

Einsatz von Rayleigh-Wellen zur Untersuchung von Eigenspannungen in randzonenverfestigten Triebwerkswerkstoffen

Sebastian HUBEL*, Martin SPIES*, Hans RIEDER*, Alexander DILLHÖFER*,
Joachim BAMBERG**, Roland HESSERT**

* Fraunhofer Institut für Techno- und Wirtschaftsmathematik ITWM, Fraunhofer-Platz 1,
67663 Kaiserslautern, E-Mail sebastian.hubel@itwm.fraunhofer.de

** MTU Aero Engines GmbH, Dachauer Str. 665, 80995 München

Kurzfassung. Ihre hohen Belastbarkeitsgrenzen erhalten hochbeanspruchte Bauteile, wie z.B. Komponenten in Flugzeugtriebwerken, nicht zuletzt durch spezielle Werkstoffeigenschaften in den Randzonen. Die plastische Verformung der Bauteiloberflächen hat unter anderem Einfluss auf den oberflächennahen Eigenspannungszustand sowie die Oberflächenrauigkeit. Verschiedene, teilweise konkurrierende Effekte erschweren die Entwicklung eines zerstörungsfreien Prüfverfahrens zur quantitativen Ermittlung des Eigenspannungsprofils. In dieser Arbeit wird ein vielversprechender Ansatz, der Einsatz von Rayleigh-Wellen zur Bestimmung des oberflächennahen Spannungsprofils, verfolgt.

1. Einführung

Entscheidenden Einfluss auf die Lebensdauer von hochbeanspruchten Bauteilen, wie Komponenten in Flugzeugtriebwerken, haben u.a. die Werkstoffeigenschaften in den Randzonen. Durch den Einsatz von Verfestigungsverfahren wie Kugelstrahlen und Festwalzen werden die Bauteiloberflächen plastisch verformt, wodurch oberflächennahe Eigenspannungszustände eingebracht werden und sich die Oberflächenrauigkeit verändert. Die zerstörungsfreie Ermittlung des induzierten Spannungsprofils stellt aufgrund von verschiedenen, teilweise konkurrierenden Gefügeeigenschaften eine anspruchsvolle Aufgabe dar. In vorangegangenen Untersuchungen [1] wurden die erzielbaren Messeffekte an Nickel- und Titan-Werkstoffen bei der Ultraschall-Spannungsmessung im Bauteilvolumen evaluiert und als aussagekräftig bewertet. Ziel der in diesem Beitrag vorgestellten Untersuchungen war es daher festzustellen, ob der akusto-elastische Effekt, d.h. die Abhängigkeit der Ultraschallgeschwindigkeit von den Spannungszuständen im Werkstoff, auch zur Quantifizierung von Eigenspannungen in den verfestigten Randzonen herangezogen werden kann. Aufgrund der frequenzabhängigen Eindringtiefe der verwendeten Rayleigh-Wellen [2] können aus den Dispersionskurven Tiefeninformationen gewonnen werden. Ausführliche experimentelle Untersuchungen mit einem breitbandigen Ultraschall-goniometer wurden an unterschiedlich verfestigten Oberflächen von Inconel- (IN718) und



Titantestkörpern (Ti 6-2-4-6) durchgeführt. In unserem Beitrag stellen wir alle notwendigen Schritte zur Ultraschall-Spannungsmessung mittels Rayleigh-Wellen dar und bewerten die an den verschiedenen Testkörpern erzielten Ergebnisse unter Berücksichtigung möglicher Verbesserungspotentiale.

