

ABSCHLUSSBERICHT  
*Forschungs- und Entwicklungsprojekt*

# C-MEOW

*Charakterisierung von Mehrschichtsystemen mithilfe eines optischen  
Oberflächenwellenspektrometers*

Projektlaufzeit: 01.09.2021 – 31.03.2024

Auftraggeber  
Auftragnehmer

ISAT – Institut für Sensor- und Aktortechnik  
Hochschule Coburg  
Prof. Dr. Klaus Stefan Drese  
Am Hofbräuhaus 1b  
96450 Coburg

Coburg, 26. September 2024

## Inhaltsverzeichnis

|  |    |
|--|----|
| Inhaltsverzeichnis .....   | 1  |
| Abstract.....  | 2  |
| 1 Oberflächenkrümmungsmessung.....                                   | 3  |
| 2 Interferometer .....   | 7  |
| 2.1 Detektionslaser.....   | 7  |
| 2.2 Photorefraktiver Kristall .....                                  | 9  |
| 2.3 Aufbau.....  | 10 |
| 3 Laserbasierte Anregung von Ultraschallwellen.....                  | 12 |
| 3.1 Anregung von Volumenwellen.....                                  | 12 |
| 3.2 Anregung von Oberflächenwellen.....                              | 14 |
| 4 Auswertemethodik.....  | 16 |
| 5 Ergebnisse.....  | 18 |
| 5.1 Messungen mit Volumenwellen .....                                | 18 |
| 5.2 Messungen an gekrümmten Oberflächen .....                        | 20 |
| 5.3 Messung von Anisotropie in gewalzten Edelstahl.....              | 21 |
| 5.4 Messungen an einem Aluminium-Harz-Edelstahl-Schichtstruktur..... | 23 |
| 6 Ergänzende Inhalte: .....  | 25 |

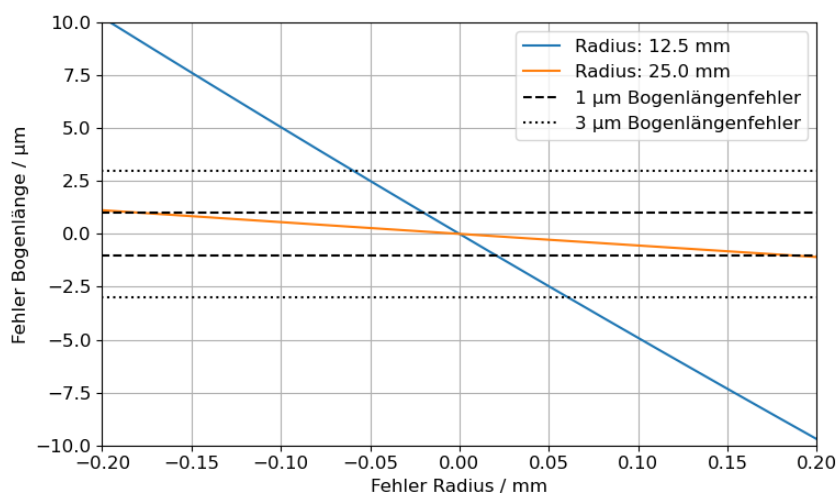
## **Abstract**

Ziel des Projektes ist die Charakterisierung von gekrümmten Materialien und Mehrschichtsystemen mithilfe eines laserakustischen Verfahrens. Dieses laserakustische Verfahren verwendet einen gepulsten Anregelaser, der durch die Materialabsorption und Materialausdehnung akustische Wellen auf der Probe erzeugt. Die Detektion der Oberflächenwellen erfolgt ebenso berührungslos über ein Interferometer mit photorefraktivem Kristall. Sowohl Anregung und Detektion der Wellen erfolgt berührungslos und zerstörungsfrei.

Für dieses Ziel wurde ein bestehender Aufbau weiterentwickelt und hinsichtlich maximaler Frequenzbandbreite, Signal-Rausch-Abstand, Robustheit, Bedienung, gekrümmten Oberflächen und die Verwendung auf Mehrschichtsystemen optimiert. Die Anpassungen auf den gekrümmten Oberflächen sind in den Kapitel 1 und die Ergebnisse in Kapitel 5.2 aufgeführt. Die Optimierungen hinsichtlich der Robustheit und Bedienung des Aufbaus sowie der Frequenzbandbreite und des Signal-Rausch-Abstands sind in allen Entwicklungsschritten berücksichtigt (Interferometer Kapitel 2, Anregung Kapitel 3). Hier konnte durch ein verbesserten Signal-Rausch-Abstand eine Verdoppelung der Frequenzbandbreite erreicht werden. Einige Ergebnisse der durchgeführten Messungen sind im Kapitel 5 aufgelistet. Hier wurde unter anderem die Genauigkeit der Geschwindigkeitsbestimmung mit Volumenwellen aufgezeigt (Kapitel 5.1). Mit Oberflächenwellen konnte nachgewiesen werden, dass eine Messung der Anisotropie aufgrund von Walzprozessen möglich ist (Kapitel 5.2). In Kapitel 5.4 wurde gezeigt, dass anhand von akustischen Oberflächenwellen Schichtdicken von Mehrschichtsysteme charakterisiert werden konnten.

## 1 Oberflächenkrümmungsmessung

Ein thematischer Schwerpunkt (AP 2.1, AP 4.1) innerhalb des Projektes liegt in der Vermessung von gekrümmten Oberflächen mithilfe des Oberflächenwellenspektrometers. Um einen Rückschluss auf Materialeigenschaften zu ermöglichen, ist eine exakte Bestimmung der Oberflächenkrümmung und damit einhergehend der zurückgelegte Weg der Oberflächenwelle von Nöten. Die Anforderung liegt in der notwendigen Genauigkeit der von der Oberflächenwelle zurückgelegten Wegstrecke. Für die geforderte Genauigkeit der Geschwindigkeit von 1 m/s ist die Bestimmung der Bogenlänge auf  $\sim 3 \mu\text{m}$  Genauigkeit notwendig (für 10 mm Laufstrecke bei einer für Metalle typischen Rayleighwellengeschwindigkeit von  $\sim 3000 \text{ m/s}$ ). In Abbildung 1 ist der Bogenlängenfehler aufgetragen, der sich aus einer fehlerhaften Radiusbestimmung ergibt. Hieraus ergibt sich für eine  $3 \mu\text{m}$  Genauigkeit der Bogenlänge ein zulässiger Radiusfehler von  $60 \mu\text{m}$  bei einem Probenradius von 12.5 mm bzw. ein Radiusfehler von  $525 \mu\text{m}$  bei einem Probenradius von 25 mm.



**Abbildung 1: Berechnung des zulässigen Radiusfehler um eine entsprechende Genauigkeit der Bogenlänge zu erhalten.**

Eine weitere Anforderung stellen die unterschiedlichen Probenoberflächen dar, die spiegelnd aber auch stark streuend mit rauen Oberflächen sein können.

Zur Messung der Oberflächenkrümmung des Bauteils wurden verschiedene Messprinzipien betrachtet. Diese reichen von Punktsensoren wie z.B. einem konfokalen Wegsensor über Liniensensoren (z.B. Triangulationssensoren) zu flächigen Sensoren (z.B. Weißlichtinterferometer).

Anhand von Referenzkörpern (Radius 12.475 mm und 25 mm) wurden die Messprinzipien mit im Institut vorhandenen sowie mit geliehenen Sensoren getestet. Bei der Weißlichtinterferometrie sowie der Konfokalmikroskopie können nur kleine Bildbereiche ( $\sim 2 \text{ mm}$  bei der Konfokalmikroskopie (Keyence VK-X200) und  $10 \text{ mm}$  bei dem Weißlichtinterferometer (Bruker Contour GT-X3)) aufgenommen werden. Größere Bildbereiche verringern jedoch gleichzeitig die örtliche Auflösung. In Verbindung mit Fehlern, die durch Stitching von mehreren Aufnahmen

## Oberflächenkrümmungsmessung

auftreten und den teuren sowie komplexen Aufbau sind beide Varianten für die vorgesehene Verwendung ungeeignet. Bei den Testmessungen konnte beim Weißlichtinterferometer der Radius der Kalibrierkörper und auf etwa 1 mm genau bestimmt werden und bei dem Konfokalmikroskop auf etwa 100  $\mu\text{m}$ .

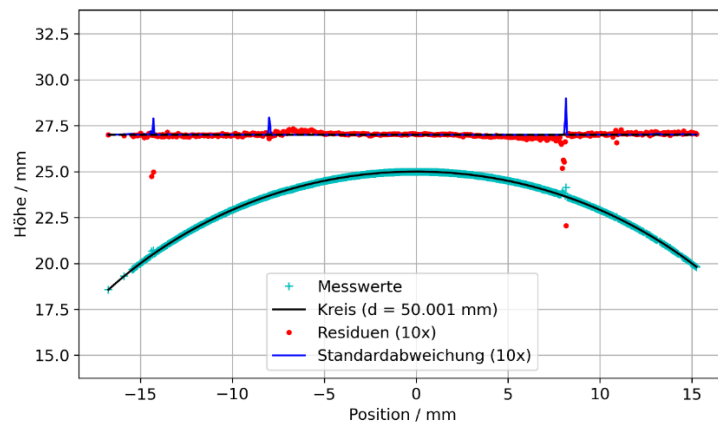
Zu Testzwecken konnte von MicroEpsilon der konfokal-chromatische Punktsensor IFS2405-10 mit dem Controller IFC2451 (Z-Messbereich: 10 mm) sowie der Laserprofilscanner LLT3000-25/BL (Z-Messbereich: 15 mm, X-Messbereich: 25 mm) ausgeliehen werden.

Für den konfokal-chromatischen Punktsensor wurde die Probe über einen Linearaktor relativ zum Sensor verschoben. Bei einer symmetrischen Messung (linke und rechte Flanke der Krümmung) konnte bei dieser Messung eine sehr niedrige Radiusabweichung von  $\sim 50 \mu\text{m}$  an den Referenzproben erzielt werden. Diese Genauigkeit wird jedoch nur erzielt, da sich ein systematischer Fehler auf der linken und rechten Flanke der Krümmung aufhebt. Wird nur eine einzelne Flanke betrachtet, ergeben sich Fehler von über 1 mm bei kleineren Radien (12.5 mm) sowie Fehler von 200  $\mu\text{m}$  bei größeren Radien (25 mm) (vergleiche Abbildung 2). Zudem ist die Messung aufgrund der notwendigen relativen Verschiebung der Probe zum Sensor sehr zeitaufwendig.

