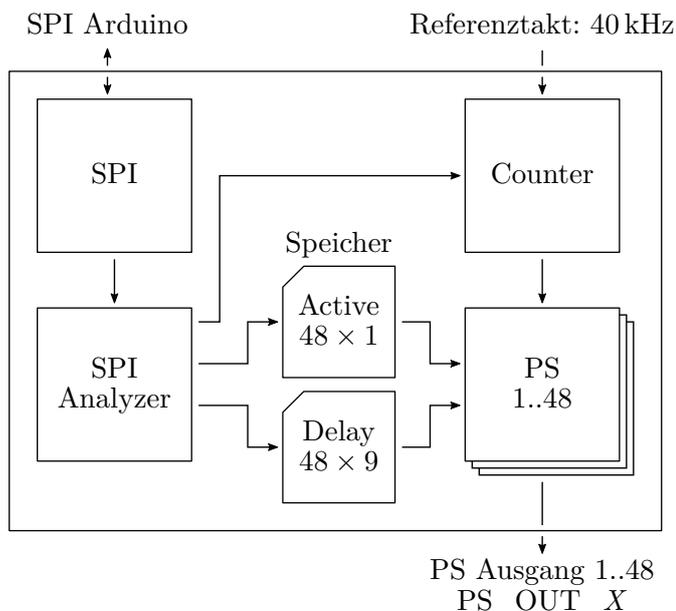


Abbildung 4.26: Interner Aufbau des FPGAs, mit den Funktionsblöcken SPI, SPI Analyzer, Speicher, Counter und PS (Phasenschieber). Für weitere Details siehe Anhang A.3.

deten Arduino begrenzt wird. Über eine gemeinsame Leitung werden alle verwendeten FPGAs gleichzeitig angesprochen, wodurch bei der Konfiguration jedem FPGA eine eindeutige ID zugewiesen wird. Der Code des Funktionsblocks basiert auf einer frei zugänglichen digitalen Sammlung für *embedded systems* von Digi-Key (eewiki) [121]. Die Datenübertragung ist so aufgebaut, dass immer vier Bytes übertragen werden. Diese beinhalten eine Initialisierung, die FPGA Nummer, einen Befehl und für die Übertragung von Phasenlagen den jeweiligen Delay-Wert mit der dazugehörigen Phasenschieber-Nummer (Adresse). Der genaue Aufbau des Datenstrings ist der Abbildung A.4 im Anhang zu entnehmen. Die empfangenen Daten werden dann direkt an den SPI Analyzer übermittelt und verarbeitet, wodurch unmittelbar neue Daten empfangen werden können. Bei 192 Aktoren und somit vier benötigten Steuereinheiten (FPGAs) ergibt sich eine Ansprechzeit von

$$\frac{192}{12480 \text{ bit/s} : 4 \text{ bit}} \approx 0,062 \text{ s} \hat{=} 16 \text{ Hz} .$$

Dies bedeutet, dass mit 16 Änderungen/s das eingestellte Ultraschallfeld bzw. der Fokus während des Betriebs verändert werden kann, wodurch ein dynamischer Betrieb der Ultraschallarrays möglich ist.

SPI Analyzer Der nächste Funktionsblock interpretiert die empfangenen Daten und steuert intern die weiteren Funktionsblöcke. Der Befehlsumfang umfasst dabei eine Vielzahl an Möglichkeiten, wie z. B. Ausgänge ein- und ausschalten (einzelne, mehrere, alle) oder das Speichern der Ansteuerung von Phasenlagen. Des Weiteren kann auch die Funktionalität der Datenübertragung getestet werden, was über eine LED angezeigt wird. Eine vollständige Auflistung aller Befehle kann im Anhang der Tabelle A.2 entnommen werden.

Speicher Die Informationen über Phasenlage und Zustand (ein/aus) der Ausgänge werden in zwei Speicher abgelegt. Dabei werden in einem Array der Größe 48×1 die Zustände und in einem Array der Größe 48×9 die Phasenlagen gespeichert, welche von den Funktionsblöcken der Phasenschieber (PS) abgerufen werden. Die Änderung eines Wertes wirkt sich unmittelbar auf den jeweiligen Phasenschieber aus.

Counter Der Counter entspricht einem Zähler, welcher im FPGA-Takt von 20 MHz kontinuierlich von 0 bis max. 511 zählt. Der Zählerstand dient als Referenz für die Phasenschieber, woraus die 40 kHz für den Ausgang generiert werden: Bei einem CLK von 20 MHz und einem Rücksetzen bei 499 ergibt sich mit

$$\frac{20 \text{ MHz}}{500} = 40 \text{ kHz} .$$

Da jeder FPGA einen eigenen Taktgeber mit 20 MHz besitzt, welcher eine Frequenzabweichung von $\leq 1,5\%$ aufweist (max. gemessene Abweichung aller vier Steuereinheiten: 19,988 MHz), müssen die generierten 40 kHz der einzelnen FPGAs synchronisiert werden. Dies wird mit einem externen Referenztakt bei 40 kHz gemacht. Dabei geschieht das Rücksetzen des Zählers nicht automatisch,

sondern durch den Referenztakt. Bei einem FPGA mit $\text{CLK} > 20 \text{ MHz}$ wird die Taktdifferenz hierbei zeitweise über einen zusätzlichen Zählwert mit $499 + 1$ bzw. bei $\text{CLK} < 20 \text{ MHz}$ umgekehrt mit $499 - 1$ ausgeglichen. Der dadurch verursachte kleine Fehler im Rechtecksignal kann vernachlässigt werden.

Phasenschieber (PS) Pro Ausgang wird ein Phasenschieber benötigt, wodurch die Anzahl der vorhandenen PS-Funktionsblöcke der Anzahl der Ausgänge von 48 entspricht. Die Funktion des Phasenschiebers ist, einerseits aus dem FPGA-Takt von 20 MHz das Ausgangssignal von 40 kHz zu generieren und andererseits dieses mit einer definierten Phasenverschiebung zum Referenztakt hin auszugeben. Realisiert wird das über zwei Werte *Delay* und *Switch*, welche mit dem Zählwert des Counters verglichen werden. In Abbildung 4.27 ist der Schaltvorgang für drei Delay-Werte erläutert. Anhand des ersten Falls ($\text{Delay} = 0$) wird die Generierung eines 40 kHz Rechteck-Signals deutlich. Das Ausgangssignal wird hierbei bei einem Zählwert von 0 auf HIGH und bei 250 auf LOW gesetzt, was sich bei Rücksetzen des Zählers nach dem Wert 499 wiederholt. Um schließlich eine Phasenverschiebung zu erzeugen, wird der Ausgang bei Erreichen des Wertes *Delay* auf HIGH und bei *Switch* auf LOW geschaltet. Der entsprechende Wert *Delay* wird aus dem Speicher übernommen, wohingegen davon abhängig der Wert *Switch* mit einem Abstand von ± 250 berechnet wird. Die Beispiele $\text{Delay} = 3$ bzw. 497 verdeutlichen die Funktionsweise. Durch die feine Abstufung von insgesamt 500 möglichen Phasenschritten ergibt sich hierdurch eine Auflösung mit kleinstem Phasenwinkel von

$$\frac{360^\circ}{500} = 0,72^\circ .$$

Das Aus- bzw. Einschalten des Ausgangs wird ebenfalls über den Funktionsblock Phasenschieber gesteuert. Bei jedem Takt (CLK) wird aus dem Speicher *Active* der entsprechende Wert abgeglichen und der Ausgang dementsprechend geschaltet.

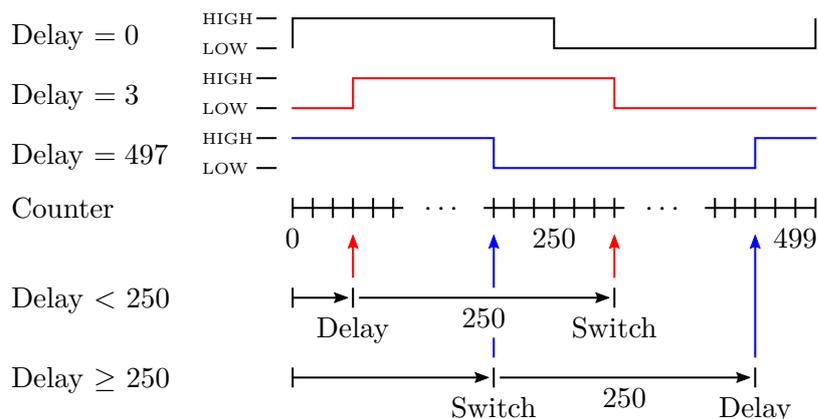


Abbildung 4.27: Realisierung der Phasenlage über die Schaltwerte Delay und Switch.

4.4.1.4 Kühlung

Bei den Untersuchungen zur Strömungsbeeinflussung sowie besonders bei den Schallfeldmessungen befinden sich die US-Aktoren im Dauerbetrieb. Da Schallwandler im Allgemeinen einen geringen Wirkungsgrad besitzen, wird im Betrieb viel Wärme umgesetzt, wodurch sich besonders die piezoelektrischen Keramiken erhitzen. Im Wärmebild lassen sich an den Resonatoren Temperaturen bis über 80°C messen. Nach dem Datenblatt kann der erzeugte Schalldruckpegel bei hohen Temperaturen um bis zu -3 dB abweichen. Dies zeigt sich auch anhand von Vergleichsmessungen mit einem ungekühlten US-Array, welche stärker verrauschte Schallfelder mit geringerem Schalldruck aufweisen (vgl. Abschn. 5.6.1).

Für einen zuverlässigeren Betrieb der Aktoren wurden die Arrays jeweils mit einer zusätzlichen aktiven Kühlung versehen, wie sie in Abbildung 4.28 im Detail und in Abbildung 4.3 eingebaut im Windkanal zu sehen ist. Über einen schmalen Luftauslass wird auf der gesamten Breite des Arrays mit einem Lüfter ein Luftstrom erzeugt, welcher nahe der Array-Oberfläche die Aktoren kühlt. Dabei ist der Luftstrom so eingestellt, dass dieser nur einen geringen Einfluss auf die Messstrecke aufweist, wie in Abschnitt 4.1.2 bereits erläutert wurde (vgl. Abb. 4.7). Die Verwendung der US-Aktoren ohne Gehäuse unterstützt dabei die Zuverlässigkeit der Kühlung.

Um den thermischen Einfluss so gering wie möglich zu halten, wurden zusätzlich die Treiber mit einer Wasserkühlung gekühlt. Dies hat den Vorteil, dass die Wärme abtransportiert werden kann, ohne noch weitere Lüfter einbringen zu müssen (vgl. Abb. 4.21 sowie 4.24).

4.4.2 Arrays auf Basis der Mikrosystemtechnik

Für die mikrotechnischen Aktoren wurden Einheiten von Arrays auf Siliziumchips aufgebaut, welche aus 3×3 einzelnen Schwingern bestehen. Die Aktoren basieren auf jeweils einer 18 µm dicken Siliziummembran, die mittels einer aufgesputterten piezoelektrischen Aluminiumnitrid-Schicht in Eigenresonanz angeregt und betrieben wird (vgl. Abb. 4.29 links). Im Zuge dieser Arbeit wurden verschiedene Varianten der Schwinger unter Variation der Abmessungen der Kavität und der



Abbildung 4.28: Lüfter mit Luftstromführung für die Array-Kühlung.

Gegenelektrode (obere Elektrode) hergestellt und untersucht. Dabei wurde eine möglichst hohe Schalldruckerzeugung angestrebt. Bei der Herstellung der Versuchschips wurden Standardprozesse verwendet, so dass auf eine detaillierte Beschreibung des Herstellungsprozesses verzichtet wird.

Parallel hierzu wurde an einer Rückseiten-Kontaktierungsmöglichkeit gearbeitet, mit welcher ein Chip elektrisch direkt mit einer Steuerungsplatine verbunden werden kann (vgl. Abb. 4.29 rechts). Geplant waren funktionsfähige mikrotechnische Ultraschallarrays, welche für Strömungsmessungen planar in eine Oberfläche integriert werden können. Für möglichst aussagekräftige Strömungsmessungen ist eine besonders glatte Oberfläche nötig (keine Erhebungen, Riefen oder Kanten), wodurch klassische Kontaktierungsmethoden der Aufbau- und Verbindungstechnik, wie z. B. Drahtbonden, nicht verwendet werden können. Hierfür wurde eine einfache Silizium-Durchkontaktierung (*through-silicon via*, TSV) umgesetzt, wie sie z. B. bei Multi-Chip-Modulen verwendet wird. Die Idee dabei ist, dass parallel zum Herstellungsprozess der Schwingerstrukturen im Wafer Kavitäten erzeugt werden, in die die Leiterbahnen der späteren Vorderseite hineinreichen (Leiterbahn Chip). Zur Kontaktierung des Chips mit einer Platine muss der fertige Chip anschließend lediglich positioniert auf die Platine geklebt und die jeweiligen Kavitäten müssen mit einem leitfähigen Material gefüllt werden. Um schließlich eine glatte Oberfläche zu erhalten, können die Kavitäten je nach Leitmaterial noch mit Kunststoff aufgefüllt werden, um die Planarität der Oberfläche zu optimieren.

Zur Validierung geeigneter Materialien wurden verschiedene leitfähige Epoxidharze, Lötpasten und (Leiterbahn-)Reparaturlacke auf deren Verarbeitbarkeit, Haftung, Schrumpfverhältnis und Leitfähigkeit hin untersucht [CK17, CK23]. Insgesamt konnten Kontaktierungsfelder (Kavitäten) mit einer Größe von 1×1 mm realisiert werden.

Da in dieser Arbeit jedoch der Fokus auf der grundsätzlichen Wirkweise der Strömungsbeeinflussung von Ultraschallfeldern liegt und diese ausreichend mit den kommerziellen Arrays durchgeführt werden konnten, wurde kein Chip, kombiniert mit Aktoren und Rückseiten-Kontaktierung, mehr realisiert, so dass auf die genaue Umsetzung der Durchkontaktierung nicht weiter eingegangen wird.

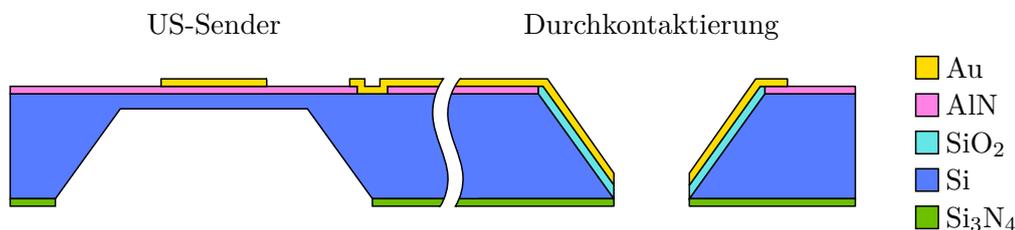


Abbildung 4.29: Querschnitt des Ultraschallchips mit Aktor (links) und Silizium-Durchkontaktierung (rechts).

4.4.2.1 Ultraschall-Sender

Wie bereits in Abbildung 4.29 zu erkennen ist, entsprechen die mikrotechnischen Aktoren Flächenschwingern, welche aus einer dünnen Membran aus Silizium bestehen. Die Siliziummembranen werden durch Nassätzen von Kavitäten gewonnen und besitzen eine Dicke von etwa 18 μm . Als aktives Anregungsmaterial dient gesputtertes Aluminiumnitrid (AlN), welches als dünne Schicht mit etwa 300 bzw. 600 nm auf die Membran abgeschieden wird. Aluminiumnitrid dient hierbei gleichzeitig als Isolation zwischen dem Silizium (GND) und der Gegenelektrode (Au). Gesputterte AlN-Schichten bei einer Dicke von etwa 500 nm zeigen eine gute elektrische Isolation und weisen eine hohe Durchbruchfeldstärke von min. 4 MV/cm auf [122]. Auf diese Weise können die Aktoren problemlos bis zu einer Spannung von ± 120 V betrieben werden.

Für die Entwicklung der Ultraschallaktoren wurden begleitend zum Herstellungsprozess umfassende Simulationen mittels COMSOL Multiphysics durchgeführt. Hierfür wurden unter Berücksichtigung geeigneter Abmessungen und Resonanzfrequenzen (Ziel: 40 kHz) verschiedene Ansätze zur Realisierung der Anregungsstrukturen (Flächenschwinger) mittels Aluminiumnitrid simuliert [CK19]. Des Weiteren wurden auch verschiedene Layouts betrachtet, welche unter geeigneter Schwingungsform eine möglichst große Amplitude bzw. einen möglichst großen Schalldruck generieren. In den durchgeführten Studien wurden insbesondere betrachtet:

- Variation der Membrangrößen, Elektrodenform und -abdeckung,
- Untersuchung des Einflusses verschiedener Schichtdicken (AlN sowie Au),
- Schwingungsmodi und Eigenresonanzen sowie die daraus resultierenden Amplituden und erzeugbaren Schalldrücke,
- Eigenschaften und Verhalten einzelner Schwinger auf einem gemeinsamen Chip.

Unter Berücksichtigung der Simulationsergebnisse konnte somit ein optimales Verhältnis der Geometrien für die Herstellung von mikrotechnischen US-Aktoren mit hohem Schalldruck gefunden werden, welche im Anschluss eigens hergestellt wurden.

Für die Realisierung der mikrotechnischen US-Aktoren wurden mehrere technische Demonstratoren aufgebaut [CK23]. Diese unterteilten sich in planare Silizium-Durchkontaktierung und deren Miniaturisierung sowie verschiedene Varianten von Ultraschallaktoren. Zum Abgleich und zur Validierung der Simulationsergebnisse wurden dementsprechend Arrays aus MST-Ultraschallaktoren mit jeweils 3×3 Aktoren aufgebaut, welche sich im Aufbau unterscheiden. Hierbei wurde für verschieden große Aktoren die obere Elektrodenabdeckung variiert und bei verschiedenen Membrandicken getestet. Abbildung 4.30 zeigt einen auf einer Platine gebondeten Chip (klassisches Drahtbonden), welcher aus 3×3 unterschiedlichen Ultraschallsendern aufgebaut ist.

4.5.2 Steuer- und Messprogramm (LabVIEW)

Die Steuerung der Anlage ist in zwei unabhängige LabVIEW-Programme unterteilt: Steuer- und Messprogramm. Die Bedienoberflächen sind in Abbildung 4.31 und 4.32 abgebildet. Das *Steuerprogramm* ist in Funktionsblöcke unterteilt, welche zunächst kurz beschrieben werden:

MFC Butangas Die Butangasmenge wird über einen SOLL-Wert eingestellt. Der Verlauf des IST-Werts des MFC wird über einen Graph dargestellt. Das Erreichen der eingestellten Gasmenge sowie größere Abweichungen können direkt abgelesen werden.

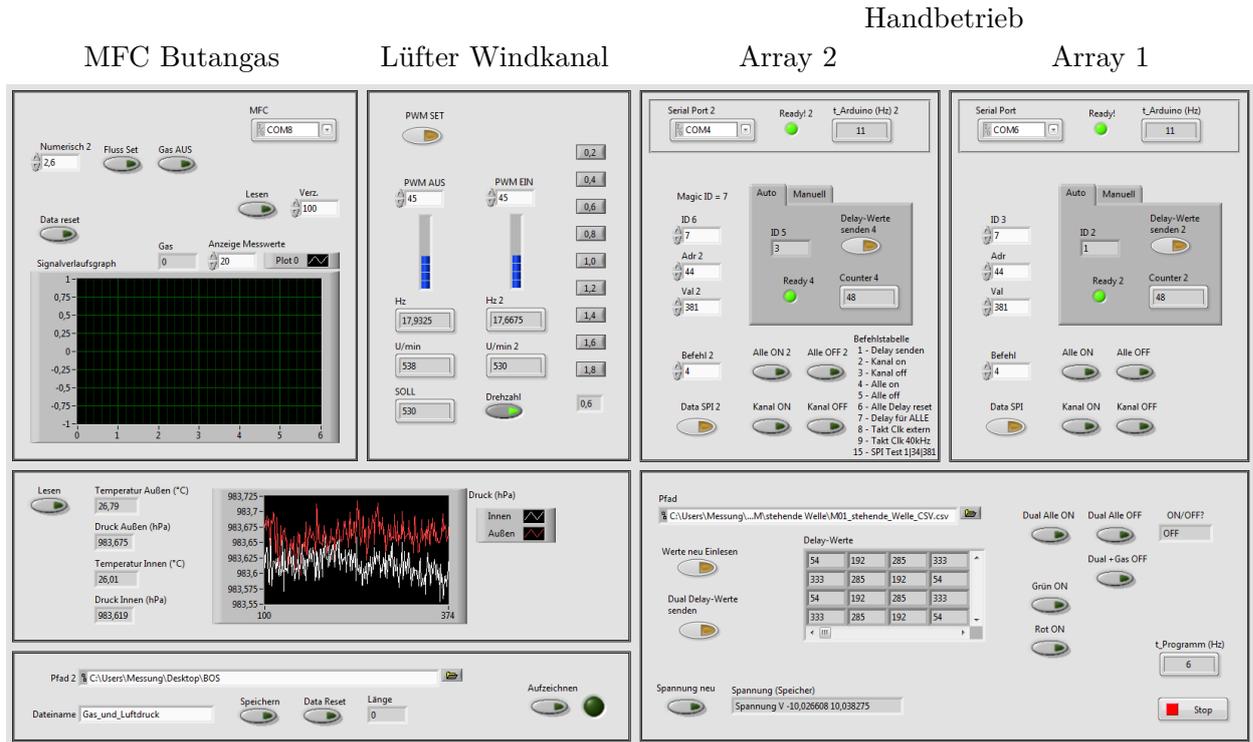
Lüfter Windkanal Die Drehzahlen der beiden Lüfter des Windkanals (L1 und L2) werden mittels PWM eingestellt. Über Taster mit voreingestellten Strömungsgeschwindigkeiten lassen sich die Lüfter über vorgegebene PWM-Werte grob voreinstellen. Über das Auslesen der Drehzahlen und die Feineinstellung des PWM-Signals können die Lüfter genau an die SOLL-Drehzahlen angepasst werden.

Handbetrieb Array 1 und 2 Über einen Handbetrieb können die einzelnen FPGAs gesteuert werden. Über die SteuerCodes können Befehle gesendet werden. Für oft verwendete Befehle, wie z. B. einzelne Kanäle an- und ausschalten, gibt es voreingestellte Taster.

Luftdruck und -temperaturmessung Die Werte für die Überwachung des Luftdrucks und der Lufttemperatur für innen sowie außen wird über einen Graph direkt dargestellt, wodurch größere Schwankungen während einer Messung direkt erkannt werden können. Beim Aufzeichnen der Werte werden ebenfalls die Luftfeuchte sowie die Butangasmenge mit aufgezeichnet.

Übertragung Phasenlagen und Schnellsteuerung Die Phasenlagen der Aktoren werden über eine csv-Datei eingelesen und übertragen. Diese können automatisch oder über den Handbetrieb auch für jeden Aktor einzeln übertragen werden. Für einen schnellen Zugriff während der Messungen wurde das Einschalten des Gases und der Arrays als Taster zusammengefasst. Das Umschalten der Warnlampe (Grün = Anlage bereit, Rot = Anlage in Betrieb) geschieht dabei automatisch, kann jedoch aber auch von Hand gesteuert werden.

Das *Messprogramm* ist so aufgebaut, dass eine Messung vollautomatisch abläuft. Die Messparameter werden hierbei vor dem Start der Messung voreingestellt und umfassen eine Festlegung des Nullpunktes, die Größe des Messfeldes inkl. Auflösung sowie Wartezeit nach Verfahren der Sonde (Ausschwingzeit) und Anzahl an Messwerten mit Abtastfrequenz pro Messpunkt. Das Messfeld kann dabei in alle drei Achsen x, y, und z definiert werden, wodurch bis zu dreidimensionale Messungen möglich sind. Die Achsen werden dabei in der Reihenfolge $x \rightarrow y \rightarrow z$ schrittweise abgefahren. Die Messdaten werden in einem Graph zur Kontrolle angezeigt. Ebenfalls werden die letzten vier Messwerte sowie das bereits vermessene Messfeld grafisch in einem Punkteplot angezeigt.



Luftdruck und -temperaturmessung

Übertragung Phasenlagen
Steuerung Arrays (Dual) + Gas

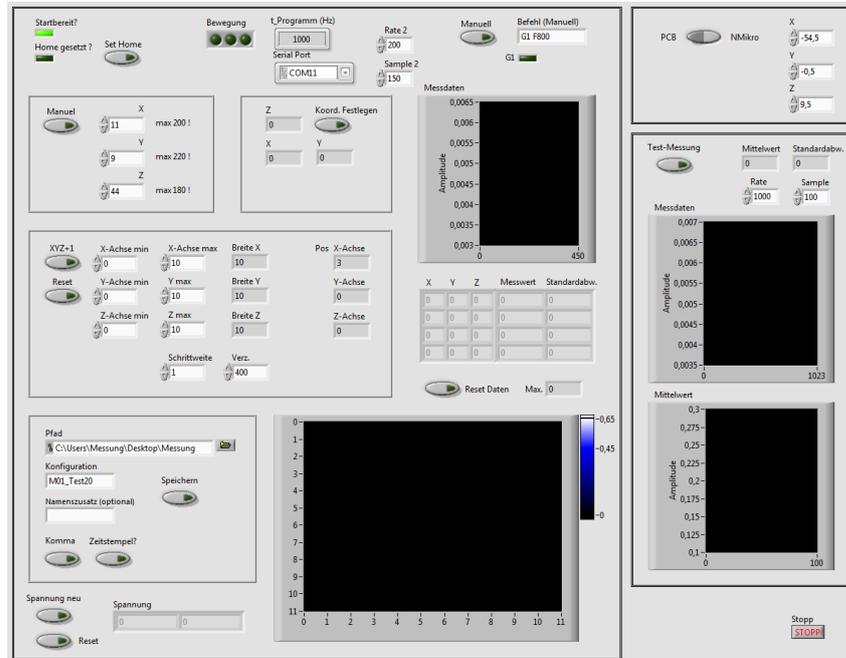
Abbildung 4.31: Bedienoberfläche der LabVIEW-Steuerung: Steuerung und Überwachung des Butangases sowie der Lüfter des Windkanals, Überwachung der Luftbedingungen und Steuerung der Arrays mit Übertragung der Phasenlagen.

Initialisierung
Traverse

Handbetrieb
und Nullpunkt

Definition
Messfeld

Messdaten
speichern



Auswahl
Messkopf

Test-
Messung

Abbildung 4.32: Bedienoberfläche des LabVIEW-Messprogramms: Konfiguration für automatischen Messbetrieb bzw. wahlweise Handbetrieb und Überwachung des Messablaufes.

Über einen Schalter kann zwischen zwei Messköpfen schnell hin- und hergeschaltet werden, was beispielsweise bei der Temperaturfeldmessung verwendet wurde. Des Weiteren lässt sich auch eine Test-Messung über einen Handbetrieb (manuell) durchführen.

4.6 Messablauf

In diesem Abschnitt werden die Erzeugung der Schallfelder sowie die Vorgehensweisen der unterschiedlichen Messungen beschrieben. Allen gemein ist die gemeinsame Ausrichtung aller relevanten Teile am Windkanal anhand eines gemeinsamen Koordinatensystems. Dies schließt die beiden Typen von Ultraschallarrays, die Gasdüse sowie die Traverse und somit alle Messköpfe mit ein. Die Ausrichtung geschieht dabei mit einem Laser.

Zu jeder Messung wurden kontinuierlich die Außen- und Innenlufttemperatur, der Außen- und Innenluftdruck sowie die Außen- und Innenluftfeuchte mit aufgezeichnet. Mögliche Auswirkungen auf die Messergebnisse konnten hierdurch ausgewertet und abgeschätzt werden. Eine hieraus gewonnene Reproduzierbarkeit und Fehlerbetrachtung wird gesondert im Abschnitt 5.6 gegeben.

4.6.1 Ausrichtung und Koordinatensystem

Für die Zuordnung und Darstellung der Messergebnisse wurde ein Koordinatensystem definiert, welches sich nach Abbildung 4.33 innerhalb der Messstrecke befindet. Der Ursprung des Koordinatensystems liegt mittig zum Array und zur Gasdüse, welche sich um 1 mm in z-Richtung versetzt von der Düsenmitte des Windkanals befindet. Die Ausrichtung findet hierbei mit einem Kreuzlinien-Laser (BOSCH PCL 20) statt. Die jeweiligen Messsonden werden gleichermaßen mit dem Laser ausgerichtet (vgl. Abb. 4.34).

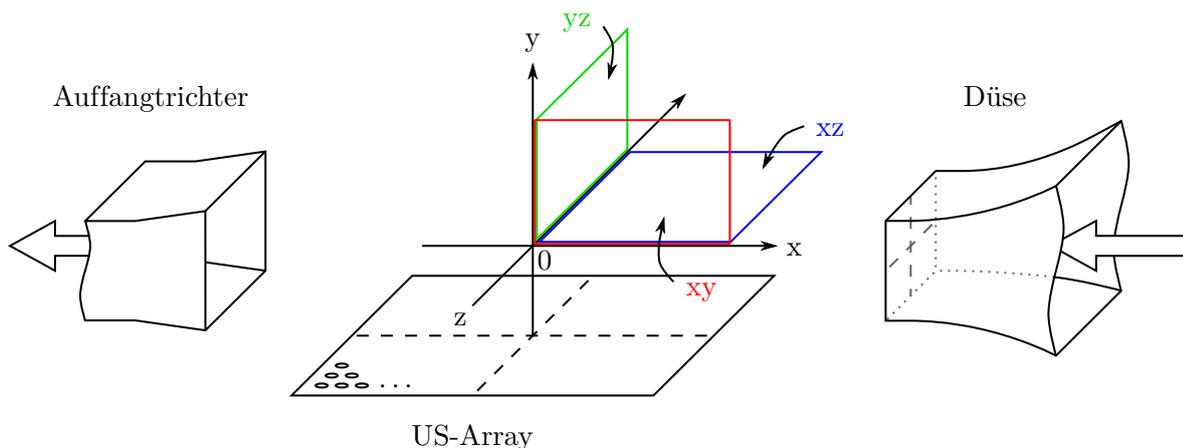


Abbildung 4.33: Position des Koordinatensystems innerhalb der Messstrecke in Relation zum Ultraschallarray und zum Windkanal. Definition der xy-, xz- und yz-Schnittebenen zur Darstellung von Messergebnissen.

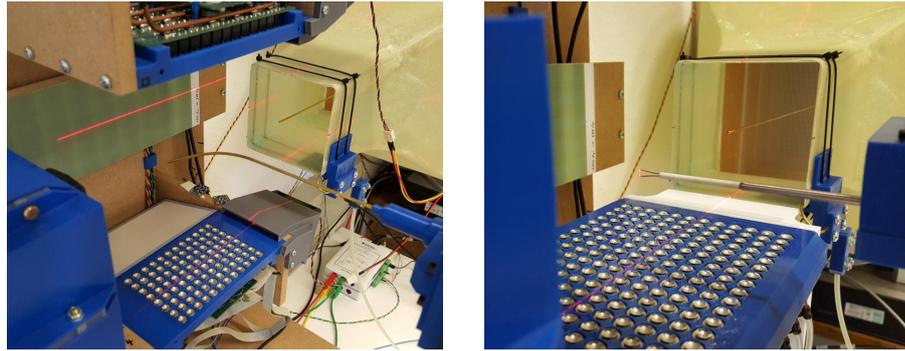


Abbildung 4.34: Ausrichtung der Ultraschallarrays zum Windkanal mittels eines Kreuzlinien-Lasers sowie des Nadelmikrofons (links) bzw. eines Hitzdrahtes (rechts).

Für die Darstellung von Messergebnissen werden im Allgemeinen Schnittflächen verwendet, welche nach Abbildung 4.33 als xy -, xz - oder yz -Ebene definiert sind. Zur besseren Identifizierung der genauen Lage bei der Darstellung von Messergebnissen sind jeweils kleine Schnittabbildungen in Relation zum Windkanal mit aufgeführt. Zu beachten ist, dass diese nicht zwingend maßstabsgetreu sind.

4.6.2 Berechnung und Erzeugung der Schallfelder (Array)

Für die Erzeugung der Schallfelder müssen die einzelnen Aktoren phasengenau angesteuert werden. Da die Steuerelektronik der Arrays so aufgebaut ist, dass die FPGAs als reine Phasenschieber fungieren, müssen die Phasenlagen der Aktoren im Vorfeld berechnet werden.

Die Schallfelder ergeben sich durch Fokussierung der Schallwellen auf einen einzelnen oder mehrere Punkte. Die Phasenlage φ_n eines einzelnen Aktors n mit der Position (x_n, y_n) wird über die Differenzweglänge der Schallwelle $\Delta\lambda$ (vgl. Abb. 2.1) zu einem Fokuspunkt (x_F, y_F, z_F) mit

$$\Delta\lambda = \sqrt{(x_F - x_n)^2 + (y_F - y_n)^2 + z_F^2} \bmod \lambda \quad (4.3)$$

berechnet. Die an die 500 Phasenschritte der Phasenschieber (vgl. Abschn. 4.4.1.3) angepasste Phasenlage ergibt sich schließlich mit

$$\varphi_n = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \cdot 500, \quad (4.4)$$

wobei gerundete Werte verwendet werden. Die Berechnung für das/die gesamte(n) Array(s) wurde dabei mittels einer Excel-Tabelle durchgeführt. Die Phasenlagen können anschließend in eine Datei exportiert, mittels LabVIEW eingelesen und an die FPGAs übertragen werden. Durch das Vorhandensein aller verwendeten Schallfelder in einer Datenbank können die Konfigurationen jederzeit überprüft und bei Bedarf die Messungen auch wiederholt werden.

Eine Sonderform stellt die Ansteuerung der wandernden StAW beim gegenüberstehenden Aufbau dar. Wie bei einer statischen StAW wird der Fokus beider Arrays auf die Mitte gerichtet. In diesem

Fall werden jedoch zwei unterschiedliche Referenzfrequenzen unter Zuhilfenahme eines weiteren Frequenzgenerators verwendet. Durch einen definierten Frequenzunterschied Δf der jeweiligen Schallwellen des oberen und unteren Arrays ergibt sich somit eine wandernde StAW mit einer Geschwindigkeit v_K nach Gleichung 2.11. Für z. B. eine wandernde StAW in y-Richtung (nach oben), wird das untere Array mit einer höheren Referenzfrequenz betrieben.

4.6.3 Messungen mit Traverse

Bei den Messungen mit den unterschiedlichen Messköpfen werden zumeist zweidimensionale Schnittbilder aufgenommen, welche als Farbpunkteplot dargestellt werden können. Diese werden durch Verfahren verschiedener Messköpfe mittels der Traverse aufgenommen.

Das Verfahren der Traverse und somit das Abfahren der Messpunkte erfolgt hierbei nach dem voreingestellten Ablauf des LabVIEW-Programms (Achsenreihenfolge $x \rightarrow y \rightarrow z$). Beim Stoppen nach dem Verfahren eines Messkopfes zum nächsten Messpunkt schwingt die Sondenspitze etwas nach. Dieser Effekt wurde insbesondere beim Nadelmikrofon beobachtet. Aufgrund dessen wurde vor jeder Aufnahme eines Messpunktes eine Wartezeit zum Ausschwingen von 400 ms eingestellt. Die Messpunkte werden anschließend jeweils mit einer definierten Anzahl an Messwerten bei einer geeigneten Abtastfrequenz vermessen und deren Mittelwert mit dazugehöriger Standardabweichung wird zwischengespeichert.

4.6.4 Schallmessung

In diesem Abschnitt werden die Unterschiede zwischen den Schallfeldmessungen mit dem Nadelmikrofon und der Vermessung der MST-Aktoren mit dem Freifeldmikrofon erläutert. Insbesondere wird auf die selbst durchgeführte Kalibration des Nadelmikrofons unter Verwendung der Verstärkerschaltung (vgl. Abschn. 4.3.1.3) eingegangen.

4.6.4.1 Kalibration des Nadelmikrofons

Durch den Aufbau des Nadelmikrofons, bei welchem das gekapselte Messmikrofon durch einen dünnen Schalleiter gespeist wird, ergibt sich eine hohe Dämpfung des zu messenden Schalls an der Sondenspitze. Hieraus resultiert ein stark verändertes Messsignal, wodurch das Nadelmikrofon als Einheit neu kalibriert werden muss.

Eine Kalibration des Nadelmikrofons wurde für 40 kHz selbst durchgeführt. Die Kalibration erfolgt hierbei im direkten Vergleich mit dem werksseitig kalibrierten Messmikrofon und einer Referenzschallquelle. Da sehr hohe Schalldrücke im Bereich von 160 dB_{SPL} vermessen werden, wird eine geeignete Schallquelle benötigt. Hierfür wird das untere Ultraschallarray (gegenüberstehender Aufbau) verwendet, welches für die Referenzschallquelle in einem einzelnen Fokuspunkt einen hohen Schalldruck erzeugt. In Abbildung 4.35 ist eine zweidimensionale Messung mit Mess- und

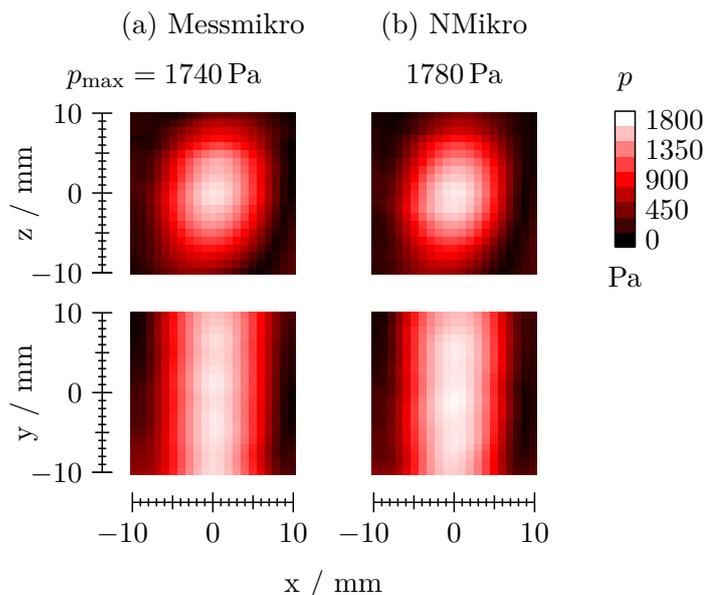


Abbildung 4.35: Vergleich Schallmessung Messmikrofon (a) mit Nadelmikrofon (b); nur unteres Array eingeschaltet, mit Diffusor vor oberem Array (Konfig. GE, $p\{xy, xz\}$, 20×20 mm; vgl. Tab. 5.1).

Nadelmikrofon der Referenzschallquelle in der xy - sowie xz -Ebene dargestellt. Um das Entstehen einer StAW größtenteils zu unterbinden, ist das Design der Messmikrofonhalterung so gestaltet, dass potentielle Reflexionsflächen antiparallel zum Array verlaufen (vgl. Abschn. 4.3.1.2). Als weitere Maßnahme wurde zusätzlich das obere Array mit Noppenschaumstoff abgedeckt. Unter Verwendung des Messmikrofons bei 45° muss die Kalibrationskurve des Messmikrofons entsprechend angepasst werden. Abbildung 4.36 zeigt die werksseitige Kalibrationskurve des Mikrofons ohne Schutzgitter (Werk.-Kalib.) und die hierzu berechneten Kalibrationskurven mit Schutzgitter für verschiedene Winkel aus dem Kalibrationsdatenblatt. Die verwendete Kurve für 45° wurde dabei aus den beiden Kurven für 30° und 60° erzeugt.

Der direkte Vergleich zwischen der Messung mit dem Messmikrofon (vgl. Abb. 4.35a) und dem Nadelmikrofon (b) zeigt eine hohe Übereinstimmung und hiermit die generelle Eignung als Referenz. Trotz Noppenschaumstoff ist in der xy -Ebene jedoch eine leichte Interferenz zu erkennen. Die maximale Schwankung im Schalldruck bei $x = 0$ mm beträgt in einem Bereich von $y = [-5, 5]$ mm für (a) 80 Pa und für (b) 53 Pa. Diese Unsicherheit muss bei der Kalibrationsmessung berücksichtigt werden.

Für die Kalibration wird mit beiden Mikrofonen der Mittelpunkt des Fokus ($x, y = 0$ mm) vermessen. Ein schneller Wechsel zwischen beiden Mikrofonen soll dabei unmittelbar hintereinander erfolgen, da sich das Schallfeld in Abhängigkeit von den Luftparametern ändern kann (vgl. Kap. 5.6). Dies ist mit dem speziellen Aufbau des Nadelmikrofons und dessen Erweiterung mit einer weiteren Mikrofonhalterung sowie der direkten Umschaltmöglichkeit in LabVIEW gegeben (vgl. Abschn. 4.3.1.2 und 4.5.2). Bei der Messung wird der Verlauf des Sensorsignals in Abhängigkeit von der Betriebsspannung der Ultraschallaktoren aufgenommen. Die Betriebsspannung wird

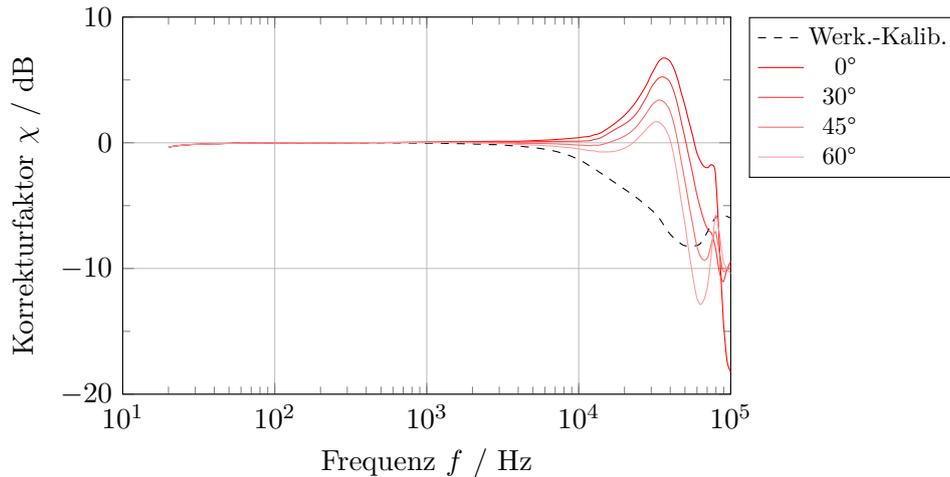


Abbildung 4.36: Kalibrationskurve und Korrekturfaktor χ für das Messmikrofon. Die werksseitige Kalibration ist ohne Schutzgitter. Der Korrekturfaktor für verschiedene Winkel ($0-60^\circ$) gilt für das Messmikrofon mit Schutzgitter.

beginnend bei 3 V schrittweise um 1 V bis auf 14 V erhöht. Hierdurch ergeben sich zwei Kurvenverläufe, wie sie in Abbildung 4.37a gegeben sind. Mittels der Kalibrationsdaten des Messmikrofons (für 45°) lässt sich der gemessene Schalldruck ermitteln und auf die Spannungswerte des Nadelmikrofons übertragen. Unter Berücksichtigung der Messelektronik (vgl. Abschn. 4.3.1.3) ergibt sich über die Empfindlichkeit des Messmikrofons γ für den gemessenen Schalldruck

$$p_{\text{mess}} = \frac{\hat{U}}{\gamma} \quad (4.5)$$

und über den Korrekturfaktor χ der reale Schalldruck

$$p_{\text{real}} = p_{\text{mess}} \frac{1}{\chi}. \quad (4.6)$$

Dem Sensorsignal des Nadelmikrofons lassen sich schließlich reale Schalldrücke zuordnen, für dessen Umrechnung durch Interpolation ein quadratischer Fit berechnet werden kann. Um Fehler wie z. B. durch Interferenzen oder Änderung der Luftbedingung gering zu halten, wurde die Kalibrationsmessung insgesamt siebenmal durchgeführt und hieraus der Fit erzeugt (vgl. Abb. 4.37b). Für die Umrechnung der Messungen mit dem Nadelmikrofon wurden folgende Fitparameter gefunden:

$$p = 3461,4x^2 + 2238,7x + 35,644. \quad (4.7)$$

Da mit dieser Methode nur Schalldrücke bis etwa 2200 Pa gemessen werden konnten und der Fit entsprechend nur in diesem Bereich eine hohe Deckung aufweist, ist bei deutlich höheren Schalldrücken mit einer größeren Ungenauigkeit zu rechnen. Des Weiteren wurde die Kalibration nur mit Schall von unten her kommend durchgeführt, wodurch die Richtcharakteristik des Nadelmikrofons unbekannt ist. Dies gilt es, bei der Bewertung der Messergebnisse zu beachten.

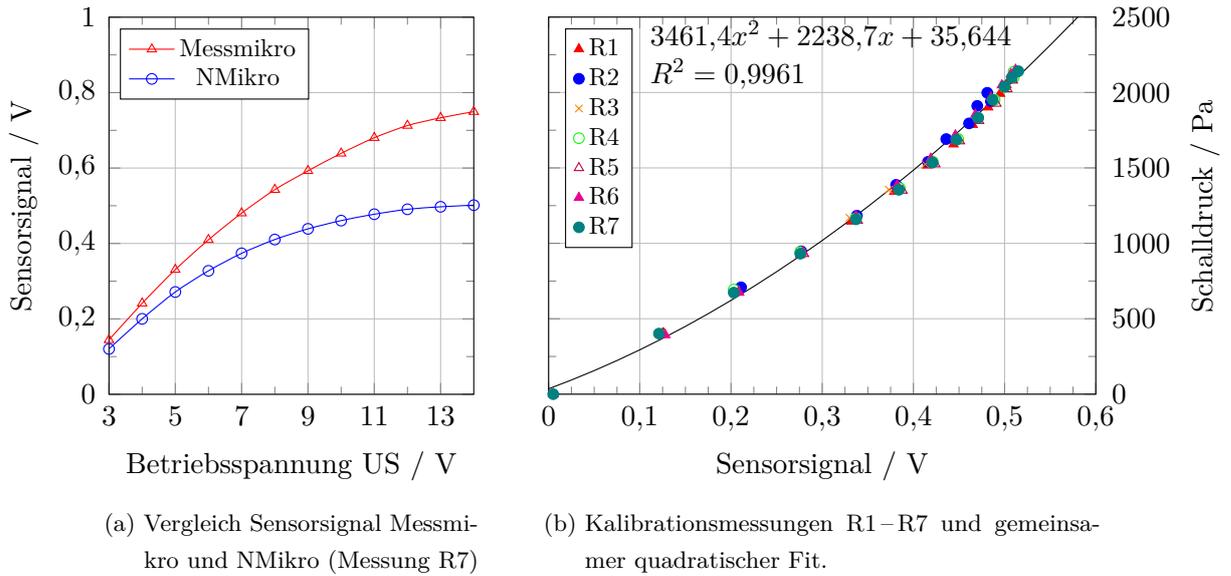


Abbildung 4.37: Kurvenverlauf einer Kalibrationsmessung und Erzeugung der Umrechnung des Sensorsignals in Schalldruck für das Nadelmikrofon.

4.6.4.2 Eigenschaften des Nadelmikrofons – Gegenüberstellung einer Schallfeldmessung (StAW) mit Messmikrofon

Wird für einen direkten Vergleich beider Mikrofone (Messmikrofon und Nadelmikrofon) eine StAW (vgl. Abschn. 5.1.2.1) in der xy -Ebene vermessen, so ergeben sich die beiden Schallfelder, wie sie in Abbildung 4.38 dargestellt sind. Aufgrund des nominalen Mikrofondurchmessers von $1/4''$ können die feinen Strukturen der StAW mit dem Messmikrofon nicht gut aufgelöst werden. Die gemessenen Schalldrücke werden über einen größeren Bereich gemittelt, wodurch der Schalldruck in den Bäuchen und Knoten (Schallmaximum und -minimum) stark abweicht. In den Bäuchen müsste der Schalldruck nahezu 0 Pa betragen, was nicht zu erkennen ist.

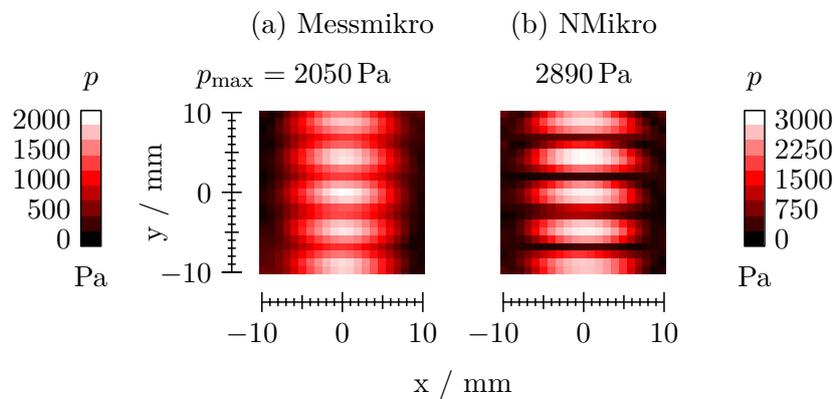


Abbildung 4.38: Schallfeld einer StAW, gemessen mit dem Messmikrofon (a) und dem Nadelmikrofon (b) im Direktvergleich (Konfig. G0, $p\{xy\}$, $20 \times 20 \text{ mm}$; vgl. Tab. 5.1).

Bei der Messung mit dem Nadelmikrofon hingegen sind die Konturen der StAW gut und scharf erkennbar. Die Knoten sind ebenfalls durch die klar zu differenzierenden Druckminima gut zu erkennen. Im Inneren der StAW, in einem Bereich von $x = [-5, 5]$ mm, konnte schließlich ein Gesamtminimum von 90 Pa und -maximum von 2890 Pa gemessen werden.

4.6.4.3 Schallfeldmessung mit Traverse

Für die Vermessungen der Schallfelder wurde im Allgemeinen das Nadelmikrofon verwendet (vgl. Abschn. 4.3.1.2). Dabei entspricht der Messablauf der in Abschnitt 4.6.3 beschriebenen Vorgehensweise für Messungen mit der Traverse. Es wurden immer zweidimensionale Schnittbilder aufgenommen, wobei die einzelnen Messpunkte jeweils mit 150 Messwerten bei einer Abtastfrequenz von 200 Hz vermessen wurden.

Da sich die Schallfelder optisch zumeist nur schwer unterscheiden lassen, wird zum Vergleich und zur Bewertung der Unterschiede zwischen den jeweiligen Messungen als Möglichkeit zur Quantifizierung der Korrelationskoeffizient $\hat{\rho}$ nach Bravais-Pearson verwendet [124]. Mit den arithmetischen Mitteln $\bar{\mathbf{X}} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \mathbf{X}_i$ und $\bar{\mathbf{Y}} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \mathbf{Y}_i$ zweier Matrizen \mathbf{X} und \mathbf{Y} ist dieser definiert als:

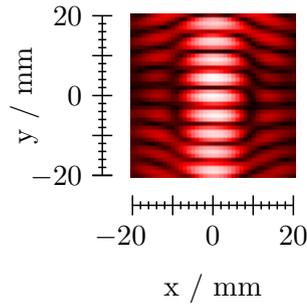
$$\hat{\rho}(\mathbf{X}, \mathbf{Y}) = \frac{\sum_{i=1}^n (\mathbf{X}_i - \bar{\mathbf{X}})(\mathbf{Y}_i - \bar{\mathbf{Y}})}{\sqrt{\sum_{i=1}^n (\mathbf{X}_i - \bar{\mathbf{X}})^2 \sum_{i=1}^n (\mathbf{Y}_i - \bar{\mathbf{Y}})^2}} . \quad (4.8)$$

Der Korrelationskoeffizient wird für gewöhnlich in der Statistik zur quantitativen Bewertung von Messdaten verwendet und ist ein Maß für den Grad eines linearen Zusammenhangs. Für die Berechnung der Korrelationswerte wurde hierbei die Matlab-Funktion *corr* verwendet; diese werden in Prozent angegeben.

Für ein besseres Verständnis der Bedeutung der Korrelationswerte in dieser Arbeit lassen sich exemplarisch die Korrelationswerte eines Schallfeldes (Ausschnitt einer StAW) über eine einfache Verschiebung mit sich selbst berechnen und angeben (vgl. Abb. 4.39 oben). Hierdurch ergeben sich gut unterscheidbare Korrelationswerte für eine Verschiebung in der Horizontalen bzw. Vertikalen, wodurch eine Vorstellung und Einordnung der Werte gegeben ist. Bei Betrachtung und Vergleich mehrerer Schallfelder werden diese tabellarisch dargestellt und entsprechend dem Wert farblich hervorgehoben (vgl. Abb. 4.39 unten).

4.6.4.4 Vermessung von MST-Aktoren

Die MST-Aktoren wurden mit dem unveränderten Messmikrofon (Freifeldmikrofon PCB-378C01) und einer flexiblen Mikrofonhalterung vermessen. Je nach Anforderung wurden hiermit Abstand und Winkel zu dem zu vermessenden Aktor eingestellt. Dabei kann der Drehwinkel des Mikrofons δ_{Mik} sowie der Messwinkel δ_{Mess} nach Abbildung 4.40 frei eingestellt werden. Da im Betrieb eines



Korrelationswerte für eine Verschiebung um
 1 px in der Horizontalen: $\hat{\rho} = 96,7\%$,
 2 px in der Horizontalen: $\hat{\rho} = 87,8\%$,
 1 px in der Vertikalen: $\hat{\rho} = 66,6\%$.



Abbildung 4.39: Mittlerer Ausschnitt aus dem Schallfeld einer StAW bei $z = 0$ mm (Konfig. G0, $p\{xy\}$, 40×40 mm) und dazugehörigen Korrelationswerten bei einer Verschiebung in der Horizontalen bzw. Vertikalen. Farbliche Hervorhebung der Korrelationswerte / % (unten).

einzelnen Aktors die benachbarten Aktoren mit angeregt werden, können für die Einzelvermessung die nicht betrachteten Aktoren mit 3D-gedruckten 2 mm dünnen Schablonen aus Polylactid (PLA) abgedeckt und der für die Messung störende Schall der angeregten Nachbarn größtenteils abgeblockt werden (vgl. Abb. 4.40 rechts). Ferner wurde darauf geachtet, einen möglichst großen Abstand zu evtl. störenden Reflexionsflächen einzuhalten.

4.6.5 Temperaturfeldmessung

Die Vermessung der Schallfelder mit einem Temperaturfühler gestaltet sich ähnlich zu den Schallfeldmessungen (vgl. Abschn. 4.6.3). Der Temperaturfühler (vgl. Abschn. 4.3.2) wird ebenfalls mittels der Traverse verfahren und die Messpunkte werden nacheinander abgefahren. Um eine Temperaturdifferenz zur Umgebungsluft zu erhalten, wird unmittelbar nach jedem Messpunkt die Umgebungsluft aufgenommen. Hierfür befindet sich in nächster Nähe zum Array ein weiterer Temperatursensor. Beide Temperaturen wurden ebenfalls jeweils mit 150 Messwerten bei einer Ab-

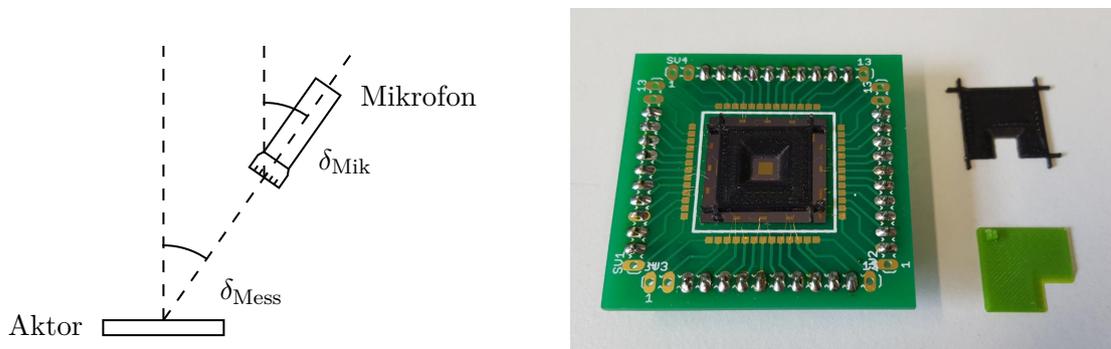


Abbildung 4.40: Drehwinkel des Mikrofons δ_{Mik} sowie der Messwinkel δ_{Mess} bei der Vermessung von Aktoren mit dem Freifeldmikrofon (links). 3D-gedruckte Schablonen (schwarz bzw. hellgrün) für die Abdeckung und Separation der einzelnen Schwinger für die Einzelvermessung (rechts).

tastfrequenz von 200 Hz aufgenommen und der Mittelwert mit dazugehöriger Standardabweichung gespeichert. Die Temperaturfelder werden gleichermaßen wie die Schallfelder als Farbpunkteplot dargestellt. Für ein geringeres Umgebungsrauschen wurden die Messungen bis zu viermal durchgeführt und für die Darstellung die Ergebnisse gemittelt.

4.6.6 Strömungsmessung – Hitzdrahtanemometrie

In diesem Abschnitt werden das Vorgehen und die Besonderheiten einer Hitzdrahtmessung erläutert. Im Gegensatz zu dem allgemein unkritischen Wechsel eines Messkopfes für die Schall- oder Temperaturmessung muss ein Hitzdraht z. B. bei jedem Umbau neu ausgerichtet werden (Nullabgleich).

4.6.6.1 Nullabgleich

Wird beispielsweise zunächst eine 1D-Messung betrachtet, so erfolgt die Auswertung einfach über den Kosinus (vgl. Abschn. 2.3.1). Ein Winkelfehler $\Delta\theta_{\text{HD}}$ beim Ausrichten führt somit bei einer Strömung orthogonal zum Hitzdraht ($\theta_{\text{HD}} = 0^\circ$) durch Gleichung 2.18 zu einer verringerten gemessenen Effektivgeschwindigkeit in Relation zur tatsächlich vorherrschenden Strömungsgeschwindigkeit:

$$\cos(\theta_{\text{HD}} + \Delta\theta_{\text{HD}}) < 1 . \quad (4.9)$$

Für 2D-Messungen gilt dies gleichermaßen, wobei zusätzlich ein Winkel von 90° zwischen beiden Drahtstellungen gefordert wird, was bei ungenauer Justage nicht sichergestellt werden kann. In diesem Fall wäre die Bedingung der Gleichung 2.22 nicht mehr gültig und würde ebenfalls zu einem weiteren Fehler in der Auswertung führen.

Für den Nullabgleich wird der Draht zunächst per Augenmaß parallel zur Strömung (90° -Stellung) ausgerichtet. Jedoch wird der Winkel so eingestellt, dass der Hitzdraht deutlich sichtbar vor einer 90° -Stellung liegt. Anschließend wird der Hitzdraht schrittweise in 1° -Schritten gedreht, bis er die 90° -Stellung durchschritten hat. An jeder Stellung wird dabei die Strömungsgeschwindigkeit gemessen, wodurch sich ein Graph wie in Abbildung 4.41 ergibt. Anhand des Minimums ist direkt zu erkennen, bei welcher Winkelstellung des Drehmechanismus der Hitzdraht parallel zur Strömung liegt. Die Fehlstellung des Drahtes im Halter ist somit bekannt und kann für die nachfolgenden Messungen berücksichtigt werden [CK25].

4.6.6.2 1D- und 2D-Hitzdrahtmessung

Die Hitzdrahtmessungen erfolgen ebenfalls nach dem allgemeinen Vorgehen der Messverfahren mit der Traverse (vgl. Abschn. 4.6.3). Unterschiedlich ist der Nullabgleich, welcher nach jedem Umbau vor einer Messung durchgeführt wird. Pro Messpunkt werden 500 Messwerte mit einer Abtastfrequenz von 200 Hz aufgenommen, was einer Messzeit von 2,5 s entspricht. Anhand der

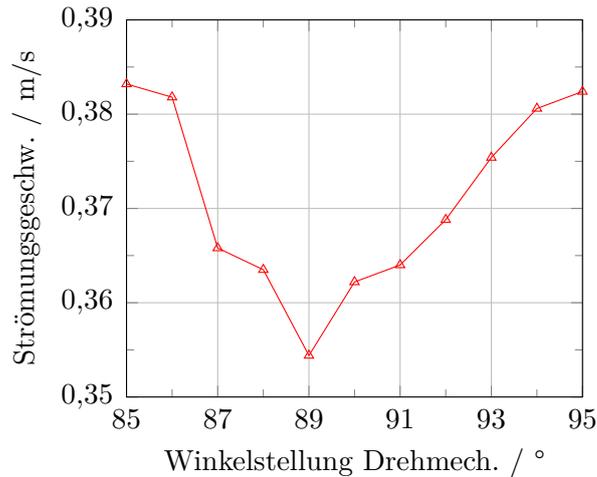


Abbildung 4.41: Ergebnis einer Hitzdraht-Strömungsmessung in Abhängigkeit vom Drehwinkel zur Bestimmung der Fehlstellung für einen Nullabgleich. Das Minimum der Strömungsgeschwindigkeit wird erreicht, wenn sich der Hitzdraht parallel zur Strömung befindet (real 90°). Für diese Messung beträgt die Fehlstellung -1° .

Umrechnungsvorschrift des Hitzdraht-Herstellers mit

$$u_{\text{eff}} = \left(A + B \cdot \frac{E^2}{T_S - T_F} \right)^C \quad (4.10)$$

wird die effektive Strömungsgeschwindigkeit u_{eff} ermittelt. Die Variablen A , B und C entsprechen hierbei Kalibrierkonstanten, T_S der (konstanten) Hitzdrahttemperatur, T_F der Fluidtemperatur und E dem Messsignal.

Bei einer 1D-Messung, bei welcher ausschließlich die zum Hitzdraht orthogonale Strömung gemessen wird, entspricht u_{eff} dem gemessenen Betrag der Geschwindigkeitskomponente u_i in Messrichtung i . Zu jedem Messpunkt lässt sich über die Gleichung 2.27 der Turbulenzgrad berechnen. Bei einer 2D-Messung wird direkt aufeinanderfolgend das Messfeld zweimal mit der gleichen Messsonde vermessen. Die zweite Messung erfolgt dabei im 90° Winkel zur ersten Messung, wodurch ein rechtwinkliges Koordinatensystem aufgespannt wird. Die Hauptströmungsrichtung sollte dabei bestenfalls der Winkelhalbierenden des aufgespannten Quadranten entsprechen. Aus den Effektivgeschwindigkeiten beider Messungen kann schließlich für jeden Messpunkt über die Gleichung 2.23 der Betrag der Geschwindigkeit sowie mit Gleichung 2.21 der Richtungswinkel β_i bestimmt werden.

4.6.7 Strömungsmessung – BOS

Der Ablauf der Strömungsmessungen mittels BOS unterscheidet sich grundlegend von den Messungen über die Traverse. Das Kontrastmittel zur Sichtbarmachung der Strömung wird über eine Gasdüse in die Messstrecke eingebracht, wobei die Gasmenge an die Strömungsgeschwindigkeit angepasst ist. Mit einer Digitalkamera wird dann eine Vielzahl an Bildaufnahmen gemacht, welche im

Anschluss mit einem Referenzbild verrechnet werden, so dass mittels einer digitalen Aufbereitung die Strömung abgebildet wird.

4.6.7.1 Einstellung des Kontrastmittels (Butangas)

Beim Einbringen des Kontrastmittels soll der Kontrast so weit wie möglich maximiert werden, ohne die Strömung der Messstrecke zu beeinflussen. Dies wird erreicht, indem die Austrittsgeschwindigkeit des Gases u_{Gas} gleich der Geschwindigkeit \bar{u}_x der Strömung in der Messstrecke ist. Bei $u_{\text{Gas}} < \bar{u}_x$ passt sich zwar die Gasgeschwindigkeit nach Austritt aus der Düse bereits nach kurzer Zeit der Strömungsgeschwindigkeit der Messstrecke an, jedoch führt dies ebenfalls zu einer Ausdünnung des Gases und somit zur Verringerung der Kontrastwirkung. Im gegenteiligen Fall bei $u_{\text{Gas}} > \bar{u}_x$ führt die höhere Gasgeschwindigkeit zu Verwirbelungen und zur Zerstörung der laminaren Strömung.

Die für die unterschiedlichen Strömungsgeschwindigkeiten \bar{u}_x verwendeten Gasmengen wurden empirisch ermittelt und sind in Tabelle 4.3 aufgelistet. Für die Ermittlung der optimalen Gasmenge wurde diese jeweils für die verschiedenen Strömungsgeschwindigkeiten \bar{u}_x soweit erhöht, bis eine beginnende Instabilität in der laminaren Strömung erkennbar war. Ab einer Gasmenge $Q_{\text{Butan}} = 0,2241/\text{min}$, was ab einer Strömungsgeschwindigkeiten $\bar{u}_x \geq 1,13 \text{ m/s}$ verwendet wurde, konnte diese nicht weiter erhöht werden. Bei einem größeren Volumenstrom beginnt das austretende Gas selbst instabil zu werden.

In Abbildung 4.42 rechts ist das ausströmende Gas direkt nach der Gasdüse im BOS-Bild zu sehen. Eine genauere Betrachtung lässt eine Abschätzung der Gasaustrittsgeschwindigkeit zu. Die Gasdüse mit einem Außendurchmesser von 2 mm dient hierbei als Referenz (vgl. Abb. 4.42 links). Über die Pixelanzahl kann somit die Breite des Butangasstroms ermittelt werden. Eine Breite von 95 px entspricht demnach etwa 2,74 mm. Dies bedeutet, dass das Butangas nach Austreten aus der Düse leicht expandiert und somit nicht der Düseninnendurchmesser für die Berechnung der Gasströmungsgeschwindigkeit verwendet werden kann. Bei einem runden Querschnitt mit einem Durchmesser von 2,74 mm und einer Gasmenge $Q_{\text{Butan}} = 0,1851/\text{min}$ ergibt sich somit eine Austrittsgeschwindigkeit $u_{\text{Gas}} = 0,52 \text{ m/s}$, was sich gut mit der dazugehörigen Strömungsgeschwindigkeit $\bar{u}_x \geq 0,49 \text{ m/s}$ deckt.

Bei einer Annahme von einer Dichte $\rho = 2,514 \text{ kg/m}^3$ und einer dynamischer Viskosität $\eta = 7,51 \cdot 10^{-6} \text{ kg/m s}$ des Butangases ergibt sich für den höchsten Volumenstrom $Q_{\text{Butan}} = 0,2241/\text{min}$ für die Rohrströmung ($u_{\text{Gas, Rohr}} = 2,0 \text{ m/s}$) eine Reynoldszahl $Re = 937$. Bei einer Kompression des

Tabelle 4.3: Verwendete Gasmenge Q_{Butan} in Abhängigkeit von der Strömungsgeschwindigkeit \bar{u}_x .

Strömungsgeschw. \bar{u}_x / m/s	0,49	0,58	0,70	0,89	$\geq 1,13$
Gasmenge Q_{Butan} / l/min	0,185	0,196	0,202	0,210	0,224

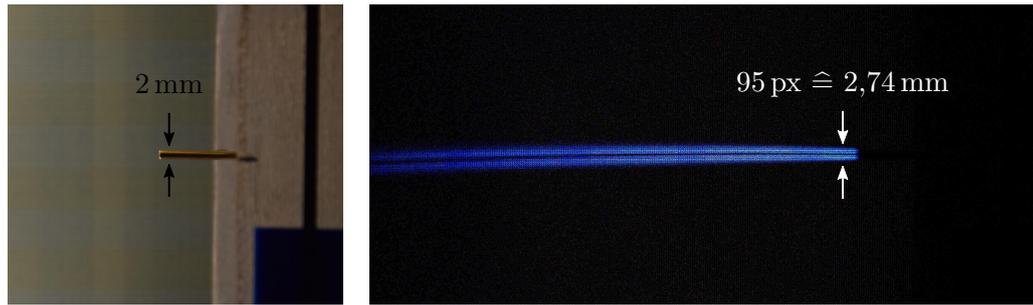


Abbildung 4.42: Gasdüse und mit Hilfe der Hintergrundschlierenfotografie visualisierter Gasaustritt.

Gases innerhalb des Rohres würde dies bei einem Faktor 2 die Obergrenze von $Q_{\text{Butan}} = 0,2241/\text{min}$ erklären, wodurch $Re_{\text{krit}} \approx 2040$ erreicht wird. Hierbei würde das Butangas bereits in der Gasdüse turbulent strömen.

