

# **Untersuchung bildgebender Ultraschallmesstechnik für instationäre Strömungsvorgänge in der Magneto hydrodynamik**

Richard Nauber

## **Dissertation**

zur Erlangung des akademischen Grades

## **Doktoringenieur (Dr.-Ing.)**

Vorsitzende:

Prof. Dr. rer. nat. et Ing. habil. Kühnicke

Gutachter:

Prof. Dr.-Ing. habil. Czarske

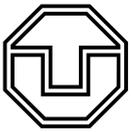
Prof. Dr.-Ing. Henning

Prof. Dr.-Ing. habil. Hampel

Eingereicht am: 07.08.2018

Verteidigt am: 16.02.2018





## Zusammenfassung

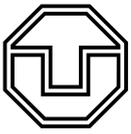
Bei einer Reihe bedeutsamer industrieller Prozesse, wie dem Stahl-Strangguss oder der Kristallzucht für die Photovoltaik, ist die Strömung flüssiger Metalle oder Halbleiter entscheidend für den Energieaufwand bei der Herstellung und die Qualität des Endproduktes. Eine gezielte, berührungslose Einwirkung von Lorentzkräften auf die heißen Schmelzen kann dabei die Ressourceneffizienz eines Prozesses signifikant steigern. Die komplexe Interaktion von elektrisch leitfähigen Fluiden und magnetischen Wechselfeldern wird dazu in der Magneto hydrodynamik (MHD) durch Experimente im Labormaßstab an niedrigschmelzenden Metallen untersucht. Die dabei auftretenden instationären, dreidimensionalen Strömungsfelder erfordern eine nicht-invasive, bildgebende Strömungsmesstechnik für opake Fluide mit hoher Orts- und Zeitauflösung, welche derzeit nicht für die MHD zur Verfügung steht.

Im Rahmen dieser Arbeit soll mit den Mitteln der Elektrotechnik eine für MHD-Modellexperimente geeignete Messtechnik basierend auf dem Ultraschall-Doppler-Prinzip geschaffen werden. Dabei wird der Ansatz verfolgt, die Komplexität eines Messsystems vom mechanischen Aufbau hin zur Rechentechnik zu verlagern, um durch die dort in jüngster Zeit verfügbaren Ressourcen neuartige Signalverarbeitungsmethoden und eine höhere Flexibilität zu ermöglichen. Mit dem Ultrasound Array Doppler Velocimeter (UADV) wurde ein flexibles Messsystem für MHD-Modellexperimente geschaffen, welches eine mehrkomponentige Mehrebenenmessung durch Sensordatenfusion von bis zu neun linearen Wandlerarrays im kombinierten Zeit- und Ortsmultiplex erreicht. Die Signalverarbeitung ist durch eine auf einem Field Programmable Gate Array implementierte Datenkompression onlinefähig. Sie reicht trotz geringer rechentechnischer Komplexität bis auf Faktor 3 an die fundamentale Grenze der Messunsicherheit, die Cramér-Rao-Schranke, heran. Das UADV wurde über ein Kalibrierexperiment mit interferometrischer Referenzmessung auf die SI-Einheiten zurückgeführt.

Das UADV wurde an einer magnetfeldgetriebenen Strömung in einem kubischen Gefäß angewandt. Numerische Simulationen sagen dort nicht-deterministisch einsetzende Instabilitäten im Übergangsbereich des laminaren zum turbulenten Strömungsregimes vorher. Durch eine simultane Zweiebenenmessung mit hoher örtlicher (3...5 mm) und zeitlicher Auflösung (Bildrate 11,2 Hz) bei gleichzeitig langer Aufnahmedauer (> 1000 s) konnten die Instabilitäten erstmals experimentell charakterisiert werden. Eine Hauptkomponentenanalyse identifizierte ein gekoppeltes Paar von Strömungsmoden, welche eine spontan anfachende harmonische Oszillation mit der Frequenz  $f = 0,072$  Hz beschreiben und durch komplexe Wirbel gekennzeichnet sind. Die Analyse der Messunsicherheit für das gegebene Experiment ergab, dass diese mit  $\sigma_{v,rel} = 13,9\%$  hauptsächlich durch das räumliche Auflösungsvermögen bestimmt wird.

Das Schallfeld ist bei ultraschallbasierten Messverfahren ausschlaggebend für die Eigenschaften der Bildgebung. Mit dem Phased Array Doppler Velocimeter (PAUDV) wurde ein modulares Messsystem mit adaptiven Schallfeld aufgebaut, wobei durch digitale Strahlformung die örtliche und zeitliche Auflösung signifikant erhöht werden kann. Eine aktive Kontrolle des Schallfeldes ermöglicht zudem die Messung durch Objekte mit komplexen, unbekanntem Ausbreitungseigenschaften. Mit dem Time Reversal Virtual Array (TRVA) wird dabei eine effiziente Methode zur Bildgebung vorgestellt und auf die Strömungsmessung durch einen Multimode-Wellenleiter angewandt. Damit kann die Beschränkung bildgebender Ultraschallmesstechnik hinsichtlich der Betriebstemperatur der Wandler umgangen und heiße Schmelzen industrieller und technischer Prozesse für nichtinvasive In-Prozess-Bildgebung zugänglich gemacht werden.





## Abstract

In many important industrial processes, such as continuous steel casting or crystal growth for photovoltaic silicon, the flow of liquid metals or semiconductors determines the energy consumption of the process and the quality of the product. Influencing the hot melts contactlessly through Lorentz forces for a targeted flow control can significantly improve the resource-efficiency of a process. The complex interaction of electrically conductive fluids and alternating magnetic fields is investigated in the field of magnetohydrodynamics (MHD) through laboratory-scale experiments in low melting metals. The emerging instationary, three-dimensional flows require a temporally and spatially high-resolved non-invasive flow imaging system, which currently is not available for MHD research.

In this work, a flow instrumentation for MHD experiments based on the ultrasound Doppler principle is created through means of electrical engineering. The general approach is to shift the complexity of a system from mechanics over electronics to an algorithmic implementation in order to exploit the recent computational advances, enabling novel signal processing methods and increasing the flexibility.

The ultrasound array Doppler velocimeter (UADV) has been created as a flexible instrumentation system for MHD experiments. It supports multicomponent, multiplane velocity measurements through sensor fusion of up to nine linear transducer arrays with spatiotemporal multiplexing. An online signal processing is realized through data compression on a field-programmable gate array (FPGA). It achieves an uncertainty as low as a factor 3 of the Cramér-Rao lower bound despite a low computational complexity of the algorithm.

The UADV has been applied to a magnetically-driven flow in a cubic vessel. Numerical simulations predicted a non-deterministic instability in the transitory region between laminar and turbulent flow regimes. A simultaneous two-dimensional two-component flow measurement with high spatial (3...5 mm) and temporal resolution (frame rate 11,2 Hz) over long durations (> 1000 s) allowed to characterize those instabilities experimentally for the first time. A principal component analysis identified a pair of coupled modes with a complex vortex structure that performs a spontaneously onsetting oscillation at  $f = 0,072$  Hz. The measurement uncertainty for the experiment has been evaluated to be  $\sigma_{v,rel} = 13,9\%$  and is primarily caused by the spatial resolution of the system.

The properties of ultrasound-based imaging are primarily determined by the sound field. The phased array Doppler velocimeter (PAUDV) has been developed as a modular flow instrumentation system with an adaptive sound field, which allows to increase the spatial and temporal resolution. Furthermore, an active control of the sound field enables measurements despite a complex, unknown sound propagation. A method to image through strong aberrations efficiently has been proposed with the time reversal virtual array (TRVA). It has been applied to flow imaging through a multimode waveguide, thus allowing to circumvent the limitation of common ultrasound imaging systems regarding their maximum operating temperature. This paves the way for in-process flow imaging of hot, opaque liquids in technical and industrial processes.



The only way to define your  
limits is by going beyond them.

---

*(Arthur C. Clarke)*

# Vorwort

Dass die vorliegende Arbeit in ihre heutige Form wachsen konnte, ist einer Vielzahl von Menschen zu verdanken. Zunächst sei mein Doktorvater Prof. Dr.-Ing. habil. Jürgen Czarske genannt, der die exzellenten Rahmenbedingungen für meine wissenschaftliche Tätigkeit schuf.

Allen meinen Kolleginnen und Kollegen an der Professur für Mess- und Sensorsystemtechnik möchte ich für ihre tatkräftige Unterstützung und die großartige Arbeitsatmosphäre danken, insbesondere den Mitgliedern der Ultraschall-Gruppe: Hannes Beyer, Mantvydas Kalibatas, Christian Kupsch, Kevin Mäder und Norman Thieme, außerdem Dr. Lars Büttner und Dr. Andreas Fischer. Weiterhin konnte ich in meiner Doktorandenzeit auf die Mitarbeit vieler Studentinnen und Studenten bauen, die in ihren (Abschluss-)Arbeiten sowie als studentische Hilfskräfte einen beachtlichen Beitrag leisteten: Chaitanya Bharathi Akkineni, Markus Burger, David Dawidowski, Hamza Ben Hassen, Arne Klaß, Berend Leferink, Hannes Radner, Christian Paulig, Nico Peter, Julia Schmidt, Luca Setili und David Weik.

Unverzichtbar für meine Arbeit waren auch unsere Kooperationspartner, welche mit neuen Ideen, fundiertem Wissen, konstruktiven Diskussionen, aber auch handfester materieller Unterstützung zum Gelingen unserer Projekte beitrugen. Dies waren am Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf Dr. Sven Eckert, Sven Franke, Dr. Vladimir Galindo, Dr. Sascha Heitkam, Dr. Dirk Rübiger und Dr. Joseph Pal; an der TU Freiberg Dagmar Meier, Dr. Kathrin Niemitz und Wolfgang Fütterer; bei der SolarWorld Innovations GmbH Dr. Paul Bönisch, Dr. Kaspars Dadzis, Dr. Lamine Sylla; und am Zentrum für BrennstoffzellenTechnik Duisburg Dr. Sebastian Burgmann und Lucas Feierabend.

Außerdem möchte ich meinen Eltern und meinen Freunden danken: ohne Euch und Euren Rückhalt würden im Anschluss hier nur leere Seiten folgen! Zu guter Letzt möchte ich diese Arbeit meiner kleinen Familie widmen: meiner Freundin Jule und unserer Tochter Juna. Erstere hat mich mit drahtseilartigen Nerven durch die gesamte Doktorandenzeit begleitet, und Letztere durch ihren festen Schlaf und gelegentliche textuelle Beiträge auch ein wenig an dieser Arbeit mitgewirkt.



# Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	iii
Abstract	v
Symbolverzeichnis	xi
Abkürzungsverzeichnis	xv
<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1 Motivation	1
1.2 Stand der Technik	3
1.3 Lösungsansatz und Struktur der Arbeit	9
<b>2 Theoretische Grundlagen</b>	<b>11</b>
2.1 Schall	11
2.2 Bestimmung des Schallfelds	12
2.2.1 Abschätzung der Grenzen der Schallfokussierung	12
2.2.2 Elastodynamische Finite-Integrationsmethode	13
2.2.3 Rayleigh-Sommerfeld-Integral	14
2.3 Beeinflussung des Schallfelds	14
2.3.1 Phased-Array-Prinzip	14
2.3.2 Zeitumkehrverfahren	15
2.4 Ultraschall-Doppler-Velozimetrie	17
2.4.1 Dopplereffekt an einem bewegten Reflektor	19
2.4.2 Pulswellen-Doppler-Verfahren	20
2.4.3 Signalverarbeitung für das Pulswellen-Doppler-Verfahren	22
2.4.4 Cramér-Rao-Schranke der Messunsicherheit	24
2.4.5 Örtliche und zeitliche Auflösung	28
2.5 Zusammenfassung	29
<b>3 Modulares Ultraschall-Array-Doppler-Velozimeter</b>	<b>31</b>
3.1 Systemarchitektur	31

3.2	Onlinefähige Signalverarbeitung . . . . .	34
3.3	Rückführung auf SI-Einheiten und Messunsicherheitsabschätzung . . . .	39
3.4	Zusammenfassung . . . . .	42
<b>4</b>	<b>Strömungsbildgebung eines RMF-getriebenen Würfels</b>	<b>45</b>
4.1	Experimenteller Aufbau . . . . .	46
4.2	Charakterisierung der Messeigenschaften . . . . .	49
4.3	Strömungsstruktur in Abhängigkeit der Taylorzahl . . . . .	53
4.4	Charakterisierung globaler Strömungs- und Turbulenzkenngrößen . . . .	56
4.5	Zeitliche Entwicklung der Strömungsstrukturen beim Einschaltvorgang .	59
4.6	Zeitaufgelöste Langzeitmessung zur Aufklärung von Strömungsinstabilitäten . . . . .	61
4.7	Zusammenfassung . . . . .	66
<b>5</b>	<b>Ansatz zur nichtinvasiven In-Prozess-Strömungsbildgebung in heißen Schmelzen</b>	<b>71</b>
5.1	Modulares Ultraschall-Doppler-Messsystem mit adaptivem Schallfeld . .	72
5.1.1	Systemarchitektur . . . . .	73
5.1.2	Demonstration und Charakterisierung des gesteuerten Schallfelds	76
5.1.3	Zusammenfassung . . . . .	76
5.2	Ex-situ-kalibrierte Bildgebung durch einen Multimode-Wellenleiter . . . .	79
5.2.1	Strahlformung durch einen Multimode-Wellenleiter . . . . .	79
5.2.2	Stabilitätsuntersuchung der Übertragungsfunktion . . . . .	81
5.2.3	Virtuelles Zeitumkehr-Wandlerarray . . . . .	87
5.3	Experimentelle Demonstration . . . . .	88
5.4	Zusammenfassung . . . . .	94
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>99</b>
6.1	Zusammenfassung . . . . .	99
6.2	Ausblick auf anknüpfende Arbeiten . . . . .	102
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>105</b>
	<b>Publikationsverzeichnis</b>	<b>119</b>
	Artikel in Zeitschriften mit peer-review . . . . .	119
	Tagungsbeiträge . . . . .	120
	Patente . . . . .	123

# Symbolverzeichnis

Bezeichnung	Beschreibung
*	Faltungsoperator bezüglich der Zeit
$\lfloor x \rfloor$	Operation des Abrundens: nächste Ganzzahl, kleiner oder gleich $x$
$A$	Signalamplitude
$\alpha$	Wärmeausdehnungskoeffizient
$\alpha_{\text{heattransfer}}$	Wärmeübergangskoeffizient
$a_{mj}$	Amplitudenkoeffizient der POD
$\arg$	Argument einer komplexen Zahl: $\arg(re^{j\varphi}) = \varphi$
$B_0$	magnetische Flussdichte
$c$	Schallgeschwindigkeit der Longitudinalwelle in einem Medium
$c_i$	$i$ -ter Filterkoeffizient
CSR	Verhältnis von statischen Echos zum Signal
$c_t$	Geschwindigkeit einer Transversalwelle in einem Medium
$d$	axiale Position
$\Delta d$	axiale Auflösung
$\Delta T$	Differenz zur Umgebungstemperatur
$\Delta t$	zeitliche Auflösung
$\Delta T_{\text{max}}$	Temperaturdifferenz zwischen Umgebung und heißem Ende des Wellenleiters
$\Delta t_{\text{sim}}$	zeitliche Schrittweite einer numerischen Simulation
$\Delta x_{\text{sim}}$	Gitterweite einer numerischen Simulation
$e_d$	Empfindlichkeitsrichtung der Dopplermessung
$E_{\text{kin}}$	kinetische Energie
$e_{\text{rx}}$	Vektor der Empfangsrichtung
$e_{\text{tx}}$	Vektor der Senderichtung
$f_0$	Bezugsfrequenz
$f_d$	Dopplerfrequenzverschiebung
$f_{\text{frame}}$	Bildrate
$f_{\text{PR}}$	Pulswiederholrate

Bezeichnung	Beschreibung
$f_{rx}$	Empfangsfrequenz
$f_s$	Abtastrate auf der schnellen Zeitachse
$f_{tx}$	Sendefrequenz
FWHM	<i>full width at half maximum</i> , Halbwertsbreite
$H$	Höhe des Wellenleiters
$h$	Analytisches Empfangssignal
$\mathcal{H}$	Hilbert-Transformation
$I$	Fisher-Informationsmatrix
$I$	Turbulenzintensität
$j$	Imaginäre Einheit $j = \sqrt{-1}$
$K$	Kompressionsmodul eines Mediums
$\kappa$	Wärmeleitfähigkeit
$K_{\text{samp}}$	Anzahl der Abtastpunkte pro Gate
$k$	Laufende Nummer der Abtastwerte
$L$	Länge des Wellenleiters
$\lambda$	Wellenlänge des Schalls
$\lambda_{\text{Lame}}$	erste Lamé-Konstante
$\Delta x$	laterale Auflösung
$L_{\text{cube}}$	Kantenlänge des Würfels
$\mu$	zweite Lamé-Konstante
$N_{\text{array}}$	Anzahl der Wandlerarrays
$n_B$	laufende Nummer der Pulse
$n\text{-C}$	$n$ -komponentig
$N_{\text{ch}}$	Anzahl der Digitalisierungskanäle
$n\text{-d}$	$n$ -dimensional
$N_{\text{EPP}}$	Anzahl der Wellenpakete zur Geschwindigkeitsschätzung
$N_{\text{gates}}$	Anzahl der Gates
$N_{\text{periods}}$	Anzahl der Perioden in einem Wellenpaket
$N_{\text{sampbytes}}$	Anzahl der Bytes pro Abtastwert
$N$	Anzahl der Streukörper
$n_{\text{sub}}$	Faktor der Unterabtastung
$N_{\text{sw}}$	Anzahl der Schaltschritte
$\nu$	kinematische Viskosität
$\omega_{\text{rot}}$	Rotationsrate des Magnetfelds
$P(\omega)$	Leistungsdichtespektrum
$p$	lokaler Druck
PBR	<i>peak to background ratio</i> , Verhältnis von Maximum zum Hintergrund
$\varphi_m$	Basisfunktionen der POD
$\varphi$	Phasenwinkel
$p_{\text{RMS}}$	Effektivwert des lokalen Drucks
$p_{\text{RMS,max}}$	Maximum des Effektivwerts der lokalen Druckverteilung

Bezeichnung	Beschreibung
$R$	komplexe, zweidimensionale Autokorrelationsfkt. der Echosignale
$R_{t_f=2d/c}$	komplexe, eindimensionale Autokorrelationsfkt. der Echosignale
$\dot{R}_{t_f=2d/c}$	Ableitung von $R_{t_f=2d/c}$ nach $\tau_f$
$\rho$	Dichte eines Mediums
$\sigma$	spezifische elektrische Leitfähigkeit
$\sigma_n$	Standardabweichung des Rauschsignals
$\sigma_v$	Standardabweichung der Geschwindigkeit
SNR	Signal-Rausch-Verhältnis
$t$	Zeit
Ta	magnetische Taylor-Zahl
$t_{\text{burst}}$	Dauer des Wellenpakets
$t_{\text{decay}}$	Zeitdauer bis zum Abklingen eines Ultraschallwellenpakets
$t_f$	Schalllaufzeit in einem Medium
$\theta_c$	kritischer Winkel der Totalreflexion
$\vartheta_p$	Temperatur des Curie-Punkts
$\theta$	Vektor der Unbekannten
$T_{\text{ia}}$	<i>initial adjustment time</i> , Zeit des anfänglichen Ausgleichs
$t_s$	Zeitpunkt der Aussendung eines Pulses
$v$	Geschwindigkeit
$Var$	Varianz
$v^*(x_i, t_j)$	Wechselanteil eines diskreten Geschwindigkeitsvektorfelds
$\bar{v}(r_i)$	Gleichanteil eines diskreten Geschwindigkeitsvektorfelds
$v(x_i, t_j)$	diskretes Geschwindigkeitsvektorfeld
$W$	Breite des Wellenleiters
$Z$	Schallkennimpedanz eines Mediums
$z$	Echosignalvektor



# Abkürzungsverzeichnis

Bezeichnung	Beschreibung
ADC	Analog-Digital-Wandler ( <i>analog-to-digital converter</i> )
ADV	<i>acoustic Doppler velocimetry</i>
AWGN	additives weisses Rauschen ( <i>additive white Gaussian noise</i> )
CIFT	<i>contactless inductive flow tomography</i>
CRB	Cramér-Rao-Schranke ( <i>Cramér Rao bound</i> )
CRF	Filter statischer Echos ( <i>clutter rejection filter</i> )
EFIT	elastodynamische Finite-Integrationsmethode ( <i>elastodynamic finite integration technique</i> )
FIR	endliche Impulsantwort ( <i>finite impulse response</i> )
FPGA	<i>field-programmable gate array</i>
GaInSn	Gallium-Indium-Zinn-Legierung
GPU	<i>graphics processing unit</i>
GUM	Leitfaden zur Angabe der Unsicherheit beim Messen ( <i>guide to the expression of uncertainty in measurement</i> )
HZDR	Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf
LFV	<i>Lorentz force velocimetry</i>
MHD	Magnetohydrodynamik
MIMO	Mehrantennentechnik ( <i>multiple input multiple output</i> )
MULTIMAG	<i>multi purpose magnetic field</i>
PAUDV	<i>phased array ultrasound Doppler velocimeter</i>
PC	Computer ( <i>personal computer</i> )
PIV	<i>particle imaging velocimetry</i>
PMMA	Polymethylmethacrylat/Acrylglas
POD	<i>proper orthogonal decomposition</i>
PRF	<i>pulse repetition frequency</i>
PWD	Pulswellen-Doppler-Verfahren ( <i>pulse wave Doppler</i> )
RMF	magnetisches Drehfeld ( <i>rotating magnetic field</i> )
SDM	Ortsmultiplex ( <i>spatial division multiplex</i> )

Bezeichnung	Beschreibung
SI	internationales Einheitensystem ( <i>Système international d'unités</i> )
TDM	Zeitmultiplex ( <i>time division multiplex</i> )
TGC	zeitabhängige Verstärkung ( <i>time gain control</i> )
TMF	magnetisches Wanderfeld ( <i>traveling magnetic field</i> )
TR	Zeitumkehrverfahren ( <i>time reversal</i> )
TRM	Zeitumkehrspiegel ( <i>time reversal mirror</i> )
TRVA	virtuelles Zeitumkehr-Wandlerarray ( <i>time reversal virtual array</i> )
UADV	<i>ultrasound array Doppler velocimeter</i>
UDV	<i>ultrasound Doppler velocimetry</i>
US	Ultraschall

# Tabellenverzeichnis

1.1	Vergleich potentiell bildgebender, nicht-invasiver Strömungsmessverfahren für opake Fluide und deren typische Einsatzfälle. . . . .	8
2.1	Zur numerischen Berechnung der CRB verwendete Parameter. . . . .	28
2.2	CRB der Geschwindigkeitsschätzung mit den Parametern nach 2.1. . . . .	28
3.1	Allgemeine Anforderungen an ein Messsystem für MHD-Modellexperimente abgeleitet aus dem in Kapitel 4 vorgestellten Experiment. . . . .	32
3.2	Eine typische Parametrierung des UADV zur zweikomponentigen Zweiebenen-Messung aus Kapitel 4. . . . .	35
3.3	Übersicht der Parameter des Kalibrierexperiments. . . . .	41
4.1	Anforderungen an das Messsystem für das konkrete Experiment zur Untersuchung einer RMF-getriebenen Strömung im Übergangsbereich, abgeleitet aus numerischen Simulationen [127]. . . . .	49
4.2	Laterale Ortsauflösung in Abhängigkeit vom axialen Abstand zum Wandler für $f_0 = 8$ MHz in GaInSn ermittelt aus dem Rayleigh-Sommerfeld-Integral (vgl. Abb. 4.5) [83]. . . . .	51
4.3	Spezifikationen des Modellexperimentes und der Strömungsmessung. . . . .	52
4.4	Messunsicherheitsbilanz für die Geschwindigkeitsmessung mit dem UADV in einer RMF-getriebenen Strömung im Würfel. . . . .	55
5.1	Übersicht der Spezifikationen des PAUDV-Systems. . . . .	75
5.2	Übersicht der Parameter der Schallfeldvermessung. . . . .	77
5.3	Ergebnisse der Schallfeldvermessung, FWHM eines sendeseitig geformten Schallstrahls nach analytischer Abschätzung, numerischer Berechnung und experimenteller Bestimmung. . . . .	77
5.4	Parameter für die numerische Simulation mittels EFIT. Soweit nicht anders angegeben gelten die Werte bei Umgebungstemperatur. . . . .	86

5.5	Übersicht der Parameter des Multimode-Wellenleiters, bei dem auf proximaler Seite ein reales Wandlerarray angebracht ist und auf distaler Seite durch Kalibrierung ein virtuelles Array aufgespannt wird. . . . .	90
5.6	Übersicht der Parameter der Schallfeldvermessung. . . . .	91
5.7	Ergebnisse der Geschwindigkeitsmessung an einem traversierten, punktförmigen Streukörper. . . . .	92
5.8	Übersicht der Parameter der Geschwindigkeitsbildgebung durch den Multimode-Wellenleiter nach Tabelle 5.5. . . . .	95

# Abbildungsverzeichnis

2.1	Sendeseitiges (a) und empfangsseitiges (b) Strahlformen nach dem Phased-Array-Prinzip für jeweils einen Fokuspunkt $x_f$ . Die blau dargestellten Blöcke realisieren den Strahlformer, wobei die Impulsantwort der einzelnen Kanäle durch eine individuelle Verzögerungszeit und Gewichtung gekennzeichnet ist. Beim sendeseitigen Strahlformen überlagern sich die ausgesandten Kugelwellen konstruktiv im Fokuspunkt. Beim empfangsseitigen Strahlformen summieren sich die von den einzelnen Wandlern empfangenen Anteile der vom Fokuspunkt ausgehende Welle (grün) konstruktiv zu einem Zeitpunkt im Ausgangssignal, während die Wellen anderer Quellen (rot) nach der Summation zeitlich verteilt sind. . . . .	16
2.2	Ablauf des TR in einem Medium mit komplexen, unbekanntem Ausbreitungseigenschaften (grau): Bei der <b>Kalibrierung</b> (a) werden die Übertragungsfunktionen vom Ort des Leitsterns $x_f$ hin zu den Elementen des TRM $x_m$ bestimmt. Hier erfolgt dies durch Aussendung eines Dirac-Impulses am Leitstern (Zeitsignal rechts) und dem Aufzeichnen der Impulsantwort am TRM (exemplarische Zeitsignale links) . Bei der <b>Zeitumkehr</b> (b) wird das Sendesignal (Zeitsignal links) mit der zeitumgekehrten Impulsantwort jedes Elementes (Zeitsignale in den Blöcken) gefaltet und ausgesandt. Die Einzelwellen propagieren rückwärts entlang der Ausbreitungspfade der Kalibrierung und überlagern sich konstruktiv am Punkt $x_f$ . Dabei ergibt sich eine Approximation des Sendesignals (Zeitsignal rechts). . . . .	18
2.3	Prinzip des PWD für einen Streukörper: Es werden aufeinanderfolgende Wellenpakete mit einer Wiederholrate $f_{PR}$ ausgesandt, was die langsame Zeitachse $t_s$ aufspannt. Die schnelle Zeitachse $t_f$ des Echosignals korrespondiert mit der Distanz $d$ zum Streukörper. Für eine feste Zeit $t_f = 2d/c$ ergibt sich eine von der Geschwindigkeit $v$ abhängige Phasenverschiebung der Echosignale verschiedener Wellenpakete. . . . .	21

2.4	CRB der Geschwindigkeitsschätzung nach der PWD-Methode für das Signalmodell der kontinuierlichen Aussendung und $N = 1 \dots 8$ Streukörpern, aufgetragen gegenüber (a) dem SNR und (b) $N_{\text{EPP}}$ : Die minimale Unsicherheit steigt mit geringeren SNR, geringerer $N_{\text{EPP}}$ und steigender Anzahl der Streukörper $N$ . . . . .	27
2.5	Schnitt im Abstand von $60\lambda$ durch das Schallfeld eines Wandlers der aktiven Länge von $15\lambda$ , ermittelt aus dem Rayleigh-Sommerfeld-Integral [83]. Der Effektivwert des Schalldrucks $p_{\text{RMS}}$ ist dabei auf dessen Maximum $p_{\text{RMS,max}}$ normiert. . . . .	29
3.1	Beispielhafte Modi zur Bildgebung mit linearen Arrays. . . . .	33
3.2	Übersicht der Systemarchitektur des UADV-Systems. . . . .	33
3.3	Darstellung einer modularen Einheit zur Ansteuerung von 25 Wandler-elementen. . . . .	34
3.4	Baugruppenträger mit Steuer- und 9 Multiplexeinheiten [113]. . . . .	34
3.5	Onlinefähige Signalverarbeitung zur Geschwindigkeitsschätzung nach Loupas et al. [106] implementiert auf einem FPGA und einem PC. . . . .	36
3.6	Schema (a) und Foto (b) eines Aufbaus zur Rückführung auf die SI-Einheiten. Der Kern einer Glasfaser (GF) wird mittels eines Linearverschiebetischs (LS) axial entlang der Schallkeule eines Ultraschallwandlers (US) in einem Wasserbad bewegt. Dabei ermittelt ein Laservibrometer (LV) dessen Referenzgeschwindigkeit ( $v_{\text{ref}}$ ) und -position ( $s_{\text{ref}}$ ). . . . .	39
3.7	Relative systematische Abweichung (a,b) und relative Standardabweichung (c,d) der Geschwindigkeitsschätzung gegenüber dem SNR für wandferne ( $\text{CSR}_1 = -19,0$ dB a,c) und wandnahe Messungen ( $\text{CSR}_2 = -7,3$ dB b,d); die relative systematische Abweichung von (DEF) in (b) ist außerhalb des Diagramms: $\Delta v/v_{\text{ref}} < -42$ %; die Fehlerbalken kennzeichnen das 95%-Konfidenzintervall, die gestrichelte Linie die Unsicherheit der Referenzgeschwindigkeit. . . . .	43
4.1	Experimenteller Aufbau: (a) Spulenanordnung zur Erzeugung eines RMF im MULTIMAG mit Würfel (innere Kantenlänge $L_{\text{cube}} = 67,5$ mm, gefüllt mit GaInSn) im Zentrum; (b) Foto in der Draufsicht. . . . .	47
4.2	Strömungsmesstechnik im MHD-Experiment: (a) die zentrale horizontale und eine zentrale meridionale Ebene werden mit jeweils zwei US-Wandlerarrays erfasst; (b) exemplarisches Geschwindigkeitsvektorfeld. . . . .	48
4.3	Lineares Ultraschallwandler-Array: (a) Elementanordnung (b) Foto der Sensorfront (c) Röntgenbild des Sensors in der Draufsicht (mit freundlicher Unterstützung des Instituts für Aufbau- und Verbindungstechnik der Elektronik). . . . .	51
4.4	Schema zur Ansteuerung von 25 Wandler-elementen im TDM/SDM mit $n_{\text{SW}} = 6$ Schaltschritten; zeitlicher Abstand von mindestens einem freien Zeitschritt pro Wandler und einem räumlichen Abstand von vier freien Wandler-elementen wird gewährleistet. . . . .	53

4.5	Schallfeld eines Wandlerpaares mit einer aktiven Länge von 5 mm bei $f_0 = 8$ MHz in GaInSn ermittelt aus dem Rayleigh-Sommerfeld-Integral [83].	54
4.6	Gemittelte Geschwindigkeitsvektorfelder der Primärströmung in der $xy$ -Ebene (a,c,e) bzw. der Sekundärströmung in der $yz$ -Ebene (b,d,f) für die magnetischen Taylorzahlen $Ta = 1 \times 10^5$ (a,b), $Ta = 2,6 \times 10^5$ (c,d) und $Ta = 1 \times 10^6$ (e,f).	57
4.7	Normierte gemittelte Geschwindigkeiten $v_x$ und $v_y$ entlang einer Linie in der Primär- und Sekundärströmung.	58
4.8	Mittlere kinetische Energie $\bar{E}_{kin}$ der Primär- und Sekundärströmung in Abhängigkeit von $Ta$ .	59
4.9	Mittlere Turbulenzintensität $\bar{I}$ in Abhängigkeit von der magnetischen Taylorzahl für $Ta = 1 \times 10^5 \dots 1 \times 10^6$ ; zur Berechnung herangezogen wurden alle Punkte einer Messung mit $\bar{v} > 0,5 \cdot \bar{v}_{max}$ .	60
4.10	Mittlere kinetische Energie der Primär- und Sekundärströmung um den Einschaltzeitpunkt $t = 0$ bei (a) $Ta = 1,0 \times 10^5$ , (b) $Ta = 2,6 \times 10^5$ , (c) $Ta = 1,0 \times 10^6$ ; Mediangefiltert über jeweils 10 Zeitschritte. Die gestrichelte Linie kennzeichnet $T_{ia}$ .	62
4.11	$T_{ia}$ bestimmt aus der kinetischen Energie $E_{kin}$ in Abhängigkeit von $Ta$ für $Ta = 1 \times 10^5 \dots 1 \times 10^6$ .	63
4.12	Zeitliche Evolution der Geschwindigkeitsvektorfelder eines Einschaltvorgangs in der $xy$ -Ebene (links) bzw. $yz$ -Ebene (rechts) bei $Ta = 2,6 \times 10^5$ ; gemittelt über 5 s.	64
4.13	Anteil der durch die $m$ -te Mode beschriebene Energie $\lambda_m / \Sigma \lambda$ (blaue Kreuze, linke Achse) sowie der bis zur $m$ -ten Mode kumulierten Energie $\lambda_{cum,m} = \Sigma_{n=1}^m \lambda_n$ (blaue Linie, rechte Achse) für die POD der Kombination der Messungen A und B bei $Ta = 2,6 \times 10^5$ . Die Moden bis einschließlich der fünften beschreiben 76,4 % der kinetischen Energie der Strömung.	66
4.14	Zeitverlauf für $t = 0 \dots 1000$ s der Amplituden zu den Moden 1-5 für zwei Messungen bei $Ta = 2,6 \times 10^5$ ; die gestrichelte Linie kennzeichnet $T_{ia}$ .	67
4.15	Strömungsmoden 1-5 der Messung A und B bei $Ta = 2,6 \times 10^5$ in der horizontalen (links) und in der meridionalen Ebene (rechts).	68
4.16	Momentane Schwingungsamplitude (a) und Frequenz (b) der Moden 2 und 3 ermittelt aus einer Hilbert-Transformation, sowie momentane Phasendifferenz der Moden 2 und 3 (c). Das Anschwingen der Oszillation erfolgt zum Zeitpunkt $t = 458$ s für die Messung A und bei $t = 505$ s für die Messung B. Die Frequenz der Oszillation konvergiert zu $f = 0,072$ Hz im stationären Zustand, mit einer Phasendifferenz beider Moden zueinander von $\Delta\phi_{23} = -\pi/2$ .	69
5.1	Architektur des PAUDV-Systems: Bis zu 8 Transceivermodule und eine Steuereinheit werden in einem 19-Zoll-Baugruppenträger gehalten und mit einer zentralen Steuer- und Signalverarbeitungseinheit verbunden [146].	74

5.2	Foto des PAUDV: 19-Zoll-Baugruppenträger mit der Steuereinheit (Mitte) und acht Transceivermodulen. . . . .	75
5.3	Numerische und experimentelle Schallfelder von 32 Elementen des Wandlerarrays. . . . .	78
5.4	Ausbreitungseigenschaften eines Wellenleiters und Kompensation durch TR aus einer numerischen Simulation mittels EFIT ohne Berücksichtigung von Dämpfung: normierte Schalldruckamplituden auf einer Linie entlang des distalen Endes eines Wellenleiters nach Tab. 5.5 bei Anregung auf proximaler Seite bei $t = 0$ durch (a) eine 0,5 mm breite Impulsquelle bzw. durch (b) ein TR-Muster. . . . .	82
5.5	Temperaturverläufe in einem Wellenleiter nach Tab. 5.4 mit einem um $\Delta T_{\max}$ gegenüber der Umgebungstemperatur erhitzten distalen Ende. . . . .	83
5.6	Schnitt durch das Schallfeld nach Fokussierung durch den Wellenleiter (vgl. Tab. 5.5) mit TR für die Punkte $P_1 = (0 \text{ mm}, 34 \text{ mm})$ (a) und $P_2 = (17 \text{ mm}, 34 \text{ mm})$ (b). $\Delta y$ gibt dabei den lateralen Abstand zu diesen Punkten an. Aus numerischer Simulation mittels EFIT. . . . .	84
5.7	Stabilitätsanalyse der Fokussierung mit TR: Halbwertsbreite FWHM (blau), sowie die PBR (rot) der Fokuspunkte bei $P_1 = (0 \text{ mm}, 34 \text{ mm})$ (a) und $P_2 = (17 \text{ mm}, 34 \text{ mm})$ (b) für einen um $\Delta T_{\max}$ am distalen Ende erhitzten Wellenleiter (vgl. Tab. 5.5). Numerische Simulation mittels EFIT. . . . .	85
5.8	Vergleich einer flächigen Bildgebung mit TR (a) und TRVA (b). Das graue Rechteck stellt ein Medium mit komplexen Ausbreitungseigenschaften dar, beispielsweise einen Multimode-Wellenleiter, das blaue Rechteck das gewünschte Messvolumen. Die Sterne zeigen die Punkte (Leitsterne) an denen eine Kalibrierung durchgeführt wird. . . . .	89
5.9	Schallfeld eines sendeseitig mittels TRVA auf den Punkt $P = (0 \text{ mm}, 34 \text{ mm})$ fokussierten Strahls (a) und lateraler Schnitt durch den Fokuspunkt mit einer Halbwertsbreite von $\text{FWHM} = 2,55 \text{ mm} = 5,1\lambda$ . . . . .	92
5.10	Experimenteller Aufbau zur Geschwindigkeitsbildgebung in einer Metallschmelze: (a) Schema (b) Foto. . . . .	95
5.11	Ergebnisse der planaren, einkomponentigen (2d-1c) Strömungsbildgebung einer RMF-getriebenen Schmelze gemittelt aus $N = 250$ Wiederholungen: (a) Referenz (b) unkorrigierte Messung durch den Wellenleiter (c) TRVA-Messung. . . . .	96
5.12	Geschwindigkeitsprofile der Referenz, der unkorrigierten Messung und der TRVA-Messung durch einen Wellenleiter entlang einer Linie bei $y = 40 \text{ mm}$ . Jeweils farblich hinterlegt sind die Messunsicherheiten nach GUM aus Gl. (5.20) mit einem Erweiterungsfaktor $k_p = 1$ (das Unsicherheitsband umfasst somit $\pm\sigma_v$ ). . . . .	97

# 1 Einleitung

## 1.1 Motivation

Bei einer Vielzahl von bedeutsamen industriellen Prozessen bestimmt die Strömung von Schmelzen den lokalen Wärme- und Stofftransport und hat damit maßgeblichen Einfluss auf die Qualität des Endproduktes, die Prozessausbeute und den Energieeinsatz. Daher sind im Rahmen der Bestrebungen zu "intelligenten Fabriken" einerseits die In-Prozess-Messung der relevanten Größen, andererseits geeignete Einflussmöglichkeiten auf die heißen Schmelzen nötig. Für Letzteres kann man mit den Mitteln der Magnetohydrodynamik (MHD) durch magnetische Wechselfelder berührungslos auf elektrisch leitfähige Schmelzen einwirken [1]. Dadurch kann die Ressourcen- und Kosteneffizienz eines Prozesses erheblich gesteigert und ein indirekter Beitrag zum Umweltschutz geleistet werden. Konkret bedeutet dies für zwei exemplarische industrielle Prozesse:

- **Stahl-Strangguss:** Die Stahlindustrie ist mit 15 % der weltweit der größte Energieverbraucher, wobei für jede Tonne Stahl im Schnitt 1,9 t CO<sub>2</sub> emittiert werden [2]. Das auf 96 % des Rohstahls angewandte Gießverfahren ist der Stahl-Strangguss [3], daher führen kleine Verbesserungen des Ertrags zu hohen energetischen Einsparungen. Beim Stranggussverfahren wird der flüssige Rohstahl über ein Tauchrohr in eine Kokille geleitet und daraus kontinuierlich ein Strang gezogen. Durch fortschreitendes Abkühlen erstarrt erst eine äußere Schale und dann der gesamte Querschnitt. Die Schmelzströmung in der Kokille hat einen direkten Einfluss auf die Stahlqualität und den Ertrag, was im Extremfall bis zu einem Durchbruch der Strangschale und damit zu einem kompletten Produktionsstillstand mit hohen Verlusten führen kann [4]. Daher ist es wünschenswert, einerseits eine weitreichende Prozessüberwachung der Strömung und Struktur in der Kokille zu realisieren und andererseits die Schmelzströmung auf geeignete Art zu beeinflussen. Eine berührungslose Strömungskontrolle wird beispielsweise mit dem *electromagnetic braking* realisiert, was zu einer Verbesserung der Materialhomogenität des Stahls und Reduktion der Einschlüsse führen kann [5]. Dabei wird ein magnetisches

Gleichfeld angelegt, dass analog zu einer Wirbelstrombremse über Lorentzkräfte dämpfend auf die Strömung wirkt und so die Mitnahme nichtmetallischer Partikel von der Schmelzbadoberfläche verhindern soll. Allerdings zeigen experimentelle Studien in jüngerer Zeit einen konträren Effekt zur Strömungsberuhigung: Der Strahl aus dem Tauchrohr beschleunigt sich signifikant und ändert seine Lage [6]. Dies verdeutlicht einen grundlegenden Forschungsbedarf hinsichtlich der komplexen Interaktion von Schmelze und Magnetfeld an geeigneten Modellen und bekräftigt die Erfordernis einer In-Prozess-Strömungsmessung.

- **Silizium-Kristallzucht:** Der globale Übergang von fossilen zu erneuerbaren Energiequellen ist eine zwingende Folge der Endlichkeit natürlicher Ressourcen. So ist es in der Bundesrepublik Deutschland erklärtes Ziel, bis zum Jahr 2025 mehr als 40 % des Stromverbrauchs aus regenerativen Quellen, vorwiegend aus Wind- und Photovoltaikanlagen, zu decken und dabei diesen beachtlichen Ausbau kosteneffizient zu gestalten [7]. Dazu müssen insbesondere die Kosten pro Watt installierter Leistung reduziert werden, was bei der Photovoltaik über eine Effizienzsteigerung der Zellen bei gleichzeitiger Senkung der Produktionskosten erreicht werden kann. Analog zum Mooreschen Gesetz der Mikroprozessorfertigung besagt das Swanson'sche Gesetz eine 20%-ige Reduktion der Leistungskosten für eine Verdopplung der kumulativ installierten Leistung der Photovoltaik voraus [8]. Ein Ansatzpunkt dazu ist die Optimierung des Silizium-Kristallzucht-Prozesses. Bei der gerichteten Erstarrung, dem dominierenden Herstellungsverfahren für Photovoltaik-Silizium, wird das Rohmaterial in einen Tiegel mit rechteckigem Querschnitt gegeben und durch meist resistive Heizung verflüssigt. Die Kristallisation erfolgt durch Aufprägen eines Temperaturgradientens, so dass vom Boden her eine Erstarrung einsetzt. Sowohl die Form und Dynamik der Grenzfläche als auch die Strömung in der Schmelze haben dabei Einfluss auf die Defektdichte im Kristall und bestimmen damit entscheidend den Ertrag des Prozesses und den Wirkungsgrad der Solarzelle [9]. Die magnetischen Wechselfelder der resistiven Heizung können zur gezielten Beeinflussung der Schmelzströmung genutzt werden, wenn die Interaktion von Magnetfeld und Schmelze verstanden wird [10].

Neben den Beispielen zum Forschungsbedarf an industriellen Prozessen sind auch eine Reihe technischer, geo- und astrophysischer Vorgänge durch MHD bestimmt [1]. Dies motiviert weitere Grundlagenforschung sowie konkret auf diese Prozesse bezogene Untersuchungen. Dabei sind verbreitete Ansätze, um einen Erkenntnisgewinn in der MHD zu erlangen:

- **analytische Berechnung/numerische Simulation:** Die grundlegenden Zusammenhänge der MHD also insbesondere die Navier-Stokes- und Maxwell-Gleichungen können analytisch oder numerisch gelöst werden, wobei sich der analytische Ansatz auf einfache Fälle beschränkt [1]. Die Verwendung numerischer Simulationen, auch *computational magnetohydrodynamics* genannt, ist auch für komplexere Untersuchungsobjekte geeignet, die räumlich und zeitlich diskretisiert

und dann iterativ berechnet werden. Das Ergebnis ist meist ein dreidimensionales, dreikomponentiges und zeitaufgelöstes Geschwindigkeitsfeld, welches eine umfassende Analyse von Strömungsphänomenen ermöglicht. Für turbulente Strömungen ist allerdings die Annahme eines Turbulenzmodells, oder im Falle der direkten numerischen Simulation, eine sehr hohe Anzahl von Gitterpunkten nötig. Letzteres schränkt trotz des in jüngster Zeit erfolgten Anstiegs an verfügbarer Rechenleistung den Anwendungsbereich stark ein. Weiterhin ist zur Validierung der Annahmen an die (unsicherheitsbehafteten) Materialparameter, Randbedingungen und getroffenen Vereinfachungen immer eine Kalibrierung der Numerik an experimentellen Daten notwendig [11].

- **Modellexperiment:** Für ein Modellexperiment wird ein zu untersuchender Prozess durch Nutzung von Skalierungsgesetzen auf einen laborgerechten Maßstab, insbesondere hinsichtlich der Abmessungen und der Temperatur, gebracht [11]. Die eingesetzten Fluide müssen dabei typischerweise eine gute elektrische Leitfähigkeit aufweisen, daher ist der Einsatz niedrig-schmelzender Metalle wie die Legierung Gallium-Indium-Zinn (GaInSn, Schmelztemperatur  $\vartheta = 10^\circ\text{C}$  [12]) eine etablierte Vorgehensweise in der MHD [13]. Entscheidend für den Erkenntnisgewinn eines Modellexperiments ist eine geeignete Messtechnik für alle relevanten Größen. Insbesondere für komplexe, instationäre Strömungsfelder ist dabei eine mehrkomponentige, mehrdimensionale Bildgebung nötig.
- **In-Prozess-Messung:** Im Gegensatz zu geophysischen und astrophysischen MHD-Phänomenen sind technische und industrielle Prozesse teilweise auch unmittelbar zugänglich. Werden die oftmals harschen Umgebungsbedingungen, insbesondere hohe Temperaturen, chemische Korrosivität und mechanische Beanspruchung überwunden, so kann mit einer In-Prozess-Messung die direkteste Form der Untersuchung vorgenommen werden. Im Falle einer onlinefähigen In-Situ-Messung kann man zudem den Regelkreis schließen und damit eine gezielte Prozessbeeinflussung mit potentiell hohen Effizienzgewinnen erreichen [14].

Um einen Beitrag in der MHD-Forschung zu leisten, ergeben sich für die Messtechnik insbesondere folgende Ansatzpunkte: Einerseits sind bildgebende, nicht-invasive Strömungsmessverfahren für opake Fluide bei Raumtemperatur nötig, die eine geeignete Orts- und Zeitauflösung, Messdauer und Messunsicherheit aufweisen. Andererseits ist eine nichtinvasive Struktur- und Strömungsbildgebung an heißen, undurchsichtigen Fluiden ( $\vartheta > 300^\circ\text{C}$ ) nötig, die in harschen industriellen Umgebungen einsetzbar ist.

## 1.2 Stand der Technik

Seit den Anfangsjahren der MHD wurden bereits invasive, punktförmige Geschwindigkeitsmessverfahren wie beispielsweise Pitot-Sonden [15], Potentialdifferenzsonden [16, 17], Hitzdrahtanemometer [18] oder Kraftsonden [19] eingesetzt. Der vordergründige Nachteil invasiver Methoden ist jedoch die Beeinflussung der Strömung durch

das Einbringen von Sensoren an den Messort. Weiterhin ist der direkte Kontakt mit der Schmelze aufgrund der chemische Aggressivität und der Exposition gegenüber Verunreinigungen in den meisten Fällen problematisch. Eckert et al. [20, 21] zeigen eine Übersicht der in jüngster Zeit verstärkt eingesetzten nicht-invasiven Verfahren. Im Folgenden sollen vorhandene Strömungsmessverfahren für opake Fluide betrachtet werden, die nicht-invasiv und zur Bildgebung geeignet sind. Ihre Spezifikationen sind in Tab. 1.1 zusammengefasst.

*Lorentz force velocimetry (LFV):* Thess et al. [22] beschreiben ein berührungsloses Strömungsmessverfahren für leitfähige Fluide, die LFV. Wird ein elektrischer Leiter, beispielsweise eine leitfähige Flüssigkeit, durch ein Magnetfeld bewegt, so werden Wirbelströme induziert. Diese interagieren wiederum mit dem Magnetfeld und führen zu einer wechselseitigen Kraftwirkung zwischen Leiter und dem Magneten, der Lorentzkraft. Die Kraftdichte  $f$  ist dabei proportional zur Geschwindigkeit  $v$ , der elektrischen Leitfähigkeit  $\sigma$  und zum Quadrat der magnetische Flussdichte  $B$ :  $f \propto \sigma v B^2$ . Die LFV misst die Kraft auf einen Permanentmagneten in der Nähe der Strömung und kann damit auf die integrale Geschwindigkeit des vom Magnetfeld durchdrungenen Fluides schließen. Dabei sind typischerweise Kräfte im Bereich von wenigen Millinewton aufzulösen, was durch eine Kombination eines Biegebalkens mit einer optischen Auslenkungsmessung realisiert wird [23]. Heinicke und Wondrak [24] demonstrieren durch Nutzung stark inhomogener Magnetfelder eine orts aufgelöste Messung nahe der Fluidoberfläche. Die lokale LFV liefert dabei punktförmige Geschwindigkeitsinformationen; in Kombination mit einer mechanischen Traversierung des Messaufbaus kann damit eine flächige Strömungsmessung nahe der Wand mit  $\approx 30$  mm Ortsauflösung erreicht werden [23]. Eine Abwandlung des Messprinzips ist die *time-of-flight* LFV [25, 26]. Bei ihr werden zwei Kraftaufnehmer in bekanntem Abstand  $l$  positioniert. Fluktuationen in der Leitfähigkeit des Mediums und der Strömung bilden ein charakteristisches Zeitsignal  $F(t)$ , das auf beiden Detektoren erfasst wird:  $F_1(t) = F(t)$ ;  $F_2(t) = F(t + \tau)$ . Eine Korrelation beider Zeitsignale liefert die Zeitverzögerung  $\tau$  zueinander, mittels derer man auf die Fluidgeschwindigkeit  $v$  nach  $v = l/\tau$  schließen kann. Im Gegensatz zur oben genannten Variante besteht keine Abhängigkeit zur spezifischen elektrischen Leitfähigkeit  $\sigma$  des Fluides und zur magnetische Flussdichte  $B$ , d.h. diese Größen müssen nicht bekannt sein, bzw. kalibriert und über die Messung konstant gehalten werden.

*Contactless inductive flow tomography (CIFT):* Ein weiteres induktionsbasierendes Verfahren zur berührungslosen Strömungsmessung in opaken Fluiden ist die von Stefani und Gerbeth [27] beschriebene CIFT. Wie auch bei der LFV werden durch ein externes Magnetfeld elektrische Wirbelströme in einem bewegten Leiter induziert. Diese wiederum erzeugen ein Magnetfeld, das außerhalb des Fluides detektiert werden kann. Zur Rekonstruktion des Strömungsfeldes im Fluid muss ein schlecht gestelltes („ill posed“) inverses Problem gelöst werden. Stefani und Gerbeth [27] zeigen, dass eine eindeutige Lösung zumindest zwei Messungen mit orthogonalen externen Magnetfeldern erfordert und ein dreidimensionales, dreikomponentiges (3d-3c) Strömungsfeld liefert.

Eine Tiefenauflösung kann dabei durch den Einsatz einer Wechselfeldanregung mit mehreren Frequenzen erreicht werden. Wondrak et al. [28] demonstrierte CIFT an Modellexperimenten zum Stahl-Stranggussprozess. Dabei registrierten Fluxgate-Sensoren die strömungsinduzierten Magnetfelder im Nanotesla-Bereich, was die Messung sehr empfindlich gegenüber elektromagnetischen Störeinflüssen macht. Daher fand im Experiment keine magnetische Beeinflussung der Strömung statt, sondern es wurde lediglich das Messfeld von  $\approx 1$  mT aufgebracht. Ratajczak et al. [29] liefert einen Ansatz für die Strömungsmessung auch bei externen Magnetfeldern, wie sie beim *electromagnetic braking* im Stahlstrangguss auftreten. Dazu wird die zeitliche Ableitung des örtlichen Magnetfeldgradientens durch ein gegenläufig gewickeltes Spulenpaar aufgenommen, was eine Messung über einen hohen dynamischen Bereich der Magnetfeldstärke ermöglicht.

