

Sebastian Gripp

**Beitrag zur Verbesserung  
der Ultraschallprüfung  
glasfaserverstärkter  
Polymere auf der Grundlage  
analytischer Modellierung**

244

**Forschungsbericht**



Die Aufgaben  
der Bundesanstalt  
stehen unter der Leitlinie:

## **Sicherheit und Zuverlässigkeit in Chemie- und Materialtechnik**

### **Die Aufgaben**

Die BAM ist im Aufgabenverbund „Material – Chemie – Umwelt – Sicherheit“ zuständig für:

- Hoheitliche Funktionen zur öffentlichen technischen Sicherheit, insbesondere im Gefahrstoff- und Gefahrgutrechtsbereich;
- Mitarbeit bei der Entwicklung entsprechender gesetzlicher Regelungen, z. B. bei der Festlegung von Sicherheitsstandards und Grenzwerten;
- Beratung der Bundesregierung, der Wirtschaft sowie der nationalen und internationalen Organisationen im Bereich der Materialtechnik und Chemie;
- Entwicklung und Bereitstellung von Referenzmaterialien und -verfahren, insbesondere der analytischen Chemie und der Prüftechnik;
- Unterstützung der Normung und anderer technischer Regeln für die Beurteilung von Stoffen, Materialien, Konstruktionen und Verfahren im Hinblick auf die Schadensfrüherkennung bzw. -vermeidung, den Umweltschutz und den Erhalt volkswirtschaftlicher Werte.

### **Die Tätigkeitsbereiche**

Das Tätigkeitsspektrum der BAM umfasst die sich ergänzenden und aufeinander bezogenen Tätigkeiten:

- Forschung und Entwicklung
- Prüfung, Analyse und Zulassung
- Beratung und Information.

### **Die nationale und internationale Zusammenarbeit**

Die Aufgaben der BAM für Technik, Wissenschaft, Wirtschaft und Gesellschaft erfordern eine interdisziplinäre Zusammenarbeit. Insofern arbeitet die Bundesanstalt mit Technologieinstitutionen des In- und Auslandes, insbesondere den nationalen Schwesterinstitutionen eng zusammen. Sie berät Bundesministerien, Wirtschaftsverbände, Industrieunternehmen sowie Verbraucherorganisationen und unterstützt mit Fachgutachten Verwaltungsbehörden sowie Gerichte. Daneben ist sie in die internationale technische Zusammenarbeit eingebunden und im Bereich „Messwesen – Normung – Prüftechnik – Qualitätssicherung“ (MNPQ) als nationale Institution für die Prüftechnik zuständig. Die Mitarbeiter der Bundesanstalt wirken in zahlreichen Fachgremien, gesetzlichen Körperschaften und normensetzenden Institutionen an der Aufstellung von technischen Regeln und Sicherheitsbestimmungen mit und vertreten die Bundesrepublik in nationalen und supranationalen Einrichtungen.

### **Der Status**

Die BAM ist als technisch-wissenschaftliche Bundesoberbehörde im Geschäftsbereich des Bundesministeriums für Wirtschaft und Technologie Nachfolgeinstitution des 1871 gegründeten Staatlichen Materialprüfungsamtes sowie der 1920 gebildeten Chemisch-Technischen Reichsanstalt (CTR). Sie hat dementsprechend die Funktion einer materialtechnischen und chemisch-technischen Bundesanstalt. In ihr sind etwa 1600 Mitarbeiter, darunter mehr als 700 Wissenschaftler und Ingenieure, auf dem Stammgelände in Berlin-Lichterfelde sowie auf den Zweiggeländen in Berlin-Steglitz und Berlin-Adlershof tätig.

Dr.-Ing. Sebastian Gripp

**Beitrag zur Verbesserung  
der Ultraschallprüfung  
glasfaserverstärkter  
Polymere auf der Grundlage  
analytischer Modellierung**

**Forschungsbericht 244**

Berlin, April 2001

## **Impressum**

### **Forschungsbericht 244**

Beitrag zur Verbesserung der Ultraschallprüfung  
glasfaserverstärkter Polymere auf der  
Grundlage analytischer Modellierung

April 2001

Herausgegeben von

Bundesanstalt für Materialforschung und -prüfung (BAM)

Unter den Eichen 87, 12205 Berlin

Telefon (030) 81 04-0

Telefax (030) 8 11 20 29

Copyright © 2001 by Bundesanstalt für Materialforschung und -prüfung

Herstellung und Verlag:

Wirtschaftsverlag NW

Verlag für neue Wissenschaft GmbH

Bürgermeister-Smidt-Str. 74-76, 27511 Bremerhaven

Postfach 10 11 10, 27611 Bremerhaven

Telefon (0471) 9 46 44-0

Telefax (0471) 9 45 44 77/88

Layout: S. Gripp / Dissertationsschrift

– D 83 –

ISSN 0938-5533

ISBN 3-89701-564-1

## Inhalt

Inhalt .....	3
Zusammenfassung .....	5
1. Einleitung .....	7
1.1. Einführung in die Thematik .....	7
1.2. Theoretische Ansätze zur Modellierung .....	9
1.2.1. Numerische Ansätze.....	10
1.2.2. Approximative Ansätze.....	12
1.2.3. Analytischer Ansatz .....	13
1.3. Ermittlung der elastischen Eigenschaften von anisotropen Medien .....	14
1.3.1. Senkrechteinschallung .....	15
1.3.2. Schrägeinschallung.....	17
1.3.3. Spektroskopie .....	19
1.3.4. Geführte Wellen, Laser-Ultraschall .....	21
1.3.5. Schwingungsanalyse.....	22
1.3.6. Vergleichende Bestimmung mit verschiedenen Verfahren.....	23
1.4. Rekonstruktion der elastischen Konstanten.....	24
1.5. Aufgabenstellung.....	26
2. Methoden und experimentelle Anordnungen zur Messung der Schallgeschwindigkeiten in GFK.....	28
2.1. Verfahren zur Schallgeschwindigkeitsmessung.....	28
2.2. Präparation und Benennung der Proben .....	30
2.3. Validierung der Laufzeitmessung.....	33
2.3.1. Methoden zur Laufzeitbestimmung im Zeitbereich .....	34
2.3.2. Ergebnisse der Validierungsmessungen.....	36
2.3.3. Abschätzung der Meßgenauigkeit.....	44
2.3.4. Laufzeitmessung im Zeitbereich mit Doppelecho und Einzelecho .....	46
3. Meßergebnisse .....	48
3.1. Laufzeitmessung mit einem Echo.....	48
3.1.1. Kalibrierung und Validierung der Einzelecho-Technik .....	48
3.1.2. Verwendbarkeit der Durchschallungstechnik.....	50
3.1.3. Probleme bei der Laufzeitmessung .....	55
3.2. Spektrale Messung der Laufzeiten .....	57
3.3. Bestimmung der Phasengeschwindigkeiten.....	61
3.4. Ausbreitungsrichtung von quasi-Longitudinalwellen.....	65
3.5. Ausbreitungsrichtung von quasi-Transversalwellen .....	67
3.5.1. Echodynamiken.....	67
3.5.2. C-Bilder mit elektrodynamischer Sonde .....	72
3.6. Modenkopplung .....	83
3.6.1. Transversalwellenabspaltung, Mehrfachwandlung.....	83
3.6.2. Longitudinalwellenabspaltung.....	85
3.6.3. Kopplungsfreiheit der reinen Transversalwelle $T_2$ .....	88
4. Jenseits der Modellierungsgrenzen .....	91
4.1. Dispersion der Phasengeschwindigkeit.....	92
4.2. Homogenität der Phasengeschwindigkeit.....	99
4.3. Schwächungsmessung.....	100
4.3.1. Mögliche Varianten.....	100
4.3.2. Eigenes Vorgehen .....	104
4.3.3. Grenzen des Verfahrens .....	111

---

5.	Diskussion.....	115
5.1.	Konzept der ebenen Wellen.....	115
5.1.1.	Rechtfertigung des Modellansatzes.....	115
5.1.2.	Anwendbarkeit der hexagonalen Kristallsymmetrie auf UD-GFK.....	115
5.2.	Ermittlung der elastischen Konstanten.....	119
5.2.1.	Bestimmung der Werkstoffdichte.....	119
5.2.2.	Zusammenhang zwischen Steifigkeit und Phasengeschwindigkeiten.....	120
5.2.3.	Numerische Rekonstruktion der elastischen Konstanten.....	120
5.3.	Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit den theoretischen Vorhersagen bei der Senkrechteinschallung.....	131
5.3.1.	Phasengeschwindigkeiten.....	131
5.3.2.	Gruppengeschwindigkeit.....	134
5.3.3.	Konstruktive Gewinnung der Gruppengeschwindigkeiten.....	135
5.3.4.	Vergleich von Messung, Konstruktion und Rechnung.....	140
5.3.5.	Gruppengeschwindigkeiten.....	140
5.3.6.	Schallbündelablenkung.....	141
6.	Auswertung: Prüfmethode für GFK.....	149
6.1.	Eigenschaften der Grenzfläche und Snellius'sches Gesetz.....	149
6.2.	Snellius'sches Gesetz für die Grenzfläche zwischen Plexiglas und GFK.....	152
6.3.	Longitudinalwellen.....	154
6.4.	Transversalwellen.....	158
6.4.1.	Einschallung von Transversalwellen.....	158
6.4.2.	Verwendbarkeit von Transversalwellen und konventionellen Transversalwellenköpfen in GFK.....	161
Anhang A:	Ebene Wellen im homogenen anisotropen Medium.....	115
Anhang B:	Verwendete Prüfköpfe und Geräte.....	177
Literatur.....		187
Liste der wichtigsten Symbole.....		200
Lebenslauf.....		201
Danksagung.....		202

---

## Zusammenfassung

Die zerstörungsfreie Werkstoffprüfung mittels Ultraschall ist für akustisch anisotrope Medien vergleichsweise schlecht entwickelt: Schallbündel werden in diesen Materialien in charakteristischer Weise verändert, indem Divergenz, Ausbreitungsrichtung und Modenwandlung von ihrem Verhalten in isotropen Medien abweichen. Demgemäß werden Komponenten aus glasfaserverstärktem Kunststoff (GFK) wenn überhaupt nur mit simpelsten Methoden ultraschallgeprüft: mit Longitudinalwellen in Senkrechteinschallung.

Während die Modellierung der Schallausbreitung in anisotropen Medien für den allgemeinen Fall die Verwendung aufwendiger iterativer numerischer Verfahren verlangt, führt der einfache Ansatz ebener elastischer Wellen mit geringerem Rechenaufwand in einer Reihe von Fällen mithilfe analytischer Lösungen für die Schallausbreitung und Modenwandlung in anisotropen Medien ebenfalls zu praktisch bedeutsamen Aussagen. So wird in der vorliegenden Arbeit gezeigt, daß mit diesem Ansatz auf einfache Weise Vorhersagen über Schallbündelablenkung, Richtung der Energieausbreitung und Brechungswinkel für Ultraschall ableitbar sind, die sich auch am Beispiel einachsig (unidirektional) glasfaserverstärkten Kunststoffes (UD-GFK) experimentell verifizieren lassen. Damit ist gezeigt, daß übliche prüfpraktisch relevante Situationen der Ultraschallprüfung wie beispielsweise die manuelle Ultraschallprüfung von GFK-Komponenten im Rahmen der prüftechnischen Erfordernisse hinreichend genau mit dem Ansatz der ebenen Wellen im anisotropen Kontinuum modelliert werden können.

Durch Messung der Phasengeschwindigkeiten aller ausbreitungsfähigen Wellenmoden in planparallelen Proben aus UD-GFK für verschiedene Ausbreitungsrichtungen wird der vollständige Satz effektiver elastischer Konstanten für diesen transversal isotropen Werkstoff abgeleitet. Dabei muß zur Bestimmung der elastischen Konstanten für jede Wellenart ein eigener algebraischer Zusammenhang verwendet werden. Die Phasengeschwindigkeiten werden durch Auswertung von insgesamt 33 verschiedenen Ausbreitungsbedingungen (11 Richtungen und alle drei möglichen Polarisierungen) bestimmt.

Aus den effektiven elastischen Konstanten werden Vorhersagen über verschiedene relevante Merkmale der Ultraschallprüfung anisotroper Medien abgeleitet, wie die Ablenkung des Energieflusses von seiner Richtung in isotropem Material, das Auftreten von Wellenabspaltung und vorliegende Brechungswinkel. Diese Vorhersagen werden sowohl für die longitudinale als auch für

beide transversale Polarisationen in allen untersuchten Ausbreitungsrichtungen bestätigt. Es zeigt sich beispielsweise, daß die Ausbreitungsgeschwindigkeit von Longitudinalwellen je nach Ausbreitungsrichtung zwischen 3 km/s und 5 km/s variiert, und daß Schallstrahlen um bis zu  $35^\circ$  von der Richtung des Wellenvektors abgelenkt werden, in dessen Richtung sie sich in isotropem Material ausbreiten würden. Diese Bündelablenkungen werden auch für Transversalwellen experimentell nachgewiesen, was wegen der besonderen Ankopplungsprobleme mit viel größerem experimentellem Aufwand verbunden ist als für die Longitudinalwelle.

Die Verwendung des Konzeptes ebener Wellen wird zur Planung von Prüfanweisungen empfohlen, die die Schrägeinschallung in GFK-Komponenten vorsehen, indem die Kenntnisse über die anisotropiebedingten Wirkungen auf den Ultraschall berücksichtigt und gezielt nutzbar gemacht werden. Für Prüfsituationen an realen GFK-Bauteilen wird das Vorgehen in theoretischer Hinsicht erläutert und experimentell verifiziert.



## 1. Einleitung

### 1.1. Einführung in die Thematik

#### **Bedeutung der zerstörungsfreien Prüfung von GFK**

Faserverstärkte Werkstoffe werden heute in vielfältigen Kombinationen von Faser- und Matrixmaterial eingesetzt. Insbesondere Polymermatrices mit Verstärkung aus Glasfaser (Glasfaserverstärkter Kunststoff, GFK) und aus Kohlefaser (Kohle- oder Carbonfaserverstärkter Kunststoff, CFK) haben weite Verbreitung und große ökonomische Bedeutung erlangt. Sie werden wegen ihrer im Vergleich zu Stahl höheren spezifischen Festigkeit und Steifigkeit, ihrer Temperatur- und Korrosionsbeständigkeit, sowie der Möglichkeit, ihre mechanischen Kennwerte richtungsabhängig zu gestalten, in ständig wachsendem Umfang eingesetzt.

Gerade für den Hochleistungs-Verbundwerkstoff "endlosfaserverstärktes GFK" ergibt sich ein stark wachsender Bedarf an zerstörungsfreier Prüfung (ZfP), z. B. bei Rohrleitungen, Lagertanks und anderen hochbelasteten Komponenten beispielsweise in der chemischen, Petro- und Offshore-Industrie [1, 2] oder der Rauchgas- und Abwasserreinigung [3, 4, 5]. Auch der zunehmende Einsatz komplex geformter Hochleistungsbauteile aus GFK z. B. in Windkraftanlagen oder im Flugzeugbau bedingt eine wachsende Nachfrage nach belastbarer ZfP aus ökonomischen Gründen, aber auch zur Steigerung der Anlagensicherheit.

Die heutige Betriebsüberwachung installierter Anlagen beschränkt sich meist auf visuelle Inspektionen, z. B. nach dem "Leck vor Bruch"-Prinzip. Bei Lagertanks beispielsweise ist eine visuelle Innenwandinspektion nur bei Entleerung und damit selten und sehr aufwendig möglich. Die Radiographie wird bei hinreichender Zugänglichkeit zur Wanddickenbestimmung und zum Nachweis von Porosität und Rissen herangezogen, kann aber z.B. Delaminationen -d.h. einen typischen, gefährlichen Ermüdungseffekt- nicht nachweisen und ist auch verfahrenstechnisch recht aufwendig. Insgesamt verursacht das weitgehende Fehlen von brauchbaren ZfP-Verfahren für GFK-Komponenten in der Fertigungskontrolle und Betriebsüberwachung - vor allem zur Bestimmung der Restnutzungsdauer - volkswirtschaftlich und betriebswirtschaftlich erhebliche Schäden, wie dies ja auch für andere industrielle Bereiche der Fall ist.

### **Entwicklungsstand und Probleme der Ultraschallprüfung von GFK**

Die Ultraschallprüfung von GFK-Komponenten verwendet heute nur einfachste Methoden wie die Longitudinal-Senkrechteinschallung [6], fortgeschrittenere Techniken wie Schrägeinschallung oder auf Wellenumwandlung basierende Methoden finden, auch bei CFK, praktisch keine Verwendung [7, 8, 9]. Durch Einschallung entlang geeigneter Symmetrieachsen wird vielmehr versucht, den Einfluß der akustischen Anisotropie des Prüfgegenstandes auf die Prüfung zu unterdrücken (z. B. [10]). Damit sind die zur Ultraschallprüfung isotroper Medien entwickelten quantitativen Verfahren zur Ortung, Bewertung und Charakterisierung von Unregelmäßigkeiten [11, 12, 13], die Eingang in Regelwerke und Ausbildung gefunden und so die Vergleichbarkeit von Prüfungsergebnissen ermöglicht haben [14], im Allgemeinen nicht verwendbar.

Vielmehr liegt ein entsprechender Entwicklungsstand für anisotrope Medien noch in weiter Ferne. Denn Nachweis und Bewertung von Fehlern im anisotropen Medium werden durch eine Schallausbreitung, die von der Richtung der Wellennormalen abweicht, veränderte Bündeldivergenz und kompliziertere Brechungsgesetze erschwert.

Um diese Probleme zu überwinden, ist ein Modell gefragt, das so einfach ist, daß es für den Feldeinsatz taugt, jedoch die Schallausbreitung in anisotropen Medien noch so gut beschreibt, daß die abgeleiteten Aussagen mit den praktischen Befunden der Ultraschallprüfung übereinstimmen. Dann kann dieses Modell die industrielle Prüfpraxis unterstützen.

Das Spektrum möglicher Einsatzgebiete verbesserter, die Schrägeinschallung nutzender Prüfverfahren für faserverstärkte Polymere ist schier endlos, hier seien daher nur einige ausgewählte Beispiele genannt: Mit derartigen Techniken könnte z. B. die Fehlersuche an solchen Stellen in GFK-Rohrleitungen oder Lagertanks verbessert werden, die für die Senkrechteinschallung unzugänglich sind. Der Einsatz von Schrägeinschallung ist auch an dickwandigen CFK-Teilen wie z. B. den Kraftereinleitungen eines Flugzeug-Seitenleitwerks denkbar. Die Aushärtungskontrolle bei der Polymerverarbeitung könnte in ortsfesten Einrichtungen durch die gezielte Wellenumwandlung in einer Durchschallungsanordnung verbessert werden. Die Prüfung von Rotornaben in Windkraftwerken könnte unter Ausnutzung der Schrägeinschallung gerade aufgrund der komplexen Geometrie der Bauteile verbessert werden.

---

## 1.2. Theoretische Ansätze zur Modellierung

Zur theoretischen Modellierung der Ultraschallausbreitung in anisotropen Medien können verschiedene Wege beschritten werden, die sich im Grad ihrer Komplexität und den geforderten Ergebnissen unterscheiden. Sie lassen sich wie folgt einordnen:

<i>Modellierung der Schallausbreitung im anisotropen Medium</i>			
Ansatz	analytisch	approximativ	Finite Elemente
Weg	analytische Lösung der Bewegungsgleichungen	Berechnung des Wellenfeldes nach dem Huygens'schen Prinzip oder Ray Tracing	Lösung der elastodynamischen Grundgleichungen
kann Inhomogenität modellieren	nein	ja	ja
verwendet Eigenschaften ebener Wellen oder von Kugelwellen	ja	ja	nein
Lösungsweg	geschlossen	iterativ-numerisch	iterativ-numerisch
kann berechnen	Phasengeschwindigkeit, Gruppengeschwindigkeit, Winkel zwischen beiden, Polarisationen, Brechungswinkel	zusätzlich Streuung, Schwächung durch Streuung, Brechungskoeffizienten, ggf. Absorption	zusätzlich Streuung, Schwächung durch Streuung, Brechungskoeffizienten, ggf. Absorption

Die prinzipiell gleichartige Eignung der verschiedenen Modellierungsansätze zur Berechnung von Betrag und Richtung der Energieausbreitungsgeschwindigkeit zeigt sich in Bild 1, in dem Ergebnisse von FEM<sup>1</sup>, EFIT<sup>2</sup> und dem Ebene-Wellen-Ansatz qualitativ gegenübergestellt werden. Links im Bild ist eine 3D-EFIT-Rechnung gezeigt, die für austenitischen Stahl unter der Annahme der Transversalisotropie gerechnet wurde, in der Mitte dasselbe mit FEM und rechts ein Ergebnis dieser Arbeit mit dem Ebene-Wellen-Ansatz für GFK<sup>3</sup>. Der Natur der Vorgehensweise entsprechend liefern EFIT und FEM Momentaufnahmen von Wellenfronten, der Ebene-Wellen-Ansatz Gruppengeschwindigkeitsdiagramme. Im Zeitpunkt  $t=T$  sind beide um  $\lambda$  vom Ursprung entfernt.

<sup>1</sup> "Finite Elemente Methode", näheres siehe weiter unten

<sup>2</sup> "Elastodynamische Finite Integrations-Technik", näheres siehe weiter unten

<sup>3</sup> Die Symmetrie der Figur hängt auch qualitativ stark von den numerischen Werten der elastischen Konstanten ab. Sie ist für Austenit bzw. GFK sehr unterschiedlich.

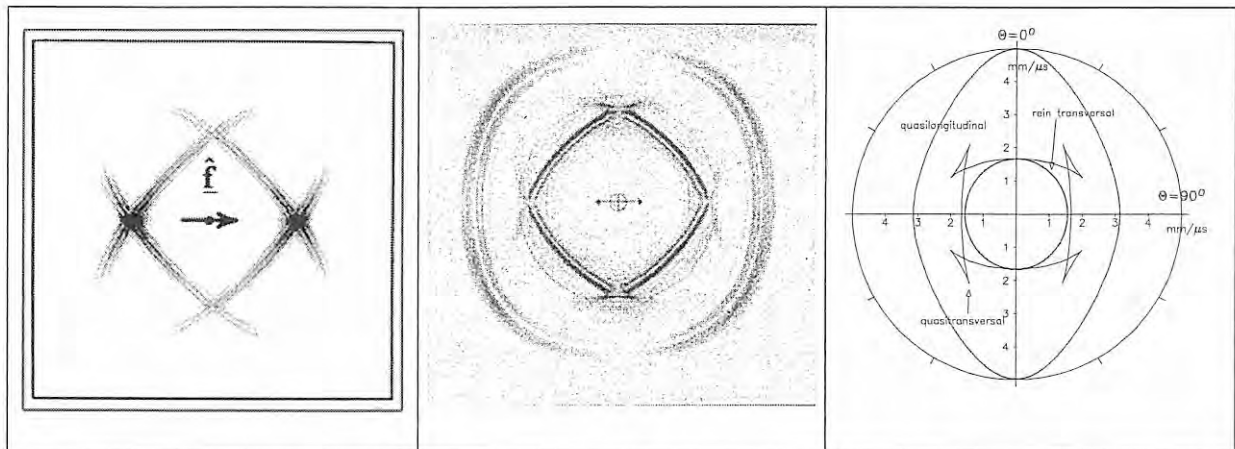


Bild 1: Vergleich der berechneten Energieausbreitung mit verschiedenen Methoden: Links EFIT (aus [38]), Mitte FEM (aus [15]), rechts Ebene Welle (aus dieser Arbeit)

### 1.2.1. Numerische Ansätze

Die Ansätze der direkten numerischen Modellierung im Zeitbereich errechnen den Zeitverlauf eines physikalischen Phänomens durch direkte iterative Lösung der zugrundeliegenden Differentialgleichungen auf einem geeignet diskretisierten Raum- und Zeitgitter, so daß nur Näherungen im Zusammenhang mit der Diskretisierung zur analytischen Lösung der Differentialgleichungen herangezogen werden müssen. Dieses Vorgehen ermöglicht eine maximale allgemeine Gültigkeit [38], erfordert jedoch einen erheblichen, mit dem Grad der Allgemeinheit wachsenden Rechenbedarf. Hauptvertreter zur Modellierung elastodynamischer Probleme auf der Basis finiter Diskretisierung sind:

Methode der Finiten Differenzen (FDM)

Methode der Finiten Elemente (FEM)

Elastodynamische Finite Integrationstechnik (EFIT)

Sie unterscheiden sich in der Art der mathematischen Formulierung und den Grenzen des Einsatzbereiches, ähneln sich aber sowohl was das Aussagepotential, als auch was den erforderlichen Aufwand an Rechnerleistung betrifft. Ein physikalisch bedingtes Problem ist die kleine Wellenlänge des Ultraschalls in der Werkstoffprüfung bezogen auf die praktisch relevanten Schallwege: Orts- und Zeitschrittweite müssen fein im Vergleich zur simulierten Frequenz bzw. Wellenlänge gewählt werden, die zu simulierenden Schallwege orientieren sich aber an den realen Bauteilgeometrien. Bei einer 2D-Simulation mit  $500 \cdot 500$  Orts- mal 500 Zeitschritten ( $0,125 \cdot 10^9$  Schritte) werden bei 10 MHz Prüffrequenz gerade 15 mm Schalllaufweg simuliert (bei 20 Schritten pro Wellenlänge) [15]. Bei voller 3D-Simulation sind es bereits  $500^3 \cdot 500 = 62,5 \cdot 10^9$  Schritte.

Für viele praktische Probleme mit dreidimensionaler Struktur und langen Schallwegen sind diese Ansätze daher nur für die Klärung von Grundsatzfragen sinnvoll. Zum Einsatz bei der Prüfplanung und -auswertung werden daher andere Ansätze (siehe 1.2.2 und 1.2.3) bevorzugt.

Bei der Methode der *Finiten Elemente (FEM)* [16] wird das physikalische Phänomen nicht unmittelbar als Differentialgleichung, sondern mittelbar durch einen Variationsansatz über die Minimierung eines Störungsintegrals bestimmt (Prinzip der virtuellen Verrückung). Zur Modellierung von Ultraschallausbreitung wird sie schon lange herangezogen [17]. Neben dem Newton'schen und dem Hooke'schen Gesetz werden dafür Erhaltungssätze wie der Energieerhaltungssatz herangezogen [18]. Besonders häufig wird sie im Zusammenhang mit der akustischen Resonanzspektroskopie eingesetzt (z. B. [19]). Auch die FEM hat mit dem erheblichen Bedarf an Rechenleistung und Speicher zu kämpfen [20].

Bei der Methode der Finiten Differenzen (FDM) wird die Wellengleichung für den Druck (skalare Lösung) oder die Teilchenverschiebung (vektorielle Lösung) in Differentialform angesetzt. Ursprünglich in der Geophysik eingesetzt [21], wurde die FDM früh auch auf Fragen der Ultraschall-ZfP übertragen [22], und wird sowohl zur Schallfeldberechnung [23, 24, 25] als auch zur Modellierung von Konfigurationen der Ultraschall-ZfP mit verschiedenen Wellenarten [26, 27] eingesetzt. HARUMI und UCHIDA verwenden ein modifiziertes FEM/Teilchen-Modell (Ootsuki-Modell, [28]) zur beschleunigten Modellierung ("*numerische Experimente*") bei der Untersuchung von Oberflächenrissen in isotropen Stählen [29, 30]. YAMAWAKI [15, 31] verwendet ein kombiniertes FDM/Masseteilchen-Modell, um quasi-3D-Simulation von periodisch inhomogenen Strukturen rechnen zu können. Damit werden Vorhersagen über die elastischen Eigenschaften von faserverstärkten Werkstoffen aus den mikromechanischen Eigenschaften ihrer Bestandteile heraus möglich. Durch die Bedingung der Periodizität sind aber die simulierbaren Strukturen und Faseranteile beschränkt (durch Besetzung jedes zweiten Gitterplatzes mit einem anderen elastischen Kennwert ergeben sich bei Periodizität in ein bzw. zwei Dimensionen ein Schichtmodell bzw. ein Fasermodell mit 50% bzw. 25% Werkstoffanteil). Inhomogen anisotrope Medien mit orthotroper bzw. transversal isotroper Symmetrie lassen sich so simulieren.

Die Elastodynamische Finite Integrationstechnik (EFIT) verwendet die Bewegungsgleichungen in Integralform zur numerischen Lösung. Wie bei der FDM werden die diskretisierten Integralgleichungen direkt numerisch gelöst. Bei EFIT wird mit einem versetzten Doppelgitter (duales Gitter) gearbeitet: ein diskretes Raumbgitter und ein dagegen versetztes ebenfalls diskretes Zeitgitter.

ter werden definiert, die Ausbreitung einer beliebigen elastischen Störung wird dann durch abwechselnde Anwendung der elastodynamischen Feldgleichungen in sukzessiven Raum- und Zeitschritten verfolgt [32, 33, 34, 35]. Problemabhängig können zur Reduzierung des Rechenaufwandes einschränkende Annahmen gemacht werden, wie Isotropie, Homogenität, Beschränkung auf zwei Dimensionen, Vernachlässigung von Scherkräften [34, 33, 36, 37]. Eine umfassende Darstellung der Möglichkeiten der Finiten Integrationstechnik für elektromagnetische, elastische, akustische und piezoelektrische Wellen hat MARKLEIN vorgelegt [38].

### 1.2.2. Approximative Ansätze

Approximative Verfahren modellieren den Vorgang der Schallausbreitung, indem Kugelwellen von benachbarten Quellen als analytische Lösungen der elastodynamischen Feldgleichungen numerisch aufsummiert werden (Huygens'sches Prinzip), oder indem der reale Fall durch Reihenentwicklung aus ebenen Wellen mit analytischer Lösung angenähert wird. Für jede (ebene) Elementarwelle wird die Gültigkeit der Christoffel-Gleichung angenommen, um sie analytisch beschreiben zu können. Die Modellierung erfordert daher weniger Rechenaufwand als die direkte numerische Integration der Feldgleichungen.

Das Konzept Gauß'scher Wellenpakete und der spektralen Zerlegung elastischer Wellenfelder nach ebenen Wellen ist von SPIES unter Zuhilfenahme analytischer Lösungen der Feldgleichungen beschrieben worden [39, 40, 41], wobei geeignete Homogenitäts- und Symmetriebedingungen erfüllt sein müssen. Dies ermöglicht die Entwicklung der *Generalisierten Punktquellensynthese* (GPSS), der das Huygens'sche Prinzip zugrunde liegt. Mit dieser halb analytischen und halb numerischen Methode läßt sich die Schallausbreitung in homogenen anisotropen Medien sehr viel schneller berechnen als mit dem elastodynamischen Ansatz [42, 43], so daß Implementationen auf einem PC lauffähig sind [44]. Zur Modellierung der SH-Welle ist ein nochmals beschleunigter Algorithmus entwickelt worden [45].

Die *Puls-Integrations-Methode* (PIM) beruht auf der Anwendung des Huygens'schen Prinzips der Zerlegung in elementare Kugelwellen. Eine Schallquelle wird in eine hinreichend große Anzahl von Einzelelementen unterteilt, die jeweils eine Kugelwelle aussenden. Für jeden Aufpunkt werden diese Elementarwellen entsprechend ihrer jeweiligen Gruppenlaufzeit phasenrichtig aufaddiert. Dabei muß die jeweilige Punkttrichtwirkung berücksichtigt werden. Diese Punktstrahler-

oder Punktquellen-Synthese ist schon früher von WÜSTENBERG ausgeführt worden [46], und wurde später von BOEHM auf die Schallausbreitung im polykristallinen anisotropen Festkörper erweitert [47]. Das Verfahren ist für homogene [48] wie inhomogene [49] Medien geeignet. Es verwendet zur Ermittlung der Schallgeschwindigkeiten die analytische Lösung der Wellengleichung für ebene Wellen im Einkristall. In anisotropen Medien ist darauf zu achten, daß zur Auswahl der unter Berücksichtigung der Kohärenzlänge aufzuaddierenden Elementarwellen die Gruppengeschwindigkeit benutzt wird, für deren jeweilige Phasenlage aber die Phasengeschwindigkeit maßgebend ist. Wird der Durchgang durch gekrümmte Oberflächen berücksichtigt, so ist der Einfluß der Oberflächenmodellierung auf das numerische Ergebnis zu berücksichtigen [50].

Im Prinzip ähnlich verfährt FURUKAWA, der für isotrope Medien das Schallfeld als ein Bündel von Strahlen modelliert, die durch *forward ray tracing* berechnet werden. Die Dichte dieser Strahlen liefert die Ultraschallamplitude [51, 52]. Das Volumen wird aber als homogen behandelt, im Gegensatz zu dem Ray Tracing - Ansatz von OGILVY [53].

### 1.2.3. Analytischer Ansatz

Der analytische Ansatz abstrahiert am stärksten von den realen Bedingungen der Ultraschallprüfung, um für die behandelten Fragestellungen (Ausbreitungsrichtung, Brechungswinkel) eine geschlossene Lösung geben zu können. Um zu einer analytischen Lösung der elastodynamischen Wellengleichung zu kommen, muß eine ebene monochromatische Welle angenommen werden, die sich in homogener, anisotroper, nicht schwächender Materie ohne Streuer ausbreitet. Dieser Ansatz ist für einkristalline Medien ausführlich diskutiert, z. B. [54, 55, 56, 57], und wurde im Rahmen der Ultraschallprüfung schon früh auf faserverstärkte Werkstoffe übertragen [58].