4.6.7.2 Bilderaufnahmen

Unmittelbar vor den eigentlichen Messungen wird die Kamera durch Auslösen von etwa 10–20 Bildern aufgewärmt. Dies ist nötig, da sonst eine leichte optische Verschiebung während der Messung auftritt. Anschließend bzw. währenddessen wird der Gasfluss eingeschaltet und bei Erreichen der SOLL-Menge werden zwei Referenzaufnahmen des unbeeinflussten Gasstroms aufgenommen. Direkt danach erfolgt die eigentliche Messung: Die Ultraschallarrays werden eingeschaltet und die Messung durchgeführt. $t = 0\text{ s}$ entspricht dann dem ersten Bild der Aufnahmen. Die Auslösung der Kamera findet dabei durch die vorprogrammierte Software oder durch Drücken des Fernauslösers statt. Nach der Messung werden die Ultraschallarrays abgeschaltet und erneut zwei Referenzaufnahmen des unbeeinflussten Gasstroms aufgenommen. Nach Abschalten des Gasflusses werden zwei Referenzaufnahmen des (reinen) Hintergrundes gemacht, welche schließlich zur Berechnung der BOS-Bilder dienen.

Die vier mit BOS ausgewerteten Gasreferenzaufnahmen dienen zur Validierung, um einen einwandfreien Gasfluss zu gewährleisten. Die meisten Messungen wurden mindestens zweimal durchgeführt, um untypische Effekte auszuschließen (Reproduzierbarkeit).

4.6.7.3 Erzeugung der BOS-Bilder mit MATLAB®

Für die Erzeugung der BOS-Bilder wird MATLAB® in der Version 2012a verwendet. Die Hintergrundschlierenfotografie basiert auf dem Unterschied einer Messaufnahme zu einer Referenzaufnahme. Dies wird durch einfaches Abziehen der Referenz (Hintergrund) **BG** von der Messaufnahme **MA** erreicht:

$$\mathbf{BOS} = |\mathbf{MA} - \mathbf{BG}|. \quad (4.11)$$

Durch diesen Schritt wird jedoch ein fast schwarzes Bild erzeugt, welches noch aufbereitet werden muss. Die Aufbereitung findet in vier Schritten statt, wobei der letzte Schritt lediglich für eine bessere Handhabbarkeit (Dateigröße) für die Dissertation dient (MATLAB® Code):

1. `imadjust(BILD, [0.01 0.01 0.01; 0.07 0.07 0.07], [])`
2. `imgaussfilt(BILD, 6.5)`
3. `imadjust(BILD, [0.05 0.05 0.05; 0.5 0.5 0.5], [])`
4. `imresize(BILD, 0.5)` und `imwrite(BILD, 'xyz.jpg', 'Quality', 10)`

Die Variable *BILD* steht dabei immer für die aktuellen Bildinformationen, welche sich in die drei Farbkanäle RGB aufteilen. Im ersten Schritt wird ein schmaler Farbbereich, in welchem sich die Bildinformationen befinden, auf den gesamten verwendbaren Farbbereich ausgedehnt. Gleichzeitig wird durch das Verwerfen der unteren 0,01 % das Rauschen unterdrückt. Das Ergebnis, von einem optisch vollständig schwarzen BOS-Bild ausgehend, ist in Abbildung 4.43a zu sehen. Es lässt sich gut die optische Verschiebung an den Kanten der Subpixel in der Horizontalen (gelb) und Vertikalen (blau) erkennen. Um die Gitterstruktur zu entfernen, wird in einem zweiten Schritt ein Gauß-Filter (Glättung) angewandt. Wie in Abbildung 4.43b zu sehen ist, wird hierdurch das Bild insgesamt erneut etwas dunkler. Durch Schritt drei werden die Farben wieder angehoben (vgl. Abb. 4.43c).

Da die Bilder in hoher Auflösung aufgenommen wurden (16 MP), werden in Schritt vier die Pixel zusammengefügt bzw. komprimiert (vgl. Abb. 4.43d). Hierfür wird das Bild zunächst auf 50 % verkleinert und anschließend im JPG-Format gespeichert. Dabei wird eine besonders hohe Kompression gewählt (Quality = 10), wodurch besonders viele Pixel zu großen Einzelpixeln zusammengefügt werden. Auf diese Weise wird die Bildgröße von etwa 800 KB (vgl. Abb. 4.43c in JPG hohe Qualität) auf 80 KB verkleinert und ist somit für die Verwendung in großer Anzahl in einem Dokument geeignet (vgl. Abb. 4.44).

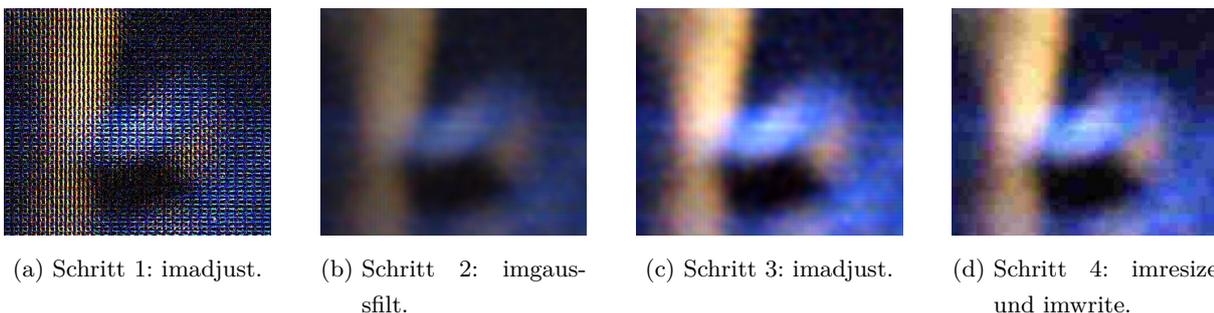
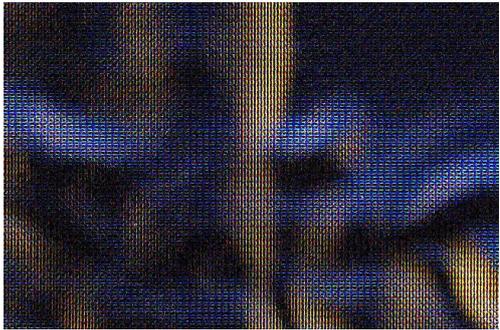


Abbildung 4.43: Einzelschritte der BOS-Bildaufbereitung anhand eines Beispiels (Ausschnitt). Schritt 1: Ausdehnung eines schmalen Farbbereiches des „schwarzen“ BOS-Bildes auf den gesamten Farbraum. Schritt 2: Gauß-Filter (Glättung) für die Entfernung der Gitterstruktur. Schritt 3: Erneute Farbbereichsanpassung. Schritt 4: Kompression der Bilder auf eine Dateigröße < 100 KB für die Abbildung in Dokumenten.



Nach Schritt 1.



Nach Schritt 4.

Abbildung 4.44: Vorher-nachher-Vergleich der BOS-Bildaufbereitung und Kompression.

5 Ergebnisse und Diskussion

In diesem Kapitel werden die wesentlichen Ergebnisse der vorliegenden Arbeit aufgeführt. Aufgrund des großen Umfangs an Messungen und zum Zweck der besseren Verständlichkeit werden diese Ergebnisse jeweils in den entsprechenden Abschnitten direkt besprochen sowie die dazugehörigen Erklärungen und Interpretationen dargelegt.

Nach einer Übersicht der verwendeten Schallfeld-Konfigurationen, die sich in einen einseitigen und einen doppelseitigen Aufbau der Aktor-Arrays aufteilen, werden zunächst die Ergebnisse der Schallfeldmessungen dargestellt und erläutert. Im anschließenden Abschnitt werden die Strömungseigenschaften von Ultraschallfeldern betrachtet. Dabei wurden mittels Hitzdraht-Anemometrie die „inneren“ Strömungen bzw. Eigenschaften der verschiedenen Schallfelder untersucht und mittels einer hierfür aufgestellten Theorie erläutert und begründet.

Darauf folgend wird der Einfluss der Ultraschallfelder auf eine äußere Strömung zunächst für den gegenüberstehenden Aufbau mittels Hintergrundschlierenfotografie (BOS) und Hitzdraht-Anemometrie untersucht und beschrieben sowie die Strömungseffekte mit den gewonnenen Erkenntnissen aus dem Vorkapitel in Relation gesetzt und erläutert. In analoger Weise erfolgt anschließend eine Betrachtung der Strömungsbeeinflussung durch Schallfelder, welche mittels eines einseitigen Aufbaus erzeugt wurden.

Zuletzt werden die Eigenschaften der für die Umsetzung von skalierbaren Ultraschallarrays benötigten vorgeschlagenen MST Aktoren dargestellt und erläutert.

Allgemein ist zu beachten, dass in diesem Kapitel lediglich eine Auswahl der aussagekräftigsten Messungen näher betrachtet wird. Eine Vervollständigung der Messergebnisse findet sich im Anhang A.6–A.9, wobei an den jeweiligen Stellen des vorliegenden Kapitels auf die dazugehörigen Ergänzungen hingewiesen wird. Des Weiteren sind an manchen Stellen Weblinks (auch als QR-Code) aufgeführt, welche zu dynamischen Messergebnissen in Form von Videos führen. Eine zusätzliche Messung mit vier gegenphasigen Fokussen (Konfig. $Ed_F\tilde{Q}+$, vgl. Tab. 5.2) wird aufgrund des großen Umfangs ausschließlich im Anhang A.10 aufgeführt.

Für die Darstellung der Messergebnisse werden Schnittflächen verwendet, wie sie in Abschnitt 4.6 eingeführt wurden.

5.1 Schallfelder

Die zur Untersuchung des Einflusses von Ultraschall auf eine Strömung verwendeten Schallfelder werden in diesem Abschnitt dargestellt und erläutert. Im Folgenden findet sich eine Übersicht der verwendeten Schallfeld-Konfigurationen, welche sich in die zwei Gruppen G für den gegenüberstehenden Aufbau (GA) und E für den einseitigen Aufbau (EA) einteilen lassen. Schalldruckmessungen der für diese Arbeit relevantesten Schallfelder werden dementsprechend in den beiden Folgeabschnitten behandelt. Die vollständigen Schallmessungen finden sich im Anhang A.6 und A.7.

Zur Erzeugung der Schallfelder werden die Schallwellen aller Aktoren auf bestimmte Punkte fokussiert. Der Fokussierungspunkt bzw. die gemeinsame Mitte mehrerer Fokusse entspricht jeweils dem Koordinatenursprung aus Abschnitt 4.6 ($x, y, z = 0$, vgl. Abb. 4.33).

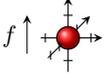
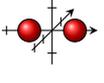
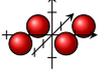
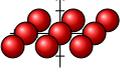
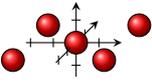
Die im Folgenden dargestellten Schallfelder wurden bei einer Betriebsspannung von ± 10 V erzeugt und mit dem in Abschnitt 4.3.1.2 beschriebenen Nadelmikrofon und der Traverse (vgl. Kap. 4.2) in einem Raster von 1 mm aufgenommen. Für eine bessere Vergleichbarkeit zwischen den unterschiedlichen Schallfeldern sind die Skalen jeweils auf eine gemeinsame Größe angepasst. Der maximal gemessene Schalldruck p_{\max} wird jeweils gerundet auf die 2. Stelle („Zehnerstelle“) angegeben.

5.1.1 Übersicht der Schallfeld-Konfigurationen

Eine Übersicht über alle Schallfeld-Konfigurationen des gegenüberstehenden Aufbaus (Konfig. G) ist durch Tabelle 5.1 gegeben. Die erste Konfiguration mit der Bezeichnung $G0$ steht hierbei für eine klassische StAW, bei welcher der Fokus aller Aktoren in der Mitte liegt. Eine Variante hiervon stellt Konfig. GE dar, bei welcher das obere Array abgeschaltet ist. Um eine direkte Reflexion der Schallwellen zu unterbinden bzw. diese unbestimmt zu streuen, wurde in diesem Fall das obere Array zusätzlich mit Noppenschäumstoff abgedeckt. Da sich die Arrays getrennt voneinander ansteuern lassen, ist es möglich die StAW wandern zu lassen. Hierfür wird bei der Konfiguration GW der Referenztakt von 40 kHz bei dem unteren Array bis zu 5 kHz erhöht. Durch den Phasenunterschied der jeweiligen Schallwellengruppen (oben bzw. unten) wandert die StAW (vgl. Abschn. 2.2.1.2).

Bei den Konfigurationen mit einer Fokussierung auf die Mitte ist der hohe Schalldruck sehr auf einen schmalen Bereich von nur wenigen Millimeter in der Breite konzentriert. Um einen größeren Bereich mit hohem Schalldruck abzudecken, ist bei den folgenden Konfigurationen die StAW gestreckt. Dabei bezeichnen die Konfigurationen mit dem Index Q eine Streckung quer und L längs zur Strömung sowie F flächig in beide Richtungen. Die Variable d_F der Konfigurationsbezeichnung steht hierbei für den Abstand der Fokusse in cm (bei den Konfigurationen des einseitigen Aufbaus in mm). Der Zusatz $+$ bei den F -Konfigurationen deutet auf zusätzliche Fokusse in Zwischenräumen hin. Als Abwandlung wurde die Konfiguration mit zwei Fokussen quer zur Strömung so betrieben, dass die beiden Fokusse zueinander gegenphasig (Phasenunterschied 180°) sind (Index \tilde{Q}).

Tabelle 5.1: Schallfeld-Konfigurationen des gegenüberstehenden Aufbaus (Konfig. G).

Konfig.	d_F / cm	Index	Darstellung	Kommentar
G	–	0		\cong klassische StAW, Fokus in der Mitte
G	–	E		\cong G0, Schalleintrag nur einseitig (oberes Array aus)
G	–	W		\cong G0, StAW wandert nach oben
G	1–5	Q		2 Fokusse quer zur Strömung (Doppelfokus)
G	1–4	\tilde{Q}		\cong Q, Gegenphasig
G	1–3	L		2 Fokusse längs zur Strömung (Doppelfokus)
G	1–4	F		4 Fokusse, flächig
G	3	F+		\cong G3F, mit zusätzlichen Fokussen in den „Lücken“
G	4	F+		\cong G4F, mit zusätzlichem Fokus in der Mitte
G	–	P	–	Alle Aktoren in Phase
G	–	R	–	Rauschen: Alle Aktoren haben eine zufällige Phasenlage (3 Varianten).

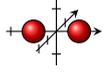
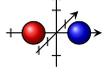
Als Vergleich wurden zusätzlich in Konfiguration GP alle Aktoren in gleicher Phase sowie in Konfiguration GR alle Aktoren mit einer zufälligen Phasenlage betrieben, wobei Letzteres als eine Art undefiniertes „Rauschen“ gesehen wird. Um eine größere Varianz beim Rauschen zu erhalten, wurden bei den entsprechenden Messungen insgesamt drei Varianten verwendet, welche nacheinander geladen wurden.

Für den einseitigen Aufbau sind die Schallfeld-Konfigurationen (Konfig. E) in Tabelle 5.2 aufgeführt. Bei der Konfiguration $E0$ wird ebenfalls auf einen einzelnen Punkt in der Mitte fokussiert. Vergleichbar zum gegenüberstehenden Aufbau wird bei Konfigurationen mit dem Index Q bzw. L das Schallfeld wieder mittels zwei Fokussen quer bzw. längs zur Strömung gestreckt. \tilde{Q} bzw. \tilde{L} entsprechen wiederum einer Ansteuerung mit zwei gegenphasigen Fokussen. Da beim einseitigen

Aufbau der Schalleintrag von der Gegenseite fehlt, lassen sich die Fokusse flexibler positionieren. Dies wurde mit der Konfiguration mit dem Index \tilde{G} umgesetzt, bei der versucht wurde, eine künstliche StAW zu erzeugen, indem zwei gegenphasige Fokusse (in y-Richtung) „gestapelt“ wurden. Die letzte Variante (Index $\tilde{Q}+$) ist ein quer zur Strömung liegender Quadrofokus (jeweils gegenphasig), welche jedoch, wie bereits erwähnt, aufgrund des Umfangs dieser Arbeit nur im Anhang aufgeführt wird (Anh. A.10). Das Strömungsverhalten beim Vorhandensein eines „Rauschens“ wird auch beim einseitigen Aufbau mit der Konfiguration ER wiederholt und betrachtet.

Aus der Übersicht der Schall-Konfigurationen wird ersichtlich, dass im Rahmen dieser Arbeit eine Vielzahl verschiedener Schallfelder untersucht wurden. Um einen überschaubaren Rahmen beizubehalten, werden im Folgenden nur die für diese Arbeit besonders relevanten Schallfelder betrachtet und erläutert. Auf die vollständigen Messungen wird an der jeweiligen Stelle auf den Anhang verwiesen.

Tabelle 5.2: Schallfeld-Konfigurationen des einseitigen Aufbaus (Konfig. E).

Konfig.	d_F / mm	Index	Darstellung	Kommentar
E	–	0		Fokus in der Mitte
E	10–40	Q		2 Fokusse quer zur Strömung (Doppelfokus)
E	6, 10, 18	\tilde{Q}		\cong Q, gegenphasig
E	10–70	L		2 Fokusse längs zur Strömung (Doppelfokus)
E	0–18	\tilde{L}		\cong L, gegenphasig
E	2–14	\tilde{G}		2 Fokusse gestapelt, gegenphasig
E	6, 10	$\tilde{Q}+$		$\cong \tilde{Q}$, mit 4 Fokussen ¹
E	–	P	–	Alle Aktoren in Phase
E	–	R	–	Rauschen: Alle Aktoren haben eine zufällige Phasenlage (3 Varianten).

¹siehe Anhang A.10

5.1.2 Gegenüberstehender Aufbau – Konfig. G

Für eine bessere Vergleichbarkeit der Schallfelder untereinander wird eine einheitliche Skala bis 2900 Pa verwendet.

5.1.2.1 Fokussierung auf einen Punkt: StAW – Konfig. G0

Das Schallfeld parallel und quer zur Strömung (xy - und yz -Ebene) einer stehenden akustischen Welle ist in Abbildung 5.1 zu sehen. Die Interferenzen, welche zu einer stehenden Welle führen (sich immer abwechselnde gegenphasige Bäuche), sind deutlich erkennbar. Wie zu erwarten ist, gibt es bei beiden Messungen eine starke Konzentration eines hohen Schalldruckes mittig entlang der y -Achse, mit einem gemessenen maximalen Schalldruck $p_{\max} = 2720$ Pa. Der Abstand zwischen zwei Bäuchen liegt bei 4–5 mm, was der halben Wellenlänge von 4,29 mm (vgl. Kap. 2.2.1.1) entspricht. Die breitere Ausdehnung der Mitte in z -Richtung (vgl. Abb. 5.1b) lässt sich durch die nicht quadratische Anordnung der US-Aktoren erklären, welche jeweils mit 12×8 in x - bzw. z -Richtung angeordnet sind (vgl. Kap. 4.4.1.1). Des Weiteren scheint die StAW in der yz -Ebene leicht verkippt zu sein, was mit einer nicht idealen Parallelität der Arrays begründet werden kann.

Die Schalleistung für einen einzelnen Bauch lässt sich über das Integral einer Hüllfläche bzw. mit Hilfe des Gauß-Integrals näherungsweise berechnen und liegt bei 2,2 W. Die Berechnung der Schalleistung befindet sich im Anhang A.1.

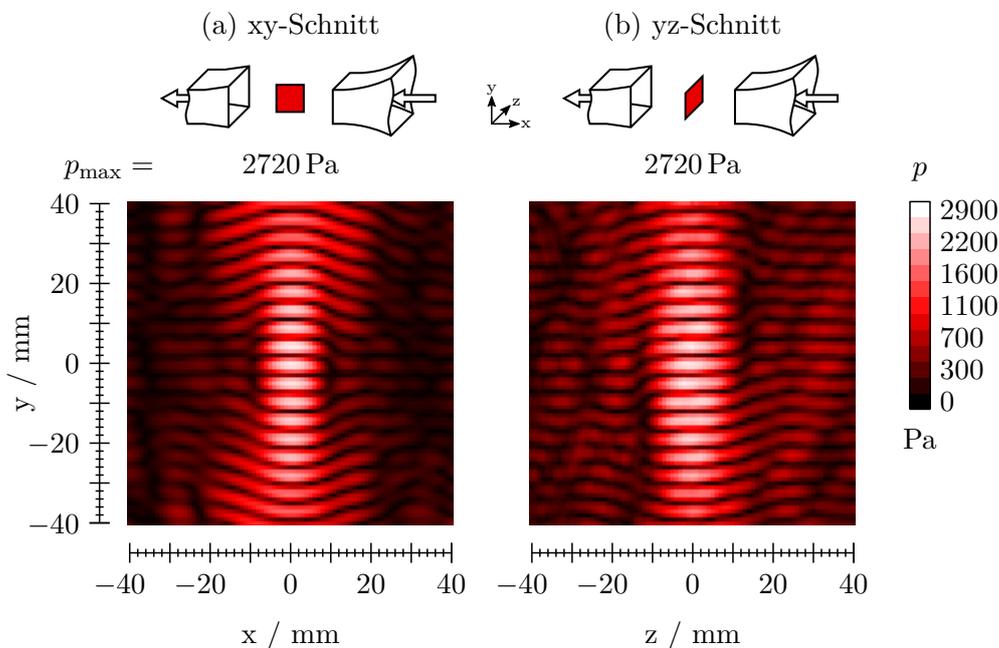


Abbildung 5.1: Schallfelder einer stehenden akustischen Welle (StAW) (Konfig. G0, $p\{xy, yz\}$, 80×80 mm).

5.1.2.2 Streckung der StAW quer zur Strömungsrichtung – Index Q/\tilde{Q}

Um die Konzentration des hohen Schalldruckes auf einen größeren Bereich auszudehnen, werden zwei Fokusse (*Doppelfokus*) mit einem definierten Fokusabstand d_F erzeugt, wodurch auf diese Weise die StAW gestreckt wird. Die Konfiguration Gd_FQ in Abbildung 5.2 zeigt das Ergebnis für verschiedene Fokusabstände anhand einer Schallmessung in der zy -Ebene. Der dazugehörige Graph zeigt die Auswirkung auf den maximalen Schalldruck p_{\max} . Bei $d_F = 1$ cm ist der Effekt einer Streckung kaum zu erkennen, was sich auch in p_{\max} widerspiegelt. Bei einem Fokusabstand von $d_F = 3$ cm ergibt sich über eine Breite von min. 40 mm eine StAW mit sehr homogenem Schallfeld. Bei größer werdendem Fokusabstand $d_F > 3$ cm trennen sich beide Fokusbereiche und es entsteht ein sichtbarer „Spalt“. Wie zu erwarten ist, fällt der maximale Schalldruck mit steigendem Fokusabstand. Hierbei muss jedoch beachtet werden, dass bei $d_F = 5$ cm die Fokusse bereits außerhalb des Messfensters liegen.

Werden die beiden Fokusse jedoch gegenphasig angesteuert (Konfig. $Gd_F\tilde{Q}$, vgl. Abb. 5.2 unten), ergibt sich direkt eine Trennung der beiden Fokusse in zwei Bereiche auch bei kleinem Fokusabstand, was aufgrund des Phasenunterschiedes jedoch nicht überrascht. Bei dieser Konfiguration fällt der maximale Schalldruck ebenso mit steigendem Fokusabstand, wobei auch hier wiederum die Größe des Messfensters beachtet werden muss.

Für die vollständigen Messergebnisse der Schallfelder $G[1-5]Q$, $G[1-4]\tilde{Q}$, $G[1-3]L$ siehe Anhang A.7.

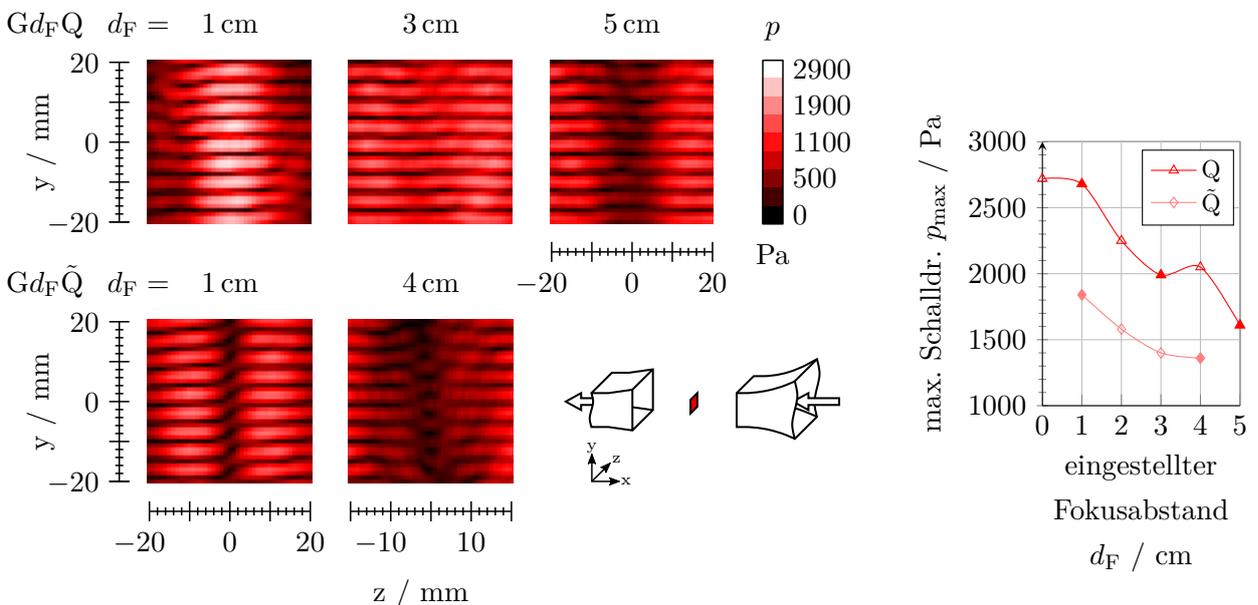


Abbildung 5.2: Schallfelder einer StAW, erzeugt durch Doppelfokusse (gleich- und gegenphasig) bei variierendem Fokusabstand d_F sowie Darstellung des max. Schalldruckes p_{\max} in Abhängigkeit von d_F als Graph (Konfig. $G[1, 3, 5]Q$ u. $G[1, 4]\tilde{Q}$, $p\{zy\}$, 40×40 mm; Auswahl, vgl. Anh. A.7).

5.1.2.3 Streckung der StAW in Strömungsrichtung – Index L

Bei einer Streckung in Strömungsrichtung ergibt sich ein ähnliches Schallbild wie bei den im vorangehenden Abschnitt beschriebenen Konfigurationen Gd_FQ . Das Auftrennen der streifenförmigen Schallmuster geschieht hierbei jedoch schon bei einem Fokusabstand $d_F = 3\text{ cm}$. Dies ist ebenfalls mit der nicht quadratischen Form des Arrays zu begründen. Aufgrund der hohen Ähnlichkeit wird nicht weiter darauf eingegangen, sondern auf den Anhang A.7 verwiesen.

5.1.2.4 Schallfeldbetrachtung des Vorlaufs und Streckung der StAW quer zur und in Strömungsrichtung – Index F(+)

Bei der Erzeugung von StAW in einem definierten Bereich durchdringen die Schallwellen die gesamte Messstrecke, wodurch sich auch außerhalb des Fokus durch Interferenzen StAW bilden können. In Abbildung 5.3a (Konfig. G0) ist eine Schallfeldmessung zwischen Düse des Windkanals und Mitte des Arrays (Nullpunkt des Koordinatensystem) in einem Bereich von $120 \times 60\text{ mm}$ dargestellt. Der Messbereich reicht hierbei bis auf wenige Millimeter an die Düse des Windkanals heran. Der Bereich beginnend von der Fokuszone aus gegen die Strömungsrichtung wird im Folgenden als *Vorlauf* (der StAW) bezeichnet, analog der Bereich in Strömungsrichtung als *Nachlauf*. In der Messung ist gut zu erkennen, dass der gesamte Vorlauf von einer einzelnen großflächigen StAW durchzogen ist, wobei sich zwei abgrenzende stärkere Bereiche ausbilden. Im Vorlauf (hier bei $x > 30\text{ mm}$) beträgt der maximale Schalldruck 720 Pa und kann deshalb nicht vernachlässigt werden.

Beim optischen Messverfahren (BOS) erstreckt sich der zu untersuchende Bereich auf einen Großteil der gesamten Messstrecke, wobei etwa zwei Drittel des Vorlaufs ebenfalls mit abgedeckt sind. Da sich zudem der Butangasaustritt direkt am Ausgang der Düse befindet, ist es naheliegend, dass zum Verständnis der Wirkungsweise der Strömungsbeeinflussung einer StAW der Vorlauf mit einbezogen werden muss.

Wie in später gezeigten Messungen dargestellt (vgl. Abschn. 5.3), findet bereits im Vorlauf eine sichtbare Veränderung der Strömung statt. Um mögliche Effekte identifizieren zu können, welche vom äußeren Schallfeld verursacht werden, wurde mit den Konfigurationen $Gd_FF(+)$ (vgl. Abb. 5.3b, c) versucht, das Schallfeld in der Mitte soweit auszudünnen, dass es über die gesamte Messstrecke homogen verteilt ist. Hierfür wird wie bei den oben genannten Konfigurationen (Q und L) das Schallfeld durch Setzen mehrerer Fokusse gestreckt, durch z. B. vier Fokusse in den Ecken eines quadratischen Feldes in der xz -Ebene (parallel zu den US-Arrays). Der Fokusabstand d_F entspricht hierbei der Seitenlänge des Quadrates. Diese Art der StAW wird im Folgenden als *flächige StAW* bezeichnet.

Bei einer flächigen StAW mit einem Fokusabstand $d_F = 2\text{ cm}$, deren Schallfeld in Abbildung 5.3b dargestellt ist, reduziert sich der Schalldruck in der Fokuszone bereits um fast die Hälfte. Die allgemeine Struktur des Vorlaufes, mit einem maximalen Schalldruck von 820 Pa , verändert sich hierbei nur gering. Bei größer werdendem Fokusabstand verringert sich die Konzentration in der

Fokuszone weiter, bis sich dieser Bereich nicht mehr vom Vorlauf unterscheidet (vgl. Abb. 5.3c). Die streifenförmige Schallfeldstruktur bleibt jedoch über den gesamten Messbereich bestehen. Da zu vermuten ist, dass sich der Schalldruck außerhalb des Messfeldes in einem Fokus konzentriert, wurde ein kleiner Ausschnitt durch einen Fokus hindurch bei der Konfiguration G4F bei $z = 20$ mm durchgeführt. Das Ergebnis ist in Abbildung 5.3d zu sehen. Es ist zu erkennen, dass sich in einem weit außerhalb der Mitte befindenden Fokus erneut ein abgegrenzter stärkerer Bereich ausbildet. Durch das Aufteilen in vier Fokusse fällt jedoch der Schalldruck mit 820 Pa eher gering aus.

Durch Setzen weiterer Fokuspunkte in die Mitte (G3F+) bzw. in noch vorhandene „Lücken“ (G4F+) kann der schwächere Schalldruck in der Mitte der Fokuszone so ausgeglichen werden, dass über einen breiten Bereich eine homogene Fokuszone mit höherem Schalldruck ermöglicht

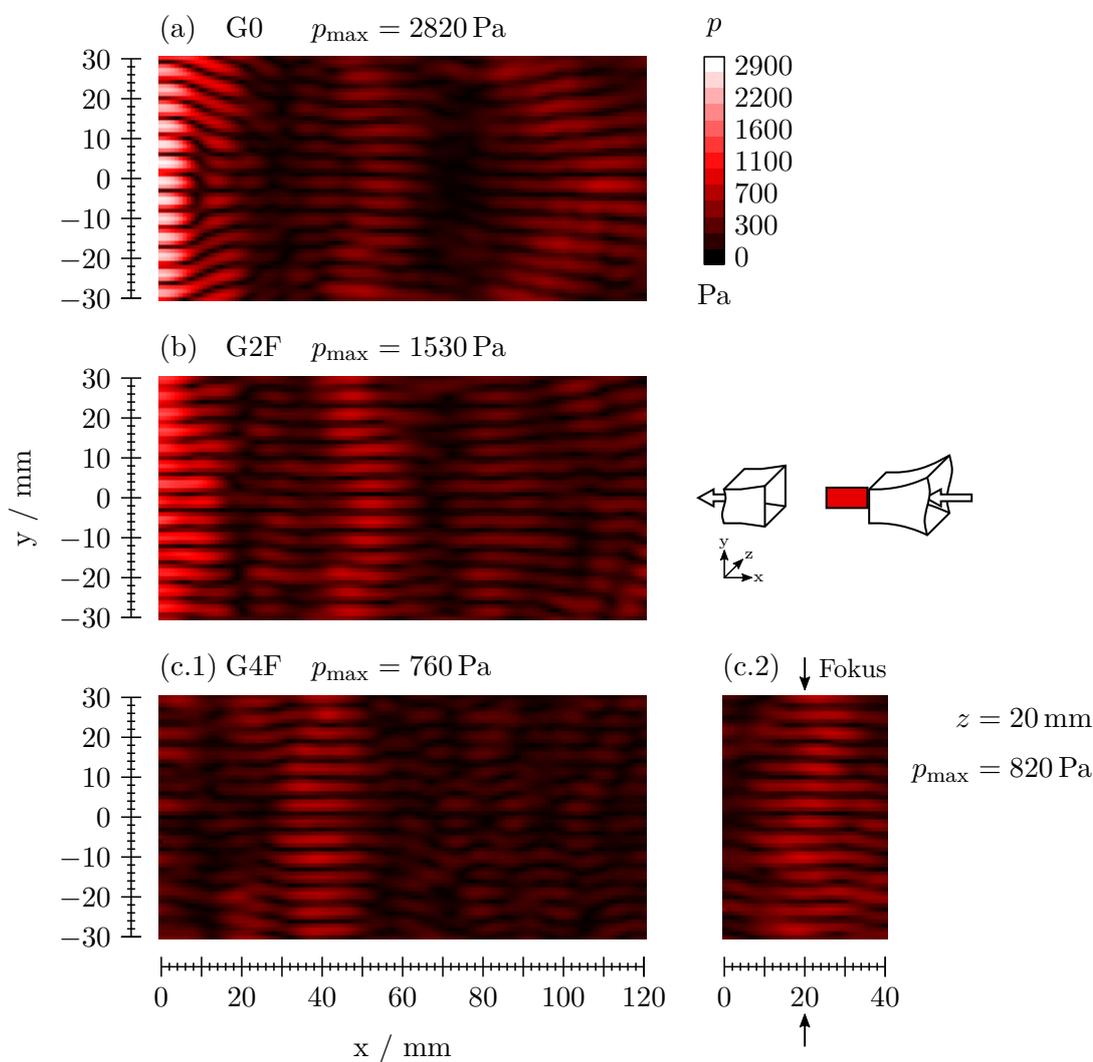


Abbildung 5.3: Schallfelder im Bereich zwischen Fokus und Düse: Gegenüberstellung einer stark fokussierten stehenden akustischen Welle (a) mit großflächig gestreckten Schallfeldkonfigurationen (b und c.1) mit Detailansicht (c.2) durch einen Fokus bei $z = 20$ mm (Konfig. G0, G2F u. G4F, $p\{xy\}$, 120×60 mm; Auswahl, vgl. Anh. A.8).

wird. Da sich in den Strömungsmessungen nur kleine Unterschiede zu den hier beschriebenen Konfigurationen gezeigt haben, wird für die vollständigen Messergebnisse der Schallfelder G0, G[2–4]F und G[3, 4]F+ auf den Anhang A.8 verwiesen.

Durch die Möglichkeit, die Fokuszone beliebig breit auszudehnen, um somit das Schallfeld über die gesamte Messstrecke hin homogen zu verteilen, ergibt sich die Möglichkeit durch Strömungsmessungen mit diesen Konfigurationen zwischen den Effekten der StAW in der Fokuszone und des Vorlaufes zu differenzieren.

5.1.3 Einseitiger Aufbau – Konfig. E

Im Gegensatz zur bekannten und oben beschriebenen Methode, StAW durch zwei sich gegenüberstehende Ultraschallaktoren bzw. -arrays zu erzeugen, wird im Folgenden die Erzeugung von definierten Ultraschallfeldern durch einen einseitigen Aufbau beschrieben. Dieser Aufbau ist interessant für den Einsatz auf Tragflächen, da dort der doppelseitige Aufbau konstruktionsbedingt ausscheidet. Mittels eines Arrays aus US-Aktoren (hier insg. 192 Stk.) können z. B. in einem einzelnen Punkt oder an zwei benachbarten Punkten – gleich- oder gegenphasig – hohe definierte Schalldrücke erzeugt werden.

Die Ansteuerung der jeweiligen Fokusse hat einen großen Einfluss auf das erzeugte Schallfeld. Zum Beispiel werden zur Erzeugung eines Doppelfokus beim einseitigen Aufbau die Aktoren abwechselnd dem ersten bzw. dem zweiten Fokus zugeordnet. Hieraus ergibt sich eine Art Schachbrettmuster, wodurch sich die Ansteuerung der jeweiligen Fokusse gleichmäßig auf das gesamte Array verteilt. Da die genaue Erzeugung der Schallfelder für die Strömungsbeeinflussung grundsätzlich keine Rolle spielt, wird auf eine Ausführung verzichtet. Die jeweiligen Ansteuerungen sind jedoch im Anhang A.5 hinterlegt.

Bei den Ergebnissen der Schallfeldmessungen des einseitigen Aufbaus werden zwei Skalierungen verwendet (bis 1500 bzw. bis 2300 Pa). Durch die unterschiedlichen Fokussierungsmöglichkeiten sind größere Unterschiede bei den Maximalschalldrücken möglich, womit diese schließlich differenzierter dargestellt werden können.

5.1.3.1 Fokussierung auf einen bzw. zwei Punkte (gleich- und gegenphasig, in Strömungsrichtung) – Konfig. E0 und E10L/Ĺ

Als Pendant zur Konfiguration G0 für eine klassische StAW beim gegenüberstehenden Aufbau, wird bei der Konfiguration E0 beim einseitigen Aufbau ebenfalls ein Schallfeld durch Fokussierung auf einen einzelnen Punkt erzeugt. Durch das Fehlen einer Gegenseite ergibt sich hierbei keine direkte StAW, sondern ein länglicher Strahl aus hohem Schalldruck (vgl. Abb. 5.4a). Bei genauer Betrachtung lassen sich in dem Schallfeld leichte Interferenzmuster, besonders in den Randbereichen des Strahls, erkennen.

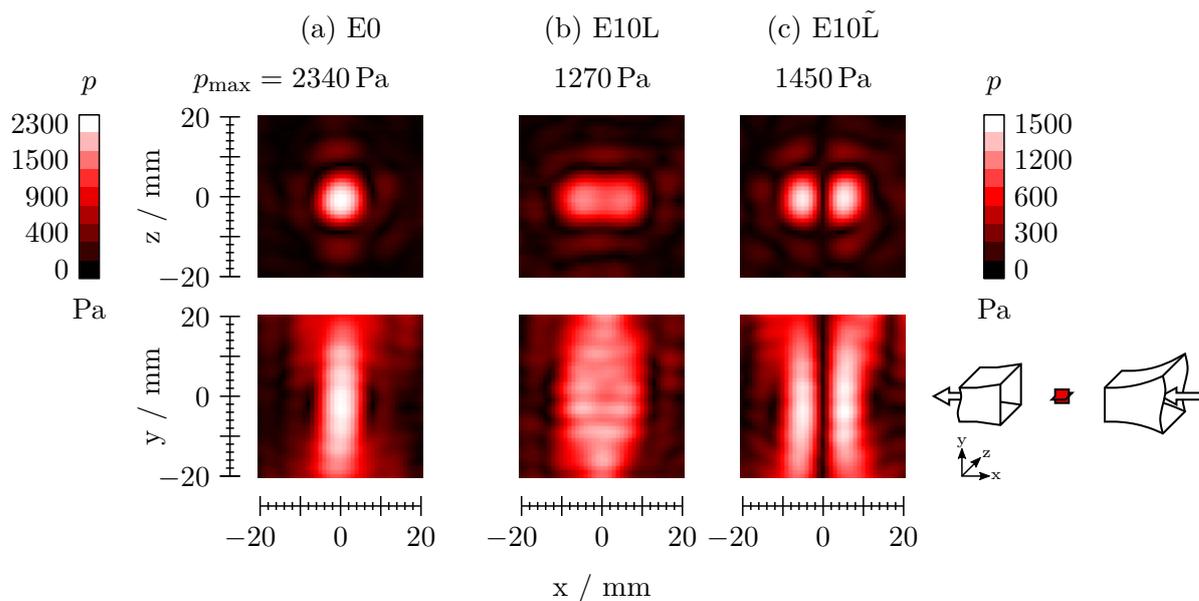


Abbildung 5.4: Schallfelder, erzeugt durch einen einseitigen Aufbau: Fokussierung auf einen Punkt (a) sowie Doppelfokusse (gleich- (b) und gegenphasig (c)) (Konfig. E0, E10L u. E10 \tilde{L} , $p\{xy, xz\}$, 40×40 mm; Auswahl, vgl. Anh. A.9).

Bei der Erzeugung eines gleichphasigen Doppelfokus (Konfig. E10L; vgl. Abb. 5.4b) werden diese Interferenzmuster deutlicher und sind mehr mit der Struktur einer StAW zu vergleichen. Sie sind dabei im Vergleich zu den StAW aus der Konfiguration G0 nicht ganz so scharf abgegrenzt; ihre Größenordnung beträgt erneut 4–5 mm. Unter Berücksichtigung der halben Wellenlänge des Schalls von 4,29 mm kann man daraus schließen, dass sich trotz nur einseitig erzeugtem Schallfeld dennoch eine StAW ausbildet.

Mit der Ansteuerung zu einem gegenphasigen Doppelfokus (Konfig. E10 \tilde{L} ; vgl. Abb. 5.4c) wurde versucht, ein Teilstück aus einer StAW, bestehend aus zwei Bäuchen und einem dazwischenliegenden Knoten, parallel zum US-Array zu erzeugen. Wie vorgesehen ergeben sich dadurch zwei stark abgegrenzte Schallstränge, mit einem schalldruckarmen Knoten in der Mitte, welcher optisch an einen Spalt erinnert. In den beiden Strängen sowie in den Randbereichen lassen sich erneut leichte Interferenzmuster erkennen, wodurch die genaue Schallfeldstruktur aufgrund ihrer Komplexität aus den Messungen heraus nicht so leicht zu spezifizieren ist.

Die hier erläuterten, längs zur Strömung angeordneten Schallfelder sind insbesondere für die Vermessung der Strömungseigenschaften der Schallfelder ohne äußere Strömung relevant. Bei diesen Messungen wird die Hitzdrahtsonde quer zur Messtrecke verfahren, wodurch sich diese dabei nicht mit einem der Fokusse überlappt und somit eine Störung des Schallfeldes vermieden wird. Die vergleichbare, um 90° gedrehte Konfiguration E[6, 10, 18] \tilde{Q} , welche dann quer zur Strömungsrichtung liegt, ist ausschließlich für die Strömungsuntersuchungen mit äußerer Strömung relevant. Da diese mit der Messung aus Abbildung 5.4c eine hohe Ähnlichkeit aufweisen, sind diese zusammen mit den vollständigen Schallfeldern der Konfiguration E[6, 10, 18] \tilde{L} im Anhang A.9 aufgeführt.

5.1.3.2 Realer Fokusabstand und Schalldruck in Abhängigkeit vom eingestellten Abstand bei einem gegenphasigen Doppelfokus – Index \tilde{L}

Um eine Interaktion, welche zwischen zwei gegenphasigen Bäuchen vermutet wird, untersuchen zu können, wird mit der Erzeugung von Doppelfokussen versucht, die Struktur einer StAW möglichst gut nachzubilden. Der sehr kurze Abstand von zwei gegenphasigen Bäuchen mit sehr hohem Schalldruck und einem dazwischenliegenden Knoten könnte hierbei eine große Rolle spielen. Da bei einer StAW bei 40 kHz der Abstand zwischen zwei Bäuchen der halben Wellenlänge von 4,29 mm entspricht, wäre es wünschenswert, für einen direkten Vergleich den Bauchabstand des Doppelfokus bis zu einem Abstand von 4 mm frei einstellen zu können.

Das Ergebnis einer Messreihe, bei welcher der Fokusabstand d_F in 2 mm Schritten von 0 bis 18 mm erhöht wurde, ist in Abbildung 5.5a dargestellt. Der dazugehörige Graph gibt den dementsprechend maximal gemessenen Schalldruck $p_{\max,M}$ in Abhängigkeit vom eingestellten Fokusabstand d_F an sowie den realen Fokusabstand $d_{R,M}$, welcher in den Schallbildern zwischen beiden Maxima

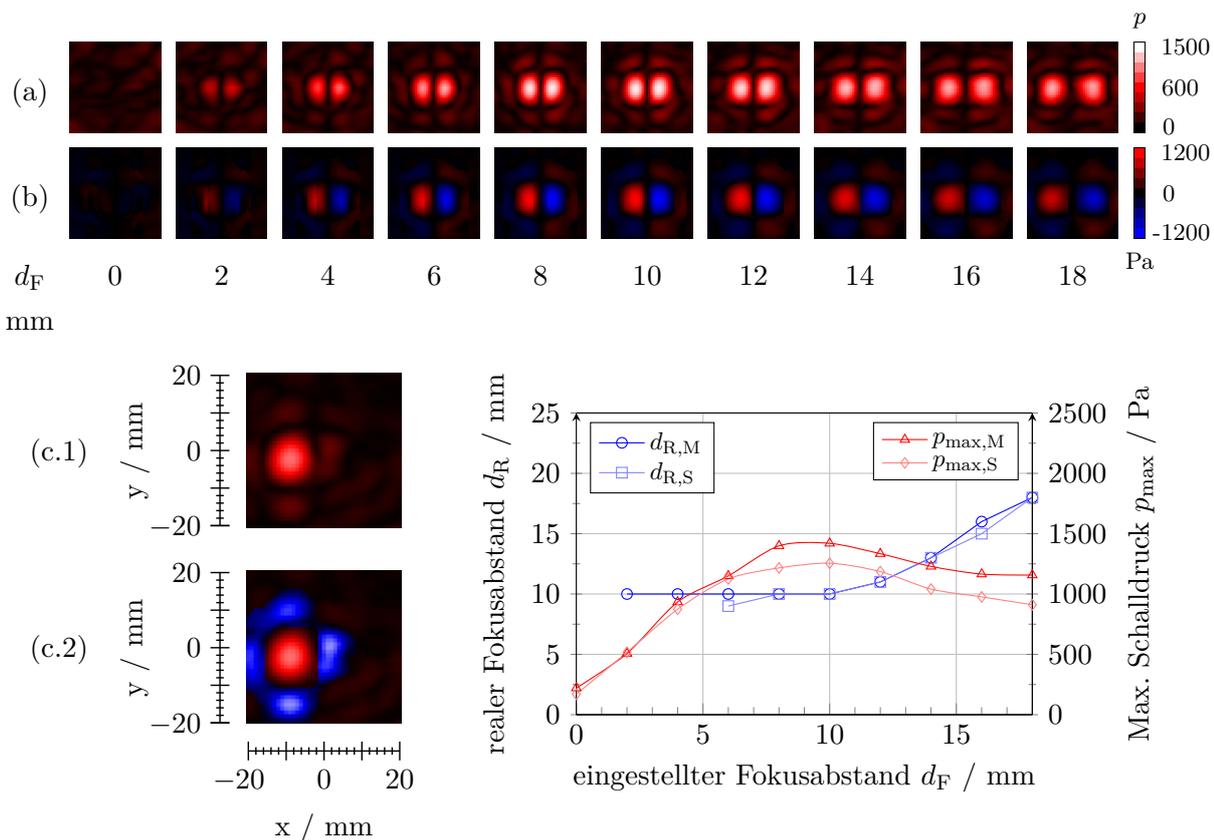


Abbildung 5.5: Gemessene (a) und generierte (b) Schallfelder eines gegenphasigen Doppelfokus (einseitiger Aufbau) sowie Darstellung des max. Schalldrucks p_{\max} und realen Fokusabstands d_R (M = Messung, S = Simulation) in Abhängigkeit vom eingestellten Fokusabstand d_F als Graph. Die generierten Schallfelder wurden hierbei durch Verschiebung und Superposition eines (gemessenen) einzelnen Fokuspunktes (c.1) und angenommenen gegenphasigen Nebenbereichen (c.2) mit sich selbst erzeugt (Konfig. E[0–18] \tilde{L} , $p\{xy\}$, 40×40 mm).

gemessen werden kann. Es ist klar erkennbar, dass es eine Beschränkung in dem zu erreichenden realen Fokusabstand gibt. Ebenso ist zu beobachten, dass bei einem Fokusabstand von 10 mm der höchste Schalldruck erreicht wird.

Es liegt die Vermutung nahe, dass dieses Verhalten durch Interferenzen (außerhalb des Fokuszone) entsteht. Zur näheren Eingrenzung wurde deswegen aus einer Messung eines einzelnen Fokus und rechnerischen Überlagerung das Verhalten simuliert. Hierfür wurde aus der Konfiguration des Doppelfokus (Konfig. E10L) das Array so angesteuert, dass nur einer der beiden Fokusse erzeugt wird. Die jeweils zugehörigen US-Aktoren des anderen Fokus waren dabei einfach abgeschaltet. In Abbildung 5.5c.1 ist das entsprechende Schallfeld dargestellt. Um den Fokus herum sind vier schwächere Bereiche zu erkennen, welche von der Mitte aus erneut einen Abstand von etwa 4–5 mm ausweisen. Es wurde angenommen, dass diese genau gegenphasig zum Fokus sind, was bedeutet, dass dort ein negativer Schalldruck herrscht (vgl. Abb. 5.5c.2). Da der Doppelfokus selbst aus zwei gegenphasigen Fokussen besteht, kann nun für den zweiten Fokus das vorhandene Schallfeld im Gesamten invertiert werden. Die Schallfelder beider Fokusse stehen somit phasenrichtig zueinander und getrennt zur Verfügung.

Durch Superposition der somit vorhandenen Schallfelder und Verschiebung dieser zueinander (Fokusabstand d_F) lässt sich schließlich die Erzeugung eines gegenphasigen Doppelfokus simulieren. Das Ergebnis ist in Abbildung 5.5b dargestellt. Der direkte Vergleich mit der realen Messung zeigt eine hohe Übereinstimmung. Wird nun schließlich der reale Fokusabstand $d_{R,S}$ der Simulation und der entsprechende maximal Schalldruck $p_{\max,S}$ mit den Werten der Doppelfokussmessung aus dem Diagramm verglichen, zeigt sich eine hohe Korrelation besonders beim Fokusabstand. Aber auch der maximale Schalldruck weist einen ähnlichen Verlauf auf, wodurch sich die Annahmen der gegenphasigen Nebenbereiche bestätigen.

Durch das Verständnis der genauen Entstehung der Doppelfokusse wird klar, dass ein kleinerer Fokusabstand ohne Schalldruckverluste in den Maxima ohne weitere Anpassung nicht möglich ist.

5.1.3.3 Gleichphasiger Doppelfokus bei verschiedenen Fokusabständen (quer zur Strömungsrichtung) – Index Q

Im Vergleich zu den Schallfeldern der gegenphasigen Doppelfokusse, bei welchen sich ein Knoten durch den Phasenunterschied automatisch ergibt, wurde mit den Konfigurationen Ed_FQ versucht, bei gleichphasigen Doppelfokussen auch einen Knoten zwischen zwei Bäuchen zu erzeugen. Um dies zu erreichen, wurde jeweils ein Fokusabstand von 10, 20, 30 und 40 mm eingestellt und vermessen. Da diese Konfigurationen ausschließlich bei den Strömungsmessungen zur Untersuchung des Verhaltens der Strömung durch solch einen Spalt verwendet wurden, wurden die Doppelfokusse für einen direkten Vergleich quer zur Strömung angeordnet. Die gemessenen Schallfelder sind in Abbildung 5.6 dargestellt. Eine Trennung beider Fokusse in separate Schalldruckgebiete ist bereits bei $d_F \approx 20$ mm gegeben. Die Trennung geschieht hierbei nicht mit einem eindeutig definierten Knoten, sondern mit einem weiteren streifenförmigen, schwächeren Schallbereich, welcher aufgrund der Ge-

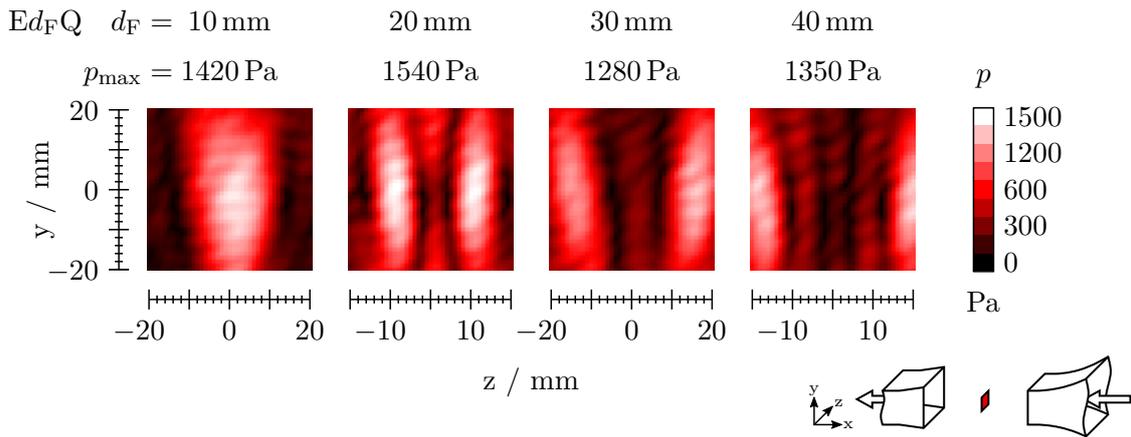


Abbildung 5.6: Schallfelder eines gleichphasigen Doppelfokus bei variierendem Fokusabstand d_F (Konfig. E[10–40]Q, $p\{zy\}$, 40×40 mm).

samtstruktur gegenphasig zu den beiden Bäuchen schwingen muss. Bei größeren Fokusabständen wird der mittlere Bereich größer, bis er sich schließlich immer weiter aufteilt (bei 40 mm bereits drei Zwischenbereiche).

5.1.3.4 Gestapelter Doppelfokus – Index \tilde{G}

Die letzte Möglichkeit, gegenphasige Doppelfokusse zu erzeugen, besteht darin, die Fokusse übereinander auf der y -Achse anzuordnen (*gestapelte Fokusse*). Hierbei kann ebenfalls der Fokusabstand d_F frei eingestellt werden. Der Fokusabstand wurde in 2 mm Schritten aufsteigend, beginnend bei 2 mm, bis 12 mm vermessen. In Abbildung 5.7 links ist ein Teil der Schallfelder dargestellt und rechts in einem Graph der dazugehörige maximale Schalldruck der gesamten Messung. Die vollständigen Schallfelder der Konfiguration E[2–12] \tilde{G} befinden sich im Anhang A.10.

Bei gestapelten Fokussen ergibt sich, vergleichbar mit der Konfiguration E0, ein länglicher Strahl. Durch Veränderung des Fokusabstands entstehen in diesem Fall konstruktive und destruktive Interferenzen, welche mit der halben Wellenlänge des Schalls korrelieren. Der Schall verstärkt sich hierbei oder löscht sich fast vollständig aus, was z. B. bei einem Fokusabstand von 4 mm beim maximalen Schalldruck zu erkennen ist. Durch die gleiche Größenordnung der Abstände entspricht dies einer Fokussierung aller US-Aktoren auf einen einzelnen Punkt (Konfig. E0). Als direkter Vergleich ist $p_{\max}(E0)$ bei $d_F = 0$ mm im Graph der Abbildung 5.7 (blaues Quadrat) hinzugefügt. Für die Schallfelder E[2–12] \tilde{G} siehe Anhang A.10.

5.2 Strömungseigenschaften von Ultraschallfeldern

Damit die Mechanismen, welche hinter einer Strömungsbeeinflussung von Ultraschallfeldern stecken, definiert werden können, müssen zuerst die „inneren“ Strömungen bzw. Eigenschaften der

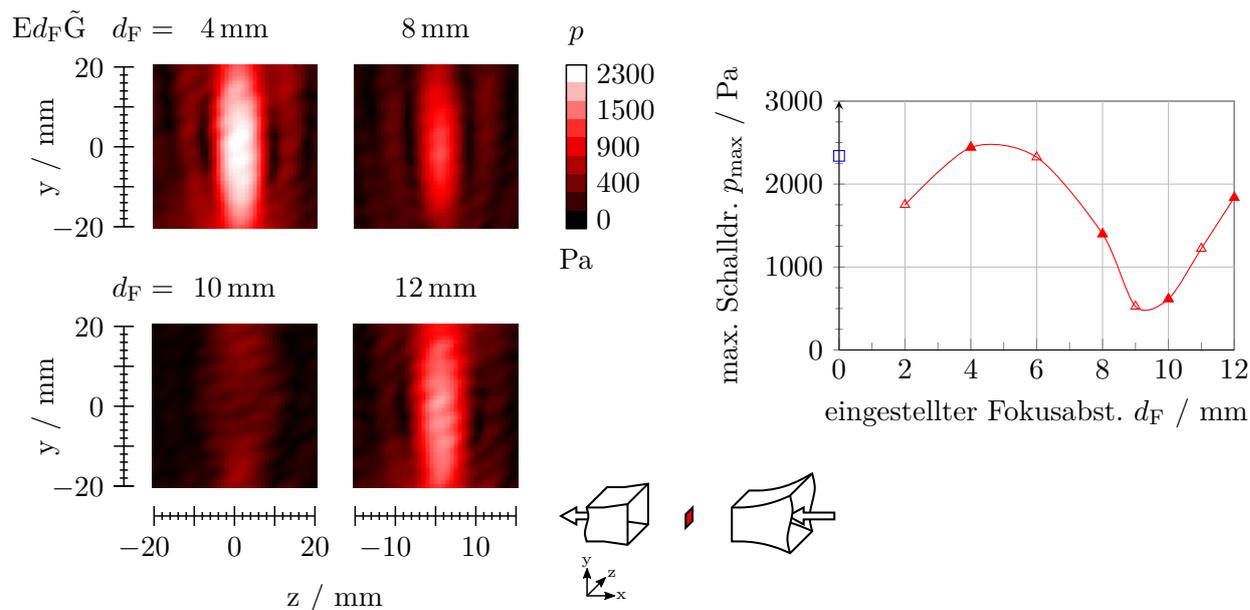


Abbildung 5.7: Schallfelder bei gestapelten Fokussen sowie Darstellung des max. Schalldruckes p_{\max} in Abhängigkeit von d_F als Graph. Als direkter Vergleich ist $p_{\max}(E0)$ bei $d_F = 0$ mm (blaues Quadrat, vgl. Abb. 5.4) hinzugefügt (Konfig. E[4, 8, 10, 12] \tilde{G} , $p\{zy\}$, 40×40 mm; Auswahl, vgl. Anh. A.10).

verschiedenen Schallfelder untersucht und verstanden werden, welche sich ohne äußere Strömung ergeben.

Hierfür wurde folgende Auswahl an Schallfeldern mittels Hitzdrähten ohne äußere Strömung vermessen: beim einseitigen Aufbau die Fokussierung auf einen Punkt (Konfig. E0) sowie ein gleich- und ein gegenphasiger Doppelfokus (Konfig. E10L/ \tilde{L}); weiterhin beim gegenüberstehenden Aufbau das Schallfeld einer StAW (Konfig. G0). Die entsprechenden Schallfelder sind den Abbildungen 5.4 bzw. 5.1 zu entnehmen.

Im Gegensatz zum grundsätzlichen Aufbau dieser Arbeit werden an dieser Stelle zuerst die Schallfelder des einseitigen Aufbaus behandelt, da die Ergebnisse für die Interpretation der Strömungseigenschaften einer StAW (des GA) relevant sind und diese hierfür herangezogen werden.

Die Messungen wurden, falls nicht anderweitig erläutert, bei einer Betriebsspannung von ± 10 V durchgeführt. Die Messfelder wurden durch die jeweiligen Fokuszonen hindurch mittig ausgerichtet.

5.2.1 Einseitiger Aufbau

Bei den Hitzdrahtmessungen des einseitigen Aufbaus wurde eine Schrittweite von 0,5 mm verwendet. Um bei den Messungen die Störung auf das Schallfeld durch den Hitzdraht so gering wie möglich zu halten, wurden die Konfigurationen der Doppelfokusse verwendet, welche längs in Strömungsrichtung verlaufen. Das Überlappen der Fokusse mit dem quer zur Strömung verlaufend eingebrachten Hitzdraht wird somit auf ein Minimum reduziert.

5.2.1.1 Fokussierung auf einen Punkt – E0

Bei der Konfiguration E0 entsteht durch die akustische Fokussierung auf einen einzelnen Punkt ein länglicher Strahl mit hohem Schalldruck (vgl. Abb. 5.4a). Das so erzeugte Schallfeld wurde mittels Hitzdrähten bei insg. vier Drahtstellungen $\theta_{\text{HD}} = 0, 45, 90$ und 135° vermessen. Die Ergebnisse sind in Abbildung 5.8 dargestellt. Die jeweiligen Drahtstellungen (a–d) sind neben den entsprechenden Messungen aufgeführt. Um die gesamte Ausdehnung der Strömungskomponente u_y in y-Richtung zu erfassen, wurde zusätzlich zum sonst verwendeten Messfeld noch ein Messfeld weit oberhalb des Fokus positioniert (vgl. Abb. 5.8b).

Wie in Abschnitt 2.3.1 erläutert, wird bei den Hitzdrahtmessungen näherungsweise nur die senkrechte Strömungskomponente zu den Hitzdrähten gemessen. Anhand der Messung für die Strömungskomponente u_y (Abb. 5.8b) kann deutlich erkannt werden, dass eine Hauptströmung in y-Richtung mit $u_y \approx 1,2$ m/s existiert. Die auftretende hohe Strömungsgeschwindigkeit ist stark auf den Fokus und das daraus resultierende längliche Gebiet höheren Schalldrucks beschränkt. An den Randbereichen des Zentrums gibt es eine weitere um etwa den Faktor 2 geringere Strömungskomponente u_x (Abb. 5.8a), welche sich primär auf die Ränder beschränkt. Die leichte Asymmetrie

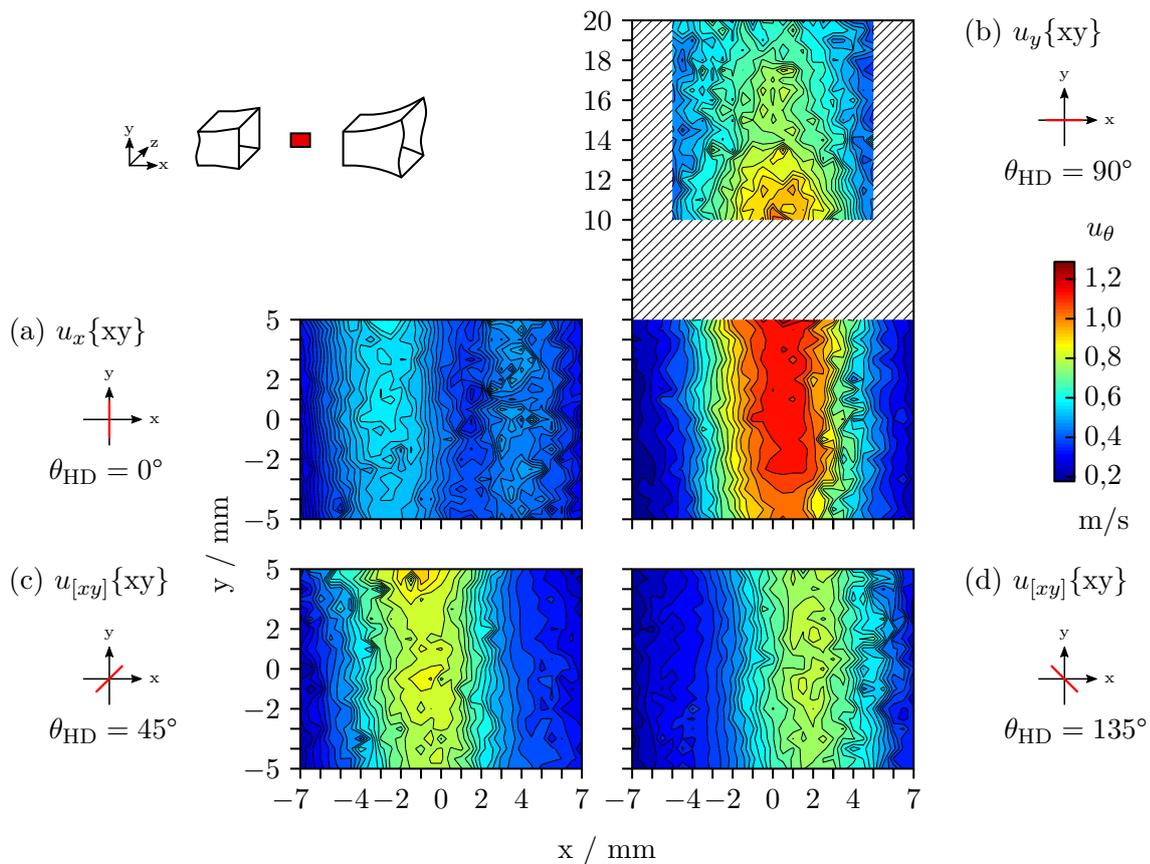


Abbildung 5.8: Gemessene Geschwindigkeiten in unterschiedlichen Richtungen (a–d) bei einer erzeugten Strömung durch einseitige Fokussierung von Ultraschall auf einen einzelnen Punkt (HD, Konfig. E0, $u_{x,y,[xy]}\{xy\}$, 14×10 mm, Schrittweite: 0,5 mm).

(nach links) ist auf eine mögliche Inhomogenität im Schallfeld zurückzuführen. Durch weitere Messungen in der yz -Ebene lässt sich eine Rotationssymmetrie um die y -Achse zeigen; diese sind im Anhang A.8, Abb. A.12 hinterlegt.

Da der Hitzdraht selbst eine Länge von 4 mm aufweist und somit große Bereiche des Strömungsfeldes überlappt, können aus den zwei Messungen bei $\theta_{\text{HD}} = 45^\circ$ (Abb. 5.8c) und 135° (d) weitere Hinweise auf das gesamte Strömungsfeld gewonnen werden. Die Messungen bestätigen die nach außen hin zunehmende Strömungskomponente u_x aus den ersten beiden Messungen und wurden zusätzlich für die Erzeugung eines vektoriellen 2D-Strömungsfeldes verwendet. Da die Hitzdrähte jedoch richtungsunabhängig messen, kann an dieser Stelle noch keine direkte Aussage getroffen werden, wie die tatsächlichen Strömungsrichtungen verlaufen bzw. ob die Strömungsrichtung von unten nach oben oder umgekehrt verläuft, wodurch eine Auswertung mittels der 2D-Methode noch nicht möglich ist.

Aus dem Verständnis des Strömungsverhaltens von Quartszwinden (bzw. acoustic streaming) heraus lässt sich im Raum ein lokaler torusartiger Wirbel mit Hauptströmungskomponente in positive y -Richtung annehmen. Dies deckt sich auch mit den im weiteren Verlauf dieser Arbeit vorgestellten Messungen der Konfiguration E0 bei vorhandener äußerer Strömung aus Abschnitt 5.4.1, insbesondere der 2D-Messung in Abbildung 5.44b. Die Annahme dient schließlich als Referenz für die Erzeugung eines 2D-Strömungsfeldes. Auf diese Weise kann mittels der in Abbildung 5.8c und d dargestellten Messungen durch die beiden Drahtstellungen, welche zusammen ein kartesisches KOS aufspannen, das 2D-Strömungsfeld berechnet werden. Das Ergebnis ist in Abbildung 5.9 dargestellt.