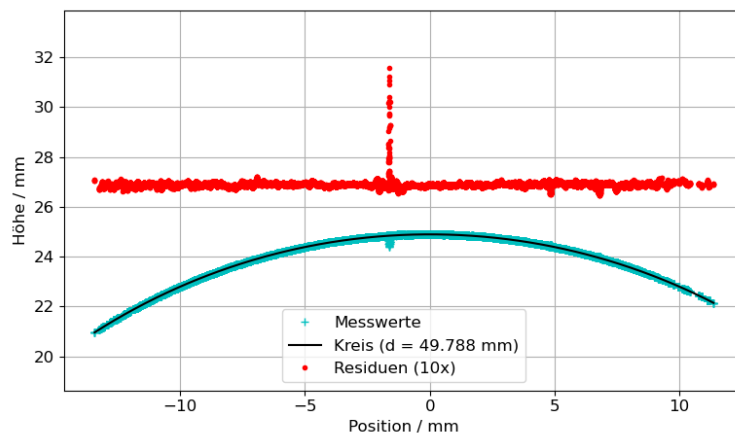
Der Laserprofilscanner besitzt den Vorteil, dass der Sensor direkt den gesamten horizontalen Bereich ohne zusätzliche Fehlerquellen (z.B. Stitching) oder Hardware (z.B. Linearaktor) aufnehmen kann. Somit stellt im Vergleich zu den vorherigen Methoden die Messung mit einem Laserprofilscanner die schnellste Variante dar. Zudem kann der Sensor aufgrund des Arbeitsabstandes und der Bauform noch am einfachsten mit dem Oberflächenwellenspektrometer verbunden werden. Bei den Messungen an den Kalibrierkörpern konnte eine Radiusabweichung von  $< 200 \mu\text{m}$  (Abbildung 3) erreicht werden. Der systematische Fehler (symmetrische Messung) des konfokalen Sensors wurde beim Laserprofilscanner nicht beobachtet.

Anhand der durchgeführten Untersuchungen ist der Laserprofilscanner am besten für die Verwendung innerhalb des Oberflächenwellensensors geeignet und wurde beschafft. Über Wiederholmessungen wurde die Genauigkeit der Positionierung der Probe zum Sensor innerhalb des Oberflächenwellenspektrometers untersucht. Hierbei ergab sich eine Standardabweichung in X-Richtung von 10  $\mu\text{m}$  und in Z-Richtung von 5  $\mu\text{m}$ . Die Genauigkeit sollte für die Vermessung von schwach bzw. regelmäßig gekrümmten Oberflächen ausreichend sein.

## Oberflächenkrümmungsmessung



**Abbildung 2:** Messung des Kalibrierkörpers mit 50 mm Durchmesser mithilfe des konfokal-chromatischen Punktsensors. Systematischer Fehler zwischen Linker und Rechter Flanke ist in der Steigung der Residuen zu beobachten.



**Abbildung 3:** Messung des Kalibrierkörpers mit 50 mm Durchmesser mithilfe des Laserprofilscanners.

In Tabelle 1 sind die Vor- und Nachteile der untersuchten Methoden aufgelistet.

**Tabelle 1: Übersicht der untersuchten Sensoren zur Oberflächenvermessung.**

|  | <b>Weißlicht-<br/>interferometer</b> | <b>Konfokal-<br/>mikroskopie</b> | <b>Konfokal-<br/>Chromatisch</b> | <b>Laserprofil-<br/>scanners</b> |
|--|--------------------------------------|----------------------------------|----------------------------------|----------------------------------|
| <b>Raue Oberflächen</b>                  | Ja                                   | Ja                               | Ja                               | Ja                               |
| <b>Spiegelnde<br/>Oberflächen</b>        | Kleine Neigung                       | Kleine<br>Neigung                | Ja                               | Kleine<br>Neigung                |
| <b>Neigungswinkel</b>                    | Gering                               | Gering                           | Groß                             | Mittel                           |
| <b>Vibrationsempfindlich</b>             | Ja                                   | Nein                             | Nein                             | Nein                             |
| <b>Laterale Genauigkeit</b>              | Kalibrierung<br>notwendig            | Kalibrierung<br>notwendig        | Gut (via<br>Linearmotor)         | Kalibrierung<br>notwendig        |
| <b>Messung 3D-Profil</b>                 | Ja                                   | Ja                               | Nein                             | Möglich                          |
| <b>Betrag der<br/>Radiusabweichungen</b> | ~ 1 mm                               | ~ 100 µm                         | ~ 10 µm<br>(symmetrisch)         | ~ 200 µm                         |

## Oberflächenkrümmungsmessung

|                            |                |                |                       |             |
|----------------------------|----------------|----------------|-----------------------|-------------|
| <b>(ohne Kalibrierung)</b> |                |                | > 1 mm<br>(einseitig) |             |
| <b>Messdauer</b>           | Z-Scan (1 min) | Z-Scan (1 min) | X-Scan (1 min)        | Linie (1 s) |
| <b>Feldgröße</b>           | 10 mm          | 2 mm           | Beliebig              | 25 mm       |

Zusammenfassend ist der beschaffte Laserprofilscanner LLT3000-25/BL für die Verwendung innerhalb des Oberflächenwellenspektrometers aufgrund der ausreichenden Genauigkeit, der Feldgröße sowie der geringen Messdauer für alle bisher untersuchten Proben geeignet.

## 2 Interferometer

### 2.1 Detektionslaser

Für die Detektion der laserinduzierten Oberflächenwellen mit dem photorefraktiven Interferometer wird aus mehreren Gründen eine möglichst hohe Leistung des Detektionslasers benötigt (AP 2.2, AP 4.2):

- Reflektivität der Proben:  
Eine Messung soll auch auf stark streuenden bzw. nur schwach reflektierenden technischen Oberflächen möglich sein, sodass entsprechende Leistungsreserven gegenüber dem idealen Fall einer spiegelnden Oberfläche vorgehalten werden müssen.
- Integrationszeit des Detektors:  
Aufgrund der hohen angestrebten Samplingfrequenzen im einstelligen GHz-Bereich stehen je Sample nur unter einer Nanosekunden Integrationszeit zur Verfügung, sodass für ein hohes SNR eine entsprechend hohe Leistung bereitgestellt werden muss.
- Beugungseffizienz am photorefraktiven Kristall:  
An dem, sich durch Interferenz der beiden Teilstrahlen im Kristall ausbildenden, Brechungsindexprofil wird nur ein vergleichsweise geringer Anteil des Referenzstrahls in Richtung des Detektors gebeugt, sodass auch hier eine höhere Laserleistung zur Verfügung stehen muss, als tatsächlich am Detektor benötigt wird. Angestrebt ist ein Leistungsaufteilung am Kristall von 100:1 (Referenz:Probe).

Da die Oberflächenschwingung nicht kontinuierlich, sondern immer nur für wenige Mikrosekunden beobachtet werden muss, stellt eine Möglichkeit für die Bereitstellung möglichst hoher Leistungen während dieser Zeiträume der Einsatz einer gepulster Laserquellen dar. Dies bietet unter anderem den Vorteil einer geringeren thermischen Belastung für die Probe, das optische System und den Detektor. Da gepulste Laser in der Regel Pulsdauern von nur wenigen Nanosekunden statt der benötigten Mikrosekunden aufweisen, müssten diese mithilfe eines Pulse-Stretchers entsprechend im Zeitbereich gestreckt werden. Dafür kommen im wesentlichen zwei Methoden in Frage:

- Dispersive Pulse-stretcher:  
Die Streckung beruht hierbei auf unterschiedlichen Laufzeiten verschiedener spektraler Anteile des Pulses. Diese können entweder durch Materialdispersion (z.B. in einer Faser) oder durch geometrische Dispersion, also unterschiedlich lange Laufwege (z.B. durch Gitteranordnungen) realisiert werden. Um dabei die notwendigen Pulsdauern im Bereich mehrerer Mikrosekunden erzielen zu können, müssten jedoch Wegunterschiede im Bereich von Kilometern erzeugt werden, was in der Praxis nur schwierig umsetzbar ist. Zudem weist ein mit dieser Methode gestreckter Puls einen "Chirp", also ein zeitabhängiges Spektrum auf, was für den Einsatz in der Interferometrie, insbesondere bei Verwendung eines photorefraktiven Kristalls, nur bedingt geeignet ist.
- Resonante Pulse-stretcher:  
Durch Verwendung optischer Resonatoren kann durch Überlagerung zeitversetzter Kopien des Pulses ein entsprechend gestreckter Puls erzeugt werden. Im Spektralbereich entspricht ein solcher Resonator jedoch einem schmalbandigen Filter, sodass nur ein sehr

geringer Anteil der Pulsenergie transmittiert wird, was wiederum dem Ziel nach möglichst hoher Leistung widerspricht.

Eine Alternative zu zeitlich gestreckten Kurzpulslasern stellt ein sogenannte Long-pulse-Laser oder auch Quasi-continuous-wave-Laser dar. Diese entsprechen in ihrem Betriebszustand im Wesentlichen einem CW-Laser. Bei geringem duty-cycle können diese, aufgrund der geringeren dabei auftretenden thermischen Belastungen, kurzzeitig jedoch deutlich höhere Leistungen abgeben, als es im reinen CW-Betrieb möglich wäre. Diese Laser sind vornehmlich für die Materialbearbeitung entworfen und laut Hersteller nicht für interferometrische Anwendungen geeignet. Zudem sind die spektralen Eigenschaften nicht spezifiziert was keine genauere Bewertung für die Eignung erlaubt.