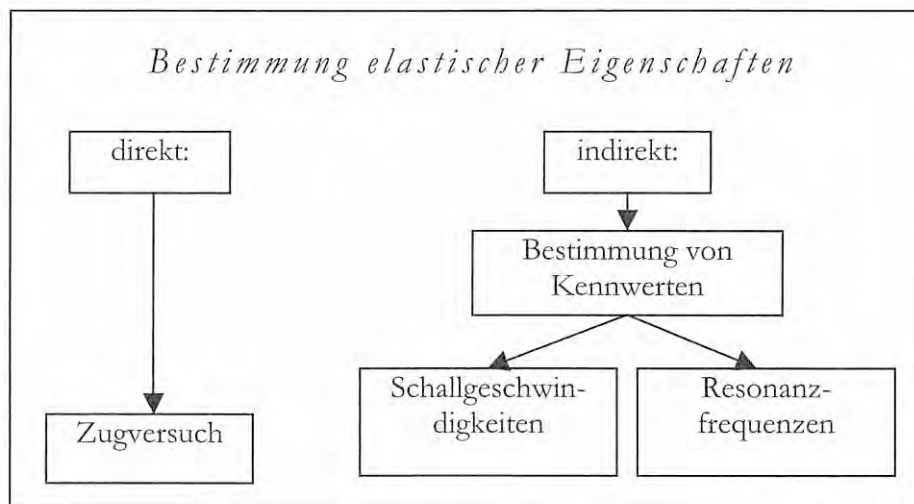
Das Modell kann Effekte aufgrund von Inhomogenität, Schallabsorption (Dissipation), Schallstreuung, Bündelbegrenzung und Impulslänge nicht berücksichtigen. Dennoch sind einige wesentliche Fragen der Ultraschallprüfung auch für anisotrope Prüfobjekte beantwortbar, wie die Bestimmung von Einschallrichtung, Bündeldivergenz und Modenwandlung. Es können Aussagen für den anisotropen Vollraum abgeleitet werden in bezug auf mögliche Wellenarten sowie deren Phasengeschwindigkeiten und Polarisierungen [59, 60, 61, 62, 63], weiter die Energieflußrichtung und die Geschwindigkeit des Energietransports, und damit etwaige Schallbündelablenkung von der Wellennormalen und Schallbündelverzerrungen durch Änderung der Divergenz.

An Grenzflächen sind auch Aussagen über Reflexion, Brechung und Modenwandlung möglich, und zwar für die Richtung des gebrochenen Strahls (Snellius'sches Gesetz), und für seine Amplitude [59, 64, 65, 66].

Der einfache Zusammenhang zwischen den elastischen Eigenschaften eines homogenen anisotropen Mediums und den darin möglichen Schallgeschwindigkeiten prädestiniert diesen Ansatz auch zur Verwendung bei der Bestimmung der effektiven elastischen Konstanten.

### 1.3. Ermittlung der elastischen Eigenschaften von anisotropen Medien

Wird ein anisotropes Medium als homogen modelliert, so benötigen alle oben beschriebenen Ansätze gleichermaßen einen Satz effektiver elastischer Konstanten (im kristallinen Medium sind dies die elastischen Einkristallkonstanten), die das elastische Verhalten des Mediums vollständig beschreiben. Dies kann durch den Tensor der elastischen Steifigkeit,  $\mathbf{c}$ , mit Matrixelementen  $c_{ij}$ ,



oder durch den Tensor der Nachgiebigkeit,  $\mathbf{s}$ , mit Matrixelementen  $s_{ij}$ , geschehen. Im Anhang ist der Zusammenhang der Steifigkeit mit den übrigen Größen des elastodynamischen Feldes zusammengefaßt.

Zur Bestimmung der elastischen Konstanten eines Werkstoffs gibt es folgende Möglichkeiten:

Die elastischen Konstanten eines Werkstoffs können im Prinzip mechanisch im Zugversuch gemessen werden. Dabei werden elastische Kennwerte wie Young-Modul  $E$ , Schubmodul  $G$  und Querkontraktionszahlen  $\nu$  für mehrere Richtungen gemessen. Es besteht ein direkter, symmetrie-



abhängiger Zusammenhang zwischen diesen Werten und der Steifigkeitsmatrix. Der experimentelle Aufwand dabei ist jedoch erheblich. Während die E-Moduln noch relativ zuverlässig bestimmbar sind, können die Querkontraktionen nur schwer hinreichend genau bestimmt werden, da sie teilweise sehr klein sind und deren Messung entsprechend schwierig und fehlerbehaftet ist. Daher werden die elastischen Kennwerte für faserverstärkte Polymere und andere anisotrope Werkstoffe ([67]) meist zumindest nicht vollständig im mechanischen Zugversuch ermittelt. Die heute üblicherweise praktizierten Verfahren beruhen auf der Auswertung des elastodynamischen Verhaltens des Prüflings. Dies ist auch deswegen günstiger, weil Zugversuche nur statische Kenngrößen liefern, während faserverstärkte Kunststoffe wegen ihres geringen Gewichts gerade bevorzugt in Systemen mit hoher dynamischer Belastung eingesetzt werden und deswegen größeres Interesse an den dynamischen Elastizitätsmoduln herrscht.

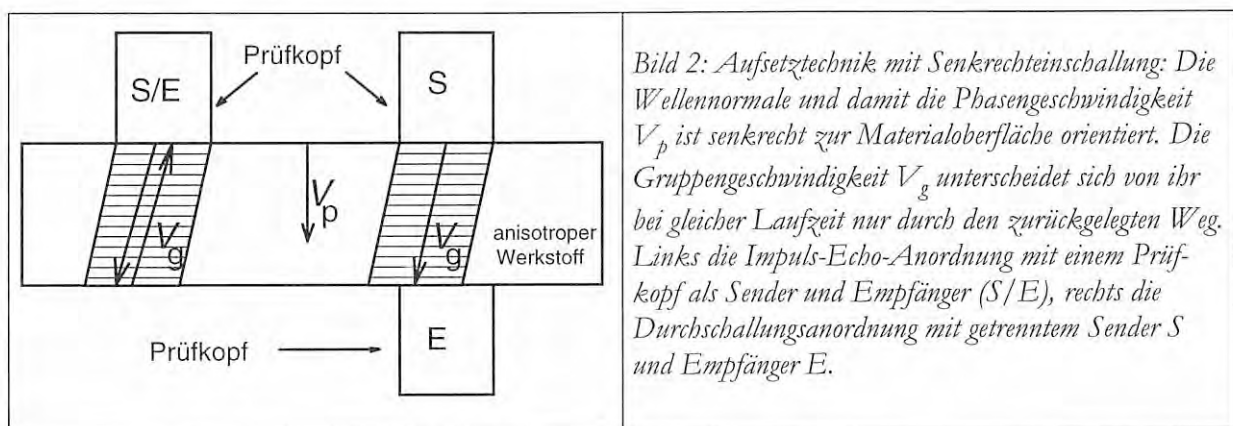
Daher wird zur dynamischen Elastizitätsbestimmung meist auf die Auswertung von Schallgeschwindigkeiten (Volumenwellen oder geführte Wellen) oder von Eigenresonanzen zurückgegriffen. Ist ein theoretischer Zusammenhang zur Berechnung der Kennwerte aus den elastischen Konstanten bekannt, so liefert dessen inverse Anwendung die Konstanten. Die Vielfalt möglicher experimenteller Vorgehensweisen ist immens, wie die folgenden Kapitel zeigen. Die folgende Aufstellung zeigt die zur Ermittlung der elastischen Eigenschaften hauptsächlich wählbaren Parameter:

<i>Wellenart</i>	<i>Geschwindigkeitstyp</i>	<i>Beschallungsart</i>	<i>Einschallrichtung</i>	<i>Auswertung</i>	<i>Koppeltechnik</i>
Volumenwellen	Phasengeschwindigkeit	Impulsschall	Senkrechteinschallung	Zeitbereich (Laufzeit)	Kontakttechnik
geführte Wellen	Gruppengeschwindigkeit	Dauerschall	Schrägeinschallung	Frequenzbereich (Spektrometrie)	Tauchtechnik

### 1.3.1. Senkrechteinschallung

Schallgeschwindigkeiten können durch Messung der Laufzeit von einem oder mehreren Echos oder Signalen eines Ultraschallimpulses bestimmt werden, wenn die Bauteildicke groß genug und genau bekannt ist. Es kann in Impuls-Echo-Technik mit einem einzigen Kopf als Sender und Empfänger gearbeitet werden, oder mit getrennten Köpfen in Durchschallungstechnik. Beide Anordnungen sind in Bild 2 illustriert. In Senkrechteinschallung ist der Wellenvektor und damit die Phasengeschwindigkeit immer senkrecht zur Oberfläche orientiert.

Verschiedene Methoden zur Senkrechteinschallung sind ausführlich von PAPADAKIS dargestellt worden [68]. Die *Impuls-Echo-Überlapp-Methode* stammt ursprünglich von MAY [69]. Sie basiert auf der Überlagerung zweier korrespondierender Echos eines Wellenzuges auf einem Oszillographen und der Messung der dazu erforderlichen Zeitdifferenz in der Horizontalablenkung. Die Methode ist sehr vielseitig: Sie arbeitet mit oder ohne Vorlaufstrecken, in Echo- wie in Durchschallungstechnik und mit schmalbandigen wie mit breitbandigen Impulsen. Bei letzteren ist die Überlappung leichter zweifelsfrei herzustellen. In diesem Fall wird die Meßgenauigkeit mit  $1/100$  der Periode der Ultraschallwelle angegeben. Weiter werden von PAPADAKIS die *Impuls-Echo-Überlagerungs-Methode* sowie eine mit Rückkopplung zwischen Sendeimpuls und Echo arbeitende Technik dargestellt. Alle diese Methoden benötigen Laufzeiten zwischen den Echos, die größer sind als die Echolängen selbst.



Die Messungen beruhen auf dem Vergleich charakteristischer Punkte mit definierter Phasenlage in zwei korrespondierenden Echos, z.B. jeweils dem ersten Nulldurchgang (Fußpunktmethode), dem Echomaximum oder der Überlappung des ganzen Wellenzugs (Überlappmethode).

Da eine Laufzeitmessung letztlich immer auf der Fortpflanzung elastischer Energie beruht, die mit Gruppengeschwindigkeit erfolgt, ist zu klären, ob bei dem jeweiligen Aufbau die Phasen- oder die Gruppengeschwindigkeit gemessen wird. SAHAY, KLINE und MIGNOGNA [70] zeigen, daß in anisotropen Medien bei der Aufsetztechnik von Senkrechtschwingern auf planparallele Proben (Bild 2) tatsächlich die Phasengeschwindigkeit  $V_p$  aus den Gruppenlaufzeiten  $\Delta t$  mit  $V_p = d/\Delta t$  für Durchschallung und  $V_p = 2d/\Delta t$  für Impuls-Echo ( $d$ : Materialdicke) berechnet werden kann, während dies bei Schrägeinschallung (Wellenvektor schräg zur Oberfläche) nicht generell möglich ist. Sie weisen darauf hin, daß bei Durchschallung der Empfangskopf hinreichend groß sein oder geeignet verschoben werden muß, um das Durchschallungssignal zu empfangen. Diese Problematik entfällt bei der Impuls-Echo-Messung. Bei nicht-planparallelen Proben ist zusätzlich zur unbekanntnen Phasengeschwindigkeit auch der Brechungswinkel unbekannt, so daß

die richtige Geometrie für ein Durchschallungsexperiment in diesem Falle nicht a priori festgelegt werden kann. Generell ist zu beachten, daß die Polarisation der Wellen im allgemeinen nicht der im isotropen Fall entspricht [71].

KRIZ und STINCHCOMB [72] verwenden Phasengeschwindigkeitsmessungen an planparallelen Proben, um einerseits die effektiven elastischen Konstanten von CFK-Laminat zu ermitteln, andererseits aber auch die elastischen Eigenschaften der Fasern selbst. Für die Messungen außerhalb der Symmetrieachsen wurde pro Ebene des Koordinatensystems nur je eine Probe mit 45°-Orientierung vermessen, weswegen die Ergebnisse teilweise stark streuen. In weiteren Arbeiten wird die Fußpunktmethod zur Messung der Abhängigkeit von Schallgeschwindigkeit und Schwächung von Temperatur und Druck verwendet (mit Longitudinalwellen an isotropen Polymeren) [73, 74].

### 1.3.2. Schrägeinschallung

Viele Autoren verwenden schräg eingeschallte Ultraschallwellen in Tauchtechnik mit einer Goniometer-Einrichtung, siehe Bild 3. Dieses Verfahren mißt Gruppengeschwindigkeiten, wie ausführlich für ein allgemeines anisotropes Medium von ROKHLIN und WANG [75] diskutiert wird. Ein Vergleich der Laufzeiten von Energie (mit Gruppengeschwindigkeit entlang dem Gruppengeschwindigkeitsvektor) und Wellenfront (mit Phasengeschwindigkeit in Richtung des Phasengeschwindigkeitsvektors) ergibt, daß diese beiden Laufzeiten im allgemeinen nicht gleich sind.

Wird in einfacher Durchschallung mit getrennten Sende- und Empfangsprüfköpfen gearbeitet, so muß der Empfangsprüfkopf für jeden Einfallswinkel im allgemeinen in zwei Dimensionen auf

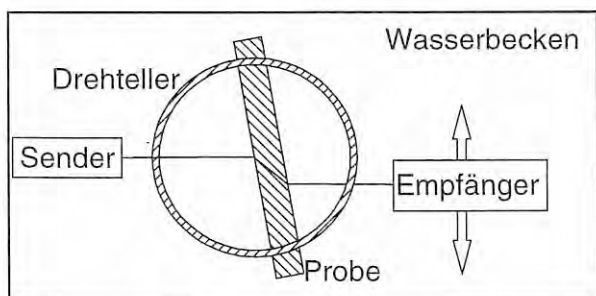


Bild 3: Goniometeranordnung zur Messung von Gruppengeschwindigkeiten und Brechungswinkeln mit lateral verfahrbarem Empfänger.

das Amplitudenmaximum verfahren werden, bei koplanarer Einschallung nur in einer. In Doppeldurchschallung mit Hilfsreflektor entfällt diese Komplikation [75, 76], wie auch bei dünnen Proben [77].

Eine Abwandlung der Anordnung mit Sende- und Empfangsprüfkopf auf derselben Probenseite und Reflexion an der Rückwand ist auch möglich [70, 78] und wird für verschiedene Koppeltechniken vorgeschlagen: von KLINE und CHEN für Tauchtechnik [79, 80], und von HSU und MARGETAN [81] in Kontakttechnik mit einseitig aufgesetzten Senkrechtprüfköpfen, also der Konfiguration für Akusto-Ultraschall [82, 83, 84, 85, 86].

PILARSKI und ROSE [89] schlagen einen Aufbau mit Universal-Winkelprüfköpfen vor, der bei einseitiger Zugänglichkeit in Kontakttechnik die Geschwindigkeit von Kriechwellen (*subsurface longitudinal waves*, SSLW) mißt, also beim ersten kritischen Winkel (für die *Gruppengeschwindigkeit*) der Longitudinalwelle arbeitet. Es wird darauf hingewiesen, daß die Methode eine Homogenität des Werkstoffs auch in seinen Randschichten voraussetzt, was nicht immer gegeben sein dürfte. Aus derselben Arbeitsgruppe wird auch über den Einsatz der Goniometer/Tauchtechnik-Methode an einem vergleichsweise dicken (18 mm) glasfaserverstärkten Komposit berichtet [87], wobei sich die methodischen Probleme deutlich zeigen: Dadurch, daß nur ein kleiner Bereich von Einfallswinkeln nutzbar ist, in Tauchtechnik nur ein geringer Energieübertrag möglich ist und dabei die *Gruppengeschwindigkeiten* gemessen werden, gelingt die Rekonstruktion der elastischen Konstanten nur ungenau, und die aus der Steifigkeitsmatrix abgeleiteten Phasengeschwindigkeiten sind um bis zu 17% falsch. Auswertung von Volumenwellen in Winkel-Kontakttechnik für einseitigen Zugang wird von ROSE et al. berichtet [88, 89]. Mit schräg eingeschallten Longitudinalwellen in Tauchtechnik kann mittels Rückstreuungsmessung auch die Faserorientierung erfaßt werden [90].

Die Goniometer-Methode wird auch herangezogen, um die Zuverlässigkeit eines Modells zu testen, das das elastische Verhalten eines Komposits aus den Eigenschaften seiner Bestandteile abzuleiten versucht [91]. Sie ist auch mit der weiter unten beschriebenen Auswertung von Amplituden-Spektren kombiniert worden [92]

Ein experimentelles Problem dieser Technik besteht darin, daß entlang des Schallaufweges zwei bzw. vier Wellenumwandlungen mit entsprechendem Energieverlust stattfinden müssen [93], weshalb meist leicht durchschallbare Materialien und geringe Wandstärken untersucht werden

---

(z.B. 2.1 mm dickes CFK in [75] ). Bei der Ermittlung der elastischen Konstanten, die durch nichtlineare Regression bestimmt werden, sind dann große Unsicherheiten in Kauf zu nehmen [75, 87]. Diese Regression ist in Symmetrieebenen stabiler, jedoch koppelt hier die langsame, horizontal polarisierte Transversalwelle nicht an, da sie dann ein reiner Wellenmode ist. *Beide* Transversalwellen koppeln nur außerhalb von Symmetrieebenen an. In [ 87, 94] werden aus den gemessenen Gruppengeschwindigkeiten zunächst die Phasengeschwindigkeiten und daraus die elastischen Konstanten ermittelt. Verbesserungen des Goniometer-Verfahrens sind in [95] beschrieben.

Verfahrensbedingt können Meßwerte nur für diejenigen Einschallwinkel (Winkel zwischen Wellennormale und Oberflächennormale) aufgenommen werden, für die der Brechungswinkel der Gruppengeschwindigkeit kleiner als  $90^\circ$  ist. wegen der Bündelablenkung ist das nur für kleine Einfallswinkel gegeben. Mit steigendem Brechungswinkel nimmt ferner der Schallweg und damit die Schwächung des Signals zu. Oft sind nur Brechungswinkel von unter  $60^\circ$  praktisch erreichbar [96], in GFK noch weniger. Das entspricht einem engen Bereich von untersuchten Einfallswinkeln, beispielsweise weniger als  $10^\circ$  in CFK [94]. Die Rekonstruktion der elastischen Konstanten ist im übrigen für Gruppengeschwindigkeiten komplizierter als für Phasengeschwindigkeiten und daher anfälliger [138, 97, 98].

CASTAGNEDE et al. [99] untersuchen mit der Goniometer-Methode, wie der Unterschied in den Signallaufzeiten von mehreren Echos in einem A-Bild gemessen werden kann (im Zeitbereich), wenn sich diese Echos zeitlich nicht völlig trennen lassen, was bei der untersuchten Problematik oft vorkommt [100]. Im Ergebnis liefert die Kreuzkorrelation fehlerhafte Werte, solange die beiden Echos nicht durch Multiplikation mit geeigneten Fensterfunktionen disjunkt gemacht werden. Diese Filterung verfälscht das erfaßte physikalische Geschehen jedoch mehr oder minder stark und ist überdies höchst subjektiv.

### 1.3.3. Spektroskopie

Die oben beschriebenen, im Zeitbereich arbeitenden Verfahren müssen kurze, zeitlich auflösbare Impulse verwenden (die Kohärenzlänge des Impulses muß kleiner sein als die Probendicke), und sind daher auf breitbandige Signale und dicke Proben beschränkt. Bei größeren Kohärenzlängen (durch Burst-Signale oder Dauerschall) oder bei dünnen Proben kann ausgenutzt werden, daß es

zu abwechselnd konstruktiver und destruktiver Interferenz kommt, wenn der Schallweg oder die Frequenz kontinuierlich variiert werden (Variation des Schallweges z. B. durch Verwendung von zwei umgekehrt aufeinander gelegten, gegeneinander verschiebbaren Keilen [101]). Aus den Resonanzstellen lassen sich Phasengeschwindigkeiten und Gruppengeschwindigkeiten ermitteln [102, 68, 103].

Schon früh wurden diese Absorptionsminima im Amplitudenspektrum, deren Abstand der reziproken Laufzeit entspricht, zur Bestimmung geringer Schichtdicken eingeführt. [104]. SACHSE und PAO [102] zeigen für ein Durchschallungssignal durch ein dispersives Medium, daß sowohl das Amplitudenspektrum der Echofolge als auch das Phasenspektrum ausgewertet werden können, wobei das Phasenspektrum identisch ist mit der Dispersionsbeziehung  $k(\omega)$ , aus der die Phasengeschwindigkeit nach  $V_p = \omega/k$  und die Gruppengeschwindigkeit nach  $V_g = d\omega/dk$  errechnet werden können. Die Auswertung von Phasenspektren ergibt eine kontinuierliche Dispersionsbeziehung  $V_p(\omega)$ , jedoch werden im Zeitbereich getrennte Echos benötigt. Die Auswertung von Amplitudenspektren hat dieses Problem nicht und kann daher an dünnen Proben oder an Beschichtungen [105] eingesetzt werden, liefert aber nur diskrete Werte der Geschwindigkeit. Meist werden Phasen- und Amplitudenspektrum gemeinsam ausgewertet [106, 107, 108, 109]. Sowohl Durchschallung als auch Impuls-Echo-Technik werden verwandt.

Sind die einzelnen Echos aus einer Probe zeitlich separierbar (z. B. Eintrittsecho, 1. und 2. Rückwandecho), so lassen sich aus den Spektren der einzelnen Echos Phasen- und Gruppengeschwindigkeiten für dispersive Medien über die Bandbreite der Apparatur hinweg bestimmen. Auch die spektrale Ermittlung weiterer Parameter wie Reflektionsfaktoren und der frequenzabhängigen Schallschwächung ist möglich [110, 111]. Für anisotrope Medien wie faserverstärkte Kunststoffe eignet sich dieses Verfahren besonders gut längs der kristallografischen Achsen, andernfalls müssen gebrochene Moden elektronisch ausgeblendet werden. [112, 113, 114].

Obwohl die meisten Autoren der Einfachheit halber nur Tauchtechnik-Experimente vornehmen, kann das Verfahren auch in Kontakttechnik mit einer Vorlaufstrecke angewandt werden. Ist eine Auflösung des Eintrittsechos aus der Probe nicht möglich, so kann alternativ ein Referenzecho von einer bekannten Probe (homogenen isotropen) Materials zu Hilfe genommen werden [115]

#### 1.3.4. Geführte Wellen, Laser-Ultraschall

Bei der Ausnutzung von geführten Wellen ist, – gerade für CFK, das üblicherweise in dünnen Schichten eingesetzt wird –, die Anwendung des Plattenwellendiagramms naheliegend. ROSE untersucht die Charakterisierung von Kompositen mittels geführter Wellen in Hinblick auf nur einseitigen Zugang zur Probenoberfläche [116, 117, 118]. CHIMENTI und NAYFEH untersuchen zu demselben Zweck Plattenwellen in dünnen CFK-Laminaten in Tauchtechnik (Leaky Lamb Waves) [119, 120] ebenso BAR-COHEN und MAL [121, 122, 123, 124, 125]. Theoretische Untersuchungen hierzu für geschichtete Medien kommen von DATTA und SHAH [126, 127] sowie von KLINE et al. [128]. ROKHLIN und WANG verwenden die Goniometer-Methode, um in dünnen Proben Plattenwellen zu erzeugen, und verwenden deren konstruktive bzw. destruktive Interferenzen zur Bestimmung der elastischen Eigenschaften [129]. Auch luftgekoppelter Ultraschall wird eingesetzt [130, 131].

Weiterhin wird Laser-Ultraschall zur Elastizitätsbestimmung in großem Umfang herangezogen [132, 133]. Dies betrifft Plattenwellen ([134], nur Bestimmung von Zug- und Schubmoduln), Oberflächenwellen [135, 136], sowie über die Schallgeschwindigkeitsmessung von laserangeregten und -empfangenen Volumenwellen in Metall-Matrix-Verbunden und einkristallinem Germanium [137]. Weitere Arbeiten zur Verwendung von Laser-Ultraschall zur Elastizitätsbestimmung werden von CASTAGNEDE und BESCOND berichtet [138, 139], wobei die Anwendbarkeit bei hohen Temperaturen ein hervorstechendes Merkmal ist (z. B. durch AUDOIN bis  $280^\circ$  [140] und von PAUL et al. bis  $1400^\circ$  [141]). Da Laser-Ultraschall Schallerzeugung und -empfang ideal punktförmig realisiert, mißt er immer die Gruppengeschwindigkeit zwischen Schalleintritts- und austrittspunkt (Punktquelle / Punktemfängermodell, [142, 143]). Auch hier stellt sich das Problem, daß der Schallweg mit dem Tangens des Brechungswinkels wächst und nur für einen kleinen Winkelbereich der Wellennormalen vertretbare Schallwege zu erzielen sind. Während der laseroptische Empfang an Metallen noch hinreichend empfindlich ist [144], treten an faserverstärkten Polymeren große Empfindlichkeitsprobleme auf [138].

### 1.3.5. Schwingungsanalyse

Die Auswertung von Eigenschwingungsmoden eines Körpers bildet die Grundlage der Schwingungsanalyse (auch *Modalanalyse*, *resonante Ultraschall-Spektroskopie*, *RUS*) zur Bestimmung seiner elastischen Eigenschaften. Zur Anregung der Schwingungen werden einerseits Dauerschall mit durchgestimmter Frequenz (erzwungene Schwingungen) oder frei abklingende Eigenschwingungen nach Schlag- oder Impulsanregung verwendet. Diese experimentell bestimmten Frequenzen werden mit den Ergebnissen theoretischer Modellierung verglichen und die Modellparameter variiert, bis der Unterschied zwischen den theoretisch ermittelten und den gemessenen Resonanzen durch Approximation minimal ist (siehe Bild 4).

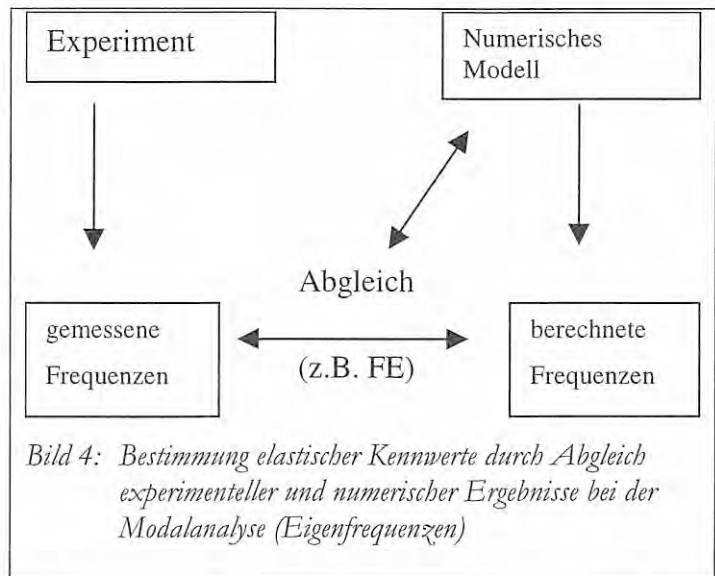


Bild 4: Bestimmung elastischer Kennwerte durch Abgleich experimenteller und numerischer Ergebnisse bei der Modalanalyse (Eigenfrequenzen)

Mit durchgestimmtem Dauerschall können an planparallelen, quaderförmigen Proben die elastischen Konstanten zweiter und höherer Ordnung [145, 146, 147] bestimmt werden. Zur mathematischen Modellierung kann ein störungstheoretischer Ansatz auf der Basis des Hamilton-Prinzips der stationären Wirkung verwendet werden [148]. Probleme können dadurch entstehen, daß die Eigenfrequenzen eine starke und komplexe Abhängigkeit von den elastischen Konstanten aufweisen [146].

Finite-Elemente-Rechnungen können anstelle analytischer Näherungsansätze oder Störungstheorie verwendet werden, um die mathematische Modellierung stabiler zu machen, wenn auch der Rechenaufwand größer ist [145, 147]. Die experimentelle Anregung der Eigenschwingungen kann auch durch Impulsanregung erfolgen [145].

Ein Vorteil der Schwingungsanalyse liegt in ihrer fast vollständigen Berührungslosigkeit, so daß sie sowohl bei extremen Temperaturen eingesetzt werden kann, z. B.  $-177^{\circ}\text{C}$  [149] für Polar- und Weltraumanwendungen oder bis  $1200^{\circ}\text{C}$  zur Untersuchung der Warmfestigkeit von Superlegierungen [145, 150].



Die Anforderungen an die genaue Einhaltung der vorgegebenen Bauteilgeometrie sind allerdings sehr hoch, deshalb wird empfohlen, zur statistischen Sicherung mit vielen Proben zu arbeiten [151, 145]. Die meisten Anwendungen beziehen sich auf Metalle oder CFK, auf dem Gebiet GFK wird weniger gearbeitet. Ein Beispiel -mit transversal isotropem Modellansatz- geben JORDANOV und KNAKE [152].

Die Charakterisierung des Aushärtungszustandes von CFK-Kompositen während der Aushärtung ist ein weiteres Beispiel der Resonanz-Spektroskopie, bei dem die Resonanzeigenschaften der Trägerplatte im Aushärtungsprozeß untersucht werden [153].

### 1.3.6. Vergleichende Bestimmung mit verschiedenen Verfahren

DUNN und LEDBETTER [154, 155, 156] vergleichen die Ergebnisse der Resonanten Ultraschall-Spektroskopie mit der Messung von Ultraschall-Phasengeschwindigkeiten und stellen gute Übereinstimmung zwischen beiden Verfahren fest. Sie verwenden die oben beschriebene approximative Optimierung eines mikromechanischen Modells zur Bestimmung der Orientierungs-Verteilungs-Funktion von kurzglasfaserverstärkten Spritzgußproben [154, 155] und zur Charakterisierung von Porosität [156].

SINCLAIR und FARSHAD [157] vergleichen den statischen Zug- und Biegeversuch mit der Resonanzmethode und der Messung von Ultraschallgeschwindigkeiten für ein als homogen und orthotrop modelliertes Medium, Holz. Sie weisen darauf hin, daß die Resonanzmethode relativ empfindlich gegen Inhomogenität und Geometrieabweichungen ist, während der Biegeversuch statische statt der gesuchten dynamischen Moduln mißt, die sich durch Fließ- und Kriechvorgänge erheblich unterscheiden (bis zu 30%). Inhomogenität beeinflusst die drei Methoden unterschiedlich: Der Biegeversuch ist empfindlich für Inhomogenitäten an den Biegepunkten, der Resonanztest für solche entlang der Schwingungsbäuche. Der Ultraschall ist relativ unempfindlich gegen Inhomogenität, da er über das gesamte durchschallte Probenvolumen mittelt. Verfahrensabhängige Unterschiede von bis zu 20% berichten auch LITTLES et al. für vergleichende Versuche an GFK mit Durchschallung in Tauchtechnik sowie mit laser- und piezoelektrisch angeregten Oberflächenwellen im Vergleich zu den Ergebnissen zerstörender Versuche [158].

Für mineralfaserverstärktes Siliziumkarbid-Komposit berichten LIU et al. recht gute Übereinstimmung zwischen mechanisch und mittels RUS bestimmten elastischen Eigenschaften [159]. Bei Vergleichen von Ultraschallmessungen mit Daten aus Biegeversuchen werden ebenfalls gute Übereinstimmungen berichtet [160, 161].

#### 1.4. Rekonstruktion der elastischen Konstanten

Um aus den ermittelten Phasengeschwindigkeiten die effektiven elastischen Konstanten zu rekonstruieren, wird in der Regel ein Regressionsalgorithmus verwendet, der die Fehlerquadrate zwischen Meßwerten und den errechneten Phasengeschwindigkeiten bei gegebenen elastischen Konstanten minimiert [162, 163]. Für dieses Vorgehen zeigen ROKHLIN und WANG, daß der Algorithmus auch bei 5% Zufallsrauschen auf den Meßwerten noch eine Regression zuläßt, wenn die Schallgeschwindigkeiten in einer Symmetrieebene gemessen wurden [75, 164].

Auch bei der Fehlerlokalisierung mittels Schallemission muß ein nicht-invertierbarer, nichtlinearer Zusammenhang zwischen Ausbreitungsgesetzen und gemessenen Laufzeiten von Emissionssignalen optimiert werden, was anhand eines Gauss-Newton-Verfahrens geschehen kann [165]. DEGTYAR und ROKHLIN [166] verwenden synthetische Meßdaten, um die Regression von elastischen Konstanten und Spannungen sowohl aus Phasen- als auch aus Gruppengeschwindigkeiten zu untersuchen. Auch sie verwenden einen nichtlinearen *least squares* Algorithmus. Sie zeigen, daß diese Regression bei gleich stark verrauschten Geschwindigkeitsdaten für beide Typen etwa gleich ist.

#### Anzahl unabhängiger elastischer Konstanten

Der einfachste Fall von Symmetrie ist die Isotropie. Sie ist auf atomarer Ebene aber nicht möglich und existiert nur als makroskopischer Zustand, in dem sich Anisotropien durch statistische Verteilung wegmitteln. Zu seiner Beschreibung bleiben nur zwei unabhängige elastische Konstanten. In faserverstärkten Kunststoffen hat man oft "Quasi-Isotropie" durch feine Mischung vieler verschiedener Verstärkungsrichtungen. Eventuelle Textur im Werkstoff muß relativ zur Wellenlänge klein sein, um sich wegzumitteln. Das klappt bei Glasfaser ganz gut, wird aber z. B. bei den Stengelkristalliten in austenitischem Schweißgut schon recht problematisch.