Das durch die 2D-Methode erzeugte Strömungsfeld zeigt eine Hauptströmung in y -Richtung, wobei ein Teil in den Randbereichen des Zentrums leicht nach außen strömt. Dies deckt sich mit den

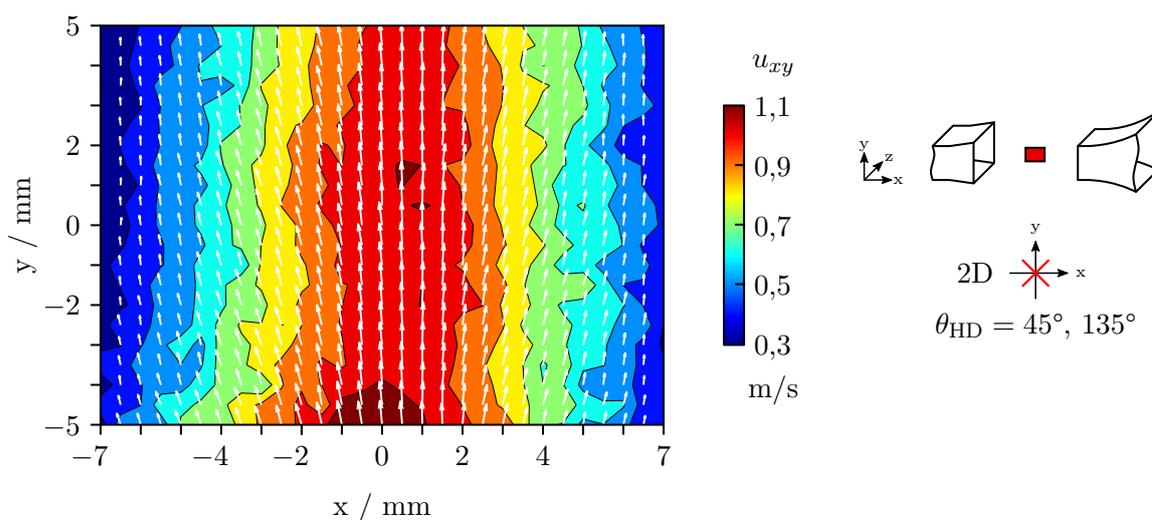


Abbildung 5.9: Strömungsfeld mit Geschwindigkeitsvektoren einer erzeugten Strömung bei einseitiger Fokussierung von Ultraschall auf einen einzelnen Punkt (HD 2D, Konfig. E0, u_{xy} , $\vec{u}_{xy}\{xy\}$, 14×10 mm, berechnet aus Abb. 5.8c und d).

vorangegangenen Überlegungen, wodurch die Vermutung eines großen Wirbels bestärkt wird. Der leichte Unterschied in den Strömungsgeschwindigkeiten lässt sich erneut auf die Länge des Hitzdrahtes zurückführen und wird zusätzlich durch die Drahtpositionen verändert. Zu beachten ist jedoch, dass der Konturplot der 2D-Darstellung im Gegensatz zu den Messungen in Abbildung 5.8 den Betrag des Geschwindigkeitsvektors $u_{xy} = |\vec{u}_{xy}|$ darstellt und nicht nur eine Strömungskomponente in eine Richtung.

5.2.1.2 Gleichphasiger Doppelfokus – Index L

Wird das Schallfeld gestreckt, indem ein gleichphasiger Doppelfokus ($d_F = 10$ mm) erzeugt wird, ergibt sich ein breiteres Schallfeld mit leichten Interferenzmustern (vgl. Abb. 5.4b). Werden die Ergebnisse der Hitzdrahtmessungen aus Abbildung 5.10 mit diesen verglichen, sind die Interferenzmuster in der Hauptströmungskomponente u_y ebenfalls deutlich erkennbar (Abb. 5.10b). Die Messung der xz-Ebene befindet sich bei $y = 1$ mm und schneidet somit den Bereich der höchsten Geschwindigkeit. Wie bei der Konfiguration E0 bildet sich in den Randbereichen ebenfalls eine um den Faktor 2 geringere quer dazu liegende Strömungskomponente u_x aus, welche jedoch im mittleren

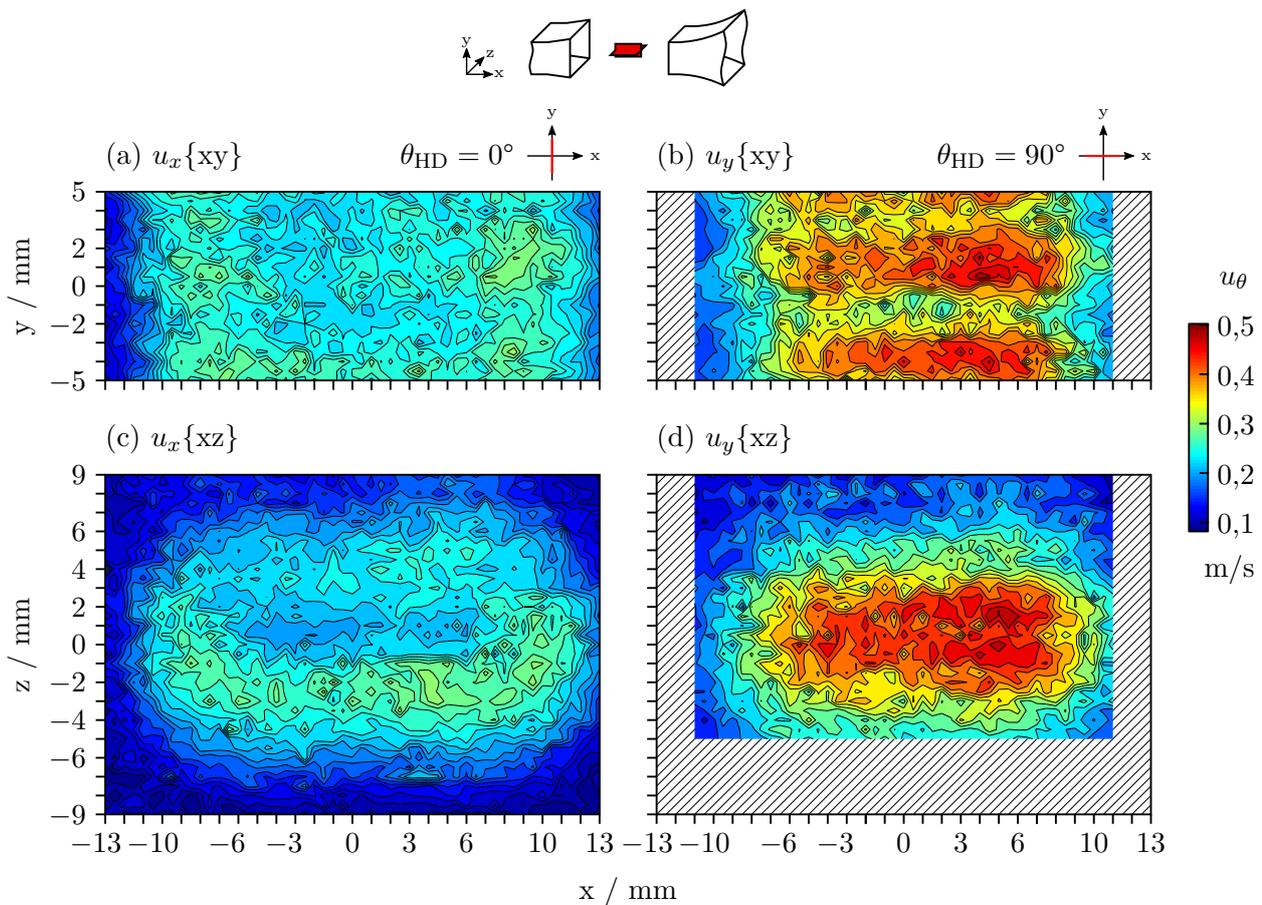


Abbildung 5.10: Strömungsfeld eines gleichphasigen Doppelfokus (HD, Konfig. E10L, $u_{x,y}\{xy\}$, 22×10 mm und $u_{x,y}\{xz\}$, 22×14 mm).

Bereich nur in geringem Maße schwächer ist. Wird dazu der Schnitt in der xz -Ebene betrachtet, zeigt sich, dass sich diese wie ein Ring um das Zentrum ausbildet (Abb. 5.10c, d). Aufgrund der höheren Komplexität ist es schwierig, genaue Aussagen über die vorherrschenden Strömungen, besonders im Zentrum des Schallfeldes, zu machen. Unter Bezugnahme auf die vorangehenden Ergebnisse scheint es sich dennoch um eine in y -Richtung gehende Hauptströmung zu handeln, welche sich zu einem großen Wirbel mit leichter seitlicher Ausströmung ausbildet.

5.2.1.3 Gegenphasiger Doppelfokus – Index \tilde{L}

Werden beide Fokusse gegenphasig betrieben, so ergeben sich bei der Konfiguration E10 \tilde{L} zwei stark voneinander getrennte längliche Schallstrahlen (vgl. Abb. 5.4c). Die Messergebnisse der Hitzdrahtmessung in Abbildung 5.11 ergeben ein ähnliches Bild, sie sind qualitativ den Messungen der Konfiguration E0 sehr ähnlich (vgl. Abb. 5.8). Interessanterweise ist dabei zu beobachten, dass sich auch zwischen beiden Strömungssträngen eine starke Trennung ausbildet und diese schon fast getrennt voneinander betrachtet werden können. Durch die starke Ähnlichkeit zur Konfigurati-

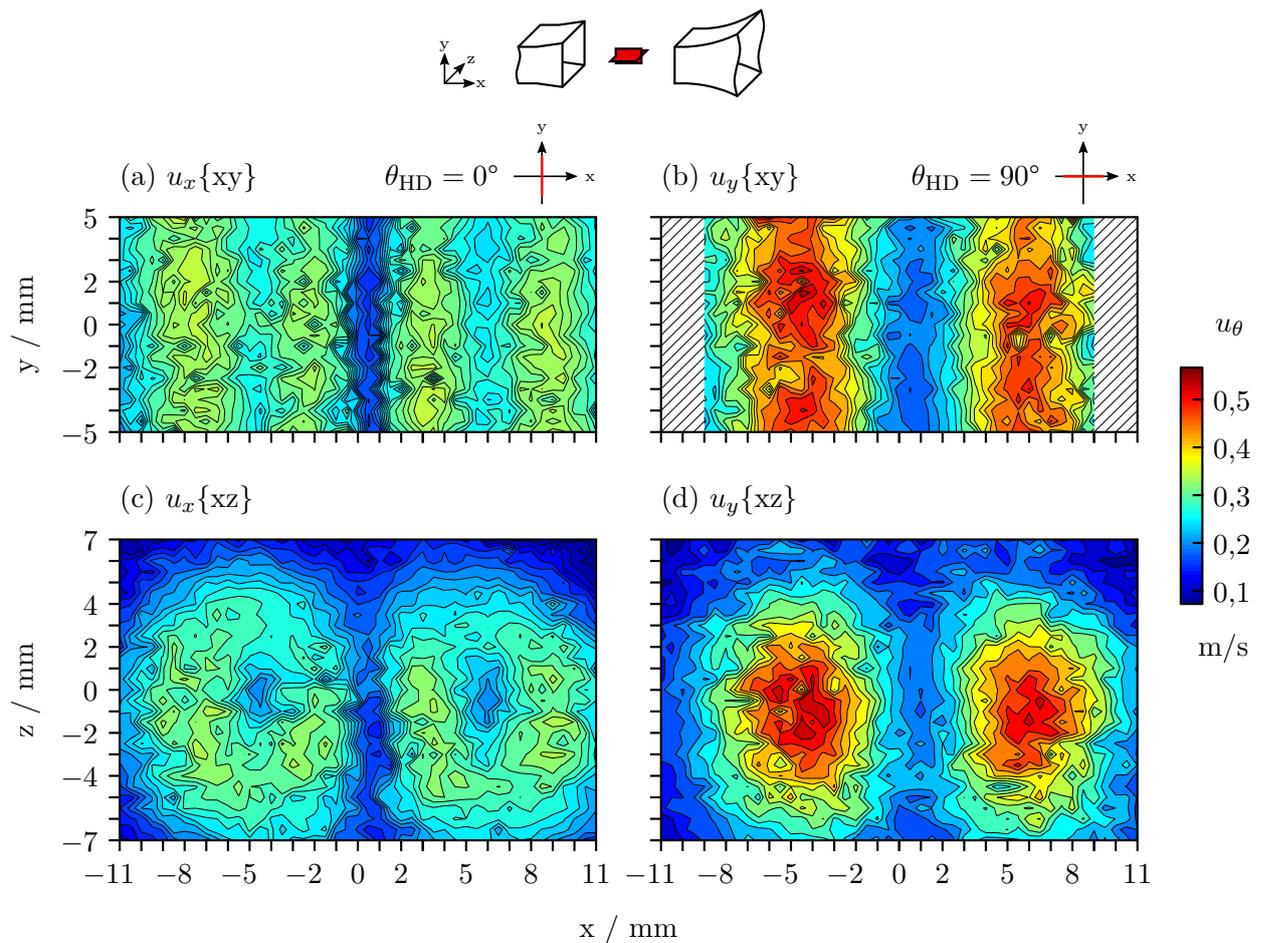


Abbildung 5.11: Strömungsfeld eines gegenphasigen Doppelfokus (HD, Konfig. E10 \tilde{L} , $u_{x,y}\{xy\}$, 22×10 mm und $u_{x,y}\{xz\}$, 22×14 mm).

on E0 lässt sich annehmen, dass sich jeweils aus einem Strömungsstrang ein unabhängiger Wirbel ausbildet. Die jeweiligen Querströmungen (u_x) zwischen beiden Strömungssträngen prallen hierbei aufeinander und bremsen sich gegenseitig ab. Dies erklärt in Abbildung 5.11a das Absinken der Strömungskomponente u_x auf etwa 0,15 m/s in der Mitte zwischen beiden Fokussen im Bereich zwischen $x = 0 - 1$ mm. Die aufeinanderprallenden Strömungen weichen dabei in y- bzw. z-Richtung aus, was aus den entsprechenden Strömungsgeschwindigkeiten $u_y \approx 0,2$ m/s geschlossen werden kann (Abb. 5.11b,d). Erneut ist hierbei zu beachten, dass durch die Drahtlänge ein Überlappen von Gebieten verschiedener Geschwindigkeiten nicht vermieden werden kann und somit Abweichungen bei den Minimal- bzw. Maximal-Werten auftreten.

Die Messungen für die Konfiguration E6 \tilde{L} ergeben sehr ähnliche Bilder (vgl. Abb. A.13), welche sich mit den hier genannten Erläuterungen und denjenigen aus Abschnitt 5.1.3.2 decken. Der geringere Abstand der Druckbäuche wirkt sich qualitativ kaum auf das Strömungsfeld aus. Aufgrund dessen wird an dieser Stelle lediglich auf den Anhang A.8 verwiesen.

5.2.2 Gegenüberstehender Aufbau: StAW – Konfig. G0

Beim gegenüberstehenden Aufbau wurde die StAW der Konfiguration G0 (vgl. Abb. 5.1) untersucht. Da hierbei deutlich feinere und komplexere Strukturen zu erwarten sind, wurde das Schallfeld mit höherer Auflösung bei einer Schrittweite von 0,2 mm und ebenfalls den vier Drahtstellungen $\theta_{\text{HD}} = 0, 45, 90$ und 135° vermessen. Die Ergebnisse sind zusammen mit den jeweiligen Drahtstellungen in Abbildung 5.12 (a–d) dargestellt. Das Messfeld wurde so gelegt, dass zwei Knoten sowie zwei Bäuche abgedeckt sind. Dementsprechend befinden sich bei $y \approx -1$ und 3,5 mm Knoten sowie bei $y \approx -3,5$ und 1 mm Bäuche.

Da der 4 mm lange Hitzdraht in der gleichen Größenordnung wie die Strukturen des Schallfeldes ist, werden vor allem bei diesen Messungen unterschiedliche Bereiche des Strömungsfeldes vom Hitzdraht überlappt. Demnach wurden hierfür die zusätzlichen Messungen bei $\theta_{\text{HD}} = 45^\circ$ (Abb. 5.12c) und 135° (d) durchgeführt, um weitere Erkenntnisse über das Strömungsfeld zu gewinnen. Durch das Fehlen einer bekannten richtungsabhängigen Referenz wird auf eine „spekulative“ 2D-Auswertung verzichtet.

Anhand der Messungen kann jedoch deutlich erkannt werden, dass sich um die Druckbäuche herum eine symmetrische Verteilung der Strömungen einstellt. Dabei existiert eine Strömungskomponente u_y in y-Richtung (Abb. 5.12b) mit einer maximalen Strömungsgeschwindigkeit von 1,4 m/s. Diese Maxima bilden sich zweifach als linsenförmige Strömungsgebiete oberhalb und unterhalb des Zentrums aus. Dazwischen befindet sich eine um etwa einen Faktor 2 geringere Strömungskomponente $u_x \approx 0,7$ m/s, welche hantelförmig in x-Richtung strömt (Abb. 5.12a). Da die Hitzdrähte richtungsunabhängig messen, kann auch an dieser Stelle keine Aussage getroffen werden, wie die tatsächlichen Strömungsrichtungen verlaufen bzw. ob diese in oder aus dem Zentrum zeigen. Auf eine genauere Zuordnung der Strömungsrichtungen wird im späteren Verlauf dieses Abschnittes eingegangen.

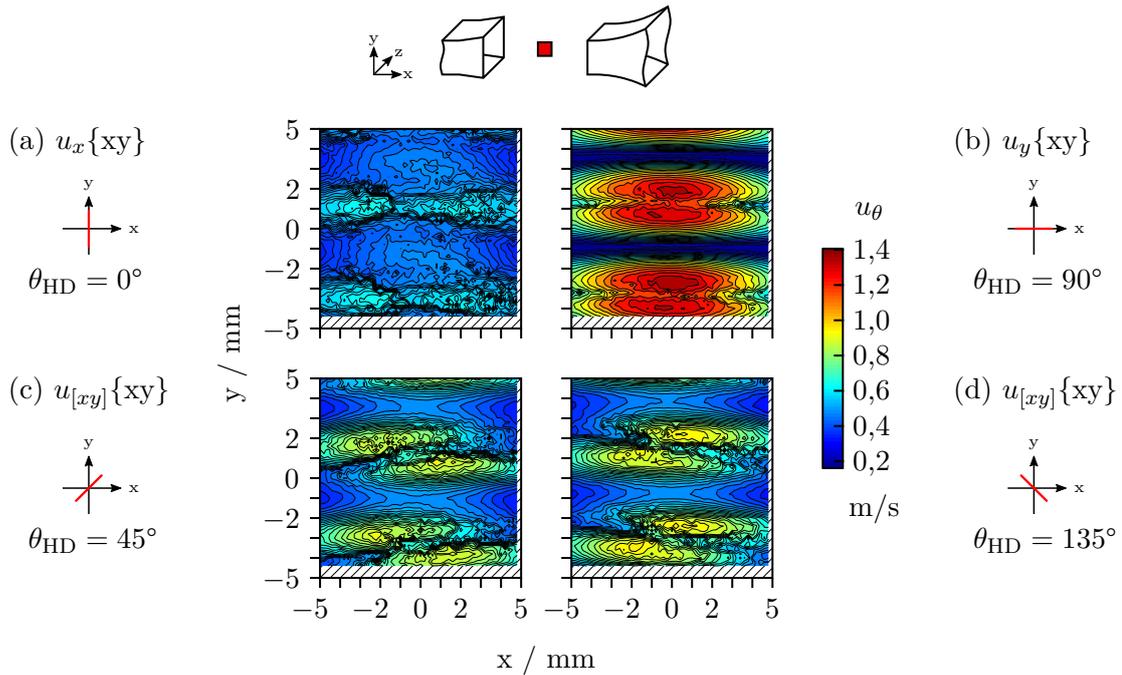


Abbildung 5.12: Innere Strömung einer StAW in unterschiedlichen Richtungen (a–d) (HD, Konfig. G0, $u_{x,y,[xy]}\{xy\}$, 10×10 mm).

Trotz des geringen Abstands von etwa 4 mm und des hohen Druckunterschiedes von zwei gegenphasigen Bäuchen ($\Delta p(\pm p_{\max}) \approx 5600$ Pa) scheint es zwischen diesen keine oder nur eine geringe direkte Interaktion zu geben, da die sie trennenden Knoten laut Messung die kleinste Strömungsgeschwindigkeit $u_y \approx 0,2$ m/s aufweisen (Abb. 5.12b). Daraus lässt sich ableiten, dass die hohe Strömung ober- und unterhalb eines Bauches (u_y) von einer seitlich in x-Richtung kommenden Strömung gespeist wird und an den jeweiligen Knoten vorbeiströmt (u_x).

Basierend auf den genannten Erläuterungen lässt sich nun eine Theorie über das Strömungsverhalten von elliptisch geformten Druckbäuchen einer StAW erstellen. Wird wie in Abbildung 5.13 ein einzelner Druckbauch betrachtet, so ergibt sich dieser durch zwei gegeneinander laufende Schallwellen, wobei zwischen Schalldruck p und Schallschnelle \tilde{u}_y eine Phasenverschiebung von $\pi/2$ vorliegt. Ausgehend von $p = 0$ Pa eines Druckbauches (Abb. 5.13a) treffen zwei Schallwellen von oben und unten herkommend in der Mitte des Bauches aufeinander. Dabei besitzen zu diesem Zeitpunkt die in das Zentrum strömende Luftmoleküle die höchste Geschwindigkeit $\tilde{u}_y = u_{\max}$ und erhöhen dabei stetig den Druck im Inneren des Bauches, bis dieser sein Maximum p_{\max} erreicht (Abb. 5.13b).

Dadurch, dass an den Seiten des Druckbauches nun eine hohe Druckdifferenz zwischen Bauch und Umgebung herrscht, findet dort ein Druckausgleich statt. Im Gegensatz zu den Strömungen an den Flächen ober- und unterhalb des Bauches, welche durch die Schallwellen vorgegeben und nicht beeinflusst werden (Schallschnelle), wird das orthogonal zur Schallausbreitungsrichtung stattfindende Ausströmen nicht gehindert. Bildlich ausgedrückt wird die Luft durch das „Zusammenpressen“ des Druckbauches aufgrund der Schallschnellen und durch das Erzeugen eines starken Überdruckes an

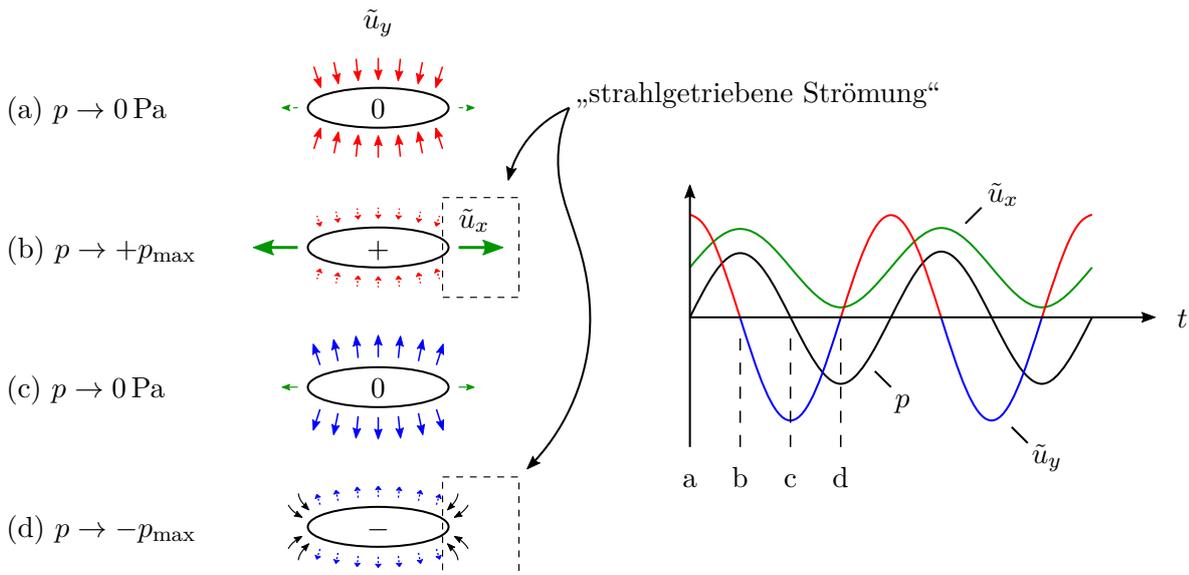


Abbildung 5.13: Schematische Darstellung der Strömung des Gases bei Über- und Unterdruck von elliptisch geformten Druckbäuchen und Entstehung einer Druckbauchströmung \tilde{u}_x .

den Seiten radial herausgepresst, wodurch, vergleichbar mit einer Düse, eine gerichtete starke Strömung \tilde{u}_x erzeugt wird. Diese wird nun im Folgenden auch als *Druckbauchströmung* \tilde{u}_x bezeichnet. Im darauf folgenden Zeitverlauf (Abb. 5.13c) erfolgt dann der Druckausgleich des Bauches wieder durch die Schallwellen ($\tilde{u}_y = -u$). Durch die kleiner werdende Druckdifferenz verringert sich auch die Geschwindigkeit der seitlichen Ausströmung \tilde{u}_x . Ab einem Umkehrpunkt, wenn der Druck des Schallbauches wieder kleiner als der Umgebungsdruck ist ($p \rightarrow -p_{\max}$), strömt an den Seiten des Bauches Luft nach innen (Abb. 5.13d).

Aufgrund des Unterdrucks strömen besonders niederenergetische Luftmoleküle aus den Randbereichen der Seite nach, da ein Teil der Luftmoleküle durch das Ausströmen aus dem Bauch (\tilde{u}_x) bereits einen Impuls aufweist und dabei für eine Rückströmung energetisch ungünstiger ist. Hierbei ist jedoch nicht auszuschließen, dass die Druckbauchströmung (\tilde{u}_x) dabei gegen 0 geht oder diese sich sogar leicht in Richtung Bauch dreht. Steigt durch die Ausbildung des Druckbauches durch den Schall wieder der Druck (Abb. 5.13a), beginnt der Kreislauf erneut von vorne. Auf diese Weise ergibt sich schließlich eine Netto-Strömung, vergleichbar mit einer strahlgetriebenen Strömung, welche aus einem Druckbauch herausströmt. Diese Strömung kann in den Hitzdrahtmessungen als Strömungskomponente u_x gemessen werden.

Ausgehend von der aufgestellten Theorie lässt sich nun das gesamte Strömungsfeld einer StAW aufstellen, wobei als Basis zusätzlich folgende Überlegung dient: Beim einseitigen Aufbau (Konfig. E0) entsteht durch das strahlenförmige Schallfeld ein großer torusartiger Wirbel (vgl. Abschn. 5.2.1.1). Wird das Schallfeld wie bei einer StAW auf einen kleinen lokalen Bereich „zusammengepresst“, bildet sich ein ebenfalls kleiner, auf diesen Bereich beschränkter, torusförmiger Wirbel aus. Durch die Symmetrie und die klare Trennung der linsenförmigen Strömungsgebiete aus Abbildung 5.12b

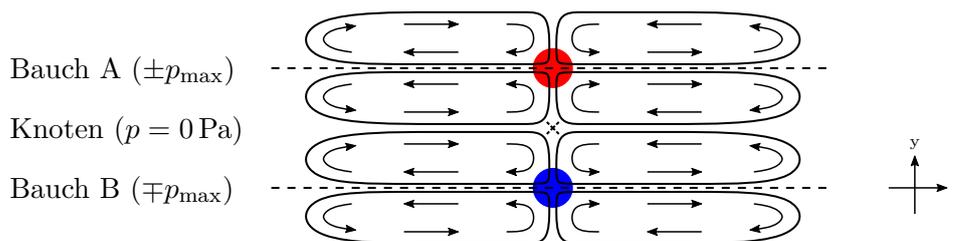


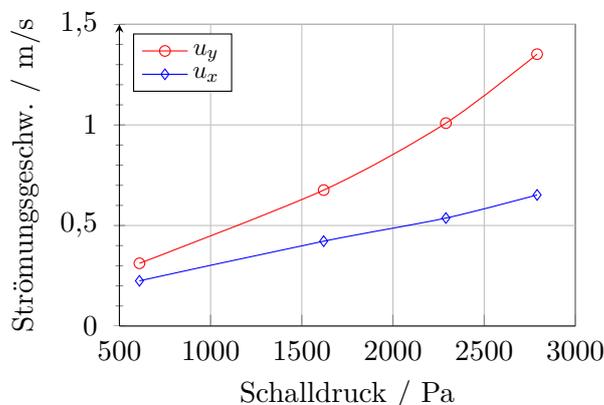
Abbildung 5.14: Schematische Darstellung der inneren Strömung einer StAW.

sowie unter Einbezug der Strömungskomponente u_x , welche horizontal vom Zentrum ausgeht (Abb. 5.12a), bildet sich nicht nur ein einzelner Torus aus, sondern ein durch die xz -Ebene voneinander getrenntes torusförmiges Wirbelpaar. Eine schematische Darstellung solcher Wirbeltori ist in Abbildung 5.14 aufgeführt. Wie der Abbildung entnommen werden kann, wird für u_x eine stabile Netto-Strömung angenommen, welche bei einem Über- sowie Unterdruck im Druckbauch gleich bleibt.

Eine genauere Zuordnung der Strömungsrichtungen und Festigung der hier vorgestellten Theorie werden im späteren Verlauf dieser Arbeit durch weitere Messungen in Abschnitt 5.3.1.1 möglich.

Zur Untersuchung der Abhängigkeit der Strömungskomponenten vom Schalldruck wurden die Messungen a und b bei verschiedenen Schalldrücken wiederholt. Abbildung 5.15 stellt die Messergebnisse dar, wobei $u_{x,y}$ den maximalen Strömungsgeschwindigkeiten in x - und y -Richtung entsprechen. Es ist klar erkennbar, dass der effektive Strömungsbetrag in den jeweiligen Richtungen vom Schalldruck abhängt. Hierbei ist auffällig, dass u_y eher einem parabolischen Verlauf folgt im Vergleich zum linearen Verlauf von u_x . Des Weiteren ist zu erwähnen, dass die räumliche Ausdehnung mit abnehmender Strömung ebenfalls leicht abnimmt.

Die aufgestellte Theorie liefert hierbei die Begründung der deutlich höheren Strömungskomponente u_y im Gegensatz zu u_x . Die Strömungskomponente u_y entspricht der gleichgerichteten

Abbildung 5.15: Strömungsgeschwindigkeiten $u_{x,y}$ der inneren Strömung einer StAW (Konfig. G0) bei verschiedenen Schalldrücken.

Strömungsgeschwindigkeit der Schallschnelle, wobei deren Netto-Geschwindigkeit näherungsweise 0 m/s bleibt. Die Strömungskomponente u_x hingegen entspricht der Netto-Geschwindigkeit der ausströmenden Luft aus einem Druckbauch heraus und steigt linear mit dem maximalen Schalldruck eines Druckbauches.

5.3 Strömungsbeeinflussung, gegenüberstehender Aufbau – Konfig. G

Die partikelfreie Untersuchung der Strömungsbeeinflussung mittels Hintergrundschlierenfotografie (BOS) und Vermessung mit Hitzdrähten spielen in dieser Arbeit eine zentrale Rolle. Dabei sind besonders die Ergebnisse bei einer StAW (GA) von großer Bedeutung. In den folgenden Abschnitten werden nun die zentralen Messergebnisse der Strömungsbeeinflussung für den gegenüberstehenden Aufbau beschrieben und erläutert. Dabei wird versucht deren wesentliche Mechanismen herauszuarbeiten und darzulegen.

Durch die Strömungsbeeinflussung mittels Ultraschall ergeben sich nicht stationäre Strömungszustände. Mit der Methode der Hintergrundschlierenfotografie wurde versucht, alle vorkommenden Strömungszustände aufzunehmen. Hierbei wurden teilweise Langzeitmessungen durchgeführt, wodurch eine einzelne Messung oftmals aus bis zu 200 Einzelbildern besteht. Da es in einem gedruckten Dokument nicht möglich ist, bewegte Bilder sinnvoll darzustellen, ist in dieser Arbeit nur eine kleine Auswahl der BOS-Messungen abgebildet. Um nicht die Messungen in ihrer Gesamtheit verwerfen zu müssen, wurden die Bildfolgen teilweise als Video veröffentlicht. Die Videos sind jeweils an den relevanten Stellen in einer Fußnote mit einem zusätzlichen QR-Code für einen schnelleren Zugriff aus einem gedruckten Exemplar verlinkt. Die für diesen Abschnitt durchgeführten Hitzdrahtmessungen wurden, falls nicht anders genannt, mit einer Schrittweite von 0,5 mm durchgeführt.

5.3.1 StAW – Konfig. G0

Im folgenden Abschnitt werden die Versuche zur Strömungsbeeinflussung einer StAW beschrieben und erläutert. Anhand dessen wird versucht die Erkenntnisse aus Abschnitt 5.2.2 auf eine StAW mit äußerer Strömung zu übertragen, um die Strömungsbeeinflussung zu identifizieren und zu charakterisieren.

5.3.1.1 Identifizierung und Charakterisierung der Strömungsbeeinflussung

Mechanik der Strömungsbeeinflussung (BOS-Messungen) Bei den Versuchen zur Identifizierung und Charakterisierung der Strömungsbeeinflussung wird, wie in Abschnitt 4.3.4 beschrieben, für die Messungen eine Abwandlung der BOS verwendet, bei welcher die Strömungen mittels eines Kontrastmittels sichtbar gemacht werden können. Wie bereits erläutert, wird vor und nach den Messungen eine Referenz aufgenommen, wie sie in Abbildung 5.16a abgebildet ist. Hierbei wird ein

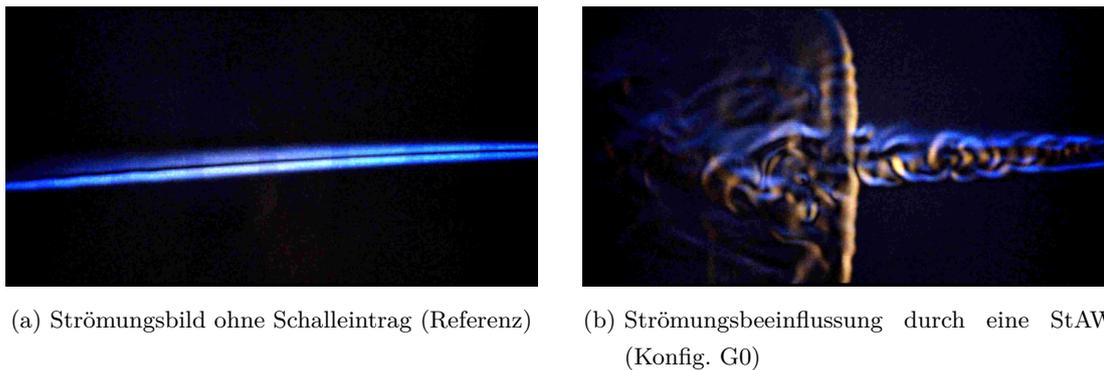


Abbildung 5.16: Laminarer Butangasstrom im Windkanal als Referenz (a) und Strömungsbeeinflussung mittels einer StAW (b) (BOS, Ref. und Konfig. G0).

Volumenstrom $Q_{\text{Butan}} = 0,1851/\text{min}$ aus Butangas in die Strömung der Messstrecke des Windkanals eingeblasen (von rechts), welches dann mit einer Strömungsgeschwindigkeit $u_{\text{Butan}} = 0,52 \text{ m/s}$ aus der Düse austritt. Durch die eingestellte Strömungsgeschwindigkeit $\bar{u}_x = 0,49 \text{ m/s}$ des Windkanals bleibt dabei die gesamte Strömung laminar. Dies ist durch den geradlinigen Strom des Butangases gut erkennbar. Das leichte Absinken des Butangasstroms folgt aus der höheren Dichte in Relation zur umgebenden Luft.

Die Auswirkung der Strömungsbeeinflussung durch eine StAW (Konfig. G0) auf eine sonst unter gleichen Bedingungen laminare Strömung ist in Abbildung 5.16b aufgeführt. Die Messungen zeigen deutlich, dass im Gegensatz zum laminaren Fall die Strömung durch die StAW stark beeinflusst wird. Auffällig dabei ist, dass sich im Bereich der StAW eine vertikale Gassäule ausbildet. Das bedeutet, dass sich das einströmende Butangas vertikal innerhalb der StAW verteilt und im Nachlauf über eine größere Länge der StAW wieder ausströmt.

Aufgrund des bereits erwähnten dynamischen Verhaltens der beeinflussten Strömung stellt die Abbildung jedoch nur eine Momentaufnahme dar. In Abbildung 5.17 sind sechs weitere Varianten bei unterschiedlichen Zeitschritten abgebildet. Dabei umfasst die Messung zwei Zeitintervalle $\tilde{t}_1 = [0; 2,4] \text{ s}$ und $\tilde{t}_2 = [19; 75] \text{ s}$ mit einer Aufnahmegeschwindigkeit von 0,2 bzw. 2 Bilder/s sowie eine zeitlich versetzte Messwiederholung mit einem Zeitintervall von $\tilde{t} = [0; 198] \text{ s}$. Der volle Umfang der (dynamischen) Messdaten ist auch als Video in der Fußnote der Abbildung 5.17 verlinkt. Im Vergleich zur ersten Messung weist die Messwiederholung eine deutlich höhere Stabilität auf. Hierbei überwiegt die Struktur der Strömung aus Abbildung 5.17b über einen gesamten Messzeitraum von 198 s. Augenscheinlich unterscheidet sich, abgesehen von Abbildung 5.17c, die Auswirkung auf die Strömung in ihrer Struktur nur wenig. Dabei existieren durchaus Unterschiede, auf welche nun im Folgenden eingegangen wird.

Wird der Vorlauf genauer betrachtet, so fällt auf, dass im Gegensatz zum laminaren Fluss das Butangas in einem breiteren Strahl in die Messstrecke einströmt, welcher zusätzlich teilweise stark verwirbelt ist (Abb. 5.16 und Abb. 5.17b–e). Dabei unterscheidet sich der Vorlauf nicht nur in seiner Breite, sondern auch in der Art und Weise, wie er verwirbelt ist. Zum Beispiel haben in

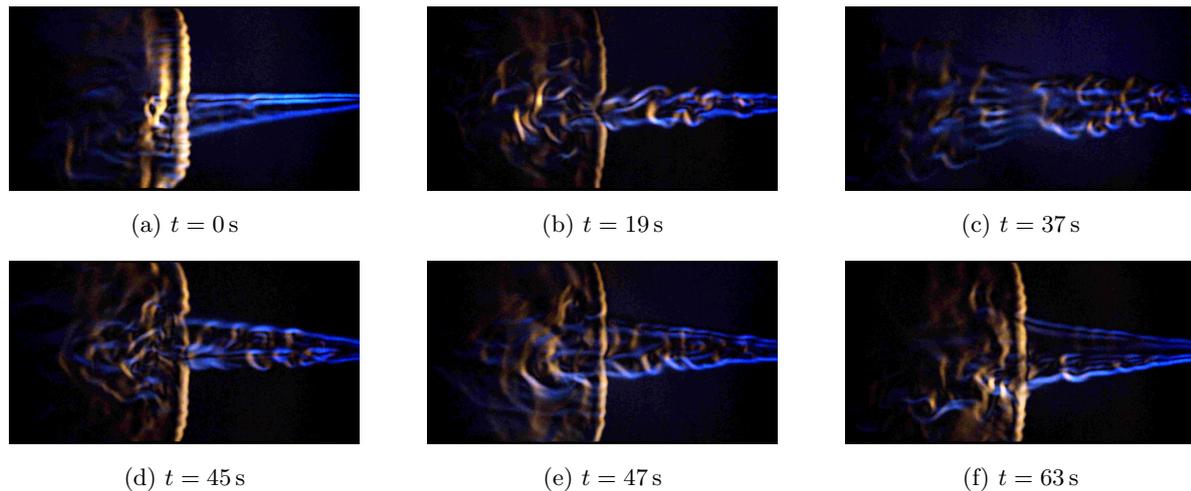


Abbildung 5.17: Strömungsbeeinflussung einer StAW – Gegenüberstellung der verschiedenen Strukturen der Strömung (BOS, Konfig. G0).²

Abbildung 5.17d im oberen Bereich die Wirbel eine deutliche Regelmäßigkeit. Des Weiteren ist zu beobachten, dass das Butangas die Tendenz leicht abzusinken verliert. Teilweise scheint es sogar leicht nach oben abgelenkt zu werden (vgl. Abb. 5.17d). Ein deutlicherer Unterschied ist den Zeitpunkten (a) und (f) zu entnehmen. Hier findet im Vorlauf zwar ebenfalls ein Aufweiten des Butangases statt, jedoch scheint die Strömung fast laminar zu sein.

Der letzte zu nennende Unterschied ist Abbildung 5.17c zu entnehmen. Offensichtlich wurde zu diesem Zeitpunkt kein Butangas innerhalb der StAW verteilt. Stattdessen sind im Bereich der StAW deutliche Streifen im Gas erkennbar sowie eine zweite Aufweitung des Gases auf Höhe der StAW.

Werden die unterschiedlichen Strömungsvarianten über die Zeit betrachtet, so lässt sich festhalten, dass sich das Strömungsbild nur sehr langsam über die Zeit ändert. Für einen bestimmten Zeitraum nimmt die Strömung einen Zustand an, welcher für einige Sekunden anhält, bis dieser sich wesentlich ändert.

Wird die vertikale Gassäule genauer betrachtet, so lässt sich darin die Struktur der StAW erkennen. Besonders deutlich ist dies in den Strömungsmustern aus Abbildung 5.18 erkennbar, welches neben einer Detailbetrachtung der Abbildung 5.17a zusätzlich den Zeitschritt bei $t = 2,2$ s beinhaltet. Als erstes fällt auf, dass die vertikale Gassäule leicht versetzt in Strömungsrichtung zur Fokusachse ist. Die Front zur Strömung hin (rechte Seite, gelb) ist leicht wellenförmig, welche sich mit der allgemein streifenförmigen Struktur (blau) deckt. Die gesamte Gassäule ähnelt leicht einem rippenartigen Gebilde. Das ausströmende Gas scheint ebenfalls der inneren Streifenstruktur

²  Dynamische Messdaten zu Konfig. G0 (Video)
<https://av.tib.eu/media/49722>
 DOI: 10.5446/49722

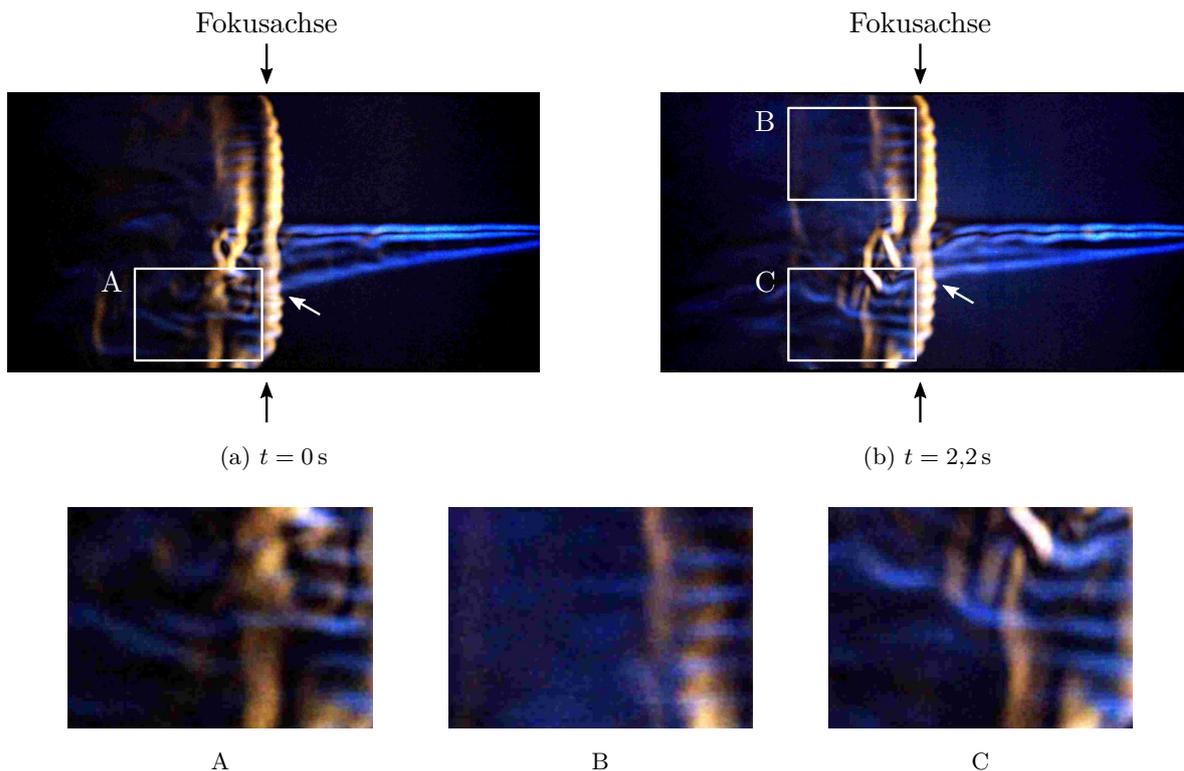


Abbildung 5.18: Strömungsbeeinflussung einer StAW bei zwei Zeitschritten (a, b) – Strömungsmuster der StAW im Detail (A–C) (BOS, Konfig. G0).

zu folgen (vgl. Abb. 5.17, Detailausschnitte A–C), welches auf der gesamten Höhe der vertikalen Gassäule ausströmt und erst im Nachlauf zu verwirbeln beginnt.

Unter Einbezug des in Abschnitt 5.2.2 erarbeiteten Strömungsverhaltens von StAW lassen sich die hier dargestellten Strömungserscheinungen erklären. In der Strömung des Vorlaufs trifft das eingeblasene Butangas mittig auf die StAW auf. Aufgrund der von der StAW induzierten Strömungen, welche entlang der StAW im Abstand von $\lambda/2$ abwechselnd in und gegen die Strömungsrichtung verlaufen, kann die äußere Strömung diese nur auf der Höhe von Bäuchen durchdringen und wird auf der Höhe der Knoten abgebremst. Diese Art von Rastermaß für die Strömung wird im direkten Vergleich der beiden Abbildungen 5.18a und b anhand der unteren Kante des Butangases deutlich (weiße Pfeile). Besonders deutlich lässt sich das bei einer Bilderfolge (bewegte Bilder) aus den entsprechenden Videos (Link auf S. 101) erkennen.

Da die StAW wie eine Verengung wirkt, stellt sie für die äußere Strömung ein Hindernis dar. Die auftreffende Strömung wird vor der StAW abgebremst und aufgestaut. Dies erklärt die im Vorlauf auftretende Verwirbelung, die sich durch die weiterhin nachströmende und noch ungebremste Luft ergibt. An dieser Stelle kann aber nicht gänzlich geklärt werden, wann die Strömung im Vorlauf von laminarer Struktur ist (Abb. 5.18a) und wann diese im gesamten Vorlauf bereits verwirbelt ist. Es lässt sich jedoch die Vermutung aufstellen, dass die Laminarität auf den Anfangszustand zurückzuführen ist, wobei dieser instabile Zustand nach einer bestimmten Zeit „kippt“ und in den

Zustand eines verwirbelten Vorlaufs fällt, welcher das Strömungsbild dominiert. Ein dauernder Wechsel zwischen beiden Zuständen und umgekehrt ist jedoch wahrscheinlich (vgl. Abb. 5.17f).

Mechanik der Strömungsbeeinflussung (HD-Messung) Die Auswirkung der StAW auf eine Strömung wurde zusätzlich mittels Hitzdraht-Anemometrie untersucht. Dabei wurde das Messfeld so gewählt, dass die StAW, besonders ober- und unterhalb des Zentrums sowie das Staugebiet davor, hinreichend weit abgedeckt ist. Das Ergebnis ist in Abbildung 5.19 dargestellt. Ein Messfeld wurde parallel zur Strömung, vergleichbar zu den Aufnahmen der BOS-Messung, in die xy-Ebene (Abb. 5.19a) sowie quer zur Strömung in die zy-Ebene (Abb. 5.19b) gelegt. In beiden Fällen wurde hierfür die Strömungskomponente u_x gemessen und der entsprechende Turbulenzgrad Tu_x berechnet. Aufgrund der Größe des Messfeldes wurde hierfür eine Schrittweite von 1,0 mm verwendet. Die Erläuterungen der Messung in der zy-Ebene erfolgen im Detail im späteren Verlauf.

Das gemessene Strömungsfeld spiegelt deutlich die Struktur der StAW wider, welches im Allgemeinen sehr dem Schalldruckfeld ähnelt (vgl. Abb. 5.1). Die Periodizität der Struktur entspricht

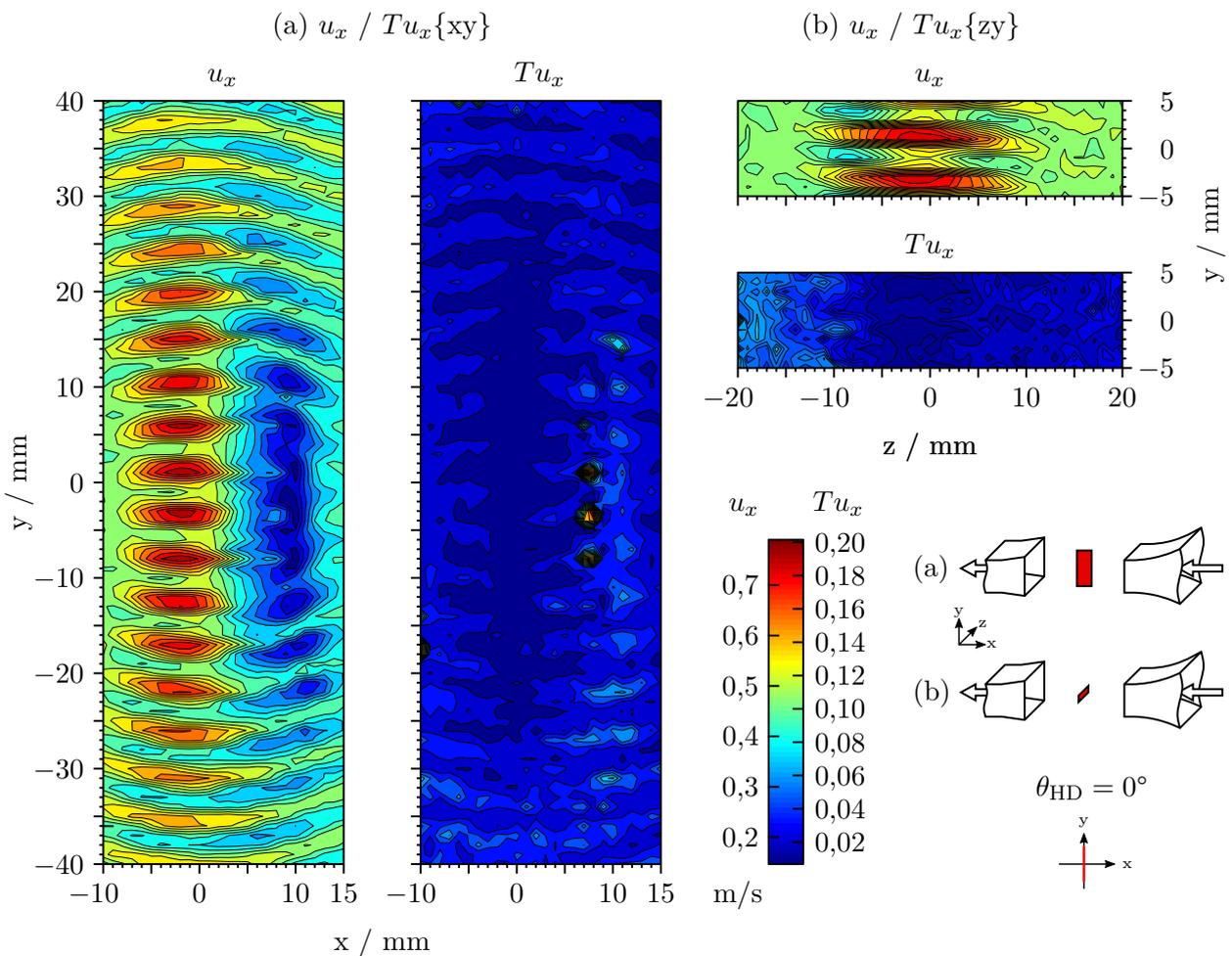


Abbildung 5.19: Strömungsfeld und Turbulenzgrad einer StAW in zwei verschiedenen Ebenen (a, b) (HD, Konfig. G0, u_x , $Tu_x\{xy, zy\}$, 25×80 mm).

erneut $\lambda/2 \approx 4,29$ mm, wodurch sich klar die Knoten bzw. Bäuche der StAW zuordnen lassen. Die Bereiche mit den höchsten Strömungsgeschwindigkeiten entsprechen somit den Druckbäuchen. Wird das Strömungsfeld der Hitzdrahtmessung mit dem gemessenen Schalldruckfeld überlagert (vgl. Abb. 5.20), so wird deren Ähnlichkeit deutlich erkennbar.

Im direkten Vergleich zu den Messungen ohne äußere Strömung (vgl. Abb. 5.12) fällt bei der Strömungskomponente u_x in Abbildung 5.19a auf, dass die von der StAW induzierten Strömungen von der äußeren Strömung in deren Richtung verzerrt werden, erkennbar an der Asymmetrie in x-Richtung (vom Fokus ausgehend bei $x = 0$ mm). Die Strömungsgeschwindigkeiten $u_x \approx 0,7$ m/s auf Höhe der Druckbäuche resultieren aus der Druckbauchströmung und decken sich mit den Messwerten aus Abbildung 5.12. Ebenso auffällig ist auch der verlangsamte Bereich unmittelbar vor der StAW, was ein deutlicher Hinweis auf das bereits erläuterte Staugebiet ist und dieses somit indirekt bestätigt.

Zur genaueren Identifizierung der Strömungsverhältnisse wurde die Messung in der xy-Ebene mit der 2D-Methode wiederholt. Das Ergebnis ist in Abbildung 5.21 dargestellt. Durch die Wahl eines größeren Messfensters (40×30 mm) wurden weitere Teile des Vor- bzw. Nachlaufes mit abgedeckt. Bei einer Auflösung von 0,5 mm ergaben sich dadurch 2×4941 Messpunkte, woraus das vektorielle 2D-Strömungsfeld berechnet wurde.

An dieser Stelle sei nochmals auf die Problematik bei Hitzdrahtmessungen aufgrund der Drahtlänge von 4 mm hingewiesen, wodurch die Messergebnisse im Bereich der StAW nur qualitativ bewertet werden dürfen. Dies ist z. B. an den Maximalwerten im Vergleich von Abbildung 5.19 mit Abbildung 5.21 zu erkennen, da bei dem 2D-Messverfahren deutlich höhere Geschwindigkeiten gemessen werden. Durch die Drahtlänge werden bei den 2D-Messungen immer die Strömungskomponenten u_y mit erfasst, welche durch die Schallschnellen innerhalb einer StAW auftreten, worauf in bestimmten Bereichen eine deutlich höhere Strömung gemessen wird und diese teilweise stark von der vorangehenden Messung abweicht.

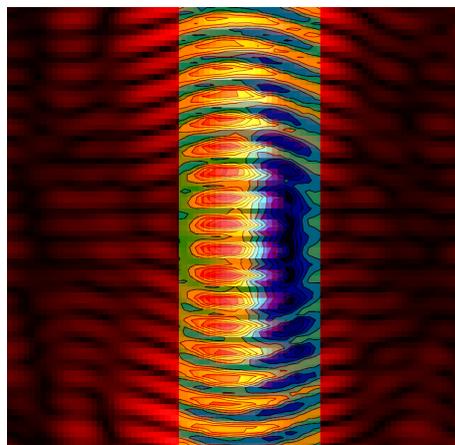


Abbildung 5.20: Überlagerung des Strömungsfeldes mit dem Schalldruckfeld einer StAW (Konfig. G0, $u_x\{xy\} + p\{xy\}$, vgl. Abb. 5.1 u. 5.20).

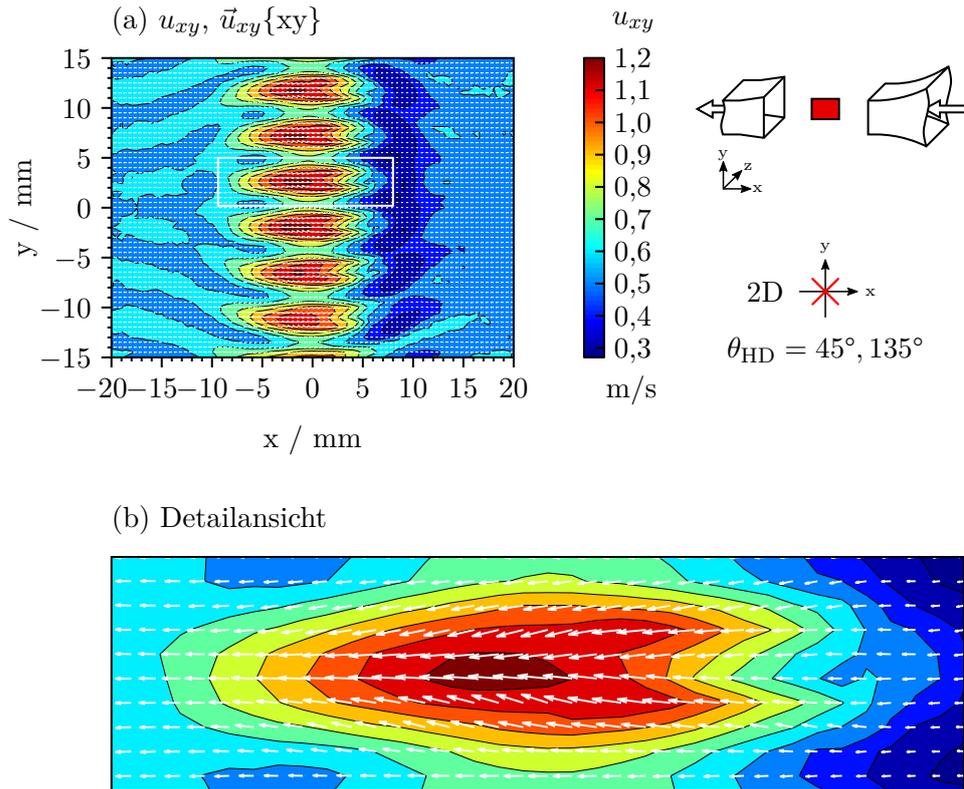


Abbildung 5.21: Strömungsfeld mit Geschwindigkeitsvektoren einer StAW (a) und Detailansicht eines einzelnen Druckbauches (b) (HD 2D, Konfig. G0, $u_{xy}, \vec{u}_{xy}\{xy\}$, 40×30 mm, Auflösung: 0,5 mm).

Durch das Vorhandensein einer bekannten Referenzströmung (\bar{u}_x) lässt sich dadurch dennoch ein Strömungsfeld mit Geschwindigkeitsvektoren erzeugen, welches weitere Informationen über die Strömungsverhältnisse liefert. Wird nur der Strömungsbetrag betrachtet, so ergibt sich qualitativ ein ähnliches Bild wie bei einer eindimensionalen Messung (vgl. Abb. 5.19). Hierbei ist sogar das Aufspalten des Druckbauches (vgl. Abb. 5.21b, rechte Flanke) wie in Abbildung 5.12 zu erkennen.

Von größerem Interesse bei dieser 2D-Messung sind jedoch die von den Geschwindigkeitsvektoren aufgestellten Strömungsrichtungen. Beginnend an den „Ecken“ der Druckbäuche bei $x \approx 5$ mm ändert sich die Strömungsrichtung beidseitig in Richtung der Bäuche. Dabei existiert ein Maximum in Richtung des Zentrums bei $x \approx -1,5$ mm, welches bis zum Ende des Druckbauches hin wieder kontinuierlich abnimmt. Dies lässt darauf schließen, dass bei Vorhandensein einer äußeren Strömung die Druckbäuche primär aus der Strömung des Vorlaufs „beladen“ werden. Dadurch zeigt sich, dass auch der positive Anteil der Schallschnellen maßgeblich an der Beladung der Druckbäuche beteiligt ist.

Wird nun der ermittelte Turbulenzgrad Tu_x in Abbildung 5.19a näher betrachtet, lässt sich die beschriebene Struktur einer StAW erneut wiederfinden. Überraschenderweise ist festzustellen, dass der Turbulenzgrad im gesamten Bereich innerhalb der StAW am geringsten ist. Weiterhin findet sich hier eine symmetrische Verteilung um den Fokus, im Gegensatz zu der Stromabwärts-Verschiebung von u_x . Außergewöhnlich hohe Werte entstehen hingegen punktuell auf Höhe der

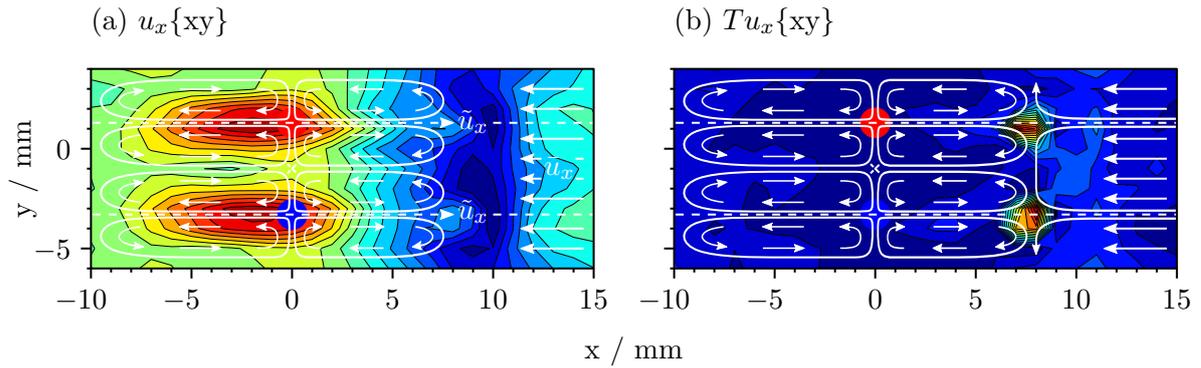


Abbildung 5.22: Kombinierte qualitative Darstellung von Wirbeltori im Strömungsfeld (a) und Turbulenzgrad (b) einer StAW (vgl. Abb. 5.14 u. 5.19).

drei mittleren Druckbäuche bei $y = -8$ mm, $-3,5$ mm sowie 1 mm im Bereich des Staugebietes bei $x = 7,5$ mm.

Dies lässt sich damit begründen, dass ein Teil der von den Schalldruckbäuchen induzierten Druckbauchströmung \tilde{u}_x entgegen der äußeren Strömungsrichtung \bar{u}_x gerichtet ist. Zur Verdeutlichung ist dies in Abbildung 5.22 dargestellt, welche eine kombinierte qualitative Darstellung von Wirbeltori im Strömungsfeld und Turbulenzgrad aus Abbildung 5.14 und 5.19 zeigt. Da die Druckbauchströmung nahezu eindimensional aus dem Zentrum des Druckbauches strömt, trifft diese auch nur punktuell auf die äußere Strömung auf. Aus dem Aufeinandertreffen beider Strömungen resultiert schließlich das Aufstauen der Strömung vor der StAW und die starke lokale Erhöhung des Turbulenzgrades (Abb. 5.22b).

Breite des Strömungseinflusses Wird nun Abbildung 5.19b betrachtet, so lässt sich die Breite der inneren Strömung bzw. des Strömungseinflusses der StAW abschätzen (siehe auch Anhang A.14). Hierzu wurde eine weitere BOS-Messung durchgeführt, bei welcher der Abstand der Gaseinströmung vom Nullpunkt ausgehend in z -Richtung variiert. Die Ergebnisse in Abbildung 5.23 zeigen deutlich die Breite des Strömungseinflusses. Ab einem Versatz von $z = 10$ mm beginnt das Butangas zu großen Teilen an der StAW vorbeizuströmen, was mit der schwächeren Ausbildung der vertikalen Gassäule begründet werden kann. Dies deckt sich gut mit der Breite von u_x aus Abbildung 5.19b, welche im Bereich von $-11 < z < 10$ mm liegt. Bei größer werdendem Versatz ($z > 10$ mm) bleibt die Bildung einer Gassäule fast vollständig aus. Ebenfalls ist eine mit z steigende Beruhigung der Butangasströmung deutlich zu sehen. Ab etwa $z > 30$ mm ist eine Beeinflussung der StAW nicht mehr erkennbar.

Wird hierbei auch der Turbulenzgrad betrachtet, so scheint es, als würde im Vergleich zur Umgebung ausschließlich nur innerhalb der StAW eine Beruhigung der Strömung stattfinden. Dies kann durch eine weitere Messung näher eingegrenzt werden.

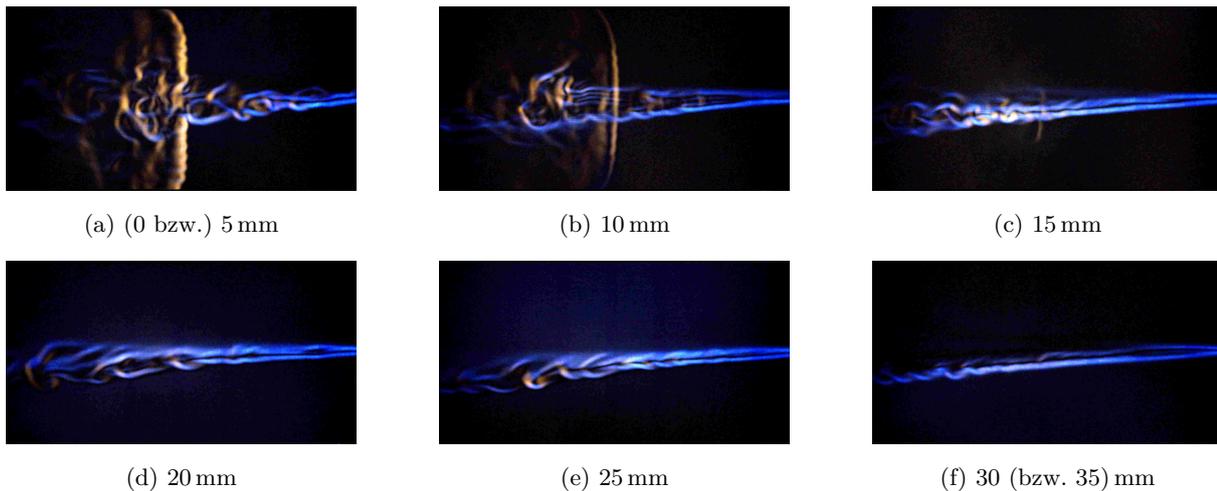


Abbildung 5.23: Breite des Einflusses einer StAW: Die Gaseinströmung findet mit größer werdendem Versatz zum Fokuspunkt der StAW hin statt (a–f); die Abstandsangaben beziehen sich auf den Nullpunkt in z-Richtung (BOS, Konfig. G0).³

Auswirkung auf den Turbulenzgrad Um die Auswirkung der Strömungsbeeinflussung auf die Gesamtströmung untersuchen zu können, wurden lange, schmale Messfelder mit einer Größe von 100×8 mm vermessen. Hierbei ist besonders die Auswirkung auf den Turbulenzgrad Tu_x im Vergleich zur Referenz, bestehend aus einer laminaren Strömung ohne Einwirkung von Ultraschall, relevant. Die Ergebnisse sind in Abbildung 5.24 dargestellt. Wie bereits festgestellt werden konnte, findet im inneren Bereich der StAW eine deutliche Beruhigung der Strömung statt. Diese Beruhigung erstreckt sich bis weit in den Nachlauf hinein, wodurch diese im direkten Vergleich mit der laminaren Strömung bis zu einem Abstand von $x = -50$ mm noch erkennbar ist.

Dies kann als direkter Nachweis für die beruhigende Wirkung einer StAW auf eine Strömung, zumindest in unmittelbarer Nähe des direkten Nachlaufs der StAW, gedeutet werden.

