

Untersuchungen zu Mechanismus und technischer Umsetzung der akustischen Thermographie

Dissertation

zur Erlangung des Grades des
Doktors der Ingenieurwissenschaften
der Naturwissenschaftlich-Technischen Fakultät III
Chemie, Pharmazie Bio- und Werkstoffwissenschaften
der Universität des Saarlandes

von Dipl.-Phys. Christian Homma,
geb. 01.10.1974 in München

Saarbrücken
2007

Tag des Kolloquiums: 20.07.2007

Dekan:	Prof. Dr. U. Müller
Vorsitzender:	Prof. Dr. H. Vehoff
Berichterstatter:	Prof. Dr. W. Arnold
	Prof. Dr. H. Bley
Akademischer Mitarbeiter:	Dr. G. Falk

Eidesstattliche Versicherung

Hiermit versichere ich an Eides statt, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe. Die aus anderen Quellen oder indirekt übernommenen Daten und Konzepte sind unter Angabe der Quelle gekennzeichnet. Die Arbeit wurde bisher weder im In- noch im Ausland in gleicher oder ähnlicher Form in einem Verfahren zur Erlangung eines akademischen Grades vorgelegt.

Vaterstetten, 30.07.2007

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde mit einem dafür neu entwickelten 3D-Laservibrometermesssystem gezeigt, dass die Erwärmung des rissfreien Bulk mit der lokalen Spannung im Material korreliert und durch die Dämpfung des Ultraschalls (innere Reibung) hervorgerufen wird. Für die Erwärmung von Rissen wurden neben der Dämpfung Reibung sowie plastische Verformung identifiziert. Die gemessene quadratische Abhängigkeit der Erwärmung von der lokalen Auslenkung des Prüfteils lässt sich im Bild der Reibung durch die zusätzliche Modulation der Normalkraft, die die Rissflanken aneinanderpresst, beschreiben. Wegen der kleinen Auslenkungen in den Bauteilen ist es notwendig, nicht von einem reinen Gleitreibungsfall, sondern vielmehr von einem stark von Haftreibung dominierten Modus auszugehen. Plastische Verformung wurde nur im Extremfall beobachtet. Zwar tritt an Rissspitzen eine lokale Spannungsüberhöhung auf, Rissspitzenverrundung und Rissschließen verhindern jedoch meist plastische Verformung und Risswachstum.

Für die technische Umsetzung wurden die allgemein verwendeten Systeme auf Basis von Ultraschallschweißanlagen genauer untersucht und deren Unzulänglichkeiten – insbesondere hinsichtlich der Reproduzierbarkeit – aufgezeigt und begründet. Auf diesen Ergebnissen aufbauend wurde eine neue Technik entwickelt, die durch einen abstimmbare Erreger erlaubt, die Lage der individuellen Eigenfrequenzen zu berücksichtigen und das Prüfteil resonant anzuregen. Auf diese Weise ließ sich außerdem die Effizienz steigern, da zum Erreichen derselben Auslenkungen des Prüfteils ein Piezoerreger mit geringerer Leistung genügt.

Schließlich wurden für eine technische Umsetzung notwendige Aspekte untersucht. Dazu gehören vor allem Methoden, die nicht automatisch gegebene Zerstörungsfreiheit zu charakterisieren und sicherzustellen. Daneben werden die Nachweisgrenzen, Techniken zur Aufbereitung der Infrarotdaten, die Gründe für das Auftreten von Fehlanzeigen sowie der Vergleich mit herkömmlichen ZfP-Methoden diskutiert.

Summary

In this thesis a newly developed 3D laser vibrometer system was used to show that the heating of the defect-free bulk correlates with the local stresses in the material and is caused by damping of the ultrasound. Two additional mechanisms that lead to crack heating were identified to be friction and plastic deformation. The measured quadratic relationship between heating and local displacements of the part is explained by an additional modulation of the normal force pressing the crack faces together. Due to the small displacements in the parts, it is necessary to think of a mechanism highly dominated by static rather than dynamic friction. Plastic deformation was only observed in rare occasions. Though at crack tips local stress concentration occurs, crack tip blunting as well as crack closure prevent plastic deformation and crack growth.

For the technical implementation commonly used systems based on ultrasonic welding equipment were investigated and their disadvantages—especially regarding reproducibility—were shown and explained. Based on these results a new technique has been developed, which uses a tunable exciter to take the individual eigen-modes of the specimen into account to perform a resonant excitation. That way also the efficiency could be enhanced, since an exciter with lower power is sufficient to gain the same displacements of the part.

Finally necessary aspects for a technical implementation were investigated. Of particular interest is to characterize and guarantee that the acoustic thermography is non-destructive. Besides, detection limits, post-processing techniques for the infrared data, causes for false calls and a comparison with conventional NDT methods are discussed.

Inhalt

1	Einführung in die akustische Thermographie	1
1.1	Stand der Forschung und aktuelle Fragestellungen	1
1.2	Akustische Thermographie mit Ultraschallschweißsystemen	4
2	Vibrationsanalyse zur Untersuchung der Ultraschallschwingungen	7
2.1	Resonanzanalyse, Prüfteilspektren	8
2.1.1	Spektrenbestimmung über Deltapuls-Anregung	8
2.1.2	Spektrenbestimmung über Sweep/Chirp	9
2.2	Abhängigkeit der Spektren von äußeren Parametern	11
2.2.1	Einspannbedingungen	11
2.2.2	Temperatur	13
2.3	Messung von Betriebsschwingformen	13
2.3.1	Definition und Messaufbau	13
2.3.2	Bestimmung von Betriebsschwingformen unter Verwendung von Frequenzantwortfunktionen	16
2.3.3	Bestimmung von Betriebsschwingformen mit Lock-In Technik	17
2.3.4	Datenglättung und Dehnungsberechnung	22
2.3.5	Beeinflussung der Betriebsschwingformen durch Risse	24
2.3.6	Dreidimensionale Messung von Einschwingvorgängen	25
2.3.7	Weitere Ergebnisse	29
3	Theorie der Plattenwellen im Ultraschallbereich	33
3.1	Dehnung und Spannung	33
3.2	Bestimmung der Auslenkung	34
3.3	Transversalwelle	35
3.4	Dehnungen in antisymmetrischen und symmetrischen Transversalwellen	36
3.4.1	Antisymmetrische Biegewelle	36
3.4.2	Symmetrische Transversalwelle	37
3.5	Abschätzung der Wellenlänge in einer Platte	38
3.6	Bestimmung In-Plane-Dehnungen aus Out-of-Plane-Auslenkungen . .	38
4	Technische Umsetzung der akustischen Thermographie	45
4.1	Vor- und Nachteile der Verwendung von Ultraschallschweißsystemen .	45
4.1.1	Einfluss von Parameteränderungen	45
4.1.2	Wiederholbarkeit und Teil-zu-Teil-Reproduzierbarkeit	48
4.1.3	Zusammenfassung und Konsequenz	52
4.2	Akustische Thermographie mit abstimmbaren Piezoerregern	53
4.2.1	Aufbau des Ultraschallanregungssystems	53

4.2.2	Ergebnisse	54
4.2.3	Vor- und Nachteile der adaptiven Anregung	56
4.3	Andere alternative Anregungsmöglichkeiten	57
5	Untersuchungen zur Zerstörungsfreiheit	59
5.1	Spannungsüberhöhung an Unstetigkeiten	59
5.1.1	Spannungskonzentration an Bohrungen und Schlitzen	59
5.1.2	Spannungsintensität an Rissen	62
5.1.3	Abschätzung der Größe der plastischen Zone	65
5.2	Eigenspannungen am Riss, Riss schließen	67
5.3	Ermüdungsschädigung	69
5.4	Risswachstum	69
5.5	Rissmorphologie	70
5.5.1	Linearität	70
5.5.2	Rauigkeit	71
5.6	Abschätzung der Zerstörungsfreiheit	71
5.6.1	Schädigung zuvor intakter Prüfteile	72
5.6.2	Weitere Schädigung schon geschädigter Bauteile (Risswachstum)	74
5.6.3	Veränderung der Rissmorphologie	75
6	Weitere technische Aspekte der akustischen Thermographie	77
6.1	Nachweisgrenzen	77
6.1.1	Defektgröße	77
6.1.2	Distanz des Defekts von der Einkoppelstelle	78
6.2	Fehlanzeigen	80
6.2.1	Fehlanzeigen durch Grate und Rückstände	80
6.2.2	Interferenzeffekte durch Wellenausbreitung	80
6.3	Datenaufbereitung	81
6.3.1	Mittelung	82
6.3.2	Lock-In-Auswertung	82
6.3.3	Puls-Phasen-Analyse	83
6.3.4	Fit mit Referenzfunktionen	83
6.4	Vergleich mit anderen Methoden	85
6.4.1	Überblick	85
6.4.2	Vergleich mit der Eindringprüfung	85
6.4.3	Vergleich mit Blitzthermographie	86
6.4.4	Vergleich mit Induktionsthermographie	88
7	Mechanismen der Bulk- und Defekterwärmung	91
7.1	Korrelation zwischen thermischem Signal und Vibration	92
7.1.1	Abhängigkeit der Erwärmung von der Vibrationsamplitude	92
7.1.2	Abhängigkeit der Erwärmung von der Betriebsschwingform	93
7.1.3	Abhängigkeit der Erwärmung von der Normalkraft am Riss	97
7.1.4	Abhängigkeit der Erwärmung von der lokalen Rauigkeit	98
7.2	Diskussion verschiedener Mechanismen	98
7.2.1	Thermoelastischer Effekt	99
7.2.2	Dämpfung	100
7.2.3	Reibung	110

7.2.4	Plastische Verformung	113
7.2.5	Schlussfolgerung	115
8	Zusammenfassung und Ausblick	117
A	Anhang	121
A.1	Die wichtigsten verwendeten Größen	121
B	Wärmeleitung in Festkörpern	123
B.1	Mechanismen des Wärmetransports	123
B.1.1	Wärmestrahlung	123
B.1.2	Wärmeleitung	123
B.1.3	Wärmeströmung (Konvektion)	124
B.2	Lösung der Wärmeleitungsgleichung für spezielle Geometrien	125
B.2.1	Punktquelle im unendlichen Körper	125
B.2.2	Punktquelle in halbumendlichem Körper	126
B.2.3	Linien- und Flächenquellen in halbumendlichem Körper	126
B.3	Messung von Infrarotstrahlung	127
B.3.1	Infrarotkameras	127
B.3.2	Alternative Methoden	127
B.4	Vergleich der theoretischen Modelle mit Messungen	128
C	Einige Verfahren der zerstörungsfreien Prüfung	131
C.1	Nicht-thermographische Verfahren	131
C.2	Thermographische Verfahren	132
C.2.1	Blitzthermographie	133
C.2.2	Heißluftthermographie	133
C.2.3	Induktionsthermographie	134
D	Aufbau einer Gasturbine	135
	Literaturverzeichnis	137
	Danksagung	151

Die drei Axiome der ZfP

1. *Jedes Material hat Fehler.*
2. *Fehler in einem Material machen es nicht notwendigerweise unbrauchbar für den ihm bestimmten Zweck.*
3. *Die Detektierbarkeit eines Fehlers wächst im allgemeinen mit der Größe.*

[YS85, S. 1516]

Kapitel 1

Einführung in die akustische Thermographie

1.1 Stand der Forschung und aktuelle Fragestellungen

Die akustische Thermographie wurde Ende der 70er Jahre am Virginia Polytechnic Institute and State University von Edmund Hennecke et al. [HRS79, HRSR82] unter dem Namen *Vibrothermography* entwickelt und gehört zu den Verfahren der zerstörungsfreien Prüfung (ZfP)¹.

Insbesondere die neueren Entwicklungen auf dem Gebiet der Infrarotkameras führten in den letzten Jahren zum Aufgreifen dieser Technik durch verschiedene Arbeitsgruppen, was in der Folge zu zahlreichen unterschiedlichen Bezeichnungen in der Literatur geführt hat:

- Acoustic Thermography [HFT03], [HRBS06], [RH05]
- Elastic-wave-activated thermography [BDZ01], [DZB02]
- Sonic IR [CKR06], [MS04], [Mil01]
- Thermal vibration method [SC02]
- Thermosonic (activation) [DR03], [Han03], [MCB⁺05], [PD03]
- Ultrasound excited thermography [ZRDB03]
- Ultrasonic infrared thermography [HMZ⁺04]
- VibroIR [BM04]
- Vibrothermography [Fis87], [HRS79], [HRSR82], [HR81], [RWB96], [RHS80], [SAL04]

Im Rahmen dieser Arbeit wird der Begriff *akustische Thermographie* verwendet.² Durch ihre Anwendung können vor allem Oberflächen- und verdeckte Risse sowie

¹Vgl. Anhang C ab Seite 131 für eine Übersicht anderer gebräuchlicher Verfahren

²Daneben existiert eine weitere Technik, die die Bezeichnung „Acoustic Thermography“ [Pas92] bzw. „Acoustothermography“ [PAI96] trägt, aber mit der Thematik dieser Arbeit nichts zu tun hat. Gemeint ist damit vielmehr die (passive) Messung der Temperatur in biologischen Objekten durch Auswertung der aufgrund der thermischen atomaren Bewegung emittierten akustischen Strahlung.

Delaminationen (Schichtablösungen) im Prüfteil nachgewiesen werden. Während der Prüfung wird das Bauteil dazu mit einem kurzen leistungsstarken Ultraschallpuls angeregt, wobei die Frequenzen meist im Bereich von 20–40 kHz liegen. Die verwendeten elektrischen Leistungen des Ultraschalltransducers betragen dabei einige hundert Watt bis einige kW, und die Anregungszeit liegt in der Größenordnung von einer Sekunde. Während dieser Zeit breitet sich die Ultraschallwelle im Prüfteil aus und führt zu Vibrationen mit Auslenkungen im μm -Bereich, was Dehnungen in der Größenordnung von 10^{-4} entspricht.

Dabei kommt es vor allem an Defekten zu einer lokalen Erwärmung. Die resultierende Oberflächenerwärmung kann dann mit Hilfe einer Wärmebildkamera (Infrarotkamera) nachgewiesen werden³. Falls der Ort der Wärmeentstehung unter der Oberfläche liegt, ist die Zeitspanne, die vergeht, bis die Wärme die Oberfläche erreicht hat und damit für die Kamera detektierbar wird, ein charakteristisches Maß für die Tiefe des Defekts. Insbesondere sind Defekte unter einer Beschichtung nachweisbar, wo etwa die traditionelle Farbeindringprüfung versagt.

Die Vielfältigkeit der Einsatzgebiete der akustischen Thermographie zeigt sich an ihrer Verwendung an geschweißten Verbindungen [BM04], NASA-Shuttle-Panels aus verschiedenen Kompositmaterialien [BM04], kohlefaserverstärktem Siliziumkarbid (C/C-SiC) [BDZ01], anderen Kompositstrukturen [DZB02, FHO⁺00], Stringerstrukturen [BDZ01], Keramiken [Mil01], Siliziumwafern [RBR04], Solarzellen [RBR04] und sogar Zähnen [HFT01].

Dennoch sind viele dieser Experimente nicht über das Versuchsstadium hinausgekommen. Zwar gibt es mittlerweile Firmen, die Prüfsysteme auf Basis der akustischen Thermographie anbieten (etwa Automation Technology [URL07a], e/de/vis [URL07b], Thermosensorik [URL07d], Thermal Wave Imaging [URL07e]), doch sind viele grundlegende Fragen, wie etwa die der Teil-zu-Teil-Reproduzierbarkeit, der Nachweisempfindlichkeit oder der Möglichkeit, die während der Ultraschallapplikation auftretenden Materialbelastungen quantitativ zu erfassen, bisher gar nicht oder nur ansatzweise erforscht. Im Gegensatz zu anderen ZfP-Methoden ist die akustische Thermographie nämlich nicht a priori zerstörungsfrei, bei zu starker Vibration können Materialschädigung oder Risswachstum [CKR06] auftreten.

Ein weiterer offener Punkt ist der Mechanismus der Wärmeerzeugung, der dazu führt, dass sich Defekte wie Risse und Delaminationen erwärmen und Bulkerwärmungseffekte – zum Beispiel an Kunststoffen – auch ohne Defekte beobachtet werden können [RWB96]. Es sind viele mögliche Mechanismen hierfür diskutiert worden [RHS80], doch ist ein vollständiges Verständnis bisher noch nicht gelungen.

In dieser Arbeit untersuchte Fragestellungen

In dieser Arbeit werden zwei Schwerpunkte gesetzt: Einerseits sollen die Aspekte, die die technische Umsetzung betreffen, eingehend untersucht werden, andererseits die Mechanismen, die zur Erwärmung führen.

Da bisher in der Praxis aufgrund der einfachen Anwendbarkeit fast ausschließlich Messsysteme auf Basis von Ultraschallschweißanlagen eingesetzt werden, wird im

³In den meisten Fällen wird das Objekt im Infraroten undurchsichtig sein, so dass die Kamera lediglich die Temperatur der Objektoberfläche erfasst. Für teiltransparente Materialien muss der Effekt berücksichtigt werden, dass die Kamera einen integralen Wert der Wärme über eine gewisse Eindringtiefe misst.

Folgenden zunächst eine kurze Einführung in die akustische Thermographie mit dieser Technik gegeben (Abschnitt 1.2).

Für die Untersuchung des Mechanismus und der technische Umsetzung sind Informationen über die Schwingung der Prüfteile während der Ultraschallapplikation nötig. Aus diesem Grund wird im Rahmen dieser Arbeit ein 3D-Laservibrometer-Messsystem entwickelt, das eine flächige Messung der Vibration der Prüfteile in allen Raumrichtungen ermöglicht. Oft ist allerdings auch die Kenntnis des Spektrums ausreichend, um die Lage der Resonanzen zu bestimmen. Abschnitt 2 enthält die theoretischen und experimentellen Grundlagen dazu.

Für hinreichend plane Geometrien – etwa Turbinenschaufelblätter – werden analytischen Modelle für Plattenwellen erarbeitet, die es ermöglichen, auch aus den wesentlich einfacher zu gewinnenden eindimensionalen Vibrationsdaten dreidimensionale Aussagen zu den auftretenden Materialspannungen zu machen (Abschnitt 3).

Mit diesen Grundlagen wird die technische Umsetzung der akustischen Thermographie in Abschnitt 4 diskutiert. Da für die meisten Publikationen bisher als Prüfteile lediglich rissbehaftete Einzelstücke verwendet wurden, um die prinzipielle Anwendbarkeit der akustischen Thermographie zu zeigen, ist der Punkt der Teil-zu-Teil-Reproduzierbarkeit bei Reihmessungen praktisch nicht untersucht worden. Zwar gibt es vereinzelt Versuche, Auswirkungen der Variation von Anregungsparametern zu ermitteln (etwa [PD03]), doch blieb es bei phänomenologischen Ansätzen. Mit Hilfe der Vibrationsmessung ist hier ein wesentlich besserer Ansatz möglich.

Es zeigt sich, dass durch die Studie des Resonanzverhaltens der einzelnen Prüfteile nicht nur die Ergebnisse der Reproduzierbarkeitsuntersuchungen schlüssig erklärt werden können, sondern sich auch unmittelbar Ideen zur Verbesserung ableiten lassen. Die in dieser Arbeit neu entwickelte Methode verwendet abstimmbare Piezoerreger zur resonanten Anregung der Prüfteile. Aufgrund der damit verbesserten Stabilität der Anregung kann mit diesem System auch der Mechanismus der Wärmeentstehung wesentlich besser untersucht werden.

Bei zu hohen Vibrationsamplituden können die lokalen Materialspannungen die Fließgrenze überschreiten, wodurch das Prüfteil geschädigt wird. Da Zerstörungsfreiheit der essentielle Gesichtspunkt der ZfP und zugleich problematischer Aspekt der akustischen Thermographie ist, wird ihr ein eigenes Kapitel gewidmet (Abschnitt 5). Schließlich folgen weitere technischen Aspekte, die bisher noch gar nicht oder wenig untersucht worden sind (Abschnitt 6).

Abgeschlossen wird die Arbeit durch ein Kapitel, das die Untersuchungen zu den Mechanismen der Erwärmung bei der akustischen Thermographie bündelt (Abschnitt 7). Die Grundlage hierfür, nämlich die Kenntnis über die Schwingung der Prüfteile während der Ultraschallapplikation wird sowohl mit dem oben erwähnten Laservibrometermesssystem als auch ergänzend durch Finite-Elemente-Modellierung gebildet. Aus diesen Daten lassen sich lokale Dehnungen ermitteln, die mit den Infrarotbildern korreliert und schließlich mit den möglichen physikalischen Mechanismen verglichen werden können. Hier werden neben dem Mechanismus der Reibung auch andere dissipative Effekte berücksichtigt werden, wie etwa die Erwärmung durch Dämpfung oder lokales Fließen.

Auf der anderen Seite können mit dem Vibrometermesssystem aber auch die Bewegungen von Rissufern in allen Raumrichtungen erfasst werden. Dies soll klären, wie sich die lokalen Schwingungsmoden auf die Risserwärmung auswirken.

1.2 Akustische Thermographie mit Ultraschallschweißsystemen

Zur Erzeugung hoher Schalleistungen werden für die akustische Thermographie häufig Systeme auf Basis von Ultraschallschweißanlagen für Kunststoffschweißprozesse eingesetzt, etwa von den Anbietern Branson, Rinco, Telsonic, KLN oder anderen. Mit diesen Anlagen werden Kunststoffteile durch Ultraschallenergie erwärmt und mittels Druck verschweißt [Str95, GF94]. Neben den stationären Geräten gibt es auch Handschweißpistolen, die einen mobilen Einsatz ermöglichen.

Die Vorteile sind die Verwendung fertigungserprobter Komponenten sowie die hohe zur Verfügung stehende Leistung (bis mehrere kW elektrischer Leistung). Mit einem solchen Aufbau lassen sich bereits mit relativ geringem technischen Aufwand brauchbare Ergebnisse erzielen, allerdings ist die Reproduzierbarkeit bei Reihenuntersuchungen – wie sich herausstellen wird – relativ schlecht und die Effizienz aufgrund der nicht-resonanten Anregung gering.

Aufbau des Ultraschallanregungssystems

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine Branson 2000 aef Ultraschallschweißanlage verwendet (siehe Tabelle 1.1).

Generator	Branson 2000 f
Vorschubeinheit	Branson 2000 aef
Konverter	CJ-20
Arbeitsfrequenz	20 000 Hz
Frequenzbereich	19 550–20 450 Hz
Elektrische Leistung	3 000 W

Tabelle 1.1: Spezifikationen des verwendeten Ultraschallschweißgeräts

Das System besteht aus dem Generator 2000 f und der Schweißpresse mit pneumatischer Vorschubeinheit 2000 ae (Abbildung 1.1). Kernstück der Vorschubeinheit ist der Konverter, ein resonant schwingender Piezoerreger, der über den sogenannten Booster mit der Sonotrode verbunden ist, die schließlich das Bauteil kontaktiert. Booster und Sonotrode dienen zur mechanischen Änderung (meist Verstärkung) der Ultraschallamplitude. Als Material werden wegen der geringen Ultraschalldämpfung und hohen Wecheldruckbelastung oft Titanlegierungen verwendet [Bra90]. Üblicherweise werden Booster mit mechanischen Transformationen von 1:0,5 (abschwächend) bis 1:2 (verstärkend) eingesetzt. Außerdem dient die Mittelebene des als $\lambda/2$ -Schwingers ausgelegten Boosters dazu, den gesamten Stack mechanisch in der Vorschubeinheit zu fixieren, da sie einen Schwingungsknoten darstellt.

Die Sonotroden werden in unterschiedlichen Formen hergestellt, angepasst an gewünschte Amplitude, Größe und Form des zu schweißenden Bauteils [Nep58, Mer57]. Abbildung 1.2 zeigt schematisch die wichtigsten Sonotrodenformen mit Vibrationsgeschwindigkeits- und Materialspannungsverlauf über die Länge.

Die Längen variieren je nach Form, betragen aber etwa $\lambda/2$ (nur für eine nicht verstärkende 1:1-Zylindersonotrode wäre die Länge exakt $\lambda/2$). Stufensonotroden bieten bei geringen Kosten hohe Verstärkungsfaktoren, verschleifen aber schneller



Abbildung 1.1: Foto der verwendeten modifizierten Ultraschallschweißanlage von Branson. Links: Gesamtansicht, auf der Schaufel befinden sich Aufkleber aus Retrofolie zur Verbesserung des Laservibrometersignals, rechts: Detailansicht der Vorschubeinheit mit Sonotrode, die durch Bohrung des Tisches stößt.

aufgrund der ungleichmäßigen Querschnittreduktion (hohe Spannungen an der Stufe, vgl. Abbildung 1.2 rechts).

Im Rahmen dieser Arbeit wurden katenoidenförmige und Stufensonotroden verwendet, deren Kontaktflächen 50–80 mm² betragen. Bei Anpresskräften zwischen 300 und 1000 N erhält man Kontaktdrücke von etwa 4 bis 20 MPa. Die Amplituden am Sonotrodenende betragen typischerweise rund 50 µm.

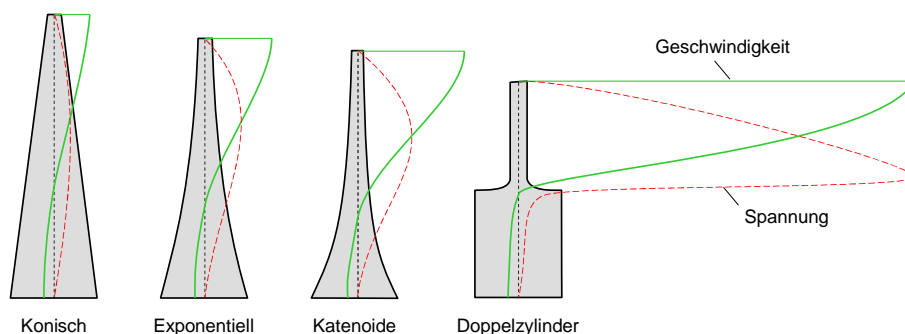


Abbildung 1.2: Die häufigsten Sonotrodentypen mit dem Verlauf der Geschwindigkeit (grün durchgezogen) und der Spannung (rot gestrichelt); das Verhältnis der Durchmesser der beiden Sonotrodenenden betrug jeweils 6:1 (nach [Nep60]).

Eine Eigenheit der Schweißgeneratoren ist ihre Fähigkeit zur begrenzten Frequenzanpassung. Da die Resonanz des Stacks von den Umgebungsbedingungen (z.B. Temperatur) und Schweißparametern abhängt, ist eine automatische Frequenzrege-

lung eingebaut, um während des Schweißvorgangs eine hohe Amplitudenkonstanz und optimale Energieumsetzung zu gewährleisten. Die maximale Frequenzbandbreite beträgt im Falle des Branson 2000f: $\Delta f_B = 900$ Hz.

Um von allen Seiten Zugang zu den Prüfobjekten zu haben, wurde die Schweißpresse auf dem Kopf stehend unterhalb eines Tisches aufgebaut, so dass die Sonotrode durch eine Bohrung in der Tischplatte nach oben geschoben wird, wo sie auf die Unterseite des Prüfteils trifft (Abbildung 1.1). Turbinenschaufeln werden mit einer speziellen pneumatischen Halterung am Fuß fixiert (Abbildung 1.3 links, vgl. Anhang D, S. 135), komplexer geformte Teile wie etwa Turbinenleitschaufeln mit einer Klemmhalterung (Abbildung 1.3 rechts).

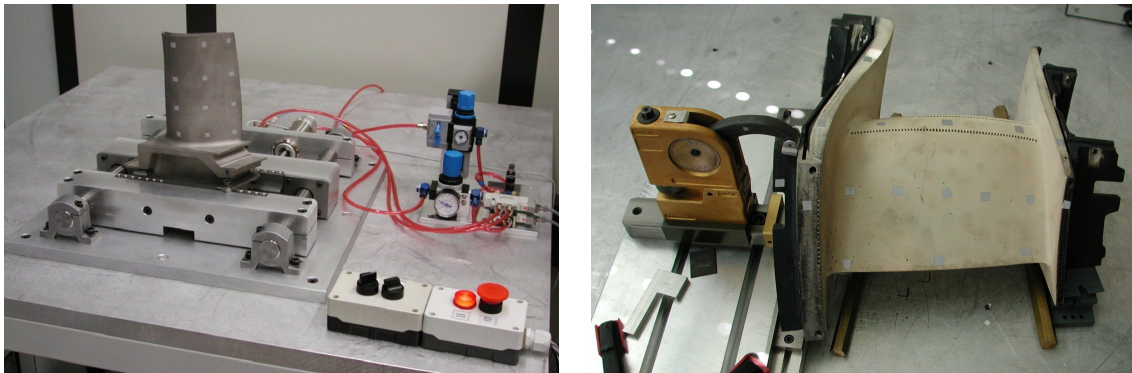


Abbildung 1.3: Für die akustische Thermographie entwickelte Halterungen. Links: Pneumatische Universalhalterung für Turbinen(schafel) mit Tannenbaumstruktur des Fußes, rechts: Spezialhalterung für komplexer geformte Teile, hier Turbinenleitschaufel.

Typisches Ergebnis

Abbildung 1.4 zeigt beispielhaft Wärmebilder, die während der Prüfung einer Gasturbinenschaufel mit akustischer Thermographie gewonnen wurden. Deutlich ist der einzige Riss im Schaufelfuß (Pfeil) erkennbar, während sich die übrige Schaufel nicht erwärmt. Die Bilder wurden mit einer Falschfarbendarstellung versehen, in der die Farben Rot-Gelb-Weiß steigender Erwärmung entsprechen.

Die Anregungszeit betrug 1 s, wobei der Riss schon nach 40 ms deutlich erkennbar ist (2. Bild von links). Mit fortschreitender Zeit wird er aufgrund des lateralen Wärmefflusses immer unschärfer. Das letzte Bild zeigt die Schaufel eine Sekunde nach Abschalten der Anregung. Hier ist an Stelle des Risses nur noch ein verschwommener Bereich erkennbar.

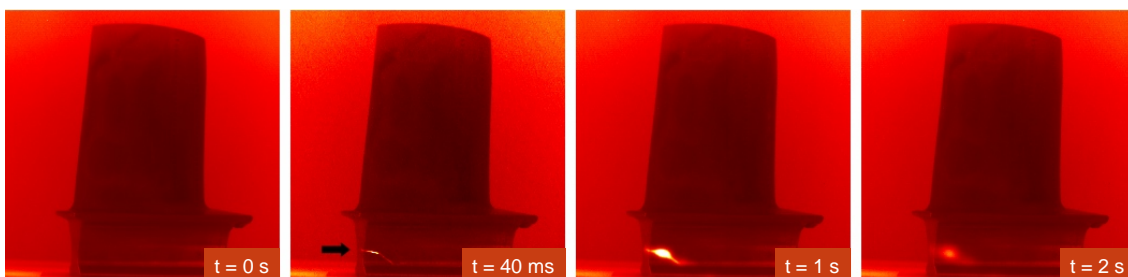


Abbildung 1.4: Prüfung einer Gasturbinenschaufel mit der akustischen Thermographie. Die Schaufel besitzt einen künstlich erzeugten Ermüdungsriß im Schaufelfuß (Pfeil).

Kapitel 2

Vibrationsanalyse zur Untersuchung der Ultraschallschwingungen

Um ein tieferes Verständnis der akustischen Thermographie zu gewinnen und insbesondere die Zerstörungsfreiheit und Reproduzierbarkeit charakterisieren zu können, muss die Antwort des Prüfobjekts auf die externe Ultraschallanregung untersucht werden. Für die akustische Thermographie mit abstimmbaren Erregern, die sich zur Effizienzsteigerung die resonante Anregung der Prüfteile zunutze macht, ist es außerdem nötig, die Spektren der Prüfteile zu bestimmen. Schließlich können aus den flächenhaft gemessenen Betriebsschwingformen Korrelationen zwischen der Schwingung und der Erwärmung abgeleitet werden. In diesem Kapitel werden dazu die theoretischen Grundlagen erarbeitet und ein Messsystem zur Bestimmung von 3D-Dehnungsdaten vorgestellt.

Zur Messung von Schwingungen werden häufig Beschleunigungsaufnehmer oder Wirbelstromsensoren verwendet. Die Nachteile liegen hier in der berührenden Messung bzw. dem geringen Arbeitsabstand. Auch die Verwendung von Mikrofonen ist möglich, hier wirken sich allerdings die Interferenzen im Schallfeld und die Empfindlichkeit gegen Fremdgeräusche negativ aus.

Mit Laservibrometern hingegen erreicht man die berührungslose Messung von Oberflächenvibrationen bis weit in den Ultraschallbereich hinein. Neben den einfachen Einpunktvibrometern gibt es auch abtastende Scanning Vibrometer sowie differenzielle 2-Punkt- und 3D-Messköpfe. Das analoge Ausgangssignal des Vibrometers ist proportional zur Geschwindigkeit mit der sich der erfasste Oberflächenausschnitt des Objekts bewegt. Die Umrechnung der Scheitelwerte von Auslenkung u_0 , Geschwindigkeit (Schallschnelle) v_0 und Beschleunigung a_0 erfolgt für eine harmonische Schwingung der Frequenz $f = \omega/(2\pi)$,

$$v(t) = v_0 \cos(\omega t), \quad (2.1)$$

über

$$u_0 = \omega^{-1} v_0 \quad (2.2)$$

$$a_0 = \omega v_0 \quad (2.3)$$

In dieser Arbeit wurden ein Polytec 1D-Scanning- sowie ein Polytec 3D-CLV-300-Laservibrometer verwendet. Beide arbeiten nach dem Heterodynprinzip und können neben dem Betrag auch das Vorzeichen der Vibration bestimmen¹.

Üblicherweise wird das Vibrometer so ausgerichtet, dass dessen Achse senkrecht auf der Oberfläche des zu messenden Objekts steht. Außerdem wird die gebräuchliche Notation verwendet, nach der die auf dem Prüfteil senkrecht stehende Polarisationsrichtung der Schwingung (Out-of-Plane-Komponente) mit z und die beiden horizontalen und vertikalen Komponenten der Oberfläche (In-Plane-Komponenten) mit x bzw. y bezeichnet werden (Abbildung 2.1). Während das 1D-Vibrometer lediglich die Komponente v_z messen kann, liegt mit dem 3D-Vibrometer der komplette Vektor $\vec{v} = (v_x, v_y, v_z)$ vor.

Beim 3D-Kopf erfolgt die Messung über drei Laserstrahlen, die auf einen Punkt (Durchmesser rund 80 μm) fokussiert werden. Durch den festen Winkel der einzelnen Teilstrahlen zueinander ist der Arbeitsabstand automatisch auf die Brennweite der verwendeten Linse (hier 150 mm) fixiert, was eine gewisse Einschränkung in der Anwendung darstellt. Zur Verbesserung des Signal-Rausch-Verhältnisses wird außerdem meist eine Retrofolie auf das Bauteil geklebt, die die zurückgestreute Intensität erhöht.

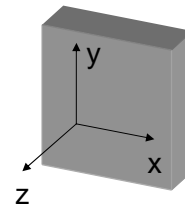


Abbildung 2.1: Koordinatensystem des Laservibrometermesssystems. die z -Komponente (Out-of-Plane) steht senkrecht auf der Oberfläche, die x - und y -Achse spannen die Lotebene dazu auf und bilden die beiden horizontalen und vertikalen In-Plane-Anteile.

2.1 Resonanzanalyse, Prüfteilspektren

Die Bestimmung von Resonanzen ist immer dann nötig, wenn eine effiziente Anregung (hohe Auslenkung bei geringer Erregerleistung) und eine stabile Schwingungsform des Prüfteils erreicht werden soll. Im folgenden werden die wichtigsten Konzepte zur Bestimmung von Spektren erläutert.

2.1.1 Spektrenbestimmung über Deltapuls-Anregung

Die einfachste Möglichkeit, die Spektren zu bestimmen, ist durch eine simple Deltaerregung, die näherungsweise durch einen Hammerschlag erfolgen kann. Im Experiment wird die Anregung durch einen kurzen Schlag der Dauer T mit einem Hämmerchen geringer Masse ($m < 10$ g) erreicht. Die Anregung entspricht dann einem Rechteckpuls $x(t)$,

$$x(t) = \frac{1}{T} (\Theta(t) - \Theta(t - T)) \quad (2.4)$$

¹Für eine genauere technische Beschreibung sei auf die Website von Polytec (<http://www.polytec.com>) oder [Her05] verwiesen

mit der Heaviside-Funktion $\Theta(t)$:

$$\Theta(t) := \begin{cases} 0 & \text{für } t < 0 \\ 1 & \text{für } t \geq 0. \end{cases} \quad (2.5)$$

Für beliebig kurze Zeiten konvergiert die Anregung gegen einen δ -Puls:

$$\lim_{T \rightarrow 0} x(t) = \delta(t). \quad (2.6)$$

Die Fourier-Transformierte und damit das Frequenzspektrum der Anregung gemäß (2.4) hat folgende Gestalt:

$$X(f) := \mathcal{F}(x(t)) = -\frac{i}{(2\pi)^{3/2} f T} (e^{2\pi i f T} - 1). \quad (2.7)$$

Je kürzer die Kontaktzeit, desto höhere Frequenzen können erreicht werden. Für beliebig kurze Zeiten (also einen echten δ -Puls) erhält man

$$\lim_{T \rightarrow 0} X(f) = \lim_{T \rightarrow 0} |X(f)| = \mathcal{F}(\delta(t)) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}}, \quad (2.8)$$

das heißt eine konstante Anregung im gesamten Frequenzbereich.

In realen Situationen können Frequenzen bis zur ersten Nullstelle von (2.7) genutzt werden. Da für $f \rightarrow 0$ $X(f)$ gegen $(2\pi)^{-1/2}$ geht,

$$\lim_{f \rightarrow 0} X(f) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}}, \quad (2.9)$$

sind die Nullstellen für $f > 0$ durch den Exponentialfaktor vollständig bestimmt:

$$X(f)|_{f>0} = 0 \quad \xrightarrow{f>0} \quad e^{2\pi i f T} - 1 = 0. \quad (2.10)$$

Dies ist erfüllt für

$$f = \frac{n}{T} \quad n \in \mathbb{N} \setminus \{0\}. \quad (2.11)$$

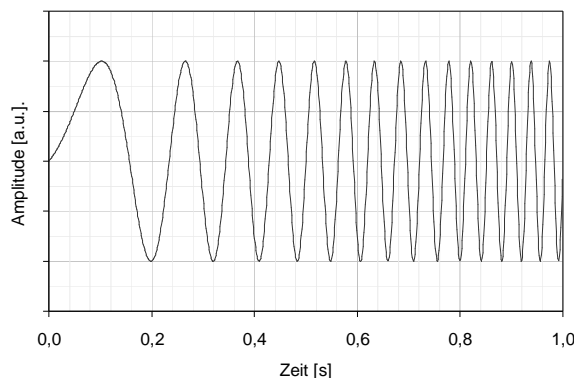
Die erste Nullstelle liegt also bei $1/T$, was bedeutet, dass für Frequenzen bis $f = 10$ kHz ein Puls von weniger als 0,1 ms Dauer nötig ist. In der Praxis lässt sich dies durch kleine Hammermassen gerade erreichen, die Anregung von hohen Frequenzen (> 20 kHz) ist aber kaum möglich.

2.1.2 Spektrenbestimmung über Sweep/Chirp

Eine effizientere Anregung erzielt man durch Verwendung eines Transducers (Shaker/Piezoerreger) und geeignetem Anregungssignal. Sowohl unter Sweep, als auch unter Chirp versteht man ein sinusförmiges Signal, dessen Frequenz sich mit der Zeit monoton ändert. Bei dem hier verwendeten linearen Chirp wird zwischen der Startfrequenz f_1 und der Endfrequenz f_2 während der Zeit T linear interpoliert,

$$x(t) = \sin \left(2\pi \frac{t}{T} ((T-t)f_1 + t f_2) \right) (\Theta(t) - \Theta(t-T)), \quad (2.12)$$

Abbildung 2.2: Chirp-Signal, 1 s Dauer, $f_1 = 1$ Hz, $f_2 = 10$ Hz.



wobei als *Chirp* meist ein schneller *Sweep* bezeichnet wird ($\Delta f = f_2 - f_1$),

$$\left. \frac{\Delta f}{T} \right|_{\text{Chirp}} \gg \left. \frac{\Delta f}{T} \right|_{\text{Sweep}} . \quad (2.13)$$

Die Antwort $y(t)$ des Prüfobjekts wird mit einem Vibrationssensor aufgezeichnet. Seien $x(t)$ und $y(t)$ das Erreger- bzw. Antwortsignal und

$$X(f) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} x(t) e^{-2\pi i f t} dt \quad \text{bzw.} \quad (2.14)$$

$$Y(f) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} y(t) e^{-2\pi i f t} dt \quad (2.15)$$

die zugehörigen Fouriertransformierten, so ist die einfachste Möglichkeit, das Spektrum bzw. genauer die sogenannte Frequenzantwortfunktion (*frequency response function*) [Gol91] zu bestimmen, über die Fouriertransformierte der Antwort

$$H(f) := Y(f) \quad (2.16)$$

gegeben. Dazu ist keine Kenntnis des Erregersignals $x(t)$ notwendig. Es ergibt sich jedoch der Nachteil, dass das Spektrum $H(f)$ damit von der Amplitude und der genauen Charakteristik des Erregersignals abhängt. Da man jedoch meist an einer vom Erregersignal bereinigten Frequenzantwortfunktion interessiert ist, bedient man sich oft des Schätzers

$$H_0(f) = \frac{Y(f)}{X(f)}, \quad (2.17)$$

wobei diese Gleichung nur bei rauschfreien Systemen die exakte Frequenzantwortfunktion liefert. Im Realfall weicht man daher auf abgeleitete Schätzer aus, bei denen man sich die Eigenschaft von Kreuzleistungsspektren zunutze macht, nicht-korrelierte Signale zu unterdrücken.

So lautet etwa der H_1 -Schätzer [Gol91],

$$H_1(f) = \frac{G_{yx}}{G_{xx}}. \quad (2.18)$$

Dabei ist G_{xy} das Kreuzleistungsspektrum zwischen Erregung und Antwort und G_{xx} das Autoleistungsspektrum der Erregung,

$$G_{xy} = X^*(f)Y(f) \quad \text{und} \quad (2.19)$$

$$G_{xx} = X^*(f)X(f) \quad (2.20)$$

Die Sterne bezeichnen dabei wie üblich die konjugiert komplexen Größen. Andere Schätzfunktionen für die Frequenzantwortfunktion lauten [RCV85]:

$$H_2(f) = \frac{G_{yy}}{G_{xy}} \quad \text{und} \quad (2.21)$$

$$H_v(f) = \frac{G_{yx}}{|G_{yx}|} \sqrt{\frac{G_{yy}}{G_{xx}}}. \quad (2.22)$$

H_1 minimiert den Fehler bei Rauschen auf dem Ausgangssignal $Y(t)$, ist aber empfindlich für Rauschen auf dem Eingangssignal $X(t)$. Umgekehrt verhält es sich bei H_2 . H_v ist das geometrische Mittel aus H_1 und H_2 und stellt einen Kompromiss dar [RCV85].

Abbildung 2.10 zeigt ein typisches Spektrum einer Turbinenschaufel, das aus den Messdaten an einem Punkt mit der obigen Methode bestimmt wurde. Deutlich sind die einzelnen Resonanzen zu erkennen. Die Position dieser Frequenzen sind für jeden Punkt auf der Schaufel identisch, da die Resonanzen ein systeminherentes Charakteristikum darstellen. Werden lediglich die Frequenzen benötigt, so genügt eine Einpunktmessung. Für eine genauere Amplitudenmessung muss allerdings über mehrere Punkte gemittelt werden, um das zufällige Treffen von Knoten und Bäuchen statistisch auszugleichen.

2.2 Abhängigkeit der Spektren von äußeren Parametern

Gerade für die akustische Thermographie mit abstimmbaren Erregern ist die Kenntnis der Parameter wichtig, die das Prüfteilspektrum beeinflussen. Das Spektrum eines Prüfteils hängt im Wesentlichen von der äußeren Geometrie, der Masse und dem Material ab. Dabei können selbst Bauteile desselben Typs deutlich unterschiedliche Spektren zeigen, da bereits geringe Änderungen in Form oder Masse vor allem die Resonanzen jenseits des akustischen Bereichs verschieben. Abbildung 2.3 zeigt dies exemplarisch am Beispiel von zwei Turbinenschaufeln. Sind die Frequenzen im Akustischen noch nahe beieinander – und fallen bei 5 200 Hz sogar zusammen –, so nimmt der Unterschied mit steigender Frequenz zu.

Auf der anderen Seite hängt das Spektrum ein und desselben Teils auch von äußeren Parametern ab, wie im Weiteren gezeigt wird.

2.2.1 Einspannbedingungen

Für eine akkurate Resonanzanalyse werden die zu untersuchenden Teile an dünnen Fäden aufgehängt und durch massearme Hämmerchen angeregt. Jede Kontaktierung des Teils verändert das Spektrum. Durch das Aufbringen von vibrationsdämpfenden Lacken etwa, lassen sich die Schwingungsamplituden verringern.

Abbildung 2.4 zeigt den Vergleich der Resonanzmessungen an einer Schaufel, die einmal mit der Standardhalterung flächig am Fuß geklemmt wurde. Die andere Variante war, zwischen die Backen der Halterung und den Schaufelfuß auf jeder Seite zwei Drähte quer zu den Backen dazwischenzuklemmen. Auf diese Weise wurde die Schaufel effektiv nur an 4 „Punkten“ gehalten. Man erkennt, dass durch die flächige

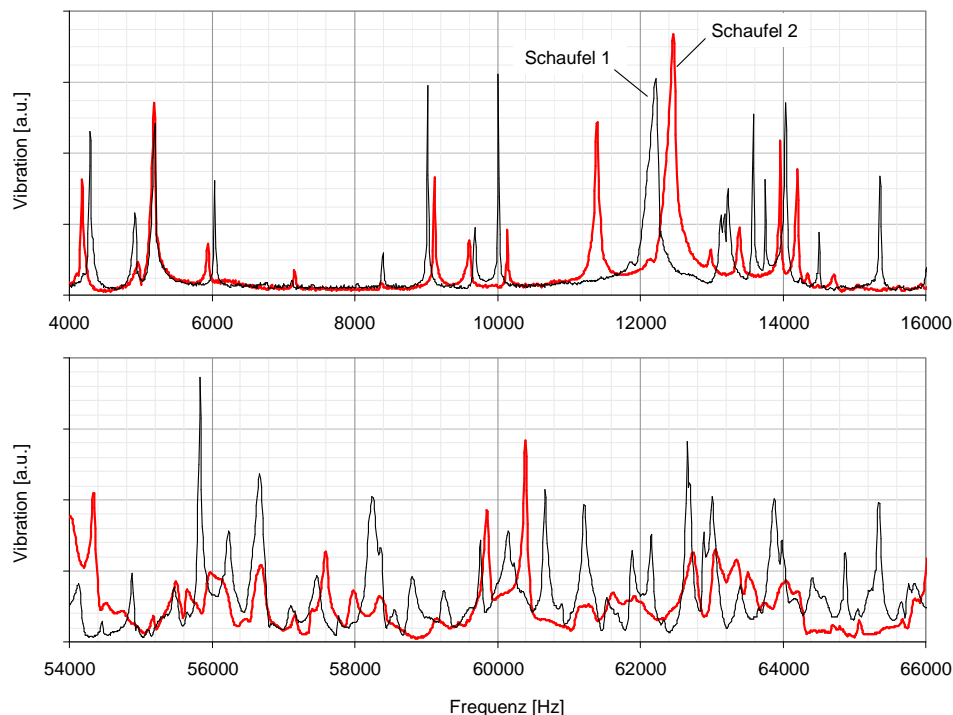


Abbildung 2.3: Spektren zweier Turbinenschaufeln desselben Typs. Aufgrund geringer Unterschiede in Masse und Geometrie unterscheiden sich die Spektren, und zwar mit zunehmender Frequenz immer stärker.

Halterung viele Resonanzen verschwinden, die Amplitude insgesamt abnimmt und die verbleibenden Resonanzen breiter werden. Interessanterweise ist die 4-Punkt-Halterung auch reproduzierbarer aufzubauen. Aufgrund der besseren mechanischen Stabilität wird bei der Anregung mit dem Bransonsystem dennoch meist eine flächige Halterung verwendet. Für die adaptive Technik ist das Ergebnis hingegen wichtig.

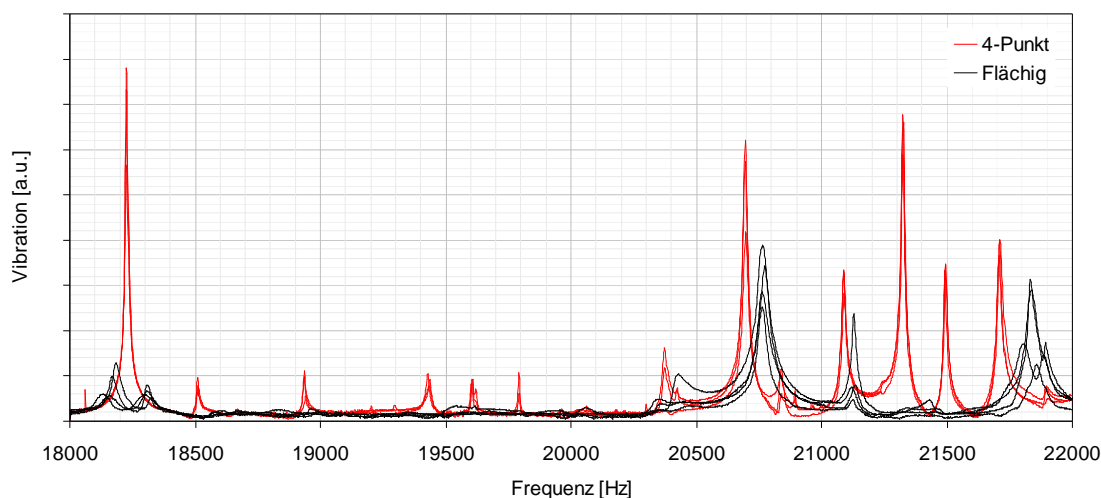


Abbildung 2.4: Unterschied im Spektrum beim flächigen und 4-Punkt-Klemmen einer Turbinenschaufel. Jede Messung wurde mehrmals wiederholt.

2.2.2 Temperatur

Um einen Eindruck von der Temperaturabhängigkeit der Spektren zu erhalten, wurde ein mit Heizwiderständen versehener Kupferblock kontrolliert auf verschiedene Temperaturen zwischen 25,0 °C und 40,0 °C gebracht und jeweils das Spektrum gemessen. In Abbildung 2.5 erkennt man eine geringe Verschiebung der Frequenzen mit der Temperatur. Das Maximum (vgl. Abbildung 2.6) folgt in etwa einer Abhängigkeit gemäß

$$f_R(\Delta T) \approx -14 \frac{\text{Hz}}{\text{K}} \Delta T + 36200 \text{ Hz.} \quad (2.23)$$

Für eine Platte sind die Resonanzfrequenzen unabhängig von den Randbedingungen bis auf Vorfaktoren gegeben durch [Ble01]

$$f_R^{\text{Platte}} \propto \frac{1}{a^2} \sqrt{\frac{Eh^2}{12\rho(1-\nu^2)}}, \quad (2.24)$$

mit der Länge a , Dicke h , Dichte ρ , Poissonzahl ν und dem Elastizitätsmodul E . Länge und Dicke verändern sich mit der Temperatur gemäß $\Delta l = \alpha l \Delta T$ mit dem Wärmeausdehnungskoeffizienten $\alpha = 16,7 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ (Wert für Kupfer aus [Mes04]). Der Elastizitätsmodul E beträgt für 25 °C etwa 117,1 GPa und für 40 °C etwa 116,5 GPa [URL07c]. Die Dichte ändert sich etwa mit dem volumenspezifischen Ausdehnungskoeffizienten $\kappa \approx 3\alpha$. Setzt man alle Werte in (2.24) ein, so erhält man eine relative Verschiebung der Resonanzfrequenzen zwischen 25 °C und 40 °C um etwa $-0,3\%$. Der gemessene Wert liegt mit $-0,6\%$ etwa doppelt so hoch, doch wurde hier auch die Annäherung durch eine Platte verwendet.

Die Halbwertsbreite der Hauptresonanz beträgt rund 370 Hz. Wird der Block bei 40 °C mit der bei 25 °C bestimmten Frequenz von 35 854 Hz angeregt, so erhält man aufgrund der nicht beachteten Frequenzverschiebung statt 31,7 lediglich 21,9 Vibrationseinheiten, was einem Verlust von immerhin fast einem Drittel der erreichbaren Amplitude entspricht.

Die Verschiebungen hängen vom jeweils verwendeten Objekt ab, doch kann dieses Verhalten im Einzelfall bei der akustischen Thermographie mit abstimmbaren Piezoerregern (Abschnitt 4.2) wichtig sein, wenn mehrere Resonanzen hintereinander angeregt werden sollen auf Basis einer vorher durchgeführten Resonanzanalyse. Wenn sich das Objekt durch die Anregung bei den ersten Frequenzen bereits erwärmt hat, kann die Verschiebung der Resonanzen dazu führen, dass die danach angeregten Frequenzen weniger effizient genutzt werden. Ist dieser Fall zu befürchten, müsste die Resonanzmessung vor jeder monofrequenten Anregung erneut durchgeführt werden. Eine Alternative ist die In-situ-Messung, bei der die Frequenzen langsam durchgeführt werden und die Objektantwort in einen Regelkreis zurückgeführt wird, so dass etwaige Verschiebungen ausgeglichen werden können.

2.3 Messung von Betriebsschwingformen

2.3.1 Definition und Messaufbau

Unter Betriebsschwingform (*Operation Deflection Shape (ODS)*) versteht man allgemein die Auslenkung aller Punkte bei einer gegebenen Frequenz. Ist die untersuchte

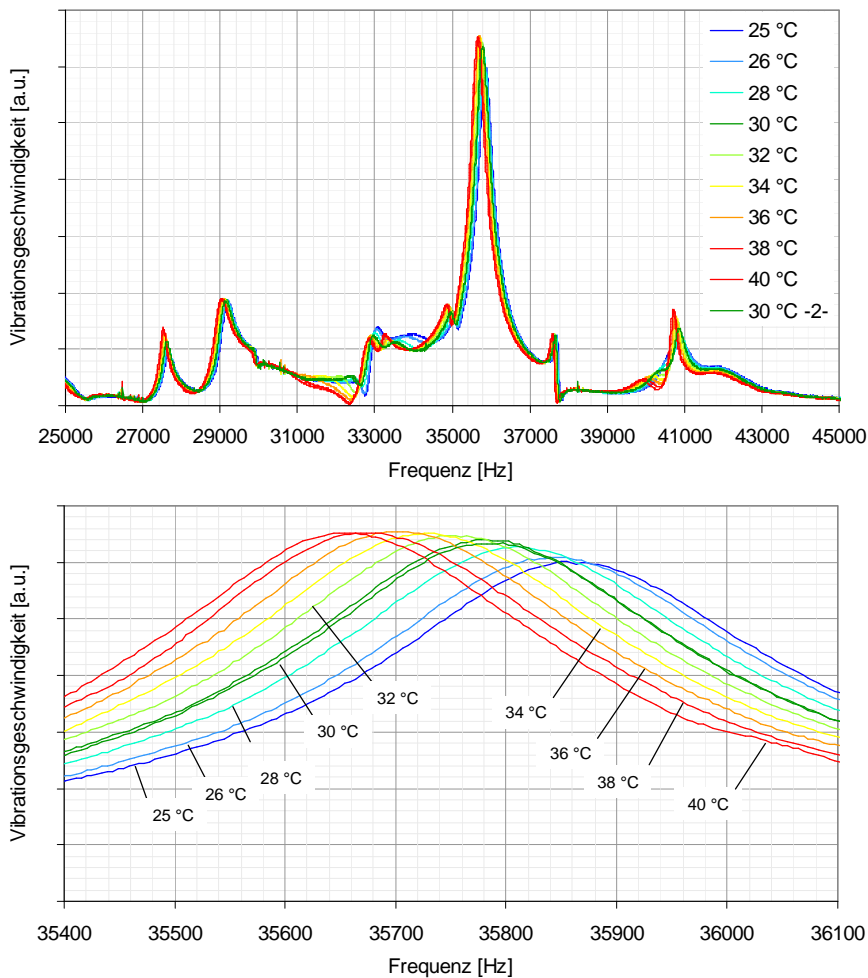


Abbildung 2.5: Änderung des Spektrums eines beheizten Kupferblocks mit der Temperatur. Untere Darstellung: Temperaturabhängige Verschiebung der Hauptresonanz.

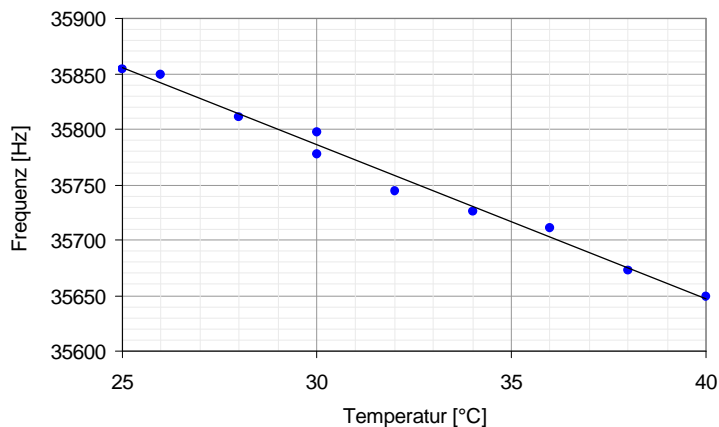


Abbildung 2.6: Verschiebung der Hauptresonanzlinie eines beheizten Kupferblocks mit der Temperatur. Die Verschiebung beträgt etwa $-14 \text{ Hz}/^\circ\text{C}$.

Frequenz eine Resonanzfrequenz, so entspricht die Betriebsschwingform einer örtlich stabilen stehenden Welle, und die Auslenkung kann in einen zeit- und ortsabhängigen Anteil separiert werden [Ble01],

$$\vec{u}(\vec{x}, f, t) = \vec{u}(\vec{x}, f)\tilde{u}(t). \tag{2.25}$$

Für die Bestimmung der Dehnungen des untersuchten Objekts, ist die punktuelle Messung der Frequenzantwortfunktion nicht mehr ausreichend. Vielmehr muss hier die Auslenkung \vec{u} der Objektoberfläche für eine hinreichend große Fläche bestimmt werden, also

$$\vec{u}(\vec{x}, f) = (u_x(\vec{x}, f), u_y(\vec{x}, f), u_z(\vec{x}, f)), \quad (2.26)$$

mit $\vec{x} = (x, y, z)$. Wie oben existieren auch hier die drei Polarisierungen für die Auslenkung, im Allgemeinen ist allerdings nur die x - und y -Abhängigkeit der Auslenkung messbar, da die z -Richtung in den Körper hineinführt. Aus diesem Grund wird im Weiteren meist die z -Abhängigkeit weggelassen. Ebenso wird die f -Abhängigkeit nicht berücksichtigt, da über die Betriebsschwingform jeweils nur für eine Frequenz Aussagen getroffen werden.

Der Punkt P an den Koordinaten (x, y) bewege sich im Folgenden harmonisch,

$$\vec{u}(\vec{x}, t) = \vec{u}(\vec{x}) \sin(\omega t + \vec{\varphi}(\vec{x})), \quad (2.27)$$

wobei die Tilde die zeitabhängige Größe darstellt. Zu jedem Punkt existieren also drei Amplituden- (u_x, u_y, u_z) und Phasenwerte ($\varphi_x, \varphi_y, \varphi_z$). In dieser Arbeit werden meist Frequenzen um 20 kHz verwendet, was etwa in Turbinenschaufeln zu einer Lamb-Wellenlänge von etwa 50 mm führt.

Messsystem mit 1D-Scanning Vibrometer

Für Messungen, bei denen die z -Polarisationsrichtung der Betriebsschwingformen (Out-of-Plane) ausreichte, wurde das 1D-Scanningvibrometer PSV-300 von Polytec eingesetzt. Dabei wird ein einzelner Laserstrahl mittels Spiegelablenkung über die Oberfläche des Prüfobjekts gerastert. Meist wird das Vibrometer in ausreichender Entfernung zum Objekt platziert, so dass der Strahl in guter Näherung senkrecht auf die Oberfläche trifft und damit die Out-of-plane-Komponente der Vibration bestimmt wird. Bei gekrümmten Oberflächen misst man jedoch in Abhängigkeit des Winkels auch In-plane-Anteile. Aufgrund der großen Tiefenschärfe (im cm-Bereich) kann man das bei schräg gestelltem Objekt auch bewusst zur Messung der In-plane-Komponenten verwenden. Meist wird jedoch die z -Polarisation interessieren. Abbildung 2.7 zeigt beispielhaft die Betriebsschwingformen einer Gasturbinenschaufel bei verschiedenen Resonanzen. Trotz der geringen Frequenzunterschiede unterscheiden sich die erhaltenen Betriebsschwingformen stark.

Messsystem mit 3D-Vibrometer und mechanischem 2D-Scanner

Da die Information einer einzigen Polarisationsrichtung nicht in allen Fällen ausreichte – etwa wenn die Bewegung der Rissflanken untersucht werden sollte –, wurde außerdem ein Messsystem auf Basis des vorhandenen CLV-3D-Messkopfes entwickelt. Dazu wurde dieser auf zwei senkrecht zueinander montierten Verschiebetischen befestigt (Abbildung 2.8). Damit ist eine mechanische Abrasterung von Oberflächen der Größe 150×150 mm theoretisch mit einer lateralen Auflösung von $4 \mu\text{m}$ möglich. Praktisch wurde diese Genauigkeit wegen der Fokusgröße der Strahlen von $80 \mu\text{m}$ nicht verwendet. Aufgrund der oben erwähnten Strahldivergenz der drei Teilstrahlen bleibt diese Technik auf plane Flächen beschränkt, wenn nicht während der Messung nachfokussiert werden kann. Rissbewegungen lassen sich dennoch gut untersuchen, da die lokale Oberflächenkrümmung bei diesen kleinen Maßstäben meist vernachlässigt werden kann.

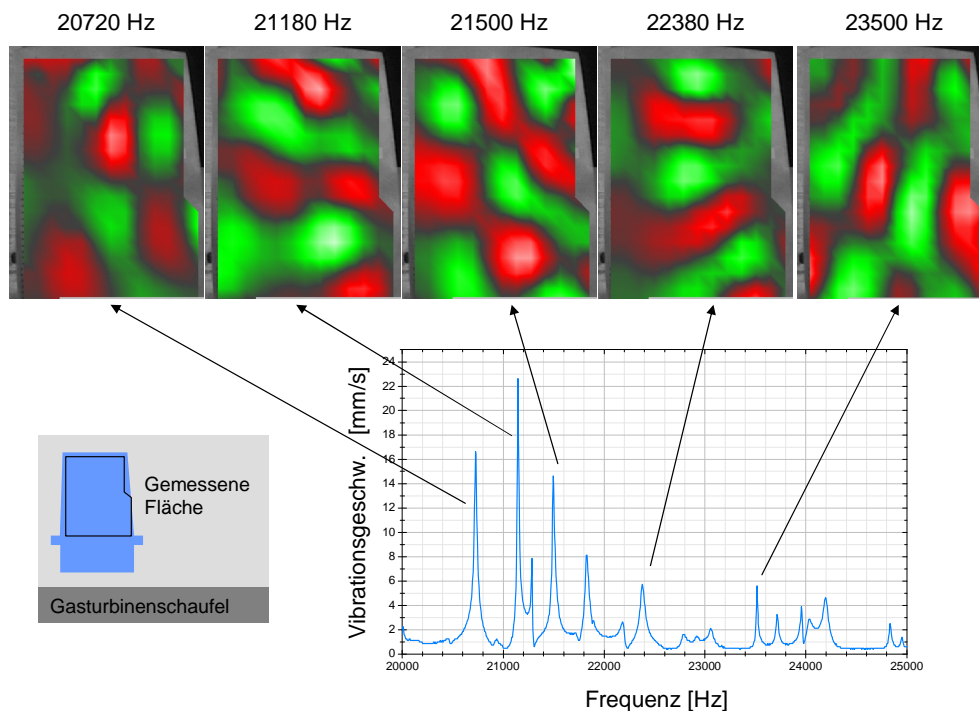


Abbildung 2.7: Betriebsschwingformen für eine Gasturbinenschaufel für verschiedene Resonanzfrequenzen mit einem 1D-Scanning-Vibrometer gemessen. Systembedingt ist nur die out-of-plane-Komponente dargestellt. Rote Farben bedeuten Auslenkungen aus der Ebene heraus, grüne in die Ebene hinein. Da resonant angeregt wurde, sind die Betriebsschwingformen zeitlich stabil, d. h. die Knotenlinien wandern nicht.

Zur Visualisierung werden für eine bestimmte Frequenz die Messpunkte an den entsprechenden Koordinaten am Bildschirm dargestellt und mit den gemessenen Amplituden- und Phasenwerten animiert. Abbildung 2.9 zeigt beispielhaft für eine Messung an einer Turbinenschaufel die gewonnenen Daten für die drei Polarisationsrichtungen sowie die 3D-Überlagerung. Hätte man für die 19 710 Hz-Frequenz auch mit dem 1D-Vibrometer die korrekte Information erhalten (da hier die Out-of-Plane-Komponente dominiert), so würde das 1D-Vibrometer im Falle der 24 210 Hz-Frequenz lediglich die Information aus dem dritten Bild in der unteren Reihe (entsprechend der z -Komponente) messen, womit die hier dominierende In-Plane-Rotation verloren ginge. Mit dem hier vorgestellten 3D-Messsystem lassen sich also wesentlich mehr Informationen gewinnen.²

2.3.2 Bestimmung von Betriebsschwingformen unter Verwendung von Frequenzantwortfunktionen

Zur Bestimmung der Betriebsschwingformen wird im einfachsten Fall an jedem Messpunkt p_i die Frequenzantwortfunktion wie in 2.1.2 bestimmt. Damit ist für jede Frequenz und jeden Punkt die Amplitude \vec{u}_i und Phase $\vec{\varphi}_i$ der drei Polarisierungen x , y und z der Vibration bestimmt. Für Resonanzfrequenzen erhält man stehende

²Seit kurzem ist auch ein kommerzielles 3D-scanning laser vibrometer (Polytec) auf dem Markt, das aus drei synchron scannenden Einzelköpfen besteht, die raumfest zueinander eingerichtet werden und dann nach geeignetem Einrichten die Messung der vollen 3D-Schwingungsinformation auch gekrümmter Flächen ermöglichen.