Allgemeine Nachteile bei gepulstem Betrieb des Detektionslasers stellen die kompliziertere zeitliche Synchronisation zwischen Anrege- und Detektionspuls, sowie die zeitlichen Einschwingvorgänge dar. Bei letzteren sind insbesondere der photorefraktive Kristall, der sich erst nach einer bestimmten Zeit aktiver Bestrahlung in einem stationären Zustand befindet, sowie mögliche thermische Auswirkungen auf Linsen, Spiegel, Strahlteiler und andere optische Komponenten zu beachten. Die bei jedem Puls auftretenden thermischen Effekte können zu Variationen in der optischen Weglänge zwischen den Interferometerarmen und somit einer fälschlicherweise beobachteten Phasenmodulation führen, die die tatsächliche Messung der Oberflächenauslenkung störend überlagert. Bei einem Einsatz eines CW-Lasers entfallen die Probleme der Synchronisation sowie der thermischen Effekte aufgrund des zeitlich variierenden Temperatureintrag in das System. Aufgrund der obigen Erläuterungen wurde der Einsatz eines entsprechend leistungsfähigen CW-Lasers favorisiert.

Anhand einer Recherche (Auszug der möglichen Laser ist in Tabelle 2 zu sehen) wurde sich für einen CW-Laser mit 10 W von Azurlight (ALS-IR-1064-10-I-CP-SF) entschieden.

**Tabelle 2: Übersicht über verschiedene potentielle CW-Laser als Detektionslaser für das photorefraktive Interferometer**

| <b>Hersteller Laser</b>   | <b>Cobolt Rumba</b> | <b>Azurlight ALS-IR-1064-10-I-CP-SF</b> | <b>IPG-Photonics YLR-5/10-1064-LP-SF</b> | <b>NKT Photonics Koheras BOOSTIK Y10</b> |
|---------------------------|---------------------|---|--|--|
| <b>Wellenlänge</b>        | 1064 nm             | 1064 nm                                 | 1064 nm                                  | 1064 nm                                  |
| <b>Leistung</b>           | 3 W                 | 10 W                                    | 5 W<br>10 W                              | 5 W                                      |
| <b>Beam Diameter</b>      | 1 mm                | 1 mm                                    | 0.9 mm                                   | 2.2 mm                                   |
| <b>Linienbreite</b>       | < 1 MHz             | < 50 kHz                                | 15 kHz                                   | 20 kHz                                   |
| <b>Polarization Ratio</b> | > 100:1             | > 300:1                                 | > 200:1                                  | „Linear“                                 |

|                      |          |          |                                 |          |
|----------------------|----------|----------|---------------------------------|----------|
| <b>M<sup>2</sup></b> | < 1.1    | < 1.1    | 1.08                            | 1.3      |
| <b>Faserkopplung</b> | Nein     | Ja       | Ja                              | Ja       |
| <b>Preis</b>         | 14.400 € | 24.900 € | 5 W: 28.000 €<br>10 W: 32.900 € | 33.775 € |

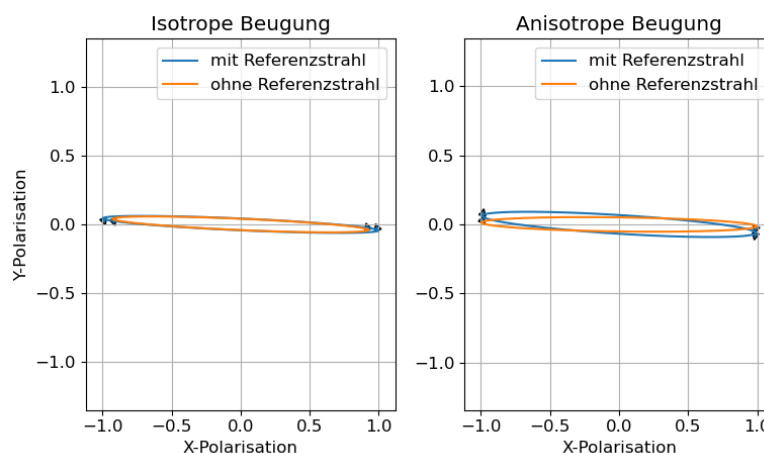
## 2.2 Photorefraktiver Kristall

Der photorefraktive Kristall (AP 2.3, AP 4.4), kann im Diffusions-Regime in zwei Modi betrieben werden – der isotropen und der anisotropen Beugung. Diese unterscheiden sich in der Kristallorientierung und der Polarisation des gebeugten Strahls.

In der isotropen Beugung ist die Polarisation des gebeugten Strahls identisch zum Auslesestrahl. Die Quadratur-Bedingung erfolgt über ein Babinet-Soleil-Kompensator. Am Detektor interferiert nur die Hälfte des in der Polarisationssebene um 45° gedrehten Auslesestrahls, was den Interferenzkontrast verringert.

Bei der anisotropen Beugung ist der gebeugte Strahl in der Polarisationssebene um 90° gedreht zum Auslesestrahl. Dies ermöglicht ein einfacheres Erreichen der Quadraturbedingung mithilfe einer  $\lambda/4$  Verzögerungsplatte. Auslese- und Referenzstrahl können komplett miteinander interferieren, wodurch der Interferenzkontrast im Vergleich zur isotropen Beugung verbessert ist.

Die Veränderung des Polarisationszustand abhängig von der isotropen bzw. anisotropen Beugung ist in Abbildung 4 zu sehen. Im Fall der isotropen Beugung ist die Polarisation mit und ohne Referenzstrahl identisch, für die anisotrope Beugung verändert sich die Polarisationssebene abhängig von der Stärke des gebeugten Referenzstrahls.



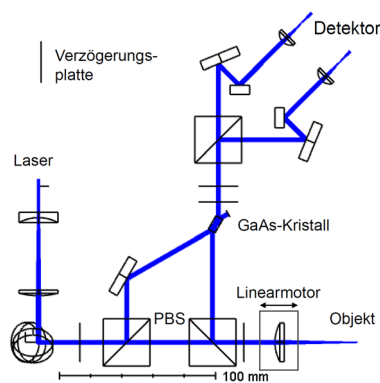
**Abbildung 4: Polarisationszustände des Signalstrahls nach dem photorefraktiven Kristall für die isotrope und anisotrope Beugung.**

Bei einem Test bzgl. der Verwendung des photorefraktiven Kristalls im Drift-Regime ist die Problematik einer hohen Wärmeentwicklung im Kristall eingetreten. Hierbei zeigte sich, dass sich

der Kristall zum einen durch den stärkeren Referenzstrahl und zum anderen aufgrund des elektrischen Widerstands bei Betrieb unter Hochspannung, stark erwärmt. Dieser erwartete Temperaturanstieg war deutlich stärker als angenommen ausfallen. Eine aktive Kühlung des Kristalls durch Lüfter sollte vermieden werden, da dadurch aktiv Vibrationen in das Setup eingebracht werden. Aufgrund ausreichend guter Signalqualität im Diffusions-Regime wurde auf eine weitere Verwendung des Kristalls im Drift-Regime verzichtet. Im finalen Aufbau wird der Kristall im Diffusionsregime mit anisotroper Beugung verwendet.

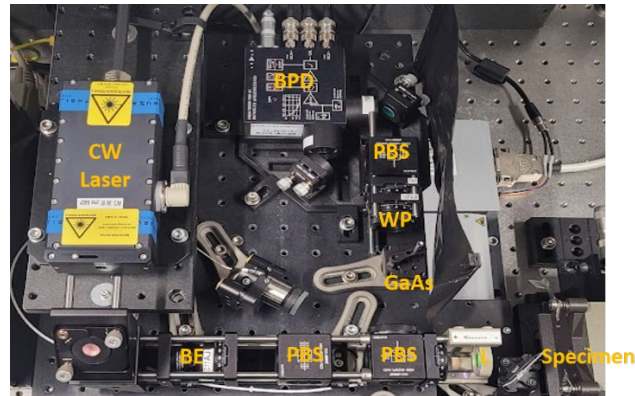
## 2.3 Aufbau

Das Konzept des photorefraktiven Interferometers (AP 2.3, AP 4.5) wurde anhand einer Raytracing-Simulation (Zemax) überprüft. Hierbei wurde auf eine verringerte Anzahl optischer Elemente, verringerten Einsatz von Optomechaniken sowie auf einen verringerten Bauraum konzentriert. Ebenso wurde die Empfindlichkeit des Interferometers auf einen verkippten bzw. versetzten Strahl untersucht. Das Ergebnis der Simulation ist in Abbildung 5 und das im Labor aufgebaute System in Abbildung 6 dargestellt. Hierbei unterscheidet sich die Simulation von dem realen Aufbau bei der Wahl des Detektors. Während der Konzeptphase wurde davon ausgegangen, dass der vorhandene Detektor (PDB450C von Thorlabs) verwendet wird. Im weiteren Projektverlauf stellte sich heraus, dass der symmetrische Photodetektor HBPR-200M-30K-IN (Femto) in allen relevanten technischen Parameter vorteilhaft ist. Im Vergleich zum vorhandenen Detektor besitzt dieser eine höhere Gleichtaktunterdrückung (50 dB statt 25 dB), eine etwa 30-fach höhere Verstärkung bei einer deutlich niedrigeren Noise-Equivalent-Power (Faktor 3 ... 13 (abhängig vom Frequenzbereich)).