5.3.1.2 Auswirkung der Gasmenge auf das Strömungsbild

Bei den hier vorgestellten Messungen wurde die Auswirkung der eingeblasenen Butangasmenge auf das Strömungsbild untersucht. Dabei wurde die Gasmenge so variiert, dass die Ausströmgeschwindigkeit des Gases u_{Gas} kleiner, größer oder sehr viel größer als die allgemeine Strömungsgeschwindigkeit \bar{u}_x ist:

1. $u_{\text{Gas}} < \bar{u}_x$, mit $Q_{\text{Butan}} = 0,0731/\text{min}$ (a1) bzw. $0,1121/\text{min}$ (a2) (vgl. Abb. 5.25),
2. $u_{\text{Gas}} > \bar{u}_x$, mit $Q_{\text{Butan}} = 0,2241/\text{min}$ (b1) bzw. $0,2801/\text{min}$ (b2) (vgl. Abb. 5.26),
3. $u_{\text{Gas}} \gg \bar{u}_x$, mit $Q_{\text{Butan}} = 0,3361/\text{min}$ bzw. $0,3921/\text{min}$ (vgl. Anh. A.17).

³



Dynamische Messdaten zu Konfig. G0; Breite des Einflusses einer StAW (Video)

<https://av.tib.eu/media/49730>

DOI: 10.5446/49730

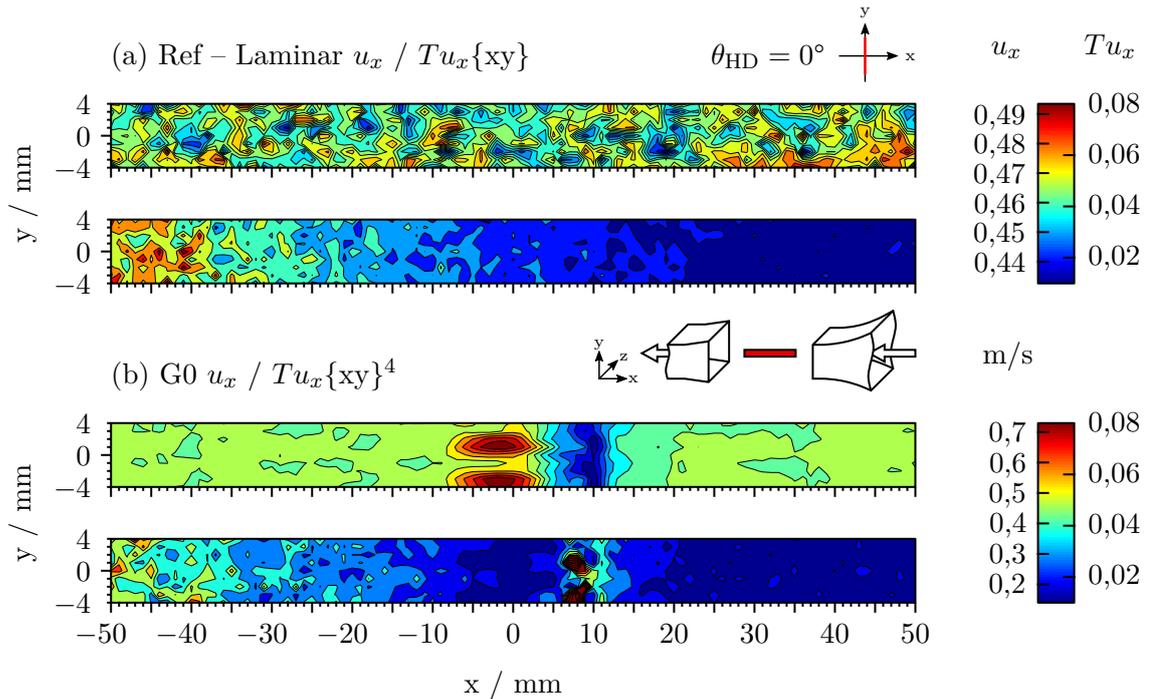


Abbildung 5.24: Gegenüberstellung einer unbeeinflussten laminaren Strömung als Referenz (a) mit einer beeinflussten Strömung durch eine StAW (b) und deren jeweiligen Auswirkung auf den Turbulenzgrad (HD, Konfig. G0, $\bar{u}_x = 0,49$ m/s, $u_x, Tu_x\{xy\}$, 100×8 mm).

Anhand der Referenzbilder ist gut erkennbar, dass sich bei $u_{\text{Gas}} < \bar{u}_x$ das Butangas leicht ausdünnert. Dies lässt sich auf eine Anpassung der Geschwindigkeit des Butangases durch die äußere Strömung \bar{u}_x zurückführen, wodurch in beiden Fällen a1 und a2 schließlich $u_{\text{Gas}} \approx \bar{u}_x$ gilt. Bei $u_{\text{Gas}} > \bar{u}_x$ ist die Strömungsgeschwindigkeit des Butangases, welche zumindest rechnerisch unmittelbar an der Düse 0,59 m/s bzw. 0,74 m/s beträgt, so hoch, dass es in einem stark verwirbelten Strahl in die Messstrecke einströmt. Ein leichtes Absinken ist kaum mehr vorhanden.

Wird zunächst die Strömungsbeeinflussung für $u_{\text{Gas}} < \bar{u}_x$ betrachtet, so fällt im direkten Vergleich mit den vorangehenden Messungen mit einer vorhandenen StAW (vgl. Abb. 5.17, $u_{\text{Gas}} \approx \bar{u}_x$ mit $Q_{\text{Butan}} = 0,1851/\text{min}$) auf, dass im Vorlauf die Strömung des Butangases eine deutlich regelmäßige Wirbelstruktur aufweist. Die Wellenlänge ist in beiden Fällen a1 und a2 etwa gleich groß. Bei längerer zeitlicher Betrachtung sind Instabilitäten in den Strukturen der Strömung zu beobachten (in Abb. 5.25 nicht dargestellt), bei denen sich der wirbelartige Vorlauf mit und ohne Ausbildung einer vertikalen Gassäule und einem kaum beeinflussten, teilweise laminaren Gasstrom abwechseln. Eine Übersicht aller Varianten der Messung a1 findet sich im verlinkten Video aus der Fußnote der Abbildung 5.25 bzw. im Anhang A.16.

Anhand der vorangegangenen Versuche wird ersichtlich, dass die in Abschnitt 5.3.1.1 beschriebene starke Verwirbelung des Butangases durch das Aufstauen der Strömung an der StAW und durch zu schnelles Nachströmen einer relativ größeren Menge von Butangas verursacht wird. Bei Einströmen einer geringeren Butangasmenge (vgl. Abb. 5.25) entsteht stattdessen ein Vorlauf mit regelmäßiger

⁴Maximalwerte des Turbulenzgrades angepasst (vgl. Abb. 5.19).

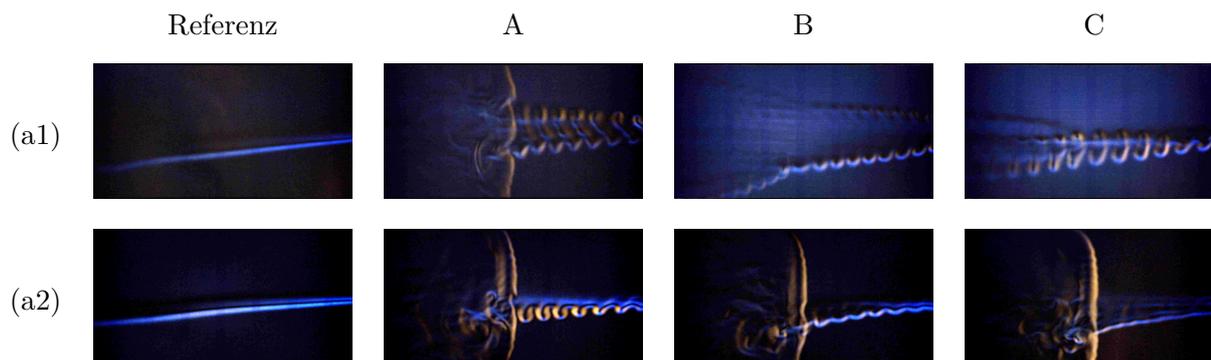


Abbildung 5.25: Strömungsbeeinflussung einer StAW bei Variation der Gasmenge $Q_{\text{Butan}} = 0,0731/\text{min}$ (a1)⁵ und $0,1121/\text{min}$ (a2); Referenz und Aufnahmen A–C (BOS, Konfig. G0).

Wirbelbildung. Die vom Gasfluss unabhängige Wirbelfrequenz scheint dabei von der StAW auszugehen. Die genauen Wirkmechanismen sind jedoch nicht sicher zu identifizieren. Vorstellbar wäre eine Korrelation zur Frequenz der Druckbauchströmung, welche hierdurch angeregt wird.

Wird hingegen der Gasfluss erhöht (vgl. Abb. 5.26; $u_{\text{Gas}} > \bar{u}_x$), so kann anhand der Referenz direkt erkannt werden, dass das Gas bereits stark verwirbelt aus der Düse austritt. Mit eingeschalteter StAW ergibt sich bei einem Gasfluss $Q_{\text{Butan}} = 0,2241/\text{min}$ (b1) zunächst ein ähnliches Bild zu den Messungen aus Abschnitt 5.3.1.1. Dies bestätigt nochmals das aufstauende Verhalten des Butangases durch die StAW im Vorlauf.

Wird der Gasfluss weiter erhöht, so wird ab einem Gasfluss $Q_{\text{Butan}} \geq 0,2241/\text{min}$ die sichtbare Gassäule der StAW immer instabiler bzw. erst gar nicht sichtbar. Vergleichbar mit Abbildung 5.17c

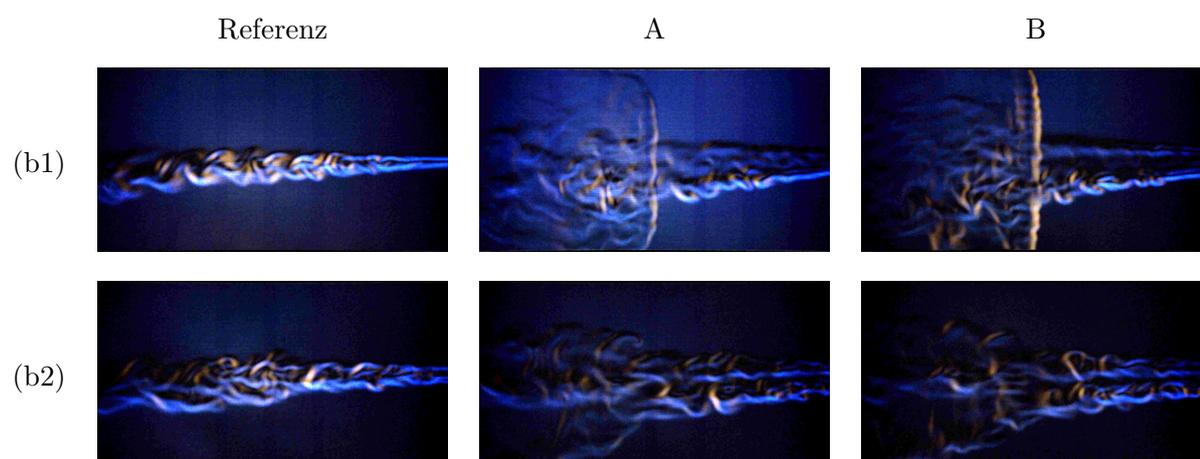


Abbildung 5.26: Strömungsbeeinflussung einer StAW bei Variation der Gasmenge $Q_{\text{Butan}} = 0,2241/\text{min}$ (b1) und $0,2801/\text{min}$ (b2): Butangas ohne Schalleintrag bereits verwirbelt; Referenz und Aufnahmen A und B (BOS, Konfig. G0).

⁵



Dynamische Messdaten zu Konfig. G0 bei Variation der Gasmenge (Video)

<https://av.tib.eu/media/49723>

DOI: 10.5446/49723

findet dennoch eine Aufweitung des Butangasstromes statt. Ebenfalls sind im Bereich der StAW leichte Streifen im Gas erkennbar sowie die zweite Aufweitung des Gases auf Höhe der StAW.

Die Messungen für $Q_{\text{Butan}} = 0,336$ und $0,3921/\text{min}$ befinden sich im Anhang A.17.

5.3.1.3 Ein- und Ausschwingverhalten bzw. Verteilung des Gases innerhalb der StAW

Abbildung 5.27b zeigt das Einschwingverhalten der Strömung beim Einschalten einer StAW. Zum Zeitpunkt $t = 0$ s (Abb. 5.27a), unmittelbar nach Einschalten der StAW, wird der laminare Gasstrom durch die StAW unterbrochen und innerhalb dieser vertikal „eingesaugt“. Im nächsten Zeitschritt $t = 0,15$ s (Abb. 5.27b) wird das gesamte nachströmende Butangas von der StAW eingefangen, wodurch vorerst kein Gas die StAW durchdringen kann; im Nachlauf ist kein Butangas mehr zu erkennen. Es stellt sich schließlich bei $t = 0,2$ s (Abb. 5.27c) eine Art Sättigung ein, woraufhin das Gas wieder aus der StAW austreten kann, bis das Gas auf voller Länge der StAW in den Nachlauf abströmt ($t > 0,4$ s, Abb. 5.27d).

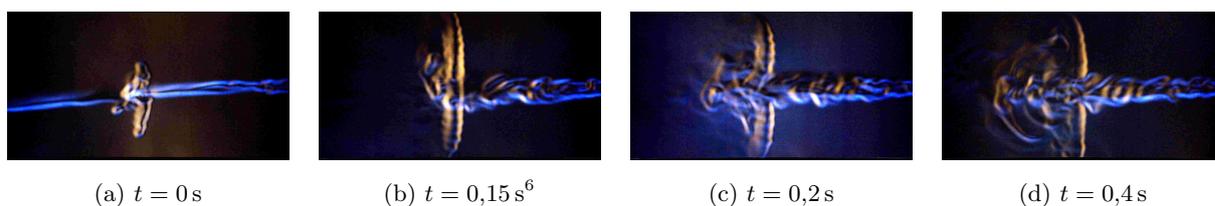


Abbildung 5.27: Einschwingverhalten der Strömungsbeeinflussung einer StAW. Der Einschaltvorgang erfolgte kurz vor $t = 0$ s (BOS, Konfig. G0).

Im umgekehrten Fall kann für das Ausschwingverhalten bei einer laufenden Messung die StAW einfach ausgeschaltet werden. Das Verhalten der Strömung ist in Abbildung 5.28 abgebildet. Abbildung 5.28a zeigt den vorhandenen Strömungszustand bei aktiver StAW. Nach Ausschalten des Ultraschalls bleibt die vertikale Gassäule zunächst wie „eingefroren“ stehen und kann dann mit der äußeren Strömung abfließen. Die Verwirbelung im Vorlauf löst sich aufgrund des plötzlich fehlenden Widerstandes auf und ist wenige zehntel Sekunden nach dem Ausschalten wieder ungestört bzw. laminar (vgl. Abb. 5.28b, c).

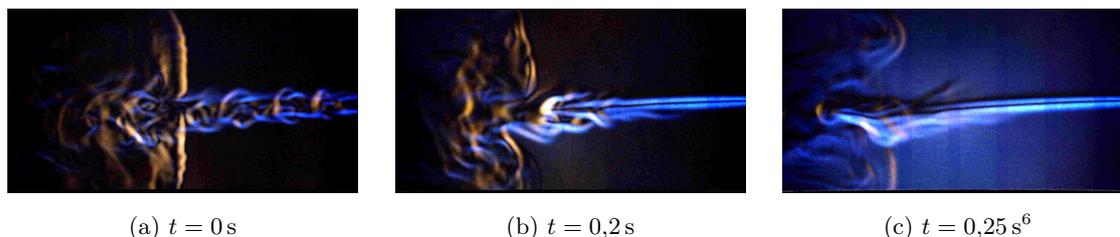


Abbildung 5.28: Ausschwingverhalten der Strömungsbeeinflussung einer StAW (BOS, Konfig. G0). Kurz nach $t = 0$ s wurde der Ultraschall ausgeschaltet.

⁶Hinzugefügt aus weiterer Messung. Relative Zeit abgeschätzt!

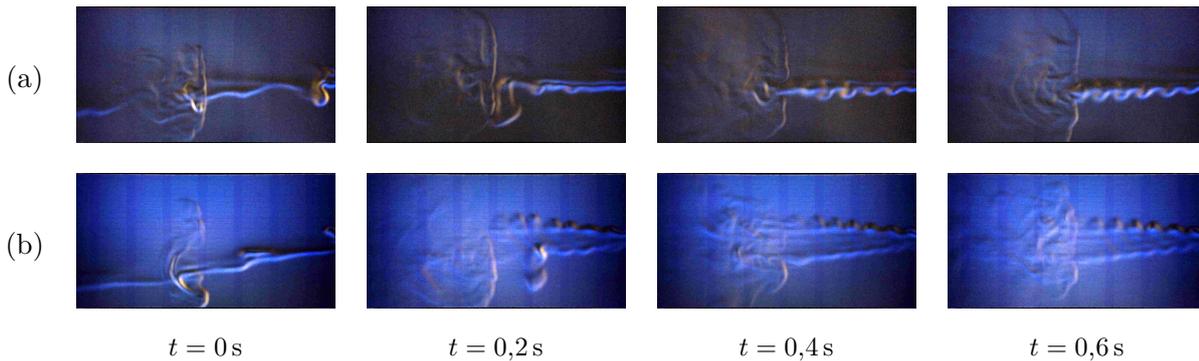


Abbildung 5.29: Einschwingverhalten der Strömungsbeeinflussung einer StAW bei $Q_{\text{Butan}} = 0,0731/\text{min}$, die Messung (a) wurde mit gleicher Zeitstaffelung wiederholt (b) (BOS, Konfig. G0).

Bei Messungen mit einer geringeren Gasmenge $Q_{\text{Butan}} = 0,07281/\text{min}$ ergibt sich beim Einschwingverhalten ein ähnliches Bild (vgl. Abb. 5.29). Im Gegensatz zur direkten Bildung der Verwirbelung des Vorlaufes aus Abbildung 5.27 stellt sich hierbei die regelmäßige Wirbelbildung leicht verzögert ein. Es lässt sich anhand der Messungen erneut gut feststellen, dass sich das Gas vor der StAW bei geringerer Gasmenge deutlich weniger aufstaut.

Aufgrund der schnellen Ansprechzeiten auf die Strömung ist ggf. eine Art getaktete Ansteuerung denkbar, bei welcher die StAW gezielt ein- und ausgeschaltet wird. Auf diese Möglichkeit wird im Ausblick nochmals eingegangen.

5.3.1.4 Abhängigkeit der Strömungsbeeinflussung vom Schalldruck bei unterschiedlichen Strömungsgeschwindigkeiten

Wie in den folgenden Messungen gezeigt werden kann, hängt z.B. die Bildung einer vertikalen Gassäule von p und \bar{u}_x ab. Um die Auswirkungen unterscheiden und vergleichen zu können, muss eine vergleichbare quantifizierbare Messgröße eingeführt werden. Hierbei wird zunächst zwischen der Entstehung einer vertikalen Gassäule (GS) und dem direkten Einfluss auf den Strom des Butangases unterschieden. Bei einer Strömung ohne GS lässt sich nun, wie in Abbildung 5.30 dargestellt, ein Öffnungswinkel ϕ definieren, welcher als Maß für die Stärke des Strömungseinflusses der StAW dient.

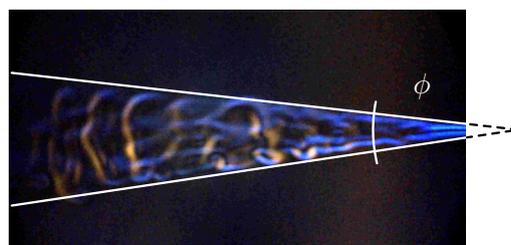


Abbildung 5.30: Definition des Öffnungswinkels ϕ als Hilfsgröße für den Vergleich des Einflusses von Schalldruck p und Strömungsgeschwindigkeit \bar{u}_x bei BOS-Messungen (Anhand des Beispiels $\bar{u}_x = 0,49 \text{ m/s}$, $p_{\text{max}} = 1900 \text{ Pa}$).

Die Auswertung der Messungen nach diesem Prinzip sind für verschiedene Schalldrücke und Strömungsgeschwindigkeiten in Tabelle 5.3 zusammengefasst. Die für die jeweiligen Geschwindigkeiten verwendeten Gasmengen sind mit angegeben.

Eine Auswahl aus den dazugehörigen BOS-Messungen ist in Abbildung 5.31 aufgeführt. Die Unterschiede im Strömungsbild sind hier ersichtlich. Eine Übersicht der vollständigen Messungen findet sich im Anhang A.18.

Anhand der Tabelle lässt sich erkennen, dass für die Ausbildung einer vertikalen Gassäule bei zunehmender Strömungsgeschwindigkeit besonders hohe Schalldrücke erforderlich sind. Bei maximalem Schalldruck konnte dies bis zu einer Strömungsgeschwindigkeit von max. 0,58 m/s erreicht werden, wobei hierbei die vertikale Gassäule bereits deutliche Instabilitäten aufweist. Außerhalb von diesem mit GS gekennzeichneten Bereich sind die Strömungsbilder zunächst vergleichbar mit Abbildung 5.30, wobei der Strömungseinfluss im Allgemeinen sowie der Öffnungswinkel ϕ mit zunehmender Strömungsgeschwindigkeit bzw. mit fallendem Schalldruck kontinuierlich abnehmen. Bei einer Strömungsgeschwindigkeit ab etwa 1,74 m/s findet nur noch eine leichte Aufweitung des Butangasstromes mit geringer Verwirbelung statt (vgl. Abb. 5.31c, e, f). Bei niedrigen Schalldrücken und entsprechend hohen Strömungsgeschwindigkeiten (z. B. $p_{\max} = 600$ Pa und $\bar{u}_x > 1,74$ m/s) sind keine nennenswerten Einflüsse mehr erkennbar.

Aus den Messdaten lässt sich folgender empirischer Zusammenhang ableiten:

$$\phi = \arctan\left(\frac{p_{\max}}{\bar{u}_x}\tau\right)$$

mit $\tau = 78 \cdot 10^{-6}$.

Bei einem Schalldruck $p_{\max} = 2800$ Pa wurden für verschiedene Strömungsgeschwindigkeiten zusätzliche Hitzdrahtmessungen durchgeführt. Diese sind in Abbildung 5.32 aufgeführt. Die Messun-

Tabelle 5.3: Öffnungswinkel ϕ (vgl. Abb. 5.30) in Abhängigkeit von Schalldruck p_{\max} und Strömungsgeschwindigkeit \bar{u}_x (Konfig. G0, vgl. Anh. A.18).

		Geschwindigkeit \bar{u}_x / m/s										
		0,49	0,58	0,70	0,89	1,13	1,31	1,53	1,74	1,97	2,20	2,60
P_{US}	p_{\max}	Gasmenge Q_{Butan} / l/min										
/ %	/ Pa	0,185	0,196	0,202	0,210	0,224						
100	2800	GS	GS	17	13	11	9	9	7	6	6	5
90	2700	GS	16	16	12	10	9	9	7	5	5	5
80	2500	GS	15	14	11	10	9	8	7	5	5	4
70	2300	19	15	13	11	10	8	8	7	5	4	4
60	2000	16	14	13	10	9	8	7	6	5	4	4
50	1600	15	13	11	8	8	7	6	5	5	4	3
40	1100	13	11	11	7	6	5	4	3	3	3	2
30	600	6	6	6	4	3	3	2	2	2	2	2

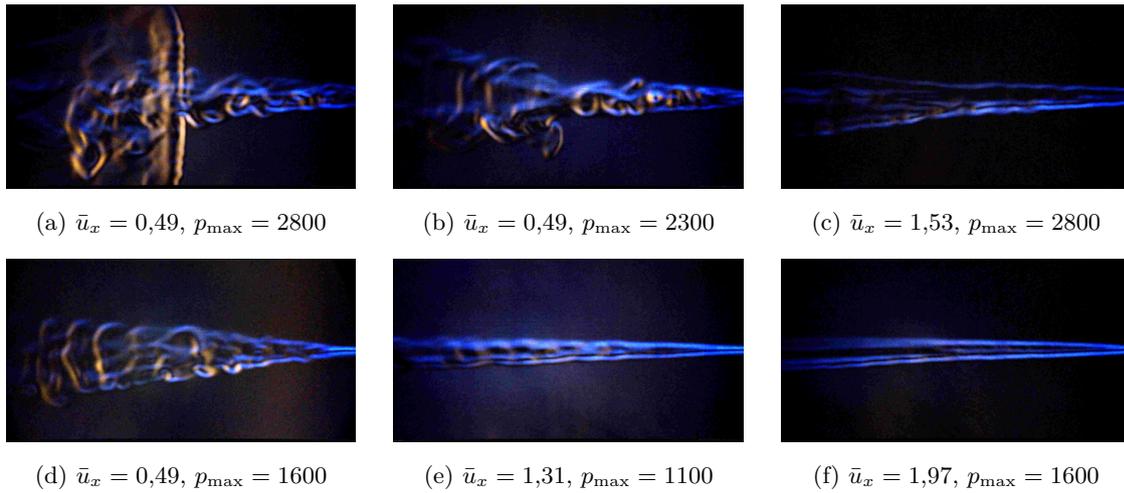


Abbildung 5.31: Strömungsbeeinflussung einer StAW in Abhängigkeit von Strömungsgeschwindigkeit und Schalldruck (BOS, Konfig. G0, \bar{u}_x / m/s, p_{\max} / Pa; Auswahl, vgl. Anh. A.18).

gen stehen dabei in Relation zur Strömungsgeschwindigkeit der Druckbauchströmung \tilde{u}_x (Referenz ohne äußere Strömung, vgl. Abb. 5.12a) wie folgt:

- I. $\bar{u}_x < \tilde{u}_x$ (a) und (b),
- II. $\bar{u}_x \approx \tilde{u}_x$ (c),
- III. $\bar{u}_x > \tilde{u}_x$ (d) und (e).

Wie bereits in den BOS-Messungen erkennbar ist, nimmt bei steigender Strömungsgeschwindigkeit der Strömungseinfluss der StAW ab. Dies wird auch anhand der Stauegebiete in den Hitzdrahtmessungen deutlich, was durch das Verhältnis der äußeren Strömungsgeschwindigkeit zu der Geschwindigkeit im Stauegebiet $\delta_{Sg} = \bar{u}_x / u_x(Sg)$ quantifiziert werden kann (vgl. Diag. in Abb. 5.32).

Wie im Diagramm ersichtlich ist, lässt sich die Art des Aufstauens über δ_{Sg} den Bereichen I und III zuordnen, welche sich am Punkt II ändert. Die abbremsende Wirkung der StAW nimmt durch die entgegengerichtete Druckbauchströmung im Bereich I mit steigender Strömungsgeschwindigkeit schnell ab. Ab dem Wendepunkt II, bei welcher die Druckbauchströmung etwa die gleiche Geschwindigkeit wie die äußere Strömung erreicht, nimmt die Abbremsung langsamer ab, bis sie bei $\bar{u}_x \leq 1,53$ m/s völlig zum Erliegen kommt (vgl. Abb. 5.32e).

Dieses Verhalten ist auch anhand des Tubulenzgrades Tu_x erkennbar. Bis zu einer Strömungsgeschwindigkeit $\tilde{u}_x = 0,70$ m/s (c) sind in den Stauegebieten die bereits beschriebenen punktuellen Aufstauungen vorhanden (vgl. Abb. 5.22), welche bei $\tilde{u}_x \geq 1,13$ m/s nicht mehr auftreten (d, e). Die entgegengerichtete Druckbauchströmung stellt dementsprechend einen Widerstand dar (I), bis sie von der äußeren Strömung weitgehend verdrängt werden kann (III). Bei genauer Betrachtung lässt sich dies auch an der Position des Stauegebietes erkennen, welches mit steigendem \bar{u}_x in Richtung Fokus rückt.

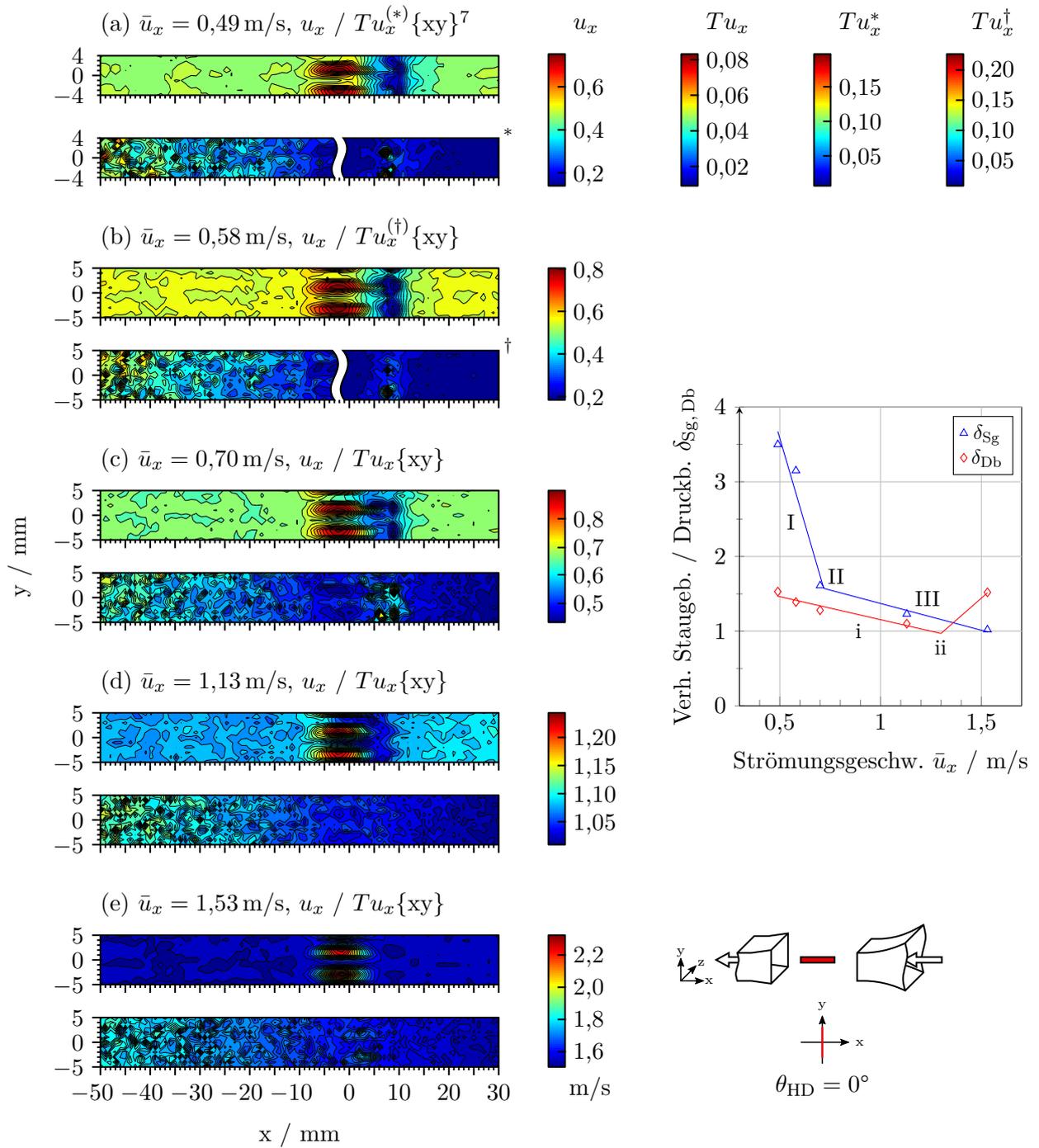


Abbildung 5.32: Strömungsbeeinflussung einer StAW bei verschiedenen Geschwindigkeiten und deren Auswirkung auf den Turbulenzgrad Tu_x sowie Darstellung von $\delta_{Sg, Db}$ in Abhängigkeit von \bar{u}_x als Graph ($\bar{u}_x = 0,49 - 1,53 \text{ m/s}$; HD, Konfig. G0, $u_x, Tu_x \{xy\}$, $80 \times 10 \text{ mm}$).

⁷Abb. 5.32a entspricht Abb. 5.24

Besonders auffällig ist, dass bei Ausbleiben eines Staugebietes (e) die maximal gemessene Strömungsgeschwindigkeit, welche der lokalen Druckbauchströmung \tilde{u}_x in Strömungsrichtung entspricht, gleich der Summe der äußeren Strömungsgeschwindigkeit \bar{u}_x mit der angenommenen Druckbauchströmung $\tilde{u}_x \approx 0,7 \text{ m/s}$ aus Abschnitt 5.3.1.1 ist (Superposition). Wird hierfür das Verhältnis der äußeren Strömungsgeschwindigkeit zu der Geschwindigkeit der Druckbäuche in Strömungsrichtung $\delta_{\text{Db}} = \bar{u}_x/u_x(\text{Db})$ betrachtet (vgl. Diag. in Abb. 5.32), so fällt auf, dass δ_{Db} im Bereich i zunächst stetig fällt. Ab einem Wendepunkt ii ($1,13 \text{ m/s} < \bar{u}_x < 1,53 \text{ m/s}$), bei welchem sich das Staugebiet nicht mehr ausbilden kann, steigt die Druckbauchströmung in Relation zur äußeren Strömung sprunghaft an. Es lässt sich dadurch annehmen, dass sich durch das Verdrängen der Gegenströmung ab dem Wendepunkt ii die Druckbauchströmung nur noch in Richtung der Strömungsrichtung ausbildet.

5.3.1.5 Winkelabhängigkeit

In diesen Versuchen wurde die StAW bei verschiedenen Winkeln in die Strömung eingebracht. Die z-Achse (vgl. Abb. 4.33) ist hierbei die Rotationsachse für die Drehung in der xy-Ebene, wobei positive Winkel für eine Drehung im Uhrzeigersinn und negative Winkel für eine Drehung gegen den Uhrzeigersinn stehen. Insgesamt wurden Winkel von $\pm 5^\circ$, $\pm 10^\circ$ und $\pm 15^\circ$ vermessen, wobei hier aufgrund der Ähnlichkeit der Ergebnisse nur Letzteres betrachtet und erläutert wird (vgl. Abb. 5.33). Die zusätzlichen Messergebnisse der Winkel $\pm 5^\circ$ und $\pm 10^\circ$ befinden sich im Anhang A.21.

Wie in den vorangegangenen Messungen folgt das Butangas ungehindert der StAW, wodurch sich eine klare vertikale Gassäule ausbildet. Das Besondere hierbei ist, dass durch den angestellten Winkel das Butangas von der Mitte aus teilweise entgegen der Strömungsrichtung innerhalb der StAW strömt (bei $+15^\circ$ oberhalb bzw. -15° unterhalb der Mitte).

Auffällig ist auch, dass das Aufweiten und Verwirbeln des Butangases relativ spät und im Sichtbereich des Messfensters erfolgt (Abb. 5.33 Punkt A und B).

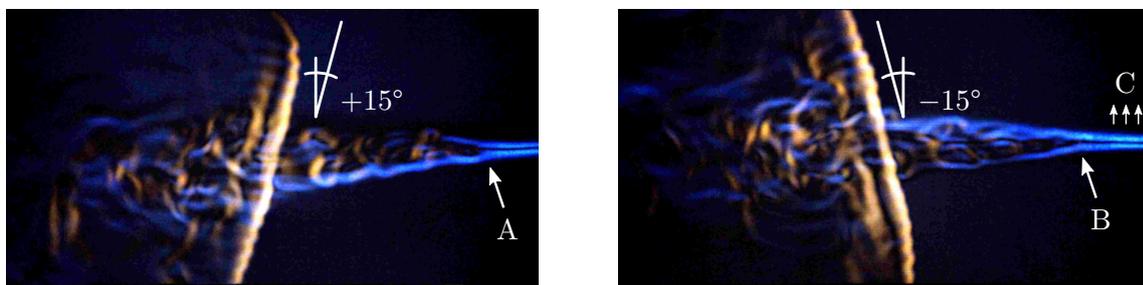


Abbildung 5.33: Verhalten der Strömungsbeeinflussung bei Einbringen des Schalls in einem Winkel von $+15^\circ$ und -15° (BOS, Konfig. G0).⁸



⁸ Dynamische Messdaten zu Konfig. G0 bei verschiedenen Winkeln (Video)

<https://av.tib.eu/media/49728>

DOI: 10.5446/49728

Zusätzlich scheint eine Drehung der StAW gegen den Uhrzeigersinn eine leicht hebende Wirkung auf das Butangas zu haben, was im direkten Vergleich mit der Referenzaufnahme ersichtlich wird (Abb. 5.33 Punkt C). Dies lässt sich mit dem dadurch ebenfalls gedrehten Staugebiet begründen, welches durch den Strömungswiderstand eine Art Rampe für das Butangas darstellt.

5.3.2 Wandernde StAW – Konfig. GW

Durch einen definierten Frequenzunterschied Δf der jeweiligen Schallwellen des oberen und unteren Arrays ist es möglich, eine wandernde StAW zu erzeugen (vgl. Abschn. 4.6.2). Mit der Konfiguration GW wurde eine Messreihe (BOS) für wandernde StAW in y -Richtung mit einem Δf von bis zu 5 kHz durchgeführt, was einer Geschwindigkeit der fortschreitenden StAW von $v_K = 20$ m/s entspricht. Die dazugehörigen Geschwindigkeiten v_K wurden mit Gleichung 2.11 für die jeweiligen Frequenzunterschiede Δf berechnet.

In Abbildung 5.34 ist eine Auswahl von sechs Messungen aus der Messreihe (vgl. Anh. A.19) abgebildet, woran sich die unterschiedlichen Auswirkungen auf die Strömung ableiten lassen. In Bezug auf den Frequenzunterschied können diese wie folgt beschrieben werden:

- ab 2–3 Hz: Beginnendes Auf- und Abschwingen des Vorlaufs.
- ab etwa 10 Hz: Bildung von sich abgrenzenden Wirbeln, welche alternierend auf die vertikale Gassäule zulaufen. Die Wirbelfrequenz steigt dabei zunehmend mit dem Frequenzunterschied der wandernden StAW. Die „Rippen“-Struktur der StAW ist optisch nicht mehr erkennbar.

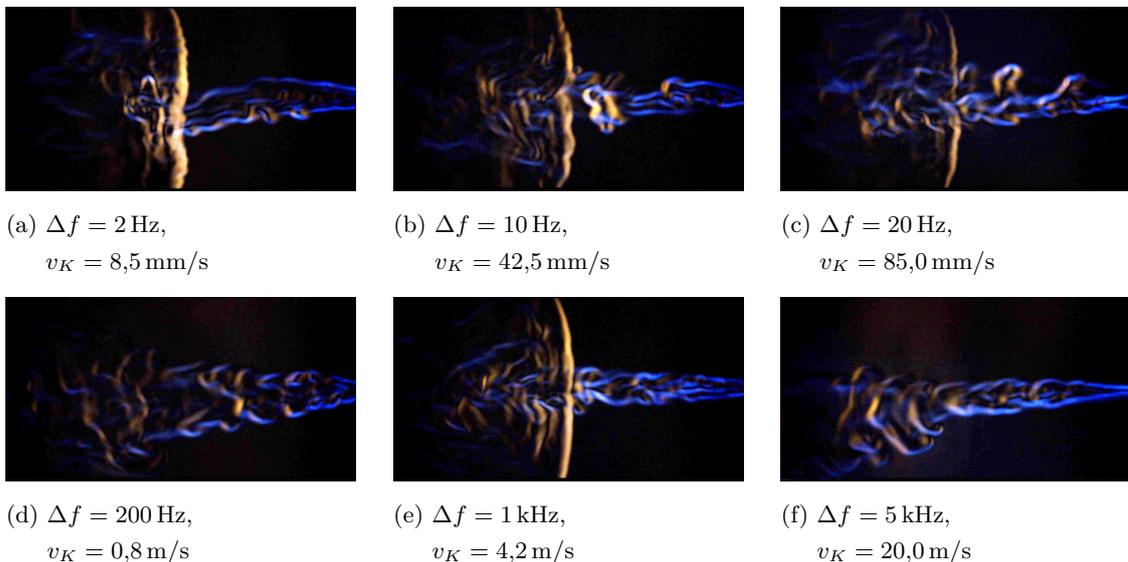


Abbildung 5.34: Strömungsbeeinflussung einer nach oben wandernden StAW bei verschiedenen Geschwindigkeiten (a–f) (BOS, Konfig. GW, $Q_{\text{Butan}} = 0,1851$ /min; Auswahl, vgl. Anh. A.19).⁹



Dynamische Messdaten zu Konfig. GW (Video)

<https://av.tib.eu/media/49724>

DOI: 10.5446/49724

- 15–40 Hz: Deutliche Erhöhung der Frequenz der alternierenden Wirbel; bei 20 Hz etwa Verdoppelung, bei 30 Hz etwa Verdreifachung.
- 50–100 Hz: Die Wirbelform des Vorlaufes ist eher wieder zufällig, jedoch tendenziell etwas breiter als bei der statischen StAW (0 Hz). Die vertikale Gassäule scheint instabiler zu sein, wodurch sich diese deutlich seltener ausbildet und dabei teilweise auch nur die untere Hälfte.
- bei 200 Hz: Die vertikale Gassäule ist optisch kaum zu erkennen. Der Butangasstrom im Vorlauf ist nochmals etwas breiter.
- 300 Hz–2 kHz: Mit steigendem Δf bildet sich die vertikale Gassäule wieder aus. Die Breite des Vorlaufes nimmt kontinuierlich ab, bis sie wieder in ihrer Art dem einer statischen StAW gleicht. Bei etwa 1 kHz ist die vertikale Gassäule sehr stabil und der gesamte Strömungseinfluss optisch mit dem einer statischen StAW vergleichbar, wobei jedoch die vertikale Gassäule im Gegensatz zur „Rippen“-Struktur bei 0 Hz sehr „glatt“ ist.
- ab 3 kHz (bis 5 kHz): Eine vertikale Gassäule ist nicht mehr erkennbar. Der Vorlauf ist vergleichsweise schmal und gering verwirbelt. Beginnend ab der Fokuszone entsteht ein starkes Auffächern des Gases und es bilden sich größere Gaswolken.

Wie in Abschnitt 5.3.1.2 bereits erläutert wurde, hat die Gasmenge bei den Messungen einen großen Einfluss auf die Wirbelbildung. Dies ist besonders im Vorlauf zu erkennen. Infolgedessen wurde eine weitere Messreihe mit geringerer Gasmenge $Q_{\text{Butan}} = 0,0731/\text{min}$ durchgeführt. Die Messreihe umfasst hierbei ein Δf von bis zu 100 Hz, wobei in Abbildung 5.35 erneut eine Auswahl der Ergebnisse aufgeführt ist (vgl. Anh. A.20).

Bei dieser Messreihe ist ebenfalls zu beobachten, dass im Vorlauf das Butangas auf- und abschwingt, wobei dieser Effekt hierbei deutlich stärker ausgeprägt und bereits bei 1 Hz im Ansatz zu erkennen ist. Zusätzlich bilden sich genau zwischen dem Auf- und Abschwingen des Butangases deutlich abgegrenzte vertikale Gaswolken aus, welche beim Durchdringen der Fokuszone erkennbare Querstreifen aufweisen (vgl. Abb. 5.35a–c). Die Streifen ähneln optisch dem Raster der StAW und haben einen Abstand von etwa 4 mm ($\approx \lambda/2$) zueinander, was erneut den Knoten- bzw. Bauchabständen der StAW entspricht. Die Frequenz dieses Effekts korreliert wieder mit Δf . Im Gegensatz zur vorangehenden Messreihe bildet sich jedoch keine vertikale Gassäule aus, mit einer kurzzeitigen Ausnahme bei 60 Hz. Besonders hervorzuheben ist, dass die jeweiligen Einzelmessungen untereinander eine sehr hohe Deckung aufweisen. Dies wird erneut bei der Betrachtung einer Bilderfolge deutlich, was anhand der entsprechenden Videos (Fußnote der Abbildung 5.35) gezeigt werden kann.

Die hier beobachteten Verhaltensmuster lassen sich nicht eindeutig anhand der BOS-Messungen erklären. Als Erklärungsversuch kann jedoch folgende Überlegung angestellt werden: Durch die Entstehungsweise der induzierten Strömungen einer StAW und deren punktuelle Gegenströmung wirkt diese wie eine Art Gitter auf die äußere Strömung. Die auf die StAW treffende äußere Strömung kann somit nur durch die Lücken des Gitters hindurchströmen. Wird das Gitter nun

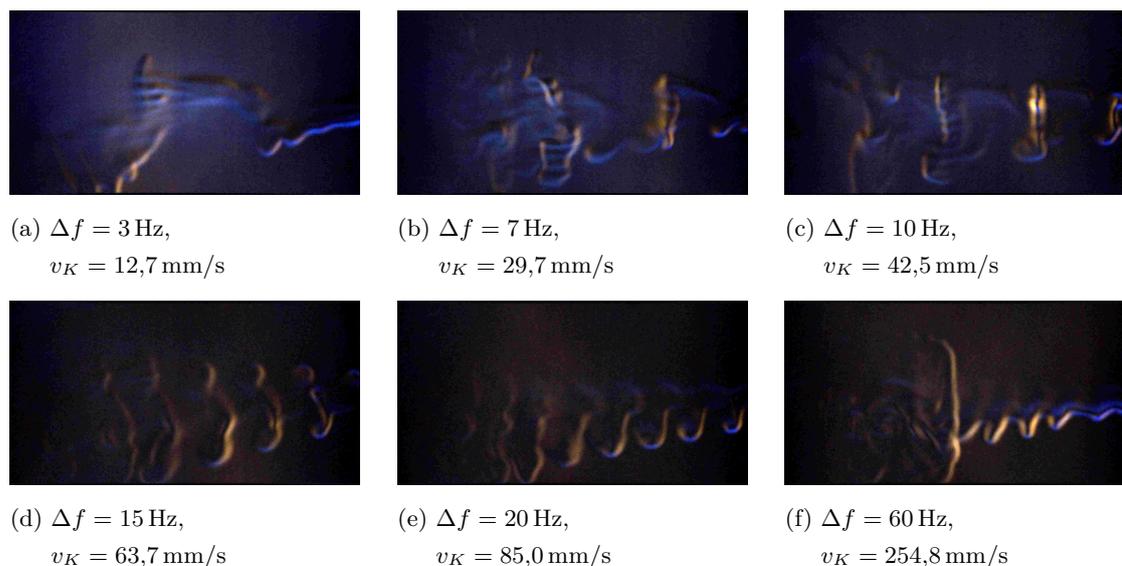


Abbildung 5.35: Strömungsbeeinflussung einer nach oben wandernden StAW bei verschiedenen Geschwindigkeiten (a–f) (BOS, Konfig. GW, $Q_{\text{Butan}} = 0,0731/\text{min}$; Auswahl, vgl. Anh. A.20).¹⁰

in eine Richtung bewegt, so folgt die äußere Strömung zunächst den Lücken, bis diese in die sich nähernde nachfolgende Lücke „weeterspringt“. Diese Querbewegung und das daraus resultierende Umspringen der Strömung überträgt sich auf den Vorlauf, wodurch das beobachtete Auf- und Abschwingen induziert wird und hierdurch periodisch Wirbel gebildet werden.

5.3.3 StAW mit Spalt, aus gleich- und gegenphasigem Doppelfokus – Index Q/\tilde{Q}

Als neue Variante wird nun die Strömungsbeeinflussung der Konfigurationen Gd_FQ und \tilde{Q} betrachtet (vgl. Abschn. 5.1.2.2). Durch die Ausdehnung der StAW mit steigendem Fokusabstand d_F entsteht eine Trennung der StAW, wodurch im Schalldruckfeld eine Art „Spalt“ mit niedrigem Schalldruck entsteht. Bei der gegenphasigen Ansteuerung hingegen ist dieser Spalt unabhängig vom Fokusabstand direkt vorhanden.

In dieser Messreihe (BOS) sollen einerseits der Einfluss der Breite der StAW bzw. das Vorhandensein eines Spalts zwischen einem Doppelfokus (bei größerem Fokusabstand) und andererseits die Auswirkung einer gegenphasigen Ansteuerung des Doppelfokus auf die Strömung untersucht werden. Vorstellbar wäre, dass es eine direkte Kopplung zwischen den zueinander gegenphasigen StAW gibt, wodurch diese untereinander interagieren, besonders unter Einbezug der Gegebenheit, dass sich in z-Richtung jeweils zwei zueinander gegenphasige Bäuche befinden. Eine Übersicht über die gesamte Messreihe der Konfigurationen $G[1-5]Q/\tilde{Q}$ befindet sich ebenfalls im Anhang (vgl. Anh. A.22). Da für die Messreihe das Zeitfenster relativ klein gewählt wurde (6 Aufnahmen, direkt

¹⁰



Dynamische Messdaten zu Konfig. GW mit Gasmenge $Q_{\text{Butan}} = 0,0731/\text{min}$ (Video)

<https://av.tib.eu/media/49725>

DOI: 10.5446/49725

hintereinander), können keine Aussagen über den zeitlichen Verlauf der Strömung getroffen werden, wie z. B. über die Schwankung der Breite des Vorlaufes. Die Ergebnisse der Messreihe (vgl. Abb. 5.36) erlauben dennoch eine grobe Einordnung des Strömungseinflusses der Konfigurationen und zeigen den Unterschied beider Ansteuerungsarten auf.

Bei den gleichphasigen Doppelfokussen ($Gd_F Q$) ist das Strömungsbild für kleinere Fokusabstände $d_F \leq 2 \text{ cm}$ vergleichbar mit dem einer StAW der Konfiguration G0, wobei die vertikale Gassäule mit steigendem Fokusabstand schwächer wird. Ab einem Fokusabstand $d_F \geq 3 \text{ cm}$ verändert sich das Strömungsbild dahingehend, dass eine zusätzliche Aufweitung des Gases ab der Fokuszone nicht mehr vorkommt. Auf der Höhe der Fokuszone sind dafür deutliche Querstreifen innerhalb des Butangasstroms erkennbar, welche bei G4Q (Pfeil in Abb. 5.36) besonders deutlich sind. Der Abstand beträgt hierbei wieder etwa $\lambda/2$.

Bei den gegenphasigen Doppelfokussen ($Gd_F \tilde{Q}$) ergibt das Strömungsbild auch bei kleinen Fokusabständen einen kegelförmigen Gasstrom ohne zusätzliche Aufweitung in der Fokuszone. Der Öffnungswinkel ϕ (vgl. Abschn. 5.3.1.4) scheint unabhängig vom Fokusabstand zu sein. Die bei der Konfiguration G4Q beschriebenen Querstreifen sind hierbei auch teilweise im Ansatz zu erkennen.

Eine gegenphasige Ansteuerung der Doppelfokusse weist bei der Strömungsbeeinflussung somit keinen erkennbaren zusätzlichen Einfluss auf. Aufgrund der Ähnlichkeit im Strömungsbild bei den Konfigurationen $Gd_F \tilde{Q}$ mit G4Q lässt sich vermuten, dass der wesentliche Unterschied zu der Konfiguration G0 (bzw. G1Q) der Spalt in der StAW darstellt, welcher sich bei gegenphasiger Ansteuerung unabhängig vom Fokusabstand ausbildet. Die jeweilig örtlich getrennten gegenphasigen StAW bilden sich dabei unabhängig voneinander aus, wodurch keine besondere Interaktion zwischen diesen beiden zu existieren scheint. Für die äußere Strömung macht es dementsprechend keinen wesentlichen Unterschied, ob die in zwei getrennten Fokuszonnen vorhandenen StAW zueinander gleich- oder gegenphasig schwingen.

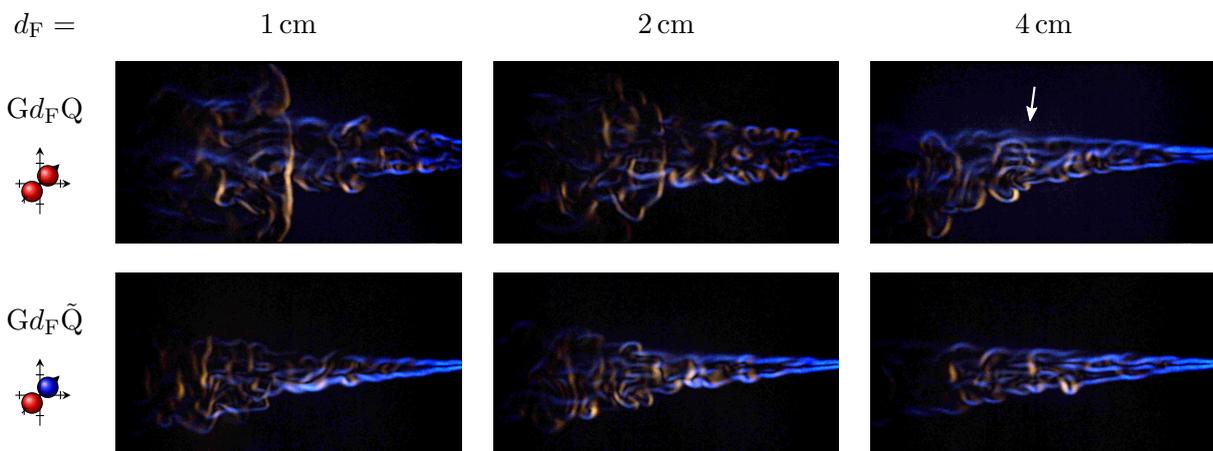


Abbildung 5.36: Strömungsbeeinflussung einer StAW durch Erzeugung mittels in- (oben) bzw. gegenphasigem (unten) Doppelfokus (BOS, Konfig. G[1, 2, 4]Q/ \tilde{Q} , $Q_{\text{Butan}} = 0,1851/\text{min}$; Auswahl, vgl. Anh. A.22).

5.3.4 Flächige StAW – Index L und F(+)

Ergänzend zur Konfiguration mit einem Doppelfokus quer zur Strömung befindet sich bei den Konfigurationen $Gd_{\text{F}}L$ der Doppelfokus längs zur Strömung. Als Folgerung daraus können (mindestens) vier Fokusse erzeugt werden, welche schließlich quer sowie längs zur Strömungsrichtung (flächige StAW) angeordnet sind. Diese Art von Schallfeldern werden mit den Konfigurationen $Gd_{\text{F}}F(+)$ beschrieben. Wie bereits in Abschnitt 5.1.2.4 erläutert wurde, wird durch die Streckung der Fokuszonen auch eine homogenere Verteilung des Schallfeldes ermöglicht. Somit kann zusätzlich untersucht werden, ob und inwiefern die Strömung durch das Schallfeld im Vorlauf zusätzlich beeinflusst wird.

5.3.4.1 Beschreibung der Strömungsbeeinflussung und Vergleich mit Konfiguration G0

Anhand der Messergebnisse in Abbildung 5.37 fällt direkt auf, dass die gesamte Strömung (auch der Vorlauf) durch die Beeinflussung der hier untersuchten Konfigurationen eine starke, streifenförmige Struktur aufweist, wie sie bereits in Abschnitt 5.3.3 bei der Konfiguration G4Q das erste Mal beschrieben wurde. Besonders auffällig dabei ist, dass die Streifen zumeist nicht einen Abstand von $\lambda/2$ besitzen, sondern um einen Faktor 2 näher zueinander verlaufen ($\approx \lambda/4$). Werden die BOS-Messungen erneut im Zeitverlauf betrachtet (Video zu Abb. 5.37), so fällt ebenfalls auf, dass die Streifenstrukturen eine sehr hohe Stabilität aufweisen (besonders G3F(+)) und auch der einhüllende, kegelförmige, zeitweise mit Wirbeln durchzogene Strom in seiner Grundstruktur nur wenig variiert.

Da die Strömungsbilder bei z. B. G2L (vgl. Abb. 5.37a) und G4F (vgl. Abb. 5.37c) eine sehr hohe Ähnlichkeit aufweisen, scheint die Anordnung der Fokusse längs zur Strömung der entscheidende Faktor für die Struktur zu sein. Durch den dadurch etwas andersartigen Einfluss auf die Strömung bildet sich der Vorlauf deutlich weniger stark verwirbelt aus. Ein Teil des Butangases strömt fast ungestört in einem horizontalen Strom mittig im kegelförmigen Vorlauf. In Abbildung 5.37a und c sticht dies besonders deutlich heraus. Das in der Referenz sonst leicht abfallende Gas wird dabei gut in der Horizontalen gehalten. Das Setzen eines zusätzlichen Fokus in die Mitte einer flächigen StAW (Konfig. G4F \rightarrow G4F+) sorgt wiederum für eine stärkere Verwirbelung und schwächere Ausbildung der Streifenstruktur (vgl. Abb. 5.37c und d).

Werden zusätzlich bei der Betrachtung noch die Schallfelder hinzugezogen (vgl. Abb. 5.3), so kann auch über deren möglichen Einfluss im Vorlauf eine Aussage getroffen werden. Obwohl die Schallfelder der Konfigurationen G0 und G2F im Vorlauf eine hohe Deckung aufweisen, sind die Strömungsbilder der BOS-Messungen völlig unterschiedlich (vgl. Abb. 5.17 mit 5.37b). Wie im nachfolgenden Abschnitt gezeigt wird, trifft dies auch bei geringerer Gasmenge zu (vgl. Abb. 5.25a1 mit 5.39a). Dies lässt den Schluss zu, dass die Schallstrukturen im Vorlauf nur einen sehr geringen bis gar keinen Anteil an der Strömungsbeeinflussung haben, abhängig davon, ob der Einfluss einer stark fokussierten StAW dominiert. In diesem Fall verursacht das Staugebiet vor der StAW einen Rückstau, wie es z. B. bei der Konfiguration G0 zu beobachten ist, welcher weit in den Vor-

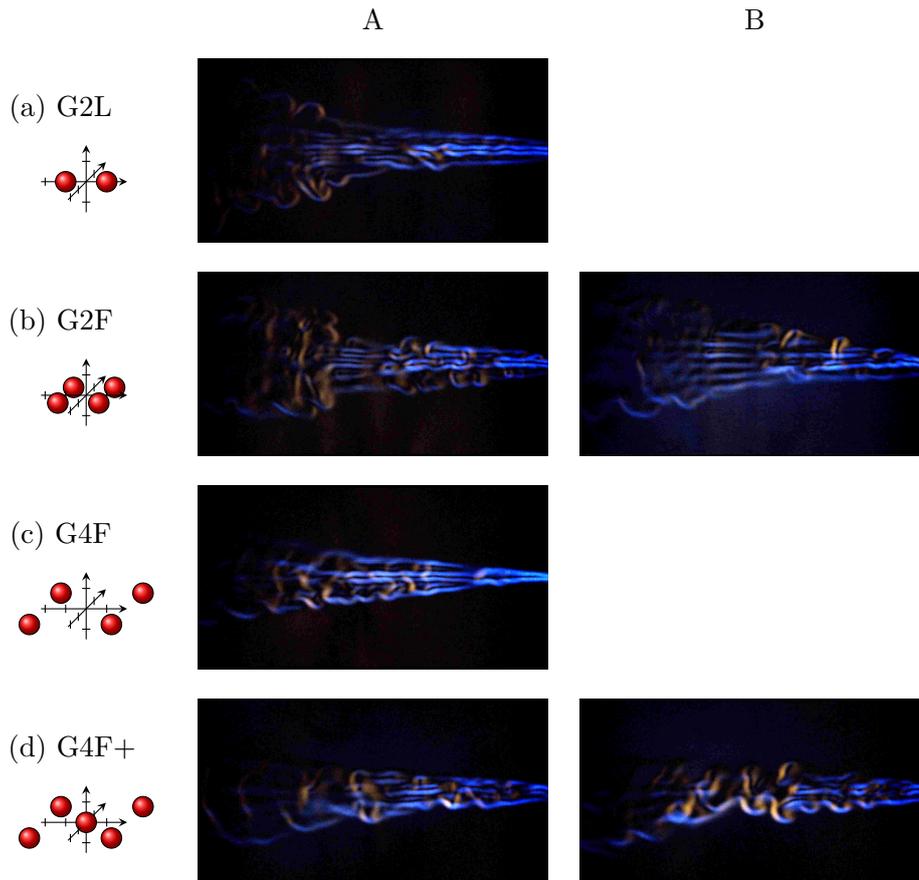


Abbildung 5.37: Strömungsbeeinflussung verschiedener flächiger StAW; Aufnahmen A und B (BOS, Konfig. G2L und G[2,4]F(+), $Q_{\text{Butan}} = 0,1851/\text{min}$; Auswahl, vgl. Anh. A.23).¹¹

lauf hineinwirkt und sich durch starke Verwirbelungen auszeichnet. Bei großflächigen einheitlichen Schallstrukturen, wie sie z. B. bei der Konfiguration G2F gegeben ist, unterscheidet sich der Vorlauf nicht wesentlich von der gesamten Strömungsstruktur. Hierdurch wird ersichtlich, dass auch eine direkte Strömungsbeeinflussung trotz geringerer Schalldrücke möglich ist. Die Art des Einflusses kann hierbei ggf. gezielt genutzt werden.

Zur besseren Interpretation der Wirkung von flächigen StAW auf die Strömung wurden diese zusätzlich mit Hitzdrähten vermessen. Für einen direkten Vergleich sind die Ergebnisse in Abbildung 5.38 zusammen mit der Messung der Konfiguration G0 (vgl. Abb. 5.24a), jedoch mit angepasster Skala und der Referenz ohne Schalleintrag (vgl. Abb. 5.24b) dargestellt.

Im Gegensatz zu einer stark fokussierten StAW (vgl. Abb. 5.38a) ist bei der flächigen StAW der Konfiguration G2F (vgl. Abb. 5.38c) die Ausbildung eines Staubegebietes vor der Fokuszone nur in geringem Maße vorhanden. Auch das vorhandene leichte Aufstauen vor einem Nebenmaximum bei $x \approx -32 \text{ mm}$ ist relativ betrachtet ebenfalls nur sehr gering. Über das Aufstauen vor dem Neben-

¹¹



Dynamische Messdaten zu Konfig. G[1–3]L und G[1–4]F(+) (Video)
<https://av.tib.eu/media/49726>
 DOI: 10.5446/49726

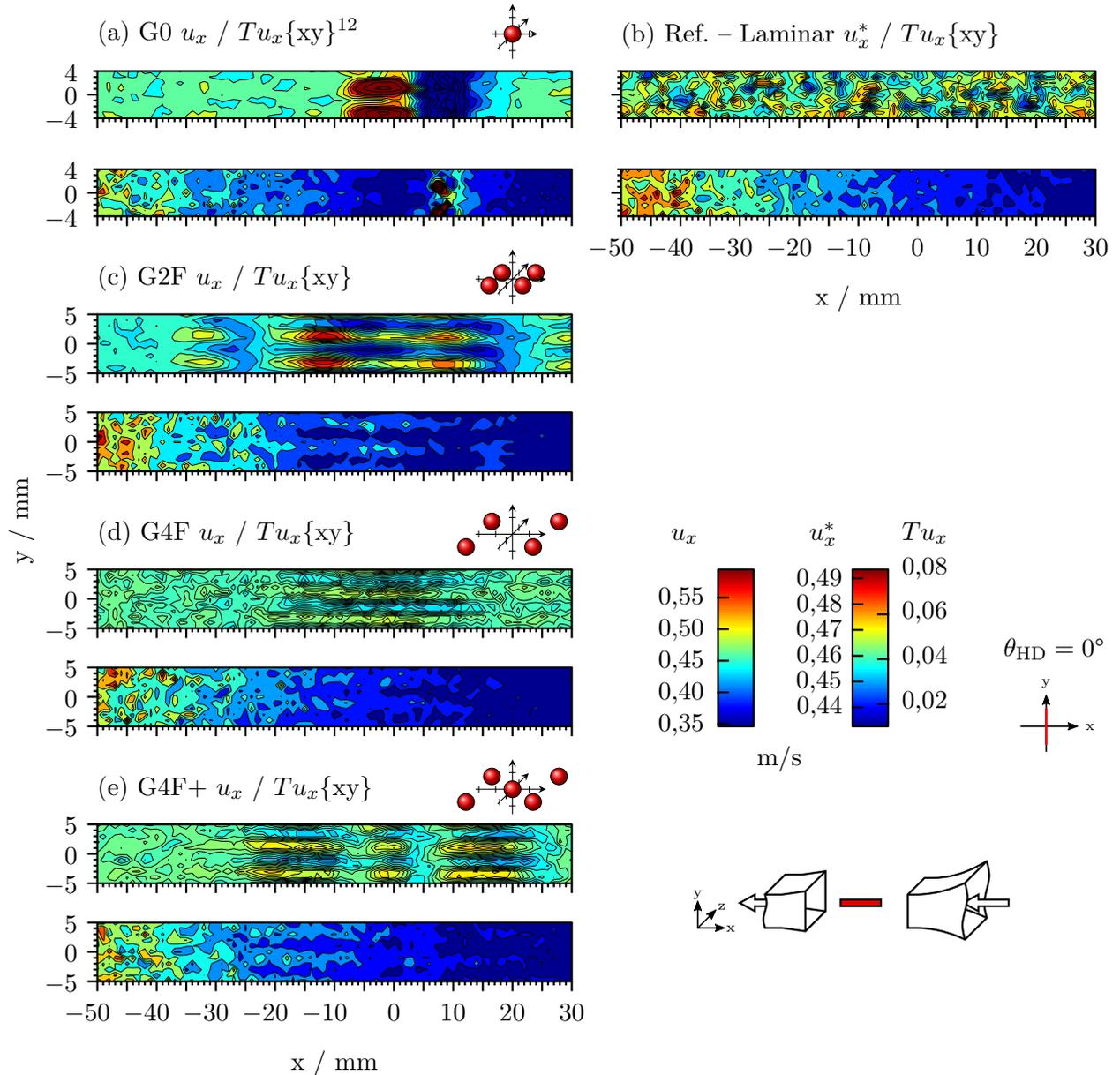


Abbildung 5.38: Strömungsbeeinflussung verschiedener flächiger StAW (c–e) und Gegenüberstellung mit einer beeinflussten Strömung durch eine auf einen Punkt fokussierten StAW (a) sowie einer unbeeinflussten laminaren Strömung als Referenz (b) und deren jeweilige Auswirkung auf den Turbulenzgrad (HD, Konfig. G0, G[2, 4]F(+), $\bar{u}_x = 0,49 \text{ m/s}$, u_x , $Tu_x\{xy\}$, $80 \times 10 \text{ mm}$; Auswahl, vgl. Anh. A.15).

maximum bei $x \approx 30 \text{ mm}$ kann aufgrund der Begrenzung des Messfensters keine direkte Aussage getroffen werden, wobei unter Einbezug der BOS-Messungen dies hier als nicht nennenswert größer angenommen werden kann. Als Kontrast dazu ist dafür eine erhöhte Abbremsung um 25 % der Strömung inmitten der Fokuszone auf Höhe der Knoten vorhanden. Bei den Konfigurationen G4F und G4F+ (vgl. Abb. 5.38d und c) hingegen bleibt die Ausbildung eines Staugebietes vor der

¹²Maximalwerte von u_x an die G_{dF} Messungen angepasst (vgl. Abb. 5.24)

Fokuszone vollkommen aus. Eine Abbremsung im Bereich zwischen den Bäuchen ist zwar noch erkennbar, aber mit 7 % bzw. 11 % (vgl. Abb. 5.38d bzw. c) sehr gering.

Bei der Betrachtung des Turbulenzgrades wird ersichtlich, dass die Strömungsbeeinflussung der flächigen StAW ebenfalls eine beruhigende Wirkung auf die gesamte Strömung hat. Im Vergleich mit der laminaren Strömung (vgl. Abb. 5.38b) findet in Strömungsrichtung die Erhöhung der Turbulenz später im Nachlauf statt. Auch die allgemeine streifenartige Struktur findet sich im Turbulenzgrad wieder, wodurch festgehalten werden kann, dass im direkten Wirkungsbereich der Bäuche eine zusätzliche Beruhigung der Strömung in Strömungsrichtung stattfindet.

5.3.4.2 Verhalten bei weniger Butangas

Wie bei den Messungen aus Abschnitt 5.3.1.2 schon festgestellt werden konnte, ergibt sich bei variierender Gasmenge ein verändertes Strömungsbild. Deshalb wurden die Messungen G2F, G4F und G4F+ bei einer geringeren Gasmenge $Q_{\text{Butan}} = 0,0731/\text{min}$ wiederholt. Die Messergebnisse sind in Abbildung 5.39 dargestellt.