Die hexagonale Kristallsymmetrie wird allgemein mit 5 unabhängigen elastischen Konstanten zur Beschreibung transversal isotroper Medien verwendet (z.B. [167]). SENDECKYJ [169] zeigt, daß Achsen mit sechszähliger und solche mit unendlich-zähliger Symmetrie gleich sind. Das bedeutet, daß das transversal isotrope Material UD-GFK ebenfalls durch fünf elastische Konstanten beschrieben wird [167]. Auch PAYTON [168] weist darauf hin, daß ein allgemeines transversal isotropes Medium erst durch die Angabe der *fünf* elastischen Konstanten  $c_{11}$ ,  $c_{12}$ ,  $c_{13}$ ,  $c_{33}$  und  $c_{44}$  vollständig beschrieben ist, unabhängig vom strukturellen Zustandekommen der Transversal-isotropie. SENDECKYJ [169] und BERT [170] konstatieren diesen Sachverhalt explizit für unidirektional faserverstärkte Komposite.

Existieren weitere, die elastische Anisotropie einschränkende Sachverhalte, so kann ein makroskopisch transversal isotropes Medium durchaus von weniger als 5 elastischen Konstanten beschrieben werden: So sind in austenitischem Schweißgut die kubischen Kristalle in Erstarrungsrichtung gemeinsam geordnet (epitaktisch) ausgerichtet (*Stengelkristallite*), in der Ebene senkrecht dazu sind sie aber statistisch verteilt angeordnet. Das Material zeigt daher makroskopisch Transversalisotropie. Eine zusätzliche Beziehung der elastischen Eigenschaften, d.h. der effektiven elastischen Konstanten  $c_{ij}$ , in der Symmetrie- und in der Meridianebene ergibt sich aber, wie HIERSEKORN [171] zeigt, da der kubische Einkristall drei gleiche Hauptachsen besitzt (*Stengelkristallite in 3-Richtung*):

$$c_{12} - c_{66} = c_{13} - c_{44} \quad (1.1)$$

Die Differenz zwischen Querdehnung bei Zug und Querschering bei Schub muß in der Isotropieebene (1-2-Ebene) und in der Meridianebene (1-3-Ebene) gleich sein<sup>4</sup>. Aufgrund dieser zusätzlichen, mikrostrukturell bedingten Symmetrie in den elastischen Eigenschaften genügen 4 unabhängige Konstanten zu deren vollständiger Beschreibung.

---

<sup>4</sup>  $c_{12}$  bezieht die Dehnung in 2-Richtung auf die Normalspannung in 1-Richtung,  $c_{66}$  bezieht die Scherung in 2-Richtung auf eine Scherspannung in 1-Richtung (analog  $c_{13}$  und  $c_{44}$  für die 1- und 3-Richtung).

---

### 1.5. Aufgabenstellung

Das hauptsächliche Ziel dieser Arbeit ist es zu zeigen, daß eines der wesentlichsten Probleme der praktischen Ultraschallprüfung an GFK-Komponenten mit der Verwendung ebener Wellen hinreichend gut beschrieben werden kann, so daß dieser Ansatz wegen seines geringen Aufwandes gegenüber den numerischen Simulationsverfahren für den praktischen Prüfeinsatz im Sinne einfacher Anwendbarkeit vor Ort ein besonderes Potential besitzt.

Das untersuchte Problem ist die Vorhersage der Ausbreitungsrichtung der Energie in anisotropen Medien wie GFK bei Senkrecht- wie auch bei Schrägeinschallung. Im Zusammenhang damit muß untersucht werden, ob die Regeln des Snellius'schen Brechungsgesetzes hinreichend gut erfüllt werden, um damit Prognosen für die Brechung und Wellenumwandlung für Ultraschallwellen bei Schrägeinschallung in GFK zu gewinnen.

Um diese Ziel erreichen zu können, muß zunächst untersucht werden, ob der Kompositwerkstoff GFK für die Belange der Ultraschallprüfung als *homogenes* anisotropes Medium modelliert werden darf, wie es der Ansatz ebener Wellen verlangt. Dazu muß der Satz elastischer Konstanten, die den Werkstoff als homogenes, anisotropes Medium beschreiben, bestimmt, und die Vorhersagen des Ebene-Wellen-Ansatzes mit den experimentellen Befunden verglichen werden.

Dieser Vergleich soll zunächst die Schallbündelablenkung bei Senkrechteinschallung umfassen, und zwar sowohl für longitudinale als auch für transversale Schwingungsmoden. Auf dieser Grundlage aufbauend kann dann der Vorschlag einer verfeinerten Prüftechnik von GFK-Komponenten unter Einsatz der Schrägeinschallung und des Brechungsgesetzes erarbeitet werden, der darauf beruht, die Vorstellungen zur Anisotropie des Prüfgegenstandes in die Prüfkonzepktion mit einzubeziehen und damit die Prüfaussage zu erweitern, z. B. hinsichtlich erweiterter Prüfbarkeit (z. B. im Bereich von Anschlüssen, Manschetten, Isolierungen oder anderen mit Senkrechteinschallung unzugänglichen Stellen ) oder hinsichtlich Fragen der Werkstoffcharakterisierung (z. B. Faserorientierungen durch Vergleich von Schallgeschwindigkeiten zu charakterisieren).

Insgesamt liegt der Schwerpunkt der Arbeit bei experimentellen Nachweisen zu zwei zentralen Fragen der zerstörungsfreien Prüfung mit Ultraschall an GFK, nämlich der

---

- Bestimmung der Richtung des Schallstrahls, und zur
- Bestimmung der Brechung des Schallstrahls.

Diese Experimente zielen darauf ab zu bestätigen, daß die kristallphysikalischen Lösungen des Ebene-Welle-Ansatzes für den Einkristall auch für amorphe, mikroskopisch inhomogene Medien angewandt werden dürfen, solange makroskopisch vergleichbare elastische Verhaltensweisen vorliegen, wie dies für unidirektional (einachsig ) verstärktes GFK und die hexagonale Gittersymmetrie der Fall ist.

Es muß überprüft werden, ob unter diesen Voraussetzungen die Ableitung effektiver elastischer Konstanten aus gemessenen Schallgeschwindigkeiten dergestalt möglich ist, daß unter deren Verwendung sich das tatsächliche mechanische Verhalten des Werkstoffs rechnerisch reproduzieren läßt. Dies soll durch Messung der Phasengeschwindigkeiten für alle Polarisierungen und verschiedene Ausbreitungsrichtungen und den Vergleich mit den aus den abgeleiteten elastischen Konstanten prognostizierten Ergebnissen geschehen. Durch den Ansatz der ebenen Welle prinzipiell nicht erfaßte Effekte wie Dispersion, Inhomogenität und Schwächung müssen zur Beurteilung ihres Einflusses auf die Brauchbarkeit der Ebene-Wellen-Näherung rein experimentell ermittelt und quantitativ abgeschätzt werden.

Mit Hilfe der Theorie Ebener Wellen sollen dann Aussagen über Schallfeldverlauf, Energielaufzeit und Richtung der Energieausbreitung gewonnen und experimentell überprüft werden.

Schließlich soll eine Methode zur verbesserten Prüfung von GFK-Komponenten auf der Grundlage analytischer Modellierung unter Verwendung schräg eingeschallter Wellen entwickelt und getestet werden, um zu zeigen, daß für derartige Prüfsituationen die Theorie der ebenen Wellen und analytischer Modellierung eine hinreichend präzise Grundlage bildet.

## 2. Methoden und experimentelle Anordnungen zur Messung der Schallgeschwindigkeiten in GFK

### 2.1. Verfahren zur Schallgeschwindigkeitsmessung

Im vorangegangenen Abschnitt wurde eine Vielzahl von möglichen Verfahren zur Elastizitätsbestimmung mit den jeweiligen Vorzügen und Grenzen vorgestellt. Besonders hervorzuheben ist, daß Aufbauten wie das Goniometerverfahren, die auf einer Variation der Gruppengeschwindigkeit durch Änderung des Winkels zwischen Wellennormale und Oberflächennormale (Einfallswinkel) einer einfallenden Longitudinalwelle basieren, die also die Brechung ausnutzen, nur einen eingeschränkten Bereich von Winkeln zwischen Wellennormale und Faserrichtung untersuchen können, da durch den zusätzlichen Effekt der Brechung in den übrigen Bereichen Totalreflexion eintritt.

Da die vorliegende Arbeit die grundsätzliche Frage der Eignung ebener Wellen zur Beschreibung der Schallausbreitung in einem inhomogenen anisotropen Medium klären sollte, war zwingend zu fordern, daß das gewählte Meßverfahren nicht systematisch Bereiche des freien Parameters Normalenorientierung relativ zur Faser auslassen darf. Daher wurde die Methode der Schrägschnitt-Proben mit Senkrechtprüfköpfen im Direktkontakt gewählt, die zwar experimentell recht aufwendig ist, bei der aber der Einfallswinkel immer  $0^\circ$  beträgt und so das Auftreten von Brechung vermeidet.

Am realen Objekt, beim praktischen Einsatz des Ebene-Wellen-Ansatzes zur Lösung eines prüfpraktischen Problems, ist diese Methode der Elastizitätsbestimmung natürlich nicht gut geeignet, da viel zu aufwendig. Nun dürften aber die grundsätzlichen Strukturen der Schallgeschwindigkeitsabhängigkeiten im Prinzip von Material zu Material - jedenfalls im Rahmen einiger grundlegender Material- und Symmetrieklassen -, ähnlich sein. Dann sollten sehr wohl Goniometertechniken oder gar ganz einfache Formen der Winkeleinschallung mit wenigen untersuchten Ausbreitungsrichtungen und Wellenarten zur Elastizitätsbestimmung ausreichen, da nur einige wenige Meßwerte nötig sein sollten, um ein allgemeineres Modell gewissermaßen auf das konkrete Material zu "skalieren". Diese Modelle müßten zunächst natürlich theoretisch und experimentell erstellt und abgesichert werden.

GFK ist im Vergleich zu CFK im Materialaufbau sehr inhomogen und relativ stark schwächend, insgesamt also schlecht durchschallbar. Es muß daher mit stark gestörten Signalen gerechnet werden, bei denen die Ergebnisse von Messungen im Frequenzbereich, wie sich gezeigt hat, oft unkontrollierbar und unvorhersehbar schwanken. Auch deshalb wurde die direkte Laufzeitmessung im Zeitbereich als Referenzverfahren ausgewählt. Es wurden jedoch sowohl die direkt im Zeitbereich arbeitende als auch die spektrale Verfahrensvariante angewendet und verglichen.

Für die Bestimmung der Schallgeschwindigkeiten wurden Phasenlaufzeiten mit Einschallungstechniken nach Bild 5 ausgewertet: Es wurde durchgängig mit Senkrechtprüfköpfen an planparallelen Scheiben gemessen, und zwar vergleichend in Impuls-Echo-Technik (IE-Technik) und in Durchschallungstechnik (D-Technik). Die Wellennormale (und damit die Phasengeschwindigkeit) ist hier stets senkrecht zur Werkstückoberfläche und in einem wohldefinierten Winkel zur Verstärkungs- bzw. Anisotropierichtung der Werkstoffprobe ausgerichtet. Dadurch können apparative Einflüsse und Interpretationsschwierigkeiten so gering wie möglich gehalten werden.

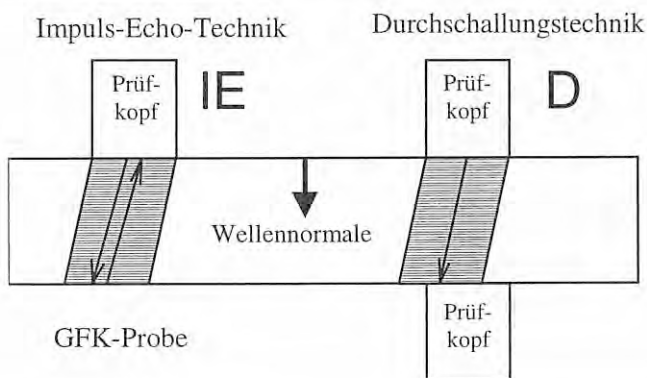


Bild 5:

Techniken zur Ermittlung der Phasengeschwindigkeit durch Messung der Laufzeit von Phasenfronten durch den Probekörper. Impuls-Echo-Technik IE (links) mit einem Kopf und Durchschallung D (rechts) mit zwei Köpfen. Die Wellennormale steht immer senkrecht zur Oberfläche, die Energie-Ausbreitungsrichtung (schmale Pfeile) aber nicht.

Durch Messung der Schallaufzeiten bei senkrechter Einschallung in planparallele Platten kann auf einfache Weise sichergestellt werden, daß die Phasen- und nicht die Gruppengeschwindigkeit gemessen wird: Denn beide haben die gleichen Laufzeiten (die gemessen werden) und unterscheiden sich durch die in der verstrichenen Zeit zurückgelegten Wege. Bei der vorliegenden Probendicke ist auch bei Durchschallungsanordnung mit dem gegebenen Prüfkopfdurchmesser (12,7 mm Schwingerdurchmesser) sichergestellt, daß trotz Bündelablenkung noch hinreichend viel Energie auch bei koaxialer Prüfkopfانordnung auf dem Empfangsprüfkopf einfällt. Im Im-

puls-Echo-Betrieb spielt die Bündelablenkung keine Rolle, da die Energie wegen des Einfallswinkels<sup>5</sup> von  $90^\circ$  hin und zurück denselben Weg nimmt (Einfallswinkel = Ausfallswinkel).

Die Laufzeitmessungen wurden an einem Analog-Oszillographen HP 1980 mit mehreren Zeitbasen in Impuls-Überlapp-Technik mit einem Ultraschallgerät Panametrics 5052 UA ausgeführt. Dieses Vorgehen entspricht experimentell weitgehend dem von SINCLAIR [157].

## 2.2. Präparation und Benennung der Proben

Die Werkstoffproben wurden aus unidirektional glasfaserverstärktem Epoxidharz mit einem Faseranteil von rund 60% durch nasses Diamanttrennschneiden gefertigt. Das Ausgangsmaterial lag in Stangenform mit den Maßen 30x60x700 mm vor, wobei die Glasfasern in Längsrichtung des Knüppels orientiert waren.

Zunächst wurde das Material in 9 Abschnitte A1 bis A9 aufgetrennt, aus denen anschließend drei Serien von je 11 planparallelen, rund 10 mm dicken Platten geschnitten wurden wie in Bild 6 gezeigt. Diese Serien werden nachfolgend mit X, Y und Z bezeichnet.

Das Koordinatensystem wurde für diese Arbeit so gewählt, daß die Längsachse des Blocks (und damit die Glasfasern) in Z-Richtung verlaufen, während lange bzw. kurze Querrichtung des Blocks in Y- bzw. X-Richtung orientiert sind.

Alle Oberflächennormalen innerhalb einer Probenserie liegen damit in einer gemeinsamen Ebene des Koordinatensystems.

---

<sup>5</sup> der Einfallswinkel ist hier -wie gewöhnlich- der Winkel zwischen Wellennormale und Oberflächennormale. Beträgt er  $90^\circ$ , so bildet sich die Wellenfront -auch in anisotropem Material- parallel zur Oberfläche aus.

---



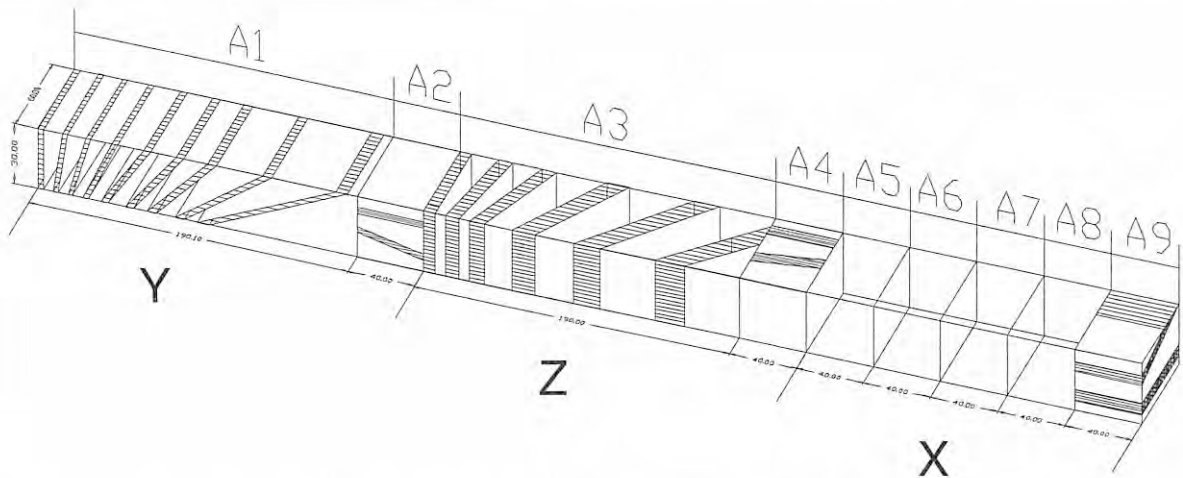


Bild 6: Entnahme von drei Serien planparalleler Scheiben in Serien X, Y, und Z aus den Einzelabschnitten A1 bis A9 eines UD-GFK-Stabes (Prinzipische Skizze, Breiten, Winkel und Lagen nicht maßstäblich!)

Die Orientierung der Proben relativ zur Fasertextur zeigt schematisch Bild 7, in dem die Lage einiger Proben in einem unidirektional in Z-Richtung verstärkten Block als schwarze gefüllte Rechtecke zusammen mit der jeweiligen Serienbezeichnung eingetragen sind. Der Winkel zwischen der Glasfaserrichtung und der Oberflächennormalen wird mit  $\Theta$  bezeichnet ( $\Theta = 0^\circ$  entspricht dabei einer Oberflächennormalen parallel zu den Glasfasern). Da in dieser Arbeit alle Ultraschallmessungen mit Senkrechtprüfköpfen vorgenommen werden, so daß die Wellennormale immer parallel zur Oberflächennormalen ist, gibt der Winkel  $\Theta$  auch die Richtung der Wellennormale in Bezug auf die Faserrichtung an. Der Winkel zwischen der Richtung der Wellennormalen und der Faserrichtung wird im folgenden gelegentlich auch kurz als Normalenrichtung bezeichnet. Ein Photo der drei Probenserien ist in Bild 8 wiedergegeben.

Orientierung der Oberflächennormalen innerhalb der Probenreihen

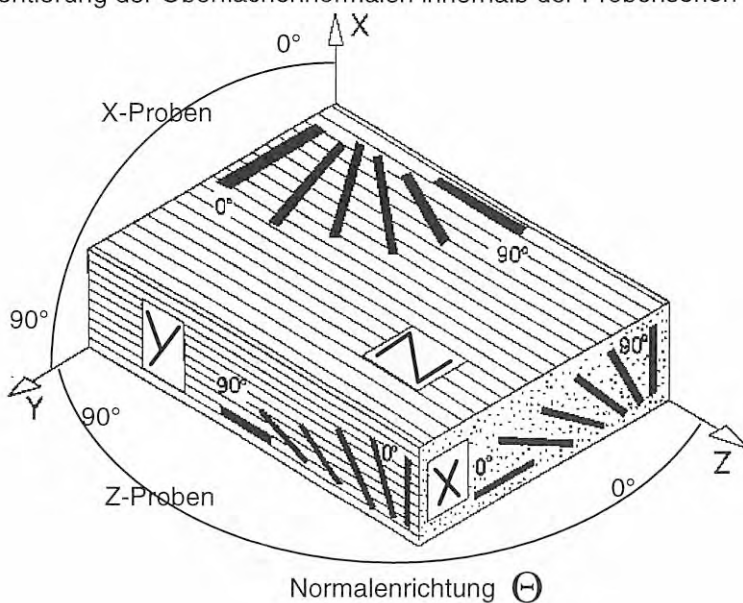


Bild 7:  
Entnahme von planparallelen Proben aus einem UD-GFRK-Stab (Prinzip). Oberflächennormalen jeder Probenreihe liegen in einer Ebene des Koordinatensystems: Für die X-Proben in der X-Y-Ebene, für die Z-Proben in der Y-Z-Ebene, für die Y-Proben in der X-Z-Ebene (nicht gezeigt). Der Winkel zwischen der Richtung der Glasfaser und der Oberflächennormalen der Proben wird in dieser Arbeit durchgängig mit  $\Theta$  bezeichnet.

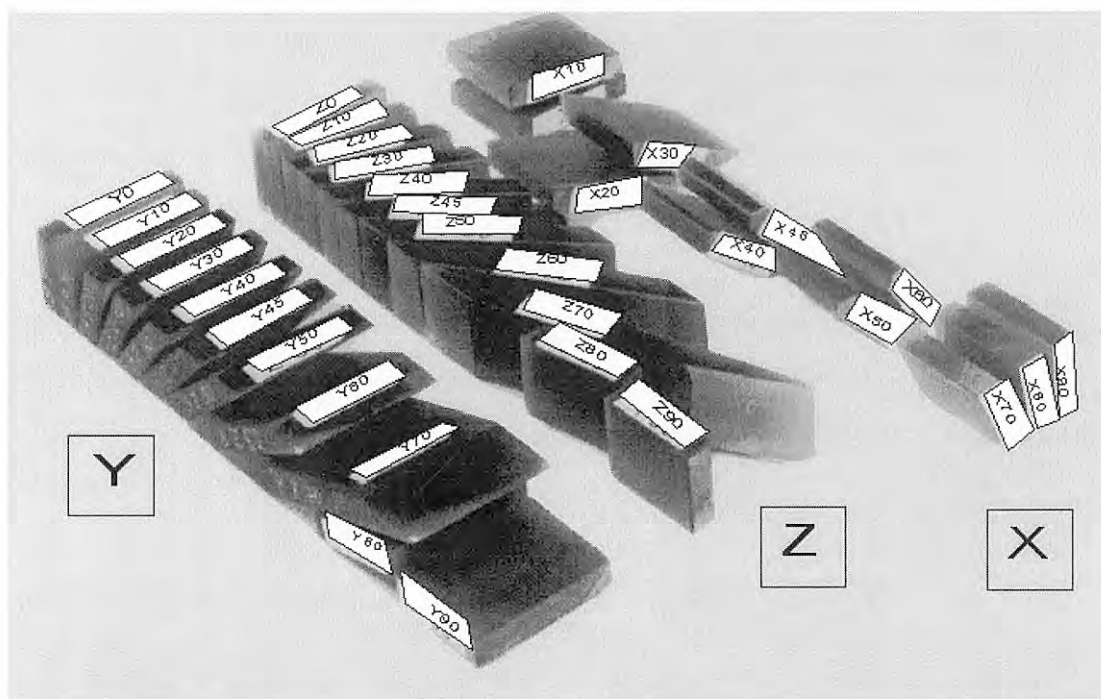


Bild 8: Photo der entnommenen Probenreihen mit verschwindender Komponente der Oberflächennormalen links in Breitenrichtung (Y), mitte in Höhenrichtung (Z), rechts in Längsrichtung (X).

Die Proben innerhalb der Serien Y und Z werden also durch die Angabe des Winkels  $\Theta$  zwischen Oberflächennormale und Faserrichtung unterschieden. Zur Unterscheidung der Proben innerhalb der X-Serie wird willkürlich der Winkel zwischen Oberflächennormale und der kürzesten Blockkante verwendet.

Dem unidirektionalen Aufbau des Materials entsprechend ist zu erwarten, daß die Serien Y und Z gleichartig anisotropes Verhalten zeigen, während alle Proben der Serie X gleiche Meßwerte liefern sollten (hier beträgt die Normalenrichtung immer  $90^\circ$ ). Die Angabe eines Winkels bei den Proben der Serie X dient also lediglich der individuellen Kennzeichnung der Proben. Die Einschallbedingungen sind aber in der ganzen Serie X identisch. Etwaige Unterschiede in den Meßwerten geben also direkt ein Maß für die Materialinhomogenität ab.

### 2.3. Validierung der Laufzeitmessung

Vor Verwendung der Meßwerte zur Bestimmung der Phasengeschwindigkeiten und der nachfolgenden Elastizitätsbestimmung wurden Experimente zur Qualifizierung der eingesetzten Gerätekombination, zu den Ableseverfahren etc. vorgenommen, um die Leistungsfähigkeit der Methodik quantitativ abschätzen zu können. Dazu wurden die Longitudinalwellengeschwindigkeiten in Impuls-Echo-Technik für die Proben der X-Serie gemessen (Bild 9). Bei dieser Serie steht die Oberflächennormale und damit die Wellennormale für alle Proben senkrecht zur Faser, liegt also in der Isotropieebene. Dem Modell zufolge sollten entsprechend alle Proben gleiche Werte der Phasengeschwindigkeit aufweisen.

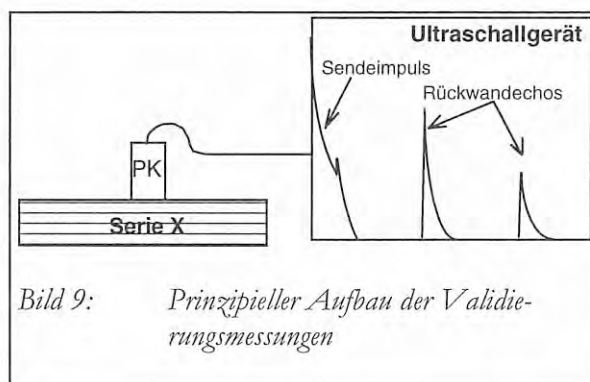


Bild 9: *Prinzipieller Aufbau der Validierungsmessungen*

Folgende Parameter wurden untersucht:

1. *Methode zur Laufzeitbestimmung:*

Vergleichende Feststellung der Güte verschiedener Methoden zur Ablese von Echo-Laufzeiten direkt aus dem A-Bild (Referenzpunkt- vs. Überlapp-Methode)

2. *Bandbreite des Prüfkopfes:*

Einfluß der Bandbreite der Prüfköpfe wegen möglicher systematischer Meßfehler durch Dispersion und Signalverformung durch Einflüsse der Ankopplung. Verwendet wurden Köpfe der Bauformen "Accuscan" und "Videoscan" der Firma Panametrics. Die Accuscan-Köpfe mit einem  $A$  in der Prüfkopfbezeichnung (s. Anhang) sind resonant abgestimmt

und schwach bedämpft. Sie haben dadurch einen längeren Impuls und sind schmalbandiger und empfindlicher. Die Bandbreite liegt bei 50%-70%. Die Videoscan-Köpfe (ein V in der Typenbezeichnung) sind stärker bedämpft und daher weniger empfindlich. Die Impulse sind kürzer und breitbandiger. Die Bandbreite beträgt ca. 80%-100%.

3. *Hochpaßfilterung des Empfangsignals:*

Einfluß einer empfangsseitigen Hochpaßfilterung zur Signalformung mit 300 kHz unterer Grenzfrequenz auf die Geschwindigkeitsmessung

### 2.3.1. Methoden zur Laufzeitbestimmung im Zeitbereich

Zwei Methoden zur Laufzeitmessung wurden verglichen:

- *Referenzpunkt-Methode :*

Bei der Referenzpunktmethode wird die Zeitdifferenz zwischen zwei Punkten eines Zeitsignals vermessen. Es wurde ein analoger Oszillograph mit verzögerter Zeitbasis verwendet, der Zeitdifferenzmessungen dadurch unterstützt, daß er eine digitale Anzeigemöglichkeit zur Zeitdifferenzmessung bei Verschiebung der Zeitbasis relativ zu einem wählbaren Punkt bietet (Modell HP 1980 von Hewlett-Packard). Die auszuwertenden Echos werden bei dieser Methode nacheinander mit der verzögerten Zeitbasis zeitlich gespreizt dargestellt. Ein markanter Signalteil wird als Referenzpunkt in Bildmitte gestellt, die Zeitdifferenzmessung aktiviert und dann durch Vergrößerung der Zeitverzögerung der entsprechende Referenzpunkt des folgenden Echos in die Bildmitte gebracht. Die angezeigte Zeitdifferenz wird notiert. (Im vorliegenden Fall wurde der Fußpunkt als Referenzpunkt gewählt, siehe weiter unten).

- *Impuls-Überlapp-Methode:*

Bei der Impuls-Überlapp-Methode wird die Zeitdifferenz zwischen zwei verzögerten Zeitbasen gemessen, die benötigt wird, um zwei Echos einer Signalform auf dem Oszillographenschirm zur Deckung zu bringen. Hierfür wurde ein analoger Oszillograph verwendet, der über drei Zeitbasen verfügt (Modell HP 1722 von Hewlett-Packard). Die zweite und dritte Zeitbasis können sowohl gegenüber der ersten wie auch zueinander verzögert werden, wobei die eingestellte Verzögerung zwischen der zweiten und dritten Zeitbasis in einer

vierstelligen Digitalanzeige angezeigt wird. Befinden sich nun zwei Wiederholungen der gleichen Echoform im Signal, z. B. erstes und zweites Rückwandecho (RWE), so können diese Echos mit der zweiten bzw. dritten Zeitbasis auf dem Bildschirm gleichzeitig angezeigt und zur Deckung gebracht werden. Die erforderliche Laufzeitdifferenz wird abgelesen und notiert.

Tabelle 1 zeigt eine Übersicht über die verglichenen Aufbauvarianten.

**Tabelle 1:** Aufbauvarianten zur Bestimmung der Phasengeschwindigkeiten von Longitudinalwellen in Impuls-Echo-Technik. "1-2" / "2-3": Auswertung zwischen 1. und 2. bzw. 2. und 3. Rückwandecho (RWE)

Variante	Prüfkopf-Bandbreite	Auswertung	Hochpaß-Filterung	Pulser Panametrics	Technik	ausgewertete RWE
A	Schmalband <sup>1</sup>	Überlapp	ohne	5052 PR	Kontakt	1-2
B	Schmalband	Überlapp	"	"	Kontakt	2-3
C	Schmalband	Ref.-punkt	"	"	Kontakt	1-2
D	Breitband <sup>2</sup>	Ref.-punkt	0,3 MHz	" <sup>3</sup>	Kontakt	1-2
E	Breitband	Ref.-punkt	"	5052 UA	Tauch	1-2
F	Breitband	Ref.-punkt	"	"	Tauch	2-3

1: Prüfkopf Panametrics A 106 S: 2,25 MHz Nennfrequenz, 0,5" Durchmesser, resonant abgestimmt, ca. 60% Bandbreite

2: Prüfkopf Panametrics V 106: 2,25 MHz Nennfrequenz, 0,5" Durchmesser, hochbedämpft, ca. 80% Bandbreite

3: anderes Exemplar gleichen Prüfkopftyps

Für die Zeitdifferenzmessungen nach der Referenzpunktmethod wurde nach der *Fußpunktmethod* abgelesen: Dabei wird der rechte Nulldurchgang der ersten zum Echo gehörigen Auslenkung - unabhängig von der Polarität - als Referenzpunkt gewählt, siehe Bild 10.

Vorteilhaft an diesem Vorgehen ist, daß es unempfindlich gegenüber einem Phasensprung des Signals zwischen den beiden verglichenen Echos ist. Die Verwendung der Signalmaxima als Referenzpunkte hat sich wegen Schwierigkeiten bei der Zuordnung häufig als problematisch erwiesen.

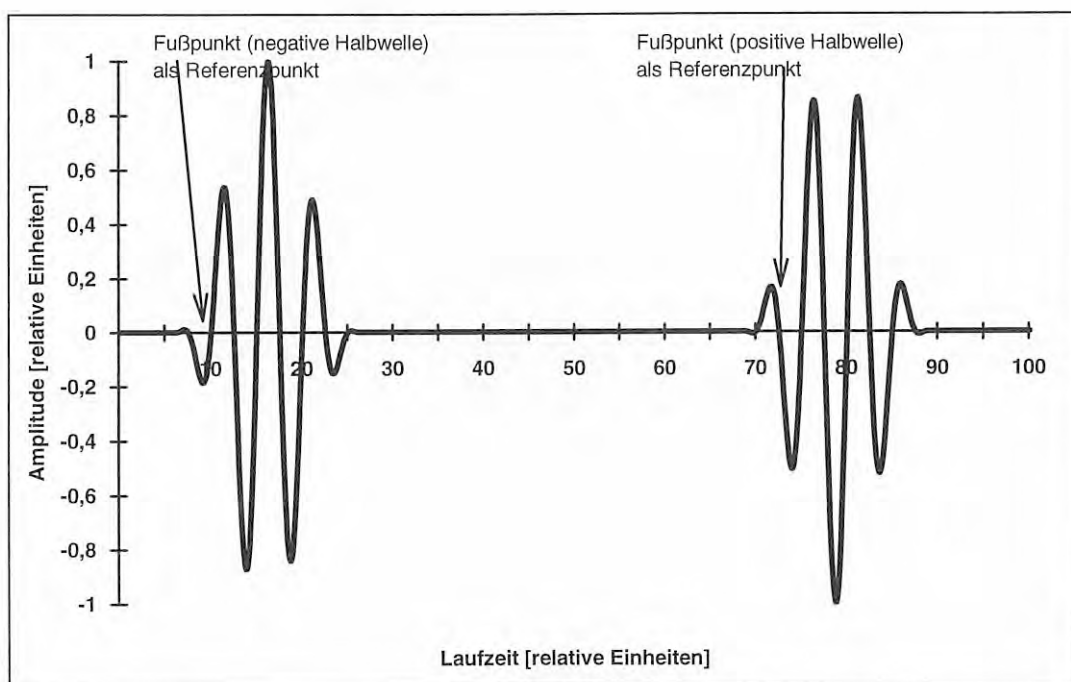
Fehlerquellen der Fußpunktmethod können sein:

- Überlagerung eines Gleichspannungsanteils (Verschiebung der Nulllinie) oder einer sehr niederfrequenten Störspannung (wird durch Hochpaßfilterung beeinflusst)
- Signalverzerrung aufgrund von Materialinhomogenitäten und Koppelschichteffekten

Die Überlapp-Methode vergleicht nicht nur einen ausgewählten Signalpunkt, sondern die gesamte Form von zwei Signalen, die daher eine möglichst ähnliche Form in ihrem gesamten Verlauf haben sollten. Bei erheblichen Phasenverschiebungen oder Signalverzerrungen liefert sie ungenaue Resultate.