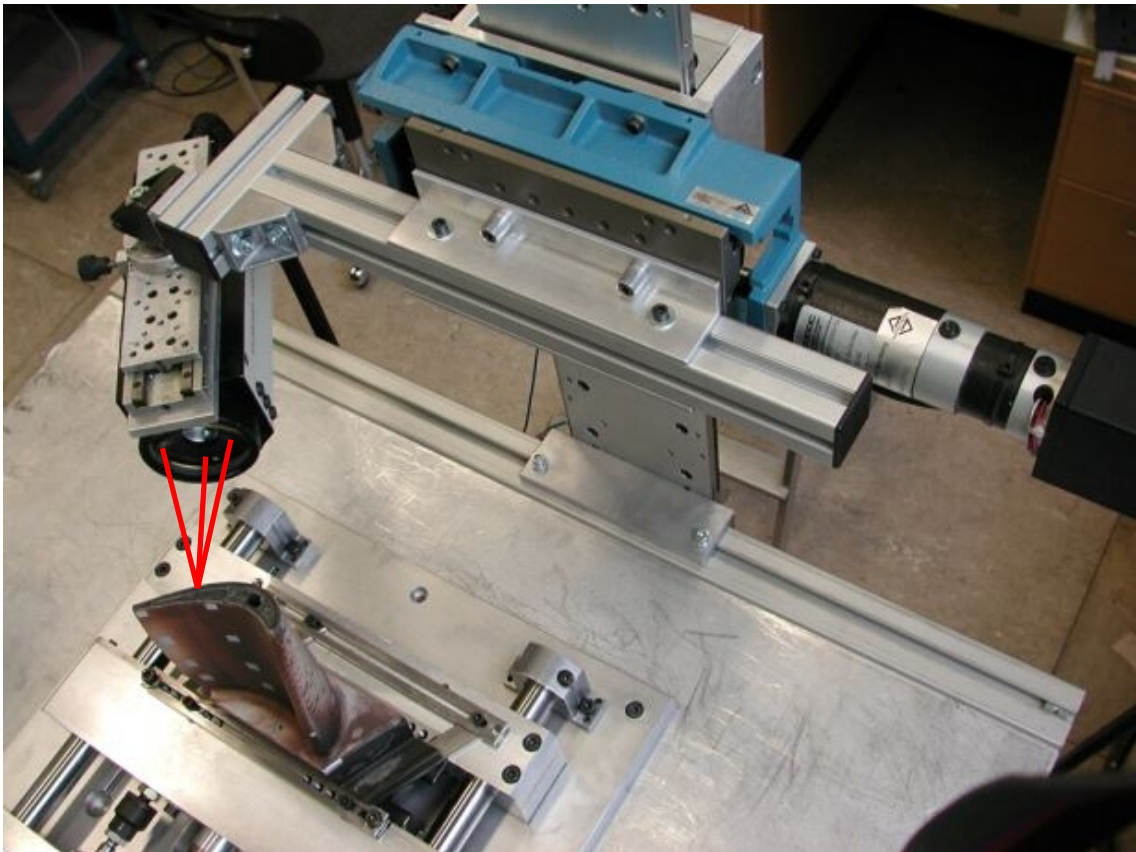


Abbildung 2.8: Im Rahmen dieser Arbeit entwickeltes mechanisch scannendes 3D-Lasermesssystem auf Basis eines CLV-3D-Lasermesskopfes. Die roten Linien deuten die drei Laserstrahlen an. Mittels der Verschiebetische lässt sich das Objekt in zwei Dimensionen abrastern. Aufgrund der Strahlendivergenz muss die Entfernung zwischen Messkopf und Objekt konstant sein (lokal plane Oberflächen).

Wellen, weshalb für die Phasenwerte einer Polarisationsrichtung nur zwei um π verschobene Werte gemessen werden sollten (Punkte der Welle bewegen sich entweder in Phase oder exakt gegenphasig).

Abbildung 2.10 zeigt einen Ausschnitt der für den rechten oberen Punkt bestimmten Frequenzantwortfunktion. Man erkennt, dass für niedrige Amplituden die Phasenwerte schlecht definiert sind. Eine Methode zur Verbesserung der Datenqualität wird im nächsten Abschnitt beschrieben.

2.3.3 Bestimmung von Betriebsschwingformen mit Lock-In Technik

Um das Signal-Rausch-Verhältnis in den gemessenen Betriebsschwingformen zu verbessern, was vor allem dann nötig ist, wenn aus diesen die lokalen Dehnungen – also die Ortsableitungen – berechnet werden sollen, ist eine monofrequente Sinusanregung dem Sweep vorzuziehen. Dadurch können die Daten mit nachgeschalteter Lock-In-Auswertung gewonnen werden.

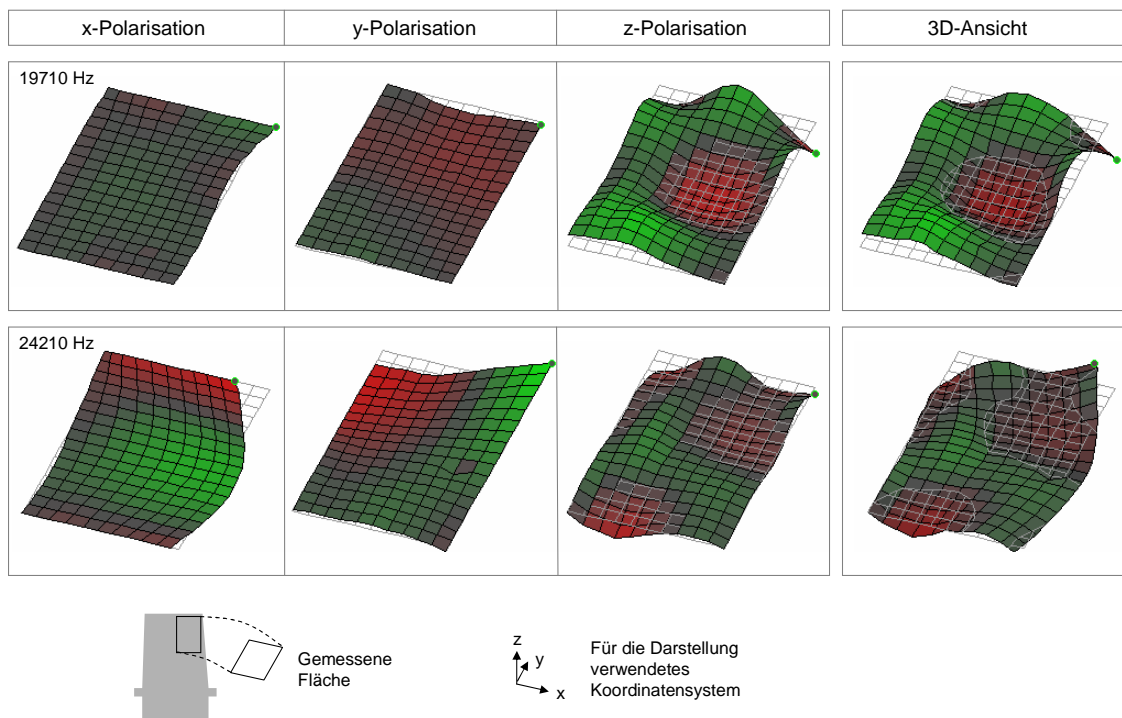


Abbildung 2.9: Beispielmessungen an der Turbinenschaufel aus Abbildung 2.8. Gemessen wurde ein 50×80 mm großer Teil der Schauffläche (Austrittskante/Spitze). Ist die 19710 Hz-Mode von einer Out-of-plane-Auslenkung dominiert, so erkennt man in der 24210 Hz-Mode einen starken (rotatorischen) In-Plane-Anteil. Die maximalen Auslenkungen in z -Richtung betragen hier $0,25 \mu\text{m}$ bzw. $0,08 \mu\text{m}$.

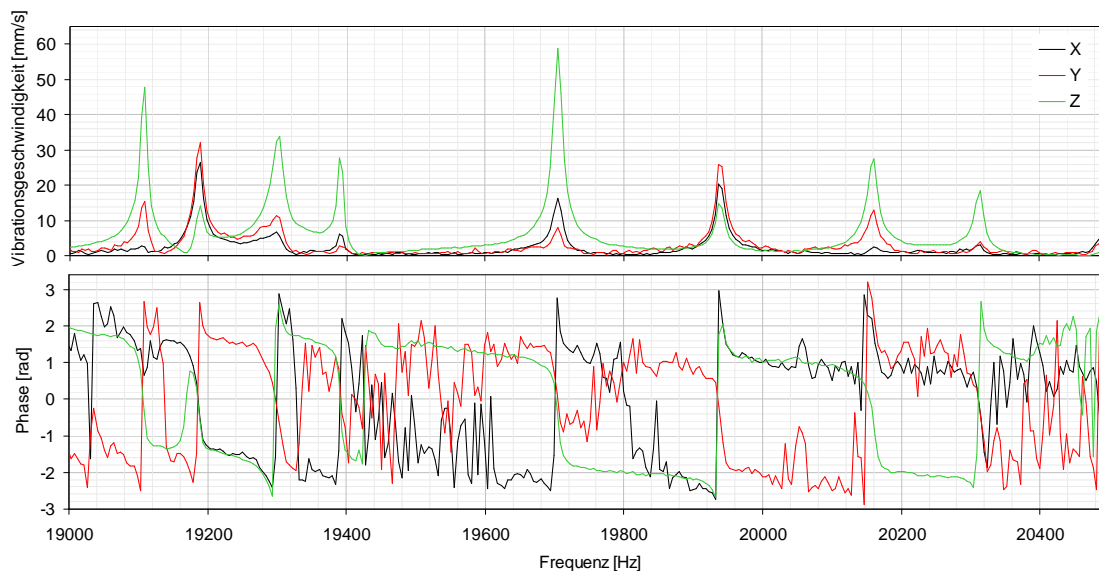


Abbildung 2.10: Ausschnitt aus der Frequenzantwortfunktion eines Punkts aus der Messung in Abbildung 2.9.

Wenn die Abtastrate während der Messung f_s beträgt, so wird eine gegebene Frequenz f mit N_c Punkten pro Zyklus abgetastet,

$$N_c = \frac{f_s}{f}. \tag{2.28}$$

Sei des Weiteren die Puffergröße der Messung, d. h. die Zahl der aufgenommenen Messpunkte, mit N und die Messzeit mit T bezeichnet, so gilt außerdem $f_s T = N$. Die Lock-In-Analyse entspricht dann der Auswertung der Fouriertransformation (2.15) an lediglich diesen Frequenzen:

$$Y(f) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} [y(t) \cos(2\pi ft) + iy(t) \sin(2\pi ft)] dt = \quad (2.29)$$

$$= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} [y(t)c(t) + iy(t)s(t)] dt \quad (2.30)$$

$$\rightarrow \frac{1}{2\pi} \sum y_i c_i + iy_i s_i, \quad (2.31)$$

wobei die Korrelation hier mit den Referenzsignal $c(t)$ bzw. des um 90° phasenverschobene Pedants $s(t)$ erfolgt. Der Pfeil deutet die Diskretisierung der Daten in einer realen Messung an, wobei das Integral in eine Summe übergeht. Die y_i entsprechen der Objektantwortfunktion $y(t)$, und die c_i bzw. s_i sind die diskretisierten Referenzsignale.

Zur Bestimmung dieser Referenzsignale gibt es zwei Möglichkeiten. Entweder sie werden direkt aus dem Anregungssignal gewonnen oder sie werden synthetisch erzeugt. Die erste Methode ist einfacher auszuführen und hat den Vorteil, dass die exakten Frequenzen f und f_s nicht bekannt sein müssen, was in einer realen Messung auch nicht der Fall ist, da die Quarze von Funktionsgenerator (erzeugt Signal mit f_s) und der Datenaufnahmekarte (Abtastrate f_s) nicht synchronisiert sind und kleine Abweichungen das Ergebnis beträchtlich verfälschen können.

Für die zweite Methode müssen die Frequenzen erst bestimmt werden, was für die Berechnung höherer Harmonischer im Signal aber oft die einzige Möglichkeit ist.

Bestimmung der Referenzsignale aus dem Anregungssignal

Für die direkte Korrelation wird das (cosinusförmige) Anregungssignal $c(t)$ des Funktionsgenerators (Referenzsignal) mit der Frequenz f von der A/D-Karte zu

$$c_i = c(t_i) = c(i/f_s) \text{ mit } 0 \leq i < N \quad (2.32)$$

diskretisiert, die Antwort des Systems $y(t)$ entsprechend zu

$$y_i = y(t_i) = y(i/f_s) \text{ mit } 0 \leq i < N. \quad (2.33)$$

Das für die Fouriertransformation zusätzlich benötigte Sinussignal s_i wird aus dem um $\pi/2$ phasenverschobenen Referenzsignal c_i gewonnen, indem der Index um $N_c/4$ verschoben wird:

$$s_i = \begin{cases} 0 & \text{für } i < \Delta i \\ c_{i-\Delta i} & \text{für } i \geq \Delta i \end{cases} \quad \text{mit } \Delta i = \left\lfloor \frac{N_c}{4} \right\rfloor = \left\lfloor \frac{f_s}{4f} \right\rfloor, \quad (2.34)$$

wobei die eckigen Klammern $\lfloor \cdot \rfloor$ wie üblich die größte ganze Zahl kleiner oder gleich des Arguments bezeichnen.

Die Fouriertransformation macht sich die Orthogonalität der Sinusfunktion zunutze [Bro99, S. 96],

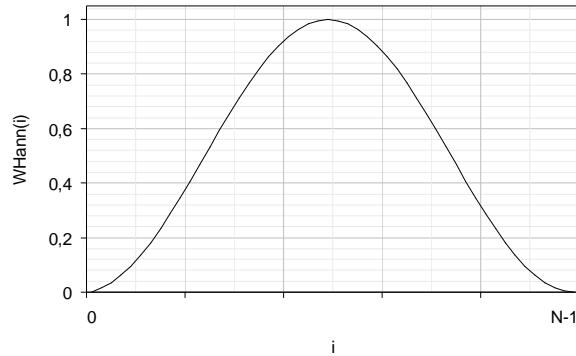
$$\int_{-\infty}^{+\infty} \sin f_1 t \sin f_2 t = 0, \text{ für } f_1 \neq f_2. \quad (2.35)$$

In der Praxis ist das Intervall, über das in (2.31) summiert wird, beschränkt, so dass (2.35) nicht gültig ist. Das führt zu nicht verschwindenden Amplituden für $f_1 \neq f_2$ (sog. Leakage [MGT03, S. 260]) und damit zu einem zu kleinen Wert an der Stelle f_1 . Zur Vermeidung dieses Phänomens wird für die weiteren Berechnungen ein Hanningfenster (vgl. Abbildung 2.11) verwendet [MGT03],

$$\mathcal{W}_{\text{Hann}}(i) := \frac{1}{2} \left(1 - \cos \left(\frac{2\pi i}{N-1} \right) \right). \quad (2.36)$$

Deshalb stören auch die wenigen fehlenden Werte $s_0 \dots s_{\Delta i-1}$ nicht, da sie durch die Fensterung sowieso praktisch zu Null würden.

Abbildung 2.11: Hanningfenster.



Im Weiteren wird unterschieden, ob $f_s/(4f)$ ganzzahlig ist oder nicht. Für den Fall, dass $f_s/(4f)$ ganzzahlig ist, sind s_i und c_i orthogonal, d.h.

$$\sum_{i=0}^{N-1} \mathcal{W}_{\text{Hann}}(i) c_i s_i \rightarrow 0 \quad (2.37)$$

und (2.31) wird mit Hanningfenster zu:

$$Y(f) = \sum_{i=1}^N \mathcal{W}_{\text{Hann}}(i) y_i c_i + i \sum_{i=1}^N \mathcal{W}_{\text{Hann}}(i) y_i s_i =: C(f) + S(f). \quad (2.38)$$

Hieraus lässt sich die Amplitude A und Phasenlage φ der Schwingung errechnen:

$$A_{\perp}(f) = \sqrt{C^2 + S^2} \quad (2.39)$$

$$\varphi_{\perp}(f) = \arctan \frac{S}{C} \quad (2.40)$$

Durch das Verhältnis von Abtastrate und Frequenz ergibt sich im realen Fall nicht notwendigerweise diese Ganzzahligkeit von $f_s/(4f)$, deshalb wird in (2.34) durch $\lfloor f_s/(4f) \rfloor$ die größte ganze Zahl kleiner oder gleich $f_s/(4f)$ als Indexverschiebung gewählt.

Das bedeutet allerdings, dass s_i und c_i nicht exakt um $\pi/2$ phasenverschoben sind, mit anderen Worten die Projektion der Messdaten auf ein nicht-orthogonales Koordinatensystem erfolgt und die Gleichungen (2.37) und (2.39)–(2.40) nicht länger gültig sind.

Sei $S'(f)$ die Projektion auf die um

$$\alpha = \frac{\pi}{2} - 2\pi \cdot \frac{f_s \bmod 4f}{4f_s} \leq \pi/2 \quad (2.41)$$

gedrehte Sinusachse, so gelten die folgenden Gleichungen

$$S = A \sin \varphi \quad C = A \cos \varphi \quad S' = A \cos(\alpha - \varphi) = A \cos \alpha \cos \varphi + A \sin \alpha \sin \varphi \quad (2.42)$$

und man erhält im rechtwinkligen Koordinatensystem (S, C) :

$$S = \frac{S' - C \cos \alpha}{\sin \alpha}. \quad (2.43)$$

Darauf lassen sich dann wiederum die Gleichungen (2.39) und (2.40) anwenden.

Synthetische Erzeugung der Referenzsignale

Für die Detektion von höheren Harmonischen im Antwortsignal – etwa für die Untersuchung des Hämmerns oder anderer nichtlinearer Phänomene – ist die synthetische Erzeugung der Referenzsignale sinnvoll. Aufgrund der Unterschiede in den Quarzen des Funktionsgenerators und der A/D-Messkarte genügt es nicht, die Referenz aus der bekannten Frequenz f und Abtastrate f_s zu berechnen.

Vielmehr wird zu Beginn einer Messung mit dem Funktionsgenerator ein Sinus jeder Frequenz f_j ausgegeben und mit der Messkarte digitalisiert. Anschließend wird über Hanningfensterung und Fouriertransformation die „reale“ Frequenz \tilde{f}_j bestimmt, aus der dann die Referenzsignale berechnet werden können:

$$\tilde{c}_{i,j}^n = \cos(2\pi \tilde{f}_i n j / N) \quad \text{und} \quad \tilde{s}_{i,j}^n = \cos(2\pi \tilde{f}_i n j / N + \pi/2). \quad (2.44)$$

Tabelle 2.1 zeigt die Genauigkeit dieser Messmethode. Es wurden 10 Sägezahnsignale verschiedener Frequenz f_j gemessen und der Mittelwert der gemessenen Amplituden sowie deren Harmonischer berechnet. Die Amplitude des Eingangssignals $x_j(t)$ betrug jeweils $U = 3,141 \text{ V} \approx \pi \text{ V}$,

$$x_j(t) = \frac{2U}{\pi} \sum_i \frac{-(-1)^i \sin(2\pi i f_j t)}{i}. \quad (2.45)$$

Daraus ergeben sich einfache Zahlenwerte für die i -te Harmonische, nämlich $A_i = 2/i$, bei alternierenden Phasenwerten $\Phi_i = -\pi(-1)^i$.

Harmonische	A_i (Theorie)	\bar{A}_i (Messung)	Rel. Fehler [%]
1.	2,000	2,001	+0,1
2.	1,000	0,999	-0,1
3.	0,666	0,664	-0,4
4.	0,500	0,497	-0,6
5.	0,400	0,396	-1,0
6.	0,333	0,329	-1,4

Tabelle 2.1: Genauigkeit der gemessenen höheren Harmonischen bei Verwendung von synthetisch erzeugten Referenzsignalen

Ein Beispiel, bei dem die lokalen Nicht-Linearitäten eines Defekts zur Detektion desselben verwendet wurden (vgl. [KSB01]), zeigt Abbildung 2.12. Hier ist eine Delamination zu sehen, die mit der in diesem Abschnitt beschriebenen Technik nachgewiesen werden konnte. Die Schaufel wurde dabei monofrequent bei 20 890 Hz angeregt und die Schwingung an den harmonischen Frequenzen ausgewertet.

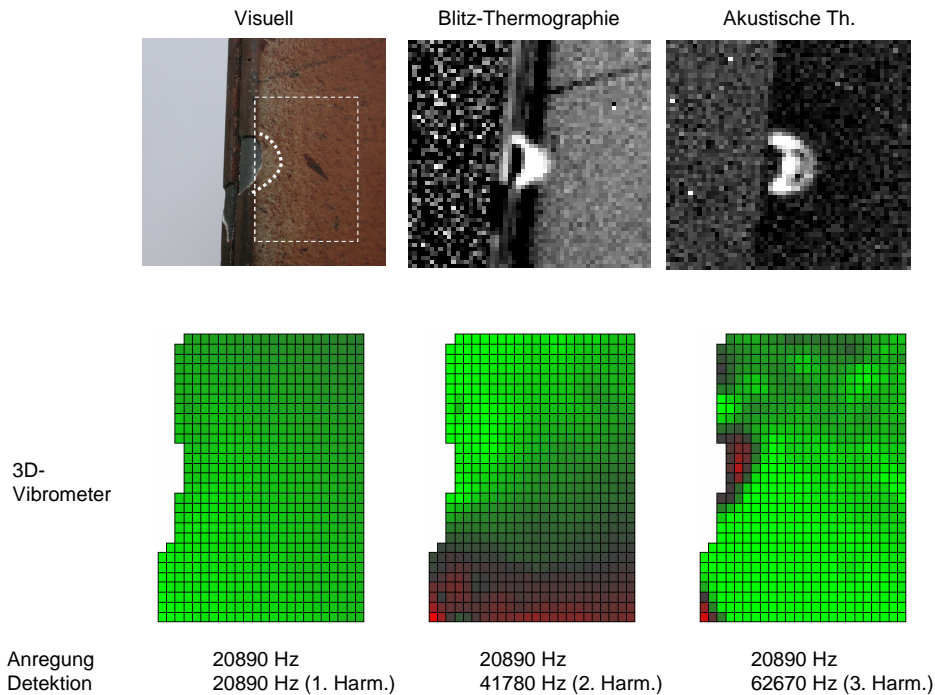


Abbildung 2.12: Abgeplatzte Wärmedämmschicht an einer Turbinenschaufel mit daneben liegender Delamination. Der Nachweis ist nicht nur mittels Thermographie (obere Bilder), sondern auch mit nichtlinearer Laservibrometrie möglich, wobei die Harmonischen erst durch den Defekt selbst entstehen. Der gestrichelt eingezeichnete Bereich des Fotos entspricht dem Bereich der Laservibrometermessung.

2.3.4 Datenglättung und Dehnungsberechnung

Im Weiteren sollen aus den Vibrationsdaten die Dehnungen berechnet werden. Diese bestehen im Wesentlichen aus den Ortsableitungen der Auslenkungsmatrix (vgl. Gleichung (3.1)), die sich für die diskretisierten Messdaten auf Differenzen zwischen benachbarten Punkten reduzieren. Aufgrund dieser Differenzbildung wirken sich veräuschte Daten erheblich auf die Qualität des Ergebnisses aus. Durch laterale Mittelung erreicht man in den Dehnungsdaten zwar eine schlechtere Ortsauflösung, aber eine verbesserte Genauigkeit.

Die diskretisierten Daten werden wie folgt bezeichnet,

$$u_{ijk} := u_k(x_{ij}, y_{ij}), \text{ mit } k \in \{x, y, z\} \quad (2.46)$$

Gleitender Durchschnitt (Running average)

Die einfachste Form der Mittelung ist der gleitende Durchschnitt über die Nachbarpunkte. Mit (2.46) ergibt sich als neuer Wert für u_{ijk} , wenn über die drei Punkte $u_{i-1,jk}$, u_{ijk} und $u_{i+1,jk}$ gemittelt wird:

$$\bar{u}_{ijk} = \sqrt{S^2 + C^2} \quad \text{und entsprechend} \quad \bar{\varphi}_{ijk} = \arctan S/C \quad (2.47)$$

mit

$$S = \frac{1}{3} \sum_{m=i-1}^{m=i+1} u_{mjk} \sin \varphi_{mjk} \quad \text{und} \quad C = \frac{1}{3} \sum_{m=i-1}^{m=i+1} u_{mjk} \cos \varphi_{mjk}. \quad (2.48)$$

Im Normalfall wird man eine zweidimensionale Mittelung anstreben, also

$$\begin{pmatrix} S \\ C \end{pmatrix} = \sum_{m=1}^{m=r} \sum_{n=1}^{n=r} M_{mn} u_{i+m-(r+1)/2, j+n-(r+1)/2, k} \begin{pmatrix} \sin \varphi_{i+m-(r+1)/2, j+n-(r+1)/2, k} \\ \cos \varphi_{i+m-(r+1)/2, j+n-(r+1)/2, k} \end{pmatrix} \quad (2.49)$$

Für M wird dabei eine der folgenden Matrizen (auch Filterkerne genannt) verwendet:

$$M_1 = \frac{1}{9} \begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 \end{pmatrix} \quad M_2 = \frac{1}{5} \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 1 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} \quad M_3 = \frac{1}{8} \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 4 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} \quad (2.50)$$

M_1 entspricht einer gleich gewichteten Mittelung des Punkts mit seinen 8 nächsten Nachbarn, wogegen M_2 außer dem aktuellen Punkt nur die nächsten 4 Nachbarn berücksichtigt und M_3 den aktuellen Punkt stärker wichtet. Die Vorfaktoren dienen der Normierung.

Medianfilter

Der Median einer Menge von Datenpunkten ist definiert als der mittlere Wert der geordneten Menge, d. h.

$$\begin{aligned} \{a_i\} &= \{a_1, a_2, \dots, a_n\} \text{ mit } a_{j+1} \geq a_j \\ \Rightarrow \text{Median}(\{a_i\}) &= \begin{cases} a_{(n+1)/2} \text{ für } n \text{ ungerade} \\ \frac{1}{2}(a_{n/2} + a_{n/2+1}) \text{ für } n \text{ gerade} \end{cases} \end{aligned} \quad (2.51)$$

Das Medianfilter ist ein Rangordnungsfilter, für das sich kein Filterkern in Form einer Matrix analog zu (2.50) angeben lässt. Im Gegensatz zur Durchschnittsbildung verfälschen hier einzelne Ausreißer nicht das Ergebnis.

Da es sich bei den Vibrationsdaten um Vektordaten handelt, ist hier eine Rangordnung, also eine Größensortierung, nicht möglich. Stattdessen findet die Filterung in kartesischen Koordinaten statt:

$$\begin{aligned} x_{ijk} &:= u_{ijk} \cos \varphi_{ijk} \\ y_{ijk} &:= u_{ijk} \sin \varphi_{ijk} \end{aligned} \quad (2.52)$$

Die gemittelten Werte werden in dieser Arbeit durch Medianbildung dieses Punktes mit seinen 4 nächsten Nachbarn errechnet. Das genügt, um einzelne Ausreißer herauszufiltern.

$$S = \text{Median}(\{x_{i-1,jk}, x_{i+1,jk}, x_{ijk}, x_{i,j-1,k}, x_{i,j+1,k}\}) \quad (2.53)$$

und analog für C und y_{ijk} , worauf dann wieder (2.47) angewendet wird.

Für die Kantenpunkte, die keine 3×3 -Umgebung besitzen, wird nur eine 1×3 - bzw. 3×1 -Mittelung des Punkts mit seinen 2 nächsten Nachbarn durchgeführt.

Mehrstufige Mittelung

In dieser Arbeit werden die Daten in zwei Stufen gemittelt. Zunächst werden mit einem Medianfilter über die 4 nächsten Nachbarn einzelne Ausreißer herausgefiltert. Anschließend folgt die eigentliche Mittelung mittels gleitendem Durchschnitt (Kerngröße 3×3 , Matrix M_2 aus Gleichung (2.50)).

Berechnung der lokalen Dehnungs-Matrix

Durch lokale Differentiation der gemittelten Auslenkungen erhält man die Dehnungsmatrix ε_{ij} aus Gleichung (3.1),

$$\varepsilon_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial j} + \frac{\partial u_j}{\partial i} \right). \quad (2.54)$$

Die Dehnungsmatrix wird im weiteren Verlauf der Arbeit verwendet, um die Dehnungen mit den Infrarotdaten zu korrelieren (Abschnitt 7). Sie ist auch geeignet, um Aussagen darüber zu machen, in wie weit die akustischen Thermographie zerstörungsfrei ist (Abschnitt 5.6, S. 71).

2.3.5 Beeinflussung der Betriebsschwingformen durch Risse

Risse können die Betriebsschwingform beeinflussen. Dies ist etwa in Abbildung 2.13 erkennbar. Durch die Risse entstehen bei einer bestimmten Frequenz (36 kHz) in der Schwingungsform zwei Unstetigkeitsstellen. Eine genauere Darstellung zeigt Abbil-

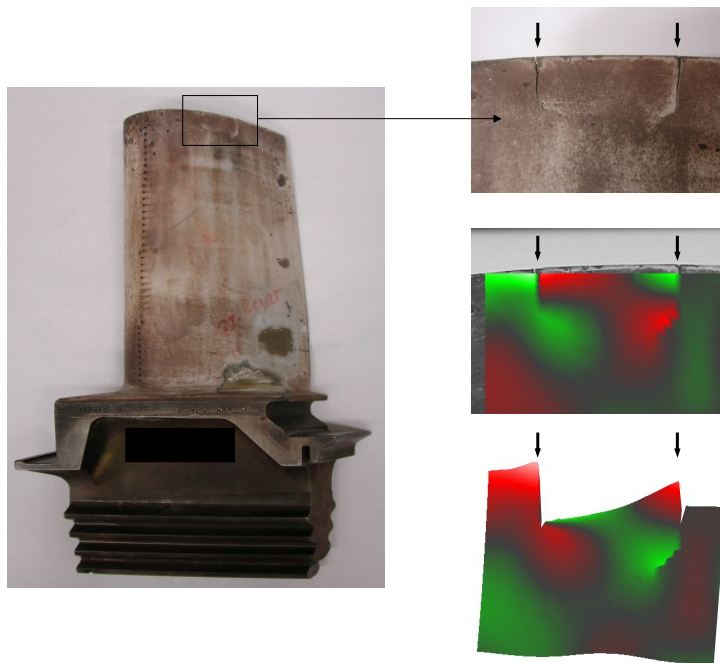


Abbildung 2.13: Mit einem scanning vibrometer gemessene Betriebsschwingform einer Turbinenschaufel. Die beiden Risse an der Schaufelspitze machen sich durch Unstetigkeitsstellen bemerkbar.

dung 2.14. Hier wurden zwei Proben mit identischen Maßen hergestellt (Abb. 2.14d). Zur Messung wurde eine davon halbiert und durch zwei Schrauben wieder verbunden. Ebenso wurde auch die einteilige Probe mit Schrauben versehen, um keinen zusätzlichen Einfluss durch die Schraubung zu erhalten. Die Spektren (Abb. 2.14c) zeigen deutliche Unterschiede zwischen beiden Proben, doch sind die meisten Resonanzen in beiden Spektren erkennbar. Die zugehörigen Betriebsschwingformen (2.14a/b) zeigen beispielhaft dreierlei Varianten:

- **Unveränderte Betriebsschwingformen** für die Frequenzen 2,8 kHz und 11,5 kHz bei geringen Verschiebungen der Resonanzfrequenzen zwischen ein- und zweiteiliger Probe.

- **Veränderte Betriebsschwingformen** für 3,8 kHz und 7,6 kHz. Hier sind deutliche Unstetigkeiten an der Grenzfläche zu erkennen.
- **Fehlende Betriebsschwingform** für 8,2 kHz.

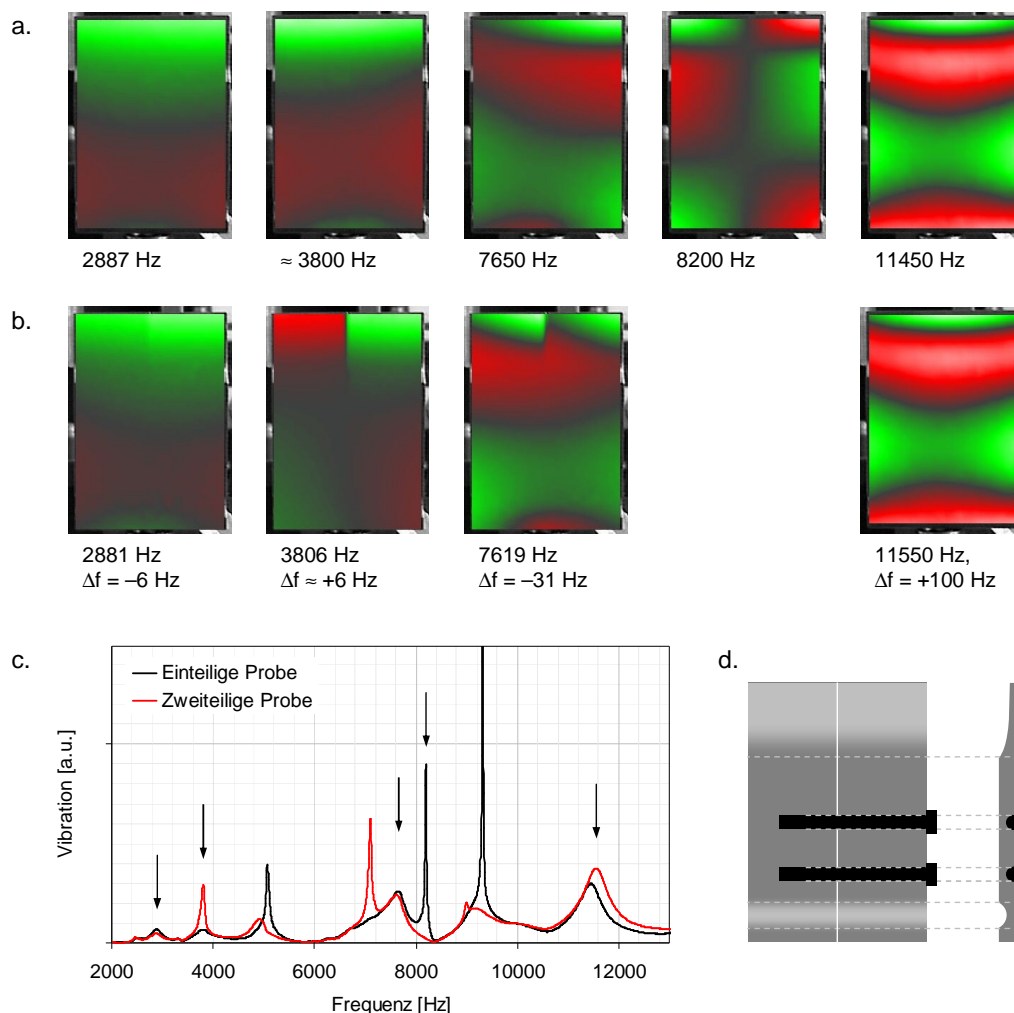


Abbildung 2.14: Betriebsschwingformen zweier Modellproben zur Simulation des Einflusses von Materialgrenzflächen. a./b. Betriebsschwingformen für die einteilige (a) bzw. zweiteilige (b) Probe, c. Zugehörige Spektren, d. Schematische Darstellung der Modellproben.

2.3.6 Dreidimensionale Messung von Einschwingvorgängen

Bei der akustischen Thermographie werden die Prüfteile in der Regel uniaxial angeregt, worauf sich eine Schallwelle im Körper ausbreitet. Nach einer gewissen Einschwingzeit ergibt sich bei resonanter Anregung ein stehendes Wellenbild auf der Prüfteiloberfläche. Die Einschwingzeiten hängen dabei sowohl vom verwendeten Erreger, als auch vom Prüfteil selbst ab. Der Einschwingvorgang lässt sich mit dem vorher beschriebenen 3D-Messsystem erfassen. Dazu wird das Objekt mit einem kurzen Puls aus Sinusschwingungen angeregt und die Antwort $y(t)$ mit dem Laser vibrometer bei möglichst hoher Abtastrate gemessen. Visualisiert man die erhaltenen Zeitdaten direkt, so erhält man den Zeitverlauf des Einschwingvorgangs.

Da dabei das Signal-Rausch-Verhältnis wesentlich verschlechtert wird (die bei Bestimmung der Betriebsschwingformen vorgenommene Glättung durch die Fouriertransformation entfällt völlig), müssen mehrere Pulse gemittelt werden (typ. 100), wobei zwischen diesen jeweils hinreichend lange gewartet werden muss, um der Schwingung Zeit zu geben, wieder abzuklingen. Je nach akustischer Güte des Objekts können Zeiten von mehreren 100 ms nötig sein.

Als Beispiel wurde hier ein Messingstufenkeil gewählt, der axial auf einen Piezo geklebt wurde. Abbildung 2.15 zeigt die an einem Punkt gemessene Out-of-plane-Komponente der Vibration während des Einschwingvorgangs bei einer Resonanzfrequenz (Versuchsaufbau wie Abbildung 2.16 links, die Out-of-Plane-Komponente (z) steht senkrecht auf dem Stufenkeil). Nach 6,7 ms (100 Zyklen) wurde der Anregung beendet, so dass die Schwingung wieder abklingen konnte. Tabelle 2.2 führt die anderen verwendeten Parameter auf, insbesondere wurden für die Daten 100 Einzelmessungen gemittelt, um ein ausreichend gutes Signal-Rausch-Verhältnis zu erhalten.

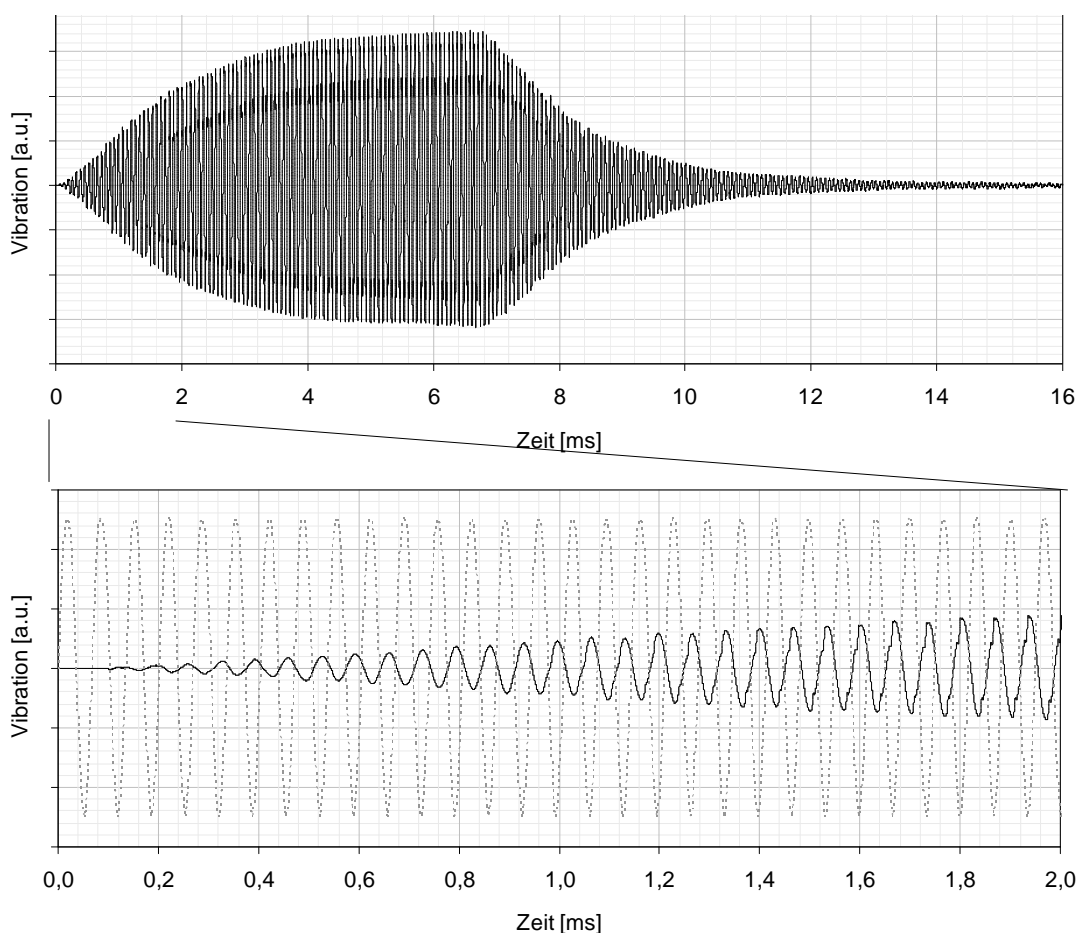


Abbildung 2.15: Out-of-plane-Komponente der Schwingung eines Messingstufenkeils während des Einschwingvorgangs (bis 6,7 ms) und des anschließenden Abklingens. Der untere Graph zeigt einen vergrößerten Ausschnitt des oberen, wobei zum Vergleich zusätzlich die angelegte Piezospaltung eingetragen ist (gestrichelt).

Sei f_s die Abtastrate der A/D-Wandlerkarte. Da die Schallgeschwindigkeit in Messing etwa 3,4 km/s beträgt, beträgt der Weg, den die Welle während der Zeit $1/f_s$ zurücklegt, etwa 0,85 mm. Das ist die erreichbare örtliche Auflösung.

Samplingrate f_s	4 MHz
Samplingdauer entspr. scan points	16 ms 64 000
Mittelungen	100
Anregungszeit	6,7 ms
Wartezeit	40 ms
entspr. Tastverhältnis	1:6

Tabelle 2.2: Typische verwendete Parameter zur Visualisierung der Ausbreitung der Schallwelle während des Einschwingvorgangs.

Im eingeschwungenen Zustand entspricht die Betriebsschwingform wieder einer stehenden Welle. Für die 25 kHz-Schwingung des Stufenkeils ist in Abbildung 2.16 ein solches Standbild gezeigt. An diesem Beispiel lassen sich mehrere Aussagen erkennen.

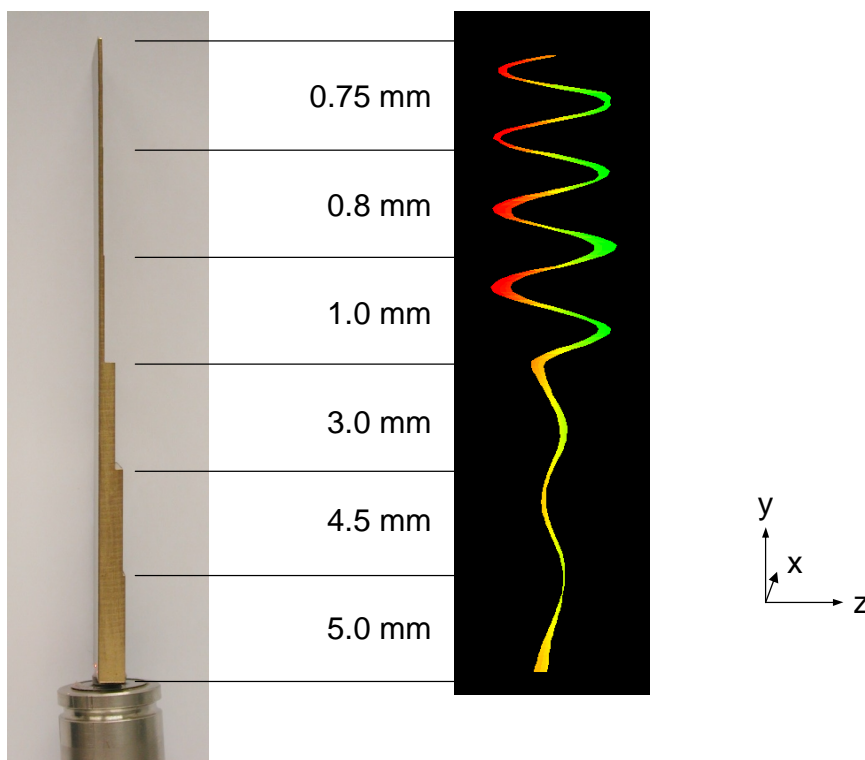


Abbildung 2.16: Verwendeter Messingstufenkeil und Standbild der eingeschwungenen Mode bei 25 009 Hz.

Zunächst zeigt die – stark überhöht dargestellte – Out-of-plane-Schwingung, dass von unten nach oben, also mit kleiner werdender Wandstärke, die Amplitude der Schwingung wächst und die Wellenlänge schrumpft. Das ist besonders deutlich bei der starken Dickenreduzierung von der dritten zur vierten Stufe sichtbar, wo die Wandstärke von 3 auf 1 mm abnimmt. Das Material erfährt damit an der dünneren Stelle auf zwei Wegen eine Erhöhung der Dehnung, da neben der Amplitudenerhöhung auch eine Wellenlängenreduzierung einhergeht.

Außerdem kann man an diesem Teil auch die Konversion einer Kompressions- in eine Biegewelle erkennen. Abbildung 2.17 zeigt den Vorgang. Für die akustische

Thermographie bedeutet das, dass auch bei der dort vorhandenen polarisierten Anregung des Objekts (axial zum erregenden Transducer) durch die Geometrie eine Schwingung in mehreren Polarisationsrichtungen das Ergebnis ist.

Schließlich ist auch eine Abschätzung der Einschwingzeiten möglich. Aus einer weiteren Analyse des gesamten Datensatzes, der Abbildung 2.17 zugrunde liegt, ergibt sich, dass für den Messingkeil nach etwa $800 \mu\text{s}$ eine stabile stehende Welle erreicht wird. Die Amplitude dieser Welle wuchs jedoch weiter und war erst nach etwa der 10fachen Zeit hinreichend konstant. Die bei der akustischen Thermographie verwendeten Anregungszeiten ($\sim 1 \text{ s}$) liegen in diesem Beispiel zumindest bei der resonanten Anregung mit abstimmbaren Erregern etwa zwei Größenordnungen über dieser Einschwingzeit. Für die akustische Thermographie mit Schweißanlagen ist die Einschwingzeit vor allem durch das Regelverhalten des Generators bestimmt (vgl. Abbildung 4.6) und liegt bei etwa 50 ms .

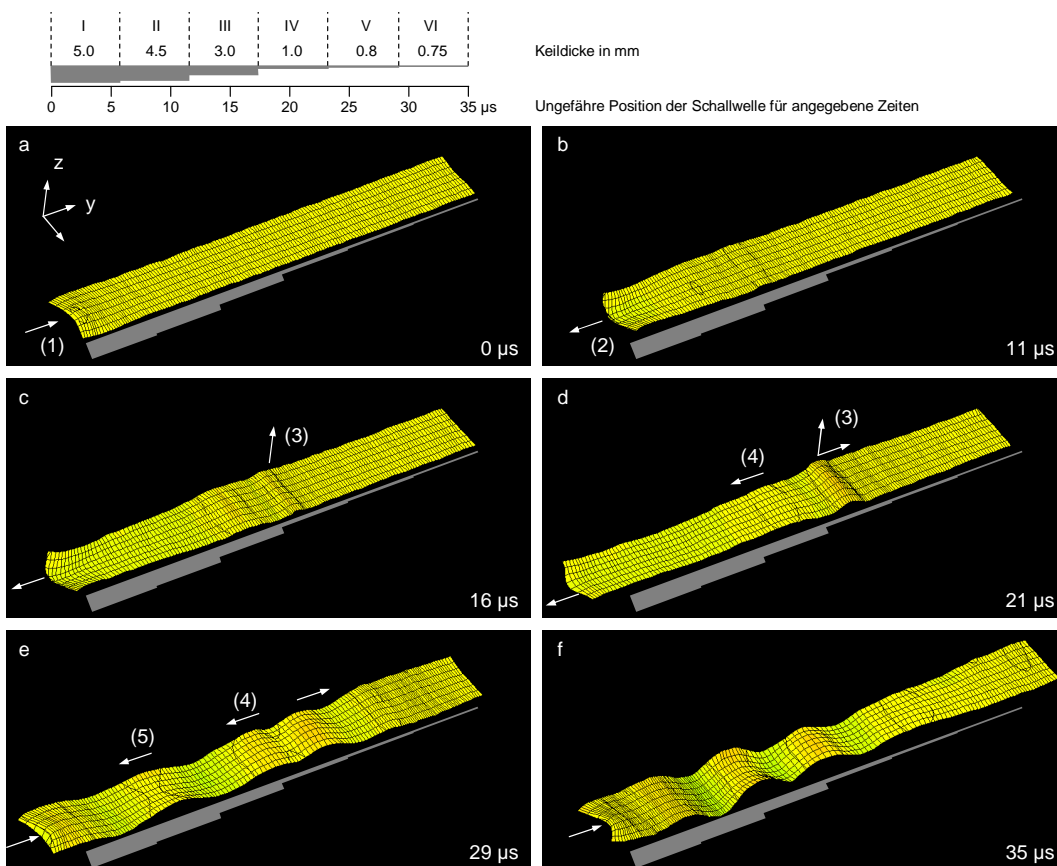


Abbildung 2.17: Modenkonzersion beim Einschwingvorgang am Messingkeil bei 25 kHz . a. Der Keil wird mit einer Kompressionwelle in y -Richtung erregt (1), b. Nach $11 \mu\text{s}$ ist die Phasenlage der Erregerwelle um etwa $\pi/2$ verschoben (2), c. Nach etwa $16 \mu\text{s}$ hat die Welle das Interface III/IV erreicht. Hier entsteht aufgrund der geringeren Dicke und der Asymmetrie des Aufbaus zusätzlich die Transversalkomponente (3), d. Diese breitet sich Richtung Ende des Keils aus, gleichzeitig wird aber ein Teil reflektiert (4), e. Nun ist neben der Reflexion am Interface III/IV (4) auch die an Interface II/III sichtbar (5), f. Nach $35 \mu\text{s}$ ist fast ein gesamter Zyklus der 25 kHz -Erregerschwingung vorbei. Durch eine längere Messung lässt sich feststellen, dass nach etwa $800 \mu\text{s}$ eine stabile stehende Welle entstanden ist. In dieser Zeit wird aber noch nicht das Maximum der Amplitude erreicht. Dies dauert etwa 6 ms (vgl. Abbildung 2.15).

2.3.7 Weitere Ergebnisse

Vergleich Vibrometermessung/FE-Simulation

Abbildung 2.18 zeigt den Vergleich von gemessenen und mit Ansys berechneten [Sch04] Betriebsschwingformen einer beidseitig eingespannten Aluminiumplatte. Die Frequenzen und zugehörigen Betriebsschwingformen stimmen qualitativ und quantitativ überein.

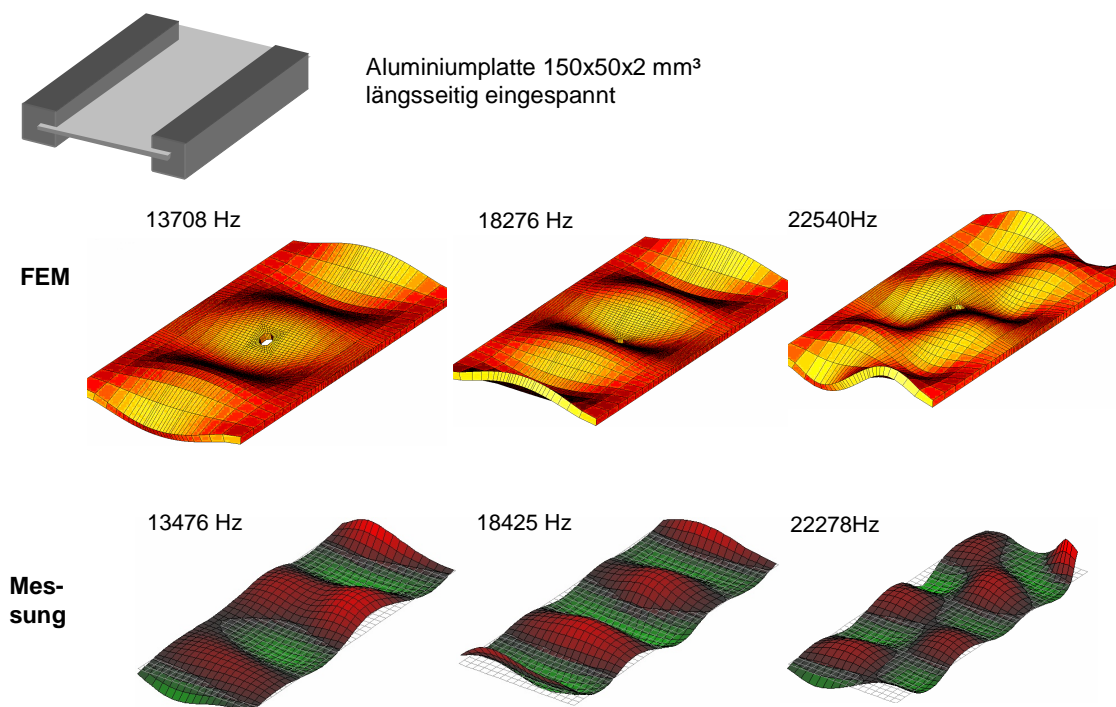


Abbildung 2.18: Vergleich von FEM-Analyse [Sch04] und Vibrometermessung am Beispiel einer beidseitig eingespannten Aluminiumplatte. Deutlich ist die qualitativ wie quantitativ gute Übereinstimmung zu erkennen.

In Abbildung 2.19 ist die FE-Simulation der Betriebsschwingform einer Turbinenschaufel zu sehen, die mit den Bildern aus 2.7 verglichen werden können. Auch in der Simulation ist die Wellenlänge an der dünneren linken Kante kürzer als an der dickeren rechten. Das Schaufelblatt führt im Wesentlichen eine Biegewelle aus.

Vergleich Vibrometermessung/ESPI-Technik

Einen Vergleich mit der alternativen Messmethode der Electronic Speckle Interferometry (ESPI) [Sch06] zeigt Abbildung 2.20. In diesem Fall wurde der besseren Vergleichbarkeit halber der Betrag der mit dem Vibrometer gemessenen Schallschnelle aufgetragen.

Bei dem verwendeten ESPI-Time-average-Verfahren ist die Dichte der Interferenzstreifen ein (allerdings nichtlineares) Maß für die Auslenkung. Trotz der Nichtlinearität zeigt zumindest der qualitativer Vergleich, dass an den Stellen erhöhter Streifendichte auch das Vibrometersignal höher ist. Stellen geringer Vibration – insbesondere Knotenlinien – fallen im ESPI-Bild durch ein verrauschtes mittleres Grau auf. Im Vibrometerbild sind die gemessenen Knotenlinien eingetragen.

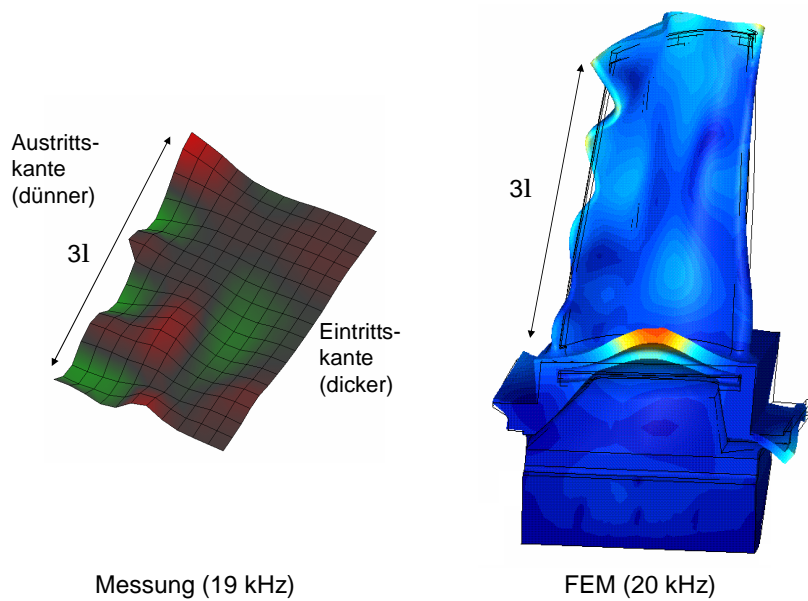


Abbildung 2.19: Vergleich zwischen einer Messung an einem Schaufelblatt und einer FEM-Simulation der kompletten Schaufel[Zag02]. Es ergeben sich ähnliche Wellenlängen und Schwingungsverteilungen.

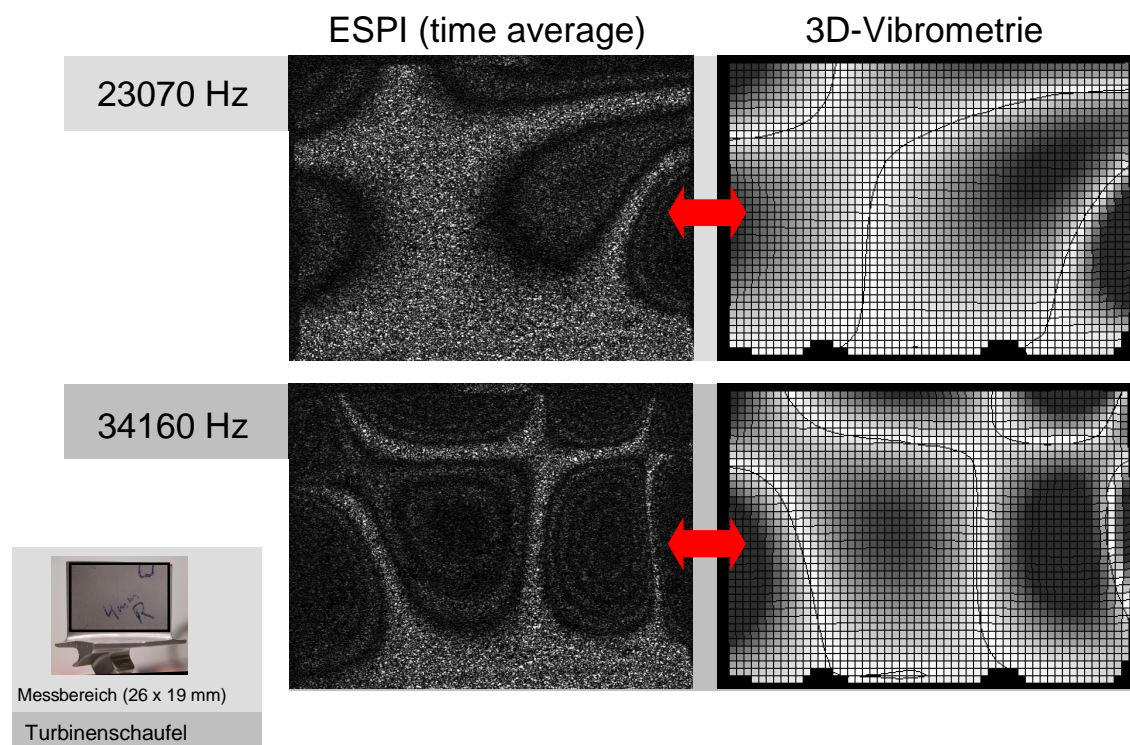


Abbildung 2.20: Vergleich der Betriebsschwingform mit ESPI und 3D-Vibrometrie gemessen.

Betriebsschwingformen eines realen Risses

An einem breiten Riss an der Spitze einer Gasturbinenschaufel ist es mit dem 3D-Messsystem möglich, die dreidimensionale Bewegung eines Risses in Abhängigkeit der Frequenz zu messen. Abbildung 2.21 zeigt das Ergebnis.

Die 8 679 Hz-Resonanz entspricht im wesentlichen einer Mode-III-Bewegung (vgl.

Abbildung 5.6) eines Rissflügels, wogegen der andere stationär blieb. Bei 16 023 Hz kann man eine Mode-I-Bewegung mit einer überlagerten gleichmäßigen Out-of-Plane-Schwingung erkennen. Die anderen Resonanzen zeigen hauptsächlich Mischbewegungen oder höhere Ordnungen.

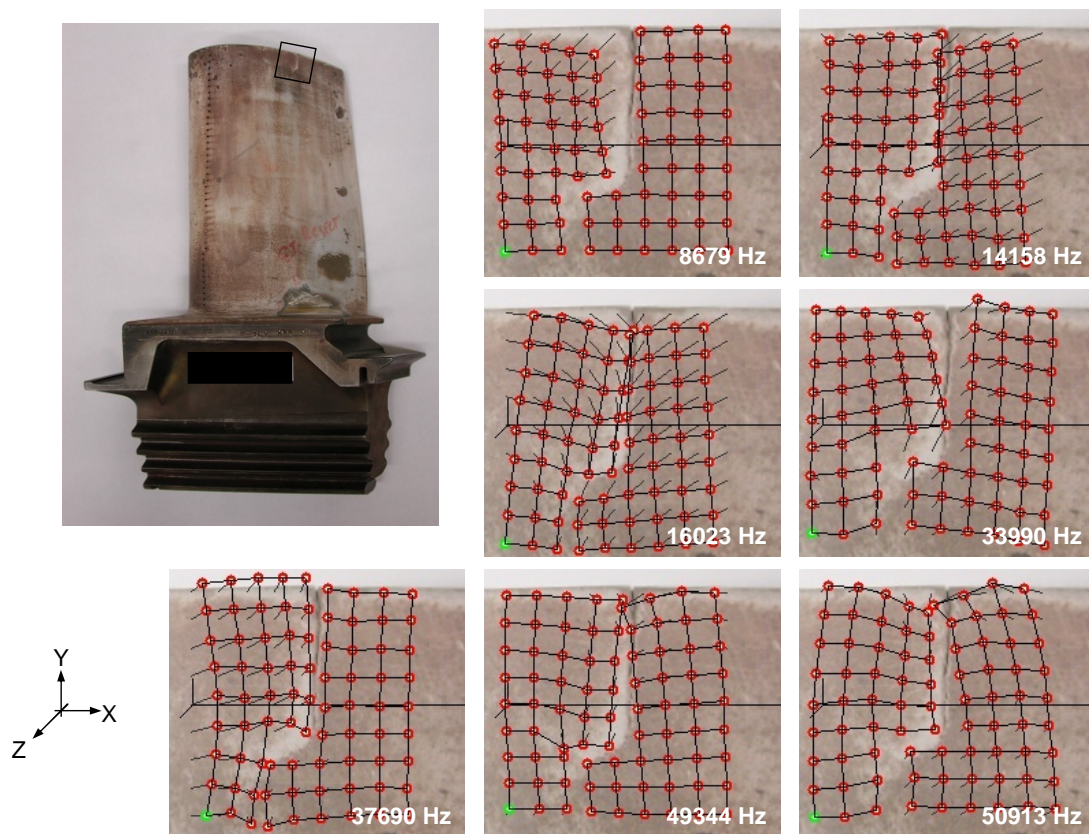


Abbildung 2.21: Betriebsschwingformen eines klaffenden Risses in einer Gasturbinschaufel.

Kapitel 3

Theorie der Plattenwellen im Ultraschallbereich

Für viele Anwendungen kann das Prüfobjekt als dünne Platte angenähert werden. Dies gilt etwa für Turbinenschaufeln, Rohre oder CFK-Panels. In diesem Fall lässt sich ein theoretisches Modell der sich ausbildenden stehenden Plattenwelle aufstellen [TH06]. Dies erleichtert die Berechnung der Dehnungskomponenten. Wie man sehen wird, lassen sich unter geeigneten Annahmen alle Komponenten der Dehnungsmatrix aus den Out-of-Plane-Auslenkungen $u_z(\vec{x})$ abschätzen.