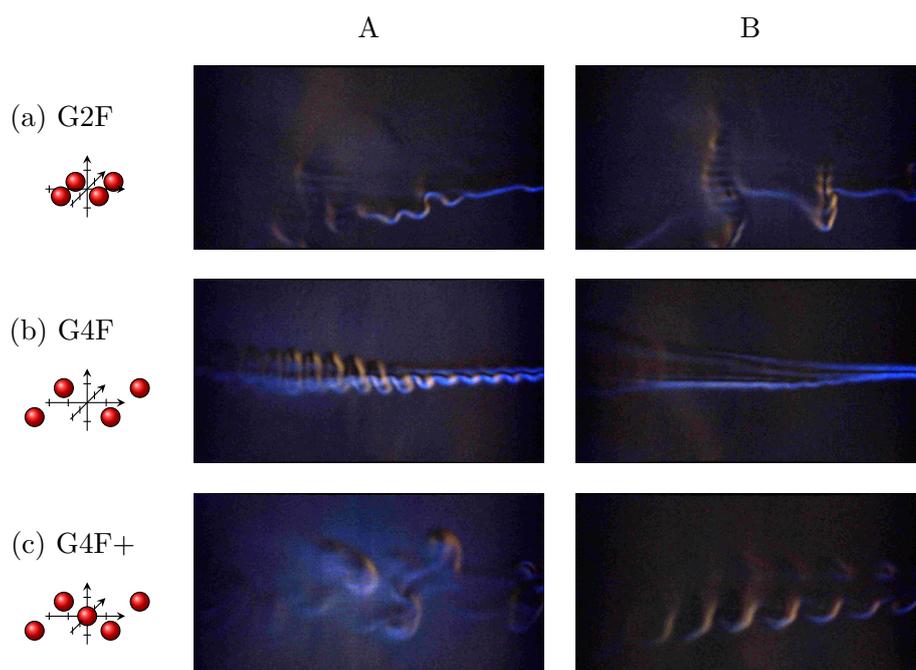


Abbildung 5.39: Strömungsbeeinflussung von flächigen StAW bei einer geringeren Gasmenge $Q_{\text{Butan}} = 0,0731/\text{min}$; Aufnahmen A und B (BOS, Konfig. G[2, 4]F(+); Auswahl, vgl. Anh. A.24).¹³

¹³



Dynamische Messdaten zu Konfig. G[2-4]F(+) mit Gasmenge $Q_{\text{Butan}} = 0,0731/\text{min}$ (Video)

<https://av.tib.eu/media/49729>

DOI: 10.5446/49729

Die Auswirkungen auf die Strömung sind dabei zueinander sehr unterschiedlich. Überraschenderweise decken sich diese aber teilweise mit den Ergebnissen aus den vorangehenden Messungen bei ebenfalls $Q_{\text{Butan}} = 0,0731/\text{min}$:

- G2F (vgl. Abb. 5.39a) \equiv wandernde StAW, bei $3 \leq \Delta f \leq 10$ Hz (vgl. Abb. 5.35a–c)
- G4F (vgl. Abb. 5.39b) \equiv StAW (vgl. Abb. 5.25a1, Aufnahme C)
- G4F+ (vgl. Abb. 5.39c, Aufnahme B) \equiv wandernde StAW, bei $15 \leq \Delta f \leq 20$ Hz
(vgl. Abb. 5.35d–e)

Hierbei wird deutlich, dass bereits kleine Änderungen im Schallfeld eine große Auswirkung auf die Art der Strömungsbeeinflussung haben. Die Ergebnisse zeigen bereits auf, dass durch eine definierte Modellierung der Schallfelder die Auswirkung auf die Strömung gezielt eingestellt werden kann.

5.3.4.3 Abhängigkeit der Strömungsbeeinflussung von der Ultraschall-Leistung bei unterschiedlichen Strömungsgeschwindigkeiten

In analoger Weise zu Abschnitt 5.3.1.4 lässt sich auch für die Strömungsbeeinflussung einer flächigen StAW (Konfig. G2F) ein Zusammenhang zwischen der Leistung des US-Arrays P_{US} und der Strömungsgeschwindigkeit \bar{u}_x herstellen. Die entsprechenden Öffnungswinkel ϕ sind in Tabelle 5.4 zusammengefasst. Anhand der Ergebnisse lassen sich zwei Faktoren herauslesen, welche die Strömungsbeeinflussung begrenzen: Bei einer Strömungsgeschwindigkeit $\bar{u}_x > 1,31$ m/s bzw. einer Schalleistung $P_{\text{US}} < 50\%$ lässt sich keine signifikante Strömungsbeeinflussung mehr erkennen.

Werden nun die Ergebnisse bei ähnlichem Schalldruck ($p_{\text{max}} = 1530$ Pa) mit den aus Tabelle 5.3 ($p_{\text{max}} = 1600$ Pa) verglichen, so fällt auf, dass sich trotz andersartiger Schallerzeugung die Öffnungswinkel für gleiche Strömungsgeschwindigkeiten \bar{u}_x gleichen. Der wesentliche Unterschied be-

Tabelle 5.4: Öffnungswinkel ϕ (vgl. Abb. 5.30) in Abhängigkeit von Ultraschall-Leistung P_{US} und Strömungsgeschwindigkeit \bar{u}_x (Konfig. G2F, vgl. Anh. A.25).

P_{US} / %	p_{max} / Pa	Geschwindigkeit \bar{u}_x / m/s				
		0,49	0,89	1,31	1,97	2,60
		Gasmenge Q_{Butan} / l/min				
		0,185	0,210	0,224		
100	1530	16	11	8	5	4
90		14	10	8	4	4
80		14	10	8	4	4
70		12	10	8	4	3
60		11	9	7	3	3
50		9	8	7	3	2
40		7	6	5	2	2
30		6	4	3	2	2

steht also lediglich in der streifenartigen Struktur in der Strömung, welche sich bei einer flächigen StAW mit weniger konzentriertem Ultraschall ergibt.

5.3.4.4 Winkelabhängigkeit

Für die Konfiguration G2F wurde ebenfalls die Auswirkung eines in einem Winkel eingebrachten Schallfeldes untersucht. Hierbei wurde das Schallfeld mit einem Winkel von 12° im Uhrzeigersinn gedreht. In Abbildung 5.40 sind drei Aufnahmen einer BOS-Messung dargestellt. Die Details A und B zeigen eine Vergrößerung der Streifenstruktur in der Fokuszone.

Im Zeitverlauf der Messung können im Strömungsbild immer wieder leichte Streifenstrukturen im gleichen Winkel von 12° identifiziert werden. Diese schwanken jedoch in ihrer Ausgestaltung sehr stark und weisen dabei eine hohe Instabilität auf. Wie bereits in Abschnitt 5.3.4.1 beobachtet werden konnte, kann auch hier der Abstand der Streifen sowohl $\lambda/2$ als auch $\lambda/4$ betragen. Die Absenkung der Strömung bei positiver Drehung des Schallfeldes ist auch hier deutlich zu erkennen.

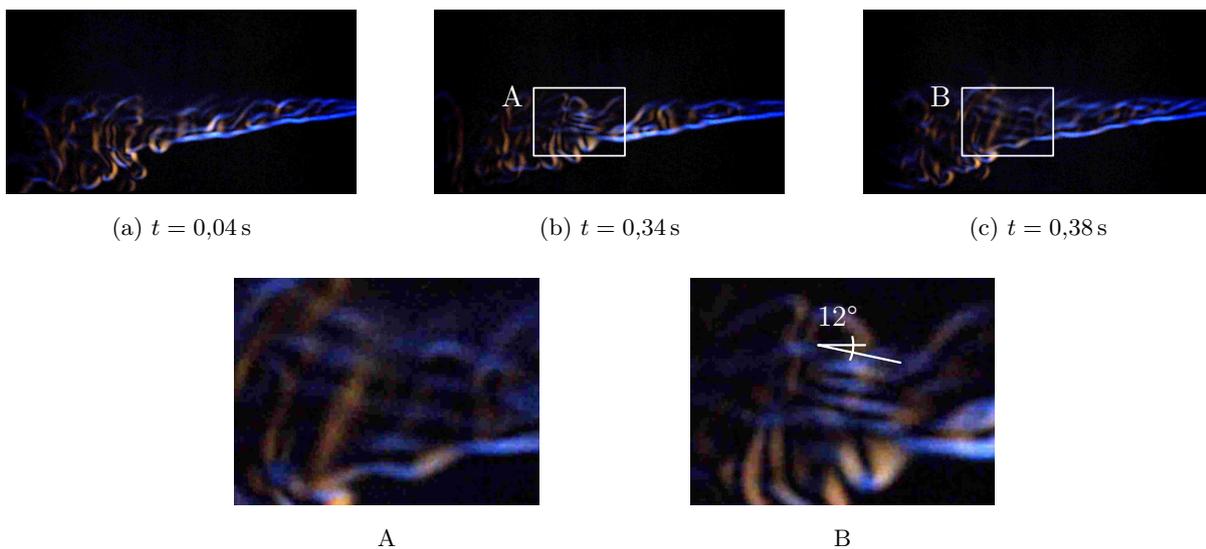


Abbildung 5.40: Winkelabhängigkeit der Strömungsbeeinflussung einer flächigen StAW bei 12° ; Detailansicht A und B (BOS, Konfig. G2F, $Q_{\text{Butan}} = 0,1851/\text{min}$).

5.3.5 Kármánsche Wirbelstraße

In diesem Abschnitt wird die Auswirkung einer StAW auf eine bereits bestehende Strömungsstruktur behandelt: Wirbel einer Kármánschen Wirbelstraße. Für die Erzeugung solch einer Wirbelstraße wurde als Störkörper ein zylindrischer Stab mit einem Durchmesser von 5,5 mm verwendet. In die Strömung eingebracht, wurde dieser dabei so positioniert, dass er genau mittig vom Butangasstrom getroffen wird. Das Butangas strömt hierdurch beidseitig am Stab vorbei und ermöglicht somit die Sichtbarmachung der erzeugten Wirbelablösung mittels der BOS-Messmethode. Der Stab

wurde dabei vertikal (in y-Richtung) sowie horizontal (in z-Richtung) liegend positioniert, wodurch die Wirkung des Schalleintrages von zwei Richtungen aus auf die Wirbelstraße untersucht wurde.

In Abbildung 5.41 sind die Ergebnisse der BOS-Messungen dargestellt. Die Messungen wurden bei zwei Strömungsgeschwindigkeiten $\bar{u}_x = 0,49 \text{ m/s}$ und $0,70 \text{ m/s}$ (vgl. Abb. 5.41a und b) durchgeführt, wofür sich bei dem gegebenen Stabdurchmesser eine Reynoldszahl $Re = 176$ bzw. 251 ergibt. Im ersten Fall ($50 < Re < 200$) ergibt sich eine laminare Kármánsche Wirbelstraße. Im zweiten Fall ($200 < Re < 260$) befindet sich die Kármánsche Wirbelstraße im Umschlag von laminar zu turbulent, was zu unregelmäßiger Wirbelablösung führt [119]. Eine genaue Berechnung der Werte und eine Verifikation der Kármánschen Wirbelstraße findet sich im Anhang A.2.

Als Referenz für die Messungen dient jeweils eine Aufnahme der Wirbelstraße ohne Schalleintrag. Für $\bar{u}_x = 0,49 \text{ m/s}$ wurde die Wirbelstraße mit dem vertikalen sowie horizontalen Aufbau (vgl. Abb. 5.41a.1 und a.2) erzeugt und für $\bar{u}_x = 0,70 \text{ m/s}$ lediglich mit dem vertikalen Aufbau (vgl. Abb. 5.41b). Der Störkörper ist jeweils in den Referenzen angedeutet (weiß, gestrichelt). Für die

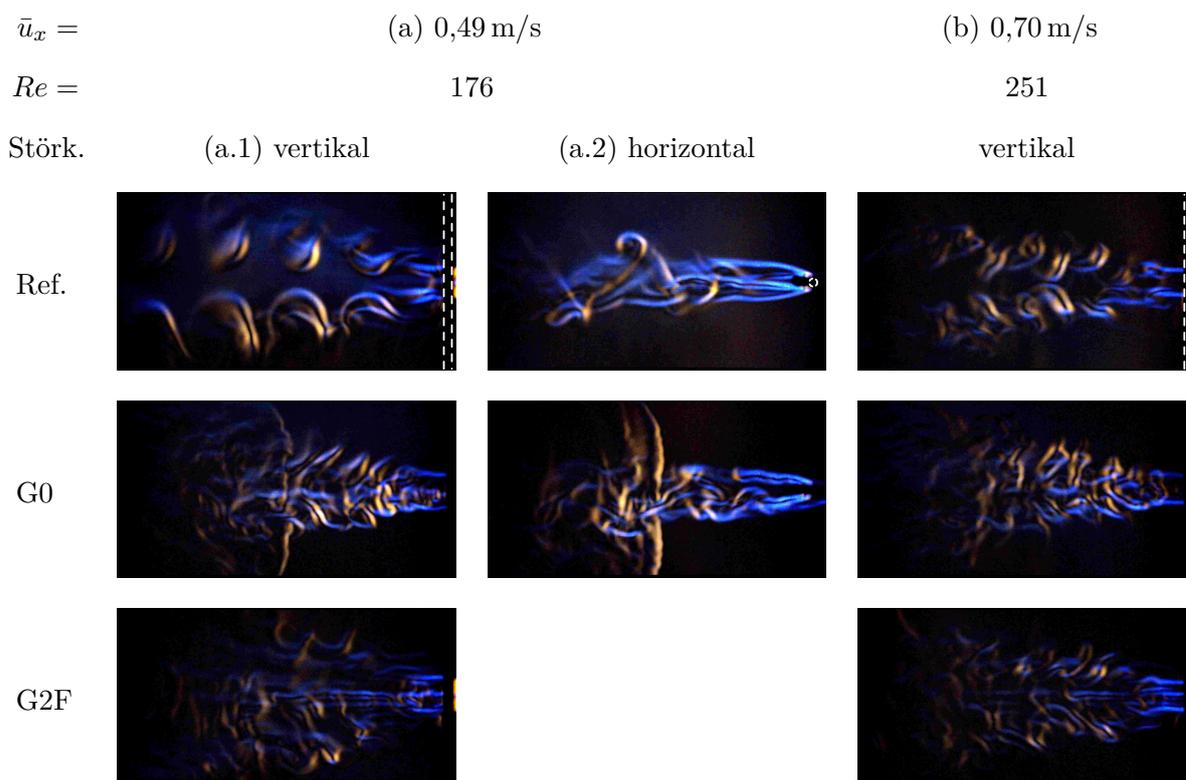


Abbildung 5.41: Strömungsbeeinflussung von Kármánschen Wirbelstraßen: laminar (a); Orientierung des Störkörpers vertikal (a.1) sowie horizontal (a.2) und im Umschlag von laminar zu turbulent; Orientierung vertikal (b) sowie jeweils eine unbeeinflusste Wirbelstraße als Referenz ($\bar{u}_x = 0,49$ und $0,70 \text{ m/s}$; BOS, Konfig. G0 und G2F, vgl. Anh. A.26 und A.27).¹⁴

14



Dynamische Messdaten zu Konfig. G0 mit Kármánschen Wirbelstraßen (Video)

<https://av.tib.eu/media/49727>

DOI: 10.5446/49727

Strömungsbeeinflussung wurden die Konfigurationen G0 und G2F gewählt, wobei für G2F auf eine Messung mit dem horizontalen Aufbau verzichtet wurde.

Wird zunächst die Referenz der Abbildung 5.41a.2 betrachtet, so kann die sich oben und unten abwechselnde Wirbelablösung deutlich erkannt werden. Stellt man sich die Wirbel als mit Butan-gas gefüllte Zylinder vor, so ergeben sich bei einer BOS Aufnahme „von der Seite“ betrachtet oben und unten sichtbare Enden, welche in der Referenz der Abbildung 5.41a.1 in u-förmiger Ausgestaltung zu sehen sind. Da die BOS-Methode eine Art „durchleuchtende“ Messweise ist, lassen sich die abwechselnden Wirbel hierbei (im Vorder- und Hintergrund) nicht voneinander unterscheiden. Die aus höherer Geschwindigkeit resultierende unregelmäßige Wirbelablösung kann in der Referenzaufnahme der Abbildung 5.41b gut erkannt werden.

Wird schließlich das Strömungsbild mit aktivem Schalleintrag betrachtet, so wird in Abbildung 5.41 die Wirkung im direkten Vergleich offensichtlich. Beim vertikalen Aufbau (vgl. Abb. 5.41a.1) wird die saubere und regelmäßige Wirbelablösung bei beiden Konfigurationen G0 und G2F völlig unterbunden. Bei G0 lassen sich im Vorlauf zwar regelmäßige Wirbelstrukturen erkennen, aber diese scheinen nicht zylinderförmig und mit einer deutlich höheren Frequenz zu entstehen. Des Weiteren entsteht im Ansatz eine vertikale Gassäule, ab der im Nachlauf keine regelmäßige Wirbelstruktur mehr zu erkennen ist. Ähnliches gilt für den horizontalen Aufbau (vgl. Abb. 5.41a.2), wobei sich hierbei die vertikale Gassäule viel deutlicher ausbilden kann. Ein vergleichsweise stärkerer Effekt weist Konfiguration G2F auf, bei der die Bildung von regelmäßigen Wirbelstrukturen vollkommen zerstört wird. Die bei diesen flächigen StAW vorkommenden horizontalen Streifen sind auch hierbei erkennbar.

Bei höherer Geschwindigkeit (vgl. Abb. 5.41b) sind die Ergebnisse größtenteils übertragbar. Jedoch scheint es eine leichte Überlagerung aus der Kármánschen Wirbelstraße und den Strukturen der Strömungsbeeinflussung zu geben, wodurch in diesen Fällen die Erzeugung der Wirbelstraße nicht gänzlich unterbunden werden kann.

Insgesamt kann jedoch festgehalten werden, dass die Strömungsbeeinflussung durch fokussierten Ultraschall durchaus in der Lage ist, gezielt die Entstehung von regelmäßigen Wirbelstrukturen zu unterbinden bzw. zu verändern.

5.3.6 In Phase, Rauschen und einseitig – Konfigurationen GP, GR, GE

Mit der Ansteuerung der US-Arrays ohne eine definierte Fokussierung soll die Auswirkung der reinen Beschallung betrachtet werden. Dabei wurden zwei Arten der Schallerzeugung verwendet: eine Ansteuerung, bei welcher alle US-Aktoren in Phase sind (GP) und eine zufällige Ansteuerung aller US-Aktoren, welche eine Art „Rauschen“ darstellt (GR). Für eine größere Varianz wurden für die Konfiguration GR insgesamt drei Abwandlungen mit unterschiedlicher zufälliger Phasenlage generiert, welche nacheinander vermessen wurden. Zusätzlich wird mit der Konfiguration GE die Auswirkung des Schalleintrages nur von einer Seite aus betrachtet (oberes US-Array abgeschaltet

und mit Noppenschäumstoff abgedeckt). Vergleichbar mit G0 werden die Schallwellen auf einen Punkt in der Mitte fokussiert.

In Abbildung 5.42 sind die Ergebnisse aller drei Konfigurationen abgebildet. Wird zunächst das Strömungsbild der Konfiguration GE betrachtet (vgl. Abb. 5.42c), so fällt auf, dass sich wie bei Konfiguration G0 eine vertikale Gassäule ausbildet. Dies lässt den Schluss zu, dass trotz Noppenschäumstoff auf der gegenüberliegenden Seite eine direkte Reflexion der Schallwellen stattfindet, wodurch sich eine StAW ausbilden kann. Dies begründet auch das Strömungsbild der Konfiguration GP (vgl. Abb. 5.42a), welches eine hohe Ähnlichkeit mit den Ergebnissen der flächigen StAW besitzt (z. B. Konfig. G4F aus Abb. 5.38c). Durch die Reflexion entsteht eine großflächige StAW, welche dementsprechend einen vergleichbaren Strömungseinfluss aufweist. Die Konfiguration GR erzeugt zwar bei allen drei Varianten (vgl. Anh. A.28) das gleiche Ergebnis (vgl. Abb. 5.42b), jedoch wäre auch hier ein geringerer Strömungseinfluss zu erwarten. Durch die Annahme einer Reflexion ergeben sich jedoch komplexe Interferenzmuster, welche einen vorhandenen Einfluss auf die Strömung haben können. Die Vermessung des Schallfeldes einer der drei Abwandlungen der Konfiguration GR (vgl. Anh. A.11) bestätigt das komplexe Interferenzmuster in der xz-Ebene und zeigt ein Streifenmuster in der xy-Ebene auf, welches ein eindeutiger Hinweis auf die Reflexion ist.

Durch die Reflexion mit dem gegenüberstehenden US-Array ergeben sich immer Arten von StAW, wodurch die Beurteilung einer reinen Beschallung mit den hier beschriebenen Konfigurationen, bedingt durch den gegenüberstehenden Aufbau, schwerfällt. Um substantielle Aussagen treffen zu können, wurden die Messungen schließlich ohne eine Möglichkeit der direkten Reflexion mit dem einseitigen Aufbau wiederholt. Die Ergebnisse befinden sich am Ende des nachfolgenden Abschnitts 5.4.3.

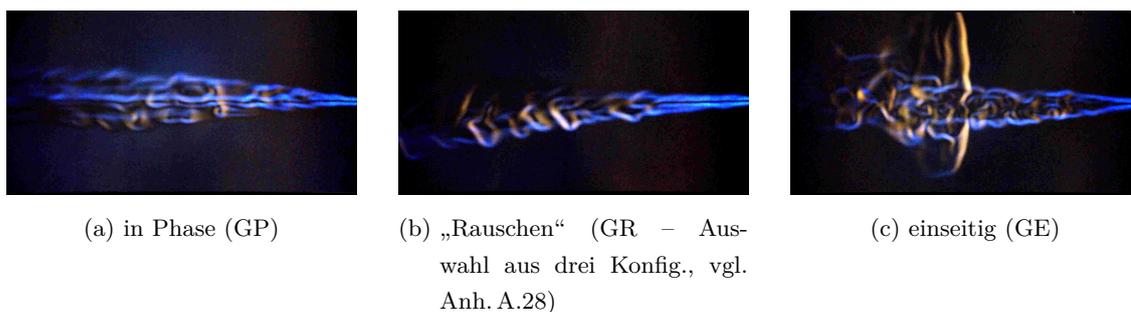


Abbildung 5.42: Strömungseinfluss bei der Ansteuerung aller Aktoren in Phase (a) und mit einem „Rauschen“ (b) sowie bei einer einseitigen Beschallung von unten (c) (BOS, Konfig. GP, GR und GE, $Q_{\text{Butan}} = 0,1851/\text{min}$).

5.4 Strömungsbeeinflussung, einseitiger Aufbau – Konfiguration E

Im folgenden Abschnitt werden die Versuche zur Strömungsbeeinflussung des einseitigen Aufbaus (EA) beschrieben und erläutert. Bei den hier vorgestellten Hitzdrahtmessungen wurde ebenfalls jeweils eine Schrittweite von 0,5 mm verwendet.

5.4.1 Fokussierung auf einen Punkt – Konfiguration E0

Bei der einseitigen Fokussierung auf einen Punkt (Konfig. E0) ergibt sich ein Strömungsbild, wie es in Abbildung 5.43 dargestellt ist. Der Butangasstrom wird durch den Schalleintrag verwirbelt und durch die von unten kommende durch den Schall induzierte Querströmung (vgl. Abb. 5.8b) nach oben hin abgelenkt. Dabei ist auffallend, dass sich unterhalb des Butangasstroms eine vertikale Gassäule ausbildet. Die Gasfront verläuft hierbei in einer sehr geraden Linie genau entlang der Fokusachse, deren unteres Ende in Strömungsrichtung ausläuft.

In der dazugehörigen Hitzdrahtmessung in Abbildung 5.44a.1 wird ersichtlich, dass sich um den Fokus herum bei $x = 8$ mm erneut ein Aufstaugebiet bildet, wodurch sich die vertikale Gassäule ausbilden kann. Auffällig dabei ist, dass sich bei $x = -2$ mm die Strömungsgeschwindigkeit u_x deutlich erhöht. Der dazugehörige Turbulenzgrad Tu_x (vgl. Abb. 5.44a.2) bestätigt das Aufstauen anhand der deutlichen Erhöhung bei $x = 5$ mm längs in y-Richtung. An dieser Stelle treffen demzufolge zwei entgegengerichtete Strömungen aufeinander. Wird zusätzlich die 2D-Messung (vgl. Abb. 5.44b) miteinbezogen, so kann auch die Ablenkung nach oben durch die von unten kommende Querströmung anhand der Strömungsvektoren \vec{u}_{xy} identifiziert werden. Mittels der Hitzdrahtmessung ohne äußere Strömung aus Abbildung 5.8a lässt sich schließlich das Entstehen des Aufstaugebietes und das Beschleunigen der Strömung bei $x = -2$ mm erklären. Wie dort zu sehen ist, gibt es zwei von der Mitte aus nach außen gehende Strömungskomponenten u_x , welche in der gleichen Größenordnung wie die äußere Strömung sind. Der gegen die Strömungsrichtung gerichtete

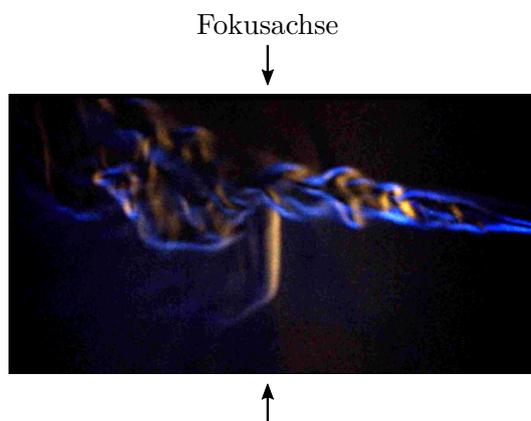


Abbildung 5.43: Strömungsbeeinflussung durch fokussierten US in einem Punkt (BOS, Konfig. E0, $Q_{\text{Butan}} = 0,1851/\text{min}$).

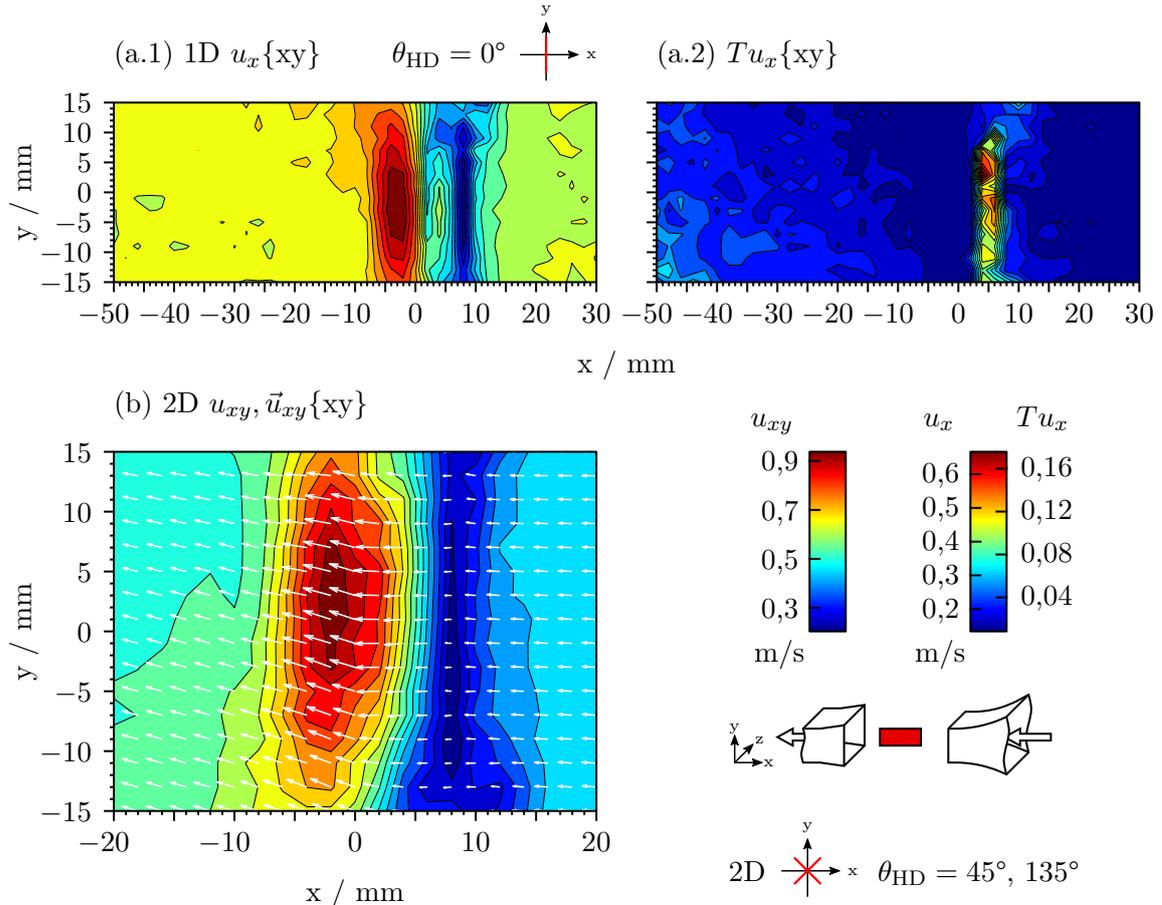


Abbildung 5.44: Strömungsbeeinflussung durch einen einzelnen Fokus (a.1) und Auswirkung auf den Turbulenzgrad (a.2) sowie zusätzliche 2D-Messung mit Strömungsvektoren (b) (HD(+2D), Konfig. E0, u_x , Tu_x , $\vec{u}_{xy}\{xy\}$, 80×30 mm).

te Anteil drückt dabei gegen die ankommende äußere Strömung, wohingegen der andere Teil diese beschleunigt. Aufgrund dessen ist bei $x = -2$ mm ein einzelnes zusammenhängendes Strömungsgebiet mit höherer Strömungsgeschwindigkeit erkennbar. Dies unterscheidet sich von den bisherigen Ergebnissen mit einer StAW (vgl. z. B. Abb. 5.19), bei welcher das Aufstaugebiet aus regelmäßigen Druckbauchströmungen resultiert, wodurch sich die bekannte Streifenstruktur ergibt.

5.4.2 Gleich- und gegenphasiger Doppelfokus

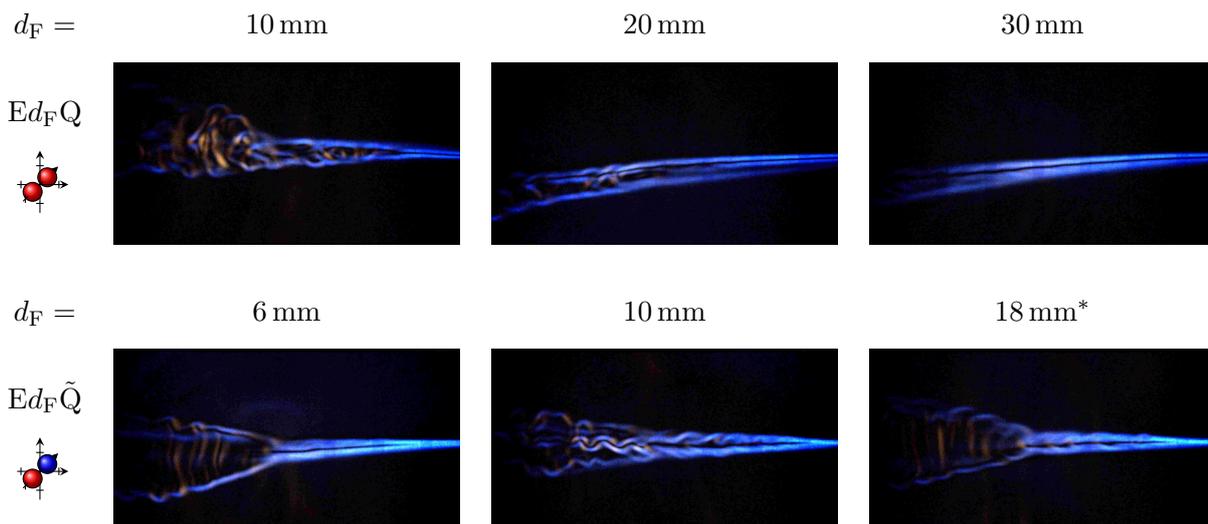
In den folgenden Abschnitten wird der Strömungseinfluss von unterschiedlich orientierten Doppelfokussen betrachtet. Dies umfasst dabei eine Anordnung quer (Index Q/ \tilde{Q}) und längs (Index L/ \tilde{L}) zur Strömung sowie gestapelte Doppelfokusse (Index \tilde{G}) (vgl. Tab. 5.2). Die gleichphasige Ansteuerung der Doppelfokusse dient hierbei erneut der Streckung des Schallfeldes, wohingegen die gegenphasige Ansteuerung primär für die Untersuchung von möglichen Interaktionen zwischen beiden Fokus zonen verwendet wird. Diesbezüglich und auch unter Einbezug der Ergebnisse aus den Schallfeldmessungen aus Abschnitt 5.1.3 wurden demnach für die gleichphasigen Konfigurationen größere bzw. für die gegenphasigen Konfigurationen kleinere Fokusabstände d_F verwendet.

5.4.2.1 Quer zur Strömung – Index Q/\tilde{Q}

Beginnend mit den gleich- sowie gegenphasigen Doppelfokussen quer zur Strömungsrichtung ergeben sich für verschiedene Fokusabstände d_F die in Abbildung 5.45 dargestellten Strömungsbilder. Bei den gleichphasigen Doppelfokussen (Ed_FQ) ist bei geringem Fokusabstand $d_F = 10$ mm eine deutliche Strömungsbeeinflussung vorhanden, welche sich durch eine leichte Verwirbelung im Vorlauf mit einem anschließenden Auffächern im Nachlauf äußert. Dies ist wieder ein Hinweis auf ein vorhandenes Aufstauen in der Mitte. Dieser Einfluss verringert sich jedoch zunehmend mit steigendem Fokusabstand. Bei einem Fokusabstand $d_F = 30$ mm ist der Einfluss bereits kaum mehr erkennbar.

Bei den Strömungsbildern der gegenphasigen Doppelfokusse ($Ed_F\tilde{Q}$) hingegen ist besonders bei $d_F = 6$ mm zu erkennen, dass die Strömung im Vorlauf weitgehend unbeeinflusst bleibt, bis sie sich ab der Fokuszzone kelchartig aufspaltet. Das Gleiche ist auch bei einem Fokusabstand $d_F = 18$ mm zu beobachten, wobei in diesem Fall die kelchartige Strömungsaufspaltung instabil zu sein scheint und das Strömungsbild eher dem aus E10Q ähnelt. Eine Besonderheit ist bei Konfiguration E10 \tilde{Q} gegeben, bei welcher die Strömung so beeinflusst wird, dass diese wellenartig abströmt.

Des Weiteren wurde zusätzlich die Strömung der gleich- sowie gegenphasigen Doppelfokusse bei einem Fokusabstand $d_F = 10$ mm mit Hitzdrähten vermessen (vgl. Abb. 5.46b und c). Dabei wurde das Messfenster jeweils durch die Mitte ($z = 0$ mm) und durch einen Fokus ($z = -5$ mm) gelegt. Zum direkten Vergleich der Auswirkung auf die Strömung dient hierfür eine neu durchgeführte Referenzmessung ohne Schalleintrag (vgl. Abb. 5.46a). Allgemein lassen sich die Strömungsfelder qualitativ mit den Messungen der Konfiguration E0 (vgl. Abb. 5.44) vergleichen. Im Vergleich



* Instabil

Abbildung 5.45: Strömungsbeeinflussung von quer zur Strömung liegenden gleich- und gegenphasigen Doppelfokussen (BOS, Konfig. E[10, 20, 30]Q und E[6, 10, 18] \tilde{Q} , $Q_{\text{Butan}} = 0,1851/\text{min}$).

zur Fokussierung auf einen einzelnen Punkt (Konfig. E0) sind jedoch die maximal erreichbaren Strömungsgeschwindigkeiten u_x hierbei etwas geringer, was auf den geringeren Schalldruck bei Doppelfokussen (vgl. Abb. 5.4) zurückgeführt werden kann.

Wird zunächst das Strömungsfeld des gleichphasigen Doppelfokus betrachtet (vgl. Abb. 5.46b), so fällt auf, dass hier das primäre Staugebiet und die höchste Strömungsgeschwindigkeit u_x ebenfalls in der Mitte auftreten (vgl. Abb. 5.46b.1). In Abbildung 5.46b.2 findet sich, aufgrund der Ausdehnung des Schallfeldes in die Breite (vgl. Abb. 5.4b), die gleiche Strömungsstruktur wieder. Diese ist im Vergleich jedoch leicht schwächer, obwohl das Messfenster direkt durch den Fokus geht. Das bedeutet, dass sich trotz der breiten Ausgestaltung des Schallfeldes die Auswirkung auf die Strömung auf die Mitte konzentriert. Anhand des Turbulenzgrades Tu_x wird dies nochmals deutlich, was zusätzlich die vorangehende Annahme eines Aufstauens bei E10Q in Abbildung 5.45 bestätigt.

Im Strömungsfeld des gegenphasigen Doppelfokus (vgl. Abb. 5.46c) hingegen ist erkennbar, dass sich in der Mitte zwischen beiden Fokussen die Strömungsgeschwindigkeit u_x nur geringfügig ändert. Der dazugehörige Turbulenzgrad Tu_x gibt zusätzlich Aufschluss darüber, dass sich dort auch die Strömung nicht aufstaut. Ein Staugebiet und die höchste Strömungsgeschwindigkeit u_x treten hierbei im Fokus (vgl. Abb. 5.46c.2) auf. Durch die symmetrische Anordnung der Doppelfokusse bedeutet dies, dass sich um die Mitte herum zwei separate Aufstaugebiete mit einem unbeeinflussten Spalt dazwischen ausbilden. Dies deckt sich wiederum mit dem Schallfeld aus Abbildung 5.4c.

Als zusammenfassende Erklärung wird hierzu zunächst das Schallfeld der Konfiguration Gd_FQ (vgl. Abb. 5.2) betrachtet. Dort bildet sich bei gleichphasigem Doppelfokus ab einem gewissen Fokusabstand d_F ein „Spalt“ zwischen beiden Fokuszonen aus. Im hierzu äquivalenten Schallfeld von E10L (vgl. Abb. 5.4b) ist dies ebenfalls bereits bei $d_F = 10$ mm ansatzweise zu erkennen, was sich schließlich auf die Strömungsbeeinflussung übertragen lässt. Wie auch in Abschnitt 5.3.1.1 bereits festgestellt wurde, ist die Wirkungsbreite des fokussierten Ultraschalls stark auf den Bereich um den Fokus herum beschränkt (± 10 mm bei Konfig. G0). Der beim Doppelfokus entstehende Spalt für größere Fokusabstände $d_F > 10$ mm lässt somit die äußere Strömung unbeeinflusst zwischen beiden Fokussen durchdringen, was in Abbildung 5.45 für $d_F \geq 20$ mm gut zu erkennen ist.

Zwischen zwei gegenphasigen Fokussen hingegen befindet sich, wie in Abschnitt 5.1.3.2 erläutert, unabhängig vom Fokusabstand ein Spalt. Aufgrund dessen ist die Strömung bei einem gegenphasigen Doppelpol in der xy -Ebene bei $z = 0$ mm (Ebene des Butangases) zunächst unbeeinflusst, bis auf der Höhe der Fokusse deren Auswirkung die Strömung erfasst (vgl. Abb. 5.45). Die Größe des Spalts ändert sich dabei erst wesentlich bei höherem Fokusabstand $d_F > 10$ mm (vgl. Abb. 5.5), wobei zwischen $8 < d_F < 10$ mm das Maximum des Schalldruckes beider Fokusse erreicht wird. Dies scheint der Auslöser für das wellenartige Strömungsbild bei E10 \tilde{Q} (vgl. Abb. 5.45) zu sein, dessen genauer Ursprung jedoch mit den hier vorhandenen Ergebnissen nicht abschließend geklärt werden kann. Die Instabilität bei E18 \tilde{Q} ist mit einem höheren realen Fokusabstand zu erklären, wodurch mit weiter steigendem Abstand zu erwarten ist, dass dessen Einfluss wie bei E d_FQ immer weiter zurückgeht.

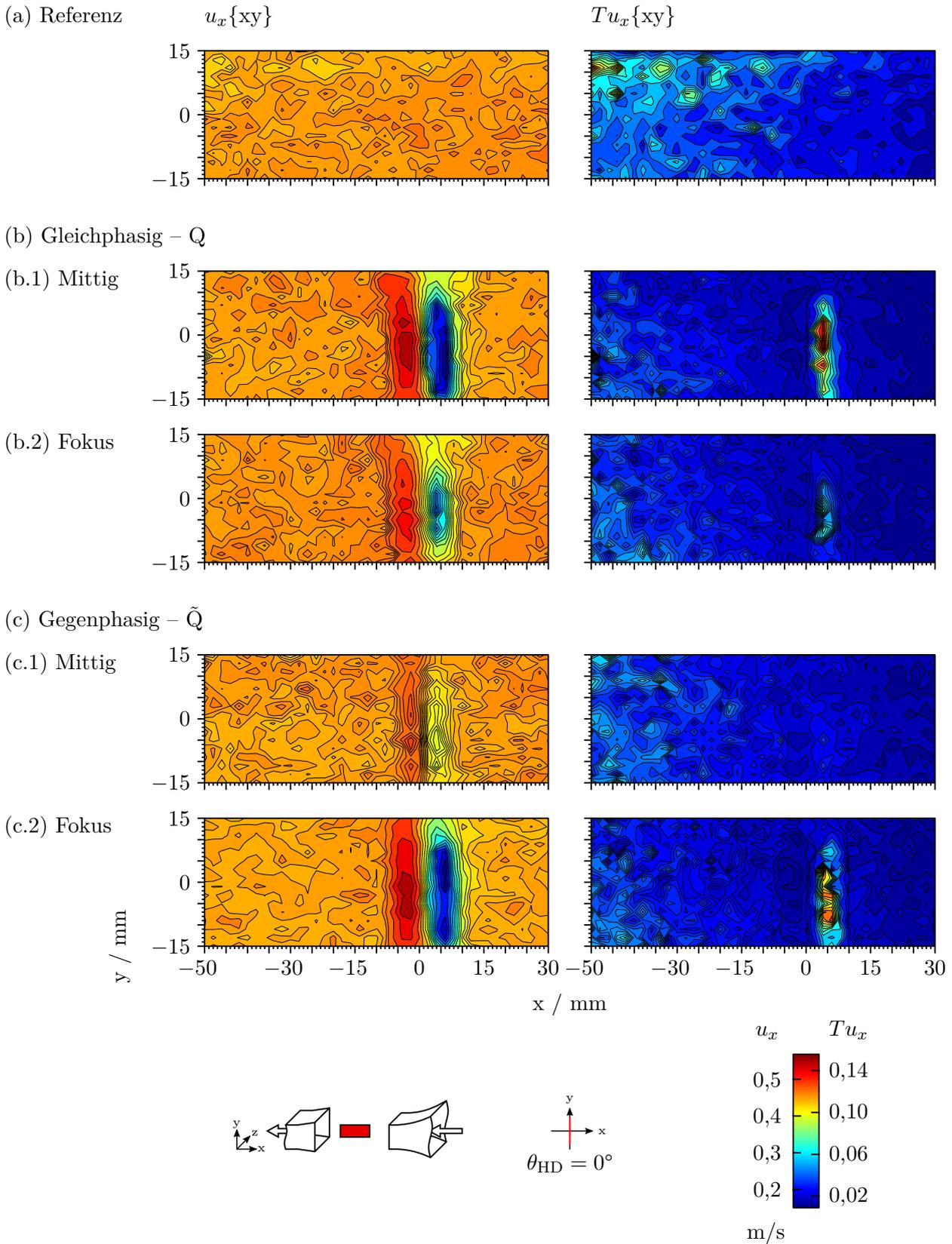


Abbildung 5.46: Gegenüberstellung einer unbeeinflussten Strömung (a) mit der Strömungsbeeinflussung von quer zur Strömung liegenden gleich- (b) und gegenphasigen (c) Doppelfokussen, jeweils mit einem Schnitt durch die Mitte (.1) sowie durch einen Fokus (.2) und deren jeweiligen Auswirkung auf den Turbulenzgrad (HD, Konfig. E10Q/ \tilde{Q} , u_x , $Tu_x\{xy\}$, $80 \times 30 \text{ mm}$).

An dieser Stelle ist es naheliegend, den Strömungseinfluss eines gegenphasigen Doppelfokus des einseitigen Aufbaus (Konfig. $Ed_F\tilde{Q}$; vgl. Abb. 5.45) mit dem eines gegenphasigen Doppelfokus des gegenüberstehenden Aufbaus (Konfig. $Gd_F\tilde{Q}$; vgl. Abb. 5.36) zu vergleichen. Dabei bietet sich als direkter Vergleich der gleiche Fokusabstand $d_F = 10$ mm an. Der Strömungseinfluss des Schalls ist hierbei beim gegenüberstehenden Aufbau sichtlich größer, obwohl die maximalen Schalldrücke beider Varianten ($p_{\max}(E10\tilde{Q}) = 1640$ Pa bzw. $p_{\max}(G10\tilde{Q}) = 1840$ Pa; vgl. Anh. A.9 bzw. Abb. 5.2) in einer ähnlichen Größenordnung liegen. Selbst bei einem großen Fokusabstand $d_F = 4$ cm existiert noch eine deutliche Strömungsbeeinflussung.

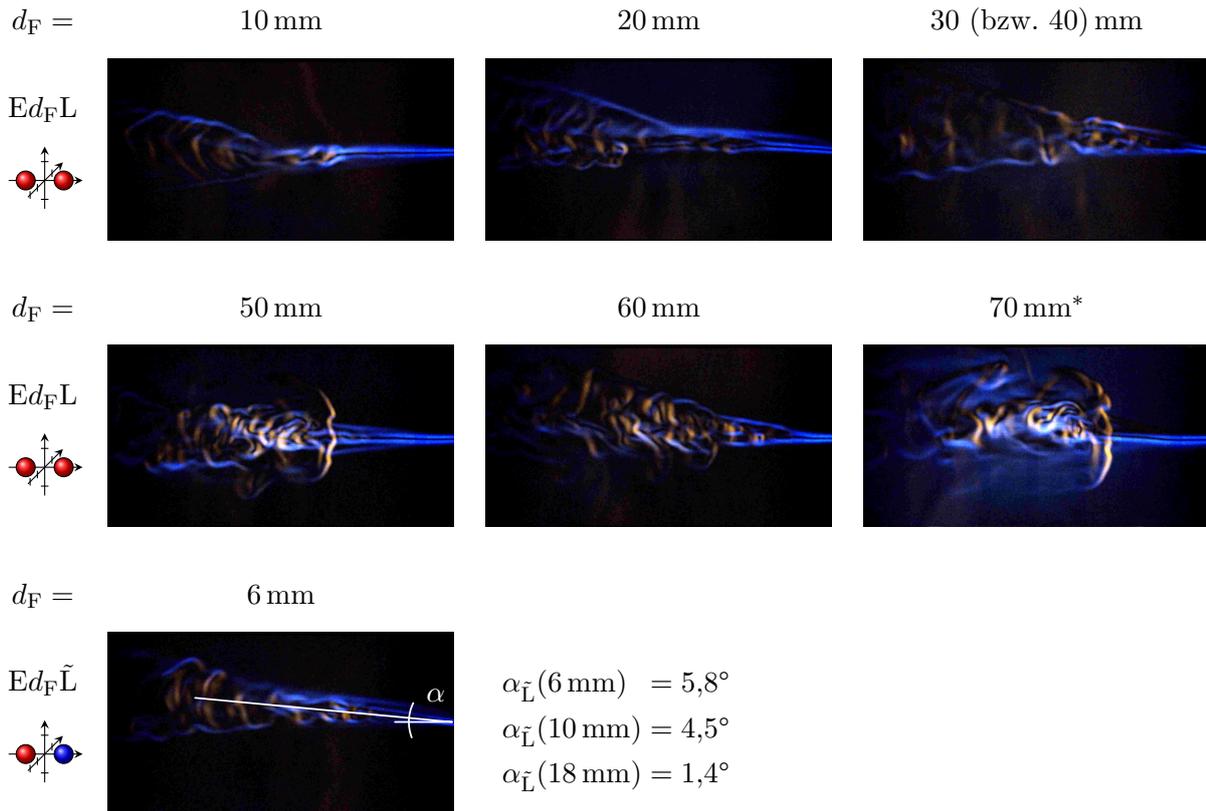
Es stellt sich also die Frage nach den Ursachen für diesen Unterschied: Einerseits ist in den Schallfeldmessungen deutlich erkennbar, dass beim gegenphasigen Doppelfokus des einseitigen Aufbaus (vgl. Abb. 5.4c) der Spalt stärker ausgeprägt ist, d. h. die Trennung der gegenphasigen Doppelfokuse ist deutlich schärfer bzw. sauberer. Beim gegenüberstehenden Aufbau hingegen sind im Spalt deutliche Interferenzmuster zu erkennen ($Gd_F\tilde{Q}$; vgl. Abb. 5.2). Andererseits lässt sich anhand dieses Vergleichs erneut festhalten, dass bei ähnlichem Schalldruck eine StAW und die daraus resultierenden Druckbauchströmungen einen deutlich höheren Einfluss auf eine äußere Strömung aufweisen.

Werden zuletzt die Ergebnisse noch mit der Referenz (vgl. Abb. 5.46a) verglichen, so lässt sich anhand des Turbulenzgrades Tu_x dennoch feststellen, dass auch die Schallfelder des einseitigen Aufbaus einen beruhigenden Einfluss auf die Gesamtströmung aufweisen, was zumindest im direkten Nachlauf zu erkennen ist.

5.4.2.2 Längs zur Strömung – Index L/\tilde{L}

Bei der Positionierung der gegen- bzw. gleichphasigen Doppelfokuse längs zur Strömungsrichtung ergibt sich ein Strömungsbild, wie es in Abbildung 5.47 zu sehen ist. Bei der gleichphasigen Ansteuerung erfährt die Strömung bei allen Fokusabständen d_F eine Verwirbelung, welche sich etwa auf der Höhe des ersten Fokus nochmals auffächert. Durch den längs gerichteten Doppelfokus findet erneut eine Art Streckung des Schallfeldes statt, welches sich dadurch äußert, dass der Beginn der Auffächerung mit steigendem d_F nach vorne in Strömungsrichtung rückt. Besonders Interessant ist, dass sich bei $d_F = 50$ mm sowie $d_F = 70$ mm eine vertikale Gassäule ausbilden kann, welche entsprechend dem Fokusabstand ebenfalls nach vorne versetzt ist. Der Strömungseinfluss von E70L weist hierbei als einzige Konfiguration starke Instabilitäten auf, wodurch zeitweise die Verwirbelung sowie Aufweitung des Gasstromes fast vollständig zurückgeht.

Bei der gegenphasigen Ansteuerung unterscheiden sich die Strömungsbilder für die hier untersuchten Fokusabstände $d_F = 6, 10$ und 18 mm nur wenig voneinander. Der größte Unterschied ist eine Ablenkung nach oben hin, welche mit $\alpha_{\tilde{L}}$ für die verschiedenen Fokusabstände in Abbildung 5.47 mit angegeben ist. Der Vollständigkeit halber sind die jeweiligen Strömungsbilder im Anhang A.29 hinterlegt.



* Instabil

Abbildung 5.47: Strömungsbeeinflussung von längs zur Strömung liegenden gleich- und gegenphasigen Doppelfokussen (BOS, Konfig. E[10–70]L und E[6, 10, 18] \tilde{L} , $Q_{\text{Butan}} = 0,1851/\text{min}$).

5.4.2.3 Doppelfokus gestapelt – Index \tilde{G}

Werden die Doppelfokusse übereinander gelegt und gegenphasig angesteuert, so ergeben sich die in Abbildung 5.48 dargestellten Strömungsbilder. Wie bei den Schallfeldmessungen bereits erläutert, wird der fokussierte Ultraschall durch die Überlagerung der Schallwellen in Abhängigkeit vom Fokusabstand d_F verstärkt oder abgeschwächt (vgl. Abschn. 5.1.3.4). Wie dort beschrieben, entspricht ein Fokusabstand $d_F \approx 4 \text{ mm}$ durch die gegenphasige Ansteuerung der Fokusse in etwa der Konfiguration E0, was sich auch im Strömungsbild im Bereich von $d_F = 2\text{--}6 \text{ mm}$ widerspiegelt (vgl. Abb. 5.43). Mit größer werdendem Fokusabstand fällt der Schalldruck drastisch ab, bis sich bei etwa 9–10 mm die Schallwellen fast vollständig gegenseitig auslöschen. Hierbei wird ein Minimum von $p_{\text{max}} \approx 500 \text{ Pa}$ erreicht (vgl. Abb. 5.7). Dies äußert sich ebenfalls in einer reduzierten Strömungsbeeinflussung, welche bei $d_F = 10 \text{ mm}$ fast vollständig zum Erliegen kommt.

Mit weiter größer werdendem Fokusabstand steigt der Schalldruck wieder, was sich ebenfalls in den Strömungsbildern zeigt. Ähnlich zu Konfiguration E6 \tilde{Q} (vgl. Abb. 5.45) spaltet sich bei $d_F = 11 \text{ mm}$ die Strömung auf Höhe der Fokusse erneut kelchartig auf. Bei einem Fokusabstand $d_F = 12 \text{ mm}$ bildet sich sogar eine voll ausgebildete vertikale Gassäule aus, wie sie sonst nur bei den Messungen des gegenüberstehenden Aufbaus mit einer StAW beobachtet werden konnte. Die Struktur der

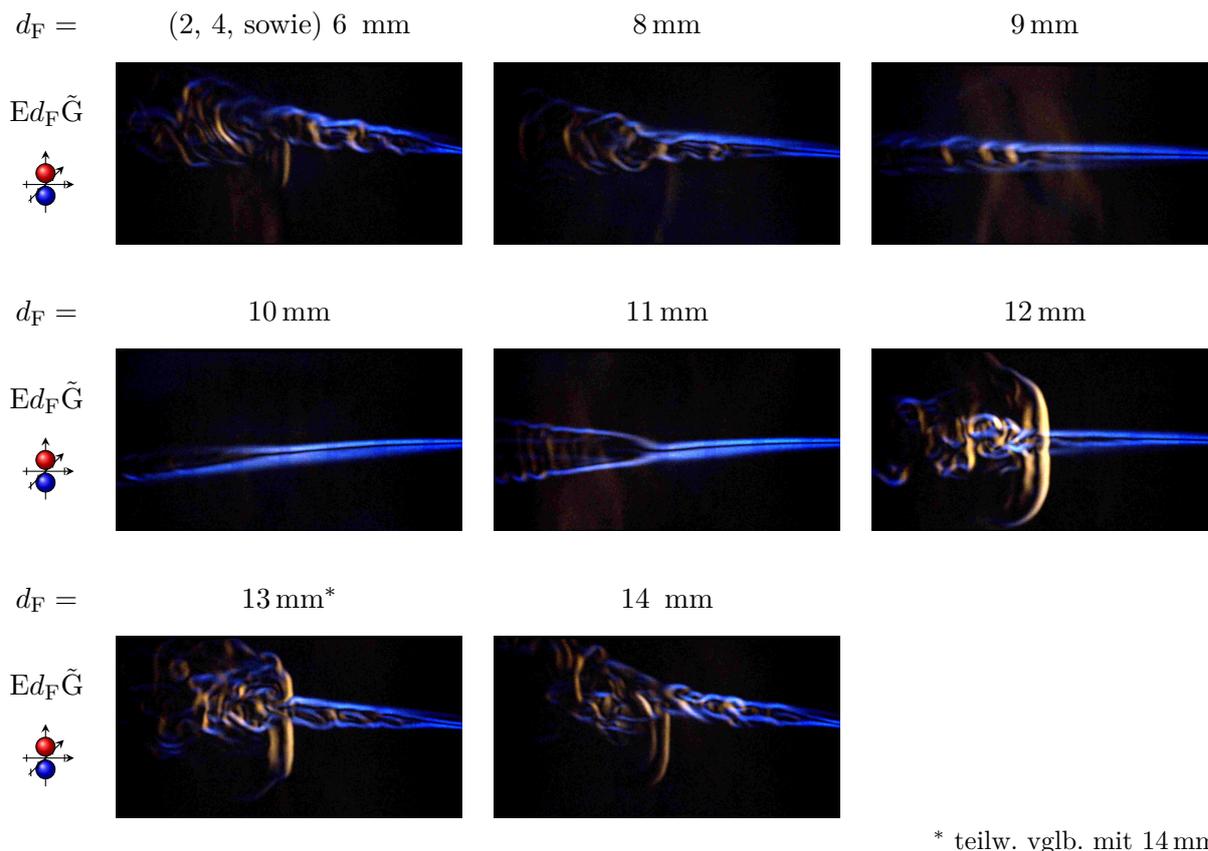


Abbildung 5.48: Strömungsbeeinflussung von gestapelten gegenphasigen Doppelfokussen (BOS, Konfig. E[2–14] \tilde{G} , $Q_{\text{Butan}} = 0,1851/\text{min}$).

vertikalen Gassäule ist hierbei auch eher „glatt“, wie sie bei einer wandernden StAW auftreten kann (vgl. Abb. 5.34e). Eine sauber abgegrenzte Struktur einer StAW kann jedoch im Schallfeld in Abbildung 5.7 nicht erkannt werden, wodurch der genaue Ursprung der vertikalen Gassäule nicht eindeutig zugeschrieben werden kann.

Bei einem Fokusabstand $d_F = 13$ bzw. 14 mm ergibt sich ein vergleichbares Strömungsbild mit $d_F = 2-6$ mm. Dies entspricht auch einem vollen Versatz um die Wellenlänge $\lambda \approx 8,6$ mm, wodurch sich die Schallfelder und somit die Strömungsbilder beginnen zu wiederholen.

5.4.3 In Phase und Rauschen

Vergleichbar zu Abschnitt 5.3.6 wurde das Strömungsverhalten bei Vorhandensein eines unfokussierten Schallfeldes auch beim einseitigen Aufbau untersucht. Die Ergebnisse für eine Ansteuerung in Phase (EP) sowie mit „Rauschen“ (ER) sind in Abbildung 5.49b bzw. c dargestellt. Als direkter Vergleich dient eine Referenz ohne Schalleintrag (vgl. Abb. 5.49a). Wie zu erwarten war, findet ohne gezielten Schalleintrag bzw. Erzeugung eines definierten Schallfeldes keine (starke) Strömungsbeeinflussung statt. Durch die nicht vorhandenen direkten Reflexionsmöglichkeiten, wie

sie bei den Messungen des gegenüberliegenden Aufbaus gegeben waren (vgl. Abschn. 5.3.6), ergeben sich hierbei keine unvermeidbaren Interferenzmuster (vgl. Anh. A.11), welche einen deutlichen Einfluss auf die Strömung haben können.

Der unfokussierte Schalleintrag scheint dennoch einen nennenswerten Effekt aufzuweisen: Das bei der Referenz erkennbare leichte Absinken des Butangasstroms (vgl. Abb. 5.49a) wird unter Beschallung fast vollständig aufgehoben. Durch den vorhandenen (ungerichteten) Schall entsteht auf der gesamten Breite des Ultraschallarrays eine Eckart-Strömung (vgl. Abschn. 2.2.2), welche das Absinken des Butangasstroms nahezu kompensiert.

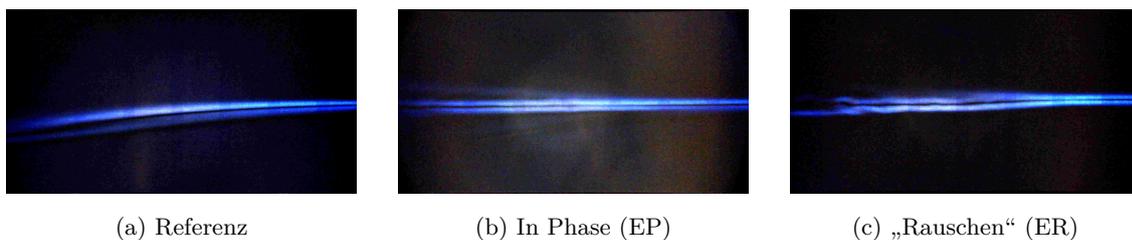
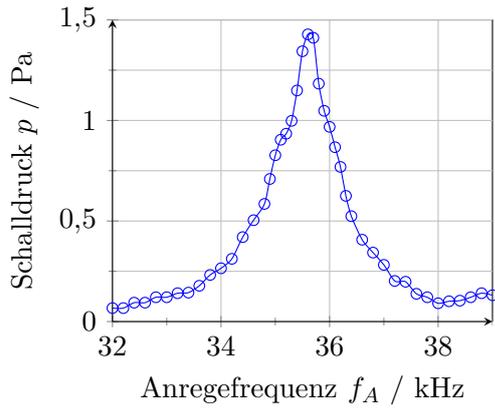


Abbildung 5.49: Strömungseinfluss bei der Ansteuerung aller Aktoren in Phase (b) und mit einem „Rauschen“ (c) im Vergleich mit einer Referenz (a) (BOS, Konfig. ER, EP, $Q_{\text{Butan}} = 0,1851/\text{min}$).

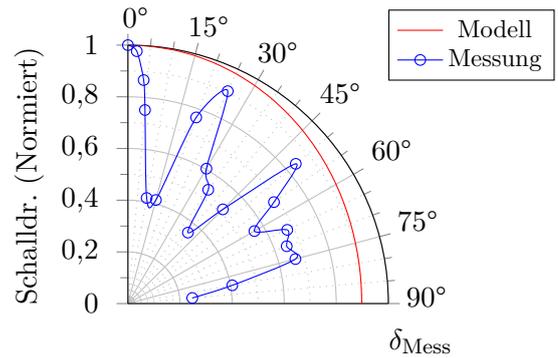
5.5 MST Ultraschall-Aktoren

In diesem Abschnitt werden die Eigenschaften der im Zuge dieser Arbeit hergestellten mikrotechnischen US-Aktoren dargestellt und erläutert. Für die hier beschriebene Charakterisierung wurde aus den verfügbaren Varianten ein Aktor gewählt (vgl. Abschn. 4.4.2.1), welcher einen vergleichsweise besonders hohen Schalldruck aufweist. Hierbei wurde ein Chip mit Aktoren der Kantenlänge von 2,5 mm und einer Membrandicke von etwa 20 μm verwendet. Das aktive Aktormaterial (AlN) besitzt eine Schichtdicke von 300 nm und eine quadratische Gegenelektrode mit einer Kantenlänge von 1,9 mm. Eine Besonderheit bei der Vermessung der Aktoren ist, dass bei Anregung eines Aktors alle benachbarten Aktoren auf demselben Chip mitschwingen. Da hierbei von jedem Aktor Schallwellen abgestrahlt werden, welche sich überlagern und miteinander interferieren können, musste jeder Aktor für eine Einzelbetrachtung mit Schablonen isoliert werden (vgl. Abschn. 4.6.4.4).

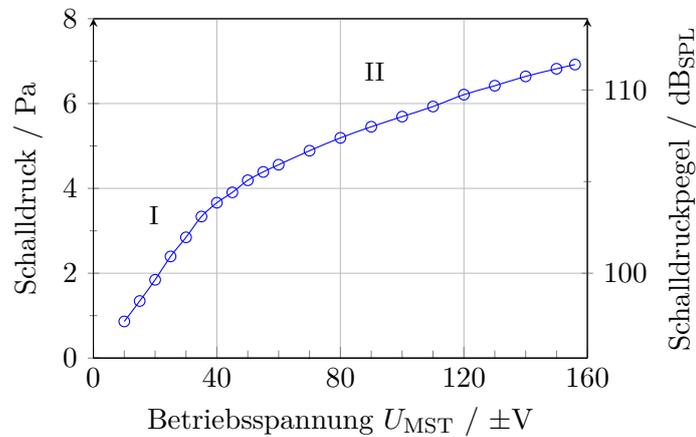
In Abbildung 5.50 sind die Messergebnisse der Charakterisierung abgebildet. Bei den Schalldruckmessungen beträgt der Abstand des Mikrofons jeweils 5 cm. Des Weiteren wurden zwei unterschiedliche Verstärker verwendet: eine hierfür eigens aufgebaute Verstärkerschaltung mit einem Operationsverstärker des Typs ADA4700-1 sowie ein kommerzieller Hochspannungsverstärker des Typs WMA-300 von Falco Systems (vgl. Abschn. 4.4.1.2). Der Aktor wurde bei allen Messungen mit einem Rechtecksignal gespeist.



(a) Schalldruck in Abhängigkeit von f_A , $U_{MST} = \pm 20$ V (Verstärker: ADA4700-1, Mikrofonabstand = 5,0 cm, $\delta_{Mess} = 0^\circ$, $\delta_{Mik} = 0^\circ$).



(b) Abstrahlcharakteristik mit sichtbaren Interferenzen durch Anregung benachbarter Aktoren trotz Abdeckung mit Schablone ($\delta_{Mik} = \delta_{Mess}$).



(c) Schalldruck in Abhängigkeit von U_{MST} , $f_A = 35,62$ kHz (Verstärker: WMA-300, Mikrofonabstand = 5,0 cm, $\delta_{Mess} = 0^\circ$, $\delta_{Mik} = 45^\circ$).

Abbildung 5.50: Schalldruck und Abstrahlcharakteristik von mikrotechnischen Aktoren mit einer $(2,5 \text{ mm})^2$ großen Membran und einer 300 nm dicken AlN-Schicht in Abhängigkeit von der Anregefrequenz f_A und Betriebsspannung U_{MST} .

Der Graph in Abbildung 5.50a zeigt den Schalldruck p in Abhängigkeit von der Anregefrequenz f_A . Durch die schrittweise Erhöhung der Frequenz kann die Eigenresonanz des Aktors präzise ermittelt werden. Bei einer Anregefrequenz $f_A = 35,6$ kHz (Eigenresonanz) erreicht der untersuchte Aktor mit einer Betriebsspannung $U_{MST} = \pm 20$ V (Treiber: ADA4700-1) den höchsten Schalldruck $p = 1,43$ Pa, was einem Schalldruckpegel von etwa 97 dB_{SPL} entspricht.

Die Abstrahlcharakteristik des Aktors in einem Messwinkelbereich δ_{Mess} zwischen 0° und 85° ist in Abbildung 5.50b dargestellt. Die Messungen wurden mit einem Mikrofonabstand von 5 cm bei einem Drehwinkel $\delta_{Mik} = \delta_{Mess}$ durchgeführt (vgl. Abschn. 4.6.4.4). Es ist deutlich zu erkennen, dass trotz Isolierung des Aktors mit der Schablone der Schall durch Interferenzen stark beeinflusst ist. Die nach dem Modell einer Kolbenmembran existierende Abstrahlcharakteristik [69] mit einer leich-

ten Abschwächung nach außen hin (rote Kurve) lässt sich zwar anhand der Maxima bei $\delta_{\text{Mess}} = 25^\circ$ und 50° erahnen, kann aber aufgrund der starken Interferenzen nicht eindeutig bestätigt werden.

Abbildung 5.50c zeigt die Leistungsfähigkeit der mikrotechnischen US-Aktoren anhand des Schalldrucks p in Abhängigkeit von der Betriebsspannung. Der Aktor wurde dabei in Resonanz bei $f_A = 35,62 \text{ kHz}$ betrieben (Treiber: WMA-300). Mit einer Betriebsspannung $U_{\text{MST}} = \pm 156 \text{ V}$ konnte ein Schalldruck von $p = 6,92 \text{ Pa}$ erreicht werden. Der Verlauf der Kurve scheint sich dabei aus zwei linearen Anteilen zusammensetzen, welcher im Bereich I eine höhere Steigung aufweist als im Bereich II. Dieser Verlauf lässt sich mit dem Auftreten von Zugspannungen in der Membran bei größeren Auslenkungen erklären, wodurch sich die Steifigkeit im Vergleich zum reinen Biegemodus (geringe Auslenkung) deutlich erhöht. Da die Entwicklung von mikrotechnischen US-Aktoren nicht zum Hauptbestandteil dieser Arbeit gehört, wurde auf eine weiterführende Untersuchung und Weiterentwicklung der Aktoren verzichtet.

Aus den Messungen lässt sich zweifelsfrei ableiten, dass für die Erzeugung von Schallfeldern mit hohen Schalldrücken durchaus ein aus mikrotechnischen US-Aktoren aufgebautes Array verwendet werden kann. Dies ist für eine Anwendung der Aktoren auf Tragflächen von großem Interesse, da kleine flache Elemente wesentlich einfacher integriert werden können. In Bezug auf die Problematik des Übersprechens von benachbarten Aktoren muss jedoch noch eine Möglichkeit gefunden werden, diese weitgehend voneinander zu entkoppeln, um ungewollte Interferenzen zu vermeiden.