**Abbildung 5: Zemax-Simulation des Interferometers mit Photorefraktivem Kristall. PBS: Polarisierender Strahlsteiler.**

## Interferometer



**Abbildung 6: Im Labor aufgebautes Interferometer im GaAs-Kristall. ( BPD: Symmetrischer Photodetektor; BE: Strahlaufweitung; GaAs: photorefraktiver Kristall; WP: Verzögerungsplatte PBS: Polarisierender Strahlteiler; L: Linse**

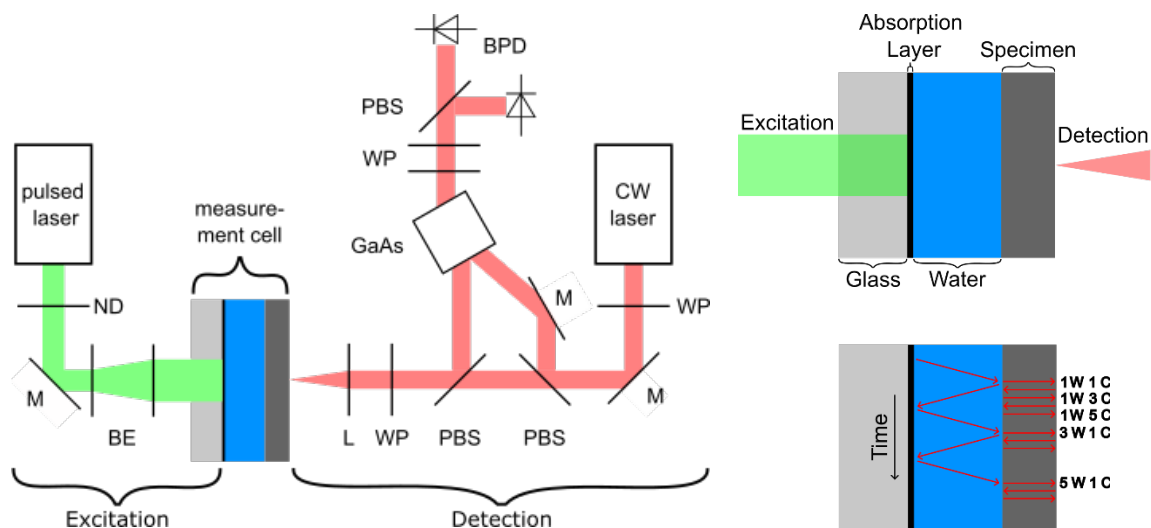
Die Linse, welche den Auslesestrahl auf die Probe fokussiert, kann mithilfe eines Open-Loop-Linearaktors (CONEX-SAG-LS16) positioniert werden (AP 4.3). Dies ermöglicht eine automatisierte Anpassung des Abstandes der Linse zur Probe. Das Interferometer konnte auf einer Fläche von 37x32 cm<sup>2</sup> aufgebaut werden (Verkleinerung um den Faktor 2.3 zu vorherigen Aufbauten).

Messungen mit dem Interferometer werden in Kapitel 5 gezeigt.

### 3 Laserbasierte Anregung von Ultraschallwellen

#### 3.1 Anregung von Volumenwellen

Zur Überprüfung der Funktionalität des aufgebauten photorefraktivem Interferometer wurde ein Messsystem zur laserakustischen Anregung und Detektion von Longitudinalwellen (frequenz aufgelöste Phasengeschwindigkeit und frequenz aufgelöste Dämpfung) aufgebaut (AP 4.5). Dieses ist weniger Empfindlich bzgl. der optischen Justage von Anregung und Detektion und vereinfacht somit die Untersuchung des Interferometers. Hierbei wird eine Schallwelle auf einer auf Glas aufgetragenen Absorptionsschicht durch einen gepulsten ns-Laser angeregt. Die angeregte Schallwelle wird über eine Wasserphase zur Probe geleitet. Innerhalb der Probe wird die Schallwelle mehrere Male reflektiert. Diese Reflexionen werden dann auf der Probe mithilfe des entwickelten Interferometers mit photorefraktivem Kristall detektiert (Abbildung 7).

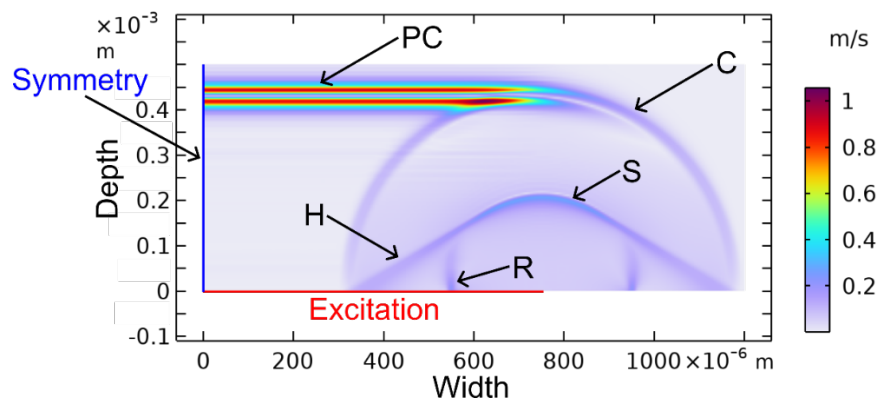


**Abbildung 7:** Links: Messsetup zur Anregung und Detektion von akustischen Longitudinalwellen (PBS: Polarisierender Strahlteiler; WP: Verzögerungsplatte; M: Spiegel; L: Linse; BE: Strahlaufweitung; ND: Neutraldichtfilter; BPD: symmetrischer Photodetektor; GaAs: photorefraktiver Kristall). Rechts: Detailsicht der akustischen Messzelle mit eingezeichneten innerhalb der Messzelle laufenden akustischen Wellen (W: Laufweg der Schallwelle durch Wasser; C: Laufweg der Kompressionswelle durch die Probe).

Anhand dieses Aufbaus wurde das photorefraktive Interferometer aufgebaut, das Verständnis des Aufbaus verbessert und das Interferometer optimiert. Ein weiteres Augenmerk wurde auf die Anregung von Schallwellen innerhalb des absorbierenden Materials gelegt (AP 2.4). Zum einem wurde die Richtcharakteristik der entstehenden Wellen und zum anderem die Materialabhängigkeiten untersucht.

Bei der Richtcharakteristik wurde gezeigt, dass bei einer thermoelastischen Punktanregung sich die Longitudinalwellen in einem Winkel von  $\sim 65^\circ$  (für Aluminium) ausbreiten. Für das hier vorgesehene Messverfahren ist eine Ausbreitung der Longitudinalwellen in Normalenrichtung notwendig. Bei der ablativen (leicht) zerstörenden Punktanregung entstehen die Longitudinalwellen primär in Normalenrichtung, jedoch wird dadurch die Anregeschicht zerstört. Die ideale Anregung ist eine flächige Beleuchtung der Absorptionsschicht. Anhand von FEM-Simulationen konnte nachgewiesen werden, dass hierbei eine flächige Longitudinalwelle in

Normalenrichtung entsteht. Zusätzliche Wellen entstehen am Übergang zwischen den optisch angeregten und nicht angeregten Flächen. Die flächige Anregung hat zusätzlich den Vorteil, dass eine höhere Energie eingebracht werden kann und die Schallwelle sich tendenziell im Nahfeld der Quelle befindet. Eine möglichst großflächige Anregung minimiert beugungsbedingte Phasenveränderungen und Amplitudenverringierungen. Zusätzlich hat die Verwendung des Glases, auf welcher die Anregeschicht aufgebracht wird den Vorteil, dass es sich dadurch um eine „vergrabene“ thermoelastisch angeregte Schallquelle handelt. Das bedeutet, dass das Glas der thermischen Ausdehnung eine Gegenkraft entgegenwirkt, wodurch die Schallerzeugung in Richtung der Probe deutlich erhöht ist.



**Abbildung 8: FEM-Simulation der Schallanregung nach 75 ns mit flächiger Anregung. PC: Planare Kompressionswelle, C: Kompressionswelle, S: Scherwelle, R: Rayleighwelle, H: Headwelle.**

Zur Untersuchung der Materialabhängigkeit der Anregung wurden weitere FEM-Simulationen durchgeführt. Schwerpunkt der Untersuchung war der Einfluss des Absorptionsmaterial auf die Amplitude und das Frequenzspektrum der Schallwelle. Im Frequenzbereich kann das Spektrum über eine Gauß-Funktion mit der Amplitude  $A$  und der Standardabweichung  $\sigma$  angenähert werden. Die Amplitude beschreibt die Energie und die Standardabweichung die angeregte Bandbreite der Welle. Es ergab sich folgender Zusammenhang für die Amplitude und der Standardabweichung mit den Materialparameter:

$$\sigma \propto \sqrt{\frac{\alpha_{op}}{\tau_L} \sqrt{\frac{E}{\rho}}}$$

$$A \propto \frac{\alpha_{th}^2 \cdot \tau_L^2}{c_p^2 \cdot \alpha_{op}^2 \cdot \rho \cdot E}$$

$\alpha_{op}$ : optischer Absorptionskoeffizient innerhalb des Materials;  $\tau_L$ : Pulsdauer des Anregelasers;  $E$ : Elastizitätsmodul;  $\rho$ : Dichte;  $\alpha_{th}$ : thermischer Ausdehnungskoeffizient;  $c_p$ : spezifische Wärmekapazität

Das Wissen über diese Abhängigkeiten ermöglicht eine gezielte Materialauswahl der Absorptionsschicht. Amplitude und Frequenzspektrum können nicht unabhängig voneinander optimiert werden.

### 3.2 Anregung von Oberflächenwellen

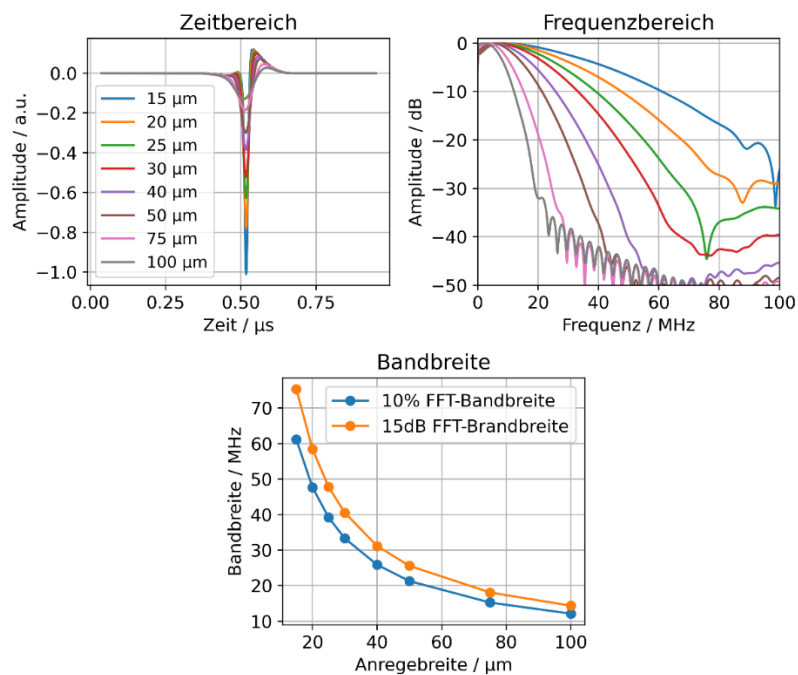
In Abbildung 8 ist bereits zu sehen, dass auch bei der Anregung von Volumenwellen Rayleighwellen entstehen (AP 2.4). Diese entstehen bei einer gleichmäßigen Beleuchtung ausschließlich am Übergang zwischen den angeregten und nicht angeregten Bereichen. Demnach ist eine großflächige Anregung von Oberflächenwellen nicht möglich, da die Oberflächenwellen gleichzeitig an mehreren Orten entstehen würden. Für eine effektive Anregung muss der Anregelaser auf einen kleinen Bereich fokussiert werden. Anhand von Simulationen wurde der Einfluss der Anregebreite und der Pulsdauer auf die Anregung der Oberflächenwellen untersucht. Für die Simulation wurde sowohl für die Anregebreite und die Pulsdauer ein gaußförmiges Profil angenommen mit den in den Abbildung 10 und Abbildung 11 angegebenen Standardabweichungen.