Um eventuelle Fehlerquellen aufzuspüren, wurden folgende Aufbauvarianten verglichen:

- Messung in Kontakttechnik (KT) im Vergleich mit der Messung in Tauchtechnik (TT)
- Auswertung zwischen 1. und 2. Rückwandecho ("1-2") im Vergleich mit der Auswertung zwischen 2. und 3. Rückwandecho ("2-3")



**Bild 10:** Die Definition des Fußpunktes ist auch bei Signalen mit Phasenumkehr sinnvoll anwendbar.

### 2.3.2. Ergebnisse der Validierungsmessungen

Tabelle 2 zeigt die Ergebnisse der Validierungsmessungen. Aufgeführt sind für alle Proben der Serie X ( $\Theta=0^\circ$ ) (je drei Messungen) die Phasengeschwindigkeiten der Longitudinalwelle in km/s sowie die Mittelwerte, Spannweiten und Standardabweichungen innerhalb jeder Probe, und zwar für alle Aufbauten A bis F der Tabelle 1.

Die Phasengeschwindigkeiten wurden aus drei unabhängigen Laufzeitmessungen je Probe und Aufbau und den Probendicken (mit einer Mikrometerschraube gemessen, Genauigkeit  $\pm 0.02$  mm) errechnet und auf zwei Nachkommastellen gerundet dargestellt. Die weiteren Rechnungen basieren auf den ungerundeten Werten, ihre Ergebnisse wurden dann aber ebenfalls gerundet dargestellt, so daß in der Tabelle zwischen den gerundeten Phasengeschwindigkeiten und Spannweiten gelegentlich Diskrepanzen auftauchen.

Unterhalb der Angaben für die einzelnen Proben sind die je Verfahren über alle Meßwerte gebildeten Mittelwerte, Spannweiten und Standardabweichungen angegeben.

Bei Vergleich der Meßdaten innerhalb der Proben mit den Gesamtdaten je Verfahren fällt zunächst auf, daß die Meßwerte je Probe relativ homogen sind, sich von Probe zu Probe aber spürbar unterscheiden. Das könnte ein Hinweis darauf sein, daß die theoretische Annahme gleicher Phasengeschwindigkeiten in allen Proben nicht streng erfüllt ist, welche sich ja daraus ergibt, daß die Proben der Serie X so entnommen wurden, daß die Oberflächennormalen aller Proben innerhalb der Isotropie-Ebene der transversalen Isotropie des Modells liegen.

Dies wird mithilfe eines *F-Tests* geprüft [172], mit dem ein Vergleich zwischen Varianzen verschiedener Stichproben vorgenommen werden kann, indem das Verhältnis  $\hat{F}$ , der Varianz zwischen den Stichproben  $s_{zw}^2$  und derjenigen innerhalb der Stichproben  $s_{in}^2$  mit dem zugehörigen Tabellenwert der F-Verteilung verglichen wird (für  $k$  Probengruppen mit  $n_i$  Stichproben  $x_{ij}$ , Gruppenmittelwerten  $\bar{x}_i$  und Gesamtmittelwert  $\bar{x}$ ,  $n=k \cdot n_i$ ):

$$\hat{F} = \frac{s_{zw}^2}{s_{in}^2} = \frac{\frac{1}{k-1} \sum_{i=1}^k n_i (\bar{x}_i - \bar{x})^2}{\frac{1}{n-k} \sum_{i=1}^k (n_i - 1) s_i^2} = \frac{\frac{1}{k-1} \sum_{i=1}^k n_i (\bar{x}_i - \bar{x})^2}{\frac{1}{n-k} \sum_{i=1}^k \sum_{j=1}^{n_i} (x_{ij} - \bar{x}_i)^2} \quad (2.1)$$

**Tabelle 2:** Phasengeschwindigkeiten der Longitudinalwelle in Probenserie X ( $\Theta=0^\circ$ ) in km/s. Verschiedene Verfahren entsprechend Tabelle 1. Die Werte wurden mit höherer Genauigkeit berechnet als dargestellt ("KT" / "TT" : Kontakt-/ Tauchttechnik, "1-2" / "2-3" : Auswertung zwischen 1. und 2. bzw. 2. und 3. Rückwandecho.)

X Probe Nr.	A (KT 1-2)						B (KT 2-3)						C (KT 1-2)							
	Longitudinalwellen- geschwindigkeit			Mittel Wert	Spann- weite	Sid- Abw.	Longitudinalwellen- geschwindigkeit			Mittel Wert	Spann- weite	Sid- Abw.	Longitudinalwellen- geschwindigkeit			Mittel Wert	Spann- weite	Sid- Abw.		
	3,09	3,04	3,08				3,05	3,10	3,03				3,06	0,08	0,04				3,07	3,08
0	3,09	3,04	3,08	3,07	0,04	0,02	3,05	3,10	3,03	3,06	0,08	0,04	3,07	3,08	3,08	0,00	0,00	0,00		
10	2,91	2,99	3,01	2,97	0,10	0,05	2,97	2,93	2,93	2,94	0,04	0,03	3,00	3,00	3,04	0,03	0,03	0,02		
20	2,89	3,06	3,07	3,01	0,19	0,10	3,01	3,07	3,09	3,06	0,07	0,04	3,06	3,07	3,09	0,03	0,03	0,02		
30	2,98	3,08	3,06	3,04	0,10	0,05	3,04	3,04	3,03	3,04	0,00	0,00	3,05	3,05	3,04	0,01	0,01	0,00		
40	2,98	2,97	2,99	2,98	0,02	0,01	2,91	2,92	2,92	2,91	0,01	0,00	3,02	2,99	2,99	0,03	0,03	0,02		
45	3,03	2,97	3,00	3,00	0,06	0,03	2,95	2,90	2,86	2,90	0,09	0,04	2,99	2,98	2,97	0,02	0,02	0,01		
50	2,94	2,95	2,94	2,94	0,01	0,01	2,94	2,94	2,89	2,92	0,05	0,03	2,98	2,96	2,98	0,03	0,03	0,01		
60	3,01	3,02	3,02	3,02	0,01	0,01	2,99	2,97	2,93	2,96	0,07	0,03	3,08	3,04	3,04	0,04	0,04	0,02		
70	2,96	2,96	2,96	2,96	0,00	0,00	3,00	2,98	2,97	2,98	0,03	0,02	2,98	2,98	3,00	0,02	0,02	0,01		
80	2,99	2,96	2,95	2,97	0,04	0,02	2,95	2,95	2,93	2,94	0,01	0,01	3,00	2,99	2,99	0,01	0,01	0,01		
90	3,08	3,10	3,10	3,09	0,02	0,01	3,18	3,16	3,08	3,14	0,10	0,05	3,11	3,16	3,16	0,05	0,05	0,03		
	Gesamt:						Gesamt:						Gesamt:							
	3,00						2,99						3,03							
	0,21						0,32						0,21							
	0,06						0,08						0,05							
D (KT 1-2)																				
Longitudinalwellen- geschwindigkeit						Mittel Wert	Spann- weite	Sid- Abw.	E (TT 1-2)						F (TT 2-3)					
3,04	3,04	3,05	2,98	2,98	2,98				3,04	3,04	3,05	2,98	3,00 <th>2,98 <th>2,99 <th>3,05 <th>0,01 <th>0,01 <th>0,01 <th>0,01 </th></th></th></th></th></th></th>	2,98 <th>2,99 <th>3,05 <th>0,01 <th>0,01 <th>0,01 <th>0,01 </th></th></th></th></th></th>	2,99 <th>3,05 <th>0,01 <th>0,01 <th>0,01 <th>0,01 </th></th></th></th></th>	3,05 <th>0,01 <th>0,01 <th>0,01 <th>0,01 </th></th></th></th>	0,01 <th>0,01 <th>0,01 <th>0,01 </th></th></th>	0,01 <th>0,01 <th>0,01 </th></th>	0,01 <th>0,01 </th>	0,01
0	3,04	3,04	3,05	2,98	2,98	3,04	3,04	3,05	2,98	3,00	2,98	2,99	3,05	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01		
10	2,98	2,98	2,98	3,04	3,04	3,05	3,06	3,03	3,03	3,05	0,02	0,01	3,10	3,08	3,07	3,09	0,02	0,01		
20	3,06	3,06	3,04	3,03	2,03	3,04	3,04	3,04	3,04	3,04	0,00	0,00	3,07	3,07	3,06	3,07	0,01	0,01		
30	0,00	3,04	3,03	2,03	3,04	3,04	3,04	3,04	3,04	3,04	0,00	0,00	2,96	2,98	2,96	2,97	0,03	0,01		
40	2,95	2,96	2,96	2,96	2,96	0,01	0,01	2,95	2,96	2,93	0,03	0,01	2,96	2,98	2,96	2,97	0,03	0,01		
45	2,96	2,95	2,96	2,96	2,96	0,01	0,01	2,92	2,92	2,94	0,01	0,01	2,95	2,95	2,98	2,96	0,03	0,02		
50	2,91	2,93	2,93	2,92	2,92	0,02	0,01	2,94	2,92	2,96	0,04	0,02	2,94	2,94	2,96	2,95	0,03	0,01		
60	2,99	3,00	2,99	2,99	2,99	0,01	0,01	2,99	3,01	2,99	0,01	0,01	3,00	3,01	2,99	3,00	0,02	0,01		
70	2,99	2,98	2,98	2,98	0,01	0,01	2,98	2,99	3,00	2,99	0,03	0,01	3,02	3,04	3,01	3,02	0,03	0,02		
80	2,95	2,96	2,94	2,95	0,02	0,01	2,96	2,97	2,96	2,96	0,01	0,01	2,99	3,00	2,97	2,98	0,03	0,02		
90	3,10	3,10	3,10	3,10	0,00	0,00	3,11	3,11	3,10	3,11	0,01	0,00	3,12	3,11	3,13	3,12	0,02	0,01		
	Gesamt:						Gesamt:						Gesamt:							
	2,91						3,00						3,02							
	3,10						0,19						0,19							
	0,52						0,05						0,06							



Die Prüfgröße  $\hat{F}$  hat für die Verfahren A-F ( $n_i = 3$ ,  $n = 33$ ,  $k = 11$ ) folgende Werte:

$$\begin{array}{lll} \text{A:} & \hat{F} = 4,05 & \text{B:} & \hat{F} = 17,5 & \text{C:} & \hat{F} = 32,8 \\ \text{D} & \hat{F} = 177 & \text{E} & \hat{F} = 76,8 & \text{F} & \hat{F} = 40,9 \end{array}$$

Der zugehörige Wert der F-Verteilung (für eine Irrtumswahrscheinlichkeit  $\alpha$  von 0,05 und Freiheitsgrade  $k-1=10$  bzw.  $n-k=22$  einseitig) beträgt 3,4. Das ist kleiner als die Prüfgröße für jede der Methoden A-F, so daß die Nullhypothese, -alle Mittelwerte sind gleich-, unabhängig von der Methode abgelehnt werden muß.

Diese Tatsache ist auch nicht weiter verwunderlich, da GFK einen recht inhomogenen Materialaufbau hat. Der exotherme Aushärtungsprozeß trägt zusätzlich zur Inhomogenität des Materials bei. Tatsächlich ist die Variation der Meßwerte durch die Materialinhomogenität größer als die Unterschiede zwischen den verschiedenen Meßmethoden. Dies wird deutlich, wenn die verschiedenen Methoden A-F als gleichwertig behandelt und alle  $6 \cdot 3 = 18$  Geschwindigkeitswerte je Probe zusammengefaßt werden. Dieses Vorgehen bildet die Grundlage der Angaben in Tabelle 3. Neben den Probenbezeichnungen in Spalte 1 sind die Stichprobenmittelwerte, gemittelt über 18 Meßwerte je Probe angegeben, und zwar einschließlich der 95%-Vertrauensbereiche für den Mittelwert  $\mu$ , die sich mithilfe der *t-Verteilung* aus der Formel

$$\text{Fehler!} \quad (2.2)$$

für  $n$  Stichproben mit Varianz  $s^2$  und Mittelwert  $\bar{x}$  berechnen lassen [173].

Einen Hinweis auf signifikante Unterschiede in den gemessenen Schallgeschwindigkeiten für die verschiedenen Proben ergibt auch der Vergleich der mittleren Streuung innerhalb einer Stichprobengruppe (Probe) mit der Streuung der Gruppenmittelwerte. Zu diesem Zweck sind in Tabelle 3 für jede Probe die Stichproben-Standardabweichungen und deren Mittelwert von 29 m/s angegeben sowie unterhalb der Gruppen-Mittelwerte deren Standardabweichung, die 55 m/s beträgt. Das Verhältnis der beiden Streuungen (Quadrate der Standardabweichung) beträgt rund 0,28. Die Geschwindigkeiten variieren also von Probe zu Probe über drei mal mehr als die Messungen mit verschiedenen Methoden an der gleichen Probe.

Ein F-Test an diesen Daten führt zu folgendem Resultat:

Stichproben pro Gruppe:	18	Stichproben insgesamt $n$ :	198
Freiheitsgrad Zähler $k-1$	$k-1=10$	Freiheitsgrad Nenner	$n-k=187$
Irrtumswahrscheinlichkeit:	0,05		
<b>Wert der F-Verteilung:</b>	<b>1,9</b>	<b>Prüfgröße <math>F^{\wedge}</math>:</b>	<b>62</b>

Auch bei Gleichbehandlung aller untersuchten Meßmethoden sind die Mittelwerte also signifikant verschieden.

In Tabelle 3 sind ferner die Abweichungen der Gruppenmittelwerte vom Gesamtmittelwert aufgeführt. Die Mittelwerte der Longitudinalgeschwindigkeiten in den einzelnen Proben, gemittelt über alle Meßmethoden, unterscheiden sich demnach um bis zu 3,7 %, - im Mittel um 1,5 %, vom Gesamtmittelwert über alle Proben. Die Vertrauensbereiche mit 5%-Irrtumswahrscheinlichkeit haben eine mittlere Breite von  $\pm 0.5$  % des Gesamtmittelwertes (absolut bis zu  $\pm 23$  m/s, in der Tabelle nicht aufgeführt). Bild 11 zeigt diese Angaben grafisch.

**Tabelle 3:** Phasengeschwindigkeiten der Longitudinalwelle in den Proben der Serie X, in km/s. Auswertung über alle Methoden gemittelt. Die Vertrauensbereiche sind mit VB bezeichnet,  $t_{-0,05}$  ist der Wert der  $t$ -Verteilung für 5% Irrtumswahrscheinlichkeit bei 18 Stichproben

Probenbezeichnung	Mittelwert	95%-Vertrauensbereich (km/s)			Standardabweichung	Abweichg. vom GMW	Stichproben-Varianz
0	3,06	3,05	$\leq \mu \leq$	3,07	0,02	1,7%	4,05E-04
10	2,98	2,97	$\leq \mu \leq$	3,00	0,03	0,8%	1,15E-03
20	3,05	3,03	$\leq \mu \leq$	3,08	0,05	1,5%	2,16E-03
30	3,05	3,04	$\leq \mu \leq$	3,06	0,02	1,3%	4,23E-04
40	2,96	2,95	$\leq \mu \leq$	2,98	0,03	1,5%	9,22E-04
45	2,95	2,94	$\leq \mu \leq$	2,97	0,04	1,7%	1,45E-03
50	2,94	2,93	$\leq \mu \leq$	2,95	0,02	2,2%	4,90E-04
60	3,0	2,99	$\leq \mu \leq$	3,02	0,03	0,1%	9,86E-04
70	2,99	2,98	$\leq \mu \leq$	3,00	0,02	0,6%	4,72E-04
80	2,97	2,96	$\leq \mu \leq$	2,98	0,02	1,3%	4,13E-04
90	3,12	3,10	$\leq \mu \leq$	3,13	0,03	3,7%	8,50E-04
Gesamtmittelwert (GMW):	3,01				im Mittel:	im Mittel:	im Mittel:
Std.-Abw. d. Mittelwerte:	0,055				0,029	1,5%	8,84E-04
$t_{-0,05}$ :		2,101					
VB im Mittel:		0,47%					

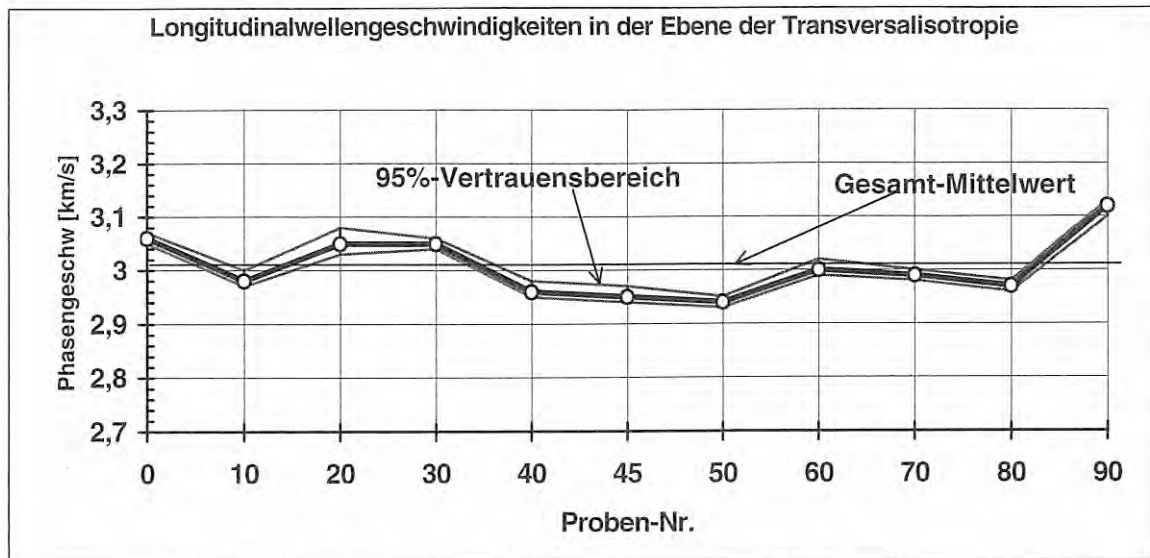


Bild 11: Phasengeschwindigkeiten der Longitudinalwelle In den Proben der Serie X: Mittelwerte, Standardabweichungen und Vertrauensbereiche für eine Mittelung über alle Methoden nach Tabelle 2.

Aus diesen Betrachtungen können folgende Schlüsse für das experimentelle Vorgehen gezogen werden:

1. Die Annahme der Transversalisotropie ist nur im Rahmen fertigungsbedingter Toleranzen erfüllt, für den vorliegenden Werkstoff müssen Abweichungen von der Idealsymmetrie von im Mittel 1,5 %, maximal ca. 3 % hingenommen werden<sup>6</sup>. Dies ist bei der Rekonstruktion der elastischen Konstanten zu berücksichtigen.
2. Gemessen an der Werkstoffvariabilität sind die Unterschiede zwischen den verschiedenen Meßmethoden von untergeordneter Bedeutung.

<sup>6</sup> Zwei mögliche Ursachen kommen für diese Symmetrie-Abweichung in Betracht:

1. Asymmetrie bei dem Materialaufbau: Bei der Vorbereitung von Endlosfaser-GFK werden die Glasfasern in Form von gewobenen, geflochtenen oder sonstwie vorgefabrizierten Glasfasermatten oder -streifen eingebracht, was eine gewisse Symmetriebrechung auch nach dem Aushärten bewirken könnte. Dies müßte sich aber in einer systematischen, ggf. monotonen Abhängigkeit von der Orientierung niederschlagen. Deswegen wahrscheinlicher ist die folgende Interpretation:
2. Der verwendete Endlos-Glasfaserkunststoff als Hochleistungsverbundwerkstoff wurde unter Druck und Hitze ausgehärtet. Die Preßwerkzeuge haben dabei Temperaturen von über 100°C. Da die Aushärtung von Epoxidharz ein exothermer Prozeß ist, besteht die Kunst der Prozeßführung darin, die thermische Zersetzung des Werkstoffs im Innern der Probe zu vermeiden. Jedenfalls erfahren das Innere und die Randbereiche der Probe deutlich unterschiedliche Aushärtungsbedingungen, die sich in entsprechend variierendem elastischen Verhalten niederschlagen können.

Ein Vergleich der verschiedenen Methoden soll dennoch qualitativ vorgenommen werden. Dafür sind die Ergebnisse der Kontakttechnikmessungen zwischen erstem und zweitem (Tabelle 2, Spalte "A"), bzw. zweitem und drittem Rückwandecho (Tabelle 2, Spalte "B") in Bild 12 grafisch dargestellt, zusammen mit denen in Tauchtechnik zwischen erstem und zweitem Rückwandecho (Tabelle 2, Spalte "E"), die als die methodisch verlässlichsten angesehen werden können.

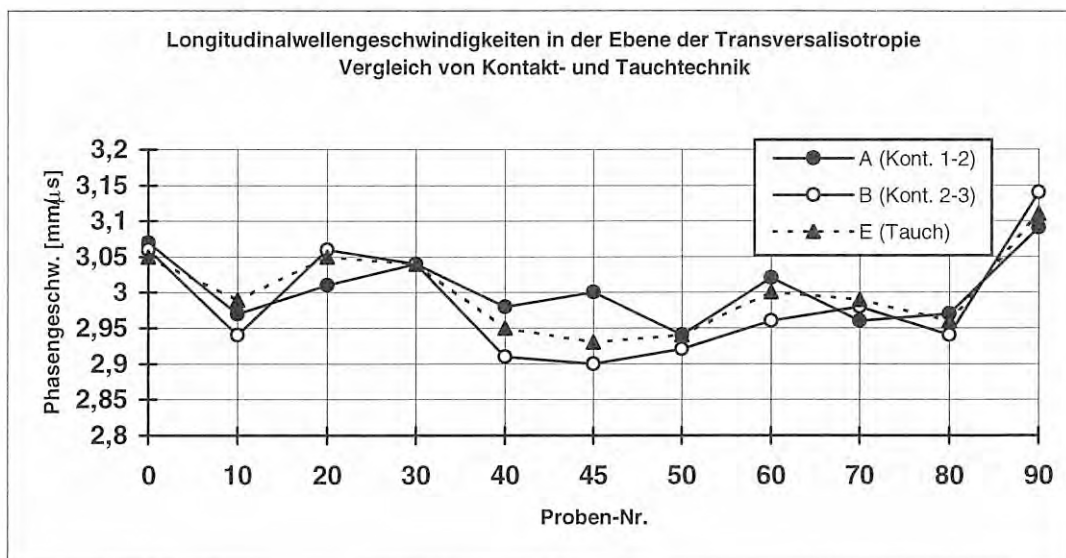


Bild 12: Schallgeschwindigkeiten der Longitudinalwelle im Vergleich: In Kontakttechnik bzw. in Tauchtechnik, Auswertung des ersten und zweiten, bzw. des zweiten und dritten Rückwandechos. Buchstaben zu den Kurven entsprechend Tabelle 1

Zunächst ist festzustellen, daß keine wesentlichen Unterschiede zwischen den Auswertungsmethoden "1-2" und "2-3" auftreten. Um dies zu verdeutlichen, wurden die prozentualen Differenzen in den Mittelwerten dieser beiden Auswertemethoden für die verschiedenen Proben in Tabelle 4 zusammengestellt.

Tabelle 4: Relative Unterschiede (Differenzen der Mittelwerte) zwischen den Methoden A und B (Kontakt) bzw. E und F (Tauch) der Tabelle 2, Auswertung des jeweils 1. und 2. bzw. 2. und 3. RWE

Proben-Bezeichng.	relativer Unterschied der Methoden A und B	relativer Unterschied der Methoden E und F
0	0,35%	0,29%
10	1,05%	0,40%
20	1,69%	1,27%
30	0,17%	0,77%
40	2,25%	0,74%
45	3,27%	1,04%
50	0,69%	0,20%
60	1,82%	0,10%
70	0,70%	1,16%
80	0,89%	0,64%
90	1,49%	0,29%
im Mittel:	1,31%	0,63%

Daraus werden keine Anzeichen für systematische Unterschiede in den beiden Meßreihen erkennbar. Ferner betragen die Unterschiede maximal gut drei Prozent, durchschnittlich weniger als ein Prozent, und liegen damit weit unterhalb der zu erwartenden Meßunsicherheit (vgl. Kapitel 2.3.3.).

Bild 13 vergleicht die beiden Meßreihen C und D der Tabelle 1, die mit und ohne empfangsseitige Hochpaßfilterung (300 kHz Grenzfrequenz) bzw. mit Prüfköpfen unterschiedlicher Bandbreite (resonant/bedämpft) aufgenommen wurden. Der systematische Unterschied zwischen den Varianten ist mit im Mittel 1 % gering. Er ist auf eine Verschiebung der Nulldurchgänge -und damit auch des Fußpunktes- durch die empfangsseitige Signalfilterung zurückzuführen.

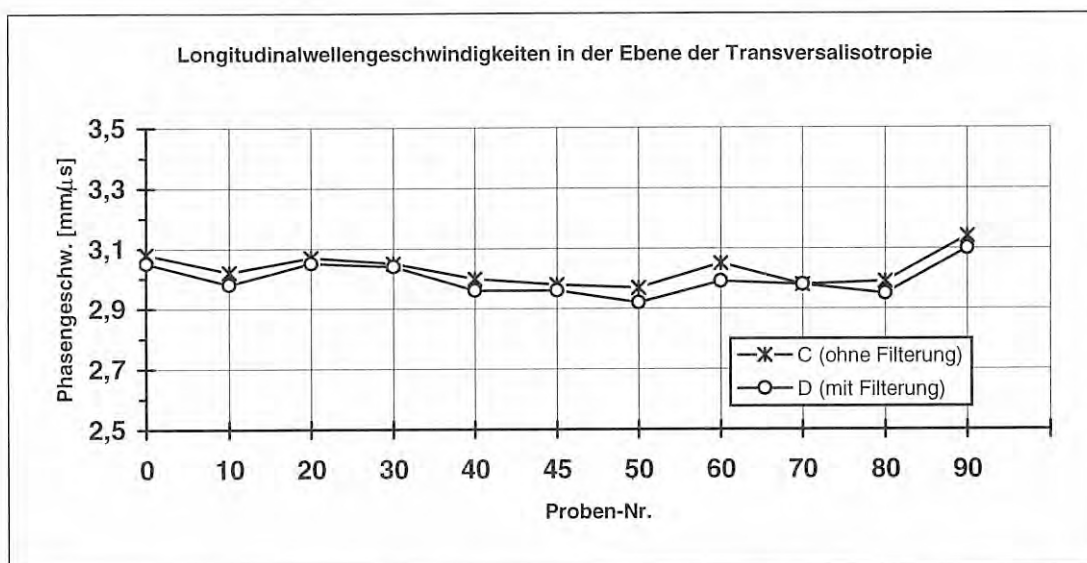


Bild 13: *Einfluß von Signalfilterung und Bandbreite auf die Lage des Fußpunktes. Meßwerte der Longitudinalwellengeschwindigkeiten nach Verfahren C und D aus Tabelle 1 (C: kein empfangsseitiges Hochpaßfilter, resonanter Prüfkopf, D: 300 kHz Hochpaßfilter mit breitbandigem PK)*

Ferner ist zu erkennen, daß der Einfluß der Dispersion vernachlässigt werden kann. Dies zeigt einerseits der geringe Unterschied der Schallgeschwindigkeiten zwischen 1. und 2. bzw. 2. und 3. Rückwandecho (Tabelle 2, Spalte "A" und "B"), und andererseits die Unabhängigkeit der Meßwerte von der Bandbreite des Ultraschallsignals (Tabelle 2, Spalten "C" und "D", siehe Bild 13). Bei nicht zu vernachlässigender Dispersion wäre aufgrund der frequenzabhängigen Schwächung mit unterschiedlichen Schallgeschwindigkeiten zu rechnen.

Darüber hinaus wird - besonders aus Bild 12 - deutlich, daß beide Kontakttechnik-Methoden mit den Ergebnissen in Tauchtechnik übereinstimmen. Die Werte des Tauchtechnik-Verfahrens sind

aufgrund der Vorlaufzeit durch die Wasservorlaufstrecke besonders belastbar, weil dadurch ein großer zeitlicher Abstand zwischen Sendesignal und ausgewerteten Echos ermöglicht wird. Damit können Signalverzerrungen und Verstärkernichtlinearitäten in der Nähe des Sendeimpulses vermieden werden. Die Signalform der verglichenen Echos ist dadurch in Tauchtechnik ähnlicher. Dies zeigt sich auch darin, daß die Meßwertunterschiede zwischen den Methoden "1-2" und "2-3" nur maximal 1,3 % betragen, wie aus Tabelle 4, letzte Spalte ersichtlich.

Daher darf gefolgert werden, daß auch die in Kontakttechnik, Methode "1-2", gewonnenen Werte zuverlässig sind. Die Verfahren Tauch- bzw. Kontakttechnik und die Methoden der Relativmessung liefern zwischen erstem und zweitem bzw. zweitem und dritten Rückwandecho im Rahmen der zu erwartenden Meßgenauigkeit gleiche Ergebnisse. Die Laufzeitmessung in Kontakttechnik mit Auswertung von erstem und zweitem Rückwandecho kann also im weiteren als Referenzmethode für andere Aufbauten, insbesondere für die Kalibrierung der Meßmethode mit nur einem ausgewerteten Echo, herangezogen werden.

### 2.3.3. Abschätzung der Meßgenauigkeit

Die dargestellten Ergebnisse zur Qualifikation der Methodik haben gezeigt, daß der systematische Einfluß der untersuchten Versuchsparameter auf die Meßergebnisse, -Wahl der Meßmethode, Signalfilterung etc., auf etwa 1,5% abgeschätzt werden kann.

Der wesentlichste Einfluß auf die Laufzeitmessungen kommt demgegenüber aus dem Werkstoff selbst, z. B. durch Interferenzen an den werkstoffeigenen Inhomogenitäten und entsprechenden Verzerrungen der Echoform. Diese Einflüsse sind statistisch nur erfäßbar durch Mittelung von Messungen an verschiedenen Orten. Um dabei eine hinreichende statistische Signifikanz zu erreichen, müßte auf jeder Probe für jede Wellenart eine große Zahl von Messungen vorgenommen werden, was wegen des beträchtlichen Aufwandes insbesondere für Transversalwellen nicht zweckmäßig ist. Der mögliche Fehler bei Auswertung einer phasenverschobenen oder verzerrten Echoform läßt sich aber grob mit folgender Überlegung abschätzen:

Die Laufzeitdifferenz zwischen zwei aufeinanderfolgenden Rückwandechos beträgt bei einer Schallgeschwindigkeit von  $5 \text{ mm}/\mu\text{s}$  (entsprechend einer Longitudinalwelle in Faserrichtung) und einer Frequenz von 2 MHz in einem Werkstück von 9 mm Dicke 7,2 Wellenlängen. Können nun

---

zwei Kopien des gleichen Wellenzuges auf 10 % der Wellenlänge oder besser zur Deckung gebracht werden, so daß also ein *Überdeckungsfehler*  $\delta$  von maximal 10% der Wellenlänge entsteht, ergibt das einen Fehler in der Laufzeitmessung von 1,4 %. Dasselbe gilt für Zuordnungsfehler bei der Fußpunktmethod. Bei einem Überdeckungsfehler von 25%, - das wäre bei einem Sinus immerhin von einem Nulldurchgang bis zum nächsten Extremum -, erhöht sich der Fehler auf 3,5 %. Bei geringerer Schallgeschwindigkeit (Longitudinalwelle quer zur Faserrichtung oder Transversalwelle) werden diese Fehler proportional kleiner.

In Tabelle 5 sind einige Angaben für die relevanten Prüfbedingungen zusammengestellt und für verschiedene Schallgeschwindigkeiten die prozentualen Ablesefehler für Überdeckungsfehler von 10% und 25% der Wellenlänge angegeben.

Sofern also die Voraussetzung der Formähnlichkeit von erstem und zweitem Rückwandecho ungefähr gegeben ist, und damit Fußpunktdifferenzmethode bzw. Echo-Überlapp-Methode anwendbar sind, kann die Meßunsicherheit mit maximal etwa 3%, typischerweise mit 1%-2% abgeschätzt werden<sup>7</sup>.

**Tabelle 5:** Relative Fehler der Impuls-Überlapp-Methode bei verschiedenen Schallgeschwindigkeiten und Überdeckungsfehlern  $\delta$  bezogen auf die Laufzeit in einer 9 mm dicken GFK-Probe für verschiedene Schallgeschwindigkeiten

Schallgeschwindigkeit [mm/ $\mu$ s]	5	3	2	1,6
Wellenlänge bei 2 MHz [mm]	2,5	1,5	1	0,8
Anzahl Wellenlängen auf 9 mm Schallweg	7,2	12	18	22,5
prozentualer Fehler bei $\delta=10\%$	1,4 %	0,83 %	0,56 %	0,44 %
prozentualer Fehler bei $\delta=25\%$	3,5 %	2,1 %	1,4 %	1,1 %

<sup>7</sup> Der relative Meßfehler der mechanischen Dickenmessung ist von der Größenordnung  $10^{-3}$  und wird nicht weiter berücksichtigt.