5.6 Bewertung der Schallmessungen mit Fehlerbetrachtung

In diesem Abschnitt wird kurz auf verschiedene Einflüsse auf das Schallfeld einer stehenden akustischen Welle eingegangen. Dabei werden die Auswirkungen von Lufttemperatur, -druck und der relativen Luftfeuchtigkeit gegenübergestellt und verglichen. Ebenfalls werden abweichende Lufttemperaturen bei der Berechnung der Phasenlagen betrachtet sowie die Auswirkung einer fehlenden Kühlung der Ultraschallarrays. Zuletzt wird die Messung des Temperaturfeldes innerhalb einer stehenden akustischen Welle gezeigt und deren Einfluss auf die Hitzdrahtanemometrie erläutert.

5.6.1 Reproduzierbarkeit der Schallfelder

Zur Bestimmung von möglichen Einflüssen auf das Schallfeld werden mehrere gleiche Schallfeldmessungen der Konfiguration G0 (vgl. Tab. 5.1) gegenübergestellt, wobei diese zum Teil bei unterschiedlichen Umgebungsbedingungen durchgeführt wurden. Zur Bewertung der Unterschiede zwischen den jeweiligen Messungen wird die in Abschnitt 4.6.4.3 beschriebene Korrelation $\hat{\rho}$ nach Gl. 4.8 verwendet. Dabei wird beim Vergleich immer der gleiche Ausschnitt betrachtet, wie er in Abbildung 4.39 dargestellt ist. Dieser befindet sich mittig in der StAW ($z = 0 \text{ mm}$) in der xy-Ebene mit einer Größe von $40 \times 40 \text{ mm}$ und deckt die neun stärksten Druckbäuche ab.

Schallfeld bei variierender Lufttemperatur, -druck und relativer Luftfeuchtigkeit Insgesamt werden 11 Messungen (M0–M10) miteinander verglichen, deren Gegenüberstellung über die Korrelation $\hat{\rho}$ mit Angabe von Lufttemperatur und -druck sowie der relativen Luftfeuchtigkeit in Abbildung 5.51 zusammengefasst ist. Der angegebene Schalldruckbereich entspricht den maximalen Schalldrücken der neun Bäume. Die angegebene Standardabweichung $\bar{\sigma}$ ist das arithmetische Mittel aller Messwerte der gesamten Messung. Die Korrelationswerte sind nach Abschnitt 4.6.4.3 farblich hervorgehoben. Die Messungen sind wie folgt einzuordnen:

- M0–M2 sind direkt aufeinanderfolgende Messungen (Wiederholungen),
- M3 ist die Referenz für mit/ohne Kühlung der US-Aktoren,
- M4 ist die Referenz für Messungen mit abweichender Phasenlage,
- M5 ist die Referenz für einen Vergleich mit Butangas,
- M6 ist eine Messwiederholung mit 23 Tagen Abstand zu M0–M2,
- M7 ist ein Ausschnitt aus der Messung von Abbildung 5.1,
- M8–M10 sind Messungen bei verschiedenen Lufttemperaturen (am gleichen Tag).

Zunächst werden die Messungen M0–M5 betrachtet. Die Lufttemperatur und der Luftdruck unterscheiden sich bei diesen Messungen nur geringfügig, wohingegen die relative Luftfeuchtigkeit mit steigender Nummerierung stetig abfällt. Der Bereich der mittleren relativen Luftfeuchtigkeit reicht dabei von 36 % bis 43 %. Werden nun der Schalldruck sowie die Korrelationswerte verglichen, so lässt sich feststellen, dass die Luftfeuchtigkeit nur einen sehr geringen Einfluss auf das Schallfeld hat ($2626 \text{ Pa} \leq p_{\text{Mittel}} \leq 2680 \text{ Pa}$, $\hat{\rho} \geq 97,3 \%$).

Beim Hinzuziehen der Messungen M6 und M7, welche sich durch einen geringeren Luftdruck unterscheiden, lässt sich durch die Korrelationswerte ebenfalls feststellen, dass sich das Schallfeld hierdurch nicht nennenswert verändert. Lediglich der Schalldruck fällt etwas geringer aus. Bei einem etwa 4 % geringeren mittleren Schalldruck im Vergleich zu den Messungen M0–M5 kann jedoch von einem unwesentlichen Unterschied in der Wirkung auf eine Strömung ausgegangen werden.

Den größten Unterschied im Schallfeld (Korrelation) weisen die Messungen M8 und M10 zu den anderen Messungen auf. Bei der Messung M8 wurde die Lufttemperatur auf etwa 17 °C herabgesenkt und bei M10 auf etwa 26 °C erhöht. Bei genauer Betrachtung der Schallfelder, welche in Abbildung 5.52 dargestellt sind, lässt sich der Unterschied erkennen. Dabei wandern die Ausläufer der zentralen StAW links und rechts mit steigender Temperatur nach außen. Bei der Messung M10 sind mittig im Bereich bei etwa $x = -15 \text{ mm}$ und $+15 \text{ mm}$ die Ausläufer kaum mehr vorhanden. Dies wird auch durch den Korrelationswert von 87,0 % mit den Messungen M8 und M10 besonders deutlich, deren Schallfelder zueinander den größten Unterschied aufweisen.

Zusammenfassend ist für die Vergleichbarkeit der Messungen in dieser Arbeit die Lufttemperatur die entscheidende kritische Größe. Die Messungen wurden jedoch in der Regel in einem Tempe-

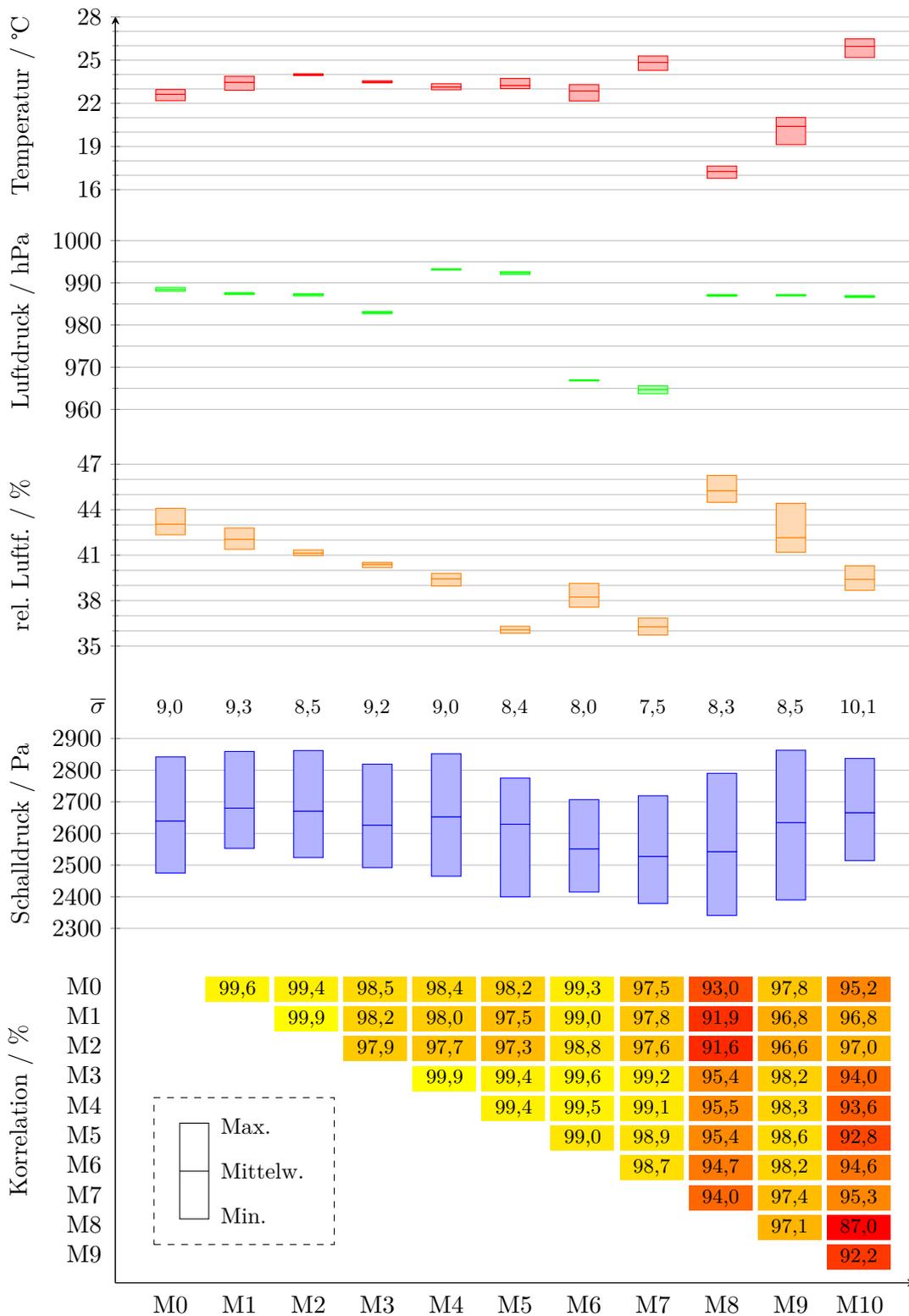


Abbildung 5.51: Gegenüberstellung der Schallfeldmessungen M0–M10 (Konfig. G0, $p\{xy\}$) über die Korrelation mit Angabe von Lufttemperatur und -druck sowie der relativen Luftfeuchtigkeit. Der angegebene Schalldruck entspricht dem der neun stärksten Bäume (σ = Standardabweichung des Schalldrucks der gesamten Messung).

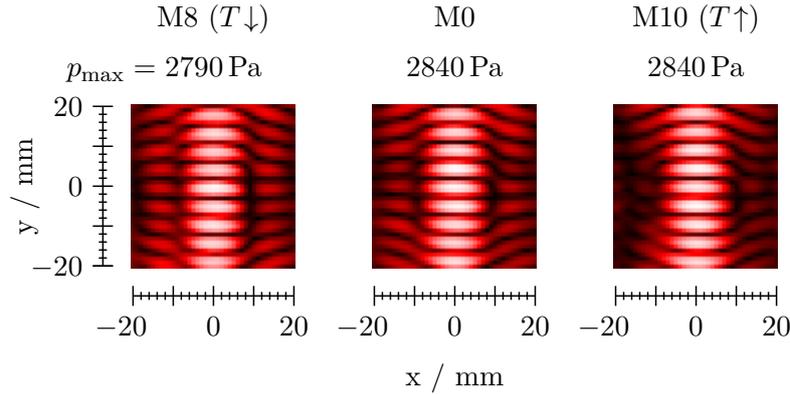


Abbildung 5.52: Gegenüberstellung der Schallfelder bei niedrigeren und höheren Umgebungstemperaturen (M0 = Ref.: 23 °C, M8: 17 °C und M10: 26 °C, Konfig. G0, $p\{xy\}$, 40 × 40 mm).

raturbereich zwischen etwa 22 °C und 25 °C durchgeführt, wodurch diese somit uneingeschränkt miteinander verglichen werden können.

Einfluss abweichender Wellenlängen bei der Berechnung der Phasenlagen durch Annahme verschiedener Lufttemperaturen Wie nun aus den vorangehenden Daten ersichtlich ist, spielt die Lufttemperatur eine übergeordnete Rolle bei der Ausbildung der StAW. Für die Fokussierung der Schallwellen wird bei der Berechnung der Phasenlagen die Wellenlänge verwendet (vgl. Abschn. 4.6.2), welche ebenfalls selbst eine Temperaturabhängigkeit aufweist (vgl. Tabelle in Abb. 5.54 rechts). Zur Prüfung der Auswirkung der bei der Berechnung verwendeten Wellenlänge $\tilde{\lambda}$, welche aufgrund von Lufttemperaturdifferenzen bei den verschiedenen Messungen von der realen Wellenlänge abweichen kann, wurden insgesamt sieben Schallfelder mit einer definierten Wellenlänge $\tilde{\lambda}_{1...7}$ bei einer Lufttemperatur $T_{\text{Luft}} \approx 23 \text{ °C}$ vermessen. Die Wellenlängen entsprechen dabei Lufttemperaturen im Bereich $\tilde{T} = -60$ bis 60 °C. Die Differenz $\Delta\tilde{\lambda}(23 \text{ °C})$ der verwendeten Wellenlänge $\tilde{\lambda}$ zur realen Wellenlänge während der Messungen ist in der Tabelle der Abbildung 5.54 angegeben. Die Schallfelder für $\tilde{T} = -60, 20, 60 \text{ °C}$ sind für einen direkten Vergleich in Abbildung 5.53 gegenübergestellt, wobei sich in Abbildung 5.54 die dazugehörigen Korrelationen dieser Messreihe finden. Werden zunächst die Schallfelder im direkten Vergleich zur Referenzmessung M4 ($T_{\text{Luft}} \approx 23 \text{ °C}$) betrachtet, so fällt auf, dass sich erneut die Ausläufer der zentralen StAW verändern. In diesem Fall verschieben sich diese zur Mitte hin und verschmelzen teilweise mit der Mitte (bei $\tilde{T} = -60 \text{ °C}$ von rechts und bei $\tilde{T} = 60 \text{ °C}$ von links her kommend). Der maximale Schalldruck sowie die Standardabweichung befinden sich in einem unauffälligen Bereich, sind jedoch im Vergleich zur Referenz leicht geringer.

Durch Hinzuziehen der Korrelationen (vgl. Abb. 5.54) lässt sich anhand der Diagonalen feststellen, dass bei einer Temperaturdifferenz von $\Delta\tilde{T} = 20 \text{ K}$ lediglich ein geringer Unterschied existiert. Aus diesem Ergebnis lässt sich ableiten, dass die Temperaturabhängigkeit bei der Wahl der Wellenlänge nur eine untergeordnete Rolle spielt. Die real beobachteten vor allem in den Randbereichen auftretenden Unterschiede bei den Messungen M8 und M10, mit realen Temperaturdifferenzen von

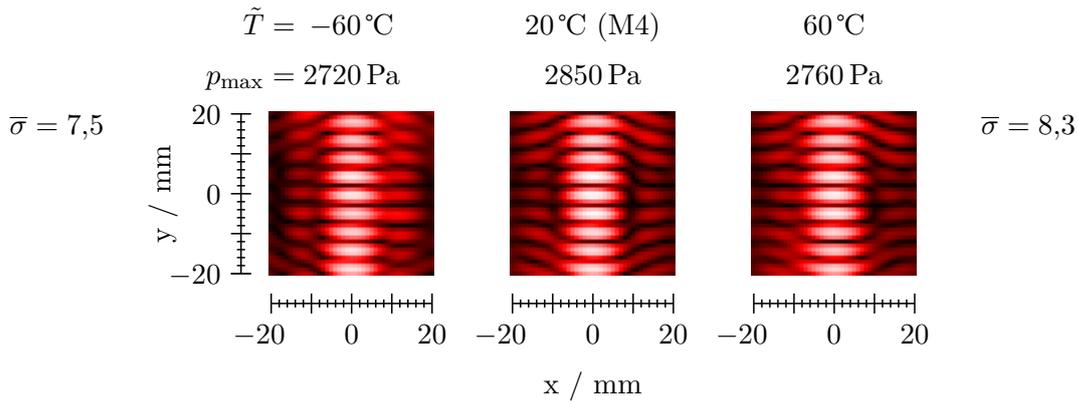


Abbildung 5.53: Gegenüberstellung von Schallfeldern, welche mit der Annahme einer definierten „falschen“ Wellenlänge bzw. Lufttemperatur \tilde{T} berechnet wurden ($\tilde{T} = -60^\circ\text{C}$, 20°C (M4 = Ref.) und 60°C , reale Lufttemperatur etwa 23°C , Konfig. G0, $p\{xy\}$, $40 \times 40 \text{ mm}$).

lediglich -6 K bzw. 3 K bezüglich der Referenzmessung M0 (vgl. Abb. 5.52), sind vermutlich auf die leichte Verkürzung bzw. Verlängerung der realen Wellenlängen zurückzuführen. Deshalb wurde bei den Messungen auf eine Anpassung der Wellenlänge bei der Berechnung der Phasenlage auf die reale Lufttemperatur verzichtet.

Zusammenfassend zeigt sich auch hier, dass das erzeugte Schallfeld selbst eine gewisse Robustheit gegenüber diversen Einflussfaktoren, auch der Lufttemperatur, aufweist. In einer realen Anwendung müssen diese jedoch mit beachtet werden und ggf. muss die Ansteuerung der Arrays bei einer Nutzung im Freien an die Wetterbedingungen angepasst werden. Besonders bei Flugzeugen existieren extreme Wetterverhältnisse, wodurch sehr niedrige Lufttemperaturen durchaus vorkommen.

	$\tilde{\lambda}_2$	$\tilde{\lambda}_3$	$\tilde{\lambda}_4$	$\tilde{\lambda}_5$	$\tilde{\lambda}_6$	$\tilde{\lambda}_7$	$\tilde{T} / ^\circ\text{C}$	$\tilde{\lambda} / \text{mm}^{15}$	$\Delta\tilde{\lambda}(23^\circ\text{C}) / \text{mm}$
$\tilde{\lambda}_1$	99,1	97,0	95,3	93,9	93,1	92,3	-60	$\tilde{\lambda}_1 = 7,318$	-1,30
$\tilde{\lambda}_2$		98,7	97,8	96,5	95,5	94,2	-40	$\tilde{\lambda}_2 = 7,655$	-0,96
$\tilde{\lambda}_3$			99,4	98,2	96,7	95,2	-20	$\tilde{\lambda}_3 = 7,978$	-0,64
$\tilde{\lambda}_4$				99,5	98,4	96,8	0	$\tilde{\lambda}_4 = 8,288$	-0,33
$\tilde{\lambda}_5$					99,5	98,5	20	$\tilde{\lambda}_5 = 8,585$	-0,03
$\tilde{\lambda}_6$						99,5	40	$\tilde{\lambda}_6 = 8,873$	0,26
							60	$\tilde{\lambda}_7 = 9,148$	0,53

Abbildung 5.54: Korrelationswerte $\hat{\rho}$ in % von Schallfeldern mit definierter Wellenlänge entsprechend einem Lufttemperaturbereich von $\tilde{T} = -60^\circ\text{C}$ bis 60°C , gemessen bei einer realen Lufttemperatur von etwa 23°C (links). Tabelle mit den bei der Berechnung der Schallfelder verwendeten Wellenlängen $\tilde{\lambda}$ in Bezug auf die hierfür geltende Lufttemperatur, mit Angabe der Differenz $\Delta\tilde{\lambda}(23^\circ\text{C})$ zur realen Wellenlänge während den Messungen (rechts).

¹⁵Wellenlänge λ berechnet über die Schallgeschwindigkeit [125].

Einfluss des Butangases Da bei der Hintergrundschlierenfotografie Butangas eingesetzt wird, welches direkt durch die StAW strömt (vgl. Abschn. 4.3.4), wurde ebenfalls eine Vergleichsmessung des Schallfeldes unter Vorhandensein von Butangas durchgeführt. Die hierfür durchgeführte Referenzmessung entspricht der Messung M5. Der direkte Vergleich beider Messungen (mit und ohne Butangas) über die Korrelation $\hat{\rho} = 99,3\%$ ergibt keinen nennenswerten erkennbaren Unterschied im Schallfeld. Jedoch ist eine leichte Erhöhung des gemessenen maximalen Schalldrucks ($p_{\max} = 2970$ Pa) bei vorhandenem Butangas vorhanden. Die höhere Dichte des Butangases könnte in diesem Fall eine bessere Schallausbreitung begünstigen, wodurch diese leichte Erhöhung zu erklären wäre.

Schallfeld mit und ohne Kühlung des Ultraschallarrays Ein weiterer Gesichtspunkt ist die Auswirkung der aktiven Kühlung der Ultraschallaktoren (vgl. Abschn. 4.4.1.4). Ohne Kühlung lassen sich an den Resonatoren der Aktoren Temperaturen bis über 80°C messen. Nach dem Datenblatt kann bei hohen Temperaturen hierdurch der erzeugte Schalldruckpegel eines einzelnen Aktors um bis zu -3 dB abweichen. In Abbildung 5.55 sind die Schallfelder der StAW mit Kühlung als Referenz (M3) und ohne Kühlung dargestellt. Bei genauer Betrachtung (Vergrößerung) fällt auf, dass die einzelnen Messpunkte deutlich stärker schwanken und hierdurch verrauscht bzw. unscharf wirken sowie die Konturen der Bäuche und Knoten nicht mehr ganz so scharf abgegrenzt sind. Dies äußert sich auch in der Standardabweichung mit $\bar{\sigma} = 21,4$ und in der Korrelation mit $\hat{\rho} = 97,2\%$. Wie zu erwarten ist, wirkt sich die mangelnde Kühlung auch auf den maximalen Schalldruck aus, welcher mit $p_{\max} = 2650$ Pa etwas geringer ausfällt. Daraus kann geschlussfolgert werden, dass für zuverlässige, reproduzierbare und vergleichbare Messergebnisse eine ausreichende Kühlung der Aktoren wesentlich ist.

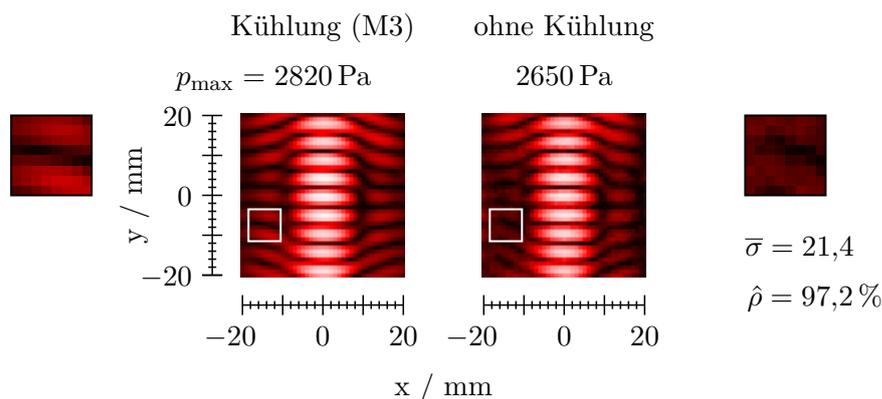


Abbildung 5.55: Gegenüberstellung der Schallfelder mit (M3) und ohne aktive Kühlung der Aktoren, mit Angabe der Standardabweichung $\bar{\sigma}$ und Korrelation $\hat{\rho}$ zur Messung M3 (Konfig. G0, $p\{xy\}$, 40×40 mm). In der Vergrößerung lässt sich das Rauschen durch eine mangelnde Kühlung gut erkennen.

5.6.2 Temperaturfeld und Einfluss auf die Hitzdrahtanemometrie

Bei der Hitzdrahtanemometrie wird für die Berechnung der effektiven Strömungsgeschwindigkeit u_{eff} die Fluidtemperatur T_F miteinbezogen (vgl. Abschn. 4.6.6, Gl. 4.10). Diese wird außerhalb der Messstrecke noch vor dem Gleichrichter gemessen. Wie bereits in Abschnitt 4.3.2 angedeutet wurde, entstehen jedoch innerhalb einer StAW lokale Temperaturerhöhungen. Durch die Temperaturdifferenzen ergeben sich schließlich rechnerisch kleinere Geschwindigkeitswerte. Über Temperaturfeldmessungen innerhalb der StAW soll geprüft werden, ob diese Temperaturerhöhung bei den Berechnungen berücksichtigt werden muss.

Mit dem hierfür aufgebauten Mikrotemperaturfühler konnte das Temperaturfeld der StAW aufgenommen werden (vgl. Abb. 5.56 links). Dargestellt wird dieses als Temperaturdifferenz ΔT zur gemessenen Fluidtemperatur unmittelbar nach der Düse. Als Gegenkontrolle wurde die Messung mit einem auf den Temperatursensor aufgeklebten $1,1 \times 1,1$ mm großen Kupferblättchen zur Oberflächenvergrößerung wiederholt (vgl. Abb. 5.56 rechts). Hiermit soll eine Temperaturerhöhung aufgrund von Absorption des Schalls am Temperaturfühler selbst ausgeschlossen werden. Beide Messungen zeigen eine leichte Temperaturerhöhung von maximal 0,74 bzw. 0,81 K. Durch den geringen Unterschied in beiden Messungen lässt sich auf eine reale Temperaturerhöhung der Luft schließen. Es lässt sich erneut die Struktur der StAW mit ihren Knoten und Bäuchen wiedererkennen. Die höheren Temperaturen werden dabei in den Bäuchen gemessen.

Bei der Auswertung einer Hitzdrahtmessung mit Berücksichtigung des Temperaturfeldes ergibt sich im Vergleich ohne diese Berücksichtigung eine Abweichung von unter 1 % in den Geschwindigkeitskomponenten. Aufgrund des geringen Einflusses und der hierbei allgemein erhöhten Fehleranfälligkeit wurde schließlich bei den Auswertungen der Hitzdrahtmessungen auf ein Miteinbeziehen der lokalen Temperaturerhöhungen verzichtet.

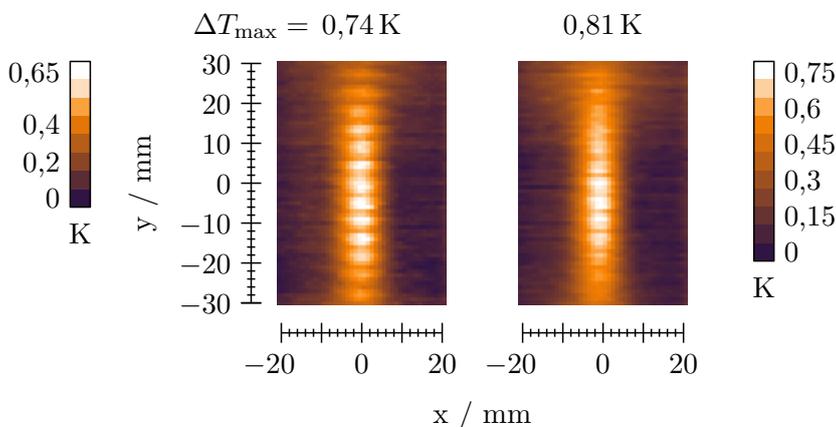


Abbildung 5.56: Temperaturdifferenzfeld einer StAW (Konfig. G0, $p\{xy\}$, 40×40 mm), links kleiner Temperaturfühler (NTC mit $0,6 \times 0,3$ mm) und rechts großer Temperaturfühler (Erweiterung mit $1,1 \times 1,1$ mm großem Kupferblättchen).

6 Zusammenfassung und Ausblick

6.1 Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde ein neuartiger Ansatz zur Strömungsmanipulation durch fokussierte akustische Wellen vorgeschlagen, experimentell untersucht und es wurde die technische Machbarkeit dargelegt. Es konnte gezeigt werden, dass verschiedenartige Schallfelder unterschiedliche Wirkungen in der Strömungsbeeinflussung besitzen.

Die Schallfelder wurden mit einem selbst entwickelten und im Rahmen dieser Arbeit aufgebauten teilbaren Ultraschallarray aus insgesamt 192 Schallwandlern erzeugt. Hierdurch konnte es einerseits als großes einzelnes Array von einer Seite aus und andererseits zweigeteilt mit zwei gegenüberstehenden Arrays verwendet werden. Die Steuerelektronik wurde mit FPGAs umgesetzt und ermöglichte eine präzise Ansteuerung jedes einzelnen Aktors, wodurch die jeweiligen Phasenlagen mit einer Auflösung von $0,72^\circ$ eingestellt werden konnten. Durch die digitale und hoch aufgelöste Ansteuerung konnten dabei eine Vielzahl an unterschiedlichen Schallfeldern erzeugt werden. Mit dem gegenüberstehenden Array wurden stehende akustische Wellen (StAW) generiert, welche sowohl längs und quer zur Strömungsrichtung als auch in beide Richtungen gestreckt wurden. Die Stärke der Streckung wurde ebenfalls variiert. Des Weiteren wurden wandernde StAW sowie ein nahe beieinanderliegendes gegenphasiges Paar an StAW mit erneut variierenden Abständen erzeugt. Mit dem einseitigen Array wurde versucht, eine Art StAW aus der Ebene heraus zu erzeugen. Der Schall wurde zumeist auf zwei verschieden orientierte Punkte mit ebenfalls variierenden Abständen fokussiert und dabei gleich- sowie gegenphasig angesteuert. Für eine Ableitung von akustisch-aerodynamischen Effekten und eine Gegenüberstellung mit den gemessenen Strömungseinflüssen wurden die Schallfelder hoch aufgelöst zweidimensional mit einem eigens aufgebauten Nadelmikrofon vermessen. Hierdurch konnten die erzeugten Schallfelder in einem hohen Detailreichtum abgebildet werden. Bei einer StAW sind z. B. die Konturen gut und scharf erkennbar, mit klar zu differenzierenden Druckminima und -maxima. Im Allgemeinen konnte im Inneren der StAW somit ein Gesamtmaximum von 2890 Pa gemessen werden, dies entspricht einem Schalldruckpegel von über 163 dB_{SPL}.

Für die Strömungsmessungen wurden sowohl die Hitzdrahtanemometrie als auch eine selbst entwickelte Variante der Hintergrundschlierenfotografie (*Background Oriented Schlieren – BOS*), welche unter Zuhilfenahme von Butangas als „Kontrastmittel“ die Sichtbarmachung der Strömungsbeeinflussung ermöglichte, verwendet. Durch die Verwendung von mehrfarbigen Subpixeln im Hintergrund ergaben sich in der Auswertung der Schlierenbilder zusätzliche Informationen über die

Orientierung der Verschiebung, womit eine deutlich höhere Qualität der Schlierenbilder erreicht werden konnte. Da die BOS eine Messmethode ist, mit welcher Momentaufnahmen der Strömung gemacht werden, können über eine schnelle Abfolge von Aufnahmen auch Veränderungen der Strömungsdynamik erfasst werden. Bei den Untersuchungen der Strömungsbeeinflussung wurden zuerst großflächige Aufnahmen der Strömung mittels BOS gemacht und anschließend zusätzlich definierte Bereiche zur Quantifizierung der sichtbaren Strömungseinflüsse mit der Hitzdrahtanemometrie vermessen. Um die Messzeiten für die Hitzdrahtanemometrie gering zu halten, wurden daher kleinere, meist in Strömungsrichtung längliche, Ausschnitte gewählt, welche einerseits den Bereich vor dem Fokus sowie einen größeren Bereich im Nachlauf abdeckten. Die Wirkung der Beeinflussung auf die Gesamtströmung lässt sich somit über den Turbulenzgrad direkt beurteilen.

Für das Verständnis der zu Grunde liegenden Mechanismen hinter einer Strömungsbeeinflussung durch Ultraschallfelder wurden verschiedene Schallfelder **ohne** eine äußere Strömung betrachtet. Hierbei wurden die „inneren“ Strömungen bzw. Eigenschaften der verschiedenen Schallfelder mittels Hitzdrahtanemometrie vermessen, wodurch sich radial ausbildende Strömungen von bis zu 0,7 m/s einer stehenden akustischen Welle identifiziert, charakterisiert und diskutiert werden konnten. Hierfür wurde eine Theorie über hier sogenannte „Druckbauchströmungen“ aufgestellt, welche durch elliptisch geformte Schalldruckbäuche einer StAW aufgrund von Pumpeffekten entstehen. Durch diesen Mechanismus entstehen schließlich lokale torusartige Wirbel, welche symmetrisch von einem Druckbauch hin zu einem Knoten strömen und sich über einen großen Bereich der StAW erstrecken.

Die Auswirkungen solcher akustisch-induzierter Strömungen auf eine äußere Strömung wurden schließlich unter Variation verschiedener Parameter untersucht. Neben dem Ein- und Ausschwingverhalten wurde ein Geschwindigkeitsbereich der äußeren Strömung von 0,49 bis 2,60 m/s in Bezug auf verschiedene Schalldrücke von 600 bis 2800 Pa untersucht. Ebenfalls wurden Untersuchungen unter Variation des Einfallswinkels der StAW in einem Bereich von -15° bis $+15^\circ$ sowie unter Variation der Fortschrittsgeschwindigkeit einer wandernden StAW bis 20 m/s durchgeführt. Des Weiteren wurde die Wirkung der oben erwähnten unterschiedlichen Schallfelder betrachtet, wodurch weitere teils andersartige Strömungseffekte beobachtet werden konnten. Zuletzt wurde auch die Strömungsbeeinflussung unter Vorhandensein einer „Störung“ der Strömung, genauer mit einer Kármánschen Wirbelstraße, untersucht. Im Rahmen dieser Arbeit konnten schließlich unterschiedlichste Strömungseffekte beobachtet und in Bezug auf die akustisch-induzierten Strömungen diskutiert werden.

Als wichtigste Ergebnisse sind dabei die Strömungseffekte ausgehend von einer stark fokussierten StAW zu nennen. Unmittelbar vor der StAW bildet sich ein Staugebiet aus, in welchem die äußere Strömung stark abgebremst wird. Das Aufstauen wirkt hierbei weit in den Vorlauf hinein, wodurch der gesamte Sichtbereich der BOS-Messungen im Vorlauf von einer starken unregelmäßigen Verwirbelung geprägt ist. Dieses Aufstauen kann auf die Druckbauchströmungen zurückgeführt werden. Die Stärke bzw. Wirksamkeit auf die (entgegengerichtete) äußere Strömung hängt hierbei von der Geschwindigkeit der Druckbauchströmung ab, welche wiederum mit dem erzeugten

Schalldruck korreliert. In den BOS-Bildern ist zudem erkennbar, dass der auf die StAW gerichtete (Butangas-)Strom in die StAW eingesaugt wird und sich komplett innerhalb der Hauptachse der StAW verteilt, wodurch die Struktur der StAW sichtbar wird. Durch das Umwälzen des Gases bildet sich zur Strömung hin eine vertikale Gasfront aus, wohingegen zum Nachlauf hin das Gas teilweise streifenförmig auf der gesamten Höhe aus der StAW wieder austritt. Dies hat für den Nachlauf eine beruhigende Wirkung, was auch noch in 6 cm Abstand von der StAW gemessen werden konnte.

Weiterhin konnte gezeigt werden, dass die Ausgestaltung der Strömungsbeeinflussung durch die Form der Schallfelder gesteuert werden kann. Die Verwirbelungen im Vorlauf können z. B. durch das Wandernlassen der StAW zum Auf- und Abschwingen angeregt werden, womit auch regelmäßige Wirbelgruppen gebildet werden können. Weiterhin lässt sich durch das Ausdehnen des Schallfeldes ein großflächiges streifenförmiges Strömungsbild erzeugen oder durch Veränderung des Einfallswinkels die Strömungsrichtung des Vorlaufes leicht ablenken. Als zusätzliche Besonderheit konnte gezeigt werden, dass sich mittels StAW auch die Strömungsstrukturen einer Kármánschen Wirbelstraße zerstören lassen. Die hierbei normalerweise auftretende saubere und regelmäßige Wirbelablösung konnte stark verändert oder gar völlig unterbunden werden.

Zudem konnte gezeigt werden, dass mit einseitigen flächigen Ultraschallarrays auch eine akustische Strömungsmanipulation möglich ist. Hierfür wurden einerseits nochmals neue Strömungsformen erzeugt und untersucht, aber auch andererseits vergleichbare Strömungsbilder erzeugt, wie sie sich bei einer klassischen StAW mit gegenüberstehenden Arrays ergeben. Für eine Übertragbarkeit solcher Aktorsysteme auf praktische Anwendungen, z. B. für Tragflächen, wurde schließlich auch die Machbarkeit mikrotechnischer Ultraschallaktoren dargelegt. Hierfür wurden mikrotechnische Aktoren auf Basis von Silizium und Aluminiumnitrid im Array hergestellt und deren Leistungsfähigkeit vermessen.

6.2 Ausblick

Durch den Nachweis der Wirksamkeit von fokussierten akustischen Wellen zur Strömungsbeeinflussung steht dieser Methode für eine gezielte Manipulation von Strömungen nichts im Wege. Da dieses Prinzip jedoch in dieser Arbeit das erste Mal beschrieben und untersucht wurde und bisher keine weiteren Arbeiten bekannt sind, welche in eine vergleichbare Richtung gehen, müssen zunächst für eine praktische Anwendung weitere allgemeine Untersuchungen gemacht werden. Hierbei könnten z. B. Strömungssimulationen zu einem tieferen Verständnis der Wirkmechanismen beitragen, wodurch insbesondere die Ausgestaltung verschiedenster Schallfelder ermittelt und die Erzeugung der Druckbauchströmungen optimiert werden könnten. Des Weiteren muss die Beeinflussung der verschiedenen Strukturen (z. B. Tollmien-Schlichting-Wellen oder Λ -Strukturen), welche sich in einer Grenzschicht nach und nach bilden, erprobt und untersucht werden. Dafür spielen auch die Ultraschallaktoren bzw. Arrays eine große Rolle, welche in der Lage sein müssen, auch besonders nahe an der Oberfläche Schallfelder mit hohem Schalldruck zu erzeugen.

Als konkrete Vorschläge und in Anknüpfung an die in dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen wird im Folgenden auf Verbesserungen bzw. mögliche Weiterentwicklungen eingegangen, was sich zunächst auf die Messtechnik beschränkt. Um die Relationen aus Schalldruck und Druckbauchströmungsgeschwindigkeit sowie diese in Bezug auf eine äußere Strömung präziser charakterisieren zu können, müssen die verwendeten Schallfelder und deren Schalldrücke mit hoher Genauigkeit vermessen werden. Da für die Kalibration des hier verwendeten selbst aufgebauten Nadelmikrofones lediglich Schalldrücke von bis zu 2200 Pa verwendet werden konnten, jedoch Schalldrücke gemessen wurden, die etwa 30 % über diesem lagen, muss durch die quadratisch angenommene Messkurve zur Berechnung der gemessenen Schalldrücke mit einer erhöhten Fehleranfälligkeit gerechnet werden. Eine verbesserte bzw. professionelle Kalibration, auch mit Bestimmung der Richtcharakteristik, sollte zukünftig in Betracht gezogen werden, wobei als Alternative auch Schallfeldsimulationen mit hinreichender Genauigkeit in Frage kommen könnten.

Des Weiteren könnte das Nadelmikrofon mit einem Drucksensor erweitert werden, wodurch gleichzeitig der Schalldruck sowie ein dynamischer Druck gemessen werden können. Hiermit könnte versucht werden, die Druckverhältnisse des Aufstaugebietes zu vermessen, falls das Einbringen der Sonde die Strömung nicht zu sehr beeinflusst.

Eine weitere Optimierungsmöglichkeit der Messtechnik wäre die Verwendung von kleineren bzw. kürzeren Hitzdrähten sowie dreiaxiale Mehrdraht-Sonden. Die in dieser Arbeit verwendeten 4 mm langen Hitzdrähte überlappen die millimetergroßen Schall- bzw. Strömungsstrukturen, wodurch über einen größeren Bereich nur gemittelte Strömungsgeschwindigkeiten gemessen werden konnten. Hierdurch ist ebenfalls eine größere Unsicherheit in den gemessenen Geschwindigkeiten vorhanden. Eine besonders interessante Lösung stellen hierfür mikrotechnische Mehrdraht-Sonden dar, welche z. B. von J. Zhao im Rahmen seiner Dissertation demonstriert werden konnten [126, 127].

Die Hintergrundschlierenfotografie hatte sich bei der Bestimmung der Strömungseffekte als besonders geeignete Messmethode bewährt. Für weiterführende Untersuchungen bietet es sich dementsprechend an, diese Messmethode beizubehalten, wodurch eine Weiterentwicklung in Betracht gezogen werden könnte, um eine höhere Qualität der Messergebnisse zu erreichen. Dabei wäre denkbar, dass durch die Verwendung von Messbildern mit höherer Farbtiefe (≥ 24 -Bit) bzw. die direkte Verwendung der Raw-Daten ein besseres Signal-Rausch-Verhältnis erreicht werden kann, wodurch ggf. auch feinere Strömungsstrukturen erkennbar werden. Zusätzlich könnte eine digitale Orientierung anhand definierter Marker in den Messbildern bei der Überlagerung und Berechnung der Bilddifferenzen eine Verbesserung darstellen. Hierbei wäre auch denkbar, eine rein digital generierte Referenz zu verwenden. Neben einer Verbesserung der optischen Bildqualität könnte auch die Nutzung einer Highspeed-Kamera die Messgeschwindigkeit deutlich erhöhen, womit schnelle Fluktuationen innerhalb der Strömung genauer untersucht werden könnten. Auch die Verwendung von mehreren Kameras könnte ein weiterer Ansatz für eine Weiterentwicklung darstellen, womit räumliche Strömungsaufnahmen (3D-BOS) möglich sein könnten. Besonders unter der Betrachtung der Nutzung mehrerer Kameras ist als alternative Auswertung ein Ansatz über Kreuzkorrelation zu prüfen.

Neben den genannten Weiterentwicklungen und Optimierungsmöglichkeiten der Messmethoden spielt besonders die Erzeugung der Schallfelder, also die Ultraschallaktoren bzw. Arrays und deren Ansteuerung, eine besonders wichtige Rolle. Dabei wäre zunächst zu prüfen, in welchem Frequenzbereich die Erzeugung von Druckbauströmungen möglich sind und ob es gewisse Spektren gibt, welche besonders geeignet für die Beeinflussung der Strömungsstrukturen in einer Grenzschicht sind. Des Weiteren sind bei der Gestaltung von unterschiedlichsten Schallfeldern kaum Grenzen gesetzt, was insbesondere auf ebene Arrays zutrifft. Nicht nur die Form der Schallfelder, sondern diese auch in Kombination mit der Art der Ansteuerung, stellen dabei fast unbegrenzte Möglichkeiten dar. Als Beispiele sind ein gepulster Betrieb (AN/AUS) oder eine dynamische Ansteuerung zu nennen, wodurch sich die Schallfelder zeitlich ändern. Aufgrund dieser sehr hohen Komplexität an Möglichkeiten können Schallfeldsimulationen in Kombination mit Strömungssimulationen eine bedeutende Rolle spielen, um die Grenzen der Strömungsmanipulation dieser Methode auszuloten. Auch auf dem experimentellen Wege gibt es Konzepte, welche für eine Optimierung der Ansteuerung geeignet sein können. Hierbei können durch eine Erweiterung der Aktorik mit Messtechnik, welche eine Regelung mit direkter Rückkopplung ermöglicht, Methoden des maschinellen Lernens bzw. künstliche Intelligenz genutzt werden, um gezielt definierte Strömungsformen bzw. einen direkten Einfluss auf den Strömungswiderstand zu erreichen.

Einen ebenso wichtigen Aspekt stellen die Aktoren selbst dar. Wie in dieser Arbeit gezeigt werden konnte, sind oberflächlich planare mikrotechnische Aktoren in der Lage, Ultraschall mit hinreichend hohem Schalldruck zu erzeugen. Eine glatte Oberfläche ist für einen Einsatz auf aerodynamischen Oberflächen dabei unabdingbar. Ein weiterer Vorteil solcher Aktorsysteme ist die Möglichkeit, Aktoren und Sensoren direkt zu kombinieren bzw. zu integrieren. Dabei könnten die Aktoren einerseits zur Schallerzeugung und gleichermaßen als Drucksensor für eine Sensorik verwendet werden, wodurch eine direkte Rückkopplung für eine Regelung vorhanden wäre. Im Allgemeinen müssen solche Aktoren in Hinblick auf die Anforderungen der jeweiligen Anwendung entwickelt und getestet werden. Dabei stellt das Übersprechen auf benachbarte Aktoren eine große Herausforderung dar. Für eine Herstellung solcher Arrays in großer Dimension wäre auch die Möglichkeit denkbar, das Array aus vielen Einzelaktoren zusammenzustellen. Diese hätten auf einer flexiblen Matrix aufgebracht sogar den Vorteil, dass gekrümmte Formen umgesetzt werden könnten, wie sie auf Tragflächen die Regel sind. Ebenso möglich wäre die Umsetzung von Aktoren auf Basis flexibler Substrate, welche als dünne Folien einfach aufgeklebt werden könnten, wodurch sogar die Integrität einer Flugzeughaut nicht beschädigt werden würde.

Neben einer Anwendung für die Strömungskontrolle ist das in dieser Arbeit entwickelte Konzept auch für weitere Anwendungen denkbar. Durch die Möglichkeit der Zerstörung einer Kármánschen Wirbelstraße, welche oftmals Ursprung von Strömungsgeräuschen ist, bietet sich eine Anwendung in der Aeroakustik auf dem Gebiet der Lärmunterdrückung (*Noise control*) an. Als Beispiel ist die Geräuschentwicklung bei Seitenspiegeln von Autos zu nennen.

Des Weiteren könnten akustische Felder, basierend darauf, dass das Butangas komplett auf der gesamten Höhe einer StAW (Hauptachse) verteilt bzw. vermischt wird, als eine Art berührungslose

Mischer mit hohem Volumendurchsatz eingesetzt werden. Dabei kämen hochreaktive Reagenzien in Frage, welche während einer Reaktion nicht mit Oberflächen in Berührung kommen dürfen.

Zuletzt wäre dieses Prinzip auch als Triebwerk denkbar. Wie in den Messungen gezeigt werden konnte, existiert bei Vorhandensein einer äußeren Strömung bei der Druckbauchströmung eine Asymmetrie. Die Druckbäuche werden hierbei von vorn „beladen“ und stoßen die Luft schließlich mit höherer Geschwindigkeit wieder nach hinten aus. Inwiefern diese einseitige Strömung schließlich auch eine Kraftauswirkung auf die Aktoren ausübt, müsste jedoch noch untersucht werden.

Abschließend kann gesagt werden, dass durch die hier durchgeführten Arbeiten gezeigt werden konnte, dass mittels fokussierten Ultraschalls eine Strömungsbeeinflussung möglich ist, wodurch der Weg für einen völlig neuen Ansatz der Strömungsmanipulation und -kontrolle mit einem denkbaren Einsatz in den verschiedensten Anwendungsbereichen geebnet wurde.

Literaturverzeichnis

- [1] C. Smith, R. Hansen, H. Dodd, A. Patient, S. Truman, M. Gill, *Aviation Climate Solutions*, Air Transport Action Group (ATAG), Genf, Schweiz, September 2015
- [2] M. von Randow *et al.*, *klimaschutz report 2019*, BDL – Bundesverband der Deutschen Luftverkehrswirtschaft e.V., Berlin, Deutschland, November 2019
- [3] P. Argüelles, M. Bischoff *et al.*, *European Aeronautics: A vision for 2020*, Office for Official Publications of the European Communities, Luxemburg, 2001, ISBN: 92-894-0559-7
- [4] Advisory Council for Aeronautics Research in Europe (ACARE), *Flightpath 2050 – Europe’s vision for aviation, Report of the High Level Group on Aviation Research*, Publications Office of the European Union, Luxemburg, 2011, ISBN: 978-92-79-19724-6, DOI: 10.2777/50266
- [5] MHI Vestas Offshore Wind A/S, Dänemark, Vestas V164-8.0 MW, <https://web.archive.org/web/20140810225646/http://www.mhivestasoffshore.com/Products-and-services/The-Turbines/V164> , Aufruf am 04.08.2020
- [6] Bundesverband WindEnergie e.V., Berlin, *Aerodynamik am Rotorblatt*, <https://www.wind-energie.de/themen/anlagentechnik/funktionsweise/aerodynamik/> , Aufruf am 04.08.2020
- [7] M. Gad-el-Hak, *Modern Developments in Flow Control*, Applied Mechanics Reviews, 49(7), S. 365–379, Juli 1996, DOI: 10.1115/1.3101931
- [8] K.-S. Choi, *European drag-reduction research — recent developments and current status*, Fluid Dynamics Research 26(5), S. 325–335, Mai 2000, DOI: 10.1016/S0169-5983(99)00030-1
- [9] G. E. Karniadakis, K.-S. Choi, *Mechanisms on transverse motions in turbulent wall flows*, Annual Review of Fluid Mechanics, 35, S. 45–62, Januar 2003, DOI: 10.1146/annurev.fluid.35.101101.161213
- [10] N. Kasagi, Y. Suzuki, K. Fukagata, *Microelectromechanical Systems–Based Feedback Control of Turbulence for Skin Friction Reduction*, Annual Reviews of Fluid Mechanics, 41, S. 231–251, Januar 2009, DOI: 10.1146/annurev.fluid.010908.165221
- [11] L. N. Cattafesta III, M. Sheplak, *Actuators for Active Flow Control*, Annual Review of Fluid Mechanics, 43, S. 247–272, Januar 2011, DOI: 10.1146/annurev-fluid-122109-160634
- [12] Y. Zhou, H. L. Bai, *Recent advances in active control of turbulent boundary layers*, Science China Physics, Mechanics and Astronomy, 54(7), S. 1289–1295, Juli 2011

-
- [13] R. Garcia-Mayoral, *The interaction of riblets with wall-bounded turbulence*, Dissertation, Universidad Politécnica de Madrid Escuela Técnica Superior de Ingenieros Aeronáuticos, 2011
- [14] L. Duan, M. M. Choudhari, *Effects of Riblets on Skin Friction in High-Speed Turbulent Boundary Layers*, 50th AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition, Nashville, Tennessee, USA, Januar 2012
- [15] S. Klumpp, M. Meinke, W. Schröder, *Numerical Simulation of Riblet Controlled Spatial Transition in a Zero-Pressure-Gradient Boundary Layer*, Journal of Flow, Turbulence and Combustion, 85(1), S. 57–71, Juli 2010, DOI: 10.1007/s10494-010-9251-x
- [16] H. Park, N. H. An, N. Hutchins, K.-S. Choi, H. H. Chun, I. Lee, *Experimental investigation on the drag reducing efficiency of the outer-layer vertical blades*, Journal of Marine Science and Technology, 16(4), S. 390–401, Dezember 2011
- [17] A. Sareen, R. W. Deters, S. P. Henry, M. S. Selig, *Drag Reduction Using Riblet Film Applied to Airfoils for Wind Turbines*, 49th AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition, Orlando, Florida, USA, Januar 2011
- [18] O. A. El-Samni, H. H. Chun, H. S. Yoon, *Drag reduction of turbulent flow over thin rectangular riblets*, International Journal of Engineering Science, 45(2–8), S. 436–454, Februar–August 2007
- [19] B. Dean, B. Bhushan, *Shark-skin surfaces for fluid-drag reduction in turbulent flow: a review*, Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences, 368, S. 4775–4806, Oktober 2010, DOI: 10.1098/rsta.2010.0201
- [20] P. R. Viswanath, *Aircraft viscous drag reduction using riblets*, Progress in Aerospace Sciences, 38(6–7), S. 571–600, August–Oktober 2002, DOI: 10.1016/S0376-0421(02)00048-9
- [21] F. Kramer, *Numerische Untersuchungen zur Reduktion des turbulenten Reibungswiderstands durch aktiv und passiv oszillierende Wandstrukturen*, Dissertation, Technische Universität Berlin, Fakultät V – Verkehrs- und Maschinensysteme, 2013
- [22] A. L. Braslow, *A History of Suction-Type Laminar-Flow Control with Emphasis on Flight Research*, Monographs in Aerospace History, 13, NASA History Division, Washington, D.C., USA, 1999
- [23] J. E. Green, *Laminar Flow Control – Back to the Future?*, 38th Fluid Dynamics Conference and Exhibit, AIAA 2008-3738, Seattle, Washington, USA, Juni 2008
- [24] G. Shuang, C. Shaowen, S. Yanping, S. Yufei, C. Fu, *Effects of Boundary Layer Suction on Aerodynamic Performance in a High-load Compressor Cascade*, Chinese Journal of Aeronautics, 23(2), S. 179–186, April 2010
- [25] R. Messing, M. J. Kloker, *Investigation of suction for laminar flow control of three-dimensional boundary layers*, Journal of Fluid Mechanics, 658, S. 117–147, September 2010, DOI: 10.1017/S0022112010001576

-
- [26] J. H. M. Fransson, *Investigations of the asymptotic suction boundary layer*, Lizenziat Thesis, Royal Institute of Technology Department of Mechanics, Stockholm, Schweden, 2001
- [27] J. H. M. Fransson, *Flow control of boundary layers and wakes*, Dissertation, Royal Institute of Technology Department of Mechanics, Stockholm, Schweden, 2003
- [28] H. Rebbeck, K.-S. Choi, *A wind-tunnel experiment on real-time opposition control of turbulence*, Physics of Fluids, 18(035103), März 2006, DOI: 10.1063/1.2173295
- [29] D. R. Williams, D. Cornelius, C. W. Rowley, *Supersonic Cavity Response to Open-Loop Forcing*, Active Flow Control Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design (NNFM), 95, S. 230–243, 2007, DOI: 10.1007/978-3-540-71439-2_14
- [30] J. Hogue, M. Brosche, W. Oates, J. Clark, *Development of a Piezoelectric Supersonic Microactuator for Broadband Flow Control*, Florida Center for Advanced Aero Propulsion Conference (FCAAP), Orlando, Florida, USA, August 2009
- [31] N. Zhuang, F. S. Alvi, M. B. Alkisar, C. Shih, *Supersonic Cavity Flows and Their Control*, AIAA Journal, 44(9), S. 2118–2128, September 2006, DOI: 10.2514/1.14879
- [32] R. Rathnasingham, K. S. Breuer, *Active control of turbulent boundary layers*, Journal of Fluid Mechanics, 495, S. 209–233, November 2003, DOI: 10.1017/S002211200300617
- [33] F. J. Diez, W. J. A. Dahm, *Design and fabrication of unsteady electrokinetic microactuator arrays for turbulent boundary layer control*, Journal of micromechanics and microengineering (14), S. 1307–1320, Juli 2004, DOI: 10.1088/0960-1317/14/10/004
- [34] C. Warsop, M. Hucker, A. J. Press, P. Dawson, *Pulsed Air-jet Actuators for Flow Separation Control*, Flow, Turbulence and Combustion, 78(3–4), S. 255–281, Juni 2007, DOI: 10.1007/s10494-006-9060-4
- [35] A. Glezer, M. Amitay, *Synthetic jets*, Annual Review of Fluid Mechanics, 34, S. 503–529, Januar 2002, DOI: 10.1146/annurev.fluid.34.090501.094913
- [36] H. Mamori, K. Iwamoto, A. Murata, *Effect of the parameters of traveling waves created by blowing and suction on the relaminarization phenomena in fully developed turbulent channel flow*, Physics of Fluids, 26(015101), Januar 2014, DOI: 10.1063/1.4851256
- [37] T. Endo, N. Kasagi, Y. Suzuki, *Feedback control of wall turbulence with wall deformation*, International Journal of Heat and Fluid Flow, 21(5), S. 568–575, Oktober 2000, DOI: 10.1016/S0142-727X(00)00046-1
- [38] M. M. Zhang, L. Cheng, Y. Zhou, *Control of vortex-induced non-resonance vibration using piezo-ceramic actuators embedded in a structure*, Smart Materials & Structures, 14(6), S. 1217–1226, Oktober 2005, DOI: 10.1088/0964-1726/14/6/015
- [39] H. Zhao, J.-Z. Wu, J.-S. Luo, *Turbulent drag reduction by traveling wave of flexible wall*, Fluid Dynamics Research, 34(3), S. 175–198, März 2004, DOI: 10.1016/j.fluiddyn.2003.11.001

- [40] S. Klumpp, M. Meinke, W. Schröder, *Drag reduction in a turbulent boundary layer by spanwise transversal surface waves*, 5th Flow Control Conference, Chicago, Illinois, USA, Juni – Juli 2010
- [41] J.-I. Choi, C.-X. Xu, H. J. Sung, *Turbulent Drag Reduction by Spanwise Wall Oscillation*, 14th Australasian Fluid Mechanics Conference, Adelaide University, Adelaide, Australien, Dezember 2001
- [42] J.-I. Choi, C.-X. Xu, H. J. Sung, *Drag Reduction by Spanwise Wall Oscillation in Wall-Bounded Turbulent Flows*, AIAA Journal, 40(5), S. 842 – 850, Mai 2002, DOI: 10.2514/2.1750
- [43] K.-S. Choi, *Near-wall structure of turbulent boundary layer with spanwise-wall oscillation*, Physics of Fluids 14(2530), Juni 2002, DOI: 10.1063/1.1477922
- [44] D. Zhou, K. S. Ball, *Turbulent drag reduction by spanwise wall oscillations*, Ije Transactions A, 21(1), S. 85 – 104, Februar 2008
- [45] P. Ricco, M. Quadrio, *Wall-oscillation conditions for drag reduction in turbulent channel flow*, International Journal of Heat and Fluid Flow, 29(4), S. 891 – 902, August 2008, DOI: 10.1016/j.ijheatfluidflow.2007.12.005
- [46] C. Viotti, M. Quadrio, P. Luchini, *Streamwise oscillation of spanwise velocity at the wall of a channel for turbulent drag reduction*, Physics of Fluids 21(115109), November 2009, DOI: 10.1063/1.3266945
- [47] F. Auteri, A. Baron, M. Belan, G. Campanardi, M. Quadrio, *Experimental assessment of drag reduction by traveling waves in a turbulent pipe flow*, Physics of Fluids, 22(115103), November 2010, DOI: 10.1063/1.3491203
- [48] R. D. Whalley, *Turbulent boundary-layer control with DBD plasma actuators using spanwise travelling-wave technique*, Dissertation, University of Nottingham – Department of Mechanical, Materials and Manufacturing Engineering, 2011
- [49] T. N. Jukes, *Turbulent Drag Reduction using Surface Plasma*, Dissertation, University of Nottingham – Department of Mechanical, Materials and Manufacturing Engineering, 2007
- [50] J.-J. Wang, K.-S. Choi, L.-H. Feng, T. N. Jukes, R. D. Whalley, *Recent developments in DBD plasma flow control*, Progress in Aerospace Sciences, 62, S. 52 – 78, Oktober 2013, DOI: 10.1016/j.paerosci.2013.05.003
- [51] T. N. Jukes, K.-S. Choi, *On the formation of streamwise vortices by plasma vortex generators*, Journal of Fluid Mechanics, 733, S. 370 – 393, Oktober 2013, DOI: 10.1017/jfm.2013.418
- [52] R. D. Whalley, K.-S. Choi, *The starting vortex in quiescent air induced by dielectric-barrier-discharge plasma*, Journal of Fluid Mechanics, 703, S. 192 – 203, Juli 2012, DOI: 10.1017/jfm.2012.206
- [53] L.-H. Feng, T. N. Jukes, K.-S. Choi, J.-J. Wang, *Flow control over a NACA 0012 airfoil using dielectric-barrier-discharge plasma actuator with a Gurney flap*, Experiments in Fluids,

- 52(6), S. 1533–1546, Februar 2012, DOI: 10.1007/s00348-012-1263-y
- [54] R. Jousset, D. Hong, H. Rabat, V. Boucinha, R. Weber-Rozenbaum, A. Leroy-Chesneau, *Thermal Characterization of a DBD Plasma Actuator: Dielectric Temperature Measurements using Infrared Thermography*, 40th Fluid Dynamics Conference and Exhibit, AIAA 2010-5102, Chicago, Illinois, USA, Juni – Juli 2010
- [55] E. Moreau, *Airflow control by non-thermal plasma actuators*, Journal of Physics D: Applied Physics, 40(3), S. 605–636, Januar 2007, DOI: 10.1088/0022-3727/40/3/S01
- [56] T. Tsao, R. Miller, Y.-C. Tai, B. Gupta, R. Goodman, S. Tung, C.-M. Ho, *An integrated MEMS system for turbulent boundary layer control*, Proceedings of International Solid State Sensors and Actuators Conference (Transducers '97), 1, S. 315–318, Chicago, Illinois, USA, Juni 1997, DOI: 10.1109/SENSOR.1997.613647
- [57] C. Liu, T. Tsao, G.-B. Lee, J. T. S. Leu, Y. W. Yi, Y.-C. Tai, C.-M. Ho, *Out-of-plane magnetic actuators with electroplated permalloy for fluid dynamics control*, Sensors and Actuators A: Physical, 78(2–3), S. 190–197, Dezember 1999, DOI: 10.1016/S0924-4247(99)00238-1
- [58] H. Suzuki, N. Kasagi, Y. Suzuki, *Active control of an axisymmetric jet with distributed electromagnetic flap actuators*, Experiments in Fluids, 36(3), S. 498–509, März 2004, DOI: 10.1007/s00348-003-0756-0
- [59] P. Dubois, S. Rosset, S. Koster, J. Stauffer, S. Mikhaïlov, M. Dadras, N.-F. de Rooij, H. Shea, *Microactuators based on ion implanted dielectric electroactive polymer (EAP) membranes*, Sensors and Actuators A: Physical, 130–131, S. 147–154, August 2006, DOI: 10.1016/j.sna.2005.11.069
- [60] P. Dubois, S. Rosset, M. Niklaus, M. Dadras, H. Shea, *Metal Ion Implanted Compliant Electrodes in Dielectric Electroactive Polymer (EAP) Membranes*, Advances in Science and Technology, 61, S. 18–25, September 2008, DOI: 10.4028/www.scientific.net/AST.61.18
- [61] T. Yamagami, Y. Suzuki, N. Kasagi, *Development of feedback control system of wall turbulence using MEMS devices*, Proceedings of 6th Symposium on Smart Control of Turbulence, Tokyo, Japan, März 2005
- [62] A. Kundt, *Über eine neue Art akustischer Staubfiguren und über die Anwendung derselben zur Bestimmung der Schallgeschwindigkeit in festen Körpern und Gasen*, Annalen der Physik und Chemie, 203(4), S. 497–523, 1866, DOI: 10.1002/andp.18662030402
- [63] K. Bücks, H. Müller, *Über einige Beobachtungen an schwingenden Piezoquarzen und ihrem Schallfeld*, Zeitschrift für Physik, 84(1–2), S. 75–86, Januar 1933, DOI: 10.1007/BF01330275
- [64] R. Tuckermann, S. Bauerecker, *Wie akustische Kaltgasfallen wirken. „Tannenbäume“ im stehenden Ultraschallfeld*, Chemie in unserer Zeit, 42(6), S. 402–407, Dezember 2008, DOI: 10.1002/ciuz.200800450

- [65] A. L. Yarin, M. Pfaffenlehner, C. Tropea (1998), *On the acoustic levitation of droplets*, Journal of Fluid Mechanics, 356, S. 65–91, Februar 1998, DOI: 10.1017/S0022112097007829
- [66] R. Tuckermann, S. Bauerecker, B. Neidhart, *Schwebende Tröpfchen: Levitation in Ultraschallfeldern*, Physik in unserer Zeit, 32(2), S. 69-75, März 2001
- [67] Y. Ochiai, T. Hoshi, J. Rekimoto, *Pixie Dust: Graphics Generated by Levitated and Animated Objects in Computational Acoustic-Potential Field*, ACM Transactions on Graphics, 33(4), Artikel Nr. 85, Juli 2014, DOI: 10.1145/2601097.2601118
- [68] W. Demtröder, *Experimentalphysik 1*, 8. Auflage, Springer Spektrum, Berlin, Heidelberg, Deutschland, 2018, ISBN: 978-3-662-54847-9
- [69] M. Möser, *Technische Akustik*, 10. Auflage, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, Deutschland, 2015, ISBN: 978-3-662-47704-5
- [70] M. Wiklund, R. Green, M. Ohlin, *Acoustofluidics 14: Applications of acoustic streaming in microfluidic devices*, Lab on a Chip, 12(14), S 2438–2451, Juni 2012, DOI: 10.1039/c2lc40203c
- [71] Sir J. Lighthill, *Acoustic streaming*, Journal of Sound and Vibration, 61(3), S. 391–418, Dezember 1978, DOI: 10.1016/0022-460X(78)90388-7
- [72] J. O. Hinze: *Turbulence*, 2. Auflage, McGraw-Hill, New York, USA, 1959, ISBN: 978-0070290372
- [73] E. Meyer, E.-G. Neumann, *Physikalische und Technische Akustik*, Vieweg+Teubner Verlag, Wiesbaden, 1979, ISBN: 978-3-663-13982-9, DOI: 10.1007/978-3-663-13982-9_3
- [74] Lord Rayleigh *On the Circulation of Air Observed in Kundt's Tubes, and on Some Allied Acoustical Problems*, Philosophical Transactions of the Royal Society of London, 175, S. 1–21, Januar 1884, DOI: 10.1098/rstl.1884.0002
- [75] H. Schlichting, *Berechnung ebener periodischer Grenzschichtströmungen (Calculation of plane periodic boundary layer streaming)*, Physikalische Zeitschrift 33, S. 327–335, 1932
- [76] S. Boluriaan, P. J. Morris, *Acoustic Streaming: From Rayleigh to Today*, International Journal of Aeroacoustics, 2(3), S. 255–292, Juli 2003, DOI: 10.1260/147547203322986142
- [77] C. Eckart, *Vortices and Streams Caused by Sound Waves*, Physical Review, 73(68), Januar 1948, DOI: 10.1103/PhysRev.73.68
- [78] J. M. Valverde, *Pattern-formation under acoustic driving forces*, Contemporary Physics, 56(3), S. 338–358, Februar 2015, DOI: 10.1080/00107514.2015.1008742
- [79] J. Wu, *Acoustic Streaming and Its Applications*, Fluids, 3(4), 108, 2018, DOI: 10.3390/fluids3040108
- [80] S. Backhaus, G. W Swift, *A thermoacoustic-Stirling heat engine: detailed study*, Journal of the Acoustical Society of America, 107(6), Mai 2000, DOI: 10.1121/1.429343

-
- [81] U. Ingard, S. Labate, *Acoustic Circulation Effects and the Nonlinear Impedance of Orifices*, Journal of the Acoustical Society of America, 22(2), 1950, DOI: 10.1121/1.1906591
- [82] I. V. Lebedeva, *Experimental Study of Acoustic Streaming in the Vicinity of Orifices*, Soviet Physics – Acoustics, 26(4), 1980, Bibcode: 1980AkZh...26..599L
- [83] D. Gedeon, *DC Gas Flows in Stirling and Pulse Tube Cryocoolers*, Cryocoolers 9, edited by J. R. G. Ross, Plenum Press, New York, USA, 1997
- [84] H. Schlichting, K. Gersten, *Grenzschicht-Theorie*, 10., überarbeitete Auflage, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, Deutschland, 2006, ISBN: 978-3-540-32985-5, DOI: 10.1007/3-540-32985-4
- [85] F. M. White *Viscous fluid flow*, 2nd ed., McGraw-Hill, Inc., New York, USA, 1991, ISBN 0-07-069712-4
- [86] H. Oertel jr., *Prandtl – Führer durch die Strömungslehre, Grundlagen und Phänomene*, 14. Auflage, Springer Fachmedien Wiesbaden GmbH, Deutschland, 2017, ISBN: 978-3-658-08627-5, DOI: 10.1007/978-3-658-08627-5
- [87] H. Schlichting, *Boundary-Layer Theory*, 7nd ed., McGraw Hill, Inc., New York, USA, 1979, ISBN: 0-07-055334-3
- [88] C. G. Lomas, *Fundamentals of Hot Wire Anemometry*, 1. Auflage, Cambridge University Press, Cambridge, England 1986, ISBN: 978-0-521-28318-2
- [89] I. Lekakis, *Calibration and signal interpretation for single and multiple hot-wire/hot-film probes*, Measurement Science and Technology, 7(10), S. 1313–1333, Juli 1996, DOI: 10.1088/0957-0233/7/10/004
- [90] F. H. Champagne und C. A. Sleicher, *Turbulence measurements with inclined hot-wires. Part 1: Heat transfer experiments with inclined hot-wire*, Journal of Fluid Mechanics, 28(1), S. 153–175, April 1967, DOI: 10.1017/S002211206700196X
- [91] H. H. Bruun, *Hot-Wire Anemometry: Principles and Signal Analysis*, Oxford University Press, Oxford, England, 1996, ISBN: 978-0-19-856342-6, DOI: 10.1088/0957-0233/7/10/024
- [92] F. E. Jørgensen, *How to measure turbulence with hot-wire anemometers - a practical guide*, Dantec Dynamics A/S, Skovlunde, Denmark, Februar 2002, Publication no.: 9040U6151
- [93] K. Zähringer, *Messtechnik Vorlesung – Geschwindigkeitsmessung in einer turbulenten Strömung mittels Hitzdrahtanemometrie*, Universität Magdeburg, November 2012
- [94] S. Dalziel, G. Hughes, B. Sutherland, *Whole-field density measurements by 'synthetic schlieren'*, Experiments in Fluids, 28, S. 322–335, April 2000, DOI: 10.1007/s003480050391
- [95] G. E. A. Meier, *[DE] Hintergrund-Schlierenmeßverfahren, [EN] Schlieren measuring process detects changes in turbulent atmospheric flow, aerodynamic, chemical processing and environmental pollution*, Offenlegungsschrift Deutsches Patent- und Markenamt, Juni 2000, Veröffentlichungsnummer DE19942856A1