Abbildung 10 zeigt die Abhängigkeit der Anregung von der Anregebreite. Bei gleichbleibender maximaler Pulsenergie steigt die Amplitude für geringere Anregebreiten (siehe Zeitbereich). Zudem steigt die Bandbreite für eine stärker fokussierte Anregung (kleinere Anregung). Die berechnete Bandbreite im unteren Graphen entspricht die Frequenz, bei der eine Abnahme um 90% bzw. um 15 dB im Frequenzspektrum beobachtet wird.

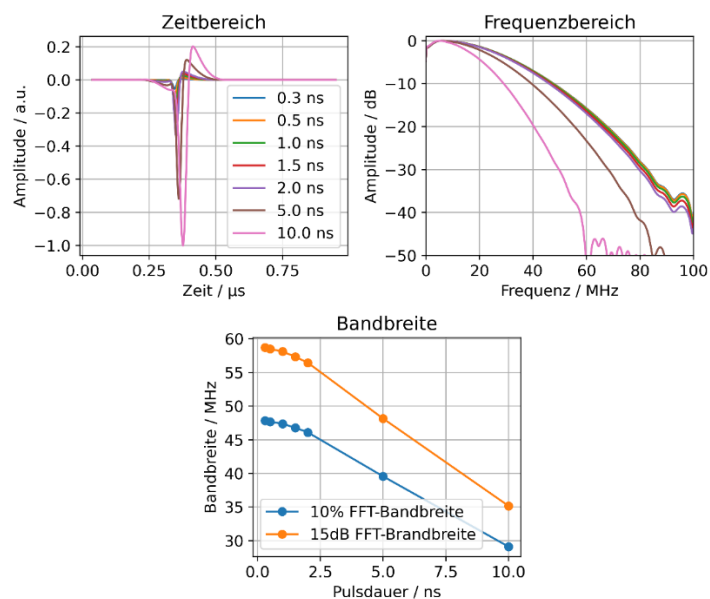
In Abbildung 11 wurde anstelle der Anregebreite die Pulsdauer bei fester Anregebreite ( $\sigma_{\text{Anregebreite}} = 20 \mu\text{m}$ ) variiert. Bei gleichbleibender maximaler Pulsenergie sinkt die Amplitude bei Verringerung der Pulsdauer. Zudem ist deutlich sichtbar, dass eine Verringerung der Pulsdauer die Bandbreite der angeregten Rayleighwellen nicht beliebig erhöhen kann, da die Bandbreite in diesem Fall durch die Anregebreite limitiert ist.

Diese Simulationen verdeutlichen die Notwendigkeit einer guten Fokussierung der Anregung um hochwertige Messungen von Oberflächenwellen mit hohen Frequenzen anregen zu können. Die Pulsdauer sollte dabei im unteren einstelligen Nanosekundenbereich liegen.

## Laserbasierte Anregung von Ultraschallwellen



**Abbildung 9: Angeregte Rayleighwellen bei unterschiedlichen Anregebreiten bei gleichbleibender Pulsdauer (Gaußförmig,  $\sigma_{Puls} = 0.3 \text{ ns}$ ). Links oben: Zeitlicher Verlauf der angeregten Rayleighwelle. Rechts oben: Fouriertransformation des Schallpulses. Unten: Abhängigkeit der Bandbreite von der Anregebreite.**



**Abbildung 10: Angeregte Rayleighwellen bei unterschiedlichen Pulsdauern bei gleichbleibender Anregebreite (Gaußförmig,  $\sigma_{Anregebreite} = 20 \mu\text{m}$ ). Links oben: Zeitlicher Verlauf der angeregten Rayleighwelle. Rechts oben: Fouriertransformation des Schallpulses. Unten: Abhängigkeit der Bandbreite von der Pulsdauer.**

## 4 Auswertemethodik

Zur Auswertung und Interpretation der Messungen wurden unterschiedliche Methoden implementiert. Eine Auswahl dieser Methoden wird im Folgenden kurz erläutert (AP 6).

### Phasenspektrumsanalyse

Die Berechnung der frequenz aufgelösten Phasengeschwindigkeit  $c_{ph}(f)$  kann über die Phasenspektrumsanalyse erfolgen. Diese Methode vergleicht die Phasenänderung zwischen zwei Signalen  $s_1$  und  $s_2$ , die sich über eine Wegdifferenz  $\Delta x$  unterscheiden.

$$c_{ph}(f) = \frac{2\pi f \Delta x}{\Delta \phi}$$

Die Phasendifferenz  $\Delta \phi$  kann über die gefensternten Fouriertransformationen der beiden Signale berechnet werden

$$\Delta \phi = \arctan \left( \frac{\Im(\mathcal{F}(s_1) \cdot \mathcal{F}(s_2)^*)}{\Re(\mathcal{F}(s_1) \cdot \mathcal{F}(s_2)^*)} \right)$$

$\Im$ ,  $\Re$ : Imaginär bzw. Realteil,  $\mathcal{F}$ : Fouriertransformation,  $*$ : komplex konjugiert.

### Beugungskorrektur

Abhängig von der Geometrie der Schallquelle und der Frequenz der Schallwelle gehen die Schallwellen nach der Nahfeldlänge ( $\sim \frac{D^2 f}{4c}$ ;  $D$ : Durchmesser Schallquelle,  $f$ ,  $c$ : Frequenz und Schallgeschwindigkeit der akustischen Welle) in das Fernfeld über. Dieser Wechsel zwischen Nah- und Fernfeld ruft eine Phasenverschiebung hervor. Die Phasenspektrumsanalyse würde diese Phasenverschiebung als eine Geschwindigkeitsänderung interpretieren. Die Phasenverschiebung aufgrund der Beugung kann über folgende Formeln bestimmt und damit die berechnete Phasengeschwindigkeit korrigiert werden:

$$\text{Oberflächenwellen: } A(x, z) = e^{-i\pi \left( \frac{x^2}{\lambda z} - \frac{1}{4} \right)} \frac{1}{\sqrt{\lambda z}} \mathcal{F}^{-1} [A_0 e^{-i\pi \lambda z S^2}]$$

$$\text{Volumenwellen: } A(x, y, z) = i e^{-\frac{i\pi}{\lambda z} (x^2 + y^2)} \frac{1}{\lambda z} \mathcal{F}^{-1} [A_0 e^{-i\pi \lambda z (S^2 + P^2)}]$$

$x$ ,  $y$ : Koordinaten senkrecht zur Ausbreitung;  $z$ : Koordinate entlang der Ausbreitung;  $\lambda$ : Wellenlänge;  $A_0$ : Initiales Profil,  $S = \frac{x}{\lambda z}$ ,  $P = \frac{y}{\lambda z}$ ;  $\mathcal{F}$ : Fouriertransformation

### $\delta$ -Matrix-Dispersionsberechnung

Als effiziente Berechnung von Dispersionsdiagrammen von Rayleighwellen innerhalb von Mehrschichtsystemen hat sich die  $\delta$ -Matrix-Methode erwiesen. Hierbei wird jede Schicht durch eine Schichtmatrix  $a_m$  abgebildet und in eine Gesamtmatrix  $\tilde{A}$

$$\tilde{A} = \prod_{m=1}^{n-1} a_m$$

überführt. Zusammen mit den Kofaktoren  $H_l$  werden durch Variation der Rayleighgeschwindigkeit die Nullstellen gesucht, die den gesuchten Rayleighgeschwindigkeiten entsprechen.

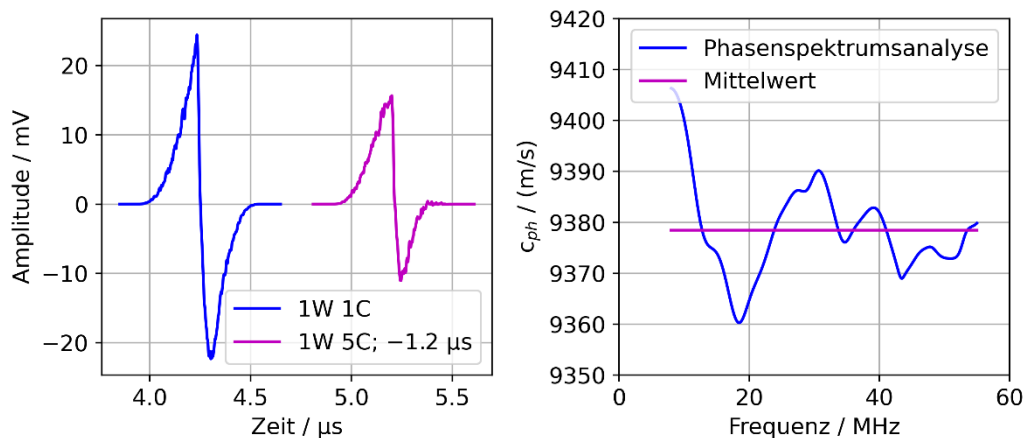
### **COMSOL-Dispersionsberechnung**

Für komplizierte Schichtstrukturen, die eine starke Dispersion und mehrerer höhere Moden aufweisen, schlägt die  $\delta$ -Matrix-Methode fehl. Eine Möglichkeit, auch bei diesen Strukturen das Dispersionsdiagramm zu berechnen ist die Berechnung mithilfe von Finiten Elementen. Hierzu wird eine Einheitszelle mit Floquet-Periodizität aufgebaut und für verschiedene k-Vektoren der Floquet-Periodizität die Eigenfrequenzen der Einheitszelle berechnet. Anhand den Finiten-Elementen-Rechnung lassen sich sowohl die Phasengeschwindigkeiten für verschiedene Wellen sowie die Verteilung der akustischen Energie in den jeweiligen Schichten berechnen. Letztes kann dafür herangezogen werden um zu unterscheiden, ob gewisse Moden innerhalb der Schichtstruktur durch eine Messung auf der Oberseite der Probe gemessen werden können oder sich die Wellen nur innerhalb der unteren Schichten fortbewegen und keine Oberflächenauslenkung hervorrufen.