2. Ultraschallspannungsmessung mittels Rayleigh-Wellen

Für die zerstörungsfreie Eigenspannungsmessung mittels Ultraschallverfahren gibt es eine Reihe von industriellen Anwendungen, wie die Überprüfung von Schrauben, Eisenbahnrädern, Schienen, Walzprodukten oder auch von Schweißeigenspannungen in Stahl- oder Aluminiumbauteilen [3]. Meist werden uni- oder biaxiale Spannungszustände durch den (kombinierten) Einsatz von Volumenwellen quantitativ ermittelt oder abgeschätzt [3,4]. Der zugrunde liegende Effekt, den man sich bei diesen Verfahren zunutze macht, ist die Abhängigkeit der Ultraschallgeschwindigkeiten vom Spannungszustand im Material. Dieser Zusammenhang wird durch die sogenannten akusto-elastischen Konstanten (A_{ij}^k) beschrieben gemäß:

$$\frac{\Delta v_{ij}}{v_{ij}^0} = \frac{v_{ij} - v_{ij}^0}{v_{ij}^0} = A_{ij}^k \cdot \sigma_k \quad (1)$$

v_{ij} ist die Schallgeschwindigkeit im Material mit Spannungsprofil, wohingegen v_{ij}^0 die Geschwindigkeit im spannungsfreien Zustand beschreibt. i und j stehen für die Ausbreitungs- und Polarisationsrichtung der Welle, σ_k für die Spannung in k -Richtung und A_{ij}^k beschreibt den Einfluss der Spannung auf die Ultraschallgeschwindigkeit.

Die A_{ij}^k können prinzipiell für jede Wellenart und jede Spannungsrichtung im uniaxialen Zugversuch ermittelt werden. Dies bedeutet jedoch, je nach Materialsymmetrie, einen erheblichen experimentellen Aufwand. Für orthotrope Materialien haben Duquennoy et al. [5] eine theoretische Herleitung der A_{ij}^k für Rayleigh-Wellen in Abhängigkeit von elastischen Konstanten zweiter und dritter Ordnung entwickelt. Wir betrachten eine Rayleighwelle $R12$, welche sich in 1-Richtung ausbreitet und in der vertikal zur Oberfläche stehenden 1-2-Ebene polarisiert ist. Das bedeutet, die 1-3-Ebene beschreibt die Oberfläche mit biaxialem Spannungszustand in 1- und 3-Richtung. Der Spannungseinfluss auf die Rayleigh-Wellen-Geschwindigkeit wird durch Gleichung 2 beschrieben:

$$\frac{\Delta v_{R12}}{v_{R12}^0} = A_{R12}^1 \cdot \sigma_1 + A_{R12}^3 \cdot \sigma_3 \quad (2)$$

mit

$$A_{R12}^1 = \frac{1}{M} \left[\frac{N_1}{2} \left(\frac{\alpha_1}{\alpha_0} + 1 - \frac{C_{12}}{C_{23}} \right) + \frac{N_2}{2} \left(\frac{\alpha_2}{\alpha_0} + 1 - \frac{C_{22}}{C_{23}} \right) \right] \quad (3)$$

$$A_{R12}^3 = \frac{1}{M} \left[\frac{N_3}{2} \left(\frac{\alpha_1}{\alpha_0} + 1 - \frac{C_{12}}{C_{23}} \right) + \frac{N_4}{2} \left(\frac{\alpha_2}{\alpha_0} + 1 - \frac{C_{22}}{C_{23}} \right) \right] \quad (4)$$

M , N_i , α_i sind Kombinationen aus elastischen Konstanten zweiter (C_{ij}) und dritter (C_{ijk}) Ordnung. Die Spannungskomponente σ_2 verschwindet im oberflächennahen Bereich und hat daher keinen Einfluss auf die Ausbreitung der Rayleigh-Wellen [5].

In vorangegangenen Untersuchungen an IN718-Proben wurde gezeigt, dass eine Annahme von Isotropie für wärmebehandelte Probekörper innerhalb der Messgenauigkeit zulässig ist

[1]. Somit können wir aus den in diesen Untersuchungen ermittelten akusto-elastischen Konstanten für Volumenwellen sämtliche für die Herleitung der A_{ij}^k für Rayleigh-Wellen benötigten elastischen Konstanten berechnen. Die Isotropieannahme wird durch Ergebnisse von Eigenspannungsmessungen mittels Röntgen-Beugung und Bohrloch-Methode gestützt, welche im Rahmen der Messgenauigkeit identische Spannungsprofile in Probenlängsrichtung sowie vertikal dazu aufweisen. Wir können also die Spannungen in 1- und 3-Richtung gleichsetzen und erhalten:

$$\sigma_1 = \sigma_3 = \frac{\Delta v_{R12}}{v_{R12}^0} \cdot \frac{1}{(A_{R12}^1 + A_{R12}^3)} \quad (5)$$