- [96] M. Raffel, H. Richard, G.E.A. Meier, *On the applicability of background oriented optical tomography for large scale aerodynamic investigations*, Experiments in Fluids, 28(5), S. 477–481, Mai 2000, DOI: 10.1007/s003480050408
- [97] H. Richard, M. Raffel, *Principle and applications of the background oriented schlieren (BOS) method*, Measurement Science and Technology, 12(9), S. 1576–1585, August 2001, DOI: 10.1088/0957-0233/12/9/32
- [98] Spektrum der Wissenschaft Verlagsgesellschaft mbH: Webartikel, *Wie heiß brennt eine Weihnachtskerze?*, Dezember 2005, <http://www.spektrum.de/quiz/wie-heiss-brennt-eine-weihnachtskerze/796666> , Aufruf am 05.10.2017
- [99] Environmental Health Directorate Health Protection Branch, *Guidelines for the Safe Use of Ultrasound: Part II Industrial and Commercial Applications*, Minister of National Health and Welfare, Ottawa, Kanada, 1991, ISBN: 0-660-13741-0
- [100] Y. Su, *Flow analysis and Design of three-dimensional windtunnel contractions*, AIAA Journal, 29(11), November 1991, DOI: 10.2514/3.10818
- [101] W. Tollmien, H. Schlichting, H. Görtler, *Ludwig Prandtl Gesammelte Abhandlungen zur angewandten Mechanik, Hydro- und Aerodynamik*, Springer-Verlag, Berlin, Deutschland, 1961, ISBN: 978-3-662-11837-5
- [102] B. Lindgren, A. V. Johansson, *Design and calibration of a low speed wind-tunnel with expanding corners*, Technical Reports from Royal Institute of Technology, Department of Mechanics, Stockholm, Schweden, Oktober 2002
- [103] R. D. Mehta, P. Bradshaw, *Design rules for small low speed windtunnels*, The Aeronautical Journal, 83(827), S. 443–453, November 1979, DOI: 10.1017/S0001924000031985
- [104] R. D. Mehta, *Turbulent flow through screens*, 22nd Aerospace Sciences Meeting, AIAA, Reno, Nevada, USA, Januar 1984, DOI: 10.2514/6.1984-538
- [105] R. D. Mehta, *Turbulent boundary layer perturbed by a screen*, AIAA Journal, 23(9), September 1985, DOI: 10.2514/3.9089
- [106] J. Scheiman, J. D. Brooks, *Comparison of Experimental and Theoretical Turbulence Reduction from Screens, Honeycomb, and Honeycomb-Screen Combinations*, Journal of Aircraft, 18(8), August 1981, DOI: 10.2514/3.57538
- [107] A. Sahlin, A. V. Johansson, *Design of guide vanes for minimizing the pressure loss in sharp bends*, Physics of Fluids A: Fluid Dynamics, 3(1934), Juni 1991, DOI: 10.1063/1.857923
- [108] H. Eckelmann, *Einführung in die Strömungsmesstechnik*, Vieweg & Teubner, Stuttgart, Deutschland, 1997, ISBN: 3-519-02379-2
- [109] G. S. Manuel, J. K. Molloy, P. S. Barna, *Effect of Collector Configuration on Test Section Turbulence Levels in an Open-Jet Wind Tunnel*, NASA Technical Memorandum 4333, Wa-

shington, D.C., USA, 1992

- [110] R. K. Duggins, *The performance of conical diffuser discharging through tailpipes*, Aircraft Engineering and Aerospace Technology, 42(8), August 1970, DOI: 10.1108/eb034673
- [111] H. E. Siekmann, *Strömungslehre – Grundlagen*, Springer Science+Business Media, Deutschland, 2000, ISBN: 3-540-66851-9
- [112] W. Kümmel, *Technische Strömungsmechanik – Theorie und Praxis*, 3., überarbeitete und ergänzte Auflage, Vieweg+Teubner Verlag, Wiesbaden, Deutschland, 2007, ISBN: 978-3-8351-0141-8
- [113] Reprap.org community project, *Prusa i3 Documentation*, online Dokumentation, www.reprap.org/wiki/Prusa_i3 , Aufruf am 16.05.2016
- [114] Prusa Research a.s., Prag, Tschechien *What's up with Original Prusa i3?*, Blogbeitrag vom 2. März 2016, www.blog.prusaprinters.org/whats-up-with-original-prusa-i3 , Aufruf am 22.04.2020
- [115] Reprap.org community project, *G-code*, online Dokumentation, www.reprap.org/wiki/G-code , Aufruf am 16.05.2016
- [116] Linear Technology Corporation, *LTC1967: Precision Extended Bandwidth, RMS-to-DC Converter*, Datenblatt, Rev. 1967f, Milpitas, USA, 2004, <https://www.analog.com/media/en/technical-documentation/data-sheets/1967f.pdf> , Aufruf am 30.10.2017
- [117] R. Tuckermann, *Gase, Aerosole, Tropfen und Partikel in stehenden Ultraschallfeldern: Eine Untersuchung zur Anreicherung schwerer Gase, Verdampfung levitierter Tropfen, Kristall- und Partikelbildung*, Dissertation, Technische Universität Carolo-Wilhelmina zu Braunschweig - Gemeinsame Naturwissenschaftliche Fakultät, Juli 2002, urn:nbn:de:gbv:084-14547
- [118] SVMtec GmbH, *HWP1 0/xx Hitzdrahtsonde*, Prospekt, Stuttgart, Deutschland https://www.svm-tec.de/img/pool/svm_ds_HWP_de.pdf , Aufruf am 11.09.2019
- [119] W.-H. Hucho, *Aerodynamik der stumpfen Körper – Physikalische Grundlagen und Anwendungen in der Praxis*, 2. Auflage, Vieweg+Teubner Verlag | Springer Fachmedien Wiesbaden GmbH, Wiesbaden, Deutschland, 2011, ISBN: 978-3-8348-1462-3
- [120] Murata Manufacturing Co., Ltd., *Application Manual – Ultrasonic Sensor*, Cat.No.S15E-5, 31.10.2008, Nagaokakyo-shi, Kyoto, Japan
- [121] Digi-Key Electronics, *ewiki: Serial Peripheral Interface (SPI) Slave (VHDL)*, digitale Sammlung für embedded systems, Thief River Falls, Minnesota, USA www.digikkey.com/ewiki/pages/viewpage.action?pageId=7569477 , Aufruf am 08.01.2016
- [122] A. Ababneh, *Herstellung und Charakterisierung von dünnen, piezoelektrischen Aluminiumnitrid-Schichten für MEMS Anwendungen*, Dissertation, Universität des Saarlandes, Saarbrücken, November 2009

-
- [123] National Instruments, *LINX im LabVIEW MakerHub – Anbindung an gängige Embedded-Plattformen*, Online-Katalog, Austin, Texas, USA,
<http://sine.ni.com/nips/cds/view/p/lang/de/nid/212478> , Aufruf am 05.04.2020
- [124] E. Cramer, U. Kamps, *Grundlagen der Wahrscheinlichkeitsrechnung und Statistik – Eine Einführung für Studierende der Informatik, der Ingenieur- und Wirtschaftswissenschaften*, Springer-Verlag GmbH, Berlin, Deutschland, 2017, ISBN: 978-3-662-54161-6, DOI: 10.1007/978-3-662-54161-6
- [125] W. M. Haynes, *CRC Handbook of Chemistry and Physics*, 94. Auflage, CRC Press Taylor & Francis Group, Boca Raton, Florida, USA, 2013, ISBN: 978-1466571143
- [126] J. Zhao, H. Völm, D. Feili, T. Panidis, H. Seidel, *Nano-scale Hot Wire Sensors for Turbulence Measurement Applications*, Procedia Engineering, 47, S. 845–848, September 2012, DOI: 10.1016/j.proeng.2012.09.279
- [127] J. Zhao, D. Feili, H. Völm, T. Panidis, B. Ma, H. Seidel, *A low cost miniature vortex sensor for turbulence measurement*, IEEE SENSORS, Taipei, Taiwan, Oktober 2012, DOI: 10.1109/ICSENS.2012.6411243
- [128] Verein Deutscher Ingenieure, *VDI-Wärmeatlas*, 11., bearbeitete und erweiterte Auflage, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, Deutschland, 2013, ISBN: 978-3-642-19981-3

Eigene Veröffentlichungen und betreute Abschlussarbeiten

- [CK1] B. Schmitt, C. Kiefer, K. Kühn, A. Schütze, *Flüssigkeitsanalyse mittels mikrothermischer Sensoren*, 10. Dresdner Sensor-Symposium 2011, S. 225 – 228, Dresden, Deutschland, Dezember 2011, DOI: 10.5162/10dss2011/12.7
- [CK2] B. Schmitt, C. Kiefer, A. Schütze, *Neuartiger thermischer Wirbelsensor zur Bestimmung von binären Mischungsverhältnissen in Fluiden*, 11. Dresdner Sensor-Symposium 2013, S. 373 – 378, Dresden, Deutschland, Dezember 2013, DOI: 10.5162/11dss2013/F16
- [CK3] B. Schmitt, C. Kiefer, A. Schütze, *Mikrothermischer Sensor zur Bestimmung der Methanolkonzentration und Strömungsgeschwindigkeit für Direktmethanolbrennstoffzellen*, MikroSystemTechnik Kongress, Aachen, Deutschland, Oktober 2013
- [CK4] B. Schmitt, C. Kiefer, A. Schütze, *Microthermal sensors for determining fluid composition and flow rate in fluidic systems*, SPIE Microtechnologies 2013 – Smart Sensors, Actuators, and MEMS, Grenoble, Frankreich, April 2013, DOI: 10.1117/12.2017293
- [CK5] B. Schmitt, C. Kiefer, A. Schütze, *Novel microthermal sensor principle for determining the ratio of binary fluid mixtures using stationary vortices*, IMCS2014 – the 15th International Meeting on Chemical Sensors, Buenos Aires, Argentinien, März 2014
- [CK6] B. Schmitt, C. Kiefer, A. Schütze, *Microthermal sensors for determining fluid composition and flow rate in fluidic systems*, Microsystem Technologies, 20(4–5), S. 641 – 652, April 2014, DOI: 10.1007/s00542-013-2001-y
- [CK7] C. Kiefer, T. Klawns, B. Rieder, *[DE] Halbleiter-Leuchtvorrichtung mit Wärmerohr, [EN] Semiconductor lighting device with a heat pipe*, Offenlegungsschrift Deutsches Patent- und Markenamt, Januar 2014, Veröffentlichungsnummer DE102012211279A1 und WO002014001483A1
- [CK8] B. Rieder, T. Klawns, C. Kiefer, *[DE] Leuchtvorrichtung mit Kühlkörper und mindestens einer Halbleiterlichtquelle, [EN] Lighting device with a heat sink and at least one semiconductor light source*, Offenlegungsschrift Deutsches Patent- und Markenamt, April/Mai 2014, Veröffentlichungsnummer DE102012219459A1 und WO002014063975A1
- [CK9] B. Schmitt, C. Kiefer, A. Schütze, *Intelligente Mikrosensoren zur breitbandigen Charakterisierung von Flüssigkeiten*, PLUS – Produktion von Leiterplatten und Systemen, Fachzeit-

- schrift für Aufbau- und Verbindungstechnik in der Elektronik, 16, S. 2645 – 2650, Dezember 2014
- [CK10] B. Schmitt, C. Kiefer, A. Schütze, *Novel microthermal sensor principle for determining the mixture ratio of binary fluid mixtures using Föppl vortices*, Journal of Sensors and Sensor Systems, 4(1), S. 239 – 247, Juni 2015, DOI: 10.5194/jsss-4-239-2015
- [CK11] C. Kiefer, B. Schmitt, A. Schütze, *[DE] Verfahren und Vorrichtung zur Bestimmung der Viskosität einer in einem Strömungskanal strömenden Flüssigkeit*, Offenlegungsschrift Deutsches Patent- und Markenamt, Mai 2015, Veröffentlichungsnummer DE102013019872A1
- [CK12] D. Feili, M. Penth, C. Kiefer, H. Seidel, *Gesputterte Germanium-Dünnschichten auf flexiblen transparenten Substraten für elektro-optische Applikationen*, MikroSystemTechnik Kongress, Karlsruhe, Deutschland, Oktober 2015
- [CK13] J. Woeste, *Aufbau und Charakterisierung eines Niedergeschwindigkeit-Windkanals*, Bachelorarbeit, Universität des Saarlandes, Saarbrücken, Deutschland, August 2015
- [CK14] C. Kiefer, *Novel approach for flow manipulation by acoustic actuators*, FOR 1779 Symposium – Active Drag Reduction, Aachen, Deutschland, November 2015
- [CK15] C. Kiefer, D. Feili, H. Seidel, *Novel actuator for flow manipulation by focused acoustic waves*, ECCOMAS Congress – VII European Congress on Computational Methods in Applied Sciences and Engineering, Kreta, Griechenland, Juni 2016
- [CK16] J. Neu, *Experimentelle Visualisierung laminarer Luftströmungen mittels Nebelfluiden*, Bachelorarbeit, Universität des Saarlandes, Saarbrücken, Deutschland, August 2016
- [CK17] I. Stapf, *Herstellung und Untersuchung von Siliziumdurchkontaktierungen über KOH-geätzte Kavitäten*, Bachelorarbeit, Universität des Saarlandes, Saarbrücken, Deutschland, Dezember 2016
- [CK18] C. Kiefer, D. Feili, K. Bauer, H. Seidel, *[DE] Strömungssteuerungsvorrichtung, Strömungsprofilkörper und Strömungsbeeinflussungsverfahren mit Schallwellenerzeugung, [EN] Flow control device, flow profile body, and flow manipulation method having production of sound waves*, Offenlegungsschrift/Patentschrift Deutsches Patent- und Markenamt, November 2016, März 2018 und November 2019, Veröffentlichungsnummer DE102015107626A1/B4, WO002016184676A1 und US020180079492A1
- [CK19] D. Gillo, *Entwicklung, Herstellung und Charakterisierung von piezoelektrischen Ultraschall-Aktoren auf Aluminiumnitrid-Basis*, Masterarbeit, Universität des Saarlandes, Saarbrücken, Deutschland, September 2017
- [CK20] C. Kiefer, D. Feili, K. Bauer, H. Seidel, *Flow Manipulation by Standing Acoustic Waves and Visualization with Background Oriented Schlieren (BOS)*, New Results in Numerical and Experimental Fluid Mechanics XI. Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidis-

ciplinary Design, 136, Springer International Publishing, Oktober 2017, DOI: 10.1007/978-3-319-64519-3_21

- [CK21] C. Kiefer, D. Gillo, K. Bauer, D. Feili, H. Seidel, *Strömungsbeeinflussung durch stehende akustische Wellen und Umsetzung mittels mikrotechnischer Ultraschall-Arrays*, MikroSystemTechnik Kongress, München, Deutschland, Oktober 2017
- [CK22] B. Kirsch, *Theoretische Betrachtung und Ausarbeitung der Beeinflussung und Separation von Mikropartikeln in Luft mittels stehenden akustischen Ultraschallwellen*, Bachelorarbeit, Universität des Saarlandes, Saarbrücken, Deutschland, Februar 2018
- [CK23] M. Rütten, C. Voß, N. Reuther, W. Schröder, M. Albers, F. Goldschmidtböing, C. Kiefer, *Manipulation und Kontrolle von turbulenten Strömungen (MaKoS) : Schlussbericht an BMWi/DLR-PT-LF : Laufzeit: 01.01.2014 – 31.12.2016, verlängert bis zum 30.06.2017*, Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V. (DLR), Institut für Aerodynamik und Strömungstechnik, Göttingen, Deutschland, 2018, DOI: 10.2314/GBV:1018504397
- [CK24] U. Gimmler, A.-V. Weiß, C. Kiefer, M. Schneider, K. Bauer, *Microfluidic system for coating micro-nanoparticles in view of pharmaceutical applications*, MikroSystemTechnik Kongress, Berlin, Deutschland, 2019
- [CK25] J. Neu, *Charakterisierung eines Niedergeschwindigkeit-Windkanals und Untersuchung der Strömungseigenschaften von Ultraschallfeldern mittels Hitzdraht-Anemometrie*, Masterarbeit, Universität des Saarlandes, Saarbrücken, Deutschland, Oktober 2019

Abbildungsverzeichnis

2.1	Aufbau eines klassischen Levitators, Erzeugung einer StAW mittels gegenüberstehender Arrays sowie Geometrie der Phasenverschiebung bei der Fokussierung von Schallwellen.	8
2.2	Darstellung der Rayleigh Strömung in einem Kundtschen Rohr und durch eine stehende Oberflächenwelle auf einer ebenen Platte.	12
2.3	Darstellung der grenschichtinduzierten Rayleigh-Schlichting-Strömung in einem Kundtschen Rohr und am Beispiel eines levitierten Objekts.	13
2.4	Darstellung der Eckart-Strömung und einer strahlgetriebenen Strömung.	14
2.5	Darstellung einer fluiddynamischen Grenzschicht einer längs angeströmten ebenen Platte mit laminar-turbulentem Übergang (Transition).	15
2.6	Zusammenhang des orthogonalen Strömungsvektors u_{eff} bei einem Heizdraht in Bezug auf einen allgemeinen Strömungsvektor \vec{u} über den Gier-Winkel ϑ	17
2.7	Darstellung des Funktionsprinzips der Hintergrundschlierenfotografie (BOS).	19
3.1	Schematische Darstellung einer möglichen Integration von Ultraschallarrays auf einer Tragfläche, mit den Varianten stehende und flächige Aktoren.	22
3.2	Phasenansteuerung der Ultraschallwandler für die Vorversuche.	25
3.3	Momentaufnahme der BOS-Analyse und Visualisierung des von einer Halogenlampe erzeugten Heißluftstroms.	26
4.1	Schematische Darstellung des Versuchsstandes.	27
4.2	Foto des Windkanals und der Messeinrichtungen mit Teilbezeichnungen.	29
4.3	Detailansicht der Messstrecke des Windkanals.	30
4.4	Abbildung des Entkopplers sowie des Gasauslasses nach außen.	31
4.5	Verlauf der Strömungsgeschwindigkeit \bar{u}_x in der Messstrecke in Abhängigkeit von der Lüfterdrehzahl der Lüfter L1 und L2 mit dazugehöriger Standardabweichung.	32
4.6	Strömungsgeschwindigkeit \bar{u}_x mit Turbulenzgrad Tu_x bei vier vorgegebenen Strömungsgeschwindigkeiten (0,49–2,40 m/s) in Abhängigkeit vom Düsenabstand.	33
4.7	Auswirkungen auf die Strömungsgeschwindigkeiten in Bezug auf die Breite der Messstrecke durch Einschalten der Ultraschallaktor-Kühlung bei verschiedenen Abständen zur Düse $d_{\text{Dü}}$ für zwei Strömungsgeschwindigkeiten $\bar{u}_x \approx 0,5$ und $2,0$ m/s.	34
4.8	Nadelmikrofon mit eingebautem Messmikrofon sowie eine technische Zeichnung des Nadelmikrofons in Schnittdarstellung.	37

4.9	Aufbau der Messmikrofonhalterung mit zum Array antiparallel verlaufenden Reflexionsflächen sowie seitliche Montage der Halterung an das Nadelmikrofon für einen schnellen Wechsel bei der Kalibration.	38
4.10	Schaltplan der Verstärkerschaltung des Nadelmikrofons.	39
4.11	Schaltplan des RMS-DC-Konverters LTC1967.	39
4.12	Umsetzung der Umschaltung zwischen Nadel- (NMik) und Messmikrofon (MsMik) für den Mikrofoneingang (Mik).	39
4.13	Messkopf für die Temperaturmessung mit aufgeklebten Kupferplättchen auf dem Temperaturfühler zur Oberflächenvergrößerung sowie Nahaufnahme des Temperaturfühlers.	41
4.14	Schaltaufbau für die Temperaturmessung.	41
4.15	Darstellung der drei verfügbaren Hitzdrahtsonden der Firma SVMtec GmbH. . . .	42
4.16	Messkopf mit Drehmechanismus für die Hitzdrahtanemometrie und im eingebauten Zustand.	43
4.17	Detailansicht der in der Düse des Windkanals integrierten Gasdüse und Massendurchflussregler.	46
4.18	Ergebnis einer Konvektionsströmung einer Kerze im Schlierenbild bei einem viergeteilten BOS-Hintergrund und dazugehörigen Schwarz/Weiß-Teststrukturen.	46
4.19	BOS-Aufnahme eines Heißgases (Feuerzeugflamme) mit einem zweigeteilten Hintergrund (MCYK und WCYK).	48
4.20	BOS-Aufnahme eines Heißgases (Feuerzeugflamme) mit einem viergeteilten Hintergrund unterschiedlicher Subpixelgröße.	49
4.21	Einer der zwei verbauten Leuchtkästen mit Rückseite eines US-Arrays (gegenüberstehender Aufbau) sowie homogene Ausleuchtung des BOS-Hintergrundes in der Messstrecke.	50
4.22	Schem. Gesamtaufbau der Ultraschall-Anlage auf Basis kommerzieller Aktoren. . .	51
4.23	Schnittbild und Richtcharakteristik eines Murata MA40S4S Ultraschallaktors. . . .	52
4.24	Einseitiges Array im Windkanal sowie Rückseite des vollbestückten Arrays des einseitigen Aufbaus inkl. Spannungsversorgung und Steuerelektronik pro Treiberplatine und Kühlelementen.	53
4.25	Schaltplan eines Treibers (LM827) für die Ansteuerung eines Ultraschallaktors. . .	53
4.26	Interner Aufbau des FPGAs, mit den Funktionsblöcken SPI, SPI Analyzer, Speicher, Counter und PS (Phasenschieber).	54
4.27	Realisierung der Phasenlage über die Schaltwerte Delay und Switch.	56
4.28	Lüfter mit Luftstromführung für die Array-Kühlung.	57
4.29	Querschnitt des Ultraschallchips mit Aktor und Silizium-Durchkontaktierung. . . .	58
4.30	MST-Ultraschallaktor, bestehend aus 3×3 Ultraschallsendern mit variierender Elektrodenabdeckung (auf eine Platine drahtgebondeter Chip).	60
4.31	Bedienoberfläche der LabVIEW-Steuerung.	62
4.32	Bedienoberfläche des LabVIEW-Messprogramms.	62

4.33	Position des Koordinatensystems innerhalb der Messstrecke in Relation zum Ultraschallarray und zum Windkanal. Definition der xy -, xz - und yz -Schnittebenen zur Darstellung von Messergebnissen.	63
4.34	Ausrichtung der Ultraschallarrays zum Windkanal mittels eines Kreuzlinien-Lasers sowie des Nadelmikrofons bzw. eines Hitzdrahtes.	64
4.35	Vergleich Schallmessung Messmikrofon mit Nadelmikrofon; nur unteres Array eingeschaltet, mit Diffusor vor oberem Array (Konfig. GE, $p\{xy, xz\}$, 20×20 mm). . .	66
4.36	Kalibrationskurve und Korrekturfaktor χ für das Messmikrofon.	67
4.37	Kurvenverlauf einer Kalibrationsmessung und Erzeugung der Umrechnung des Sensorsignals in Schalldruck für das Nadelmikrofon.	68
4.38	Schallfeld einer StAW, gemessen mit dem Messmikrofon und dem Nadelmikrofon im Direktvergleich (Konfig. G0, $p\{xy\}$, 20×20 mm).	68
4.39	Mittiger Ausschnitt aus dem Schallfeld einer StAW bei $z = 0$ mm (Konfig. G0, $p\{xy\}$, 40×40 mm) und dazugehörigen Korrelationswerten bei einer Verschiebung in der Horizontalen bzw. Vertikalen sowie farbliche Hervorhebung der Korrelationswerte.	70
4.40	Drehwinkel des Mikrofons δ_{Mik} sowie der Messwinkel δ_{Mess} bei der Vermessung von Aktoren mit dem Freifeldmikrofon. 3D-gedruckte Schablonen für die Abdeckung und Separation der einzelnen Schwinger für die Einzelvermessung.	70
4.41	Ergebnis einer Hitzdraht-Strömungsmessung in Abhängigkeit vom Drehwinkel zur Bestimmung der Fehlstellung für einen Nullabgleich.	72
4.42	Gasdüse und mit Hilfe der Hintergrundschlierenphotografie visualisierter Gasaustritt.	74
4.43	Einzelschritte der BOS-Bildaufbereitung anhand eines Beispiels.	75
4.44	Vorher-nachher-Vergleich der BOS-Bildaufbereitung und Kompression.	76
5.1	Schallfelder einer stehenden akustischen Welle (StAW) (Konfig. G0, $p\{xy, yz\}$, 80×80 mm).	81
5.2	Schallfelder einer StAW, erzeugt durch Doppelfokusse (gleich- und gegenphasig) bei variierendem Fokusabstand d_F sowie Darstellung von p_{max} in Abhängigkeit von d_F als Graph (Konfig. G[1, 3, 5]Q u. G[1, 4]Q̃, $p\{zy\}$, 40×40 mm).	82
5.3	Schallfelder im Bereich zwischen Fokus und Düse: Gegenüberstellung einer stark fokussierten stehenden akustischen Welle mit großflächig gestreckten Schallfeldkonfigurationen mit Detailansicht durch einen Fokus bei $z = 20$ mm (Konfig. G0, G2F u. G4F, $p\{xy\}$, 120×60 mm).	84
5.4	Schallfelder, erzeugt durch einen einseitigen Aufbau: Fokussierung auf einen Punkt sowie Doppelfokusse (gleich- und gegenphasig) (Konfig. E0, E10L u. E10L̃, $p\{xy, xz\}$, 40×40 mm).	86
5.5	Gemessene und generierte Schallfelder eines gegenphasigen Doppelfokus (einseitiger Aufbau) sowie Darstellung des max. Schalldrucks p_{max} und realen Fokusabstands d_R in Abhängigkeit vom eingestellten Fokusabstand d_F als Graph (Konfig. E[0–18]L̃, $p\{xy\}$, 40×40 mm).	87

5.6	Schallfelder eines gleichphasigen Doppelfokus bei variierendem Fokusabstand d_F (Konfig. E[10–40]Q, $p\{zy\}$, 40×40 mm).	89
5.7	Schallfelder bei gestapelten Fokussen sowie Darstellung des max. Schalldruckes p_{\max} in Abhängigkeit von d_F als Graph (Konfig. E[4, 8, 10, 12] \tilde{G} , $p\{zy\}$, 40×40 mm).	90
5.8	Gemessene Geschwindigkeiten in unterschiedlichen Richtungen bei einer erzeugten Strömung durch einseitige Fokussierung von Ultraschall auf einen einzelnen Punkt (HD, Konfig. E0, $u_{x,y,[xy]}\{xy\}$, 14×10 mm, Schrittweite: 0,5 mm).	91
5.9	Strömungsfeld mit Geschwindigkeitsvektoren einer erzeugten Strömung bei einseitiger Fokussierung von Ultraschall auf einen einzelnen Punkt (HD 2D, Konfig. E0, u_{xy} , $\vec{u}_{xy}\{xy\}$, 14×10 mm).	92
5.10	Strömungsfeld eines gleichphasigen Doppelfokus (HD, Konfig. E10L, $u_{x,y}\{xy\}$, 22×10 mm und $u_{x,y}\{xz\}$, 22×14 mm).	93
5.11	Strömungsfeld eines gegenphasigen Doppelfokus (HD, Konfig. E10 \tilde{L} , $u_{x,y}\{xy\}$, 22×10 mm und $u_{x,y}\{xz\}$, 22×14 mm).	94
5.12	Innere Strömung einer StAW in unterschiedlichen Richtungen (HD, Konfig. G0, $u_{x,y,[xy]}\{xy\}$, 10×10 mm).	96
5.13	Schematische Darstellung der Strömung des Gases bei Über- und Unterdruck von elliptisch geformten Druckbäuchen und Entstehung einer Druckbauchströmung \tilde{u}_x	97
5.14	Schematische Darstellung der inneren Strömung einer StAW.	98
5.15	Strömungsgeschwindigkeiten $u_{x,y}$ der inneren Strömung einer StAW (Konfig. G0) bei verschiedenen Schalldrücken.	98
5.16	Laminarer Butangasstrom im Windkanal als Referenz und Strömungsbeeinflussung mittels einer StAW (BOS, Ref. und Konfig. G0).	100
5.17	Strömungsbeeinflussung einer StAW – Gegenüberstellung der versch. Strukturen der Strömung (BOS, Konfig. G0).	101
5.18	Strömungsbeeinflussung einer StAW sowie Strömungsmuster der StAW im Detail (BOS, Konfig. G0).	102
5.19	Strömungsfeld und Turbulenzgrad einer StAW in zwei verschiedenen Ebenen (HD, Konfig. G0, u_x , $Tu_x\{xy, zy\}$, 25×80 mm).	103
5.20	Überlagerung des Strömungsfeldes mit dem Schalldruckfeld einer StAW (Konfig. G0, $u_x\{xy\} + p\{xy\}$).	104
5.21	Strömungsfeld mit Geschwindigkeitsvektoren einer StAW und Detailansicht eines einzelnen Druckbauches (HD 2D, Konfig. G0, u_{xy} , $\vec{u}_{xy}\{xy\}$, 40×30 mm, Auflösung: 0,5 mm).	105
5.22	Kombinierte qualitative Darstellung von Wirbeltori im Strömungsfeld und Turbulenzgrad einer StAW.	106
5.23	Breite des Einflusses einer StAW (BOS, Konfig. G0).	107
5.24	Gegenüberstellung einer unbeeinflussten laminaren Strömung als Referenz mit einer beeinflussten Strömung durch eine StAW und deren jeweiligen Auswirkung auf den Turbulenzgrad (HD, Konfig. G0, $\bar{u}_x = 0,49$ m/s, u_x , $Tu_x\{xy\}$, 100×8 mm).	108

5.25	Strömungsbeeinfl. einer StAW bei Variation der Gasmenge $Q_{\text{Butan}} = 0,0731/\text{min}$ und $0,1121/\text{min}$ (BOS, Konfig. G0).	109
5.26	Strömungsbeeinfl. einer StAW bei Variation der Gasmenge $Q_{\text{Butan}} = 0,2241/\text{min}$ und $0,2801/\text{min}$ (BOS, Konfig. G0).	109
5.27	Einschwingverhalten der Strömungsbeeinflussung einer StAW (BOS, Konfig. G0). .	110
5.28	Ausschwingverhalten der Strömungsbeeinflussung einer StAW (BOS, Konfig. G0). .	110
5.29	Einschwingverhalten der Strömungsbeeinfl. einer StAW bei $Q_{\text{Butan}} = 0,0731/\text{min}$ (BOS, Konfig. G0).	111
5.30	Definition des Öffnungswinkels ϕ als Hilfsgröße für den Vergleich des Einflusses von Schalldruck p und Strömungsgeschwindigkeit \bar{u}_x bei BOS-Messungen.	111
5.31	Strömungsbeeinflussung einer StAW in Abhängigkeit von Strömungsgeschwindigkeit und Schalldruck (BOS, Konfig. G0, $\bar{u}_x / \text{m/s}$, $p_{\text{max}} / \text{Pa}$).	113
5.32	Strömungsbeeinflussung einer StAW bei verschiedenen Geschwindigkeiten und deren Auswirkung auf den Turbulenzgrad Tu_x sowie Darstellung von $\delta_{\text{Sg, Db}}$ in Abhängigkeit von \bar{u}_x als Graph ($\bar{u}_x = 0,49 - 1,53 \text{ m/s}$; HD, Konfig. G0, u_x , $Tu_x\{\text{xy}\}$, $80 \times 10 \text{ mm}$).	114
5.33	Verhalten der Strömungsbeeinflussung bei Einbringen des Schalls in einem Winkel von $+15^\circ$ und -15° (BOS, Konfig. G0).	115
5.34	Strömungsbeeinflussung einer nach oben wandernden StAW bei verschiedenen Geschwindigkeiten (BOS, Konfig. GW, $Q_{\text{Butan}} = 0,1851/\text{min}$).	116
5.35	Strömungsbeeinflussung einer nach oben wandernden StAW bei verschiedenen Geschwindigkeiten (BOS, Konfig. GW, $Q_{\text{Butan}} = 0,0731/\text{min}$).	118
5.36	Strömungsbeeinflussung einer StAW durch Erzeugung mittels in- bzw. gegenphasigem Doppelfokus (BOS, Konfig. G[1, 2, 4]Q/ \tilde{Q} , $Q_{\text{Butan}} = 0,1851/\text{min}$).	119
5.37	Strömungsbeeinflussung verschiedener flächiger StAW (BOS, Konfig. G2L und G[2, 4]F(+), $Q_{\text{Butan}} = 0,1851/\text{min}$).	121
5.38	Strömungsbeeinflussung verschiedener flächiger StAW und Gegenüberstellung mit einer beeinflussten Strömung durch eine auf einen Punkt fokussierten StAW sowie einer unbeeinflussten laminaren Strömung als Referenz und deren jeweilige Auswirkung auf den Turbulenzgrad (HD, Konfig. G0, G[2, 4]F(+), $\bar{u}_x = 0,49 \text{ m/s}$, u_x , $Tu_x\{\text{xy}\}$, $80 \times 10 \text{ mm}$).	122
5.39	Strömungsbeeinflussung von flächigen StAW bei einer geringeren Gasmenge $Q_{\text{Butan}} = 0,0731/\text{min}$ (BOS, Konfig. G[2, 4]F(+)).	123
5.40	Winkelabhängigkeit der Strömungsbeeinflussung einer flächigen StAW bei 12° (BOS, Konfig. G2F, $Q_{\text{Butan}} = 0,1851/\text{min}$).	125
5.41	Strömungsbeeinflussung von Kármánschen Wirbelstraßen ($\bar{u}_x = 0,49$ und $0,70 \text{ m/s}$; BOS, Konfig. G0 und G2F).	126
5.42	Strömungseinfluss bei der Ansteuerung aller Aktoren in Phase und mit einem „Rauschen“ sowie bei einer einseitigen Beschallung von unten (BOS, Konfig. GP, GR und GE, $Q_{\text{Butan}} = 0,1851/\text{min}$).	128

5.43	Strömungsbeeinflussung durch fokussierten US in einem Punkt (BOS, Konfig. E0, $Q_{\text{Butan}} = 0,185\text{l/min}$).	129
5.44	Strömungsbeeinflussung durch einen einzelnen Fokus und Auswirkung auf den Turbulenzgrad sowie zusätzliche 2D-Messung mit Strömungsvektoren (HD(+2D), Konfig. E0, u_x , Tu_x , $\vec{u}_{xy}\{xy\}$, $80 \times 30\text{ mm}$).	130
5.45	Strömungsbeeinflussung von quer zur Strömung liegenden gleich- und gegenphasigen Doppelfokussen (BOS, Konfig. E[10, 20, 30]Q und E[6, 10, 18] \tilde{Q} , $Q_{\text{Butan}} = 0,185\text{l/min}$).	131
5.46	Gegenüberstellung einer unbeeinflussten Strömung mit der Strömungsbeeinflussung von quer zur Strömung liegenden gleich- und gegenphasigen Doppelfokussen (HD, Konfig. E10Q/ \tilde{Q} , u_x , $Tu_x\{xy\}$, $80 \times 30\text{ mm}$).	133
5.47	Strömungsbeeinfl. von längs zur Strömung liegenden gleich- und gegenphasigen Doppelfokussen (BOS, Konfig. E[10–70]L und E[6, 10, 18] \tilde{L} , $Q_{\text{Butan}} = 0,185\text{l/min}$).	135
5.48	Strömungsbeeinflussung von gestapelten gegenphasigen Doppelfokussen (BOS, Konfig. E[2–14] \tilde{G} , $Q_{\text{Butan}} = 0,185\text{l/min}$).	136
5.49	Strömungseinfluss bei der Ansteuerung aller Aktoren in Phase und mit einem „Rauschen“ im Vergleich mit einer Referenz (BOS, Konfig. ER, EP, $Q_{\text{Butan}} = 0,185\text{l/min}$).	137
5.50	Schalldruck und Abstrahlcharakteristik von mikrotechnischen Aktoren mit einer $(2,5\text{ mm})^2$ großen Membran und einer 300 nm dicken AlN-Schicht in Abhängigkeit von der Anregefrequenz f_A und Betriebsspannung U_{MST}	138
5.51	Gegenüberstellung der Schallfeldmessungen M0–M10 (Konfig. G0, $p\{xy\}$) über die Korrelation mit Angabe von Lufttemperatur und -druck sowie der relativen Luftfeuchtigkeit.	141
5.52	Gegenüberstellung der Schallfelder bei niedrigeren und höheren Umgebungstemperaturen (23°C , 17°C und 26°C , Konfig. G0, $p\{xy\}$, $40 \times 40\text{ mm}$).	142
5.53	Gegenüberstellung von Schallfeldern, welche mit der Annahme einer definierten „falschen“ Wellenlänge bzw. Lufttemperatur \tilde{T} berechnet wurden ($\tilde{T} = -60^\circ\text{C}$, 20°C und 60°C , reale Lufttemp. etwa 23°C , Konfig. G0, $p\{xy\}$, $40 \times 40\text{ mm}$).	143
5.54	Korrelationswerte $\hat{\rho}$ von Schallfeldern mit definierter Wellenlänge entsprechend einem Lufttemperaturbereich von $\tilde{T} = -60^\circ\text{C}$ bis 60°C , gemessen bei einer realen Lufttemperatur von etwa 23°C sowie Tabelle mit den bei der Berechnung der Schallfelder verwendeten Wellenlängen $\tilde{\lambda}$	143
5.55	Gegenüberstellung der Schallfelder mit und ohne aktive Kühlung der Aktoren (Konfig. G0, $p\{xy\}$, $40 \times 40\text{ mm}$).	144
5.56	Temperaturdifferenzfeld einer StAW (Konfig. G0, $p\{xy\}$, $40 \times 40\text{ mm}$).	145
A.1	Schallintensität mit Fit entsprechend dem mittigen Bauch aus Abbildung 5.1a, b.	i
A.2	Vermessung der Wirbelabstände bei einer Kármánschen Wirbelstraße.	ii

A.3	Detaillierter interner Aufbau des FPGAs, mit den Funktionsblöcken SPI, SPI Analyzer, Speicher, Counter und PS (Phasenschieber).	iii
A.4	Aufbau des Datenstrings für die Kommunikation zwischen FPGA und Arduino. . .	iv
A.5	Schematische Darstellung der Ansteuerung des einseitigen Arrays zur Erzeugung eines Doppelpols. Die Ansteuerung für den gegenseitigen Aufbau ist äquivalent. . .	v
A.6	Schematische Darstellung der Ansteuerung des Arrays zur Erzeugung eines Quadropols.	v
A.7	Schallfelder einer StAW, erzeugt durch Doppelfokusse (gleich- und gegenphasig) bei variierendem Fokusabstand d_F (Konfig. G[1–5]Q, G[1–4] \tilde{Q} , G[1–3]L, $p\{zy, yz\}$, 40×40 mm).	vi
A.8	Schallfelder von großflächig gestreckten StAW (Konfig. G0, G[2–4]F, G[3, 4]F+, $p\{xy\}$, 120×60 mm).	vii
A.9	Schallfelder, erzeugt durch einen einseitigen Aufbau: gegenph. Doppelfokusse, längs und quer zur Strömung (Konfig. E[6, 10, 18] \tilde{L} und \tilde{Q} , $p\{xy, xz, zy\}$, 40×40 mm). .	viii
A.10	Schallfelder bei gestapelten Fokussen bei verschiedenen Fokusabständen von d_F (Konfig. E[2–12] \tilde{G} , $p\{zy\}$, 40×40 mm).	ix
A.11	Schallfelder bei der Ansteuerung mit einem „Rauschen“ (Konfig. ER, $p\{xy, xz\}$, 120×60 mm).	ix
A.12	Gemessene Geschwindigkeiten bei einer erzeugten Strömung durch einseitige Fokussierung von Ultraschall auf einen einzelnen Punkt (HD, Konfig. E0, $u_{x,y}\{zy\}$, 14×10 mm).	x
A.13	Strömungsfeld eines gegenphasigen Doppelfokus (HD, Konfig. E6 \tilde{L} , $u_{x,y}\{xz\}$, 18×10 mm).	x
A.14	Experimentelle 3D-Hitzdrahtmessung: Breite der Strömungsbeeinflussung bei einer StAW, (HD(3D), Konfig. G0, $u_x\{xz\}$, 25×80 mm).	x
A.15	Strömungsbeeinflussung verschiedener flächiger StAW und Gegenüberstellung mit einer beeinflussten Strömung durch eine auf einen Punkt fokussierten StAW sowie einer unbeeinflussten laminaren Strömung als Referenz und deren jeweilige Auswirkung auf den Turbulenzgrad (HD, Konfig. G0, G[2–4]F(+), $\bar{u}_x = 0,49$ m/s, u_x , $Tu_x\{xy\}$, 80×10 mm).	xi
A.16	Strömungsbeeinflussung einer StAW bei einer Gasmenge $Q_{\text{Butan}} = 0,0731$ /min bei verschiedenen Zeitschritten (BOS, Konfig. G0).	xii
A.17	Strömungsbeeinfl. einer StAW bei Variation der Gasmenge $Q_{\text{Butan}} = 0,224; 0,280; 0,336$ und $0,3921$ /min; Referenz und Aufnahmen A und B (BOS, Konfig. G0). . . .	xii
A.18	Strömungsbeeinflussung einer StAW bei verschiedenen Strömungsgeschwindigkeiten ($0,49$ – $2,60$ m/s) und Schalldrücken (600 – 2800 Pa) (BOS, Konfig. G0, $Q_{\text{Butan}} = 0,1851$ /min).	xiii
A.19	Strömungsbeeinflussung einer wandernden StAW mit jeweils drei Aufnahmen (BOS, Konfig. GW, $Q_{\text{Butan}} = 0,1851$ /min).	xiv

A.20 Strömungsbeeinflussung einer wandernden StAW mit jeweils drei Aufnahmen (BOS, Konfig. GW, $Q_{\text{Butan}} = 0,0731/\text{min}$).	xv
A.21 Verhalten der Strömungsbeeinflussung bei Einbringen des Schalls unter verschiedenen Winkeln: $+15^\circ$, $+10^\circ$, $+5^\circ$, -5° , -10° sowie -15° (BOS, Konfig. G0, $Q_{\text{Butan}} = 0,1851/\text{min}$).	xvi
A.22 Strömungsbeeinflussung einer StAW durch Erzeugung mittels in- bzw. gegenphasigem Doppelfokus (BOS, Konfig. G[1–5]Q/ \tilde{Q} , $Q_{\text{Butan}} = 0,1851/\text{min}$).	xvi
A.23 Strömungsbeeinflussung verschiedener flächiger StAW (BOS, Konfig. G[1–3]L und G[1–4]F(+), $Q_{\text{Butan}} = 0,1851/\text{min}$).	xvii
A.24 Strömungsbeeinflussung der Konfiguration G[2–4]F(+): flächige StAW, mit geringer Butangasmenge (BOS, $Q_{\text{Butan}} = 0,0731/\text{min}$).	xviii
A.25 Strömungsbeeinflussung einer StAW bei verschiedenen Strömungsgeschwindigkeiten (0,49–2,60 m/s) und US-Leistung (30–100 %) (BOS, Konfig. G2F, $Q_{\text{Butan}} = 0,1851/\text{min}$).	xviii
A.26 Strömungsbeeinflussung von Kármánschen Wirbelstraßen: laminar; Orientierung des Störkörpers vertikal sowie horizontal ($\bar{u}_x = 0,49 \text{ m/s}$; BOS, Konfig. G0 und G2F).	xix
A.27 Strömungsbeeinflussung von Kármánschen Wirbelstraßen: im Umschlag von laminar zu turbulent; Orientierung des Störkörpers vertikal ($\bar{u}_x = 0,70 \text{ m/s}$; BOS, Konfig. G0 und G2F).	xix
A.28 Strömungsbeeinflussung bei der Ansteuerung mit einem „Rauschen“; drei Varianten (BOS, Konfig. GR.1–GR.3).	xx
A.29 Strömungsbeeinflussung von längs zur Strömung liegenden gegenphasigen Doppelfokussen bei verschiedenen Fokusabständen (BOS, Konfig. E[6, 10, 18] \tilde{L} , $Q_{\text{Butan}} = 0,1851/\text{min}$).	xx
A.30 Schallfelder eines Quadrofokus, bei verschiedener Array-Ansteuerung (Konfig. E[6, 10] $\tilde{Q}+$, $p\{zy\}$, $40 \times 40 \text{ mm}$).	xxi
A.31 Strömungsbeeinflussung eines Quadrofokus, bei verschiedener Array-Ansteuerung (BOS, Konfig. E[6, 10] $\tilde{Q}+$, $Q_{\text{Butan}} = 0,1851/\text{min}$).	xxi

Tabellenverzeichnis

4.1	BOS-Auswertung und Vergleich mit verschiedenen digital generierten farbigen Schachbrett-Hintergründen.	47
4.2	BOS-Auswertung mit den Hintergründen WCYK und MCYK im direkten Vergleich mit einem digital generierten Hintergrund und einer Fotoaufnahme.	48
4.3	Verwendete Gasmenge Q_{Butan} in Abhängigkeit von der Strömungsgeschwindigkeit \bar{u}_x	73
5.1	Schallfeld-Konfigurationen des gegenüberstehenden Aufbaus (Konfig. G).	79
5.2	Schallfeld-Konfigurationen des einseitigen Aufbaus (Konfig. E).	80
5.3	Öffnungswinkel ϕ in Abhängigkeit von Schalldruck p_{max} und Strömungsgeschwindigkeit \bar{u}_x (Konfig. G0).	112
5.4	Öffnungswinkel ϕ (vgl. Abb. 5.30) in Abhängigkeit von Ultraschall-Leistung P_{US} und Strömungsgeschwindigkeit \bar{u}_x (Konfig. G2F, vgl. Anh. A.25).	124
A.1	Erläuterung der internen Variablen des FPGAs.	iii
A.2	Befehlsliste für den FPGA.	iv
A.3	In der Beruhigungsstrecke verwendete Siebe.	v

Abkürzungsverzeichnis

AlN	A luminiumnitrid
BOS	Hintergrundsclierenfotografie (<i>Background Oriented Schlieren</i>)
CTA	Konstant-Temperatur-Anemometrie (<i>Constant Temperature Anemometry</i>)
DAQ	Datenerfassung (<i>data acquisition</i>)
EA	E inseitiger A ufbau
FPGA	<i>Field Programmable Gate Array</i>
GA	G egenüberstehender A ufbau
GS	(Vertikale) G assäule
HD	H itzdraht-Anemometrie
I ² C	<i>Inter-Integrated Circuit</i>
MFC	Massendurchflussregler (<i>Mass flow controller</i>)
MST	M ikrosystemtechnik
NMikro	N adel m ikrofon
NTC	Heißeleiter (<i>Negative Temperature Coefficient Thermistor</i>)
PIV	P article I mage V elocimetry
PS	P hasenschieber
SPI	<i>Serial Peripheral Interface</i>
StAW	S tehende a kustische W elle
US	U ltraschall

Symbolverzeichnis

Symbol	Einheit	Beschreibung
α_{KI}	1/m	(klassische) Dämpfung einer sich ausbreitenden Schallwelle
α_L	1/m	Absorptionskoeffizient durch Wärmeleitung
α_R	1/m	Absorptionskoeffizient durch innere Reibung
β	°	Winkel der Strömungsrichtung
δ	m	Grenzschichtdicke
δ_{Db}	–	Verhältnis der äußeren Strömungsgeschwindigkeit zu der Geschwindigkeit der Druckbäuche in Strömungsrichtung
δ_{Mess}	°	Messwinkel des Mikrofons
δ_{Mik}	°	Drehwinkel des Mikrofons
δ_{Sg}	–	Verhältnis der äußeren Strömungsgeschwindigkeit zu der Geschwindigkeit im Staugebiet
η	kg/(m · s)	dynamische Viskosität
γ	mV/Pa	Empfindlichkeit des Messmikrofons
κ	–	Verhältnis der spezifischen Wärmekapazitäten
λ	m	Wellenlänge
$\Delta\tilde{\lambda}$	m	Differenz der angenommenen Wellenlänge zur realen Wellenlänge
$\tilde{\lambda}$	m	angenommene Wellenlänge
$\Delta\lambda$	m	Differenzweglänge einer Schallwelle
λ_{HD}	–	Länge-Durchmesser-Verhältnis eines Hitzdrahtes
ν	m ² /s	kinematische Viskosität
ω	1/s	Kreisfrequenz
$\tilde{\omega}$	1/s	abweichende Kreisfrequenz
ϕ	°	Öffnungswinkel der Butangasströmung
φ_n	m	Phasenlage eines Aktors n
ρ	kg/m ³	Dichte

Symbol	Einheit	Beschreibung
$\hat{\rho}$	%	Korrelationskoeffizient nach Bravais-Pearson
$\bar{\sigma}$	–	Standardabweichung
χ	dB	Korrekturfaktor des Messmikrofons
τ	–	Teilungsverhältnis eines Spannungsteilers
τ_{ij}	N/m ²	Komponenten des Reynolds'schen Spannungstensors
ϑ	°	Gier-Winkel
θ_{HD}	°	Orientierungswinkel des Hitzdrahtes zur Hauptströmung
$\Delta\theta_{\text{HD}}$	°	Winkelfehler des Orientierungswinkels
ξ	–	Auslenkung
A	–	Amplitude
c	m/s	Schallgeschwindigkeit
$d_{\text{Dü}}$	m	Abstand zur Düse
d_{F}	m	Fokusabstand
d_{R}	m	realer Fokusabstand
f	Hz	Frequenz
f_{A}	Hz	Anregfrequenz der MST-Aktoren
Δf	Hz	(definierter) Frequenzunterschied
\tilde{f}	Hz	abweichende Frequenz
F_j	N	akustische Nettokraft
g	–	Gier-Faktor
k	1/m	Wellenzahl
\tilde{k}	1/m	abweichende Wellenzahl
k_{w}	W/(m · K)	Wärmeleitfähigkeit
L_p	dB	Schalldruckpegel
p	Pa	Schalldruck
p_0	Pa	statischer (Luft)druck
p_{ges}	Pa	Gesamtdruck
p_{max}	Pa	Maximalschalldruck
p_{mess}	Pa	gemessener Schalldruck

Symbol	Einheit	Beschreibung
p_{real}	Pa	realer gemessener Schalldruck
Q_{Butan}	l/min	Volumenstrom bzw. Gasmenge (Butan)
Re	–	Reynolds-Zahl
Re_{krit}	–	kritische Reynolds-Zahl
t	s	Zeit
T_{F}	°C	Fluidtemperatur
T_{Luft}	°C	Lufttemperatur
T_{S}	°C	(konstante) Hitzdrahttemperatur
\tilde{T}	°C	die zur verwendeten Wellenlänge entsprechende Lufttemperatur
\tilde{t}	s	Zeitintervall
Tu	–	Turbulenzgrad
Tu_x	–	Turbulenzgrad in x-Richtung
\tilde{u}	m/s	fluktuierende Geschwindigkeit in einer Schallwelle
u	m/s	Strömungsgeschwindigkeit
U_0	V	Ruhe Spannung ohne Schalleintrag
u_{eff}	m/s	effektive Strömungsgeschwindigkeit
u_{Gas}	m/s	Austrittsgeschwindigkeit eines Gases aus der Gasdüse
u_{∞}	m/s	Außengeschwindigkeit
u_{θ}	m/s	Strömungsgeschwindigkeit zu den jeweils dargestellten Strömungsrichtungen
\vec{u}	m/s	Geschwindigkeitsvektor
\vec{u}_{xy}	m/s	Geschwindigkeitsvektor in der xy-Ebene
u_x	m/s	Strömungskomponente in x-Richtung
\bar{u}_x	m/s	(eingestellte) Strömungsgeschwindigkeit in der Messstrecke
\tilde{u}_x	m/s	Druckbauchströmung (in x-Richtung)
u_{xy}	m/s	Strömungsgeschwindigkeit in der xy-Ebene
$u_{[xy]}$	m/s	Strömungskomponente in variabler xy-Richtung
u_y	m/s	Strömungskomponente in y-Richtung
\tilde{u}_y	m/s	Schallschnelle (in y-Richtung)
U_{eff}	V	Effektivwert der Messspannung

Symbol	Einheit	Beschreibung
\hat{U}	V	Spitzenwert der Messspannung
U_{Mess}	V	Messspannung des Mikrofons
V	–	Verstärkungsfaktor
v	m/s	Schallschnelle
v_K	m/s	Geschwindigkeit eines fortschreitenden Knotens
x	–	Abstand bzw. (allgemeiner) Ort

Danksagung

Mein besonderer Dank gilt zunächst meinem Doktorvater Prof. Dr. Helmut Seidel, der meine Arbeit stets mit viel Interesse unterstützt hat. Er hat mir alle Mittel und Freiheiten eingeräumt, die ich benötigte, um den Umfang und die Tiefe dieser Arbeit umzusetzen.

Ebenso danke ich auch ganz herzlich Herrn Prof. Dr. Seelecke für die freundliche Übernahme des Zweitgutachtens.

Für die vielfältige Unterstützung bin ich allen Mitarbeitern und ehemaligen Kollegen des Lehrstuhls für Mikromechanik, Mikrofluidik und Mikroaktorik sehr verbunden. Durch die sehr freundliche Art des gesamten Kollegiums war es mir stets eine große Freude, mich auf fachlicher Ebene oder auch in Diskussionen aller Art auszutauschen. Hierbei möchte ich insbesondere Frau Ute Flieger hervorheben, welche mit ihrer positiven und heiteren Art den Lehrstuhl meisterhaft „im Griff“ hat.

Weiterhin möchte ich mich bei den Studierenden, die im Rahmen von studentischen Arbeiten oder HiWi-Tätigkeiten wertvolle Beiträge zu meiner Arbeit geleistet haben, für die gute Zusammenarbeit bedanken.

Mein spezieller Dank gilt außerdem dem BMWi für die Teil-Finanzierung durch das Verbundprojekt *MaKoS*, auf dessen Grundbau diese Arbeit anknüpft.

Nicht zuletzt möchte ich mich bei meiner Familie bedanken, welche mich bedingungslos während meines Studiums und meiner Doktorarbeit unterstützt hat. Dabei möchte ich besonders meine Frau Lisa wegen ihrer Unterstützung und unermüdlicher Geduld erwähnen sowie meine Mutter, die zu jeder Zeit ein offenes Ohr für alle sprachlich-stilistischen Fragen hatte.

„Die Welt ist schlecht – aber alles wird gut.“

Prof. Dr. Dara Feili

A Anhang

A.1 Berechnung der Schalleistung

Schallintensität:

$$I = \frac{p^2}{\rho_0 c} \quad (\text{A.1})$$

Gaußsches Integral:

$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{-a(x+b)^2} dx = \sqrt{\frac{\pi}{a}} \quad (\text{A.2})$$

Über das Oberflächenintegral in x und z lässt sich somit die Schalleistung für einen einzelnen Bauch berechnen:

$$\iint_{R^2} e^{-(a_x x^2 + a_z z^2)} d(x, z) = \sqrt{\frac{\pi}{a_x} + \frac{\pi}{a_z}} \quad (\text{A.3})$$

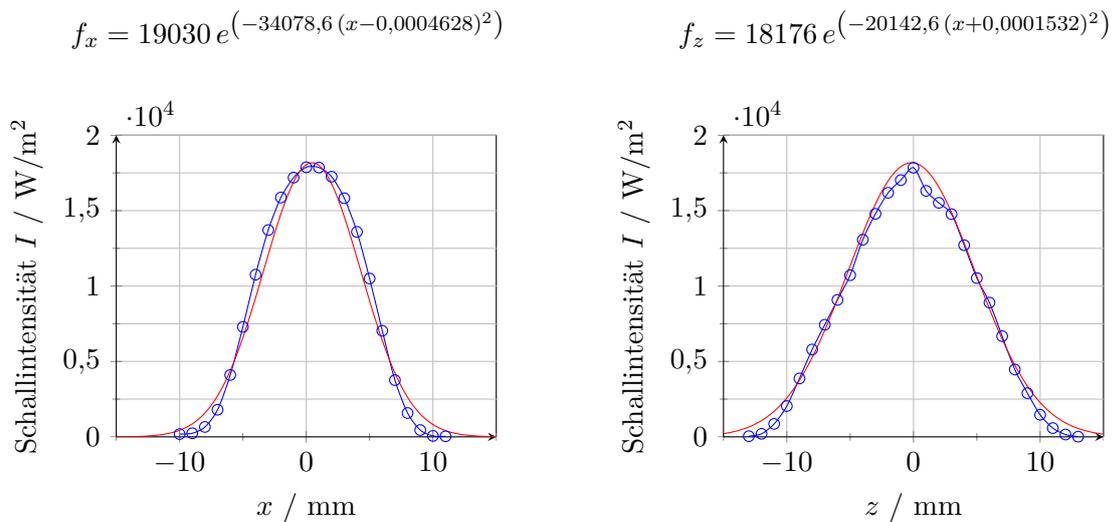


Abbildung A.1: Schallintensität mit Fit entsprechend dem mittigen Bauch aus Abbildung 5.1a, b.

A.2 Überprüfung der Kármánschen Wirbelstraße

Zur Verifikation der Kármánschen Wirbelstraße (vgl. Abschn. 5.3.5) lässt sich der gemessene Wirbelabstand aus Abbildung 5.41 mit einer Berechnung über die Strouhal-Zahl überprüfen [119]:

Mit dem Durchmesser $d = 5,5$ mm des zylindrischen Störkörpers (langer Stab) und einer dynamischen Viskosität der Luft (20°C , 1 bar) $\nu = 153,2 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$ [128] ergibt sich für eine Strömungsgeschwindigkeit $\bar{u}_x = 0,49 \text{ m/s}$ eine Reynoldszahl

$$Re = 176 .$$

Unter den gegebenen Voraussetzungen entsteht eine laminare Kármánsche Wirbelstraße ($Re < 200$) mit einer Strouhal-Zahl $Sr = 0,18$ [119]. Dies entspricht somit einer Ablösefrequenz

$$f_{KW} = 16,0 \text{ Hz} ,$$

was wiederum bei einer Strömungsgeschwindigkeit von $0,49 \text{ m/s}$ einem Wirbelabstand von $3,06 \text{ cm}$ entspricht.

Der gemessene Wirbelabstand aus Abbildung A.2 ist 630 px , welcher nach Abschnitt XYZ einem Abstand von $3,1 \text{ cm}$ entspricht und somit mit der theoretischen Berechnung übereinstimmt.

Mit demselben Störkörper ($d = 5,5 \text{ mm}$) ergibt sich nach gleicher Rechnung für eine Strömungsgeschwindigkeit $\bar{u}_x = 0,70 \text{ m/s}$ eine Reynoldszahl

$$Re = 251 .$$

In diesem Bereich befindet sich die Kármánsche Wirbelstraße im Umschlag laminar zu turbulent im Nachlauf ($200 < Re < 260$) [119], was zu unregelmäßiger Wirbelablösung führt (vgl. Abb. 5.41).

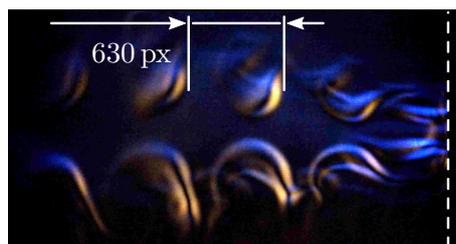


Abbildung A.2: Vermessung der Wirbelabstände bei einer Kármánschen Wirbelstraße (vgl. Abb. 5.41).

A.3 Interner Aufbau der FPGAs

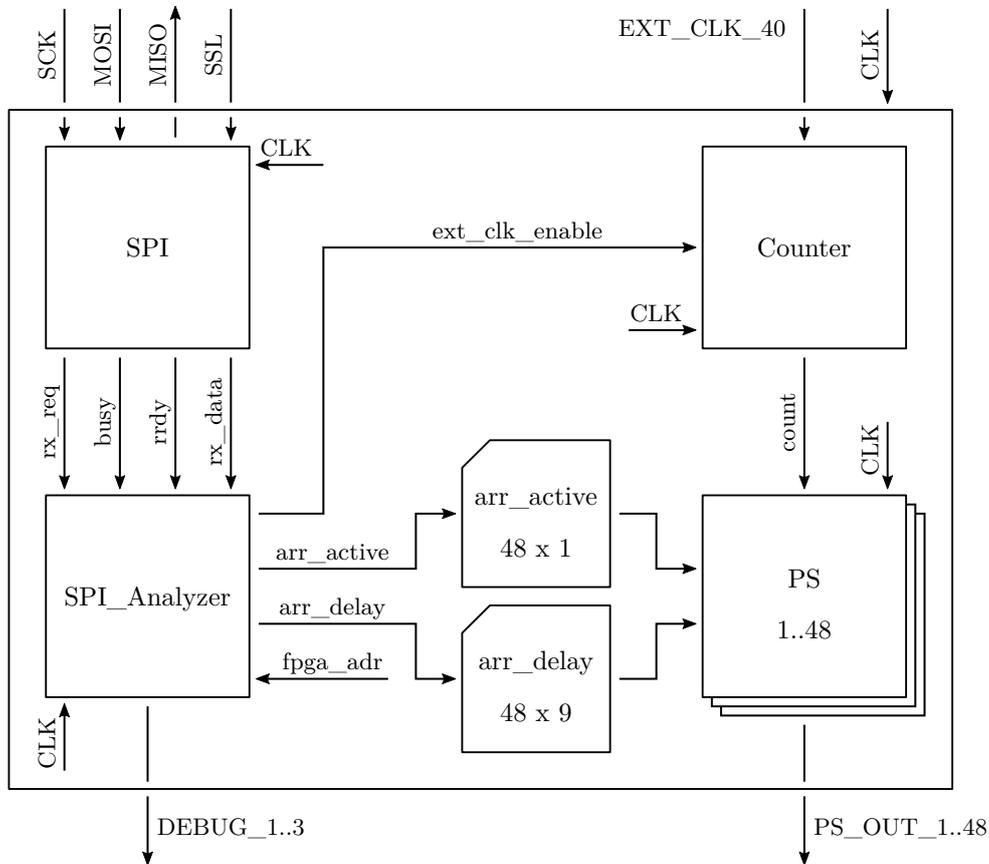


Abbildung A.3: Detaillierter interner Aufbau des FPGAs, mit den Funktionsblöcken SPI, SPI Analyzer, Speicher, Counter und PS (Phasenschieber).

Tabelle A.1: Erläuterung der internen Variablen des FPGAs.

Variable	Klasse	Datentyp
CLK, EXT_CLK_40, SCK, MOSI, SSL	Eingang	std_logic
MISO, DEBUG_1..3, PS_OUT_1..48	Ausgang	std_logic
rrdy, busy, rx_req, ext_clk_enable	Signal	std_logic
rx_data	Signal	std_logic_vector [0..23]
fpga_adr	Signal	std_logic_vector [0..2]
arr_active	Array [0..47]	std_logic
arr_delay	Array [0..47]	std_logic_vector [0..8]
count	Signal	std_logic_vector [0..8]

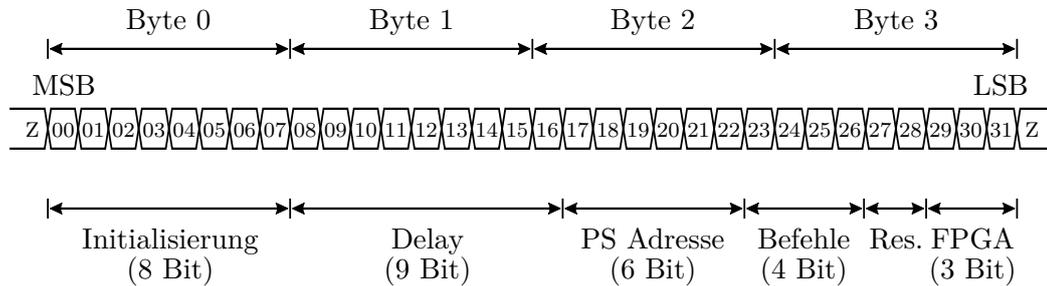


Abbildung A.4: Aufbau des Datenstrings für die Kommunikation zwischen FPGA und Arduino (SPI). Bei einer Datenübertragung werden immer vier Bytes übertragen, wobei diese eine Initialisierung, die FPGA Nummer, einen Befehl und für die Übertragung von Phasenlagen den jeweilige Delay-Wert und die dazugehörige Phasenschieber-Nummer (Adresse) beinhalten.

Tabelle A.2: Befehlsliste für den FPGA.

Befehl	PS Adresse	Delay	Bedeutung
0	–	–	Unbelegt.
1	1..48	0..499	Setze die Verschiebung eines Kanals x auf einen bestimmten Wert D .
2	1..48	–	Aktiviere Kanal x .
3	1..48	–	Deaktiviere Kanal x .
4	–	–	Aktiviere alle Kanäle.
5	–	–	Deaktiviere alle Kanäle.
6	–	–	Setze alle Delay-Werte auf $D = 0$ zurück.
7	–	0..499	Alle Phasenschieber bekommen die gleiche Verschiebung D zugeteilt.
8	–	–	Aktiviere externen Takt.
9	–	–	Aktiviere internen Takt.
10–14	–	–	Reserviert.
15	–	–	SPI Test (Testwerte 1, 15, 34, 381): LED an (DEBUG_1).

A.4 Windkanal Beruhigungsstrecke

Tabelle A.3: In der Beruhigungsstrecke verwendete Siebe.

Gewebe	PET 1650	PA 1450	PA 600
Maschenweite / μm	1650	1450	600
Fadendurchmesser / μm	460	400	180
Offene Siebfläche / %	64	62	59

A.5 Array Ansteuerung

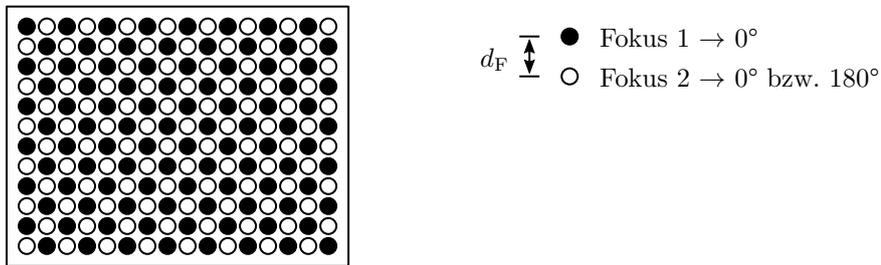


Abbildung A.5: Schematische Darstellung der Ansteuerung des einseitigen Arrays zur Erzeugung eines Doppelpols. Die Ansteuerung für den gegenseitigen Aufbau ist äquivalent.