## 5 Ergebnisse

### 5.1 Messungen mit Volumenwellen

Zur Überprüfung des Interferometers (AP 2.5, AP 4.3, AP 4.5), wurden Materialien mithilfe von Volumenwellen vermessen, die möglichst genau in der Literatur charakterisiert worden sind. Hierfür wurde ein Silizium-Einkristall mit 5 mm Dicke vermessen. Die Schallausbreitung erfolgte entlang der [111]-Richtung. Die Longitudinalgeschwindigkeit wurde mit  $(9378.4 \pm 9.2) \text{ m/s}$  bestimmt (Abbildung 12). Im Abgleich mit Literaturwerte ( $9362 \text{ m/s}$  bzw.  $9372 \text{ m/s}$ ) ergibt sich eine prozentuale Abweichung von 0.07 bzw. 0.17%.

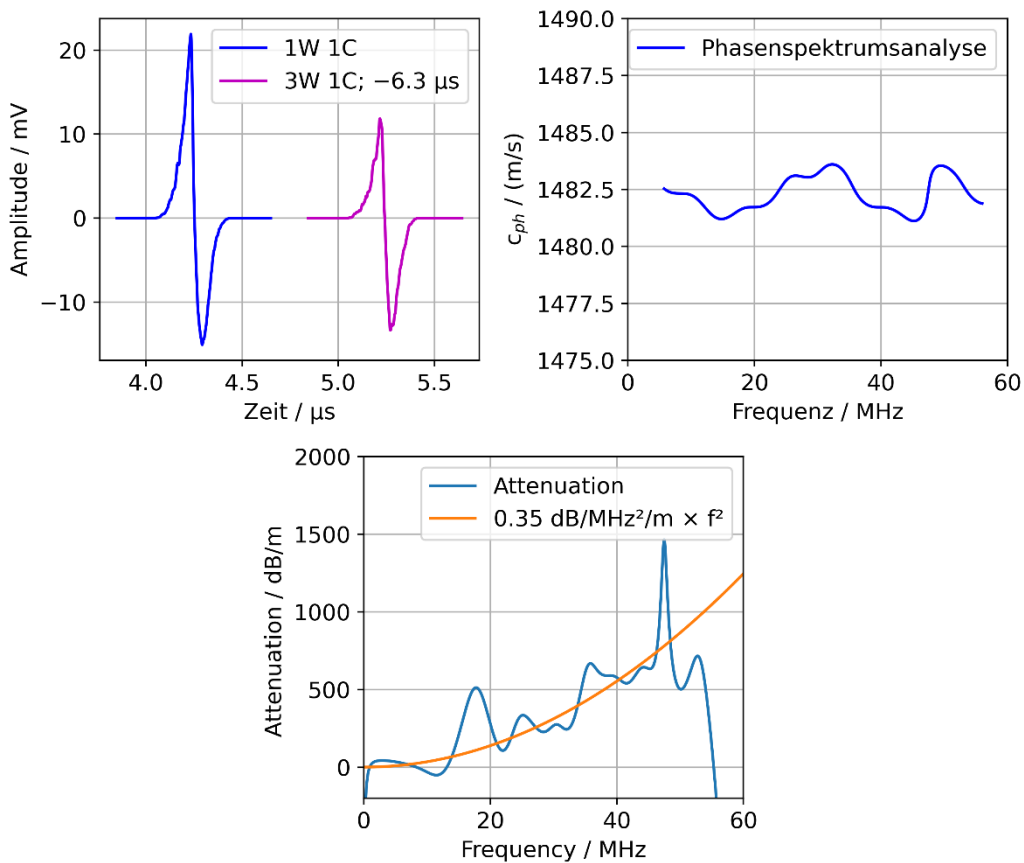


**Abbildung 11: Messung von Longitudinalwellen innerhalb einer 5 mm dicken Siliziumprobe.**

Ebenso konnte eine Auswertung des Wassers zwischen Probe und Anreageschicht vermessen werden. Hierfür wurden zwei akustischen Signale, die sich um eine Ausbreitung von 10.8 mm Wasser unterscheiden, mithilfe der Phasenspektralanalyse ausgewertet (Abbildung 13). Hieraus ergab sich eine Geschwindigkeit von  $(1483.8 \pm 1) \text{ m/s}$ . Diese weicht um 0.1% vom Literaturwert von  $1482.3 \text{ m/s}$  ab. Die frequenzabhängige Dämpfung wurde mit  $0.36 \frac{\text{dB}}{\text{m} \cdot \text{MHz}^2} \cdot f^2$  berechnet. Literaturangaben zum Dämpfungskoeffizienten von Wasser variieren stark zwischen  $0.2 \text{ dB}/(\text{m} \cdot \text{MHz}^2)$  und  $1 \text{ dB}/(\text{m} \cdot \text{MHz}^2)$  bis zu  $44 \text{ dB}/(\text{m} \cdot \text{MHz}^2)$ . Somit liegt der von uns bestimmte Dämpfungskoeffizient innerhalb der Schwankungsbreite der Literaturangaben.

Anhand dieser beiden Messwerte konnte gezeigt werden, dass eine Bestimmung der Phasengeschwindigkeiten mit sehr hoher Genauigkeit möglich ist.

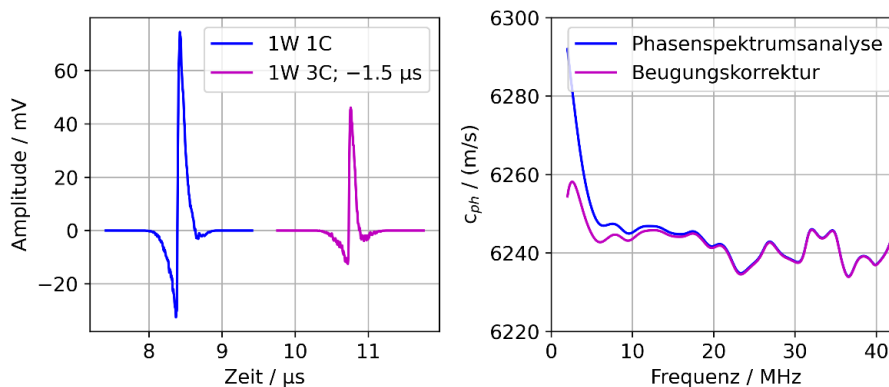
## Ergebnisse



**Abbildung 12: Messung von Longitudinalwellen innerhalb einer 5.4 mm dicken Wasserschicht.**

Zudem wurde noch ein 12 mm dicke Aluminiumprobe vermessen. Aufgrund der größeren Probendicke war eine Beugungskorrektur nötig (Abbildung 14). Aufgrund der Vielzahl von unterschiedlichen Legierungen ist hier kein exakter Vergleich mit Literaturwerten möglich. Literaturwerte für Aluminium variieren zwischen  $6200 \text{ m/s}$  und  $6400 \text{ m/s}$ .

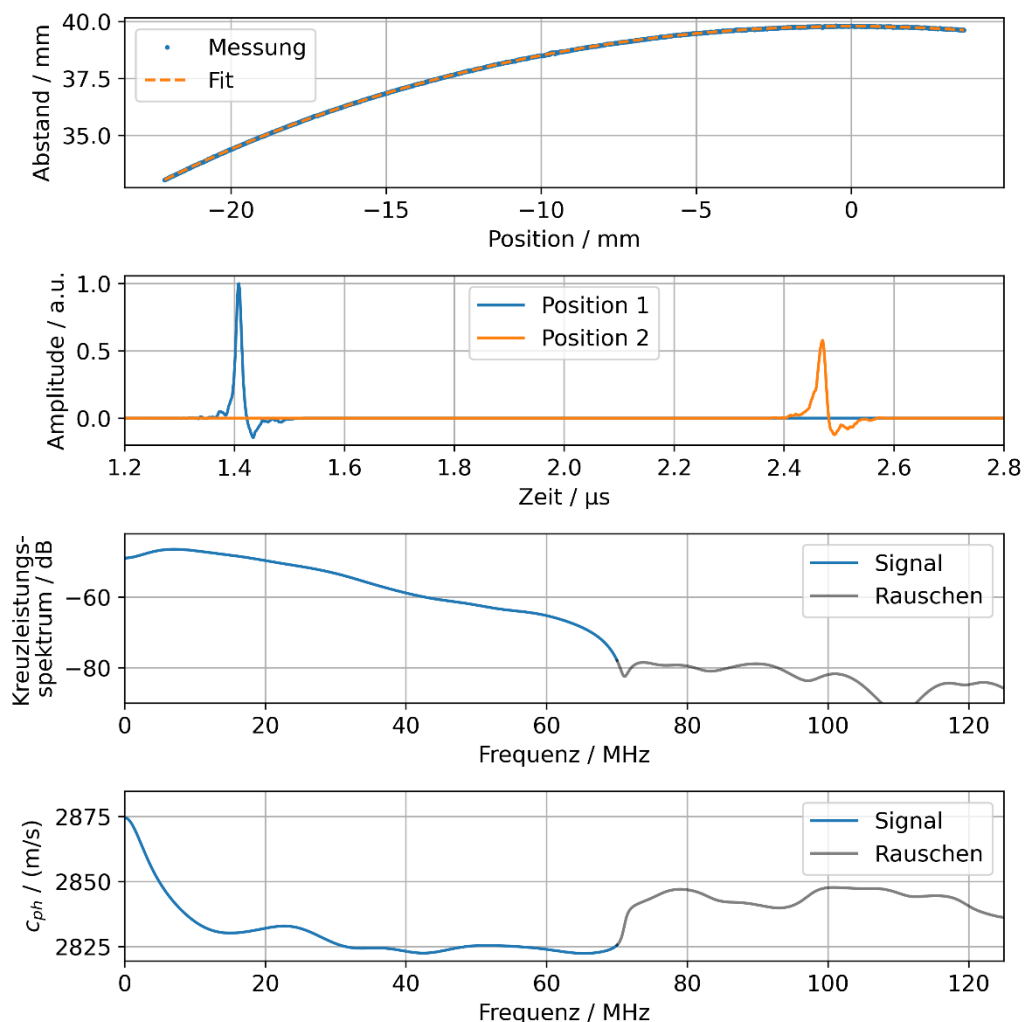
Generell lässt sich sagen, dass mit dieser Methode materialunabhängig die Geschwindigkeit von Longitudinalwellen mit hoher Genauigkeit über ein großes Frequenzspektrum bestimmen lassen.