Die A_{Rij}^k werden nach [5] aus den in Zugversuchen gewonnenen Daten berechnet, v_{R12}^0 und v_{R12} werden experimentell ermittelt. Um eine erste Näherung des Spannungsprofils zu erhalten, muss nun noch die Wellenlänge der Rayleigh-Welle berücksichtigt werden. Da die Eindringtiefe der Rayleigh-Welle mit ihrer Wellenlänge korreliert [2], kann durch die Ermittlung der Phasengeschwindigkeiten und der Dispersionskurven eine Tiefeninformation gewonnen werden. Gleichung 5 wird modifiziert und wir erhalten in Abhängigkeit von der Frequenz f :

$$\sigma_1(f) = \sigma_3(f) = \frac{\Delta v_{R12}(f)}{v_{R12}^0(f)} \cdot \frac{1}{(A_{R12}^1 + A_{R12}^3)} \quad (6)$$

Ein alternativer Ansatz zur Eigenspannungsberechnung in isotropen Materialien mit biaxialem, tiefenabhängigen Spannungsprofil wird in [6-8] beschrieben. Die in [5] erfolgte Betrachtung des orthotropen Falles verspricht jedoch eine einfache Anpassung der hier vorgestellten Vorgehensweise für Materialien mit stärkerer Textur, weshalb wir uns für diesen Weg entschieden haben.

3. Bestimmung der Dispersionskurven mittels Ultraschallgoniometer

Zur Ermittlung der Dispersionskurven haben wir das von MTU und dem Fraunhofer-IZFP Dresden entwickelte Ultraschallgoniometer "HUGO III" (Hochauflösendes Ultraschall Goniometer) verwendet, welches u.a. für Messungen mittels Rayleigh-Wellen geeignet ist [9]. Es werden zwei breitbandige Tauchtechnik-Prüfköpfe (Karl Deutsch TS 6 WB 4-20, Schwingerdurchmesser 6mm, -6dB-Frequenzbereich 4-20 MHz) eingesetzt, die auf denselben Punkt der Probenoberfläche gerichtet sind. Wie in Abbildung 1 dargestellt, befinden sich die Prüfköpfe und die Probe im Wasserbad. Die Prüfköpfe sind im Winkel symmetrisch zum Einfallslot verstellbar, sodass im Sender-Empfänger-Modus das von einem Prüfkopf angeregte Schallfeld gemäß den Reflexionsgesetzen vom Empfängerprüfkopf detektiert werden kann. Abhängig vom Einschallwinkel und der Ultraschallfrequenz werden in der Probe unterschiedliche Volumen- oder Oberflächenwellen angeregt. Die maximale Anregung der entsprechenden Wellenmodi drückt sich im reflektierten Signal durch eine minimale Amplitude aus, da ein Teil der Schallenergie über die angeregte Welle im Probenkörper abtransportiert wird. Aus den frequenzabhängigen Minima im Empfangssignal lässt sich die Phasengeschwindigkeit der angeregten Welle über die Schallgeschwindigkeit des Wassers v_{Wasser} und den Einschallwinkel $\theta(f)$ mittels Brechungsgesetz berechnen [9].

$$v_{R12}(f) = \frac{v_{Wasser}}{\sin(\theta(f))} \quad (7)$$

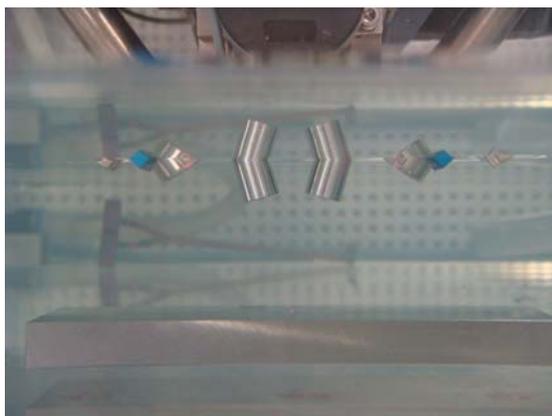


Abbildung 1. Symmetrische Anordnung der Tauchttechnikprüfköpfe (Mitte) und Justierlaser des Ultraschallgoniometers "HUGO III" während einer Messung an einem quaderförmigen Probekörper (unten)