#### 2.3.4. Laufzeitmessung im Zeitbereich mit Doppelecho und Einzelecho

Bekanntlich ist GFK schlecht durchschallbar. So zeigt sich, daß in den untersuchten Proben schon bei Longitudinalwellen das dritte Rückwandecho bei Ausbreitung quer zur Faserrichtung nicht mehr zuverlässig identifiziert werden kann. Da bei Transversalwellen und Ausbreitung schräg zur Faser Schwierigkeiten bestehen, selbst nur das zweite Rückwandecho so klar auszumachen, daß Referenzpunkte in diesem Echo eindeutig zuzuordnen sind, mußte untersucht werden, ob auf die Erkennbarkeit des zweiten Rückwandechos verzichtet werden kann. Dies geschah mit abgewandelten Aufbauten sowohl bei der Einschallungstechnik (Anwendbarkeit der Durchschallung ) als auch bei der Auswertungstechnik (Einzelecho-Technik). Es wurden also verglichen:

##### Einschallungstechniken:

- Durchschallung (D)
- Impuls-Echo (IE)

##### Auswertungstechniken:

- Doppelecho-Technik, "1-2": Messung zwischen erstem und zweitem Rückwandecho (Relativmessung)
- Einzelecho-Technik, "S-1" : Messung zwischen Sendepuls und erstem Rückwandecho (Absolutmessung)

Zunächst wurde die Doppelecho-Technik, gemessen mit einem konventionellen Ultraschallgerät (USIP 12<sup>8</sup>), verglichen mit der Laufzeitmessung an einem Oszillographen (HP 1980), ebenfalls in Doppelecho-Technik. Es wurde ein 5 MHz-Longitudinalwellen-Prüfkopf auf einem 12,5 mm dicken Feinkornstahl verwendet. In beiden Fällen ergab sich ein Wert von 5925 m/s, der Unterschied zwischen beiden betrug weniger als ein halbes Promille.

Die Einzelecho-Technik mit dem USIP 12 dagegen lieferte eine um 2,5% niedrigere Geschwindigkeit. Vergleichende Messungen zwischen Einzelecho- und Doppelecho-Technik auf einem Stahl-Stufenkeil ergaben für die Laufzeit eine konstante Differenz zwischen beiden Methoden von 285 ns, entsprechend 0,85 mm Stahl. Die Ursache hierfür ist in einem fehlerhaften Start-

---

<sup>8</sup> Firma Krautkrämer, Typ USIP 12 mit Wanddickenmesser DTM 12 zur Laufzeitmessung im Absolut- und Relativmodus



zeitpunkt für die Laufzeitmessungen zu suchen, der um 285 ns vor Erzeugung des Ultraschallimpulses lag.

Um diesen Fehler korrigieren zu können, war eine gleichzeitige Einflußnahme auf die Triggerung des Ultraschall-Pulsers und der Laufzeitmessung erforderlich, weswegen von der weiteren Verwendung eines konventionellen Ultraschallgerätes wie des USIP 12 abgesehen werden mußte.

Die Einzelecho-Technik ist aber prinzipiell einsetzbar, wenn die Zeitpunkte bei der Laufzeitmessung, denen große Bedeutung zukommt, mit großer Sorgfalt kalibriert werden.

---

### 3. Meßergebnisse

#### 3.1. Laufzeitmessung mit einem Echo

##### 3.1.1. Kalibrierung und Validierung der Einzelecho-Technik

Bei der Schallgeschwindigkeitsmessung zwischen zwei Ultraschallsignalen (Doppelecho-Technik) besteht das Problem hauptsächlich darin, zuverlässige Referenzpunkte in den beiden Echos zu finden. Bei der Einzelecho-Technik muß dagegen sowohl der Startzeitpunkt der Laufzeitmessung richtig gewählt, als auch ein geeigneter Stopzeitpunkt im ersten Rückwandecho gefunden werden.

Wird ein ungeeigneter Referenzpunkt für das Ende einer Laufzeitmessung benutzt, so kann trotzdem zunächst durch ebenfalls falsche Wahl des zugehörigen Startzeitpunktes Kongruenz zwischen "1-2" und "S-1"-Technik hergestellt werden. Der Fehler wird -auch bei verschiedenen Dicken gleichen Materials- nicht erkennbar, da er additiver Natur ist. Erst wenn andere Schallgeschwindigkeiten mit den gleichen Einstellungen gemessen werden sollen, stellen sich Diskrepanzen ein.

Es war also erforderlich, ein Verfahren so zu entwickeln, daß es einerseits bei verschiedenen Dicken desselben Materials in Einzelecho-Technik gleiche Werte wie in Doppelecho-Technik liefert, und andererseits bei gleichen Trigger - und Ablesebedingungen für Material mit anderer Schallgeschwindigkeit ebenfalls konsistente Meßwerte gibt.

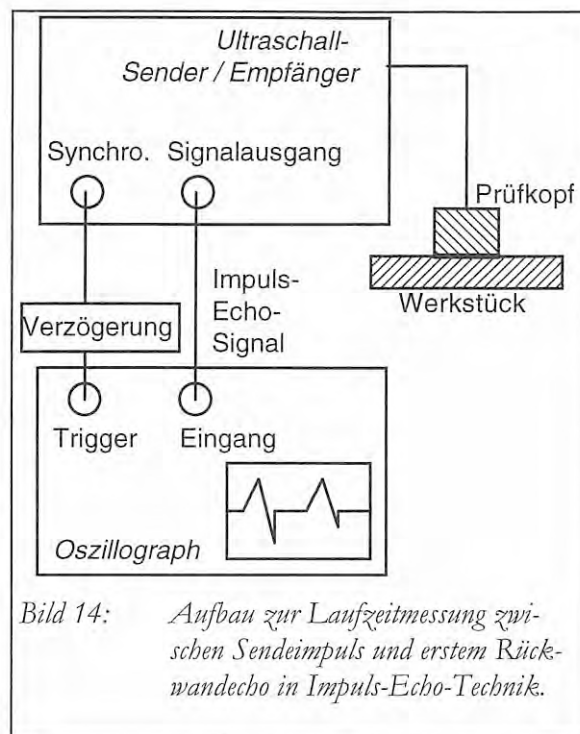
Da ein Ultraschallgerät wie das USIP 12 eine Beeinflussung des Startzeitpunktes für Einzelecho-Messungen nicht ermöglicht, mußte auf dessen Verwendung verzichtet werden. Statt dessen wurde ein Aufbau gemäß Bild 14 verwendet:

Das zur Laufzeitmessung verwendete Oszilloskop wurde extern von dem Synchronisationsausgang des Pulser-Verstärkers<sup>9</sup> getriggert. Durch Variation der Triggereinstellungen am Oszillographen konnte dessen Triggerzeitpunkt bezogen auf den Sendeimpuls in hinreichendem Umfang verschoben werden. In umfangreichen Vergleichsmessungen in Impuls-Echo-Technik wurde folgendes Vorgehen als optimal festgestellt:

---

<sup>9</sup> Verwendet wurde ein Ultraschallgerät 5052-PR der Fa. Panametrics

- Als Referenzpunkt im Rückwandecho wird seine erste ansteigende Flanke verwendet.
- Der Startzeitpunkt ist abhängig von Frequenz und Prüfkopf. Er muß für die vollständige Meßkette experimentell bestimmt werden.



Unter diesen Voraussetzungen wurden die folgenden Anordnungen für Kalibriermessungen mit Longitudinalwellen verwendet:

1. Stufenkeil aus Grauguß (Stufen 5, 10, 15, 20 mm), Prüffrequenz 2,25 MHz:  
Der maximale Unterschied zwischen den Mittelwerten aus Einzelecho- bzw. Doppelecho-Technik über alle vier Stufen betrug weniger als 1%. Bei gleichen Einstellungen betrug er an einer GFK-Probe mit  $\Theta = 90^\circ$  weniger als 0,1%.
2. Stufenkeil aus Feinkornstahl (Stufen 10, 15, 20 mm), Prüffrequenz 2,25 MHz:  
Ergab einen Wert von  $V_p^{\text{long}} = 5920$  m/s, mit einem Unterschied zwischen den Mittelwerten über alle vier Stufen von weniger als 1%. An 11 X-Proben (Normalenrichtung immer  $90^\circ$ ) ergaben sich bei gleichen Einstellungen Unterschiede zwischen Einzelecho- und Doppelecho-Technik von ebenfalls weniger als 1%.
3. GFK-Proben mit  $\Theta=0^\circ$  bis  $\Theta=90^\circ$ :  
an Z-Proben:  $V_p^{\text{long}} = 3213$  bis  $4998$  m/s  
Der mittlere Unterschied zwischen den Verfahren betrug 0,7%

### 3.1.2. Verwendbarkeit der Durchschallungstechnik

Außer der Impuls-Echo-Technik (IE) kann auch die Durchschallungstechnik (D) angewandt werden, mit einem Aufbau wie in Bild 15 dargestellt.

Er entspricht weitgehend dem in Bild 14 gezeigten, jedoch wird ein zusätzlicher Verstärker und Signalfilter für das Durchschallungssignal eines zweiten Prüfkopfes eingesetzt, so daß auf dem Oszillographen nun gleichzeitig die Impuls-Echo- wie auch die Durchschallungssignale dargestellt werden können.

Da beide Einschallungstechniken in Einzelecho- wie auch in Doppelecho-Auswertung eingesetzt werden können, ergeben sich folgende Kombinationen mit den zugehörigen Kurzbezeichnungen:

Technik	Einzelecho	Doppelecho
Impuls-Echo	IE-S-1	IE-1-2
Durchschallung	D-S-1	D-1-2

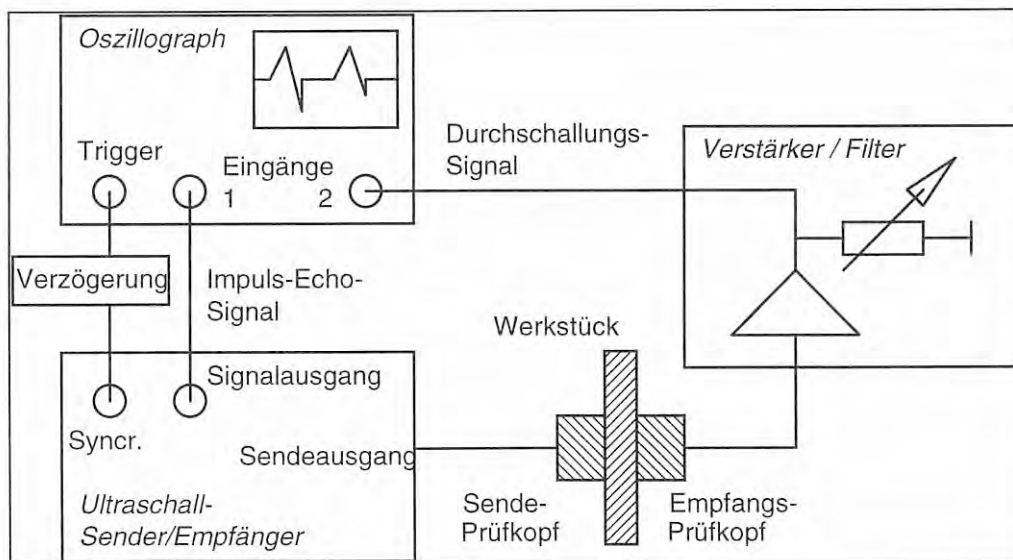


Bild 15: Aufbau zur alternativen oder gleichzeitigen Aufnahme von Signalen in Impuls-Echo-Technik und in Durchschallungstechnik

Den Vorteilen der Durchschallungstechnik,

- große Signalamplitude durch kurzen Laufweg
- geringerer Gefügeuntergrund durch Wegfall der Gefügeanzeigen

stehen folgende Nachteile gegenüber:

- Durch die Halbierung der Laufzeit gegenüber der Impuls-Echo-Technik Verdoppelung des Einflusses wesentlicher Fehlerquellen (Bestimmung des Referenz- und Startpunktes, Ableseunsicherheit), da dies Absolutfehler sind.
- Durch Ablenkung des Schallbündels von der Prüfkopffachse ist die optimale Positionierung des Empfangskopfes problematisch.

Um die prinzipielle Brauchbarkeit der Durchschallungstechnik festzustellen, wurde sie zunächst mit einem Körper bekannter Schallgeschwindigkeit und Dicke getestet (Kalibrierkörper Nr. 2 entsprechend DIN/ISO 27963,  $V_{\text{Trans}} = 3255 \pm 5 \text{ m/s}$ , Dicke 12,5 mm). Dabei werden die Literaturwerte auf besser als 1% genau erreicht (mit Ausnahme des Wertes DS-1, der um 2,5% abweicht). Zu den entstehenden A-Bildern vergleiche Bild 16.

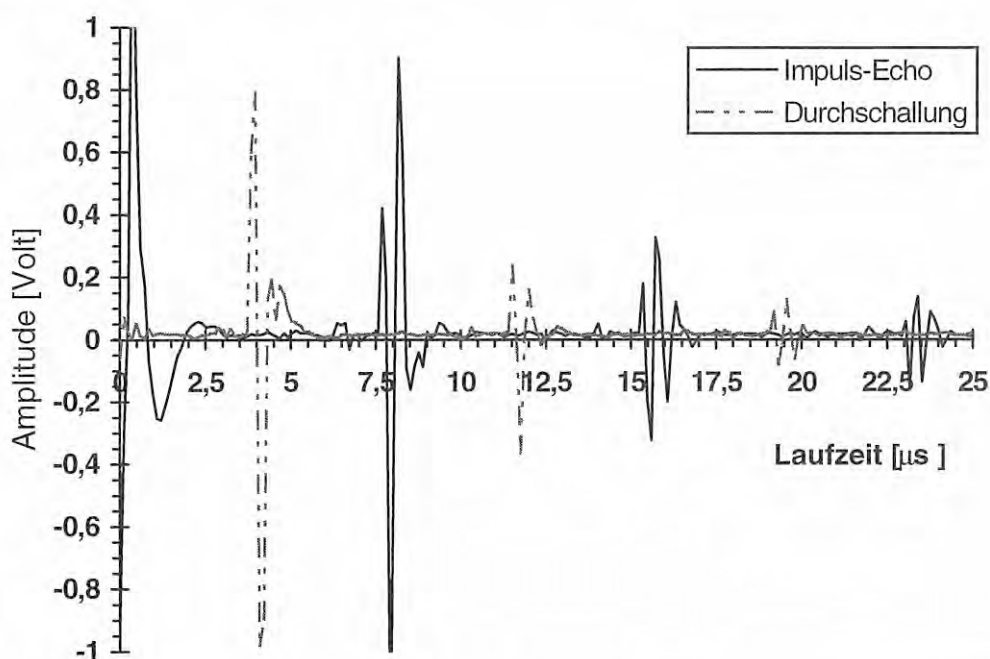


Bild 16: Durchschallungs- und Impuls/Echo-Signal aus einem Vergleichskörper aus Feinkornstahl, aufgenommen mit einem Transversal-Senkrecht-Prüfkopf (PK Nr. 8 aus Anhang B) und Silikon-ankoppelpaste

Typische A-Bilder von Impuls-Echo-Technik und Durchschallungstechnik an GFK-Proben für die drei Polarisierungen des Schalls zeigen die folgenden Bilder. Die Amplituden können dabei nur eingeschränkt verglichen werden, da die Ankopplung von Transversalwellen-Senkrechtprüfköpfen keine gute Reproduzierbarkeit aufweist. In Bild 17 links ist der prinzipielle Aufbau für die beiden Techniken dargestellt, und rechts wird gezeigt, wie durch entsprechendes

Aufsetzen des Transversal-Senkrecht-Prüfkopfes die beiden Polarisationsrichtungen erzeugt werden.

Im einzelnen sind abgebildet:

- a) Longitudinalwelle, einmal Ausbreitung in Faserrichtung, einmal quer dazu (Bild 18). Erkennbar ist die erhebliche Abnahme sowohl der Schallgeschwindigkeit als auch der Amplitude. Der Amplitudenfaktor zwischen den beiden Ausbreitungsrichtungen beträgt 5,3. Die relative Zunahme des Gefügeuntergrundes wird ebenfalls deutlich. Verwendet wurde PK Nr. 2 aus Anhang B: 2,25 MHz Longitudinalwelle, 0,5" Schwingerdurchmesser.
  
- b) rein polarisierte Transversalwelle  $T_2$  mit Teilchenauslenkung senkrecht sowohl zur Faser als auch zum Wellenvektor (Bild 19): Gezeigt sind beispielhaft die A-Bilder beider Einschallungstechniken an den Proben mit  $\Theta = 0^\circ$  und  $\Theta = 80^\circ$ . (Die  $90^\circ$ -Probe lieferte aufgrund anderer Oberflächenbeschaffenheit ein schlechter auswertbares A-Bild). Verwendet: PK Nr. 7 aus Anhang B: 2,25 MHz Transversalwelle, 0,5" Schwingerdurchmesser.  
Erkennbar ist die Halbierung der Laufzeit des Durchschallungssignals gegenüber der Impuls-Echo-Technik, sowie der Störuntergrund im Impuls-Echo-Signal, der bei der Durchschallung fehlt. Trotzdem ist die erste Flanke des jeweiligen Signals in beiden Fällen beinahe gleich gut erkennbar. Deutlich wird auch der geringe Laufzeitunterschied zwischen den beiden Ausbreitungsrichtungen in bzw. quer zur Faser für diese Polarisation, auf den später noch eingegangen wird.
  
- c) Quasitransversalwelle  $qT_1$  (Bild 20): Wie bei der rein polarisierten Transversalwelle  $T_2$  zeigt sich die halbe Laufzeit bei der Durchschallungstechnik, sowie der Gefügeuntergrund. Für die  $0^\circ$ -Probe gleichen die A-Bilder im wesentlichen denen der rein polarisierten  $T_2$ -Welle (Bild 19), da die beiden Wellenmoden in diesem Fall entartet sind. Für den  $80^\circ$ -Fall zeigt sich im Vergleich mit Bild 19 die geringere Signallaufzeit, also höhere Schallgeschwindigkeit der Quasitransversalwelle.

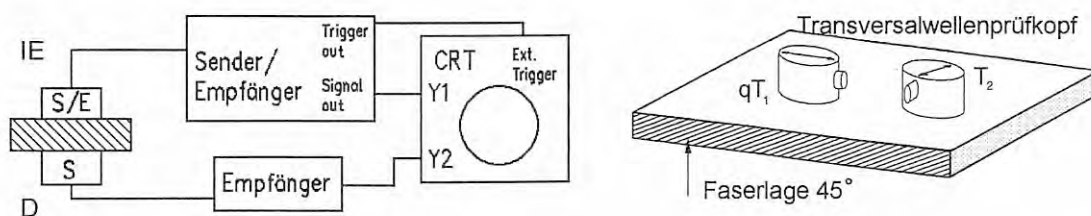


Bild 17: Links Aufbau für Impuls-Echo und Durchschallung, rechts Einschaltung der reinen bzw. der Quasitransversalwelle durch geeignetes Aufsetzen eines Transversal-Senkrecht-Prüfkopfes am Beispiel einer Probe mit  $\Theta=45^\circ$ .

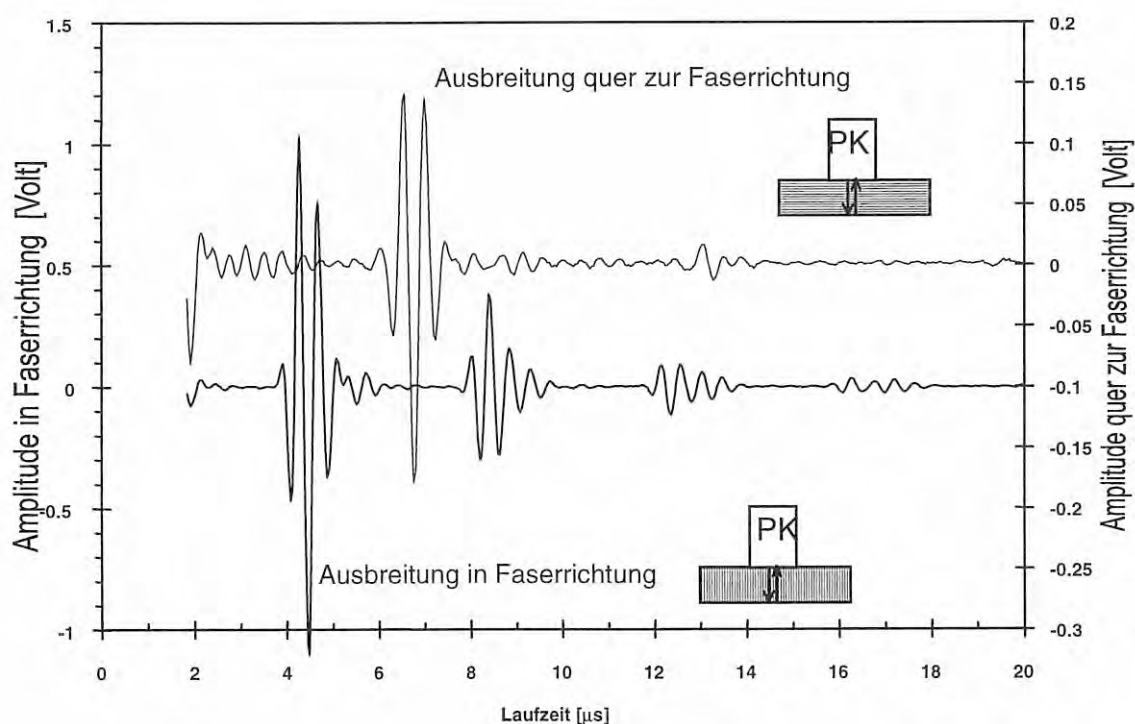


Bild 18: Longitudinalwelle in Impuls/Echo-Technik: In Faserrichtung mit vier und quer zur Faser mit zwei erkennbaren Rückwandechos (Eintrittsechos jeweils abgeschnitten)

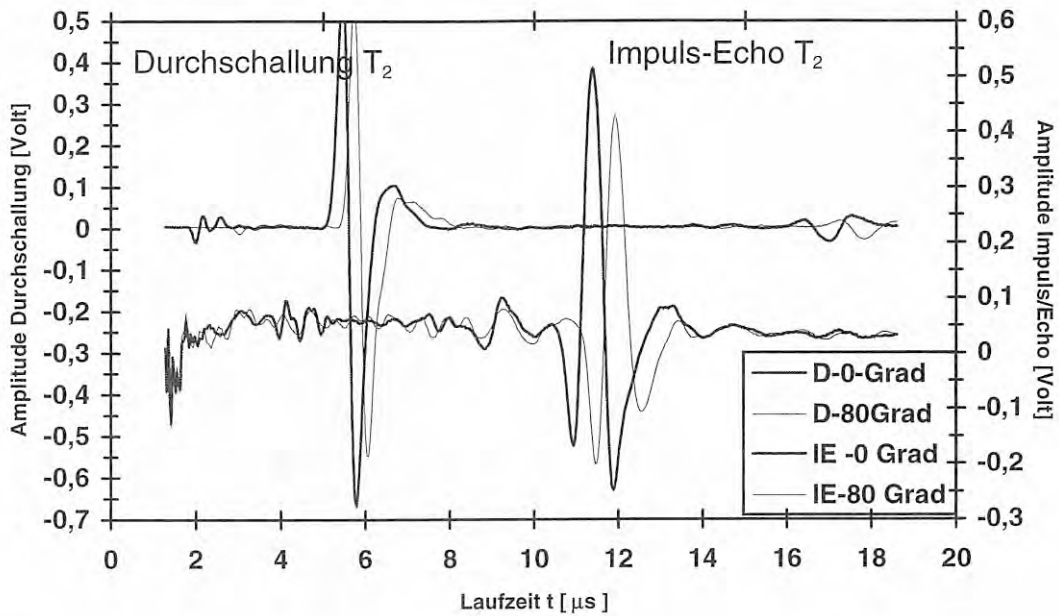


Bild 19: Signale der rein polarisierten Transversalwelle  $T_2$  in Faserrichtung und quer dazu. Oben Durchschallungstechnik, unten Impuls/Echo-Technik.

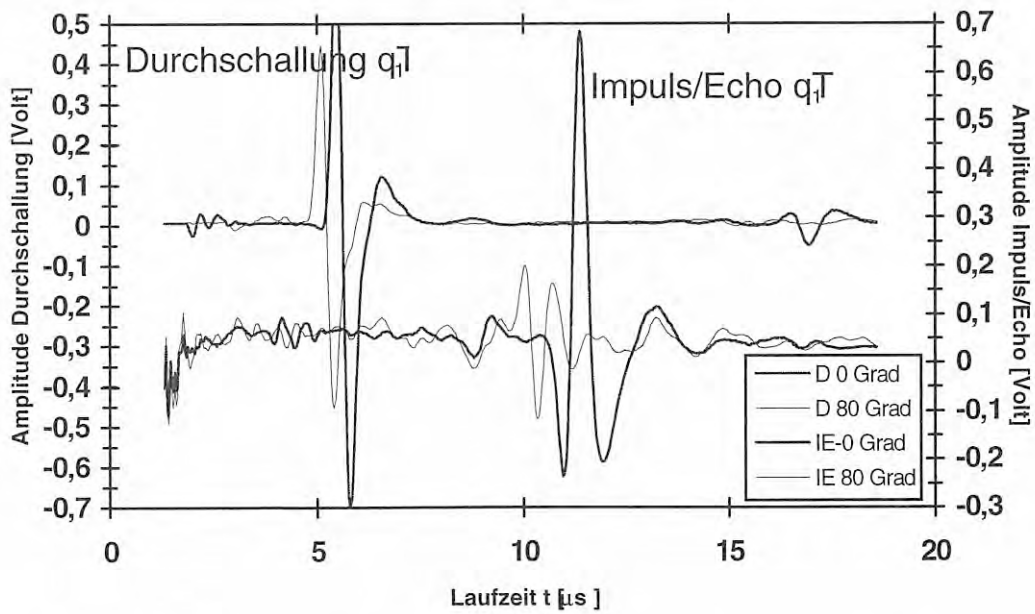


Bild 20: Signale der Quasitransversalwelle  $qT_1$ , in Faserrichtung und quer dazu. Oben Durchschallungstechnik, unten Impuls/Echo-Technik. Die Horizontalskalierung ist die gleiche wie in Bild 19.



### 3.1.3. Probleme bei der Laufzeitmessung

#### 3.1.3.1. Frequenzverschiebung

Die Frequenzabhängigkeit der Schallschwächung führt zu einer Verschiebung der Mittenfrequenz eines Ultraschallimpulses mit wachsendem Schallaufweg, wie in Bild 21 dargestellt für das Spektrum eines Ultraschallimpulses nach dem ersten bis sechsten Durchlauf durch eine GFK-Probe bei Ausbreitung in Faserrichtung. Der Prüfkopf hat eine nominelle Mittenfrequenz von 2,25 MHz, die Spektren wurden auf jeweils gleiche Amplitude normiert.

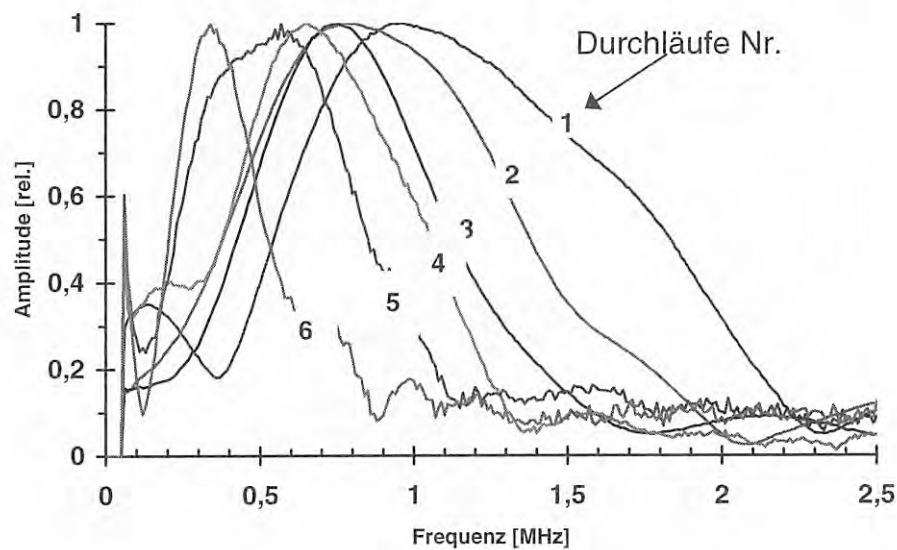


Bild 21: Spektralverhalten eines 2,25-MHz-Impulses in GFK

Bereits das erste Echo ist zu einer Mittenfrequenz von unter 1 MHz verschoben. Dieses intensive spektrale Filterverhalten wird teilweise vom GFK hervorgerufen, tritt zum Teil aber auch an anderen Werkstoffen auf. Die Echospektren desselben Kopfes auf anderen Materialien gibt Bild 22 wieder:

- a. auf einem 40 mm dicken Quarzblock
- b. zwei Köpfe im Direktkontakt
- c. einmaliger Durchlauf (Durchschallung, 'D') durch 12,5 mm Feinkornstahl
- d. zweimaliger Durchlauf (Impuls-Echo, 'IE') durch 12,5 mm Feinkornstahl

Nur das Spektrum der Quarzstrecke liegt bei etwa 2 MHz, das des Direktkontaktes und noch mehr des einfachen bzw. doppelten Durchlaufs durch Stahl ist zu deutlich tieferen Frequenzen

hin verschoben. Der Effekt der Tiefpaßfilterung durch das Material und die Koppelstrecke ist also nicht vernachlässigbar.

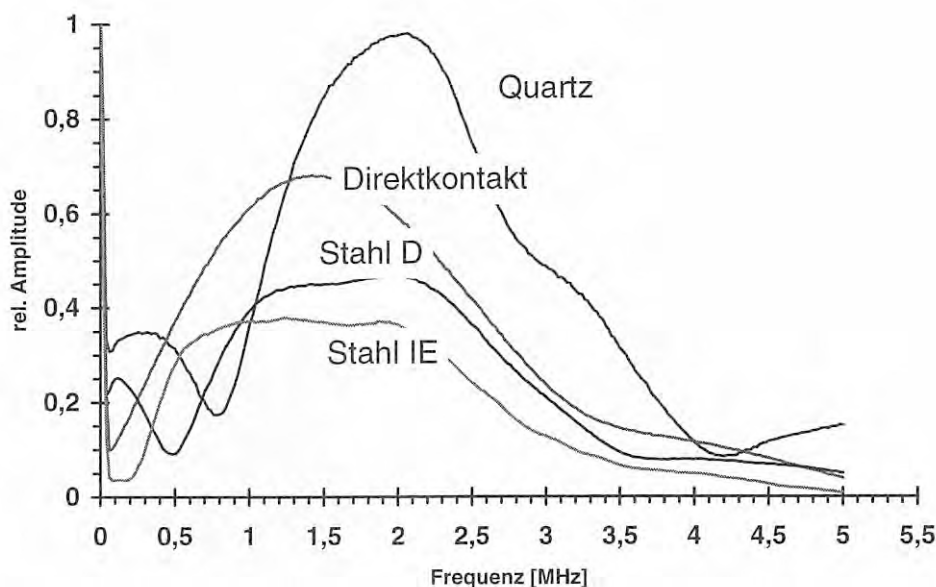


Bild 22: Spektren der Rückwändechos in verschiedenen Materialien, aufgenommen mit einem Transversal-Senkrecht-Prüfkopf mit 2.25 MHz Nominalfrequenz

Diese Tiefpaßfilterung führt dazu, daß der Impuls im Zeitbereich länger gestreckt erscheint. Bei einer Verschiebung von 1 MHz zu 0,8 MHz sind das beispielsweise 200 ns pro Periode. Es ist daher zwingend, so weit wie möglich vorne im Signal den Referenzpunkt für die Laufzeitmessung zu suchen, da sonst entsprechende additive Fehler auftreten. Deren relativer Einfluß ist um so größer, je kürzer die absolut gemessene Zeit ist, am größten also bei der DS-1-Methode. Hier sind für die Longitudinalwelle 100 ns schon ein Meßfehler von 3% bis 5%.

### 3.1.3.2. Phasendrehung

Eine andere Quelle für Ablesefehler ist bei der Doppelecho-Technik eine Phasendrehung des zweiten gegenüber dem ersten Echo, wenn sie nicht klar quantifizierbar ist. Bild 23 zeigt schematisch zwei A-Bilder, deren Einhüllende den jeweils gleichen Schwerpunkt haben. Im ersten Fall sind aber beide Signale spiegelsymmetrisch, im zweiten Fall ist das erste spiegelsymmetrisch, das zweite punktsymmetrisch. Derartige Signalverzerrungen sind typisch insbesondere für glasfaserverstärkte Kunststoffe mit ihrer großen, auch makroskopischen Inhomogenität. Die resultieren-

den Meßfehler können nur umgangen werden, wenn die Auswertung auf den Signalanfängen beruht.

### 3.2. Spektrale Messung der Laufzeiten

Um die Genauigkeit der bisher beschriebenen Verfahren zur Schallgeschwindigkeitsmessung zu überprüfen und evtl. zu übertreffen,

wurde auch ein spektrales Verfahren angewandt, das auf Interferenz von zwei aufeinanderfolgenden Echos beruht. Bild 24 zeigt den prinzipiellen Aufbau: Aus einem gewöhnlichen, beispielsweise in Impuls-Echo-Technik erzeugten A-Bild wird mit Hilfe einer Torschaltung ein Zeitfenster ausgeblendet und einer Spektralanalyse unterzogen, im vorliegenden Fall mit einem analogen Spektrumanalysator.

Das Zeitfenster wird zunächst so lang gewählt, daß zwei aufeinanderfolgende Rückwandechos im Abstand  $\Delta T$  darin enthalten sind (Bild 24, Torposition a). Das entstehende Spektrum wird aufgenommen, es enthält periodische Minima und Maxima in der Amplitude im Abstand  $\Delta f = 1/\Delta T$  und einen eventuell vorhandenen Untergrund aus der Übertragungsfunktion des Meßaufbaus.

Dann wird das Zeitfenster so lang gewählt, daß das zweite Rückwandecho gerade nicht mehr enthalten ist (Bild 24, Torposition b). Das zugehörige Spektrum wird ebenfalls aufgenommen, es enthält den Untergrund, aber nicht die Interferenzen aufgrund der beiden Echos. Daher kann es zur Normierung des vorhergehenden verwendet werden, indem das erste durch das zweite Spektrum geteilt wird (*Normalised Amplitude Spektrum, NAS*).