*Röntgen-/neutronenstrahlbasierte Verfahren:* Röntgen- [30, 31] oder neutronenstrahlbasierte [32] Tomographieverfahren werden zur berührungslosen Strömungsbildgebung in Ein- und Mehrphasenströmungen eingesetzt. Wie bei der *particle imaging velocimetry* (PIV) wird das Fluid zeitlich aufeinanderfolgend (mit einer Periodendauer  $\Delta t$ ) abgebildet und anhand der Korrelation der Einzelbilder eine orts aufgelöste Verschiebung  $\Delta x$  errechnet. Über den Zusammenhang  $v = \Delta x / \Delta t$  kann damit eine Geschwindigkeitsmessung mit zwei Komponenten (2d-2c) erreicht werden. Für die Abbildung der Strömung ist ein Absorptionskontrast der jeweiligen Strahlung an den Komponenten einer Mehrphasenströmung, bzw. an einem Kontrastmittel bei Einphasenströmung nötig. Barthel et al. [30] stellen zudem eine weitere Realisierung des Messprinzips vor: Es werden röntgentomographische Aufnahmen zweier Querschnitte im Abstand  $l$  einer Rohrströmung mit einer Bildrate von 4 kHz erstellt. Beide Bilder werden einer zeitlichen Kreuzkorrelation unterzogen und dabei eine Zeitverschiebung  $\tau$  bestimmt. Damit kann flächig die axiale Geschwindigkeitskomponente (2d-1c) nach  $v = l / \tau$  mit einer Ortsauflösung von  $\approx 1$  mm und einer Zeitauflösung von 2 Hz ermittelt werden.

*Ultraschall-Laufzeit-Differenz-Verfahren:* Eine Methode zur integralen Messung der Strömungsgeschwindigkeit  $v$  entlang eines Schallausbreitungspfades zwischen zwei Ultraschallwandlern stellt das Laufzeit-Differenz-Verfahren dar. Dazu werden die Laufzeiten jeweils eines Wellenpakets wechselseitig stromaufwärts ( $t_{\text{up}}$ ) und stromabwärts ( $t_{\text{down}}$ ) gemessen. Durch den Mitnahmeeffekt addieren bzw. subtrahieren sich dabei Schallgeschwindigkeit  $c$  und die Komponente  $v$  der Strömungsgeschwindigkeit in Schallausbreitungsrichtung, so dass gilt:

$$t_{\text{up}} = \frac{l}{c - v}, \quad (1.1)$$

$$t_{\text{down}} = \frac{l}{c + v}. \quad (1.2)$$

Aus den gemessenen Laufzeiten können anschließend bei bekannter Pfadlänge  $l$  die integrale Schall- und Strömungsgeschwindigkeit entlang der Ausbreitungsrichtung (0.5d-1c)

berechnet werden [33, 34]:

$$v = \frac{l}{2} \frac{t_{\text{up}} - t_{\text{down}}}{t_{\text{up}} t_{\text{down}}}, \quad (1.3)$$

$$c = \frac{l}{2} \frac{t_{\text{up}} + t_{\text{down}}}{t_{\text{up}} t_{\text{down}}}. \quad (1.4)$$

Das Laufzeit-Differenz-Verfahren wird wegen seiner Robustheit insbesondere in der Prozessmesstechnik zur Durchflussbestimmung von Öl [35], technischen Gasen [36], Brauchwasser [33] oder in der Lebensmittelindustrie [37] eingesetzt. Besic et al. [38] erweitern das Laufzeit-Differenz-Verfahren um einen Tomographie-Algorithmus, der aus 32 Einzelpfadmessungen ein flächiges, dreikomponentiges Strömungsfeld (2d-3c) in einem Rohr bestimmt. Dazu wird zur Lösung des schlecht gestellten („ill posed“) inversen Problems ein Ansatz der axialen, radialen und ortho-radialen Geschwindigkeitskomponenten als Reihe von Zernike-Polynomen gemacht. Die Rekonstruktion erfolgt anschließend über eine Tikhonov-Regularisierung. Für eine gegebene Konfiguration in einem Rohr wurde eine Messunsicherheit der Durchflussrate von  $< 2\%$  bestimmt.

*Medizinische Ultraschall-Doppler-Bildgebung:* Die Anwendung von Ultraschall in der Medizin hat sich im letzten Jahrhundert bis in die Gegenwart als wichtiges diagnostisches und therapeutisches Werkzeug etabliert. Eine weitgreifende Verbreitung erlangten Ultraschall-basierte (US) Verfahren insbesondere durch den Verzicht auf ionisierende Strahlung, deren Nichtinvasivität und durch den im Vergleich zu anderen Verfahren geringeren Aufwand [39]. 1942 demonstrierte Dussik [40] die Darstellung von Strukturen in biologischen Geweben über ihre unterschiedlichen Schallausbreitungseigenschaften. Dazu wurde die Absorption eines kontinuierlich ausgesandten Ultraschallstrahls durch den Schädel eines Patienten gemessen und so ein „Ultraschallbild“ mit sechs Pixeln aufgenommen. Durch den Einsatz kurzer Ultraschallpulse und der Darstellung der Intensität der empfangenen Echointensität über der Schalllaufzeit konnten Edler und Hertz [41] eine linienhaft orts aufgelöste Messung realisieren. Sie begründeten damit auch die in der Diagnostik geläufige *B-Mode*-Darstellung, bei der die Echointensität helligkeitskodiert abgebildet wird [42, 43]. Im Jahre 1957 zeigte Satomura [44] erstmals die diagnostische Nutzung der Dopplerverschiebung. Dazu wurde ein kontinuierlicher US-Strahl auf ein schlagendes Herz ausgesandt und die Dopplerfrequenzen aufgrund der Bewegungen verschiedener Herzbestandteile, insbesondere der Vorhöfe, Kammerwände und Herzklappen, hörbar gemacht. Dies erlaubt eine nichtinvasive Erkennung verschiedener Herzkrankheiten, wie beispielsweise den unvollständigen Auswurf des Kammerinhaltes bei der Kontraktion. Eine nichtinvasive Strömungsmessung des Blutflusses in einer menschlichen Arterie wurde 1960 von Satomura und Kaneko [45] gezeigt. Dabei wurde die Dopplerverschiebung von kontinuierlichem Ultraschall an bewegten Partikeln im Blut detektiert und so integral die Geschwindigkeit erfasst. Eine orts aufgelöste Messung entlang einer Linie (1d-1c) konnte durch den Einsatz von kurzen Ultraschallpulsen nach dem Pulswellen-Doppler-Verfahren (PWD, *pulse wave Doppler*)

gezeigt werden [46]. Eine weitere Steigerung der Dimensionalität der Messung wurde durch den Einsatz von linearen Arrays erreicht, welche die farbkodierte Darstellung der Geschwindigkeit in einer Messebene (2d-1c), dem sogenannten *Color-Doppler*-Betrieb, ermöglichen. Zweikomponentige Messungen in einer Ebene (2d-2c) werden unter dem Begriff „*vector Doppler*“ zusammengefasst. Sie basieren auf einer Dopplerauswertung aus verschiedenen Richtungen („*crossed beam*“) [47] oder einer räumlichen Kreuzkorrelation zur Verfolgung von Speckle-Mustern („*speckle tracking*“) [48], welches allerdings nicht auf Nutzung des Doppler-Effektes beruht. Eine dreidimensionale, dreikomponentige (3d-3c) Geschwindigkeitsmessung kann unter Nutzung von flächigen Ultraschallarrays erreicht werden [49]. Neben der Erhöhung der Dimensionalität ist eine Steigerung der Bildrate eine wichtige Anforderung insbesondere aus der Kardiologie. Damit können die Vorgänge innerhalb eines Herzzyklus aufgelöst und umfassend visualisiert werden. Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass im medizinischen Bereich eine hochauflösende Messtechnik zur Strömungsbildgebung kommerziell verfügbar ist.

*Ultrasound Doppler velocimetry (UDV)*: Die hauptsächlich im Kontext der Medizintechnik entwickelten Prinzipien zur Strömungsmessung wurden auch auf eine Vielzahl anderer Bereiche wie die Prozessmesstechnik [50, 51], den Wasserbau [52] und die MHD-Forschung übertragen [53, 54]. Dabei ergeben sich im Vergleich zum medizinischen Einsatz zusätzliche Anforderungen, wie beispielsweise Korrosionsbeständigkeit und eine lange Messdauer ( $> 1$  h). Andererseits ist beispielsweise die Patientensicherheit (und eine damit einhergehende Beschränkung der Ultraschalldosis) in der MHD nicht relevant. Im Jahre 1991 demonstrierte Takeda [55] den Einsatz des PWD-Verfahrens in Wasser- und Quecksilberströmungen. Es wurden sowohl linienhafte (1d-1c), zeitaufgelöste Messungen instationärer Strömungen, als auch zusammengesetzte flächige Strömungsprofile (2d-2c) unter Annahme von Stationarität gezeigt. Das PWD-Verfahren wurde später auch für andere niedrigschmelzende Metalle wie Gallium [56] oder eine Gallium-Indium-Zinn-Legierung (GalInSn) [57] angewandt. Die Reflexion von Ultraschall innerhalb des Fluids erfolgt dabei an extern zugegebenen Streupartikeln im Falle von Wasser, bzw. an intrinsisch vorhandenen Inhomoginitäten im Fall von Quecksilber, Gallium und GalInSn. Kommerziell erhältliche Strömungsmesstechniken unterstützen typischerweise bis zu 30 Einzelwandler im sequentiellen Multiplex [58, 59]. Eine darüber hinausgehende Bildgebung wird meist über mechanisches Traversieren der Wandler erreicht. Neben der Geschwindigkeitsmessung können mittels Ultraschall weitere Messmodalitäten erhoben werden: So zeigten Wiklund et al. [50] die Bestimmung rheologischer Parameter eines Fluides direkt in einem Prozess der Lebensmitteltechnik. Dazu wird aus einem linienhaften Geschwindigkeitsprofil  $v(x)$  und einer Druckdifferenzmessung  $\Delta p$  die Schergeschwindigkeit  $\dot{\gamma}(x)$  und die Schubspannungsverteilung  $\tau(x)$  ermittelt. Daraus kann nach  $\eta = \tau/\dot{\gamma}$  die Viskosität des Fluides bestimmt werden. Weiterhin kann die Abhängigkeit der Schallgeschwindigkeit von der Fluidtemperatur zur integralen Temperaturmessung genutzt werden [60]. Eine Bestimmung von Konzentrationen und Partikelgrößen bei mehrphasigen Fluiden ist über den Zusammenhang mit der frequenzabhängigen Schalldämpfung möglich [61].

	LFV	CIFT	Röntgento- mographie	Ultraschallbasierte Verfahren		
typ. Ortsauflösung	≈ 30 mm [23]	≈ 20 mm [62]	1 mm [30]	k.A.      5... 9 mm [63] ≈ 0,5 mm [64]		
typ. Zeitauflösung	k.A.	6,3 Hz [23]	63 Hz [65, 66]	k.A.      5 Hz [63]      150 Hz [64]		
Bildgebung (ohne mechanisches Traversieren)	1d-2c [62] 1d-3c [67]	3d-3c [23]	2d-1c [66]	1d-1c [36] 2d-3c [38]	10×1d-1c [63]      2d-1c [64]	
berührungslos	ja	ja	ja	nein	nein	nein
Eingesetzt bei Temperaturen bis	720 °C [68]	200 ... 400 °C [	k.A.	> 600 °C [36]	> 750 °C (lediglich 1d-1c) [69]	≈ 37 °C
Einsatz ionisierender Strahlung	nein	nein	ja	nein	nein	nein
Streupartikel im Fluid nötig	ja	nein	ja	nein	ja	ja
elektrisch leitendes Fluid nötig	ja	ja	nein	nein	nein	nein

Tabelle 1.1: Vergleich potentiell bildgebender, nicht-invasiver Strömungsmessverfahren für opake Fluide und deren typische Einsatzfälle.

*Der Bedarf an erweiterter Messtechnik für Modellexperimente* ergibt sich aus den speziellen Anforderungen der MHD. Dabei müssen komplexe, instationäre Strömungsfelder mit geeigneter zeitlicher Auflösung durch mehrkomponentige, mehrdimensionale Bildgebung erfasst werden. Das **LFV** [23] erreicht eine Bildgebung nur durch mechanisches Traversieren, was ungeeignet für die Vermessung transienter Strömungen ist, oder durch parallel eingesetzte Sensoren, was mit einem Sensor pro Bildpunkt einen sehr hohen Aufwand darstellt. Weiterhin kann nur die Strömung nahe der Oberfläche erfasst werden. Das **CIFT** [29] liefert ein globales Strömungsabbild, welches jedoch auf weitreichende Annahmen an die Strömung und die Randbedingungen beruht. Weiterhin ist die Ortsauflösung für den Einsatz an Modellexperimenten vergleichsweise grob. Die **röntgen-/neutronenstrahlbasierten Verfahren** [30] sind durch einen hohen apparativen Aufwand und Einsatz von ionisierender Strahlung gekennzeichnet. Daher sind diese für einen Großteil der Modellexperimente in der MHD nur bedingt geeignet. Eine Geschwindigkeitsmessung nach dem **Ultraschall-Laufzeit-Differenz-Verfahren** [33] liefert nur eine integrale Information, für eine Bildgebung ist Tomographie nötig. Weiterhin ist der Einsatz in Medien mit hoher Schallgeschwindigkeit bei kleinen Abmessungen und geringen Strömungsgeschwindigkeiten sehr ungünstig hinsichtlich der Messunsicherheit. **Medizinische Ultraschall-Doppler-Messsysteme** [47] sind durch örtlich und zeitlich hochaufgelöste, mehrkomponentige Bildgebung für die Erfassung komplexer, instationärer Strömungsfelder geeignet. Allerdings sind sie nicht auf die konkreten Anforderungen der MHD zugeschnitten und hinsichtlich der mechanischen und digitalen Schnittstellen, der geforderten Messdauer und ihrer Flexibilität dort nicht direkt einsetzbar. Zudem schränken für die MHD irrelevante medizinische Überlegungen, wie Patientensicherheit [70] und die Zertifizierung medizinischer Geräte [71], den Einsatz ein und erhöhen die Kosten. Kommerziell erhältliche, für strömungsmechanische Untersuchungen ausgelegte **Ultraschall-Doppler-Velocimeter** [58, 59] weisen hingegen keine geeignete Bildgebung auf: Nur durch mechanische oder streng sequentielle, elektronische Traversierung kann ein flächiger Messbereich aufgespannt werden, was jedoch für komplexe, instationäre Strömungsfelder ungenügend ist.

### 1.3 Lösungsansatz und Struktur der Arbeit

Im Rahmen dieser Arbeit soll mit den Mitteln der Elektrotechnik ein messtechnischer Fortschritt für die MHD-Forschung erreicht werden. Dabei wird der grundlegende Ansatz verfolgt, die Komplexität eines Messsystems vom mechanischen Aufbau über die Elektronik hin zur Rechentechnik zu verlagern. Dies nutzt die in jüngster Zeit verfügbaren rechentechnischen Ressourcen wie schnelle Computer (PC, *personal computer*) und *field-programmable gate arrays* (FPGAs) und ermöglicht so eine höhere Flexibilität sowie neuartige Signalverarbeitungsmethoden. Basierend auf den Anforderungen zur Instrumentierung von Modellexperimenten in der MHD wird eine bildgebende Ultraschallmesstechnik für Strömungsfelder und Grenzflächen in opaken Medien bei Raumtemperatur entwickelt. Dazu werden etablierte Prinzipien aus anderen Feldern, insbesondere der medizinischen Ultraschalltechnik, auf die speziellen Gegebenheiten

der MHD adaptiert. Die Messtechnik wird anhand physikalischer Fragestellungen über Strömungsstrukturen und deren Dynamik im Übergangsbereich laminar-turbulent demonstriert. Durch die Nutzung neuartiger Signalverarbeitung kann zudem der Weg für eine bildgebende In-Situ-Messung an heißen Schmelzen aufgezeigt werden.

In **Kapitel 2** werden die theoretischen Grundlagen der Ultraschallmesstechnik dargelegt und insbesondere die Methoden der Schallfeldberechnung und -beeinflussung und das UDV-Prinzip beschrieben. Weiterhin wird die fundamentale Grenze der erreichbaren Unsicherheit, die Cramér-Rao-Schranke (CRB, *Cramér Rao bound*), für das PWD-Verfahren hergeleitet. Während MHD-Phänomene in technischen, industriellen, geo- und astrophysischen Prozessen über einen weiten Skalenbereich stattfinden [1], werden Modellexperimente häufig mit ähnlichen räumlichen Ausdehnungen und Randbedingungen realisiert. Daher sind auch die Anforderungen an eine Geschwindigkeitsmesstechnik ähnlich und ein flexibel einsetzbares, modulares Messsystem wünschenswert. **Kapitel 3** beschreibt eine auf dem UDV-Prinzip basierende Plattform zur Instrumentierung von MHD-Modellexperimenten. Das *ultrasound array Doppler velocimeter* (UADV) erlaubt die Bildgebung komplexer instationärer Strömungen mit hoher Bildrate bei gleichzeitig langer Messdauer. Dies wird durch Nutzung von linearen Wandlerarrays mit Orts- und Zeitmultiplex und onlinefähiger Datenverarbeitung auf einem FPGA realisiert und anhand einer Messung an einem Geschwindigkeitsnormal validiert. In **Kapitel 4** wird das Messsystem exemplarisch auf eine Strömung im Übergangsbereich laminar-turbulent angewandt. Dies liefert Ansatzpunkte für ein tiefergreifendes Verständnis des Verhaltens magnetisch getriebener Fluide in einer komplexen Geometrie und erweitert die Datenbasis zur Validierung numerischer Simulationen. Eine Analyse der Messunsicherheit für das konkrete Experiment zeigt die Richtung für eine Weiterentwicklung des Messsystems auf. **Kapitel 5** stellt zunächst mit dem *phased array ultrasound Doppler velocimeter* (PAUDV) ein Messsystem vor, welches die Möglichkeit der elektronischen und rechentechnischen Beeinflussung des Schallfelds bietet. Damit können grundlegende Messeigenschaften wie die örtliche und zeitliche Auflösung verbessert und so das Messsystem auf weitere MHD-Phänomene angewandt werden. Zudem erlaubt die Verfügbarkeit eines Steuerelementes einen Schallfeld-Regelkreis zu schließen und so auch durch Medien mit komplexen Ausbreitungseigenschaften zu messen. Dies eröffnet völlig neue Anwendungsfelder, beispielsweise die In-Prozess-Strömungsbildgebung heißer Schmelzen. Der durch den Curie-Punkt limitierte Einsatzbereich von Ultraschallwandlern wird dabei durch eine räumliche Trennung von Sensor und Messort mittels akustischem Multimode-Wellenleiter umgangen. Eine bildgebende Messung erfolgt durch Kompensation der komplexen Schallausbreitungseigenschaften mittels virtuellem Wandlerarray ohne Zugang zum Messvolumen. Das Prinzip wird anhand eines Experimentes mit einer magnetisch gerührten Metallschmelze bei Raumtemperatur demonstriert und hinsichtlich der Messunsicherheit charakterisiert. Damit ergibt sich die Möglichkeit einer Online-Prozessüberwachung und der In-Situ-Strömungsregelung für industrielle Prozesse.

## 2 Theoretische Grundlagen

### 2.1 Schall

*Schall ist eine mechanische Welle*, die sich in einem elastischen Medium ausbreitet und dabei Energie überträgt. Lokale Kraftwirkungen führen dazu, dass Partikel des Mediums eine periodische Bewegung um ihre Ruhelage vollziehen. Entspricht die Bewegungsrichtung der Partikel der Ausbreitungsrichtung der Welle, so spricht man von einer Longitudinal- oder Längswelle, andernfalls von einer Transversal- oder Schubwelle. Eine Voraussetzung für das Propagieren von Transversalwellen ist dabei, dass das Medium ein Schubmodul größer Null aufweist. Dies ist in Fluiden i.A. nicht der Fall, so dass sich dort lediglich Longitudinalwellen ausbreiten, die dabei insbesondere durch Schwankungen des lokalen Drucks  $p$  gekennzeichnet sind. Die Periodizität des Schwingungsvorgangs ist durch die Frequenz  $f$  charakterisiert. Schall mit einer Frequenz  $f$  oberhalb der menschlichen Hörgrenze  $f > 20\,000$  Hz bezeichnet man dabei als Ultraschall. Die Geschwindigkeit der Ausbreitung der Welle in einem Medium ist die Schallgeschwindigkeit  $c$ . Sie ist in Flüssigkeiten abhängig vom Kompressionsmodul  $K$  und der Dichte  $\rho$  des Mediums

$$c = \sqrt{\frac{K}{\rho}}. \quad (2.1)$$

Für ein ideales, dämpfungsfreies Medium mit zeitlich nicht veränderlichen Eigenschaften gilt folgende Wellengleichung [72]:

$$\nabla \left( \frac{\nabla p(x, t)}{\rho(x)} \right) - \frac{\ddot{p}(x, t)}{\rho(x)c(x)^2} = 0. \quad (2.2)$$

Weiterhin charakteristisch hinsichtlich der Schallausbreitung ist die Schallkennimpedanz eines Mediums  $Z$ . Sie bestimmt sich nach

$$Z = \rho c. \quad (2.3)$$

Die örtliche Ausdehnung einer Periode der Welle wird Wellenlänge  $\lambda$  genannt, mit

$$\lambda = \frac{c}{f}. \quad (2.4)$$

Die Wellengleichung Gl. (2.2) weist lediglich geradzahlige Ableitungen nach der Zeit auf. Daraus folgt das Prinzip der Reziprozität, wonach akustische Sender und Empfänger im gleichen Aufbau miteinander vertauscht werden können, ohne das Übertragungsverhalten zu ändern [73]. Breitet sich eine Schallwelle über eine Grenzfläche zweier Materialien hinweg aus, so kommt es zu einer Reflexion, wenn die akustischen Impedanzen beider Medien  $Z_1$  und  $Z_2$  ungleich sind. Der Anteil des reflektierten Schalls (Schalleistungs-Reflexionsgrad  $\alpha_r$ ) erhöht sich dabei mit dem Unterschied beider Impedanzen nach [73]

$$\alpha_r = \left( \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} \right)^2. \quad (2.5)$$

*Möglichkeiten zur Anregung und Detektion von Schall* in und aus einem Messvolumen sind notwendige Voraussetzungen für eine Anwendung der Ultraschallmesstechnik. Dazu sind eine Reihe von Verfahren etabliert, wie beispielsweise laseroptische [74], elektromagnetische [75] und kapazitive [76] Methoden. Die in der Messtechnik derzeit bedeutendste Art der Ultraschallerzeugung und Detektion nutzt Wandler basierend auf dem piezoelektrischen Effekt, welcher beispielsweise in der Keramik Blei-Zirkonat-Titanat nach einer Polarisierung besteht. Dieser beschreibt das Auftreten einer elektrischen Polarisierung und damit einer Spannung bei mechanischer Verformung bzw. umgekehrt die Verformung aufgrund einer angelegten Spannung. Durch diese Bidirektionalität können piezoelektrische Wandler gleichzeitig als Aktor sowie als Detektor fungieren [76, 77]. Der piezoelektrische Effekt tritt nur bei Temperaturen unterhalb des materialspezifischen Curie-Punktes auf, welcher beispielsweise bei Blei-Zirkonat-Titanat bei  $\vartheta_p = 210^\circ\text{C}$  liegt [78].

## 2.2 Bestimmung des Schallfelds

Für schallbasierte Messprinzipien ist das Schallfeld im Allgemeinen maßgeblich für die Messeigenschaften verantwortlich, insbesondere für die räumliche Auflösung. Daher wird zunächst eine analytische Abschätzung der erreichbaren Schallfeldfokussierung vorgestellt und anschließend werden mit der elastodynamische Finite-Integrationsmethode (EFIT, *elastodynamic finite integration technique*) und dem Rayleigh-Sommerfeld-Integral zwei Methoden zur numerischen Schallfeldberechnung erörtert. Das Phased-Array-Prinzip und das Zeitumkehrverfahren bieten die Möglichkeit das Schallfeld gezielt zu steuern bzw. zu regeln.

### 2.2.1 Abschätzung der Grenzen der Schallfokussierung

Schall als Wellenphänomen unterliegt hinsichtlich der Fokussierbarkeit dem Beugungslimit. Dieses besagt, dass die *full width at half maximum*, Halbwertsbreite FWHM eines Schallstrahls der Wellenlänge des Schalls  $\lambda$  im Abstand  $d$  einer Apertur  $A$  nicht kleiner

als

$$\Delta x = 1,4 \cdot \frac{\lambda \cdot d}{A} \quad (2.6)$$

werden kann [79].

## 2.2.2 Elastodynamische Finite-Integrationsmethode

Zur zeitaufgelösten, zweidimensionalen Simulation der Ausbreitung elastischer Wellen in inhomogenen Medien wird die elastodynamische Finite-Integrationsmethode (EFIT) genutzt. Diese formuliert die Gleichungen der Elastodynamik in Kartesischen Koordinaten und löst diese numerisch im Zeitbereich. Dazu wird der Simulationsbereich in Kontrollvolumina diskretisiert und dem Volumen die Feldgröße der Mitte zugeordnet. Der Impulserhaltungssatz ergibt sich dann zu

$$\rho \cdot \ddot{u}_i = \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + f_i, \quad i, j = \{x, y\}, \quad (2.7)$$

wobei  $u_i$  die Auslenkungen,  $\tau_{ij}$  die Komponenten des Spannungstensors und  $f_i$  die wirkenden Volumenkräfte darstellen. Die Gleichungen der linearen Elastodynamik ausgedrückt nach Geschwindigkeit ( $v_x, v_y$ ) und Spannung ( $\tau_{xx}, \tau_{yy}, \tau_{xy}$ ) lauten

$$\rho \cdot \dot{v}_x = \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} + f_x, \quad (2.8)$$

$$\rho \cdot \dot{v}_y = \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yy}}{\partial y} + f_y, \quad (2.9)$$

$$\dot{\tau}_{xx} = (\lambda_{\text{Lame}} + 2\mu) \frac{\partial v_x}{\partial x} + \lambda_{\text{Lame}} \frac{\partial v_y}{\partial y} + g_{xx}, \quad (2.10)$$

$$\dot{\tau}_{yy} = (\lambda_{\text{Lame}} + 2\mu) \frac{\partial v_y}{\partial y} + \lambda_{\text{Lame}} \frac{\partial v_x}{\partial x} + g_{yy}, \quad (2.11)$$

$$\dot{\tau}_{xy} = \mu \left( \frac{\partial v_x}{\partial y} + \frac{\partial v_y}{\partial x} \right) + g_{xy}, \quad (2.12)$$

mit den Lamé-Konstanten ( $\lambda_{\text{Lame}}, \mu$ )

$$\lambda_{\text{Lame}} = \rho(c^2 - 2c_t^2), \quad (2.13)$$

$$\mu = \rho c_t^2, \quad (2.14)$$

und der Dichte  $\rho$ .  $f_i$  und  $g_{ij} \in \{x, y\}$  sind die Kraft- und Spannungskomponenten. Die Gleichungen (2.8) – (2.12) werden anschließend näherungsweise mittels Integration über die Kontrollvolumina gelöst [80, 81]. Für eine effiziente Implementierung unter Nutzung der Parallelisierbarkeit des Algorithmus wird eine Open-Source-Implementierung von Molero-Armenta et al. [81] auf einer *graphics processing unit* (GPU)

eingesetzt. Zur Vermeidung des numerischen Effekts der Gitterdispersion wird die räumliche Diskretisierung nach

$$\Delta x_{\text{sim}} \leq c_{\text{min}}/10F_{\text{max}} \quad (2.15)$$

und die zeitliche Diskretisierung nach

$$\Delta t_{\text{sim}} \leq \Delta x_{\text{sim}}/\sqrt{2}c_{\text{max}} \quad (2.16)$$

gewählt. Dabei ist  $C_{\text{max}} = \max |c|$  die höchste,  $C_{\text{min}} = \min |c_t|$  die niedrigste Wellenausbreitungsgeschwindigkeit im Simulationsvolumen und  $F_{\text{max}}$  die höchste auftretende Frequenz.

### 2.2.3 Rayleigh-Sommerfeld-Integral

Ein wichtiger Sonderfall der Schallfeldberechnung ist ein planarer, kolbenförmiger Ultraschallwandler, der eine harmonische Schwingung ausführt und in ein homogenes, linear-elastisches Fluid in einem Halbraum  $z > 0$  schallt. Dabei ist das Rayleigh-Sommerfeld-Integral über die aktive Wandlerfläche  $S$  zu lösen [82]:

$$p(x, \omega) = \frac{-i\omega\rho}{2\pi} \int_S v_z(x_0, \omega) \frac{e^{ir/\lambda}}{r} dS, \quad (2.17)$$

mit der komplexen Schalldruckamplitude  $p(x, \omega)$  und der komplexen Auslenkungsgeschwindigkeit der Wandleroberfläche  $v_z(x_0, \omega)$ . Im Gegensatz zur zeitaufgelösten EFIT-Simulation aus Abschnitt 2.2.2 erfolgt hier eine Berechnung im Frequenzbereich und die räumliche Diskretisierung für  $p(x, \omega)$  unterliegt keinen Stabilitätsvorgaben, sondern kann nur für die zu betrachtenden Punkte vorgenommen werden. Daher ist der rechentechnische Ressourcenaufwand für eine Schallfeldberechnung im Allgemeinen deutlich geringer, was beispielsweise eine Simulation der gewählten Parametrierung vor einem Messvorgang ermöglicht [83].

## 2.3 Beeinflussung des Schallfelds

### 2.3.1 Phased-Array-Prinzip

In Anlehnung an das Huygens'sche Prinzip kann eine Welle, die durch eine Ebene in einen Halbraum tritt, als Superposition von Elementarwellen betrachtet werden, die zum Zeitpunkt des Durchtretens der Wellenfront angeregt werden [84]. Dies erlaubt das Steuern der Wellenfront ohne mechanische Bewegung des Senders/Empfängers, was für elektromagnetische Wellen beispielsweise in der Radartechnik und Optik genutzt wird. Eine Realisierung in der Akustik besteht aus linienhaft oder flächig angeordneten Ultraschall-Wandlerelementen mit einer Ausdehnung kleiner  $\lambda/2$ . Damit kann allein durch geeignete Wahl der Anregungssignale der akustischen Kugelstrahler das Schallfeld

gesteuert werden. Erfolgt die Ansteuerung beispielsweise derart, dass die Laufzeiten der Elementarwellen zu einem Punkt im Raum gleich sind, so ergibt sich dort eine konstruktive Überlagerung und damit ein Schallfokus. Die Ausbreitungseigenschaften der durchquerenden Medien sowie deren Anordnung muss dabei allerdings bekannt sein.

Die Strahlformung nach dem Phased-Array-Prinzip kann sende- und/oder empfangsseitig durchgeführt werden. Zur sendeseitigen Strahlformung, wie in Abb. 2.1(a) dargestellt, wird ein Anregungssignal für jedes Element  $x_m$  zeitlich verzögert nach

$$\Delta t_m = 1/c(d_{\max} - d_m), \quad (2.18)$$

mit

$$d_m = \|x_m - x_f\|, \quad d_{\max} = \max_m(d_m),$$

falls ein Fokus bei  $x_f$  für ein homogenes Medium der Schallgeschwindigkeit  $c$  erzeugt werden soll [85]. Analog zur sendeseitigen Strahlformung erfolgt bei der empfangsseitigen Strahlformung eine Verzögerung der ankommenden Signale nach Gl. (2.18). Bei der anschließenden Summation ergibt sich eine konstruktive Überlagerung des vom Fokuspunkt  $x_f$  ausgehenden Schalls, wie in Abb. 2.1(b) dargestellt. Im Gegensatz zur sendeseitigen Strahlformung können hier aus einem Empfangsdatensatz eine Vielzahl von Fokuspunkten im Nachgang berechnet werden, was bereits 1976 von Ramm und Thurstone [86] mit 16 Wandlern demonstriert wurde.

### 2.3.2 Zeitumkehrverfahren

Eine Reihe physikalischer Prozesse, wie akustische und elektromagnetische Wellen und Oberflächenwellen, weisen eine Symmetrie hinsichtlich einer Umkehr der Zeit (*time reversal*, TR) auf [87], wenn sie nicht-dissipativ ablaufen. Diese Eigenschaft kann genutzt werden, um durch ein Medium mit komplexen, unbekanntem Ausbreitungseigenschaften im linearen Regime zu fokussieren, was im Folgenden als Zeitumkehrverfahren (TR, *time reversal*) bezeichnet wird. Im Kontext der Akustik erlaubt dieses Verfahren eine Rückkoppelung der Schallausbreitungseigenschaften auf die Eingangssignale der Wandler und stellt damit eine Regelung dar, welche im Gegensatz zu einer bloßen Steuerung nach Phased-Array-Prinzip steht. Das Verfahren findet unter anderem bereits Anwendung in der in der medizinischen Ultraschallbildgebung [88], in der zerstörungsfreien Prüfung [89], in der ozeanischen Akustik [90, 91] und in der Seismik [92]. Das TR basiert auf der Invarianz der Wellengleichung im linearen Regime (Gl. (2.2)) hinsichtlich der Zeit (vgl. Abschnitt 2.1): Erfüllt eine zeitliche und örtliche Druckverteilung  $p(x, t)$  die Gleichung, gilt dies auch für deren zeitliche Umkehr  $p(x, -t)$ , bzw. für eine verzögerte zeitliche Umkehr  $p(x, T - t)$ . Dies kann beispielsweise genutzt werden, um auf einen Punkt in einem komplexen Ausbreitungsmedium zu fokussieren. Dazu wird in einem ersten Schritt eine punktförmigen Schallquelle, welche in Analogie zur Astronomie als Leitstern bezeichnet wird [93], eingebracht und dann das resultierende Wellenfeld  $p(x, t)$  abgetastet. Da der Leitstern ein Positionsnormale darstellt und die gewonnene Information im Weiteren

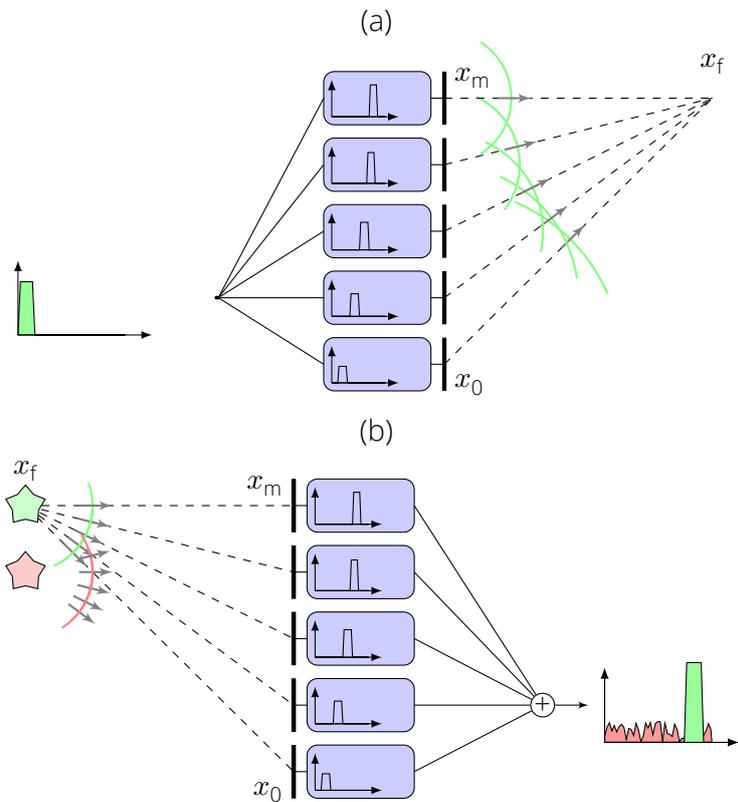


Abbildung 2.1: Sendeseitiges (a) und empfangsseitiges (b) Strahlformen nach dem Phased-Array-Prinzip für jeweils einen Fokuspunkt  $x_f$ . Die blau dargestellten Blöcke realisieren den Strahlformer, wobei die Impulsantwort der einzelnen Kanäle durch eine individuelle Verzögerungszeit und Gewichtung gekennzeichnet ist. Beim sendeseitigen Strahlformen überlagern sich die ausgesandten Kugelwellen konstruktiv im Fokuspunkt. Beim empfangsseitigen Strahlformen summieren sich die von den einzelnen Wandlern empfangenen Anteile der vom Fokuspunkt ausgehende Welle (grün) konstruktiv zu einem Zeitpunkt im Ausgangssignal, während die Wellen anderer Quellen (rot) nach der Summation zeitlich verteilt sind.

zur Kompensation der Abweichung durch die unbekanntenen Ausbreitungseigenschaften dienen kann, wird dieser Schritt im Folgenden als "Kalibrierung" (im weiteren Sinne) bezeichnet. In einem zweiten Schritt wird das Wellenfeld nach einer Zeit  $T$  zeitlich umgekehrt wieder abgespielt:  $p(x, T - t)$ , was "Zeitumkehr" genannt wird. Dieses umgekehrte Wellenfeld stellt aufgrund der zeitlichen Invarianz ebenso eine valide physikalische Lösung der Wellengleichung dar, in deren Verlauf die erzeugte Welle die komplexen Ausbreitungspfade zurück zum Leitstern läuft. Dabei werden alle linearen Effekte der Wellenpropagation, also insbesondere Mehrwegeausbreitung, Mehrfachstreuung und Modenkonversion zwischen Longitudinal- und Transversalwellen berücksichtigt. Der Zeitumkehrspiegel (TRM, *time reversal mirror*) ist das aktive Element des TR-Verfahrens. Er dient dem Abtasten des Wellenfeldes  $p(x, t)$  an den Orten  $x_m$  und der Ausgabe von  $p(x, T - t)$ . Die typische Realisierung im Kontext des Ultraschalls ist ein Feld aus Ultraschallwandlern, welche mit einem digitalen Speicher verbunden sind. Der TRM sollte eine räumliche Quantisierung unter  $\lambda_{\min}/2$  und eine zeitliche Quantisierung kleiner  $T_{\min}/8$  aufweisen [94]. Der Ablauf der Schritte der Zeitumkehr in einem digital realisierten System ist dabei:

- Die **Kalibrierung** dient der Erfassung des Übertragungsverhaltens von einem Ort zum TRM unter Nutzung eines Leitsterns, wie in Abbildung 2.2(a) dargestellt ist. So kann beispielsweise mittels einer punktförmigen Schallquelle ein Dirac-Impuls emittiert werden, welcher durch das komplexe Medium zum TRM propagiert. Dort kann dann für jedes Element des TRM direkt die Impulsantwort der Übertragungstrecke erfasst werden. Aufgrund des Reziprozitätsprinzips kann die Kalibrierung auch mittels eines Schallempfängers als Leitstern realisiert werden oder es kann ein starker Streukörper genutzt werden [88].
- Die **Zeitumkehr** bezeichnet das verzögerte, zeitumgekehrte Ausgeben des Wellenfeldes am TRM, bei dem die ausgesandte Welle zurück auf den Leitstern propagiert, wie in Abbildung 2.2(b) dargestellt ist. Der Anteil der durch den TRM erfassten Signalenergie bestimmt die Güte der Fokussierung [95], hierbei kann eine Auflösung bis zu  $\lambda/2$  erreicht werden [96]. Im Gegensatz zu chaotischen Prozessen, wie die Ablenkung von fallenden Kugeln an einem Galtonbrett [97], ist das TR als Wellenphänomen vergleichsweise robust gegenüber kleinen Variationen der Anfangsbedingungen. So kann auch trotz Rauschens und eines nicht idealen TRM, der eine Quantisierung der Amplitude, des Ortes oder der Zeit aufweist, eine Fokussierung erreicht werden [95].

Somit kann das TR zur Schallfeldereglung in beliebigen Medien im vorwiegend linearen Regime zum Einsatz kommen [72], unter der Voraussetzung, dass ein geeigneter Leitstern eingebracht werden kann.

## 2.4 Ultraschall-Doppler-Velozimetrie

Ein Verfahren zur orts aufgelösten Geschwindigkeitsmessung in Fluiden ist die Ultraschall-Doppler-Velozimetrie. Es setzt das Vorhandensein von Inhomogenitäten mit

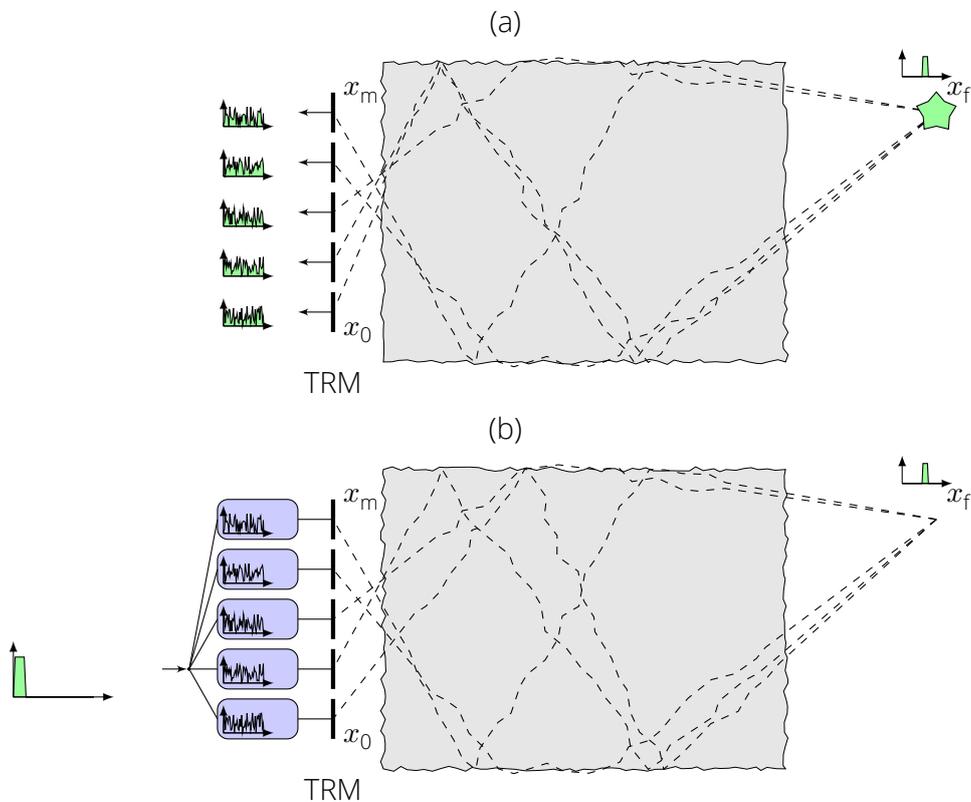


Abbildung 2.2: Ablauf des TR in einem Medium mit komplexen, unbekanntem Ausbreitungseigenschaften (grau): Bei der **Kalibrierung** (a) werden die Übertragungsfunktionen vom Ort des Leitsterns  $x_f$  hin zu den Elementen des TRM  $x_m$  bestimmt. Hier erfolgt dies durch Aussendung eines Dirac-Impulses am Leitstern (Zeitsignal rechts) und dem Aufzeichnen der Impulsantwort am TRM (exemplarische Zeitsignale links). Bei der **Zeitumkehr** (b) wird das Sendesignal (Zeitsignal links) mit der zeitumgekehrten Impulsantwort jedes Elementes (Zeitsignale in den Blöcken) gefaltet und ausgesandt. Die Einzelwellen propagieren rückwärts entlang der Ausbreitungspfade der Kalibrierung und überlagern sich konstruktiv am Punkt  $x_f$ . Dabei ergibt sich eine Approximation des Sendesignals (Zeitsignal rechts).

abweichender akustischer Impedanz im Flüssigkeitsvolumen voraus. Diese reflektieren nach Gl. (2.5) einen Anteil des Schalls, der durch die Flüssigkeit propagiert, und agieren somit als Streukörper. Die dabei auftretende Dopplerverschiebung ist, wie im Folgenden gezeigt, proportional zur Geschwindigkeit der Inhomogenitäten. Unter der Annahme, dass diese dem Fluid ohne Schlupf folgen, kann damit auf die Strömungsgeschwindigkeit geschlossen werden.

### 2.4.1 Dopplereffekt an einem bewegten Reflektor

Der akustische Dopplereffekt beschreibt die Frequenzverschiebung einer Welle aufgrund einer Bewegung des Senders und/oder des Empfängers dieser Welle. Im Kontext der Ultraschall-Strömungsmesstechnik ist besonders der Fall von statischem Sender und Empfänger und einem bewegten Reflektor von Interesse. Hierbei wird der Dopplereffekt zunächst vom statischen Sender zum bewegten Reflektor betrachtet und anschließend der Reflektor als bewegter Sender modelliert und die Frequenzverschiebung zum Empfänger ermittelt. Die detektierte Frequenz am Empfänger  $f_{rx}$  für eine Sendefrequenz  $f_{tx}$ , bei den Einheitsvektoren der Sende- und Empfangsrichtung  $e_{tx}$  und  $e_{rx}$  ist dann [98]

$$f_{rx} = f_{tx} \frac{1 - \frac{e_{tx}v}{c}}{1 - \frac{e_{rx}v}{c}}, \quad (2.19)$$

$$f_d = f_{rx} - f_{tx}, \quad (2.20)$$

wobei sich der Reflektor mit dem Geschwindigkeitsvektor  $v$  bewegt und die Dopplereffrequenzverschiebung  $f_d$  ist. Eine Taylorreihenentwicklung bis zur ersten Ordnung liefert die folgende Näherung:

$$f_{rx} \approx f_{tx} + f_{tx} \frac{v \cdot (e_{rx} - e_{tx})}{c}, \quad (2.21)$$

$$f_d \approx f_{tx} \frac{v \cdot (e_{rx} - e_{tx})}{c}. \quad (2.22)$$

Mit diesem Zusammenhang kann bei bekannter Schallgeschwindigkeit  $c$  und Sendefrequenz  $f_{tx}$  aus der Dopplereffrequenzverschiebung  $f_d$  auf eine Komponente des Geschwindigkeitsvektors  $v$  geschlossen werden [98]. Die erfasste Richtung wird durch

$$e_d = \frac{e_{rx} - e_{tx}}{2} \quad (2.23)$$

gebildet und Empfindlichkeitsrichtung der Dopplermessung genannt. Damit ergibt sich, aufgelöst nach der Geschwindigkeitskomponente  $v$  in Empfindlichkeitsrichtung  $e_d$ :

$$v = v \cdot e_d = -\frac{1}{2} \frac{f_d}{f_{tx}} c. \quad (2.24)$$

Diese Gleichung bildet die Grundlage der nachfolgend erörterten Methoden der Geschwindigkeitsschätzung.

## 2.4.2 Pulswellen-Doppler-Verfahren

Das Pulswellen-Doppler-Verfahren (PWD) ermöglicht eine linienhafte Messung der axialen Geschwindigkeitskomponente  $v$ , orts aufgelöst entlang der Schallausbreitung. Dazu werden zeitlich begrenzte Wellenpakete emittiert, bei denen die Zeitdauer  $t_f$  vom Aussenden eines Paketes bis zum Empfang des Echosignals mit der Messtiefe  $d$  (in axialer Richtung) korrespondiert [99]:

$$d = \frac{t_f}{2}c. \quad (2.25)$$

Ein Intervall der Messtiefe  $d$ , welchem ein Geschwindigkeitswert zugeordnet wird, bezeichnet man dabei als Gate. Nach Gl. (2.24) werden zur Bestimmung der Geschwindigkeit  $v$  die Größen Dopplerefrequenzverschiebung  $f_d$ , Sendefrequenz  $f_{tx}$  und die Schallgeschwindigkeit  $c$  benötigt.

Die Bestimmung der Dopplerefrequenzverschiebung  $f_d$  könnte in der Theorie nach Gl. (2.20) aus einem einzelnen Puls erfolgen, in dem die Differenz aus Sende- und Empfangsfrequenz gebildet wird. Allerdings ist dies für eine praktische Realisierung aus folgenden Gründen nicht sinnvoll:

- Die Unsicherheit der Frequenzschätzung wird maßgeblich durch Abtastzeit und -rate bestimmt [100]. Die beim Pulswellen-Doppler-Verfahren (PWD, *pulse wave Doppler*) verwendeten Pulse sind typischerweise kurz, da dies mit einer hohen axialen Auflösung (vgl. Abschnitt 2.4.5) einhergeht. Bei einer entsprechend kurzen Abtastzeit wird die Frequenzunsicherheit groß gegenüber der Dopplerverschiebung (aus Gl. (2.24) mit  $c \gg v$  folgt  $|f_d| \ll f_{tx}$ ), was zu einer nicht akzeptablen Messunsicherheit  $\sigma_v \gg v$  führt.
- Ein Ultraschall-Puls erfährt bei der Propagation durch ein Medium im Allgemeinen eine frequenzabhängige Dämpfung über dessen Bandbreite. Dies verschiebt die Mittenfrequenz des Pulses, was nach Gleichung (2.24) zu einer systematischen Messabweichung bei der Geschwindigkeit führt. Jensen [46] zeigt am Beispiel einer medizinischen Blutflussmessung, dass der Effekt der frequenzabhängigen Dämpfung den Dopplereffekt um ein Vielfaches übersteigen kann: Es wird ein Medium mit einer frequenzabhängigen Dämpfung von 0,5 dB/(MHz cm) und eine Eindringtiefe von 5 cm angenommen, was typische Werte für den medizinischen Anwendungsfall darstellen. Nach einem Gesamtschallweg von 10 cm verschiebt sich die Mittenfrequenz eines gaußförmigen Ultraschallpulses (Mittenfrequenz 3 MHz, relative Bandbreite 0,08) um  $\Delta f = 16$  kHz. Dabei liegen typische Dopplerverschiebungen bei der Blutflussmessung im Bereich 1 ... 2 kHz und die direkte Auswertung der absoluten Frequenzverschiebung würde zu einer systematischen Messabweichung der Geschwindigkeit  $|\Delta v| \gg |v|$  führen.

Beim PWD werden daher mehrere Pulsfolgen mit einer Wiederholrate  $f_{PR}$  ausgesandt und zur Frequenzschätzung verwendet. Die Dopplerverschiebung wird nicht aus der

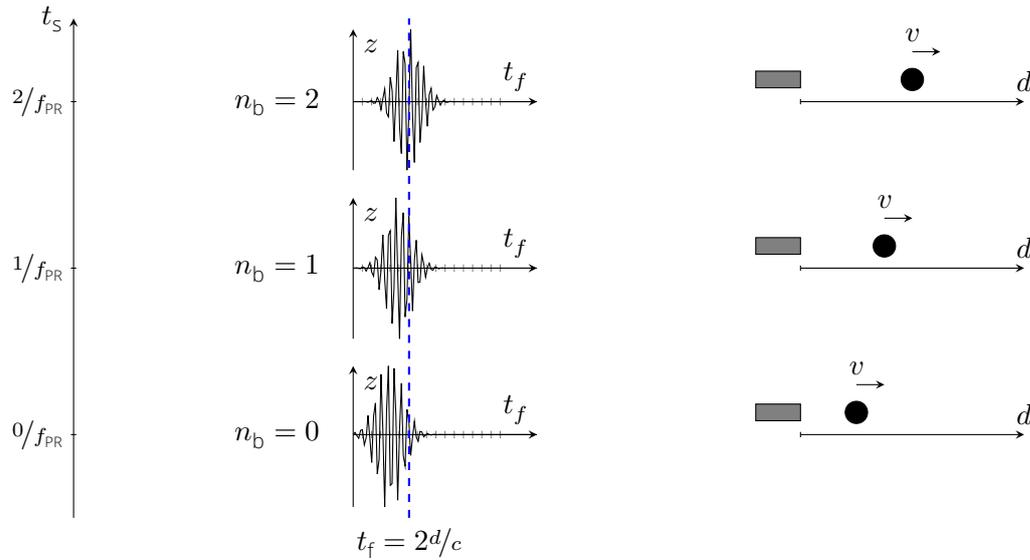


Abbildung 2.3: Prinzip des PWD für einen Streukörper: Es werden aufeinanderfolgende Wellenpakete mit einer Wiederholrate  $f_{PR}$  ausgesandt, was die langsame Zeitachse  $t_s$  aufspannt. Die schnelle Zeitachse  $t_f$  des Echosignals korrespondiert mit der Distanz  $d$  zum Streukörper. Für eine feste Zeit  $t_f = 2d/c$  ergibt sich eine von der Geschwindigkeit  $v$  abhängige Phasenverschiebung der Echosignale verschiedener Wellenpakete.