Ein hochauflösender Winkelscan im Bereich des Anregungswinkels der Rayleigh-Welle mit anschließender Bestimmung der Minima des Empfangssignals im interessierenden Frequenzbereich liefert die Dispersionskurve. Abbildung 2 zeigt beispielhaft die Änderung des HF-Signals in Abhängigkeit des Einschallwinkels und das zugehörige Spektrum, die winkel- und frequenzabhängige Darstellung der Signalintensität.

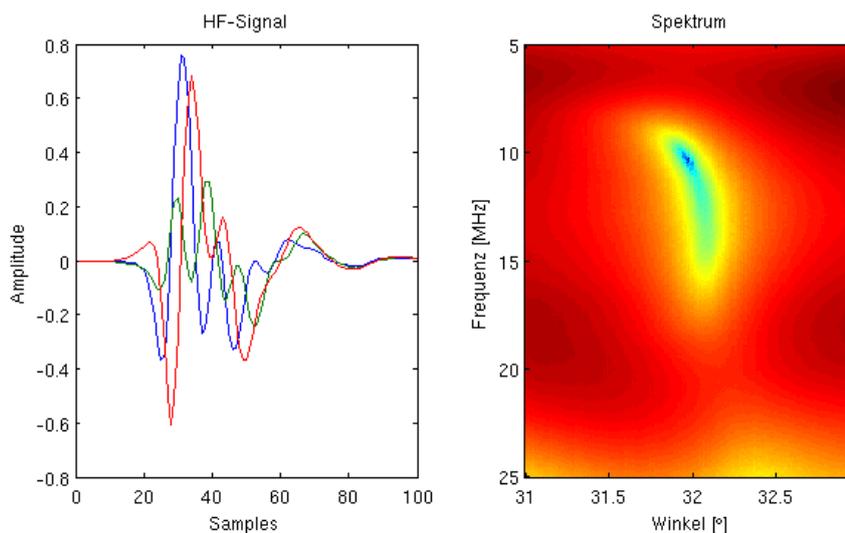


Abbildung 2. Ausschnitt aus einem HF-Datensatz eines Winkelscans an einer kugelgestrahlten IN718-Oberfläche (links) mit zugehörigem Spektrum (rechts)

4. Testkörper

Für die Messungen mit dem Ultraschallgoniometer wurde eine Auswahl von 6 Testkörpern herangezogen. Die aus IN718 und Ti 6-2-4-6 gefertigten quaderförmigen Proben weisen jeweils unterschiedlich behandelte Oberflächen auf. Eine Oberfläche wurde mit unterschiedlichen Intensitäten kugelgestrahlt, die gegenüberliegende Fläche wurde entweder gefräst oder geschliffen. Die Kugelstrahlintensität wird indirekt durch die Biegung eines in den Strahlprozess eingebrachten Almenstreifens gemessen und als Almenintensität bezeichnet. Die Angabe enthält sowohl die Bogenhöhe als Maß der Biegung als auch die Bezeichnung des verwendeten Almenstreifens, welche für die Dicke des Streifens steht (z.B. 0,1 mm A). Eine Übersicht der Testkörper und ihrer

Oberflächenbehandlung zeigt Tabelle 1. In Abbildung 3 ist ein für kugelgestrahlte Oberflächen charakteristisches Spannungsprofil dargestellt.