3.1 Dehnung und Spannung

Betrachtet wird ein homogener, nicht piezoelektrischer Festkörper. Wirkt eine äußere Kraft, so verschieben sich die Volumenelemente um $\vec{u}(\vec{x}, t)$. Eine Deformation tritt nur dann auf, wenn die Volumenelemente relativ zueinander verschoben sind, d.h. die Verschiebungsvektoren explizit ortsabhängig sind. Somit geben die Ortsableitungen $\partial\vec{u}/\partial x_i$ die Deformation an. Um eine reine Rotation auszuschließen (die keine Deformation ist) gilt für die Dehnung [Bel88]:

$$\varepsilon_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (3.1)$$

(Für eine reine Rotation gilt $\frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial u_j}{\partial x_i}$). Spannung σ und Dehnung ε hängen nach dem Hookschen Gesetz linear zusammen.

$$\sigma_{ij} = c_{ijkl} \varepsilon_{kl} \quad (3.2)$$

Der vierdimensionale Elastizitätstensor c_{ijkl} beschreibt die elastischen Eigenschaften eines Materials. Für einen homogenen und isotropen Körper vereinfacht sich der Tensor zu [Bel88]

$$c_{ijkl} = \lambda^* \delta_{ij} \delta_{kl} + \mu (\delta_{ik} \delta_{jl} + \delta_{il} \delta_{jk}) \quad (3.3)$$

Die 81 Komponenten des Elastizitätstensors wurden somit auf zwei, die sogenannten Lamé-Konstanten λ^* und μ reduziert. Damit hat das Hooksche Gesetz die Form

$$\sigma_{ij} = \lambda^* (\varepsilon_{11} + \varepsilon_{22} + \varepsilon_{33}) \delta_{ij} + 2\mu \varepsilon_{ij} \quad (3.4)$$

Nach dem Newtonschen Kraftgesetz kann man die Bewegungsgleichung für eine Welle in homogener und isotroper Materie wie folgt schreiben:

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial j} \quad (3.5)$$

Mit (3.1) und (3.4) :

$$\rho \frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial t^2} = (\lambda^* + \mu) \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{u}) + \mu \vec{\nabla}^2 \vec{u} \quad (3.6)$$

3.2 Bestimmung der Auslenkung

Mit Hilfe von Vektoralgebra kann man diese Differentialgleichung in vier einfache Wellengleichungen umformen. Dafür stellt man die Auslenkung als Summe von rotationsfreier und divergenzfreier Komponente dar:

$$\vec{u} = \vec{u}_\alpha + \vec{u}_\beta = \vec{\nabla} f + \vec{\nabla} \times \vec{F} \quad (3.7)$$

$$\text{mit } \vec{\nabla} \times \vec{u}_\alpha = 0 \text{ und } \vec{\nabla} \cdot \vec{u}_\beta = 0 \quad (3.8)$$

\vec{u}_α ist physikalisch gesehen der Teil der Auslenkung, der durch longitudinale Wellen, \vec{u}_β entsprechend der Teil, der durch transversale Wellen hervorgerufen wird. Hier und im Weiteren sind die Argumente (x, y, z) weggelassen. f und $\vec{F} = (F_x, F_y, F_z)$ sind skalare bzw. Vektorpotentiale. Sie müssen die folgenden Wellengleichungen erfüllen.

$$\frac{\partial^2 f}{\partial t^2} - c_\alpha^2 \vec{\nabla}^2 f = 0 \quad (3.9)$$

$$\frac{\partial^2 \vec{F}}{\partial t^2} - c_\beta^2 \vec{\nabla}^2 \vec{F} = 0 \quad (3.10)$$

mit

$$c_\alpha^2 = \frac{\lambda^* + 2\mu}{\rho} \quad (3.11)$$

$$c_\beta^2 = \frac{\mu}{\rho} \quad (3.12)$$

Für einen ebenen Dehnungszustand, also $u_y = 0$ und $\partial[\cdot]/\partial y = 0$ sind f und \vec{F} nur noch Funktionen von x und z , und man erhält

$$u_x = \frac{\partial f}{\partial x} - \frac{\partial F_y}{\partial z} \quad (3.13)$$

$$u_y = 0 \quad (3.14)$$

$$u_z = \frac{\partial f}{\partial z} + \frac{\partial F_y}{\partial x}. \quad (3.15)$$

Als Lösungen für f und F_y ergeben sich

$$f(x, z, t) = (A \sin \eta_\alpha z + B \cos \eta_\alpha z) e^{i(kx - \omega t)} \quad (3.16)$$

$$F_y(x, z, t) = (C \sin \eta_\beta z + D \cos \eta_\beta z) e^{i(kx - \omega t)} \quad (3.17)$$

mit

$$\eta_{\alpha,\beta}^2 = k^2 - \frac{\omega^2}{c_{\alpha,\beta}^2}. \quad (3.18)$$

Gleichungen (3.16) und (3.17) eingesetzt in (3.13) und (3.15) ergeben

$$u_x = (ik(A \sin \eta_\alpha z + B \cos \eta_\alpha z) - C\eta_\beta \cos \eta_\beta z + D\eta_\beta \sin \eta_\beta z) e^{i(kx-\omega t)} \quad (3.19)$$

$$u_z = (A\eta_\alpha \cos \eta_\alpha z - B\eta_\alpha \sin \eta_\alpha z + ik(C \sin \eta_\beta z + D \cos \eta_\beta z)) e^{i(kx-\omega t)} \quad (3.20)$$

Für die antisymmetrische Wellenform dürfen in u_x nur die Sinusterme, in u_z hingegen nur die Cosinusterme enthalten sein und entsprechend für die symmetrische Wellenform. Man erhält schließlich für die antisymmetrische Auslenkung \vec{u}^a

$$u_x^a = (ikA \sin \eta_\alpha z + D\eta_\beta \sin \eta_\beta z) e^{i(kx-\omega t)} \quad (3.21)$$

$$u_z^a = (A\eta_\alpha \cos \eta_\alpha z + ikD \cos \eta_\beta z) e^{i(kx-\omega t)} \quad (3.22)$$

und für die symmetrische Auslenkung \vec{u}^s

$$u_x^s = (ikB \cos \eta_\alpha z - C\eta_\beta \cos \eta_\beta z) e^{i(kx-\omega t)} \quad (3.23)$$

$$u_z^s = (-B\eta_\alpha \sin \eta_\alpha z + ikC \sin \eta_\beta z) e^{i(kx-\omega t)} \quad (3.24)$$

Bei der akustischen Thermographie bilden sich meist stehende Wellen auf der Prüfteiloberfläche aus. Diese lassen sich aus hin- und rücklaufenden Wellen konstruieren, etwa

$$u_x^{a,s}(x, z, t) = u_x^{a,s}(x, z, k, t) + u_x^{a,s}(x, z, -k, t), \quad (3.25)$$

und entsprechend für die anderen Komponenten.

3.3 Transversalwelle

Für eine Platte endlicher Dicke $d = 2h$ müssen Randbedingungen berücksichtigt werden. Die Oberflächen einer Platte sind spannungsfrei, d.h. $\sigma_{zi} = 0$ für $i \in \{x, y, z\}$. Im Fall des ebenen Dehnungszustandes bedeutet das $\sigma_{zz} = 0$, $\sigma_{zx} = 0$. Daraus ergeben sich die Gleichungen für eine antisymmetrische Welle:

$$(\lambda^*(k^2 + \eta_\alpha^2) + 2\mu\eta_\alpha^2)A \sin(\eta_\alpha h) = 2\mu ik\eta_\beta D \sin(\eta_\beta h) \quad (3.26)$$

$$2ik\eta_\alpha A \cos(\eta_\alpha h) = (k^2 - \eta_\beta^2)D \cos(\eta_\beta h) \quad (3.27)$$

Aus diesen Gleichungen kann man die Dispersionsrelation sowie den Zusammenhang zwischen den Amplituden A und D berechnen, der im Folgenden von Interesse ist,

$$A = \frac{(k^2 - \eta_\beta^2) \cos(\eta_\beta h)}{2ik\eta_\alpha \cos(\eta_\alpha h)} D \quad (3.28)$$

Ist nun $w^2/c_{\alpha,\beta}^2$ klein gegenüber k^2 , so gilt mit (3.18) $\eta_{\alpha,\beta}^2 \rightarrow k^2$, und daraus folgt $A \rightarrow 0$. Für $A = 0$ ist die Welle eine reine Transversalwelle in dem Sinne das $\vec{\nabla} \vec{u} = 0$ ist. Diese Welle wird Biegewelle genannt [Kut88].

Für eine reine Biegewellen kann man die maximale Dehnung ε_{xx} aus der out-of-plane Auslenkung u_z berechnen. Analog kann man zeigen, dass für das Verhältnis der Amplituden der symmetrischen Welle gilt:

$$B = \frac{(\eta_\beta^2 - k^2) \sin(\eta_\beta h)}{2ik\eta_\alpha \sin(\eta_\alpha h)} C \quad (3.29)$$

Für die symmetrische Welle gelten somit die gleichen Folgerungen wie für die transversale Welle. Abbildung 3.1 zeigt eine antisymmetrische Biegewelle einer Platte und Abbildung 3.2 eine symmetrische Transversalwelle.

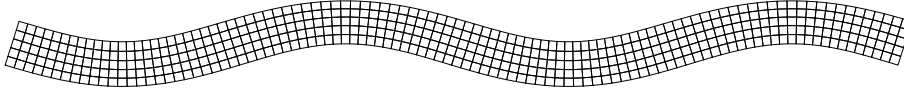


Abbildung 3.1: Biegewelle

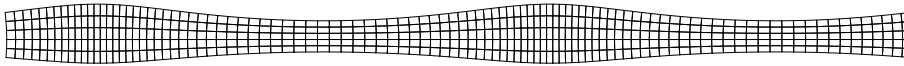


Abbildung 3.2: Auslenkung einer symmetrischen Transversalwelle

3.4 Berechnung der Dehnungen in antisymmetrischen und symmetrischen Transversalwellen

Wie im vorherigen Abschnitt gezeigt, dominiert in einer Platte, wenn für die Anregung $w^2/c^2 < k^2$ gilt, der transversale Anteil der Welle. Bei der Anregung einer Turbinenschaufel aus Inconel mit einer Frequenz um 20 kHz ist $k^2 \approx 10 w^2/c_{\alpha,\beta}^2$. Somit dominiert der transversale Anteil. Der longitudinale Anteil wird im Folgenden für die Berechnung vernachlässigt, d.h. $A = 0$ und $\eta_{\alpha,\beta} = k$.

3.4.1 Antisymmetrische Biegewelle

Abbildung 3.1 zeigt eine antisymmetrische Biegewelle einer Platte. In Abbildung 3.3 ist die Dehnung in xx -Richtung ($\varepsilon_{xx} = \partial u_x / \partial x$) angegeben. Da für eine Biegewelle $\vec{\nabla} \vec{u} = 0$ gilt und ein ebener Verzerrungszustand angenommen wird, ist $\varepsilon_{zz} = -\varepsilon_{xx}$, wie in Abbildung 3.4 zu sehen ist.

In diesen und den folgenden Abbildungen bedeutet graue Färbung, dass die Dehnung Null ist, weiße Färbung größte Dehnung und schwarze Färbung kleinste, negative Dehnung. Negative Dehnungen entsprechen einer Kompression des Materials.

Die Dehnung in xz -Richtung, ε_{xz} , ist Null (Abbildung 3.5). Man kann aus (3.21) und (3.22) berechnen, dass $\partial u_x / \partial z = -\partial u_z / \partial x$ ist, in den Abbildungen 3.6 und 3.7 ist dies auch zu sehen.

Eine reine Scherwelle ist eine antisymmetrische Transversalwelle, bei der sich die Auslenkung in x -Richtung nicht ändert, das heißt $\partial u_{x,z} / \partial x = 0$. Die Scherwelle ist keine Lösung der Wellengleichung für eine Platte, das heißt, es bildet sich keine reine Scherwelle in einer angeregten Platte aus. Zum Vergleich zur Biegewelle ist die Scherwelle in Abbildung 3.8 zu sehen.

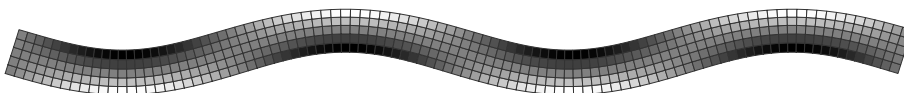


Abbildung 3.3: ε_{xx} Dehnung

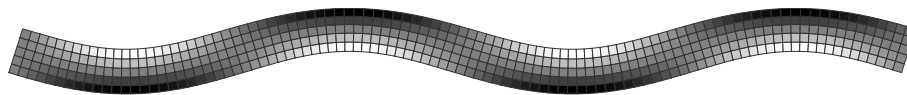
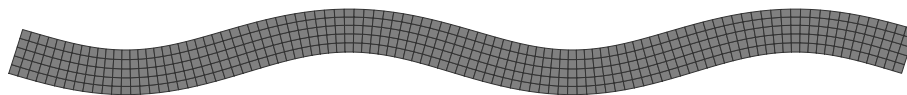
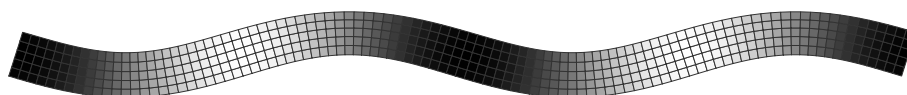
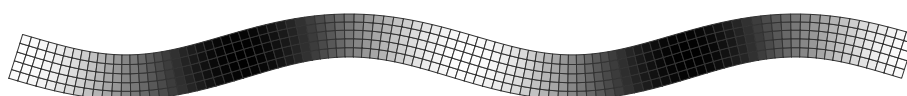
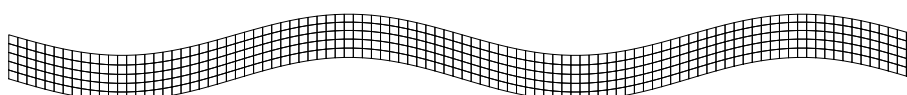
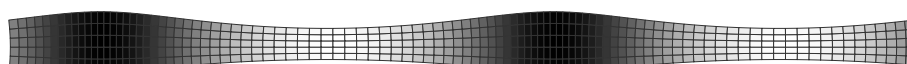
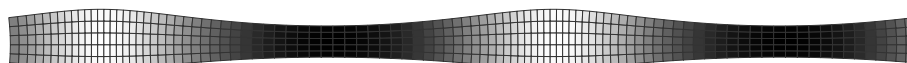
Abbildung 3.4: ϵ_{zz} DehnungAbbildung 3.5: ϵ_{xz} Abbildung 3.6: $\partial u_z / \partial x$ Abbildung 3.7: $\partial u_x / \partial z$ 

Abbildung 3.8: reine Scherwelle

3.4.2 Symmetrische Transversalwelle

Eine weitere Lösung der Wellengleichung ist die symmetrische Transversalwelle. Die Auslenkungen sind in Abbildung 3.2 zu sehen. Wie auch bei der Biegewelle ist die Dehnung in xx -Richtung gleich der negativen Dehnung in zz -Richtung, und es existiert keine Dehnung in xz -Richtung. Die Dehnungen und Auslenkungen sind in Abbildungen 3.9 bis 3.13 zu sehen.

Eine symmetrische Transversalwelle, bei der sich die x -Auslenkung nicht ändert, ist eine reine Dichtewelle, zu sehen in Abbildung 3.14. Wie auch schon die reine Scherwelle im antisymmetrischen Fall, ist die Dichtewelle keine Lösung der Wellengleichung für eine Platte.

Abbildung 3.9: ϵ_{xx} DehnungAbbildung 3.10: ϵ_{zz} Dehnung

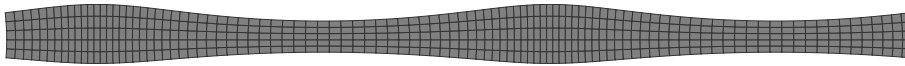
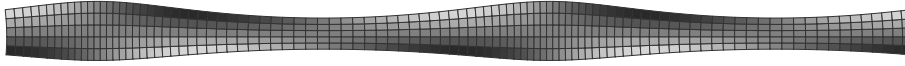
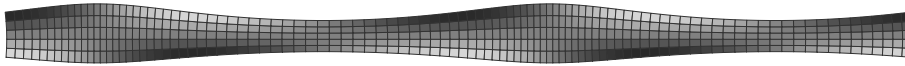
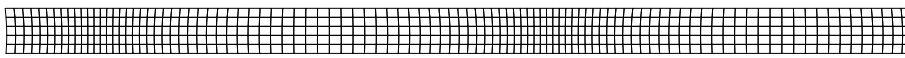
Abbildung 3.11: ε_{xz} Abbildung 3.12: $\partial u_z / \partial x$ Abbildung 3.13: $\partial u_x / \partial z$ 

Abbildung 3.14: reine Dichtewelle

3.5 Abschätzung der Wellenlänge in einer Platte

Ist die Dicke der Platte klein im Vergleich zu den anderen beiden Dimensionen, so sind die Komponenten σ_{zz} und σ_{xy} über die ganze Plattendicke klein gegenüber den anderen Komponenten des Spannungstensors und können somit als Null angesehen werden. Mit dieser Bedingung kann der Zusammenhang von transversaler Wellenlänge und anregender Frequenz hergeleitet werden [Lif91]:

$$\lambda = \frac{2\pi}{\sqrt{\omega}} \sqrt[4]{\frac{h^2 E}{12\rho(1-\nu^2)}} \quad (3.30)$$

Hier ist h die halbe Plattendicke, ρ die Dichte, E der Elastizitätsmodul und ν die Querkontraktionszahl (Poissonzahl) des Materials. Man kann die Lamé-Konstanten, λ^* und μ in E und ν umrechnen. Sie sind durch die folgenden Formeln verbunden:

$$\lambda^* = \frac{E\nu}{(1+\nu)(1-2\nu)} \quad (3.31)$$

$$\mu = \frac{E}{2(1+\nu)} \quad (3.32)$$

3.6 Bestimmung der In-Plane-Dehnungen aus den Out-of-Plane-Auslenkungen

Auch ohne genaue Kenntnis der dreidimensionalen Vibration ist in bestimmten Fällen zumindest eine Abschätzung der Dehnungen möglich. Ein wichtiger Fall ist die In-Plane-Dehnung bei einer Biegewelle,

$$u_z(x) = u_{z,\max} \sin(2\pi x/\lambda). \quad (3.33)$$

Die Out-of-Plane-Auslenkung $u_z(x)$ führt an den Schwingungsbäuchen zu einer In-Plane-Dehnung ε_{xx} . Die Dehnung kann abgeschätzt werden aus dem Verhältnis der

beiden Berührkreisradien r_1 und r_2 an die Plattenoberfläche bzw. die neutrale Faser (Abbildungen 3.15 und 3.16):

$$\varepsilon_{xx} \approx \frac{r_1}{r_2} - 1. \quad (3.34)$$

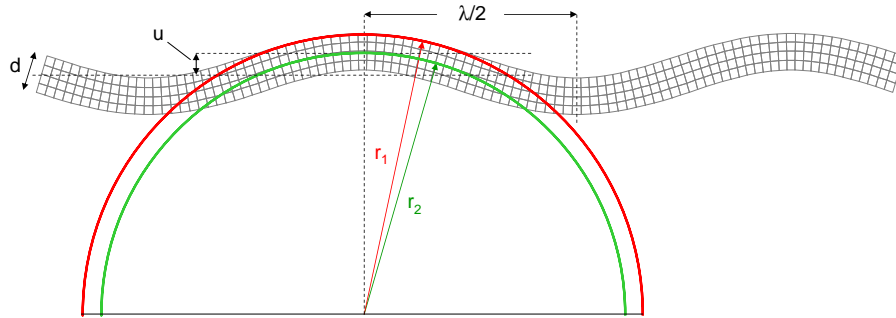


Abbildung 3.15: Schematische Darstellung zur Abschätzung der In-Plane-Dehnung bei Biege- wellen I.

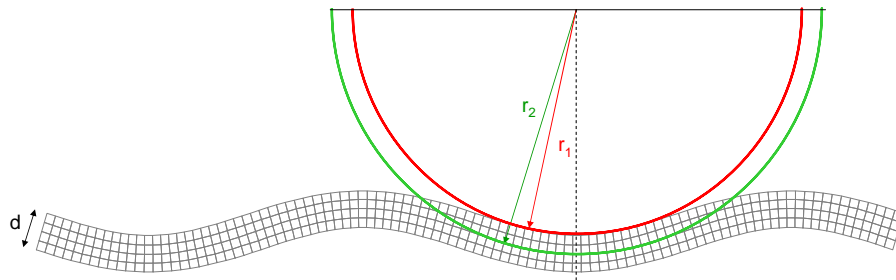


Abbildung 3.16: Schematische Darstellung zur Abschätzung der In-Plane-Dehnung bei Biege- wellen II.

Für eine Messung sind nur die Oberflächenanteile der Vibration messbar, d. h. es kann nur der Radius des ersten Berührkreises r_1 bestimmt werden. Der Radius r_2 des zweiten Krümmungskreises beträgt näherungsweise

$$r_2 \approx r_1 \mp d/2. \quad (3.35)$$

Das Minuszeichen gilt für den in Abbildung 3.15 gezeigten Fall, das Pluszeichen für Abbildung 3.16. Eingesetzt in (3.34) erhält man

$$\varepsilon_{xx} \approx \frac{r_1}{r_1 \mp d/2} - 1 \approx \frac{1}{1 \mp d/(2r_1)} - 1 \approx \pm \frac{d}{2r_1} \quad (3.36)$$

wobei die geometrische Reihe [Zei96]

$$\frac{1}{1 \mp x} = \sum_{i=0}^{\infty} (\pm 1)^i x^i \quad (3.37)$$

verwendet wurde und die Abschätzung $r \gg d$.

Für diese Ableitung wurde keine bestimmte x -Position entlang der Welle verwendet, es gilt also allgemein

$$|\varepsilon_{xx}(x)| \approx \frac{d}{2r(x)}, \quad (3.38)$$

womit mit $r(x)$ der Krümmungsradius der $u_z(x)$ -Kurve am Ort x bezeichnet wird. Eine analoge Gleichung gilt auch für $\varepsilon_{yy}(y)$. Damit ist die Bestimmung der In-Plane-Dehnungen ε_{xx} und ε_{yy} auf die einfacher zu messende Out-of-Plane-Auslenkung $u_z(\vec{x})$ zurückgeführt worden.

Weil ferner aus

$$\varepsilon_{xy} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_x}{\partial y} + \frac{\partial u_y}{\partial x} \right) \quad (3.39)$$

folgt, dass

$$\frac{\partial^2 \varepsilon_{xy}}{\partial x \partial y} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^3 u_x}{\partial x \partial y^2} + \frac{\partial^3 u_y}{\partial x^2 \partial y} \right) = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 \varepsilon_{xx}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varepsilon_{yy}}{\partial x^2} \right) \quad (3.40)$$

ist, können auch die In-Plane-Scherdehnungen ε_{xy} bzw. ε_{yx} vollständig aus u_z berechnet werden.

Im Folgenden werden drei Methoden zur Bestimmung der Krümmungsradien $r(x)$ beschrieben.

Methode 1. Analytische Berechnung von $r(x)$

Der Krümmungsradius einer ebenen Funktion $y(x)$ an der Stelle x beträgt [Zei96]

$$r(x) = \frac{(1 + y'(x)^2)^{3/2}}{y''(x)}. \quad (3.41)$$

Die Ortsableitungen von (3.33) sind

$$u'_z(x) = \frac{2\pi u_{z,\max}}{\lambda} \cos\left(\frac{2\pi x}{\lambda}\right) \quad (3.42)$$

$$u''_z(x) = -\frac{4\pi^2 u_{z,\max}}{\lambda^2} \sin\left(\frac{2\pi x}{\lambda}\right). \quad (3.43)$$

Diese ergeben eingesetzt in (3.41) und ausgewertet an der Stelle $x = \lambda/4$ bei Betragsbildung

$$r = \frac{\lambda^2}{4\pi^2 u_{z,\max}}. \quad (3.44)$$

Somit wird die In-Plane-Dehnung (3.38) an dieser Stelle

$$\boxed{\varepsilon_{xx} \approx \frac{2\pi^2 du_{z,\max}}{\lambda^2}}. \quad (3.45)$$

Für λ kann Gleichung (3.30) verwendet werden, so dass man insgesamt erhält

$$\varepsilon_{xx} \approx \xi f u \quad \text{mit} \quad \xi := \frac{4\pi \sqrt{3\rho(1-\nu^2)}}{\sqrt{E}}. \quad (3.46)$$

Für Stahl ergibt sich $\varepsilon_{xx} \approx 4 \cdot 10^{-3} \text{ s/m} \cdot f u$ bzw. $\sigma_{xx} \approx 0,83 \text{ GPa s/m} \cdot f u$.

Für den Fall einer symmetrischen Plattenmode, also

$$u_z(x, y) = u_{\max} \sin(2\pi x/\lambda_x) \sin(2\pi y/\lambda_y), \quad (3.47)$$

erhält man mit (3.38) und (3.41)

$$\varepsilon_{xx} \approx \frac{u_z''(x)d}{2(1 + u_z'(x)^2)^{3/2}}, \quad (3.48)$$

und entsprechend für ε_{yy} , worauf schließlich (3.39) angewendet werden kann. Es ergibt sich nach einiger Rechnung und Vernachlässigung der Glieder in u_{\max}^2 , da $u_{\max} \ll 1$:

$$\varepsilon_{xy} \approx \frac{2\pi^2 du_{\max}}{\lambda_x \lambda_y} \stackrel{\lambda_x = \lambda_y}{\approx} \varepsilon_{xx}. \quad (3.49)$$

Damit sind alle noch vorhandenen Dehnungen auf die Bestimmung der Out-of-Plane-Komponente der Schwingung zurückgeführt. Die Spannungen lassen sich dann über $\sigma_{xx,yy} = \varepsilon_{xx,yy}E$ bzw. $\sigma_{xy} = \varepsilon_{xy}G$ berechnen, wobei der Schermodul G über

$$G = \frac{E}{2(1 + \nu)} \quad (3.50)$$

mit dem Elastizitäts-Modul verknüpft ist. Für Stahl gilt $E \approx 200$ GPa und wegen $\nu \approx 0,3$: $G \approx E/2,6 \approx 80$ GPa. Damit sind die Scherspannungen $\sigma_{xy,yx}$ deutlich kleiner als die Schubspannungen $\sigma_{xx,yy}$.

Gleichung (3.45) kann unter geeigneten Annahmen auch aus der Theorie abgeleitet werden. Aus (3.25) erhält man für eine reine Transversalwelle ($A = 0$) durch Differentiation:

$$\varepsilon_{xx} = \frac{\partial u_x}{\partial x} = -\frac{\partial u_z}{\partial z} = -2kD\eta_\beta \sin(\eta_\beta z) \sin(kx). \quad (3.51)$$

Das Maximum wird erreicht für $\sin(kx) = 1$, also $\pi/2 = kx = 2\pi/\lambda x \Rightarrow x = \lambda/4$. Die z -Auslenkung an dieser Stelle ist

$$u_{\max}(z_0, x_0) = 2kD \cos(\eta_\beta z_0) \Rightarrow \eta_\beta z_0 = \arccos\left(\frac{u_{\max}}{2kD}\right). \quad (3.52)$$

Damit wird die maximale x -Dehnung

$$\varepsilon_{xx,\max} = 2k\eta_\beta D \sin\left(\arccos\left(\frac{u_{\max}}{2kD}\right)\right). \quad (3.53)$$

Gleichung (3.51) lässt sich weiter vereinfachen, da die maximale Dehnung am Rand der Platte, also für $z = d/2$ erreicht wird:

$$\varepsilon_{xx} = 2k\eta_\beta D \sin(\eta_\beta d/2) \approx 2k\eta_\beta^2 Dd. \quad (3.54)$$

Dabei wurde die Kleinwinkelnäherung $\sin(x) \approx x$ für $x \ll 1$ verwendet. Mit den weiteren Definitionen $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ und $\eta_\beta^2 = k^2 - \omega^2/c_\beta^2 \approx k^2$ erhält man

$$\varepsilon_{xx} \approx k^3 Dd. \quad (3.55)$$

Die maximale Auslenkung in z -Richtung ist

$$u_{\max} \stackrel{(3.52)}{=} 2kD \cos(\eta_\beta z_0) \approx 2kD, \quad (3.56)$$

wobei diesmal die Kleinwinkelnäherung $\cos(x) \approx 1$ für $x \ll 1$ verwendet wurde. (3.56) eingesetzt in (3.55) ergibt schließlich

$$\varepsilon_{xx} \approx \frac{2\pi^2 du_{\max}}{\lambda^2}. \quad (3.57)$$

Methode 2. Berechnung von $r(\mathbf{x})$ aus u_z über Kreisgleichung

Für eine Messung liegen die Werte $u_z(\vec{x})$ diskretisiert vor. Dann kann der Berührkreis zum Beispiel dadurch bestimmt werden, dass durch jeden Punkt (x_1, y_1) und seine zwei nächsten Nachbarn (x_2, y_2) und (x_3, y_3) ein Kreis gelegt wird. Dessen Mittelpunkt (x_m, y_m) und Radius r gehorchen dem quadratischen Gleichungssystem

$$(x_i - x_m)^2 + (y_i - y_m)^2 = r^2, \quad (3.58)$$

aus dem sich der Radius r berechnen lässt:

$$r = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{((x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2) ((x_1 - x_3)^2 + (y_1 - y_3)^2) ((x_2 - x_3)^2 + (y_2 - y_3)^2)}{(x_1 (y_3 - y_2) + x_2 (y_1 - y_3) + x_3 (y_2 - y_1))^2}} \quad (3.59)$$

Methode 3. Berechnung von $r(\mathbf{x})$ aus u_z über Parabelfit

Die Berührkreismethode eignet sich dann, wenn nur wenige Punkte pro Schwingungszyklus zur Verfügung stehen und deshalb kein Fit über mehrere Punkte gemacht werden kann. Für den Fall, dass die Messung mit einem feineren Raster durchgeführt wurde, ist es besser, durch jeden Punkt (x_i, y_i) und seine $n-1$ nächsten Nachbarn eine Parabel $y(x) = a_2 x^2 + a_1 x + a_0$ zu legen. Für die Berechnung des Berührkreisradius r wird der Krümmungsradius dieser Parabel im Scheitel genommen. Die Scheitelordinate $x_s = (-a_1/2a_2)$ in (3.41) eingesetzt ergibt:

$$r = \frac{1}{2a_2}. \quad (3.60)$$

Den Koeffizienten a_2 erhält man aus einem Fit gemäß der Least-Squares-Methode:

$$\chi^2 = \sum_{j=i-(n-1)/2}^{i+(n-1)/2} (y_i - a_2 x_i^2 - a_1 x_i - a_0)^2 \stackrel{!}{=} \min, \quad (3.61)$$

woraus sich

$$a_2 = A/B \quad (3.62)$$

mit

$$A = (\sum x^2)^2 \sum y - \sum x^3 (\sum x \sum y - n \sum xy) + (\sum x)^2 \sum x^2 y - \sum x^2 (\sum x \sum xy + n \sum x^2 y) \quad (3.63)$$

$$B = (\sum x^2)^3 + n (\sum x^3)^2 + (\sum x)^2 \sum x^4 - \sum x^2 (2 \sum x \sum x^3 + n \sum x^4) \quad (3.64)$$

ergibt. Der Vorteil des Parabelfits ist das bessere Signal-Rausch-Verhältnis.

Beispiel

Abbildung 3.17 zeigt die aus Vibrometermessungen berechnete Dehnungsverteilung auf einer CFK-Platte. Von oben nach unten wurde die ε_{xx} - und ε_{yy} -Verteilung zunächst aus den $u_x(\vec{x})$ - bzw. $u_y(\vec{x})$ -Auslenkungen, dann aus den $u_z(\vec{x})$ -Auslenkungen mit dem Kreisfit und schließlich aus den $u_z(\vec{x})$ -Auslenkungen mit einem 5-Punkt-Parabelfit berechnet. Die Grauwertdarstellung ist jeweils auf dasselbe Maximum

normiert, was bedeutet, dass nicht nur eine qualitative, sondern auch eine quantitative Übereinstimmung vorliegt.

Wie außerdem deutlich zu erkennen ist, ist die letzte Methode der direkten Berechnung aus den In-Plane-Auslenkungen sogar überlegen. Das liegt einmal an der Mittelung über mehrere Punkte und der Tatsache, dass die Out-of-Plane-Auslenkung aufgrund der Laserstrahlgeometrie mit einem besseren Signal-Rausch-Verhältnis gemessen werden kann.

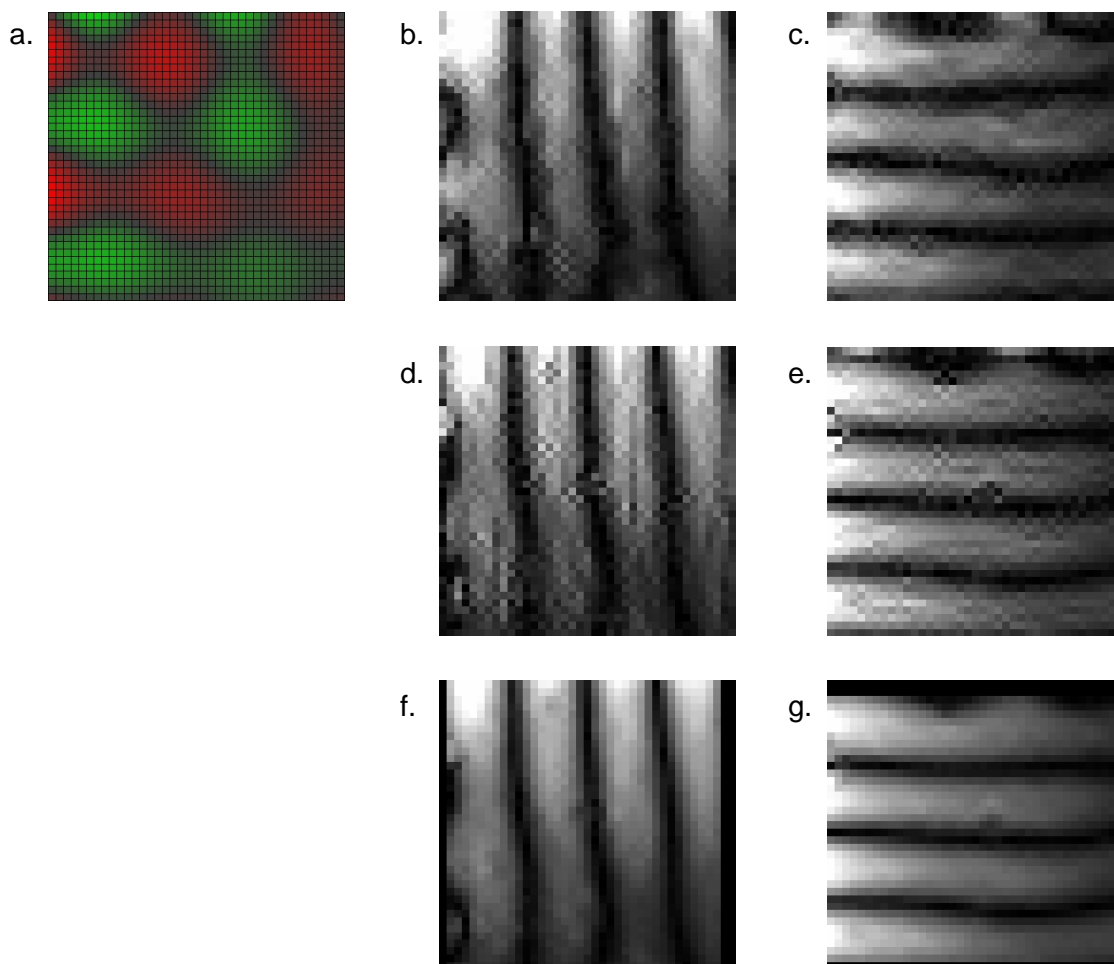


Abbildung 3.17: Vergleich von mit verschiedenen Methoden ermittelten In-Plane-Dehnungsdaten, a. Out-of-Plane-Auslenkung u_z , die maximale Auslenkung beträgt 10 nm, b/c. Direkte Berechnung aus den 3D-Vibrationsdaten: $\partial u_x / \partial x$, bzw. $\partial u_y / \partial y$, d/e. ε_{xx} und ε_{yy} aus Kreisanpassung an u_z (Methode 2), f/g. ε_{xx} und ε_{yy} aus Parabelanpassung (5 Punkte) an u_z (Methode 3), die maximalen Dehnungen betragen jeweils $8 \cdot 10^{-7}$.

Kapitel 4

Technische Umsetzung der akustischen Thermographie

4.1 Vor- und Nachteile der Verwendung von Ultraschallschweißsystemen

4.1.1 Einfluss von Parameteränderungen

Elektronisch einstellbare Parameter

Für die thermographische Messung können verschiedene Parameter verändert werden. Neben den direkt am Generator einstellbaren (Tabelle 4.1) kann die Ankoppelstelle der Sonotrode und die Fixierung des Prüfteils verändert werden. Außerdem ist es möglich, zum Schutz der Ankoppelstelle ein Koppelmedium, z. B. ein Aluminiumklebeband, auf diese zu kleben.

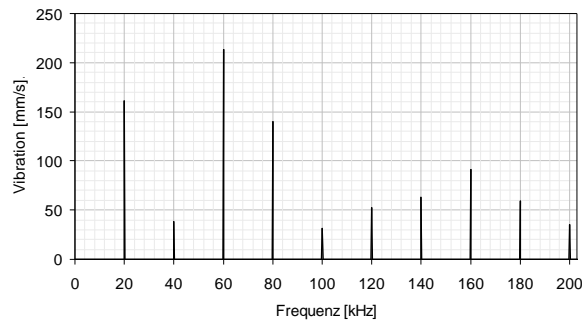
Parameter	Wertebereich	Standardwerte
Anregungszeit	0,001–30 s	1 s
Anregungskraft (Anpresskraft)	63–1600 N	500 N
Anregungsamplitude	10–100 %	100 %

Tabelle 4.1: Über das Frontpanel des Branson 2000f-Generators digital einstellbare Standardparameter.

Abbildung 4.1 zeigt zunächst das Spektrum einer Turbinenschaufel während der Anregung mit dem Branson-Ultraschallschweißsystem und den obigen Standardwerten. Es fällt auf, dass neben der 20 kHz-Linie auch deren höhere Harmonische im Spektrum enthalten sind. Dies ist darauf zurückzuführen, dass die Sonotrode keine kraftschlüssige Verbindung mit dem Prüfteil hat. Dies führt zum „Hämmern“ der Sonotrode. Dieser Umstand ist nur bei geringen Amplituden oder einem dämpfenden Koppelmittel (etwa Textilband) zu verringern.

Wie sich herausstellte, ist die Anregung der höheren Harmonischen sogar nützlich, da dadurch die resultierende Schwingungsform homogener wird. Man hat es hier also nicht mit einem monofrequenten System, sondern eher mit einer Multifrequenzanregung zu tun.

Abbildung 4.1: Beispiel eines Spektrums der Vibration einer Turbinenschaufel während der Anregung mit dem Branson-Ultraschallschweißsystem.

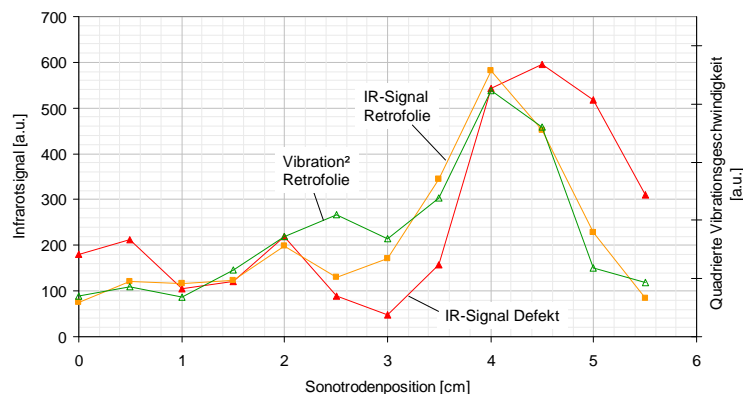


Änderung der Sonotrodenposition

Es sei mit $I(d)$ die an einem Defekt gemessene Infrarotintensität in Abhängigkeit der Sonotrodenposition d auf der Unterseite der Schaufel bezeichnet. Abbildung 4.2 zeigt beispielhaft eine Messung an einer Turbinenschaufel mit Riss. Zur Bestimmung der Vibrationsamplitude wurde außerdem ein Stück Retrofolie in die Nähe des Risses geklebt. Auch diese Folie erwärmt sich durch innere Reibung, was auch in Abbildung 4.2 dargestellt ist. Es ist eine starke Variation in Vibration und Erwärmung zu erkennen.

In diesem Beispiel betrug das Verhältnis des höchsten gemessenen Infrarotsignals zu dem geringsten gemessenen, $I_{\max}/I_{\min} = 12$ beträgt. In diesem Fall lässt sich zwar eine optimale Einkoppelposition am Schaufelfuß finden (4,5 cm vom linken Ende entfernt), doch muss dies nicht unbedingt die beste Position für Defekte an einer anderen Position auf der Schaufel sein. Für komplexer aufgebaute Schaufeln (mehrere Wände) ist die Variation mit der Sonotrodenposition meist geringer (jedoch typischerweise noch immer $I_{\max}/I_{\min} \approx 2 - 4$).

Abbildung 4.2: Variation des Defektsignals mit der Sonotrodenposition



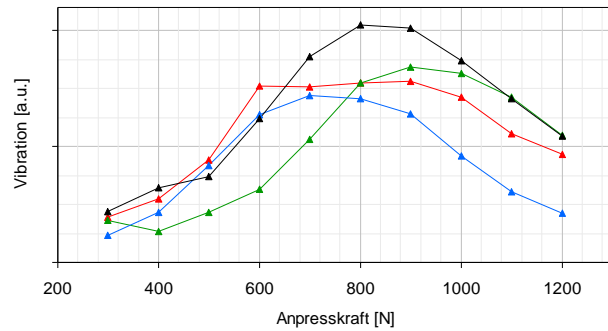
Eine Erklärung liegt hier in den angeregten Moden. Je nach Position der Sonotrode können bestimmte zur Defektanregung optimale Frequenzen nur schlecht angeregt werden. Dies zeigen auch qualitative Vergleiche mit Finite-Elemente-Simulationen [HH07].

Änderung der Anpresskraft

Durch Veränderung der Anpresskraft erreicht man tendenziell eine Erhöhung der Vibrationsamplitude des Prüfteils. Wie Abbildung 4.3 zeigt, ist diese jedoch keineswegs monoton. Gezeigt ist die Schaufelvibration für vier Schaufeln des gleichen Typs. Je nach Schaufel liegt das Optimum (d. h. die höchste Vibration) bei einer

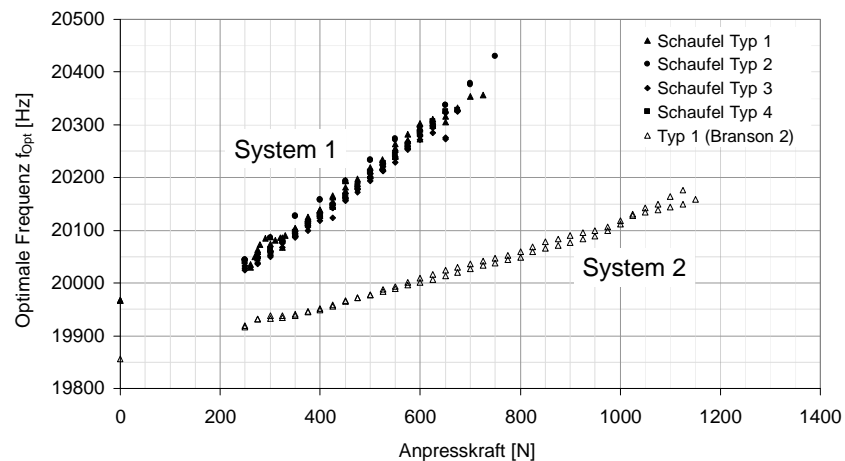
anderen Anpresskraft. Zudem fällt auf, dass die Effizienz für hohe Anpresskräfte wieder nachlässt.

Abbildung 4.3: Veränderung der Schaufelvibration mit der Anpresskraft für vier Schaufeln des gleichen Typs (die verschiedenen Farben bezeichnen die einzelnen Schaufeln).



Wie oben beschrieben findet der Generator im normalen Betriebsmodus die optimale Frequenz f_{Opt} selbst, wobei neben den Umgebungsbedingungen die Anpresskraft den stärksten Einfluss auf f_{Opt} hat. Abbildung 4.4 zeigt die Abhängigkeit der Ultraschallfrequenz $f_{\text{Opt}}(F)$ von der Anpresskraft. Unter Verwendung von vier verschiedene Typen von Turbinenschaufeln (teilweise mehrere Exemplare eines Typs) wurde die vom Generator gefundene Frequenz gegen die Anpresskraft aufgetragen. Zum Vergleich wurden zwei Generatoren und Stacks desselben Typs verwendet (ausgefüllte bzw. hohle Symbole). Deutlich ist die näherungsweise lineare Korrelation zwischen Ultraschallfrequenz und Anpresskraft zu erkennen, wobei die Steigung von verwendetem Generator bzw. Stack und nicht vom Prüfteil abhängt.

Abbildung 4.4: Abhängigkeit der Ultraschallfrequenz von der Kontaktkraft für zwei Bransonsysteme.



Damit erhält man die Erklärung für die nicht-monotone Änderung der Vibration mit der Anpresskraft (Abbildung 4.3): Mit der Kraft verändert sich die Anregungsfrequenz. Dies bedeutet aber, dass in Abhängigkeit des Spektrums der einzelnen Schaufel unkontrollierbar Bereiche hoher oder niedriger Antwort überstrichen werden.

Abbildung 4.5 zeigt schematisch die Spektren zweier Schaufeln gleichen Typs und die vom Generator überstrichenen Frequenzbänder bei einer Variation der Anpresskräfte zwischen F_{min} und F_{max} . Sei $f_1 = f_{\text{Opt}}(F_{\text{min}})$ und $f_2 = f_{\text{Opt}}(F_{\text{max}})$, so werden die Frequenzbänder $n \cdot f_1$ bis $n \cdot f_2$ überstrichen. Dabei entspricht $n = 1$ dem Band um der Grundfrequenz, $n > 1$ dem um die n -te Harmonische. Die durchgezogenen Linien begrenzen dabei ein enges ($\Delta f = 50$ Hz), die gestrichelten ein breites ($\Delta f = 300$ Hz) Frequenzband.

Es ist offensichtlich, dass die Änderung der Anregungsfrequenzen zu unterschiedlichem Schwingverhalten der Schaufeln führt. Außerdem werden individuelle Bauteile selbst bei der gleichen Anregungsfrequenz aufgrund der etwas anderen Spektren verschieden reagieren. Dieser Umstand wird im nächsten Abschnitt genauer untersucht.

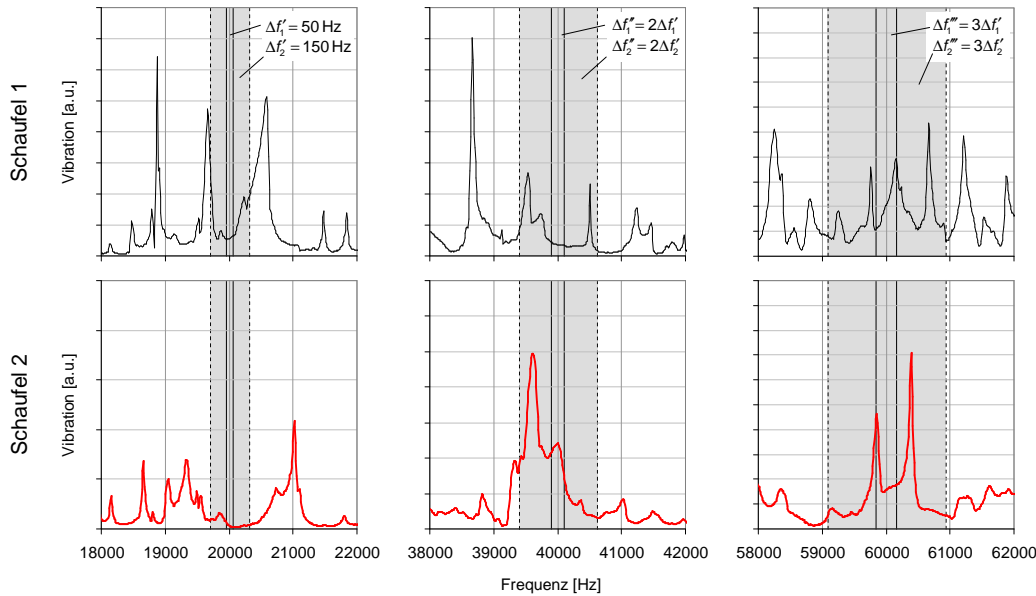


Abbildung 4.5: Spektren zweier Schaufeln und vom Bransongenerator während der Änderung der Anpresskraft überstrichene Frequenzbänder (schematisch). Die Frequenzbänder werden von niedrigen zu hohen Frequenzen hin überstrichen.

4.1.2 Wiederholbarkeit und Teil-zu-Teil-Reproduzierbarkeit

Für die weiteren Messungen seien nun die obigen Parameter als konstant angenommen. Dann können die folgenden beiden Prüfeigenschaften näher untersucht werden:

- **Wiederholbarkeit.** Variabilität der Messergebnisse (Vibration, Infrarotsignal) von Messung zu Messung bei gleichem Messaufbau und Prüfparametersatz, insbesondere bei identischem Prüfobjekt. Ein Aus- und wieder Einspannen etwa ist aber ausdrücklich erlaubt.
- **Teil-zu-Teil-Reproduzierbarkeit.** Variabilität der Messergebnisse bei gleichem Messaufbau und Prüfparametern, aber *unterschiedlichen* Prüfobjekten, insbesondere Unterschiede in den Messdaten von Prüfteilen des gleichen Typs.

Wiederholbarkeit

Zunächst sei angemerkt, dass nicht jede Wahl von Parametern zu stabilen Messergebnissen führt. Dies ist in den Abbildungen 4.6 und 4.7 zu sehen. Für beide wurde das Vibrometerzeitsignal mit einer gleitenden Fouriertransformation in spektrale Daten umgerechnet, so dass der zeitliche Verlauf der einzelnen Frequenzkomponenten zu erkennen ist.

Abbildung 4.6 zeigt zunächst das Ergebnis einer stabilen Anregung, in der die Variation der einzelnen Frequenzkomponenten nach einem gewissen Einschwingen gering ist. Nimmt man als Maß für die Wiederholbarkeit einer Messung die Wurzel

der Quadratsumme der Vibrationsamplituden über alle Frequenzen und Polarisationen, so liegt die Variation typischerweise bei 10–20%.

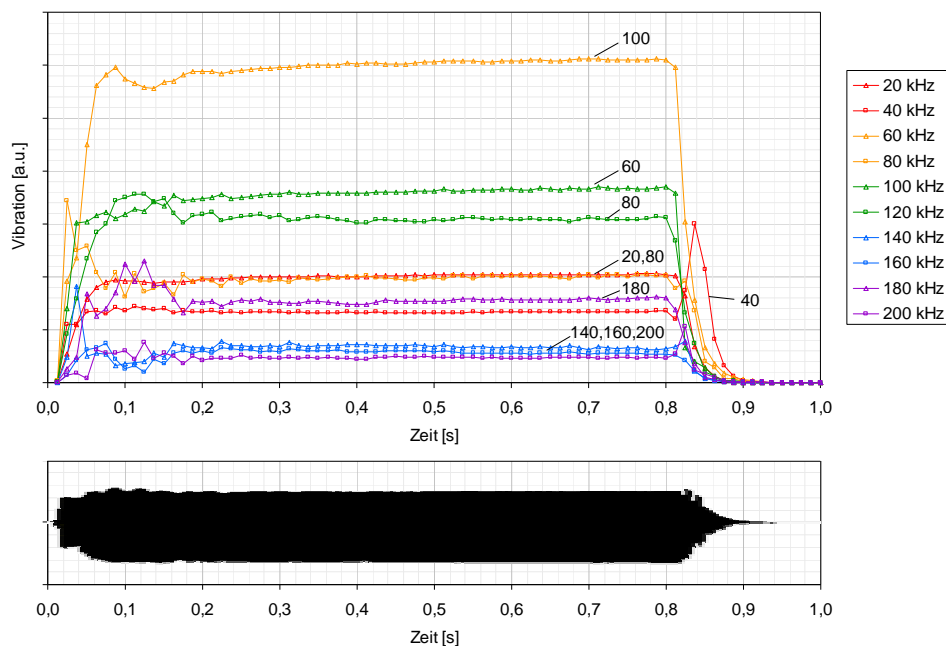


Abbildung 4.6: Beispiel einer stabilen Ultraschallanregung. Unten: Zeitverlauf des Vibrometer-Signals, oben: Ergebnis der gleitenden Fouriertransformation über jeweils 50 ms große Fenster. Die Variation in den einzelnen Frequenzkomponenten ist gering.

Abbildung 4.7 hingegen zeigt das Ergebnis einer instabilen Anregung, während der es nach etwa 0,2 s zu einem Sprung in der dominanten Schwingungsfrequenz kam (von 80 auf 100 kHz). Es kommt durchaus vor, dass solche Messungen eine qualitativ gute Wiederholbarkeit aufweisen, in dem Sinne, dass es bei wiederholter Messung zu ähnlichen Sprüngen kommt, doch ist die Variation in den absoluten Zahlen deutlich höher als bei den stabilen Anregungen. Wie schon in Abbildung 2.7, S. 16, gezeigt wurde, entsprechen unterschiedliche Frequenzen verschiedenen Schwingungsformen des Prüfteils. Das kann wiederum zu einer geänderten Erwärmung am Defekt führen. Für instabile Anregungen ist damit die Wärmeproduktion am Defekt zeitlich nicht mehr konstant. Das erschwert die mathematische Auswertung des Infrarotsignals.

Wann die Anregung stabil ist, kann nicht pauschal gesagt werden, da hier vor allem die Prüfteilfixierung eingeht. Prinzipiell nimmt die Häufigkeit von stabilen Anregungen mit sinkender Generatoramplitude und steigender Stabilität der Halterung zu. Eine spezielle Form der instabilen Anregung ist das sogenannte „Akustische Chaos“ [HLZ04], das sich durch verstärktes Auftreten von Subharmonischen im Spektrum bemerkbar macht. Zwar ist das im genannten Artikel diskutierte Modell der Entstehung dieser Subharmonischen nachvollziehbar, die experimentelle Umsetzung ist jedoch schwierig.

Teil-zu-Teil-Reproduzierbarkeit

Wie gerade erläutert, ist die Wiederholbarkeit der Prüfung mit akustischer Thermographie bei stabilen Anregungsbedingungen recht gut. Ein bisher praktisch nicht untersuchter Aspekt ist aber die wichtige Teil-zu-Teil-Reproduzierbarkeit. Unterschied-

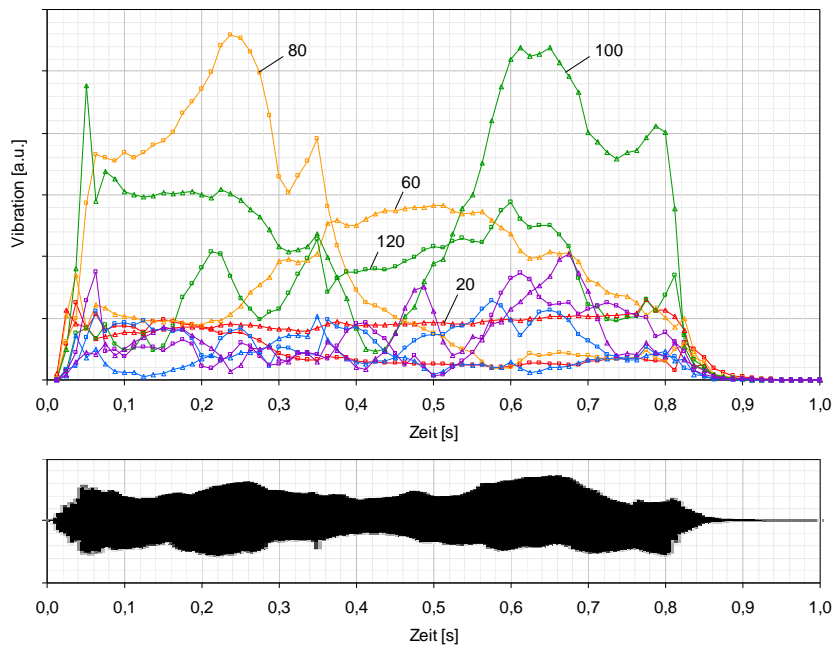


Abbildung 4.7: Beispiel einer instabilen Ultraschallanregung. Zur Zeit $t \approx 0,45$ s ändert sich die dominierende Frequenz von 80 auf 100 kHz.

liche Prüfteile des gleichen Typs sollten bei der Ultraschallanregung mit ähnlichen Amplituden schwingen, um eine gleich gute Defekterkennbarkeit zu gewährleisten.

Bei Reihenuntersuchungen an Turbinenschaufeln wurde nun aber festgestellt, dass sich die Vibrationsamplituden an identischen Stellen (etwa Austrittskantenspitze) unterschiedlicher Schaufeln des gleichen Typs zum Teil stark unterscheiden. Abbildung 4.8 zeigt Messungen an sechs Turbinenschaufeln des gleichen Typs, die mit zwei identisch aufgebauten Branson-2000-Systemen gewonnen wurden (vgl. Abbildung 4.4). Vibrometermessungen waren nur mit System 1 möglich.

Zur Untersuchung der Reproduzierbarkeit der Infrarotsignale wurden auf alle Schaufeln an identischen Positionen Tesa Power Strips aufgeklebt, da sich diese aufgrund viskoelastischer Dämpfung durch die Vibration erwärmen¹. Die Vibrationsamplituden wurden in unmittelbarer Nähe der Power Strips aufgenommen. Es fällt auf, dass die Streuung in den Infrarotsignalen für beide Systeme unterschiedlich ist. Insbesondere für System 2 liegt zwischen dem minimalen und maximalen Messwert ein Faktor 17! Für System 1 wurde lediglich ein Faktor 3,2 errechnet. Die Streuung in den Vibrationsdaten ist etwas kleiner als die in den Infrarotsignalen.

Da der Ursprung der Streuung im Frequenzregelverhalten des Generators vermutet wird, ist zunächst die Auswertung der Frequenzbänder sinnvoll. Aus Abbildung 4.9 kann man ablesen, dass sich die Frequenzbänder der beiden Systeme nicht überlappen. Dies lässt sich zwanglos aus der Variation in der Resonanzfrequenz der beiden verwendeten Piezoerreger erklären (Abbildung 4.4). Die Schaufeln werden also bei verschiedenen Frequenzen angeregt.

Um diese Vermutung zu erhärten, kann über geschickte Variation des Signals am

¹Risse konnten zum Vergleich nicht herangezogen werden, da die Schaufeln an unterschiedlichen Stellen Defekte hatten und zusätzlich die individuellen Risseigenschaften eingegangen wären.

Abbildung 4.8: Variation in den gemessenen Vibrationsamplituden und Power-Strip-Signalen an 6 Turbinenschaufeln des selben Typs.

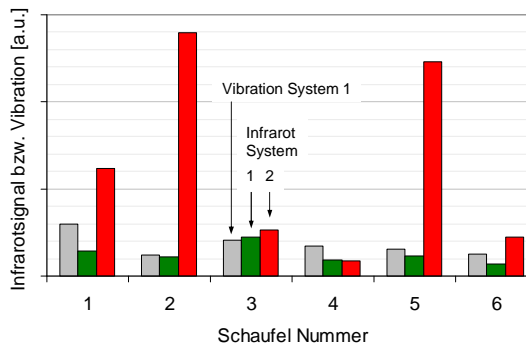
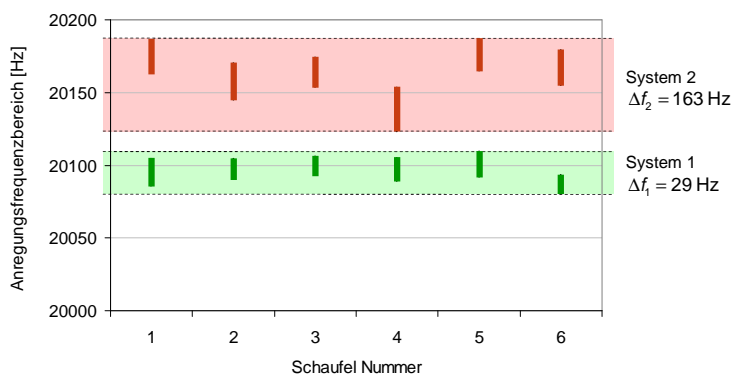


Abbildung 4.9: Variation der gemessenen Frequenzbänder der Ultraschallanregung der beiden verwendeten Systeme, jeweils Start-/Endfrequenz während der Anregung.



Frequenzoffset-Eingang des Generators² ein Sweep erzeugt werden, womit sich die Schaufelresonanzen in-situ während einer Beschallung messen lassen. Man erhält zu einer gegebenen Anregungsfrequenz die summierten Werte über alle Harmonischen.

In Abbildung 4.10 ist diese abgeleitete Messgröße für die sechs untersuchten Schaufeln aufgetragen. Zum besseren Vergleich der Streuung der Vibrationsamplituden wurde die Ordinate logarithmiert. Im unteren Teil ist außerdem der Quotient aus maximaler und minimaler Schallschnelle dargestellt. Auf der Abszisse ist jeweils die Grundfrequenz aufgetragen, bei der die Schaufeln angeregt werden.

Es ist offensichtlich, dass etwa für $f_B = 19\,750$ Hz die Streuung geringer ist als für $f_B = 19\,820$ Hz. Trägt man nun die aus Abbildung 4.9 bekannten Frequenzbänder ein, so erkennt man, dass die bei System 2 gemessene höhere Streuung auf den leicht verschobenen Frequenzbereich zurückzuführen ist, in dem die Unterschiede in den Vibrationsamplituden zufälligerweise höher sind. Da die Spektren von den jeweils verwendeten Schaufeln abhängen, lässt sich kein allgemein gültiger optimaler Frequenzbereich benennen.

Dies belegt schlüssig, dass mit der Multifrequenzanregung der Ultraschallschweißanlagen prinzipbedingt keine gute Reproduzierbarkeit erreicht werden kann, da die individuellen Prüfteileinflüsse nicht berücksichtigt werden können. Dennoch bleibt zu bemerken, dass die Streuung noch wesentlich höher wäre, wenn es nicht den statistischen Ausgleich über die Harmonischen gäbe.

²Ein am Frequenzoffset-Eingang des Generators anliegendes DC-Signal wird vom Generator als Startpunkt für die automatische Frequenzsuche interpretiert, womit die Suche nach der optimalen Frequenz verkürzt werden kann. Eine undokumentierte Eigenschaft des Geräts führt jedoch dazu, dass ein angelegtes AC-Signal bei nicht zu hoher Frequenz ($\lesssim 50$ Hz) das Regelverhalten kontinuierlich beeinflusst, so dass sich durch das Anlegen einer Rampe auch ein Sweep erzeugen lässt.

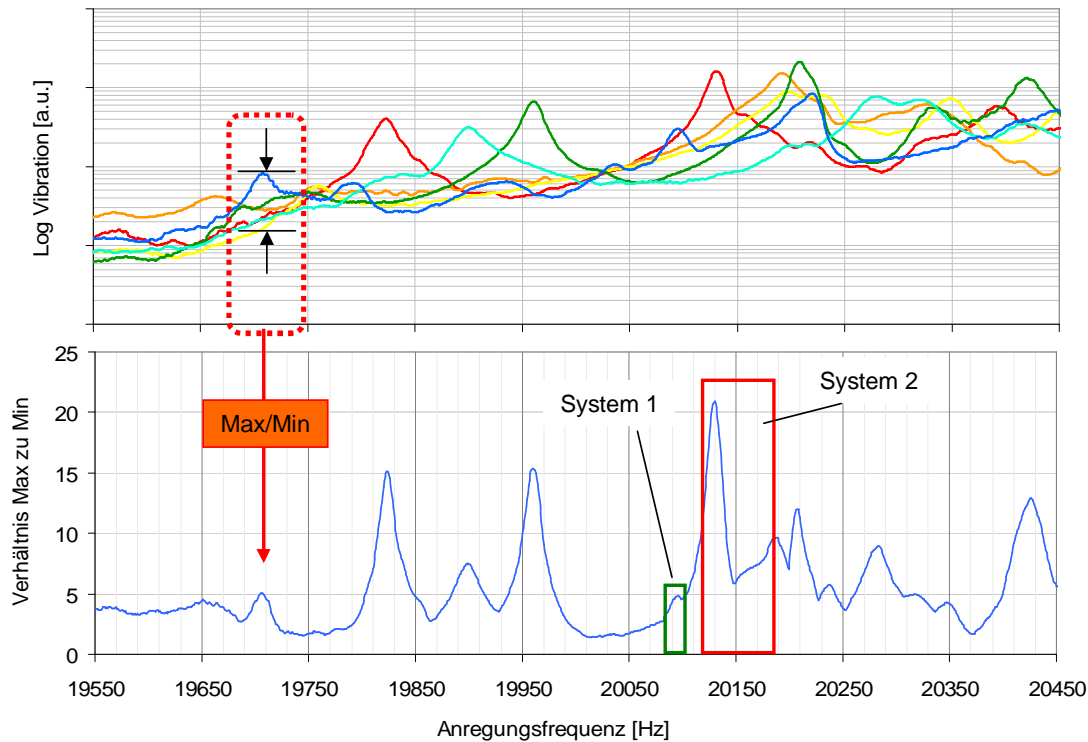


Abbildung 4.10: Aus den gemessenen Spektren berechnete Gesamtschwingung der Schaufeln, oben: Logarithmierte Spektren der 6 untersuchten Schaufeln, unten: Quotient aus maximalem und minimalem Wert je Frequenz, eingezeichnet sind auch die von System 1 und System 2 genutzten Frequenzbänder (vergleiche hierzu Abbildung 4.9)

Verbesserung der Teil-zu-Teil-Reproduzierbarkeit

Die Grenzen der Reproduzierbarkeit bei der Multifrequenzanregung mit Leistungsschall liegen also in den Resonanzspektren der einzelnen Schaufeln und entziehen sich mithin dem Einfluss des Prüfers. Aus dem Vorangegangenen folgt aber, dass sich durch eine Erweiterung des während einer Messung verwendeten Frequenzbereichs dennoch zumindest ein Verbesserung der Reproduzierbarkeit erreichen ließe.

Durch zyklische Variation des Signals am Frequenzoffset-Eingang des Generators werden während einer Messung dann Regionen verschieden starker Streuung überstrichen. Im Mittel gleichen sich diese Unterschiede aus, so dass eine geringere effektive Streuung erreicht wird. Der Nachteil ist allerdings die verringerte Effizienz der Anregung. Im Experiment lässt sich damit eine Verringerung der Streuung um etwa einen Faktor 3 erreichen.

Eine andere interessante Technik ist das schon vorher erwähnte „Akustische Chaos“ [HLZ04]. Unter bestimmten – zur Zeit noch nicht kontrollierbaren – Umständen kommt es durch das Hämmern nicht nur zur Anregung von höheren, sondern auch von Subharmonischen. Dadurch wird die spektrale Anregungsbandbreite erweitert, was eine bessere Effizienz und eine bessere Teil-zu-Teil-Reproduzierbarkeit bringt.