Differenz von Sende- und Empfangsfrequenz, sondern vielmehr aus der Phasendifferenz der Echos aufeinanderfolgender Pulsfolgen bestimmt. Für die weitere Betrachtung ist es sinnvoll, die Echosignale als zweidimensionales Feld auf zwei Zeitachsen darzustellen [101]. Dies ist in Abb. 2.3 exemplarisch für die Echosignale  $z(t_f, t_s)$  für einen einzelnen bewegten Streukörper dargestellt. Dabei spannt  $t_f$  die sogenannte „schnelle Zeitachse“ auf und die Abfolge der Wellenpakete  $t_s$  die „langsame Zeitachse“ auf. Es gilt:

$$t = t_f + t_s. \quad (2.26)$$

Die langsame Zeitachse  $t_s$  wird mit jedem Puls  $n_B$  abgetastet:

$$t_s = \frac{n_B}{f_{PR}} \quad \text{mit} \quad n_B = 0, 1, \dots, N_{EPP}. \quad (2.27)$$

Bei einer digitalen Implementierung (vgl. Abschnitt 3.2) ist üblicherweise auch die schnelle Zeitachse  $t_f$  mit einer Frequenz  $f_s$  diskretisiert

$$t_f = \frac{k}{f_s} \quad \text{mit} \quad k = 0, 1, \dots, K_{\text{samp}}. \quad (2.28)$$

Die Sendefrequenz  $f_{\text{tx}}$  geht in die Geschwindigkeitsberechnung (nach Gl. (2.24)) als Skalierungsfaktor ein ( $v \propto 1/f_{\text{tx}}$ ). Sie entspricht in erster Näherung der mittleren Frequenz des ausgesandten Pulses

$$f_{\text{tx}} \approx f_0. \quad (2.29)$$

Führt jedoch die Übertragungsfunktion des Gesamtsystems (insbesondere des Ultraschallwandlers und der frequenzabhängigen Dämpfung im Medium) zu einer Verschiebung der mittleren Frequenz des Pulses, so resultiert dies in einer systematischen Messabweichung. Zur Reduktion des Einflusses der im Allgemeinen unbekannt und ortsabhängigen Systemübertragungsfunktion kann die (effektive) Sendefrequenz  $f_{\text{tx}}$  aus der mittleren Frequenz  $f_{\text{rx}}$  der Echosignale geschätzt werden. Bei vernachlässigbarer Dopplerverschiebung  $f_d \ll f_{\text{tx}}$  liefert Gl. (2.20)

$$f_{\text{tx}} \approx f_{\text{rx}}. \quad (2.30)$$

### 2.4.3 Signalverarbeitung für das Pulswellen-Doppler-Verfahren

Für die Schätzung von  $f_d$  aus Echosignalen existieren Signalverarbeitungsmethoden, die sich nach dem verwendeten Ansatz in Breitband- und Schmalbandverfahren unterteilen lassen [102]. Aufgrund der geringeren rechentechnischen Komplexität der Schmalbandverfahren sind diese im Allgemeinen besser für eine onlinefähige Implementierung geeignet [103, 104]. Im Folgenden werden daher die Grundlagen der Autokorrelationsmethode nach Kasai et al. [105] und deren Erweiterung nach Loupas et al. [106] vorgestellt, die zudem auch eine Schätzung für  $f_{\text{tx}}$  liefert. Eine konkrete digitale, onlinefähige Umsetzung wird in Abschnitt 3.2 beschrieben.

Die Autokorrelationsmethode nach Kasai et al. [105] schätzt die Dopplerverschiebung  $f_d$  aus dem Schwerpunkt des Leistungsdichtespektrums  $P(\omega)$  eines eindimensionalen Schnittes der Echosignale  $z(t_f, t_s)$  zu einer der Tiefe  $d$  entsprechenden Zeit  $t_f = 2d/c$

$$f_d \frac{1}{2\pi} \approx \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \omega P(\omega) d\omega}{\int_{-\infty}^{\infty} P(\omega) d\omega}. \quad (2.31)$$

Dazu wird ein analytisches Signal  $h(t_f, t_s)$  hinsichtlich der schnellen Zeitachse  $t_f$  gebildet

$$h(t_f, t_s) = z(t_f, t_s) + j\hat{z}(t_f, t_s), \quad (2.32)$$

mit der Hilbert-Transformierten  $\hat{z}(t_f, t_s) = \mathcal{H}\{z(t_f, t_s)\}$ . Mittels des Wiener-Khinchin-Theorems kann das Leistungsdichtespektrum  $P(\omega)$  auf die komplexe, eindimensionale Autokorrelationsfunktion  $R_{t_f=2d/c}$

$$R_{t_f=2d/c}(\tau_s) = \int_{-\infty}^{\infty} h(t_f, t_s) h^*(t_f, t_s - \tau_s) dt_s \quad (2.33)$$

zurückgeführt werden

$$R_{t_f=2d/c}(\tau_s) = \int_{-\infty}^{\infty} P(\omega) e^{j\omega\tau_s} d\omega, \quad (2.34)$$

wobei  $h^*$  das konjugiert-komplexe analytische Signal bezeichnet. Die Ableitung der Autokorrelationsfunktion  $\dot{R}(\tau_s)$  nach  $\tau_s$  ergibt sich zu

$$\dot{R}(\tau_s) = j\omega \int_{-\infty}^{\infty} P(\omega) e^{j\omega\tau_s} d\omega. \quad (2.35)$$

Dies erlaubt es, Gl. (2.31) mit Gl. (2.33) und (2.35) durch die Autokorrelationsfunktion und ihre Ableitung an der Stelle  $\tau_s = 0$  auszudrücken:

$$f_d \approx \frac{1}{2\pi} \frac{\dot{R}(\tau_s = 0)}{jR_{t_f=2d/c}(\tau_s = 0)}. \quad (2.36)$$

Eine weitere Approximation von Gl. (2.36) kann nach Jensen [46] und Kasai et al. [105] mit der Polarform der komplexen Autokorrelationsfunktion

$$R_{t_f=2d/c}(\tau_s) = |R_{t_f=2d/c}(\tau_s)| \cdot e^{j\varphi(\tau_s)} \quad (2.37)$$

erreicht werden, bei der die Differentiation nach der langsamen Zeitachse durch einen Differenzenquotienten genähert wird:

$$\begin{aligned} f_d &\approx \frac{1}{2\pi} \dot{\varphi}(\tau_f = 0, \tau_s = 0) \approx \frac{\varphi(\tau_f = 0, \tau_s = 1/f_{PR})}{1/f_{PR}}, \\ &\approx \frac{1}{2\pi} f_{PR} \arg\left(R_{t_f=2d/c}(\tau_s = 1/f_{PR})\right). \end{aligned} \quad (2.38)$$

Da das Kasai-Verfahren auf einer Schätzung der Phasenverschiebung basiert, ist der Algorithmus inhärent durch die  $2\pi$ -Mehrdeutigkeit des Argumentoperators in Gl. (2.38) beschränkt

$$f_d \in \left(-\frac{1}{2}f_{PR}, \frac{1}{2}f_{PR}\right]. \quad (2.39)$$

Dies führt mit Gl. (2.24) dazu, dass lediglich Geschwindigkeiten in einem Bereich  $\pm v_{\max}$  eindeutig bestimmbar sind [46]

$$v \in [\pm v_{\max}]; \quad v_{\max} = \frac{cf_{PR}}{4f_0}. \quad (2.40)$$

Weiterhin liefert der Kasai-Autokorrelator keine Schätzung der mittleren Frequenz der empfangenen Echosignale, so dass die Bezugsfrequenz  $f_0$  nach Gl. (2.29) genutzt wird. Es ergibt sich mit Gl. (2.24)

$$v = v \cdot e_d = -\frac{1}{2} \frac{f_d}{f_0} c. \quad (2.41)$$

Die erweiterte Autokorrelation nach Loupas et al. [106] stellt eine Fortentwicklung der Kasai-Autokorrelationsmethode hinsichtlich zweier Aspekte vor:

1. Die mittlere Frequenz der empfangenen Echosignale  $f_{rx}$  wird geschätzt. Dies erlaubt die Annahme nach Gl. (2.24), dass keine Verschiebung der mittleren Frequenz der ausgesandten Pulse durch die Systemübertragungsfunktion erfolgt, durch eine Abschätzung nach Gl. (2.30) zu ersetzen.
2. Durch Nutzung von mehr als einem Abtastpunkt auf der schnellen Zeitachse kann die Messunsicherheit reduziert werden. Dabei werden die Informationen aus einem größeren spektralen Bereich einbezogen.

Dazu erweitert die Methode nach Loupas et al. [106] die Dimensionalität der Autokorrelation. Für die Geschwindigkeitsbestimmung eines Gates wird ein zweidimensionaler Schnitt der Echosignale  $z(t_f, t_s)$  herangezogen. Dabei wird typischerweise ein der axialen Ortsauflösung entsprechender Bereich nach  $t_f \in [2d \pm \Delta d/c]$  gewählt. Die zweidimensionale Autokorrelationsfunktion des analytischen Signals bzw. dessen Näherung aus einem finiten Signalabschnitt lautet:

$$\begin{aligned} R(\tau_f, \tau_s) &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} h(t_f, t_s) h^*(t_f - \tau_f, t_s - \tau_s) dt_f dt_s, \\ &\approx \int_{2d - \Delta d/c}^{2d + \Delta d/c} \int_0^{N_{EPP}/f_{PR}} h(t_f, t_s) h^*(t_f - \tau_f, t_s - \tau_s) dt_f dt_s. \end{aligned} \quad (2.42)$$

Analog zu Gl. (2.38) kann nun eine Schätzung der Dopplerfrequenz  $f_d$  durch die 2d-Autokorrelationsfunktion unter Nutzung mehrerer Abtastpunkte der schnellen Zeitachse ausgewertet werden:

$$f_d \approx \frac{1}{2\pi} f_{PR} \arg(R(\tau_f = 0, \tau_s = 1/f_{PR})). \quad (2.43)$$

Weiterhin kann die mittlere Frequenz  $f_{rx}$  der Echosignale nach

$$f_{rx} \approx \frac{1}{2\pi} f_s \arg(R(\tau_f = 1/f_s, \tau_s = 0)), \quad (2.44)$$

$$f_{rx} \in \left(-\frac{1}{2}f_s, \frac{1}{2}f_s\right], \quad (2.45)$$

ermittelt werden und daher die Sendefrequenz  $f_{tx}$  nach Gl. (2.30) geschätzt werden.

#### 2.4.4 Cramér-Rao-Schranke der Messunsicherheit

Für die Charakterisierung der Güte von Signalverarbeitungsalgorithmen ist neben relativen Aussagen insbesondere der Vergleich mit einer fundamentalen, von der konkreten Implementierung unabhängigen, Grenze hilfreich. Dieser absolute Bezug kann mittels der Schätztheorie durch die Cramér-Rao-Schranke (CRB, *Cramér Rao bound*) nach Rao

[107] und Cramér [108] erlangt werden. Die CRB bestimmt aus einem Modell des Signal- und Rauschverhaltens die geringste Varianz, die ein erwartungstreuer Schätzer für ein oder mehrere Parameter erlangen kann. Im Folgenden sollen Signalmodelle für ein zeitdiskretes Echosignal sowie die resultierende CRB der Geschwindigkeitsschätzung vorgestellt werden. Dabei wird ein Modell des PWD schrittweise realistischer gestaltet und der Einfluss der jeweiligen Näherungen untersucht. Ausgehend von der Annahme einer kontinuierlichen Aussendung und Reflexion an einem Streuzentrum, wird über Pulse mit gaußförmiger Einhüllenden, hin zu einer Überlagerung der Signale mehrerer Streuobjekte gegangen.

*Das Signalmodell einer kontinuierlichen Aussendung,* welche an einem bewegten Streukörper reflektiert wird, ist eine einfache Approximation des PWD-Verfahrens. Das Empfangssignal

$$x'(k, n_B, \theta, \sigma_n^2) = z'(k, n_B, \theta) + n'(\sigma_n^2, k, n_B) \quad (2.46)$$

ist eine additive Überlagerung der sinusförmigen Echosignale  $z'(k, n_B, \theta)$  und weißem Rauschen (AWGN)  $n'(k, n_B, \sigma_n^2)$ . Es wird in der schnellen ( $k$ ) und langsamen Zeit ( $n_B$ ) abgetastet und hängt vom Parametervektor  $\theta$  und der Varianz des Rauschens  $\sigma_n^2$  ab. Nimmt man einen Streukörper mit einer gleichförmigen axialen Geschwindigkeit  $v$  und einer Anfangsposition  $d_0$  an, so ergibt sich dessen momentane Position  $d(t)$  zu

$$d(t) = vt + d_0. \quad (2.47)$$

Für eine kontinuierliche Aussendung von Schall kann folgendes Modell für die Echosignale aufgestellt werden

$$z'(k, n_B, \theta) = A \cos \left( 2\pi f_{\text{tx}} \left( t(k, n_B) - 2 \frac{d(k, n_B)}{c} \right) \right), \quad (2.48)$$

mit dem Vektor der unbekannt Parameter  $\theta$  und der Echosignalamplitude  $A$ , sowie:

$$\theta = \begin{pmatrix} A \\ v \\ d_0 \end{pmatrix}, \quad t(k, n_B) = \frac{n_B}{f_{\text{PR}}} + \frac{k}{f_s}.$$

Die Parameter  $f_{\text{tx}}$  und  $c$  werden als exakt bekannt vorausgesetzt.

*Ein Signalmodell der überlagerten Echosignale mehrerer bewegter Streukörper,* welche jeweils eine Gauß'sche Hüllkurve aufweisen, ist eine realitätsnähere Approximation des PWD-Verfahrens. Dabei bezeichnet  $w$  die FWHM der Hüllkurve, welche zwischen den  $N$  Streukörpern als bekannt und gleich angenommen wird (adaptiert von Albrecht [98]):

$$z'(k, n_B, \theta) = \sum_{n=1}^N A_n \exp \left( -4 \ln(2) \frac{(t_f - 2d/c)^2}{w^2} \right) \cos \left( 2\pi f_{\text{tx}} \left( t - \frac{2d_n(t)}{c} \right) \right). \quad (2.49)$$

Der Vektor der unbekannt Parameter umfasst dabei

$$\theta = \begin{pmatrix} A \\ v \\ d_{00} \\ \vdots \\ d_{0N} \end{pmatrix}, \quad (2.50)$$

für den Fall gleicher Amplituden der Streukörper  $A_n = A/N$ .

Die CRB liefert die untere Schranke der Varianz eines Schätzers  $\hat{\theta}_i$  der Parameter  $\theta$  nach der Ungleichung:

$$\text{Var}(\hat{\theta}_i) \geq \text{CRB}(\hat{\theta}_i) = [I^{-1}(\theta)]_{ii}, \quad (2.51)$$

wobei  $I(\theta)$  die Fisher-Informationsmatrix ist:

$$[I(\theta)]_{ij} = -\text{E} \left[ \frac{\delta^2 \ln(p(x, \theta))}{\delta \theta_i \delta \theta_j} \right], \quad (2.52)$$

mit den Wahrscheinlichkeitsdichteverteilungen  $p(x, \theta)$ . Nach Kay [100] kann für den hier vorliegenden Spezialfall, bei dem jeder Abtastwert durch unabhängiges, normalverteiltes Rauschen der gleichen Varianz additiv überlagert ist, die Fisher-Information nach:

$$[I(\theta)]_{ij} = \frac{1}{\sigma_n^2} \sum_k \sum_{n_B} \frac{\delta z'(k, n_B, \theta)}{\delta \theta_i} \frac{\delta z'(k, n_B, \theta)}{\delta \theta_j} \quad (2.53)$$

bestimmt werden. Die für die Anwendung der CRB nötigen Regularitätsbedingungen sind dabei automatisch erfüllt. Die Unsicherheit der Geschwindigkeitsschätzung bezogen auf die wahre Geschwindigkeit als Referenz  $\sigma_v/v_{\text{ref}}$  ergibt sich zu:

$$\sigma_v/v_{\text{ref}} \geq \frac{\sqrt{\text{CRB}(\hat{v})}}{v_{\text{ref}}}, \quad (2.54)$$

mit  $v_{\text{ref}} = v$ . Sowohl die Ableitung nach den Unbekannten als auch die Inversion der Fisher-Informationsmatrix erfolgen numerisch für die in Tabelle 2.1 gegebenen Parameter. Die resultierende CRB für verschiedene Signalmodelle als Funktion des SNR und der  $N_{\text{EPP}}$  sind in Abb. 2.4 und Tab. 2.2 dargestellt. Es zeigt unabhängig vom Signalmodell im Verhalten bezüglich des SNR einen Anstieg von  $-20$  dB/Dekade, welcher konsistent mit anderen Doppler-basierten Verfahren ist [109–111]. Dieses Verhalten rührt direkt aus Gl. (2.53), nach der jedes Element der Fisher-Information mit  $1/\sigma_n^2$  multipliziert wird. Die Matrixinvertierung in Gl. (2.51) und das Ziehen der Quadratwurzel in Gl. (2.54) führt zur Proportionalität  $\sigma_v \propto 1/\text{SNR}^2$ . Der niedrigste Wert der CRB bezogen auf die Referenzgeschwindigkeit ergibt sich für ein kontinuierliches Sinussignal zu 0,208 %, und steigt dann mit der Anzahl der Streukörper auf 0,249 % für 8 Streukörper.

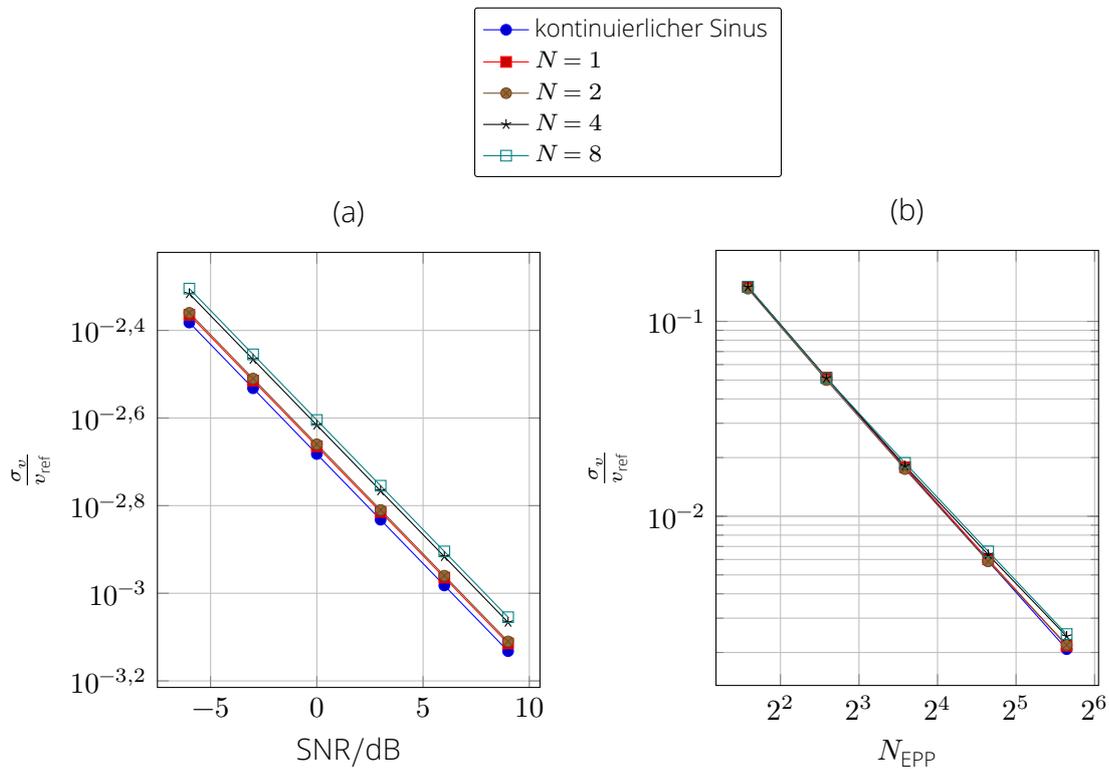


Abbildung 2.4: CRB der Geschwindigkeitsschätzung nach der PWD-Methode für das Signalmodell der kontinuierlichen Aussendung und  $N = 1 \dots 8$  Streukörpern, aufgetragen gegenüber (a) dem SNR und (b)  $N_{\text{EPP}}$ : Die minimale Unsicherheit steigt mit geringeren SNR, geringerer  $N_{\text{EPP}}$  und steigender Anzahl der Streukörper  $N$ .

Tabelle 2.1: Zur numerischen Berechnung der CRB verwendete Parameter.

Pulswiederholrate	$f_{PR} = 900,1 \text{ Hz}$
Sendefrequenz	$f_{TX} = 8 \text{ MHz}$
Anzahl der Wellenpakete zur Geschwindigkeitsschätzung	$N_{EPP} = 50$
Schallgeschwindigkeit	$c = 1480 \text{ m/s}$
Abtastrate auf der schnellen Zeitachse	$f_s = 32 \text{ MHz}$
Referenzgeschwindigkeit	$v_{ref} = 10 \text{ mm/s} = 0,24 \cdot v_{max}$
FWHM der Hüllkurve des Echosignals	$w = 1 \mu\text{s}$
Signal-Rausch-Verhältnis	$SNR = 0 \text{ dB}$

Tabelle 2.2: CRB der Geschwindigkeitsschätzung mit den Parametern nach 2.1.

Anzahl der Streukörper $N$	$\sigma_v/v_{ref}$
kontinuierlicher Sinus	$2,079 \times 10^{-3}$
1	$2,166 \times 10^{-3}$
2	$2,189 \times 10^{-3}$
4	$2,420 \times 10^{-3}$
8	$2,486 \times 10^{-3}$

## 2.4.5 Örtliche und zeitliche Auflösung

Die örtliche Auflösung bezeichnet den kleinsten Abstand, bei dem ein Messsystem zwei Messorte noch voneinander trennen kann. Beim PWD-Verfahren wird eine Ortsauflösung entlang der Schallausbreitung (axial) und quer dazu (lateral) durch fundamental verschiedene Mechanismen erreicht. Die laterale Auflösung  $\Delta x$  der *ultrasound Doppler velocimetry* (UDV) bestimmt sich aus der Ausdehnung des Schallfeldes an der axialen Messposition. Als Charakteristikum dafür wird die FWHM der Schallintensität verwendet. Sie bezeichnet die Breite des Bereichs um das Maximum der Schallintensität, bei dem diese über der Hälfte des Maximalwertes liegt. Zur Bestimmung des Schallfeldes eines konkreten Aufbaus können numerische Berechnungen aus Abschnitt 2.2 genutzt werden. Die axiale Auflösung  $\Delta d$  ergibt sich aus der zeitlichen Dauer eines Wellenpaketes  $t_{burst}$  nach [46]

$$\Delta d = \frac{t_{burst}}{2} c, \quad (2.55)$$

wenn die Signale innerhalb eines Wellenpaketes ununterscheidbar sind.

Die temporale Auflösung bezeichnet den Abstand, bei dem zwei Ereignisse der zeitveränderlichen Messgröße noch getrennt erfasst werden können. Für die PWD ist dies die

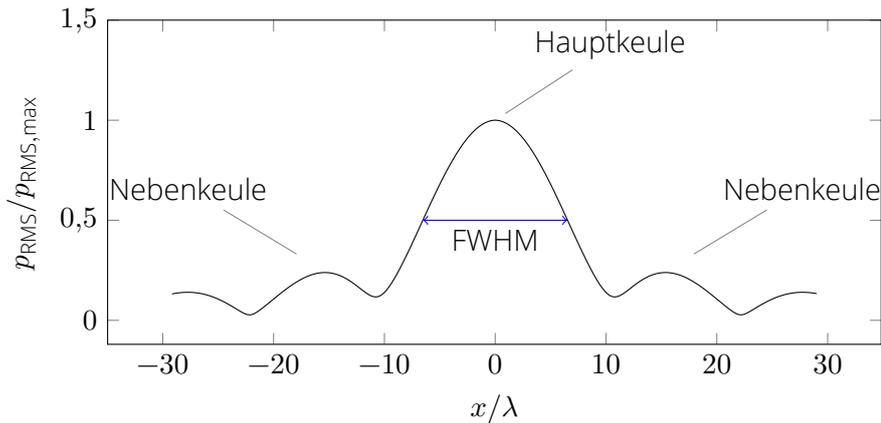


Abbildung 2.5: Schnitt im Abstand von  $60\lambda$  durch das Schallfeld eines Wandlers der aktiven Länge von  $15\lambda$ , ermittelt aus dem Rayleigh-Sommerfeld-Integral [83]. Der Effektivwert des Schalldrucks  $p_{\text{RMS}}$  ist dabei auf dessen Maximum  $p_{\text{RMS,max}}$  normiert.

Zeitdauer, die zur Geschwindigkeitsschätzung herangezogen wird:

$$\Delta t = \frac{N_{\text{EPP}}}{f_{\text{PR}}}. \quad (2.56)$$

Eng verknüpft mit der zeitlichen Auflösung ist die Mess- bzw. Bildrate  $f_{\text{frame}}$ . Sie bezeichnet in einem bildgebenden System die Abtastrate der zeitveränderlichen Messgröße. Für das PWD gilt, falls zur Geschwindigkeitsberechnung Signale aus nicht überlappenden Bereichen herangezogen werden:

$$f_{\text{frame}} \leq \frac{1}{\Delta t}. \quad (2.57)$$

Damit kann eine Bildrate bis zum Reziproken der Zeitauflösung erreicht werden oder diese durch Pausen nach  $N_{\text{EPP}}$  Pulsen reduziert werden.

## 2.5 Zusammenfassung

Dieses Kapitel legte die theoretischen Grundlagen der Ultraschallmesstechnik nach dem UDV-Prinzip. Es wurde die Methoden der Geschwindigkeitsschätzung nach Kasai et al. [105] und deren Erweiterung nach Loupas et al. [106] vorgestellt und eine fundamentale Grenze der erreichbaren Unsicherheit, die CRB, ermittelt. Die bestimmenden Parameter der Bildgebung, örtliche und zeitliche Auflösung, wurden für das PWD betrachtet. Da die Ortsauflösung insbesondere vom Schallfeld bestimmt wird, wurden rechentechnische Methoden zur Schallfeldberechnung und -beeinflussung vorgestellt.



# 3 Modulares Ultraschall-Array-Doppler-Velozimeter

Im folgenden Kapitel soll ein auf die Magneto hydrodynamik (MHD) zugeschnittenes Strömungsmesssystem vorgestellt werden, das eine Bildgebung basierend auf dem Pulswellen-Doppler-Verfahren-Prinzip (PWD, *pulse wave Doppler*) und elektronisch traversierten Sensorarrays erlaubt. Dazu sollen die Anforderungen an die Messtechnik typischer MHD-Experimente exemplarisch aufgeführt und eine konkrete Realisierung für eine generische Forschungsplattform, das *ultrasound array Doppler velocimeter* (UADV), aufgezeigt werden. Die modulare Architektur des Systems, der erweiterbare Hardwareaufbau sowie seine onlinefähige Signalverarbeitung sollen im folgenden Kapitel erörtert werden. Anschließend wird die Funktionsfähigkeit des Systems an einem Referenzstand nachgewiesen, dessen Messergebnisse auf die SI-Einheiten zurückgeführt und die Messunsicherheit für typische Fälle charakterisiert.

## 3.1 Systemarchitektur

*Die allgemeinen Anforderungen an ein Messsystem* für Modellexperimente in der MHD werden anhand der in Kapitel 4 untersuchten Strömung abgeleitet und im Sinne eines Lastenheftes in Tabelle 3.1 zusammengefasst. Weiterhin stellt sich die Anforderung an das Messsystem, als generische Plattform im Bereich der MHD-Modellexperimente einsetzbar zu sein, und nicht als Spezialanfertigung auf lediglich ein Experiment beschränkt zu sein.

*Als Ansatz für bildgebende Strömungsmessung* in MHD-Modellexperimenten nach den Anforderungen aus Abschnitt 3.1 wird das PWD mit elektronisch traversierten Wandlerarrays kombiniert. Das PWD-Prinzip erlaubt eine orts aufgelöste, linienhafte Messung einer Geschwindigkeitskomponente (1d-1c) in opaken Fluiden. Eine Traversierung in lateraler Richtung erweitert dieses Prinzip zu einer flächigen Messung (2d-1c). Um dabei die Anforderung hinsichtlich der Bildrate zu erfüllen, erfolgen weder eine mechanische

Tabelle 3.1: Allgemeine Anforderungen an ein Messsystem für MHD-Modellexperimente abgeleitet aus dem in Kapitel 4 vorgestellten Experiment.

Eigenschaften des Messobjektes	Anforderungen an ein Messsystem
Strömung in einem opaken Fluid, Querschnitt $A = 67,5 \text{ mm} \cdot 67,5 \text{ mm}$	Messung im Fluidvolumen, Eindringtiefe im Zentimeterbereich
dreidimensionale Strömungsstrukturen, miteinander interagierende Primär- und Sekundärströmung	mehrkomponentige, mehrdimensionale Bildgebung simultan in mehreren Ebenen
Strömungsstrukturen $x < 15 \text{ mm}$	Ortsauflösung im Millimeterbereich
instationäre Strömung mit $f_{\text{osc}} = 0,05 \dots 0,1 \text{ Hz}$	hohe Bildrate, Zeitauflösung im Subsekundenbereich
nichtdeterministische Vorgänge auf verschiedenen Zeitskalen: Oszillation bei einer Periodendauer $T_{\text{osc}} < 10 \text{ s}$ , Einsetzen der Instabilität nach $t_{\text{onset}} > 400 \text{ s}$	Aufnahmedauer im Stundenbereich bei hoher Bildrate

noch eine sequentielle elektronische Traversierung. Vielmehr werden lineare Wandlerarrays mit einer Kombination aus Zeitmultiplex (TDM, *time division multiplex*) und Ortsmultiplex (SDM, *spatial division multiplex*) betrieben, was eine parallelisierte Abrasterung der Messebene ermöglicht. Dies erlaubt für ein typisches Ansteuerungsschema (Abtastung von 24 Messlinien in 6 Schaltschritten, vgl. Abschnitt 4.2) eine Erhöhung der Bildrate um den Faktor 4. Durch den Einsatz mehrerer Wandlerarrays im TDM und einer Fusion der Messdaten kann eine flächige, zweikomponentige Strömungsbildgebung (2d-2c), oder eine Mehrebenenmessung ( $4 \times 2\text{d}-1\text{c}$ ) durchgeführt werden. Abbildung 3.1 verdeutlicht beispielhaft die Möglichkeiten der Bildgebung. Um eine breite Anwendbarkeit auf Modellexperimente in der MHD zu gewährleisten, muss die konkrete Umsetzung folgende Anforderungen im Sinne eines Pflichtenheftes erfüllen:

- Flexibilität und Erweiterbarkeit hinsichtlich der Messgeometrie, Sensoranzahl, -position und -orientierung
- Parametrisierbarkeit der Schallparameter (US-Frequenz und Signalform) und des zeitlichen und örtlichen Multiplexschemas individuell für jedes Sensorarray
- parametrierbare Signalverarbeitung und Visualisierung

Die Anforderung nach einer langen Messdauer bei Bildgebung mit gleichzeitig hoher Messrate macht eine onlinefähige Signalverarbeitung nötig.

Die *Systemarchitektur des UADV* als generische Plattform basierend auf dem PWD-Prinzip ist in Abb. 3.2 dargestellt. Es nutzt einen modularen Aufbau, welcher aus den zentralen

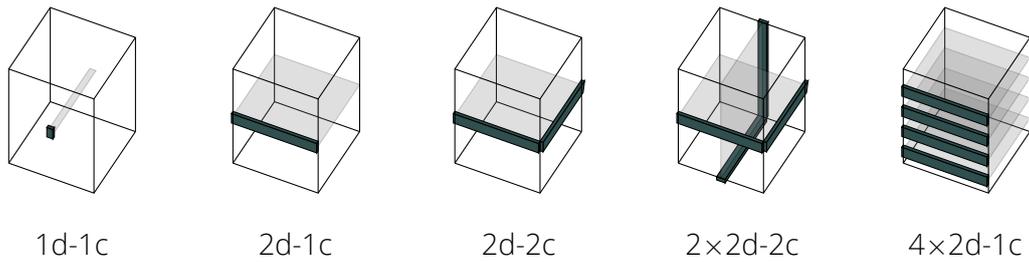


Abbildung 3.1: Beispielhafte Modi zur Bildgebung mit linearen Arrays.

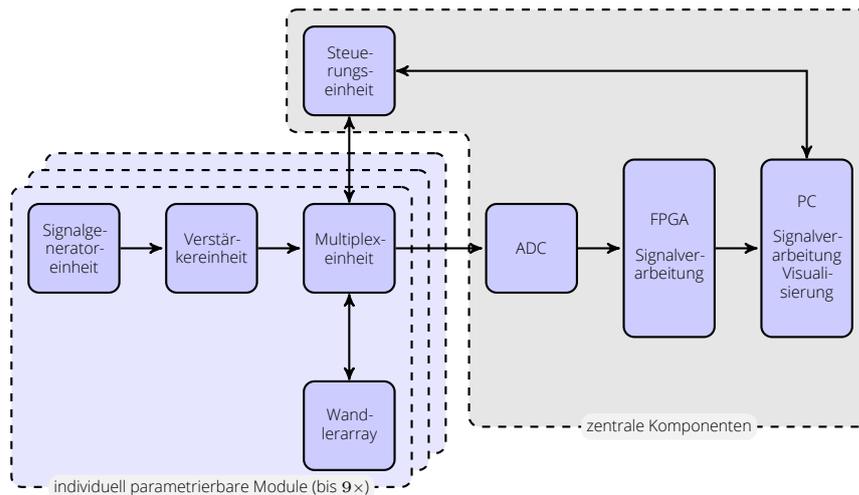


Abbildung 3.2: Übersicht der Systemarchitektur des UADV-Systems.

Komponenten für die Digitalisierung, Signalverarbeitung und Steuerung und aus bis zu 9 modularen Einheiten besteht, die Signalgenerierung, -multiplex und -verstärkung für jeweils 25 Wandlerelemente bereitstellen [112]. Die Elektronikkomponenten werden dazu in einem 19-Zoll-Baugruppenträger mit Einschüben gefasst (Abb. 3.4). Die Analog-Digitalumwandlung und Teile der Signalverarbeitung werden auf einem FlexRIO-basierten System (National Instruments) realisiert, die Geschwindigkeitsschätzung und -visualisierung auf einem Computer (PC, *personal computer*).

*Eine individuell parametrierbare, modulare Einheit* zur Ansteuerung von 25 Einzelwandlerelementen in einem linearen Array ist in Abb. 3.3 dargestellt. Sie umfasst einen Arbiträrfunctionsgenerator (AFG3022B, Tektronix Inc., Oregon, USA), welcher das analoge Sendesignal generiert und hinsichtlich der Signalform, -frequenz und -dauer parametrierbar ist. Das Sendesignal wird anschließend in einem Leistungsverstärker auf eine Spannungsamplitude bis zu  $\tilde{u} = 30\text{V}$  gebracht und dann über einen Sendemultiplexer dem TDM-SDM-Schema entsprechenden Wandlerelementen zugeführt. Dabei verhindert ein Sende-/Empfangsumschalter die Überlastung des Empfangszweiges durch die

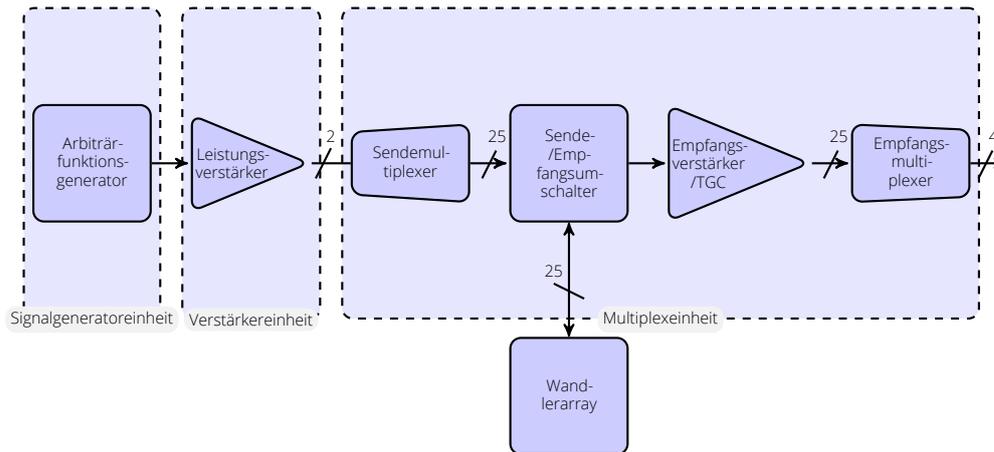


Abbildung 3.3: Darstellung einer modularen Einheit zur Ansteuerung von 25 Wandler-elementen.

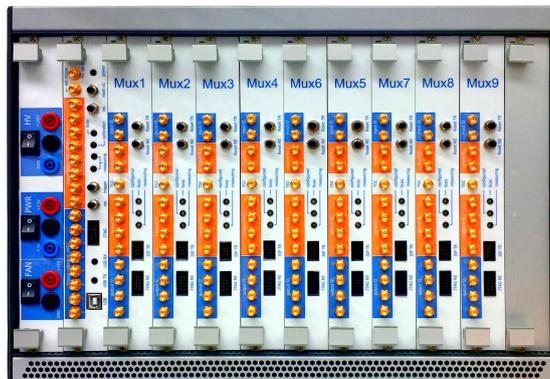


Abbildung 3.4: Baugruppenträger mit Steuer- und 9 Multiplexeinheiten [113].

Sendesignale, welche um mehrere Größenordnungen stärker sind. Die eintreffenden Empfangssignale werden im Empfangszweig verstärkt. Die Echesignale im Medium werden im Allgemeinen mit zunehmender Laufzeit exponentiell gedämpft. Um diesen Effekt zu kompensieren, wird eine zeitabhängige Verstärkung (TGC, *time gain control*) genutzt. Anschließend werden nach dem TDM-SDM-Schema die Signale mit einem Empfangsmultiplexer den entsprechenden Digitalisierungskanälen zugeordnet. Aus dem Zusammenspiel der individuell parametrierbaren, modularen Einheiten ergibt sich ein flexibel einsetzbares Messsystem.

### 3.2 Onlinefähige Signalverarbeitung

Die digitalisierten Rohdaten werden im UADV durch einen Analog-Digital-Wandler (ADC, *analog-to-digital converter*) mit 32 Kanälen und 12-Bit-Quantisierung (NI5752, National In-

Tabelle 3.2: Eine typische Parametrierung des UADV zur zweikomponentigen Zweiebenen-Messung aus Kapitel 4.

Parameter	Wert
Abtastrate auf der schnellen Zeitachse	$f_s = 32 \text{ MHz}$
Bildrate	$f_{\text{frame}} = 11,6 \text{ Hz}$
Anzahl der Wellenpakete zur Geschwindigkeitsschätzung	$N_{\text{EPP}} = 50$
Anzahl der Wandlerarrays	$N_{\text{array}} = 4$
Anzahl der Schaltschritte	$N_{\text{sw}} = 6$
Anzahl der Digitalisierungskanäle	$N_{\text{ch}} = N_{\text{array}} \cdot 4 = 16$
Anzahl der Bytes pro Abtastwert	$N_{\text{sampbytes}} = 2 \text{ B}$
Anzahl der Abtastpunkte pro Gate	$K_{\text{samp}} = 39$
Anzahl der Gates	$N_{\text{gates}} = 51$
Faktor der Unterabtastung	$n_{\text{sub}} = 13$

struments) bereitgestellt. Dabei können Abtastraten im Bereich  $32 \text{ MHz} \leq f_s \leq 50 \text{ MHz}$  genutzt werden. Die Datenrate der digitalisierten Rohsignale für das Gesamtsystem  $r_{\text{ADC}}$  ergibt sich nach:

$$r_{\text{ADC}} = N_{\text{ch}} \cdot N_{\text{sampbytes}} \cdot f_{\text{frame}} \cdot N_{\text{EPP}} \cdot N_{\text{sw}} \cdot N_{\text{array}} \cdot N_{\text{gates}} \cdot K_{\text{samp}}, \quad (3.1)$$

wobei  $N_{\text{ch}}$  die Anzahl der Digitalisierungskanäle,  $N_{\text{sampbytes}}$  die Anzahl der Bytes pro Abtastwert,  $f_{\text{frame}}$  die Bildrate,  $N_{\text{EPP}}$  die Zahl der Aussendungen,  $N_{\text{sw}}$  Anzahl der Schaltschritte,  $N_{\text{array}}$  die Anzahl der Wandlerarrays,  $N_{\text{gates}}$  die Anzahl der Gates und  $K_{\text{samp}}$  die Anzahl der aufgenommenen Abtastwerte pro Gate ist. Für eine typische Konfiguration des UADV, wie sie in Tab. 3.2 dargestellt ist, ergibt sich

$$\begin{aligned} r_{\text{ADC}} &= 16 \cdot 2 \text{ B} \cdot 11,6 \text{ Hz} \cdot 6 \cdot 4 \cdot 50 \cdot 39 \cdot 51 \\ &= 860 \text{ MB/s.} \end{aligned}$$

Diese Datenrate können handelsübliche, persistente Datenspeicher, wie beispielsweise Festplatten und Flashspeicher, derzeit nicht kontinuierlich speichern. Aus der Anforderung nach einer Messdauer  $t_{\text{meas}} > 1000 \text{ s}$  folgt, dass eine Offline-Signalverarbeitung nicht sinnvoll ist. Im Folgenden wird also eine Signalverarbeitungskette beschrieben, die den erweiterten Autokorrelationsalgorithmus nach Loupas et al. [106] digital implementiert. Für eine Onlinefähigkeit wird eine Umsetzung mit geringer rechentechnischer Komplexität erarbeitet und diese unter Nutzung der parallelen Verarbeitungsmöglichkeiten eines *field-programmable gate array* (FPGA) realisiert.

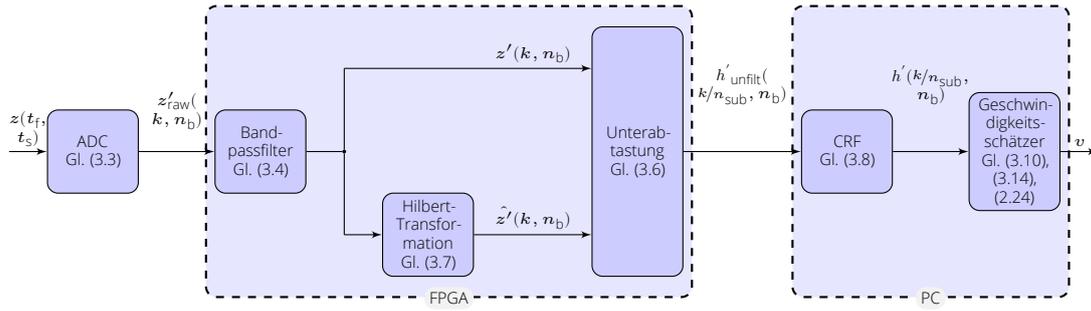


Abbildung 3.5: Onlinefähige Signalverarbeitung zur Geschwindigkeitsschätzung nach Loupas et al. [106] implementiert auf einem FPGA und einem PC.

Eine digitale Implementierung des erweiterten Autokorrelationsalgorithmus nach Loupas et al. [106] ist in Abb. 3.5 dargestellt. Nach der Bandpassfilterung, der Bildung des analytischen Signals sowie der Abtastung liegen I-Q-demodulierte Daten vor, die eine Datenrate  $r_{IQ}$  von

$$\begin{aligned} r_{IQ} &= r_{ADC} \cdot 2 \cdot 1/n_{sub} \\ &= 860 \text{ MB/s} \cdot 2 \cdot 1/13 = 132 \text{ MB/s} \end{aligned} \quad (3.2)$$

aufweisen. Dabei ist  $n_{sub}$  der Faktor der Unterabtastung bei der I-Q-Demodulation. Durch die Reduktion der Datenrate um den Faktor 6,5 in dieser Parametrierung können die I-Q-demodulierten Daten sowohl kontinuierlich auf einen persistenten Speicher geschrieben werden, als auch onlinefähig weiterverarbeitet werden. Daher werden die Bandpassfilterung und I-Q-Demodulation auf einem FPGA (NI PXIe-7965R, National Instruments, Austin, USA) umgesetzt, die Filterung statischer Echos und die Geschwindigkeitsschätzung auf einem PC. Zur Reduktion der rechentechnischen Komplexität der Algorithmen wird ein festes Verhältnis der Sende- zur Abtastfrequenz von  $f_{tx}/f_s = 1/4$  festgelegt, welches die Ausnutzung günstiger Spezialfälle bei der Bandpassfilterung und Hilbert-Transformation erlaubt.

Die digitalisierten Rohdaten  $z'_{raw}(k, n_B)$  des UADV liegen hinter dem ADC sowohl in der langsamen also auch in der schnellen Zeit abgetastet vor (vgl. Gl. (2.27)):

$$z'_{raw}(k, n_B) = z(t_f = k/f_s, t_s = n_B/f_{PR}), \quad k = 0, 1, \dots, K_{samp}, \quad n_B = 0, 1, \dots, N_{EPP}. \quad (3.3)$$

Im Folgenden wird nur ein Datensatz zur Berechnung eines Geschwindigkeitswertes betrachtet, nicht jedoch die Parallelität der simultanen erfassten Messlinien nach dem TDM-SDM-Schema, sowie mehrere axiale Messpunkte (Gates).

Eine Bandpassfilterung der Echosignale reduziert deren Rauschanteil, indem nur der Teil des Spektrums betrachtet wird, der auch Nutzinformationen beinhalten kann. Für Signale in additivem weißem Rauschen (AWGN) maximiert ein *matched filter* das

SNR [114]. Dieser wird durch einen Filter mit endlicher Impulsantwort, bei dem die Filterkoeffizienten nach dem zeitlich umgekehrten Sendesignal realisiert werden:

$$z'(k, n_B) = \sum_{n=0}^{N_{\text{periods}}} c_i \cdot z'_{\text{raw}}(k - n, n_B). \quad (3.4)$$

Bei einem sinusförmigen Sendesignal der Frequenz  $f_{\text{tx}}$  mit  $N_{\text{periods}}$  Perioden unter Annahme, dass  $f_{\text{tx}} \approx f_{\text{rx}}$  und  $f_{\text{tx}}/f_s = 1/4$  gilt, ergeben sich nur triviale Filterkoeffizienten  $c_i$  zu

$$c_i = \begin{cases} 1 & i = 2 + 4n \\ 0 & i = 1 + 4n, i = 3 + 4n; \\ -1 & i = 4n \end{cases} \quad n \in [0, N_{\text{periods}}]. \quad (3.5)$$

Damit kann die Filterung der Eingangssignale ohne Multiplikationsoperationen im FPGA umgesetzt werden, lediglich Additionen und Vorzeichenwechsel sind nötig.

Die I-Q-Demodulation besteht aus der Bildung eines analytischen Signals (vgl. Gl. (2.32)) und einer anschließenden Unterabtastung mit dem Faktor  $1/n_{\text{sub}}$ :

$$h'_{\text{unfilt}}(k/n_{\text{sub}}, n_B) = z'(k, n_B) + j \cdot \hat{z}'(k, n_B), \quad (3.6)$$

mit

$$n_B = 0, 1, \dots, N_{\text{EPP}}, \quad k = 0, 1, \dots, K_{\text{samp}}.$$

Dazu wird aus dem gefilterten, reellwertigen Signal  $z'(k, n_B)$  ein um  $-\pi/2$  phasenverschobenes Signal  $\hat{z}'(k, n_B)$  gebildet. Die dazu durchzuführende Hilbert-Transformation kann mit einer Zeitverschiebung von  $1/4f_0$  für eine Bezugsfrequenz  $f_0 = f_{\text{tx}}$  approximiert werden. Dies entspricht bei  $f_{\text{tx}}/f_s = 1/4$  einer Verschiebung um einen Abtastwert. Es ergibt sich

$$\hat{z}'(k, n_B) \approx z'(k - 1, n_B), \quad (3.7)$$

womit die I-Q-Demodulation ohne arithmetische Operationen auf dem FPGA umsetzbar ist.

*Eine Filterung statischer Echos* dient der Trennung von Signalanteilen, die nicht von Streukörpern sondern von Grenzflächen, wie beispielsweise durchschallte Gefäßwände, im Ausbreitungspfad herrühren. Dabei liegt die Annahme zugrunde, dass die Streukörper eine Geschwindigkeit  $|v| > v_{\text{cutoff}}$ , die Grenzflächen eine Geschwindigkeit  $|v| < v_{\text{cutoff}}$  aufweisen. Für typische experimentelle Aufbauten der MHD kann dabei, im Gegensatz zu beispielsweise medizinischen Anwendungen, ein  $v_{\text{cutoff}} \rightarrow 0$  gesetzt werden.

Dies erlaubt einen besonders einfachen und effizienten Ansatz zur Unterdrückung der statischen Echos, die Subtraktion des Gleichanteils in den I-Q-Daten nach:

$$h'(k/n_{\text{sub}}, n_{\text{B}}) = h'_{\text{unfilt}}(k/n_{\text{sub}}, n_{\text{B}}) - \frac{1}{N_{\text{EPP}}} \sum_{n_{\text{B}}'=0}^{N_{\text{EPP}}-1} h'_{\text{unfilt}}(k/n_{\text{sub}}, n_{\text{B}}'). \quad (3.8)$$

Dadurch wird eine schmalbandige Hochpassfilterung erreicht [46, 115–117]. Da Gl. (3.8) einen nicht-kausalen Filter beschreibt, ist es für die Berechnung notwendig  $N_{\text{EPP}}$  Signale im Speicher vorzuhalten.

Die *Geschwindigkeitsschätzung* nach Loupas et al. [106] nutzt mehrere Abtastwerte pro Gate und verwendet eine explizite Schätzung von  $f_{\text{rx}}$  als Näherung für  $f_{\text{rx}}$ . Dazu wird die zeitkontinuierliche, zweidimensionale Autokorrelationsfunktion  $R(\tau_f, \tau_s)$  nach Gl. (2.42) durch eine zeitdiskrete Approximation  $R'(\Delta k, \Delta n_{\text{B}})$  unter Nutzung des I-Q-Demodulationssignals  $h'(k/n_{\text{sub}}, n_{\text{B}})$  genähert:

$$R'(\Delta k, \Delta n_{\text{B}}) = \sum_{m=0}^{K_{\text{samp}}/n_{\text{sub}} - \Delta k - 1} \sum_{n=0}^{N_{\text{EPP}} - \Delta n_{\text{B}} - 1} h'(m, n) \cdot h'^*(m + \Delta k, n + \Delta n_{\text{B}}). \quad (3.9)$$

Die Schätzung der Dopplerverschiebung  $f_{\text{d}}$  erfolgt dabei analog zu Gl. (2.43) nach:

$$f_{\text{d}} \approx \frac{1}{2\pi} f_{\text{PR}} \arg R'(0, 1), \quad (3.10)$$

wobei die Grenzen aus Gl. (2.39) gelten. Die Empfangsfrequenz  $f_{\text{rx}}$  kann analog zu Gl. (2.45) geschätzt werden [106]:

$$f_{\text{rx}} \approx \frac{1}{2\pi} \frac{f_{\text{s}}}{n_{\text{sub}}} \arg R'(1, 0), \quad (3.11)$$

$$f_{\text{rx}} \in \left( \pm \frac{1}{2} \frac{f_{\text{s}}}{n_{\text{sub}}} \right]. \quad (3.12)$$

Allerdings kann die Unterabtastung mit dem Faktor  $n_{\text{sub}}$  dazu führen, dass der Eindeutigkeitsbereich verlassen wird. Unter der Annahme, dass das Signal schmalbandig um die Bezugsfrequenz  $f_0$  ist, kann der Eindeutigkeitsbereich entsprechend verschoben werden:

$$f_{\text{rx}} \approx \frac{1}{2\pi} \frac{f_{\text{s}}}{n_{\text{sub}}} \left( 2\pi \lfloor 1/2 + n_{\text{sub}} f_0 / f_{\text{s}} \rfloor + \arg R'(1, 0) \right) \quad (3.13)$$

$$f_{\text{rx}} \in \left( \frac{f_{\text{s}}}{n_{\text{sub}}} \lfloor 1/2 + n_{\text{sub}} f_0 / f_{\text{s}} \rfloor \pm \frac{1}{2} \frac{f_{\text{s}}}{n_{\text{sub}}} \right]. \quad (3.14)$$

Schlussendlich kann die Geschwindigkeit nach Gl. (2.24) mit I-Q-Daten unter Beibehaltung der geringen rechentechnischen Komplexität geschätzt werden. Damit wird eine onlinefähige Datenverarbeitung im kontinuierlichen Betrieb für lange Messdauern erreicht.