Tabelle 1. Auflistung der Probekörper

Probenbezeichnung	Oberfläche 1	Oberfläche 2
IN718 Probe 7	gestrahlt, 0,1 mm A	gefräst
IN718 Probe 9	gestrahlt, 0,2 mm A	geschliffen
Ti 6-2-4-6 Probe 2	gestrahlt, 0,1 mm A	gefräst
Ti 6-2-4-6 Probe 4	gestrahlt, 0,1 mm A	geschliffen
Ti 6-2-4-6 Probe 7	gestrahlt, 0,2 mm A	gefräst
Ti 6-2-4-6 Probe 11	gestrahlt, 0,2 mm A	geschliffen

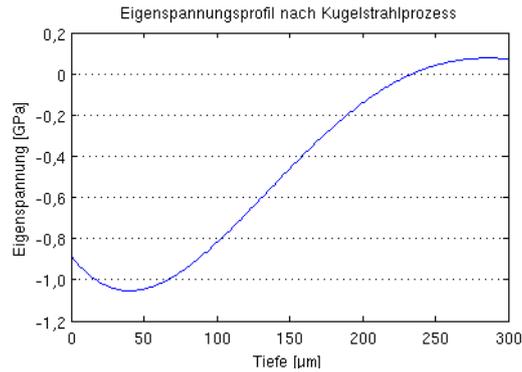


Abbildung 3. Der Verlauf des Spannungsprofils einer kugelgestrahlten Oberfläche mit zunächst hoher Druckeigenspannung, schnellem Abnehmen der Spannung und leichter Zugspannung in tieferen Bereichen

5. Experimentelle Ergebnisse

An diesen Testkörpern wurden an beiden Oberflächen Winkelscans mit einer Auflösung von maximal $0,01^\circ$ durchgeführt, aus welchen die Dispersionskurven bestimmt werden. Die digitale Abtastrate zur Aufzeichnung des HF-Signals beträgt maximal 200 MHz, der ausgewertete Frequenzbereich umfasst das Intervall von 5 MHz bis 25 MHz. Die Spektren (Abbildung 4-5) für die unterschiedlich behandelten IN718-Oberflächen zeigen einen deutlich erkennbaren Messeffekt. Die Lage der Minima "verformt" sich mit zunehmender Strahlintensität.

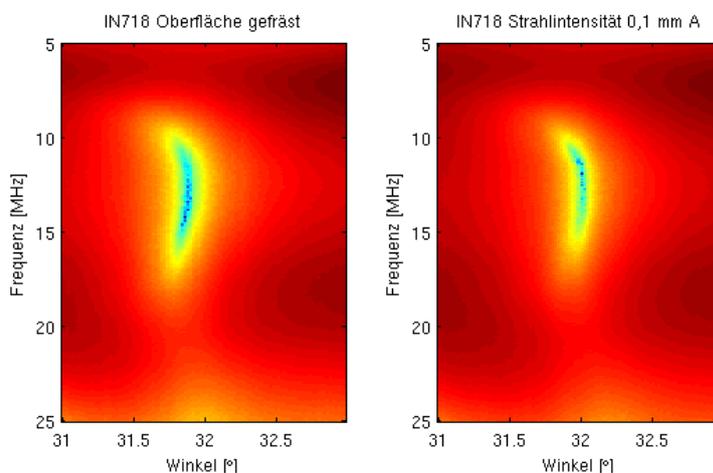


Abbildung 4. An IN718 Probe7 aufgenommene Spektren beider Oberflächen. Im ungestrahlten Fall (links) liegen die Intensitätsminima fast auf einer Geraden, während für eine Strahlintensität von 0,1 mm A (rechts) eine leichte Krümmung dieser Linie erkennbar ist.

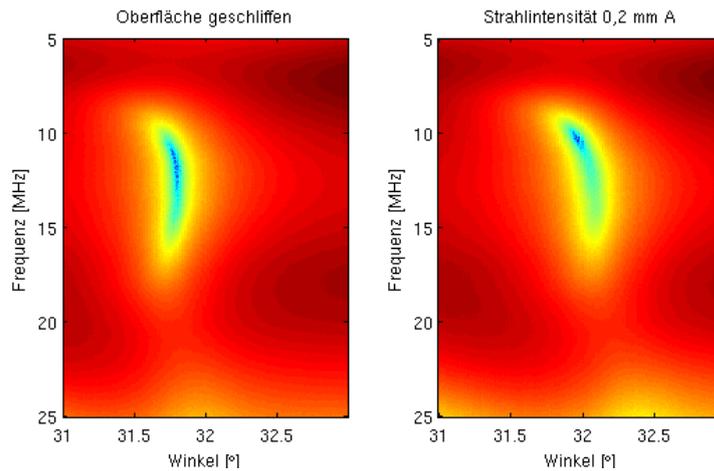


Abbildung 5. An IN718 Probe 9 aufgenommene Spektren beider Oberflächen. Im Vergleich zum ungestrahlten Fall (links) ändert sich für eine Strahlintensität von 0,2 mm A (rechts) die Orientierung der Intensitätsminima