4.1.3 Zusammenfassung und Konsequenz

Der scheinbare Hauptvorteil der Ultraschallschweißsysteme ist sicherlich die Möglichkeit, mit fertigungserprobten Komponenten in kurzer Zeit ein Anregungssystem für

die akustische Thermographie aufbauen zu können. Dies ist der Grund dafür, dass praktisch alle bisherigen Untersuchungen mit solchen Systemen durchgeführt worden sind. Aufgrund der hohen mechanischen Leistung ist eine genaue Parameteranpassung im ersten Schritt meist nicht zwingend erforderlich. Die fehlende Möglichkeit der Frequenzanpassung verringert allerdings erheblich die Optimierung der Technik, vor allem die Teil-zu-Teil-Reproduzierbarkeit ist unter Umständen unzureichend, da die individuellen Spektren der Prüfteile nicht berücksichtigt werden.

Zwar wird die Betriebsschwingform aufgrund der Anregung von höheren Harmonischen gleichmäßiger als bei monofrequenter Anregung und durch die Möglichkeit, mehrere Resonanzen zu treffen, die Reproduzierbarkeit verbessert, doch ist dies oft nicht ausreichend. Zudem ist in vielen Messungen (vgl. Abschnitt 7.1.1) eine quadratische Abhängigkeit des Infrarotsignals von der Auslenkung zu beobachten, Streuungen in den Vibrationsdaten wirken sich deshalb noch deutlicher auf eine etwaige Defekterwärmung aus.

Ein weiterer Nachteil ist die berührende Ankopplung und hier insbesondere das Hämmern der Sonotrode, was im Einzelfall zur Schädigung der Ankoppelstelle führen kann. Insbesondere Teile aus Kunststoffen, CFK oder GFK sind hier betroffen. Oft hilft es allerdings bereits, ein Aluminiumklebeband auf den Anregungsort zu kleben, um eine oberflächige Beschädigung zu verhindern.

Die logische Konsequenz aus den obigen Nachteilen besteht darin, ein Anregungssystem mit abstimmbarem Erreger zu entwickeln und auf eine möglichst kraftschlüssige Verbindung zwischen Erreger und Prüfteil zu achten. Nur auf diese Weise ist die optimale Anpassung der Anregungsfrequenz an das individuelle Prüfteil und eine Schonung der Einkoppelstelle zu erreichen.

4.2 Akustische Thermographie mit abstimmbaren Piezoerregern

Wie im letzten Abschnitt erläutert, sind die Schwierigkeiten bei der Reproduzierbarkeit mit Ultraschallschweißanlagen auf die fehlende Möglichkeit zur Frequenzsteuerung zurückzuführen. Es liegt also nahe, ein System mit abstimmbaren Erregern aufzubauen, das sich selbst auf das jeweilige Prüfteil adaptiert, um eine resonante Anregung zu erreichen. Als Erreger können dazu zwar prinzipiell auch elektromagnetische Shaker verwendet werden, doch können diese Systeme meist nur im Bereich unter 20 kHz eingesetzt werden. Aus diesem Grund werden stattdessen leistungsstarke Piezoschwinger eingesetzt.

4.2.1 Aufbau des Ultraschallanregungssystems

Zum Aufbau des erforderlichen Ultraschallanregungssystems muss ein breitbandiger Erreger zum Einsatz kommen. Im Gegensatz zum mechanisch resonanten System wird dabei zwar die verfügbare Leistung reduziert, allerdings gibt es auf dem Markt Piezoerreger (etwa in dem für den Automobilbau von Siemens entwickelten Einspritzventil), die bei relativ geringer Spannung (einige 10 V) bereits hohe Hübe erzeugen können. Dies wird durch den Aufbau als Stapelaktoren erreicht, die aus vielen dünnen Schichten Piezokeramik bestehen, so dass schon bei geringen Span-

nungen hohe Auslenkungen erzeugt werden. Das ermöglicht den Betrieb mit einem Audioverstärker. Abbildung 4.11 zeigt das Spektrum eines solchen Piezoerregers.

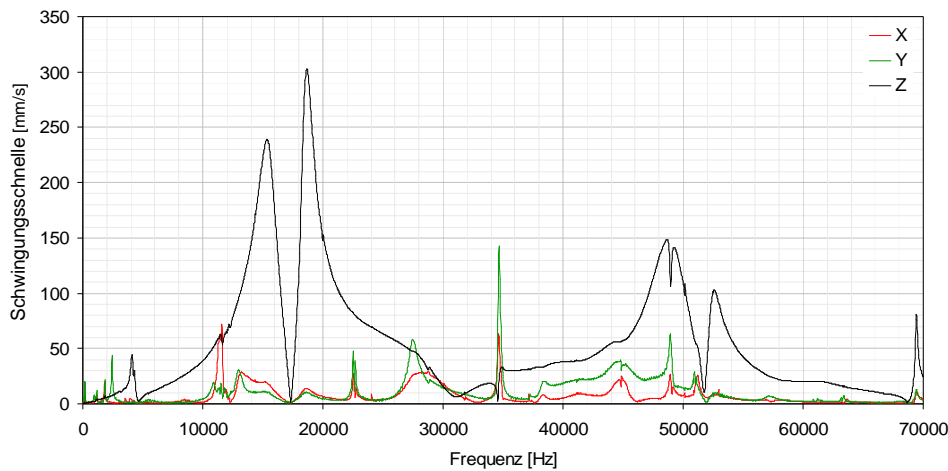


Abbildung 4.11: Spektrum eines der verwendeten Dieselinjektorpiezos ohne angekoppeltes Prüfteil. Durch die breiten Resonanzen ist eine breitbandige Erregung der Prüfteile möglich. Für die meisten Frequenzen dominiert die z -Auslenkung (parallel zur Achse des Transducer).

Eine andere Möglichkeit ist durchaus auch die Verwendung eines Piezos aus einem Ultraschallschweißsystem. Zwar stellen diese Piezos optimierte resonante Schwingensysteme dar, doch lassen sie sich unter bestimmten Umständen dennoch ausreichend verstimmen, um eine resonante Erregung von Prüfteilen zu ermöglichen. Schraubt man nämlich das Prüfteil mit einer geeigneten Halterung auf den Piezoerregger, so wird die Resonanzbedingung – hier die Länge der metallischen Zylinder, die die Piezokeramik einschließen – verändert [Her05]. Dies bewirkt, dass der ursprünglich schmalbandige Erreger in einem weiten Frequenzbereich genutzt werden kann. Zwar werden diese Piezos in der Regel mit hohen Spannungen (typ. 1000 V) betrieben, doch lassen sich auch hier bei niedrigeren Spannungen, etwa mit Stereo-Audioverstärkern, bei denen zwei Kanäle zusammengeschaltet werden, befriedigende Resultate erzielen [Her05].

Die Ansteuerung erfolgt in beiden Fällen über einen Funktionsgenerator und einen Audioverstärker. Der im Rahmen dieser Arbeit verwendete Verstärker Ecler PAM 1400 kann bei Zusammenschaltung beider Endstufen einen maximalen Spannungshub von 160 V liefern und bis etwa 60 kHz betrieben werden.

4.2.2 Ergebnisse

Abbildung 4.5 auf Seite 48 zeigte die Spektren zweier Schaufeln identischer Bauart. Mit einer bei 20 kHz arbeitenden Ultraschallschweißanlage werden die Schaufeln zu erzwungenen Schwingungen um $n \cdot 20$ kHz angeregt ($n = 1, 2, 3, \dots$).

Dies führte zu einer starken Streuung in den Vibrationsamplituden der untersuchten Prüfteile, da lediglich zufällig Resonanzen getroffen werden. Durch die höheren Harmonischen erreicht man zwar eine Verbesserung gegenüber der reinen monofrequenten Anregung, doch ist eine abstimmbare Erregung, bei der gezielt die einzelnen Schaufelresonanzen angeregt werden, besser.

Klebt man etwa eine Schaufel aus einem Flugzeugtriebwerk (verwendeter Klebstoff: X-60) auf einen abstimmbaren Piezo, so können gezielt die Resonanzfrequen-

zen der Schaufel angeregt werden. Abbildung 4.12 zeigt mehrere Infrarotbilder, die während einer Sweepanregung (30–50 kHz) gewonnen wurden. Die folgenden Aussagen sind evident:

1. Ein hinreichend großes Infrarotsignal I_{IR} wird nur an Resonanzen erreicht.
2. Selbst bei resonanter Anregung sind nicht immer beide Risse in der Schaufel zu sehen (siehe Pfeile über der Schaufel).

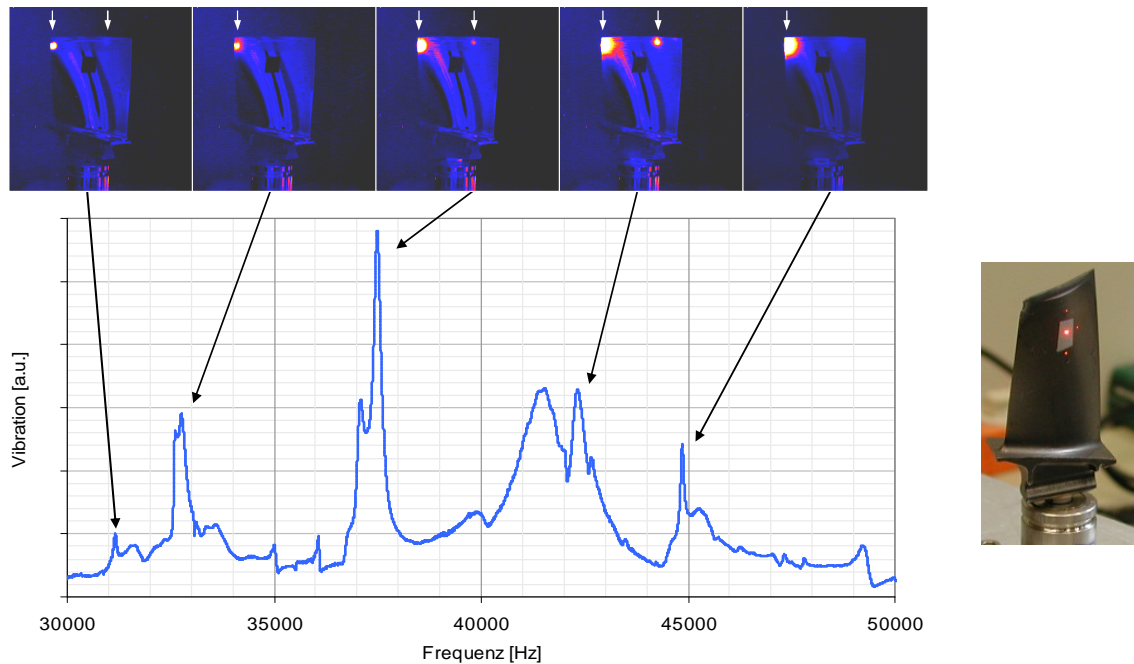


Abbildung 4.12: Schaufel aus einem Flugzeugtriebwerk mit zwei Rissen an der Schaufelspitze, die mit einem abstimmbaren Piezo angeregt wurde.

Aus der ersten Aussage lässt sich weiterhin ableiten, dass eine Sweepanregung zwar eine gute Teil-zu-Teil-Reproduzierbarkeit liefert (Mittelung über mehrere Resonanzen), jedoch relativ ineffizient ist, da lange Zeit bei geringer Vibration gearbeitet wird.

Die zweite Aussage ist gravierender. Wie schon in Abbildung 2.7, S. 16, gezeigt wurde, entsprechen verschiedene Resonanzfrequenzen stark unterschiedlichen Betriebschwingformen. Daraus ergibt sich eine Änderung in der Effizienz der Moden, da für die Wärmeentstehung eine differenzielle Verzerrung am Riss vorhanden sein muss (vgl. Abschnitt 7.1.2 für eine genauere Betrachtung).

Aus beiden zusammen folgt die logische Konsequenz, den Ultraschallpuls nur bei Resonanzfrequenzen einzusetzen und mehrere Resonanzfrequenzen gleichzeitig anzuregen oder von Resonanz zu Resonanz zu springen, um die unterschiedlichen Effizienzen auszugleichen. In Abbildung 4.13 ist die letzte Möglichkeit illustriert. Nachdem das Spektrum des Prüfteils ermittelt wurde und mit einem entsprechenden Algorithmus die N höchsten Resonanzen gefunden sind, werden diese nacheinander für eine bestimmte Zeitspanne τ angeregt. Danach wird ohne Anregung die Zeit τ gewartet und sodann zur nächsten Frequenz gesprungen. Die Auswertung erfolgt dann zum Beispiel durch eine Lock-In-Analyse (Abschnitt 6.3.2, S. 82) über die N Zyklen mit der Frequenz $1/(2\tau)$.

In [ZRDB03] wird eine Frequenzmodulation während der Anregung von Kunststoffteilen vorgeschlagen, was der oben erwähnten Sweeptechnik entspricht. Dort wird sie eingesetzt, um das durch die resonante Anregung hervorgerufene stehende Wellenfeld zu verwischen, an dessen Dehnungsbäuchen störende lokale Bulkerwärmung auftritt (vgl. Abbildung 6.4, S. 81, und Abschnitt 7, wo dieser Aspekt noch genauer untersucht wird). Zwar ist dies prinzipiell möglich und aufgrund der höheren Dämpfung im Kunststoff (breitere Resonanzen) weniger ineffizient als in Metallen, aber auch hier wäre die Beschränkung auf Resonanzen besser.

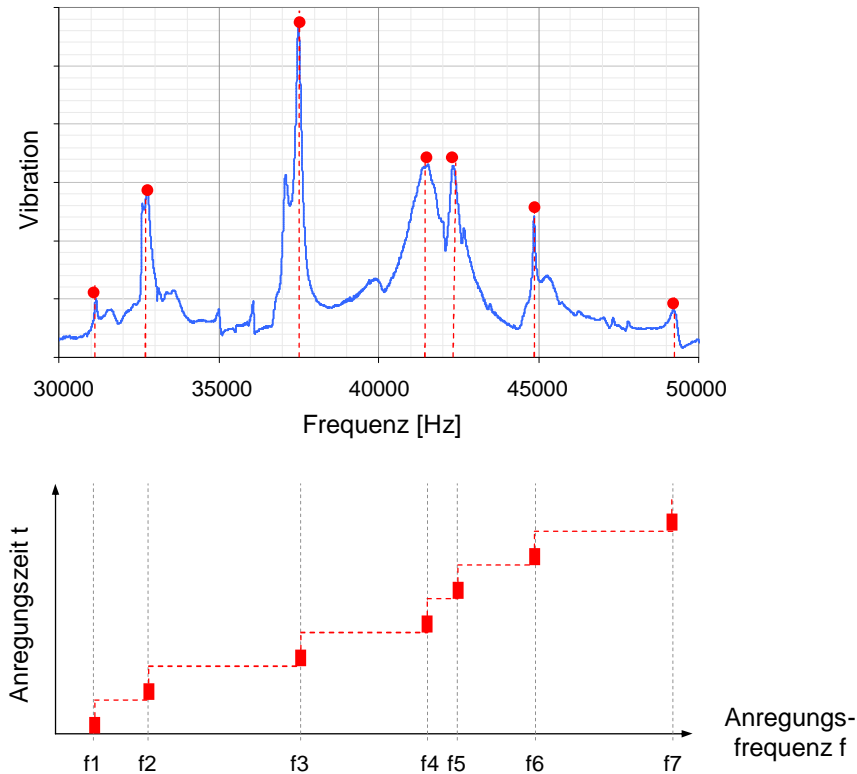


Abbildung 4.13: Optimierte flexible Anregung, bei der jeweils für eine vorgegebene Zeit bei einer Resonanzfrequenz verweilt wird.

4.2.3 Vor- und Nachteile der adaptiven Anregung

Neben der Möglichkeit der effizienten Anregung ist ein weiterer Vorteil der adaptiven Anregung, dass kleinere Erreger und eine kleinere elektrische Leistung ausreichen, und somit der gesamte Aufbau miniaturisiert werden kann. In Abbildung 4.14 ist ein Prototyp eines kompletten Messsystems gezeigt, der zusätzlich einen integrierten Körperschallsensor zur Messung der Vibration beinhaltet. Eine kleine ungekühlte Infrarotkamera (FLIR A10) misst die emittierte Infrarotstrahlung.

Außerdem ist die Ankoppelstelle weniger belastet, da eine feste Verbindung zwischen Erreger und Prüfteil realisiert werden kann und dann kein Hämmern stattfindet.

Mit der Möglichkeit der Frequenzselektion ist auch die Zerstörungsfreiheit in gewissen Grenzen beeinflussbar, da die resultierende Schwingungsform – zumindest bei Teilen einfacher Geometrie – so gewählt werden kann, dass kritische Teile wenig belastet werden (vgl. Abbildung 5.16 auf Seite 73). Der Nachteil ist die längere



Abbildung 4.14: Prototyp eines miniaturisierten Messaufbaus für die adaptive akustische Thermographie [Her05]

Messzeit, die zur Bestimmung des Spektrums und der Anregung der einzelnen Resonanzen nötig ist.

Die Güte der Reproduzierbarkeit der verschiedenen Methoden lässt sich in etwa wie folgt ordnen: Die nicht-abstimmbare monofrequente Anregung ist am schlechtesten, da keinerlei Rücksicht auf das individuelle Spektrum genommen wird. Bei der nicht-abstimmbaren Multifrequenzanregung (Schweißanlagen) erreicht man immer noch eine nur mäßig gute Reproduzierbarkeit. Gering abstimmbare Multifrequenzanregung (etwa mit modifizierten Schweißanlagen) sind in der Reproduzierbarkeit besser. Mit der resonanten monofrequenten Anregung erreicht man zwar eine hohe Effizienz, doch aufgrund der individuellen Spektren nicht automatisch die gleiche Vibrationsamplitude von Bauteil zu Bauteil. Hier ist des weiteren eine Anpassung der Piezospannung nötig.

Die beste Reproduzierbarkeit sollte die resonante Multifrequenzanregung bringen, bei der in einem weiten Frequenzbereich alle oder die N höchsten Resonanzen angeregt werden.

4.3 Andere alternative Anregungsmöglichkeiten

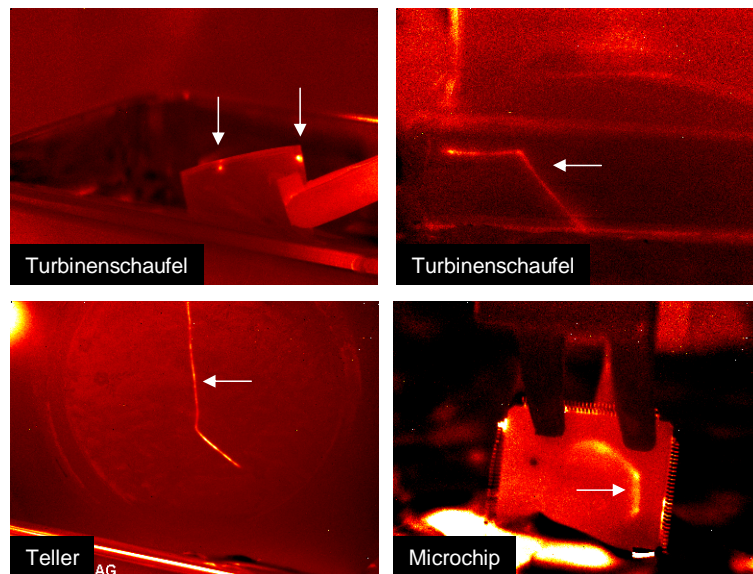
In den vorangehenden Kapiteln wurde der Ultraschall entweder über eine pneumatische Kopplung (US-Schweißanlage) oder eine Verschraubung (adaptives System) eingekoppelt. Beide Methoden bedingen die Fertigung einer passenden Halterung für das Prüfteil. Bequemer wäre es, über die Luft oder Wasser anzukoppeln.

Im ersten Fall ist die Leistungsübertragung so gering, dass keine messbare Erwärmung am Defekt auftritt. Allerdings reicht die erzielbare Vibrationsamplitude zur Defektlokalisierung mittels Vibrometrie aus [KSB01].

Die zweite Methode, nämlich die Ankopplung über Flüssigkeiten, ist in einem ersten Versuch schon bei der MTU erprobt worden [Neu05]. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein 150 W-Reinigungsbecken der Firma Rohrer Ultraschall verwendet, um die prinzipielle Machbarkeit der Wasserankopplung zu zeigen. Abbildung 4.15 zeigt die Ergebnisse für einige herausgegriffene Prüfteile. Für alle Versuche wurden die Körper mit einer am Tisch fixierten Haltezange in das Becken getaucht, was eine ausreichende mechanische Stabilität gewährleistete. Anschließend wurde der Ultraschall timergesteuert für eine Sekunde eingeschaltet. Die Auswertung erfolgte nach der Puls-Phasen-Analyse (Abschnitt 6.3.3) über einen Zeitbereich von zwei Sekunden. Dargestellt ist jeweils ein Amplitudenbild, zu dem ein gewisser Prozentsatz des Nullbildes addiert wurde, damit das Objekt erkennbar wird. Teilweise ist im Hintergrund ein durch die Wasserwellen erzeugtes Störsignal zu sehen.

Die obere Reihe zeigt Risse an zwei Turbinenschaufeln (vgl. Abbildungen 4.12, S. 55, und 7.1, S. 93), während die Bilder der unteren Reihe demonstrieren, dass die Anregung im Wasserbecken den Vorteil hat, mechanisch fragile Materialien (Keramik) bzw. Bauteile (16-bit Microchip) bei verringerter Schädigungswahrscheinlichkeit untersuchen zu können, da die mechanische Ankopplung an den harten Erreger entfällt.

Abbildung 4.15: Akustische Thermographie mit Anregung in einem Ultraschallreinigungsbecken. Die Pfeile deuten die Position der Risse an.



Mit diesem Reinigungsbecken konnten an größeren Turbinenschaufeln ($m > 5 \text{ kg}$) nur unbefriedigende Ergebnisse erzielt werden. Es ist zu erwarten, dass auch hier eine resonante Anregung höhere Infrarotsignale erzeugt. Weitere Untersuchungen dieser Technik erscheinen aussichtsreich, vor allem für Prüfteile, bei denen die Festkörperankopplung des Erregers problematisch ist.

Kapitel 5

Untersuchungen zur Zerstörungsfreiheit

Ein Vorteil der akustischen Thermographie ist die Möglichkeit, auch komplex geformte Objekte zu prüfen. Geometriebedingt treten dabei Spannungsumverteilungen im Objekt auf, die die lokale Materialbelastung erhöhen. Dies ist vor allem an gekerbten Stellen oder um Bohrungen herum der Fall. Risse stellen eine besondere Form der Diskontinuität dar, da eine Rissspitze im theoretisch idealen Fall eine Spannungssingularität darstellt.

Die folgenden Abschnitte geben einen kurzen Überblick über die im Rahmen dieser Arbeit wichtigsten Aspekte der Bruchmechanik. Diese Konzepte werden sowohl bei der Interpretation der Infrarotsignale in Abschnitt 7, als auch für die Abschätzung der Zerstörungsfreiheit (Abschnitt 5.6) benötigt.

5.1 Spannungsüberhöhung an Unstetigkeiten

5.1.1 Spannungskonzentration an Bohrungen und Schlitz

Greift an einen in x -Richtung orientierten Stab unendlicher Länge, Breite d sowie Dicke t (vgl. Abbildung 5.1) eine uniaxiale Kraft $\vec{F} = (F, 0, 0)$ senkrecht zu ihrer Querschnittsfläche $A = td$ an, so ist die Spannung σ in diesem Stab an allen Stellen gleich

$$\sigma(x, y, z) = \frac{F}{td}. \quad (5.1)$$



Abbildung 5.1: Spannung in einem unendlich langen Stab.

Unendliche Platte mit zylindrischem Loch

Befindet sich in diesem Körper jedoch eine geometrische Öffnung, etwa eine zylindrische Bohrung mit Durchmesser a , so ist die Spannung nicht mehr ortsunabhängig. Für eine unendlich ausgedehnte Platte mit dem Zentrum der Bohrung bei $(x, y) = (0, 0)$, lässt sich für eine uniaxial in x -Richtung angreifende Spannung $\vec{\sigma} = (\sigma, 0)$ in Polarkoordinaten schreiben [TG70]

$$\sigma(r, \theta) = \begin{cases} 0 & \text{für } r < a \\ \frac{1}{2}\sigma \left(1 + \left(\frac{a}{r}\right)^2\right) - \frac{1}{2}\sigma \left(1 + 3\left(\frac{a}{r}\right)^4\right) \cos(2\theta) & \text{für } r \geq a, \end{cases} \quad (5.2)$$

siehe Abbildung 5.2. Die Orte extremer Spannung findet man für

$$\begin{aligned} \sigma(a, \pi/2) &= \sigma(a, 3\pi/2) = +3\sigma \\ \sigma(a, 0) &= \sigma(a, \pi) = -\sigma \end{aligned} \quad (5.3)$$

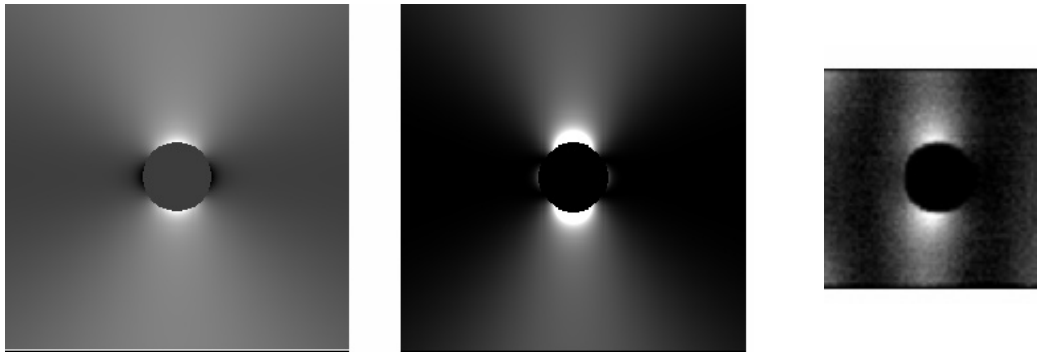


Abbildung 5.2: Spannungsverteilung um ein zylindrisches Loch in einer unendlichen Platte bei uniaxialer Spannung in horizontaler Richtung. Die Orte der maximalen Spannung sind ober- und unterhalb der Bohrung. Dort gilt $\sigma = \sigma_{\max} = 3\sigma_{\text{nom}}$ (vgl. Gleichung (5.4)). Von links nach rechts: $\sigma(r, \theta)$, $\sigma(r, \theta)^2$ sowie ein thermisches Bild einer Platte mit Bohrung während Ultraschallanregung, das eine qualitativ ähnliche Signatur zeigt (vgl. Abbildung 7.18 auf Seite 107)

Es ergibt sich also eine maximale Spannung von

$$\sigma_{\max} = 3\sigma =: K_t \sigma. \quad (5.4)$$

Der Faktor K_t heißt Spannungskonzentrationsfaktor (*stress concentration factor*) und ist in diesem Fall unabhängig von a .

Halbunendliche Platte mit zylindrischem Loch

In einer Platte mit endlicher Breite d entstehen durch die Bohrung verbleibende Ligamente (Restmaterial neben der Bohrung, vgl. Abbildung 5.4), in denen aufgrund der reduzierten Querschnittsfläche die nominelle Spannung nun

$$\sigma_{\text{nom}} = \frac{F}{t(d-a)} \quad (5.5)$$

beträgt (vgl. Gleichung (5.1)). Die maximale Spannung ist

$$\sigma_{\max} = K_t \sigma_{\text{nom}}, \quad (5.6)$$

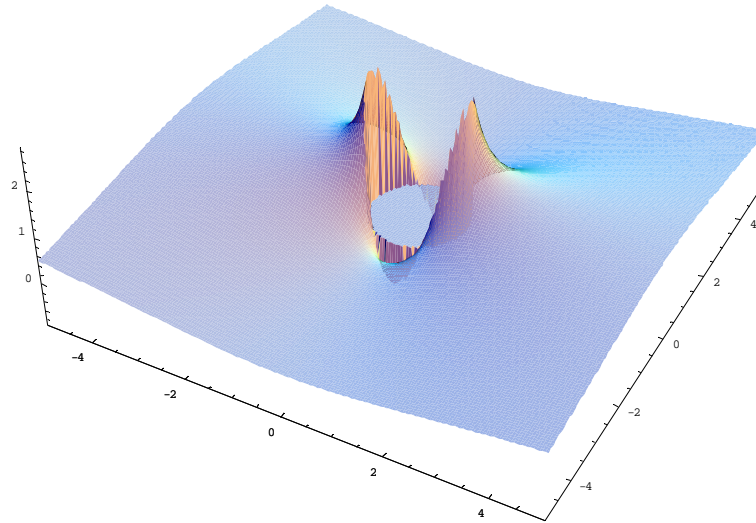


Abbildung 5.3: Spannungsverteilung um ein zylindrisches Loch in einer unendlichen Platte bei uniaxialer Spannung in horizontaler Richtung in dreidimensionaler Darstellung. In genügender Entfernung zum Defekt beträgt die Spannung σ_{nom} . Ober- und unterhalb der Lochs gilt $\sigma = 3\sigma_{\text{nom}}$, wogegen senkrecht dazu $\sigma = -\sigma_{\text{nom}}$ gilt.

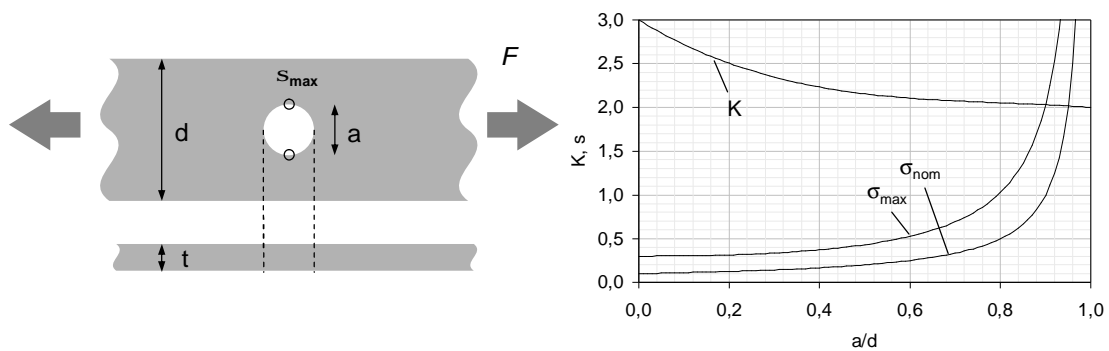


Abbildung 5.4: Halbenendliche Platte mit Bohrung (Durchmesser a). Die verbleibenden Ligamente der Stärke $d - a$ müssen die Spannung tragen, weshalb sich die nominelle Spannung erhöht (Gleichung (5.5)).

wobei nun der Spannkonzentrationsfaktor K_t keine Konstante mehr ist, sondern sich wie folgt berechnen lässt [Pil05]

$$K_t \approx 3 - 3,14 \left(\frac{a}{d}\right) + 3,667 \left(\frac{a}{d}\right)^2 - 1,527 \left(\frac{a}{d}\right)^3. \quad (5.7)$$

Für $a/d \rightarrow 1$ divergieren sowohl die nominelle, als auch die maximale Spannung, letztere aber schneller (Abbildung 5.4 rechts).

Halbenendliche Platte mit elliptischem Loch

Ähnliche Zusammenhänge findet man auch für elliptische Bohrungen mit den Achsen $2a$ bzw. $2b$ [Pil05, S. 291],

$$\sigma_{\text{nom}} = \frac{\sigma}{1 - 2b/d} \quad (5.8)$$

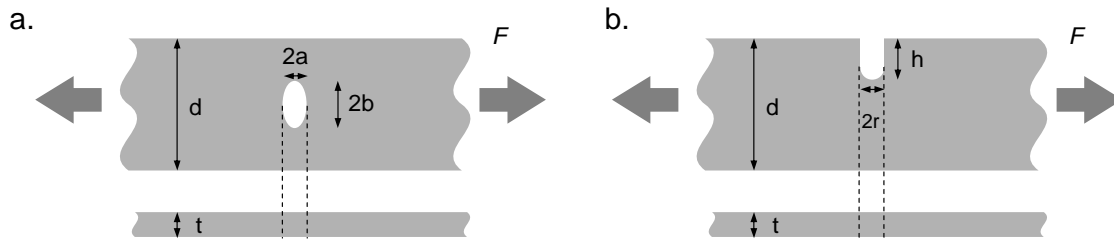


Abbildung 5.5: a. Halbunendliche Platte mit elliptischer Bohrung, b. Halbunendliche Platte mit Kantenschlitz.

und

$$K_t \approx C_1(a, b) + C_2(a, b) \left(\frac{2a}{d} \right) + C_3(a, b) \left(\frac{2a}{d} \right)^2 + C_4(a, b) \left(\frac{2a}{d} \right)^3 \quad (5.9)$$

mit

$$C_1(a, b) = 1,109 - 0,188\sqrt{a/b} + 2,086a/b \quad (5.10)$$

$$C_2(a, b) = -0,486 + 0,213\sqrt{a/b} - 2,588a/b \quad (5.11)$$

$$C_3(a, b) = 3,816 - 5,510\sqrt{a/b} + 4,638a/b \quad (5.12)$$

$$C_4(a, b) = -2,438 + 5,485\sqrt{a/b} - 4,126a/b, \quad (5.13)$$

vgl. Abbildung 5.5a.

Halbunendliche Platte mit Schlitz senkrecht zur Kante

Für eine halbunendlich ausgedehnte Platte mit Schlitz, dessen Spitze die Distanz h zur Oberfläche hat und die sich durch einen Kreis mit Radius r annähern lässt, gelten die folgenden Zusammenhänge [Pil05, S. 274]:

$$\sigma_{\max} = K_t \sigma \quad (5.14)$$

mit

$$K_t \approx 0,855 + 2,21\sqrt{h/r} \quad \text{für } 1 \leq h/r \leq 361, \quad (5.15)$$

siehe Abbildung 5.5b.

Die wichtige Aussage ist hier, dass verrundete Schlitzze geringere, spitzere Schlitzze hingegen höhere lokale Spannungsspitzen erzeugen, wobei sich die (geringere) Spannungskonzentration im ersten Fall über eine größere Fläche ausbreitet [Bro88]. Dieses Konzept ist auch wichtig zur Abschätzung der Zerstörungsfreiheit (Abschnitt 5.6).

5.1.2 Spannungsintensität an Rissen

Ein Riss kann in einfachster Näherung als Spezialfall eines Schlitzes verschwindender Ausdehnung ($r \rightarrow 0$) gesehen werden. Seine gegenüberliegenden Berandungen nennt man *Rissoberflächen*, *Rissflanken* oder *Rissufer* [GS01]. In diesem Abschnitt werden sie als belastungsfrei angesehen, doch ist das in der Realität meist anders (siehe Abschnitt 5.2).

Lässt man in Gleichung (5.15) $r \rightarrow 0$ gehen, so divergiert K_t . Für Risse muss also ein anderes Konzept, nämlich das der Spannungsintensität herangezogen werden.

Hierfür ist die Unterscheidung in die unterschiedlichen Moden nötig, in denen sich ein Riss bewegen kann (Abbildung 5.6), nämlich die öffnende (I), in-plane scheidende (II) und out-of-plane scheidende (III). In der Literatur finden sich verschiedene Begriffe, etwa opening, edge sliding, tearing [Par81, Gdo04] oder tensile, in-plane shear, anti-plane shear [Ric67].

In der linearen elastischen Bruchmechanik (*Linear Elastic Fracture Mechanics, LEFM*) wird der Körper im gesamten Volumen als elastisch angesehen. Etwaige inelastische Vorgänge (z. B. plastische Verformungen) müssen daher auf ein makroskopisch vernachlässigbar kleines Volumen beschränkt sein.

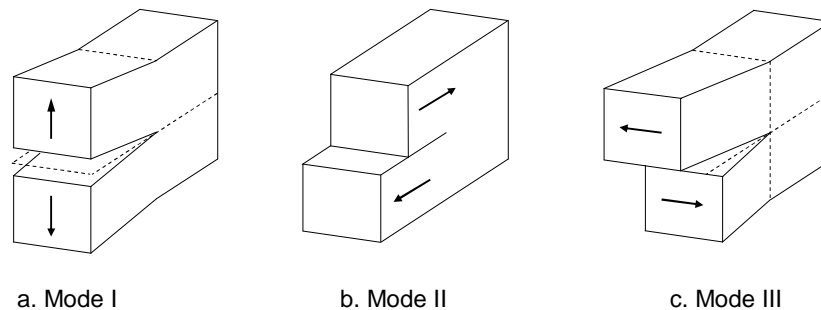


Abbildung 5.6: Die drei prinzipiellen Rissmoden I–III (siehe Text für Details).

Mode I

In Abbildung 5.7 sind die Kraftflusslinien für eine Mode-I-Bewegung skizziert. Es ist unmittelbar ersichtlich, dass in Defektnähe aus einem uniaxialen Spannungsverlauf (parallel zu den Plattenkanten) ein biaxialer wird [Bro88].

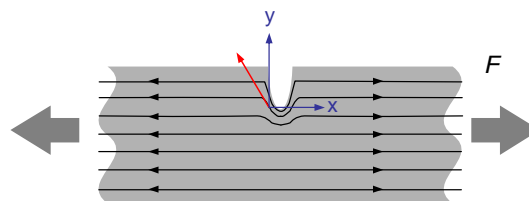


Abbildung 5.7: Verlauf der Kraftlinien in einer Platte mit Schlitz und uniaxialer Last. Für Punkte hinreichend weit vom Defekt entfernt sind die Kraftlinien parallel zur x-Achse (uniaxialer Spannungszustand). In der Nähe des Defekts wird daraus ein biaxialer, im allgemeinen Fall ein triaxialer Spannungszustand.

Für diesen Fall lassen sich die Spannungsfeldkomponenten herleiten ([Sne46], [Gdo04]). Nahe der Rissspitze lauten diese¹

$$\sigma_x^I(r, \theta) = \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} \cos \frac{\theta}{2} \left(1 - \sin \frac{\theta}{2} \sin \frac{3\theta}{2} \right) \quad (5.16)$$

$$\sigma_y^I(r, \theta) = \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} \cos \frac{\theta}{2} \left(1 + \sin \frac{\theta}{2} \sin \frac{3\theta}{2} \right) \quad (5.17)$$

$$\tau_{xy}^I(r, \theta) = \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} \cos \frac{\theta}{2} \sin \frac{\theta}{2} \cos \frac{3\theta}{2} \quad (5.18)$$

Für $r \rightarrow 0$ divergiert die Spannung, die ideale Rissspitze stellt also eine Spannungssingularität dar. Der Spannungsintensitätsfaktor (*Stress Intensity Factor SIF*) K_I definiert die Stärke dieser Singularität an der Rissspitze [Par81]. Seine allgemeine Form ist [Pil05]

$$K = C\sigma\sqrt{\pi a}, \quad (5.19)$$

wobei σ die nominelle Spannung ist, a die Defektgröße und C eine Konstante, die von der Form und Größe des Defekts und des Körpers abhängt. Die Einheit des Spannungsintensitätsfaktors ist $\text{MPa}\sqrt{\text{m}}$.

Irwin [Irw58] zeigte außerdem, dass jedes Rissspitzenspannungsfeld unabhängig von Riss- oder Körpergeometrie durch (5.16)–(5.18) wiedergegeben werden kann. Lediglich der Spannungsintensitätsfaktor ist entsprechend den tatsächlichen Bedingungen anzupassen.

Für gegebene Geometrien können Spannungsintensitätsfaktoren analytisch (etwa über Westergaard-Funktionen [Par81, Gdo04], numerisch (mittels Greens- oder Gewichtungsfunktionen, Integraltransformationen oder FEM) [Gdo04] oder experimentell (Photoelastizität, Moiré, Holographie) [Gdo04, Puk87, SD96] bestimmt werden. Außerdem gibt es über dieses Thema zahlreiche Literatur [GS97, Hut68] und Tafelwerke [Pil05].

Neben den Spannungskomponenten lassen sich auch die Auslenkungen der Rissufer in Mode I angeben [Par81]:

$$u_x(r, \theta) = \frac{K_I}{G} \sqrt{\frac{r}{2\pi}} \cos \frac{\theta}{2} \left(1 - 2\nu + \sin^2 \frac{\theta}{2} \right) \quad (5.20)$$

$$u_y(r, \theta) = \frac{K_I}{G} \sqrt{\frac{r}{2\pi}} \sin \frac{\theta}{2} \left(2 - 2\nu - \cos^2 \frac{\theta}{2} \right) \quad (5.21)$$

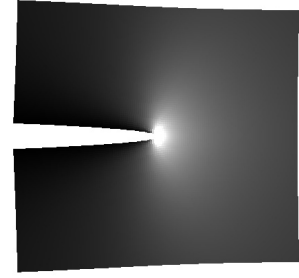
$$u_z(r, \theta) = 0, \quad (5.22)$$

wobei G das Schermodul ist.

Abbildung 5.8 zeigt farbkodiert die Spannungsverteilung $\sqrt{(\sigma_x^I)^2 + (\sigma_y^I)^2}$ und Auslenkung eines Risses in Mode I (vgl. Abbildung 7.12, Seite 102).

¹Das Gleichungssystem (5.16)–(5.18) ist eine Vereinfachung für rissnahe Zonen. Genauer folgen noch Summanden in r^0 , $r^{1/2}$, r^1 usw. Speziell der erste sorgt dafür, dass für $r \rightarrow \infty$ auch $\sigma_y \rightarrow \sigma$ gilt, da ja im Fernfeld zumindest noch die äußere Spannung wirkt. σ_x verschwindet jedoch in genügender Distanz zum Riss [Bro88]. Für $r \rightarrow 0$ können natürlich Terme in r^α mit $\alpha \geq 0$ vernachlässigt werden, so dass die Gleichungen (5.16)–(5.18) erhalten werden.

Abbildung 5.8: Spannungsverteilung (Helligkeit) und Auslenkung eines Risses in Mode I nach Gleichungen (5.16)–(5.17) sowie (5.20)–(5.22)



Mode II

In diesem Fall lassen sich die Spannungsfeldkomponenten wie folgt angeben [Gdo04, S. 24]:

$$\sigma_x^{\text{II}}(r, \theta) = -\frac{K_{\text{II}}}{\sqrt{2\pi r}} \sin \frac{\theta}{2} \left(2 + \cos \frac{\theta}{2} \cos \frac{3\theta}{2} \right) \quad (5.23)$$

$$\sigma_y^{\text{II}}(r, \theta) = \frac{K_{\text{II}}}{\sqrt{2\pi r}} \sin \frac{\theta}{2} \cos \frac{\theta}{2} \cos \frac{3\theta}{2} \quad (5.24)$$

$$\tau_{xy}^{\text{II}}(r, \theta) = \frac{K_{\text{II}}}{\sqrt{2\pi r}} \cos \frac{\theta}{2} \left(1 - \sin \frac{\theta}{2} \sin \frac{3\theta}{2} \right) \quad (5.25)$$

Mode III

Hier lauten die Spannungsfeldkomponenten [Gdo04, S. 27]:

$$\tau_{xz}^{\text{III}}(r, \theta) = -\frac{K_{\text{III}}}{\sqrt{2\pi r}} \sin \frac{\theta}{2} \quad (5.26)$$

$$\tau_{yz}^{\text{III}}(r, \theta) = \frac{K_{\text{III}}}{\sqrt{2\pi r}} \cos \frac{\theta}{2} \quad (5.27)$$

5.1.3 Abschätzung der Größe der plastischen Zone

Nach den obigen Gleichungen divergiert die Spannung beim Nähern an die Risspitze. Dies ist physikalisch nicht sinnvoll, da ab der Fließspannung σ_Y plastisches Fließen einsetzt, das die Spannung nach oben begrenzt. Die Spannung kann also nur so lange wachsen, bis die Fließgrenze erreicht wird.

Die Form und Größe der entstehenden plastischen Zone kann bei Annahme von von-Mises-Fließbedingungen näherungsweise berechnet werden [Gdo04]. Hier muss allerdings unterschieden werden, ob ein ebener Spannungszustand (Körperoberfläche) oder ebener Dehnungszustand (im Innern von dicken Körpern) vorliegt.

$$r(\theta) = \frac{1}{4\pi} \left(\frac{K_{\text{I}}}{\sigma_Y} \right)^2 \cdot \begin{cases} \left(\frac{3}{2} \sin^2 \theta + 1 + \cos \theta \right) & \text{ebener Spannungszustand} \\ \left(\frac{3}{2} \sin^2 \theta + (1 - 2\nu)^2 (1 + \cos \theta) \right) & \text{ebener Dehnungszustand} \end{cases} \quad (5.28)$$

Abbildung 5.9 zeigt die aus diesen Abschätzungen erhaltene Form der plastischen Zone für die beiden verschiedenen Spannungszustände. Der Verlauf der Form der plastischen Zone in einem Körper mit Riss ist schematisch in Abbildung 5.10 dargestellt. An der Oberfläche herrscht der ebene Spannungszustand, im Innern der ebene Dehnungszustand vor.

Abbildung 5.9: Abschätzung der Form der plastischen Zone um eine Rissspitze (nach [Gdo04, S. 59]) gemäß den Gleichungen (5.28)

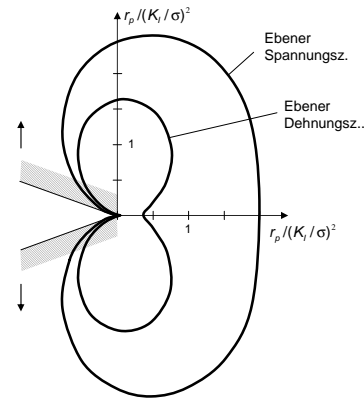
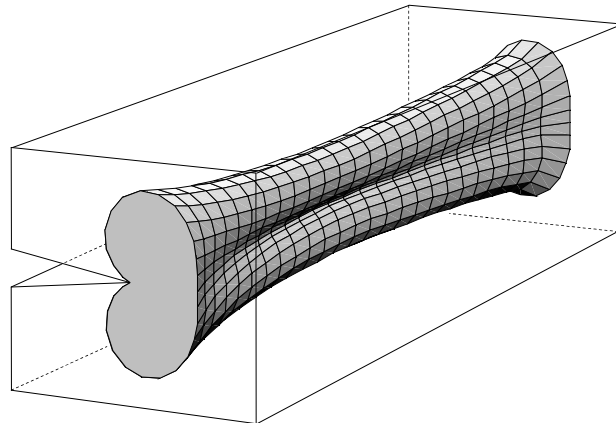


Abbildung 5.10: Schematischer Verlauf der Form der plastischen Zone in einem Körper mit Riss mit gleitendem Übergang vom ebenen Spannungszustand (Oberflächen) zum ebenen Dehnungszustand (Körperinneres).



Eine andere Abschätzung der Größe der plastischen Zone fand Irwin [Irw60] unter der Annahme des Fließens in kleinem Maßstab (*small scale yielding*). Ohne Berücksichtigung der exakten Form der plastischen Zone und für ein elastisch-perfekt plastisches Material definierte er die Größe der plastischen Zone r_p als die Entfernung von der Rissspitze, an der die Spannung die Fließspannung σ_Y erreicht,

$$\sigma_x^I(r, \theta = 0) \stackrel{(5.16)}{=} \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} \stackrel{!}{=} \sigma_Y. \quad (5.29)$$

Daraus ergibt sich

$$r_p^* = \frac{K_I^2}{2\pi\sigma_Y^2} \quad (5.30)$$

Abbildung 5.11 zeigt den schematischen Verlauf der elastischen Spannungen in Rissspitzennähe. Da ab einer bestimmten Spannung plastisches Fließen einsetzt, ist die Spannung nach oben begrenzt, was zu einer Spannungsumverteilung führt. Die gefüllte Fläche (also die elastische Energie) in Abbildung 5.11 links muss in die angrenzenden Bereiche verteilt werden.

Die gefüllte Fläche beträgt

$$\int_0^{r_1} \frac{K_I}{\sqrt{2\pi x}} dx = 2\sigma_Y r_1. \quad (5.31)$$

Um dies auszugleichen, muss die plastische Zone so weit vergrößert werden, dass die unter der Spannungskurve neu entstehende Fläche die selbe Größe hat (Abbildung

5.11 rechts). Damit wird die plastische Zone doppelt so groß wie in (5.30):

$$r_p = 2r_p^* = \frac{K_I^2}{\pi\sigma_Y^2}. \quad (5.32)$$

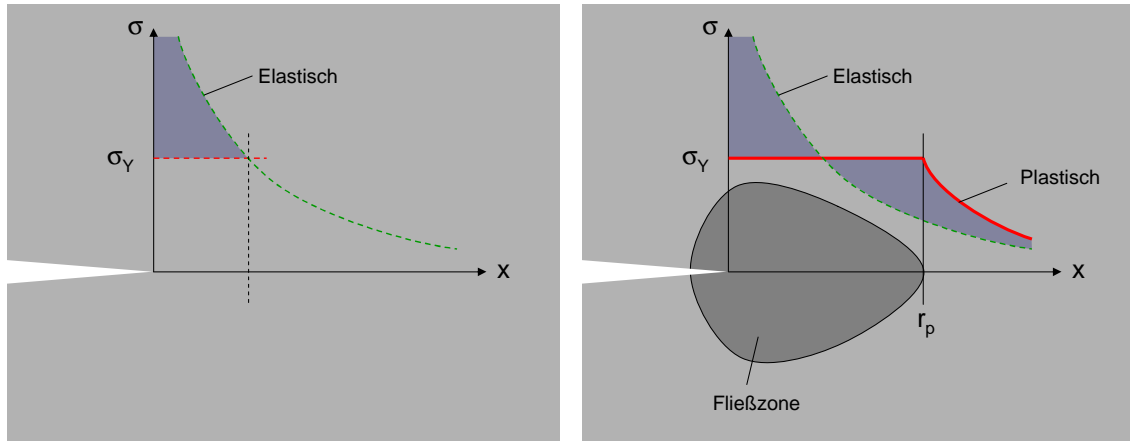


Abbildung 5.11: Schematischer Verlauf der elastischen Spannungen in Rissspitzennähe nach [Ric67]. Links: Da ab einer bestimmten Spannung plastisches Fließen einsetzt, ist die Spannung nach oben begrenzt. Rechts: Durch Spannungsumverteilung liegt σ_{pl} über σ_{el} für $x > r_p$, einer Abschätzung für die Größe der plastisch verformten Zone.

Der obigen Abschätzung liegt der ebene Spannungszustand zugrunde. Für den ebenen Dehnungszustand ergibt sich ein weiterer Vorfaktor von $1/3$ [Irw68].

Da eine plastische Verformung zu einer starken Erwärmung an der Rissspitze führen würde, ist deren Größe für die akustische Thermographie wichtig.

5.2 Eigenspannungen am Riss, Rissschließen

Eigenspannungen (*residual stresses*) sind diejenigen Spannungen, die innerhalb eines Teils herrschen, selbst wenn von außen keine Kräfte wirken [Pil05]. Nach Elber [Elb71] kann ein eigenspannungsbehafteter Riss nicht mehr als Schlitz verschwindender Breite gesehen werden (vgl. Abschnitt 5.1.2). Wäre dieses Konzept korrekt, so wären die Rissufer spannungsfrei und für eine beliebig kleine von Null verschiedene Zugspannung vollständig getrennt. Für reale Risse ist dies durch Eigenspannungen meist nicht der Fall, was sich auch im Experiment nachweisen lässt [SKR95]. Vielmehr benötigt es zur Öffnung des Risses eine Schwellspannung σ_m , um die kompressiven Eigenspannungen zu überwinden.

Abbildung 5.12 veranschaulicht die Vorgänge, durch die beim Risswachstum Eigenspannungen erzeugt werden können und im Material verbleiben.

- Hier ist ein unbelasteter Körper mit Riss (keilförmige Öffnung) gezeigt. Der Bereich, der im späteren Versuch plastisch verformt wird (Radius $r_a = r_p$), ist gestrichelt eingezeichnet.
- Zum Zeitpunkt höchster Spannung (und Dehnung) hat die plastische Zone einen Durchmesser $r_b > r_a$.

- c. Würde man das plastisch verformte Material herausschneiden, bliebe ein zylindrisches Loch $r_c = r_b$.
- d. Da das verbliebene Material lediglich elastisch verformt war, geht es nach Entfernen der Spannung reversibel in die Ausgangslage zurück $r_d = r_a$.
- e. Das in Schritt c. herausgeschnittene Material passt nur dann in das Loch, wenn es durch Kompressionskräfte zusammengedrückt wird. Diese müssen wiederum im weiteren Umkreis durch Zugkräfte kompensiert werden (siehe schematisches Diagramm).

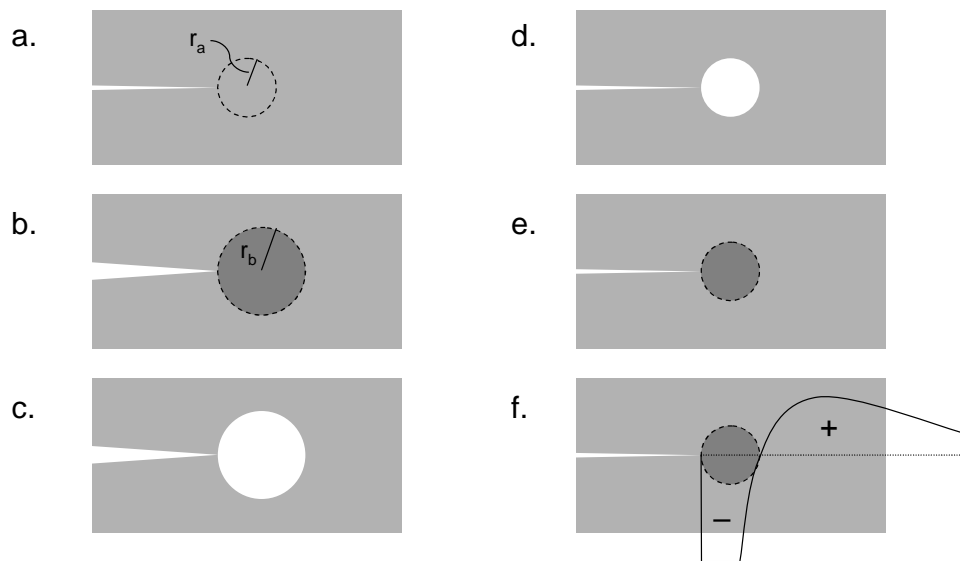


Abbildung 5.12: Eigenspannung an Risspitze (nach [Bro88, S. 139]).

Neben dem durch Plastizität induzierten Riss schließen (*crack closure*) lassen sich noch andere Mechanismen ausmachen [Lia88]: Oxide, Rauigkeiten, viskose Flüssigkeiten sowie Phasentransformationen (vgl. Abbildung 5.13).

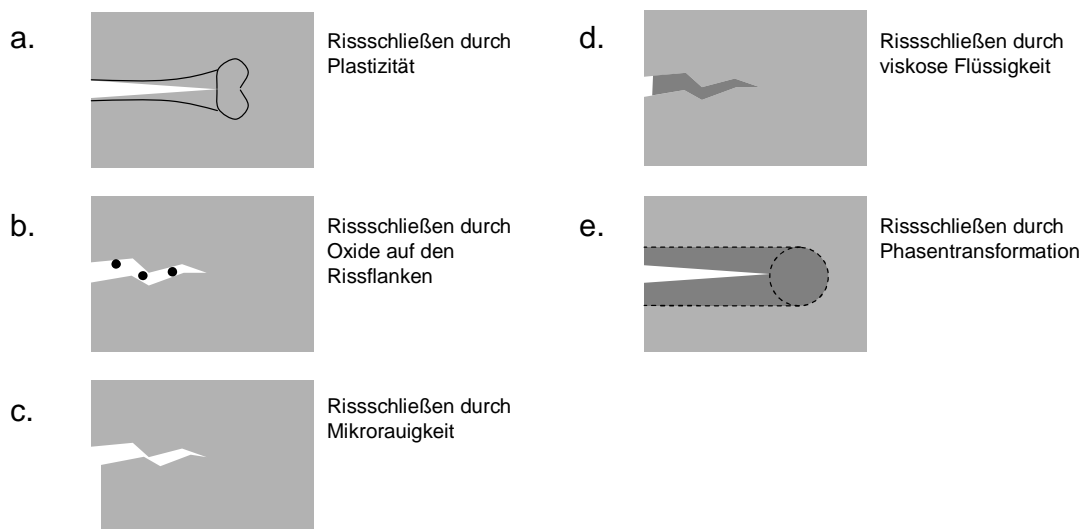


Abbildung 5.13: Mechanismen, die zum Riss schließen führen können (nach [Lia88]).

Es ist offensichtlich, dass die verbleibenden Eigenspannungen vor allem von der Rissgeometrie, den (temperaturabhängigen) Materialparametern und den während des Wachstums auftretenden Spannungen abhängen. So werden bei konstanten äußeren Spannungen die Eigenspannungen an einem Riss in einer Turbinenschaufel davon abhängen, ob er bei hohen Temperaturen während des Betriebs oder bei Raumtemperatur an einem Vibrationsteststand entstanden ist (vgl. auch [Kum92], [SKR95]).

Nach dem in Abschnitt 5.1.2 Beschriebenen müsste ein Riss bei noch so kleiner Belastung weiter wachsen. Das Konzept des Riss-schließens erklärt qualitativ, dass dazu eine gewisse Schwellspannung nötig ist. Ein zusätzlicher Effekt ist die Riss-spitzenverrundung *crack tip blunting* [Bro88], die unter bestimmten Risswachstumsprozessen eingeleitet wird.

Beide Effekte sind für die akustische Thermographie von großer Bedeutung. Zwar lassen sich ohne aufwändige Messungen keine genauen Werte für die Eigenspannungen oder die Riss-spitzenverrundung an einem konkreten Riss angeben, doch ist einsichtig, dass bei den durch die akustische Thermographie erzeugten Vibrationsamplituden nicht zwangsläufig Risswachstum einsetzen muss. Auch die Größe der plastischen Zone wird durch diese Mechanismen reduziert.

5.3 Ermüdungsschädigung

Lankford gibt zwei Definitionen für Ermüdungsschädigung [LD83, S. 491],

- Ermüdung(sschädigung) ist ein chemisch-physikalischer Prozess, bei dem durch die Applikation von zyklischen Dehnungen und Spannungen eine *irreversible Degradation einer bestimmten [Material-]Eigenschaft* hervorgerufen wird.
- Ermüdungsschädigung ist die *physikalische Trennung des Materials* (Risse, Kavitäten, etc.)

Im engeren Sinne bewirkt Ermüdungsschädigung eine „Verringerung der Lebensdauer [eines Bauteils]“ (Pangborn in [LD83], S. 488). Die Parameter zur Überwachung der Ermüdung sind Änderungen der Oberflächen- und verdeckten Mikroplastizität, Eigenspannungen und Versetzungsdichte. Diese Parameter können zwar quantitativ gemessen werden, sind aber material- und spannungsabhängig, so dass die relativen Änderungen während der Ermüdung ausgewertet werden müssen.

In Titan führt die Ermüdung zu einer erhöhten Energiedissipation von Ultraschallwellen, so dass sich ermüdete Bauteile während der Schallapplikation stärker erwärmen (thermo-acoustic fatigue characterization) [MRKS02].

5.4 Risswachstum

Für einen bekannten lokalen Spannungsintensitätsfaktor K beschreibt das Gesetz von Paris [PE63] einen empirischen Zusammenhang zwischen diesem und dem inkrementellem Risswachstum da/dN ,

$$\frac{da}{dN} = C(\Delta K)^m, \quad (5.33)$$

wobei C und m experimentell bestimmte Konstanten sind und (vgl. Gleichung (5.19))

$$\Delta K = K_{\max} - K_{\min} = C \Delta \sigma \sqrt{\pi a}. \quad (5.34)$$

Einige Werte für die Koeffizienten sind in Tabelle 5.1 gegeben. Der Wert von m ist

	C	m
Aluminium 7075-T6	$1,1 \cdot 10^{-11}$	3,9
Titan (rein)	$6,8 \cdot 10^{-12}$	4,4
Stahl 18/8	$3,2 \cdot 10^{-12}$	3,1

Tabelle 5.1: Einige Werte für die Koeffizienten aus Gleichung (5.34) [Hel84]

etwa 3 für Stahl, 3–4 für Aluminiumlegierungen [Par81, S. 126]. und 4,4 für reines Titan [MDBR03].

Setzt man (5.34) in (5.33) ein, so lässt sich die Zahl der Zyklen ΔN abschätzen, die nötig sind, um einen Riss von der Länge a_1 auf die Länge a_2 wachsen zu lassen [Par81],

$$\Delta N = \int_{a_1}^{a_2} \frac{da}{C(\Delta K)^m} = \frac{-1}{C(\Delta \sigma \sqrt{\pi})^m} \frac{a_1^d - a_2^d}{d} \quad \text{mit} \quad d = 1 - m/2. \quad (5.35)$$

Man kann die Länge a von Rissen etwa nach der Skala aus Tabelle 5.2 einteilen, wobei a_0 die Gitterkonstante des Kristallgitters bezeichnet und a_σ die Länge, bei der der Riss seine mechanische Stabilität verliert: Das Wachsen von Rissen hängt

Atomare Risse	$a \approx a_0$
Submikrorisse	$a_0 < a < 1 \mu\text{m}$
Mikrorisse	$1 \mu\text{m} < a < 1 \text{mm}$
Makrorisse	$1 \text{mm} < a < a_\sigma$
Magistralrisse/instantile Risse	$a > a_\sigma$

Tabelle 5.2: Längeneinteilung von Rissen [Vla76, S. 228]

stark vom Basismaterial ab, in das der Riss eingebettet ist, so dass man spröde, quasispröde und zähe Rissausbreitung unterscheiden kann [Vla76]. Dies führt auch zu unterschiedlicher Rissmorphologie und vor allem unterschiedlicher Rauigkeit der Rissufer. Für die akustische Thermographie ist es insbesondere schwierig, den Spannungsintensitätsfaktor zu bestimmen, doch sind im Einzelfall bei günstiger Geometrie und unter Zuhilfenahme von Vibrometern Messungen Abschätzungen möglich.

5.5 Rissmorphologie

5.5.1 Linearität

Die Hauptschwierigkeit bei Untersuchungen an realen Rissen ist die Charakterisierung derselben. In die obigen Gleichungen geht jeweils die Risslänge ein, doch ist

ein Riss nicht ideal geradlinig. Abbildung 5.14 zeigt nur ein Beispiel, wie durch Verwendung einer anderen Optik an der Infrarotkamera ein wesentlich genaueres Bild eines vorher offensichtlich linearen Risses entsteht. Im Detail zeigt sich der Riss als verwinkelt, was dann auch zu unterschiedlich starker Erwärmung an verschiedenen Abschnitten entlang des Risses führt.

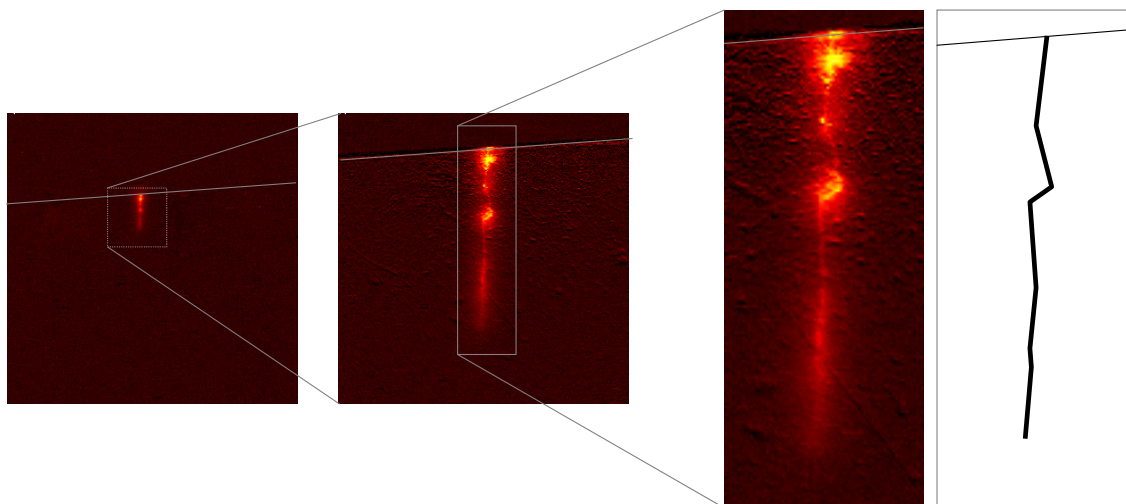


Abbildung 5.14: Akustische Thermographie an einem Riss in einer Turbinenschaufel mit verschiedenen IR-Optiken. Mit dem 25 mm-Objektiv erkennt man den 4 mm-langen Riss als lineare Indikation. Erst bei höherer Vergrößerung sieht man, dass er in Wirklichkeit mehrere Knicke aufweist (vgl. schematische Abbildung rechts). Die schräg laufenden Linien deuten jeweils die Schaufeloberkante an.

5.5.2 Rauigkeit

Die Rauigkeit der Rissufer hängt unter anderem vom Material und der Historie des Entstehens (v.a. Temperatur und Spannungsintensitätsfaktor) ab. Theoretische Betrachtungen von Kontakt zwischen rauen Flächen und Rauigkeit allgemein können etwa in [GW66], [SBA03], [WC99], [VNH05], [MHH92] oder [HS03] nachgelesen werden.

Bei der akustischen Thermographie beträgt die Auslenkung der Rissufer maximal einige μm . So entspricht nach (2.2) etwa einer gemessenen Schallschnelle von $v = 500 \text{ mm/s}$ bei $f = 20 \text{ kHz}$ eine Auslenkung von $u = v/(2\pi f) = 4 \mu\text{m}$. Dies kann dazu führen, dass die einzelnen Asperities gar nicht übereinander gleiten, sondern lediglich gegeneinander gedrückt werden (Abbildung 5.15). Dies hängt entscheidend vom untersuchten Material ab. In spröden Werkstoffen wie Aluminium wird dieses Modell eine bessere Gültigkeit haben als in duktileren, wie etwa Stahl, wo die Rissufer durch lokales Fließen nicht mehr exakt zusammenpassen. Dieser Aspekt wird in Abschnitt 7 insbesondere bei der Reibung eine entscheidende Rolle spielen.