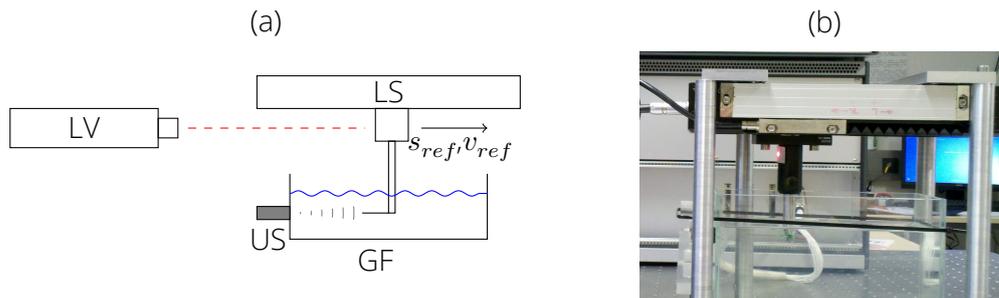


Abbildung 3.6: Schema (a) und Foto (b) eines Aufbaus zur Rückführung auf die SI-Einheiten. Der Kern einer Glasfaser (GF) wird mittels eines Linearverschiebetischs (LS) axial entlang der Schallkeule eines Ultraschallwandlers (US) in einem Wasserbad bewegt. Dabei ermittelt ein Laservibrometer (LV) dessen Referenzgeschwindigkeit ( $v_{ref}$ ) und -position ( $s_{ref}$ ).

### 3.3 Rückführung auf SI-Einheiten und Messunsicherheitsabschätzung

Die Anforderungen an ein Messergebnis, die im wissenschaftlichen Kontext allgemein gestellt werden, sind eine Rückführbarkeit auf die Einheiten des internationalen Einheitensystems (SI) und die Angabe einer Messunsicherheit [118]. Beides soll für das UADV durch eine Charakterisierung an einem Kalibrierstand erreicht werden, welcher im Gegensatz zum Anwendungsfall der Strömungsmessung in opaken Fluiden ein stark vereinfachtes Experiment darstellt. Dies ermöglicht eine Referenzmessung mit einem als "Goldstandard" angesehenen Messverfahren, der Laserinterferometrie. Dadurch können die Messergebnisse des UADV an das Referenzmesssystem gekoppelt werden, welches wiederum mittelbar an die grundlegenden SI-Einheiten Meter und Sekunde gekoppelt ist. Weiterhin ermöglicht der Kalibrierstand eine Unsicherheitsanalyse bei variierten Parametern, insbesondere des SNR und CSR, was als Grundlage für die Messunsicherheitsbetrachtung in den konkreten MHD-Experimenten (vgl. Kap. 4.2) genutzt wird.

Der Kalibrierstand ist in Abb. 3.6 dargestellt: Ein einzelner Streukörper wird linear in einem Wasserbad ( $\vartheta = 20\text{ }^{\circ}\text{C}$ ,  $c = 1480\text{ m/s}$ ) im Messvolumen des UADV bewegt. Dazu befindet sich ein Linearverschiebetisch (41.121.102E, OWIS, Staufen/Deutschland) über einem Glasgefäß der Abmaße  $212\text{ mm} \cdot 81\text{ mm} \cdot 135\text{ mm}$ . Dieser bewegt den Kern einer Glasfaser mit einer kugelförmigen Spitze ( $D = 0,6\text{ mm}$ ). Die Sollgeschwindigkeit beträgt dabei  $v_0 = 10\text{ mm/s}$ . Das Ultraschallwandlerarray (Richter Sensor and Transducer Technologie/Deutschland) ist auf der Gefäßvorderwand ( $d = 8\text{ mm}$ ) mit Ultraschallgel angekoppelt und strahlt entlang der Achse des Linearverschiebetisches.

*Die Referenzmessung* der Streukörpergeschwindigkeit erfolgt mittels eines Laservibrometers (OFV503 von Polytech, Waldbronn/Deutschland, Wegdekoder DD-900, Geschwindigkeitsdekoder VD-09). Dazu ist eine Retroreflektionsfolie (3M Scotchlite) an der Streukörperaufhängung angebracht. Für den verwendeten Messbereich des Vibrometers von  $\pm 50$  mm/s ist die Wurzel der spektralen Rauschleistungsdichte zu  $0,02 \mu\text{m/s}/\sqrt{\text{Hz}}$  vom Hersteller spezifiziert [119]. Damit ergibt sich eine Unsicherheit der Referenzmessung im Frequenzbereich bis 100 kHz von  $\sigma_{v,\text{vibrometer,rel}} = 6 \times 10^{-4}$ . Die Geschwindigkeit des Kalibrierobjektes konnte damit zu  $v_{\text{ref}} = 9,991$  mm/s bestimmt werden. Die Geschwindigkeitsunsicherheit beträgt  $\sigma_{v,\text{ref}} = 0,0178$  mm/s bei einer Mittlung über 55,56 ms, was der Zeitauflösung  $\Delta t$  der UADV-Messung entspricht.

*Eine Messreihe* mit 130 Wiederholungen unter Variation der Parameter SNR und CSR wurde durchgeführt. Das CSR beschreibt dabei das Verhältnis von statischen Echos, wie sie durch Mehrfachreflexionen an durchschallten Grenzflächen auftreten, zum Signal der Streukörper. Zwei exemplarische CSR,  $\text{CSR}_1 = -7,3$  dB und  $\text{CSR}_2 = -19,0$  dB, wurden durch Messungen an zwei Positionen des Streukörpers in Relation zum Wandler ( $s_1 = 46,8$  mm,  $s_2 = 94,7$  mm) erreicht. Das SNR wurde numerisch durch Addition von AWGN im Bereich  $\text{SNR} = -6, -3, \dots, 12$  dB variiert. Damit wurden vier exemplarische Parametrierungen der Signalverarbeitung aus Abschnitt 3.2 untersucht. Diese sind nach aufsteigender rechentechnischer Komplexität sortiert:

- bei **(DEF)** erfolgt Geschwindigkeitsschätzung analog zum 1d-Autokorrelator nach Kasai et al. [105] mit lediglich einem Abtastwert der schnellen Zeit ( $K_{\text{samp}} = 1$ ), weiterhin erfolgt keine Filterung statischer Echos
- **(CRF)** ist wie (DEF) parametrierung, zusätzlich erfolgt die Filterung statischer Echos
- **(CRF 2D)** ist parametrierung wie (CRF), nutzt jedoch die 2d-Autokorrelation nach Loupas et al. [106] mit drei Abtastwerten der schnellen Zeit ( $K_{\text{samp}} = 3$ ) ohne Schätzung der Empfangsfrequenz  $f_{\text{rx}}$
- **(RF 2D RF)** ist parametrierung wie (CRF 2D) mit der Schätzung der Empfangsfrequenz  $f_{\text{rx}}$

Die Parameter des Experimentes und der Signalverarbeitung sind in Tabelle 3.3 zusammengefasst. Abbildung 3.7 zeigt die ermittelte relative Abweichung zur Referenzmessung und die relative Standardabweichung unter Variation des SNR und CSR für die vier Parametrierungen der Signalverarbeitung.

*Die systematische Messabweichung* für eine wandferne Messung ( $\text{CSR}_1 = -19,0$  dB) bei einem hohen SNR ( $\text{SNR} = 12$  dB) für die Variante (DEF) beträgt  $-1,12$  %, welcher sich durch die Filterung statischer Echos (CRF, CRF 2D) umkehrt. Dies wird durch die Schätzung der Sendefrequenz kompensiert (CRF 2D RF) und es stellt sich eine Abweichung von  $-0,40$  % ein. Diese Variante zeigt die betragsmäßig geringste Abweichung für  $\text{SNR} \geq 3$  dB. Für wandnahe Messungen ( $\text{CSR}_2 = -7,3$  dB) ergibt die Variante ohne

Tabelle 3.3: Übersicht der Parameter des Kalibrierexperiments.

<b>Referenzmesssystem</b>	
Messbereich	$v_{\text{vibrometer}} \in \pm 50 \text{ mm/s}$
Geschwindigkeitsunsicherheit	$\sigma_{v,\text{vibrometer}} = 6,3 \mu\text{m/s}$ [119]
<b>Linearer Verschiebetisch</b>	
Geschwindigkeitssollwert	$v_{\text{ref},0} = 10 \text{ mm/s}$
Referenzgeschwindigkeit	$v_{\text{ref}} = 9,991 \text{ mm/s}$
Standardabweichung der Referenzgeschwindigkeit	$\sigma_{v,\text{ref}} = 0,019 \text{ mm/s}$
Anzahl der Wiederholungsmessungen	$N = 130$
<b>Ultraschallparameter</b>	
Bezugsfrequenz	$f_0 = 8 \text{ MHz}$
Anzahl der Perioden in einem Wellenpaket	$N_{\text{periods}} = 8$
Pulswiederholrate	$f_{\text{PR}} = 900 \text{ Hz}$
Anzahl der Wellenpakete zur Geschwindigkeitsschätzung	$N_{\text{EPP}} = 50$
Schallgeschwindigkeit	$c = 1480 \text{ m/s}$
Verhältnis von statischen Echos zum Signal	$\text{CSR}_1 = -19,0 \text{ dB}$ (wandfern) $\text{CSR}_2 = -7,3 \text{ dB}$ (wandnah)
Abtastrate auf der schnellen Zeitachse	$f_s = 32 \text{ MHz}$
<b>Signalverarbeitung</b>	
(DEF)	$K_{\text{samp}} = 1$ , kein CRF, $f_{\text{tx}} \approx f_0$
(CRF)	$K_{\text{samp}} = 1$ , CRF $f_{\text{tx}} \approx f_0$
(CRF 2D)	$K_{\text{samp}} = 3$ , CRF, $f_{\text{tx}} \approx f_0$
(CRF 2D RF)	$K_{\text{samp}} = 3$ , CRF, $f_{\text{tx}} \approx f_{\text{rx}}$

Filterung statischer Echos (DEF) eine vergleichsweise große relative Abweichung von  $\Delta v/v_{ref} < -42\%$ . Die Filterung wandelt dies in einen leicht positiven Bias von 0,64 %, welcher sich mit abnehmenden SNR verstärkt (CRF, CRF 2D). Die Schätzung der Sendefrequenz verringert die systematische Abweichung weiter auf  $-0,35\%$  und liefert die betragsmäßig geringste Abweichung aller Varianten für  $SNR \geq 0$  dB.

*Die zufällige Messabweichung* aller betrachteten Varianten bleibt hinter der Cramér-Rao-Schranke (CRB, *Cramér Rao bound*) des gegebenen Signalmodells zurück. Dies wurde für den Autokorrelator nach Kasai et al. [105] auch von Chan et al. [110] beschrieben. Die geringsten Standardabweichungen werden von den Varianten (CRF 2D, CRF 2D RF) mit  $\sigma_v/v_{ref} = 0,21\%$  durch die Nutzung mehrerer Abtastwerte der schnellen Zeit zur Geschwindigkeitsschätzung erreicht. Damit kommen diese bis Faktor 3 an die CRB heran. Zusammenfassend zeigt sich für die untersuchten Varianten eine Reduktion der systematischen und zufälligen Abweichungen mit steigender rechentechnischer Komplexität.

### 3.4 Zusammenfassung

Das UADV ist eine modulare Forschungsplattform für bildgebende Strömungsmessungen nach dem PWD-Prinzip. Es ist flexibel und angepasst auf die typischen Anforderungen von MHD-Experimenten, insbesondere auf eine lange Aufnahmedauer bei hohen Bildraten. Dazu werden lineare Wandlerarrays mit einer Kombination aus Zeit- und Ortsmultiplex zum parallelisierten Abrastern des Messbereichs betrieben, was eine Steigerung der Bildrate um typischerweise Faktor 4 verglichen mit rein sequentiellen Messungen erlaubt. Weiterhin ist eine hinsichtlich der rechentechnischen Komplexität optimierte Signalverarbeitungskette basierend auf der 2d-Autokorrelationsmethode nach Loupas et al. [106] implementiert. Diese beinhaltet einen vereinfachten CRF, welcher Messungen in kleinerem Abstand zu Grenzflächen, beispielsweise den Gefäßwänden, erlaubt. Durch Datenvorverarbeitung auf einem FPGA wird eine Datenkompression von typischerweise 6,5:1 erreicht, wodurch das UADV onlinefähig bei Bildraten  $> 11$  Hz ist. Ein Vergleich mit der fundamentalen Grenze der Messunsicherheit (CRB), welche in Abschnitt 2.4.4 hergeleitet wurde, ergibt eine um Faktor 3 höhere Unsicherheit der Signalverarbeitung. Das gesamte Messsystem ist mittels eines Kalibrierstandes mit interferometrischer Referenzmessung für typische Parameter charakterisiert worden. Dabei zeigt sich eine systematische Abweichung von  $-0,35\%$  und eine zufällige Abweichung bis hinab zu 0,21 %. Die Untersuchung am Kalibrierstand bildet die Grundlage für die Messunsicherheitsbilanz eines konkreten MHD-Modellexperiments.

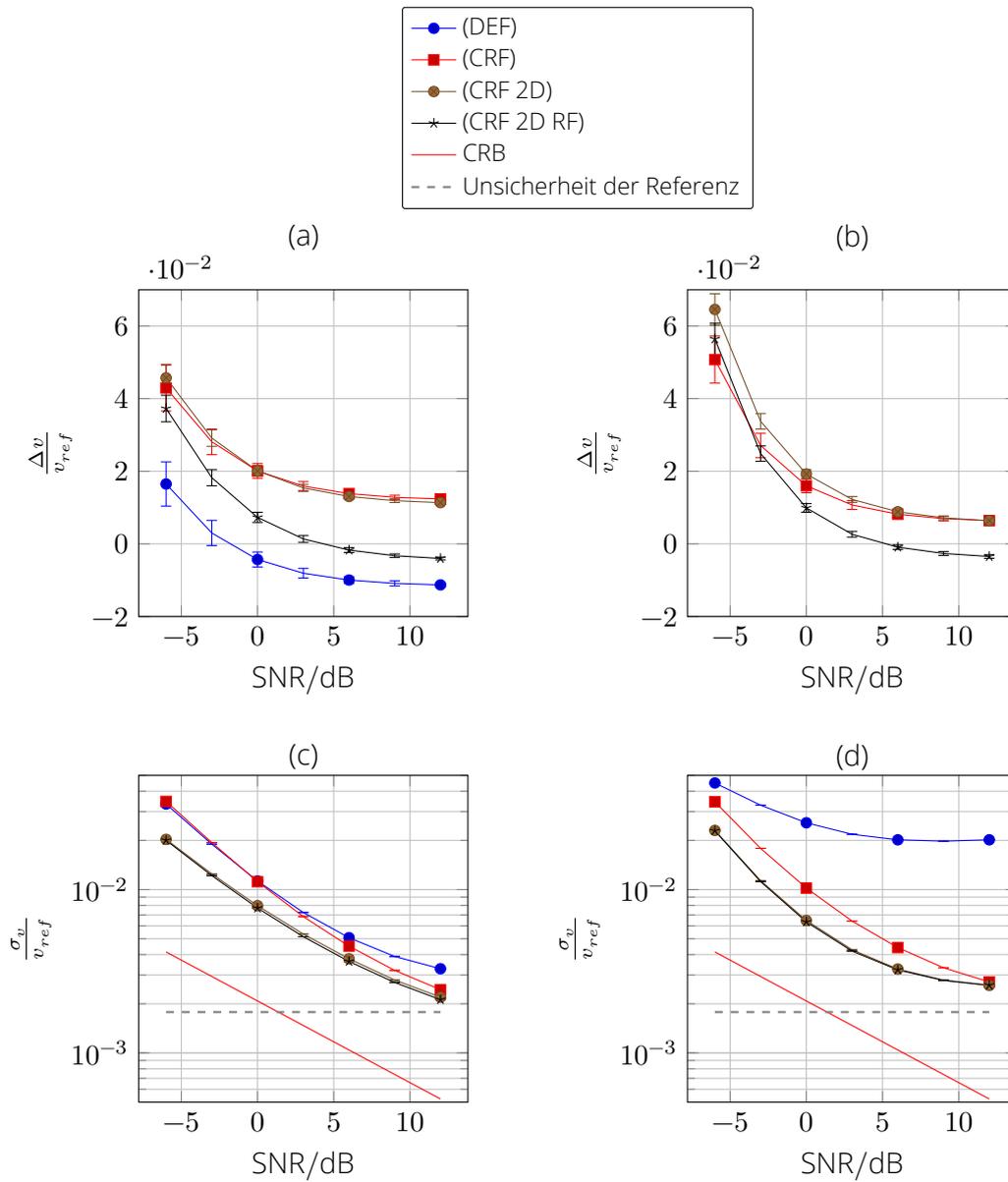


Abbildung 3.7: Relative systematische Abweichung (a,b) und relative Standardabweichung (c,d) der Geschwindigkeitsschätzung gegenüber dem SNR für wandferne ( $CSR_1 = -19,0$  dB a,c) und wandnahe Messungen ( $CSR_2 = -7,3$  dB b,d); die relative systematische Abweichung von (DEF) in (b) ist außerhalb des Diagramms:  $\Delta v/v_{ref} < -42\%$ ; die Fehlerbalken kennzeichnen das 95%-Konfidenzintervall, die gestrichelte Linie die Unsicherheit der Referenzgeschwindigkeit.



## 4 Strömungsbildgebung eines RMF-getriebenen Würfels

Bei einer Vielzahl von industriellen Prozessen mit elektrisch leitfähigen Fluiden werden maßgeschneiderte Magnetfelder zur Strömungsbeeinflussung eingesetzt. Beispielsweise ist bei der Herstellung polykristalliner Solarzellen in rechteckigen Geometrien der Einfluss magnetischer Felder auf die Schmelzströmung signifikant [120]. Daher ist die Optimierung der durch resistives Heizen bereits vorhandenen Magnetfelder bzw. deren gezielte Bereitstellung mittels kombinierter Heizer-Magnet-Module hinsichtlich der Qualität des Kristalls lohnenswert [10]. Es bedarf dazu eines umfassenden Verständnisses der transienten Strömungsstrukturen insbesondere für rechteckige Geometrien und magnetische Drehfelder (RMF).

Der Übergangsbereich steht zwischen zwei grundlegenden unterschiedlichen Strömungsregimen, der laminaren Strömung, welche durch zeitlich gemittelte Größen darstellbar ist, und der nur stochastisch beschreibbaren Turbulenz. Im Übergangsbereich sind beide Eigenschaften durch nicht deterministisch einsetzende Instabilitäten verknüpft, die durch infinitesimale Störungen ausgelöst werden können [121]. In der Grundlagenforschung der Magneto hydrodynamik (MHD) wurden stationäre Strömungsphänomene bei wandernden (TMF) und rotierenden Magnetfeldern (RMF) in einfachen Geometrien wie Kreiszyklindern anhand numerischer Simulationen und Modellexperimenten untersucht [122, 123]. Auch die im Übergangsbereich auftretenden Instabilitäten wurden linienhaft charakterisiert [124]. Eine kubische Geometrie ist hinsichtlich eines RMF strömungsmechanisch komplexer als ein Kreiszyklinder, da keine Rotations-symmetrie und ein Einfluss der Ecken gegeben ist. Die resultierenden, stationären Strömungsstrukturen in einem Würfel wurden numerisch von Frana und Stiller [125] und experimentell von Franke et al. [126] untersucht.

Hinsichtlich der Stabilität von RMF-getriebenen Strömungen in kubischen Gefäßen sagen numerische Simulationen von Galindo et al. [127] spontane, exponentiell anwachsende Oszillationen ( $f = 0,05 \dots 0,1$  Hz) im Übergangsbereich voraus. Diese sollen nun erstmals experimentell nachgewiesen und bezüglich ihrer räumlichen Struktur analysiert werden. Dazu wird eine Bildgebung komplexer Strömungsstrukturen über

verschiedene Zeitskalen hinweg benötigt, mit ausreichender hoher Bildrate zur Auflösung der Oszillationsvorgänge bei gleichzeitig langer Aufnahmedauer ( $T > 1000$  s). Dies erlaubt eine Identifikation kohärenter Strömungsstrukturen und Quantifizierung des Verhaltens bei nicht-deterministisch auftretenden Instabilitäten. Die Untersuchung umfasst zudem eine Parameterstudie über verschiedene Stärken der magnetischen Anregung, insbesondere im Übergangsbereich und im turbulenten Strömungsregime, bei dem numerische Simulationen nur stark eingeschränkt möglich sind. Es werden dabei Strömungsstrukturen und globale Strömungskenngrößen in der zeitlichen Evolution nach einem Einschaltvorgang und im stationären Zustand betrachtet.

Das nachfolgende Kapitel erörtert die Untersuchung einer RMF-getriebenen Strömung in einem Würfel. Dazu stellt Abschnitt 4.1 das Experiment am Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf (HZDR) und die Ultraschallmesstechnik zur bildgebenden Langzeitmessung vor und Abschnitt 4.2 analysiert die Unsicherheit der Geschwindigkeitsmessung für dieses Experiment. In Abschnitt 4.3 werden die zeitlich gemittelten Strömungsstrukturen im stationären Zustand betrachtet, welche prinzipiell auch mit kommerziell verfügbarer, linienhafter Strömungsmesstechnik in Kombination mit mechanischem Traversieren messbar wären. Anschließend werden die zeitlichen Verläufe globaler Strömungskenngrößen (Abschnitt 4.4) sowie die zeitliche Entwicklung der Strömungsstrukturen beim Einschaltvorgang (Abschnitt 4.5) vorgestellt. Abschnitt 4.6 betrachtet kohärente Strukturen in den Strömungsinstabilitäten und deren Anfachen. Abschnitt 4.7 fasst die Ergebnisse des Experiments zusammen und zieht Schlussfolgerungen für die weitere Messsystementwicklung.

## 4.1 Experimenteller Aufbau

Das MHD-Experiment umfasst ein kubisches Gefäß der (inneren) Kantenlänge  $L_{\text{cube}} = 67,5$  mm, das mit der bei Raumtemperatur flüssigen Legierung Gallium-Indium-Zinn (GaInSn) (Schmelztemperatur  $\vartheta = 10$  °C [12]) befüllt ist. Die Gefäßwand besteht aus Polymethylmethacrylat/Acrylglas (PMMA) und ist 3 mm stark. Das Fluid enthält aufgrund von Oxidation und Entmischungsprozessen Inhomogenitäten, die als akustische Streupartikel fungieren. Für den Einsatz der *ultrasound Doppler velocimetry* (UDV) wird angenommen, dass diese Partikel gleichmäßig im Flüssigkeitsvolumen verteilt vorliegen und der Bewegung des Fluids ohne Schlupf folgen. Das Gefäß wird zentriert in das *multi purpose magnetic field* (MULTIMAG) System positioniert, welches es ermöglicht verschiedenartige, frei parametrierbare Magnetfeldtypen linear zu überlagern und zeitabhängig zu steuern [128]. Im konkreten Experiment wird ein zum Zeitpunkt  $t = 0$  abrupt eingeschaltetes horizontales RMF im Uhrzeigersinn mit einer Frequenz von 50 Hz angewandt. Dieses wird durch eine radiale Anordnung von sechs Spulen, bei der die gegenüberliegenden Spulen zu einem Polpaar zusammengefasst sind und die mit einem dreiphasigen Drehstrom beaufschlagt werden (Abb. 4.1), erzeugt. Analog zu einem Asynchronmotor führen die Lorentzkräfte dabei zu einer Rotation des Fluids in der horizontalen Ebene (Primärströmung). Durch den Einfluss der oberen und unteren

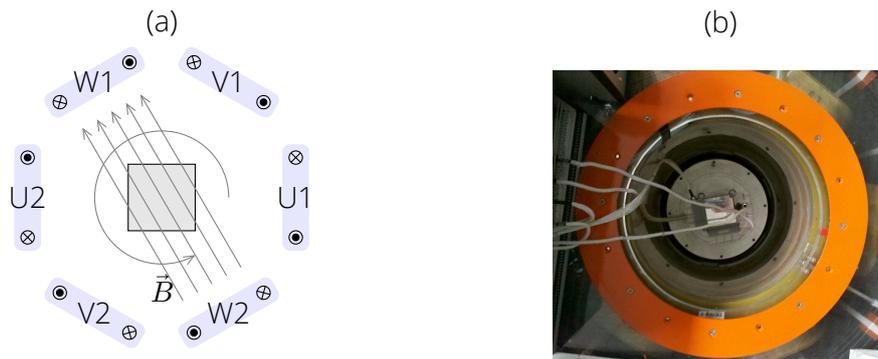


Abbildung 4.1: Experimenteller Aufbau: (a) Spulenanordnung zur Erzeugung eines RMF im MULTIMAG mit Würfel (innere Kantenlänge  $L_{\text{cube}} = 67,5 \text{ mm}$ , gefüllt mit GalSn) im Zentrum; (b) Foto in der Draufsicht.

Wände kommt es zudem zu einer Sekundärströmung in den vertikalen Ebenen (den Meridionalebenen), wie in Abb. 4.2 exemplarisch zu sehen ist.

*Die magnetische Taylor-Zahl*  $Ta$  dient als dimensionslose Kennzahl zur Charakterisierung der Stärke des magnetischen Feldes. Sie gibt, analog zur Reynoldszahl das Verhältnis der treibenden zu den bremsenden Kräften an, in diesem Fall die Lorentzkraft zu der viskosen Reibung. Die magnetische Taylorzahl in einem kubischen Gefäß ist definiert als [125]

$$Ta = \frac{\sigma \omega_{\text{rot}} B_0^2 L_{\text{cube}}^4}{32 \rho \nu^2}, \quad (4.1)$$

bei gegebener magnetischer Flussdichte  $B_0$ , Rotationsrate des Magnetfelds  $\omega_{\text{rot}}$ , einer Dichte  $\rho$ , einer kinematischen Viskosität  $\nu$ , einer spezifischen elektrischen Leitfähigkeit  $\sigma$  des Mediums und einer Kantenlänge des Würfels von  $L_{\text{cube}}$ . Anhand der Taylorzahl kann das Strömungsregime von laminar über den Transitionsbereich hin zu turbulenten Strömungen charakterisiert werden. In vorausgegangenen Untersuchungen an einem zylindrischen Gefäß wurde eine kritische Taylorzahl  $Ta = 1,2 \times 10^5$  für den Übergang von laminarer zu turbulenter Strömung identifiziert [129].

*Die konkreten Anforderungen an die Messtechnik* für das vorgestellte Experiment werden aus Eigenschaften der erwarteten Strömung abgeleitet. Dazu werden die Daten der numerischen Simulationen von Galindo et al. [127] herangezogen. Eine Übersicht der Strömungseigenschaften und der messtechnischen Anforderungen sind in Tabelle 4.1 zusammengefasst.

Um eine flächige, vektorielle Geschwindigkeitsmessung durch zwei akustische Zugänge zu erreichen, werden vier lineare Arrays (Richter Sensor and Transducer Technologie) mit

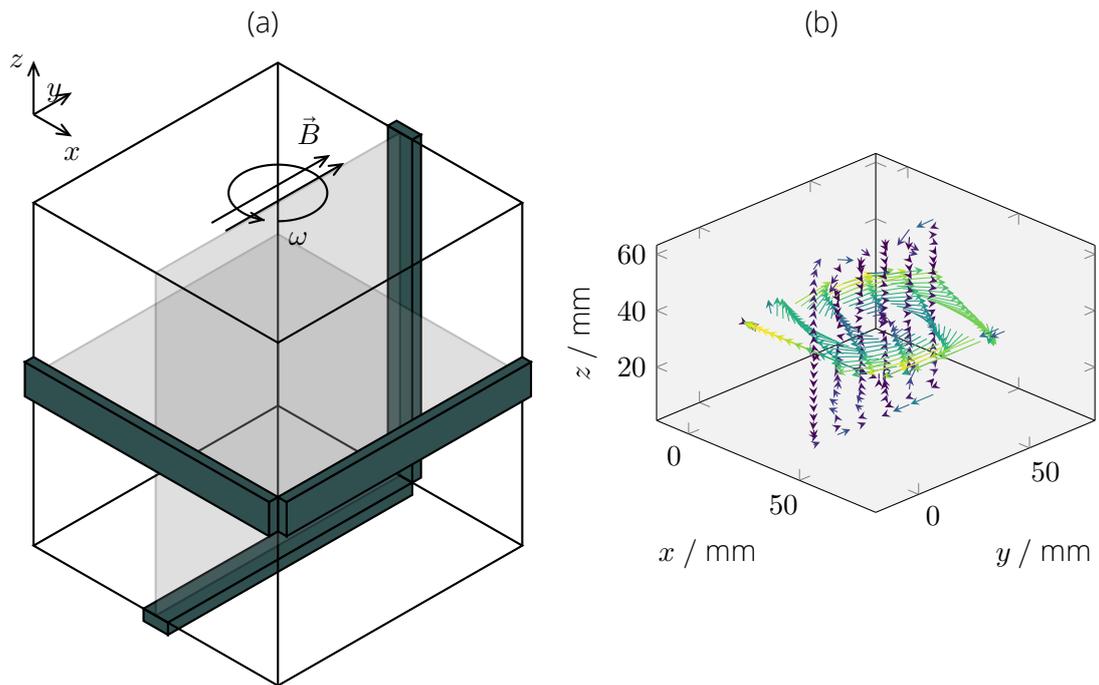


Abbildung 4.2: Strömungsmesstechnik im MHD-Experiment: (a) die zentrale horizontale und eine zentrale meridionale Ebene werden mit jeweils zwei US-Wandlerarrays erfasst; (b) exemplarisches Geschwindigkeitsvektorfeld.

Tabelle 4.1: Anforderungen an das Messsystem für das konkrete Experiment zur Untersuchung einer RMF-getriebenen Strömung im Übergangsbereich, abgeleitet aus numerischen Simulationen [127].

Eigenschaften des Messobjektes	Anforderung an ein Messsystem
Strömung in einem opaken Fluid, Querschnitt $A = 67,5 \text{ mm} \cdot 67,5 \text{ mm}$	Messung im Fluidvolumen, flächenhafte Messung mit $A > 40 \text{ mm} \cdot 40 \text{ mm}$
dreidimensionale Strömungsstrukturen, miteinander interagierende Primär- und Sekundärströmung	simultane zweikomponentige Bildgebung in zwei Ebenen $2 \times 2\text{d-}2\text{c}$
typische Strukturgrößen der Strömung $x < 15 \text{ mm}$	Ortsauflösung von $\Delta x \leq 10 \text{ mm}$
instationäre Strömung mit $f_{\text{osc}} = 0,05 \dots 0,1 \text{ Hz}$	hohe Bildrate $f_{\text{frame}} > 10 \text{ Hz}$
nichtdeterministische Vorgänge auf verschiedenen Zeitskalen: Oszillation bei einer Periodendauer $T_{\text{osc}} < 10 \text{ s}$ , Einsetzen der Instabilität nach $t_{\text{onset}} > 400 \text{ s}$	Aufnahmedauer $T > 1000 \text{ s}$ bei hoher Bildrate

jeweils 25 Elementen genutzt (Abb. 4.2). Als Koordinatenursprung des Strömungsfeldes wird die untere, innere Ecke des Würfels gewählt. Die zentrale horizontale Messebene wird durch jeweils ein Wandlerarray zur Erfassung der  $x$ - und  $y$ -Komponente, die zentrale vertikale Ebene durch jeweils ein Array in  $y$ - und  $z$ -Richtung aufgespannt. Die Ausrichtung der Arrays einer Ebene zueinander muss für die Kombination ihrer Geschwindigkeitsdaten bekannt sein. Daher wurde für beide Ebenen jeweils eine Kalibrierungsmessung bei einer laminaren RMF-Strömung durchgeführt, bei der der zentrale Strömungs-Nulldurchgang zur Bestimmung des Mittelpunktes des Würfels relativ zu den Sensorpositionen dient. Tabelle 4.3 listet Positionen der Sensoren im Koordinatensystem des Würfels.

## 4.2 Charakterisierung der Messeigenschaften

Das örtliche Auflösungsvermögen eines Messsystems ist einer der bedeutsamsten Parameter der Bildgebung. Die Auflösung des *ultrasound array Doppler velocimeter* (UADV) lateral zur Schallausbreitungsrichtung hängt, wie in Abschnitt 2.4.5 beschrieben, von der Ausdehnung des Schallfeldes ab. Die eingesetzten Wandlerarrays bestehen aus Einzelelementen der Abmessungen  $2,5 \text{ mm} \cdot 5 \text{ mm}$  wie in Abb. 4.3 dargestellt. Bei paarweisem Betrieb ergibt sich eine aktive Sensorfläche von  $5 \text{ mm} \cdot 5 \text{ mm}$  und ein Schallfeld in GaInSn entsprechend Abb. 4.5. Eine Übersicht der Strahl-FWHM in Abhängigkeit zur

Messtiefe gibt Tabelle 4.2. Die Strahlbreite im natürlichen Fokuspunkt des Wandlers beträgt rund 3 mm und der Divergenzwinkel ist  $4,8^\circ$ . Es zeigt sich eine Verbreiterung des Schallstrahls mit zunehmenden axialem Abstand zum Wandler auf 9 mm bei  $y = 50$  mm. Der Abstand der Messlinien beim elektronischen Abrastern des Messfeldes ergibt sich aus der Elementbreite (2,5 mm) und einem Spalt zwischen den Elementen von 0,2 mm zu  $\Delta x = 2,7$  mm. Er ist damit an die erreichbare laterale Auflösung angepasst. Die axiale örtliche Auflösung des Messsystems ergibt sich nach Gl. (2.55) aus der Dauer des Wellenpakets, die bei der gewählten Signalform (8 Wellenzüge eines Sinussignals bei  $f_0 = 8$  MHz)  $t_{\text{burst}} = 1 \mu\text{s}$  beträgt, zu  $\Delta d = 1,4$  mm.

Die temporale Auflösung hängt beim Pulswellen-Doppler-Verfahren (PWD, *pulse wave Doppler*) nach Gl. (2.56) von der Pulswiederholrate  $f_{\text{PR}}$  und der Anzahl der Wellenpakete zur Geschwindigkeitsschätzung  $N_{\text{EPP}}$  ab. Das verwendete Ansteuerschema (Abb. 4.4) arbeitet mit paarweise betriebenen Wandlern und nutzt eine Kombination aus Ortsmultiplex (SDM, *spatial division multiplex*) und Zeitmultiplex (TDM, *time division multiplex*). Für ein Wandlerarray erfolgt die Abtastung der Messfläche mit vier Messlinien gleichzeitig, wodurch in  $n_{\text{SW}} = 6$  Schaltschritten alle 24 Messlinien erfasst werden. Das durch die parallelisierte Abtastung resultierende Übersprechen wird durch einen räumlichen Abstand von vier freien Wandlerelementen und einen zeitlichem Abstand von einem freien Zeitschritt minimiert. Insgesamt ergibt sich verglichen mit einer rein sequentiellen Abrasterung des Messbereichs eine Beschleunigung um den Faktor 4. Die  $N_{\text{array}} = 4$  Wandlerarrays weisen sich kreuzende Messbereiche auf, weshalb sie sequentiell betrieben werden. Zur Vermeidung von Übersprechen ergibt sich folgende obere Grenze für  $f_{\text{PR}}$

$$f_{\text{PR}} < \frac{1}{t_{\text{decay}} N_{\text{SW}} N_{\text{array}}}, \quad (4.2)$$

mit  $t_{\text{decay}}$  als Zeitdauer bis zum Abklingen eines Ultraschallwellenpakets und der Anzahl der Schaltschritte  $N_{\text{SW}}$ . Im konkreten Experiment wird die Pulswiederholrate zu  $f_{\text{PR}} = 551,9$  Hz gewählt, woraus eine zeitliche Auflösung  $\Delta t = 89$  ms und eine Bildrate  $f_{\text{frame}} = 11,2$  Hz im gegebenen Messaufbau resultieren (vgl. Gl. (2.57)). Eine Übersicht der Messparameter ist in Tab. 4.3 gegeben.

Die Angabe einer Messunsicherheit ist für die weitere wissenschaftliche Interpretation von Messergebnissen von großer Bedeutung. Daher wird für die konkrete Messaufgabe eine Unsicherheitsbilanz entsprechend den Vorgaben des Leitfadens zur Angabe der Unsicherheit beim Messen GUM [131, 132] erstellt, die nicht nur die Gesamtunsicherheit des UADV quantifiziert, sondern auch gleichzeitig die größten Beiträge dazu identifiziert. Es wird dazu basierend auf Gleichung (2.24) der Einfluss der Unsicherheiten der Größen  $f_{\text{d}}$ ,  $c$  und  $f_{\text{tx}}$  auf die Unsicherheit von  $v$  bestimmt. Für die Frequenzschätzung werden die Ergebnisse der Referenzmessung aus Abschnitt 3.3 mit einem  $\text{SNR} = 5$  dB als Grundlage der Unsicherheitsbestimmung genommen. Die Unsicherheit der Schallgeschwindigkeit im Fluid (GalSn) setzt sich aus dem der Literatur entnommenen Wert und dem Einfluss der Fluidtemperatur zusammen. Weiterhin wird untersucht, inwieweit die räumliche

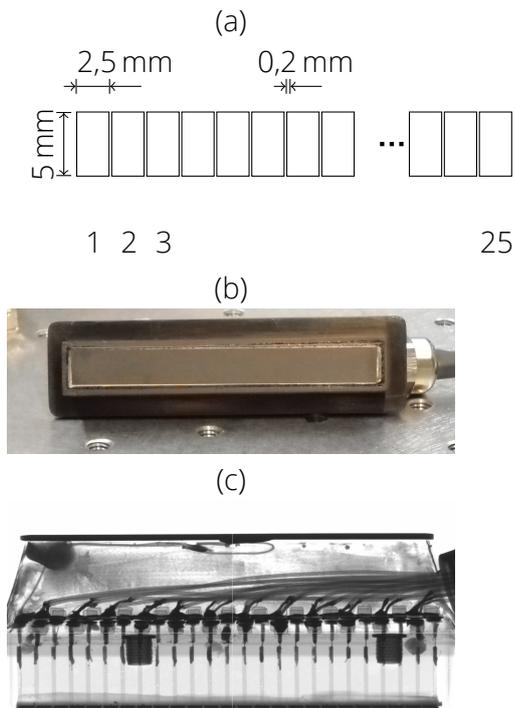


Abbildung 4.3: Lineares Ultraschallwandler-Array: (a) Elementanordnung (b) Foto der Sensorfront (c) Röntgenbild des Sensors in der Draufsicht (mit freundlicher Unterstützung des Instituts für Aufbau- und Verbindungstechnik der Elektronik).

Tabelle 4.2: Laterale Ortsauflösung in Abhängigkeit vom axialen Abstand zum Wandler für  $f_0 = 8$  MHz in GalnSn ermittelt aus dem Rayleigh-Sommerfeld-Integral (vgl. Abb. 4.5) [83].

$y/\text{mm}$	FWHM/mm
10	3,05
20	4,56
30	5,96
40	7,46
50	8,96

Tabelle 4.3: Spezifikationen des Modellexperimentes und der Strömungsmessung.

<b>Experimenteller Aufbau</b>	
Fluid	GalInSn [12] bei $\vartheta = 20^\circ\text{C}$ $c_{\text{GalInSn}} = 2740 \text{ m/s}$ [130] $\sigma = 3,2906 \times 10^6 \text{ S/m}$ [12] $\rho = 6403,21 \text{ kg/m}^3$ [12] $\nu = 3,40911 \times 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$ [12]
Gefäß	PMMA-Würfel innere Kantenlänge $L_{\text{cube}} = 67,5 \text{ mm}$ Wandstärke 3 mm
Magnetfeld	RMF $\omega_{\text{rot}} = 2\pi 50 \text{ Hz}$ $B_0 = 0,106 \dots 3,328 \text{ T}$ $Ta = 1,0 \times 10^4 \dots 1,0 \times 10^7$
<b>Messparameter</b>	
Messmodus	zweikomponentige Zweiebenenmessung (2d-2c) mit vier linearen Wandlerarrays
Sendesignal	sinusförmig, 8 Perioden $f_0 = 8 \text{ MHz}$ $t_{\text{burst}} = 1 \mu\text{s}$
Anzahl der Wellenpakete zur Geschwindigkeitsschätzung	$N_{\text{EPP}} = 50$
<i>pulse repetition frequency</i>	$f_{\text{PR}} = 551,9 \text{ Hz}$
Bildrate	$f_{\text{frame}} = 11,2 \text{ Hz}$
<b>Lineare Wandlerarrays</b>	
Elementanzahl	$n = 25$
Abstand der Elementmittelpunkte ( <i>pitch</i> )	$\Delta x = 2,7 \text{ mm}$
Bezugsfrequenz	$f_0 = 8 \text{ MHz}$
Bandbreite (−6 dB)	$f_{\text{bw}} = 1,8 \text{ MHz}$
akustische Impedanzanpassung	PMMA, $Z = 3,4 \text{ MNs/m}^3$
<b>Messgeometrie</b>	
Wandler, Geschwindigkeitskomponente	Mitte des ersten Wandlerelements
1, $v_x$	$P(70,5 \text{ mm}, 0,5 \text{ mm}, 34,0 \text{ mm})$
2, $v_z$	$P(34,0 \text{ mm}, 67,8 \text{ mm}, -3,0 \text{ mm})$
3, $v_y$	$P(68,7 \text{ mm}, -3,0 \text{ mm}, 34,0 \text{ mm})$
4, $v_y$	$P(34,0 \text{ mm}, 70,5 \text{ mm}, -1,6 \text{ mm})$

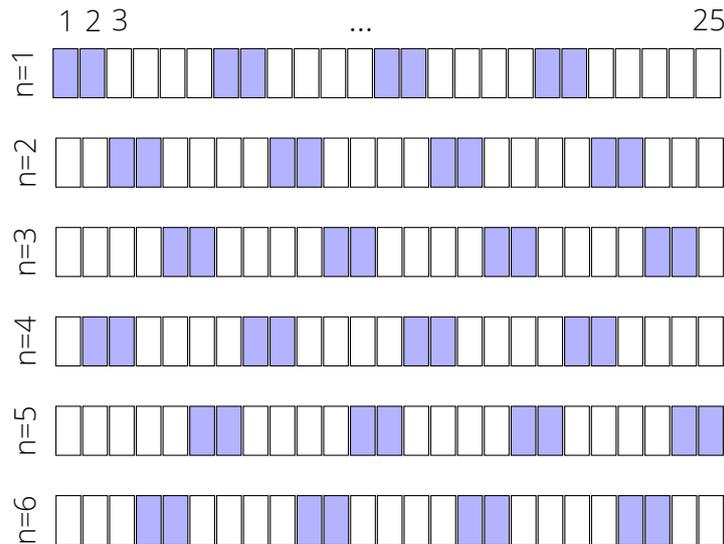


Abbildung 4.4: Schema zur Ansteuerung von 25 Wandlerelementen im TDM/SDM mit  $n_{SW} = 6$  Schaltschritten; zeitlicher Abstand von mindestens einem freien Zeitschritt pro Wandler und einem räumlichen Abstand von vier freien Wandlerelementen wird gewährleistet.

Auflösung des Messsystems zur Messunsicherheit in der gegebenen Strömung beiträgt. Dazu wird ein typischer Geschwindigkeitsgradient aus numerischen Simulationen zur Abschätzung der unbekannt, systematischen Abweichung, resultierend aus der räumlichen Mittelung des Messsystems, angenommen.

Tabelle 4.4 fasst die Unsicherheitsbilanz zusammen. Dabei zeigt sich, dass der größte Beitrag mit  $\sigma_{v,rel} = 13,9\%$  aus der räumlichen Auflösung des Messsystems resultiert, was damit ein Ansatzpunkt für die weitere Optimierung des Messsystems hinsichtlich der MHD darstellt. Weiterhin bestätigt die Unsicherheitsbilanz die getroffenen Näherungen bei der echtzeitfähigen Implementierung der Signalverarbeitung, da die Frequenzschätzung nicht den begrenzenden Faktor darstellt.

### 4.3 Strömungsstruktur in Abhängigkeit der Taylorzahl

Die zeitlich gemittelte Strömung des Fluids in einem kubischen Gefäß unter Einfluss eines rotierenden Magnetfeldes ist in Abb. 4.6 für verschiedene Taylor-Zahlen dargestellt. Dabei ist die grundlegende Struktur unabhängig von der Taylor-Zahl.

*Die Primärströmung* ist durch einen zentralen Wirbel mit dem Durchmesser entsprechend der Kantenlänge des Würfels in der mittleren, horizontalen Ebene gekennzeichnet. Entsprechend einer Festkörperrotation steigt die tangentielle Strömungsgeschwindigkeit nach außen hin an bis sie kurz vor den Außenkanten ihr Maximum erreicht.

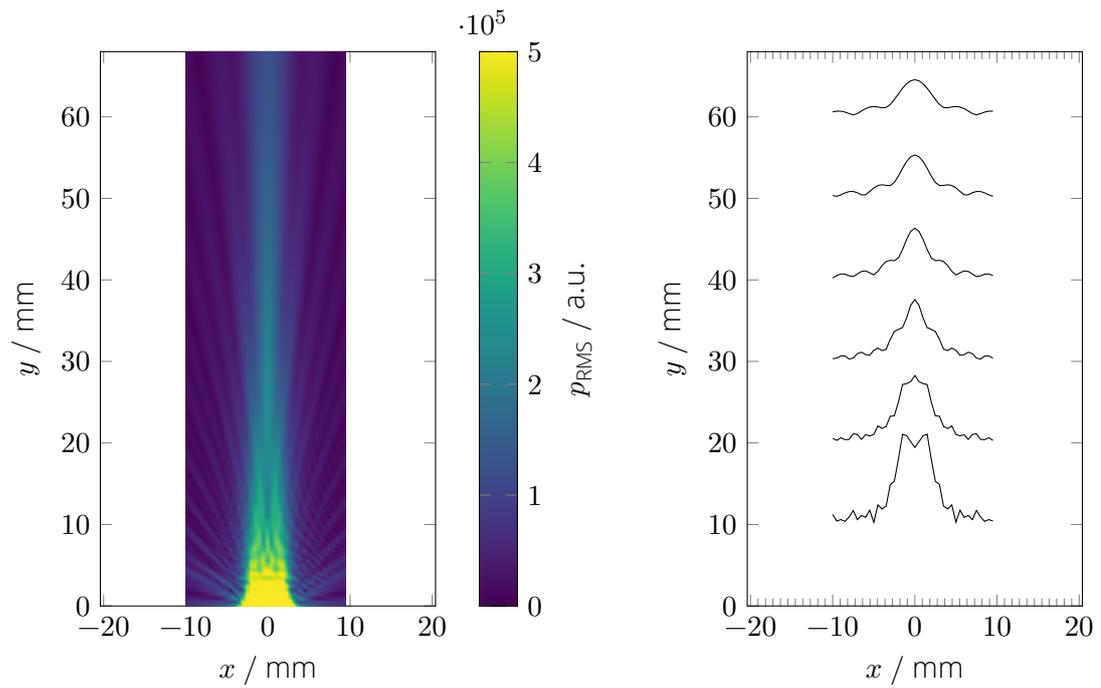


Abbildung 4.5: Schallfeld eines Wandlerpaares mit einer aktiven Länge von 5 mm bei  $f_0 = 8$  MHz in GalnSn ermittelt aus dem Rayleigh-Sommerfeld-Integral [83].

Tabelle 4.4: Messunsicherheitsbilanz für die Geschwindigkeitsmessung mit dem UADV in einer RMF-getriebenen Strömung im Würfel.

Größe	Unsicherheitsbeitrag	Art der Schätzung nach GUM	rel. Standardunsicherheit $\sigma_{v,rel}$
$f_d, f_{tx}$	zufällige Abweichung der Frequenzschätzungen	Typ-A-Schätzung aus Referenzmessungen am Kalibrierstand (Abbildung 3.7) bei einem SNR = 5 dB: Normalverteilung mit $\sigma_{v,rel} = 0,4\%$	0,4%
$f_d, f_{tx}$	unbekannte, systematische Messabweichung der Frequenzschätzungen, einschließlich frequenzabhängige Dämpfung im Fluid, Drift der elektronischen Taktgeber	Typ-B-Schätzung aus Referenzmessungen am Kalibrierstand (Abbildung 3.7) bei einem SNR = 5 dB: Gleichverteilung im Intervall $\Delta v_{rel} = \pm 0,08\%$	0,05%
$c$	Schallgeschwindigkeit im Fluid $c_{\text{GalnSn}} = 2740 \text{ m/s}$ (von Morley et al. [130], ohne Angabe einer Messunsicherheit)	Typ-A-Schätzung [133]: $\sigma_{c,rel} = 0,03\%$	0,03%
	unbekannte, systematische Messabweichung durch Änderung der Schallgeschwindigkeit im Fluid durch Temperaturänderungen	Typ-B-Abschätzung mit dem Temperaturkoeffizienten der Schallgeschwindigkeit bei flüssigem Gallium [133, 134] $\frac{dc}{dT} = -0,3 \text{ m/(s K)}$ bei $\Delta T = \pm 10 \text{ K}$ : Gleichverteilung im Intervall $\Delta c_{rel} = \pm 0,11\%$	0,06%
$v$	Einfluss der räumlichen Auflösung	Typ-B-Abschätzung mit einer Strahlbreite $\Delta x = 3 \text{ mm}$ und einem Geschwindigkeitsgradient aus numerischer Simulation bei $Ta = 1 \times 10^5$ $\frac{dv}{dx} = 0,16 \text{ mm}^{-1} \cdot v_{\text{max}}$ [127]; $\Delta v = 1/2 \cdot \frac{dv}{dx} \cdot b$ , $\Delta v_{rel} = \pm 24\%$	13,9%
gesamte Unsicherheit $\sqrt{\sum_i \sigma_{v,rel,i}^2} =$			13,9%

Die darauf folgende Grenzschicht an der Gefäßwand mit einem Geschwindigkeitsabfall auf Null kann vom Messsystem nicht aufgelöst werden [125]. Abbildung 4.7 zeigt die Geschwindigkeitsprofile der  $v_x$  und  $v_y$ -Komponente für eine Linie parallel zur  $y$ -Achse exemplarisch für drei Taylorzahlen. Dabei repräsentiert  $Ta = 1 \times 10^5$  ein weitestgehend laminares Strömungsregime,  $Ta = 2,6 \times 10^5$  den Übergangsbereich und  $Ta = 5 \times 10^6$  den turbulenten Fall. Zur besseren Vergleichbarkeit wurde eine Normierung der Geschwindigkeit nach der Wurzel der Taylorzahl vorgenommen. In der Hauptströmungsrichtung entlang  $v_y$  ist für niedrige Taylorzahlen ein linearer Geschwindigkeitsverlauf mit einem Nulldurchgang in der Mitte des Gefäßes zu beobachten. Mit steigender Taylorzahl erhöht sich der Geschwindigkeitsgradient nahe des Zentrums und an den Wänden, wohingegen er im Rest des Fluidvolumens abflacht und der Geschwindigkeitsverlauf insgesamt sigmoidal wird. In ähnlicher Weise zeigen auch turbulente Rohrströmungen einen flacheren Geschwindigkeitsverlauf im Volumen verglichen mit dem laminaren Fall [135].

Die Sekundärströmung in der vertikalen Ebene zeigt vier in den Ecken gelegene Wirbel, die durch das sogenannte Ekman-Pumpen aus der Interaktion mit der oberen und unteren Wandung entstehen [125]. Wie auch in der Primärströmung ist eine Erhöhung des Geschwindigkeitsgradienten zu erkennen (siehe Abb. 4.7 c,d), jedoch kein qualitativer Unterschied in der Struktur der stationären Strömung.

## 4.4 Charakterisierung globaler Strömungs- und Turbulenzkenngrößen

Die flächenhafte, zweikomponentige Messung jeweils einer Ebene aus der Primär- und Sekundärströmung erlaubt die Bestimmung stationärer, globaler Kenngrößen wie der mittleren kinetischen Energie oder der mittleren Turbulenzintensität für verschiedene Taylorzahlen. Damit kann der Einfluss der magnetischen Taylorzahl auf das Strömungsregime auch qualitativ aufgezeigt werden.