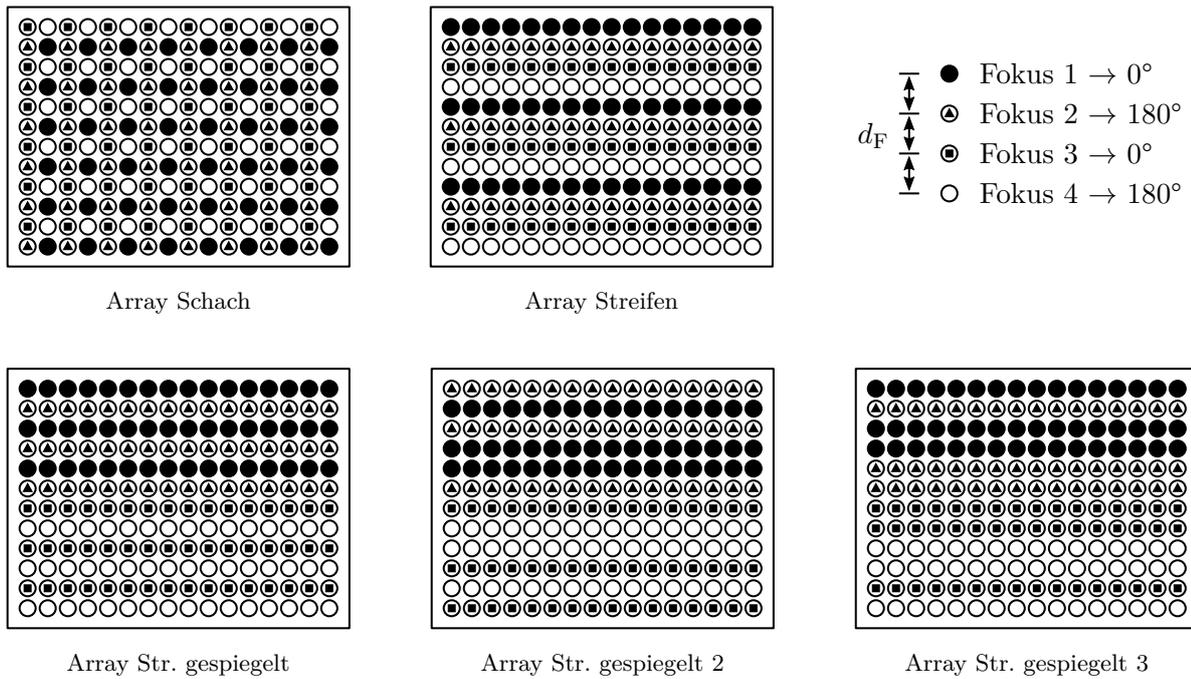


Abbildung A.6: Schematische Darstellung der Ansteuerung des Arrays zur Erzeugung eines Quadrupols.

A.6 Schallfelder – gegenüberstehender Aufbau

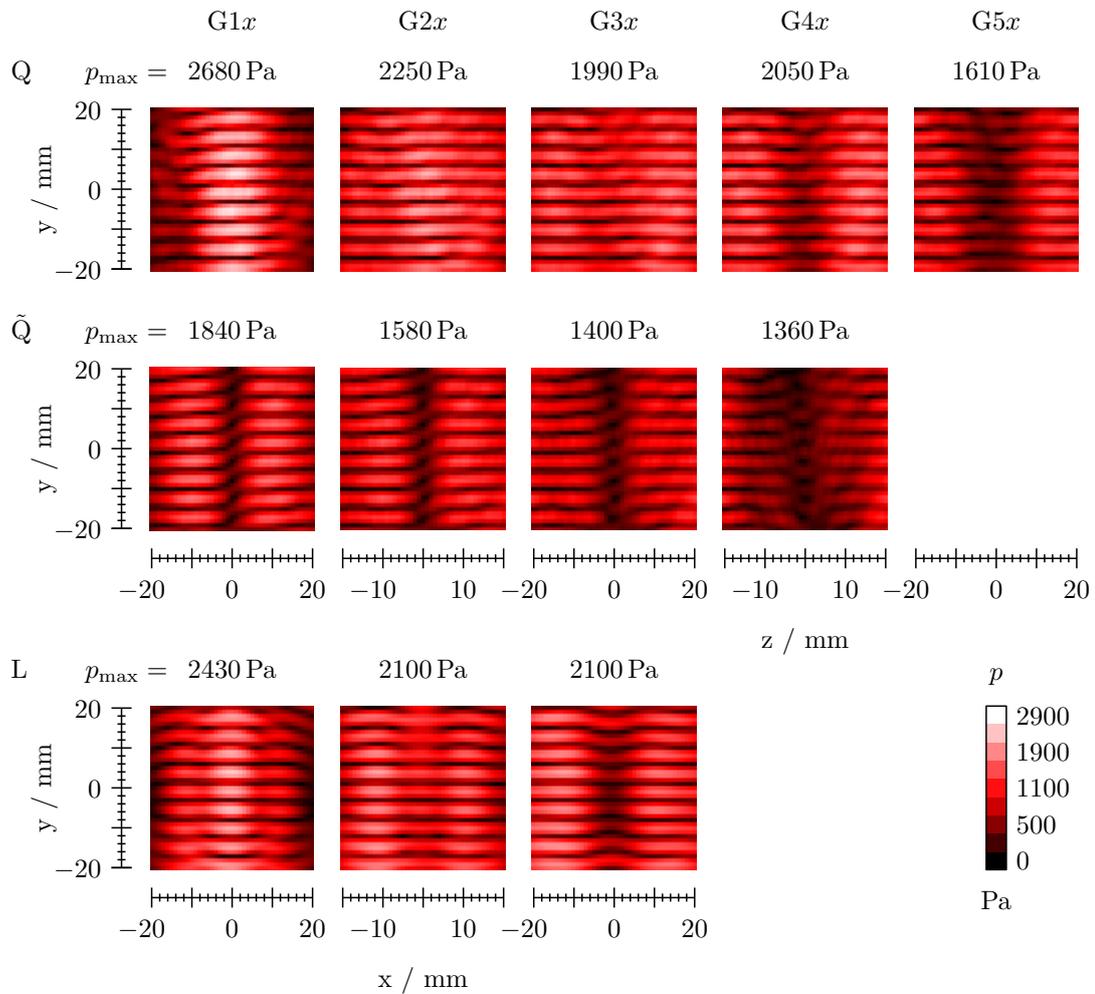


Abbildung A.7: Schallfelder einer StAW, erzeugt durch Doppelfokusse (gleich- und gegenphasig) bei variierendem Fokusabstand d_F (Konfig. $G[1-5]Q$, $G[1-4]\tilde{Q}$, $G[1-3]L$, $p\{zy, yz\}$, $40 \times 40 \text{ mm}$).

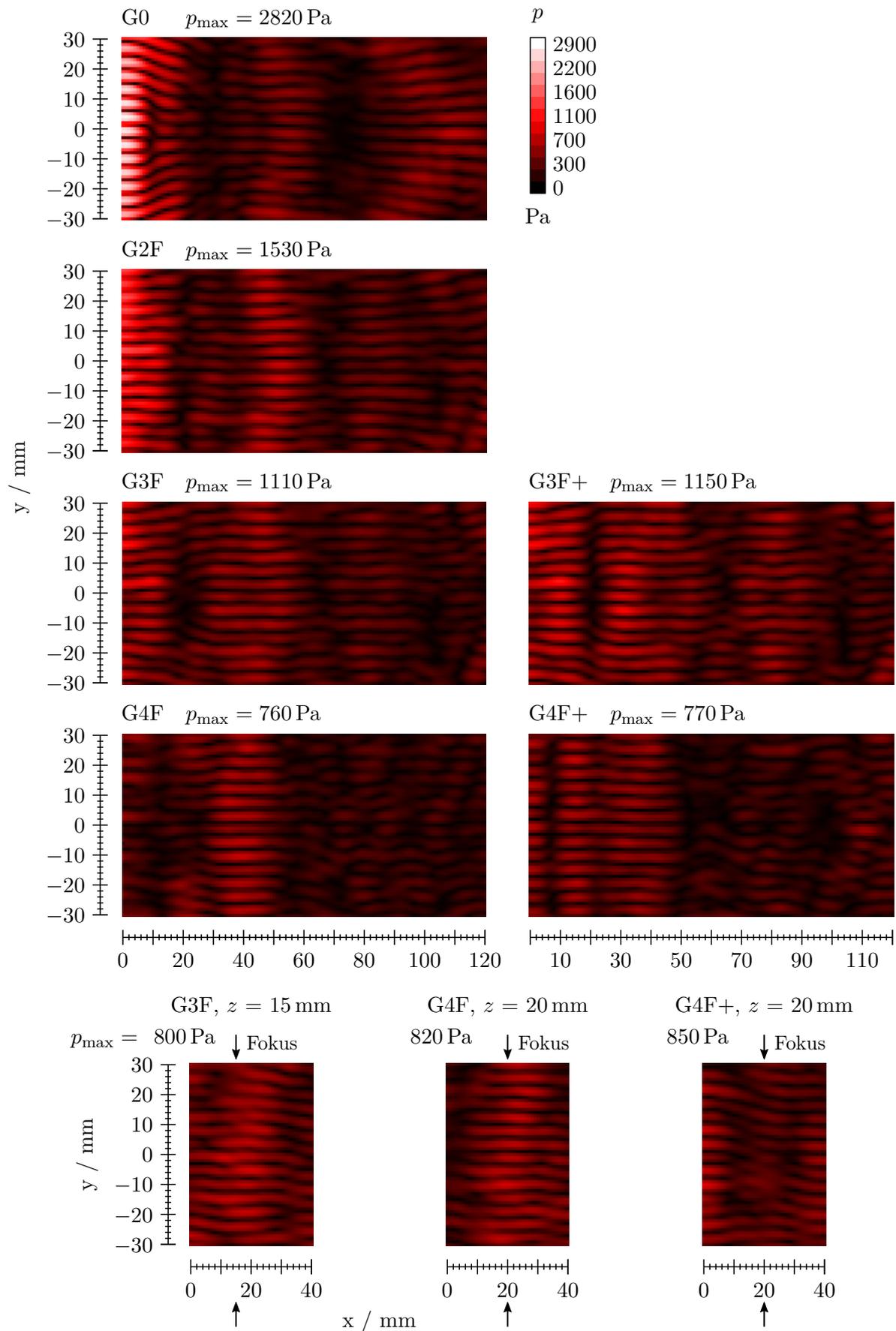


Abbildung A.8: Schallfelder von großfl. gestr. StAW (Konfig. G0, G[2–4]F, G[3, 4]F+, $p\{xy\}$, 120×60 mm).

A.7 Schallfelder – einseitiger Aufbau

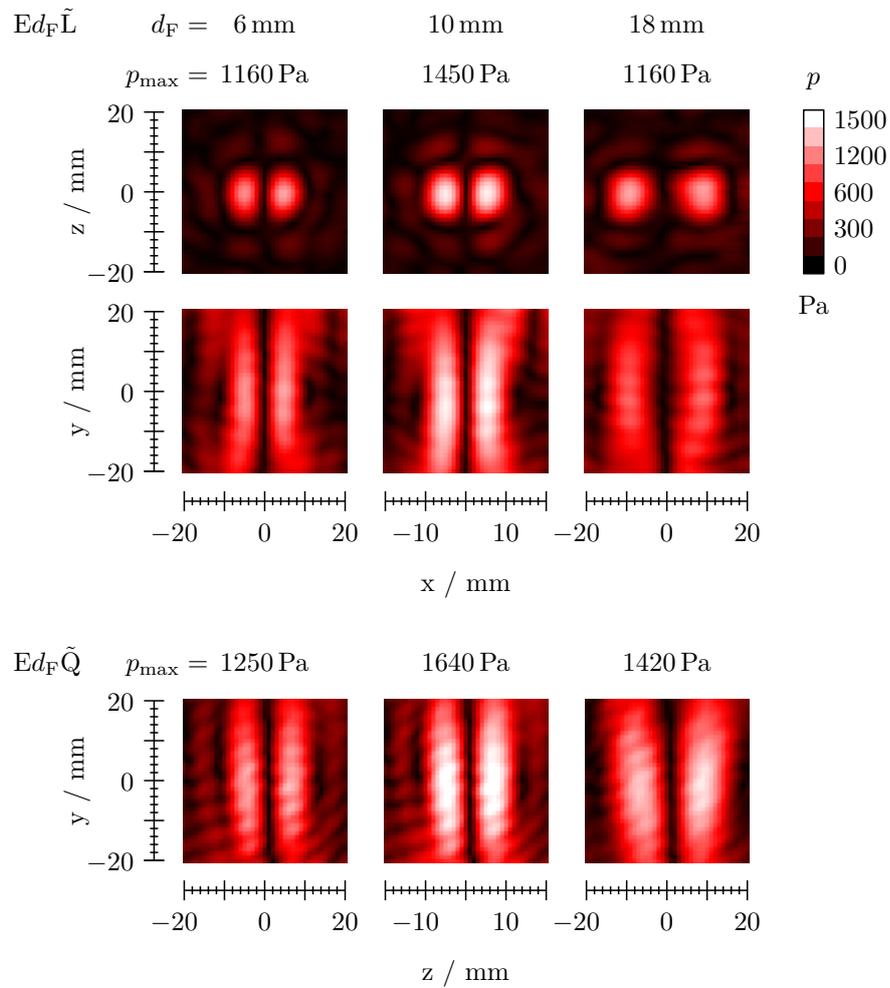


Abbildung A.9: Schallfelder, erzeugt durch einen einseitigen Aufbau: gegenphasige Doppelfokusse, längs und quer zur Strömung (Konfig. E[6, 10, 18] \tilde{L} und \tilde{Q} , $p\{xy, xz, zy\}$, $40 \times 40 \text{ mm}$).

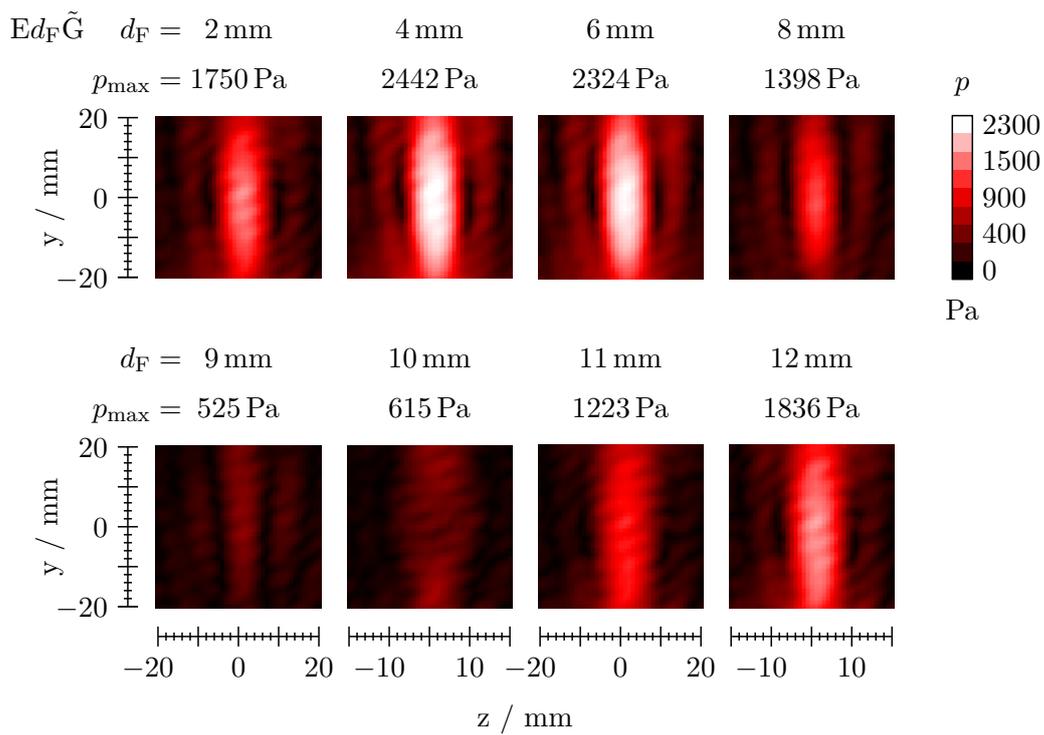


Abbildung A.10: Schallfelder bei gestapelten Fokussen bei verschiedenen Fokusabständen von d_F (Konfig. E[2–12] \tilde{G} , $p\{zy\}$, $40 \times 40 \text{ mm}$).

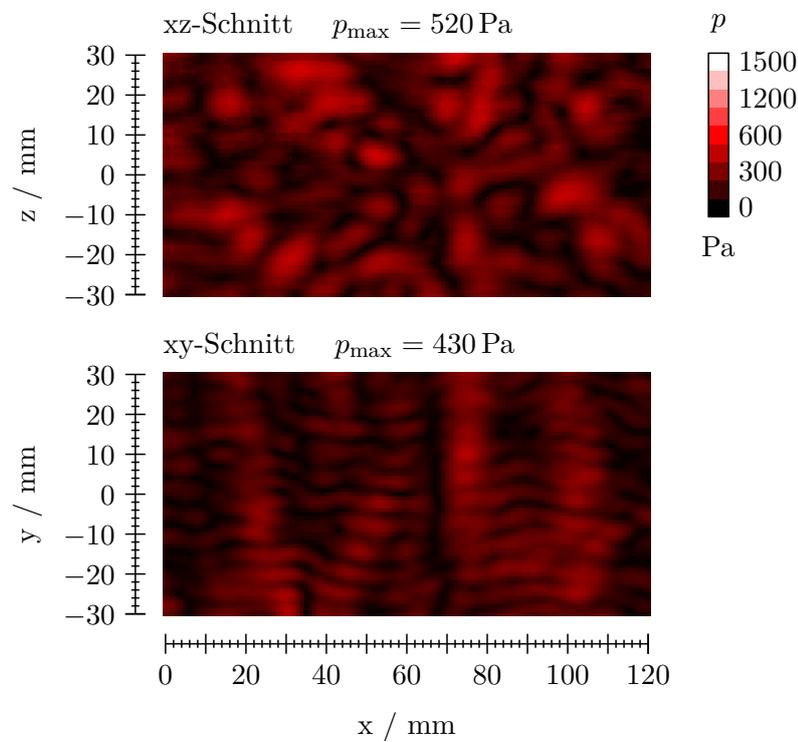


Abbildung A.11: Schallfelder bei der Ansteuerung mit einem „Rauschen“ (Konfig. ER, $p\{xy, xz\}$, $120 \times 60 \text{ mm}$).

A.8 Messaufnahmen – Hitzdrahtanemometrie

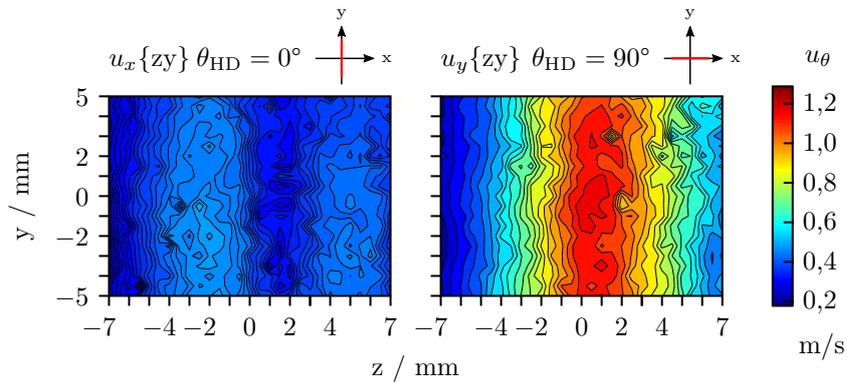


Abbildung A.12: Gemessene Geschwindigkeiten bei einer erzeugten Strömung durch einseitige Fokussierung von Ultraschall auf einen einzelnen Punkt (HD, Konfig. E0, $u_{x,y}\{zy\}$, 14×10 mm).

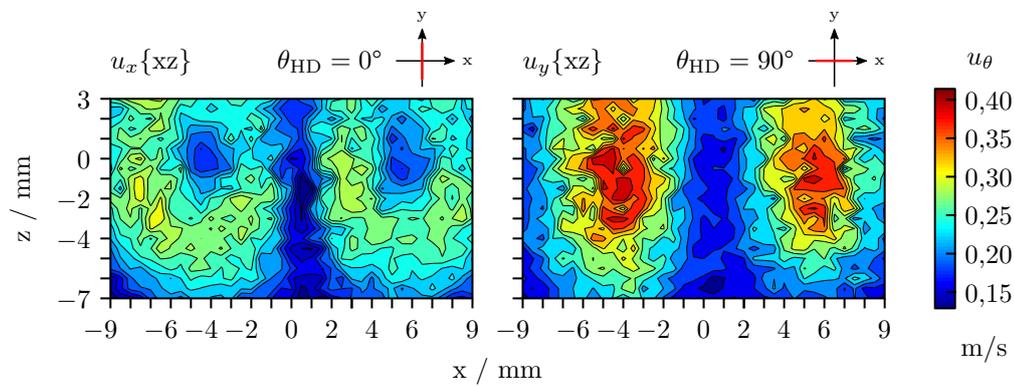


Abbildung A.13: Strömungsfeld eines gegenphasigen Doppelfokus (HD, Konfig. E6L, $u_{x,y}\{xz\}$, 18×10 mm).

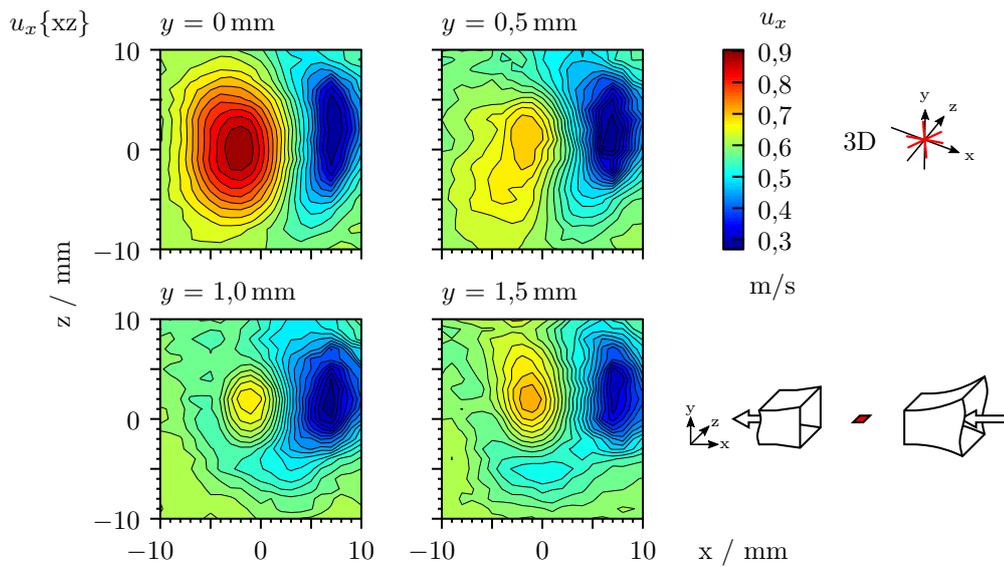


Abbildung A.14: Experimentelle 3D-Hitzdrahtmessung: Breite der Strömungsbeeinflussung bei einer StAW, (HD(3D), Konfig. G0, $u_x\{xz\}$, 25×80 mm).

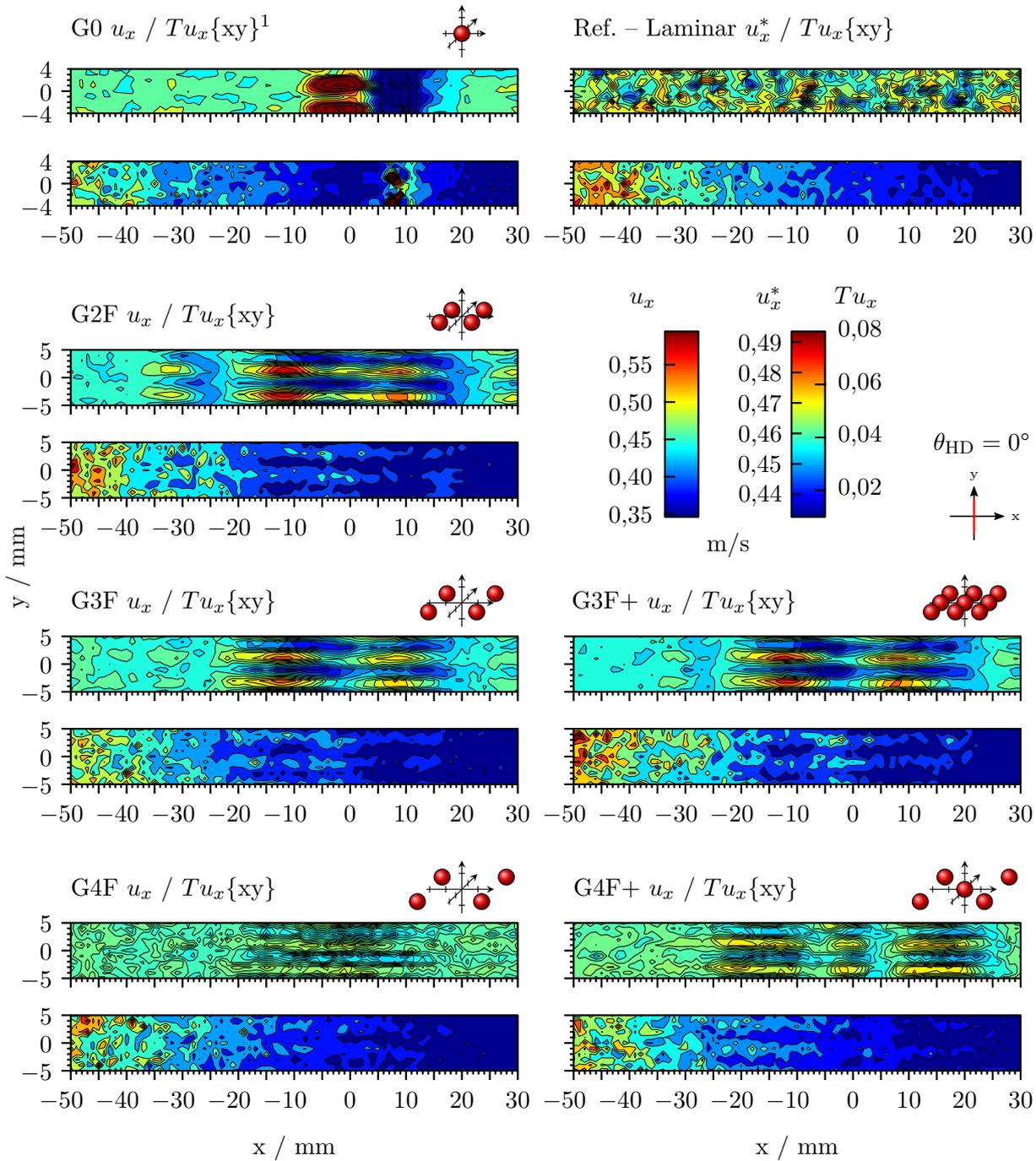


Abbildung A.15: Strömungsbeeinflussung verschiedener flächiger StAW und Gegenüberstellung mit einer beeinflussten Strömung durch eine auf einen Punkt fokussierten StAW (G0) sowie einer unbeeinflussten laminaren Strömung als Referenz und deren jeweilige Auswirkung auf den Turbulenzgrad (HD, Konfig. G0, G[2–4]F(+), $\bar{u}_x = 0,49 \text{ m/s}$, u_x , $Tu_x\{xy\}$, $80 \times 10 \text{ mm}$).

¹Maximalwerte von u_x und Tu_x an die GzF Messungen angepasst (vgl. Abb. 5.24)

A.9 Messaufnahmen – Hintergrundschlierenfotografie (BOS)

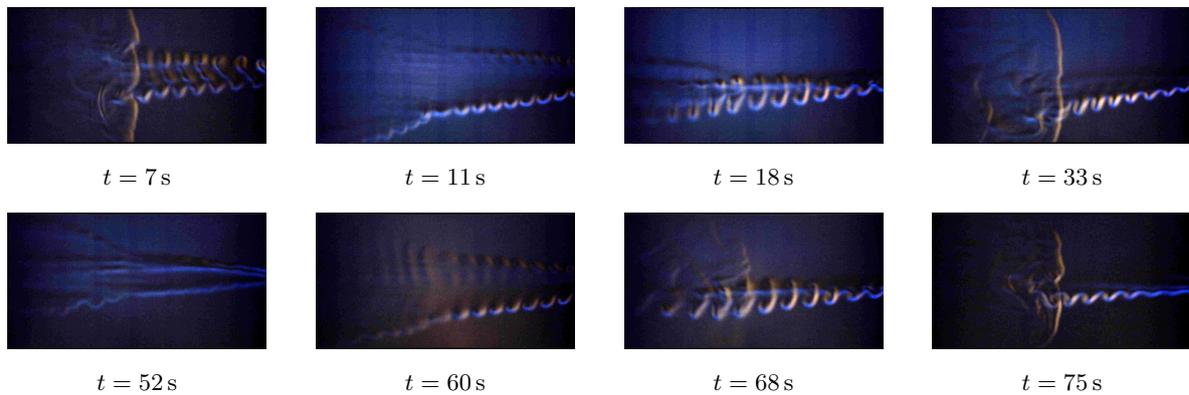


Abbildung A.16: Strömungsbeeinflussung einer StAW bei einer Gasmenge $Q_{\text{Butan}} = 0,0731/\text{min}$ bei verschiedenen Zeitschritten (BOS, Konfig. G0).²

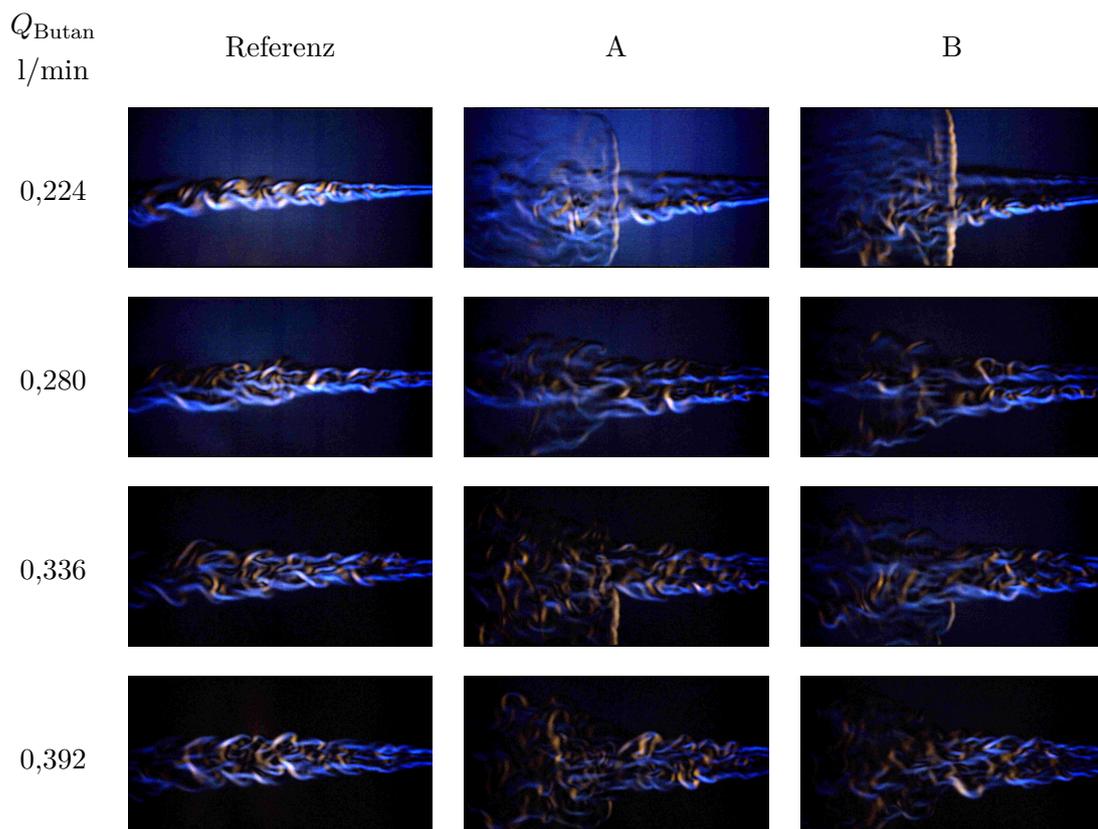


Abbildung A.17: Strömungsbeeinflussung einer StAW bei Variation der Gasmenge $Q_{\text{Butan}} = 0,224; 0,280; 0,336$ und $0,3921/\text{min}$; Referenz und Aufnahmen A und B (BOS, Konfig. G0).

²



Dynamische Messdaten zu Konfig. G0 bei Variation der Gasmenge (Video)

<https://av.tib.eu/media/49723>

DOI: 10.5446/49723

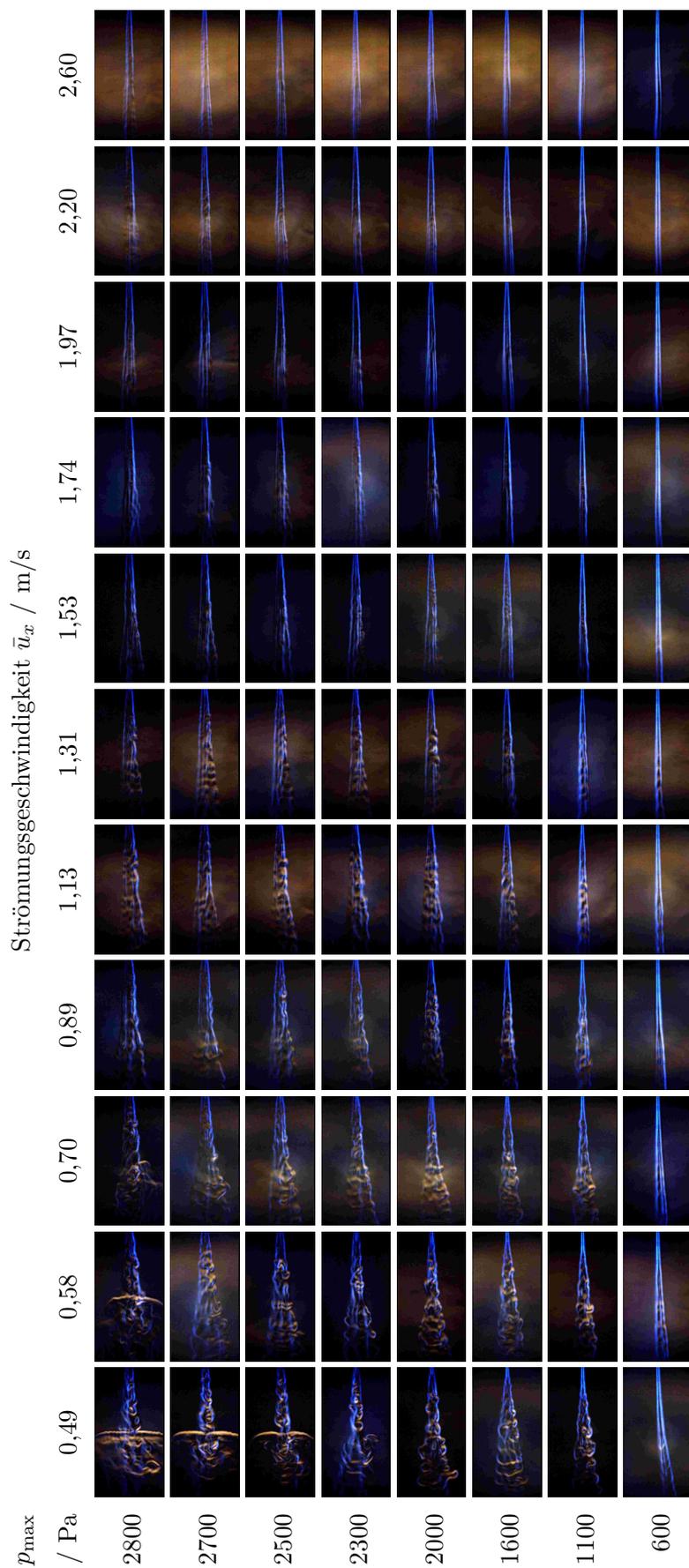


Abbildung A.18: Strömungsbeeinflussung einer StAW bei verschiedenen Strömungsgeschwindigkeiten (0,49 – 2,60 m/s) und Schalldrücken (600 – 2800 Pa) (BOS, Konfig. G0, $Q_{\text{Butan}} = 0,185 \text{ l/min}$).

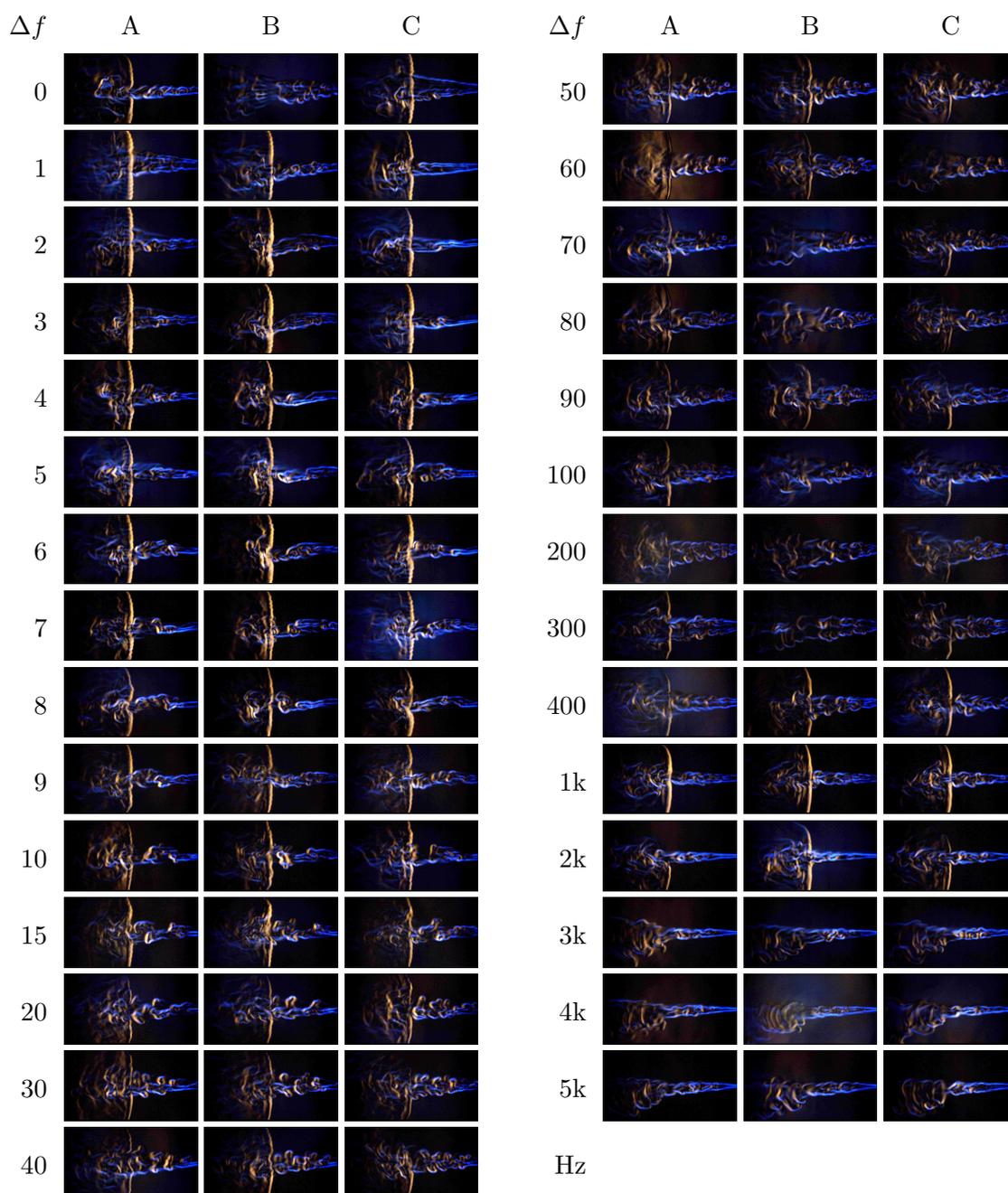


Abbildung A.19: Strömungsbeeinflussung einer wandernden StAW mit jeweils drei Aufnahmen A bis C (BOS, Konfig. GW, $Q_{\text{Butan}} = 0,1851/\text{min}$).³

³



Dynamische Messdaten zu Konfig. GW (Video)

<https://av.tib.eu/media/49724>

DOI: 10.5446/49724

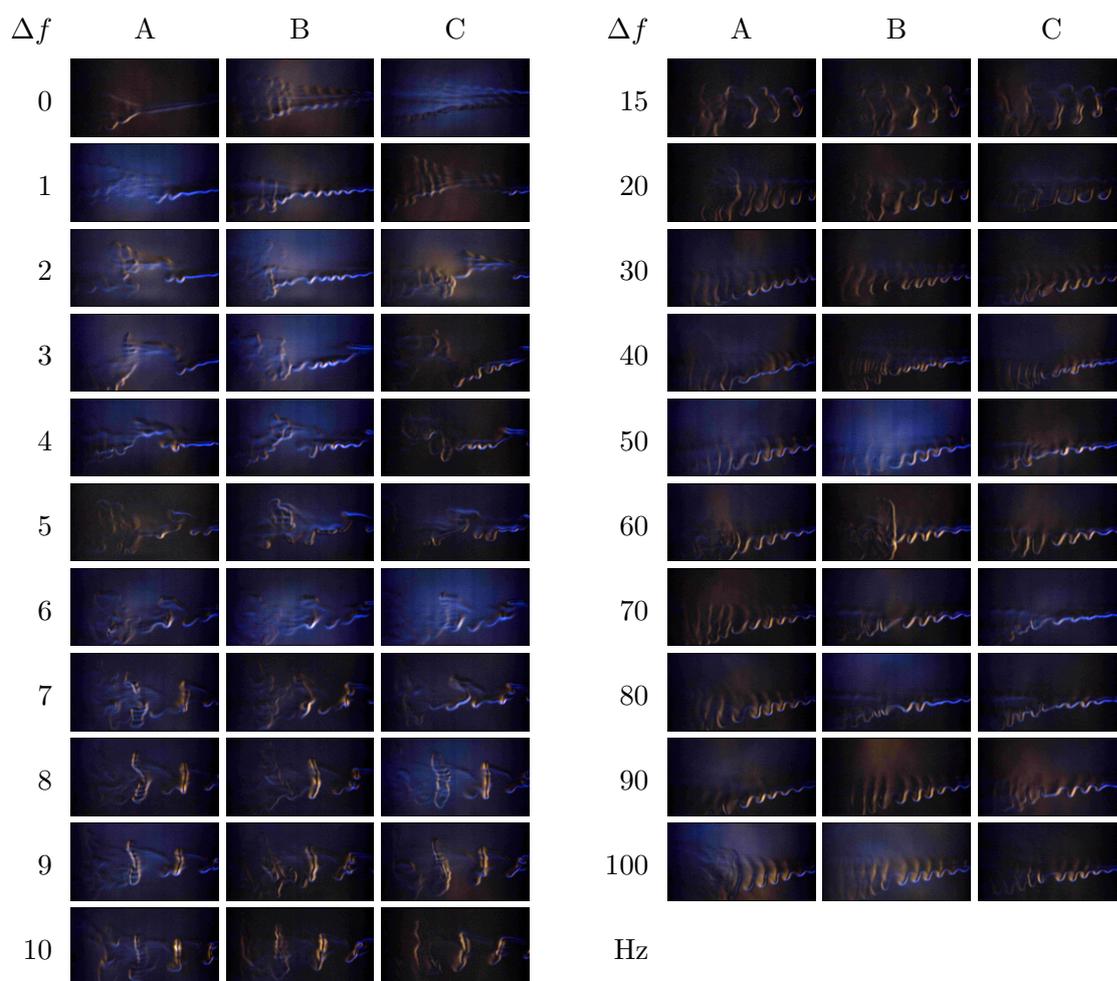


Abbildung A.20: Strömungsbeeinflussung einer wandernden StAW mit jeweils drei Aufnahmen A bis C (BOS, Konfig. GW, $Q_{\text{Butan}} = 0,0731/\text{min}$).⁴

⁴



Dynamische Messdaten zu Konfig. GW mit Gasmenge $Q_{\text{Butan}} = 0,0731/\text{min}$ (Video)

<https://av.tib.eu/media/49725>

DOI: 10.5446/49725

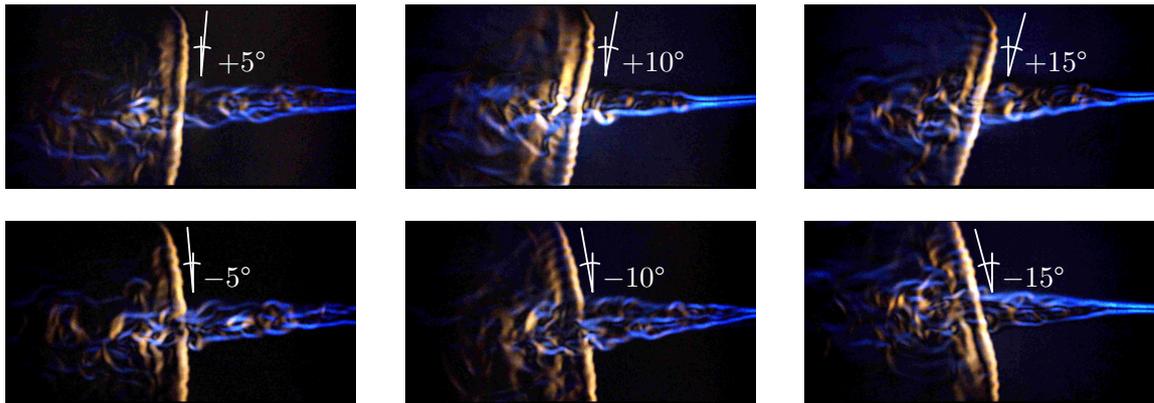


Abbildung A.21: Verhalten der Strömungsbeeinflussung bei Einbringen des Schalls unter verschiedenen Winkeln: $+15^\circ$, $+10^\circ$, $+5^\circ$, -5° , -10° sowie -15° (BOS, Konfig. G0, $Q_{\text{Butan}} = 0,1851/\text{min}$).⁵

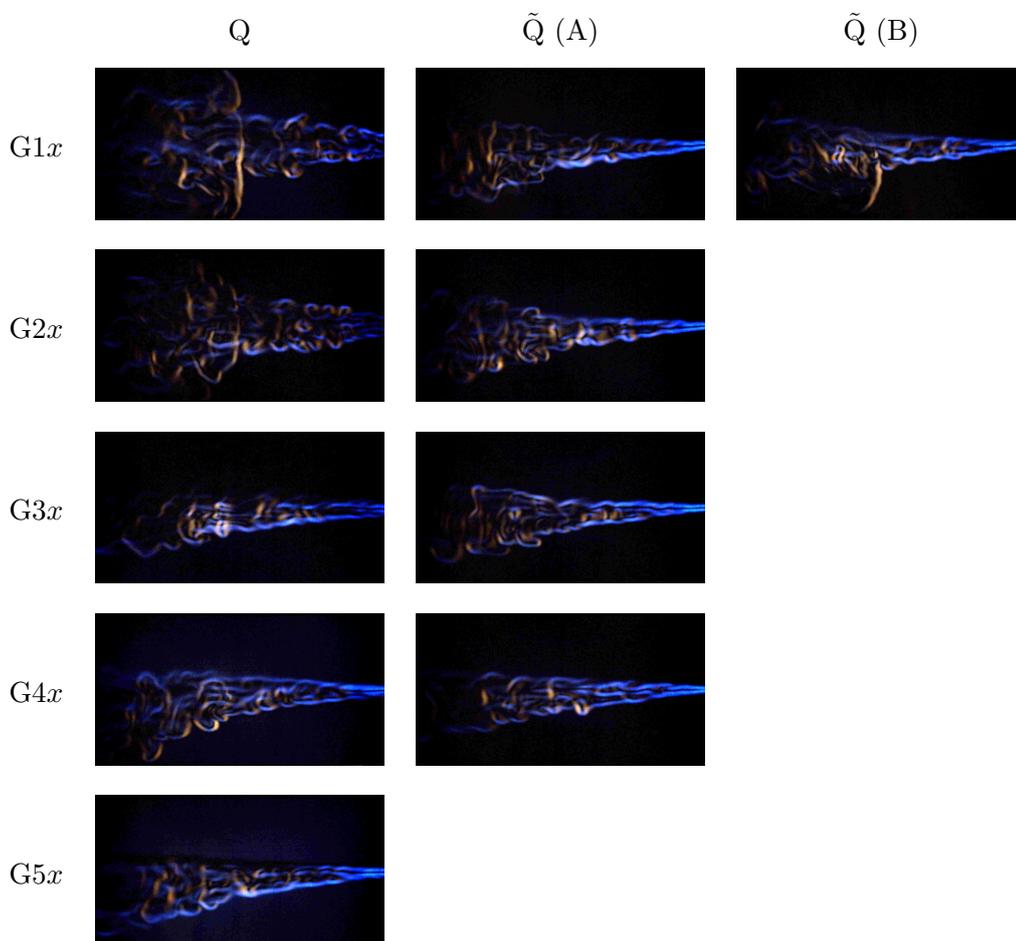


Abbildung A.22: Strömungsbeeinflussung einer StAW durch Erzeugung mittels in- bzw. gegenphasigem Doppelfokus; G1 \tilde{Q} mit zwei Aufnahmen A und B (BOS, Konfig. G[1–5]Q/ \tilde{Q} , $Q_{\text{Butan}} = 0,1851/\text{min}$).

⁵



Dynamische Messdaten zu Konfig. G0 bei verschiedenen Winkeln (Video)

<https://av.tib.eu/media/49728>

DOI: 10.5446/49728

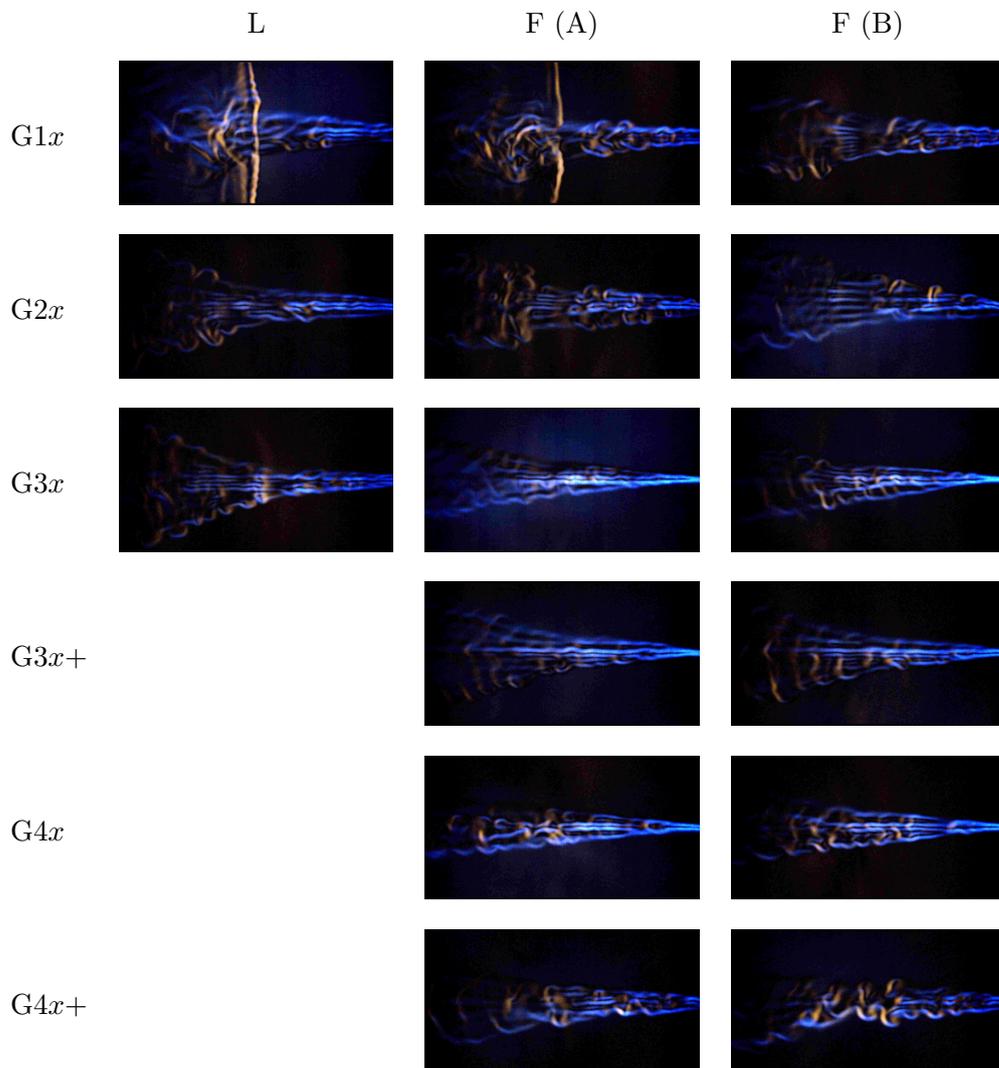


Abbildung A.23: Strömungsbeeinflussung verschiedener flächiger StAW; teilweise mit zwei Aufnahmen A und B (BOS, Konfig. G[1–3]L und G[1–4]F(+), $Q_{\text{Butan}} = 0,1851/\text{min}$).⁶

⁶



Dynamische Messdaten zu Konfig. G[1–3]L und G[1–4]F(+)
(Video)

<https://av.tib.eu/media/49726>

DOI: 10.5446/49726

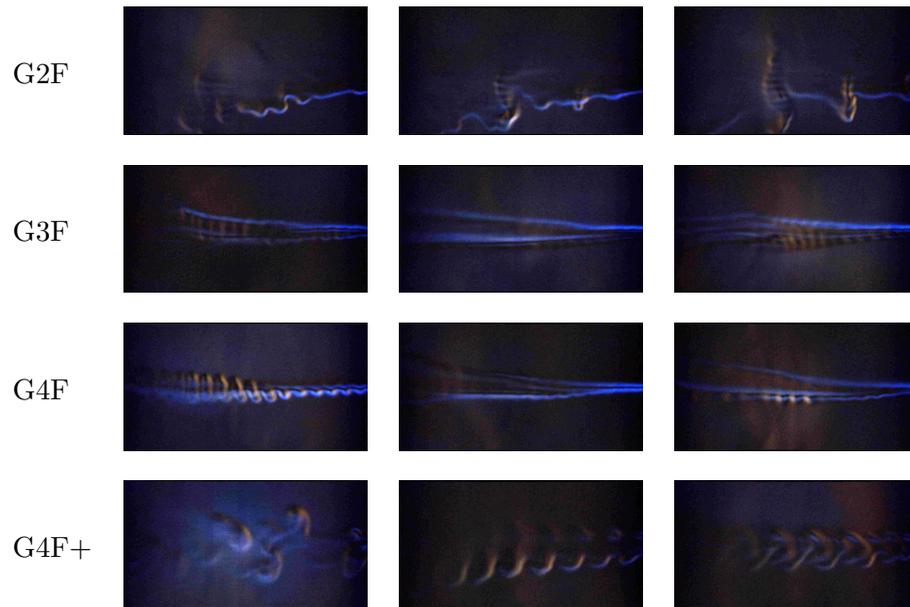


Abbildung A.24: Strömungsbeeinflussung der Konfiguration G[2-4]F(+): flächige StAW, mit geringer Butangasmenge (BOS, $Q_{\text{Butan}} = 0,0731/\text{min}$).⁷

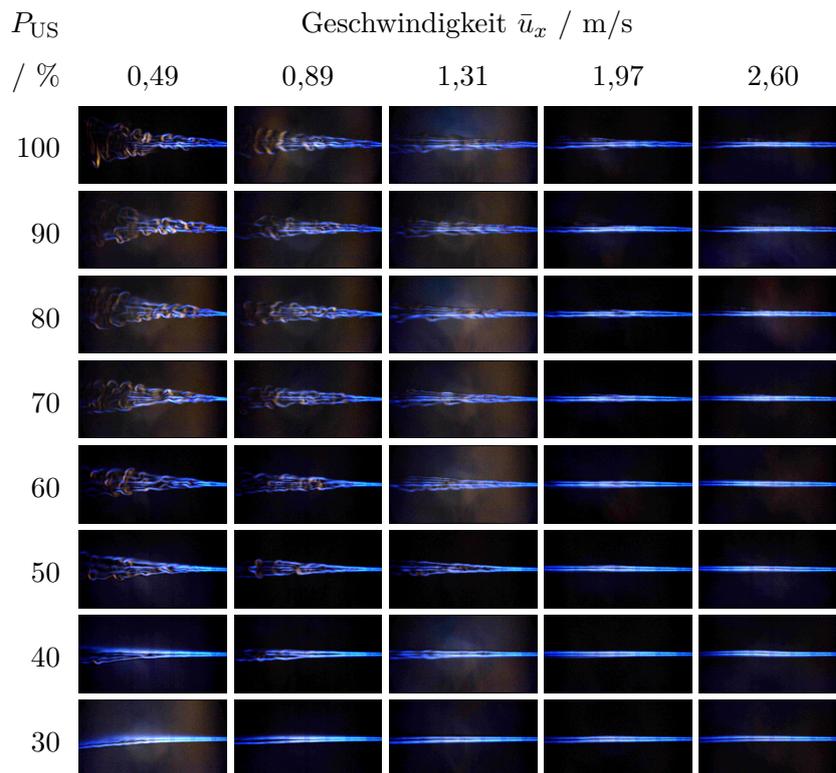


Abbildung A.25: Strömungsbeeinflussung einer StAW bei verschiedenen Strömungsgeschwindigkeiten (0,49 – 2,60 m/s) und US-Leistung (30 – 100 %) (BOS, Konfig. G2F, $Q_{\text{Butan}} = 0,1851/\text{min}$).

7



Dynamische Messdaten zu Konfig. G[2-4]F(+) mit Gasmenge $Q_{\text{Butan}} = 0,0731/\text{min}$ (Video)
<https://av.tib.eu/media/49729>
 DOI: 10.5446/49729

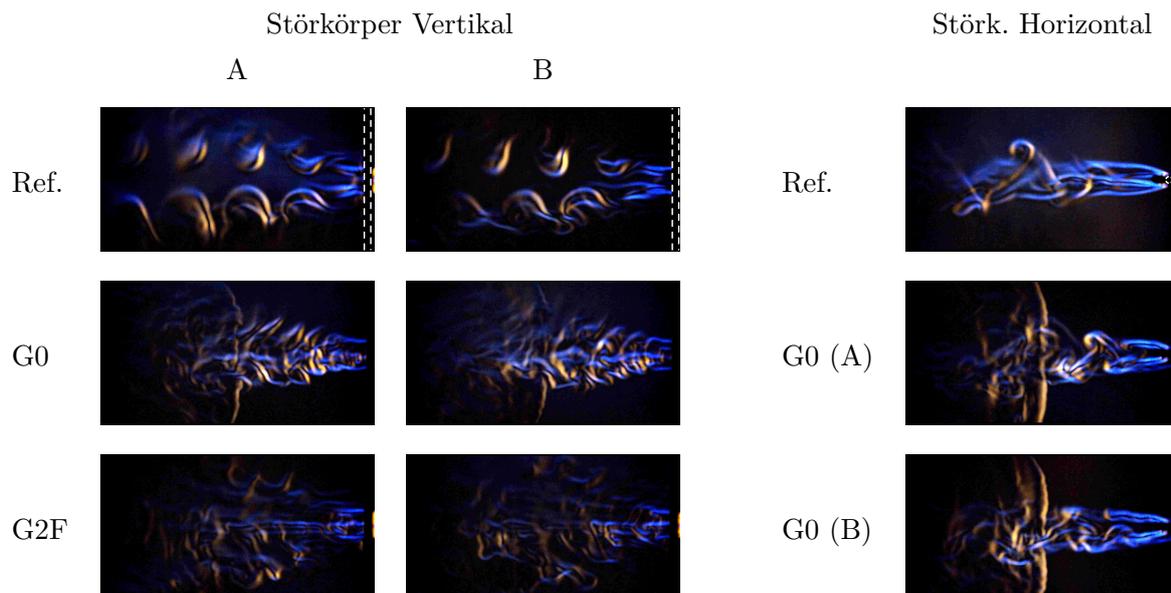


Abbildung A.26: Strömungsbeeinflussung von Kármánschen Wirbelstraßen: laminar; Orientierung des Störkörpers vertikal sowie horizontal sowie jeweils eine unbeeinflusste Wirbelstraße als Referenz; Aufnahmen A und B ($\bar{u}_x = 0,49$ m/s; BOS, Konfig. G0 und G2F).⁸

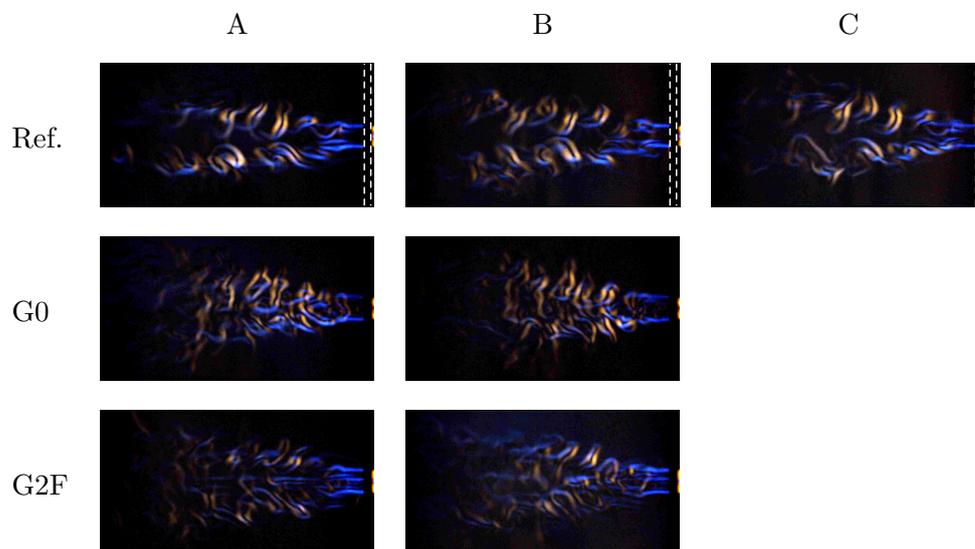


Abbildung A.27: Strömungsbeeinflussung von Kármánschen Wirbelstraßen: im Umschlag von laminar zu turbulent; Orientierung des Störkörpers vertikal sowie jeweils eine unbeeinflusste Wirbelstraße als Referenz; Aufnahmen A – C ($\bar{u}_x = 0,70$ m/s; BOS, Konfig. G0 und G2F).⁸

⁸



Dynamische Messdaten zu Konfig. G0 mit Kármánschen Wirbelstraßen (Video)

<https://av.tib.eu/media/49727>

DOI: 10.5446/49727



Konfig. GR.1 GR.2 GR.3

Abbildung A.28: Strömungsbeeinflussung bei der Ansteuerung mit einem „Rauschen“; drei Varianten (BOS, Konfig. GR.1 – GR.3).

$d_F =$ 6 mm 10 mm 18 mm

$Ed_F\tilde{L}$

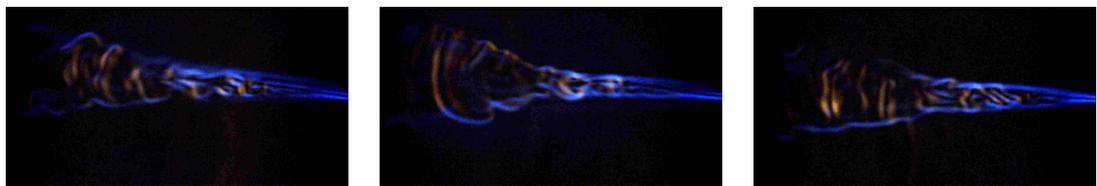


Abbildung A.29: Strömungsbeeinflussung von längs zur Strömung liegenden gegenphasigen Doppelfokussen bei verschiedenen Fokusabständen (BOS, Konfig. E[6, 10, 18] \tilde{L} , $Q_{\text{Butan}} = 0,1851/\text{min}$).

A.10 Quadrofokus (gegenphasig), quer zur Strömung – Konfig. $E\tilde{x}\tilde{Q}+$

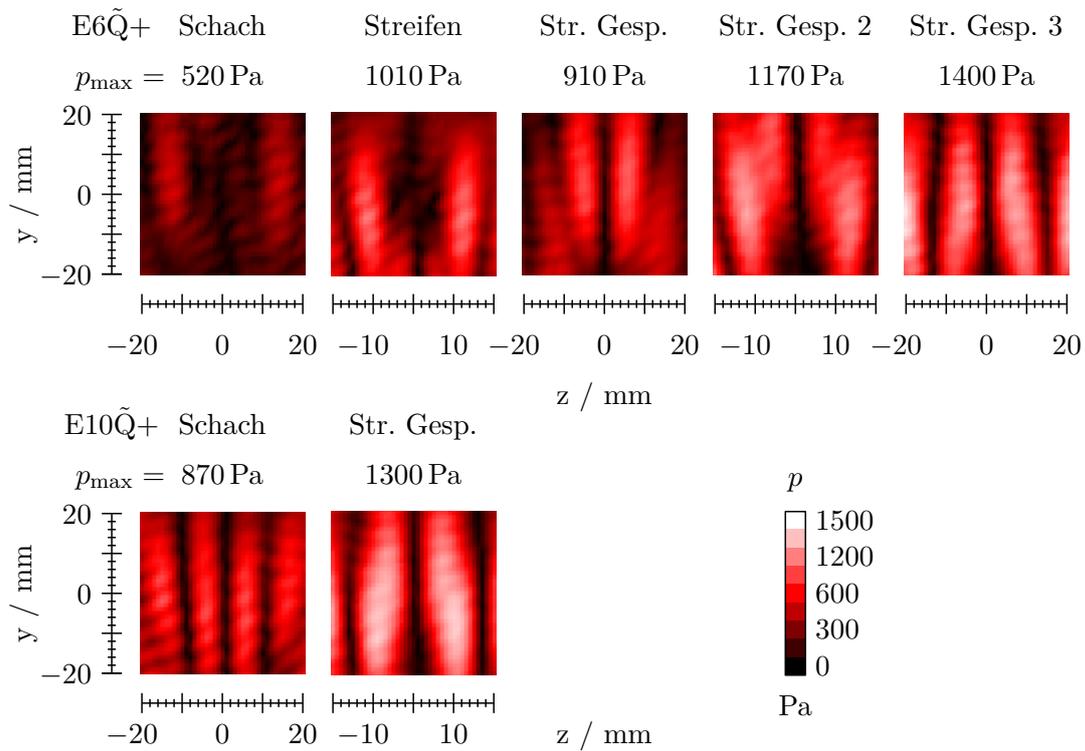


Abbildung A.30: Schallfelder eines Quadrofokus, bei verschiedener Array-Ansteuerung (vgl. Anh. A.5) (Konfig. $E[6, 10]\tilde{Q}+$, $p\{zy\}$, $40 \times 40 \text{ mm}$).

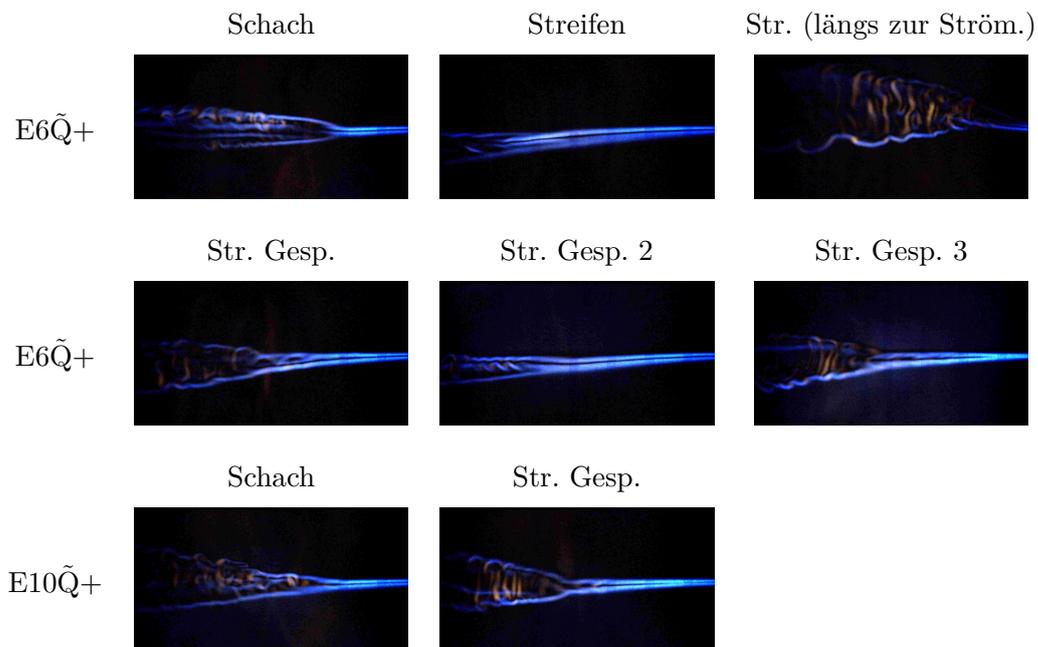


Abbildung A.31: Strömungsbeeinflussung eines Quadrofokus, bei verschiedener Array-Ansteuerung (BOS, Konfig. $E[6, 10]\tilde{Q}+$, $Q_{\text{Butan}} = 0,1851/\text{min}$).