5.6 Abschätzung der Zerstörungsfreiheit

Die akustische Thermographie ist nicht – wie etwa die Farbeindringprüfung – a priori zerstörungsfrei, da ab bestimmten Spannungen, also Vibrationsamplituden, Rissini-

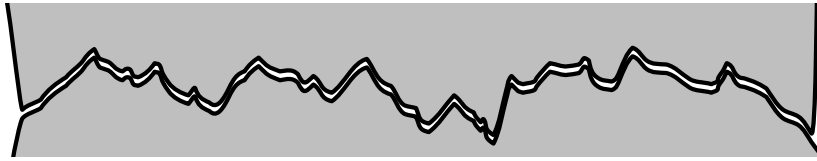


Abbildung 5.15: Schematische Darstellung eines Risses in einem spröden Material.

tierung bzw. -wachstum einsetzt. Aus diesem Grund müssen zumindest Abschätzungen der lokalen Spannungen während der Ultraschallapplikation gemacht werden.

Nach der Definition auf Seite 131 schließt Zerstörungsfreiheit im weiteren Sinne auch eine zumutbare Beeinträchtigung des Gebrauchsverhaltens ein. Die Grenzen der Anwendbarkeit eines Tests sind durch folgende Randbedingungen gegeben [Mil01]:

- Die Infrarotintensität des fraglichen Defekts ist oberhalb der Detektionsschwelle
- Die vorhergesagte Schädigung liegt im akzeptablen Bereich (etwa dann, wenn das Material durch den Test um einen tolerablen Wert weiter ermüdet wird).

Im weiteren sollen zur Abschätzung der Zerstörungsfreiheit des Verfahrens die folgenden Fälle unterschieden werden:

- **Schädigung zuvor intakter Bauteile.** Durch zyklische Materialbeanspruchung kommt es lokal zur Materialermüdung (vor allem mikroplastische Fließen [GS01]), die schließlich zur Defektinitiierung führt (etwa Bildung von Rissen oder Delaminationen).
- **Wachsen bereits vorhandener Defekte,** also Risswachstum, Vergrößerung von Delaminationen, Abplatzung bereits delaminierter Schichten
- **Veränderung der Morphologie** bereits vorhandener Defekte (etwa Abrieb an Rissflanken ohne Risslängenwachstum)

5.6.1 Schädigung zuvor intakter Prüfteile

Eine Schädigung zuvor intakter Teile ist inakzeptabel und muss verhindert werden. Durch Bestimmung von Betriebsschwingformen lassen sich die lokalen Dehnungen und Spannungen zumindest abschätzen und daraus Prognosen über die Schädigungswahrscheinlichkeit ableiten.

Bestimmung der Spannungen aus Finite-Elemente-Simulationen

Prinzipiell lässt sich die gesamte Messprozedur mit geeigneten Programmen zur FE-Berechnung simulieren. Aufgrund der Komplexität der Prüfteile sowie – zumindest bei der Verwendung von Schweißanlagen mit Sonotrode – der zusätzlichen Effekte der Anregung (lose Kopplung, Hämmern) ist ein solches Vorgehen aufwändig. Dennoch lassen sich damit Vibrationsdaten von Bereichen bestimmen, die für eine Messung prinzipiell unzugänglich sind, etwa von innen liegenden Strukturen.

Oft kommt es vor, dass bestimmte Bereiche der Prüfteile besonders stark schwingen, obwohl eine Rissprüfung in diesen gar nicht notwendig ist. Für die Turbinenschaufeln wäre eine solche Zone zum Beispiel die Ausläufer der Plattform (Bild 2.19, S. 30 rechts), die als einseitig eingespannter Balken hohe Vibrationsamplituden aushalten müssen, ohne dass hier auf Risse geprüft werden soll.

Durch geschickte Wahl der Anregungsfrequenz kann jedoch unter Umständen eine übermäßige Belastung dieser Teile verhindert werden. Abbildung 5.16 zeigt dieses Vorgehen exemplarisch an einem fiktiven H-förmigen Stahlbauteil, dessen dicke außen stehenden Rohre von unten mit Ultraschall angeregt werden. In diesem Fall sollen nur diese äußeren Rohre auf Risse untersucht werden, während die dünne Querverstrebung nicht zu stark belastet werden darf. Für die Resonanzfrequenz bei 14,8 kHz ergibt die Simulation, dass die Querstrebe besonders hohe Spannungen erfährt (obere Reihe, rechtes Bild) und die Rohre kaum vibrieren. Diese Frequenz ist demnach zu vermeiden. Die Mode bei 18,9 kHz hingegen ist hier optimal, da die Rohre besonders stark schwingen, der Querträger aber nur geringe Spannungen erfährt (untere Reihe, rechtes Bild).

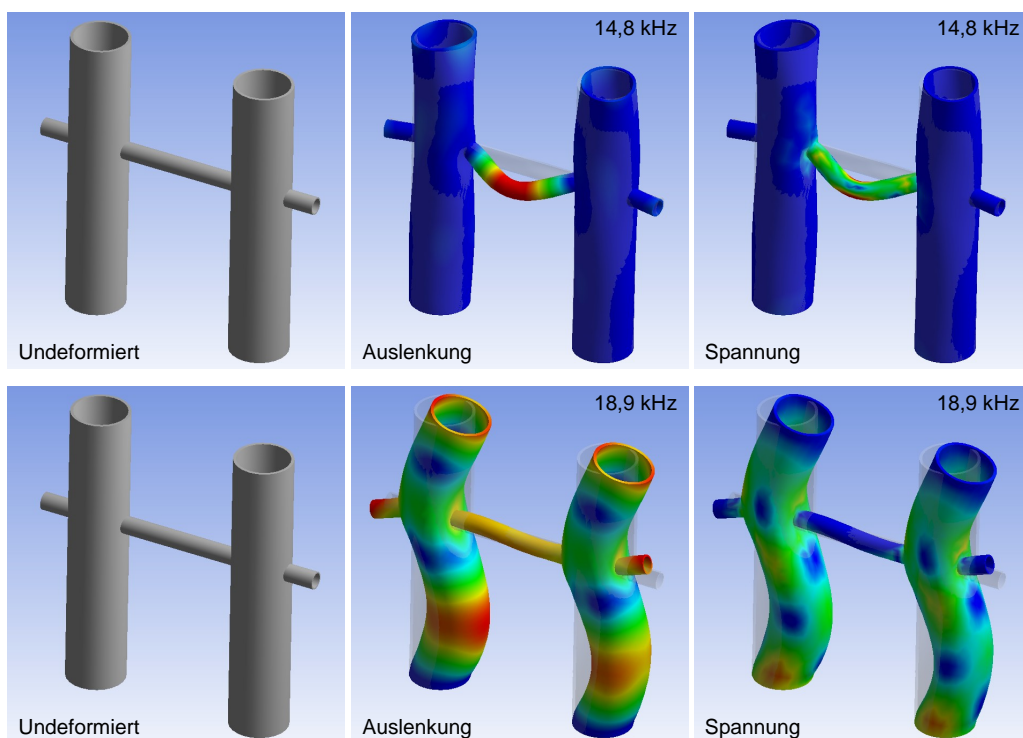


Abbildung 5.16: Wahl der optimalen Anregungsfrequenz für ein fiktives Stahlbauteil, um den Querträger zu schonen. Von links nach rechts jeweils undeformiertes Bauteil, Auslenkung und Spannung (Von-Mises-Equivalent) bei der angegebenen Frequenz. Obere Reihe: Mode bei 14,8 kHz, die fast ausschließlich den Querträger belastet, untere Reihe: Mode bei 18,9 kHz mit optimaler Verteilung der Schwingung auf die verschiedenen Bereiche

Im Folgenden werden zusätzliche vereinfachte Methoden vorgestellt.

Bestimmung der lokalen Spannungen aus den Betriebsschwingformen

Um den lokalen Spannungstensor bestimmen zu können, ist die flächige Kenntnis der 3D-Vibrationsdaten notwendig. Deren Messung ist prinzipiell für kleine plane

Flächen durchführbar, woraus sich klare Aussagen über die Zerstörungsfreiheit ableiten lassen. Für viele Teile mit komplexen Geometrien ist dieses Vorgehen jedoch kaum möglich.

Vereinfachte Abschätzung für dünne Platten

Unter bestimmten Umständen können jedoch auch bei Teilen mit stark gekrümmter Geometrie zumindest lokale Vereinfachungen gemacht werden. So lassen sich etwa Turbinenschaufeln in bestimmten Regionen als dünne Platten annähern, was den großen Vorteil des einfachen analytischen Zugangs bietet (Abschnitt 3). Dies gilt vor allem an den Austrittskanten, die aufgrund der geringen Dicke bevorzugt Biegeschwingungen ausführen (vgl. Abbildung 2.19, S. 30). Da hier auch die Spannungen am höchsten werden, ist eine Abschätzung an dieser Stelle von besonderem Nutzen.

In Abschnitt 3.4.1 wurde gezeigt, dass in dünnen Platten keine transversalen Scherwellen existieren. Mithin sind die Komponenten ε_{zx} und ε_{zy} der Dehnungsmatrix gleich Null und tragen nicht zu einer Spannung im Material bei.

Die Materialspannungen werden dann nur von den In-Plane-Komponenten ε_{xx} , ε_{yy} sowie der Scherung $\varepsilon_{xy} \equiv \varepsilon_{yx}$ hervorgerufen, die sich über Gleichungen (3.46) und (3.49) berechnen lassen. Die einzigen Größen, die in die Berechnung einfließen, sind neben den Materialkonstanten E , G , ρ und ν lediglich die Anregungsfrequenz f sowie die Out-of-Plane-Auslenkung u_z . Für eine Worst-Case-Abschätzung genügt es, den höchsten Wert u_z^{\max} zu verwenden.

Die Spannungen lassen sich dann mittels $\sigma_{xx,yy} = \varepsilon_{xx,yy}E$ bzw. $\sigma_{xy} = \varepsilon_{xy}G$ berechnen.

Auswirkung von Spannungskonzentratoren

Nach Abschnitt 5.1 bewirken Unstetigkeiten im Material eine lokale Spannungserhöhung. Für komplexere Geometrien müssen zumindest Abschätzungen für die Spannungskonzentrationsfaktoren gemacht werden, mit denen dann die nach obigem Schema bestimmten Spannungen zu multiplizieren sind (Gleichung (5.6), S. 60).

5.6.2 Weitere Schädigung schon geschädigter Bauteile (Risswachstum)

Risse sind aufgrund der Spannungskonzentration an der Rissspitze besonders gefährdet, während der Ultraschallapplikation weiterzuwachsen. Ein Risswachstum kann jedoch etwa dann toleriert werden, wenn die Risslänge schon zu Prüfbeginn über der kritischen Größe lag – dann ist ein weiteres Wachsen unerheblich. Doch selbst bei reparablen Rissen ist ein geringfügiges Wachsen unter Umständen unproblematisch, da beim Reparaturvorgang der komplette Riss wieder geschlossen wird.

Für Delaminationen gelten ähnliche Überlegungen: Bereits teilabgelöste Schichten können nicht mehr repariert werden, so dass eine etwaige Schichtabplatzung keine Beeinträchtigung darstellt, da das Bauteil in jedem Fall neu beschichtet werden muss.

Eine kritische Betrachtung der möglichen Schädigungen ist für jede neue Prüfung anzuraten.

Nach dem Paris-Gesetz (Gleichung (5.33) auf Seite 69) lässt sich das Risswachstum bei bekannten Parametern zumindest abschätzen. Die kritische Frage ist hierbei, ob die Bestimmung der Parameter überhaupt möglich ist, da hier alle Geometrie- und Materialdaten eingehen. Rissspitzenverrundung und kompressive Eigenspannungen (vgl. Abschnitt 5.2) können das Risswachstum verlangsamen.

Neben eigenen Erfahrungen gibt es auch verschiedene Autoren, die über mögliche Schädigungen bei der akustischen Thermographie berichten. Chen et. al. [CKR06] lieferten eine der fundiertesten Untersuchungen zum Risswachstum in rechteckigen Platten ($L \times B \times D = 140 \times 38 \times 3,1$ mm) aus 2024-T3 Aluminium, Stahl und Titan. In einer Zugprüfmaschine wurden von einem Schlitz ausgehend Risse der Längen 1,9–12,7 mm erzeugt. Die Ultraschalltests erfolgten anschließend mit einem Branson 910M (1 kW, 20 kHz) mit GK5 Handpistole, die mit konstanter Kraft gegen die Platten gedrückt wurde. Die folgenden Resultate wurden erhalten:

- Das Risswachstum ist von der Vorgeschichte abhängig, hier die zur initialen Risserzeugung verwendeten Spannungsintensitätsfaktoren (Abschnitt 5.1.2). Höhere Faktoren führen dabei zu verringertem Risswachstum, was möglicherweise auf die verstärkte Verrundung der Rissspitze (*crack tip blunting*) zurückzuführen ist.
- Die inkrementelle Risslängenänderung zwischen zwei Tests mit 5 000 Zyklen (250 ms bei 20 kHz) betrug im Mittel (bei starker Streuung) 40 μm , was einer Risswachstumsgeschwindigkeit von 8 nm pro Zyklus entspricht.
- In Abhängigkeit des Probenmaterials kann neben unterschiedlichem Risslängenwachstum auch eine verschieden starke Veränderung der Rissflanken beobachtet werden (siehe Abbildung 5.17).

Bei gegebenen Ultraschallamplituden hängt die Zerstörungswahrscheinlichkeit stark von den Materialparametern und der Prüfobjektgeometrie ab. Keramische Teile sind aufgrund ihrer Sprödhheit stärker gefährdet [Mil01]. Im Rahmen dieser Arbeit wurde beobachtet, dass Risswachstum lediglich in zwei beabsichtigten Fällen bei überhöhten Amplituden auftrat, manchmal aber bereits geschwächte Stellen, zum Beispiel abstehende Sägegrate oder teilabgelöste Schichten, abplatzten.

Für ein gezieltes Risswachstumsexperiment wurde eine 1 mm dicke Aluminiumplatte mit einem Sägeschlitz versehen und durch anschließendes zyklisches Verbiegen ein kleiner Riss erzeugt. Dieser Riss konnte im Experiment vergrößert werden (Abbildung 5.18). Die Längenänderung betrug 4,8 mm in 200 ms, was einer Risswachstumsgeschwindigkeit von 24 mm/s oder rund 1 μm pro Zyklus entspricht, also mehr als 2 Größenordnungen mehr als beim Experiment von Chen.

5.6.3 Veränderung der Rissmorphologie

Wie bereits in Abbildung 5.17 zu sehen, kann sich die Oberflächenbeschaffenheit der Rissflanken durch die akustische Thermographie ändern. Auch an Abbildung 7.22 (Seite 112) ist der Abrieb an den Kontaktflächen erkennbar.

Da diese Schädigungsart nur geringe praktische Bedeutung hat, soll hier lediglich auf den Umstand hingewiesen werden, dass sie zu Unterschieden in der Erwärmung bei mehrmaligem Test mit der akustischen Thermographie führen kann. Auch eine

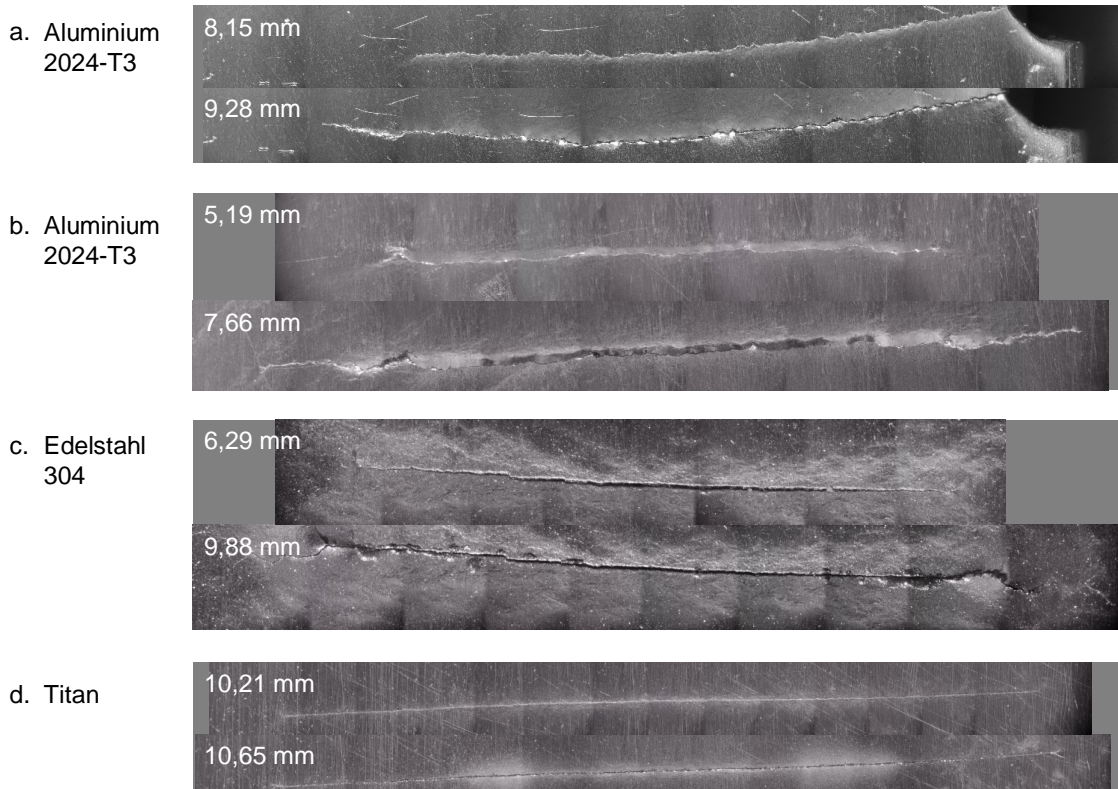


Abbildung 5.17: Risswachstum und Änderung der Rissflankenmorphologie durch Leistungsschallapplikation [CKR06]. Von oben nach unten: a. Aluminium (Risslängen $l_1 = 8,15$ mm und $l_2 = 9,28$ mm, $(l_2 - l_1)/l_1 \approx 14\%$), b. Aluminium (Risslängen $l_1 = 5,19$ mm und $l_2 = 7,66$ mm, $(l_2 - l_1)/l_1 \approx 48\%$), c. Stahl ($l_1 = 6,29$ mm und $l_2 = 9,88$ mm, $(l_2 - l_1)/l_1 \approx 57\%$) und d. Titan ($l_1 = 10,21$ mm und $l_2 = 10,65$ mm, $(l_2 - l_1)/l_1 \approx 4\%$).



Abbildung 5.18: Risswachstum in einer Aluminiumplatte. Der Initialriss wurde durch zyklisches Verbiegen in die durch einen Sägeschlitz geschwächte Platte eingebracht. Auf der linken Seite des Schlitzes lässt sich ein zweiter Riss erkennen, der allerdings wesentlich weniger gewachsen ist. Am oberen rechten Rand befindet sich die Spitze der Sonotrode, die Erwärmung am unteren Bildrand wurde durch die Einspannung verursacht. Die Spitze der wachsenden Rissfront erwärmt sich am meisten (vgl. Abschnitt 7.2.4, S. 113).

Änderung des dominierenden Mechanismus (vgl. Abschnitt 7) ist vor diesem Hintergrund denkbar.

Kapitel 6

Weitere technische Aspekte der akustischen Thermographie

6.1 Nachweisgrenzen

6.1.1 Defektgröße

Für alle ZfP-Verfahren ist die Nachweisempfindlichkeit eine fundamentale Größe. Für die Magnetpulverprüfung etwa wird dazu ein Testkörper mit definierten Rissen (zum Beispiel der „MTU-Testkörper“, vgl. Abbildung 6.6, S. 83) geprüft und die Nachweisgrenze in Abhängigkeit der Prüfparameter evaluiert. Diese Grenzen gelten dann auch für den Nachweis von Rissen in anderen Teilen.

Zwar lassen sich für die akustische Thermographie auch diese Prüfkörper heranziehen, doch ist die daraus gewonnene Aussage nicht unbedingt auf die realen Prüfteile übertragbar. Die Nachweisempfindlichkeit ist bei dieser Technik kein definierter Wert, sondern vielmehr abhängig von der Objekt- und Rissgeometrie, der einzelnen Resonanzfrequenz und anderen Faktoren. Dennoch ist es notwendig, zumindest einen Anhaltspunkt für die Nachweisempfindlichkeit zu haben.

Abbildung 6.1 zeigt den Nachweis von Rissen in einer Stahlprobe, die von einem Indenterabdruck ausgeht. Zur Erzeugung dieser wurde die mit Abdruck versehene Probe in einer Zugprüfmaschine gezykelt und in-situ das Risswachstum mit einem Mikroskop verfolgt [Meg05], bis nach 150 000 Zyklen zumindest ein Riss die Länge von 200 μm erreicht hatte (vgl. Abbildung 6.2). Der thermographische Nachweis der Risse erfolgte mit einer resonanten Anregung des auf die Koppelplatte geklebten Stabs für eine Sekunde bei einer Frequenz von 28 533 Hz. Zur Erhöhung der Emissivität wurde die Defektstelle mit einem schwarzen Stift lackiert.

In Abbildung 6.1a ist das Bild unmittelbar vor der Ultraschallanregung gezeigt (Nullbild). Die darunter liegenden Bilder entsprechen dem Bild zum Zeitpunkt $t = 1$ s, wobei einmal 97% und einmal 100% des Nullbilds abgezogen wurden.

Ein quantitativer Vergleich der Risslängen (Abbildung 6.3) ist schwierig, da die Auflösung der Infrarotbilder sehr gering ist (horizontal 110 Pixel, der linke Riss besteht nur aus 5 Pixeln). Dennoch scheint der linke Riss in voller Länge nachgewiesen worden zu sein, wogegen sich beim rechten Riss lediglich ein Teilbereich erwärmte. Auch dies zeigt die Schwierigkeit, eine bestimmten Risslänge für die Nachweisempfindlichkeit anzugeben, es scheint jedoch vernünftig, als Nachweisgrenze besser als 100 μm anzunehmen. Bei optimalen Bedingungen sind wahrscheinlich noch deut-

lich kleinere Risse nachweisbar. Favro et. al. zeigten in [FTH⁺01] den Nachweis von 54 μm bzw. 20 μm langen Rissen in Titantestkörpern.

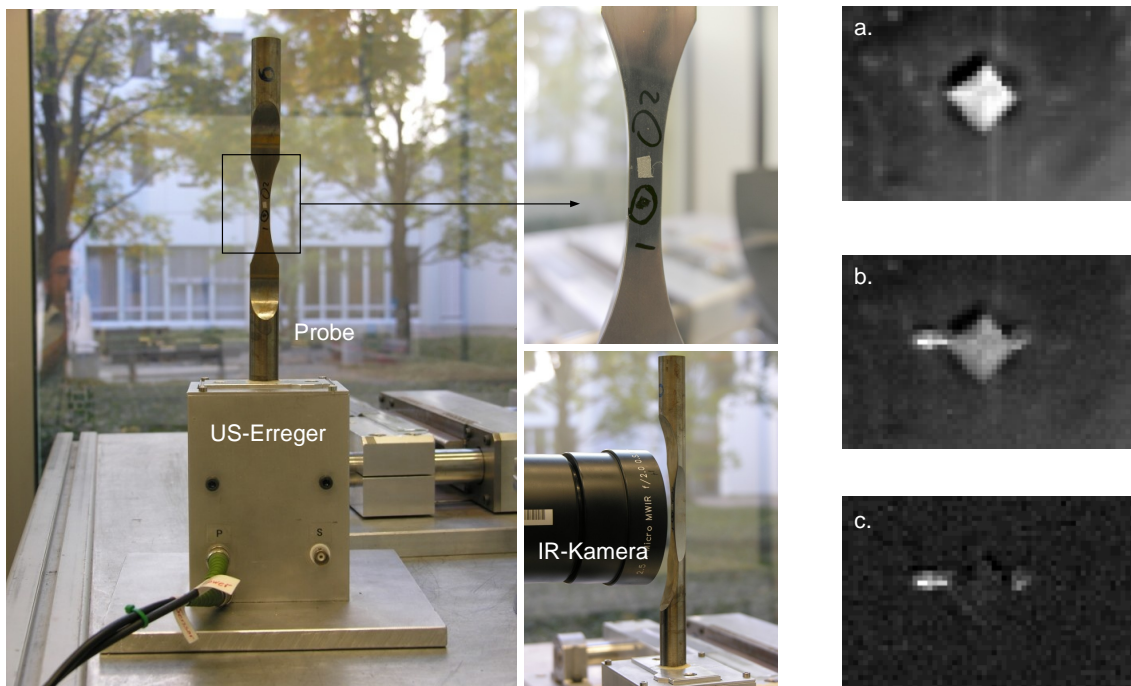


Abbildung 6.1: Nachweis von Rissen mit der akustischen Thermographie, die von einem Indenterabdruck ausgehen (vgl. Abbildung 6.2). Bilder a–c sind Bilder aus der Infrarotsequenz, a. Frame($t = 0$ s) (vor Anregung), b. Frame($t = 1$ s) $- 0,97 \cdot$ Frame($t = 0$ s), c. Frame($t = 1$ s) $-$ Frame($t = 0$ s).

Es ist nicht notwendig, dass die Wellenlänge der Ultraschallwelle λ in der Größenordnung der Defektgröße a liegt. Da lediglich die differentielle Verzerrung am Defekt ausschlaggebend ist, können auch für $\lambda \gg a$ Defekte nachgewiesen werden.

Ein herausragender Aspekt der Thermographie ist, dass sich die Wärme von einem Defekt aus ausbreitet, was bedeutet, dass ein Defekt, um nachweisbar zu sein, nicht aufgelöst werden muss. Erzeugt der Defekt genügend Wärme, so wird der Wärmefleck schließlich so groß, dass er mit der Kamera detektierbar ist. Das ist bei den heute noch relativ geringen verfügbaren Kameraauflösungen (Stand 2007: 640×480) ein entscheidender Vorteil.

Das Auflösungsvermögen hängt von der verwendeten Infraroptik und Kamera ab. Für die Thermosensorik CMT256 beträgt die Sensorgröße 256×256 Pixel. Verwendet man dazu das Makroobjektiv 2,5x Micro MWIR f/2,0, so erhält man eine Bildfeldgröße von etwa 5×5 mm². Das entspricht einer lateralen Auflösung von rund 20 μm . Kleinere Defekte lassen sich damit prinzipiell nicht auflösen, wohl aber detektieren. Die physikalische Auflösungsgrenze liegt in der Größenordnung der Wellenlänge der verwendeten IR-Strahlung, also bei etwa 10 μm .

6.1.2 Distanz des Defekts von der Einkoppelstelle

Bei der akustischen Thermographie kann der Defekt eine beträchtliche Distanz von der Einkoppelstelle des Ultraschalls haben und dennoch sichtbar werden, solange die Ultraschallwelle nicht zu stark gedämpft wird. Dies ist insbesondere bei Metallen

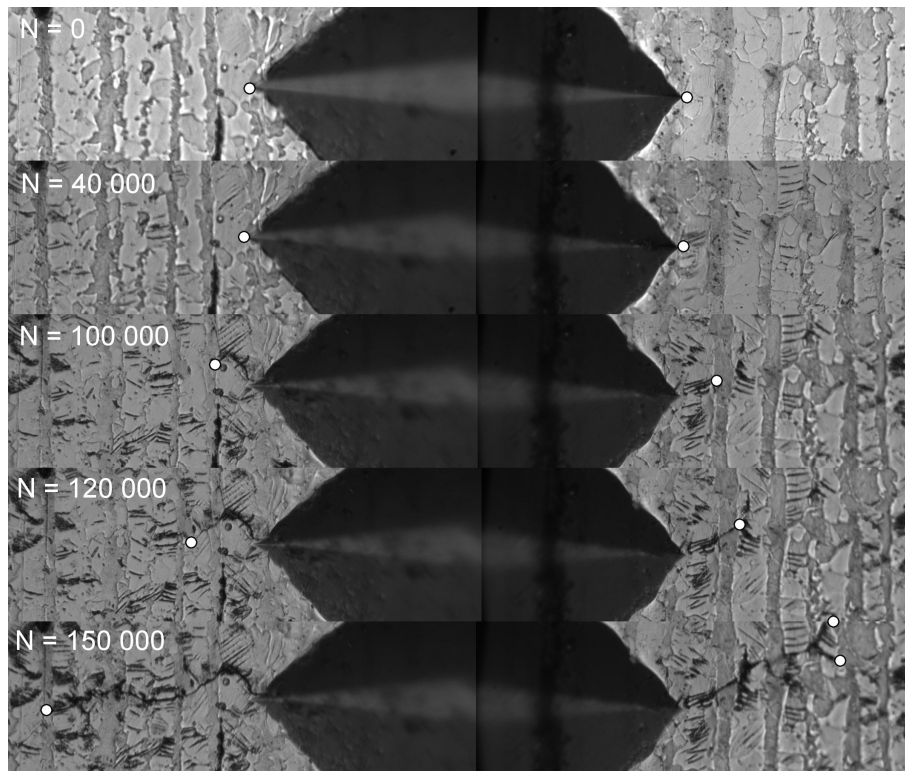


Abbildung 6.2: Stahlprobe mit Indenterabdruck und Rissen. Die Abbildungen zeigen in-situ aufgenommene Mikroskopbilder während des Risswachstums in einer Zugprüfmaschine [Meg05]. Die Zahlen geben die Anzahl der Zyklen an. Die Risspitzen sind jeweils durch kleine weiße Kreise gekennzeichnet. Der rechte Riss verzweigt sich.

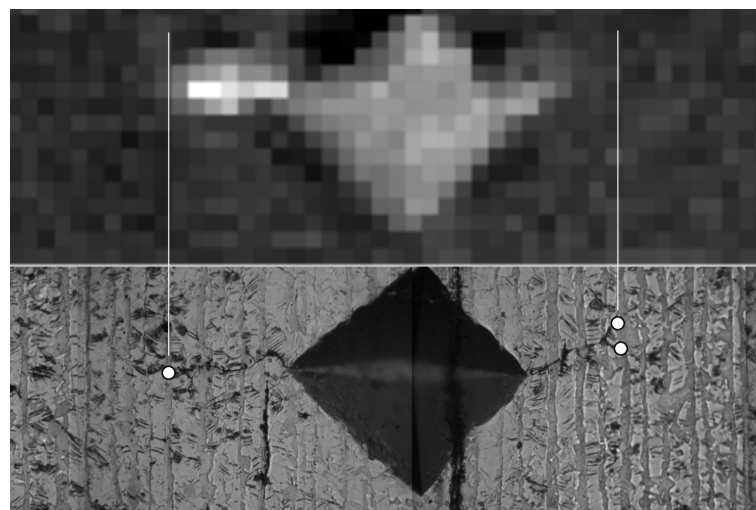


Abbildung 6.3: Vergleich der optisch (unten) und mittels Thermographie (oben) nachgewiesenen Risslängen.

der Fall. Abbildung 6.4 zeigt ein 1,20 m langes Rohr aus einer Gasturbine, das am unteren Ende angeregt wurde. Hier wird durch die Dämpfung der keramischen Schicht auf der Innenseite und der daraus resultierenden Erwärmung deutlich, dass das gesamte Bauteil von der Ultraschallwelle erfasst wurde. Es ist zu erwarten, dass auch bei noch größeren Teilen eine oder wenige Einkoppelstellen ausreichen, wobei neben der Dämpfung die Geometrie des Prüfteils einen entscheidenden Einfluss hat.

In CFK-Teilen beträgt die maximale Distanz Einkoppelstelle–Defekt aufgrund der höheren Dämpfung rund 50 cm (für eine Anregung mit einer 1-kW-Ultraschallschweißpistole, [Sto05]), für noch stärker dämpfende Materialien liegt der Wert entsprechend niedriger.

6.2 Fehlanzeigen

Die meisten ZfP-Methoden haben mit mehr oder weniger stark ausgeprägten Fehlanzeigen zu kämpfen, so können etwa bei der Eindringprüfung Oberflächenrauheiten durch zurückbleibenden Farbstoff zu falschen Interpretationen führen.

6.2.1 Fehlanzeigen durch Grate und Rückstände

Bei der akustischen Thermographie führt vor allem die Dämpfung der Ultraschallwelle (siehe Abschnitt 7.2.2) zu Fehlanzeigen. Dies kann sich dadurch negativ bemerkbar machen, dass verbleibende Schmutzpartikel, vor allem viskose Materialien wie Klebstoffreste, zu detektierbarer Erwärmung führen. Doch auch bei gereinigter Oberfläche führt die Dämpfung im Substrat oder einer etwa vorhandenen Beschichtung zu Scheinanzeigen. Bei einer resonanten Anregung führen die stehenden Wellen dazu, dass ein charakteristisches Muster auf der Objektoberfläche sichtbar wird (siehe auch etwa [DZB02]). Abhilfe schafft hier lediglich die zeitliche Variation der Frequenz, so dass sich die verschiedenen Modenbilder gegenseitig überlagern.

In Abschnitt 7.2.2 sind einige Beispiele aufgeführt, in denen die Dämpfung bewusst genutzt wurde, um den Mechanismus der Erwärmung zu studieren. Für reale Messungen wird man diese Anzeigen nach Möglichkeit unterdrücken wollen. Für Kunststoffe oder Kompositmaterialien ist der Effekt aufgrund der hohen Dämpfung relativ stark ausgeprägt, für Metalle ist er meist vernachlässigbar.

Bei Turbinenkomponenten, die eine keramische Wärmedämmschicht besitzen, kann sich jedoch diese Schicht aufheizen. Abbildung 6.4 zeigt diesen Fall am Beispiel eines innen beschichteten Rohrs. Die stehenden Wellen führen hier dazu, dass sich die Innenseite inhomogen erwärmt. Nach einigen Sekunden ist diese Erwärmung auf der Außenseite sichtbar. Durch eine Modulation der Anregungsfrequenz lässt sich dieser unerwünschte Effekt zwar nicht beseitigen, doch zumindest homogenisieren.

6.2.2 Interferenzeffekte durch Wellenausbreitung

In Medien mit schwacher Dämpfung können sich die Ultraschallwellen einige Dezimeter ausbreiten. Trifft die Welle auf eine Materialgrenzfläche, so wird in Abhängigkeit der akustischen Impedanzen Z_1 und Z_2 der Materialien ein Teil R der Welle reflektiert,

$$R = \left(\frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} \right)^2. \quad (6.1)$$

Insbesondere bei Luft als Grenzflächenmedium tritt eine nahezu hundertprozentige Reflexion auf.

Dies führt dazu, dass die rücklaufende Welle mit der einlaufenden interferiert. Handelt es sich bei der Ultraschallfrequenz um eine Resonanzfrequenz des Körpers, so führt dies zu stehenden Ultraschallwellen. Für einfache geometrische Körper in

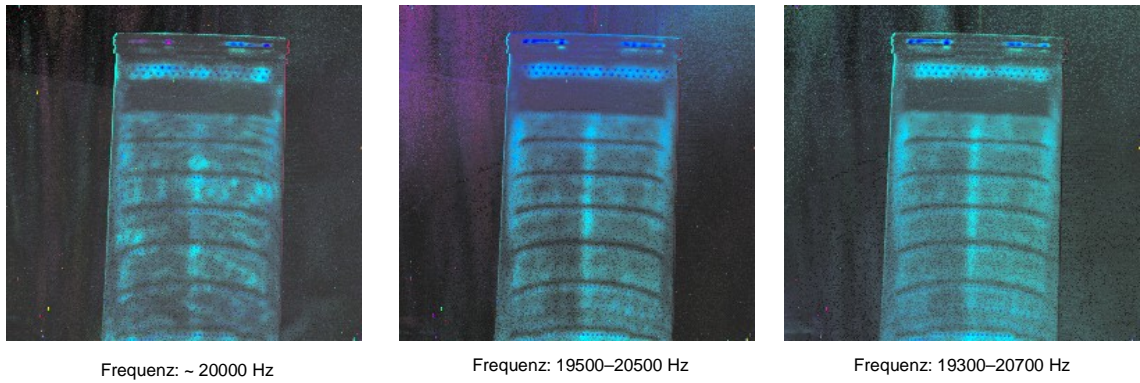


Abbildung 6.4: Gaseinströmrohr einer Gasturbine mit einer keramischen Beschichtung auf der Innenseite, die sich aufgrund der stehenden Ultraschallwellen inhomogen erwärmt (vgl. Abschnitt 7.2.2). Für geringe Frequenzbandbreiten ($\Delta f \lesssim 50$ Hz) ist das Wellenbild klar erkennbar. Mit steigender Bandbreite jedoch wird die Erwärmung homogener. Die dunkleren Bereiche (keine Erwärmung) korrelieren räumlich mit beschichtungsfreien Flächen, die stärkere Erwärmung des senkrechten Mittelstrichs wird durch eine erhöhte Dicke der Beschichtung an dieser Stelle hervorgerufen.

Luft lässt sich das erhaltene Schallfeld mithilfe der Spiegelquellenmethode finden. Für eine rechteckige Platte mit Seitenlängen a und b und eine Primärquelle

$$u(x, y) = u_0 e^{-i\omega x/\lambda} e^{-dx} \quad (6.2)$$

mit Wellenlänge λ , Kreisfrequenz ω und Materialdämpfung d ergibt sich als resultierendes Wellenbild

$$u_{\text{tot}}(x, y) = \sum_{i=-\infty}^{+\infty} \sum_{j=-\infty}^{+\infty} u(x - 2ai, y - 2bj). \quad (6.3)$$

Je größer die Dämpfung, desto weniger Quellen müssen berücksichtigt werden. Abbildung 6.5 zeigt links eine nach Gleichung (6.3) berechnete Interferenzstruktur in einer Platte für eine Erregung senkrecht zur Zeichenebene. Der Erreger befindet sich horizontal in der Mitte der Platte und vertikal etwa 12% der Länge vom unteren Ende entfernt. Zur experimentellen Überprüfung wurde ein Piezoerreger auf eine PVC-Platte geklebt und diese resonant bei 31 kHz angeregt. Das erhaltene Infrarotbild, das in recht guter Übereinstimmung mit der Simulation ist, zeigt Abbildung 6.5 rechts (die Dämpfung wurde für das linke Bild empirisch angepasst, vgl. auch Abschnitt 7.2.2).

6.3 Datenaufbereitung

Eine thermographische Sequenz besteht aus einem dreidimensionalen Intensitäts-Datenblock $I(x, y, n)$, wobei n die Bildnummer und x und y die lateralen Koordinaten bezeichnet und der entsprechende Zeitpunkt $t(n)$ mit der Kameraframerate f_c über $t(n) = n/f_c$ zusammenhängt. Für die heute üblichen Kameras stehen die Daten im 16-bit-Format zur Verfügung, also $0 \leq I \leq 65535$, wobei effektiv oft nur 12–14 Bits genutzt werden.

Die einfachste Analyse der Daten entspricht in der Darstellung eines Frames $I(x, y, n)$ als 8-bit-Graustufen- oder Farbbild mit entsprechender 256-Farben-Palette

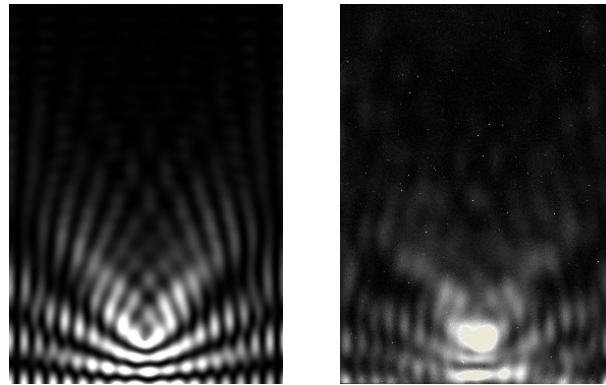


Abbildung 6.5: Berechnete Interferenzstruktur für eine Platte (links) und gemessene Erwärmung im Experiment (rechts).

(Abschnitt B.3.1). Manchmal kann es auch von Nutzen sein, sich den „Raumzeitrotierten“ Datenblock $I(x, n, y)$ bzw. $I(n, y, x)$ darstellen zu lassen, in dem der zeitliche Verlauf der Erwärmung sichtbar wird.

6.3.1 Mittelung

Ein besseres Signal-Rausch-Verhältnis erhält man durch Mittelung von N Einzelbildern:

$$I_{\text{avg}}(x, y) = \frac{1}{N} \sum_{i=z_1}^{z_1+N} I(x, y, i). \quad (6.4)$$

6.3.2 Lock-In-Auswertung

Für eine amplitudenmodulierte Anregung

$$x(t) = \sin(2\pi f' t) \sin(2\pi f t) \quad (6.5)$$

mit der Anregungsfrequenz f und der Modulationsfrequenz f' , wobei typischerweise $f' \ll f$ gilt, also etwa $f = 20$ kHz und $f' \sim 1$ –10 Hz, kann das Infrarotsignal über eine Sinus-/Kosinuskorrelation wie in Abschnitt 2.3.3 analysiert werden. Man erhält für jedes Pixel einen Amplituden- und einen Phasenwert. Letzterer gibt einen Aufschluss über den Zeitversatz (Phasenverschiebung) der Antwort gegenüber der Erregung und ist damit ein Maß für die Entfernung zur primären Wärmequelle (lateral oder vertikal). Durch geschickte Wahl der Anregungsfrequenz lässt sich auch die Selektivität der Messung auf eine bestimmte Tiefe erhöhen.

Abbildung 6.6 zeigt das Ergebnis einer Untersuchung mit akustischer Thermographie und Lock-In-Modulation. Die Amplitude wurde gemäß

$$A(t) = A_0 \sin(2\pi f t) \quad (6.6)$$

verändert, wobei f zwischen 1,25 Hz und 20 Hz variiert wurde. Je höher die Lock-In-Frequenz gewählt wird, desto mehr wird die Wärmeleitung in der Auswertung unterdrückt und damit das Rissbild immer schärfer.

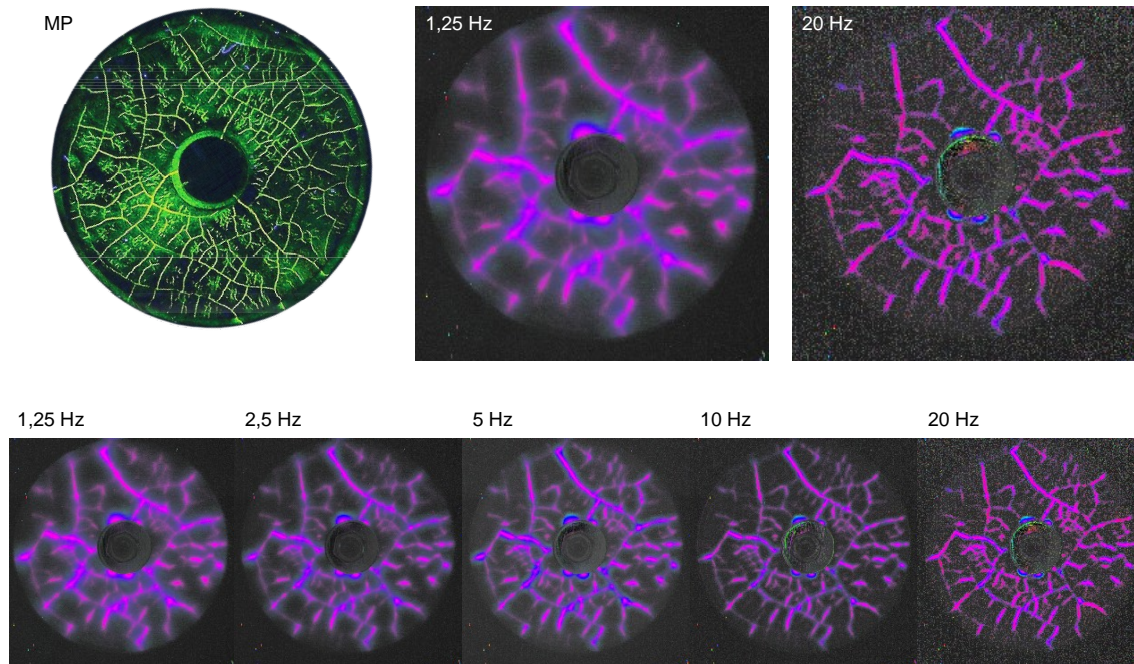


Abbildung 6.6: Untersuchung eines MTU03-Testkörpers für die Magnetpulverprüfung mit akustischer Thermographie. Links ist zum Vergleich das Ergebnis der Magnetpulverprüfung gezeigt. Die Bilder der akustischen Thermographie wurden alle mittels resonanter Anregung und Lock-In-Verfahren bei unterschiedlichen Modulationsfrequenzen gewonnen.

6.3.3 Puls-Phasen-Analyse

Die Puls-Phasen-Analyse (PPA) ([Mal01], [DZB02]) ist der Spezialfall der Korrelation eines nicht-harmonischen Signals mit Sinus-/Kosinusfunktionen der Frequenz f_{PP} . Für die akustische Thermographie ist es zweckmäßig, die Aufnahmezeit T doppelt so lange wie die Anregungszeit τ zu wählen und die Frequenz f_{PP} dann so anzupassen, dass der Zeit T gerade ein Zyklus entspricht, also $f = 1/T$. Auf diese Weise lassen sich auch mit einem Puls Amplituden- $A(x, y)$ und Phasenwerte $P(x, y)$ ($0 \leq P(x, y) < 2\pi$) für jedes Pixel berechnen.

In Abbildung 6.7 ist die Gegenüberstellung eines Bilds der Originalserie und des berechneten Amplitudenbilds aus der PPA gezeigt. Nimmt man als Signal-Rausch-Verhältnis (SNR) das Verhältnis aus dem Mittelwert der Amplituden im Bereich 1 und der Standardabweichung der Amplituden im Bereich 2 aus Abbildung 6.7c, so erhält man durch die PPA eine Verbesserung um etwa einen Faktor 5 von 3,5 auf 17,9.

Neben der Verbesserung des SNR im Amplitudenbild erhält man durch die PPA noch die zusätzliche Information der Phase, also des Zeitverhaltens der Wärmeentwicklung an jedem Punkt. Abbildung 6.8 zeigt beide Bilder gegenübergestellt.

6.3.4 Fit mit Referenzfunktionen

Fit mit Polynomen

Eine verbesserte Korrelation erhält man, wenn nicht Sinusschwingungen, sondern Polynome an die gemessenen Daten angepasst werden, doch auch nur dann, wenn eine höhere Ordnung der Polynome verwendet wird. Der Vorteil, der sich daraus

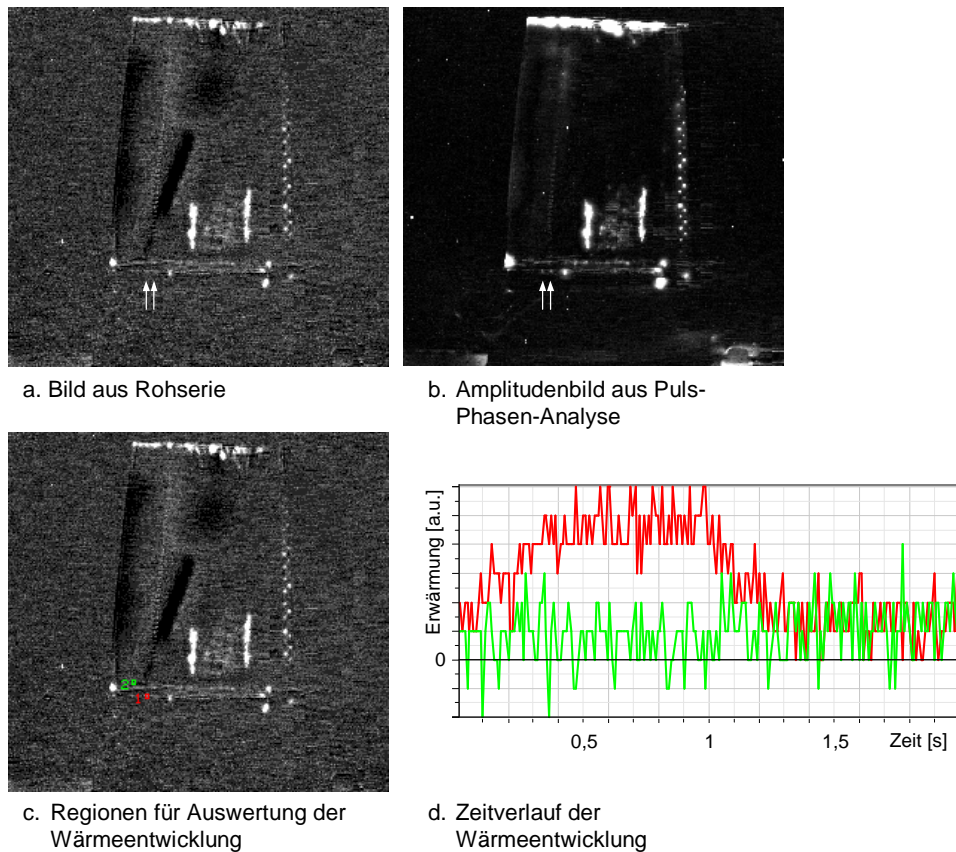


Abbildung 6.7: Verbesserung des Signal-Rausch-Verhältnisses durch Puls-Phasen-Analyse und Darstellung des ursprünglichen Zeitverlaufs für einen Riss (Region 1) sowie eine nicht-defekte Stelle (Region 2).

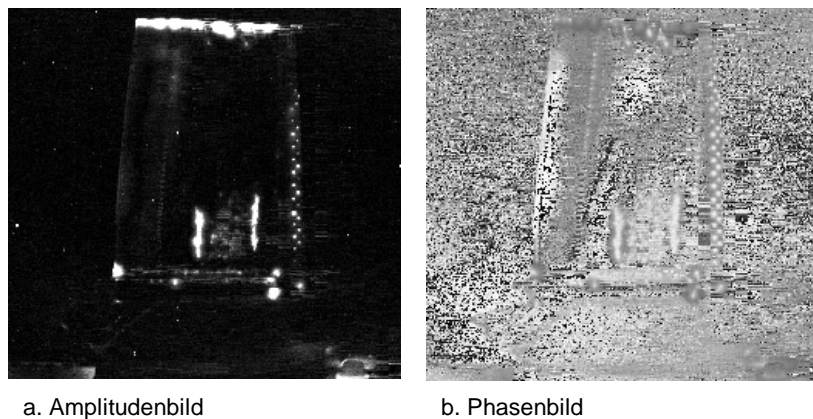


Abbildung 6.8: Durch Puls-Phasen-Analyse berechnetes Amplituden- (a) und Phasenbild (b)

ergibt, ist die Möglichkeit der weiteren Verarbeitung der Koeffizienten (etwa Berechnung der Ableitungen), der Nachteil die Anzahl an Koeffizienten, die die Darstellung eines einzelnen Ergebnisbilds erschwert.

Fit mit den Ergebnissen der analytischen Modelle

Die aus physikalischer Sicht sinnvollste Art der Datenaufbereitung ist das Fitten der analytischen Modelle (Abschnitt B.2, S. 125) an die Messdaten. Hier muss zwar

Vorwissen einfließen, etwa die Wandstärke der untersuchten Probe, doch lassen sich dann auch quantitative Daten gewinnen.

Eine weitere Schwierigkeit ergibt sich dadurch, dass für eine korrekte Berechnung sowohl die Geometrie des Bauteils (vor allem Wandstärken), als auch die des Risses (punkt-, linien- oder flächenförmig) bekannt sein muss. Zur Bestimmung der Koeffizienten ist ein nicht-linearer Fit der Modelle zwar möglich, aber sehr rechenintensiv, insbesondere, da im Realfall oft Superpositionen der Einzellösungen nötig sein werden (etwa Summe über mehrere nahe beieinander liegende Punktquellen).

6.4 Vergleich mit anderen Methoden

6.4.1 Überblick

Tabelle 6.1 gibt einen Überblick über gebräuchliche ZfP-Techniken und die Defektypen, die damit nachgewiesen werden können (für eine kurze Einführung in einige dieser Techniken siehe Anhang C ab Seite 131).

Obwohl die Röntgencomputertomographie bei der Nachweisbandbreite am besten abschneidet, ist sie aufgrund der langen Messzeit oft – z. B. für die Prozessüberwachung – nicht geeignet. Außerdem müssen für den Nachweis von Rissen im μm -Bereich Vergrößerungstechniken verwendet werden, die die untersuchbare Objektgröße deutlich beschränken. Insbesondere ist hier ein detektierbarer Materialspalt nötig, wogegen mit der akustischen Thermographie auch oder gerade Risse mit sich berührenden Flächen (*kissing bonds*) nachweisbar sind.

Nicht-thermographische Techniken	Risse	Delaminationen	Schichtdicke	Wandstärke	Kühlluftbohrungen
Eindringprüfung	•	–	–	–	–
Röntgen-CT	•	•	•	•	•
Thermographische Techniken	Risse	Delaminationen	Schichtdicke	Wandstärke	Kühlluftbohrungen
Blitz-Th.	– ^a	•	•	•	–
Akustische Th.	•	•	–	– ^b	–
Induktions-Th.	•	•	•	•	–
Heißluft-Th.	–	–	–	•	•

Tabelle 6.1: Übersicht gebräuchlicher ZfP-Techniken und damit nachweisbare Defektypen.

^aNur schräg liegende

^bWenn auf der Rückseite ein sich bei Vibration erwärmendes Material aufgebracht wird

6.4.2 Vergleich mit der Eindringprüfung

Die Eindringprüfung ist eine klassische Technik zur Detektion von Oberflächenrissen (siehe Abschnitt C.1, S. 131). Neueste Untersuchungen zum Vergleich von POD-

Studien (*Probability Of Detection*)¹ von akustischer Thermographie und fluoreszierender Eindringprüfung FEP ergaben [DANS07]:

1. Für Risslängen größer als etwa 0,75 mm war die Detektionswahrscheinlichkeit mit der akustischen Thermographie besser als mit FEP, für kleinere Risse war FEP besser, allerdings um den Preis der höheren Zahl von irrtümlich als Defekt erkannten Oberflächeneigenschaften (*false calls*), da die FEP sensitiv ist für Oberflächenänderungen wie Kratzer oder Porositäten.
2. Mit der akustischen Thermographie wurden keine Fehlanzeigen erhalten.
3. Die Detektionswahrscheinlichkeit war bei der FEP praktisch unabhängig von der Risslänge, während kleinere Risse mit der akustischen Thermographie schlechter nachweisbar waren als große (Grenzlänge etwa 0,75 mm). Allerdings konnte hier durch die Verwendung eines anderen Objektivs mit kleinerem Gesichtsfeld eine Verbesserung erzielt werden.
4. Die Experimente wurden mit unterschiedlich erfahrenen Prüfern gemacht. Es ergab sich, dass die Detektionswahrscheinlichkeit bei der FEP stark vom jeweiligen Prüfer abhing, während die akustische Thermographie weniger stark mit dem Prüfer variierte.

In diesen Experimenten wurde außerdem im Gegensatz zu [CKR06] trotz sehr ähnlichen Aufbaus bei keiner der 60 Proben ein Risslängenwachstum beobachtet. Die höhere Sensitivität in Punkt 3 erkauft man sich natürlich durch eine Einschränkung in der prüfaren Fläche. Hier sollten zukünftige Infrarotkameras mit höherer Auflösung bessere Resultate erbringen (vgl. Abschnitt 6.1.1). Punkt 4 bestätigt die auch vom Autor beobachtete Eigenschaft der Objektivität der Resultate. Das erleichtert eine mögliche nachgeschaltete automatische Defekterkennung.

6.4.3 Vergleich mit Blitzthermographie

Die Blitzthermographie ist ein seit langem etabliertes Verfahren zur Detektion oberflächennaher Defekte (Abschnitt C.2.1, S. 133). In Abbildung 6.9 ist der Vergleich zwischen Blitz- und akustischer Thermographie an verschiedenen keramikbeschichteten Turbinenschaufel gezeigt. Schichtabplatzungen (Abb. 6.9a) werden von der Blitzthermographie allein schon aufgrund der unterschiedlichen Emissivität detektiert, könnten aber auch aufgrund der Zeitverhaltens der Wärmediffusion erkannt werden. Da in diesem Fall allerdings keine beweglichen Grenzflächen vorhanden sind, ist die Detektion mit der akustischen Thermographie nicht möglich – es gibt jedoch Fälle, in denen sich die Keramikschicht durch Dämpfung erwärmt. Dann erscheinen beschichtungsfreie Bereiche kühler (vgl. Abbildung 6.4, S. 81).

Delaminationen können mit beiden Techniken detektiert werden (Abb. 6.9b/e), wobei sich bei größeren Ablösungen mit der akustischen Thermographie primär lediglich der Rand erwärmt. Analoges gilt für Schichtabplatzungen mit umliegender Delamination (Abb. 6.9d).

¹Für eine gegebene Risslänge a wird oft eine Abhängigkeit in der Form $POD(a) = \Phi(c + d \ln(a))$ angefitzt, wobei mit $\Phi(x)$ die kumulierte Normalverteilung und mit c und d die Fitparameter bezeichnet werden [DANS07].

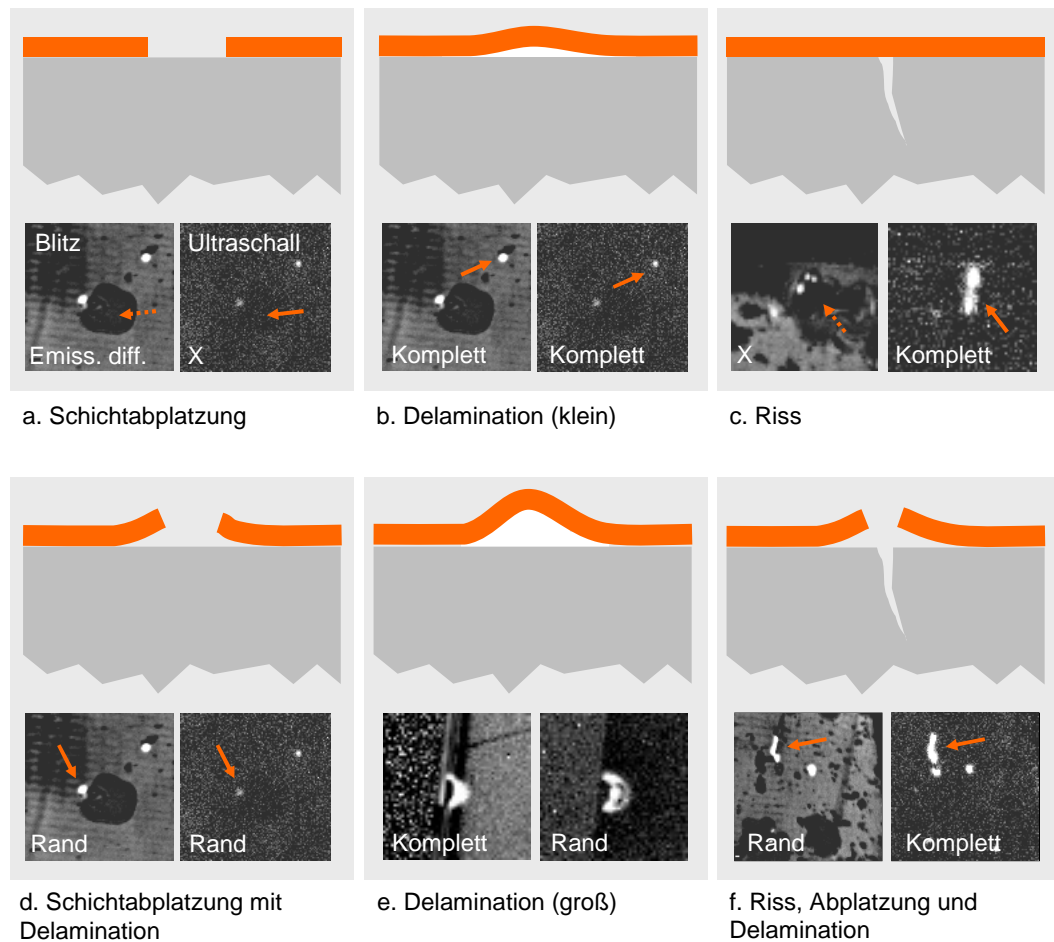


Abbildung 6.9: Vergleich der Anzeigen von Blitz- und akustischer Thermographie bei unterschiedlichen Defekten.

Für Risse hingegen ist das Verhalten gänzlich verschieden. Während bei der akustischen Thermographie hier gegeneinander bewegliche Grenzflächen Wärme erzeugen, ist zumindest für senkrechte Risse keine Detektion mit der Blitzthermographie möglich (Abb. 6.9c), da im theoretischen Idealfall des eindimensionalen Wärmeflusses ins Innere keine Störung durch den Riss hervorgerufen wird. Für das Gegenbeispiel des schräg liegenden Risses ist dennoch ein Nachweis möglich (vergleiche Abbildung 6.10), da die eindringende Wärmefront durch die Grenzfläche behindert wird.

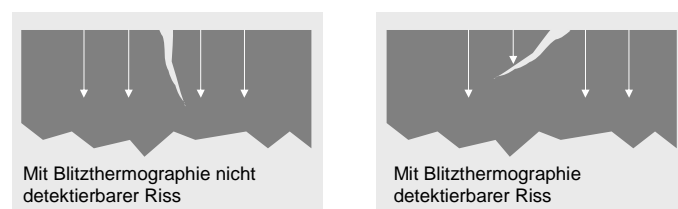


Abbildung 6.10: Schematischer Verlauf der Wärmewelle bei Blitzthermographie in Gegenwart eines Risses. Ein senkrecht zur Oberfläche verlaufender Riss stört die Wärmewelle nicht (links), dagegen ein schräg verlaufender Riss eine Barriere darstellt, die im Wärmebild sichtbar wird (rechts).

Abbildung 6.11 zeigt den Vergleich von Blitz- (im großen Bild grün eingefärbt)

und akustischer Thermographie (rot eingefärbt) an einer Turbinenschaufel mit Ermüdungsriss. Aus vorangegangenen Untersuchungen (vgl. Abbildung C.1, S. 133) war lediglich bekannt, dass die Schaufel einen Riss am Schaufelfuß besaß. Auch mit der akustischen Thermographie ist hier keine direkte Aussage über den Verlauf des Risses in der Tiefe möglich. Theoretisch könnte über den Zeitverlauf der Wärmeentwicklung mit Hilfe der aus Abschnitt B.2 gewonnenen analytischen Lösungen für verschiedene Geometrien eine Abschätzung über die räumliche Struktur des Risses gewonnen werden, doch überdeckt das starke Oberflächensignal hier die Erwärmung aus der Tiefe.

Der Vergleich mit der Blitzthermographie liefert in diesem Fall einen eleganteren Einblick in die Tiefe. Der horizontal verlaufende Teil des Risses ist im blitzthermographischen Bild nicht zu sehen, hier verläuft der Riss offenbar senkrecht zur Oberfläche. Der anschließende diagonale Verlauf zeigt allerdings im oberen Teil auf der linken Seite ein Signal aus der Blitzthermographie (A), im unteren auf der rechten (B). Das zeigt, dass sich der Riss im Inneren der Schaufel dreht und unter verschiedenen Winkeln weitergewachsen ist. Bei (A) und (B) sind die „Wandstärken“ geringer. Diesen Effekt kann man auch bei den Kühlluftbohrungen auf dem Schaufelblatt erkennen, wo links neben jeder Öffnung ein grünes Halo zu sehen ist.

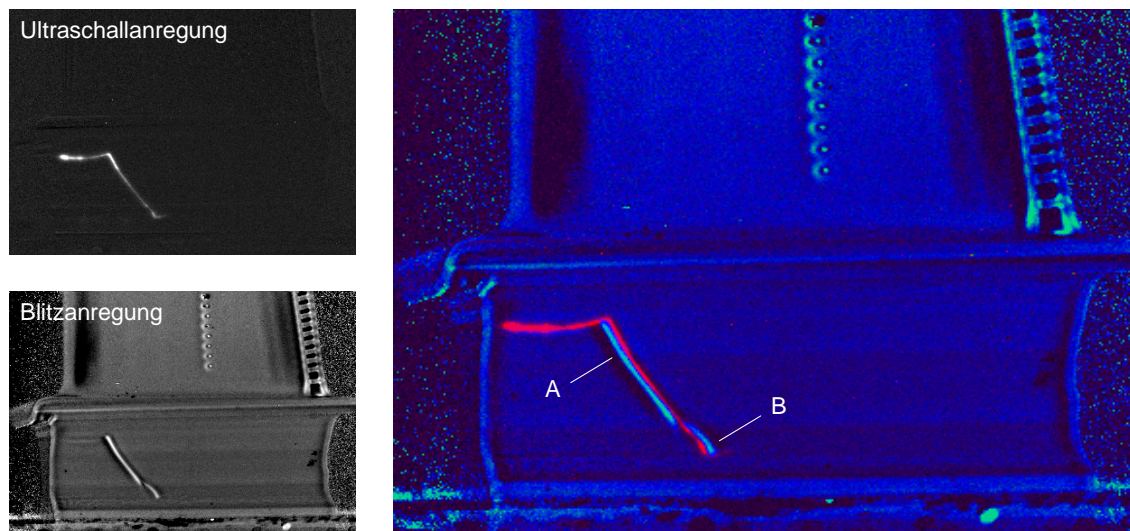


Abbildung 6.11: Vergleich von Blitz- und akustischer Thermographie an einer Turbinenschaufel mit Ermüdungsriss.

6.4.4 Vergleich mit Induktionsthermographie

Die Induktionsthermographie ist eine neue Technik, zu der es bisher wenige Veröffentlichungen gibt. Interne Experimente [Vra07] zeigen jedoch, dass die akustische Thermographie bei komplexer Geometrie Vorteile bietet, da in diesen Fällen die Strompfade schlecht zu kontrollieren sind. Auf der anderen Seite ist die Induktionsthermographie auch auf der Anregungsseite nicht-kontaktierend und die Zerstörungsfreiheit ist bei gegebenem Prüfteil leicht nachzuweisen.