Die mittlere kinetischen Energie der Primärströmung  $\bar{E}_{\text{kin,pri}}$  und der Sekundärströmung  $\bar{E}_{\text{kin,sek}}$  (ausgedrückt als einheitenlose Kennzahl normiert auf  $\frac{1}{(\nu L)^2}$ ) wird berechnet nach

$$\bar{E}_{\text{kin,pri}} = \frac{1}{(\nu L)^2} \frac{1}{2N_{xy}N_t} \sum_x \sum_y \sum_t (v_x(x, y, t)^2 + v_y(x, y, t)^2), \quad (4.3a)$$

$$\bar{E}_{\text{kin,sek}} = \frac{1}{(\nu L)^2} \frac{1}{2N_{yz}N_t} \sum_y \sum_z \sum_t (v_y(y, z, t)^2 + v_z(y, z, t)^2), \quad (4.3b)$$

mit der Anzahl der zeitlichen Stützstellen  $N_t$  und der Anzahl der Messpunkte in der  $xy$ -Ebene  $N_{xy}$ , bzw. in der  $yz$ -Ebene  $N_{yz}$ . In Abb. 4.8 werden beide gegen  $Ta$  aufgetragen. Eine lineare Regression zwischen den dekadischen Logarithmen der mittleren kinetischen Energien und der  $Ta$  ergibt für die Primärströmung eine Steigung von 1,14 und

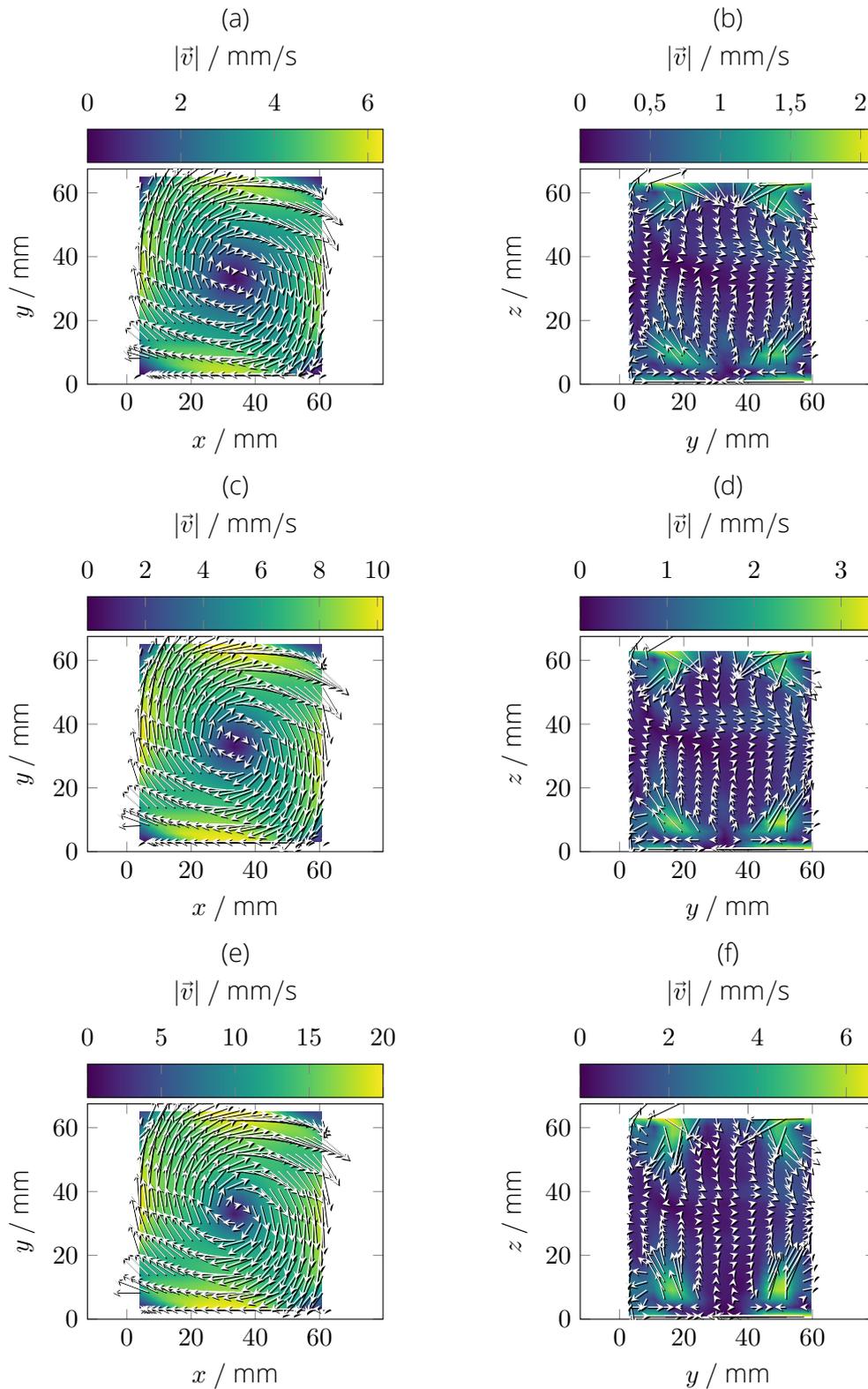


Abbildung 4.6: Gemittelte Geschwindigkeitsvektorfelder der Primärströmung in der  $xy$ -Ebene (a,c,e) bzw. der Sekundärströmung in der  $yz$ -Ebene (b,d,f) für die magnetischen Taylorzahlen  $Ta = 1 \times 10^5$  (a,b),  $Ta = 2,6 \times 10^5$  (c,d) und  $Ta = 1 \times 10^6$  (e,f).

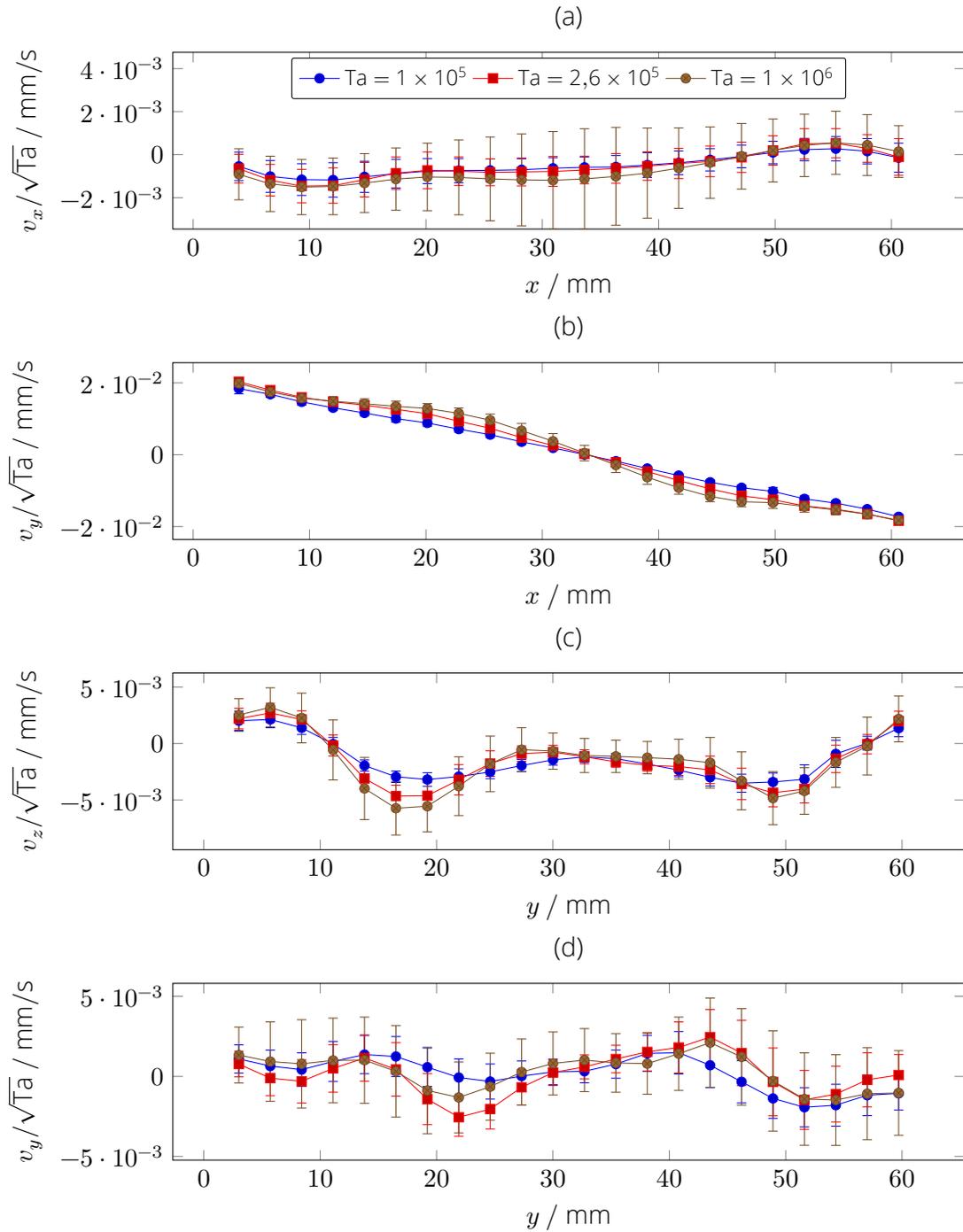


Abbildung 4.7: Normierte gemittelte Geschwindigkeiten  $v_x$  (a) bzw.  $v_y$  (b) entlang der Linie  $y = 32,9$  mm in der Primärströmung und  $v_z$  (c) bzw.  $v_y$  (d) entlang der Linie  $z = 60,5$  mm in der Sekundärströmung. Die magnetischen Taylorzahlen sind  $Ta = 1 \times 10^5$ ;  $2,6 \times 10^5$  und  $1 \times 10^7$ . Die Fehlerbalken kennzeichnen die einfache Standardabweichung einer Einzelmessung.

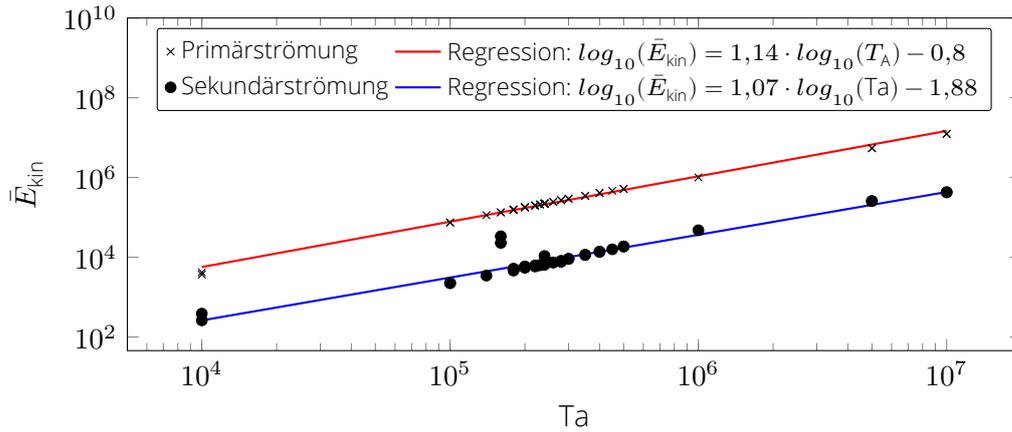


Abbildung 4.8: Mittlere kinetische Energie  $\bar{E}_{kin}$  der Primär- und Sekundärströmung in Abhängigkeit von  $Ta$ .

für die Sekundärströmung in Höhe von 1,07. Damit zeigt sich näherungsweise eine direkte Proportionalität dieser Größen.

Die mittlere Turbulenzintensität  $\bar{I}$  ermittelt sich aus dem Mittelwert der Turbulenzintensitäten aller Messpunkte, bei denen die mittlere Geschwindigkeit über einem Schwellwert liegt:

$$\bar{I} = \frac{1}{N_{xyz}} \sum_x \sum_y \sum_z \left( \frac{\sigma_v(x, y, z)}{\bar{v}(x, y, z)} \right), \quad (4.4)$$

$$\bar{v}(x, y, z) = \frac{1}{N_t} \sum_t v(x, y, z, t), \quad (4.5)$$

für alle

$$\bar{v}(x, y, z) > 0,5 \cdot \max(\bar{v}(x, y, z)).$$

In Abb. 4.9 wird die Abhängigkeit der mittleren Turbulenzintensität von der  $Ta$  dargestellt. Dabei zeigt sich für den Bereich  $Ta = 1 \times 10^5 \dots 2,6 \times 10^5$ , der das laminare Strömungsregime und den Übergangsbereich abdeckt, kein klarer Zusammenhang beider Größen. Für  $Ta = 2,6 \times 10^5 \dots 1 \times 10^6$  ist eine Proportionalität von  $\bar{I}$  zu  $Ta^{4/5}$  zu erkennen. Das bedeutet, dass der fluktuierende Anteil der Strömungsgeschwindigkeit im Verhältnis zum zeitlichen Mittelwert in Folge der Turbulenz ansteigt.

## 4.5 Zeitliche Entwicklung der Strömungsstrukturen beim Einschaltvorgang

Der Einschaltvorgang eines RMF führt zu transienten Strömungsstrukturen, deren Einfluss zeitlich hin zu einem stationären Strömungszustand (*steady state*) abklingt. Für die

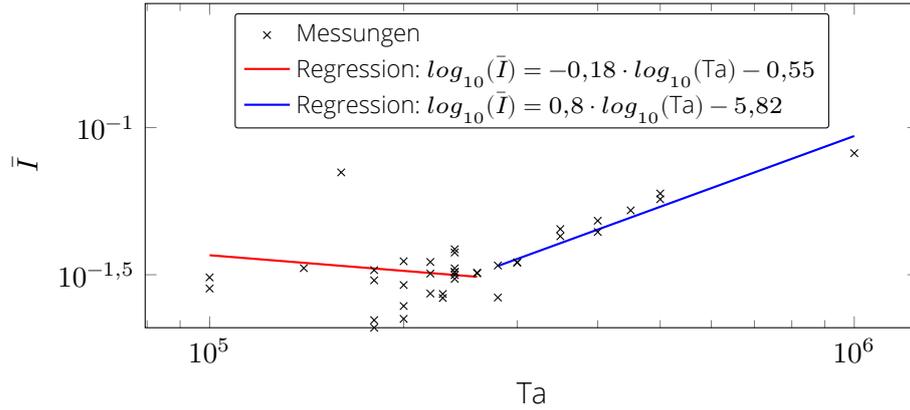


Abbildung 4.9: Mittlere Turbulenzintensität  $\bar{I}$  in Abhängigkeit von der magnetischen Taylorzahl für  $Ta = 1 \times 10^5 \dots 1 \times 10^6$ ; zur Berechnung herangezogen wurden alle Punkte einer Messung mit  $\bar{v} > 0,5 \cdot \bar{v}_{\max}$ .

einfachere, rotationssymmetrische Geometrie eines Zylinders mit dem Aspektverhältnis  $H/D = 1$  führte Nikrityuk et al. [136] numerische und Rübiger et al. [124] experimentelle Untersuchungen durch. Zum Zeitpunkt des Einschaltens ( $t = 0$ ) beginnt der anfängliche Ausgleichsvorgang (*initial adjustment*), bei dem das Fluid durch das Einsetzen der Lorentzkräfte in der horizontalen Ebene zu rotieren beginnt. Nicht ausgeglichene Zentrifugalkräfte führen dabei zur Ausbildung einer Sekundärströmung in Form zweier toriododaler Wirbel in der meridionalen Ebene. Anschließend folgt die *inertial phase*, die von Inertialwellen in Form von abklingenden sinusförmigen Oszillationen dominiert wird. Danach stellt sich der *steady state* ein [124, 136].

Zur Charakterisierung des Einschaltvorgangs im Würfel des Aspektverhältnisses  $H/D = 1$  wird die kinetische Energie  $E_{\text{kin}}(t)$  der Messebenen herangezogen, die sich nach

$$E_{\text{kin}}(t) = E_{\text{kin,pri}}(t) + E_{\text{kin,sec}}(t), \quad (4.6a)$$

$$\text{mit } E_{\text{kin,pri}}(t) = \frac{1}{(\nu L)^2} \frac{1}{2N_{xy}} \sum_x \sum_y (v_x(x, y, t)^2 + v_y(x, y, t)^2) \quad (4.6b)$$

$$\text{und } E_{\text{kin,sec}}(t) = \frac{1}{(\nu L)^2} \frac{1}{2N_{yz}} \sum_y \sum_z (v_y(y, z, t)^2 + v_z(y, z, t)^2), \quad (4.6c)$$

bestimmt. Abbildung 4.10 stellt die kinetischen Energien  $E_{\text{kin,pri}}$  und  $E_{\text{kin,sec}}$  normiert auf den jeweiligen zeitlichen Mittelwert  $\bar{E}_{\text{kin,pri}}$  und  $\bar{E}_{\text{kin,sec}}$  exemplarisch für 3 Taylorzahlen dar. Im Folgenden wird die Zeit bis zum ersten Maximum der gesamten kinetischen Energie  $E_{\text{kin}}(t)$   $T_{\text{ia}}$  genannt. Es zeigt sich analog zu den Vorgängen im Zylinder auch in einem Würfel eine *initial adjustment*-Phase mit einem sprunghaftem Anstieg der kinetischen Energien der Primär- und Sekundärströmung. Die  $T_{\text{ia}}$  dabei ist charakteristisch für die Dauer des *initial adjustment* und reduziert sich mit steigender  $Ta$ . Abb. 4.11 stellt den Zusammenhang für Messungen im Bereich  $Ta = 1 \times 10^5 \dots 1 \times 10^6$  dar. Eine lineare Regression der dekadischen Logarithmen von  $T_{\text{ia}}$  und  $Ta$  ergibt einen Anstieg von  $-0,47$ ,

somit skaliert  $T_{ia}$  näherungsweise umgekehrt proportional zur Wurzel  $Ta$ . Für  $t > T_{ia}$  zeigt sich eine abklingende Oszillation sowohl der Primär- und Sekundärströmung durch die Ausbildung von Inertialwellen in der *inertial phase*. Der *steady state* stellt den vollständig ausgebildeten Strömungszustand dar. Dieser ist im laminaren Strömungsregime durch ein gleichförmiges, im Übergangsbereich durch ein oszillierendes Verhalten und im turbulenten Regime durch starke Fluktuationen gekennzeichnet.

Die Zeitreihe der Strömungsstrukturen beim Einschaltvorgang in beiden Messebenen ist in Abb. 4.12 für die  $Ta = 2,6 \times 10^5$  dargestellt. Sie entsprechen dabei qualitativ dem von Rübiger et al. [124] in einer Zylindergeometrie festgestellten Verhalten, bei dem sich nach dem Einschaltzeitpunkt  $t = 0$  zunächst Rotation in der Primärströmung aufbaut. Die dabei auftretenden Zentrifugalkräfte führen wie auch in einem Zylinder zu einer Strömung auf die vertikalen Wände, die symmetrisch nach oben und unten hin abgelenkt wird, was die Sekundärströmung hervorruft. Diese zeichnet sich in der Meridionalebene als vier Wirbel, die jeweils einen Quadranten der Ebenen vollständig erfassen, ab. In der *inertial phase* verschieben sich diese Wirbel durch die Interaktion mit der Wandung jeweils nach oben bzw. unten. Ihre Intensität schwankt dabei periodisch hin zu dem vollständig ausgebildeten Strömungszustand.

## 4.6 Zeitaufgelöste Langzeitmessung zur Aufklärung von Strömungsinstabilitäten

Numerische Strömungssimulationen in einem RMF-getriebenen Würfel sagen im Übergangsbereich vom laminaren zu turbulenten Regime Instabilitäten voraus, welche nach dem Erreichen eines vermeintlich stationären Zustandes spontan auftreten und exponentiell anwachsen [127]. Auslöser sind dabei vermutlich kleinste numerische Rundungsfehler, die in dem labilen Strömungszustand eine selbstverstärkende Oszillation hervorrufen. Um dieses Phänomen auch experimentell nachzuweisen, benötigt es eine zeitlich hochauflösende Strömungsmesstechnik, um die Oszillationen mit Periodendauern von wenigen Sekunden zu erfassen, als auch eine ausreichende Messdauer, um den nichtdeterministischen Zeitpunkt des Einsetzens der Instabilität aufzunehmen. Unter diesen Voraussetzungen kann mit bildgebender Messtechnik die Änderung der Strömungsstruktur im Bereich der Instabilität erfasst werden. Für eine strömungsmechanische Interpretation der dabei anfallenden, umfangreichen Datensätze ist es nötig, kohärente Strömungsphänomene von zufälligen Fluktuationen zu trennen. Dies kann über eine Nachverarbeitung der Geschwindigkeitsdaten mit einem Algorithmus zur Merkmalsextraktion, wie der *proper orthogonal decomposition* (POD), erfolgen.

Die *proper orthogonal decomposition* ist eine Form der Hauptkomponentenanalyse, die es erlaubt, aus einem hochdimensionalen Datensatz eine niedrigdimensionale Näherung zu erhalten [137]. Im Kontext der Strömungsmechanik wird diese insbesondere zur Identifikation von grundlegenden Strömungsmoden in umfangreichen, mehrdimensionalen Datensätzen eingesetzt [138]. Dazu wird das orts- und zeitabhängige

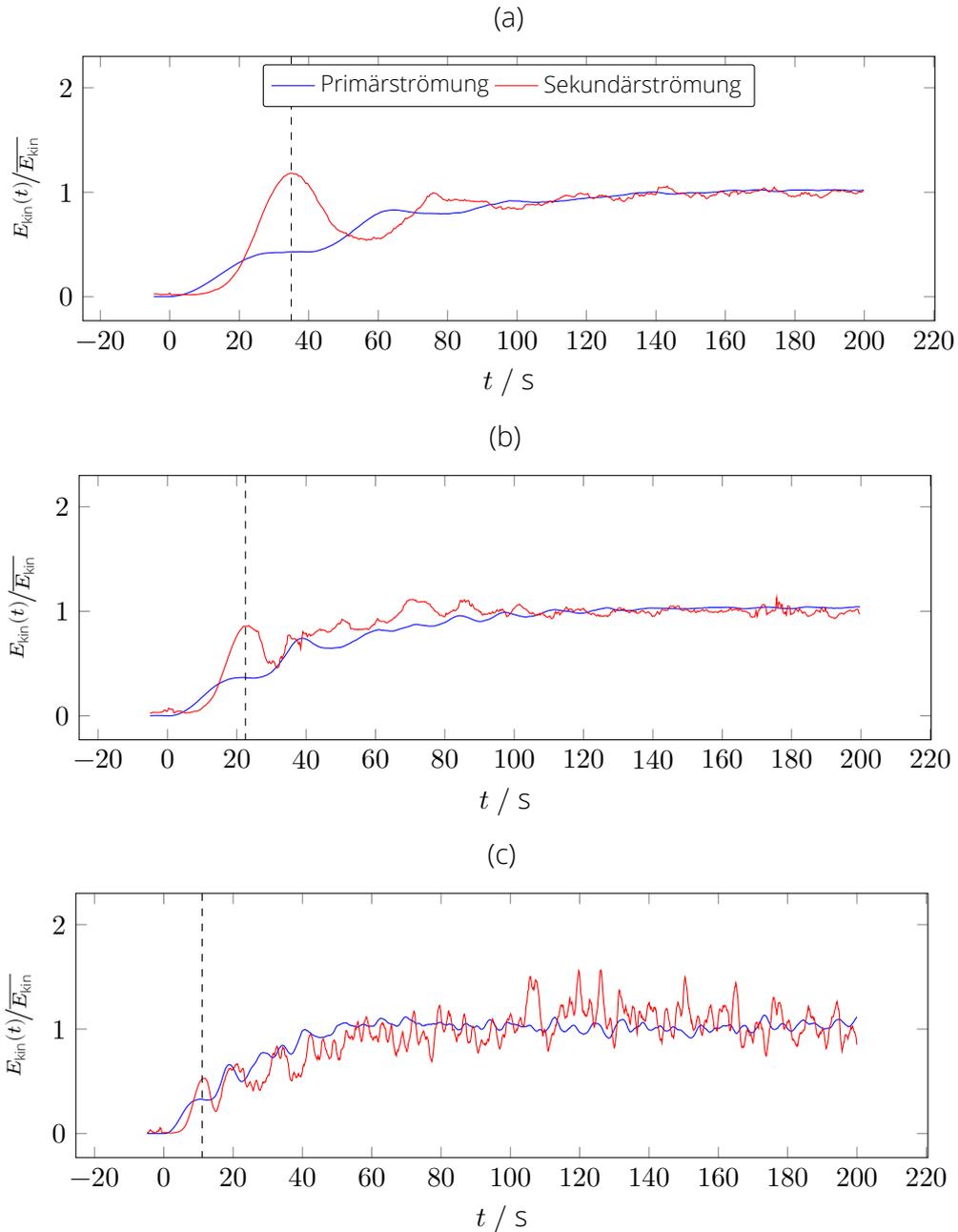


Abbildung 4.10: Mittlere kinetische Energie der Primär- und Sekundärströmung um den Einschaltzeitpunkt  $t = 0$  bei (a)  $Ta = 1,0 \times 10^5$ , (b)  $Ta = 2,6 \times 10^5$ , (c)  $Ta = 1,0 \times 10^6$ ; Mediangefiltert über jeweils 10 Zeitschritte. Die gestrichelte Linie kennzeichnet  $T_{ia}$ .

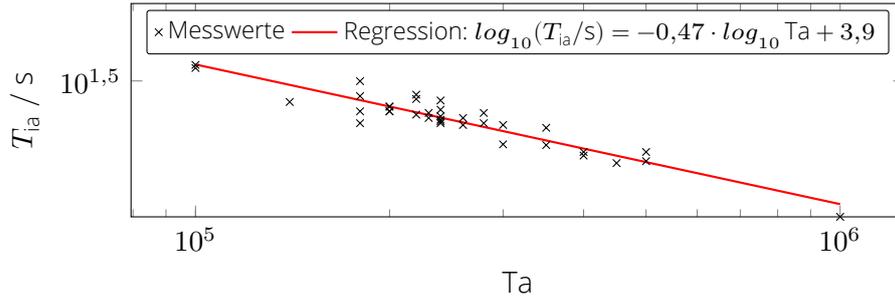


Abbildung 4.11:  $T_{ia}$  bestimmt aus der kinetischen Energie  $E_{kin}$  in Abhängigkeit von  $Ta$  für  $Ta = 1 \times 10^5 \dots 1 \times 10^6$ .

Vektorfeld in räumliche Moden und zeitabhängige Amplitudenkoeffizienten zerlegt. Analog zur Reynolds-Zerlegung wird das in Ort und Zeit diskretisierte Geschwindigkeitsfeld  $v(x_i, t_j)$ , als Summe eines Gleichanteils  $v(r_i)$  und eines fluktuierenden Anteils  $v^*(x_i, t_j)$  dargestellt als

$$v(x_i, t_j) = v(r_i) + v^*(x_i, t_j) \quad \text{mit} \quad i = 1, \dots, N_x \quad \text{und} \quad j = 1, \dots, N_t. \quad (4.7)$$

Der fluktuierende Anteil wird anschließend in eine Summe aus  $N_m$  Basisfunktionen  $\varphi_m$ , multipliziert mit den dazugehörigen Amplitudenkoeffizienten  $a_{mj}$ , zerlegt

$$v^*(x_i, t_j) \approx \sum_{m=1}^{N_m} a_{mj} \varphi_m, \quad \text{mit} \quad a_{mj} = a_m(t_j) \quad \text{und} \quad \varphi_{im} = \varphi_m(x_i), \quad (4.8)$$

wobei eine Datenreduktion erreicht wird, falls  $N_m < N_t$  gilt. Die Basisfunktionen sind dabei hinsichtlich ihres inneren Produktes orthogonal

$$\langle \varphi_m | \varphi_n \rangle = \sum_{i=1}^{N_x} \varphi_{im} W_i \varphi_{in} = \delta_{mn}. \quad (4.9)$$

Im Gegensatz zu beispielsweise einer Fourier-Zerlegung hängen die Basisfunktionen vom Eingangsdatensatz ab, die POD ist also problemabhängig. Die Basisfunktionen bestimmen sich aus der Lösung eines Eigenwertproblems nach der Schnappschussmethode [137]. Die Gewichtung  $W_i$  wird im Folgenden mit  $W_i = 1$  angesetzt. Um den Projektionsfehler in Gl. (4.8) zu minimieren, werden die Basisfunktionen hinsichtlich ihrer Eigenwerte  $\lambda_m$

$$\lambda_m = \sum_j a_{mj}^2 \quad (4.10)$$

sortiert, so dass gilt  $\lambda_1 > \lambda_2 > \lambda_3 > \dots$  und die ersten  $N_m$  Moden zur Rekonstruktion genutzt. Für die POD eines Geschwindigkeitsfeldes ist der Eigenwert einer Mode äquivalent mit der kinetischen Energie des durch die Mode beschriebenen Anteils der Strömung [139].

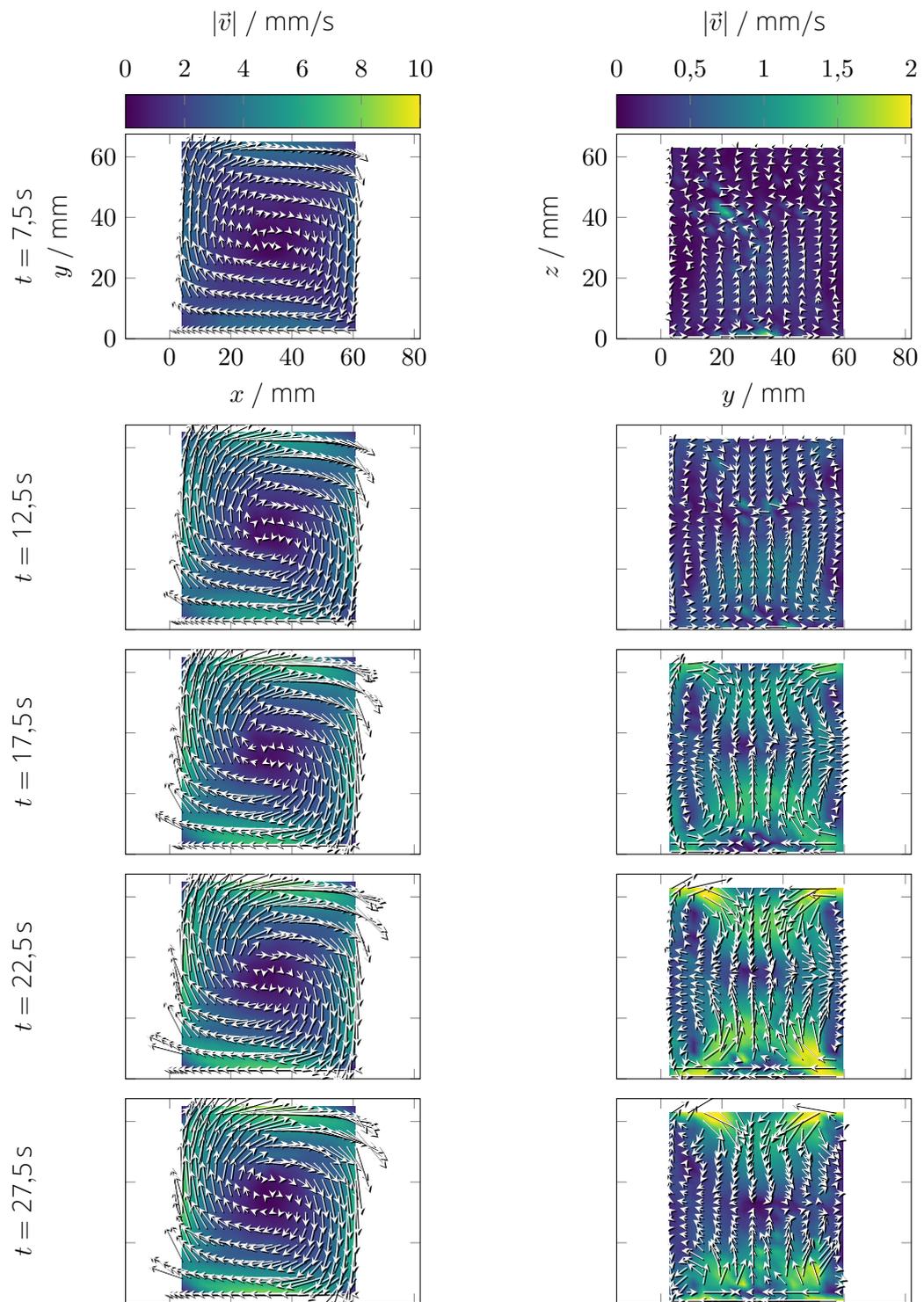


Abbildung 4.12: Zeitliche Evolution der Geschwindigkeitsvektorfelder eines Einschaltvorgangs in der  $xy$ -Ebene (links) bzw.  $yz$ -Ebene (rechts) bei  $Ta = 2,6 \times 10^5$ ; gemittelt über 5 s.

*Im konkreten Experiment* wird die POD auf zwei Strömungsmessungen (Messung A und B) bei  $Ta = 2,6 \times 10^5$  angewandt. Für eine bessere Vergleichbarkeit beider Messungen werden die Basisfunktionen der POD aus einem kombinierten Datensatz bestimmt und die dazugehörigen Amplitudenkoeffizienten individuell für jede Messung errechnet. Abbildung 4.13 stellt die erfasste kinetische Energie der Moden des kombinierten Datensatzes dar, wobei nach der fünften Mode ein Sprung mit einem anschließend nahezu konstanten Abfall erkennbar ist. Dies deutet darauf hin, dass die Moden 1 – 5 kohärente Strömungsstrukturen darstellen, wohingegen die nachfolgenden Moden zufällige Fluktuation repräsentieren [137]. Daher werden im Folgenden die Moden 1 – 5 betrachtet, welche zusammen 76,4 % der kinetischen Energie der Strömungsfluktuationen beschreiben. Die Zeitverläufe der Amplitudenkoeffizienten sind in Abb. 4.14 dargestellt, die dazugehörigen räumlichen Moden in Abb. 4.15.

*Die erste Mode* beschreibt den größten Anteil (53,6 %) der kinetischen Energie der Strömungsfluktuationen. Sie bildet die Transition der ruhenden ( $t < 0$ ) hin zur vollständig ausgebildeten Strömung ( $t \gg 0$ ) ab. Für  $t < 0$  gilt  $v(x_i, t_j) = 0$  und nach Gl. (4.7) damit auch  $v(r_i) = -v^*(x_i, t_j)$ . So entspricht die räumliche Struktur der ersten Mode qualitativ der zeitlich gemittelten Strömung mit invertiertem Drehsinn (siehe Abb. 4.6) und der Amplitudenkoeffizient  $a_1$  ist für  $t < 0$  positiv. Für  $t > 0$  beginnt mit dem Anlaufen der Strömung ein Abfall des Amplitudenkoeffizientens  $a_1$  auf null. Der Einschaltvorgang weist den Verlauf einer gedämpften Schwingung auf, was auf die Ausbreitung von Inertialwellen hinweist, wobei sich die Zeit  $T_{ia}$  (vgl. Abschnitt 4.5) als erster Sattelpunkt abzeichnet.

*Die zweite und dritte Mode* stellen kohärente Strömungsstrukturen dar, die direkt mit der auftretenden Instabilität verknüpft sind. Sie bilden ein Paar, das gemeinsam eine harmonische Oszillation beschreibt [139]. Im Zeitverlauf zeigt sich ein An- und Abklingen des Paares in Folge des Einschaltvorgangs um  $t = 100$  s. Nach  $t = 400$  s kommt es zu einem spontanen Anwachsen der Oszillationsamplitude bis hin zur Sättigung bei  $t > 800$  s. Die räumliche Struktur in der Primärströmung weist bei beiden Moden nicht-rotationssymmetrisch angeordnete Einströmungen in Richtung des Zentrums der Ebenen auf. Die Sekundärströmung zeigt in der zweiten Mode einen um die ganze Ebene umlaufenden, in  $z$ -Richtung gestreckten Wirbel mit vier Eckwirbeln in entgegengesetztem Drehsinn. Die dritte Mode besteht aus zwei rotationssymmetrisch entlang der Seitenwand ausgedehnten, gegensinnig drehenden Wirbeln. Eine weiterführende Analyse der harmonischen Schwingung anhand der Zeitverläufe der Moden zwei und drei ist in Abb. 4.16 dargestellt. Mittels der Hilbert-Transformation wird die momentane Amplitude, Phasenlage und Frequenz der Amplitudenkoeffizienten bestimmt. Es zeigt sich für die Amplituden und Frequenzen der Moden zwei und drei ein stark gekoppelter Verlauf im angeschwungenen Zustand. Der genaue Zeitpunkt des Anschwingens ist nicht deterministisch, ein Amplitudenschwellwert von 0,005 wird für die Messung A zum Zeitpunkt  $t = 458$  s und für die Messung B bei  $t = 505$  s überschritten. Die Os-

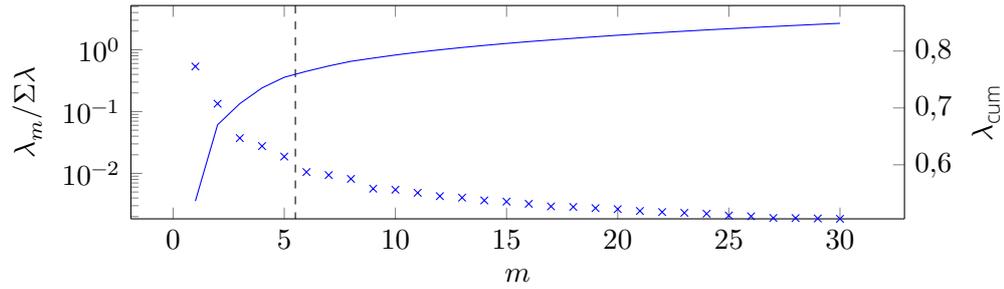


Abbildung 4.13: Anteil der durch die  $m$ -te Mode beschriebene Energie  $\lambda_m/\Sigma\lambda$  (blaue Kreuze, linke Achse) sowie der bis zur  $m$ -ten Mode kumulierten Energie  $\lambda_{\text{cum},m} = \Sigma_{n=1}^m \lambda_n$  (blaue Linie, rechte Achse) für die POD der Kombination der Messungen A und B bei  $Ta = 2,6 \times 10^5$ . Die Moden bis einschließlich der fünften beschreiben 76,4% der kinetischen Energie der Strömung.

zillation schwingt im stationären Zustand bei einer Frequenz  $f = 0,072$  Hz mit einer Phasendifferenz beider Moden zueinander von  $\Delta\phi_{23} = -\pi/2$ .

*Die vierte Mode* wird sowohl vom Einschaltvorgang als auch der Instabilität beeinflusst. Sie weist einen Extremwert kurz nach  $t = T_{\text{ia}}$  auf und beginnt bei  $t > 400$  s zu oszillieren. Die durch die Mode repräsentierte Strömungsstruktur umfasst in der Primärströmung drei konzentrische Wirbel mit wechselnder Drehrichtung. In der meridionalen Ebene sind vier jeweils in den Ecken konzentrierte Wirbel zu erkennen.

*Die fünfte Mode* repräsentiert hauptsächlich die durch Inertialwellen hervorgerufenen Strömungsfluktuationen. Sie weist einen abrupten Anstieg um  $t = 0$  und einen Extremwert bei  $t = T_{\text{ia}}$  auf. Danach zeigt sich eine gedämpfte Schwingung hin zur Amplitude null. Die räumliche Strömungsstruktur der Mode fünf umfasst in der horizontalen Ebene zwei konzentrische, entgegengesetzt drehende Wirbel in der Mitte und am Rand des Querschnitts. In der Meridionalebene zeigen sich stark an die oberen bzw. unteren Wandungen konzentrierte, symmetrische Wirbel.

## 4.7 Zusammenfassung

Für die Untersuchung von einer RMF-getriebenen Strömung im kubischen Gefäß wurde mit dem UADV eine zweikomponentige Zweiebenen-Strömungsbildgebung mit vier linearen US-Wandlerarrays in SDM/TDM und FPGA-basierter Online-Signalverarbeitung aufgebaut. Damit konnten im Messaufbau eine Bildrate bis zu  $f_{\text{frame}} = 11,2$  Hz und eine Aufnahmedauer  $T > 1000$  s erreicht werden. Die laterale Ortsauflösung  $b$  ist dabei abhängig vom Messort und beträgt  $b = 3 \dots 5$  mm. Es wurde eine systematische

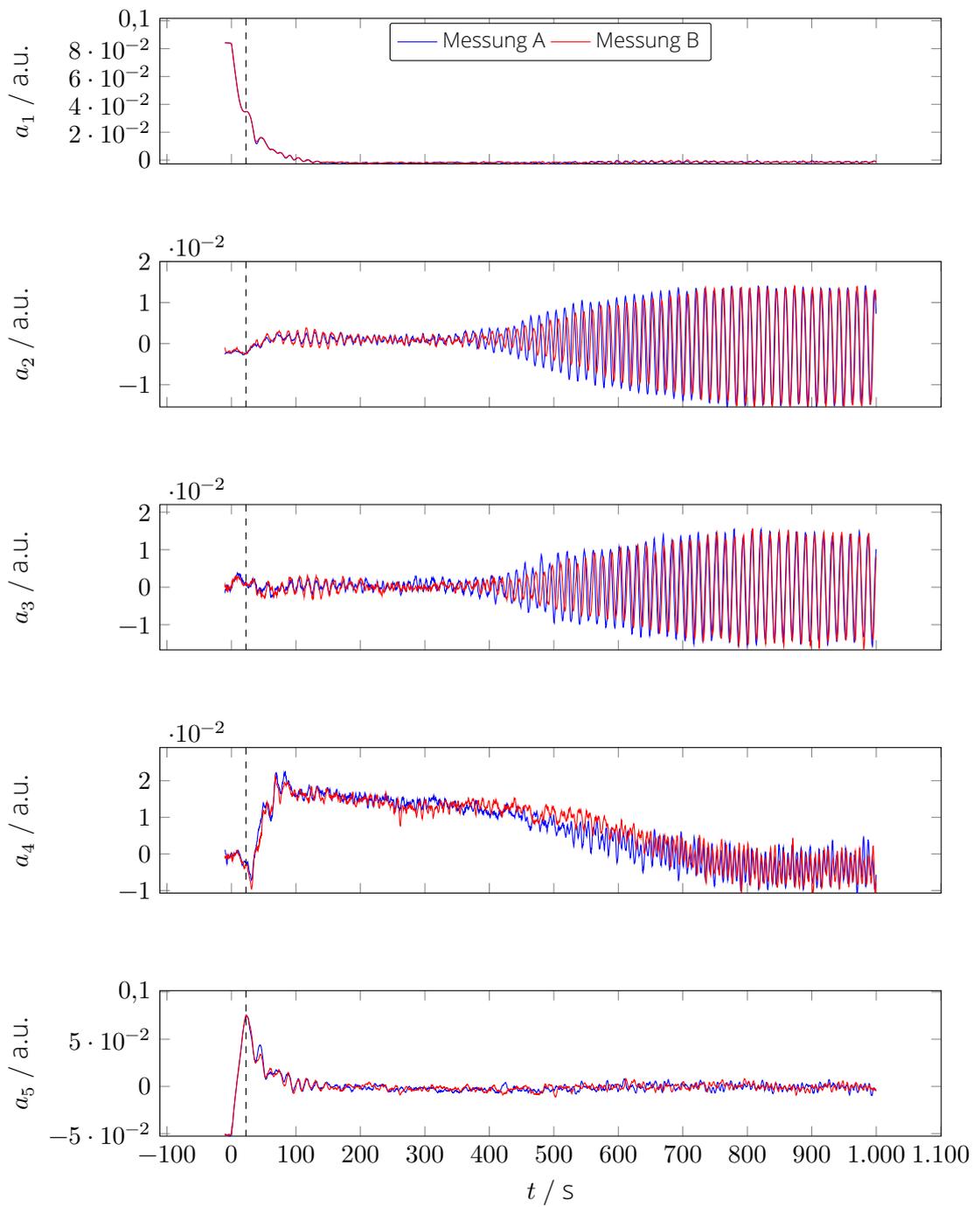


Abbildung 4.14: Zeitverlauf für  $t = 0 \dots 1000$  s der Amplituden zu den Moden 1-5 für zwei Messungen bei  $T_a = 2,6 \times 10^5$ ; die gestrichelte Linie kennzeichnet  $T_{ia}$ .

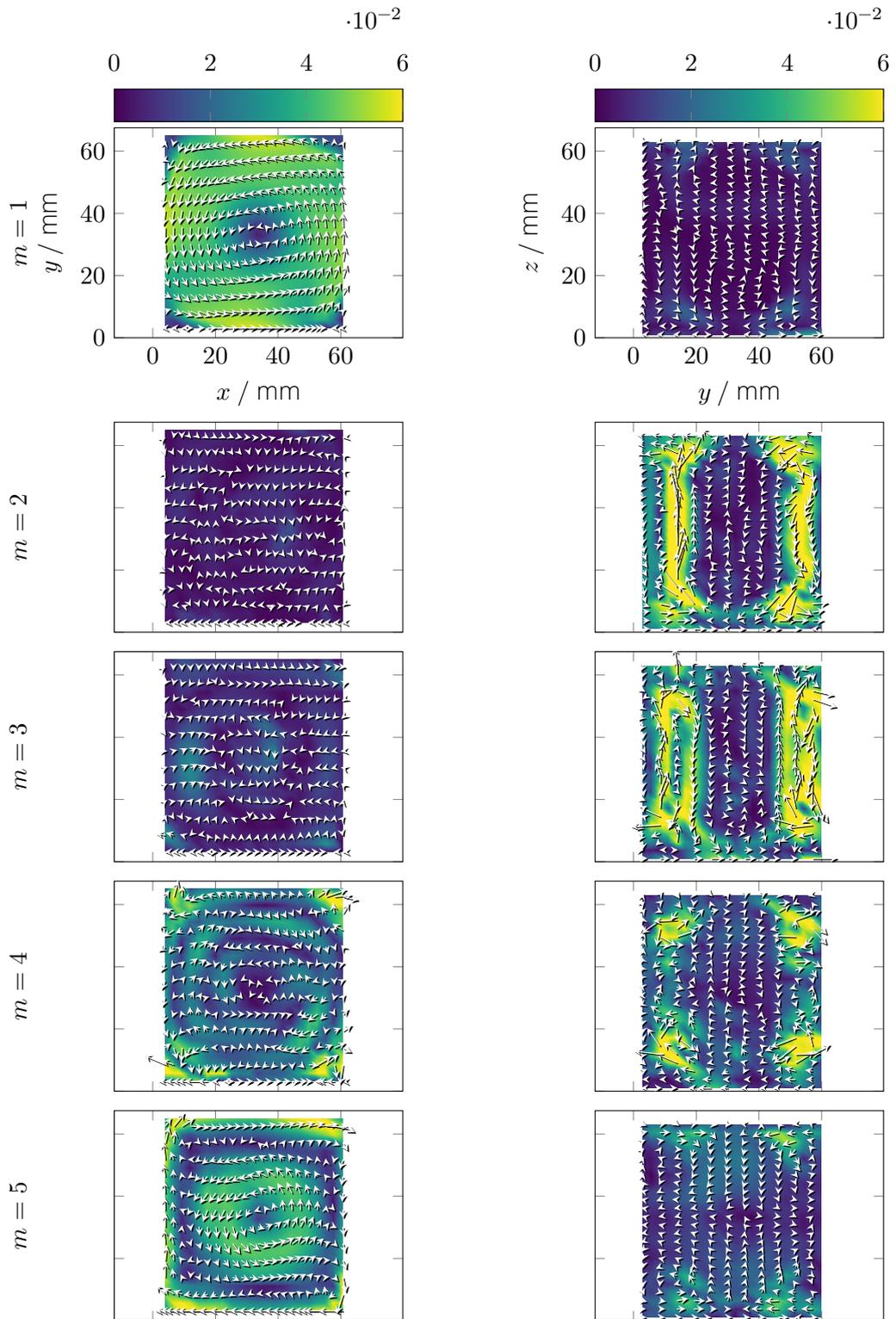


Abbildung 4.15: Strömungsmoden 1-5 der Messung A und B bei  $Ta = 2,6 \times 10^5$  in der horizontalen (links) und in der meridionalen Ebene (rechts).

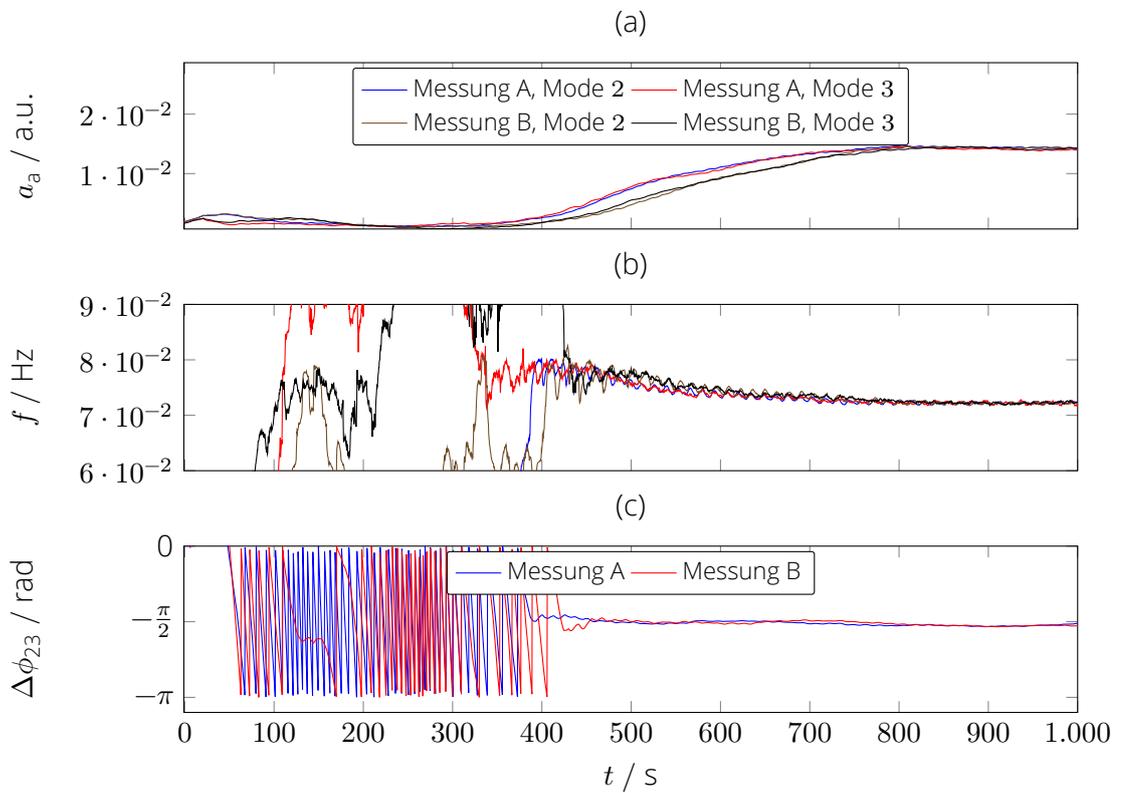


Abbildung 4.16: Momentane Schwingungsamplitude (a) und Frequenz (b) der Moden 2 und 3 ermittelt aus einer Hilbert-Transformation, sowie momentane Phasendifferenz der Moden 2 und 3 (c). Das Anschwingen der Oszillation erfolgt zum Zeitpunkt  $t = 458 \text{ s}$  für die Messung A und bei  $t = 505 \text{ s}$  für die Messung B. Die Frequenz der Oszillation konvergiert zu  $f = 0,072 \text{ Hz}$  im stationären Zustand, mit einer Phasendifferenz beider Moden zueinander von  $\Delta\phi_{23} = -\pi/2$ .