Auch die nach Gleichung 7 berechneten Dispersionkurven (Abbildung 6) veranschaulichen den Einfluss der eingebrachten Spannungsprofile auf die Rayleigh-Wellen-Geschwindigkeit. Vor allem bei höheren Frequenzen ist eine deutliche Unterscheidung der als weitgehend spannungsfrei angenommenen ungestrahlten Oberflächen und der mit unterschiedlichen Intensitäten kugelgestrahlten Oberflächen möglich. Dies liegt an der Korrelation von Wellenlänge und Eindringtiefe der Welle, wodurch die hohen Frequenzen stärker von der maximalen Druckspannung beeinflusst werden als tiefe Frequenzen, welche auch Bereiche geringer Spannung erfassen (vgl. Abbildung 3).

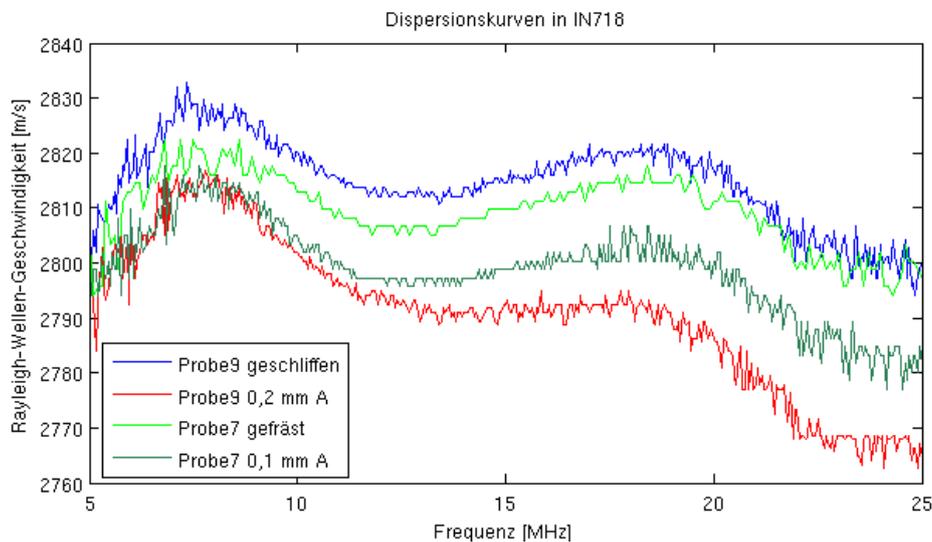


Abbildung 6. Aus den an IN718 Probe 7 und IN718 Probe 9 aufgenommenen Goniometerspektren berechnete Dispersionkurven .

In Abbildung 7 wird die relative Änderung der Rayleigh-Wellen-Geschwindigkeiten beider Probenoberflächen in Abhängigkeit von der Wellenlänge dargestellt. Bei einem Vergleich der relativen Geschwindigkeitsänderung mit dem in Abbildung 3 gezeigten Eigenspannungsprofil fällt auf, dass der Verlauf beider Kurven qualitativ übereinstimmt. Somit lassen sich aus den Geschwindigkeitsdaten Rückschlüsse auf den Spannungsverlauf im Material ziehen.