**Abbildung 13: Messung von Longitudinalwellen innerhalb einer 12 mm dicken Aluminiumprobe.**

## 5.2 Messungen an gekrümmten Oberflächen

Im Folgenden ist eine Messung an einem Aluminium-Zylinder mit einem Radius von  $\sim 40$  mm und einer Höhe von  $\sim 10$  mm dargestellt (AP 5, AP 7). Anhand der Oberfläche des Aluminiumzylinders ist dieser über einen Ziehprozess in Form gebracht worden.



**Abbildung 14: Messung eines Aluminium-Zylinder mit  $\sim 40$  mm Radius. Oben: Oberflächenkrümmungsmessung mit Laserscanner. Mitte: Zeitbereich der gemessenen Oberflächenwellen (Rayleighwellen) an zwei unterschiedlichen Positionen. Unten: Gemessene frequenz aufgelöste Phasengeschwindigkeit anhand der Phasenspektrumsanalyse.**

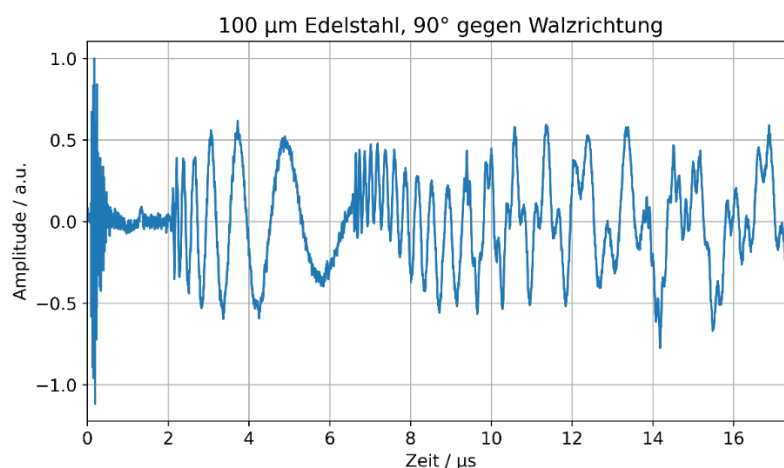
Der Radius der Oberflächenkrümmung wurde mithilfe des Laserscanners mit 39.7920 mm und einer Standardabweichung von  $1.3 \mu\text{m}$  bestimmt. Anhand des Radius und der Sehnenlänge  $l$  kann die Bogenlänge  $b$ , welche für die Berechnung des Abstandes zwischen beiden Anregepositionen benötigt wird, berechnet werden.

$$b = 2r \cdot \arcsin\left(\frac{l}{2r}\right)$$

Anhand der Phasenspektrumsanalyse wird anhand der beiden Messpunkte die frequenzabhängige Phasengeschwindigkeit bestimmt. Im Kreuzleistungsspektrum ist ein Signaleinbruch bei 70 MHz zu beobachten. Dies entspricht der Frequenzgrenze, bis zu welcher die Phasengeschwindigkeit korrekt bestimmt werden kann. Der Verlauf der Phasengeschwindigkeit kann über zwei charakteristische Bereiche beschrieben werden. Ein Abfall der Phasengeschwindigkeit von 0 MHz bis  $\sim 10$  MHz und ein näherungsweise konstanter Bereich der Phasengeschwindigkeit oberhalb von 10 MHz. Der niederfrequente Anteil besitzt eine höhere Wellenlänge und somit auch eine höhere Eindringtiefe in das Aluminium. Dieser bildet somit die Eigenschaften des innenliegenden Aluminiums ab. Der höherfrequente Anteil der Rayleighwellen läuft in den oberflächennäheren „Schichten“ der Probe. Wie bereits erwähnt, wurde die Probe über einen Ziehprozess gefertigt, der eine oberflächennahe Härtung des Materials hervorruft. Gehärtete Schichten weisen geringere Schallgeschwindigkeiten auf. Somit der hier beobachtete Abfall der Phasengeschwindigkeit auf das Herstellungsverfahren des Aluminiumzylinders zurückzuführen.

### 5.3 Messung von Anisotropie in gewalzten Edelstahl

Im Folgenden wird ein Schichtsystem aufgebaut, das unter anderem aus einem  $100\ \mu\text{m}$  Edelstahl-Unterlagsfolie (Werkstoff 1.4310) aufgebaut ist. Infolge dieser Messung wurde zuerst der Edelstahl einzeln vermessen (AP 7, AP 9). Aufgrund der geringen Probendicke werden primär Lambwellen (Plattenwellen) angeregt. In Abbildung 16 ist der Zeitbereich einer Messung gezeigt. Dabei sind zwei Chirp-ähnliche Signale (startend bei  $2\ \mu\text{s}$  und  $6.5\ \mu\text{s}$ ) zu sehen. Das schnellere Chirp-Signal entspricht einer  $S_0$ -Lambmode, das langsamere Chirp-Signal eine  $A_0$ -Mode. Aufgrund des angeregten breiten Frequenzbereichs weisen beide Moden eine lambwellentypische starke Dispersion auf.



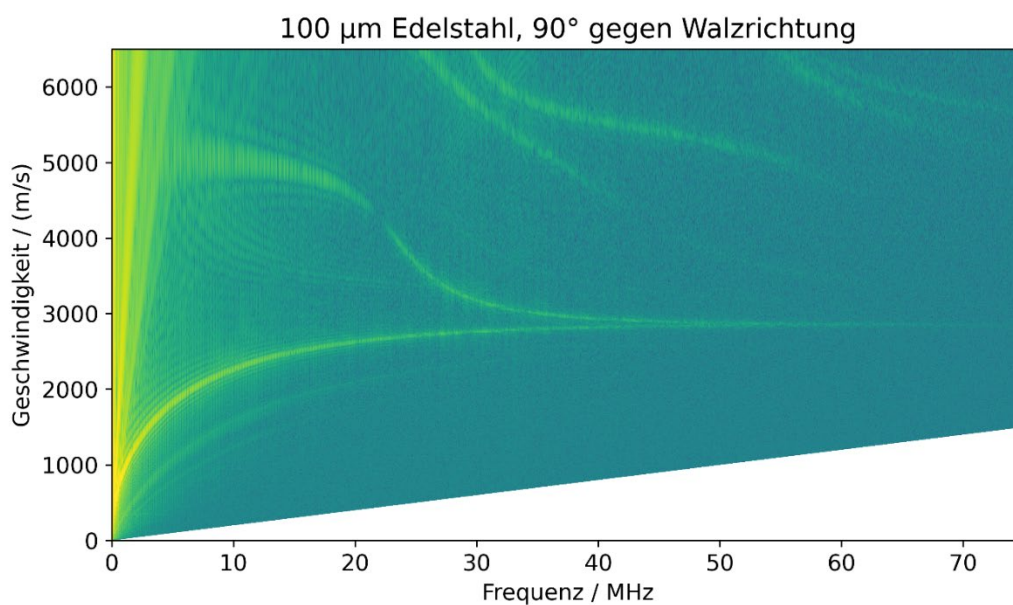
**Abbildung 15: Zeitbereich einer Messung des gewalzten Edelstahls. Eine starke Dispersion von zwei unterschiedlichen Moden ist deutlich sichtbar.**

Aufgrund der starken Dispersion der Lambwellen wurde eine Linienmessung durchgeführt, wurde die Laseranregung über einen Bereich von 10 mm verschoben und in  $10\ \mu\text{m}$ -Abständen

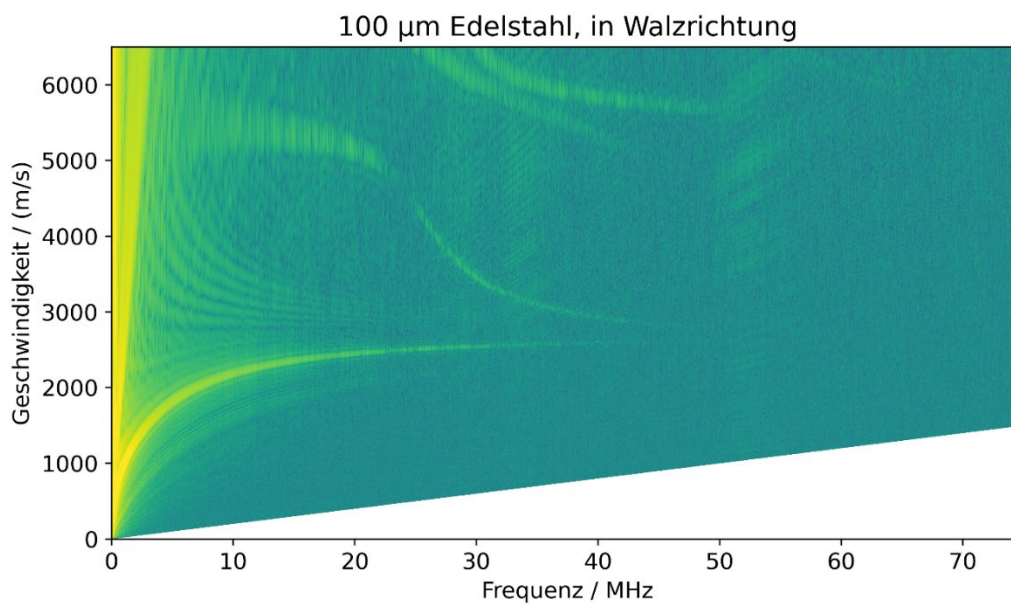
## Ergebnisse

jeweils eine Messung der ausbreitenden Wellen durchgeführt. Über eine 2D-FFT können die in Abbildung 17 und Abbildung 18 dargestellten Graphen berechnet werden anhand deren die angeregten und gemessenen Moden grafisch aufgelöst werden können. Die beiden Messungen unterscheiden sich anhand der Ausbreitungsrichtung der Schallwellen. In Abbildung 17 breitete sich die Welle senkrecht zur Walzrichtung der Edelstahlplatte aus, in Abbildung 18 parallel zur Walzrichtung.