Parameterstudie zum Verhalten im laminaren bis turbulenten Strömungsregime (Taylorzahlen  $Ta = 1 \times 10^4 \dots 1 \times 10^7$ ) unter besonderer Betrachtung des Übergangsbereichs ( $Ta = 1 \times 10^5 \dots 2,8 \times 10^5$ ) durchgeführt. Dies ist bedeutsam, da insbesondere der Übergangsbereich und das turbulente Strömungsregime schwer durch numerische Simulationen abzubilden sind. In den Messungen konnten neben den stationären Strömungsstrukturen die Transienten beim Einschaltvorgang simultan für Primär- und Sekundärströmung erfasst werden. Diese zeigen einen sprunghaften Anstieg der Strömungsgeschwindigkeit, deren charakteristische Zeit proportional zu  $1/\sqrt{Ta}$  ist. Daran anschließend folgt eine von Inertialwellen bestimmte Phase, die durch eine abklingende Oszillation der Wirbel der meridionalen Ebene gekennzeichnet ist. Für die globalen Strömungskenngrößen mittlere kinetische Energie und mittlere Turbulenzintensität konnte der qualitative Zusammenhang zur magnetischen Taylorzahl bestimmt werden. Es zeigt sich näherungsweise eine direkte Proportionalität der mittleren kinetischen Energie zur magnetischen Taylorzahl und für den turbulenten Bereich  $Ta = 2,6 \times 10^5 \dots 1 \times 10^6$  eine Proportionalität der mittleren Turbulenzintensität  $\bar{I}$  zu  $Ta^{4/5}$ . Durch die Möglichkeit der zeitaufgelösten Bildgebung mit hoher Bildrate und gleichzeitig langer Aufnahmezeit konnte die räumliche Struktur einer im Übergangsbereich ( $Ta = 2,6 \times 10^5$ ) spontan auftretenden Instabilität aufgeklärt und deren oszillierendes Verhalten quantitativ beschrieben werden. Dazu wurde über eine Hauptkomponentenanalyse ein Paar an Strömungsmoden identifiziert, welches gemeinsam eine harmonische Oszillation beschreibt, die zu einem nicht deterministischen Zeitpunkt anschwingt und eine Frequenz  $f = 0,072$  Hz aufweist. Die relative Messunsicherheit für das gegebene Experiment wurde mit  $\sigma_{v,rel} = 13,9\%$  abgeschätzt; eine Messunsicherheitsbilanz ergab, dass diese hauptsächlich durch die Ortsauflösung des Messsystems bedingt ist. Daher ist eine Weiterentwicklung hinsichtlich eines höheren räumlichen Auflösungsvermögens lohnenswert.

## 5 Ansatz zur nichtinvasiven In-Prozess-Strömungsbildgebung in heißen Schmelzen

Eine nichtinvasive Struktur- und Strömungsbildgebung an heißen, undurchsichtigen Fluiden kann bei einer Vielzahl von industriellen Prozessen maßgeblich zur Verbesserung der Qualität des Endproduktes und Verringerung des Energieeinsatzes beitragen. Diese Messobjekte, wie beispielsweise flüssiger Stahl, sind jedoch mit klassischer Ultraschallmesstechnik im Allgemeinen nicht zugänglich, da die Fluidtemperatur mit  $\approx 1500\text{ °C}$  weit oberhalb des Curie-Punktes typischer Piezokeramiken (z.B. Blei-Zirkonat-Titanat  $\vartheta_p = 210\text{ °C}$ , vgl. Abschnitt 2.1) liegt. Piezoelektrische Materialien, die noch bei höheren Temperaturen einsetzbar sind, wie  $\text{GaPO}_4$  bei  $> 900\text{ °C}$ , weisen typischerweise eine deutlich geringere Sensitivität auf [140]. Zudem stehen die Korrosivität der Flüssigkeit und die rauen industriellen Umgebungsbedingungen einem direkten Einsatz der Ultraschallmesstechnik entgegen. Ein Ansatz zur Lösung dieser Probleme ist die räumliche Trennung der Wandler vom Messobjekt. Mittels eines Wellenleiters, der durch seinen mechanischen Aufbau vorwiegend nur eine Ausbreitungsmoden führt (Singlemode-Wellenleiter), kann ein Temperaturgradient aufgebaut werden und die Sensortemperatur reduziert werden. Eckert et al. [69] bestimmen so linienhaft die Strömungsgeschwindigkeit in der bei  $620\text{ °C}$  flüssigen Legierung  $\text{Cu}^{35}\text{Sn}^{65}$ . Ihara et al. [141] konnte weiterhin die axiale Position eines Zirkoniumballs in einer Glasschmelze bei bis zu  $1200\text{ °C}$  verfolgen. Allerdings ist bei Singlemode-Wellenleitern eine Bildgebung, beispielsweise durch Bündelung zu einem Array, nicht praktikabel und zudem ist die mechanische Komplexität und die Dämpfung aufgrund der Singlemodigkeit hoch. Durch Multimode-Wellenleiter hingegen ist eine Abbildung möglich, wenn dessen komplexe Ausbreitungseigenschaften berücksichtigt werden, wie beispielsweise von Čížmár und Dholakia [142] in der Optik gezeigt wurde. Im folgenden Kapitel soll ein Ansatz zur bildgebenden Ultraschallmessung durch einen Multimode-Wellenleiter vorgestellt werden, bei dem die Auswirkungen der komplexen Ausbreitungseigenschaften durch eine Schallfeldregelung mittels Zeitumkehrverfahren (TR, *time reversal*) kompensiert werden. Für den Einsatz in

der rauen Umgebung industrieller Prozesse ist eine Bildgebung insbesondere nur dann praktikabel, wenn keine In-Situ-Kalibrierung nötig ist, da der Zugang zum Messvolumen durch die Umgebungsbedingungen, wie hohe Temperaturen und Korrosivität, stark erschwert ist. Für die TR-Bildgebung ist jedoch an jedem Bildpunkt ein Leitstern in das spätere Messvolumen einzubringen, was insbesondere für eine hohe Anzahl von Punkten im Messraster nicht durchführbar ist. Eine Ex-Situ-Kalibrierung kann erreicht werden, in dem die Stabilität der Ausbreitungsmoden im Wellenleiter ausgenutzt wird und somit statt einer Schallfeldregelung lediglich eine Schallfeldkalibrierung durchzuführen ist. Zudem wird ein neuartiges Konzept, das virtuelles Zeitumkehr-Wandlerarray (TRVA, *time reversal virtual array*), eingeführt, das die Anzahl der Kalibrierpunkte für eine flächenhafte Bildgebung stark reduzieren lässt und diese auf die Grenzfläche des Wellenleiters legt. Damit kann der Wellenleiter ohne Zugang zum Messvolumen *ex situ* kalibriert werden. Für die TRVA wird das aus der Nachrichtentechnik bekannte Prinzip der Mehrantennentechnik (MIMO, *multiple input multiple output*) auf das vorliegende Problem übertragen [143]. Abschließend erfolgt eine experimentelle Demonstration der ex-situ-kalibrierten Strömungsbildgebung an einem Geschwindigkeitsnormal und in einer Metallschmelze bei Raumtemperatur.

## 5.1 Modulares Ultraschall-Doppler-Messsystem mit adaptivem Schallfeld

Die Messeigenschaften eines auf dem Prinzip der *ultrasound Doppler velocimetry* (UDV) basierten Messsystems hängen maßgeblich von dessen Schallfeld ab. Mittels des in Abschnitt 2.3.1 beschriebenen *phased-array*-Prinzips kann dieses elektronisch (und damit trägheitsfrei) adaptiert und somit folgende Verbesserungen der Messeigenschaften erreicht werden:

- eine Erhöhung der räumlichen Auflösung durch Fokussierung des Schallstrahls und damit eine Verringerung der Messunsicherheit bei starken Strömungsgradienten (vgl. Messunsicherheitsbilanz in Tab. 4.4)
- eine Erhöhung der zeitlichen Auflösung einer flächigen Messung durch empfangsseitige Strahlformung, bei der aus einer einzelnen Emission durch geeignete Signalverarbeitung mehrere flächig angeordnete Fokuspunkte extrahiert werden können [43, 86]
- die flächige, zweikomponentige Messung von Geschwindigkeitsfeldern mit nur einem akustischen Zugang durch Strahlschwenken und der Erfassung aus zwei Richtungen [144, 145].

Das Prinzip des Zeitumkehrverfahrens (Abschnitt 2.3.2) ermöglicht zudem eine grundlegend neue Klasse von Messungen, die ohne erweiterte Signalverarbeitungsmethoden nicht zugänglich wären. Ein Beispiel dafür ist die Strahlformung und Geschwindigkeitsmessung durch Medien mit komplexen, unbekanntem Ausbreitungseigenschaften

wie ein Multimode-Wellenleiter. Dies motiviert den Aufbau eines Messsystems mit adaptivem Schallfeld wofür eine geeignete Elektronik und Signalverarbeitung benötigt wird. Diese soll analog zum *ultrasound array Doppler velocimeter* (UADV) als generische, modulare Forschungsplattform umgesetzt werden. Das folgende Kapitel stellt die Anforderungen, die Systemarchitektur und die Umsetzung des *phased array ultrasound Doppler velocimeter* (PAUDV) vor. Anschließend wird exemplarisch die adaptive Strahlformung demonstriert, charakterisiert und den Ergebnissen der numerischen Schallfeldsimulationen gegenübergestellt.

### 5.1.1 Systemarchitektur

*Die Anforderungen an die konkrete Umsetzung* des PAUDV umfasst die breite Anwendbarkeit auf Experimente der Magnetohydrodynamik (MHD). Dabei sollen grundlegend mehrere Messmodalitäten unterstützt werden, um neben der Strömungsgeschwindigkeitsmessung beispielsweise auch Strukturen wie Grenzflächen darzustellen. Weiterhin wird ein modularer Aufbau und die Unterstützung der in Abschnitt 2.3 beschriebenen Methoden *phased array* und TR gefordert.

*Die Architektur der Hardware* des PAUDV ist, wie in Abb. 5.1 dargestellt, in modulare Einheiten, den Transceivermodulen, gegliedert. Davon können bis zu acht Stück in einem 19-Zoll-Baugruppenträger (siehe Abb. 5.2) aufgenommen werden, was eine Skalierbarkeit auf 256 Kanäle ermöglicht. Jedes Modul beinhaltet die sende- und empfangsseitige Ansteuerungs- und Signalkonditionierungselektronik (*front end*) für 32 individuell parametrierbare Kanäle, deren Spezifikationen in Tabelle 5.1 aufgelistet sind. Sendeseitig können dreistufige Pulsmuster mit bis zu 9000 Abtastwerten, empfangsseitig kann eine statische Verstärkung und die zeitabhängige Verstärkung (TGC, *time gain control*) konfiguriert werden. Eine austauschbare analoge *back plane* stellt die Verbindung zum Ultraschallwandlerarray dar. Die zeitkritische Orchestrierung und Parametrierung der Transceivermodule erfolgt über die *control back plane* von einer zentralen Steuereinheit. Diese nutzt einen 32-Bit-Mikrocontroller (ATSAM4SA16C, Atmel, San Jose, USA) und beinhaltet die zentrale Taktbasis für das PAUDV. Die Digitalisierung der verstärkten Echosignale erfolgt in Signalverarbeitungsmodulen, die einen ADC (NI 5752) sowie einen FPGA (NI PXIe 7965, National Instruments, USA) beinhalten und je 32 Kanäle unterstützen.

*Die Steuerungssoftware* ist zweigeteilt auf dem Host-PC und auf dem Mikrocontroller der Steuereinheit implementiert. Eine abstrakte Experimentplanung erfolgt auf dem Computer (PC, *personal computer*) in der Hochsprache Python [147]: Das Experiment wird durch einen experimentellen Aufbau (Anordnung der Wandler, Messmedium) und einer hierarchischen Repräsentation des Ablaufs (z.B. sendeseitige Fokussierung auf die Punkte in einem  $5 \times 5$  Raster) beschrieben. Eine objektorientierte Darstellung erlaubt es, ein breites Spektrum an Experimenten in einer strukturierten Weise abzubilden.

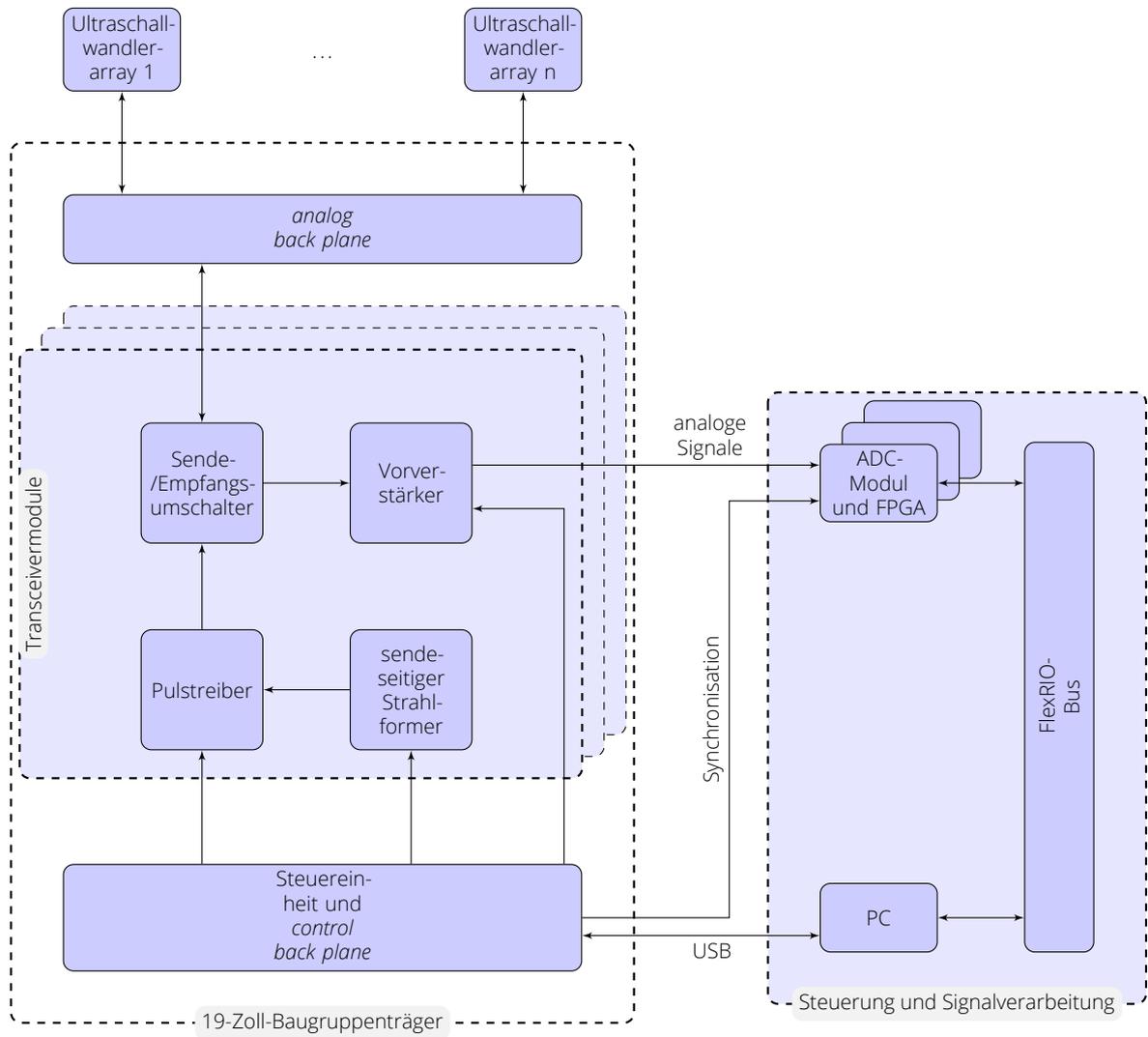


Abbildung 5.1: Architektur des PAUDV-Systems: Bis zu 8 Transceivermodule und eine Steuereinheit werden in einem 19-Zoll-Baugruppenträger gehalten und mit einer zentralen Steuer- und Signalverarbeitungseinheit verbunden [146].

Tabelle 5.1: Übersicht der Spezifikationen des PAUDV-Systems.

Sendepfad	
maximale Anzahl individuell ansteuerbarer Kanäle	$N = 256$
Anregungsspannung	$U_{pp,max} = 200\text{ V}$
Sendemuster	9000 Abtastwerte, dreistufige Quantisierung, $f_s = 10\text{ MHz}$
maximale Pulswiederholrate	$f_{PR,max} = 20\text{ kHz}$
Empfangspfad	
spezifizierter Frequenzbereich	$1\text{ MHz} < f < 10\text{ MHz}$
konfigurierbare, statische Empfangsverstärkung	17 ... 67 dB
zeitabhängige Verstärkung	-5 ... 31 dB
Parameter des ADC	$32\text{ MHz} \leq f_s \leq 50\text{ MHz}$ ; 12 bit



Abbildung 5.2: Foto des PAUDV: 19-Zoll-Baugruppenträger mit der Steuereinheit (Mitte) und acht Transceivermodulen.

Daraus wird eine Repräsentation in Bytecode erzeugt, welche an die Steuereinheit weitergereicht wird, die diese anwendungsspezifischen Instruktionen interpretiert. Somit kann eine hohe Flexibilität des Experimentablaufs gewährleistet werden, ohne eine experimentspezifische Firmware der Steuereinheit zu benötigen. Das streng deterministische Timing des Bytecodes erlaubt zeitkritische Funktionen umzusetzen und die Transceivermodule synchron zu parametrieren. Dies ist besonders beim Pulswellen-Doppler-Verfahren (PWD) von Bedeutung, da Abweichungen der Pulswiederholrate nach Gl. (2.38) direkt in die geschätzte Dopplerfrequenz eingehen.

*Die Signalverarbeitung* des PAUDV ist auf einem *field-programmable gate array* (FPGA) und einem PC verteilt realisiert. Die digitalisierten Rohdaten werden über eine breitbandige Verbindung von den ADC direkt an die FPGA weitergereicht. Dort erfolgt eine konfigurierbare Vorverarbeitung, die eine Segmentierung der Signale, einen *matched filter* und eine Selektion der Abtastpunkte beinhaltet. Die weitere Signalverarbeitung umfasst das empfangsseitige Strahlformen nach dem *delay-and-sum*-Algorithmus [86], die Geschwindigkeitsschätzung nach Loupas et al. [106] (siehe Abb. 3.5) und eine Visualisierung der Ergebnisse entsprechend dem spezifizierten Messablauf.

### 5.1.2 Demonstration und Charakterisierung des gesteuerten Schallfelds

Der Nachweis der sendeseitigen Steuerung des Schallfeldes nach dem Phased-Array-Prinzip erfolgt in einem Wasserbad. Darin wird ein einzelner Streukörper, welcher als punktförmig ( $d \ll \lambda$ ) angenommen werden kann, traversiert. Ein Element des Wandlerarrays empfängt den daran reflektierten Schall, dessen normierte mittlere Intensität über die Streukörperposition aufgetragen wird. Die Resultate für zwei exemplarische Fokuspunkte mit unterschiedlichem Schwenkwinkel bei der Parametrierung nach Tab. 5.2 sind in Abb. 5.3 und Tab. 5.3 dargestellt. Dabei wird eine analytische Abschätzung, eine numerische Berechnung und die experimentelle Bestimmung gegenübergestellt, wobei sich eine qualitative und quantitative Übereinstimmung zeigt. Dies weist die Funktionsfähigkeit des PAUDV hinsichtlich des elektronisch adaptierbaren Schallfeldes nach.

### 5.1.3 Zusammenfassung

Ein steuerbares Schallfeld eröffnet weitreichende Möglichkeiten zur Verbesserung der Messeigenschaften eines auf dem UDV-Prinzip basierenden Messsystems. Zudem erlaubt dies die Implementierung einer Schallfeldregelung, um vorher nicht zugängliche Messobjekte, wie beispielsweise heiße Metallschmelzen hinter multimodigen Wellenleitern zu erreichen. Mit dem PAUDV steht eine modulare, multimodale Forschungsplattform mit adaptivem Schallfeld für Experimente im Bereich der MHD zur Verfügung. Sie unterstützt bis zu 256 individuell parametrierbare Kanäle, die Pulsmuster mit bis zu 9000 Abtastpunkten aussenden können und empfangsseitig eine 12-Bit-Digitalisierung bei bis zu  $f_s = 50$  MHz erlauben. Die Funktionsfähigkeit des Systems wurde anhand

Tabelle 5.2: Übersicht der Parameter der Schallfeldvermessung.

<b>Schallfeldvermessung</b>	
Linearverschiebetische	2× LTM80 (OWIS, Staufen, Deutschland)
Streukörper	Kern einer Glasfaser ( $d = 70 \mu\text{m}$ )
<b>Wandlerarray</b>	
Typ	SNX 140623 ME128-LMP10 (Sonaxis SA, Besançon, Frankreich)
Kanalanzahl	$N = 128$
Elementabstand ( <i>pitch</i> )	$\Delta x = 0,5 \text{ mm}$
Elementhöhe	$h = 5 \text{ mm}$
Mittenfrequenz	$f = 3,1 \text{ MHz}$
Bandbreite (-6 dB)	$f_{\text{bw}} = 1,4 \text{ MHz}$
<b>Ultraschallparameter</b>	
Bezugsfrequenz	$f_0 = 1,8 \text{ MHz}$
Schallgeschwindigkeit in Wasser	$c = 1497 \text{ m/s}$
Wellenlänge des Schalls	$\lambda = 0,83 \text{ mm}$
aktive Apertur	$A = 32\Delta x = 16 \text{ mm} = 19.3\lambda$

Tabelle 5.3: Ergebnisse der Schallfeldvermessung, FWHM eines sendeseitig geformten Schallstrahls nach analytischer Abschätzung, numerischer Berechnung und experimenteller Bestimmung.

Fokuspunkt	Beugungslimit nach Gl. (2.6)	FWHM	
		Simulation nach dem Rayleigh- Sommerfeld- Integral [83]	Experiment
$P_1 = (-2,27 \text{ mm}, 69,6 \text{ mm})$ $= (-3\lambda, 84\lambda)$	$5,2 \text{ mm} = 6,3\lambda$	$4,8 \text{ mm} = 5,8\lambda$	$5,2 \text{ mm} = 6,3\lambda$
$P_2 = (-22,2 \text{ mm}, 65,7 \text{ mm})$ $= (-27\lambda, 79\lambda)$	$5,2 \text{ mm} = 6,3\lambda$	$4,9 \text{ mm} = 5,9\lambda$	$4,6 \text{ mm} = 5,5\lambda$

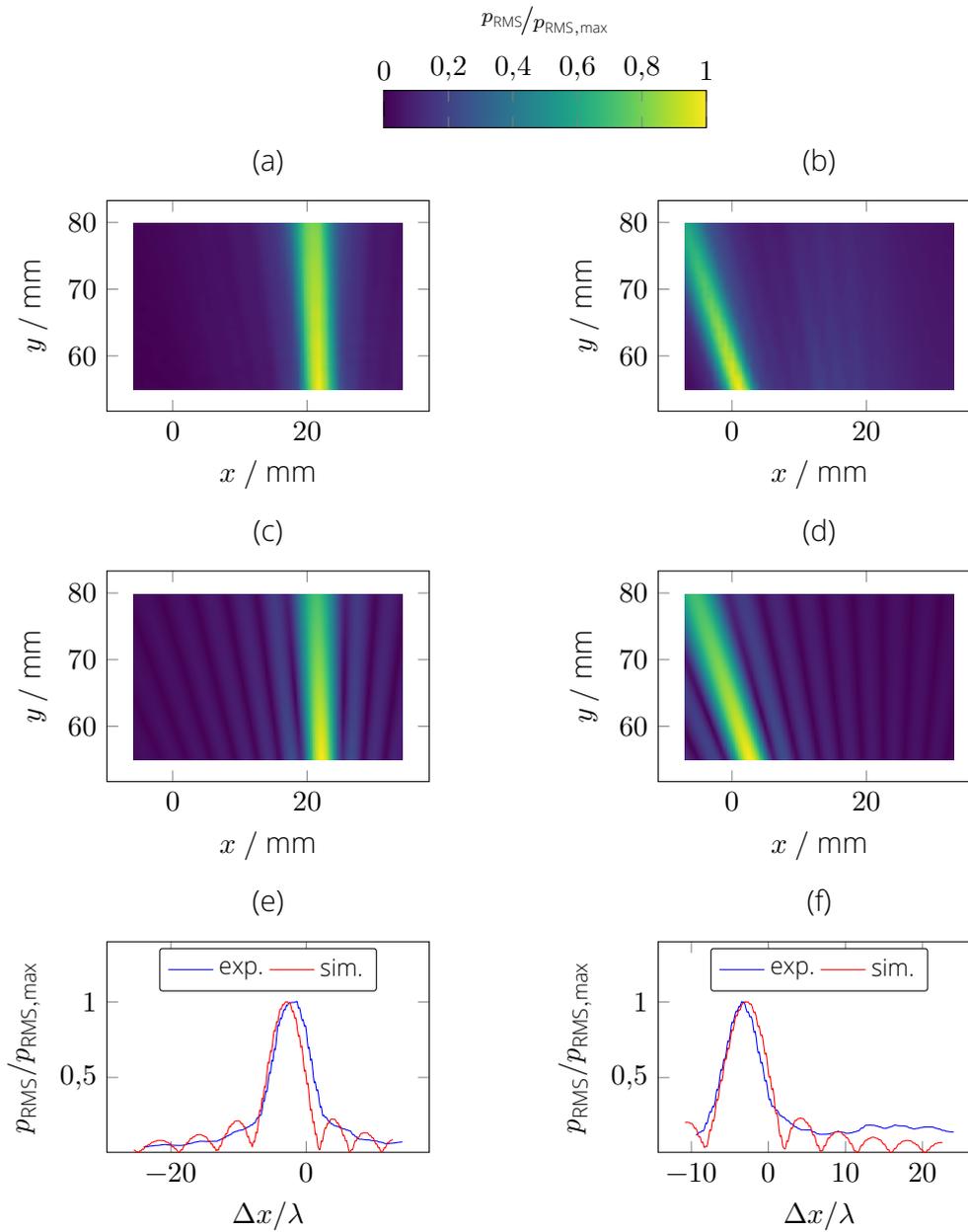


Abbildung 5.3: Schallfelder einer Apertur von 32 Elementen des Wandlerarrays SNX 140623 ME128-LMP10 bei  $f_0 = 1,8$  MHz in Wasser. Experimentelle Bestimmung (a,b), numerische Simulation (c,d) ermittelt aus dem Rayleigh-Sommerfeld-Integral [83] und Gegenüberstellung beider (e,f) für die Fokuspunkte  $P_1$  (a,c,e) und  $P_2$  (b,d,f).

von elektronisch fokussierten und geschwenkten Schallstrahlen im Vergleich zu analytischen Abschätzungen und numerischen Simulationen erbracht. Dabei zeigte sich eine Abweichung kleiner als 12 % zur theoretisch erreichbaren Halbwertsbreite.

## 5.2 Ex-situ-kalibrierte Bildgebung durch einen Multimode-Wellenleiter

### 5.2.1 Strahlformung durch einen Multimode-Wellenleiter

Ein akustischer Multimode-Wellenleiter weist im Allgemeinen komplexe Schallausbreitungseigenschaften auf. Bringt man am proximalen Ende eines Wellenleiters ein Wandlerarray an und erzeugt einen zeitlich und örtlich kurzen Impuls durch Anregung eines einzelnen Elementes, so ergibt sich auf distaler Seite ein zeitlich und räumlich ausgedehntes Signal. Dieses Phänomen wird durch Mehrwegeausbreitung infolge der Reflexion an den Begrenzungen des Wellenleiters hervorgerufen, wobei die zeitliche Ausdehnung als Abklingzeit charakteristisch für den Wellenleiter ist. Abbildung 5.4(a) zeigt dies für die numerische Schallfeldsimulation eines Borosilikatglas-Wellenleiters. Ein Puls der Länge  $0,33 \mu\text{s}$  eines einzelnen Elementes der Breite  $0,5 \text{ mm}$  wird auf distaler Seite auf die komplette Breite ( $34 \text{ mm}$ ) des Wellenleiters ausgedehnt und zeitlich auf  $> 100 \mu\text{s}$  gestreckt. Das TR-Prinzip (vgl. Abschnitt 2.3.2) erlaubt es trotzdem ein örtlich begrenztes Signal mit vorgegebener Signalform am distalen Ende zu erzeugen, indem das Wandlerarray an proximaler Seite als Zeitumkehrspiegel (TRM, *time reversal mirror*) betrieben wird [148]. Dazu wird ein zeitlich und örtlich begrenztes und quantisiertes Abbild des Wellenfeldes  $p(x, t)$  aufgenommen, das von einem Leitstern ausgeht und die Übertragungsfunktion des Wellenleiters widerspiegelt. Damit kann dann eine Strahlformung analog zum Phased-Array-Prinzip nach Abschnitt 2.3.1 sowohl sende- als auch empfangsseitig erfolgen, wie im Folgenden beschrieben wird.

Die Übertragungsfunktion des Schalls der Frequenz  $\omega$  vom  $j$ -ten Element des Wandlerarrays zu einem Punkt  $x$  wird mit  $k_j(\omega, x)$  bezeichnet

$$p_j(\omega) = k_j(\omega, x) q(\omega, x), \quad (5.1)$$

bzw. im Zeitbereich

$$p_j(t) = k_j(t, x) * q(t, x), \quad (5.2)$$

mit dem Signal  $p_j(\omega)$  am  $j$ -ten Element des TRM und  $q(\omega, x)$  dem Signal am Ort  $x$ . Sie gilt wegen der Reziprozität der Wellengleichung (Gl. (2.2)) genauso für den umgekehrten Weg. Die Übertragungsfunktion kann durch die Impulsantwort  $k_j(t, x)$  auf einen Dirac-Impuls am Ort  $x$  als Leitstern bestimmt werden. Für  $q(\omega, x) = 1(\omega)$  gilt nach Gl. (5.1) im Bildbereich

$$k_j(\omega, x) = p_j(\omega), \quad (5.3)$$

sowie im Zeitbereich

$$k_j(t, x) = p_j(t). \quad (5.4)$$

Weiterhin kann die Impulsantwort auch durch eine Anregung mit unkorreliertem weißem Rauschen  $q(t, x) = n(t)$  bestimmt werden:

$$k_j(t, x) = p_j(t) * n(t). \quad (5.5)$$

Dies ist insbesondere aufgrund der geringeren Anforderungen an die Signalerzeugung- und aufnahme praktikabler [149].

*Eine sendeseitige Implementierung* der Strahlformung nach dem TR-Prinzip hat das Ziel, das Signal  $q(\omega, x)$  am Ort  $x$  durch  $q_{SP}(\omega, x)$  aufzuprägen. Dazu wird eine Aussendung von

$$p_j(\omega) = k_j^*(\omega, x) q_{SP}(\omega, x), \quad (5.6)$$

wobei  $k_j^*(\omega, x)$  die konjugiert-komplexe Übertragungsfunktion darstellt, vorgenommen. Im Zeitbereich wird die zeitlich umgekehrte Impulsantwort  $k_j(-t, x)$ , welche auch als TR-Muster bezeichnet wird, mit dem Sendesignal gefaltet:

$$p_j(t) = k_j(-t, x) * q_{SP}(t, x). \quad (5.7)$$

Nach der Aussendung der Signale  $p_j(t)$  für alle Elemente des TRM ergibt sich mit Gl. (5.2) ein Signal  $q(t, x)$  an der Stelle  $x$ :

$$q(t, x) = \sum_j \underbrace{k_j(t, x) * k_j(-t, x)}_{R_{k,j}(t,x)} * q_{SP}(t, x). \quad (5.8)$$

Die Autokorrelationsfunktionen  $R_{k,j}(t, x)$  erreichen dabei alle bei  $t = 0$  ein Maximum und führen so zu einer konstruktiven Interferenz am Ort  $x$ . Nähert man daher die Autokorrelationsfunktion mit einem Dirac-Impuls  $R_{k,j}(t, x) \approx \delta(t)$ , so gilt

$$q(t) \approx C q_{SP}(t, x), \quad (5.9)$$

mit einer Konstante  $C \in \mathbb{R}$ . Die komplexen Ausbreitungseigenschaften des Wellenleiters können damit also teilweise oder vollständig kompensiert und so durch den Wellenleiter am Ort  $x$  ein Signal eingepägt werden.

*Eine empfangsseitige Implementierung* der Strahlformung nach dem TR-Prinzip hat das Ziel, das Signal  $q(\omega, x)$  am Ort  $x$  durch eine Schätzung  $q_{est}(\omega, x)$  zu nähern. Dazu werden die Empfangssignale  $p_j(\omega)$  am TRM mit der konjugiert-komplexen Übertragungsfunktion multipliziert

$$q_{est}(\omega, x) = \sum_j p_j(\omega) k_j^*(\omega, x), \quad (5.10)$$

bzw. im Zeitbereich damit gefalzen:

$$q_{\text{est}}(t, x) = \sum_j p_j(t) * k_j(-t, x). \quad (5.11)$$

Mit der Übertragungsfunktion des Wellenleiters nach Gl. (5.2) ergibt sich

$$q_{\text{est}}(t, x) = \sum_j \underbrace{k_j(t, x) * k_j(-t, x)}_{R_{k,j}(t,x)} * q(t, x). \quad (5.12)$$

Nähert man die Autokorrelation der Übertragungsfunktion des Wellenleiters mit einem Dirac-Impuls  $R_{k,j}(t, x) \approx \delta(t)$ , so gilt

$$q_{\text{est}}(t, x) \approx C q(t, x), \quad (5.13)$$

mit einer Konstante  $C \in \mathbb{R}$ . Es kann also aus den Signalen am proximalen Ende des Wellenleiters auf die Signale am distalen Ende geschlussfolgert werden.

## 5.2.2 Stabilitätsuntersuchung der Übertragungsfunktion

Eine *Ex-Situ-Kalibrierung* setzt die Toleranz des Messverfahrens gegenüber den Änderungen der Umgebungsbedingungen zwischen *ex situ* und *in situ* voraus. Die Strahlformung nach dem TR-Prinzip ist als Wellenphänomen robust gegenüber kleineren Variationen der Randbedingungen (vgl. Abschnitt 2.3.2). Für die konkrete Problemstellung der Bildgebung in heißen Schmelzen durch einen Wellenleiter stellen die thermischen Effekte sicherlich den größten Einfluss dar. Um diese zu untersuchen wird ein vereinfachtes Simulationsexperiment durchgeführt, welches die Abhängigkeit der Schallgeschwindigkeit und -impedanz von der Temperatur, sowie die Änderungen der geometrischen Form durch thermische Ausdehnung berücksichtigt:

1. Der TR-Kalibrierungsschritt wird an einem Wellenleiter mit Rechteckgeometrie nach Tab. 5.5 mittels der elastodynamischen Finite-Integrationsmethode (EFIT) simuliert. Dabei wird jeweils ein Leitstern an den Punkten  $P_1 = (0 \text{ mm}, 34 \text{ mm})$  und  $P_2 = (17 \text{ mm}, 34 \text{ mm})$  platziert. Der Koordinatenursprung befindet sich im Zentrum des distalen Endes des Wellenleiters, wobei die positive  $y$ -Richtung in das Messvolumen zeigt.
2. Der Zeitumkehrschritt wird an einem Wellenleiter durchgeführt, der am distalen Ende um  $\Delta T_{\text{max}}$  gegenüber der Umgebungstemperatur erwärmt ist. Dabei stellt sich ein exponentiell ansteigendes Temperaturprofil ein, wenn man einen Quader mit konstanter Wärmeleitfähigkeit und konstantem Wärmeübergangskoeffizient an der Mantelfläche annimmt, sowie ein thermisch isoliertes proximales Ende [150]:

$$\Delta T(y) = \Delta T_{\text{max}} \frac{\cosh(m(L + y))}{\cosh(mL)}, \quad (5.14)$$

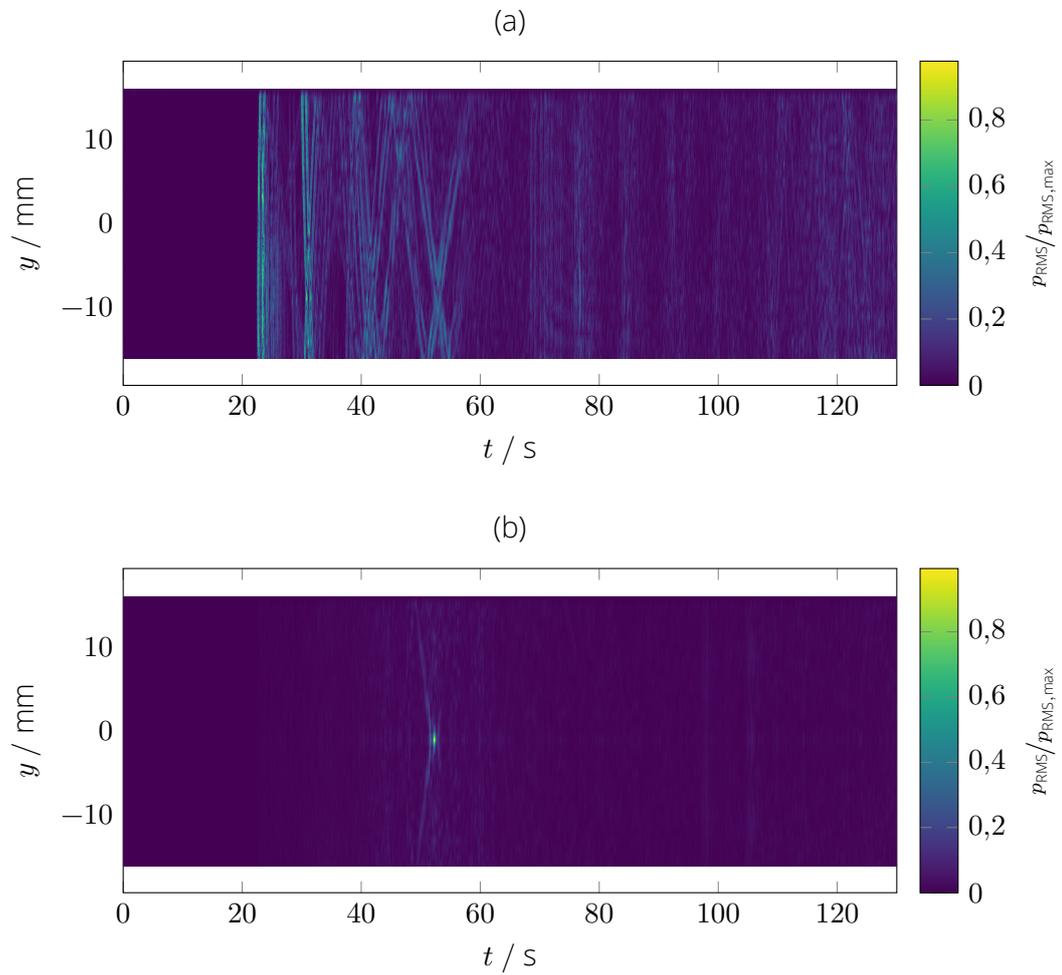


Abbildung 5.4: Ausbreitungseigenschaften eines Wellenleiters und Kompensation durch TR aus einer numerischen Simulation mittels EFIT ohne Berücksichtigung von Dämpfung: normierte Schalldruckamplituden auf einer Linie entlang des distalen Endes eines Wellenleiters nach Tab. 5.5 bei Anregung auf proximaler Seite bei  $t = 0$  durch (a) eine 0,5 mm breite Impulsquelle bzw. durch (b) ein TR-Muster.

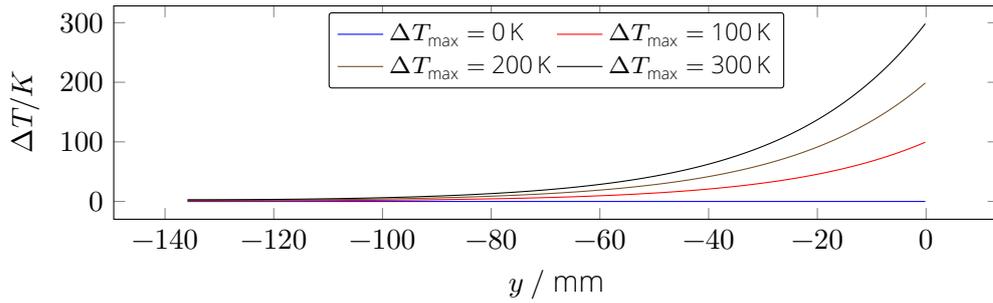


Abbildung 5.5: Temperaturverläufe in einem Wellenleiter nach Tab. 5.4 mit einem um  $\Delta T_{\max}$  gegenüber der Umgebungstemperatur erhitzten distalen Ende.

mit

$$m = \sqrt{\frac{2(H+W)\alpha_{\text{heattransfer}}}{\kappa HW}}, \quad (5.15)$$

und dem Wärmeübergangskoeffizient  $\alpha_{\text{heattransfer}}$ , der Wärmeleitfähigkeit  $\kappa$ , der Höhe des Wellenleiters  $H$ , der Länge des Wellenleiters  $L$ , der Breite des Wellenleiters  $W$  und der axialen Position  $y$ . Beispielhafte Temperaturverläufe sind dazu in Abb. 5.5 dargestellt. Aus der Temperaturänderung wird numerisch die Änderung des Elastizitätsmoduls für Borosilikatglas nach Marx und Sivertsen [151] und der Dichte bestimmt und damit der Temperaturabhängigkeit der longitudinalen und transversalen Schallgeschwindigkeiten und der spezifischen Impedanz des Wellenleiters Rechnung getragen. Weiterhin wird numerisch dessen thermische Ausdehnung entsprechend des Wärmeausdehnungskoeffizienten ermittelt [152].

3. Es wird ein lateraler Schnitt durch die resultierenden Schallfelder bestimmt (siehe Abb. 5.6) und daraus die PBR und die FWHM ermittelt (siehe Abb. 5.7).

Die Simulationsparameter sind in Tab. 5.4 zusammengefasst. Mit steigender Erwärmung  $\Delta T_{\max}$  zeigt Abb. 5.6) eine Verbreiterung der Hauptkeule und ein Anwachsen der Nebenkeulen. Dies spiegelt sich in einer graduellen Verschlechterung der Fokusbreite sowie des PBR wieder, wie sie in Abb. 5.7 zu sehen ist. Dies zeigt, dass das TR als Wellenphänomen vergleichsweise robust gegenüber kleinen Variationen der Anfangsbedingungen ist. Für den Fokuspunkt  $P_1$  bei  $\Delta T_{\max} = 300$  K steigt die FWHM um 39 % und das PBR sinkt auf 73 % des Ausgangswertes. Daher ist in der gegebenen Konfiguration des Wellenleiters eine Kalibrierung *ex situ* prinzipiell aussichtsreich, kann aber durch geeignete Wahl eines Materials mit einem geringen thermischen Ausdehnungskoeffizienten, wie beispielsweise Zerodur ( $\alpha = 0,05 \times 10^{-6}/\text{K}$  [153]) verbessert werden.

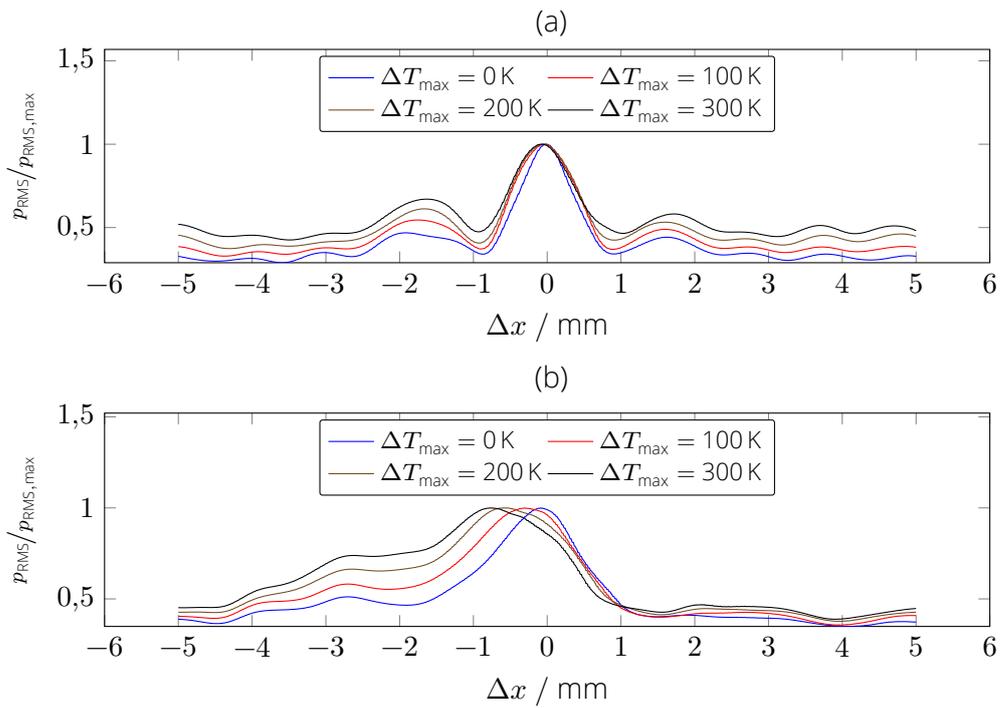


Abbildung 5.6: Schnitt durch das Schallfeld nach Fokussierung durch den Wellenleiter (vgl. Tab. 5.5) mit TR für die Punkte  $P_1 = (0 \text{ mm}, 34 \text{ mm})$  (a) und  $P_2 = (17 \text{ mm}, 34 \text{ mm})$  (b).  $\Delta y$  gibt dabei den lateralen Abstand zu diesen Punkten an. Aus numerischer Simulation mittels EFIT.

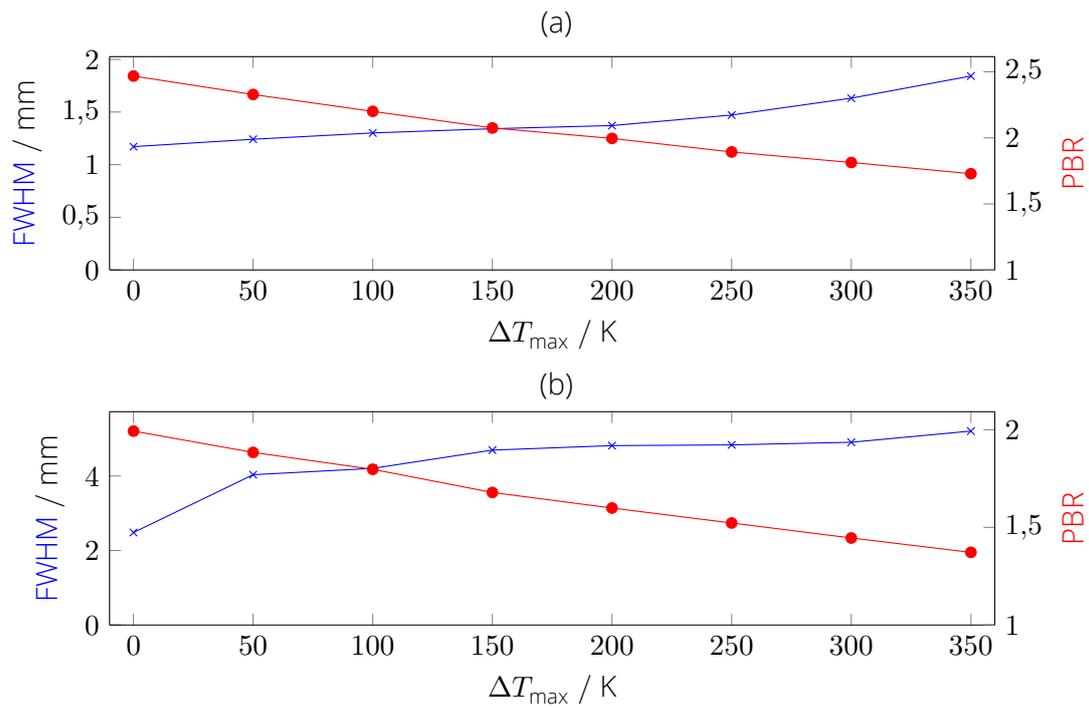


Abbildung 5.7: Stabilitätsanalyse der Fokussierung mit TR: Halbwertsbreite FWHM (blau), sowie die PBR (rot) der Fokuspunkte bei  $P_1 = (0 \text{ mm}, 34 \text{ mm})$  (a) und  $P_2 = (17 \text{ mm}, 34 \text{ mm})$  (b) für einen um  $\Delta T_{\max}$  am distalen Ende erhitzten Wellenleiter (vgl. Tab. 5.5). Numerische Simulation mittels EFIT.

Tabelle 5.4: Parameter für die numerische Simulation mittels EFIT. Soweit nicht anders angegeben gelten die Werte bei Umgebungstemperatur.

<b>Wellenleiter</b>	
Material	Borosilikatglas
Länge	$L = 136 \text{ mm}$
Breite	$W = 34 \text{ mm}$
Höhe	$H = 20 \text{ mm}$
longitudinale Schallgeschwindigkeit	$c = 6050 \text{ m/s}$ [154]
transversale Schallgeschwindigkeit	$c_t = 3690 \text{ m/s}$ [154]
Dichte	$\rho = 13,5 \text{ kg/m}^3$ [154]
spezifische akustische Impedanz	$Z = 13,5 \text{ MPa s/m}$ [154]
Wärmeausdehnungskoeffizient	$\alpha = 3,25 \times 10^{-6} / \text{K}$ (bei $\vartheta = 20 \dots 300 \text{ }^\circ\text{C}$ ) [152]
Wärmeleitfähigkeit	$\kappa = 1,2 \text{ W/(m K)}$ [152]
Wärmeübergangskoeffizient zu Luft	$\alpha_{\text{heattransfer}} = 11,6 \text{ W/m}^2 / \text{K}$ [152]
Temperaturkoeffizient des E-Moduls	$\alpha_E = 5 \times 10^{-5} / \text{K}$ [151]
<b>Messobjekt</b>	
Material	Zinn
Schallgeschwindigkeit	$c = 2740 \text{ m/s}$ [130]
spezifische akustische Impedanz	$Z = 17,4 \text{ MPa s/m}$ [130]
<b>Ultraschallparameter</b>	
Anregungssignal bei der Kalibrierung	Rechteckimpuls, $f_0 = 3 \text{ MHz}$
zeitliche Auflösung	$\Delta t = 0,128 \text{ s}$
<b>Thermische Randbedingungen</b>	
Umgebungstemperatur	$\vartheta_0 = 25 \text{ }^\circ\text{C}$
<b>Simulationsparameter</b>	
Gittergröße	$15104 \times 4096$
Gitterweite	$\Delta x_{\text{sim}} = 12,4 \text{ } \mu\text{m}$
zeitliche Schrittweite	$\Delta t_{\text{sim}} = 1,44 \text{ ns}$

### 5.2.3 Virtuelles Zeitumkehr-Wandlerarray

Eine *Ex-Situ-Kalibrierung* setzt neben der Stabilität der Übertragungsfunktion auch die Unabhängigkeit des Kalibrierprozesses vom Messmedium voraus. Für eine effiziente Kalibrierung und einen reduzierten Speicherplatzbedarf ist es weiterhin wünschenswert, die Anzahl der Kalibrierpunkte gering zu halten. Beides kann durch das Konzept des TRVA realisiert werden.

Ein *virtuelles Zeitumkehr-Wandlerarray (TRVA)* basiert auf dem Ansatz, dass ein fokussierter Schallstrahl sich näherungsweise wie eine virtuelle Punktquelle am Ort des Fokus verhält, die zum Zeitpunkt des Zusammenlaufens aktiviert wird [155]. Diese Erkenntnis nutzten Passmann und Ermert [156] zur medizinischen Bildgebung mit stark fokussierenden Wandlern hinter deren fokaler Ebene. Da TR in der Lage ist, örtlich und zeitlich eng begrenzte Schallfelder in unbekanntem Medien mit komplexen Ausbreitungseigenschaften zu erzeugen (vgl. Abb. 5.4), konnten Robert und Fink [155] virtuelle Quellen auch hinter einer zufälligen Phasenmaske realisieren. Auch die Möglichkeit der empfangsseitigen Strahlformung wurde dabei erwähnt. Walker et al. [157] demonstrierten sendeseitige Strahlformung in einem ozeanischen Wellenleiter im Flachwasser. Das TRVA stellt ein vereinheitlichtes Konzept virtueller Wandler dar, bei dem gleichermaßen sende- und empfangsseitige Strahlformung betrieben werden kann. Dabei unterteilt es den Strahlformungsprozess in Medien mit potentiell unbekanntem, komplexen Ausbreitungseigenschaften (wie beispielsweise einem Multimode-Wellenleiter) und Medien mit bekannten Ausbreitungseigenschaften (wie einem homogenen Fluid), welche durch ein virtuelles Array separiert werden. Die Medien mit komplexen Ausbreitungseigenschaften werden durch die im Abschnitt 5.2.1 beschriebene Methodik kompensiert und das virtuelle Array anschließend nach dem Phased-Array-Prinzip aus Abschnitt 2.3.1 angesteuert. Abbildung 5.8 stellt das Konzept der Bildgebung gegenüber der direkten Strahlformung durch TR dar.