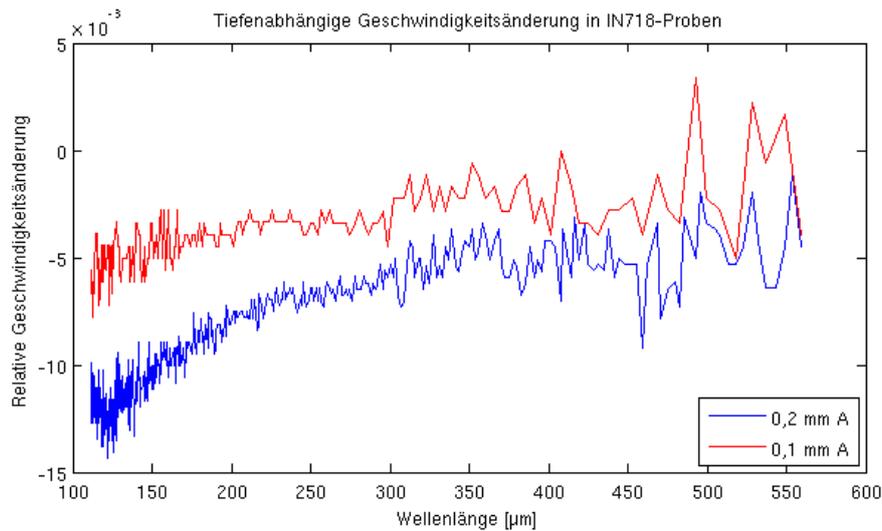


Abbildung 7. Relative Änderung der Rayleigh-Wellen-Geschwindigkeit auf IN718-Oberflächen mit unterschiedlicher Strahlintensität in Relation zur Wellenlänge.

Die Änderung der Rayleigh-Wellen-Geschwindigkeit für die Ti 6-2-4-6-Proben ist in Abbildung 8 dargestellt. Auch hier lassen sich die verschiedenen Spannungszustände unterscheiden und der Spannungsverlauf qualitativ nachvollziehen. An Oberflächen mit höherer Strahlintensität ist die Geschwindigkeitsänderung erwartungsgemäß ebenfalls größer. Die an Probe 4 erzielten Ergebnisse entsprechen nicht den von Druckeigenstressungen hervorgerufenen negativen Geschwindigkeitsänderungen und bedürfen daher weiterer Betrachtungen, sind jedoch der Vollständigkeit halber mit aufgeführt.

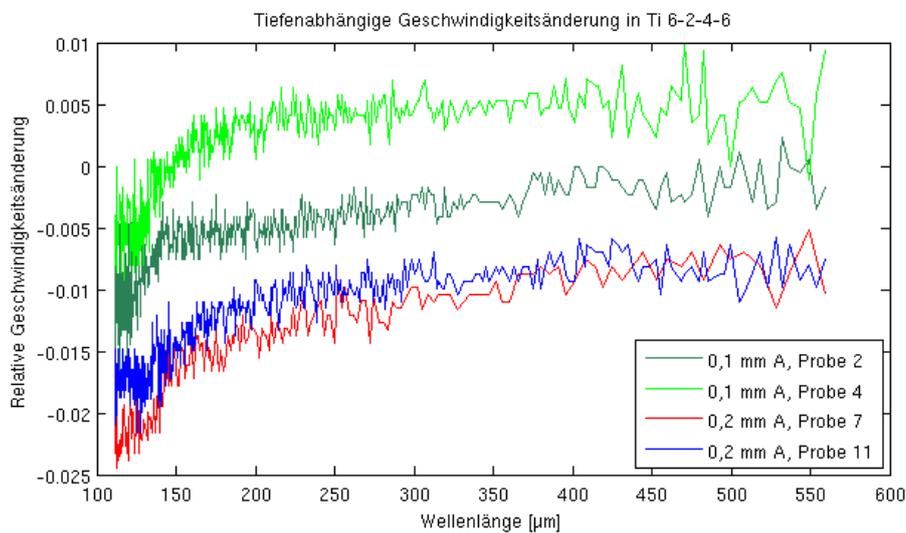


Abbildung 8. Relative Änderung der Rayleigh-Wellen-Geschwindigkeit auf Ti 6-2-4-6-Oberflächen mit unterschiedlicher Strahlintensität in Relation zur Wellenlänge.