In beiden Messungen sind die zwei Kurven, die bei 0 MHz beginnen, die Lamb-Grundmode A0 (untere) und S0 (obere). Beide Grundmoden schneiden sich bei höheren Frequenzen in der Rayleighgeschwindigkeit. Darüber hinaus sind weitere höhere A- und S-Moden zu beobachten, die erst bei höheren Frequenzen auftreten und von oben in den dargestellten Bereich hereinreichen.



**Abbildung 16: Phasengeschwindigkeitsdiagramm anhand von 1000 Messungen über 10 mm. Die Lambwellen breiten in einem Winkel von 90° zur Walzrichtung aus.**



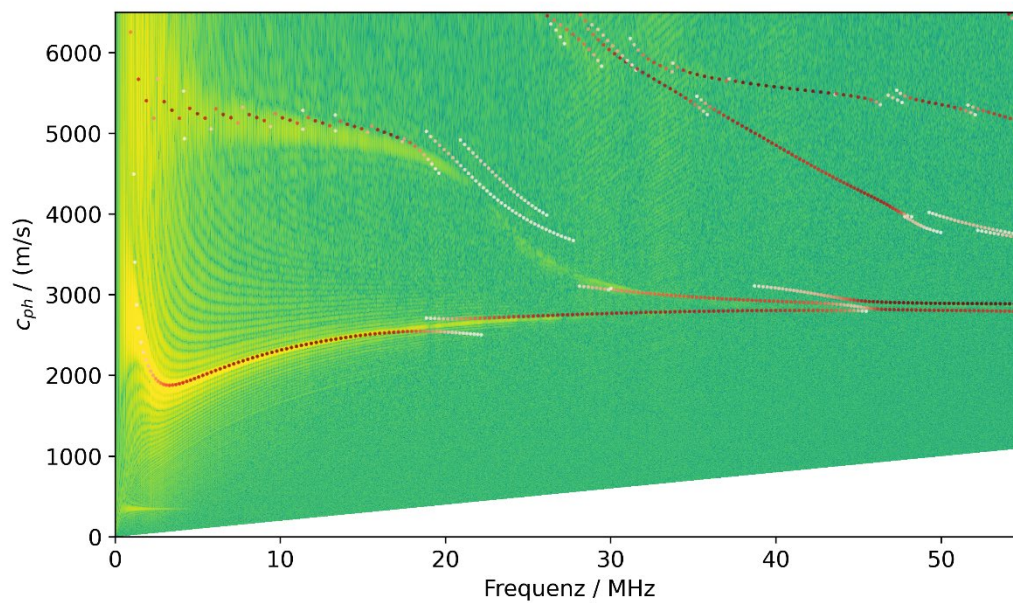
**Abbildung 17: Phasengeschwindigkeitsdiagramm anhand von 1000 Messungen über 10 mm. Die Lambwellen breitenparallel zur Walzrichtung aus.**

Beide Messungen in und entgegen der Walzrichtung des Edelstahls unterscheiden sich deutlich voneinander. (Schnittpunkt der Grundmoden: 2730 m/s, 2870 m/s (in/entgegen Walzrichtung), Start der S0-Mode  $\sim$  500 m/s höher „in Walzrichtung“, ...). Demnach ist eine nicht zu vernachlässigende Dispersion des Edelstahls vorhanden, die mithilfe dieser Messtechnik untersucht werden kann.

#### 5.4 Messungen an einem Aluminium-Harz-Edelstahl-Schichtstruktur

Als weitere Probe wurde eine Alu-Harz-Stahl Probe aufgebaut (AP 7, AP 9). Als Substrat wurde 10 mm dickes Aluminium verwendet, das über ein Harz (E45GA von HP-Textiles) mit einer Unterlagsfolie aus Edelstahl mit 100  $\mu\text{m}$  verbunden ist. Die Edelstahlfolie ist identisch zu der untersuchten Folie aus Kapitel 5.3. Die Harzschichtdicke wurde über mehrmaligen Messen der 3-Schicht-Struktur mit 20  $\mu\text{m}$  bestimmt. Aufgrund der starken Dispersion dieser Schichtstruktur wurde identisch zur Messung in Kapitel 5.3 eine Linienmessung durchgeführt. Die Ergebnisse der 2D-FFT sind in Abbildung 19 zu sehen. Die farbliche Hintergrunddarstellung entspricht den Messungen. In roten Punkten sind die aus der FEM-Rechnung erhaltenen Moden, farblich kodiert nach der Energie, welche in der oberen Stahlschicht transportiert wird, dargestellt (Rot: 100% der Energie im Edelstahl, Weiß: 0% der Energie im Edelstahl).

## Ergebnisse



**Abbildung 18: Phasengeschwindigkeitsdiagramm anhand von 1000 Messungen über 10 mm. Die Wellen breiten in einem Winkel von 90° zur Walzrichtung aus. Rot-weiße Punkte entspricht den berechneten Moden aus der FEM-Rechnung (Rot: 100% der Energie im Edelstahl, Weiß: 0% der Energie im Edelstahl).**

Anhand der Eingangsdaten für die Simulation wurde aus den Messungen eine Edelstahldicke von 100  $\mu\text{m}$  und eine Harzschildicke von 18  $\mu\text{m}$  bestimmt. Die Edelstahldicke ist identisch zu der Herstellerangabe der Unterlagsfolien. Die Harzschildicke unterscheidet sich um 2  $\mu\text{m}$  von der per Bügelmessschraube bestimmte Dicke von 20  $\mu\text{m}$ . Beide Werte sind im Rahmen der Messgenauigkeit der Bügelmessschraube, die sich aufgrund der Differenzmessung zusätzlich verdoppelt, identisch.

Ergänzende Inhalte:

## 6 Ergänzende Inhalte:

### Wichtigsten Positionen des zahlenmäßigen Nachweises:

Siehe Anlage zum Zwischennachweis/Verwendungsnachweis „Liste der Gegenstände“.

Die Auftragsfertigung (5000€) wurde nicht in Anspruch genommen. Hier konnten wir institutsinterne über einen 3D-Druck sowie über Optomechaniken die Optiken platzsparend und robust anordnen.

Während der Konzeptphase des Interferometers wurde davon ausgegangen, dass der vorhandene Detektor PDB450C (Thorlabs) verwendet wird. Im weiteren Projektverlauf stellte sich heraus, dass der symmetrischer Photodetektor HBPR-200M-30K-IN (Femto) in allen relevanten technischen Parameter vorteilhaft ist. Deshalb wurde dieser über eine Umwidmung von Projektgeldern abweichend vom Projektplan beschafft.

Erfolgte Investitionen:

- Laserprofilscanner LLT3000-25/BL: Verwendet zur Untersuchung der Oberflächenkrümmung der Proben
- Azurlight ALS-IR-1064-10-I-CP-SF: Detektionslaser des Interferometers
- 2x Linearmotor CONOEX-SAG-LS16: Motor zur automatischen Fokussierung von Anregung und Detektion
- Galliumarsenid-Kristall: Verwendung im photorefraktivem Interferometer als photorefraktives Medium
- Symmetrischer Photodetektor: Detektor im Interferometer (Umwidmung)

Studenten:

- Marie Mannagottera (SHK): Untersuchungen am photorefraktivem Kristall
- Nick Förster (Praxissemester): Recherche bei der Komponentenbeschaffung und der Konzeptionierung. Untersuchungen verschiedener Detektoren und dem photorefraktivem Kristall
- Tim Benker (SHK): Messungen am Interferometer, Recherche zu Beugungseffekten sowie Recherche zur den untersuchten Proben.

### Notwendigkeit und Angemessenheit der geleisteten Projektarbeiten

Um eine erfolgreiche Bearbeitung des Fördervorhabens zu ermöglichen, waren alle im Projektplan vorgesehen Ressourcen notwendig und angemessen. Der Umfang der Arbeitspakete und der hohe wissenschaftliche Anspruch des Projekts vor allem in Bezug auf den Aufbau und Entwicklung des Laserakustischen Prüfstandes sowie das notwendige physikalische und technische Verständnis begründen den hohen Personal- und Sachmittelbedarf. Für die Bearbeitung des Vorhabens mussten keine zusätzlichen Ressourcen aufgewendet werden. Lediglich der Projekt- und Zeitplan musste aufgrund von Verzögerungen sowie Ausscheiden eines Mitarbeiters angepasst bzw. kostenneutral verlängert werden.

Ergänzende Inhalte:

**Voraussichtliche Nutzen, insbesondere die Verwertbarkeit des Ergebnisses - auch konkrete Planungen für die nähere Zukunft - im Sinne des fortgeschriebenen Verwertungsplans**

Aktuell ist kein weiteres Projekt zur Fortführung der Laserakustik bewilligt. Wir stehen im Kontakt mit verschiedenen Firmen mit unterschiedlichen Anwenderinteressen (u.a. zur Messung der Wasserstoffversprödung mittels laserakustischer Methoden). Aufgrund dieser Unsicherheit ist aktuell noch keine konkrete Planung für die nähere Zukunft möglich.

**Der während der Durchführung des Vorhabens dem Zuwendungsempfänger bekannt gewordenen Fortschritt auf dem Gebiet des Vorhabens bei anderen Stellen:**

Es sind keine Ergebnisse Dritter bekannt geworden, die für die Durchführung des Vorhabens relevant sind.

**Erfolgten oder geplanten Veröffentlichungen des Ergebnisses:**

Vorstellung des Projektes auf der Fachmesse Sensor und Test (inkl. Whitepaper) (2022, 2023 und geplant 2024).

Veröffentlichung in einem Open-Access-Journal (MDPI Sensors): Brand, Felix; Drese, Klaus Stefan (2024): Frequency-Resolved High-Frequency Broadband Measurement of Acoustic Longitudinal Waves by Laser-Based Excitation and Detection. In: Sensors 24 (5), S. 1630. DOI: 10.3390/s24051630.