Die *komplexe, unbekannte Ausbreitung zwischen realem Array und virtuellem Array* wird in Analogie zur Nachrichtentechnik als MIMO-System mit frequenzselektiven, zeitinvarianten Kanälen [143] betrachtet. Es sei ein (reales) Wandlerarray mit den Elementindices  $j \in [1, N_{RA}]$  vorhanden und ein an den Orten  $x_l$  aufgespanntes virtuelles Array mit  $l \in [1, N_{VA}]$ . Zwischen den Signalen der Elemente des realen Arrays  $P(\omega) = [p_1(\omega) \dots p_{N_{RA}}(\omega)]^T$  und denen des virtuellen Arrays  $Q(\omega) = [q_1(\omega) \dots q_{N_{VA}}(\omega)]^T$  mit  $q_l(\omega) = q(\omega, x_l)$  besteht der Zusammenhang

$$P(\omega) = K(\omega) Q(\omega). \quad (5.16)$$

Dabei kann die Übertragungsmatrix

$$K(\omega) = \begin{bmatrix} k_{1,1}(\omega) & k_{1,2}(\omega) & \dots \\ k_{2,1}(\omega) & \dots & \dots \\ \dots & \dots & k_{N_{RA}, N_{VA}}(\omega) \end{bmatrix}, \quad (5.17)$$

mit nach Gleichung (5.4) elementweise bestimmt werden. Anschließend kann mittels Gl. (5.7) sendeseitige Strahlformung betrieben werden und so durch Aussendung eines geeigneten  $P(\omega)$  am realen Array ein  $Q(\omega)$  auf die Elemente des virtuellen Arrays aufgebracht werden. Weiterhin können mittels empfangsseitiger Strahlformung nach Gl. (5.11) aus den empfangenen Signalen am (realen) Array  $P(\omega)$  die Signale am virtuellen Array  $Q(\omega)$  geschätzt werden. Damit ist das virtuelle Array weitgehend transparent für die nachfolgenden Algorithmen ansteuerbar.

*Die Ausbreitungseigenschaften zwischen virtuellem Array und Messort* werden als bekannt angenommen. Die virtuellen Wandler können dann mittels des Phased-Array-Prinzips nach Abschnitt 2.3.1 gesteuert werden. Für ein homogenes Medium bekannter Schallgeschwindigkeit kann beispielsweise der *delay-and-sum*-Algorithmus nach Gl. (2.18) angewandt werden. Somit kann ohne eine separate Kalibrierung für jeden Bildpunkt eine flächige oder räumliche Bildgebung erreicht werden.

### 5.3 Experimentelle Demonstration

*Der experimentelle Aufbau* zur Geschwindigkeitsbildgebung durch einen Multimode-Wellenleiter besteht aus einem Borosilikatglas-Stab mit dem Aspektverhältnis von 4 : 1 an dessen proximaler Seite ein 128-elementiges Wandlerarray befestigt ist. Die Kennzahlen des Wellenleiters sind in Tabelle 5.5 zusammengefasst. Eine Ex-Situ-Kalibrierung des Wellenleiters erfolgt durch ein vorübergehend distal angebrachtes Wandlerarray, welches elementweise Rechteckimpulse aussendet. Mit den so aufgenommenen TR-Mustern kann distal ein TRVA aufgespannt werden, welches im Weiteren für die Schallfeldvermessung in einem Wasserbad und für die Strömungsbildgebung in einer Metallschmelze eingesetzt wird.

*Zur Demonstration der Strahlformung* in einer Ebene mittels TRVA wird der Wellenleiter am distalen Ende in ein Wasserbad getaucht, in dem ein Nadel-Hydrophon traversiert wird. Beim Übergang von Wasser zu Borosilikatglas liegt ein kritischer Winkel der Totalreflexion

$$\theta_c = \sin^{-1} \left( \frac{c_1}{c_2} \right), \quad (5.18)$$

von  $\theta_c = 14,3^\circ$  vor. Dadurch reduziert sich die effektive Apertur des Wellenleiters gegenüber dessen geometrischer Apertur  $A$  auf

$$A_{\text{eff}} = \min \left( A, 2D \cdot \tan(\theta_c) \right), \quad (5.19)$$

für einen Punkt zentral im Abstand  $D$  vor der Stirnfläche. Das TRVA wird entsprechend einer sendeseitigen Fokussierung in Wasser auf einen beispielhaften Punkt  $D = 34$  mm angesteuert. Tab. 5.6 listet die Konfiguration dieses Experiments. Das resultierende

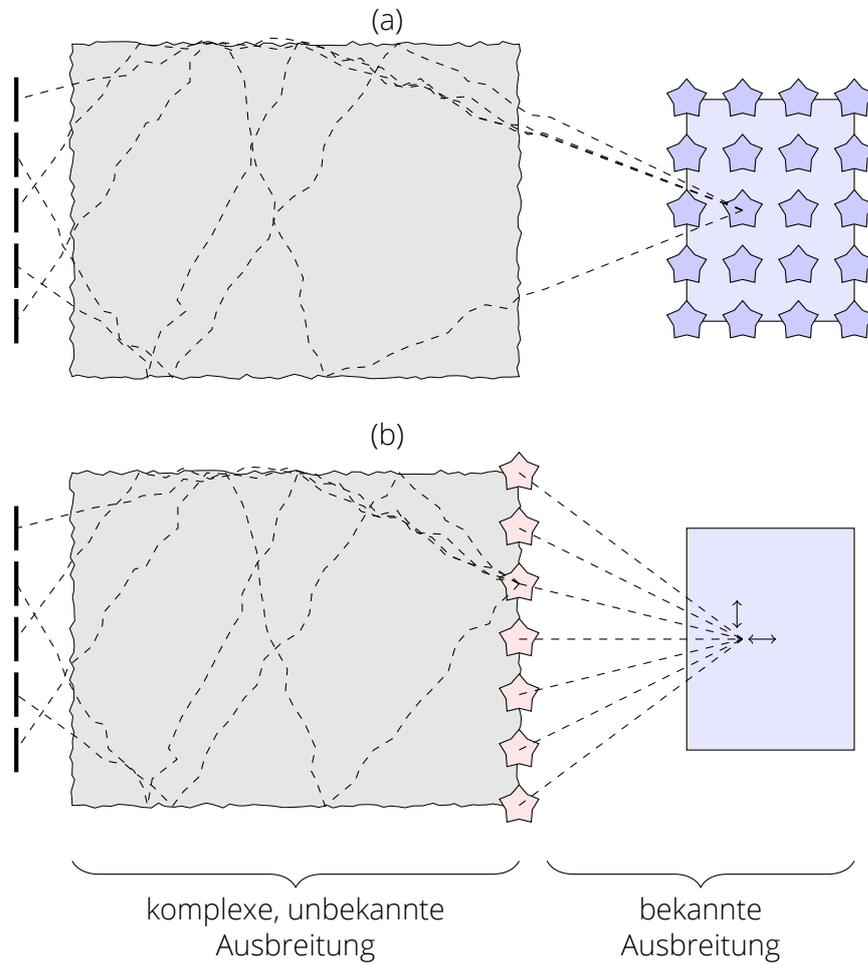


Abbildung 5.8: Vergleich einer flächigen Bildgebung mit TR (a) und TRVA (b). Das graue Rechteck stellt ein Medium mit komplexen Ausbreitungseigenschaften dar, beispielsweise einen Multimode-Wellenleiter, das blaue Rechteck das gewünschte Messvolumen. Die Sterne zeigen die Punkte (Leitsterne) an denen eine Kalibrierung durchgeführt wird.

Tabelle 5.5: Übersicht der Parameter des Multimode-Wellenleiters, bei dem auf proximaler Seite ein reales Wandlerarray angebracht ist und auf distaler Seite durch Kalibrierung ein virtuelles Array aufgespannt wird.

<b>Wellenleiter</b>	
Material	Borosilikatglas
Länge	$L = 136 \text{ mm}$
Breite	$W = 34 \text{ mm}$
Schallgeschwindigkeit	$c = 6050 \text{ m/s}$ [154]
<b>Wandlerarray</b>	
Typ	SNX 140623 ME128-LMP10 (Sonaxis SA, Besançon, Frankreich)
Elementanzahl	$N = 128$
Elementabstand ( <i>pitch</i> )	$\Delta x = 0,5 \text{ mm}$
Elementhöhe	$h = 5 \text{ mm}$
Mittenfrequenz	$f = 3,1 \text{ MHz}$
Bandbreite (-6 dB)	$f_{\text{bw}} = 1,4 \text{ MHz}$
<b>Kalibrierungsarray</b>	
Typ	12561-1001 (IMASONIC SAS, Besançon, Frankreich)
Elementanzahl	$N = 128$
Elementabstand ( <i>pitch</i> )	$\Delta x = 0,3 \text{ mm}$
Elementhöhe	$h = 2,9 \text{ mm}$
Mittenfrequenz	$f = 4 \text{ MHz}$
Bandbreite (-6 dB)	$f_{\text{bw}} > 2,2 \text{ MHz}$
<b>Ultraschallparameter</b>	
Anregungssignal bei der Kalibrierung	Rechteckimpuls, $f_0 = 3 \text{ MHz}$
zeitliche Auflösung	$\Delta t = 0,128 \text{ s}$
Anzahl der Wiederholungen für die Kalibrierung	$N_{\text{cal}} = 30$

Tabelle 5.6: Übersicht der Parameter der Schallfeldvermessung.

<b>Messvolumen</b>	
Medium	Wasser
Schallgeschwindigkeit	$c = 1497 \text{ m/s}$ [154]
spezifische akustische Impedanz	$Z = 1,5 \text{ MPa s/m}$ [154]
<b>Hydrophon</b>	
Typ	Needle Probe (Müller-Platte, Oberursel, Deutschland)
aktiver Durchmesser	$d = 0,5 \text{ mm}$
Positionierung durch Linearverschiebetische	2× LTM80 (OWIS, Staufen, Deutschland)
<b>Ultraschallparameter</b>	
Wellenlänge des Schalls	$\lambda = 0,5 \text{ mm}$
Fokuspunkt	$P = (0 \text{ mm}, 34 \text{ mm})$ $= (0\lambda, 68\lambda)$

Schallfeld ist in Abb. 5.9 dargestellt. Es zeigt sich eine Überhöhung der Schalldruckamplitude im Maximum gegenüber der mittleren Intensität um den Faktor 27 und eine Halbwertsbreite von  $\text{FWHM} = 2,55 \text{ mm} = 5.1\lambda$ . Die effektive Apertur nach Gl. (5.19) beträgt  $A_{\text{eff}} = 17,37 \text{ mm}$  und das Beugungslimit nach Gl. (2.6)  $\text{FWHM}_{\text{theo}} = 1,40 \text{ mm} = 2.8\lambda$ . Somit ist die erreichte Fokusbreite für einen exemplarischen Punkt um Faktor 1.8 über dem Beugungslimit.

*Eine Geschwindigkeitsbildgebung* mit einer hohen Bildrate wird mittels Aussendung einer ebenen Welle und empfangsseitiger Strahlformung am TRVA analog zu Montaldo et al. [43] und Ramm und Thurstone [86] erreicht. Die Geschwindigkeitsauswertung erfolgt dann planar und einkomponentig (2d-1c) nach Abschnitt 3.2. Es wird dabei die axiale Geschwindigkeitskomponente erfasst, welche nahe der Achse näherungsweise der  $y$ -Komponente entspricht.

*Eine Validierung des Messprinzips und Abschätzung der Messunsicherheit* erfolgt an einem Geschwindigkeitsnormal. Dazu wird eine optische Faser mit dem Durchmesser  $d = 0,25 \text{ mm}$  als in der Messebene punktförmiger Streukörper durch ein Wasserbad traversiert. Die Bewegung erfolgt dabei linear entlang der verlängerten Achse des Wellenleiters mit  $v_{\text{ref}} = 3,125 \text{ mm/s}$ . Aus den in Tab. 5.7 zusammengefassten Ergebnissen kann die Unsicherheit nach Leitfaden zur Angabe der Unsicherheit beim Messen (GUM, *guide to the expression of uncertainty in measurement*) einer Einzelmessung zu  $\sigma_v/v_{\text{ref}} = 0,8 \%$  bestimmt werden.

*Eine flächige Strömungsbildgebung in einer Metallschmelze* in einem Laboraufbau bei Raumtemperatur soll die prinzipielle Machbarkeit eine In-Prozess-Messung an industri-

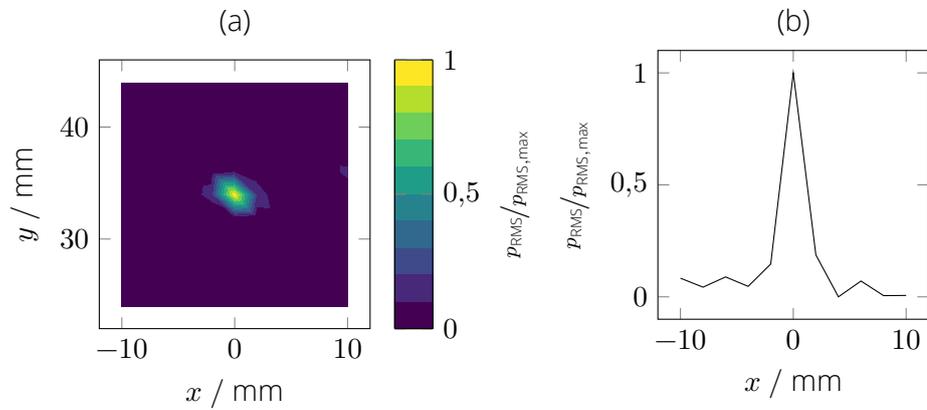


Abbildung 5.9: Schallfeld eines sendeseitig mittels TRVA auf den Punkt  $P = (0 \text{ mm}, 34 \text{ mm})$  fokussierten Strahls (a) und lateraler Schnitt durch den Fokuspunkt mit einer Halbwertsbreite von  $\text{FWHM} = 2,55 \text{ mm} = 5.1\lambda$ .

Tabelle 5.7: Ergebnisse der Geschwindigkeitsmessung an einem traversierten, punktförmigen Streukörper.

Referenz	Mittelwert	Standardabweichung	Anzahl der Wiederholungen
$v_{\text{ref}} = 3,125 \text{ mm/s}$	$\bar{v} = 3,121 \text{ mm/s}$	$s_v = 0,025 \text{ mm/s}$	$N = 20$

ellen Prozessen untermauern. Dazu wird der zentrale Aspekt der Messung durch einen ex-situ-kalibrierten Multimode-Wellenleiter demonstriert, während Schwierigkeiten, wie der Umgang mit heißen Schmelzen oder die akustische Ankopplung, zunächst außen vor gelassen werden können. Zudem ist eine einfache Referenzmessung der unbekanntes Strömung ohne Wellenleiter möglich. Das Messobjekt ist eine durch ein magnetisches Drehfeld getriebene Strömung in Gallium-Indium-Zinn (GaInSn). Die Schmelze ist in einem Polymethylmethacrylat/Acrylglas-Würfel (PMMA) mit den Innenabmessungen  $(70\text{ mm})^3$  und der Wandstärke 6 mm gefasst. In der zentralen Mittelebene sollte sich eine rotierende Strömung ausbilden, welche näherungsweise konstant über  $z$  ist und keine Strömungskomponente  $v_z$  aufweist. Daran werden drei verschiedene Messungen bei  $N = 250$  Wiederholungen vorgenommen:

- als **Referenz** wird das Wandlerarray SNX 140623 ME128-LMP10 direkt am Gefäß angebracht und die Geschwindigkeitsauswertung durchgeführt. Dies fungiert als "Goldstandard" zur Erfassung der unbekanntes Strömungsstruktur mit einem weitreichend bekannten und erprobten Verfahren.
- eine **unkorrigierte Messung** durch den Multimode-Wellenleiter erfolgt ohne Kompensation der komplexen Ausbreitungseigenschaften (abgesehen von der Laufzeit des Wellenleiters), wodurch deren Einfluss auf eine Bildgebung gezeigt werden soll. Für diese und die folgende Messung wird der Wellenleiter mit der distalen Seite an die PMMA-Wandung des Würfels angekoppelt, wie in Abb. 5.10 zu sehen ist.
- eine Messung mittels **TRVA** durch den Wellenleiter erfolgt nach vorangegangener Ex-Situ-Kalibrierung

Das Messraster umfasst in allen drei Fällen  $63 \times 41 = 2583$  Punkte und erstreckt sich lateral über 40 mm und axial über 62 mm. Durch Nutzung des TRVA reduziert sich der Kalibrieraufwand verglichen zu einer hypothetischen Bildgebung mit TR um den Faktor 20:1 (von 2583 auf 128 Kalibrierpunkte).

*Die Ergebnisse der Strömungsmessung* sind in Abb. 5.11 für einen qualitativen Vergleich dargestellt. Der Referenzfall zeigt die RMF-typische Strömung, die durch einen zentralen, entgegen des Uhrzeigersinns drehenden Wirbel gekennzeichnet ist. Im linken Teil des Messrasters bewegt sich das Fluid auf den Wandler zu und im rechten Teil davon weg. Für die unkorrigierte Messung durch den Wellenleiter zeigt sich eine starke qualitative Abweichung im Vergleich zur Referenz. Insbesondere werden Artefakte in Form weiterer Wirbel gemessen und der Betrag der Geschwindigkeit wird stark unterschätzt. Daher zeigt sich, dass die Bildgebung durch einen Multimode-Wellenleiter ohne Kompensation der komplexen Ausbreitungseigenschaften nicht sinnvoll ist. Die Messung mit TRVA bildet die Strömungsstruktur der Referenzmessung weitestgehend ab. Lediglich in den Randbereichen, welche mit einem großen Schwenkwinkel des Schallstrahls einhergehen, ist eine signifikante Abweichung zu erkennen. Für qualitative Aussagen wird ein Schnitt bei  $y = 40\text{ mm}$  herangezogen und in Abb. 5.12 dargestellt. Die unkorrigierte

Messung berührt das Referenzprofil nur, wohingegen die TRVA-Messung überwiegend innerhalb eines Bandes von  $\pm 10\%$  verläuft. Die maximale Abweichung beträgt  $23\%$  bei  $x = -15\text{ mm}$ . Damit zeigt sich, dass das TRVA-Prinzip für eine bildgebende Strömungsmessung durch einen Multimode-Wellenleiter geeignet ist.

Eine Betrachtung der Unsicherheit der Strömungsmessung wird nach GUM aus der Kombination einer Typ-A-Schätzung der zufälligen Messabweichung und einer Typ-B-Schätzung der unbekannt, systematischen Abweichung ermittelt. Die Unsicherheit  $\sigma_{\bar{v}}(x, y)$  der gemittelten Geschwindigkeitsprofile  $\bar{v}(x, y)$  ergibt sich zu

$$\sigma_{\bar{v}} = \sqrt{\left(\frac{\bar{v}(x, y) - \bar{v}_{\text{ref}}(x, y)}{\sqrt{3}}\right)^2 + \left(\frac{s_v(x, y)}{\sqrt{N}}\right)^2}, \quad (5.20)$$

mit dem Referenzwert  $\bar{v}_{\text{ref}}(x, y)$ , der empirischen Standardabweichung der Geschwindigkeitsmesswerte  $s_v(x, y)$  und den Anzahl der Wiederholungen  $N$ . Das Messunsicherheitsband mit dem Erweiterungsfaktor  $k_p = 1$  ist in Abb. 5.12 dargestellt. Qualitativ ist eine Verbreiterung hin zum Rand des Messbereichs zu erkennen, was auf einen vergrößerten Schwenkwinkel des Schallstrahls zurückzuführen ist. Als Bezugsgeschwindigkeit für die folgenden prozentualen Angaben wird der mittlere Geschwindigkeitsbetrag  $|\bar{v}_{\text{ref}}(x, y)|$  der Referenz gewählt. Während die Unsicherheit der unkorrigierte Messung nach GUM im Bereich  $x \in [\pm 15\text{ mm}]$  über  $150\%$  beträgt, bleibt die korrigierte Messung unter  $30\%$ . Für einen typischen Messbereich von  $x \in [\pm 10\text{ mm}]$  liegt die Unsicherheit der TRVA-Ergebnisse unter  $15\%$ . Es kann somit durch das TRVA-Verfahren die Unsicherheit bei der Messung durch einen Wellenleiter stark (um den Faktor 5) reduziert und dabei eine quantitative und qualitative Interpretation der erhaltenen Strömungsfelder ermöglicht werden.

## 5.4 Zusammenfassung

Es konnte ein Ansatz demonstriert werden, welcher durch die Kombination der UDV mit einem Multimode-Wellenleiter eine nichtinvasive In-Prozess-Bildgebung erlaubt und prinzipiell an heißen Fluiden oberhalb des Curie-Punktes der Ultraschallwandler eingesetzt werden kann. Das TRVA-Prinzip erlaubt es die komplexen, unbekannt, Ausbreitungseigenschaften des Wellenleiters zu kompensieren ohne jedoch direkten Zugang zum Messvolumen zu haben. Dazu wird eine Ex-Situ-Kalibrierung mittels TR unter Nutzung der Stabilität der Ausbreitungseigenschaften durchgeführt und so ein virtuelles Wandlerarray aufgespannt. Dieses kann zur sende- und empfangsseitigen Strahlformung nach Abschnitt 2.3.1 genutzt und damit eine Bildgebung erreicht werden, wobei lediglich eine reduzierte Anzahl von Kalibrierpunkten außerhalb des Messvolumens benötigt wird. Ein Experiment an einem Kalibrierobjekt in Wasser validiert die sendeseitige Strahlformung und Geschwindigkeitsmessung mittels des TRVA-Prinzips. Zur Demonstration des Prinzips einer nichtinvasiven In-Prozess-Bildgebung ist eine Messung durch einen ex-situ-kalibrierten Multimode-Wellenleiter an einer Metallschmelze

Tabelle 5.8: Übersicht der Parameter der Geschwindigkeitsbildgebung durch den Multi-mode-Wellenleiter nach Tabelle 5.5.

Messobjekt	
Fluid	GalSn
Schallgeschwindigkeit	$c = 2740 \text{ m/s}$ [130]
spezifische akustische Impedanz	$Z = 17,4 \text{ MPas/m}$ [130]
Strömungsantrieb	magnetisches Drehfeld
Gefäß	
inneren Kantenlänge des Würfels	$L_{\text{cube}} = 67,5 \text{ mm}$
Wandstärke	$d = 6 \text{ mm}$
Material	PMMA
Schallgeschwindigkeit	$c = 2650 \text{ m/s}$ [158]
spezifische akustische Impedanz	$Z = 3,1 \text{ MPas/m}$ [158]
Messparameter	
Pulswiederholrate	$f_{\text{PR}} = 200 \text{ Hz}$
Anzahl der Wellenpakete zur Geschwindigkeitsschätzung	$N_{\text{EPP}} = 32$
zeitliche Auflösung	$\Delta t = 0,128 \text{ s}$
Wiederholungsmessungen	$N = 250$
Messraster	$63 \times 41 = 2583 \text{ Punkte}$ $x \in [\pm 20 \text{ mm}]$ $y \in [10 \text{ mm}, 70 \text{ mm}]$

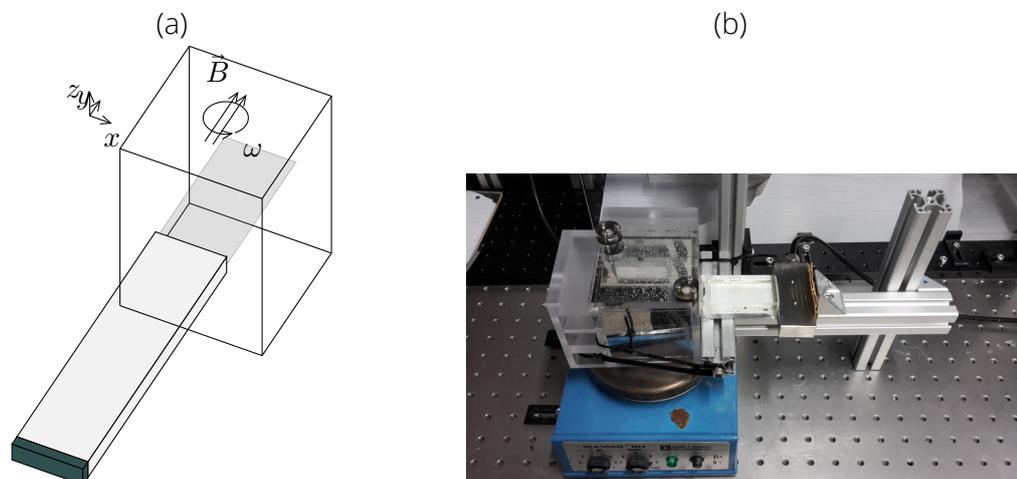


Abbildung 5.10: Experimenteller Aufbau zur Geschwindigkeitsbildgebung in einer Metallschmelze: (a) Schema (b) Foto.

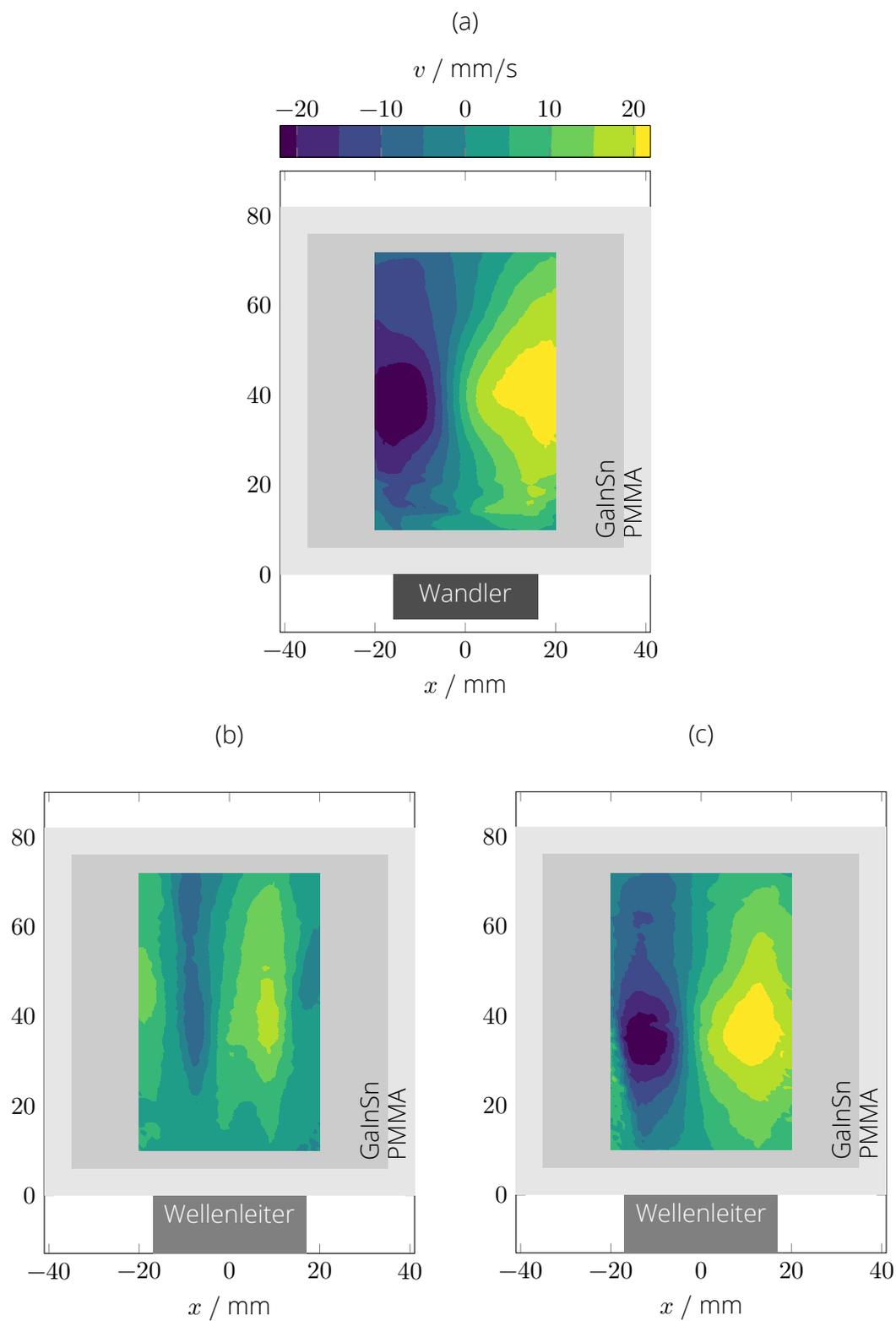


Abbildung 5.11: Ergebnisse der planaren, einkomponentigen (2d-1c) Strömungsbildgebung einer RMF-getriebenen Schmelze gemittelt aus  $N = 250$  Wiederholungen: (a) Referenz (b) unkorrigierte Messung durch den Wellenleiter (c) TRVA-Messung.

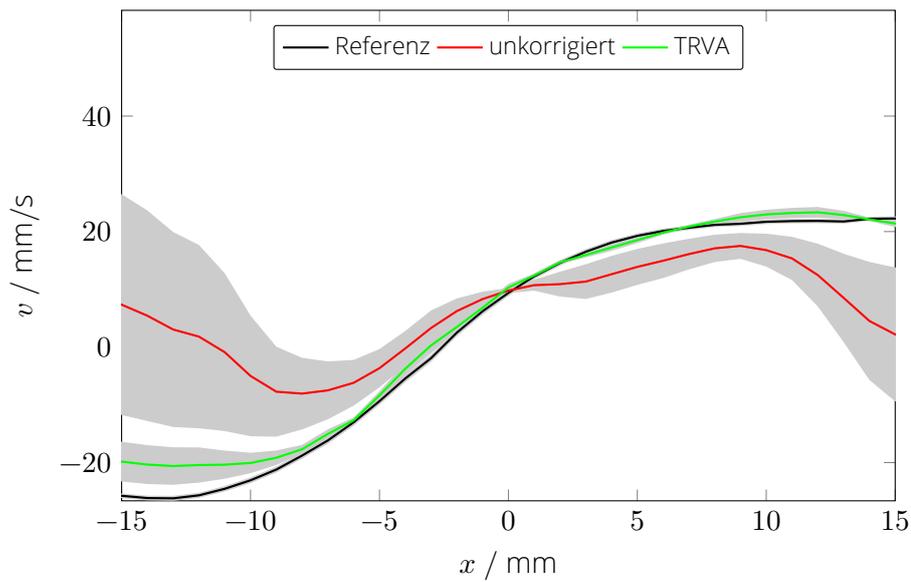


Abbildung 5.12: Geschwindigkeitsprofile der Referenz, der unkorrigierten Messung und der TRVA-Messung durch einen Wellenleiter entlang einer Linie bei  $y = 40 \text{ mm}$ . Jeweils farblich hinterlegt sind die Messunsicherheiten nach GUM aus Gl. (5.20) mit einem Erweiterungsfaktor  $k_p = 1$  (das Unsicherheitsband umfasst somit  $\pm\sigma_v$ ).

bei Raumtemperatur gezeigt worden. Aus dem Vergleich mit einer Referenzmessung kann eine typische Messunsicherheit nach GUM von unter 15 % abgeschätzt werden. Damit sind die prinzipiellen Voraussetzungen für eine Strömungsbildgebung auch an heißen Fluiden mit Temperaturen oberhalb des Curie-Punktes der Ultraschallwandler geschaffen.

# 6 Zusammenfassung und Ausblick

## 6.1 Zusammenfassung

*Eine gezielte Beeinflussung des Stoff- und Energietransportes* flüssiger Metalle oder Halbleiter kann bei einer Reihe bedeutsamer industrieller Prozesse zur Steigerung der Qualität der Endprodukte und zur Einsparung von Ressourcen führen und so mittelbar zum Umweltschutz beitragen. Ein Verständnis der komplexen Wechselwirkung von leitfähigen Fluiden mit elektromagnetischen Feldern wird durch Magnetohydrodynamik-Forschung (MHD) erlangt. Die dazu nötigen experimentellen Untersuchungen erfordern eine nichtinvasive Struktur- und Strömungsbildgebung für opake Medien an Modellexperimenten im Labormaßstab mit niedrigschmelzenden Metallen ( $\vartheta \approx 20^\circ\text{C}$ ) und an industriellen Prozessen mit heißen Metallschmelzen ( $\vartheta > 300^\circ\text{C}$ ). Kommerziell für die MHD erhältliche Messtechnik ist hinsichtlich einer Bildgebung und des Einsatzbereiches stark eingeschränkt, so kann beispielsweise lediglich sequentiell-linienhaft bei Raumtemperatur gemessen werden [6]. Daher erfolgt im Rahmen dieser Arbeit eine Messtechnikentwicklung basierend auf der Ultraschall-Doppler-Velozimetrie. Durch die Kombination bekannter Prinzipien, beispielsweise aus der Nachrichtentechnik, und Adaption auf die Anforderungen der MHD wird mit dem *ultrasound array Doppler velocimeter* (UADV) eine angepasste Messtechnik für experimentelle Untersuchungen bei Raumtemperatur geschaffen und auf wissenschaftliche Fragestellungen an einer magnetfeldgetriebenen Strömung im Übergangsbereich laminar/turbulent angewandt. Eine grundlegende Erweiterung des Messsystems um die Möglichkeit der elektronischen oder rechen-technischen Beeinflussung des Schallfeldes wird mit dem *phased array ultrasound Doppler velocimeter* (PAUDV) vorgestellt. Damit kann neben einer quantitativen Verbesserung der Messeigenschaften, insbesondere hinsichtlich der Orts- und Zeitauflösung, auch ein qualitativer Sprung des Anwendungsbereichs von Laborexperimenten hin zu industriellen Prozessen erreicht werden. Die Tragfähigkeit dieses Konzeptes wird anhand eines Experimentes demonstriert und kann zukünftig auf heiße Schmelzen angewandt werden.

Mit dem UADV wurde ein modulares Messsystem zur Instrumentierung von MHD-Experimenten bei Raumtemperatur aufgebaut. Es ermöglicht eine mehrkomponentige, mehrdimensionale Strömungs- und Strukturbildgebung durch Sensordatenfusion von bis zu 9 linearen Ultraschallarrays. Dabei wird durch kombiniertes Orts- und Zeitmultiplex die Bildrate gegenüber einer sequentiellen Abrasterung des Messbereichs typischerweise um den Faktor 4 gesteigert. Eine vollständig digitale Implementierung der Signalverarbeitung mit reduzierter rechentechnischer Komplexität konnte basierend auf einer 2d-Autokorrelation umgesetzt werden, welche bis auf einen Faktor 3 an die fundamentale Messunsicherheitsgrenze (CRB) heranreicht. Durch die Filterung statischer Echos reduziert sich die Unsicherheit bei Messungen in Wandnähe. Eine auf einem *field-programmable gate array* (FPGA) implementierte Datenkompression um typischerweise Faktor 6,5:1 erlaubt es, Datenraten von 860 MB/s kontinuierlich zu verarbeiten. Damit erhöht sich gegenüber dem diskontinuierlichem Betrieb die Messzeit von wenigen Sekunden auf mehrere Stunden. Das UADV ist somit ein geeignetes Werkzeug für die Instrumentierung eines breiten Spektrums an Modellexperimenten in der MHD und stellt einen signifikanten Fortschritt gegenüber kommerziell verfügbarer Messtechnik dar.

*Das Verhalten magnetfeldgetriebener Strömung im Übergangsbereich* von laminar zu turbulent ist in der Grundlagenforschung der MHD von hohem Interesse. In einer für die Herstellung von Photovoltaiksilizium relevanten Rechteckgeometrie unter Einfluss eines magnetischen Drehfelds (RMF) zeigten numerische Daten nicht-deterministisch einsetzende Instabilitäten, die durch infinitesimale Störungen ausgelöst werden. Da insbesondere das turbulente Strömungsregime schwer durch numerische Simulationen abzubilden ist wurden experimentell Untersuchungen über die Mechanismen des Umschlags von laminar zu turbulent in Zusammenarbeit mit dem Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf (HZDR) durchführt. Dazu wurde das UADV-System mit insgesamt 100 Wandlerelementen in vier linearen Arrays zur zweikomponentigen Zwei-Ebenenmessung an einer magnetisches Drehfeld-getriebenen (RMF, *rotating magnetic field*) Strömung in einem Würfel appliziert. Dies erlaubt die simultane Erfassung der Primär- und Sekundärströmung mit hoher örtlicher (3 ... 5 mm) und zeitlicher Auflösung (Bildrate 11,2 Hz) bei gleichzeitig langer Aufnahmedauer (> 1000 s). Eine Charakterisierung der relativen Messunsicherheit für das gegebene Experiment ergab  $\sigma_{v,rel} = 13,9\%$ . Eine systematische Parameterstudie der magnetischen Taylorzahlen  $Ta = 1 \times 10^4 \dots 1 \times 10^7$  zeigt das qualitative Verhalten der stationären und transienten Strömungsstrukturen sowie die quantitativen Zusammenhänge mit charakteristischen Strömungskenngrößen. Damit konnte eine nicht-deterministisch einsetzende Instabilität im Übergangsbereich bei einer magnetischen Taylorzahl  $Ta = 2,6 \times 10^5$  identifiziert werden. Zur quantitativen Beschreibung des komplexen Verhaltens wurde eine Methode der Dimensionsreduktion auf die Messdaten des vierdimensionalen Strömungsfelds angewandt. Dadurch wurde ein für die Instabilität maßgebliches Paar von Strömungsmoden herausgestellt, welches eine harmonische Oszillation mit der Frequenz  $f = 0,072$  Hz beschreibt. Diese setzt zu einem nicht deterministischen Zeitpunkt ein und schwingt sich bis zur Sättigung auf. Die

räumliche Struktur ist durch komplexe Wirbel in der meridionalen Ebene geprägt. Mit der experimentellen Untersuchung konnten erstmals numerische Vorhersagen zu den Instabilitäten im Übergangsbereich einer RMF-getriebenen Strömung in einer Rechteckgeometrie experimentell bestätigt werden. Die gewonnenen Erkenntnisse können als Datenbasis für einen Vergleich mit numerischen Berechnungen verwendet werden und potentiell zur Optimierung des Photovoltaik-Kristallzuchtprozesses beitragen. Ein aus den konkreten experimentellen Gegebenheiten (SNR, Geschwindigkeitsgradient) aufgestellte Messunsicherheitsbilanz ergab eine hauptsächlich durch die Ortsauflösung herrührende Unsicherheit, was eine Weiterentwicklung der Messtechnik in diese Richtung motiviert.

*Mit dem PAUDV* wurde ein modulares Messsystem mit adaptiven Schallfeld entwickelt, das sende- und empfangsseitige Strahlformung unterstützt und so grundlegende Messeigenschaften der Bildgebung beeinflussen kann: Eine Fokussierung des Schallfeldes kann die örtliche Auflösung erhöhen, eine digitale empfangsseitige Strahlformung kann gegenüber mechanischem oder elektronischem Abrastern des Messbereichs die zeitliche Auflösung steigern und ein Strahlschwenken ermöglicht zweikomponentige Messungen mit nur einem akustischen Zugang. Zudem kann mittels neuartiger Signalverarbeitung eine Regelung des Schallfeldes durchgeführt werden, was beispielsweise die Messung durch Medien mit komplexen Ausbreitungseigenschaften erlaubt. Daher wurde mit dem PAUDV eine modulare, multimodale Forschungsplattform entwickelt, welche für die *Phased-Array*- und *Zeitumkehrverfahren*-Verfahren (TR, *time reversal*) geeignet ist und bis zu 256 individuell parametrierbare Kanäle unterstützt. Die Funktionsfähigkeit des Systems wurde durch die Schallfeldvermessung bei elektronisch fokussierten und geschwenkten Strahlen gezeigt, wobei die laterale Halbwertbreite mit einer Abweichung von unter 12 % mit dem Beugungslimit und numerischen Simulationen übereinstimmen.

*Eine nichtinvasive In-Prozess-Bildgebung* für heiße Schmelzen eröffnet weitreichende Möglichkeiten für Forschung und Industrie: So können Untersuchungen an MHD-Phänomenen direkt, ohne einen Umweg über die Modellierung im Modellexperiment oder der numerischen Simulation, erfolgen. Weiterhin ermöglicht eine In-Prozess-Messtechnik eine Regelung von relevanten Prozessgrößen basierend auf der momentanen Schmelzströmung und der Grenzflächenposition und kann damit zu „intelligenten Fabriken“ mit höherer Ressourcen- und Kosteneffizienz beitragen. Um dieses Ziel mittels Ultraschallmesstechnik zu erreichen, muss die bei piezokeramischen Wandlern fundamentale Beschränkung auf Temperaturen unterhalb des Curie-Punktes umgangen werden. Dies kann durch eine räumliche Trennung des Wandlers und der heißen Schmelze durch einen akustischen Wellenleiter erfolgen, welche bisher immer mit einem Verlust der Bildgebung einher ging. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Weg aufgezeigt, der mit den Mitteln der Systemidentifikation eine weitestgehend transparente Bildgebung durch einen Multimode-Wellenleiter ermöglicht. Mit dem virtuellen Zeitumkehr-Wandlerarray-Prinzip (TRVA) kann nach einer Kalibrierung ohne Zugang zum Messvolumen ein virtuelles Array am distalen Ende des Wellenleiters aufgespannt werden, mit dem dann nach

dem Phased-Array-Prinzip der Messbereich abgebildet werden kann. Eine Demonstration der Strömungsbildgebung durch einen *ex-situ*-kalibrierten Multimode-Wellenleiter erfolgte an einer RMF-getriebenen Metallschmelze bei Raumtemperatur. Anhand einer Referenzmessung ohne Wellenleiter konnte die Messunsicherheit des Verfahrens zu typischerweise unter 15 % abgeschätzt werden. Eine numerische Untersuchung der Robustheit des Verfahrens zeigt eine Das virtuelle Zeitumkehr-Wandlerarray (TRVA, *time reversal virtual array*) ermöglicht einen qualitativen Sprung in der Strömungsmesstechnik industrieller und technischer Prozesse.

## 6.2 Ausblick auf anknüpfende Arbeiten

Eine weitere Anwendung des UADV als generisches Messsystem auf Modellexperimente in der MHD kann zum Erkenntnisgewinn in diesem Feld beitragen:

- Der Prozess der gerichteten Erstarrung von Silizium wird in der **Photovoltaik-Industrie** zur Herstellung polykristalliner Solarzellen genutzt. Eine Optimierung ist über eine magnetische Beeinflussung der Schmelzströmung beim Erstarren möglich, was den Wirkungsgrad der Solarzelle steigern und die Kosten senken kann. Für Modellexperimente, die einen Erstarrungsvorgang mit niedrigschmelzenden Metallen (z.B. Gallium,  $\vartheta_s = 29,8^\circ\text{C}$ ) abbilden [159], ist neben einer hochauflösenden Strömungsmessung auch eine Bildgebung der Fest-Flüssig-Grenzfläche wünschenswert. Das UADV wird derzeit im Rahmen der Projektes *DFG-Cz55-31* „Flüssigmetall-Strömungsuntersuchungen für die Kristallzüchtung unter Einfluss eines magnetischen Wanderfelds mit einem Zweiebenen-Ultraschallmesssystem“ und vormalig im Projekt *ENOWA II* „Entwicklung hoch- und kosteneffizienter PV-Si-Wafer“ des Bundesministeriums für Wirtschaft und Energie angewandt.

Eine Anwendung der PAUDV-Plattform auf Experimente, die von den verbesserten Messeigenschaften durch das adaptive Schallfeld profitieren können:

- Im Zuge der Energiewende wird es nötig, einen kostengünstigen, umweltfreundlichen Speicher hoher Kapazität zur Angleichung der immer stärker fluktuierenden Erzeugungs- und Verbrauchsmengen für Elektroenergie zu entwickeln. Dies kann zukünftig durch **durchströmte Zink-Slurry-Batterien** erreicht werden [160]. Der Energieträger ist dabei eine Suspension aus mikroskopischen Zinkpartikeln und einem wässrigen Elektrolyt, welche bei Bedarf aus Lagertanks in eine elektrochemische Zelle gepumpt werden kann. Damit sind Leistung und Energiemenge des Speichers unabhängig voneinander skalierbar. Zur Optimierung dieses technischen Prozesses sind die Strömungsphänomene des Zink-Slurries als nicht-newtonisches Fluid in relevanten Zellgeometrien zu untersuchen. Das PAUDV kann durch die Möglichkeiten des adaptiven Schallfeldes zur Strömungsbildgebung hochbelasteter Suspensionen mit hoher örtlicher Auflösung beitragen. Dazu wird derzeit im Rahmen des *IGF-Vorhabens 19108 BG* „Entwicklung eines Ultraschallsensors und Erarbeitung von Simulationsmodellen zur Untersuchung von

hochbeladenen Mehrphasenströmungen am Beispiel von magnetohydraulischen Zink-Slurry-Batterien“ geforscht.

- Für die Grundlagenforschung der MHD sind insbesondere experimentelle Untersuchungen im turbulenten Regime relevant, da dies numerisch schwer zu modellieren ist. Für die auftretenden komplexen, kleinskaligen Strömungsstrukturen mit hoher zeitlicher Dynamik ist eine Bildgebung mit adaptiven Schallfeld nötig, die zudem die Bestimmung weiterer Messmodalitäten wie der Zweipunkt-Korrelationsfunktion erlaubt. Das PAUDV wird dazu gegenwärtig im Rahmen des Projektes *DFG-BU2241* „Ultraschall-Messsystem mit adaptivem Schallfeld für **Turbulenzuntersuchungen** in Flüssigmetallströmungen“ eingesetzt.
- Ein weiteres mögliches Anwendungsfeld für das PAUDV ist die Untersuchung von **Schäumen**, welche in einer Vielzahl von industriellen Prozessen anzutreffen sind. Schaum als opakes, zweiphasiges Fluid ist optisch nur nahe der Oberfläche messbar, was eine umfassende Strömungsmessung verhindert [161]. Ultraschall kann in Schäume in der Regel tiefer Eindringen, so dass damit auch Aussagen über das Verhalten im Schaumvolumen getroffen werden können. Im Rahmen einer Voruntersuchung konnte mit dem PAUDV eine Bildgebung im Volumen einer Schaumströmung gezeigt werden [162].

*Eine Weiterentwicklung des TRVA-Prinzips* kann die Eigenschaften der Bildgebung durch Medien mit komplexen Ausbreitungseigenschaften verbessern. So kann beispielsweise ein flächiges, virtuelles Array aufgespannt werden und damit eine 3d-Bildgebung erreicht werden. Zudem sind weitere Untersuchungen der Ausbreitungseigenschaften in akustischen Multimode-Wellenleitern nötig: Eine experimentelle Stabilitätsuntersuchung ist für eine Anwendung in der In-Prozessmesstechnik sinnvoll. Hierbei kann herausgearbeitet werden, ob eine Ex-Situ-Kalibrierung für die konkrete Anwendung ausreichend (ggf. unter Nutzung von Wellenleitermaterialien mit geringer thermischer Ausdehnung) oder ob die technisch aufwendiger zu realisierende In-Situ-Kalibrierung nötig ist. Dabei sind zwischen Kalibrierung und Messung eingebrachte Störungen, wie Änderungen der Schallgeschwindigkeit und Geometrie durch Temperaturgradienten, Änderung der Geometrie des distalen Endes durch Korrosion oder Anlagerungen und mechanische Beanspruchungen zu betrachten. Zudem können Strategien entwickelt werden, um eine Regelung des Schallfeldes ohne Zugang zum Messvolumen bei langsamen Änderungen der Ausbreitungseigenschaften umzusetzen. So könnte beispielsweise von der Reflexion der distalen Grenzfläche auf eine Korrosion des Wellenleiters geschlossen werden und die Übertragungsfunktionen des TRVA nachgeführt werden.

*Eine Anwendung des TRVA-Prinzips* an heißen Metallschmelzen, deren Temperatur nahe oder oberhalb des Curie-Punktes der eingesetzten Piezokeramiken (z.B. Blei-Zirkonat-Titanat,  $\vartheta_p = 210^\circ\text{C}$ ) liegt, ist der nächste Schritt auf dem Weg zur industriellen Prozessmesstechnik. Denkbar ist beispielsweise der Einsatz an der LIMMCAST-Anlage (*Liquid Metal Model for Continuous Casting*) des HZDR. Diese nutzt die Legierung  $\text{Sn}_{60}\text{Bi}_{40}$  für

Experimente im Temperaturbereich 200... 400 °C, an der bereits Messungen mit Singlemode-Wellenleitern vorgenommen wurden [163]. Dazu ist eine Anpassung auf die Gegebenheiten durch eine Untersuchungen geeigneter Wellenleitergeometrien und eine umfassende Evaluation möglicher Materialien hinsichtlich der Schallausbreitung, Wärmeleitung und Benetzungsfähigkeit nötig. Letztendlich kann so der in dieser Arbeit entwickelte Ansatz zu einem qualitativen Fortschritt in der Prozessmesstechnik führen.

# Literaturverzeichnis

- [1] U. Müller und L. Bühler. *Magnetofluidynamics in Channels and Containers*. Springer, 2001. 228 S. ISBN: 9783540412533.
- [2] A. Villar, J. Parrondo und J. J. Arribas. „Waste heat recovery technology in continuous casting process“. In: *Clean Technologies and Environmental Policy* 17.2 (2015), S. 555–562. ISSN: 1618-9558. DOI: 10.1007/s10098-014-0801-0.
- [3] World Steel Association. *World Steel in Figures 2017*. 2017. URL: <https://www.worldsteel.org/>.
- [4] B. G. Thomas. „Modeling of continuous casting defects related to mold fluid flow“. In: *Iron and Steel Technology* 3.7 (2006), S. 127.
- [5] P. Gardin, J.-M. Galpin, M.-C. Regnier und J.-P. Radot. „Liquid steel flow control inside continuous casting mold using a static magnetic field“. In: *Magnetics, IEEE Transactions on* 31.3 (1995), S. 2088–2091. ISSN: 0018-9464. DOI: 10.1109/20.376456.
- [6] K. Timmel, T. Wondrak, M. Röder, F. Stefani, S. Eckert und G. Gerbeth. „Use of Cold Liquid Metal Models for Investigations of the Fluid Flow in the Continuous Casting Process“. In: *steel research international* 85.8 (2014), S. 1283–1290. ISSN: 1869-344X. DOI: 10.1002/srin.201300034.
- [7] E. M. Emanuel, S. Berg und R. Günther. „EEG 2017 - Ein Überblick über die Neuerungen“. In: *Kölner Schrift zum Wirtschaftsrecht* 7 (2016), S. 211–219. DOI: 10.9785/kszw-2016-0309.
- [8] L. Partain, R. Hansen, S. Hansen, D. Bennett, A. Newlands und L. Fraas. „Swanson’s Law plan to mitigate global climate change“. In: *2016 IEEE 43rd Photovoltaic Specialists Conference (PVSC)*. 2016, S. 3335–3340. DOI: 10.1109/PVSC.2016.7750284.
- [9] G. Müller und J. Friedrich. „Optimization and modelling of photovoltaic silicon crystallization processes“. In: *AIP Conference Proceedings, Fourteenth International Summer School on Crystal Growth*. Bd. 1270. 2010, S. 255281. DOI: 10.1063/1.3476230.