6. Zusammenfassung und Ausblick

Die Ergebnisse der an den vorliegenden Proben durchgeführten Messungen belegen das Potential des Einsatzes von Rayleigh-Wellen zur Bestimmung von oberflächennahen Spannungen in den untersuchten Materialien. Für die Umrechnung der ermittelten Geschwindigkeitsänderungen in quantitative Spannungswerte nach dem vorgestellten

Verfahren [5] genügen die in vorangegangenen Untersuchungen [1] ermittelten akustoelastischen Konstanten der Volumenwellen. Die Resultate dieser Berechnungen werden im weiteren Verlauf unserer Untersuchungen veröffentlicht, da sie noch nicht vollständig vorliegen. Des Weiteren verfolgen wir einen Ansatz zur Simulation der Rayleigh-Wellen-Ausbreitung in inhomogenen Materialien mit Spannungsprofil und darauf aufbauend die Inversion des Modells als Weiterentwicklung unseres derzeitigen Ansatzes. Möglichkeiten zur Verbesserung der Ergebnisse sind auch auf dem Weg zur Berechnung der Dispersionskurven vorhanden. Eine Berücksichtigung der Temperaturabhängigkeit der Schallgeschwindigkeit in Wasser oder ein alternativer Weg zur Berechnung der Dispersionskurven, z.B. über Phasenverschiebungen in Rayleigh-Wellen mit unterschiedlichem Laufweg auf der Probe, sind hier zu erwähnen. Außerdem sollten, nach einer Anpassung des Messverfahrens nach oben genannten Gesichtspunkten, weitere Messungen zur Ermittlung von materialspezifischen Dispersionskurven an spannungsfreien Oberflächen und zur Untersuchung des Textureffektes bei den Ti 6-2-4-2-Proben durchgeführt werden.

Referenzen

- [1] S. Hubel, M. Spies, H. Rieder, A. Dillhöfer, J. Bamberg, R. Hessert, C. Preikszas; Grundlegende Untersuchungen zur Spannungsmessung mittels Ultraschall an Werkstoffen im Triebwerksbau; DGZfP Berichtsband 134-CD, Di.1.B.2 (2013)
- [2] E. Tanala, G. Bourse, M. Fremiot, J. F. De Belleval; Determination of Near Surface Residual Stresses on Welded Joints using Ultrasonic Methods; NDT&E International, Vol 28, No.2, pp. 83-88 (1995)
- [3] F. E. Schneider; Untersuchung der materialspezifischen Einflüsse und verfahrenstechnische Entwicklungen der Ultraschallverfahren zur Spannungsanalyse an Bauteilen; Dissertation, RWTH Aachen (1999)
- [4] F. Längler; Wissensbasierte Automatisierung und kontinuumsmechanische Erweiterung der Ultraschall-Eigenspannungsanalyse zur Beschreibung des Spannungszustands im gesamten Bauteil; Dissertation, Universität des Saarlandes, Saarbrücken (2007)
- [5] M. Duquennoy, M. Ouaftouh, M. Ourak, F. Jenot; Theoretical Determination of Rayleigh Wave Acoustoelastic Coefficients: Comparison with Experimental Values, Ultrasonics 39, pp. 575-583 (2002)
- [6] M. Rjijelka, M. Barth, S. Reinert, B. Koehler, J. Bamberg, H.-U. Baron; Third Order Elastic Constants and Rayleigh Wave Dispersion of Shot-Peened Aero-Engine Materials; AIP Conf. Proc. 1430, pp. 1430-1436 (2011)
- [7] D. Husson; A Perturbation Theory for the Acoustoelastic Effect of Surface Waves; Journal of Applied Physics 57 (5), pp. 1562-1568 (1985)
- [8] J.J. Ditri, D. Hongerholt; Stress Distribution Determination in Isotropic Materials via Inversion of Ultrasonic Rayleigh Wave Dispersion Data, International Journal of Solids and Structures, 33(17), pp. 2437-2451 (1996)
- [9] M. Barth, M. Küttner, B. Köhler, J. Bamberg, H.-U. Baron; Universal Ultrasonic Goniometer for Rayleigh- and Surface Skimming Longitudinal Wave Dispersion Measurements; AIP Conf. Proc. 1430, pp. 1873-1880 (2011)