Weitere Vorteile der akustischen Thermographie sind wiederum die Anwendbarkeit auch auf nicht-leitende Materialien wie Kunststoffe sowie die Eigenschaft der Dunkelfeldmethode, was bedeutet, dass sich (unter den oben genannten Ein-

schränkungen) lediglich die Defekte erwärmen. Bei der Induktionsthermographie erwärmen sich hingegen alle Stellen erhöhter Stromdichte, also vor allem auch Kanten.

Kapitel 7

Mechanismen der Bulk- und Defekterwärmung

Obwohl die Technik der akustischen Thermographie seit Ende der 70er Jahre bekannt ist [HRS79], ist der Mechanismus, der zur Erwärmung führt, bisher nur ansatzweise erforscht (etwa [RHS80], [Bov04], [HI06]). Auch wenn die zugrunde liegenden physikalischen Mechanismen teilweise gleich sind, kann man zwischen zwei Szenarien unterscheiden. Einerseits kann bei genügend hohen Ultraschalleistungen bereits eine Bulkerwärmung beobachtet werden, auf der anderen Seite erwärmen sich Defekte wie Risse oder Delaminationen besonders stark (selektiv). Aus diesem Grund wird die Methode auch als *Dunkelfeldmethode* [ZRDB03] bezeichnet. Dies ist gut links oben in Abbildung 6.11 auf Seite 88 zu erkennen, in der lediglich der Riss vor einem homogenen nicht erwärmten Hintergrund hervortritt. Dies wurde dadurch erreicht, dass das Nullbild, also das Bild vor der Ultraschallanregung abgezogen wurde (Differenzmodus).

Reifsnider et. al. benennen in [RHS80] als grundlegende Mechanismen, die zur Wärmeerzeugung führen,

- Energiedissipation durch stehende Wellen,
- plastische Deformation sowie
- Reiben (Mode II/III) und Klappern (Mode I) aneinander grenzender Oberflächen (im Falle von Rissen und Delaminationen).

Während die ersten beiden Fälle auch im Bulk oder in Beschichtungen auftreten können (vgl. die Anzeigen in Abbildung 6.4), ist der dritte auf Defekte im Festkörper mit Trennung des Materialgefüges beschränkt – unter der weiteren Voraussetzung, dass sich die Oberflächen zumindest unter Ultraschallapplikation berühren können.

Für den zerstörenden Fall einer wachsenden Rissfront wird eine beträchtliche Energiemenge an der plastischen Zone um die Rissspitze in Wärme umgesetzt. Dies ist im Experiment (Abbildung 5.18) deutlich zu erkennen.

Im Folgenden werden zunächst die gemessenen Korrelationen zwischen Erwärmung und lokaler Auslenkung sowie den Parametern Normalkraft und Rauigkeit vorgestellt. Die anschließenden Abschnitte befassen sich dann mit den einzelnen Mechanismen, die die Messungen zumindest qualitativ erklären müssen.

7.1 Korrelation zwischen thermischem Signal und Vibration

7.1.1 Abhängigkeit der Erwärmung von der Vibrationsamplitude

Regt man ein Prüfobjekt resonant an, so bildet sich auf der Oberfläche ein stehendes Wellenbild aus (vgl. Abschnitt 2.3, S. 13). Im Gegensatz zu einer fortlaufenden Welle,

$$\tilde{u}(x, t) = \cos(\omega t - kx) \quad (7.1)$$

kann bei einer stehenden Welle die Zeitabhängigkeit separiert und die ortsabhängige Auslenkung wie folgt geschrieben werden (vgl. Gleichung (2.25), S. 14):

$$\vec{u}(\vec{x}, t) = \vec{u}(\vec{x}) \cdot \cos(\omega t) = (u_x(\vec{x}), u_y(\vec{x}), u_z(\vec{x})) \cos(\omega t). \quad (7.2)$$

Hier und im weiteren Verlauf bezeichnet die Tilde (\tilde{u}) die zeitabhängige Größe. Meist ist jedoch nur der Betrag der Maximalauslenkung oder -geschwindigkeit von Interesse, so dass die Größen (\vec{u}) verwendet werden.

Die Auslenkung ist eine Vektorgröße, da sie von den 3D-Koordinaten im und auf dem Objekt abhängt. Mit einem Laservibrometer können die Oberflächenanteile der Vibration gemessen werden. Die z -Abhängigkeit $\vec{u}(z, t)$ lässt sich im Allgemeinen nicht bestimmen, da sie ins Innere des Objekts führt¹. Aus diesem Grund werden im Ortsvektor \vec{x} in (7.2) nur die x - und y -Komponente berücksichtigt. Der Vektorpfeil über \tilde{u} bzw. u steht wieder für die 3 Polarisationsrichtungen (in-plane Horizontal, in-plane Vertikal und out-of-plane).

Aus Gleichung (7.2) kann die Schallschnelle durch partielle Ableitung nach t berechnet werden,

$$\vec{v}(\vec{x}, t) = \frac{\partial}{\partial t} \vec{u}(\vec{x}, t) = -\vec{u}(\vec{x}) \omega \sin(\omega t) =: -\vec{v}(\vec{x}) \sin(\omega t). \quad (7.3)$$

Die akustische Energie ist dann proportional zu $v^2 = |\vec{v}|^2$. In Abbildung 7.1 sieht man den typischen gemessenen quadratischen Zusammenhang zwischen dem thermischen Signal I_{IR} eines Risses und der rissnah gemessenen Schallschnelle v ,

$$I_{\text{IR}} \propto |\vec{v}(\vec{x})|^2 = \left(\sqrt{v_x^2 + v_y^2 + v_z^2} \right)^2, \quad (7.4)$$

also die Proportionalität von thermischer und akustischer Intensität. An der Schaufel aus Abbildung 7.1 wurde auch eine differentielle Messung der Rissuferbewegung durchgeführt, die den quadratischen Zusammenhang bestätigte. Da bei gegebener Betriebsschwingform die absolute Vibration im Wesentlichen proportional zur differentiellen sein sollte, ist dies auch nicht verwunderlich – bei konstanter Frequenz entspricht eine Proportionalität zur Schnelle v außerdem auch eine Proportionalität zur Auslenkung u .

Die Abhängigkeit gemäß (7.4) konnte bei vielen Untersuchungen an unterschiedlichen Rissen in Metallen bestätigt werden. Abbildung 7.2 zeigt ein weiteres Beispiel.

¹Zwar können Messungen bei unterschiedlich gedrehtem Objekt geschickt zusammengefasst werden, um zumindest die Oberflächenanteile der Vibration $U_{x,y,z}(x, y, z, t)$ zu erhalten, doch wird das selten verwendet.

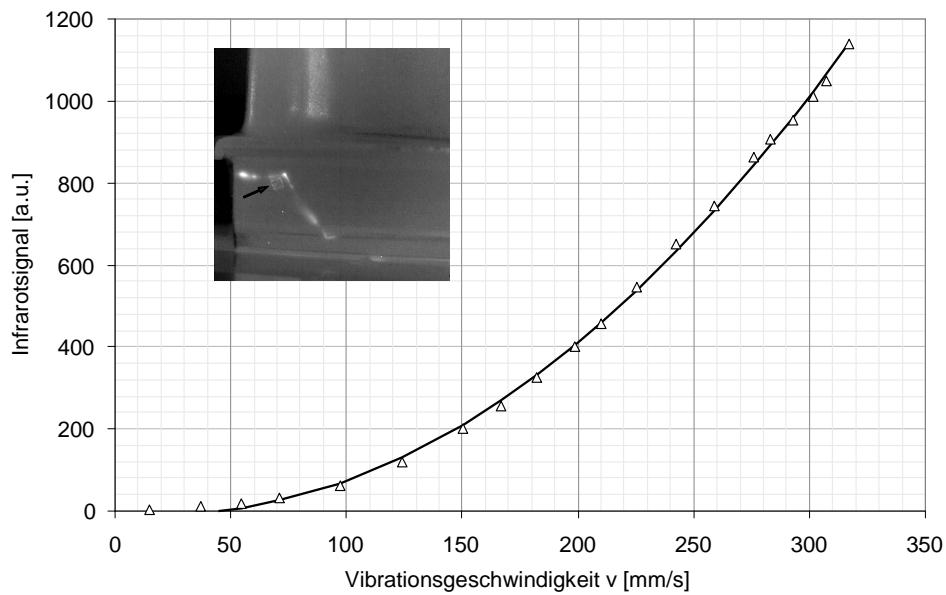


Abbildung 7.1: Gemessene $I_{IR}(v)$ -Abhängigkeit für einen Riss in einer Turbinenschaufel. Das kleine Bild zeigt ein Infrarotbild der Sequenz, die Messung der Vibration erfolgte während des Ultraschallpulses mit einem Vibrometer, das auf eine Retrofolie (Pfeil) gerichtet war.

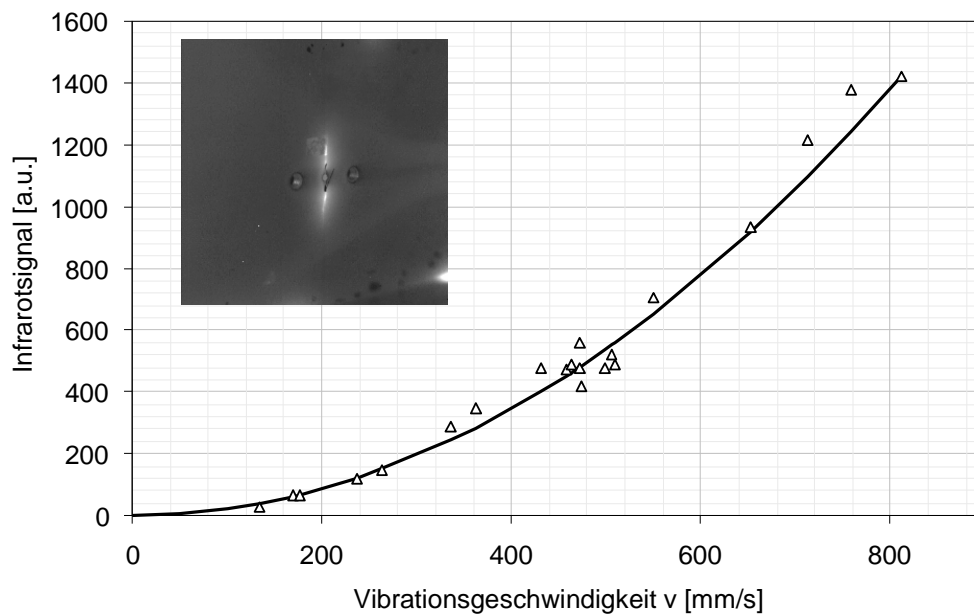


Abbildung 7.2: Gemessene $I_{IR}(v)$ -Abhängigkeit für einen Riss in einer Dauerbelastungsprobe (Eigentümer EADS). Das kleine Bild zeigt ein Infrarotbild der Sequenz.

7.1.2 Abhängigkeit der Erwärmung von der Betriebschwingform

In Abschnitt 2.3 wurde gezeigt, wie sehr sich Betriebschwingformen bei verschiedenen Frequenzen unterscheiden, was sich in Abbildung 4.12 (S. 55) in stark unterschiedlich ausgeprägten Rissignalen manifestierte.

Untersuchung an einem Becher aus Kunststoff

Zur weiteren Untersuchung dieses Phänomens wurde ein Polystyrolbecher gewählt, dessen zahlreiche radiale Risse im Boden mit Hilfe der akustischen Thermographie sichtbar gemacht werden können (Abbildung 7.3). Bei der gezeigten Frequenz von rund 34 kHz ist die Wellenlänge der Schwingung sehr viel kleiner als die Risslänge, und man kann zwei Bereiche im Infrarotbild (Mitte) unterscheiden, die Risse (dünne helle radiale Linien) sowie unschärfere breite konzentrische Ringe. Es fällt auf, dass die Risse nicht in voller Länge sichtbar sind und dass die Ringe an denselben radialen Positionen erscheinen, an denen sich auch die Risse erwärmen (Zonen A).

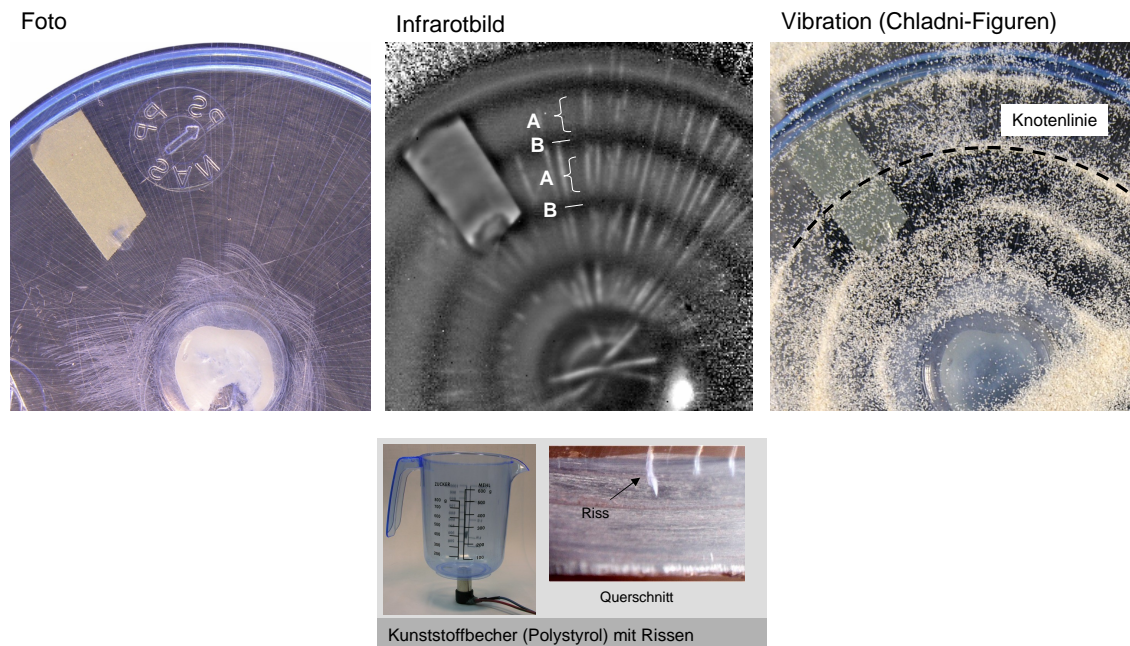


Abbildung 7.3: Untersuchungen an einem auf einen Piezo geklebten Polystyrolbecher zur Korrelation der Erwärmung mit der Vibration.

Um dieses Resultat mit der Betriebsschwingform korrelieren zu können, wurden hier mit feinem Sand die Out-of-Plane-Knotenlinien sichtbar gemacht (siehe Chladnifiguren in Abbildung 7.3 rechts). Aufgrund der Vibration sammelt sich der Sand an den Knotenlinien der Schwingung. Nach dem in Abschnitt 3 Gesagten bildet sich offensichtlich im dünnen Boden des Bechers eine stehende radiale Biegewelle aus.

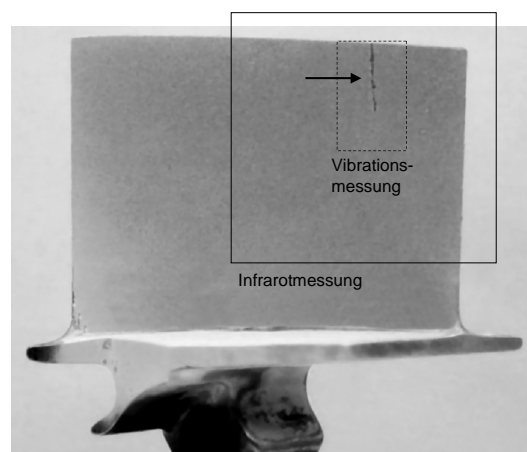
Vergleicht man das Vibrations- mit dem Infrarotbild, so erkennt man, dass sich an den Knotenlinien keine Erwärmung zeigt (Zonen B). In den Kreisringen dazwischen (Zonen A) erwärmen sich hingegen sowohl Risse (scharf begrenzte radiale Linien), als auch Bulk (diffusere und gleichmäßige breite Kreisringe). Nach Abschnitt 3.4.1 verschwinden für eine Biegewelle an den Knotenlinien der u_z -Auslenkung alle Dehnungen. Offensichtlich tritt hier dann auch keine Erwärmung auf. Umgekehrt gilt, dass die ε_{xx} - bzw. ε_{yy} -Dehnung für die Maxima der u_z -Auslenkung maximal wird. Durch diese In-Plane-Dehnung wird also sowohl das Bulkmaterial erwärmt, als auch die Risse. Die Mechanismen, die zu dieser Erwärmung führen, werden weiter unten besprochen, insbesondere auf Seite 109.

Untersuchung an einer Turbinenschaufel aus Metall

Zur Übertragung dieser Phänomene auf Metalle könnte etwa die Turbinenschaufel aus Abbildung 2.21 (S. 31) herangezogen werden, da hier ausgeprägte Rissbewegungen erkennbar sind. Allerdings ist genau dies durch die weitgehende Kontaktfreiheit der Rissflanken dieses weit geöffneten Risses bedingt, die auf einem Großteil der Länge während der Ultraschallerregung nicht in Kontakt kommen und damit keine Wärme erzeugen.

Für weitere Untersuchungen war es deshalb sinnvoll, einen möglichst einfachen linearen Riss mit besser passenden Flanken zu untersuchen. Abbildung 7.4 zeigt eine Flugzeugturbinenschaufel, die einen Riss besitzt, dessen Ufer so gut ineinander greifen, dass der Riss optisch nur durch Farbeindringprüfung sichtbar gemacht werden kann. Abbildung 7.5 zeigt die schon aus Abschnitt 2.3 bekannte Art der Darstellung der Vibrationsmessung, die die Betriebsschwingformen in die einzelnen Polarisierungen aufgeteilt. Daneben sind die erhaltenen Infrarotbilder gezeigt. Zunächst fällt auf, dass bei allen drei Frequenzen eine starke Out-of-Plane-Bewegung stattfindet. Dies ist nicht erstaunlich, da das dünne Schaufelblatt bevorzugt Biegeschwingungen ausführt.

Abbildung 7.4: Untersuchte Flugzeugturbinenschaufel aus einer Titanlegierung (MTU Aerospace). Der Pfeil zeigt auf den mittels Farbeindringprüfung sichtbar gemachten Riss. Die beiden eingezeichneten Rechtecke entsprechen den Ausschnitten in Abbildung 7.5.



Außerdem ist die y -Komponente der Schwingung in allen Fällen sehr klein. Der Riss ist weder bei der z -, noch bei der y -Komponente im Vibrationsbild zu erkennen (im Gegensatz zu Abbildung 2.13, Seite 24).

Die x -Komponente hingegen weist eine deutliche Unstetigkeit am Riss auf. Bei 19 583 Hz und 33 939 Hz zeigt der Riss eine eindeutige Mode-I-Bewegung (vgl. Abb. 5.6, S. 63). Diese ist nur von einer gleichphasigen Bewegung in z -Richtung überlagert, d. h. es findet hier keine zusätzliche Mode-III-Bewegung statt. Bei dieser Schaufel ist auch bei weiteren gemessenen Frequenzen keine Mode-II- oder -III-Bewegung aufgetreten. Die Vermutung liegt nahe, dass die Rissflächen zu gut zusammenpassen, dass keine scherende Bewegung möglich ist. Lediglich die Mode-I-Richtung ist frei. So zeigen auch die beiden Frequenzen mit ausgeprägter Mode-I-Bewegung die stärkste Erwärmung, die gleichphasige z -Bewegung trägt – obwohl von der Amplitude höher als die x -Komponente – nicht zur Erwärmung bei. Eine mögliche Erklärung für dieses Verhalten wird im Rahmen der Dämpfung auf Seite 108 gegeben.

Die 22 905 Hz-Resonanz erwärmt den Riss praktisch nicht, was am Vibrationsbild aufgrund der fehlenden differentiellen Bewegung am Riss erklärbar ist. Bei 33 939 Hz

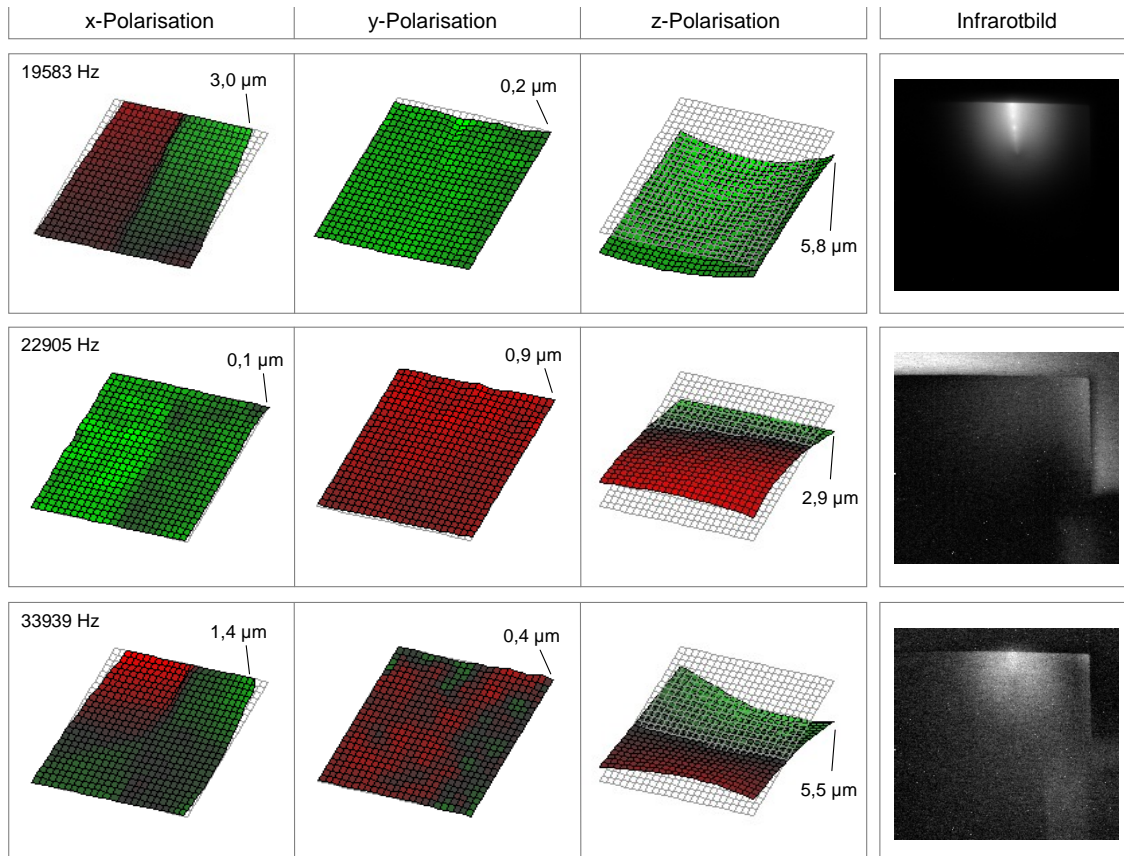


Abbildung 7.5: Korrelation der an der Flugzeugturbinschaufel aus Abbildung 7.4 gemessenen Betriebsschwingformen und den zugehörigen Infrarotbildern für drei Resonanzfrequenzen. Zum Vergleich ist der Zahlenwert der Auslenkung des rechten oberen Punkts mit eingetragen.

ist die differentielle Rissbewegung auf eine kleinere Fläche beschränkt, was sich auch direkt im Infrarotbild durch eine scheinbar kürzere Risslänge zeigt.

Um eine Mode-III-Bewegung am Riss zu erzwingen, wurden in einem weiteren Versuch zwei schlankere Piezoerreger vorne und hinten auf die Schaufel geklebt (Abbildung 7.6). Eine hinreichend große Vibrationsamplitude Δu_z konnte nur an den sechs Resonanzen der Piezos erzeugt werden. Zur Trennung der Effekte von Frequenz und Auslenkung wurde an diesen sechs Frequenzen zunächst die Piezospaltung jeweils so angepasst, dass die differentielle Auslenkung Δu_z konstant $0,8 \mu\text{m}$ betrug. Die Erwärmung in Abhängigkeit der Frequenz zeigt Abbildung 7.6 rechts unten. Ein quadratischer Zusammenhang kann vermutet werden.

In einem zweiten Schritt wurde bei konstanter Frequenz die Vibrationsauslenkung variiert. Auch hier ergab sich näherungsweise ein quadratischer Zusammenhang.

Insgesamt lieferte das Experiment damit: $I_{\text{IR}} \propto f^2 u^2 \propto v^2$, also den schon aus Abbildung 7.1 bekannten quadratischen Zusammenhang. Allerdings ist hier explizit die Frequenz variiert worden.

Es bleibt festzustellen, dass die Erwärmung stark von der sich ausbildenden Schwingung auf der Prüfteiloberfläche abhängt. Sind an einem Riss keine lokalen Verzerrungen vorhanden, so ist keine Erwärmung zu beobachten. Es wird vom Einzelfall, also insbesondere vom individuellen Riss und der ihn umgebenden lokalen Geometrie, abhängen, ob Mode-I-, II- oder III-Bewegungen möglich sind und welche die stärkste Erwärmung hervorruft.

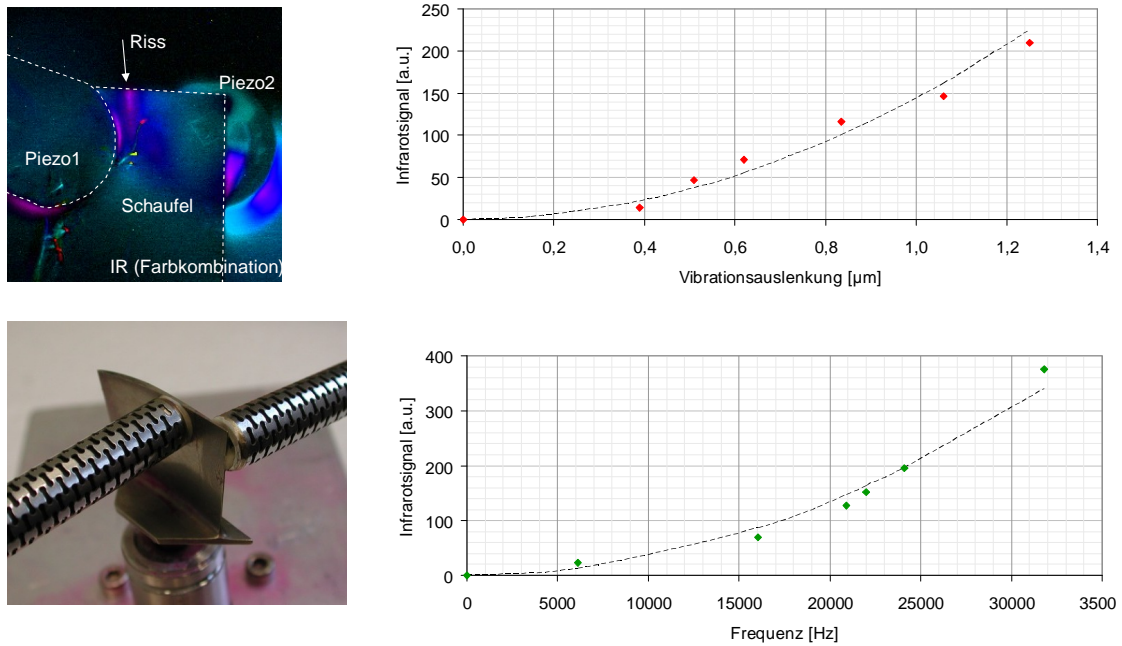


Abbildung 7.6: Versuchsaufbau zur erzwungenen Erzeugung einer Mode-III-Scherbewegung am Riss und erhaltene Erwärmung als Funktion der Auslenkung (oben) bzw. Frequenz (unten).

7.1.3 Abhängigkeit der Erwärmung von der Normalkraft am Riss

Normalerweise ist die Normalkraft zwischen den Rissflächen nur sehr schwer beeinflussbar. Ein Beispiel eines realen Risses, an dem die Normalkraft fast beliebig eingestellt werden kann, ist die Pleuelstange aus Abbildung 7.7. Zur Montage auf der Pleuelstange wird die fertig bearbeitete Pleuelstange mit Hilfe eines Laserstrahls angeritzt und anschließend aufgesprengt. Die beiden Hälften können dann über die Pleuelstange gebracht und mit zwei Schrauben (M8x1) wieder zusammengefügt werden. Da die Pleuelstange aus einer relativ spröden Aluminiumlegierung besteht, passen die Rissflächen beim Verschrauben wieder sehr gut zusammen.

Für die Thermographie ergibt sich dadurch die Möglichkeit, über das Drehmoment M die Vorspannkraft F_A am Riss einzustellen, die wie folgt abgeschätzt werden kann [ASS05]:

$$F_A \approx 2M (\mu_K d_A + d_2 \tan(\beta + \rho'))^{-1}, \quad (7.5)$$

mit dem Reibungswinkel

$$\rho' = \arctan \frac{\mu}{\cos \alpha/2}, \quad (7.6)$$

dem Flankenwinkel $\alpha = 60^\circ$ (für ein metrisches ISO-Gewinde), dem Steigungswinkel $\beta = \arctan(p/d_2\pi)$ mit Steigung $p = 1$ mm (Feingewinde) und Flankendurchmesser $d_2 = 7,35$ mm sowie $d_A = (D_a + D_i)/2$ mit dem Schraubkopfdurchmesser $D_a = 13,4$ mm und dem Bohrungsdurchmesser $D_i = 8,3$ mm. Für die Reibungskoeffizienten werden nach [ASS05] Werte zwischen 0,1 und 0,14 angenommen.

Die Rissfläche wurde geometrisch zu etwa 150 mm^2 abgeschätzt. Damit erhält man schließlich für die Spannung an den Grenzflächen rund 5 MPa/Nm . Abbildung 7.7 (unten) zeigt das Resultat, in dem die Erwärmung am Riss gegen das Drehmoment und die abgeschätzte Spannung aufgetragen ist. Offensichtlich gibt es ein

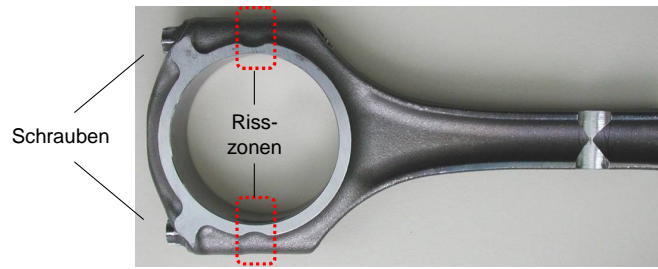
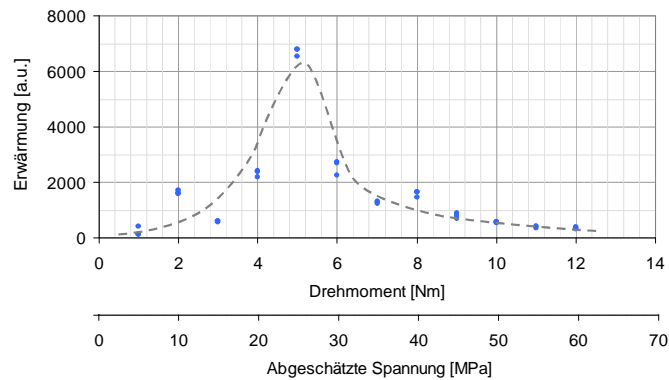


Abbildung 7.7: Pleuelstange, an der die Normalkraft am Riss über das Anzugsdrehmoment der Schrauben eingestellt werden kann (oben) und die Abhängigkeit der Erwärmung von diesem Drehmoment (unten).



optimales Drehmoment, für das die Erwärmung maximal wird. Dies ist plausibel, da im Grenzfall der Kraft gegen Null die Rissflanken sich nicht mehr berühren und ohne Verluste aneinander vorbeigleiten können, auf der anderen Seite $F_A \rightarrow \infty$ den Übergang zum Kontinuum, also der Rissfreiheit darstellt, wo ebenfalls keine Erwärmung erzeugt wird [RH05].

7.1.4 Abhängigkeit der Erwärmung von der lokalen Rauigkeit

Risse erwärmen sich nicht immer auf voller Länge gleichmäßig (vgl. Abbildung 5.14, Seite 71). Rauigkeitsspitzen führen zu lokalen Kontakten, die sich besonders stark erwärmen. Abbildung 7.8 zeigt einen Kunststoffdeckel, der mit zwei Schraubzwingen gegen ein 100er-Sandpapier gedrückt wurde. Deutlich ist die punktförmige Erwärmung an den lokalen Kontaktstellen zu erkennen (Abb. 7.8b/c) sowie die oben beschriebene Abhängigkeit von der Betriebsschwingform, die zu unterschiedlichen Bildern bei verschiedenen Frequenzen führt (Abb. 7.8d zeigt ein aufbereitetes Differenzbild, aus dem sich die Unterschiede deutlich ergeben).

7.2 Diskussion verschiedener Mechanismen

Aus dem Vorangegangenen ist bekannt, dass sich nur dort Risse erwärmen, wo es zu einer lokalen Verzerrung des Materials kommt. Dennoch ist damit noch nicht der eigentliche Mechanismus geklärt, der die Temperaturerhöhung hervorruft. Mögliche Mechanismen, die zur Risserwärmung führen können, werden im Folgenden diskutiert.

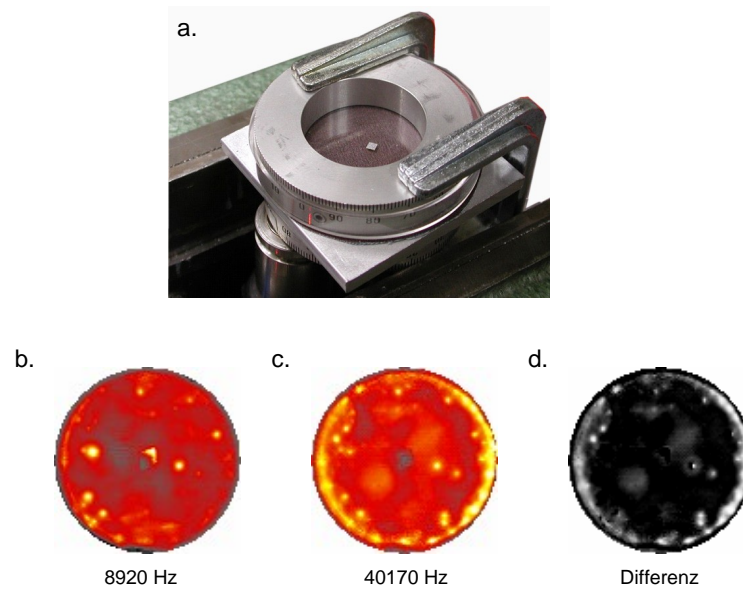


Abbildung 7.8: Punkt förmige Kontakte zwischen Sandpapier und Kunststoffdeckel zeigen lokale Erwärmung bei Ultraschallanregung. a. Versuchsaufbau, b/c. Infrarotbilder für zwei verschiedene Frequenzen, d. Im Differenzbild erkennt man die lokalen Unterschiede der Erwärmung. Der Fleck in der Mitte stammt von einer Retrofolie, die zur Messung des Spektrums verwendet wurde.

7.2.1 Thermoelastischer Effekt

Der von Lord Kelvin entdeckte Effekt ist das Gegenstück zur Wärmeausdehnung bei Metallen. Er beschreibt die Temperaturänderung ΔT eines Körpers bei Applikation einer äußeren Spannung $\Delta\sigma$:

$$\Delta T_{\text{el}} = -\frac{\alpha}{\rho C} T_0 \Delta\sigma + Q, \quad (7.7)$$

mit dem linearen Wärmeausdehnungskoeffizienten α , der spezifischen Wärmekapazität C , der Werkstoffdichte ρ sowie der Wärmemenge Q . Im adiabatischen Grenzfall, der bei den bei der akustischen Thermographie verwendeten Frequenzen in guter Näherung gegeben ist, vereinfacht sich Gleichung (7.7) zu

$$\Delta T_{\text{el}} = -\frac{\alpha}{\rho C} T_0 \Delta\sigma. \quad (7.8)$$

und eine zyklische Spannungsänderung resultiert in einer proportionalen Temperaturänderung. Bei geringen Frequenzen $f \lesssim 50$ Hz, wie sie in Zugprüfmaschinen realisierbar sind, ist dieser Effekt leicht nachweisbar (Abbildung 7.9).

Bei Ultraschallfrequenzen ergeben sich zwei Schwierigkeiten. Einerseits ist die erreichbare mechanische Spannung wesentlich geringer als bei den Zugprüfmaschinen, andererseits variiert bei den verwendeten Ultraschallfrequenzen in der Größenordnung von 20 kHz auch die Prüfteiltemperatur mit dieser Frequenz, was normalerweise mit einer Infrarotkamera nicht auflösen ist. Die im Rahmen dieser Arbeit verwendete Infrarotkamera (Thermosensork CMT 256 HS) verfügt über eine maximale (Voll-)Bildwiederholrate von 880 Hz und ist damit die schnellste am Markt. Um den thermoelastischen Effekt auflösen zu können, wären also Anregungsfrequenzen von unter 440 Hz vonnöten. Diese lassen sich zwar mit Piezo- und elektromagnetischen

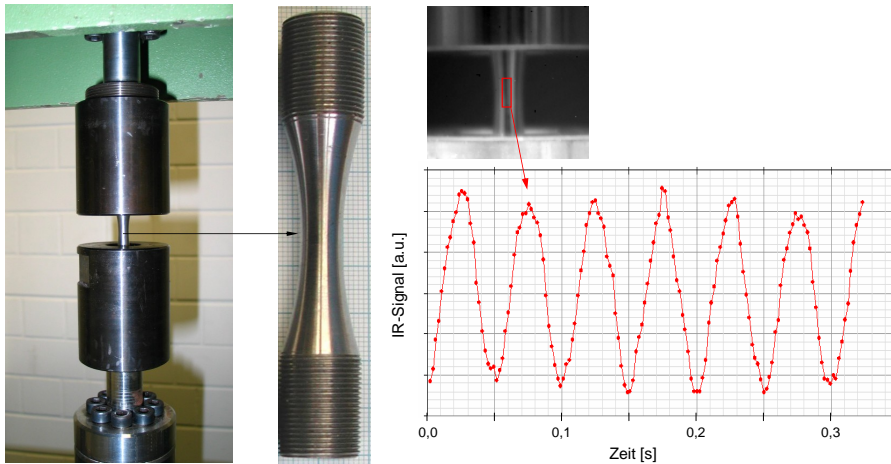


Abbildung 7.9: Nachweis des thermoelastischen Effekts mittels einer in eine Zugprüfmaschine eingespannte Stahlprobe (Parameter: 11 kN Schwing- bei 15 kN Grundlast, 20 Hz Schwingfrequenz)

Shakern erzeugen, doch sind die resultierenden Temperaturänderungen (aufgrund der geringen erzielbaren mechanischen Spannungen) nicht nachweisbar.

Im Teilbildmodus, d. h. bei Reduktion der lateralen Auflösung des Kamerabildes (etwa auf 8×8 Pixel) lassen sich Bildwiederholraten bis $f_{\max} = 20$ kHz erreichen, also Anregungsfrequenzen bis 10 kHz auflösen. Das bedingt allerdings eine deutliche Reduktion in der Empfindlichkeit. Ist im Vollbildmodus eine Integrationszeit von $t_i \approx 1$ ms erreichbar, so sinkt t_i bei der maximalen Bildwiederholrate auf 50 μ s, was sich in einer schlechteren Empfindlichkeit bemerkbar macht.

Bei den in dieser Arbeit verwendeten Piezoaktoren bzw. elektromagnetischen Shakern betrug die geringste Frequenz, bei der eine Erwärmung im Vollbildmodus nachweisbar war etwa 8 kHz. Bei der Turbinenschaufel aus Abbildung 4.13 gelang es durch Ausnutzung einer starken Resonanz bei $f_R \approx 11$ kHz auch eine Erwärmung im Subframemodus zu messen. Durch Aliasing wurde die Anregungsfrequenz dabei bei $f_{\max} - f_R \approx 9$ kHz sichtbar. Damit ist es in einer Messung zumindest prinzipiell gelungen, den reversiblen thermoelastischen von irreversiblen Effekten zu trennen. Die Temperaturamplituden des thermoelastischen Effekts lagen dabei nach einer Sekunde in der gleichen Größenordnung wie die der irreversiblen Vorgänge.

Für niedrige Frequenzen lassen sich mit der Thermischen Spannungsanalyse (TSA) Spannungen im Material unter Belastung messen ([DYP03], [HW92], [MG04], [OR85], [Puk87], [Pur87], [SKR95], [SW97], [SD96]).

7.2.2 Dämpfung

Die Dämpfung der Ultraschallwelle im Material führt zu einer lokalen Erwärmung [ACZ03], wobei Risse die Dämpfung zusätzlich erhöhen [BSR03]. Die verschiedenen Mechanismen, die zu Dämpfung führen können ([AW01a], [AW01b], [HJ72], [Gre04], [Gre87], [Kut88]), sind bei dieser Betrachtung ohne Belang.

In Abbildung 7.10 sind schematisch verschiedene Zustände im Spannungs-Dehnungs-Diagramme dargestellt: Für einen rein elastischen ungedämpften Vorgang (Abb. 7.10a) ergibt sich eine Proportionalität von Spannung und Dehnung (Hook-scher Bereich) und keine Erwärmung.

Der gedämpften Fall (Abb. 7.10b) kann phänomenologisch durch einen Phasenversatz (Verlustwinkel δ) zwischen Spannung σ und Dehnung ε dargestellt werden, bzw. einen imaginären Anteil im Elastizitätsmodul [Kut88],

$$E = E' + iE'' = E'(1 + i\delta) \stackrel{\delta \ll 1}{\approx} E' \exp(i\delta), \quad (7.9)$$

mit dem Speichermodul E' und dem Verlustmodul E'' . Dehnung ε und Spannung σ hängen dann wie folgt zusammen:

$$\sigma = \varepsilon E \exp(2\pi i f t) \stackrel{\delta \ll 1}{\approx} \varepsilon E' \exp(i(2\pi f t + \delta)). \quad (7.10)$$

Die pro Volumeneinheit erzeugte Verlustleistung ist [Kut88]

$$P_V = E' \varepsilon^2 \pi f \delta. \quad (7.11)$$

Die dissipierte Energie wächst also – zumindest solange die Fließspannung nicht erreicht wird – wie ε^2 . Damit ist auch die Temperaturerhöhung $\Delta T \propto \varepsilon^2$. Erreicht die Spannung die Fließspannung, so gilt im elastisch/perfekt-plastischen Fall (der nur eine Näherung darstellt, vgl. Abbildung 4 in [RHS80] für eine reale Messung an Aluminium), dass die Fläche nur noch wie ε wächst (Abb. 7.10c).

In diesem Modell gilt eine lineare Abhängigkeit der Erwärmung von der Frequenz, da diese lediglich die Zahl der Umläufe der Hystereseschleife pro Zeitintervall angibt. Allgemein hängt die Frequenzabhängigkeit von dem der Dämpfung zugrunde liegenden Mechanismus ab.

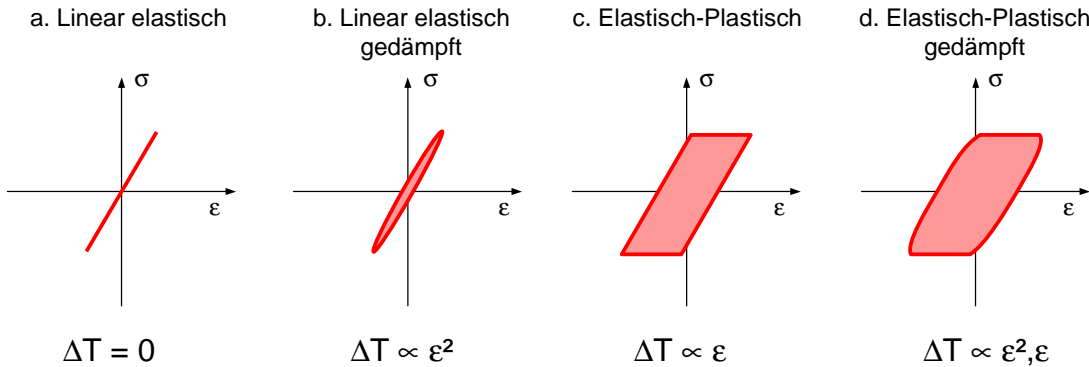


Abbildung 7.10: Schematische Darstellung verschiedener Mechanismen im Spannungs-Dehnungs-Diagramm, der Energieverlust pro Zyklus ergibt sich jeweils aus der Fläche unter der Kurve. a. Rein elastischer Vorgang ohne Dissipation, b. Elastisch gedämpfter Vorgang mit Phasenversatz zwischen Spannung und Dehnung. Da die Fläche unter der Kurve wie ε^2 wächst, ist auch die Temperaturerhöhung $\Delta T \propto \varepsilon^2$, c. Elastisch, perfekt-plastischer Vorgang. Die Spannung ist nach oben begrenzt, d. h. mit steigender Dehnung wächst die Fläche unter der Kurve lediglich wie ε , e. Mischfall.

Einige Autoren weisen auf den Effekt der Dämpfung hin, der zur lokalen Erwärmung führt. Nach [Fis87] ist die Temperaturerhöhung proportional dem Produkt aus Dämpfungsfaktor, Anregungsfrequenz und dem Quadrat der lokalen Spannungsamplitude, in [MGD⁺81] sind erste Korrelationen der Erwärmung mit den Bäuchen der Dehnung gezeigt.

Messungen an Kunststoffen

Da Kunststoffe eine höhere innere Reibung besitzen als Metalle [Kut88], eignen sie sich besonders gut zur Untersuchung des Erwärmungsmechanismus durch Dämpfung. Für die Experimente wurden verschiedene PVC-Platten mit den Maßen $90 \times 90 \times 5 \text{ mm}^3$ gefertigt und auf einen abstimmbaren Piezo geschraubt bzw. mit X-60-Klebstoff geklebt (Abbildung 7.11a und b).

Im ersten Experiment kam eine geschlitzte Platte zum Einsatz (Abbildung 7.11a), da aufgrund der Spannungskonzentration an der Schlitzspitze (vgl. Abschnitt 5.1, S. 59) eine erhöhte Wärmeentwicklung zu erwarten war. Abbildung 7.12 zeigt in Übereinstimmung mit der Theorie die lokalisierte Erwärmung an der Schlitzspitze. Mit Hilfe des Vibrometers konnte dieser Bereich gemessen und daraus die Dehnungen berechnet werden. In guter Übereinstimmung mit der Infrarotmessung erkennt man die erhöhte Dehnung an der Schlitzspitze sowie die Korrelation der Dehnungen im übrigen Bereich der Platte mit den Orten der Erwärmung.

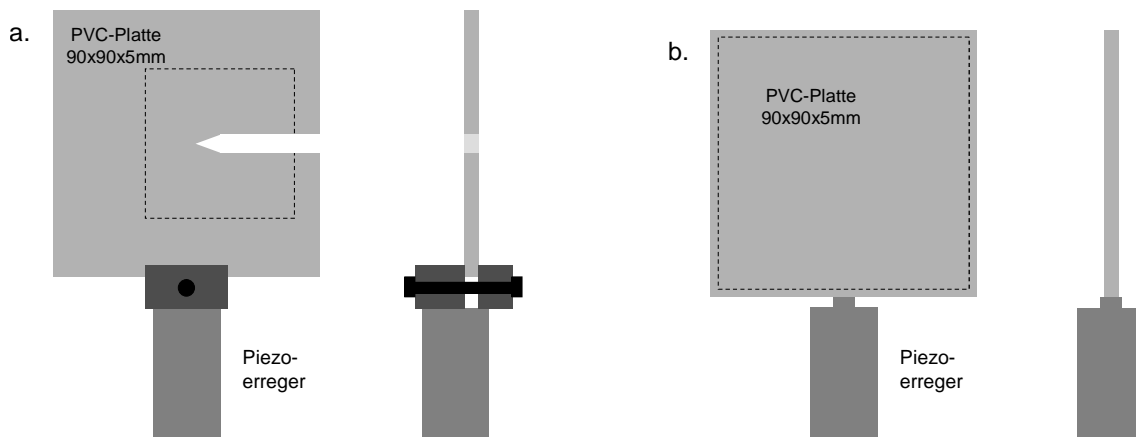


Abbildung 7.11: Schematischer Versuchsaufbau zur Korrelation von Dehnung und Infrarotbild. Die gestrichelten Linien deuten jeweils den Ausschnitt des Infrarot- bzw. Dehnungsbilds an.

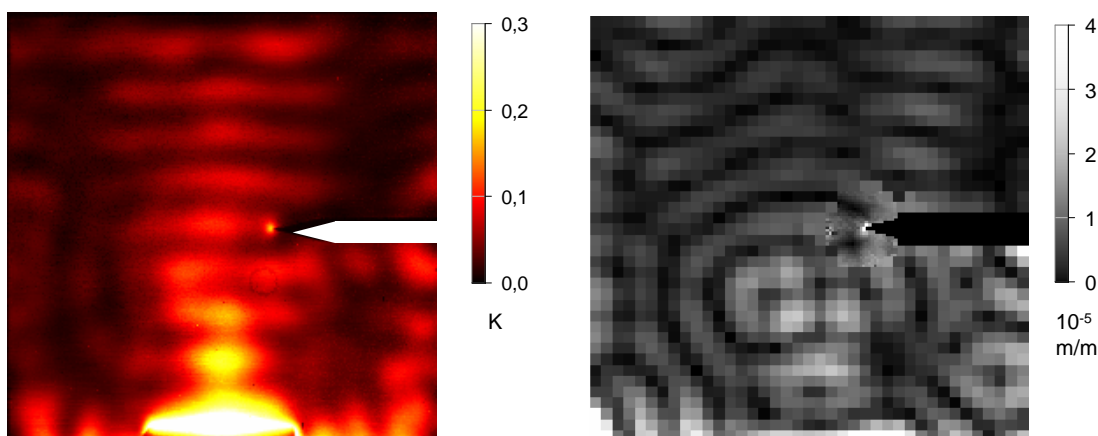


Abbildung 7.12: PVC-Platte mit Schlitz nach Aufbau 7.11a. Deutlich ist bei einer Frequenz von 30 200 Hz die Erwärmung an der Schlitzspitze zu erkennen (links), vgl. Abbildung 5.8, S. 65. Die Dehnung (rechts) wurde aus einer Vibrationsmessung ermittelt, wobei die kreisförmige Region um die Schlitzspitze mit höherer Auflösung gemessen wurde.

In einem zweiten Versuch wurde eine intakte Platte verwendet (Abbildung 7.11b). Zunächst wurden bei verschiedenen Resonanzfrequenzen (Abbildung 7.13) die Betriebsschwingformen mit dem in Abschnitt 2.3 beschriebenen Aufbau gemessen.

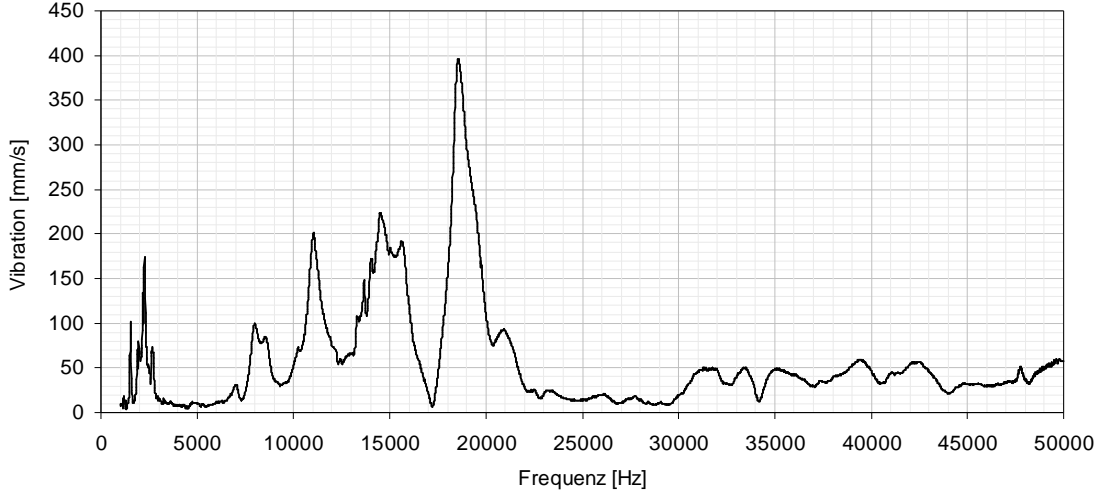


Abbildung 7.13: Spektrum der für die Korrelation Dehnung/IR-Signal verwendeten PCV-Probe. Die folgenden Resonanzfrequenzen wurden für die Messung verwendet (alle in Hz): 7850, 8600, 11030, 14470, 15700, 18500, 20700, 33400.

Aus den Betriebsschwingformen wurde die In-plane-Dehnungen gemäß

$$\varepsilon_i = \sqrt{\varepsilon_{xx}^2 + \varepsilon_{yy}^2} \quad (7.12)$$

berechnet. Abbildung 7.14 zeigt die sehr gute Übereinstimmung der gemessenen Infrarot- und Dehnungsbilder.

Zur quantitativen Bestimmung der Korrelation zwischen Dehnung und Temperatur, wurde die Daten aus den Bildern wie folgt extrahiert: Es wurde der Mittelwert $\langle I_{\text{IR}, \varepsilon} \rangle$ der Pixel in 16 $n_x \times n_y = 12 \times 12$ Pixel großen ROIs (region of interest) der thermischen Bilder gegen den Mittelwert der Pixel in den entsprechenden 2×2 Pixel großen ROIs der Dehnungsbilder aufgetragen:

$$\langle I \rangle = \frac{1}{n_x n_y} \sum_{a=0}^{n_x-1} \sum_{b=0}^{n_y-1} I(x_i + a, y_i + b), \quad (7.13)$$

wobei (x_i, y_i) die Koordinaten der i -ten ROI sind (entspr. für die Dehnungsbilder). Da die Auflösung der thermischen Bilder 256×256 , die der Betriebsschwingformen aber nur 40×40 Pixel betrug, wurde die Position und Größe der ROIs entsprechend skaliert. Abbildung 7.15 zeigt die erhaltenen Daten für drei herausgegriffene Resonanzen. Die eingetragenen Fehlerbalken δI wurden aus der Streuung der Mittelwerte berechnet,

$$\delta I = \frac{1}{n_x n_y} \sqrt{\sum_{a=0}^{n_x-1} \sum_{b=0}^{n_y-1} (\langle I \rangle - I(x_i + a, y_i + b))^2}. \quad (7.14)$$

Für alle drei Resonanzen ergibt sich in guter Näherung eine quadratische Abhängigkeit gemäß

$$\Delta T \propto I_{\text{IR}} \propto \varepsilon^2 \propto v^2 \quad (7.15)$$

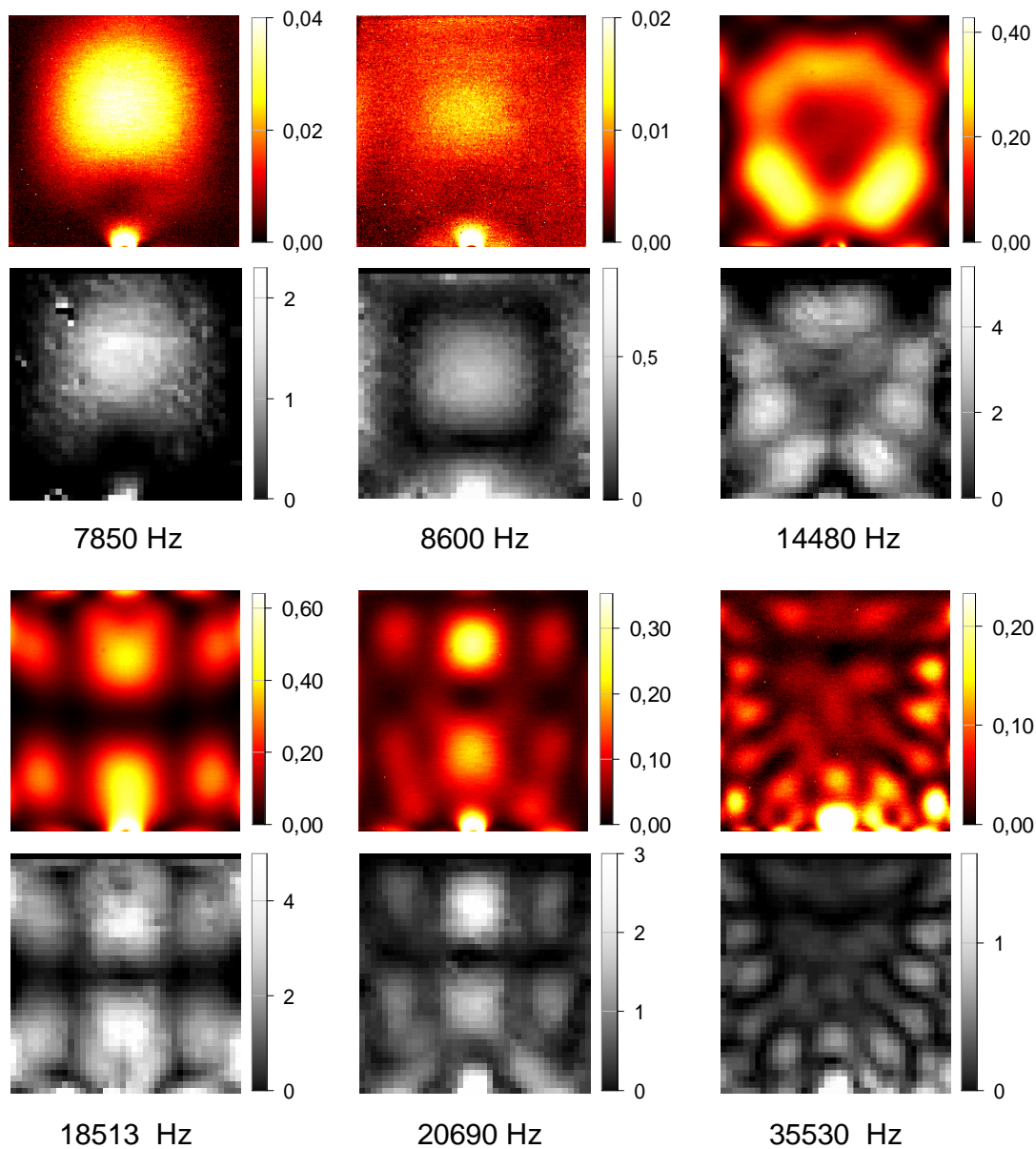


Abbildung 7.14: Vergleich der Infrarot- (jeweils obere Reihe, Skala in Kelvin) und den aus den gemessenen Vibrationsdaten berechneten In-Plane-Dehnungsbildern (jeweils untere Reihe, alle Dehnungen in 10^{-5} m/m) für herausgegriffene Resonanzfrequenzen der PVC-Platte (vgl. Abbildungen 7.11 und 7.13). Die helleren Stellen in der Mitte des unteren Bildrands sind auf die Erwärmung des Klebers zurückzuführen, der an dieser Stelle den Piezo mit der Platte verband). Die Auflösung der thermischen Bilder beträgt 256×256 Pixel (wovon hier ein Ausschnitt von etwa 230×230 Pixel zu sehen ist), die der Dehnungsbilder 40×40 Pixel.

wie auch in Abbildung 7.1.

Des Weiteren können die Proportionalitätskonstanten in $\Delta T(v, f) = c(f)v^2$ gegen f aufgetragen werden, um die Frequenzabhängigkeit der Dämpfung zu bestimmen. Es ergibt sich das in Abbildung 7.16 gezeigte Diagramm. Die Daten sind verträglich mit einer Proportionalität zwischen Erwärmung und Frequenz, insgesamt also $\Delta T \propto \sigma^2 f$ in Übereinstimmung mit [Fis87].

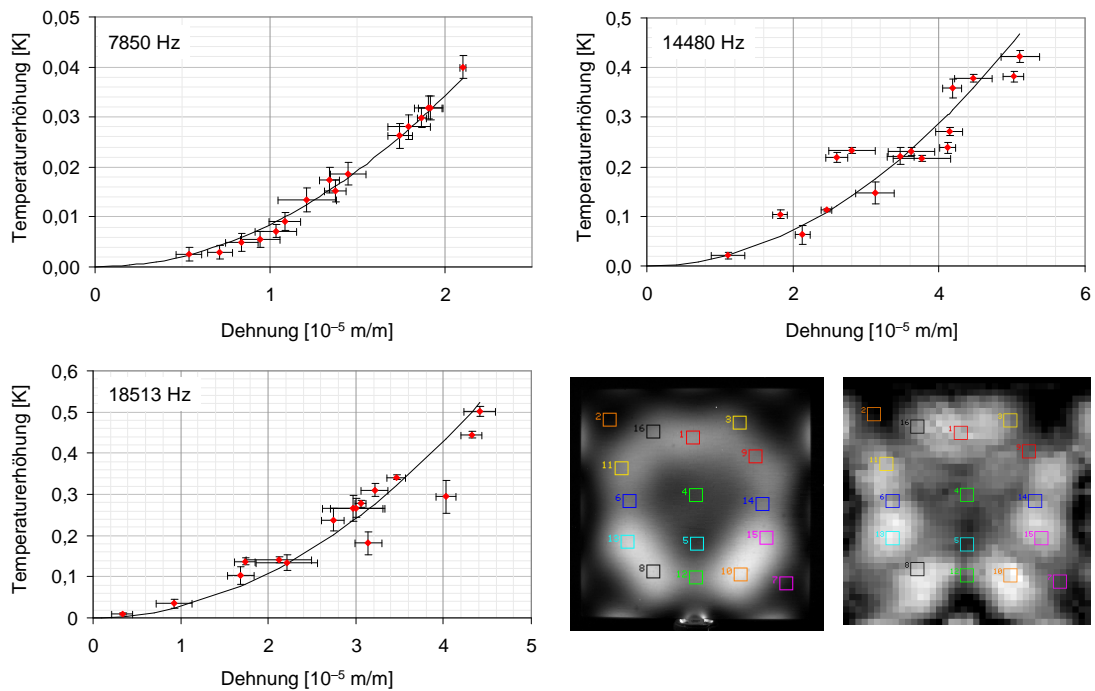


Abbildung 7.15: Korrelation der Infrarot und Dehnungsdaten für drei herausgegriffene Resonanzen. Von links oben nach rechts unten: 7850, 14480, 18513 Hz. Die aufgetragenen Punkte ergeben sich, wenn die ROI-Mittelwerte des thermischen gegen die entsprechenden ROI-Mittelwerte des Dehnungsbilds aufgetragen werden.

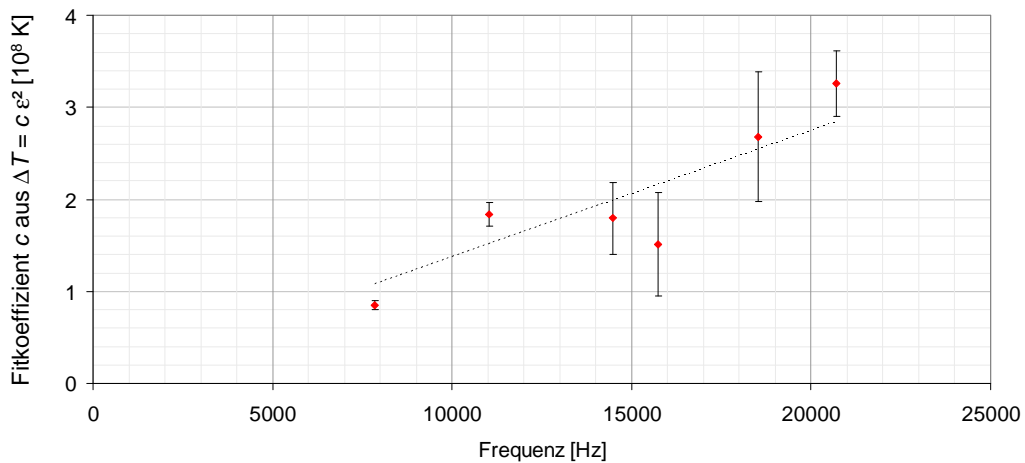


Abbildung 7.16: Frequenzabhängigkeit der Dämpfung. Siehe Text für Details.

Messungen an CFK

Für kohlenfaserverstärkte Kunststoffe konnten analoge Ergebnisse erzielt werden. Zur Anregung wurde diesmal ein 20 kHz-Piezo der Firma KLN verwendet, der flächig auf eine Ecke der etwa 30×30 cm großen Platte geklebt wurde. Ausgewertet wurde eine Resonanz bei 20 200 Hz für eine 8×8 cm große Fläche an der angrenzenden Ecke.

Korreliert man nun die aus einer Vibrometermessung gewonnenen 3D-Dehnungsdaten mit dem Infrarotbild desselben Bereichs, so erhält man Abbildung 7.17 und

man stellt fest, dass die Orte der Erwärmung wie schon in Abbildung 7.14 mit den Maxima der In-Plane-Dehnungen zusammenfallen. Außerdem ist in Abbildung 7.17 gezeigt, dass die mit der Theorie aus Abschnitt 3.6 aus den Out-of-Plane-Auslenkungen berechneten In-Plane-Dehnungen ein deutlich verbessertes Signal-Rausch-Verhältnis gegenüber den direkt berechneten Daten aufweisen.