In Bild 25 ist das beispielhaft anhand der rein polarisierten Transversalwelle (2,25 MHz) auf der Probe X10 dargestellt. Die oberste Kurve a) zeigt das Spektrum des Zeitsignals, wenn erstes und

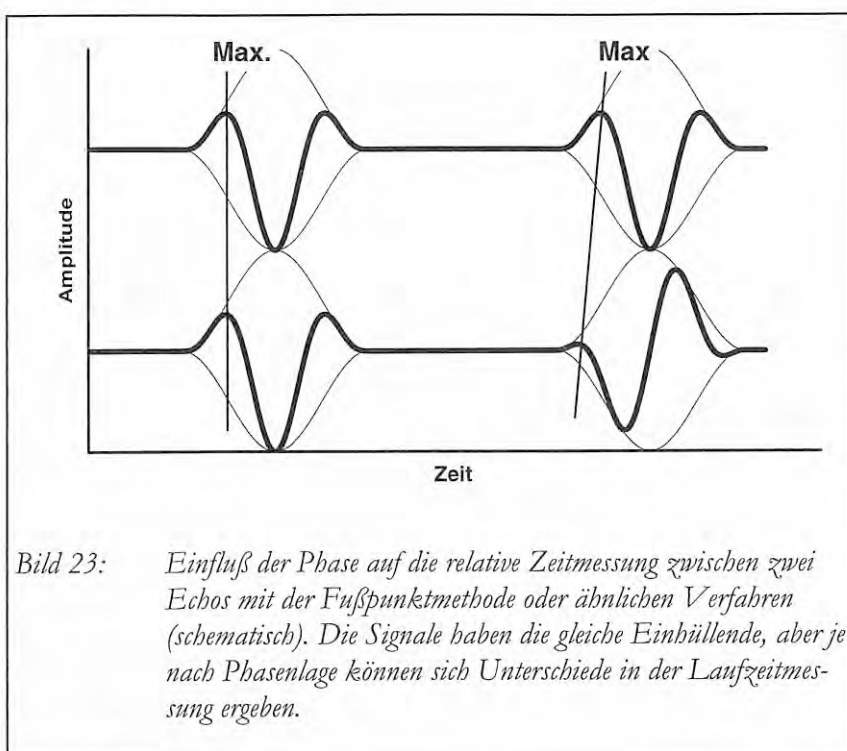


Bild 23: Einfluß der Phase auf die relative Zeitmessung zwischen zwei Echos mit der Fußpunktmethode oder ähnlichen Verfahren (schematisch). Die Signale haben die gleiche Einhüllende, aber je nach Phasenlage können sich Unterschiede in der Laufzeitmessung ergeben.

zweites Rückwandecho im Tor enthalten sind, wie in Bild 24, Position a gezeigt. Wird das Tor so verkürzt, daß das zweite Echo gerade nicht mehr darin liegt (Bild 24, Position b), so entsteht das Gesamtspektrum vom ersten Echo und dem Strukturuntergrund, welcher eine kräftige Signatur hinterläßt (mittlere Kurve). Bei Teilung der beiden Kurven durcheinander entsteht das relativ glatte Spektrum c).

Wie sich gezeigt hat, ist diese Methode gerade gegen solche Änderungen des Signals unempfindlich, welche die Laufzeitmessung im Zeitbereich stark beeinflussen, wie z. B. Veränderung der Dämpfungs- oder Filterungseinstellungen. Dennoch hat die Methode einige Nachteile, die ihre universelle Verwendung verhindern:

- 1) Jede Fourieranalyse eines zeitlich begrenzten Signals setzt die periodische Fortsetzbarkeit dieses Signals voraus, wobei das begrenzte Signal selbst als eine volle Periode verstanden wird. Daher sollte der Signalverlauf am Anfang und Ende des Tores glatt gegen Null gehen. Da die Interferenzen im GFK immer einen starken Störuntergrund erzeugen, ist diese Bedingung natürlicherweise nur unzureichend erfüllt, und die beschriebene Methode weist eine starke Abhängigkeit von der Lage des Tores auf.
- 2) Bei schrägen Einfallswinkeln können modengewandelte Echos entstehen, die zwischen den beiden auszuwertenden Echos liegen. Um diese aus dem zu analysierenden Signal zu entfernen, wäre ein erheblicher apparativer Aufwand durch Reihenschaltung mehrerer Tore erforderlich, deren jeweilige Ein- und Ausschaltspitzen im übrigen eine Bandpaßfilterung nötig machen würden.

Bei computergestützter Spektralanalyse durch Fouriertransformation wäre eine aufwendige Fensterung erforderlich, zudem treten dann Probleme wegen des Quantisierungsrauschens auf, also der statistischen Unsicherheit aufgrund der Digitalisierung.

In Fällen, bei denen diese Probleme nicht auftreten, ist die Methode aber anwendbar. So sind in Tabelle 6 und Bild 26 Meßergebnisse wiedergegeben, die an der Probenserie X gewonnen wurden (Schallgeschwindigkeiten in  $10^3$  m/sec.) und zeigen, daß die auf Interferenz beruhende spektrale Messung bis auf wenige Prozent genau dieselben Ergebnisse liefert wie die Messungen im Zeitbereich.

Tabelle 6: Vergleich der Phasengeschwindigkeiten gemessen mit verschiedenen Zeitbereichsverfahren und der Interferenz-Technik an den X-Proben (gleiche Ausbreitungsbedingungen)

Wellenart (Werte in km/s)	Longitudinalwelle				Quasitransversalwelle $qT_1$			reine Transversalwelle $T_2$				
	Verfahren	IES1	IE1/2	D1/2	Interf.	IES-1	D1-2	Interf.	IES-1	D1-2	Interf.	
Mittelwert über alle Proben (Serie X)		3.22	3.21	3.21		1.74	1.68		1.88	1.78		
		gesamt: 3.21			3.25	ges.: 1.71		1.66	ges.: 1.83		1.76	
Unterschied Zeit- Frequenz-Bereich:					1.2%				2.9%			3.8%

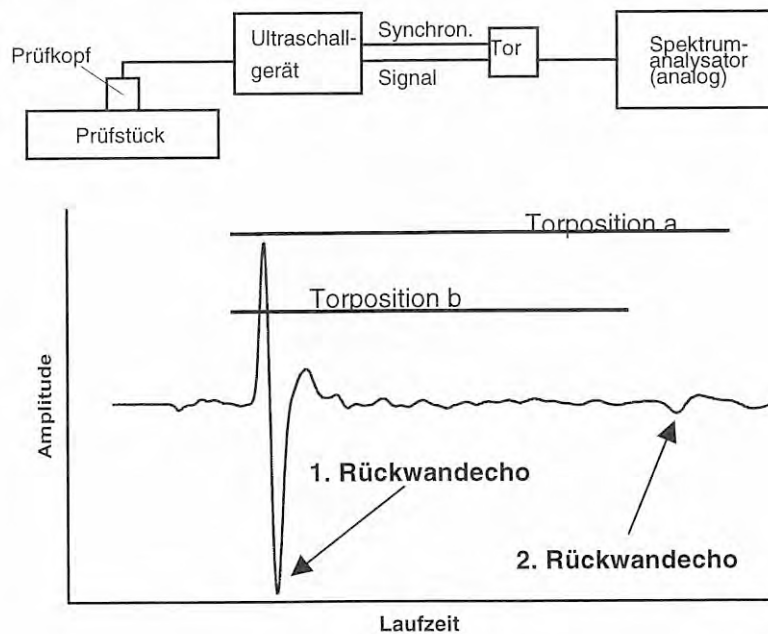


Bild 24: Aufbau zur spektralen Ermittlung der auftretenden Laufzeiten innerhalb einer Echofolge. Torpositionen einschließlich und ausschließlic des zweiten Rückwandechos

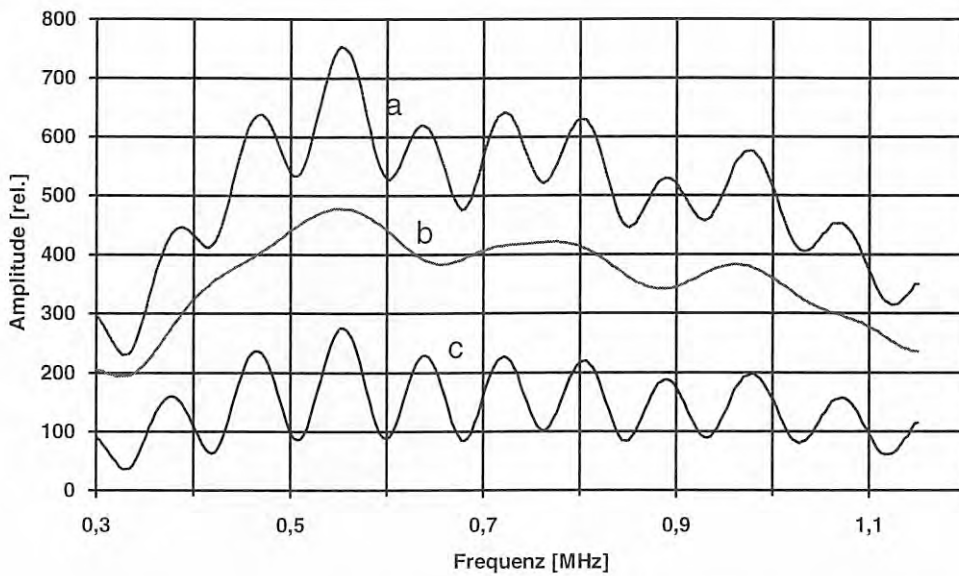


Bild 25: *Spektrum von zwei Rückwändechos (Kurve a), von einem Rückwändecho mit Untergrund (b) und der Differenz zwischen beiden (c).*

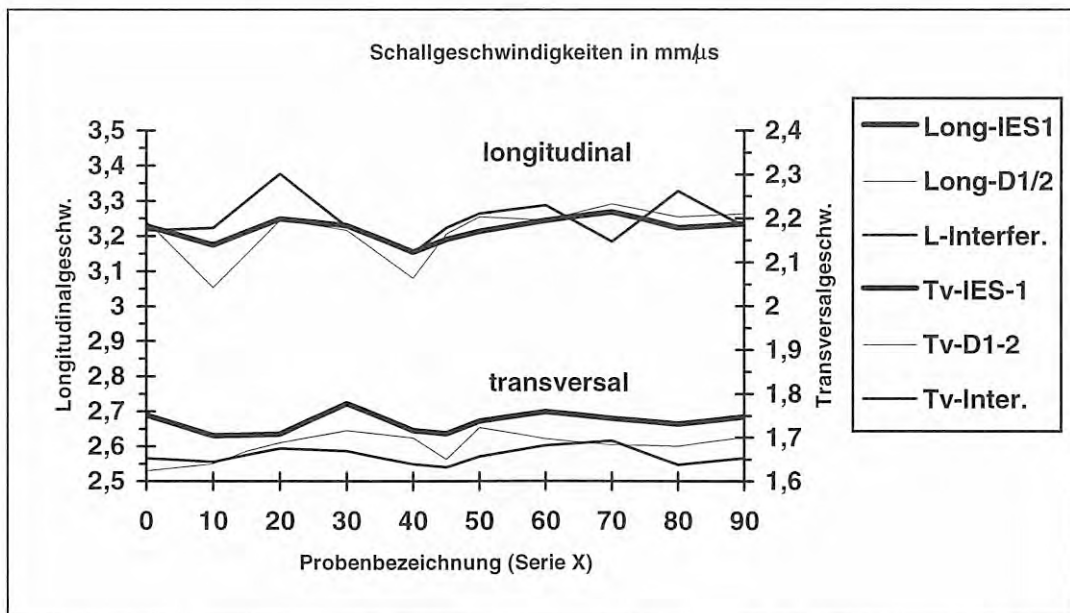


Bild 26: *Schallgeschwindigkeiten mit verschiedenen Zeitbereichsverfahren und der Interferenz-Technik an den X-Proben (gleiche Ausbreitungsbedingungen)*

### 3.3. Bestimmung der Phasengeschwindigkeiten

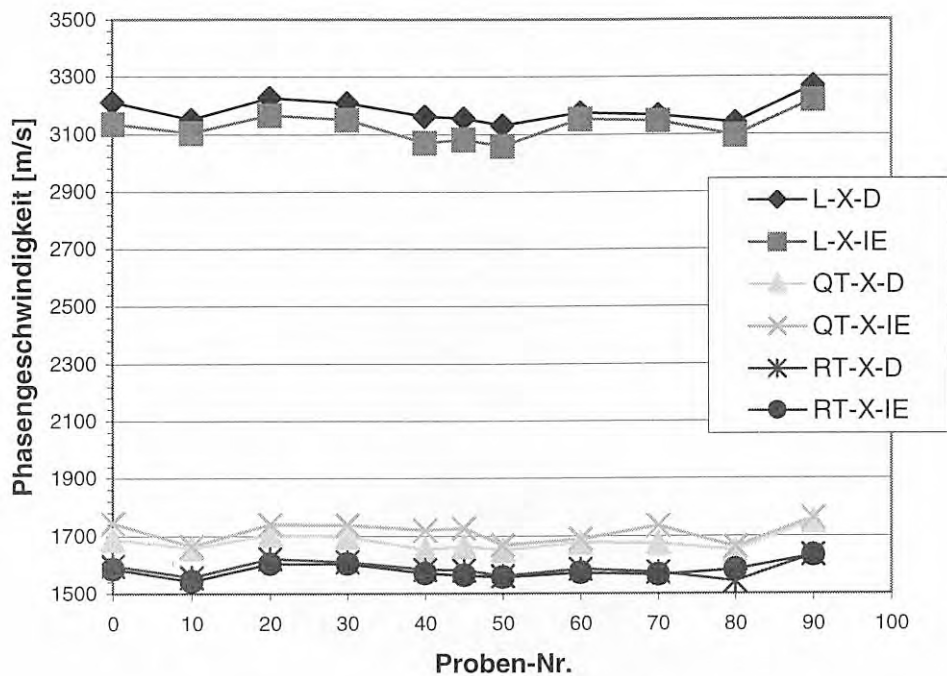
Nachdem in den bisher beschriebenen Arbeiten zur Qualifizierung des Meßverfahrens ein reproduzierbarer und validierter Verfahrensablauf entwickelt worden ist, wurden die Meßdaten für die zur weiteren Analyse bestimmten Schallgeschwindigkeiten aufgenommen. Dafür mußten die Proben beidseitig im Pendelverfahren überschliffen werden. In den Vorversuchen war festgestellt worden, daß die Oberflächen der Proben aufgrund des Auftrennprozesses mit einer Diamant-Trennscheibe eine spürbare Abweichung von der Planparallelität aufwiesen.

Anschließend wurden die Schallgeschwindigkeiten wie in den vorhergehenden Kapiteln beschrieben aus den Laufzeitmessungen in Impuls-Überlapp-Technik bestimmt. Dabei ergaben sich die Werte entsprechend Tabelle 7, jeweils gemittelt aus drei Messungen. Bild 27 zeigt sie in Diagrammform. Die Bezeichnungen sind dabei wie folgt: X/Y/Z für die Probenserien; L/QT/RT für die Wellenart longitudinal, quasitransversal und rein transversal; D/IE für die Technik Durchschallung bzw. Impuls-Echo (Köpfe Nr. 2 und 7, s. Anhang B, und baugleiche Pärchen).





## X-Proben, alle Wellenarten



## Y-und Z-Proben, Longitudinalwelle

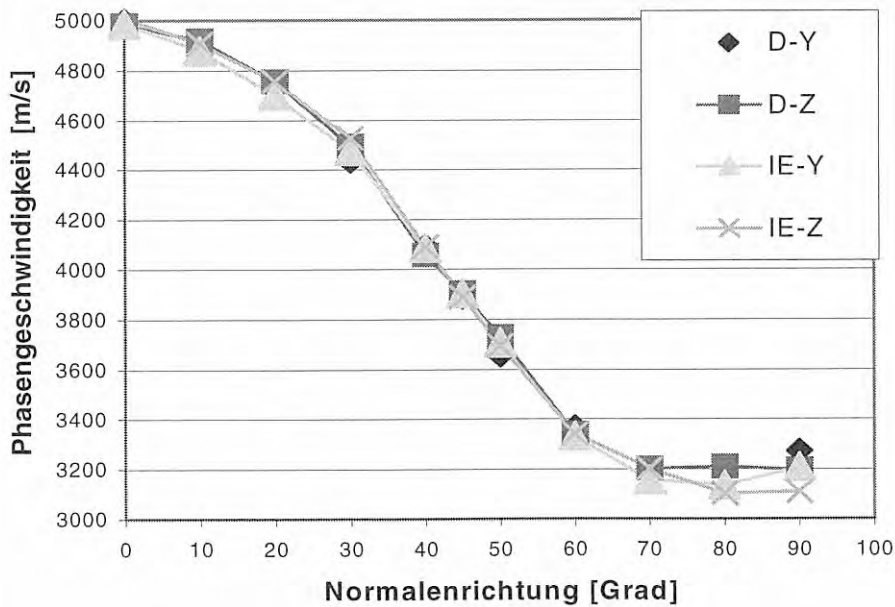
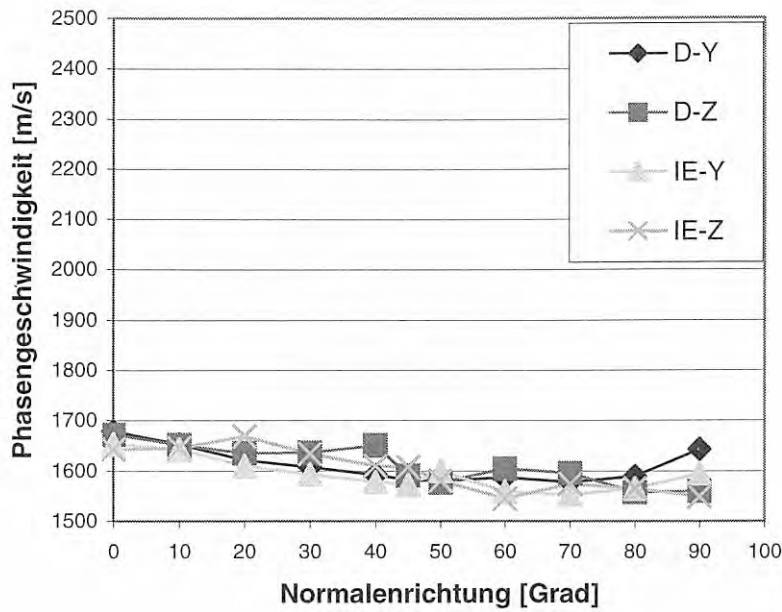


Bild 27 Gemessene Phasengeschwindigkeiten für die Probenserien X/Y/Z, die Wellenarten longitudinal, quasitransversal und rein transversal (L/QT/RT) und die Technik Durchschallung bzw. Impuls-Echo (D/IE) als Funktion der Probennummer bzw. des Winkels zwischen Wellennormale und Faserrichtung (Normalenrichtung).

### Y-und Z-Proben, Reine Transversalwelle



### Y-und Z-Proben, Quasi-Transversalwelle

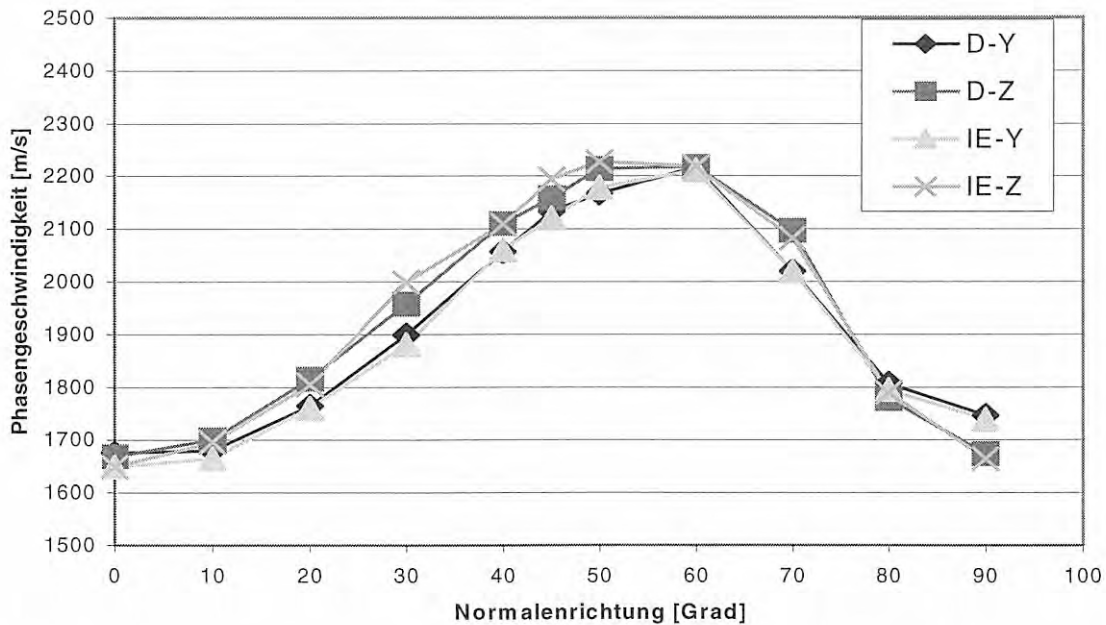


Bild 27 (Forts.)

Gemessene Phasengeschwindigkeiten für die Probenreihen X/Y/Z, die Wellenarten longitudinal, quasitransversal und rein transversal (L/QT/RT) und die Technik Durchschallung bzw. Impuls-Echo (D/IE) als Funktion der Probennummer bzw. des Winkels zwischen Wellennormale und Faserrichtung (Normalenrichtung).

### 3.4. Ausbreitungsrichtung von quasi-Longitudinalwellen

Die Abweichung der Ausbreitungsrichtung der Longitudinalwelle in UD-GFK von der Richtung der Wellennormalen, kurz als Schallbündelablenkung bezeichnet, ist relativ einfach festzustellen. Sie wurde experimentell in Tauchtechnik aus dem Versatz zwischen eintretendem und austretendem Schallbündel bestimmt, wobei ein Aufbau wie in Bild 28 skizziert verwendet wurde. Dabei wurde von der Tatsache Gebrauch gemacht, daß sich auch begrenzte Schallbündel hinsichtlich der Orientierung ihrer Wellennormalen mit dem Ansatz ebener Wellen modelliert werden können, obwohl dieser im Prinzip lateral unendlich ausgedehnte Wellenfronten annimmt. Um eine möglichst steile Echodynamik zu erzielen, wurden fokussierende, breitbandige Tauchtechnik-Prüfköpfe mit 2,25 MHz Mittenfrequenz verwendet, wobei der Empfangsprüfkopf auf die Oberfläche fokussiert war. Der Wasservorlauf des Sendekopfes wurde auf den Fokusabstand abzüglich der doppelten Werkstückdicke gesetzt. Aus dem Quotienten der Maximumverschiebung  $dx$  des Schallbündels (Schallbündelablenkung) und der Bauteildicke  $d$  wurde dann nach

$$\Delta = \arctan \frac{dx}{d}$$

der Ablenkwinkel  $\Delta$  errechnet. Die Ergebnisse sind in Tabelle 8 und Bild 29 dargestellt. Sie zeigen die Abweichung der Energieausbreitungsrichtung von der der Wellennormalen für die Longitudinalwelle einsinnig in Richtung der Faser von bis zu  $30^\circ$ .

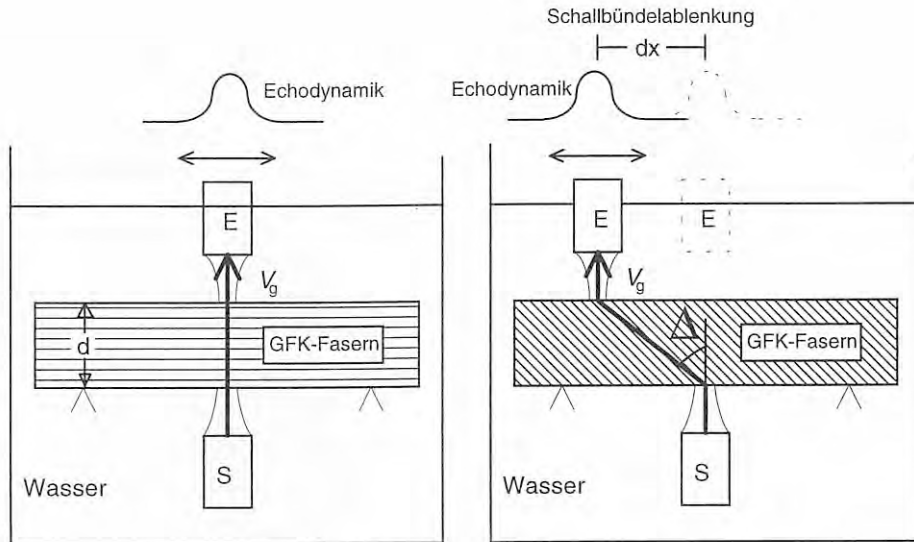
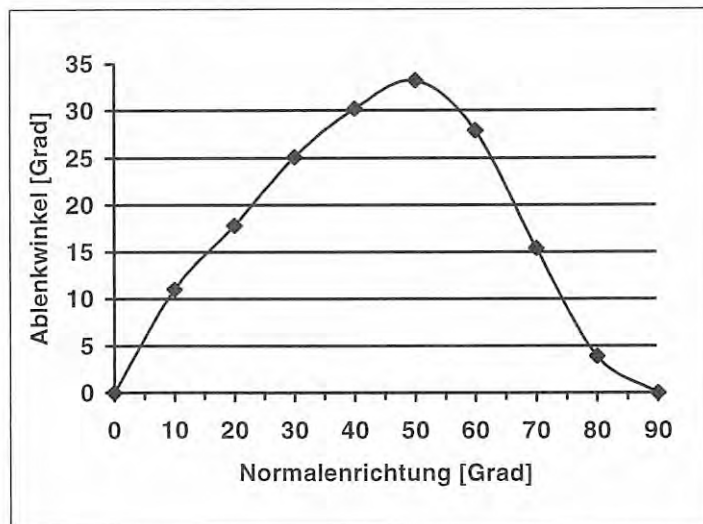


Bild 28: Aufbau zur Messung der Schallbündelablenkung in UD-GFK für die Longitudinalwelle in Tauchtechnik als Schallbündelversatz zwischen eintretendem und austretendem Schallbündel. Echodynamiken eines beweglichen Empfangskopfes (E) bei feststehendem Sendekopf (S).

Tabelle 8, Bild 29:

Gemessene Abweichung der Ausbreitungsrichtung der Longitudinalwelle in UD-GFK von der Richtung der Wellennormalen als Funktion des Winkels zwischen Wellennormale und Faserrichtung (Normalenrichtung)

Normalenrichtung [Grad]	Ablenkwinkel [Grad]
0	0
10	11
20	17.8
30	25.1
40	30.2
50	33.2
60	27.9
70	15.4
80	3.9
90	0



### 3.5. Ausbreitungsrichtung von quasi-Transversalwellen

In einem weiteren Schritt sollte die Schallbündelablenkung auch der  $qT_1$ -Transversalwelle gemessen werden, was meßtechnisch aufgrund der veränderten Ankoppelbedingungen ungleich schwieriger ist als für die Longitudinalwelle. Jedoch kann damit für einen weiteren anwendungsrelevanten Fall die Brauchbarkeit und Realitätsnähe des theoretischen Modellansatzes geprüft werden.

Zunächst wurde die Messung im Prinzip ähnlich wie die für die Longitudinalwellenablenkung aufgebaut, nämlich mit einem fest stehenden Sendekopf und einem bewegten Empfangskopf, der die Ablenkung des Schallbündels als Echodynamik aufnimmt. Um ausschließlich eine  $qT_1$ -Welle anzuregen, wurde die Polarisierung der Prüfköpfe so gewählt, daß Teilchenauslenkung und Faserichtung eine Ebene bildeten. Da Transversalwellen gemessen werden sollten, mußte in Kontakttechnik gearbeitet werden, wobei nur eine feste oder eine hochviskose Ankopplung die Übertragung von Scherschwingungen gewährleistet. Dieses Verfahren ist auf eine vielfach zu wiederholende Ankopplung mit reproduzierbaren Koppelbedingungen angewiesen, da die Amplitudendaten an verschiedenen Meßpunkten miteinander verglichen werden. Es unterliegt damit großen experimentellen Unsicherheiten und starker Streuung der Meßdaten.

Deswegen wurde zusätzlich eine erheblich aufwendigere Methode unter Zuhilfenahme von C-Bildern angewandt, die mit einer elektrodynamischen Sonde arbeitet und dadurch auf mehrfache Ankopplung verzichtet.

#### 3.5.1. Echodynamiken

Der prinzipielle Versuchsaufbau für die Aufnahme der Echodynamiken ist in Bild 30 gezeigt, in dem die Schallverläufe für die beiden Fälle einmal mit und einmal ohne Bündelablenkung eingezeichnet sind.

Die Schallbündelablenkung wurde wie bei der Longitudinalwelle durch Messung des Bündelversatzes bestimmt, den ein  $qT_1$ -Transversalwellenbündel in Durchschallung erfährt. Der Bündelversatz wurde durch Messung von Echodynamiken des Empfangsprüfkopfes bei gleichbleibender Position des Sendeprüfkopfes gemessen.

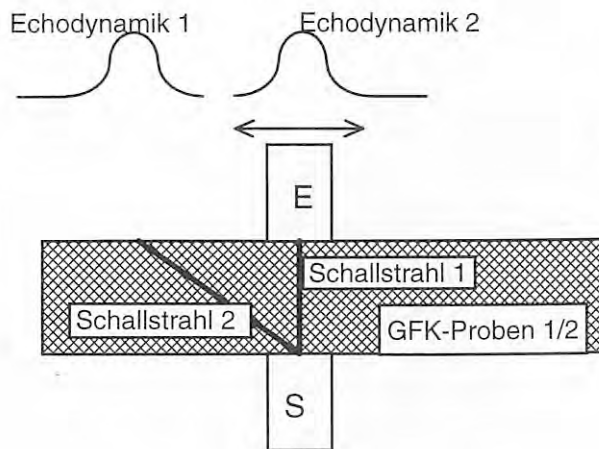


Bild 30:

*Aufbau zur Messung der Transversalwellenablenkung mittels Echodynamiken: gemessen wird die Verschiebung des Schallaustrittspunktes für verschiedene GFK-Proben. Die Position des Senders bleibt fest.*

Der *Sendep*rüfkopf wurde für jede Meßreihe zur Aufnahme einer Echodynamik fest mit der jeweiligen Probe verbunden. Dies geschah mittels einer speziellen Substanz, dem Salicylsäurephenylester oder Phenylsalicylat (Handelsname SALOL, Fa. Merck), der einen Schmelzpunkt von 41°C besitzt und daher zur reversiblen Festankopplung geeignet ist. Prüfstück und Kopf wurden auf über 41°C erwärmt und mit einer kleinen Menge SALOL in geschmolzenem Zustand zusammengesetzt. Danach wurde an der Umgebungsluft ohne weitere Maßnahmen abgekühlt. In erstarrtem Zustand bildet der Ester einen polykristallinen Film, der hinreichend elastisch ist, um thermische Spannungen auszugleichen, jedoch auch steif genug, um Scherkräfte hinreichend zu übertragen. Zur Minimierung der Ankopplungsstreuungen wurden die Parameter Temperatur, Koppelmittelmenge, Standzeiten etc. in Hinblick auf Festigkeit und Reproduzierbarkeit optimiert und danach in einer Arbeitsanweisung festgelegt.

Die Signalamplitude des *Empfangs*püfkopfes wurde von einem Spitzenwerthalter aufgenommen und auf einem Digitaloszilloskop dargestellt, um dessen ankopplungsbedingte zeitliche Variation beobachten zu können. Da der Empfangskopf von Meßpunkt zu Meßpunkt verschoben werden muß, kam ja eine Festankopplung nicht in Frage. Statt dessen wurde mit einem hochviskosen Silikonöl (Handelsname 5070 SWC der Fa. PANAMETRICS) angekoppelt. Der Kopf war an einer mechanischen Linearführung befestigt und wurde in einem Kardangelen gehalten. Er wurde von einer Andruckfeder mit reproduzierbarer Druckkraft angepreßt. Vorversuche zeigten, daß es unter dergestalt konstant gehaltenen Bedingungen möglich ist, Ankopplungen zu erzeugen, die nach einer festgelegten Zeit (80 Sekunden) zu einer auf besser als 2% reproduzierbaren Amplitude eines Durchschallungssignales führen. Die Konstanz der Bedingungen hängt vor allem von

der Menge des verwendeten Koppelmittels sowie deren möglichst homogener Anfangsverteilung ab.

Bei Verwendung anderer Koppelmittel, wie z. B. wäßrige Zuckerlösungen, die häufig als Transversalwellenkoppelmittel eingesetzt werden<sup>10</sup>, zeigte sich, daß diese Mittel eine schlechter reproduzierbare Ankopplung bewirken, und die Kopplung einer erheblichen zeitlichen Dynamik unterliegt. Das ist wahrscheinlich der Verdunstung zuzuschreiben, die in wäßrigen Lösungen gegenüber Silikonöl nicht zu vernachlässigen ist.

Durch wiederholtes zyklisches Messen, Abkoppeln, Versetzen, wieder Ankoppeln, wurden 5 bis 10 Echodynamiken für jede Probe (Z 0 bis Z 90) aufgenommen, wobei die zugrundegelegte Schrittweite des Empfangsprüfkopfes zwischen den Einzelpunkten meist 0.5 mm betrug.

Wegen der verfahrensbedingt großen Streuung der Meßwerte war eine Auswertung der Meßreihen mithilfe numerischer Verfahren unverzichtbar. Der zu bestimmende Wert war dabei die Verschiebungskoordinate des Amplitudenmaximums der Echodynamik.