- [10] P. Rudolph und K. Kakimoto. „Crystal Growth from the Melt under External Force Fields“. In: *MRS Bulletin* 34.4 (2009), S. 251–258. DOI: 10.1557/mrs2009.75.
- [11] K. Dadzis, J. Ehrig, K. Niemietz, O. Pätzold, U. Wunderwald und J. Friedrich. „Model experiments and numerical simulations for directional solidification of multi-crystalline silicon in a traveling magnetic field“. In: *J. Cryst. Growth* 333.1 (2011), S. 7–15. ISSN: 0022-0248. DOI: 10.1016/j.jcrysgro.2011.08.009.
- [12] Y. Plevachuk, V. Sklyarchuk, S. Eckert, G. Gerbeth und R. Novakovic. „Thermophysical Properties of the Liquid Ga-In-Sn Eutectic Alloy“. In: *J. Chem. Eng. Data* 59.3 (2014), S. 757–763. DOI: 10.1021/je400882q.
- [13] S. Eckert, G. Gerbeth, D. Rübiger, B. Willers und C. Zhang. „Experimental modeling using low melting point metallic melts: Relevance for metallurgical engineering“. In: *Steel Res. Int.* (2007), S. 419–425.
- [14] European Commission. *Flowvis: Measurement, prediction and control of steel flows in the casting nozzle and mould*. 2010. DOI: 10.2777/85987.
- [15] H. Branover, Y. M. Gelfgat, A. Tsinober, A. Shtern und E. Shcherbinin. „Application of Pitot and Prandtl tubes in magnetohydrodynamic experiments“. In: *Magnetohydrodynamics* 2.1 (1966), S. 55–58.
- [16] A. Kolin. „Electromagnetic method for the determination of velocity distribution in fluid flow“. In: *Phys Rev* 63 (1943), S. 218–219.
- [17] C. Mistrangelo und L. Bühler. „Perturbing effects of electric potential probes on MHD duct flows“. In: *Experiments in Fluids* 48.1 (2009), S. 157–165. ISSN: 1432-1114. DOI: 10.1007/s00348-009-0710-x.
- [18] M. Sajben. „Hot Wire Anemometer in Liquid Mercury“. In: *Review of Scientific Instruments* 36.7 (1965), S. 945–949. DOI: 10.1063/1.1719791.
- [19] M. M. Yavuz. „Liquid steel flow in continuous casting machine: modelling and measurement“. In: *Ironmaking & Steelmaking* 38.6 (2011), S. 453–463. DOI: 10.1179/1743281211Y.0000000013.
- [20] S. Eckert, A. Cramer und G. Gerbeth. „Velocity Measurement Techniques for Liquid Metal Flows“. In: *Magnetohydrodynamics*. Bd. 80. Fluid Mechanics and Its Applications. Springer Netherlands, 2007, S. 275–294. ISBN: 978-1-4020-4833-3. DOI: 10.1007/978-1-4020-4833-317.
- [21] S. Eckert, D. Buchenau, G. Gerbeth, F. Stefani und F.-P. Weiss. „Some recent developments in the field of measuring techniques and instrumentation for liquid metal flows“. In: *Journal of nuclear science and technology* 48.4 (2011), S. 490–498.
- [22] A. Thess, E. V. Votyakov und Y. Kolesnikov. „Lorentz Force Velocimetry“. In: *Phys. Rev. Lett.* 96 (16 2006), S. 164501. DOI: 10.1103/PhysRevLett.96.164501.
- [23] C. Heinicke. „Local Lorentz Force Velocimetry for liquid metal duct flows“. Diss. Technische Universität Ilmenau, 2013.

- [24] C. Heinicke und T. Wondrak. „Spatial and temporal resolution of a local Lorentz force flowmeter“. In: *Measurement Science and Technology* 25.5 (2014), S. 055302.
- [25] D. Jian und C. Karcher. „Electromagnetic flow measurements in liquid metals using time-of-flight Lorentz force velocimetry“. In: *Measurement Science and Technology* 23.7 (2012), S. 074021.
- [26] A. Vire, B. Knaepen und A. Thess. „Lorentz force velocimetry based on time-of-flight measurements“. In: *Physics of Fluids* 22.12, 125101 (2010). DOI: 10.1063/1.3517294.
- [27] F. Stefani und G. Gerbeth. „A contactless method for velocity reconstruction in electrically conducting fluids“. In: *Measurement Science and Technology* 11.6 (2000), S. 758. DOI: 10.1088/0957-0233/11/6/319.
- [28] T. Wondrak, V. Galindo, G. Gerbeth, T. Gundrum, F. Stefani und K. Timmel. „Contactless inductive flow tomography for a model of continuous steel casting“. In: *Measurement Science and Technology* 21.4 (2010), S. 045402.
- [29] M. Ratajczak, T. Wondrak und F. Stefani. „A gradiometric version of contactless inductive flow tomography: theory and first applications“. In: *Philosophical Transactions of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 374.2070 (2016). ISSN: 1364-503X. DOI: 10.1098/rsta.2015.0330.
- [30] F. Barthel, M. Bieberle, D. Hoppe, M. Banowski und U. Hampel. „Velocity measurement for two-phase flows based on ultrafast X-ray tomography“. In: *Flow Measurement and Instrumentation* 46 (2015), S. 196–203. ISSN: 0955-5986. DOI: 10.1016/j.flowmeasinst.2015.06.006.
- [31] M. Bieberle, E. Schleicher, F. Fischer, D. Koch, H.-J. Menz, H.-G. Mayer und U. Hampel. „Dual-plane ultrafast limited-angle electron beam x-ray tomography“. In: *Flow Measurement and Instrumentation* 21.3 (2010). Special Issue: Validation and Data Fusion for Process Tomographic Flow Measurements Validation and Data Fusion for Process Tomographic Flow Measurements, S. 233–239. ISSN: 0955-5986. DOI: 10.1016/j.flowmeasinst.2009.12.001.
- [32] N. Takenaka, H. Asano, T. Fujii, Y. Motomura, A. Ono, M. Matsubayashi und A. Tsuruno. „Liquid metal flow measurement by neutron radiography“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 377.1 (1996). Proceedings of the Second International Topical Meeting on Neutron, S. 156–160. ISSN: 0168-9002. DOI: 10.1016/0168-9002(96)00134-9.
- [33] K. Tawackolian, O. Büker, J. Hogendoorn und T. Lederer. „Investigation of a ten-path ultrasonic flow meter for accurate feedwater measurements“. In: *Measurement Science and Technology* 25.7 (2014), S. 075304.
- [34] T. Dietz, L. Oehmichen und J. Lansing. „Ultrasonic measurement of flow velocity“. EP Patent App. EP20,100,187,973. SICK Engineering GmbH. 2012.
- [35] L. Lynnworth. *Ultrasonic Measurements for Process Control: Theory, Techniques, Applications*. Elsevier Science, 2013. 694 S. ISBN: 9780323138031.

- [36] SICK AG. *Ultrasonic gas flow measuring devices FLOWSIC150 Carflow, Ultrasonic measurement system*. 2015.
- [37] SICK AG. *Operating Instructions FFUS15*. 2015.
- [38] N. Besic, G. Vasile, A. Anghel, T.-I. Petrut, C. Ioana, S. Stankovic, A. Girard und G. D'Urso. „Zernike ultrasonic tomography for fluid velocity imaging based on pipeline intrusive time-of-flight measurements“. In: *Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, IEEE Transactions on* 61.11 (2014), S. 1846–1855. ISSN: 0885-3010. DOI: 10.1109/TUFFC.2014.006515.
- [39] K. Shung. *Diagnostic Ultrasound: Imaging and Blood Flow Measurements, Second Edition*. CRC Press, 2015. ISBN: 9781466582651.
- [40] K. T. Dussik. „Über die Möglichkeit, hochfrequente mechanische Schwingungen als diagnostisches Hilfsmittel zu verwerten“. German. In: *Zeitschrift für die gesamte Neurologie und Psychiatrie* 174.1 (1942), S. 153–168. ISSN: 0303-4194. DOI: 10.1007/BF02877929.
- [41] I. Edler und C. H. Hertz. „The Use of Ultrasonic Reflectoscope for the Continuous Recording of the Movements of Heart Walls.“ In: *Kungl. Fysiografiska Sllskapet i Lund Frhandlingar* 24 (1954), S. 1–19. ISSN: 1475-097X. DOI: 10.1111/j.1475-097X.2004.00539.x.
- [42] A. Koch, F. Stiller, R. Lerch und H. Ermert. „An ultrasound tomography system with polyvinyl alcohol (PVA) moldings for coupling: in vivo results for 3-D pulse-echo imaging of the female breast“. In: *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control* 62.2 (2015), S. 266–279. ISSN: 0885-3010. DOI: 10.1109/TUFFC.2014.006494.
- [43] G. Montaldo, M. Tanter, J. Bercoff, N. Benech und M. Fink. „Coherent plane-wave compounding for very high frame rate ultrasonography and transient elastography“. In: *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control* 56.3 (2009), S. 489–506. ISSN: 0885-3010. DOI: 10.1109/TUFFC.2009.1067.
- [44] S. Satomura. „Ultrasonic Doppler Method for the Inspection of Cardiac Functions“. In: *The Journal of the Acoustical Society of America* 29.11 (1957), S. 1181–1185. DOI: 10.1121/1.1908737.
- [45] S. Satomura und Z. Kaneko. „Ultrasonic blood rheograph“. In: *Proceedings of the 3rd International Conference on Medical Electronics*. Bd. 1. 1960, S. 254–258.
- [46] A. Jensen. *Estimation of blood velocities using ultrasound: a signal processing approach*. Cambridge University Press, 1996. ISBN: 9780521464840.
- [47] O. D. Kripfgans, J. M. Rubin, A. L. Hall und J. B. Fowlkes. „Vector Doppler imaging of a spinning disc ultrasound Doppler phantom“. In: *Ultrasound in Medicine & Biology* 32.7 (2006), S. 1037–1046. ISSN: 0301-5629. DOI: 10.1016/j.ultrasmedbio.2006.04.007.

- [48] J. A. Jensen und P. Munk. „A new method for estimation of velocity vectors“. In: *Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, IEEE Transactions on* 45.3 (1998), S. 837–851.
- [49] M. Pihl und J. Jensen. „A transverse oscillation approach for estimation of three-dimensional velocity vectors, Part I: concept and simulation study“. In: *Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, IEEE Transactions on* 61.10 (2014), S. 1599–1607. ISSN: 0885-3010. DOI: 10.1109/TUFFC.2013.006237.
- [50] J. Wiklund, I. Shahram und M. Stading. „Methodology for in-line rheology by ultrasound Doppler velocity profiling and pressure difference techniques“. In: *Chemical Engineering Science* 62.16 (2007), S. 4277–4293. ISSN: 0009-2509. DOI: 10.1016/j.ces.2007.05.007.
- [51] M. T. M. Khairi, S. Ibrahim, M. A. M. Yunus und M. Faramarzi. „Contact and non-contact ultrasonic measurement in the food industry: a review“. In: *Measurement Science and Technology* 27.1 (2016), S. 012001.
- [52] A. Lohrmann, R. Cabrera und N. C. Kraus. „Acoustic-Doppler velocimeter (ADV) for laboratory use“. In: *Fundamentals and advancements in hydraulic measurements and experimentation*. ASCE, 1994, S. 351–365.
- [53] Y. Takeda. „Velocity profile measurement by ultrasound Doppler shift method“. In: *International Journal of Heat and Fluid Flow* 7.4 (1986), S. 313–318. ISSN: 0142-727X. DOI: 10.1016/0142-727X(86)90011-1.
- [54] Y. Takeda. *Ultrasonic Doppler Velocity Profiler for Fluid Flow*. Fluid Mechanics and Its Applications. Springer Japan, 2012. ISBN: 9784431540267.
- [55] Y. Takeda. „Development of an ultrasound velocity profile monitor“. In: *Nucl. Eng. Des.* 126.2 (1991), S. 277–284. ISSN: 0029-5493. DOI: 10.1016/0029-5493(91)90117-Z.
- [56] D. Brito, H.-C. Nataf, P. Cardin, J. Aubert und J.-P. Masson. „Ultrasonic Doppler velocimetry in liquid gallium“. In: *Experiments in Fluids* 31.6 (2001), S. 653–663. ISSN: 1432-1114. DOI: 10.1007/s003480100312.
- [57] A. Cramer, C. Zhang und S. Eckert. „Local flow structures in liquid metals measured by ultrasonic Doppler velocimetry“. In: *Flow Measurement and Instrumentation* 15.3 (2004), S. 145–153. ISSN: 0955-5986. DOI: 10.1016/j.flowmeasinst.2003.12.006.
- [58] Signal Processing. *DOP4000 specifications*. Savigny, CH, 2016.
- [59] MET-FLOW. *Met-Flow UVP-DUO MX*. Lausanne, France, 2016.
- [60] S. Fife, C. D. Andereck und S. Rahal. „Ultrasound thermometry in transparent and opaque fluids“. In: *Experiments in Fluids* 35.2 (2003), S. 152–158. ISSN: 1432-1114. DOI: 10.1007/s00348-003-0633-x.

- [61] P. Hauptmann, R. Lucklum, A. Püttmer und B. Henning. „Ultrasonic sensors for process monitoring and chemical analysis: state-of-the-art and trends“. In: *Sensors and Actuators A: Physical* 67.1 (1998), S. 32–48. ISSN: 0924-4247. DOI: [http://dx.doi.org/10.1016/S0924-4247\(97\)01725-1](http://dx.doi.org/10.1016/S0924-4247(97)01725-1).
- [62] M. Ratajczak, T. Gundrum, F. Stefani und T. Wondrak. „Contactless Inductive Flow Tomography: Brief History and Recent Developments in Its Application to Continuous Casting“. In: *Journal of Sensors* (2014), S. 9. DOI: 10.1155/2014/739161.
- [63] K. Timmel, S. Eckert und G. Gerbeth. „Experimental Investigation of the Flow in a Continuous-Casting Mold under the Influence of a Transverse, Direct Current Magnetic Field“. In: *Metallurgical and Materials Transactions B* 42 (2011), S. 68–80. ISSN: 1073-5615. DOI: 10.1007/s11663-010-9458-1.
- [64] J. Bercoff, G. Montaldo, T. Loupas, D. Savery, F. Meziere, M. Fink und M. Tanter. „Ultrafast compound doppler imaging: providing full blood flow characterization“. In: *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control* 58.1 (2011), S. 134–147. ISSN: 0885-3010. DOI: 10.1109/TUFFC.2011.1780.
- [65] D. Hoppe. „Schnelle Röntgentomographie zur zeitlich aufgelösten Messung von Geschwindigkeiten in Strömungen/Fast X-Ray Tomography for Time-Resolved Measurements of Flow Velocities“. In: *tm-Technisches Messen* 80.9 (2013), S. 261–271. DOI: 10.1524/teme.2013.0035.
- [66] D. Hoppe. „Über die zeitlich aufgelöste Messung von Geschwindigkeiten mittels schneller Röntgentomographie“. In: *tm-Technisches Messen* 82.6 (2015), S. 317–322. DOI: 10.1515/teme-2015-0038.
- [67] D. Hernández, J. Schleichert, C. Karcher, T. Fröhlich, T. Wondrak und K. Timmel. „Local Lorentz force flowmeter at a continuous caster model using a new generation multicomponent force and torque sensor“. In: *Measurement Science and Technology* 27.6 (2016), S. 065302. DOI: 10.1088/0957-0233/27/6/065302.
- [68] R. Ricou und C. Vives. „Local velocity and mass transfer measurements in molten metals using an incorporated magnet probe“. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 25.10 (1982), S. 1579–1588. ISSN: 0017-9310. DOI: 10.1016/0017-9310(82)90036-9.
- [69] S. Eckert, G. Gerbeth und V. Melnikov. „Velocity measurements at high temperatures by ultrasound Doppler velocimetry using an acoustic wave guide“. English. In: *Experiments in Fluids* 35.5 (2003), S. 381–388. ISSN: 0723-4864. DOI: 10.1007/s00348-003-0606-0.
- [70] S. B. Barnett, G. R. T. Haar, M. C. Ziskin, H.-D. Rott, F. A. Duck und K. Maeda. „International recommendations and guidelines for the safe use of diagnostic ultrasound in medicine“. In: *Ultrasound in Medicine & Biology* 26.3 (2000), S. 355–366. ISSN: 0301-5629. DOI: 10.1016/S0301-5629(00)00204-0.

- [71] Council of European Union. *Council Resolution of 7 May 1985 on a new approach to technical harmonization and standards*. Official Journal of the European Union. 1985.
- [72] M. Fink. „Time reversal of ultrasonic fields. I. Basic principles.“ In: *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control* 39.5 (1992), S. 555–566. ISSN: 0885-3010. DOI: 10.1109/58.156174.
- [73] R. Lerch, Sessler. G. und D. Wolf. *Technische Akustik*. 1. Auflage. Springer, 2009. ISBN: 978-3-540-23430-2. DOI: 10.1007/978-3-540-49833-9.
- [74] F. Schmieder, L. Büttner und J. Czarske. „Adaptive laser-induced ultrasound generation using a micro-mirror array spatial light modulator“. In: *Optics express* 24.20 (2016), S. 22536–22543.
- [75] H. Frost. „Electromagnetic Ultrasound Transducers: Principles, Practice, and Applications“. In: *Physical acoustics* 14 (1979), S. 179–276. DOI: 10.1016/b978-0-12-477914-3.50008-6.
- [76] O. Oralkan, A. S. Ergun, J. A. Johnson, M. Karaman, U. Demirci, K. Kaviani, T. H. Lee und B. T. Khuri-Yakub. „Capacitive micromachined ultrasonic transducers: Next-generation arrays for acoustic imaging?“ In: *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control* 49.11 (2002), S. 1596–1610.
- [77] J. Cheeke. *Fundamentals and Applications of Ultrasonic Waves, Second Edition*. CRC Press, 2016. 504 S. ISBN: 9781439854983.
- [78] J. Webster. *The Measurement, Instrumentation and Sensors Handbook*. Electrical Engineering Handbook. Taylor & Francis, 1998. ISBN: 9780849383472.
- [79] W. R. Hedrick, D. L. Hykes und D. E. Starchman. *Ultrasound Physics and Instrumentation*. 4. Auflage. St. Louis, Missouri, USA: Elsevier Mosby, 2005. ISBN: 978-0-323-03212-4.
- [80] U. Iturrarán-Viveros und M. Molero-Armenta. „GPU computing with OpenCL to model 2D elastic wave propagation: exploring memory usage“. In: *Computational Science & Discovery* 8.1 (2015), S. 014006. ISSN: 1749-4699. DOI: 10.1088/1749-4699/8/1/014006.
- [81] M. Molero-Armenta, U. Iturrarán-Viveros, S. Aparicio und M. Hernández. „Optimized OpenCL implementation of the Elastodynamic Finite Integration Technique for viscoelastic media“. In: *Computer Physics Communications* 185.10 (2014), S. 2683–2696. ISSN: 0010-4655. DOI: 10.1016/j.cpc.2014.05.016.
- [82] L. W. Schmerr. *Fundamentals of ultrasonic nondestructive evaluation*. Springer, 2016.
- [83] A. E. Farjat und J. I. Etcheverry. „Mathematical modeling of the radiated acoustic field of ultrasonic transducers“. In: *IV Conferencia Panamericana de END Buenos Aires*. ed, 2007.

- [84] G. R. Harris. „Review of transient field theory for a baffled planar piston“. In: *The Journal of the Acoustical Society of America* 70.1 (1981), S. 10–20. DOI: 10.1121/1.386687.
- [85] L. W. Schmerr. *Fundamentals of ultrasonic phased arrays*. Bd. 215. Springer, 2014.
- [86] O. T. von Ramm und F. L. Thurstone. „Cardiac imaging using a phased array ultrasound system. I. System design.“ In: *Circulation* 53.2 (1976), S. 258–262. ISSN: 0009-7322. DOI: 10.1161/01.CIR.53.2.258.
- [87] M. Fink. „From Loschmidt daemons to time-reversed waves“. In: *Phil. Trans. R. Soc. A* 374.2069 (2016), S. 20150156. DOI: 10.1098/rsta.2015.0156.
- [88] M. Fink, G. Montaldo und M. Tanter. „Time-Reversal Acoustics in Biomedical Engineering“. In: *Annual Reviews Biomedical Engineering* 5 (2003), S. 465–497. DOI: 10.1146/annurev.bioeng.5.040202.121630.
- [89] N. Chakroun und M. A. Fink. „Time Reversal Processing in Ultrasonic Nondestructive Testing“. In: *IEEE Trans. Ultrason., Ferroelec., Freq. Contr.* 42.6 (1995), S. 1087–1098.
- [90] N. Mordant, C. Prada und M. Fink. „Highly resolved detection and selective focusing in a waveguide using the D.O.R.T. method“. In: *The Journal of the Acoustical Society of America* 105.5 (1999), S. 2634. ISSN: 00014966. DOI: 10.1121/1.426879.
- [91] P. Roux, B. Roman und M. Fink. „Time-reversal in an ultrasonic waveguide“. In: *Applied physics letters* 70.14 (1997), S. 1811–1813. ISSN: 00036951. DOI: 10.1063/1.118730.
- [92] C. Larmat, J.-p. Montagner, M. Fink, Y. Capdeville, A. Tourin, E. Cle und S. Sources. „Time-reversal imaging of seismic sources and application to the great Sumatra earthquake“. In: *Geophysical Research Letters* 33 (2006), S. 1–3. DOI: 10.1029/2006GL026336.
- [93] L. A. Thompson und C. S. Gardner. „Experiments on laser guide stars at Mauna Kea Observatory for adaptive imaging in astronomy“. In: *Nature* 328.6127 (1987), S. 229. DOI: 10.1038/328229a0.
- [94] M. Fink und C. Prada. „Acoustic time-reversal mirrors“. In: *Inverse Problems* 17.1 (2001), R1.
- [95] M. Fink, D. Cassereau, A. Derode, C. Prada, P. Roux, M. Tanter, J.-L. Thomas und F. Wu. „Time-reversed acoustics“. In: *Reports on Progress in Physics* 63.12 (2000), S. 1933–1995. ISSN: 0034-4885. DOI: 10.1088/0034-4885/63/12/202.
- [96] J. de Rosny und M. Fink. „Overcoming the Diffraction Limit in Wave Physics Using a Time-Reversal Mirror and a Novel Acoustic Sink“. In: *Physical Review Letters* 89.12 (2002). DOI: 10.1103/physrevlett.89.124301.
- [97] T. Kibble und F. Berkshire. *Classical Mechanics*. Imperial College Press, 2004. ISBN: 9781860944352. DOI: 10.1142/p310.
- [98] H.-E. Albrecht. *Laser Doppler and phase Doppler measurement techniques*. Springer Science & Business Media, 2003.

- [99] D. Baker. „Pulsed Ultrasonic Doppler Blood-Flow Sensing“. In: *Sonics and Ultrasonics, IEEE Transactions on* 17.3 (1970), S. 170–184. ISSN: 0018-9537. DOI: 10.1109/T-SU.1970.29558.
- [100] S. M. Kay. *Fundamentals of Statistical Signal Processing: Estimation Theory*. Upper Saddle River, NJ, USA: Prentice-Hall, Inc., 1993. ISBN: 0-13-345711-7.
- [101] L. Wilson. „Description of Broad-Band Pulsed Doppler Ultrasound Processing Using the Two-Dimensional Fourier Transform“. In: *Ultrasonic Imaging* 13.4 (1991). PMID: 1759323, S. 301–315. DOI: 10.1177/016173469101300401.
- [102] H. Torp, X. Lai und K. Kristoffersen. „Comparison between cross-correlation and auto-correlation technique in color flow imaging“. In: *Ultrasonics Symposium, 1993. Proceedings., IEEE 1993*. Bd. 2. 1993, S. 1039–1042. DOI: 10.1109/ULTSYM.1993.339630.
- [103] S. Alam und K. J. Parker. „Implementation issues in ultrasonic flow imaging“. In: *Ultrasound in Medicine & Biology* 29.4 (2003), S. 517–528. ISSN: 0301-5629. DOI: 10.1016/S0301-5629(02)00704-4.
- [104] T. Loupas, R. Peterson und R. Gill. „Experimental evaluation of velocity and power estimation for ultrasound blood flow imaging, by means of a two-dimensional autocorrelation approach“. In: *Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, IEEE Transactions on* 42.4 (1995), S. 689–699. ISSN: 0885-3010. DOI: 10.1109/58.393111.
- [105] C. Kasai, K. Namekawa, A. Koyano und R. Omoto. „Real-Time Two-Dimensional Blood Flow Imaging Using an Autocorrelation Technique“. In: *Sonics and Ultrasonics, IEEE Transactions on* 32.3 (1985), S. 458–464. ISSN: 0018-9537. DOI: 10.1109/T-SU.1985.31615.
- [106] T. Loupas, J. Powers und R. Gill. „An axial velocity estimator for ultrasound blood flow imaging, based on a full evaluation of the Doppler equation by means of a two-dimensional autocorrelation approach“. In: *Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, IEEE Transactions on* 42.4 (1995), S. 672–688. ISSN: 0885-3010. DOI: 10.1109/58.393110.
- [107] C. R. Rao. „Information and accuracy attainable in the estimation of statistical parameters“. In: *Bulletin of the Calcutta Mathematical Society* 37.3 (1945), S. 81–91.
- [108] H. Cramér. „Mathematical Methods of Statistics“. In: *Princeton Press, Princeton, NJ* (1946), S. 367–369.
- [109] A. Fischer, T. Pfister und J. Czarske. „Derivation and comparison of fundamental uncertainty limits for laser-two-focus velocimetry, laser Doppler anemometry and Doppler global velocimetry“. In: *Measurement* 43.10 (2010), S. 1556–1574. ISSN: 0263-2241. DOI: 10.1016/j.measurement.2010.09.009.
- [110] A. Chan, E. Lam und V. Srinivasan. „Optimal doppler frequency estimators for ultrasound and optical coherence tomography“. In: *Biomedical Circuits and Systems Conference (BioCAS), 2012 IEEE*. 2012, S. 264–267. DOI: 10.1109/BioCAS.2012.6418446.

- [111] R. Demirli und J. Saniie. „Model-based estimation of ultrasonic echoes. Part I: Analysis and algorithms“. In: *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control* 48.3 (2001), S. 787–802. ISSN: 0885-3010. DOI: 10.1109/58.920713.
- [112] M. Burger, R. Nauber, M. Neumann, L. Büttner und J. Czarske. „Modular Ultrasound-Array-Doppler-Velocimeter for Complex Flow Measurements in Liquid Metals“. In: *Technisches Messen* 9 (2012), S. 417–424.
- [113] N. Thieme, P. Bönisch, D. Meier, R. Nauber, L. Büttner, K. Dadzis, O. Pätzold, L. Sylla und J. Czarske. „Ultrasound Flow Mapping for the Investigation of Crystal Growth“. In: *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control* 64.4 (2017), S. 725–735. ISSN: 0885-3010. DOI: 10.1109/TUFFC.2017.2654124.
- [114] G. Turin. „An introduction to matched filters“. In: *IRE Transactions on Information Theory* 6.3 (1960), S. 311–329. ISSN: 0096-1000. DOI: 10.1109/TIT.1960.1057571.
- [115] L. Thomas und A. Hall. „An improved wall filter for flow imaging of low velocity flow“. In: *Ultrasonics Symposium, 1994. Proceedings., 1994 IEEE*. Bd. 3. 1994, S. 1701–1704. DOI: 10.1109/ULTSYM.1994.401918.
- [116] H. Torp. „Clutter rejection filters in color flow imaging: A theoretical approach“. In: *Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, IEEE Transactions on* 44.2 (1997), S. 417–424.
- [117] S. Bjaerum, H. Torp und K. Kristoffersen. „Clutter filter design for ultrasound color flow imaging“. In: *Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, IEEE Transactions on* 49.2 (2002), S. 204–216.
- [118] R. Parthier. *Messtechnik*. Springer Nature, 2016. DOI: 10.1007/978-3-658-13598-0.
- [119] G. Polytec. *Data Sheet VD-09 2.5 MHz Digital Velocity Decoder*. 2011.
- [120] I. Grants, V. Galindo und G. Gerbeth. „Linear and non-linear stability of melt flows in magnetic fields“. In: *The European Physical Journal Special Topics* 220.1 (2013), S. 215–225. ISSN: 1951-6401. DOI: 10.1140/epjst/e2013-01809-0.
- [121] P. Davidson. *Turbulence: An Introduction for Scientists and Engineers*. OUP Oxford, 2015. ISBN: 9780191034169. DOI: 10.1093/acprof:oso/9780198722588.001.0001.
- [122] R. Lantzsch, V. Galindo, I. Grants, C. Zhang, O. Pätzold, G. Gerbeth und M. Stelter. „Experimental and numerical results on the fluid flow driven by a traveling magnetic field“. In: *J. Cryst. Growth* 305.1 (2007), S. 249–256. ISSN: 0022-0248. DOI: 10.1016/j.jcrysgro.2007.03.047.
- [123] K. Niemietz, V. Galindo, O. Pätzold, G. Gerbeth und M. Stelter. „Flow modelling with relevance to vertical gradient freeze crystal growth under the influence of a travelling magnetic field“. In: *Journal of Crystal Growth* 318.1 (2011), S. 150–155. ISSN: 0022-0248. DOI: 10.1016/j.jcrysgro.2010.10.077.

- [124] D. Rübiger, S. Eckert und G. Gerbeth. „Measurements of an unsteady liquid metal flow during spin-up driven by a rotating magnetic field“. In: *Experiments in Fluids* 48 (2010), S. 233–244. DOI: 10.1007/s00348-009-0735-1.
- [125] K. Frana und J. Stiller. „A numerical study of flows driven by a rotating magnetic field in a square container“. In: *European Journal of Mechanics - B/Fluids* 27.4 (2008), S. 491–500. ISSN: 0997-7546. DOI: 10.1016/j.euromechflu.2007.10.001.
- [126] S. Franke, L. Büttner, J. Czarske, D. Rübiger und S. Eckert. „Ultrasound Doppler system for two-dimensional flow mapping in liquid metals“. In: *Flow Measurement and Instrumentation* 21 (2010), S. 402–409. DOI: 10.1016/j.flowmeasinst.2010.05.001.
- [127] V. Galindo, R. Nauber, D. Rübiger, S. Franke, H. Beyer, L. Büttner, J. Czarske und S. Eckert. „Instabilities and spin-up behaviour of a rotating magnetic field driven flow in a rectangular cavity“. In: *Physics of Fluids* 29.11 (2017), S. 114104. DOI: 10.1063/1.4993777.
- [128] J. Pal, A. Cramer, T. Gundrum und G. Gerbeth. „MULTIMAGA MULTIpurpose MAGnetic system for physical modelling in magnetohydrodynamics“. In: *Flow Measurement and Instrumentation* 20.6 (2009), S. 241–251. DOI: doi:10.1016/j.flowmeasinst.2009.08.003.
- [129] I. Grants und G. Gerbeth. „Stability of axially symmetric flow driven by a rotating magnetic field in a cylindrical cavity“. In: *Journal of Fluid* 431 (2001), S. 407–426. DOI: 10.1017/S0022112000003141.
- [130] N. B. Morley, J. Burris, L. C. Cadwallader und M. D. Nornberg. „GaInSn usage in the research laboratory“. In: *Review of Scientific Instruments* 79.5, 056107 (2008). DOI: 10.1063/1.2930813.
- [131] JCGM. *Guide to the expression of uncertainty in measurement*. Techn. Ber. Joint Committee for Guides in Metrology (JCGM), 2008.
- [132] K.-D. Sommer und B. R. Siebert. „Praxisgerechtes Bestimmen der Messunsicherheit nach GUM (Practical Determination of the Measurement Uncertainty under GUM)“. In: *tm-Technisches Messen/Sensoren, Geräte, Systeme* 71.2/2004 (2004), S. 52–66. DOI: 10.1524/teme.71.2.52.27068.
- [133] R. Proffit und E. Carome. *Measurements of the velocity and absorption of ultrasound in liquid gallium*. Techn. Ber. DTIC Document, 1962.
- [134] P. Popel, V. Sidorov, D. Yagodin, G. Sivkov und A. Mozgovoij. „Density and ultrasound velocity of some pure metals in liquid state“. In: *7th European Conference on Thermophysical Properties*. 2005.
- [135] H. Sigloch. *Technische Fluidmechanik*. 8. Springer, 2012. ISBN: 3540220089.
- [136] P. A. Nikrityuk, M. Ungarish, K. Eckert und R. Grundmann. „Spin-up of a liquid metal flow driven by a rotating magnetic field in a finite cylinder: A numerical and an analytical study“. In: *Physics of Fluids* 17.6 (2005), S. 067101. DOI: 10.1063/1.1897323.

- [137] B. A. Belson, J. H. Tu und C. W. Rowley. „Algorithm 945: Modred - A parallelized model reduction library“. In: *ACM Trans. on Math. Softw.* 40.4 (2014), S. 301–3023. DOI: 10.1145/2616912.
- [138] P. Holmes, J. Lumley und G. Berkooz. *Turbulence, Coherent Structures, Dynamical Systems and Symmetry*. Cambridge Monographs on Mechanics. Cambridge University Press, 1998. ISBN: 9780521634199.
- [139] O. Frederich. „Numerische Simulation und Analyse turbulenter Strömungen am Beispiel der Umströmung eines Zylinderstumpfes mit Endscheibe“. Diss. 2010. ISBN: 9783798322417.
- [140] G. Gautschi. *Piezoelectric Sensorics*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2002. ISBN: 978-3-662-04732-3. DOI: 10.1007/978-3-662-04732-3\_5.
- [141] T. Ihara, N. Tsuzuki und H. Kikura. „Application of ultrasonic Doppler velocimetry to molten glass by using broadband phase difference method“. In: *Flow Measurement and Instrumentation* 48 (2016), S. 90–96. ISSN: 0955-5986. DOI: 10.1016/j.flowmeasinst.2015.10.011.
- [142] T. Čižmár und K. Dholakia. „Exploiting multimode waveguides for pure fibre-based imaging“. In: *Nature communications* 3 (2012), S. 1027. DOI: 10.1038/ncomms2024.
- [143] P. D.-I. J. Speidel. *Tele-Kommunikation aktuell. Multiple Input Multiple Output (MIMO) - Drahtlose Nachrichtenübertragung hoher Bitrate und Qualität mit Mehrfachantennen*. Verlag für Wiss. und Leben, 2005.
- [144] M. D. Fox. „Multiple crossed-beam ultrasound Doppler velocimetry“. In: *IEEE Transactions on Sonics and Ultrasonics* 25.5 (1978), S. 281–286.
- [145] K. Mäder, R. Nauber, V. Galindo, H. Beyer, L. Büttner, S. Eckert und J. Czarske. „Phased Array Ultrasound System for Planar Flow Mapping in Liquid Metals“. In: *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control* 64 (9 2017), S. 1327–1335. DOI: 10.1109/TUFFC.2017.2693920.
- [146] H. Beyer, R. Nauber, N. Thieme, L. Büttner und J. Czarske. „Modular Phased Array Ultrasound Doppler Platform for Measurements in Liquid Metals“. In: *17th International Conference on Sensors and Measurement Technology, SENSOR 2015, Nürnberg, Germany*. 2015. DOI: 10.5162/sensor2015/A4.3.
- [147] G. van Rossum und F. Drake. *Python Reference Manual*. PythonLabs. Virginia, USA, 2001.
- [148] P. Roux und M. Fink. „Time reversal in a waveguide: Study of the temporal and spatial focusing“. In: *The Journal of the Acoustical Society of America* 107.5 (2000), S. 2418. ISSN: 00014966. DOI: 10.1121/1.428628.
- [149] J. Borish und J. B. Angell. „An Efficient Algorithm for Measuring the Impulse Response Using Pseudorandom Noise“. In: *J. Audio Eng. Soc* 31.7/8 (1983), S. 478–488.

- [150] J. Lienhard IV und J. Lienhard V. *A Heat Transfer Textbook*. 4th. Version 2.12. Cambridge, MA: Dover Publications, 2018.
- [151] J. W. Marx und J. M. Sivertsen. „Temperature Dependence of the Elastic Moduli and Internal Friction of Silica and Glass“. In: *Journal of Applied Physics* 24.1 (1953), S. 81–87. DOI: 10.1063/1.1721138.
- [152] Schott. „Schott Borofloat 33“. 2010.
- [153] Schott. „Schott Zerodur“. 2013.
- [154] N. K. Bourne, L. C. Forde, J. C. F. Millett und J. E. Field. „Impact and Penetration of a Borosilicate Glass“. In: *Journal De Physique IV* 7.1 997 (1997), S. 1–6. ISSN: 1155-4339. DOI: 10.1051/jp4:1997329.
- [155] J.-L. Robert und M. Fink. „The time-reversal operator with virtual transducers: Application to far-field aberration correction“. In: *The Journal of the Acoustical Society of America* 124.6 (2008), S. 3659–3668. DOI: 10.1121/1.3005560.
- [156] C. Passmann und H. Ermert. „In vivo imaging of the skin in the 100 MHz region using the synthetic aperture concept“. In: *1995 IEEE Ultrasonics Symposium. Proceedings. An International Symposium*. Bd. 2. 1995, S. 1287–1290. DOI: 10.1109/ULTSYM.1995.495792.
- [157] S. C. Walker, P. Roux und W. A. Kuperman. „Synchronized time-reversal focusing with application to remote imaging from a distant virtual source array“. In: *The Journal of the Acoustical Society of America* 125.6 (2009), S. 3828–3834. DOI: 10.1121/1.3117374.
- [158] R. Kono. „The Dynamic Bulk Viscosity of Polystyrene and Polymethyl Methacrylate“. In: *Journal of the Physical Society of Japan* 15.4 (1960), S. 718–725. DOI: 10.1143/JPSJ.15.718.
- [159] K. Dadzis, G. Lukin, D. Meier, P. Bönisch, L. Sylla und O. Pätzold. „Directional melting and solidification of gallium in a traveling magnetic field as a model experiment for silicon processes“. In: *Journal of Crystal Growth* 445 (2016), S. 90–100. DOI: 10.1016/j.jcrysgro.2016.03.037.
- [160] L. Feierabend, S. Burgmann, B. Oberschachtsiek und A. Heinzl. „Flow Modeling of Zinc-Electrolyte Slurries for Hydraulically Rechargeable Zinc-Air Batteries“. In: *11th Symposium for Fuel Cell and Battery Modeling and Experimental Validation, Winterthur, Switzerland*. 2014.
- [161] A. van der Net, A. Gryson, M. Ranft, F. Elias, C. Stubenrauch und W. Drenckhan. „Highly structured porous solids from liquid foam templates“. In: *Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects* 346.1 (2009), S. 5–10. DOI: 10.1016/j.colsurfa.2009.05.010.
- [162] R. Nauber, L. Büttner, K. Eckert, J. Fröhlich, J. Czarske und S. Heitkam. „Ultrasonic measurements of the bulk flow field in foams“. In: *Phys. Rev. E* 97.1 (2018). DOI: 10.1103/physreve.97.013113.

- [163] S. Eckert, S. Franke, T. Gundrum, G. Gerbeth und J. Willemetz. „Applications of Ultrasonic Doppler Velocimetry to flow measurements in hot liquid metals“. In: *8th International Conference on Electromagnetic Processing of Materials*. Cannes, France, 2015.

# Publikationsverzeichnis

## Artikel in Zeitschriften mit peer-review

Burger, M., Nauber, R., Neumann, M., Büttner, L., Czarske, J., „Modular Ultrasound-Array-Doppler-Velocimeter for Complex Flow Measurements in Liquid Metals“. In: *Technisches Messen* 9 (2012), S. 417–424.

Büttner, L., Nauber, R., Burger, M., Rübiger, D., Franke, S., Eckert, S., Czarske, J., „Dual-plane ultrasound flow measurements in liquid metals“. In: *Meas. Sci. Technol.* 24.5 (2013), S. 055302.

Dawidowski, D., Nauber, R., Büttner, L., Czarske, J., „Time reversal ultrasound focussing through multimode waveguides“. In: *tm - Technisches Messen* 84 (9 2017), S. 568–574. ISSN: 0171-8096. DOI: 10.1515/teme-2016-0062.

Galindo, V., Nauber, R., Rübiger, D., Franke, S., Beyer, H., Büttner, L., Czarske, J., Eckert, S., „Instabilities and spin-up behaviour of a rotating magnetic field driven flow in a rectangular cavity“. In: *Physics of Fluids* 29.11 (2017), S. 114104. DOI: 10.1063/1.4993777.

Kalibatas, M., Nauber, R., Büttner, L., Czarske, J., „Exploiting scattering of ultrasonic guided waves for exploring metallic melts“. In: 84 (2017), S. 74–80. DOI: 10.1515/teme-2017-0037.

Kalibatas, M., Nauber, R., Kupsch, C., Czarske, J., „Flow Field Imaging with Ultrasonic Guided Waves for Exploring Metallic Melts“. In: *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control* 65.1 (2018), S. 112–119. DOI: 10.1109/tuffc.2017.2771525.

Kupsch, C., Weik, D., Feierabend, L., Nauber, R., Büttner, L., Czarske, J., „Vector flow imaging of a highly-laden suspension in a zinc-air flow battery model“. In: *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control* (2018). ac.

- Kupsch, C., Weik, D., Feierabend, L., **Nauber, R.**, Buttner, L., Czarske, J., „Vector flow imaging of a highly-laden suspension in a zinc-air flow battery model“. In: *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control* (2019), S. 1–1. DOI: 10.1109/tuffc.2019.2891514.
- Mäder, K., **Nauber, R.**, Beyer, H., Klaß, A., Thieme, N., Büttner, L., Czarske, J., „Modular ultrasound platform for flow mapping in magnetohydrodynamics“. In: *tm - Technisches Messen* 82(11) (2015), S. 578–584. DOI: 10.1515/teme-2015-0084.
- Mäder, K., **Nauber, R.**, Galindo, V., Beyer, H., Büttner, L., Eckert, S., Czarske, J., „Phased Array Ultrasound System for Planar Flow Mapping in Liquid Metals“. In: *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control* 64 (9 2017), S. 1327–1335. DOI: 10.1109/TUFFC.2017.2693920.
- Nauber, R.**, Burger, M., Neumann, M., Büttner, L., Dadzis, K., Niemietz, K., Pätzold, O., Czarske, J., „Dual-plane flow mapping in a liquid-metal model experiment with a square melt in a traveling magnetic field“. English. In: *Experiments in Fluids* 54.4 (2013), S. 1–11. ISSN: 0723-4864. DOI: 10.1007/s00348-013-1502-x.
- Nauber, R.**, Burger, M., Büttner, L., Franke, S., Rübiger, D., Eckert, S., Czarske, J., „Novel ultrasound array measurement system for flow mapping of complex liquid metal flows“. English. In: *The European Physical Journal Special Topics* 220.1 (2013), S. 43–52. ISSN: 1951-6355. DOI: 10.1140/epjst/e2013-01795-1.
- Nauber, R.**, Thieme, N., Radner, H., Beyer, H., Büttner, L., Dadzis, K., Pätzold, O., Czarske, J., „Ultrasound flow mapping of complex liquid metal flows with spatial self-calibration“. In: *Flow Measurement and Instrumentation* 48 (2016). Flow Measurement and Instrumentation: FLOWMEASINST-D-15-00035R1, S. 59–63. ISSN: 0955-5986. DOI: 10.1016/j.flowmeasinst.2015.12.005.
- Nauber, R.**, Büttner, L., Eckert, K., Fröhlich, J., Czarske, J., Heitkam, S., „Ultrasonic measurements of the bulk flow field in foams“. In: *Phys. Rev. E* 97.1 (2018). DOI: 10.1103/physreve.97.013113.
- Thieme, N., Bönisch, P., Meier, D., **Nauber, R.**, Büttner, L., Dadzis, K., Pätzold, O., Sylla, L., Czarske, J., „Ultrasound Flow Mapping for the Investigation of Crystal Growth“. In: *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control* 64.4 (2017), S. 725–735. ISSN: 0885-3010. DOI: 10.1109/TUFFC.2017.2654124.

## Tagungsbeiträge

- Beyer, H., **Nauber, R.**, Thieme, N., Büttner, L., Czarske, J., „Modular Phased Array Ultrasound Doppler Platform for Measurements in Liquid Metals“. In: *17th International Conference on Sensors and Measurement Technology, SENSOR 2015, Nürnberg, Germany*. 2015. DOI: 10.5162/sensor2015/A4.3.

- Dawidowski, D., **Nauber, R.**, Kupsch, C., Büttner, L., Czarske, J., „Modular Ultrasound Measurement Technique and its Application in Time Reversal“. In: *XXX. Messtechnisches Symposium Hannover, 15-16. September 2016*. Hrsg. von S. Zimmermann. De Gruyter, 2016. ISBN: 9783110494297.
- Feierabend, L., Kupsch, C., **Nauber, R.**, Burgmann, S., Büttner, L., Oberschachtsiek, B., Czarske, J., Heinzl, A., „Ultraschallmessung und Modellierung von magnetohydraulischen Strömungen in Zink-Slurry-Batterien“. In: *9. Workshop der AiF-Brennstoffzellen-Allianz, Duisburg, Deutschland, 21. Juni 2016*. 2016.
- Galindo, V., **Nauber, R.**, Franke, S., Rübiger, D., Czarske, J., Eckert, S., „RMF-driven spin-up flow in a rectangular cavity“. In: *8th International Conference on Electromagnetic Processing of Materials (EPM), 2015, Cannes, France*. 2015.
- Galindo, V., **Nauber, R.**, Franke, S., Rübiger, D., Czarske, J., Eckert, S., „Rotating magnetic field driven spin-up flow in a rectangular cavity“. In: *Proceedings of the 10th PAMIR International Conference Fundamental and Applied MHD, June 20-24, 2016, Cagliari, Italy*. 2016.
- Heitkam, S., **Nauber, R.**, Büttner, L., Czarske, J., Eckert, K., „Measurement of foam flow using Ultrasound Doppler Velocimetry“. In: *Flotation '17*. Cape Town, South Africa, 2017.
- Kalibatas, M., **Nauber, R.**, Dawidowski, D., Büttner, L., Czarske, J., „Ultrasound imaging through multimode waveguides using time reversal virtual array method“. In: *SENSOR 2017 - 18th International Conference on Sensors and Measurement Technology*. (Nürnberg, Germany). 2017.
- Kupsch, C., Feierabend, L., **Nauber, R.**, Büttner, L., Czarske, J., „Ultrasound flow investigations at a zinc-air flow battery model“. In: *Proceedings of the 5th International Conference on Experimental Fluid Mechanics*. Hrsg. von C. J. Kähler, R. Hain, S. Scharnowski und T. Fuchs. 2018, S. 633–638.
- Mäder, K., **Nauber, R.**, Beyer, H., Klaß, A., Kupsch, C., Thieme, N., Büttner, L., Czarske, J., „Research Platform for Adaptive Ultrasound Flow Mapping in Liquid Metals“. In: *18. GMAITG Fachtagung Sensoren und Messsysteme*. (Nürnberg, Germany). 2016.
- Mäder, K., Thieme, N., Meier, D., **Nauber, R.**, Büttner, L., Pätzold, O., Czarske, J., „3D flow mapping for Lorentz force driven liquid metal flows in crystallization experiments“. In: *IEEE International Ultrasonics Symposium*. (Portopia Hotel, Kobe, Japan, 22. Okt. 2018). 2018.
- Nauber, R.**, Büttner, L., Burger, M., Neumann, M., Czarske, J., Franke, S., Eckert, S., „Dual-plane Ultrasound Array Doppler Velocimeter for Flow Investigations in Liquid Metals“. In: *8th International Symposium on Ultrasonic Doppler Methods for Fluid Mechanics and Fluid Engineering, September 19-21, 2012, Dresden, Germany*. 2012, S. 7–10.
- Nauber, R.**, Büttner, L., Burger, M., Neumann, M., Niemietz, K., Pätzold, O., Czarske, J., „Modellexperimente zur gerichteten Erstarrung unter Magnetfeldeinfluss mit einem Zweiebenen-Ultraschall-Array-Messsystem“. In: *Lasermethoden in der Strömungsmesstechnik, 04. 06.09.2012, Rostock*. 2012, S. 461468.

- Nauber, R., Büttner, L., Czarske, J.,** „Ultraschall-Doppler-Messungen von Turbulenzstrukturen in elektrisch leitfähigen Flüssigkeiten“. In: *Klausurtagung des SFB 609: Vortrag, Poster und Bericht zum Projekt A8, 1. - 2.3.2012, Schmochitz*. 2012, S. 6.
- Nauber, R., Büttner, L., Burger, M., Neumann, M., Eckert, S., Pätzold, O., Czarske, J.,** „Ultrasound array measurement system for multi-plane and multi-component flow mapping in liquid metals“. In: *SENSOR 2013, 14. - 16.05.2013 Nürnberg*. 2013.
- Nauber, R., Thieme, N., Radner, H., Beyer, H., Büttner, Dadzis, K., Pätzold, O., Czarske, J.,** „Modular ultrasound array Doppler velocimeter with spatial self-calibration for flow mapping in liquid metals“. In: *9th International Symposium on Ultrasonic Doppler Methods for Fluid Mechanics and Fluid Engineering, August 27-29, 2014; Strasbourg, France*. 2014.
- Nauber, R., Thieme, N., Beyer, H., Büttner, L., Rübiger, D., Eckert, S., Czarske, J.,** „Modular Ultrasound Array Doppler Velocimeter with FPGA-based Signal Processing for Real-time Flow Mapping in Liquid Metal“. In: *Proceedings of the 2015 International Congress on Ultrasonics, Metz, France*. Bd. 70. 2015, S. 537–540. DOI: 10.1016/j.phpro.2015.08.011.
- Nauber, R., Beyer, H., Mäder, K., Klaß, A., Thieme, N., Büttner, L., Czarske, J.,** „Modular Research Platform for Adaptive Flow Mapping in Liquid Metals“. In: *Ultrasonics Symposium (IUS), 2015 IEEE International*. IUS2015-000380.PDF, Paper ID:380. 2015, S. 1–4. DOI: 10.1109/ULTSYM.2015.0275.
- Nauber, R., Beyer, H., Mäder, K., Kupsch, C., Thieme, N., Büttner, L., Czarske, J.,** „Modular Ultrasound Velocimeter for Adaptive Flow Mapping in Liquid Metals“. In: *Ultrasonics Symposium, 2016 IEEE International, Sep. 18-21, Tours, France*. 2016.
- Nauber, R., Kalibatas, M., Czarske, J.,** „Flow Imaging of Metallic Melts through a Multimode Waveguide“. In: *International Congress on Ultrasonics (ICU), Honolulu, Hawaii, USA, Dec. 18 - 20, 2017*. 2017. ISBN: 979-11-5610-347-9.
- Nauber, R., Kalibatas, M., Czarske, J.,** „Flow Imaging of Metallic Melts through a Multimode Waveguide using a Time Reversal Virtual Array“. In: *Ultrasonics 2018: 3rd International conference on ultrasonic-based applications: from analysis to synthesis*. (Caparica, Portugal). 2018.
- Nauber, R., Klaß, A., Czarske, J.,** „Flow Imaging through a Multimode Waveguide using a Time Reversal Virtual Array“. In: *IEEE International Ultrasonics Symposium*. (Portopia Hotel, Kobe, Japan, 22. Okt. 2018). 2018.
- Pal, J., Cramer, A., Franke, S., Eckert, S., Nauber, R., Thieme, N., Büttner, L., Czarske, J.,** „Experimental study of the flow driven by combined AC magnetic fields using a novel ultrasound system“. In: *8th International Conference on Electromagnetic Processing of Materials (EPM), 2015, Cannes, France*. 2015.
- Thieme, N., Nauber, R., Radner, H., Beyer, H., Büttner, L., Dadzis, K., Pätzold, O., Czarske, J.,** „Liquid metal flow mapping with a self-calibrating ultrasound array Doppler velocimeter“. In: *Sensors and Measuring Systems 2014; 17. ITG/GMA Symposium; Proceedings of*. 2014, S. 1–5.

- Thieme, N., **Nauber, R.**, Beyer, H., Radner, H., Büttner, L., Bönisch, P., Dadzis, K., Syl-  
la, L., Meier, D., Pätzold, O., Czarske, J., „Ultrasound Flow Mapping for the Investi-  
gation of Crystal Growth“. In: *Ultrasonics Symposium (IUS), 2015 IEEE International*.  
IUS2015-000380.PDF, Paper ID:380. 2015, S. 1–4. DOI: 10.1109/ULTSYM.2015.0275.
- Thieme, N., Meier, D., Bönisch, P., Dadzis, K., **Nauber, R.**, Büttner, L., Pätzold, O., Czarske,  
J., „Ultrasonic measurement system for 3D turbulent melt flows in model experiments“.  
In: *1st German Czechoslovak Conference on Crystal Growth GCCCG-1 / DKT2016*. (Dresden,  
Germany). 2016.
- Thieme, N., Meier, D., Bönisch, P., Dadzis, K., **Nauber, R.**, Büttner, L., Pätzold, O., Czarske,  
J., „Ultrasonic measurement of 3D turbulent melt flow in crystal growth“. In: *Proceedings  
of the 10th PAMIR International Conference Fundamental and Applied MHD, June 20-24,  
2016, Cagliari, Italy*. 2016.
- Thieme, N., Büchner, K., **Nauber, R.**, Büttner, L., Pätzold, O., Czarske, J., „Ultrasound  
flow mapping for 3D turbulent liquid metal flows“. In: *IEEE International Ultrasonics  
Symposium 2017*. (6. Sep. 2017). Washington DC,USA, 2017.

## Patente

- Büttner, L., Czarske, J., **Nauber, R.**, „Verfahren zur dreidimensionalen orts aufgelösten Be-  
stimmung der Geschwindigkeit in akustisch nicht homogenen Flüssigkeiten“. German.  
10 2014 210 644 B3 (01069 Dresden). 2014.
- Nauber, R.**, Czarske, J., „Kalibrierverfahren von Multimode-Wellenleitern zur Bildgebung  
mit Ultraschall-Endoskopen“. unter Begutachtung. 2019.
- Van Halder, R. L. C. J., Alberts, W. T. M., **Nauber, R.**, „Lithographic apparatus, control  
system, multi-core processor, and a method to start tasks on a multi-core processor“.  
US Patent App. 12/726,396. 2010.