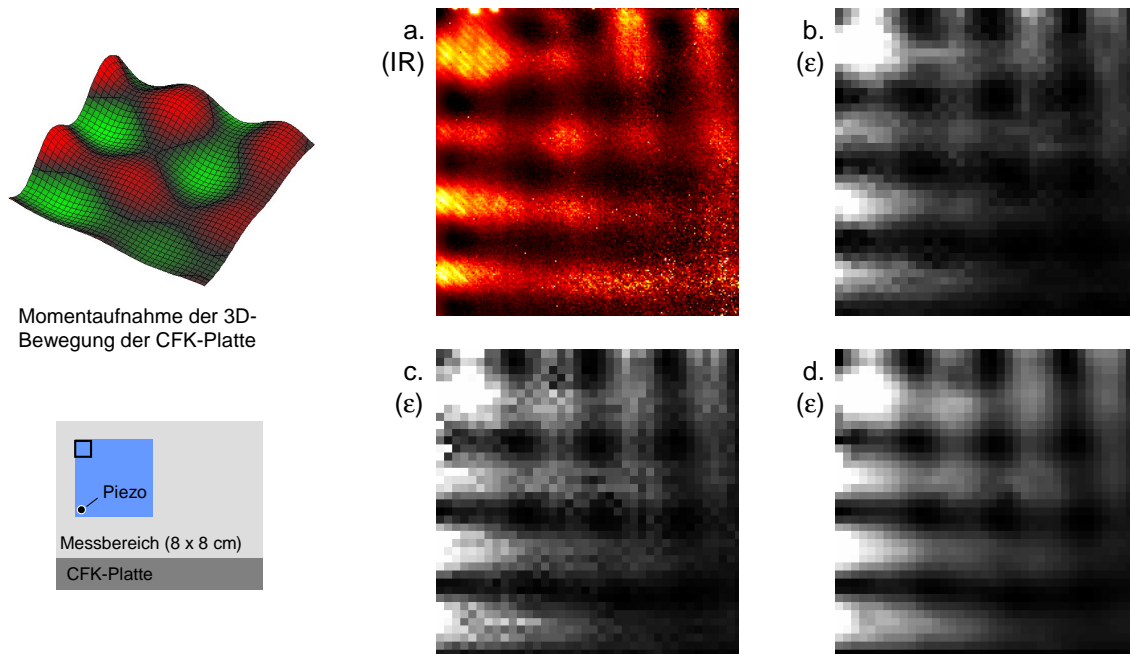


Abbildung 7.17: a. Infrarotbild eines Teils einer CFK-Platte, die bei 20 200 Hz angeregt wurde. b–d. Aus einer Vibrationsmessung berechnete quadrierte In-Plane-Dehnungen (b. ε_{xx} aus u_x , c. ε_{xx} aus u_z mit Kreisfit, d. ε_{xx} aus u_z mit Parabelfit über 5 Punkte (vgl. Abschnitt 3.6).

Messungen an einem Metallstreifen

In Metallen ist die innere Reibung typischerweise wesentlich geringer als in Kunststoffen und es bedarf hoher Schwingungsamplituden, um sie dennoch sichtbar zu machen. Um diese zu erreichen, wurde eine M5-Schraube mittels Laserschweißens auf einen Dieselinjektorpiezo geschweißt und an dieser ein dünnes Stück Stahl ($90 \times 15 \times 1 \text{ mm}^3$) befestigt. Der Stahlstreifen besaß in der Mitte einen Querschlitz. Dadurch entstanden zu beiden Seiten desselben dünne Ligamente, die die gesamte Vibrationsenergie aufnehmen mussten. Aufgrund der Spannungsüberhöhung (Abschnitt 5.1) in diesem Bereich war die Erwärmung dort am höchsten (Abbildung 7.18a, unbearbeitetes Rohbild). Nach Subtraktion des Nullbildes und Erhöhung des Kontrasts (Abbildung 7.18b) werden zusätzliche Querstreifen parallel zum Schlitz sichtbar, die durch nachfolgende Vibrationsmessung eindeutig den Bäuchen der In-plane-Dehnung zugeordnet werden konnten (Abbildung 7.18c). Die Ligamente konnten in der Vibrationsmessung nicht aufgelöst werden.

Eine noch bessere Korrelation erzielt man beim Vergleich mit simulierten FE-Bildern (Abbildung 7.18d). Aufgetragen ist hier die farbkodierte Spannung, die sich eindeutig mit den Zonen der Erwärmung deckt. Die berechneten Frequenzen betragen 17,3 kHz bzw. 44,1 kHz in recht guter Übereinstimmung mit dem Experiment. Abbildung 7.19 zeigt zur besseren Vorstellung noch eine 3D-Darstellung der beiden Schwingungsformen.

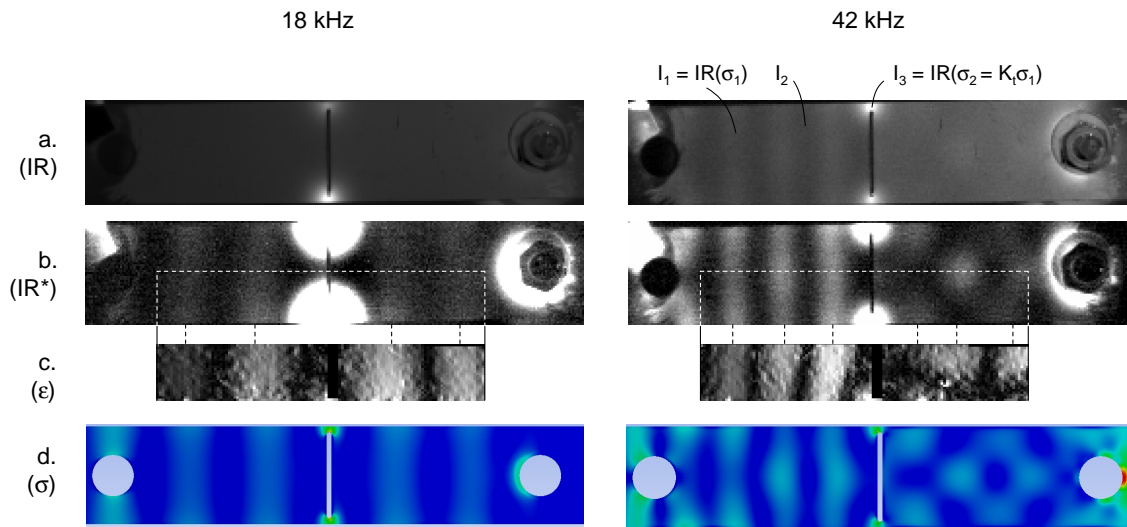


Abbildung 7.18: Korrelation der thermischen Bilder mit Dehnungs- und Spannungsbildern. Das Stahlplättchen ($90 \times 15 \times 1 \text{ mm}^3$) erwärmte sich am stärksten an den Dehnungsbäuchen (I_1). Diese sind an den Ligamenten (ober- und unterhalb des Querschlitzes) am stärksten (I_3), konnten in der Vibrationsmessung allerdings nicht aufgelöst werden. a. Unbearbeitetes thermisches Bild, b. Thermisches Bild nach Subtraktion des Nullbildes, c. Aus der gemessenen Vibration berechnete In-Plane-Dehnung im gestrichelt eingezeichneten Bereich, d. Aus einer FE-Simulation berechnetes Spannungsbild.

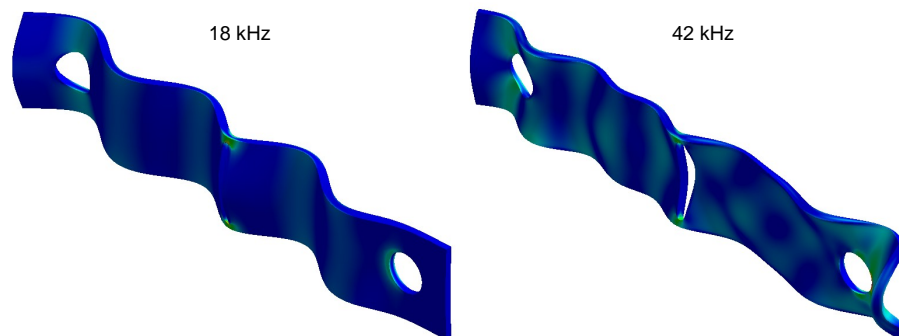


Abbildung 7.19: 3D-Darstellung der Auslenkung mit farbkodierter Spannung der Schwingungsformen aus Abbildung 7.18

Für die 42 kHz-Resonanz ergeben sich für die Erwärmung die Werte $I_2 = 1,15$ (Dehnungsknoten), $I_1 = 2,13$ (Dehnungsbauch/Querstreifen) sowie $I_3 = 2200$ (unteres Ligament). Die Breite des Plättchens betrug 15 mm, die der Ligamente 1,2 mm und die Schlitzbreite 0,75 mm. Damit erhält man aus (5.8) und (5.9) für die Spannung σ_2 in den Ligamenten:

$$\sigma_2 = \sigma_1 K_t \approx 70\sigma_1. \quad (7.16)$$

Das entsprechende Verhältnis für die Infrarotemission beträgt

$$\frac{I_3}{I_1 - I_2} \approx 2200. \quad (7.17)$$

Ist die Infrarotemission abhängig vom Quadrat der Spannung, so würde man einen Faktor $70^2 = 4900$ für das Verhältnis in (7.17) erwarten. Für die hier gemachte Abschätzung ist die erhaltene Abweichung von etwa einem Faktor 2 akzeptabel,

da der Schlitz durch eine Ellipse angenähert wurde, die Infrarotintensität an den Querstreifen nur etwa einen Faktor 2 größer ist als der Hintergrundwert – was den Fehler im Nenner von (7.17) vergrößert – und bei den hohen Intensitäten, wie sie an den Ligamenten auftreten ($I_3 \gg I_1$), für eine genauere Berechnung Nichtlinearitäten in der Kamera zu berücksichtigen wären.

Für eine Abschätzung der Erwärmung der Querstreifen ist (3.46) hilfreich. Aus den gemessenen Werten für die z -Auslenkung von $u_z \approx 0,7 \mu\text{m}$, lässt sich die Dehnungskomponente ε_{xx} zu 10^{-4} abschätzen.

Für einen Verlustwinkel δ von 0,006 erhält man dann eine Energiedichte durch die Dämpfung von $w_{\text{el}} \approx 0,6 \text{ J/m}^2$ und wegen

$$w_{\text{el}}VN = c\rho V\Delta T \quad \Rightarrow \quad \Delta T = \frac{Nw_{\text{el}}}{c\rho} \quad (7.18)$$

mit $N = 42000$ (42 kHz bei einer Anregungszeit von einer Sekunde), $\rho = 7800 \text{ kg/m}^3$, $c = 0,45 \text{ kJ/(kg K)}$ eine Temperaturerhöhung (bei Vernachlässigung der Wärmeleitung) von $\Delta T \approx 7 \text{ K}$, was zumindest von der Größenordnung der gemessenen (2 K) entspricht.

Messungen an einer Turbinenschaufel

An dieser Stelle soll eine plausible Erklärung für die selektive Erwärmung der Turbinenschaufel von Seite 96 gegeben werden. Bei 19 kHz gelingt dies über das Modell der Plattenwellen. Analog zu Abbildung 7.18 erwärmt sich dann das Schaufelblatt an den Auslenkungsbäuchen. Im Fall der Turbinenschaufel ist dies jedoch aufgrund der geringeren Auslenkungsamplituden nicht zu beobachten, vielmehr ist lediglich die Erwärmung des durch die volle Dicke des Schaufelblatts gehenden Risses nachweisbar.

Angenommen der Riss befände sich in einem Auslenkungsbauch (was durch die z -Auslenkung bei dieser Frequenz in Abbildung 7.5 gestützt wird), so kann sich die Seite öffnen, die normalerweise die höchste Dehnung erfahren würde (konvexe Seite), da über den idealisierten Riss keine Zugkräfte übertragen werden können. Auf der konkaven Seite hingegen ist es für einen idealen Riss unerheblich, ob das Material tatsächlich getrennt ist, da hier nur Druckkräfte übertragen werden müssen. Allerdings werden die Druckkräfte an dieser Stelle nun nicht mehr von den Zugkräften der konkaven Seite kompensiert, so dass die Spannung in diesem Bereich ansteigt. Die resultierenden x -Auslenkungen wären antisymmetrisch zur Rissachse, was ebenfalls in Abbildung 7.5 zu erkennen ist.

Dies lässt sich auch sehr anschaulich in einer maßstäblichen FE-Simulation zeigen (Abbildung 7.20), in der der Riss als Nut gleicher Länge modelliert wird, die jedoch im Gegensatz zum Riss nicht durch die volle Dicke des Schaufelblatts geht. Auf diese Weise erhält man ein vereinfachtes – zumindest für einen Halbzyklus der Schwingung realistisches – Modell der Situation, das das einseitige Öffnen zulässt, ohne dass risspezifische Effekte wie Reibung oder Kontaktphänomene berücksichtigt werden müssten. Trotz dieser Vereinfachung ergibt sich eine entlang des Risses lokalisierte Zone hoher Spannung. Dieses qualitative Modell kann zwar nicht den zusätzlichen Anteil der Reibung berücksichtigen, doch zeigt es, dass sich allein durch die Dämpfung eine Erwärmung ergeben müsste.

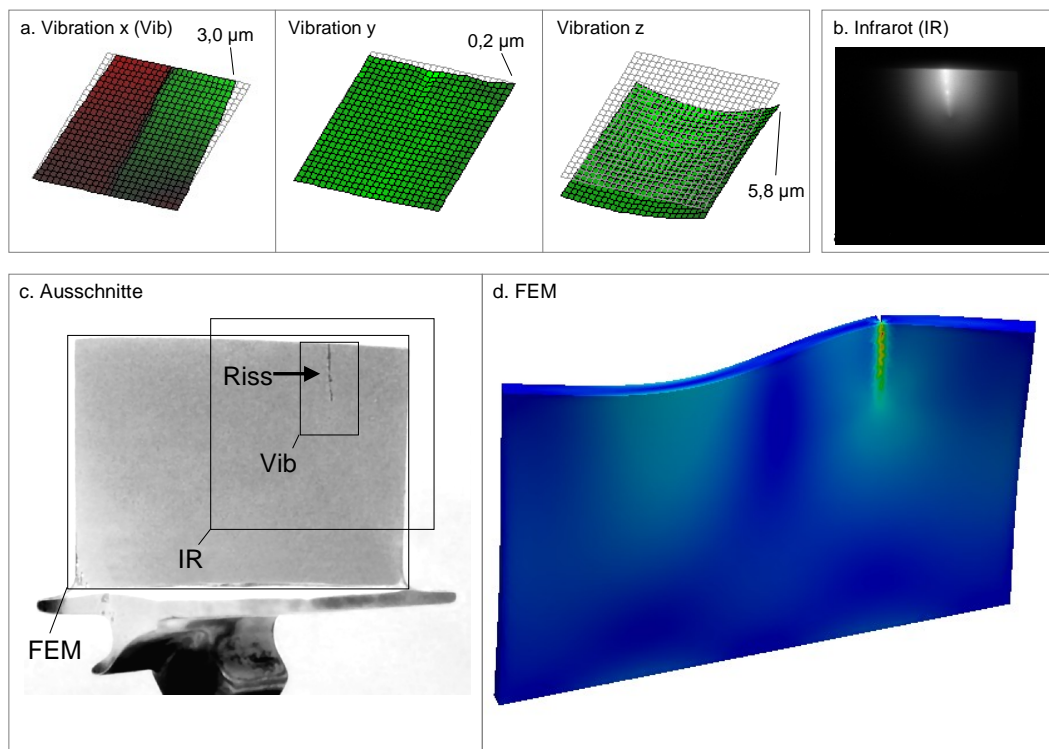


Abbildung 7.20: Vergleich aller Daten an der Flugturbinenschaufel. a. Vibrationsdaten, b. Infrarotmessung, c. Ausschnitte der Messungen und FEM-Bild des Risses, d. FE-Simulation des Schaufelblatts mit idealisiertem Riss, dargestellt sind die Von-Mises-Spannungen

Auf diese Weise könnte man auch – zumindest theoretisch – die Anteile von Dämpfung und Reibung an der Gesamterwärmung getrennt bestimmen, indem mittels FEM die Temperaturerhöhung durch Dämpfung berechnet würde und die Differenz zur Messung dann dem zusätzlichen Anteil durch die Reibung entspräche. Das dazu nötige FE-Modell mit Kontaktelementen und die dadurch bedingten Schwierigkeiten sowie die Notwendigkeit einer transienten Analyse sprengen den Rahmen dieser Arbeit, könnten jedoch in einer weiterführenden Studie das Verständnis der Erwärmung vertiefen.

Ergänzung zu den Messungen an dem Polystyrol-Becher

Mit dem gleichen Ansatz kann die Schwingung des Polystyrolbechers aus Abbildung 7.3 (S. 94) genauer analysiert werden. Zur Vereinfachung der Berechnung wurde eine Radialschwingung niedrigerer Ordnung simuliert, um die Anzahl der Knoten des Modells verwaltbar zu halten. Abbildung 7.21a zeigt nochmals die Infrarotmessung, die Abbildungen 7.21b–d Spannungsbilder einer vergleichbare Mode niedrigerer Ordnung. Zwei Risse wurden wie oben bei der Turbinenschaufel durch Nuten angenähert, die den Becherboden nur teilweise durchdringen. Deutlich ist die erhöhte Spannung an den Auslenkungsbäuchen des Becherbodens zu erkennen sowie die lokalisierte Spannungserhöhung an den Nuten. Wie oben wird auch hier die Reibung eine zusätzliche Rolle spielen und die genaue Verteilung der Erwärmungsanteile zwischen Dämpfung und Reibung müssten tiefer gehende Untersuchungen zeigen.

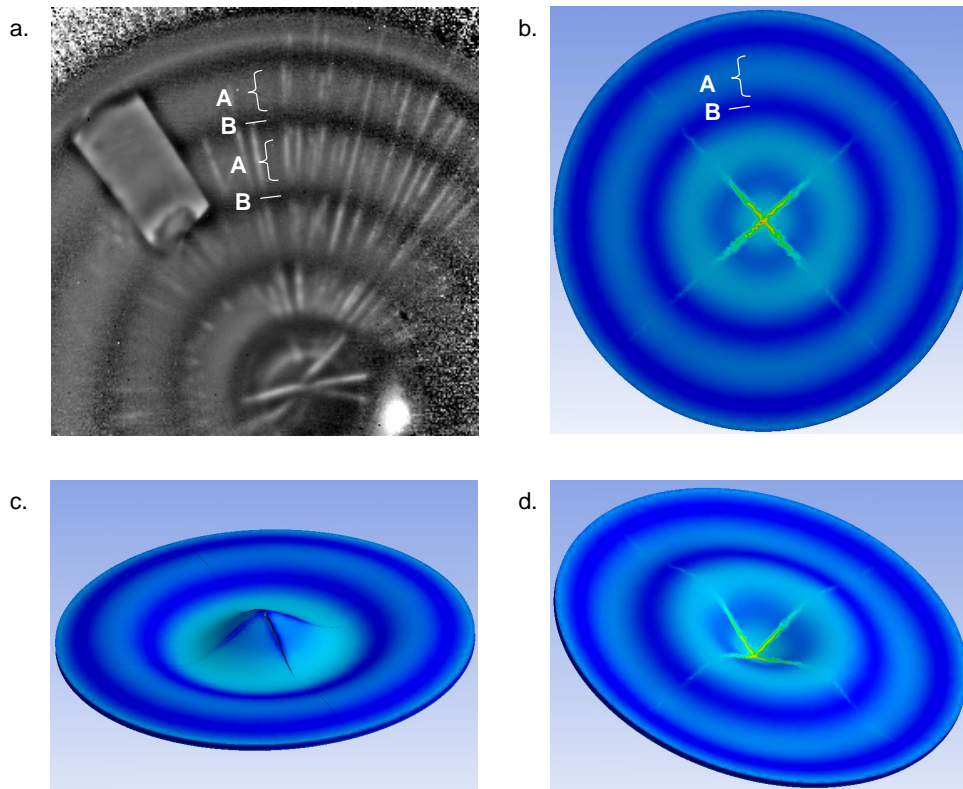


Abbildung 7.21: a. Infrarotmessung aus Abbildung 7.3, die die ringförmige Erwärmung am Becherboden zeigte sowie die diskontinuierliche Erwärmung der Risse, c–d. Verschiedene Ansichten von FE-Simulation der Spannungen einer vergleichbaren Mode in einer dünnen Platte mit Nuten

7.2.3 Reibung

Gleitreibung

Der offensichtliche Mechanismus, der zur Erwärmung von Defektflanken – etwa Rissufer oder Delaminationsrändern – führt, ist die Reibung. Zu diesem Thema existiert in der Fachwelt eine Fülle an Literatur, die sich von theoretischen Kontaktproblemen ([Bar76], [EI96], [Pau04]), der Messung von Reibungskoeffizienten [MLB03] bis zur Reibung im atomaren Maßstab [GBGM01], [RRS⁺03] erstreckt.

Empirische Grundlage der Tribologie ist das Coulombsche Reibungsgesetz,

$$W_F = \mu F_N s \quad (7.19)$$

(mit dem Reibungskoeffizienten μ , der Normalkraft F_N und dem Weg s), das für den Fall der Gleitreibung gilt. Die während eines Ultraschallpulses der Dauer T zurückgelegte Strecke s kann dann durch die Schallschnelle v ausgedrückt werden, so dass sich für einen Rissöffnungsmodus II (in-plane Scherung, vgl. S. 62) schreiben lässt [HRBS06]:

$$W_F = \mu F_N \int_0^T |\tilde{v}'(t)| dt = \frac{2}{\pi} \mu F_N v' T \quad \text{mit} \quad \tilde{v}'(t) = v' \cos(\omega t). \quad (7.20)$$

Dabei wurde eine sinusförmige Bewegung der Rissflanken angenommen, wobei mit v' die Relativgeschwindigkeit der Rissufer bezeichnet wird. Der Betrag berücksichtigt

die Richtungsunabhängigkeit der Reibung. Übergänge zwischen Haft- und Gleitreibung, die insbesondere an den Umkehrpunkten auftreten (Stick-slip-Effekte) werden in Gleichung (7.20) hingegen vernachlässigt.

Falls alle anderen Größen konstant sind, ist für eine gegebene Anregungszeit T die erzeugte Wärme linear in v' , was (7.4) widerspricht. Um die gemessene quadratische Abhängigkeit zu erhalten, müsste also mindestens eine der Größen zeitlich variabel sein. Ist etwa die Normalkraft selbst von der Geschwindigkeit abhängig, so erhält man die Proportionalität zu v^2 [RH05]. Dass die Normalkraft bei der Ultraschallanregung zeitlich variiert, konnte in FE-Simulationen gezeigt werden [HI06].

Dies lässt sich auch plausibel machen: in einem Körper wird die Normalkraft durch die Spannung pro Fläche σ/A ersetzt. Bei einer Rissöffnung II ist $\sigma_{yy} = \varepsilon_{yy}E$ zu verwenden. Da die sich die Dehnung wiederum aus der Geschwindigkeit und der Wellenlänge berechnen lässt,

$$F'_N = F'_N(v) = \frac{\varepsilon_y E}{A} \quad \text{mit} \quad \varepsilon_y = \frac{2\pi u}{\lambda} = \frac{2\pi v_y}{\lambda \omega} \quad (7.21)$$

und

$$v_y \propto v' \quad (7.22)$$

gilt, wird (7.20) dann zu

$$W'_F(v) = \frac{2\pi E \mu}{\lambda \omega A} \int_0^T v_y(t) |V'(t)| dt \propto v^2. \quad (7.23)$$

Eine zusätzliche Möglichkeit wäre die Abhängigkeit des Reibungskoeffizienten von der Normalkraft, die im Mikroskopischen beobachtet wurde [End00].

Haftreibung

Eine andere Deutung der Reibung erhält man unter der Verwendung der Messdaten, die ergeben, dass die Auslenkung der Rissufer in den allermeisten Fällen unter etwa 5 μm liegt, oft auch deutlich geringer. Dies kann durchaus in der Größenordnung der Rauigkeit der Oberfläche einer Rissfläche sein, was wiederum bedeuten würde, dass die Annahmen der Gleitreibung gar nicht gelten. Zwar könnte es zu lokalem Abgleiten an Rauheitsspitzen kommen („Microslip“ [MMOD52]), doch kann man die quadratische Abhängigkeit von der Auslenkung auch durch ein einfaches Modell beschreiben, in dem die einzelnen Rauheitsspitzen ineinander verhakt sind und lediglich gegeneinander verschoben werden und sich dabei elastisch verformen. Das entspricht dann wieder Abbildung 7.10b mit der bekannten quadratischen Korrelation zwischen Erwärmung und Auslenkung und (7.4) wäre automatisch erfüllt.

Auswirkung von Reibung auf die Rissmorphologie

Reibung ist kein reversibler Prozess und führt zu Abrieb an den aneinander schleifenden Körpern. Um dies zu zeigen, wurde eine 2-Euro-Münze gewählt, deren zwei Teile fest zusammengedrückt sind. Wird diese Münze mit Leistungslautschall aus einer Ultraschallschweißanlage erregt, so sieht man den Ring der Berührfläche inhomogen aufleuchten. Nach mehreren Schüssen gelingt es schließlich sogar, die innere Scheibe herauszusprengen. Auf einem Foto der Scheibe lassen sich Zonen unterschiedlich starken Abriebs ausmachen. Die Stellen starker Beschädigung lassen sich

örtlich eindeutig mit denen der höchsten Erwärmung korrelieren (Abbildung 7.22). Dass das die Zerstörungsfreiheit der akustischen Thermographie nicht grundsätzlich in Frage stellt, wurde bereits in Abschnitt 5.6 erläutert.

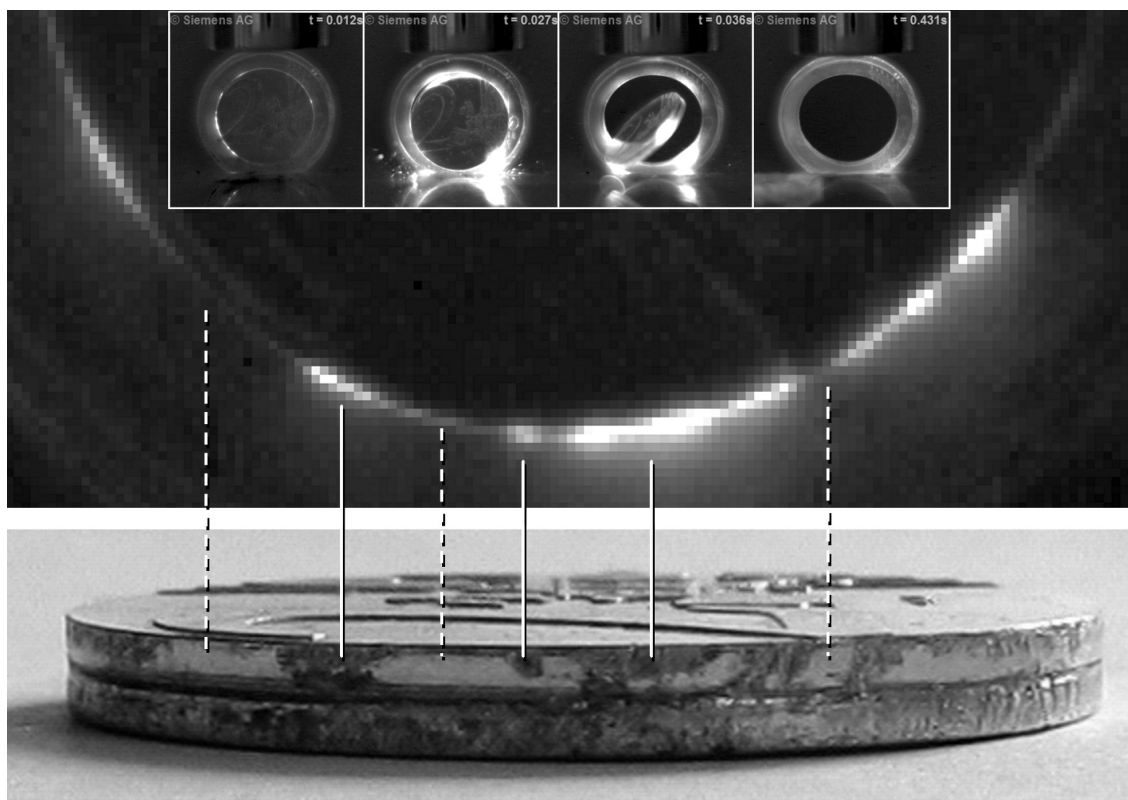


Abbildung 7.22: Obere Reihe: 2-Euro-Münze während Anregung mit Leistungultraschall (Infrarotbilder), nach mehreren Schüssen wurde schließlich der innere Ring ausgesprengt. Oberes großes Bild: Infrarotbild während der letzten Sequenz. Unteres Bild: Foto des inneren Rings nach Heraussprengen. Deutlich sind die Stellen erhöhten Verschleißes zu erkennen, die örtlich mit den thermischen Signalen korrelieren (durchgezogene Linien), sowie die Stellen geringer Beschädigung, die auch im thermischem Bild nicht sichtbar werden (gestrichelte Linien).

Ein Nachteil des obigen Experiments ist, dass der Zustand der Berührflächen vor der Ultraschallapplikation unbekannt ist. Hier bietet sich die Pleuelstange aus Abbildung 7.7 (S. 98) an, da hier die Rissflächen sowohl vor als auch nach der Ultraschallapplikation unter dem Mikroskop untersucht werden können. Abbildung 7.23 zeigt neben der Aufnahmen vor der Untersuchung auch das Bild, das nach einer Belastung durch 10 Pulse mit der Ultraschallschweißanlage zu je 1 s entstand. Auf den ersten Blick sind auf den Mikroskopaufnahmen keine Unterschiede zu erkennen, deshalb ist zusätzlich das invertierte Differenzbild gezeigt (Abbildung 7.23 rechts). Hier erscheinen Veränderungen als schwarze Bereiche.

Deutlich ist zu sehen, dass es nur wenige verstreute Abweichungen gibt. In der Detailaufnahme (Abbildung 7.24) ist die lokale Oberflächenänderung eines dieser Bereiche gut zu erkennen. Hier sind einzelne Spitzen verschwunden bzw. verschoben.

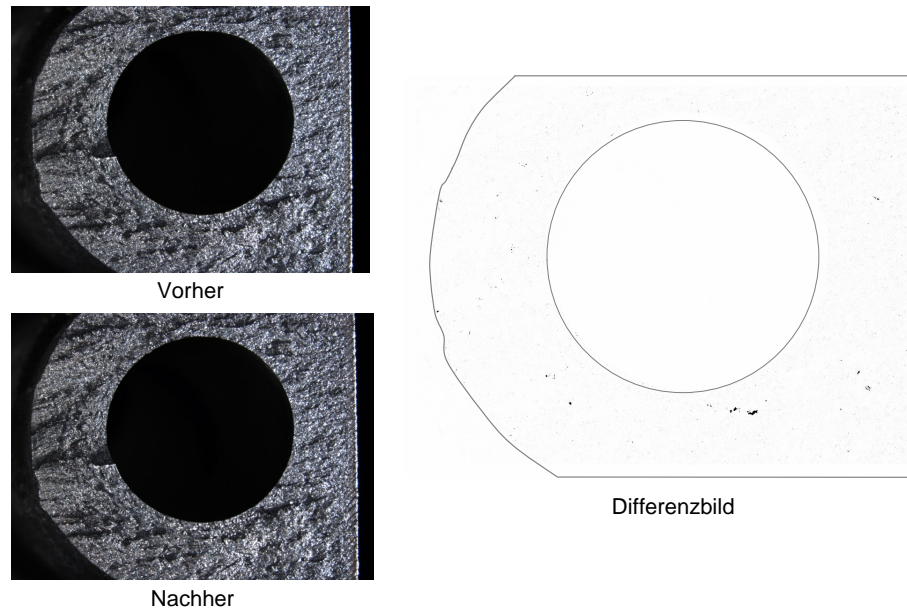


Abbildung 7.23: Mikroskopische Aufnahme der Rissflächen der Pleuelstange aus Abbildung 7.7 vor und nach der Ultraschallapplikation.

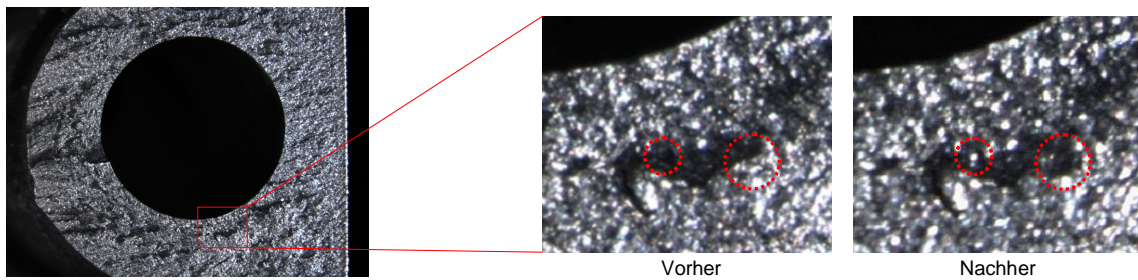


Abbildung 7.24: Detailansicht der Fotos aus Abbildung 7.23.

7.2.4 Plastische Verformung

Nach den Konzepten der Bruchmechanik (Abschnitt 5.1.2, S. 62) ist die ideale Risspitze immer plastischer Verformung ausgesetzt. Im realen Festkörper verändern Mechanismen wie Rissspitzenverrundung oder Eigenspannungen dieses Bild. Dennoch gibt es auch hier ab einer gewissen Schwellspannung plastische Verformung, die sich auch experimentell zeigen lassen [SSK01].

Für ein entsprechendes Experiment wurde eine andere Flugturbinenschaufel gewählt, die mittels Piezoerregung starker Vibration ausgesetzt wurde. Der Radius der plastischen Zone an der Risspitze kann mit Gleichung (5.32), S. 67, abgeschätzt werden:

$$r_p \approx \frac{K_I^2}{\pi \sigma_Y^2}, \quad (7.24)$$

was mit,

$$K_I = \sigma \sqrt{\pi a} F(a/b) \approx 1,1 \sigma \sqrt{\pi a}, \quad (7.25)$$

und

$$\sigma = \varepsilon E = \frac{2\pi E u}{\lambda} \quad (7.26)$$

auf

$$r_p \approx a \left(\frac{2,2\pi Eu}{\lambda\sigma_Y} \right)^2 \quad (7.27)$$

führt. Für typische Werte $u = 2 \mu\text{m}$, $\lambda = 5 \text{ mm}$, $a = 2 \text{ mm}$, $\sigma_Y = 900 \text{ MPa}$ und $E = 120 \text{ GPa}$ erhält man für den Radius der plastischen Zone etwa $0,3 \text{ mm}$. Da alle Größen bis auf die Risslänge a quadratisch eingehen, kann (7.27) nur eine Abschätzung der Größenordnung sein. Mit der verwendeten Optik hätte die Infrarotkamera eine Pixelauflösung von etwa $20 \mu\text{m}$, plastische Effekte müssten also detektierbar sein.

In Abbildung 7.25 ist die Erwärmung der Schaufel als Funktion der Schallschnelle aufgetragen. Interessanterweise lassen sich zwei Bereiche unterscheiden:

- Für niedrige Vibrationen ($v \lesssim 900 \text{ mm/s}$) wächst die Erwärmung etwa quadratisch mit der Geschwindigkeit.
- Für höhere Vibrationen ist der Exponent in $I_{\text{IR}} \propto v^\alpha$ nahe 1.

Außerdem fällt auf, dass in diesem zweiten Bereich die absolute Erwärmung von der Vorgeschichte abhängt und mit steigender Nummer der Messreihe geringer wird. Eine mögliche Erklärung ist, dass für niedrige Vibrationen die Vorgänge rein elastisch sind, für höhere plastische Anteile nicht vernachlässigt werden dürfen. Das würde auch den Umstand plausibel machen, dass sich die Steigung zwischen den Messreihen ändert. Die plastische Verformung führt zu irreversiblen Änderungen im Material, die sich dann bei den hohen Amplituden in verringerter Erwärmung in den folgenden Messungen äußern.

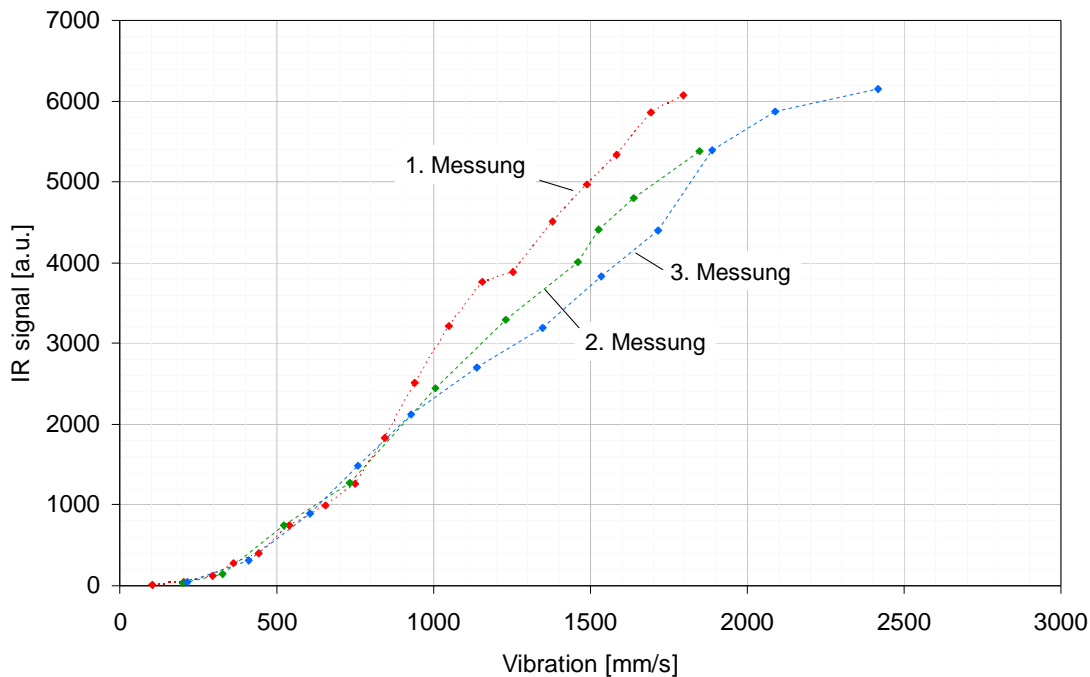


Abbildung 7.25: Korrelation zwischen Infrarot- und Vibrationsdaten. Siehe Text für Details.

7.2.5 Schlussfolgerung

Aus den obigen Untersuchungen lässt sich ableiten, dass die Bulkerwärmung durch Dämpfung der Ultraschallwelle hervorgerufen wird, und zwar mit einer quadratischen Abhängigkeit von der lokalen Dehnung. Dies konnte sowohl an Kunststoffen, Kompositmaterialien (qualitativ), als auch an Metallen gezeigt werden. Die Beobachtung, dass sich Beschichtungen während der Ultraschallerregung erwärmen, lassen sich mit dem gleichen Mechanismus erklären.

In keiner Messung konnte im Bulk plastische Verformung nachgewiesen werden, da die erreichten Spannungen stets sehr viel kleiner als die Fließspannung waren. Plastische Effekte sind am wahrscheinlichsten in der Nähe hoher Spannungskonzentration (Rissspitze) nachzuweisen. Zumindest ein Experiment könnte auf diese Weise gedeutet werden.

Bei Grenzflächen im Material (Risse, Delaminationen) kommt noch der Mechanismus der Reibung hinzu. Die in den meisten Versuchen gemessene quadratische Abhängigkeit der Erwärmung von der Auslenkung der Rissufer wird vom klassischen Coulombgesetz dann erklärt, wenn eine zusätzliche Abhängigkeit der auf die Rissufer wirkende Normalkraft berücksichtigt wird. Erste Schritte, dies mit FE-Simulationen zu zeigen, sind unternommen worden [HI06]. Auf der anderen Seite würde das vorgestellte reine Haftreibungmodell auch die qualitative v^2 -Abhängigkeit erklären.

Durch die Rauigkeit der Rissufer und deren teils komplexe Geometrie werden meist mehrere der obigen Mechanismen eine Rolle spielen, eine quantitative Trennung der einzelnen Effekte könnte möglicherweise mit Hilfe von FE-Simulationen erfolgen, doch ist dies nur im Rahmen weiterführender Arbeiten möglich.

Kapitel 8

Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit werden zwei Aspekte der akustischen Thermographie studiert, zu denen es bisher noch keine detaillierten Untersuchungen gibt, nämlich die technische Umsetzung sowie der Mechanismus, der zur Wärmeentstehung im Objekt führt.

Die aufgrund der einfachen Anwendbarkeit auf Ultraschallschweißgeräten basierenden Laborsysteme werden in bisherigen Publikationen lediglich zum Prüfen von defektbehafteten Einzelteilen verwendet, weshalb Untersuchungen zur Reproduzierbarkeit bei Serienprüfungen nicht durchgeführt worden sind. Die im Rahmen dieser Arbeit bei Reihenuntersuchungen an Turbinenschaufeln festgestellten großen Streuungen in den Vibrationsamplituden und der Erwärmung zwischen den einzelnen Prüfteilen können mit laservibrometrischen Messungen eindeutig auf die unterschiedlichen Schaufelspektren zurückgeführt werden. Selbst Teile des gleichen Typs haben im betrachteten Frequenzbereich (20–60 kHz) unterschiedlich ausgeprägte und insbesondere bei verschiedenen Frequenzen liegende Resonanzen, was bereits durch geringe Fertigungstoleranzen hervorgerufen werden kann. Das führt bei der bei Ultraschallschweißsystemen üblichen Festfrequenzanregung (typ. 20 kHz) zu den beobachteten großen Streuungen. Allerdings kommt es für eine nicht-verschraubte Ankopplung durch Hämmern der Sonotrode auf dem Prüfteil zur Anregung höherer Harmonischer (bis zur 10. Ordnung und darüber), und durch das statistische Treffen der in diesen Bereichen liegenden Resonanzen erreicht man trotz der generatorbedingten Monofrequenz eine ausreichende Nutzbarkeit (Multifrequenzanregung).

Eine Verbesserung der Reproduzierbarkeit ist dennoch nur durch Abstimmen der Anregungsfrequenz auf die Resonanzen des jeweiligen Bauteils möglich. Mit der neu entwickelten Technik mit abstimmbaren Erregern kann gezeigt werden, dass sich damit auch die Effizienz des Verfahrens drastisch steigern lässt, da geringere elektrische Leistungen ausreichen, um eine ausreichende Schwingung des Prüfteils zu erhalten.

Bei diesen Untersuchungen wird außerdem eine quadratische Abhängigkeit der Erwärmung von der Schwingungsamplitude festgestellt, was zusätzlich zur Effizienz der resonanten Anregung gegenüber der erzwungenen nicht-resonanten Anregung beiträgt. Die dabei auftretende Problematik, dass die Defektsignale stark von der zu einer Resonanz gehörenden Schwingungsform abhängen, lässt sich durch die Anregung von mehreren Resonanzfrequenzen in den Griff bekommen. Bei der Anregung mit Ultraschallsystemen für Kunststoffschweißprozesse fällt dieser Aspekt weniger ins Gewicht, da die höheren Harmonischen für ein ausgewogeneres Vibrationsbild sorgen.

Unabhängig von der genauen Anregungstechnik können übermäßige Spannungen im Material zu Rissinitiierung oder -wachstum führen, was sich experimentell belegen lässt. Das Risiko der Bauteilschädigung lässt sich aber unter Zuhilfenahme von Schwingungsdaten verringern. Einerseits können bereits in der Anregung bestimmte Moden, die besonders gefährdete Strukturen übermäßig belasten, vermieden werden. Dies lässt sich im konkreten Fall zum Beispiel durch FE-Simulationen optimieren. Auf der anderen Seite ist ein In-situ-Verfahren möglich, bei dem die Erregeramplitude mit den Schwingungsdaten geregelt wird. Die Phänomene des Risschließens, das bei Ermüdungsrissen durch Kompressionsspannungen hervorgerufen wird, und der Rissspitzenverrundung sind zwei Erklärungen dafür, dass für das Risswachstum erst eine gewisse Mindestspannung überschritten werden muss.

Zur Bestimmung der 3D-Materialspannungen kann ein neu entwickeltes 3D-Laservibrometermesssystem eingesetzt werden, das es erlaubt, aus den flächig gemessenen 3D-Vibrationen die entsprechenden Komponenten des Dehnungstensors abzuleiten. Für hinreichend dünne plattenähnliche Geometrien ist allerdings auch die Verwendung eines 1D-Vibrometers möglich. Diese Alternative wird durch eine angepasste Theorie für Plattenwellen möglich, mit deren Hilfe aus den 1D-Out-of-Plane-Auslenkungen bei bekannter Plattendicke die absoluten 3D-Spannungen berechnet werden können. Dies kann experimentell verifiziert werden.

Für die Erwärmung von Rissen werden drei Mechanismen identifiziert: Dämpfung, Reibung sowie plastische Verformung. Da Risse eine lokale Schwächung des Materials darstellen, entstehen – in Abhängigkeit der Schwingungsform – an diesen Stellen erhöhte Spannungen, die über innere Reibung zu einer lokalen Erwärmung führen. Mit Finite-Elemente-Simulationen wurden Schwingungsformen von idealisierten Rissen in Kunststoff- und Metallteilen berechnet. Es zeigte sich, dass sich selbst ohne Berücksichtigung der Coulombschen Reibung, die Orte der Erwärmung im Infrarotbild mit den Orten erhöhter lokaler Spannung korrelieren lassen. Mit Hilfe des Vibrometermesssystems gelingt es, bei Kunststoffen und Metallen für die Bulkerwärmung, eine quadratische Korrelation mit den In-Plane-Dehnungen zu zeigen. Auf Basis dessen wird als Mechanismus für die Bulkerwärmung die Energiedissipation durch Dämpfung angesehen.

Die Reibung ist ein zusätzlicher Effekt, der die lokale Energiedissipation erhöht. Die beobachtete quadratische Abhängigkeit der Erwärmung von der Auslenkung lässt sich im Bild der Reibung durch die zusätzliche Modulation der Normalkraft, die die Rissflanken aneinanderpresst, beschreiben, was sich auch mit den FE-Simulationen einer anderen Gruppe deckt. Wegen der kleinen durch die Ultraschallanregung erzeugten Auslenkungen in den Bauteilen ist es notwendig, nicht von einem reinen Gleitreibungsfall, sondern vielmehr von einem stark von Haftreibung dominierten Modus auszugehen.

Aufgrund der individuellen Eigenschaften von Rissen, insbesondere der lokalen Geometrien und Rauigkeiten, die unter anderem von der Historie ihrer Entstehung abhängen, ist eine quantitative Trennung der drei Mechanismen nur schwer möglich. Zumindest eine Messung deutet jedoch an, dass ab bestimmten Schwellamplituden auch plastische Verformung an der Rissspitze oder anderen Orten erhöhter Spannungskonzentration nicht vernachlässigt werden darf.

Das Potential der akustischen Thermographie ist vor allem durch die hohe Geschwindigkeit, das objektive bildhafte Ergebnis sowie die Anwendung auch bei kom-

plexen Geometrien gegeben. Insbesondere gegenüber der klassischen Eindringprüfung führen diese Aspekte zu einem deutlichen Wettbewerbsvorteil.

Weitere Arbeiten sollten sich auf das Verwenden abstimmbarer Erreger konzentrieren, da hierbei zu der höheren Effizienz der Vorteil der geringeren Größe hinzukommt, was auch den Einsatz bei eingebauten Teilen – etwa in einer Gasturbine – ermöglichen könnte.

Anhang A

Anhang

A.1 Die wichtigsten verwendeten Größen

Größe	Bedeutung	Einheit
a	Charakteristischer Defektparameter (etwa Länge, Länge/2, Breite)	m
$a_i(x, t)$	Zeit- und ortsabhängige Beschleunigung eines Objektpunkts (Polarisation i wie u_i), $a_i = \partial/\partial t v_i = \partial^2/\partial t^2 u_i$	m/s ²
α	Diffusivität	m ² /s
ε_{ij}	Dehnung	m/m
f	Frequenz	Hz
f_s	Abtastrate (sampling rate) der A/D-Karte bei der Datenaufnahme	Hz
G_{ab}	Kreuz- ($a \neq b$) bzw. Autoleistungsspektrum ($a = b$)	
H_i	Schätzer für FRF (Frequency Response Function)	
I	Infrarotintensität	a.u.
K_{I-III}	Spannungsintensitätsfaktor Rissmode I–III	MPa $\sqrt{\text{m}}$
K_t	Spannungskonzentrationsfaktor	–
λ	Wellenlänge	m
	Wärmeleitfähigkeit	W/(K m)
λ^*	Lamé-Konstante	MPa
μ	Lamé-Konstante	MPa
σ_{ij}	Mechanische Spannung	MPa
σ_Y	Fließspannung	MPa
$\vec{u}(\vec{x}, t)$	Zeit- und ortsabhängige Auslenkung eines Objektpunkts	m
$\vec{v}(\vec{x}, t)$	Zeit- und ortsabhängige Geschwindigkeit eines Objektpunkts, $\vec{v} = \partial/\partial t \vec{u}$	m/s
$x(t)$	Anregungssignal	
$X(f)$	Fouriertransformierte von $x(t)$	
$y(t)$	Objektantwortsignal	
$Y(f)$	Fouriertransformierte von $y(t)$	

Tabelle A.1: Verwendete Größen

Anhang B

Wärmeleitung in Festkörpern

Bei der akustischen Thermographie wird mechanische Energie in Form von Wärme dissipiert, die anschließend durch das Material diffundiert. Im Falle von verdeckten Defekten ist die Erwärmung der Oberfläche mit der Infrarotkamera erst nach einem gewissen Zeitversatz zu detektieren, der ein Maß für die Tiefe des Defekts ist.

Aus dem Zeitverlauf der Entwicklung der Oberflächentemperatur lassen sich außerdem durch Datenaufbereitung bei bekannten theoretischen Lösungen Rückschlüsse auf die Defektgeometrie gewinnen.

B.1 Mechanismen des Wärmetransports

B.1.1 Wärmestrahlung

Wärmestrahlung ist der einzige Mechanismus, über den der Transport von Wärmeenergie auch im Vakuum erfolgen kann, da sie über elektromagnetische Strahlung erfolgt. Über sie wird die Temperatur der Körperoberfläche mit Hilfe von Wärmebildkameras gemessen.

Die spektrale Strahlungsleistung bei gegebener Temperatur T und Wellenlänge Λ , $P(\Lambda, T)$, lässt sich mit dem Planckgesetz beschreiben,

$$P(\Lambda, T) = \frac{2\pi hc^2}{\Lambda^5} (e^{hc/kT\Lambda} - 1)^{-1}. \quad (\text{B.1})$$

Reale Körper strahlen nur einen um den Faktor ε verringerten Teil dieser Leistung ab. Die Emissivität ε liegt zwischen 0 (perfekter Spiegel) und 1 (Hohlraumstrahler). Für die Thermographie ist es oft wichtig, die Emissivität künstlich zu erhöhen, da insbesondere kleine Temperaturunterschiede bei geringer Emissivität nicht mehr über das Kameraräuschen gelangen.

So können Prüfteile mit zu geringer Emission mit einer dünnen Grafit- oder Lack-schicht besprüht werden. Damit können Emissivitäten von etwa 0,95 erreicht werden. Für viele Experimente dieser Arbeit wurde Grafit als Emissivitätsverstärker verwendet.

B.1.2 Wärmeleitung

Für die Wärmeleitung in Materie gilt die Wärmeleitungsgleichung [Mes04],

$$\vec{j} = -\lambda \vec{\nabla} T. \quad (\text{B.2})$$

Die Wärmestromdichte \vec{j} ist proportional zum Gradienten der Temperatur T und zur Wärmeleitfähigkeit λ , die beschreibt, welche Leistung pro Temperaturunterschied und Längeneinheit transportiert werden kann ($[\lambda] = \text{W}/(\text{K m})$). Tabelle B.1 gibt eine Übersicht über die Daten einiger Stoffe.

Stoff	λ in W/(K m)
Diamant	2300
Silber	420
Kupfer	390
Aluminium	230
Stahl	100
Beton	2,1
Glas	1,0
Wasser	0,54
Luft	0,024

Tabelle B.1: Wärmeleitfähigkeit einiger Stoffe bei 0 °C [Mes04]

Die Änderung des Wärmeinhalts Q eines Volumens dV ist [Mes04]

$$(\vec{\nabla} \cdot \vec{j})dV = -\dot{Q}. \quad (\text{B.3})$$

Mit der Wärmekapazität $C = \rho c_p dV = Q/T$ ist dann die zeitliche Temperaturänderung

$$\dot{T} = -\frac{1}{\rho c_p} \vec{\nabla} \cdot \vec{j}. \quad (\text{B.4})$$

(B.2) eingesetzt in (B.4) ergibt die allgemeine Wärmeleitungsgleichung

$$\boxed{\dot{T} = \alpha \Delta T} \quad (\text{B.5})$$

mit

$$\Delta = \vec{\nabla}^2 = \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \quad (\text{B.6})$$

und der Diffusivität

$$\alpha = \frac{\lambda}{\rho c_p}. \quad (\text{B.7})$$

mit der Einheit m^2/s , die ein Maß für die Zeit ist, die für einen Temperatursausgleich nötig ist.

B.1.3 Wärmeströmung (Konvektion)

Wärmetransport durch Konvektion tritt in Flüssigkeiten und Gasen auf. Für kurze Messzeiten kann bei der Thermographie der konvektive Wärmeaustausch eines Körper mit der Umgebungsluft vernachlässigt werden. Deshalb soll an dieser Stelle nicht weiter auf die Konvektion eingegangen werden.

B.2 Lösung der Wärmeleitungsgleichung für spezielle Geometrien

Im folgenden soll die Wärmeleitungsgleichung (B.5) zunächst für den einfachsten Fall des Punktdefekts im halbbunendlichen Körper bei Deltapulsanregung gelöst werden. Ausgehend davon können dann die anderen Ableitungen erfolgen. Für die akustische Thermographie von besonderem Interesse ist die Burstanregungen, d. h. eine endlich lange Heizzeit τ . Die Geometrien, die am häufigsten anzutreffen sind, sind Punkt- (alle im Vergleich zum Bildausschnitt kleine Defekte), Linien- (Risse) und Flächendefekte (Delaminationen).

Für die berechneten Temperaturverteilung $T_{i,j}^k$ werden die folgenden Indizes verwendet:

- $i \in \{P, L, A\}$ für Punkt-, Linien- und Flächenquelle
- $j \in \{\infty, \infty\}$ für unendlich und halbbunendlichen Körper
- $k \in \{\delta, B\}$ für Deltapuls bzw. Burstanregung

B.2.1 Punktquelle im unendlichen Körper

Punktquelle im unendlichen Körper mit Deltapulsanregung

Die Fundamentallösung der Wärmeleitungsgleichung (B.5) für eine Punktquelle an den Koordinaten (x_0, y_0, z_0) lautet [CJ59]:

$$T_{P,\infty}^\delta(x, y, z, t) = \begin{cases} T_0 & \text{für } t < 0 \\ T_0 + \frac{Q}{(4\pi\alpha t)^{3/2}} \exp\left(-\frac{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2 + (z-z_0)^2}{4\alpha t}\right) & \text{für } t \geq 0, \end{cases} \quad (\text{B.8})$$

was sich leicht durch Einsetzen in (B.5) zeigen lässt. T_0 ist die Temperatur zum Zeitnullpunkt, also vor Beginn des Heizens.

Setzt man o.B.d.A. die Punktquelle in den Ursprung und integriert (B.8) über den gesamten Raum, erhält man

$$\begin{aligned} T_0 + \frac{Q}{(4\pi\alpha t)^{3/2}} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2 + z^2}{4\alpha t}\right) dx dy dz &= \\ &= T_0 + \frac{Q}{(4\pi\alpha t)^{3/2}} \left(\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{x^2+y^2+z^2}{4\alpha t}} dx \right)^3. \end{aligned} \quad (\text{B.9})$$

Mit der Substitution $u := x/\sqrt{4\alpha t}$ erhält man schließlich

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} T_{P,\infty}(x, y, z, t) dx dy dz = T_0 + \frac{Q}{(4\pi\alpha t)^{3/2}} \left(\sqrt{4\pi\alpha t}\right)^3 = T_0 + Q. \quad (\text{B.10})$$

Q ist damit identifiziert als die über den gesamten Raum integriert erzeugte Temperaturerhöhung. Die freigesetzte Energie ist damit $E = CQ$.

Punktquelle im unendlichen Körper mit Burstanregung

Im Fall thermographischer Anregung, insbesondere für die akustische Thermographie, hat man keine Deltapuls-, sondern vielmehr eine Burstanregung, d. h. eine Heizzeit $\tau > 0$. Sei der Zeitpunkt der Wärmeerzeugung t_0 , so erhält man die gewünschte Lösung durch zeitliche Integration von $T_{P,\infty}(x, y, z, (t - t_0))$:

$$T_{P,\infty}^B = \begin{cases} T_0 + \frac{1}{\tau} \int_0^t T_{P,\infty}(x, y, z, (t - t_0)) dt_0 & \text{für } t < \tau \\ T_0 + \frac{1}{\tau} \int_0^\tau T_{P,\infty}(x, y, z, (t - t_0)) dt_0 & \text{für } t > \tau. \end{cases} \quad (\text{B.11})$$

Der Faktor $1/\tau$ normiert dabei die Wärme Q . Mit der Substitution $u := \sqrt{\frac{x^2 + y^2 + z^2}{4\alpha(t - t_0)}}$ erhält man

$$T_{P,\infty}^B = T_0 + \begin{cases} \frac{Q}{4\pi\alpha\tau\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} \left(1 - \operatorname{erf} \sqrt{\frac{x^2 + y^2 + z^2}{4\alpha t}} \right) & \text{für } t < \tau \\ \frac{Q}{4\pi\alpha\tau\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} \left(\operatorname{erf} \sqrt{\frac{x^2 + y^2 + z^2}{4\alpha(t - \tau)}} - \operatorname{erf} \sqrt{\frac{x^2 + y^2 + z^2}{4\alpha t}} \right) & \text{für } t > \tau. \end{cases} \quad (\text{B.12})$$

Dabei bezeichnet $\operatorname{erf}(x)$ die Gaußsche Fehlerfunktion,

$$\operatorname{erf}(x) := \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp(-t^2) dt. \quad (\text{B.13})$$

B.2.2 Punktquelle in halbusendlichem Körper

Punktquelle im halbusendlichen Körper mit Deltapulsanregung

Der halbusendliche Körper ist durch eine Ebene vom Vakuum abgegrenzt. Da durch diese Ebene hindurch kein Wärmestrom existiert, muss die zur Oberfläche senkrechte Komponente von \vec{j} , also j_z , verschwinden. Zur Erfüllung dieser Grenzbedingung bedient man sich in Analogie zur Elektrostatik der Methode der Spiegelquellen. Damit erhält man in einem Koordinatensystem mit Ursprung an der Oberfläche des Körpers für eine Punktquelle an der Position $(0, 0, z_0)$, also in der Tiefe z_0 die folgende Temperaturverteilung:

$$T_{P,\infty}^\delta = T_{P,\infty}^\delta(x, y, z_0, t) + T_{P,\infty}^\delta(x, y, -z_0, t) = T_0 + \frac{Q}{(4\pi\alpha t)^{3/2}} \left(\exp\left(-\frac{x^2 + y^2 + (z - z_0)^2}{4\alpha t}\right) + \exp\left(-\frac{x^2 + y^2 + (z + z_0)^2}{4\alpha t}\right) \right) \quad (\text{B.14})$$

B.2.3 Linien- und Flächenquellen in halbusendlichem Körper

Durch räumliche Integration der Lösungen für die Punktquellen entlang einer oder zwei Koordinatenachsen lassen sich die Lösungen für Linien- und Flächenquellen ableiten.

B.3 Messung von Infrarotstrahlung

B.3.1 Infrarotkameras

Für die Messungen in dieser Arbeit wurde eine CMT 256 M HS der Firma Thermosensorik eingesetzt. Tabelle B.2 zeigt die wichtigsten Daten und die verwendeten Objektive. Bei der Kamera sind vor allem die niedrige Totzeit hervorzuheben, die durch eine zweistufige Ausleseelektronik erreicht wird (Während des Auslesens kann schon wieder eine weitere Belichtung stattfinden), und die dadurch bedingte hohe Framerate von 880 Hz im Vollbildmodus. Damit lassen sich auch schnelle Vorgänge erfassen.

Unter NEDT (*Noise Equivalent Delta Temperature*) versteht man die Temperaturdifferenz, die ein Signal-Rausch-Verhältnis von 1 ergibt. Diese Temperaturauflösung wird nur durch aktive Kühlung des Detektors erreicht. Wurde früher noch mit flüssigem Stickstoff gekühlt, so haben sich mittlerweile Stirlingkühler durchgesetzt.

Die Daten werden als 14-bit-Werte ($0 \leq I = I_{\text{IR}} < 16383$) ausgelesen und können dann weiterverarbeitet werden. Üblicherweise werden Infrarotbilder als Grauwertbilder oder über Farbpaletten eingefärbt dargestellt. Da heutige Grafikkarten Farbbilder mit 24-bit Farbtiefe – also 8 bit pro RGB-Kanal, zur Verfügung stellen – können lediglich $2^8 = 256$ unterschiedliche Grauwerte angezeigt werden. Aus diesem Grund müssen die 14-bit-Daten der Kamera umgerechnet werden. Üblicherweise bedient man sich dazu einer Kontrastanpassung, die den Wert I_{min} als Schwarz und den Wert I_{max} als Weiß darstellt,

$$I'_{\text{IR}} = \left[255 \frac{I_{\text{IR}} - I_{\text{min}}}{I_{\text{max}} - I_{\text{min}}} \right]. \quad (\text{B.15})$$

Mit den eckigen Klammern $[\cdot]$ ist dabei das Beschneiden des Ergebnisses auf den erlaubten Bereich von $0 \dots 255$ gemeint. Dieser Wert kann dann als Graustufe $(r, g, b) = I'_{\text{IR}}(1,1,1)$ oder über eine Look-up-Tabelle als 256-Farben-Bild dargestellt werden.

Auch eine Gammaanpassung ist denkbar, um die kühleren oder wärmeren Bereiche selektiv zu betonen:

$$I'_{\text{IR}} = \left[255 \left(\frac{I_{\text{IR}} - I_{\text{min}}}{I_{\text{max}} - I_{\text{min}}} \right)^{1/\gamma} \right]. \quad (\text{B.16})$$

Dabei wird für $\gamma > 1$ der Kontrast in den kühleren Bereichen, für $\gamma < 1$ der in den wärmeren Bereichen erhöht, ohne dass eine Übersteuerung des anderen Bereichs erfolgt.

B.3.2 Alternative Methoden

Eine kostengünstige Alternative zu Infrarotkameras stellen Einzelpunkt-detektoren dar, die zwar kein Bild liefern, für Spezialfälle (etwa eingebaut in Boroskope) allerdings eine gewisse Rolle spielen könnten.

Eine andere Methode ist die Verwendung von wärmeempfindlichen Beschichtungen. So ist etwa das Aufbringen von Flüssigkristallfilmen in gesprühter Form auf dunklen Lacken (zur Kontraststeigerung) bereits seit den 60er Jahren bekannt [BKC69]. Der Farbumschlag kann dann mit einer konventionellen Videokamera detektiert werden. Der Nachteil ist vor allem, dass der Temperaturbereich bereits bei

Hersteller/Name	Thermosensorik/CMT 256 M HS
Bildwiederholrate Vollbild	≈ 880 Hz ($T_{\text{int}} = 1$ ms)
Bildwiederholrate Teilbild	≈ 20 kHz (bei 8×8 Pixeln)
NETD	< 10 mK
Detektor	CMT (Cadmium/Mercury/Telluride CdHgTe)
Detektorauflösung	256×256 Pixel
Pixelraster (aktive Fläche)	$40 \mu\text{m}$ ($32 \times 32 \mu\text{m}^2$)
Spektralbereich	$3,4\text{--}5,1 \mu\text{m}$
Dynamikbereich	14 bit
Objektiv 28 mm	f/1,5, Abstand $0,5 \text{ m--}\infty$
Tele 100 mm	f/1,5, Abstand $1,5 \text{ m--}\infty$
Micro 2,5 \times	f/2, Abstand 21–22 mm

Tabelle B.2: Wichtige Kenndaten der verwendeten Infrarotkamera und Objektive

der Herstellung der Flüssigkristalle berücksichtigt werden muss. Da der Temperaturhub in den thermographischen Messungen allerdings meist gering ist (max. einige Kelvin), muss auch die Raumtemperatur berücksichtigt werden, um die Sensitivität der Schicht optimal ausnutzen zu können. Außerdem reagieren die Schichten nicht besonders schnell auf Temperaturänderungen.

Eigene Versuche mit Flüssigkristallfolien zeigen, dass sie vor allem für Induktions-thermographie interessant sein könnten. Bei der Anregung mit Ultraschall kommt es allein schon durch die Vibration zur Erwärmung der Folie, womit man allerdings mit geeigneter Optimierung eine flächige Messung der Vibration eines Objekts ohne scannende Laservibrometer realisieren könnte.

B.4 Vergleich der theoretischen Modelle mit Messungen

Für einen Vergleich der analytischen Lösungen mit Messungen wurden Stahlplatten in den Dicken 0,2–3,0 mm verwendet, die mit einem Laser auf der Rückseite geheizt wurden.

Mit Hilfe eines 20 mm-Achromaten (Strahlkollimation) und einer 32x Mikroskopoptik (NA 0,09) (Abbildung B.1) wurde der Laser auf einen Spot der Größe $300 \mu\text{m}$ (Halbwertsbreite) fokussiert. Der Vergleich der normierten gemessenen Wärmeentwicklung mit der berechneten zeigt Abbildung B.2. Die Übereinstimmung ist bis auf geringe systematische Fehler gut.