Folgende Auswerteverfahren wurden eingesetzt:

- a) Einfache Glättung der Meßdaten
- b) Polynomiale Regression mit einem Polynom 2. Grades (Parabel).
- c) Nichtlineare Regression

#### a) Einfache Glättung der Meßdaten

Eine Glättung der Meßdaten wie in Bild 31 gezeigt diente einerseits zur Grobabschätzung der wesentlichen Kurvenparameter Amplitudenmaximum, Maximumskoordinate und Halbwertsbreite für die Regression, wobei eine achssymmetrische, im mathematischen Sinne gerade Funktion<sup>11</sup> als Regressionsmodell verwendet wurde. Andererseits konnten anhand der geglätteten Meßdaten die Regressionsergebnisse auf Plausibilität geprüft werden.

---

<sup>10</sup> Das bekannteste "Geheimrezept" ist Honig

---

**b) polynomiale Regression**

Die polynomiale Regression mit einer Parabel ist die einfachste und unter physikalischen Bedingungen immer eindeutig lösbare Regression. Sie benötigt keine geschätzten Startwerte, und ist damit sicher gegenüber einem "Festlaufen" in einem Nebenmaximum<sup>12</sup>. Das tatsächliche laterale Schallfeldprofil entspricht jedoch nur ungenau einer Parabel, so daß mit einer relativ schlechten Anpassung gerechnet werden mußte. Als Beispiel zeigt Bild 32 die Daten aus Bild 31 mit einer Parabel als Regressionsfunktion.

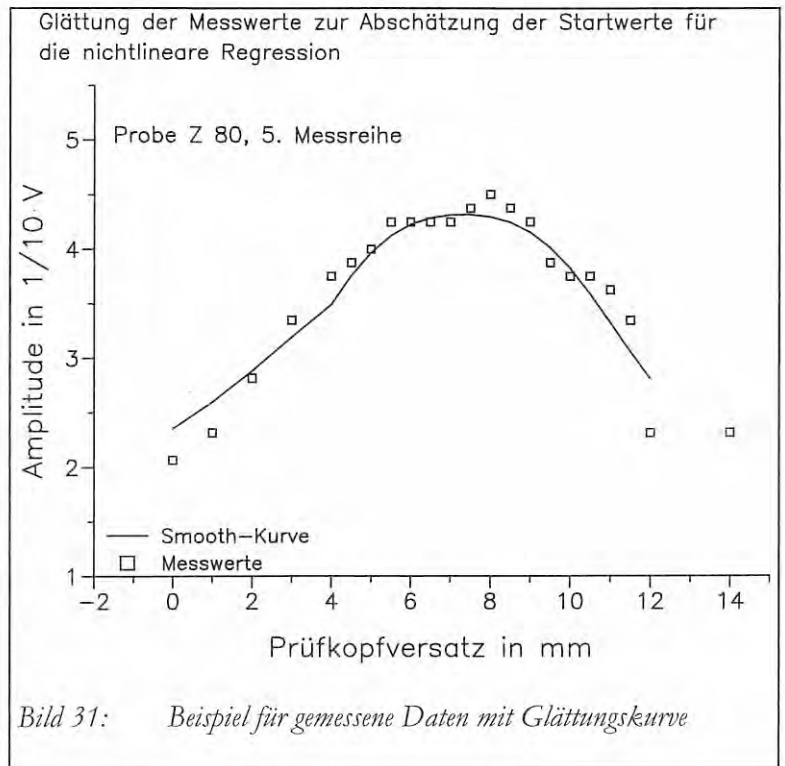


Bild 31: Beispiel für gemessene Daten mit Glättungskurve

**c) nichtlineare Regression**

Bei der nichtlinearen Regression wurde ein Gaußprofil

$f(x) = a_1 + a_2 \cdot e^{-(a_3-x)^2}$  verwendet, das dem tatsächlichen Schallfeldverlauf stärker ähnelt. Es konnte also mit einer besseren Anpassung gerechnet werden. Abgesehen von der verschiedenen guten Anpassung sollten beide Modelle jedoch zu der gleichen Maximumskordinate (also dem zu bestimmenden Wert) führen. Die nichtlineare Regression benötigt geschätzte Startwerte, deren Güte das Endergebnis ganz wesentlich beeinflusst.

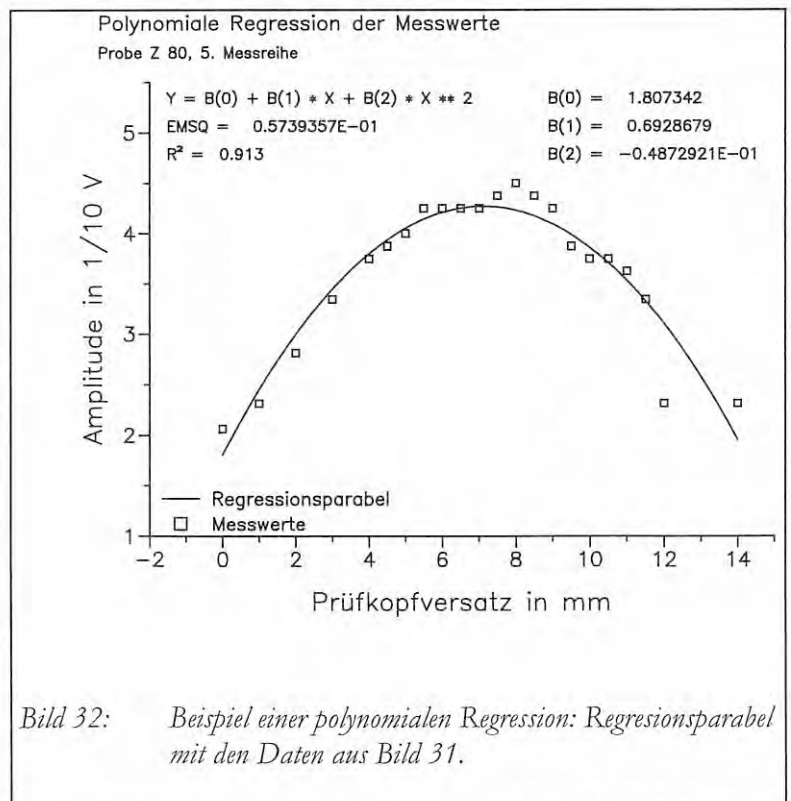


Bild 32: Beispiel einer polynomialen Regression: Regressionsparabel mit den Daten aus Bild 31.

<sup>11</sup> Im Gegensatz zur ungeraden, punktsymmetrischen Funktion. Gemeint ist jeweils Spiegelsymmetrie.

<sup>12</sup> Ein Polynom der Form  $a_0 + a_1x + a_2x^2$  hat sein Maximum bei  $x = -\frac{a_1}{2a_2}$



sen oder vollständig verfälschen kann. Da die Abhängigkeit von der Güte der Startwerte nicht leicht zu erfassen ist, wurden diese einerseits aus der geglätteten Kurve und andererseits aus der polynomialen Regression geschätzt. Diese beiden Fälle stellt Bild 33 dar. Während Maximum und Halbwertsbreite der Gaußkurve stark von der Herkunft der Startwerte beeinflusst werden, ist dies für den entscheidenden Parameter, die Verschiebungskoordinate des

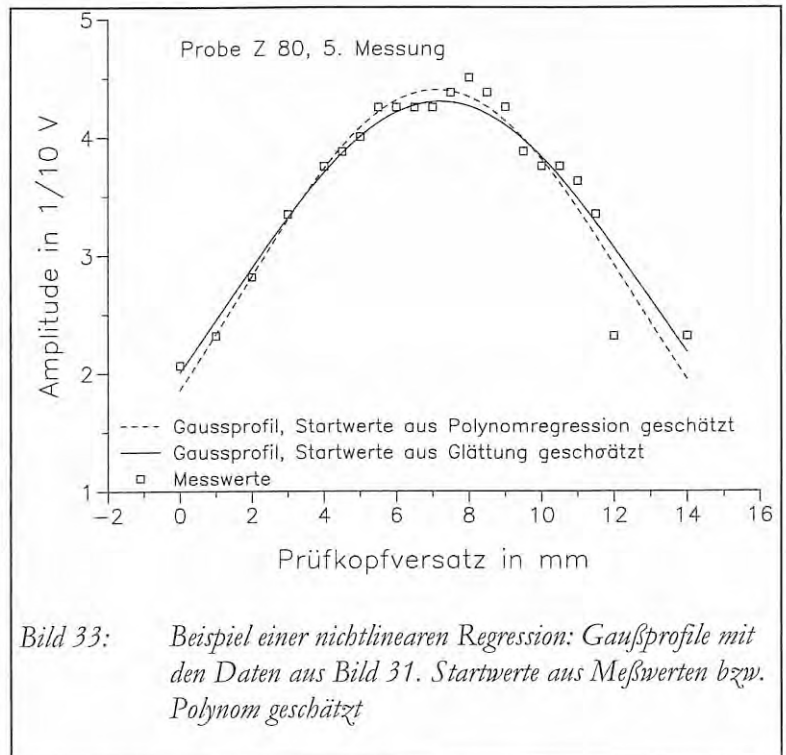


Bild 33: Beispiel einer nichtlinearen Regression: Gaußprofile mit den Daten aus Bild 31. Startwerte aus Meßwerten bzw. Polynom geschätzt

Maximums, nicht der Fall, der für die beiden Varianten nur um 1.4 % differiert.

In Tabelle 9 sind die jeweiligen Ablenkwinkel, errechnet aus den mit den drei Regressionsvarianten ermittelten Verschiebungen der Schallaustrittspunkte, wiedergegeben. Innerhalb der Meßunsicherheit zeigt sich Übereinstimmung in den verschiedenen Regressionsverfahren.

Tabelle 9: Mit dem Verfahren der Kontakttechnik-Echodynamik gemessener Winkel zwischen Wellennormale und Richtung der Energieausbreitung für die vertikal polarisierte  $qT_1$ -Transversalwelle als Funktion der Richtung der Wellennormalen bezogen auf die Faserrichtung (Normalenrichtung)

Normalenrichtung [Grad]	Winkel zwischen Energieausbreitung und Wellennormale der quasi-Transversalwelle, gemessen [Grad]					
	Nichtlineare Regression, Startwerte aus Glättung		Nichtlineare Regression, Startwerte aus polynomialer Regression		polynomiale Regression	
	Winkel	Std.-abw.	Winkel	Std.-abw.	Winkel	Std.-abw.
0	-0,392	3,0	-0,288	2,9	-0,662	2,6
10	9,51	3,4	11,2	3,8	12,4	2,8
20	26,6	2,3	26,6	2,2	26,8	2,5
30	22,8	2,4	23,2	1,9	23,0	2,3
40	21,2	1,7	21,1	1,5	21,0	1,4
45	22,8	3,0	23,0	2,8	23,0	2,8
50	15,3	2,2	15,2	2,2	14,8	2,1
60	-10,7	2,2	-10,7	2,2	-11,0	2,0
70	-32,1	1,7	-31,9	1,8	-31,7	1,6
80	-37,3	1,1	-37,0	1,1	-37,2	1,5
90	-3,79	3,2	-4,31	2,9	-4,13	3,4

### 3.5.2. C-Bilder mit elektrodynamischer Sonde

Die oben beschriebene Bestimmung der Schallbündelablenkung mittels Echodynamik und Regression ist aus folgenden Gründen mit erheblichen Unsicherheiten belegt:

- Die Wiederholbarkeit in der Ankopplung des Empfangsprüfkopfes ist im Vergleich zu Longitudinalwellen sehr gering, die statistische Streuung entsprechend hoch.
- Das Regressionsmodell nimmt ein axialsymmetrisches Schallfeld an. Dies stimmt zwar für Ausbreitung in Symmetrierichtungen (keine Ablenkung), entspricht den Verhältnissen bei Schallbündelablenkung aber nicht genau. Daraus resultiert ein systematischer Fehler.
- Die im Vergleich zu anderen Werkstoffen erhebliche herstellungsbedingte Materialinhomogenität führt zu systematischen Meßfehlern, da die Aussage nur punktuell bzw. linienförmig und nicht integral für einen größeren Werkstoffbereich getroffen wird.

Um diese Nachteile zu umgehen, wurde ein weiteres, experimentell noch aufwendigeres Verfahren entwickelt, mit welchem die empfangsseitige Schalldruckverteilung berührungslos und flächig mit einer elektrodynamischen Sonde aufgenommen wird. Dieses Vorgehen ist für ferritische Werkstoffe gängige Methode z. B. zur Vermessung von Prüfkopfschallfeldern, und wird auch an Austenit zum Nachweis von Anisotropie-Effekten herangezogen [174], [175], wird aber an nichtleitenden Polymeren hier erstmalig eingesetzt.

#### 3.5.2.1. Entwicklung des Konzepts und geeigneter Prüfbedingungen

Der Sendeprüfkopf (2.25 MHz, 0.5 Zoll Schwingerdurchmesser) wurde wie vorher fest mit SALOL angekoppelt. Die empfangsseitige Aufnahme des Schalldrucks erfolgte aber nicht mit einem piezoelektrischen Wandler, sondern mit einer elektrodynamischen Sonde, die in C-Bild-Technik geführt wurde. Dadurch entfällt die unsichere und schlecht reproduzierbare Direktkopplung des Empfangsprüfkopfes. Da das elektrodynamische Prinzip leitfähige Oberflächen voraussetzt, mußte auf die Empfangsseite der GFK-Prüflinge eine Leitschicht aufgebracht werden. Dies sollte zunächst in Form einer dünnen Kupferfolie geschehen.

Die grundsätzliche Eignung des Aufnahmeverfahrens wurde an einem Aluminiumblock getestet, an den der Sendekopf mittels Silikonöl angekoppelt war. Das auf der Rückwand auftretende Schallfeld zeigt Bild 34.

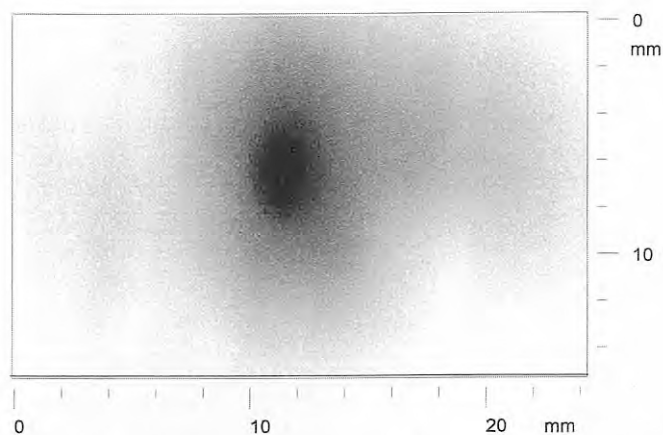


Bild 34: Aufnahme eines Transversalwellenbündels mittels elektrodynamischer Sonde. Material: Aluminium, Ankopplung mittels hochviskosem Silikonöl. Hohe Amplituden dunkel, niedrige Amplituden hell

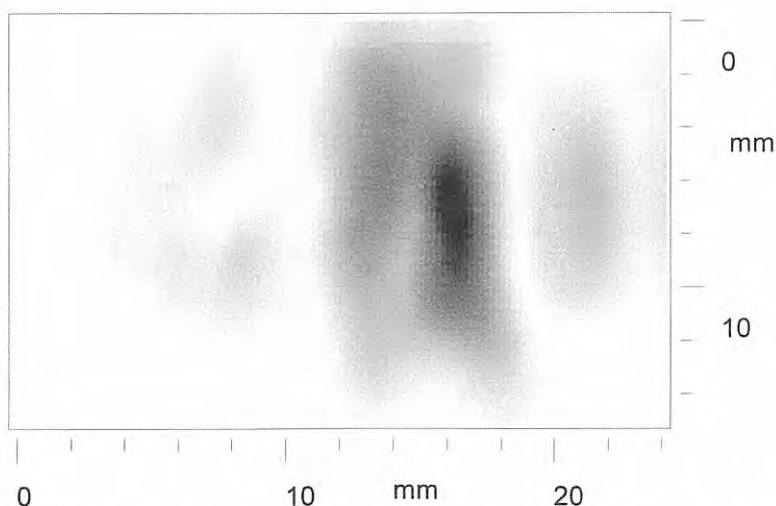
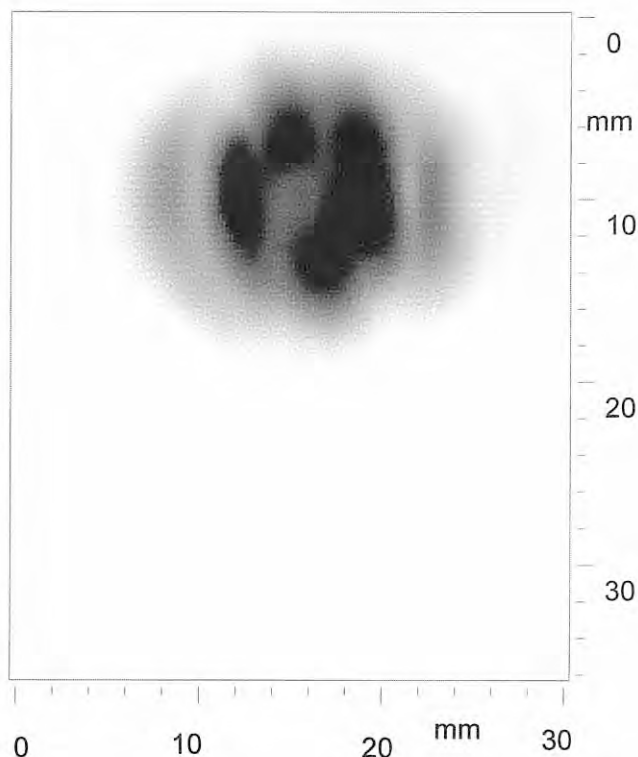


Bild 35: Erste Versuche der Schallfeldaufnahme von Transversalwellen an GFK-Proben mittels einer fest angekoppelten Kupferfolie. Koppelmittel für Sendekopf und Folie: Phenylsalicylat.

Sodann wurde der Sendeprüfkopf wie bei den Handmessungen auf einer Seite einer GFK-Probe (Z0) mit SALOL befestigt, und auf der Empfangsseite wurde eine Kupferfolie ebenfalls mit SALOL angebracht. Dies führte zu einem recht zerklüfteten Aussehen des Schallfeldes, welches neben der streifigen Struktur aus dem Nahfeld des Transversal-Senkrecht-Kopfes Unregelmäßigkeiten zeigt (siehe Bild 35). Der Effekt trat mit Longitudinalwellen (5 MHz) nicht auf, weder an GFK (Z 90), siehe Bild 36, noch an Plexiglas, Bild 37.

Es sollte dann festgestellt werden, ob der Abhebe-Effekt, also ein variierender Abstand zwischen Kupferfolie und Sonde, Probleme bereitet (die dünne Kupferfolie war nur uneben aufzubringen). Dazu wurde versuchsweise als Leitschicht eine Kupferplatte (3 mm Dicke) auf eine Plexiglasplatte als Blindprobe (10 mm Dicke) mittels SALOL aufgeklebt, und der Sendekopf wie üblich befestigt. Das resultierende Schallfeld mit starken Unregelmäßigkeiten durch Ablösungen zeigt Bild 38.



*Bild 38:  
Elektrodynamische Schallfeldaufnahme mit  
einer Kupferplatte (3 mm Dicke) als leitendes Medium*

Die nicht-rotationssymmetrische, gestreifte Struktur des Nahfeldes eines Transversal-Senkrecht-Kopfes zeigt besonders deutlich Bild 39: Hier wurde der Sendekopf mit Silikonöl angekoppelt und als Leitschicht eine mit Pinsel aufgetragene Schicht aus Leitsilber verwendet.

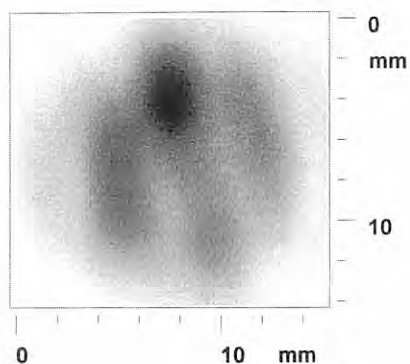


Bild 39:  
Schallfeld, aufgenommen mit  
Silikonölankopplung und Leit-  
silberschicht

Aus den Vorversuchen wurde erkennbar, daß die Nahfeldeffekte ein inhomogenes Aussehen des Schallfeldes verursachen. Immerhin beträgt die Nahfeldlänge bei 2.25 MHz 61 mm bei Schallwegen von 20 mm. Um den Nahfeldeinfluß zu reduzieren wurde die Prüffrequenz auf 1 MHz erniedrigt (Nahfeldlänge dann 25 mm) und zwischen Prüfstück und Sendekopf eine Plexiglasvorlaufstrecke von 33 mm Dicke eingefügt. Damit liegt bereits der Schalleintrittspunkt in das Werkstück außerhalb der einfachen Nahfeldlänge (nämlich bei 1.3 N). Den prinzipiellen Aufbau zeigt Bild 40. Ein Beispiel eines solcherart aufgenommenen C-Bildes zeigt Bild 41. Deutlich erkennbar ist die sehr viel homogenere Schalldruckverteilung mit einem eindeutig bestimmbar Maximum.

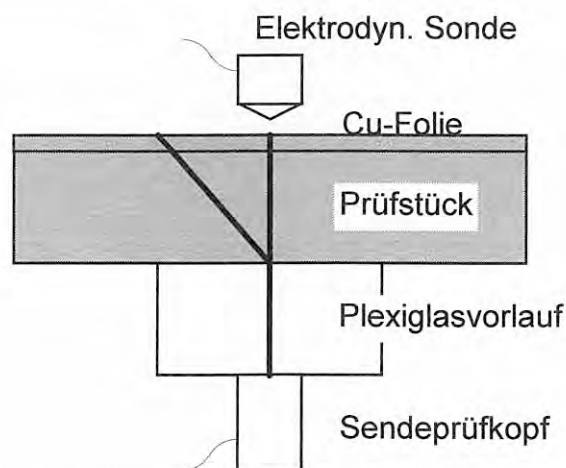
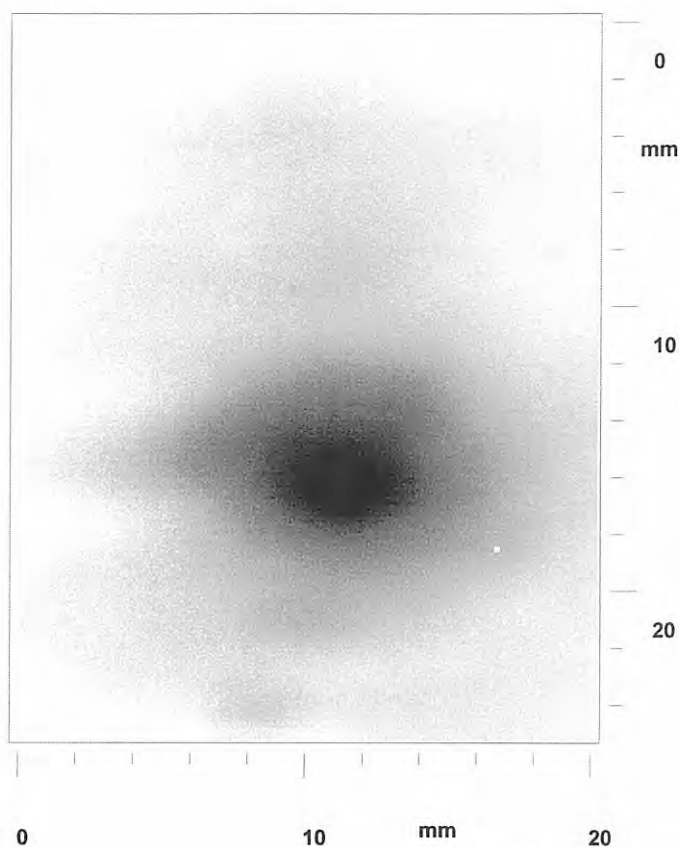


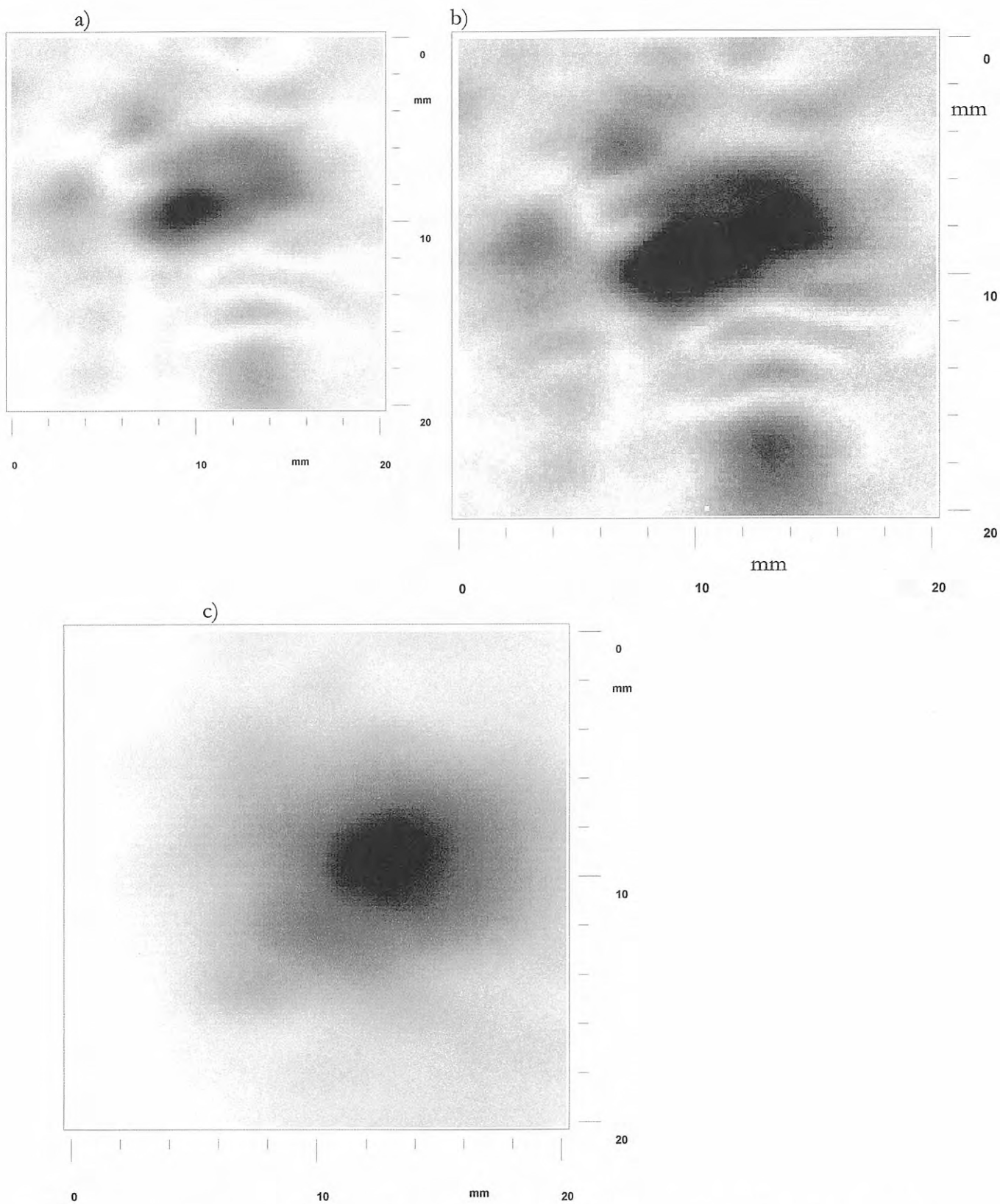
Bild 40: Echodynamische Aufnahme des durchgelassenen Schalls im Fernfeld des Sendeprüfkopfs, einmal mit und einmal ohne Schallbündelablenkung. Alle Verbindungen sind mittels SALOL fest angekop-pelt.



*Bild 41:  
Schallfeld aus einer GFK-Probe (Z  
30) mit Vorlaufstrecke, im Fern-  
feld eines Kontakttechnik-  
Prüfkopfes. Aufbau wie in Bild 40  
dargestellt.*

### 3.5.2.2. Ablauf und Auswertung der Messungen

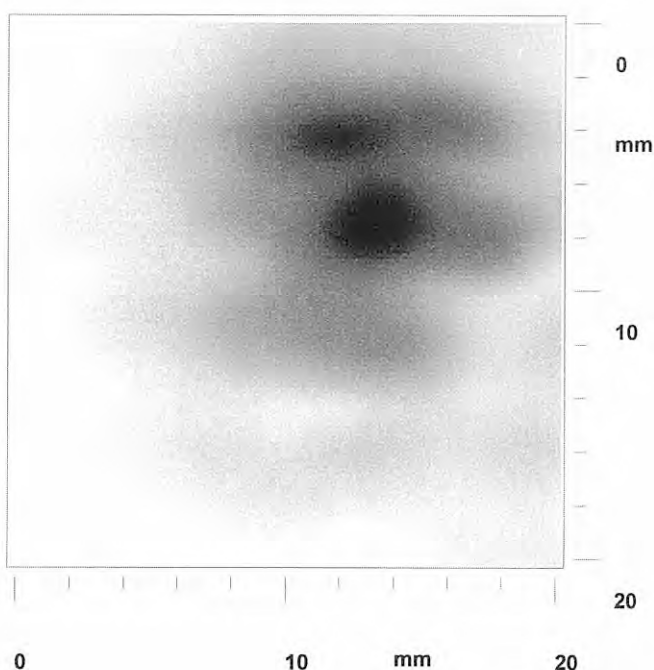
Die Probenpräparation gestaltete sich aufwendig, da für jede Messung drei verschiedene Materialien (Kupferfolie, GFK-Prüfstück, Plexiglasvorlauf) mit SALOL zu verkleben waren. Aufgrund der unterschiedlichen Wärmeausdehnungskoeffizienten und der geringen Zähigkeit des SALOLS neigte der Verbund zu unbeabsichtigtem Zerschneiden der Klebeverbindungen. Er mußte äußerst vorsichtig gehandhabt werden, um unnötige Erschütterungen zu vermeiden. Die Montageprozedur mußte teils mehrere Male wiederholt werden, bis alle drei Verbindungen fest hergestellt waren. Auch von außen nicht erkennbare Inhomogenitäten in der Erstarrung des SALOLS erzwangen gelegentlich eine Wiederholung von Versuchen. Beispiele für derartige Herstellungsunsicherheiten zeigt Bild 42.



*Bild 42: Die Herstellung einer reversiblen Festankopplung ist schwierig und dadurch mit einer erheblichen Streubreite versehen: Gezeigt sind verschiedene Ankopplungsversuche a)-c) unter gleichen Bedingungen an einer Blindprobe aus Plexiglas (PMMA).*

Für die Messungen der Bündelablenkung wurde zunächst ein C-Bild der folienbeschichteten Vorlaufstrecke aufgenommen, um einen Referenzwert für das Schallfeldmaximum zu erhalten, gegen welchen die Schallbündelablenkung vermessen werden konnte (Siehe Bild 42 c).

Die Schallfeldverteilung ist in der Regel nicht so homogen wie in Bild 41, typischer ist das Aussehen des Schallfeldes in Bild 43, das den besten, also homogensten, von fünf Kopplungsversuchen für die Probe Z10 zeigt. Das immer noch recht unsymmetrische Verhalten macht die Gitternetzdarstellung derselben Meßdaten in Bild 44 besonders plastisch.



*Bild 43:  
Beispiel für die große Schwierigkeit der  
Salol-Ankopplung mit Vorlaufstrecke:  
Homogenstes Schallfeld von fünf Versuchen  
der Salol-Ankopplung an Probe Z 10.*



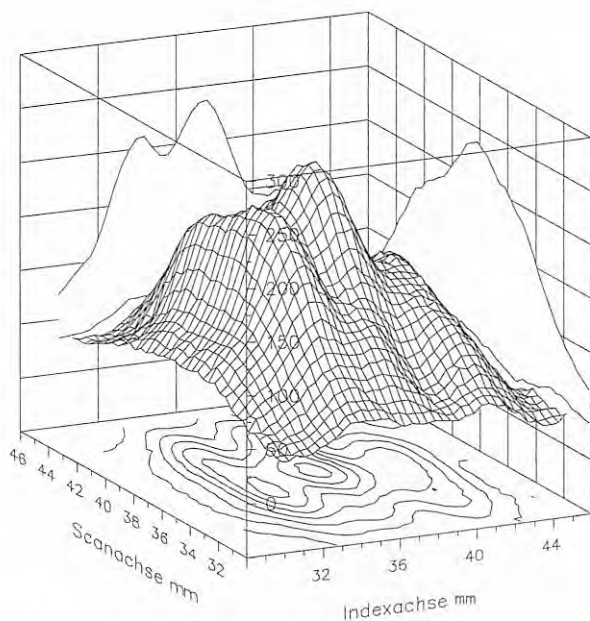


Bild 44:

3D-Darstellung des Schallfeldes aus der Probe Z10 in Durchschallung. Aufgenommen mit elektrodynamischer Sonde (Daten wie in Bild 43) als C-Bild (zeilenweise in Richtung der Scanachse).

Wie können diese Daten nun ausgewertet werden? Dazu wurde folgendes Verfahren entwickelt, das an Probe Z10 demonstriert wird:

Der eigentliche Meßwert, also die Koordinate des Amplitudenmaximums des durchgelassenen Schalldrucks, wird manuell aus dem Ausdruck des C-Bildes bestimmt. Dazu wird das C-Bild in Isolinien-Darstellung (Höhenlinien- oder Kontur-Plot) ausgedruckt (siehe 45), und mit Hilfe einer aufgelegten Maske, die aus einer Reihe konzentrischer Kreise auf Transparentfolie besteht, die Position bestmöglicher Kongruenz zwischen Maskenringen und Höhenschichtlinien gesucht.