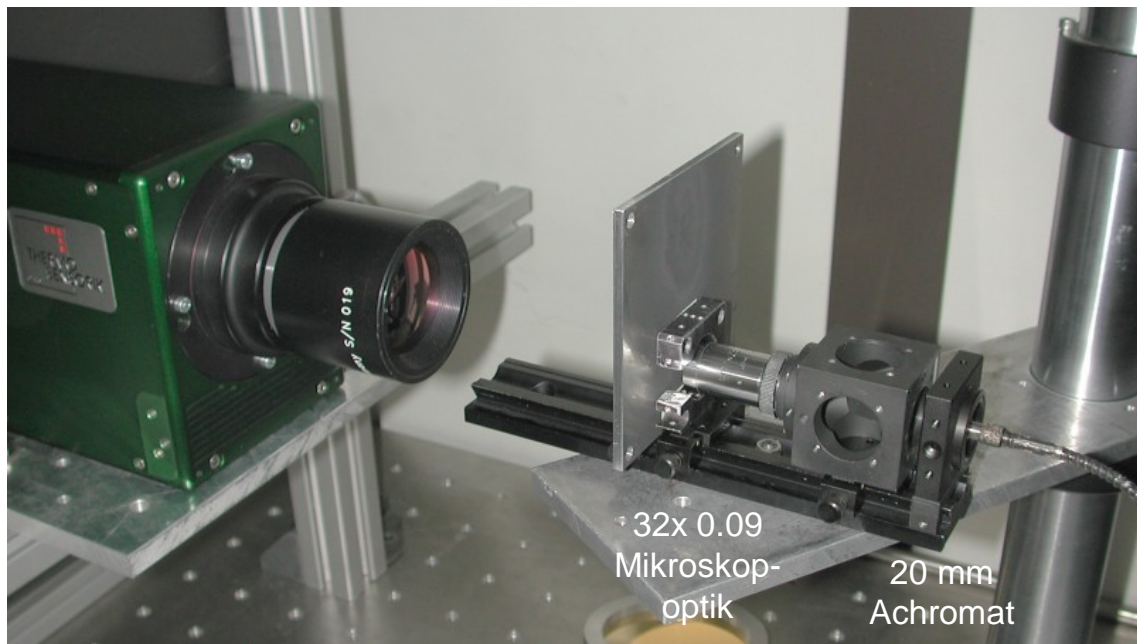


Abbildung B.1: Versuchsaufbau zur Anregung der Stahlplatten mit einem Laser.

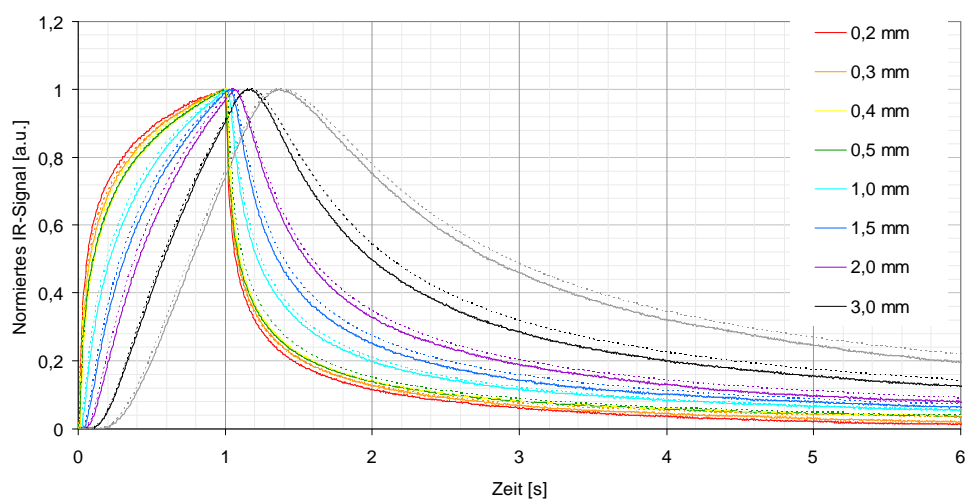


Abbildung B.2: Vergleich der gemessenen (durchgezogene Linie) und berechneten Wärmeentwicklung (gestrichelte Linie) für den Punkt direkt oberhalb der Wärmequelle.

Anhang C

Einige Verfahren der zerstörungsfreien Prüfung

Die zerstörungsfreie Materialprüfung (ZfP) ist ein „technischer Vorgang zur Bestimmung eines oder mehrerer vorgegebener Qualitäts-Kennwerte eines Werkstoffs oder Erzeugnisses gemäß vorgeschriebener Verfahrenswerte, wobei die genutzte Energie in Wechselwirkung mit den Material-Kennwerten tritt, *ohne dass dadurch das vorgesehene Gebrauchsverhalten . . . unzumutbar beeinträchtigt wird.*“ [Ric99, S. 10]

Die unterschiedlichen Qualitätstufen der ZfP kann man etwa wie folgt ordnen: beginnend mit der einfachen NDI/NDT (*Non-Destructive Inspection/Testing*) über die NDE (*Non-Destructive Evaluation*) gelangt man zur QNDE (*Quantitative NDE*) [Ach06].

Bei all diesen Techniken wird der Zustand des Prüfobjekts allerdings erst nach der Belastung (im Fall von Turbinenschaufeln etwa während einer routinemäßigen Wartung) untersucht. Das Optimum wäre die In-situ-Inspektion der am stärksten belasteten Teile eines Systems, was mit *Structural Health Monitoring* (SHM) bezeichnet wird. In der Flugzeugbranche sollen etwa Sensoren in die Tragflächen integriert werden, die dann regelmäßig ausgelesen werden können [Ach06]. In vielen stationären Gasturbinen sind Vibrationssensoren eingebaut, die bei zu starker Vibration eine Notabschaltung der Maschine einleiten.

C.1 Nicht-thermographische Verfahren

Zu den nicht thermographischen Verfahren gehören die radiologische Prüfung mit Röntgen-, Gamma- und Neutronenstrahlen als 2D-Durchstrahlung oder 3D-Computertomographie, die magnetische Streuflussprüfung mit Magnetfeldsonden oder Magnetpulver, die Ultraschall- und Wirbelstromprüfung sowie die Eindringprüfung.

Da die Eindringprüfung (engl. *penetrant inspection*) als flächiges sehr empfindliches Verfahren weite Verbreitung hat, soll an dieser Stelle kurz darauf eingegangen werden.¹

Verwendet wird meist ein stark färbendes oder fluoreszierendes Mineralöl, das großflächig auf die zu untersuchende Oberfläche aufgebracht wird. Durch Kapillarkräfte dringt das Mittel in Oberflächendefekte wie Risse oder Poren ein, wo es für eine gewisse Einwirkzeit verbleibt (abhängig von Material, Temperatur und erwar-

¹Physikalische Details finden sich etwa in [BS89, S. 463ff].

teter Defektart, typ. 3–20 min [Ste93, S. 389]). Anschließend erfolgt eine Zwischenreinigung, bei der das überschüssige Mittel abgewaschen wird. Je nach Typ des verwendeten Eindringmittels wird dazu Wasser oder ein spezieller Reiniger verwendet. Nach Möglichkeit sollte kein Mittel auf der Oberfläche verbleiben, da das zu Falschanzeigen führt, auf der anderen Seite darf das Mittel aber nicht aus den Defekten ausgewaschen werden. Bei der fluoreszierenden Eindringprüfung (s. u.) erfolgt der Reinigungsvorgang zweckmäßig unter UV-Licht-Kontrolle.

Unmittelbar nach der Trocknung beginnt das Mittel wieder aus den Rissen auszutreten. Zur Kontrasterhöhung und zur visuellen Vergrößerung des Defekts erfolgt der Entwicklungsvorgang, bei dem ein mit dem Eindringmittel kontrastierender Entwickler aufgesprüht wird. Die einzelnen Pulverkörner des Entwicklers saugen dabei wiederum durch Kapillarkwirkung den Farbstoff aus den Defekten und verteilen ihn auf einer größeren Fläche, so dass er optisch leichter zu erkennen ist.

Man unterscheidet die folgenden Eindringmittel [Ste93, S. 377]:

- Farbeindringmittel mit einem Farbstoff, der auch bei Tageslicht sichtbar ist (*engl. Dye Penetrant Inspection, DPI*), üblicherweise wird Rot verwendet
- Fluoreszierende Eindringmittel, FEP, (*engl. Fluorescent Penetrant Inspection, FPI*) mit unter UV-Licht (meist 365 nm) gelbgrün fluoreszierenden Stoffen
- Fluoreszierende Farbeindringmittel, die beide Zusätze besitzen und sowohl unter Tages- als auch UV-Licht betrachtet werden können.

Die Vorteile der Eindringprüfung sind die einfache und preisgünstige Anwendung, die Anwendbarkeit auf einen großen Werkstoffbereich sowie die Möglichkeit der großflächigen Inspektion und weitgehender Automatisierung.

Einschränkungen für die Eindringprüfung sind, dass nur oberflächige Fehler nachweisbar sind (dazu Entfernung von Lackschichten und Oberflächenreinigung nötig), die notwendige Schulung des Prüfers sowie die Umweltproblematik.

Abbildung C.1 zeigt beispielhaft den Nachweis eines künstlich erzeugten Ermüdungsrisses in einer Turbinenschaufel mit einem fluoreszierenden Eindringmittel. Ohne Prüfmittel ist der Riss sehr schlecht erkennbar (Abbildung C.1a). Mit Eindringmittel und unter UV-Licht ist die Detektion unproblematisch (Abbildung C.1c). Da das Eindringmittel wie oben erklärt bei Applikation des Entwicklers wieder verstärkt aus dem Riss austritt, ist in diesem Fall die Detektion des Risses auch ohne UV-Lampe möglich (Abbildung C.1b)). Einen ähnlichen Effekt kann man auch mit Alkohol erzielen, der flächig aufgetragen zunächst an den defektfreien Stellen verdunstet, so dass für eine sehr kurze Zeit der Riss sichtbar wird.

C.2 Thermographische Verfahren

Alle thermographischen Verfahren basieren auf der Detektion der vom Prüfkörper emittierten Infrarotstrahlung. Zu diesem Zweck kommen Punktdetektoren, scannende Infrarotkameras oder in neuerer Zeit Infrarotkameras im Schnappschussmodus zur Anwendung.

Neben der *passiven* Thermographie, die vor allem im Bauwesen eingesetzt wird und etwa zum Nachweis von schlecht isolierenden Fenstern dient, gibt es die sogenannte *aktive* Thermographie, bei der gezielt Energie in den Körper eingebracht und die zeitliche Veränderung der Oberflächentemperatur erfasst wird.

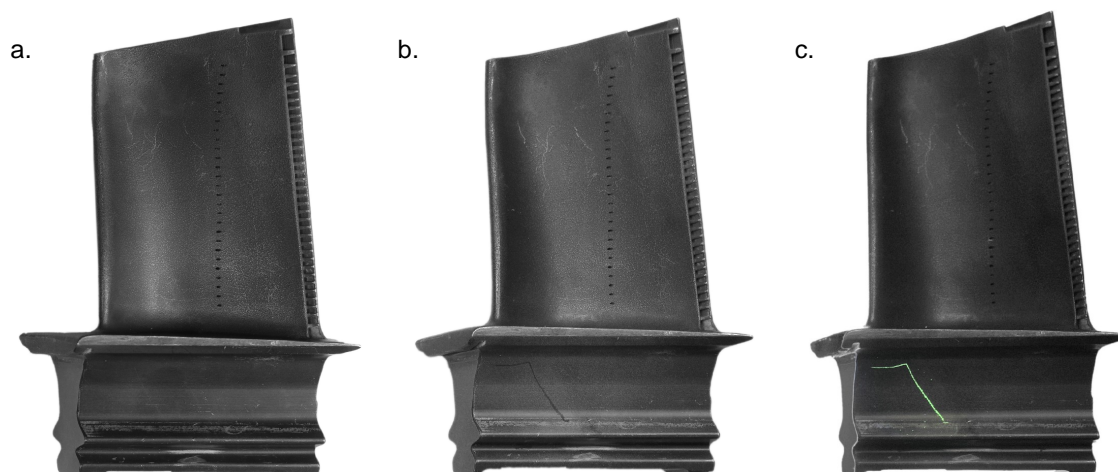


Abbildung C.1: Nachweis eines künstlich erzeugten Ermüdungsrisses in einer Gasturbinenschaufel mit fluoreszierendem Eindringmittel (FEP). a. Optisches Bild ohne Applikation des Mittels, b. nach Ausführung der zur FEP nötigen Schritte, c. Wie b., aber unter UV-Beleuchtung.

Die folgenden Abschnitte befassen sich ausschließlich mit den unterschiedlichen Methoden, bei der aktiven Thermographie Energie in den Körper einzubringen.

C.2.1 Blitzthermographie

Zur Aufheizung des Prüfteils wird hier eine Blitzlampe verwendet (etwa aus dem Profifotografiebereich mit einer Blitzenergie von einigen kJ). Es dringt dann eine Wärmewelle in das Objekt ein, die aufgrund der Symmetrie als eindimensionale Wärmeleitung modelliert werden kann) und die Abnahme der Oberflächentemperatur T folgt einem $t^{-1/2}$ -Gesetz. Zur Wandstärkenuntersuchung wird die Tatsache verwendet, dass die $T(t)$ -Kurve abflacht, wenn der Wärmepuls die Rückseite erreicht. Der Zeitpunkt des Abknickens korreliert mit der Wandstärke. Mit etwas mehr Aufwand lassen sich auch Mehrschichtsysteme analysieren.

Ein weiteres Einsatzgebiet ist der Nachweis von lokalen Schichtablösungen (Delaminationen), an denen eine verzögerte Wärmeleitung sichtbar ist. Die Messgrenzen liegen wegen der applizierbaren Energiemenge bei etwa 1 cm in Stahl.

C.2.2 Heißluftthermographie

Zur Wandstärkenmessung an Turbinenschaufeln hat sich bei der Siemens AG in den letzten Jahren die Heißluftthermographie etabliert. Dazu werden durch die Kühlluftkanäle der Turbinenschaufeln heiße Luft ($\approx 300\text{ °C}$) geblasen. Zur Phasenbestimmung wird die Luft zyklisch an- und abgeschaltet. Die nachfolgende Auswertung basiert auf einer Lock-In-Analyse, bei der jedoch zusätzliche Effekte – wie zum Beispiel die Vielfachreflexion der Wärmewelle an den Oberflächen der Wand – berücksichtigt werden müssen, um eine akzeptable Genauigkeit zu erreichen.

Vorteil gegenüber der Blitzthermographie ist zum einen die größere applizierbare Wärmeleistung, zum anderen die Tatsache, dass die Wärmewelle lediglich einmal durch die Wand laufen muss. Beides bewirkt, dass noch dickere Wände mit höherer Genauigkeit gemessen werden können.

C.2.3 Induktionsthermographie

Zur Aufheizung (zumindest teilweise) leitender Teile oder Schichten kann ein Induktionsheizgerät verwendet werden. Aufgrund des Skin-Effekts fließen die induzierten Ströme nahe der Oberfläche des Objekts. Etwaige (senkrechte offene) Risse zwingen den Strom, um die Rissspitze herumzuzießen. Das führt zu einer erhöhten Stromdichte, was sich in stärkeren Ohmschen Verlusten und damit einer Erwärmung manifestiert.

Mit dieser Technik kann man sowohl Risse als auch Delaminationen nachweisen. Der große Vorteil ist die Berührungslosigkeit des Verfahrens gegenüber der akustischen Thermographie. Dafür erhält man durch die Aufheizung des gesamten Prüfteils Scheinanzeigen. Außerdem gibt es starke Geometrieabhängigkeiten des induzierten Stroms. Diese lassen sich allerdings durch Optimierung des Spulendesigns verringern.

Anhang D

Aufbau einer Gasturbine

Da die Technik der akustischen Thermographie in dieser Arbeit hauptsächlich an Gasturbinenschaufeln untersucht worden ist, soll an dieser Stelle kurz auf den Aufbau und die Besonderheiten der Gasturbinenkomponenten eingegangen werden.

Abbildung D.1 zeigt schematisch den Aufbau einer 190 MW-Siemens-Gasturbine. Die Luft wird über den Lufteinlass angesaugt, im Kompressor verdichtet und in die Brennkammer geleitet, wo die Zuführung und Verbrennung des Gases stattfindet. Dahinter befinden sich die Schaufeln des eigentlichen Turbinenteils, die von den heißen Verbrennungsgasen angetrieben werden und damit den stärksten thermischen und mechanischen Kräften ausgesetzt sind. Die Turbine ist direkt über die Welle mit dem Generator verbunden und rotiert mit Netzfrequenz (USA: 60 Hz, Europa: 50 Hz).

Es gibt zwei Typen von Turbinenschaufeln, die Lauf- und die Leitschaufeln, die immer paarweise auftreten. Letztere sitzen zwischen den Laufschaufelreihen und dienen lediglich dazu, den Gasstrom umzulenken. Ein Beispiel zeigt Abbildung 1.3 rechts. Die Turbinenlaufschaufeln (im weiteren kurz Turbinenschaufeln) sind neben den thermischen zusätzlich den mechanischen Belastungen ausgesetzt.

Aufgrund dieser hohen thermo-mechanischen Belastungen können die Turbinenschaufeln (im Gegensatz zu den Kompressorschaufeln) nicht aus Stahl gefertigt werden, vielmehr werden hochfeste Legierungen, hauptsächlich Inconel (Legierungen auf Nickel-Cobalt-Basis) verwendet. Zur Reduzierung der thermischen Belastung wird zusätzlich eine keramische Wärmedämmschicht aufgebracht. Außerdem ist die Schaufel von Kühlkanälen durchzogen, die mit Luft aus dem Kompressor gespeist werden. Durch Kühlluftbohrungen auf dem Schaufelblatt wird ein Luftstrom auf der Schaufel erzeugt, der effektiv zur Kühlung beiträgt (Abbildung D.2).

Die Schaufeln werden mit dem Fuß in die Radscheiben eingesetzt, die wiederum auf der Welle befestigt sind. Zu diesem Zweck hat der Schaufelfuß eine sogenannte Tannenbaumstruktur. Da die Unterseite des Fußes keinen großen Belastungen ausgesetzt ist, hat es sich als vorteilhaft erwiesen, dort den Erreger für die akustische Thermographie anzukoppeln.

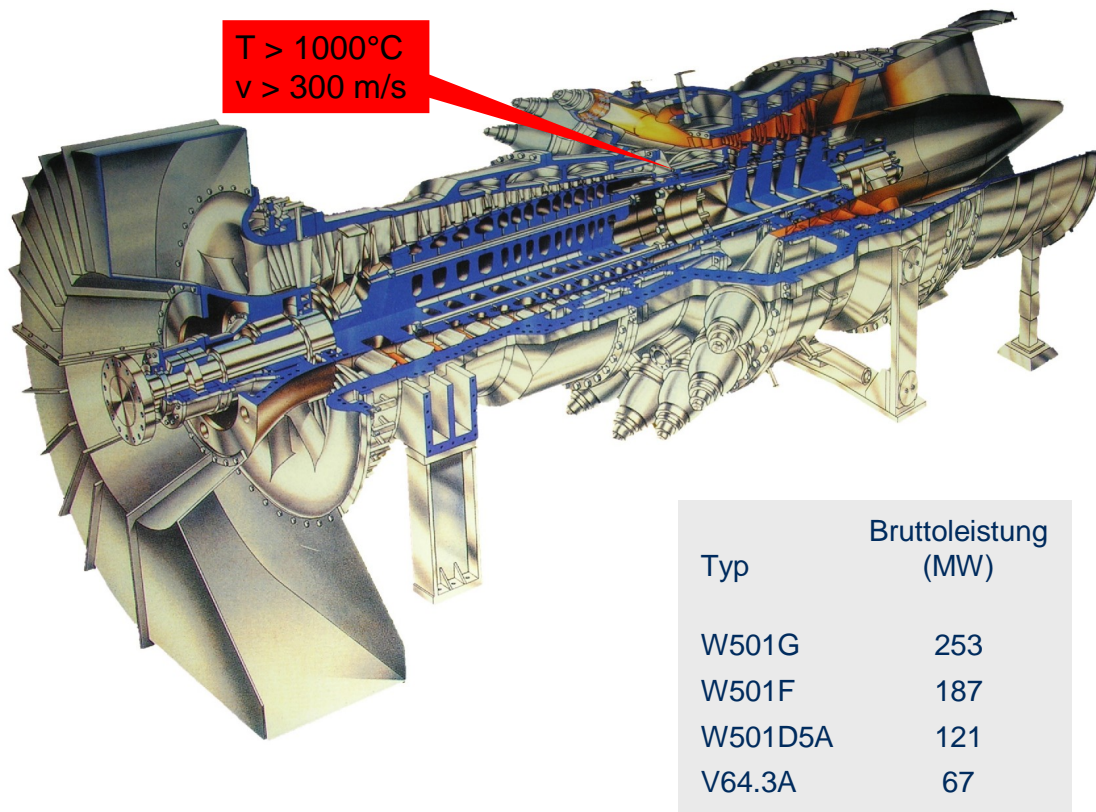


Abbildung D.1: Aufbau einer Gasturbine

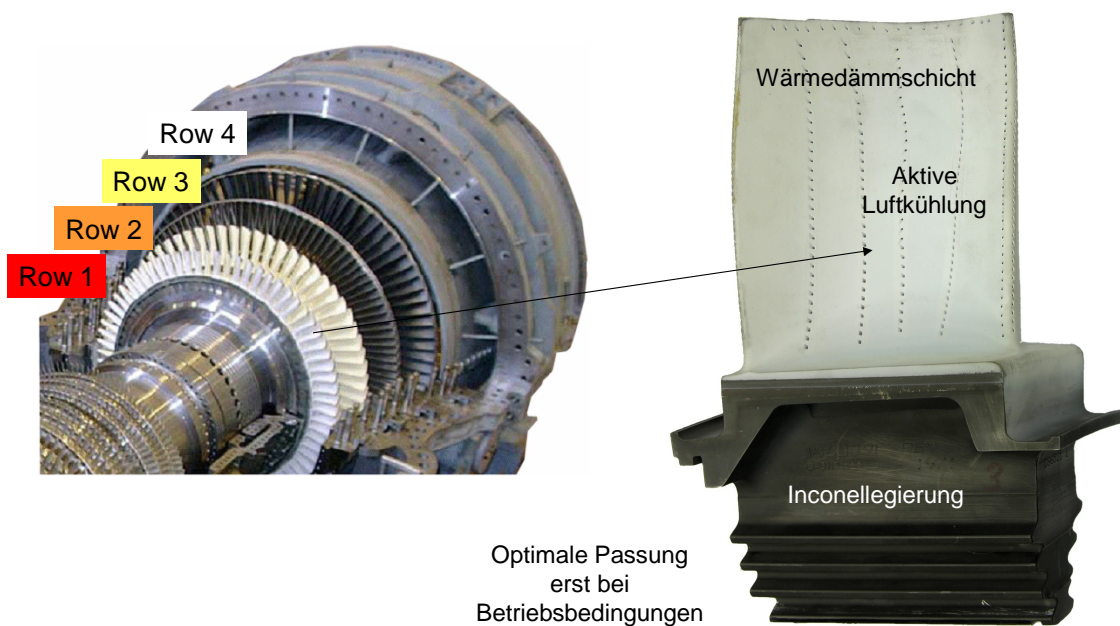


Abbildung D.2: Foto einer geöffneten Gasturbine und einer Gasturbinschaufel mit den wichtigsten Bezeichnungen

Literaturverzeichnis

- [AA03] Abdel-Aal, H. A.: On the interdependence between kinetics of friction-released thermal energy and the transition in wear mechanisms during sliding of metallic pairs. In: *Wear* 254 (2003), S. 884–900
- [Ach06] *Prof. Jan D. Achenbach, Structural Health Monitoring, Vortrag am 23.03.06 im Rahmen der Honeywell Aerospace Advanced Technology Invitational Lecture Series.* 2006
- [ACZ03] Audenino, A. L.; Crupi, V.; Zanetti, E. M.: Correlation between thermography and internal damping in metals. In: *Int. Journal of Fatigue* 25 (2003), Nr. 4, S. 343–51
- [AMK03] Akino, M.; Mihara, T.; K, Yamanaka: Fatigue crack closure analysis using nonlinear ultrasound. In: Thompson, D. O. (Hrsg.); Chimenti, D. E. (Hrsg.): *Review of Quantitative Nondestructive Evaluation* Bd. 23, 2003, S. 1256–1263
- [Ano98] Anonym: Ultrasonic solutions from Branson. In: *Medical Textiles* (1998), Nr. 6, S. 3–4
- [ASS05] Anzinger; Schulz; Simon: *Konstruktion und Arbeitsplanung.* Fachhochschule München, Fachbereich 09, 2005
- [AW01a] Adhikari, S.; Woodhouse, J.: Identification of damping: Part 1 - Viscous damping. In: *Journal of Sound and Vibration* 243 (2001), Nr. 1, S. 43–61
- [AW01b] Adhikari, S.; Woodhouse, J.: Identification of damping: Part 2 - Non-viscous damping. In: *Journal of Sound and Vibration* 243 (2001), Nr. 1, S. 63–88
- [Bar76] Barber, J. R.: Some thermoelastic contact problems involving frictional heating. In: *Q. J. Mech. appl. Math.* 29 (1976), S. 1–13
- [BBM00] Berger, E. J.; Begley, M. R.; Mahajani, M.: Structural dynamic effects on interface response. In: *Journal of Applied Mechanics* 67 (2000), S. 785–92
- [BDZ01] Busse, G.; Dillenz, A.; Zweschper, T.: Defect-selective imaging of aerospace structures with elastic-wave-activated thermography. In: Rozlosnik, A. E. (Hrsg.); Dinwiddle, R. B. (Hrsg.): *Proc. Thermosense XXIII* Bd. 4360, SPIE, 2001, S. 580–586

- [Bel88] Beltzer, A.: *Acoustics of Solids*. Springer Verlag, Berlin Heidelberg, 1988
- [BKC69] Broutman, B. J.; Kobayashi, T.; Carrillo, D.: Determination of fracture sites in composite materials with liquid crystals. In: *J. Composite Materials* 3 (1969), S. 702–704
- [Ble01] Blevins, R. D.: *Formulas for Natural Frequency and Mode Shape*. Krieger Publishing Company, Malabar, Florida, 2001
- [BM04] Burke, M. W.; Miller, W. O.: Status of VibroIR at Lawrence Livermore National Laboratory. In: Burleigh, D. D. (Hrsg.); Cramer, K. E. (Hrsg.); Peacock, G. R. (Hrsg.): *Proc. Thermosense XXVI*, 2004, S. 313–21
- [BNVD03] Balasubramaniam, K.; Nair, N. V.; Veeraraghavan, S.; Das, S. K.: Modeling of effects of excitation velocities on the thermal image obtained for thermosonic NDE. In: Thompson, D. O. (Hrsg.); Chimenti, D. E. (Hrsg.): *Review of Quantitative Nondestructive Evaluation* Bd. 22, 2003, S. 252–530
- [Bov04] Bovsunovsky, A. P.: The mechanisms of energy dissipation in the non-propagating fatigue cracks in metallic materials. In: *Engineering Fracture Mechanics* 71 (2004), Nr. 16–17, S. 2271–81
- [Bra90] Branson: *Ultraschall für das Kunststoff-Fügen*. 1990
- [Bro88] Broek, D.: *The Practical Use of Fracture Mechanics*. Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 1988
- [Bro99] Broesch, J. D.: *Digitale Signal-Verarbeitung, DPS - ganz ohne Geheimnisse*. Elektor-Verlag, Aachen, 1999
- [BS89] Bray, D. E.; Stanley, R. K.: *Nondestructive Evaluation: A tool for design, manufacturing and service*. McGraw-Hill, New York, 1989
- [BSR03] Bovsunovsky, A. P.; Surace, C.; Ruotolo, R.: The effect of damping on the non-linear dynamic behaviour of a cracked beam at resonance and super-resonance vibrations. In: *Key Engineering Materials* 245–246 (2003), S. 97–106
- [CJ59] Carslaw, H. S.; Jaeger, J. C.: *Conduction of Heat in Solids*. 2. Auflage. Oxford University Press, New York, 1959
- [CKR06] Chen, J. C.; Kephart, J.; Riddell, W. T.: A parametric study of crack propagation during sonic IR inspection. In: Thompson, D. O. (Hrsg.); Chimenti, D. E. (Hrsg.): *Review of Quantitative Nondestructive Evaluation* Bd. 25, 2006, S. 1577–1584
- [CVM03] Constantinescu, A.; Van, K. D.; Maitournam, M. H.: A unified approach for high and low cycle fatigue based on shakedown concepts. In: *Fatigue Fract Engng Mater Struct* 26 (2003), S. 561–568

- [CW15] Compton, K. T.; Webster, D. B.: Temperature changes accompanying the adiabatic compression of steel. In: *Phys. Rev.* 5 (1915), Nr. 2, S. 159–166
- [DANS07] Dimambro, J.; Ashbaugh, M. D.; Nelson, C.; Spencer, F.: Sonic Infrared (IR) Imaging and Fluorescent Penetrant Inspection Probability of Detection (POD) comparison: Phase II. In: Thompson, D. O. (Hrsg.); Chimenti, D. E. (Hrsg.): *(To be published) Review of Quantitative Non-destructive Evaluation* Bd. 26, 2007
- [DB99] Dinwiddie, R. B.; Blau, P. J.: Time-resolved Tribo-thermography. In: *Proc. Thermosense XXI*, 1999, S. 358–368
- [Dil63] Dillon, O. W.: Coupled thermoplasticity. In: *J. Mech. Phys. Solids* 11 (1963), S. 21–33
- [DM04] Dilena, M.; Morassi, A.: Damage identification in beams from changes in nodes of mode shapes. In: *Noise /& Vibration Worldwide* 35 (2004), Nr. 3, S. 16–20
- [DR03] Davis, W. R.; Rankin, M. B.: Laser vibrometry and strain gage measurements of thermosonic activation. In: Thompson, D. O. (Hrsg.); Chimenti, D. E. (Hrsg.): *Review of Quantitative Nondestructive Evaluation* Bd. 22, 2003, S. 492–499
- [DS92] Dimarogonas, A. D.; Syrimbeis, N. B.: Thermal signatures of vibrating rectangular plates. In: *Journal of Sound and Vibration* (1992), S. 467–476
- [DYP03] Diaz, F. A.; Yates, J. R.; Patterson, E. A.: Some improvements in the analysis of fatigue cracks using thermoelasticity. In: *Int. Journal of Fatigue* 26 (2003), Nr. 4, S. 365–376
- [DZB02] Dillenz, A.; Zweschper, T.; Busse, G.: Burst phase angle thermography with elastic waves. In: Maldague X. P., Rozlosnik A. E. (Hrsg.): *Proc. Thermosense XXIV* Bd. 4710, SPIE, 2002, S. 572–577
- [EI96] Evtushenko, A. A.; Ivanik, E. G.: Transient temperature of contact spots at sliding friction. In: *Journal of Friction and Wear* 17 (1996), Nr. 1, S. 21–28
- [Elb71] Elber, W.: The significance of fatigue crack closure. In: *Damage Tolerance in Aircraft Structures, ASTM STP 486* (1971), S. 230–242
- [End00] Enders, S.: *Untersuchungen der mechanischen Eigenschaften von spröden Schicht- und Kompaktsystemen durch Deformation kleiner Volumina*. Dissertation, Martin-Luther-Universität Halle-Wittenberg, Fakultät für Physik, 2000
- [EZ99] Evtushenko, A. A.; Zelenyak, V. M.: A thermal problem of friction for a half-space with a crack. In: *Journal of Engineering Physics and Thermophysics* 72 (1999), Nr. 1, S. 170–175

- [FHO⁺00] Favro, L. D.; Han, X.; Ouyang, Y.; Sun, G.; Sui, H.; Thomas, R. L.: Infrared imaging of defects heated by a sonic pulse. In: *Review of Scientific Instruments* 71 (2000), Nr. 6, S. 2418–2421
- [Fis87] Fischer, G.: Vibrothermographie - ein zerstörungsfreies Verfahren zur Verformungsanalyse und Schadensdetektion bei Kunststoffteilen. In: *VDI-Berichte, 10. GESA-Symposium* Bd. 631, 1987, S. 153–162
- [FS93] Fukuhara, M.; Sanpei, A.: Elastic moduli and internal frictions of In718 and Ti-6AL-4V as a function of temperature. In: *Journal of Materials Science Letters* 12 (1993), S. 1122–1124
- [FTH⁺01] Favro, L. D.; Thomas, R. L.; Han, X.; Ouyang, Z.; Newaz, G.; Gentile, D.: Sonic infrared imaging of fatigue cracks. In: *Int. Journal of Fatigue* 23 (2001), S. 471–476
- [GBGM01] Gnecco, E.; Bennewitz, R.; Gyalog, T.; Meyer, E.: Friction experiments on the nanometre scale. In: *J. Phys.: Condens. Matter* 13 (2001), S. R619–642
- [Gdo04] Gdoutos, E. E.: *Fracture Mechanics*. 2. Auflage. Springer, Berlin, 2004
- [GF94] Grewell, D.; Frantz, J. L.: Amplitude control in ultrasonic welding of plastics. In: *ANTEC 94, 52nd Annual Tech. Conf.*, 1994, S. 1311–1316
- [Gol91] Goldman, S.: *Vibration Spectrum Analysis: A Practical Approach*. Industrial Press, Inc., New York, 1991
- [Gra04] Gradolph, C.: *Simulation der Wärmeausbreitung bei der ultraschallangeregten Thermografie*. Diplomarbeit, Universität Siegen, Fachbereich Physik, 2004
- [Gre87] Gremaud, G.: The hysteretic damping mechanisms related to dislocation motion. In: *Journal de Physique* (1987), Nr. 12, S. C8–15–30
- [Gre04] Gremaud, G.: Overview on dislocation-point defect interaction: the brownian picture of dislocation motion. In: *Materials Science and Engineering A* 370 (2004), S. 191–198
- [GRSB03] Gerhard, H.; Riegert, G.; Solodov, I.; Busse, G.: Defect selective NDE based on ultrasound attenuation. In: Cassereau, D. (Hrsg.); Deschamps, M. (Hrsg.); Laugier, P. (Hrsg.); Zarembowitch, A. (Hrsg.): *Proc. WCU 2003, 5th World Congress on Ultrasonics, Paris, FR, Sep 7-10, 2003*, 2003, S. 1387–1390
- [GS97] Goshima, T.; Soda, T.: Stress intensity factors of a subsurface crack in a semi-infinite body due to rolling/sliding contact and heat generation. In: *JSME Int. Journal A* 40 (1997), Nr. 3, S. 263–270
- [GS01] Gross, D.; Seelig, T.: *Bruchmechanik mit einer Einführung in die Mikromechanik*. 3. Auflage. Springer, Berlin, 2001

- [GSZ98] Gross, E.; Simmermacher, T.; Zadoks, R.: Application of damage detection techniques using wind turbine modal data. In: *American Institute of Aeronautics and Astronautics AIAA 99-0047* (1998)
- [GW66] Greenwood, J. A.; Williamson, J. B. P.: Contact of nominally flat surfaces. In: *Proc. R. Soc. London, Ser. A* A295 (1966), S. 300–319
- [Han03] Han, X.: Frequency dependence of thermosonic effect. In: *Review of Scientific Instruments* 74 (2003), Nr. 1, S. 414–416
- [Hel84] Hellan, K.: *Introduction to Fracture Mechanics*. McGraw-Hill, New York, 1984
- [Her05] Herweg, A.: *Entwicklung eines adaptiven Ultraschall-Thermografie-Systems*. Diplomarbeit, Fachhochschule München, Fachbereich Physik, 2005
- [HFT01] Han, X.; Favro, L. D.; Thomas, R. L.: Detecting cracks in teeth using ultrasonic excitation and infrared imaging. In: Oraevsky, A. (Hrsg.): *Biomedical Optoacoustics II* Bd. 4256, SPIE, 2001, S. 188–191
- [HFT03] Han, X.; Favro, L. D.; Thomas, R. L.: Sonic IR imaging and vibration pattern studies of cracks in an engine disk. In: Thompson, D. O. (Hrsg.); Chimenti, D. E. (Hrsg.): *Review of Quantitative Nondestructive Evaluation* Bd. 22, 2003
- [HH07] Hassan, W.; Homma, C.: Detection of tight fatigue cracks at the root of dampers in fan blades using Sonic IR inspection: a feasibility demonstration. In: Thompson, D. O. (Hrsg.); Chimenti, D. E. (Hrsg.): *(To be published) Review of Quantitative Nondestructive Evaluation*, 2007
- [HI06] Han, X.; Ismal, Md. S.: Finite element modeling of the heating of cracks during sonic infrared imaging. In: *J. Appl. Phys.* 99 (2006)
- [HJ72] Hartmann, B.; Jarzynski, J.: Ultrasonic hysteresis absorption in polymers. In: *J. Appl. Phys.* 43 (1972), Nr. 11, S. 4304–4312
- [HLZ04] Han, X.; Loggins, V.; Zeng, Z.: Mechanical model for the generation of acoustic chaos in sonic infrared imaging. In: *J. Appl. Phys.* 85 (2004), Nr. 8, S. 1332–1334
- [HMZ⁺04] Hong, Y.; Miao, P.; Zhang, Z.; Zhang, S.; Ji, X.: Installation and application of ultrasonic infrared thermography. In: *Acoust. Sci. & Tech.* 25 (2004), Nr. 1, S. 77–80
- [HR81] Henneke, E. G.; Russell, S. S.: Parameters affecting vibrothermographic inspection of glass fiber reinforced composites. (1981), S. 414–417
- [HRBS06] Homma, C.; Rothenfusser, M.; Baumann, J.; Shannon, R. E.: Study of Heat Generation Mechanisms in Acoustic Thermography. In: Thompson, D. O. (Hrsg.); Chimenti, D. E. (Hrsg.): *Review of Quantitative Nondestructive Evaluation* Bd. 25, 2006, S. 566–573

- [HRS79] Henneke, E. G.; Reifsnider, K. L.; Stinchcomb, W. W.: Thermography - an NDI method for damage detection. In: *Journal of Metals* (1979), S. 11–15
- [HRSR82] Henneke, E. G.; Reifsnider, K. L.; Stinchcomb, W. W.; Russell, S. S.: Vibrothermography: Investigation and development of a new nondestructive evaluation technique. In: *Report Nr. ARO-16202-9-MS, U. S. Army Research, NC*, 1982
- [HS03] Hansen, A.; Schmittbuhl, J.: Origin of the Universal Roughness Exponent of Brittle Fracture Surfaces: Correlated Percolation in the Damage Zone. In: *Phys. Rev. Letters* 90 (2003), Nr. 4, S. 045504/1–4
- [HSR81] Henneke, E. G.; Stinchcomb, W. W.; Reifsnider, K. L.: The Quantitative characterization of material damage states by vibrothermography. In: *Proc. Thirteenth Symposium on Nondestructive Evaluation*, 1981, S. 220–230
- [Hut68] Hutchinson, J. W.: Plastic stress and strain fields at a crack tip. In: *J. Mech. Phys. Solids* 16 (1968), S. 337–347
- [HW92] Huß, A.; Wölfel, H.: Detection and evaluation of surface cracks using the thermoelastic stress analysis. In: *Non-destructive Testing 92, Proc. 13th World Conf. on Non-Destr. Testing* Bd. 2, 1992, S. 715–719
- [Irw58] Irwin, G. R.: *Encyclopedia of Physics, Vol. IV, Elasticity and Plasticity*. Springer-Verlag, Berlin, 1958
- [Irw60] Irwin, G. R.: In: *Proc. 7th Sagamore Ordnance Material Conf.*, 1960, S. IV63–IV78
- [Irw68] Irwin, G. R.: Linear fracture mechanics, fracture transitions, and fracture control. In: *Engineering Fracture Mechanics* 1 (1968), S. 241–257
- [JRM91] Jendoubi, K.; Ranganathan, N.; Merah, N.: Effect of thickness on elastoplastic deformation and hysteretic energy dissipated at crack tip. In: *J. Test. and Eval.* 19 (1991), Nr. 3, S. 201–209
- [KB96] Kinra, V. K.; Bishop, J. E.: Elastothermodynamic analysis of a Griffith crack. In: *J. Mech. Phys. Solids* 44 (1996), Nr. 8, S. 1305–1336
- [Küh03] Kühnicke, H.: Schallemission bei der Entwicklung neuer Werkstoffe und Verbindungstechniken. In: *DGZfP-Berichtsband 82, 14. Kolloquium Schallemission, Vortrag 12*, 2003, S. 119–125
- [KR00] Khadem, S. E.; Rezaee, M.: Introduction of modified comparison functions for vibration analysis of a rectangular cracked plate. In: *Journal of Sound and Vibration* 236 (2000), Nr. 2, S. 245–258
- [KRS99] Kuttler, K. L.; Renard, Y.; Shillor, M.: Models and simulation of dynamic frictional contact of a beam. In: *Comput. Methods Appl. Mech. Engrg.* 177 (1999), S. 259–272

- [KSB01] Krohn, N.; Stoessel, R.; Busse, G.: Nonlinear vibrometry for quality assurance. In: Thompson, D. O. (Hrsg.); Chimenti, D. E. (Hrsg.): *Review of Quantitative Nondestructive Evaluation* Bd. 20, 2001, S. 1666–1672
- [KSE00] Khan, A. Z.; Stanbridge, A. B.; Ewins, D. J.: Detecting damage in vibrating structures with a scanning LDV. In: *Optics and Lasers in Engineering* 32 (2000), S. 583–592
- [Kum92] Kumar, R.: Review on crack closure for constant amplitude loading in fatigue. In: *Engineering Fracture Mechanics* 42 (1992), Nr. 2, S. 389–400
- [Kut88] Kuttruff, H.: *Physik und Technik des Ultraschalls*. Hirzel, Stuttgart, 1988
- [LA91] Lomnitz-Adler, J.: Model for steady state friction. In: *Journal of Geophysical Research* 96 (1991), Nr. B4, S. 6121–6131
- [LD83] Lankford, J.; Davidson, D. L.: *Fatigue Mechanisms: Advances in Quantitative Measurement of Physical Damage*. ASTM, Special Technical Publication 811, 1983
- [LD05] Lemaitre, J.; Desmorat, R.: *Engineering Damage Mechanics*. Springer-Verlag, Berlin, 2005
- [Lia88] Liaw, Peter K.: Overview of Crack Closure at Near-Threshold Fatigue Crack Growth Levels. In: *In [New88]* (1988), S. 62–92
- [Lif91] Lifschitz, E. D. Landau E. M.: *Lehrbuch der Theoretischen Physik VII Elastizitätstheorie*. 7. unveränd. Auflage. Harri Deutsch, Frankfurt a. M., 1991
- [LXR96] Li, W.; X, Deng; Rosakis, A. J.: Determinatin of temperature field around moving crack tip. In: *Int. Journal of Heat and Mass Transfer* 39 (1996), Nr. 4, S. 677–693
- [Mal01] Maldague, X. P. V.: *Theory and Practice of Infrared Technology for Nondestructive Testing*. John Wiley & Sons, Inc., 2001
- [MCB⁺05] Morbidini, M.; Cawley, P.; Barden, T. J.; Almond, D. P.; Duffour, P.: A new approach for the prediction of the thermosonic signal from vibration records. In: Thompson, D. O. (Hrsg.); Chimenti, D. E. (Hrsg.): *Review of Quantitative Nondestructive Evaluation* Bd. 25, 2005, S. 558–565
- [MDBR03] Miller, W. O.; Darnell, I. M.; Burke, M. W.; Robbins, C. L.: Defining the envelope for sonic IR: detection limits and damage limits. In: Cramer, K. E. (Hrsg.); Maldague, X. P. (Hrsg.): *Proc. Thermosense XXV* Bd. 5073, 2003, S. 406–416
- [Meg05] *Probenpräparation Justus Megdenberg, TU Braunschweig*. 2005
- [Mer57] Merkulov, L. G.: Design of ultrasonic concentrations. In: *Soviet Physics - Acoustics* 3 (1957), S. 246–255

- [Mes04] Meschedea, D. (Hrsg.): *Gerthsen Physik*. 22. Auflage. Springer-Verlag, Berlin, 2004
- [MF94] Matsukawa, H.; Fukuyama, H.: Theoretical study of friction: one-dimensional clean surfaces. In: *Phys. Rev. B* 49 (1994), Nr. 24, S. 17286–17292
- [MG04] Machida, K.; Geni, M.: Influence of material and thickness of the specimen on an infrared stress image. In: *Key Engineering Materials* 261–263 (2004), S. 1641–1646
- [MGC03] Moussatov, A.; Gusev, V.; Castagnède, B.: Self-induced hysteresis for nonlinear acoustic waves in cracked material. In: *Phys. Rev. Letters* 90 (2003), Nr. 12, S. 124301/1–4
- [MGD⁺81] Mignogna, R. B.; Green, R. E.; Duke, J. C.; Henneke, E. G.; Reifsnider, K. L.: Thermographic investigation of high-power ultrasonic heating in materials. In: *Ultrasonics* (1981), S. 159–163
- [MGT03] Mulgrew, B.; Grant, P.; Thompon, J.: *Digital Signal Processing, Concepts and Applications*. 2. Auflage. Palgrave Macmillan, 2003
- [MHH92] Maloy, K. J.; Hansen, A.; Hinrichsen, E. L.: Experimental Measurements of the Roughness of Brittle Cracks. In: *Phys. Rev. Letters* 68 (1992), Nr. 2, S. 213–215
- [Mil01] Miller, W. O.: An evaluation of sonic IR for NDE at Lawrence Livermore National Laboratory. In: Rozlosnik A. E., Dinwiddle R. B. (Hrsg.): *Proc. Thermosense XXIII* Bd. 4360, SPIE, 2001, S. 534–545
- [MLB03] Mandelis, A.; Li, L.; Baddour, N.: Quantitative measurement of sliding friction coefficients of tribological interfaces with a new differential infrared radiometric method. In: *Review of Scientific Instruments* 74 (2003), Nr. 1, S. 407–410
- [MMOD52] Mindlin, R. D.; Mason, W. P.; Osmer, T. F.; Deresiewicz, H.: Effects of an Oscillating Tangential Force on the Contact Surfaces of Elastic Spheres. In: *Proc. of 1st US National Congress of Applied Mechanics*, 1952, S. 203–208
- [MRKS02] Meyendorf, N. G. H.; Rösner, H.; Kramb, V.; Sathish, S.: Thermoacoustic fatigue characterization. In: *Ultrasonics* 40 (2002), S. 427–434
- [MS04] Mayton, D.; Spencer, F.: A design of experiments approach to characterizing effect of sonic IR variables. In: Burleigh, Douglas D. (Hrsg.); Cramer, K. E. (Hrsg.); Peacock, G. R. (Hrsg.): *Proc. Thermosense XXVI* Bd. 5405, SPIE, 2004, S. 322–331
- [NDB03] Nair, N. V.; Das, S. K.; Balasubramaniam, K.: A 2D-inverse heat conduction formulation for determination of heat source characteristics from thermal images. In: *Review of Quantitative Nondestructive Evaluation* Bd. 23, 2003, S. 453–460

- [Nep58] Neppiras, E. A.: Design of ultrasonic machine tools. In: *Proc. Conf. on Techn. of Eng. Manuf.*, 1958, S. 417–432
- [Nep60] Neppiras, E. A.: Very high energy ultrasonics. In: *British J. of Applied Physics* 11 (1960), S. 143–150
- [Neu05] *Persönliche Mitteilung Stefan Neuhäusler, MTU.* 2005
- [New88] Newman, J. C.; Elber, W. (Hrsg.): *Mechanics of fatigue crack closure.* Astm Intl., PA, ISBN 978-0803109964, 1988
- [OFTH02] Ouyang, Z.; Favro, L. D.; Thomas, R. L.; Han, X.: Theoretical modeling of thermosonic imaging of cracks. In: Thompson, D. O. (Hrsg.); Chimenti, D. E. (Hrsg.): *Review of Quantitative Nondestructive Evaluation* Bd. 21, 2002, S. 577–581
- [OR85] Owens, R.; Reuter, W.: Berührungslose Messung dynamischer Spannungen. In: *VDI-Berichte, 9. Gesa-Symposium* Bd. 552, 1985, S. 87–96
- [PAI96] Passechnik, V. I.; Anosov, A. A.; Isrefilov, M. G.: Physical basis and perspectives of acoustothermography. In: *Ultrasonics* 34 (1996), S. 511–512
- [Pan92] Pang, H. L. J.: Crack detection and analysis by SPATE. In: *Journal of the Institution of Engineers* 32 (1992), Nr. 6, S. 65–69
- [Par81] Parker, A. B.: *The Mechanics of Fracture and Fatigue.* E.& F. N. Spon Ltd., 1981
- [Pas92] Pasechnik, V. I.: Acoustic thermography of biological objects. In: *Radiotekhnika* 46 (1992), Nr. 9, S. 114–117
- [Pau04] Pauk, V.: Contact problem involving frictional heating for rough half space. In: *Journal of Applied Mechanics* 71 (2004), Nr. 2, S. 287–290
- [PB92] Pereverzeva, O. V.; Balakin, V. A.: Distribution of heat between the rubbing bodies. In: *Sovjet Journal of Friction and Wear* 13 (1992), Nr. 3, S. 79–87
- [PD03] Perez, I.; Davis, W. R.: Optimizing the thermosonics signal. In: Thompson, D. O. (Hrsg.); Chimenti, D. E. (Hrsg.): *Review of Quantitative Nondestructive Evaluation* Bd. 22, 2003, S. 505–512
- [PE63] Paris, P.; Erdogan, F.: A critical analysis of crack propagation laws. In: *Journal of Basic Engineering* (1963), S. 528–534
- [Pec04] Pecorari, C.: Nonlinear scattering from partially closed cracks and imperfect interfaces. In: *Statens kärnkraftinspektion SKI, Stockholm, SKI Report 2004:30, ISSN 1104-1374*, 2004
- [Pil05] Pilkey, W. D.: *Formulas for Stress, Strain, and Structural Matrices.* 2. Auflage. John Wiley & Sons, Inc., 2005

- [PLS01] Pai, P. F.; Lee, S.-Y.; Schulz, M. J.: Structural damage detection and estimation using a scanning laser vibrometer. In: Kundu, Tribikram (Hrsg.): *SPIE-Int. Soc. Opt. Eng* Bd. 4335, SPIE, 2001, S. 83–94
- [PS65] Paris, P. C.; Sih, G. C.: Stress analysis of cracks. In: *Fracture Toughness Testing and Its Applications*, 1965, S. 30–81
- [Puk87] Pukas, S. R.: Theoretical considerations for determining stress intensity factors via thermoelastic stress analysis. In: *Stress Analysis by Thermoelastic Techniques* Bd. 731, SPIE, 1987, S. 88–101
- [Pur87] Purcell, T. E.: Dynamic stress analysis of gas turbine rotor airfoils using thermoelastic techniques. In: *Proc. 11th Biennial ASME Conf. on Mechanical Vibration and Noise* Bd. 1, 1987, S. 87–99
- [RAD89] Rizos, P. F.; Aspragathos, N.; Dimarogonas, A. D.: Identification of crack location in cantilever beam from modes. In: *Journal of Sound and Vibration* 138 (1989), Nr. 3, S. 381–388
- [RBP91] Rytter, A.; Brincker, R.; Pilegaard, L.: Vibration based inspection of civil engineering structures. In: *Bygningsstatistiske meddelelser* 62 (1991), Nr. 4, S. 79–110
- [RBR04] Rakotoniaina, J. P.; Breitenstein, O.; Rifai, M. H. A.: Detection of cracks in silicon wafers and solar cells by lock-in ultrasound thermography. In: *Proc. 19th European Photovoltaic Solar Energy Conference*, 2004, S. 640–643
- [RCV85] Rocklin, G. T.; Crowley, J.; Vold, H.: A comparison of H_1 , H_2 , and H_v frequency response functions. In: *Proc. 3rd Int. Modal Analysis Conf.*, 1985, S. 272–278
- [RDS+98] Roebben, G.; Donzel, L.; Stemmer, S.; Steen, M.; Schaller, R.: Viscous energy dissipation at high temperatures in silicon nitride. In: *Acta mater.* 46 (1998), Nr. 13, S. 4711–4723
- [RH05] Rothenfusser, M.; Homma, C.: Acoustic Thermography: Vibrational Modes of Cracks and the Mechanisms of Heat Generation. In: Thompson, D. O. (Hrsg.); Chimenti, D. E. (Hrsg.): *Review of Quantitative Nondestructive Evaluation* Bd. 24, 2005, S. 624–631
- [RHE00] Rabiei, A.; Hutchinson, J. W.; Evans, A. G.: Infrared evaluation of heat generation during the cyclic deformation. In: *Materials research society symposium proceedings* Bd. 591, 2000, S. 135–143
- [RHS80] Reifsnider, K. L.; Henneke, E. G.; Stinchcomb, W. W.: The mechanics of vibrothermography. In: Stinchcomb, W.W. (Hrsg.): *Mechanics of nondestructive testing*, 1980, S. 249–276
- [Ric67] Rice, J. R.: Mechanics of crack tip deformation and extension by fatigue. In: *ASTM STP 415*, 1967, S. 247–311

- [Ric99] Richter, H.-U.: *Chronik der Zerstörungsfreien Materialprüfung*. DGZfP, DVS-Verlag GmbH, Berlin, 1999
- [RRS⁺03] Reinstädler, M.; Rabe, U.; Scherer, V.; Hartmann, U.; Goldade, A.; Bhushan, B.; Arnold, W.: On the nanoscale measurement of friction using atomic-force microscope cantilever torsional resonances. In: *Appl. Phys. Letters* 82 (2003), S. 2604–2606
- [Rus82] Russell, S. S.: *An investigation of the excitation frequency dependent behavior of fiber reinforced epoxy composites during vibrothermographic inspection*. Dissertation, Virginia Polytechnic Institute and State University, 1982
- [RWB96] Rantala, J.; Wu, D.; Busse, G.: Amplitude modulated Lock-in vibrothermography for NDE. In: *Research in Nondestructive Evaluation* 7 (1996), Nr. 4, S. 215–228
- [SAL04] Shepard, S. M.; Ahmed, T.; Lhota, R.: Experimental considerations in vibrothermography. In: Burleigh, D. D. (Hrsg.); Cramer, K. E. (Hrsg.); Peacock, G. R. (Hrsg.): *Proc. Thermosense XXVI* Bd. 5405, SPIE, 2004, S. 332–335
- [SBA03] Sellgren, U.; Björklund, S.; Andersson, S.: A FE based model of normal contact between rough surfaces. In: *Wear* 254 (2003), S. 1180–1188
- [SC86a] Stanley, P.; Chan, W. K.: Determination of stress intensity factors and crack-tip velocities. In: *Fatigue of Engng. Materials and Structures* 9 (1986), S. 105–114
- [SC86b] Stanley, P.; Chan, W. K.: SPATE stress studies of plates and rings under in-plane loading. In: *Experimental mechanics* 26 (1986), S. 360–370
- [SC02] Staroselsky, A.; Cassenti, B.: Thermal-vibration method of crack detection. In: *Int. Jour. of Fatigue* 116 (2002), Nr. 2, S. 35–40
- [Sch88] Schick, A.: *Korrelation von Ultraschall- und Wärmeleitungsmessungen zur Charakterisierung technischer Berührflächen*. Dissertation, Technische Universität München, 1988
- [Sch04] Schimitschek, J.: *Verifizierung eines FEM-Modells zur ultraschallangeregten Thermografie*. Diplomarbeit, Technische Universität Darmstadt, Fachgebiet für Systemzuverlässigkeit im Maschinenbau, 2004
- [Sch06] *ESPI-Daten von Dr. Hans Schubach, Dantec-Ettemeyer*. 2006
- [SD96] Stanley, P.; Dulie, J. M.: Determination of crack-tip parameters from thermoelastic data. In: *Experimental Techniques* 20 (1996), Nr. 2, S. 21–23

- [SGO01] Steinberger, R.; Grünberger, T.; O'Leary, R.: Simulations and analytical models for optimization of photothermal surface crack detection. In: Rozlosnik A. E., Dinwiddle R. B. (Hrsg.): *Proc. Thermosense XXIII* Bd. 4360, SPIE, 2001, S. 524–533
- [SK99] Sakagami, T.; Kubo, S.: Proposal of a new thermographical nondestructive testing technique using microwave heating. In: *Proc. Thermosense XXI* Bd. 3700, SPIE, 1999, S. 99–103
- [SK01] Solodov, I.; Korshak, B.: Instability, chaos and memory in acoustic-wave-crack interaction. In: *Phys. Rev. Letters* 88 (2001), Nr. 1, S. 014303/1–3
- [SKB03] Solodov, I.; Korshak, B.; Busse, G.: Nonlinear ultrasonic inspection and NDE using subharmonic and self-modulation modes. In: Cassereau, D. (Hrsg.); Deschamps, M. (Hrsg.); Laugier, P. (Hrsg.); Zarembowitch, A. (Hrsg.): *Proc. World Congress on Ultrasonics, WCU2003*, Société Française d'Acoustique, ISBN 2-9515619-8-9, 2003, S. 1335–1338
- [SKFK04] Sakagami, T.; Kubo, S.; Fujinami, Y.; Kojima, Y.: Experimental stress separation technique using thermoelasticity and photoelasticity and its application to fracture mechanics. In: *JSME Int. Journal A* 47 (2004), Nr. 3, S. 298–304
- [SKR95] Schlicht, O.; Krapf, K.-G.; Richter, M.: Rissdetektion mit der thermoelastischen Spannungsanalyse. In: *Materialprüfung* 37 (1995), Nr. 5, S. 186–190
- [Sne46] Sneddon, G. R.: The distribution of stress in the neighbourhood of a crack in an elastic solid. In: *Proc. R. Soc., Lond. A* Bd. 187, 1946, S. 229–60
- [Sol03] Solodov, I.: Ultrasonics of nonlinear interfaces in solids: new physical aspects and NDE applications. In: Cassereau, D. (Hrsg.); Deschamps, M. (Hrsg.); Laugier, P. (Hrsg.); Zarembowitch, A. (Hrsg.): *Proc. World Congress on Ultrasonics, WCU2003*, 2003, S. 555–564
- [SSK01] Sakamoto, H.; Shi, J.; Kumagai, D.: Analysis of heat generation under plastic deformation, crack initiation and propagation. In: Y., Villacampa E. (Hrsg.); M., Carlomagno G. (Hrsg.); A., Brebbia C. (Hrsg.): *Proc. Computational Methods and Experimental Measurements X*, 2001, S. 353–360
- [Ste93] Steeb, S.: *Zerstörungsfreie Werkstück- und Werkstoffprüfung, Die gebräuchlichsten Verfahren im Überblick*. 2. Auflage. Expert-Verlag, Renningen, 1993
- [Sto05] *Persönliche Mitteilung Dr. Rainer Stöbel, EADS*. 2005
- [Str95] Strohsfuß, W.: Schwarze Magie? - Ultraschallfügen. In: *Kunststoffe* 85 (1995), S. 827–830, 832–833

- [SW97] Schlicht, O.; Wölfel, H.-P.: Determination of time dependent crack contact behaviour by thermal stress analysis. In: D., Balageas (Hrsg.); G., Busse (Hrsg.); M., Carlomagno G. (Hrsg.): *Proc. QIRT 96*, 1997, S. 96–101
- [TG70] Timoshenko, S. P.; Goodier, J. N.: *Theory of elasticity*. McGraw-Hill, New York, 1970
- [TH06] v. Treuenfels, J.; Homma, C.: Wellen im nahem Ultraschallbereich in dünnen Platten und Anwendung in der akustischen Thermographie. In: *Interner Siemens-Bericht Nr. 1* (2006)
- [THG93] Tenek, L. H.; Henneke, E. G.; Gunzburger, M. D.: Vibration of delaminated composite plates and some applications to non-destructive testing. In: *Composite Structures* 23 (1993), S. 253–262
- [Tho02] Thomas, R. L.: Thermal NDE techniques - From photoacoustics to thermosonics. In: Thompson, D. O. (Hrsg.); Chimenti, D. E. (Hrsg.): *Review of Quantitative Nondestructive Evaluation* Bd. 21, 2002, S. 3–13
- [URL07a] *Homepage AT Automation Technology GmbH*. <http://www.automationstechnology.de>. Zuletzt geprüft: März 2007
- [URL07b] *Homepage e/de/vis GmbH*. <http://www.edevis.de>. Zuletzt geprüft: März 2007
- [URL07c] *The Engineering Tool Box*. http://www.engineeringtoolbox.com/young-modulus-d_773.html. Zuletzt geprüft: März 2007
- [URL07d] *Homepage Thermosensorik GmbH*. <http://www.thermosensorik.de>. Zuletzt geprüft: März 2007
- [URL07e] *Homepage Thermal Wave Imaging Inc.* <http://www.thermalwave.com>. Zuletzt geprüft: März 2007
- [Vla76] Vladimirov, I.: *Einführung in die physikalische Theorie der Plastizität und Festigkeit*. VEB Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie, 1976
- [VNF96] Varadi, K.; Neder, Z.; Friedrich, K.: Evaluation of the real contact areas, pressure distributions and contact temperatures during sliding contact between metal surfaces. In: *Lubrication and Wear* 200 (1996), Nr. 1/2, S. 55–62
- [VNH05] Vaziri, A.; Nayeb-Hashemi, H.: The effect of crack surface interaction on the stress intensity factor in Mode III crack growth in round shafts. In: *Engineering Fracture Mechanics* 72 (2005), S. 617–629
- [Vra07] *Persönliche Mitteilung Johannes Vrana, Siemens AG, Promotion auf diesem Gebiet voraussichtlich 2007*. 2007
- [WB91] Wojewoda, J.; Barron, R.: Chaotic behavior of friction force. In: *Int. Journal of Bifurcation and Chaos* 2 (1991), Nr. 1, S. 205–209

- [WC99] Wang, J.; Chung, D. D. L.: A comparative study of the vibration damping capacity of superalloys. In: *Journal of Materials Engineering and Performance* 8 (1999), Nr. 5, S. 577–578
- [WM89] Wolff, P. J.; March, P. A.: Experimental and finite element investigation of blade cracking in a scrubber fan model. In: *Proc. 7th Int. Modal Analysis Conference* Bd. 1, Union College, NY, 1989, S. 119–123
- [YLF03] Yang, B.; Liaw, P. K.; Fielden, D.: Thermography of the fatigue damage of reactor pressure vessel steels. In: *Journal of Materials Engineering and Performance* 12 (2003), Nr. 3, S. 345–353
- [YP96] Yevtushenko, A. A.; Pauk, V. I.: Non-stationary contact problem for rough bodies taking heat generation by friction into account. In: *J. Appl. Maths Mechs* 60 (1996), Nr. 4, S. 687–692
- [YS85] Young, J. F. (Hrsg.); Shane, R. S. (Hrsg.): *Materials and Processes, Part B: Processes*. 3. Auflage. Marcel Dekker, Inc., NY, 1985
- [Zag02] *Persönliche Mitteilung Tom Zagar, Siemens Westinghouse Power Corporation, USA*. 2002
- [Zai03] Zaitsev, V.: Acoustic wave-crack interaction: Mechanisms of nonlinear elastic and inelastic dynamics at different time-scales. In: Cassereau, D. (Hrsg.); Deschamps, M. (Hrsg.); Laugier, P. (Hrsg.); Zarembowitch, A. (Hrsg.): *Proc. World Congress on Ultrasonics, WCU2003*, 2003, S. 113–120
- [Zei96] Zeidler, E.: *Teubner-Taschenbuch der Mathematik*. Teubner Verlagsgesellschaft, Wiesbaden, 1996
- [ZGC02] Zaitsev, V.; Gusev, V.; Castagnede, B.: The Luxemburg-Gorky effect retooled for elastic waves: a mechanism and experimental evidence. In: *Phys. Rev. Letters* 89 (2002), Nr. 10, S. 105502/1–4
- [ZRDB03] Zweschper, T.; Riegert, G.; Dillenz, A.; Busse, G.: Ultraschallangeregte Thermographie mittels frequenzmodulierter elastischer Wellen. In: *DGZfP-Berichtsband 86* (2003)
- [ZRK95] Zamrik, S.; Ray, A.; Koss, D.: Life prediction of advanced materials for gas turbine application. In: *Advanced Turbine Systems Annual Program Review*, National Technical Information Service, U.S.: Department of Commerce, CONF-9510109-39, 1995

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich all denjenigen danken, die mich in dieser Arbeit unterstützt haben. Zunächst geht mein Dank an Herrn Prof. Dr. Walter Arnold, der trotz der Entfernung München–Saarbrücken stets ein offenes Ohr hatte und die Arbeit mit fruchtbaren Diskussionen bereicherte. Ebenso bedanke ich mich bei Herrn Prof. Dr. Helmut Bley, der als Zweitgutachter noch viele kleinere Fehler in der Arbeit gefunden hat.

Dem Fachzentrumsleiter der CT PS 9, Herrn Dr. Günter Doemens danke ich für die Möglichkeit, dass ich diese Dissertation neben meiner normalen Tätigkeit bei der Siemens AG anfertigen konnte.

Meinen Betreuern Herrn Dr. Max Rothenfusser und Herrn Dr. Joachim Baumann möchte ich vor allem für die langjährige Unterstützung, die vielen Diskussionen und den fachlichen Rat danken, mit dem sie mich unermüdlich unterstützt und angespornt haben.

Bei allen anderen Kollegen der CT PS 9 möchte ich mich vor allem für das exzellente Betriebsklima bedanken, das das nötige kreative Umfeld für diese Arbeit geschaffen hat. Herrn Dr. Matthias Goldammer danke ich außerdem für die stete Bereitschaft, mir meine Fragen zu physikalischen oder programmiertechnischen Problemen zu beantworten, Herrn Jürgen Stephan und Herrn Pavel Klofac dafür, dass sie mir tiefere Einblicke in die Röntgencomputertomographie ermöglicht haben und Herrn Johannes Vrana für die nette Schreibtischnachbarschaft.

Nicht zuletzt danke ich meinem Diplomanden Armin Herweg und meinen Werkstudenten Andreas Brandlmeier, Daniel Reipert, Michael Kapralov, Johannes Kolmeder, Niklas Teichmann und Johanna von Treuenfels für die wertvolle Arbeit, deren Ergebnisse teilweise in diese Arbeit flossen.

Abschließend danke ich ganz besonders meiner Frau Sabine und meinem Sohn Oliver, ohne deren Rückhalt und Unterstützung diese Arbeit nicht hätte geschrieben werden können.