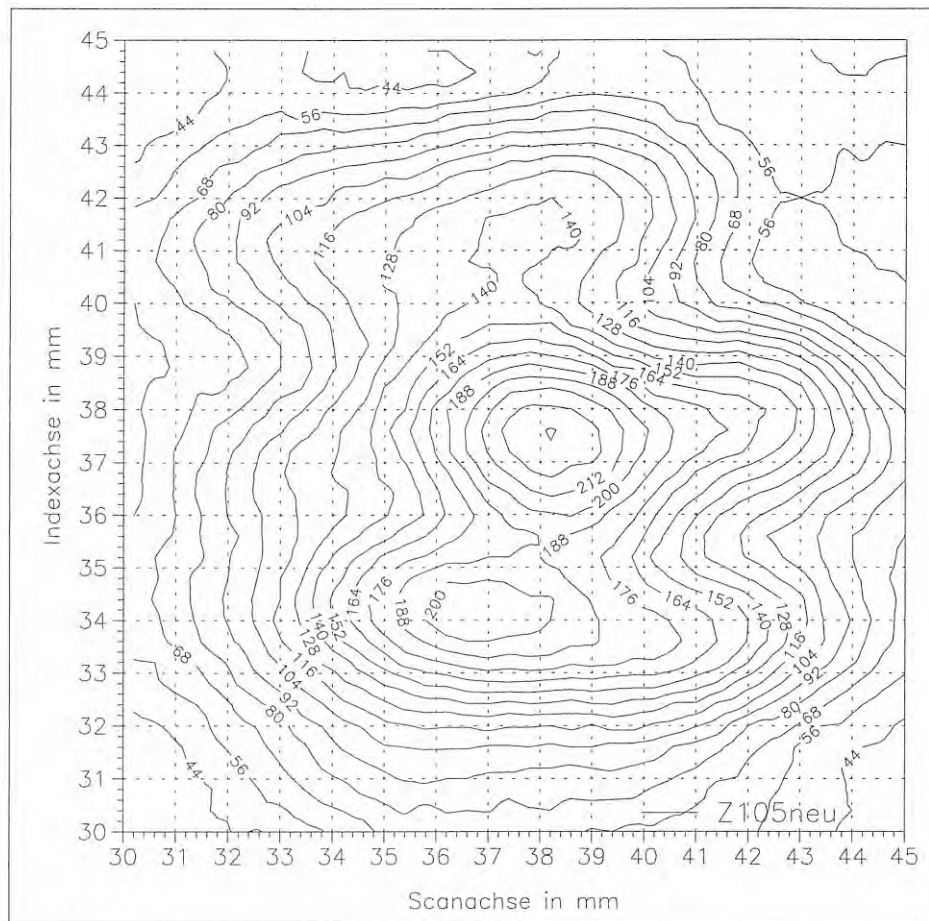


Bild 45: Isoliniendarstellung der Daten aus Probe Z 10 zur Auswertung des Schallfeldmaximums

Dieses Auswerteverfahren verzichtet ganz auf den Einsatz numerischer Regression. Der Grund dafür liegt nicht in prinzipiellen Erwägungen, sondern darin, daß die computergestützte Auswertung keinen den Aufwand rechtfertigenden Vorteil erwarten läßt: In den C-Bildern sind erhebliche Inhomogenitäten erkennbar, die einerseits von der Materialinhomogenität, andererseits von Unregelmäßigkeiten der Festankopplung herrühren. So zeigt Bild 46 das austretende Schallfeld auf der Probe Z 70. Außer dem eigentlichen Schallfeld ist im unteren Bildteil ein linsenförmiges Artefakt (vermutlich eine Wölbung der Kupferfolie) festzustellen. Eine computergestützte Auswertung müßte also mindestens erlauben, einzelne Bereiche wie den unteren schwarzen Fleck in Bild 46 von der Regression auszunehmen, welche vom Benutzer am Bildschirm zu definieren wären, und zwar aufgrund der großen Zahl schnell und einfach. Abgesehen davon, daß ein derartiges Programm nicht konfektioniert zur Verfügung stand und erst hätte entwickelt werden müssen, wäre das Ergebnis letztlich ohnehin wesentlich von der subjektiven Intuition der auswertenden Person bestimmt.

Daher wurde auf die Unterstützung durch Computer bei der Auswertung gleich ganz verzichtet, und nur auf diese Intuition der auswertenden Person gebaut, die aufgrund menschlichen Ermessens (!) in der Lage ist, eine sehr leistungsfähige integrale Bewertung vorzunehmen, und kritische Bereiche von der Bewertung auszunehmen. Vergleiche mit mehreren Durchläufen der Auswertung von einer Person als auch im Vergleich zwischen verschiedenen Auswertern zeigten dabei eine Reproduzierbarkeit der Enddaten, also der Koordinaten des Schalldruckmaximums, die mit besser als 0.5 mm abgeschätzt werden kann.

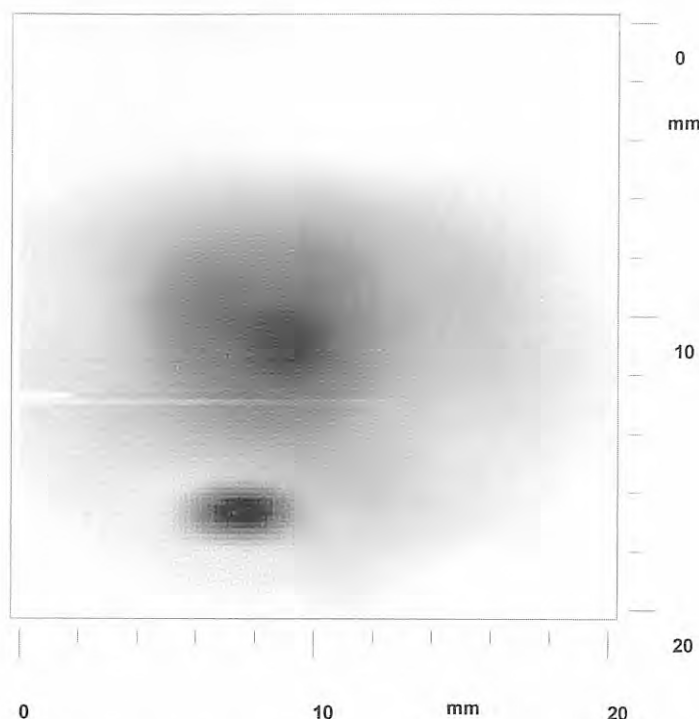


Bild 46: Schallfeld aus der Probe Z70 mit linsenförmigem Artefakt

Wie bei der Handprüfung auch wurde aus der Verschiebung des Schallaustrittspunktes und der Probendicke der Ablenkwinkel berechnet. Dabei wurde das für jede Probe jeweils gleichmäßigste C-Bild ausgewertet. Die sich ergebenden Werte enthält Tabelle 10. In Bild 47 sind die Ablenkwinkel aus den Kontakttechnik-Messungen und aus den C-Bild-Messungen gegenübergestellt. Die Datenreihen sind wie folgt bezeichnet: NR-G bezeichnet die Daten aus der nichtlinearen Regression der Kontakttechnik-Messungen mit Startwerten aus der Glättung, NR-P die mit Startwerten aus der polynomialen Regression, PR die aus der polynomialen Regression, und C-B bezeichnet die Daten aus den C-Bild-Messungen.

Tabelle 10: Mit berührungsloser C-Bild-Technik gemessener Winkel zwischen Wellennormale und Richtung der Energieausbreitung (Ablenkwinkel) für die vertikal polarisierte  $qT_1$ -Transversalwelle für verschiedene Richtungen der Wellennormalen bezogen auf die Faserrichtung (Normalenrichtung)

Normalenrichtung [Grad]	Ablenkwinkel [Grad]
0	2,45
10	11,5
20	24,2
30	25,7
40	22,3
45	18,3
50	10,0
60	-9,72
70	-34,8
80	-36,9
90	2,42

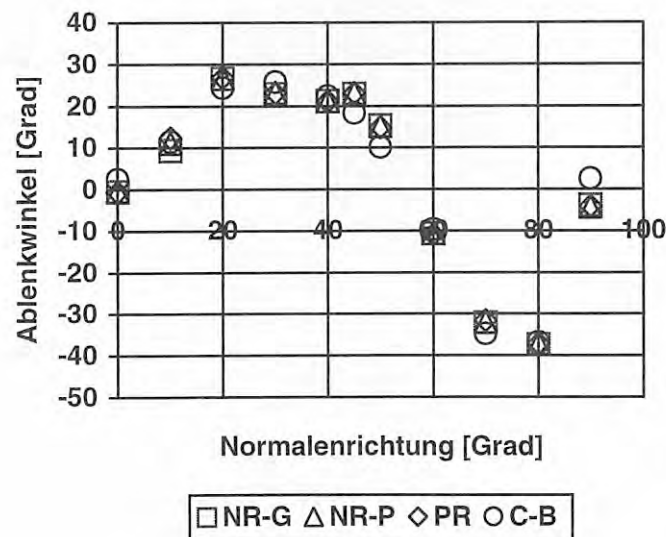


Bild 47: Gemessene Ablenkwinkel als Funktion der Richtung der Wellennormalen (Normalenrichtung) bezogen auf die Faserrichtung:  $qT_1$ -Welle in Kontakttechnik (mit nichtlinearer Regression und Startwerten aus Glättung (NR-G) und polynomialer Regression (NR-P), sowie direkt mit polynomialer Regression (PR)), und in C-Bild-Technik (C-B).

### 3.6. Modenkopplung

Da sich die Teilchenauslenkungen der  $qT_1$ - Welle und der  $qL$ -Welle gemeinsam in der Einschallebene befinden, können beide Moden aneinander koppeln, d.h. die eine Wellenart kann auch die andere erzeugen und umgekehrt. Dies wird in den folgenden Messungen nachgewiesen.

#### 3.6.1. Transversalwellenabspaltung, Mehrfachwandlung

Bild 48 zeigt das A-Bild eines 2,25-MHz-Longitudinalwellenkopfes einer Probe mit  $\Theta = 0^\circ$  (punktiert). Sichtbar ist eine Folge von drei bis vier Rückwandechos. Darübergezeichnet ist (durchgezogen) das entsprechende A-Bild aus einer Probe mit  $\Theta = 45^\circ$ , welches zuvor aber horizontal gerade so umskaliert wurde (mit dem Faktor  $\frac{d^{0^\circ}}{c_l^{0^\circ}} \cdot \frac{c_l^{45^\circ}}{d^{45^\circ}}$ , der den Quotienten der Laufzeiten ergibt<sup>13</sup>), daß die Rückwandechos der Longitudinalkomponenten in beiden A-Bildern deckungsgleich sind. Sie heben sich allerdings nur für das erste und zweite Rückwandecho deutlich hervor, da der Amplitudenabfall bei Ausbreitung schräg zur Faser (in der Probe mit Probe mit  $\Theta = 45^\circ$ ) deutlich größer ist als in Faserrichtung.

Gewissermaßen wird also die Rückwandechofolge aus der  $0^\circ$ -Probe als Zeitskala für die  $45^\circ$ -Probe verwendet. Auf diese Weise sind die Positionen der Wiederholungsechos der Longitudinalkomponente in der  $45^\circ$ -Probe von Echos aufgrund von Wellenabspaltung unterscheidbar. Dadurch ist bei der  $45^\circ$ -Probe zwischen erstem und zweitem Rückwandecho der Longitudinalwelle deutlich die abgespaltene  $qT_1$ -Komponente zu sehen (bei ca.  $7,5 \mu\text{s}$ ).

Diese erzeugt nun ihrerseits wieder durch Wellenabspaltung eine Longitudinalwelle, so daß mit Longitudinalwellen-Abstand zwei Folgeechos zwischen zweitem und drittem, bzw. drittem und viertem Rückwandecho der Longitudinalwelle erscheinen. Das Wiederholungsecho der Transversalkomponente ist ebenfalls (schwach) auszumachen.

---

<sup>13</sup> dabei bezeichnen  $d$  die Probendicken und  $c_l$  die Longitudinalgeschwindigkeiten

---

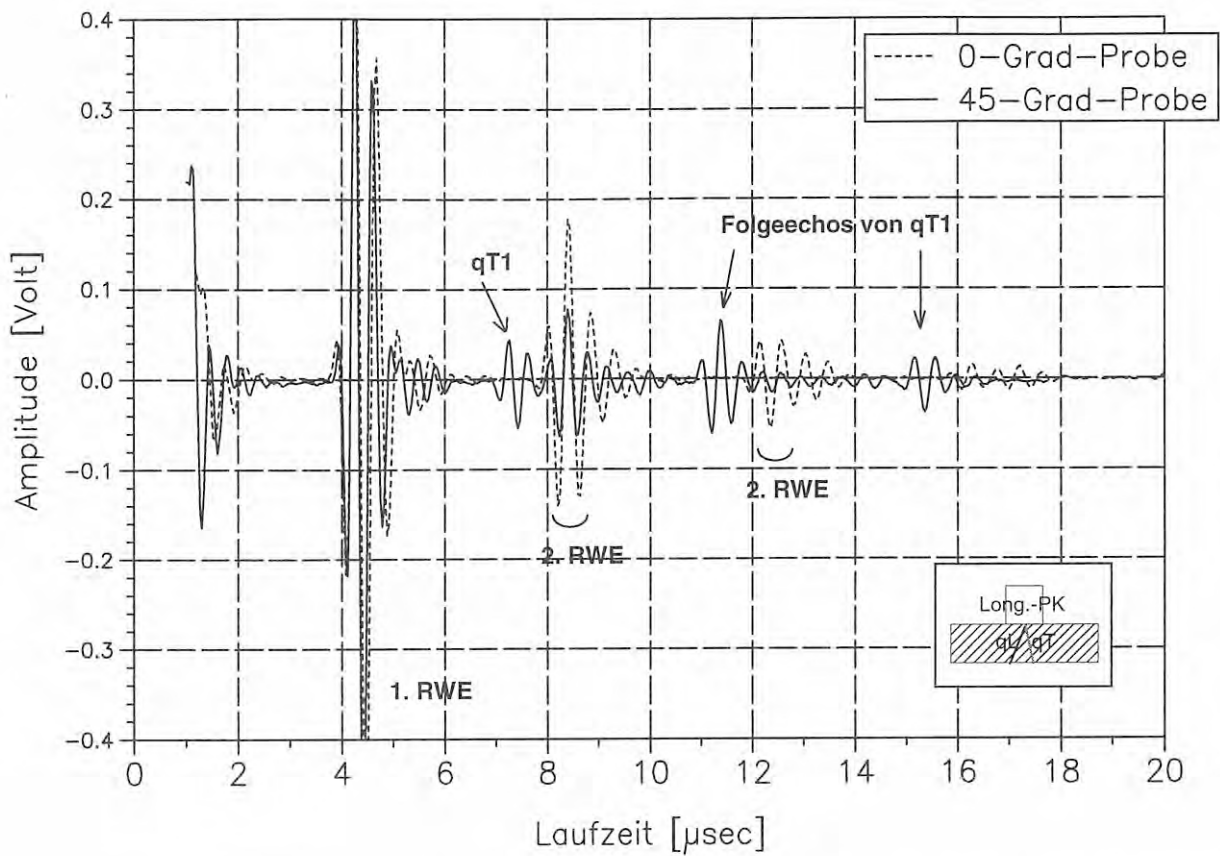


Bild 48: *Impuls-Echo-Technik mit Longitudinalwellenkopf auf 0°-Probe und auf 45°-Probe mit dergestalt angepaßter Horizontalskalierung, daß die Longitudinal-Laufzeiten in beiden Proben gleich sind*

Bild 49 zeigt dasselbe A-Bild des 2,25 MHz-Longitudinalwellenkopfes, diesmal aus der Probe mit  $\Theta=45^\circ$  aus der anderen Serie. Wieder ist die Rückwandechofolge der Longitudinalwelle erkennbar, wie auch die abgespaltene Transversalkomponente (zwischen 1. und 2. L-RWE) mit einer angehängten Echofolge im Longitudinalwellenabstand.

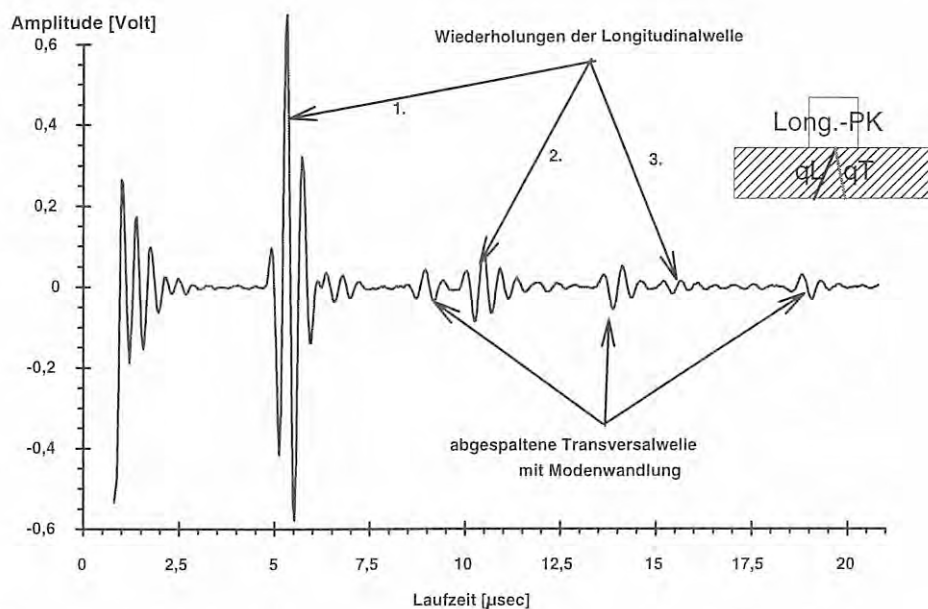


Bild 49: Modenkopplung zwischen eingeschalteter Longitudinalwelle und abgespaltener Quasitransversalwelle  $qT_1$  auf Probe Z45

Daß es sich bei der abgespaltenen Welle tatsächlich um eine Transversalwelle (mit Quasipolarisation  $qT_1$ ) handelt, läßt sich anhand ihrer Schallgeschwindigkeit feststellen, welche sich ebenso wie die Geschwindigkeiten der direkt eingeschalteten Wellen ermitteln läßt. Sie beträgt 2325 m/s, was auf 2% genau derselbe Wert ist, der bei Messungen für die Transversalwelle mit einem Transversalwellenkopf ermittelt wird (2376m/s).

### 3.6.2. Longitudinalwellenabspaltung

Derselbe Effekt - Anregung der modengekoppelten Wellenart - tritt auch bei der Einschaltung einer Transversalwelle auf, vorausgesetzt sie hat -mindestens teilweise- die geeignete Teilchenauslenkung, also  $qT_1$ -Polarisation. An den Messungen kann zusätzlich ein weiterer Effekt akustischer Anisotropie gezeigt werden, nämlich die Ablenkung des Schallbündels von der Wellennormalen. Dieser Effekt wird quantitativ in einem späteren Kapitel behandelt, tritt aber auch hier qualitativ in Erscheinung.

Bild 50 zeigt zunächst das A-Bild aus einem Transversalwellenkopf (2,25 MHz) auf der Probe Z45 in Impuls-Echo-Technik, welches (bei ca. 0.55  $\mu$ s) die erzeugte Longitudinalwelle erkennen läßt (oberes Signal, bezeichnet mit "IE"; daneben eine Skizze der Prüfkopfanzordnung).

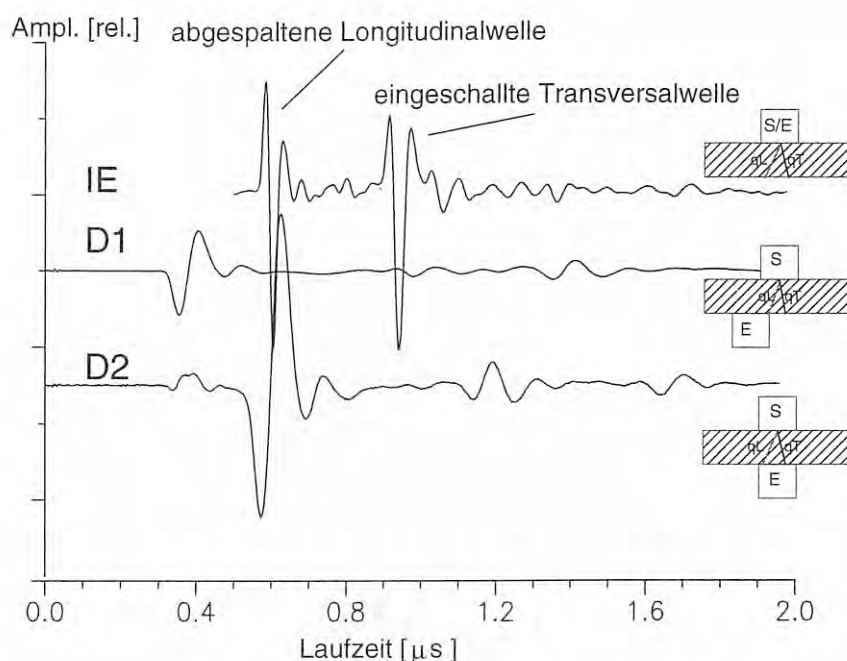


Bild 50: *Abspaltung der Longitudinalwelle mit einer Ausbreitungsrichtung, die von der Wellennormalen abweicht*

Auch bei den anderen Proben mit  $\Theta > 10^\circ$  und  $\Theta < 80^\circ$  tritt die Abspaltung der Quasi-Longitudinalwelle deutlich erkennbar auf. Bei Berechnung der Schallgeschwindigkeit dieser Komponente ergeben sich die Werte der Tabelle 11, zweite Spalte. Die beträchtlichen Abweichungen von den in Tauchtechnik gemessenen Werten ist bei den relativ schwachen und stark gestörten Signalen der abgespaltenen Wellen nicht verwunderlich. Die Ähnlichkeit der Werte ist hinlänglich groß, um sagen zu können, daß es sich bei der abgespaltenen Welle um eine Longitudinalwelle handelt.

Zurück zu Bild 50: Das Durchschallungssignal entsprechend der unteren, mit "D2" gekennzeichneten Kurve ergibt sich, wenn mit getrennten Sende- und Empfangsköpfen in Durchschallungstechnik gearbeitet wird, wobei der Empfangskopf direkt gegenüber dem Sendekopf angeordnet ist wie in der dritten Skizze rechts unten im Bild gezeigt. Das A-Bild zeigt nach einfacher Durchlaufzeit das Transversalwellensignal (beginnend bei knapp  $0,5 \mu\text{s}$ ) und schwach die Longitudinalwelle bei  $0,35 \mu\text{s}$ . Wird der Kopf jedoch seitlich versetzt an wie in der mittleren Skizze gezeigt angekoppelt, ergibt sich das dazugehörige A-Bild "D1", in dem die Transversalwelle nicht sichtbar ist, jedoch die abgespaltene Longitudinalwelle nach einfacher Durchlaufzeit.

Wird der Kopf in entgegengesetzter Richtung verschoben, so ergibt sich ein A-Bild entsprechend Fall "D2" in Bild 50, jedoch mit erhöhter Amplitude.



In Bild 51 sind die Durchschallungs-A-Bilder der  $qT_1$ -Transversalwelle aus der Probenserie Z für Einfallswinkel  $0^\circ$ - $90^\circ$  (A-Bilder Nr. 1 bis 11) dargestellt. Auch hier zeigt sich außer den eigentlichen Transversalwellenechos die angeregte Longitudinal-Komponente im Bereich von 2-4  $\mu$ s.

Tabelle 11: *Geschwindigkeiten der abgespaltenen Longitudinalwellenkomponente in Bild 50 im Vergleich zu direkt gemessenen Werten*

$\Theta$	Geschwindigkeit der abgespaltenen Welle	Longitudinalgeschwindigkeit (Tauchtechnik)	Unterschied [%]
10	3,99	4,77	16
20	3,95	4,63	15
30	3,85	4,34	11
40	3,60	3,93	8,4
45	3,42	3,80	10
50	3,30	3,54	6,8

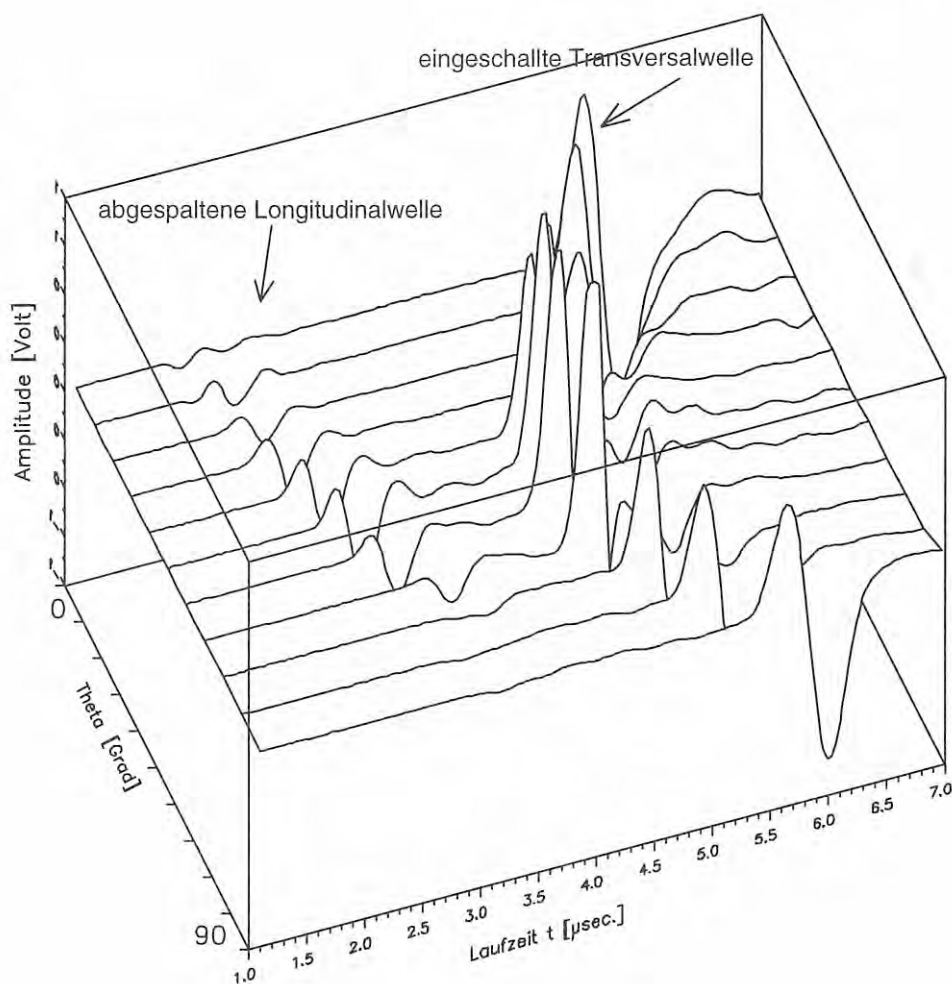


Bild 51: Durchschallungssignale der quasitransversalen  $qT_1$ -Welle durch die Proben der Serie Z mit abgespaltener Longitudinalwelle

### 3.6.3. Kopplungsfreiheit der reinen Transversalwelle $T_2$

Da die Kopplung zwischen  $qT_1$ - und L-Welle darauf beruht, daß beider Teilchenverschiebungen in der Einschallebene liegen, ist einleuchtend, daß die Transversalwelle  $T_2$  mit reiner Polarisation - also mit einer Teilchenauslenkung senkrecht zur Faserrichtung - keine Longitudinalwelle erzeugt.

Wird eine Transversalwelle mit beliebiger Polarisation eingeschallt, so findet immer eine vektorielle Zerlegung dieser Teilchenverschiebung in eine  $qT_1$ - und eine  $T_2$ -Komponente statt. Beide Komponenten breiten sich mit verschiedenen Geschwindigkeiten in verschiedene Richtungen aus, wobei in dem Umfang des Vorhandenseins quasitransversaler  $qT_1$ -Polarisation auch eine Longitudinalkomponente entsteht.

Um diesen Effekt zu demonstrieren, wird auf einer Probe mit einer Faserorientierung von  $\Theta=45^\circ$  zur Oberfläche ein Transversal-Senkrechtprüfkopf (2,25 MHz) aufgesetzt, der Scherwellen mit einer wohldefinierten Teilchenauslenkung ausstrahlt, siehe Bild 52. Je nach der Orientierung, mit der dieser Kopf auf die Probe aufgesetzt wird, liegt die angeregte Teilchenauslenkung entweder genau in der Ebene, die durch Faserrichtung und Wellennormale aufgespannt wird (vollständige  $qT_1$ -Polarisation), genau senkrecht zu ihr (vollständige  $T_2$ -Polarisation), oder in einem Winkel dazwischen (gemischte Polarisation).

Die für verschiedene Mischpolarisationen jeweils entstehenden A-Bilder sind in Bild 53 hintereinander angeordnet, und zwar für Durchschallung in der oberen Bildhälfte und für Impuls-Echo in der unteren. A-Bild Nr. 1 entspricht der vollständigen  $qT_1$ -Polarisation und A-Bild Nr. 11 der vollständigen  $T_2$ -Polarisation.

Erkennbar sind:

- die unterschiedlichen Ausbreitungsgeschwindigkeiten der  $qT_1$ - und der  $T_2$ -Komponente der Transversalwelle und
- die Anregung der Longitudinalwelle nur insoweit die eingeschaltete gemischt polarisierte Welle einen  $qT_1$ -Anteil besitzt.

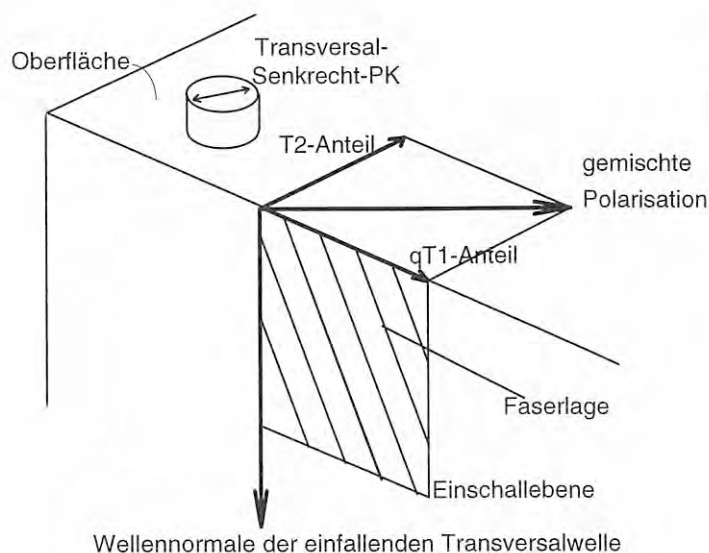


Bild 52:

Eine mit einem Transversal-Senkrechtprüfkopf eingeschaltete Welle hat je nach Orientierung des Kopfes eine gemischte Polarisation, die sich aus  $qT_1$ - und  $T_2$ -Anteilen zusammensetzt.

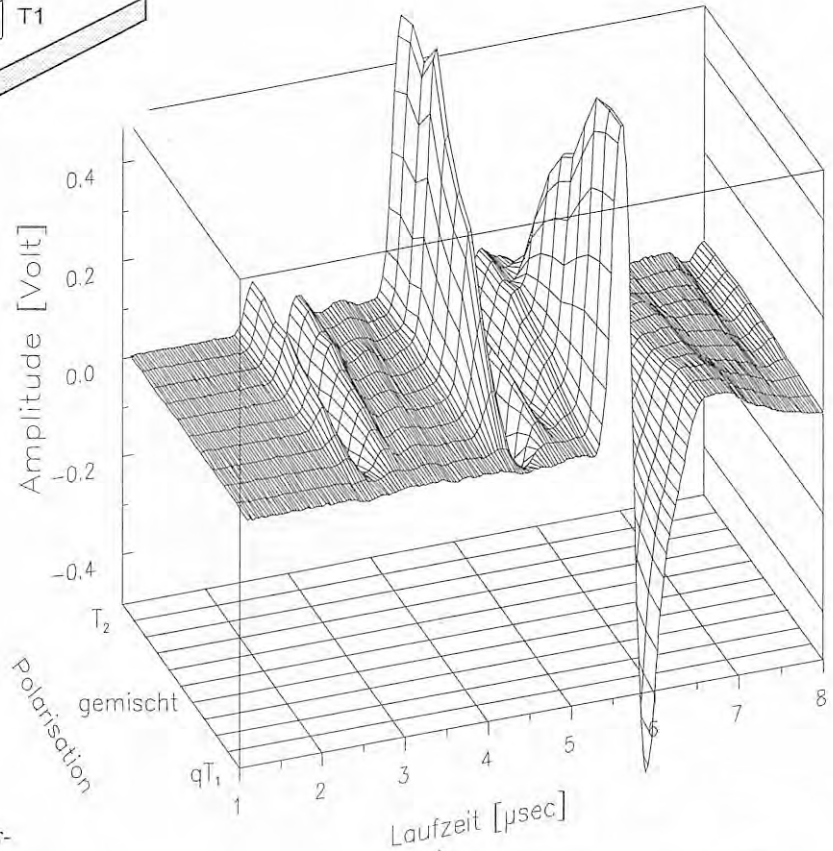
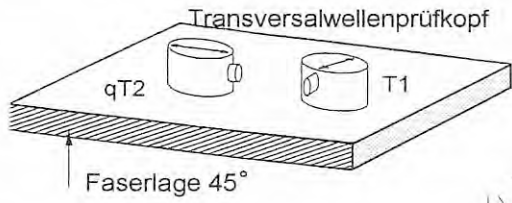
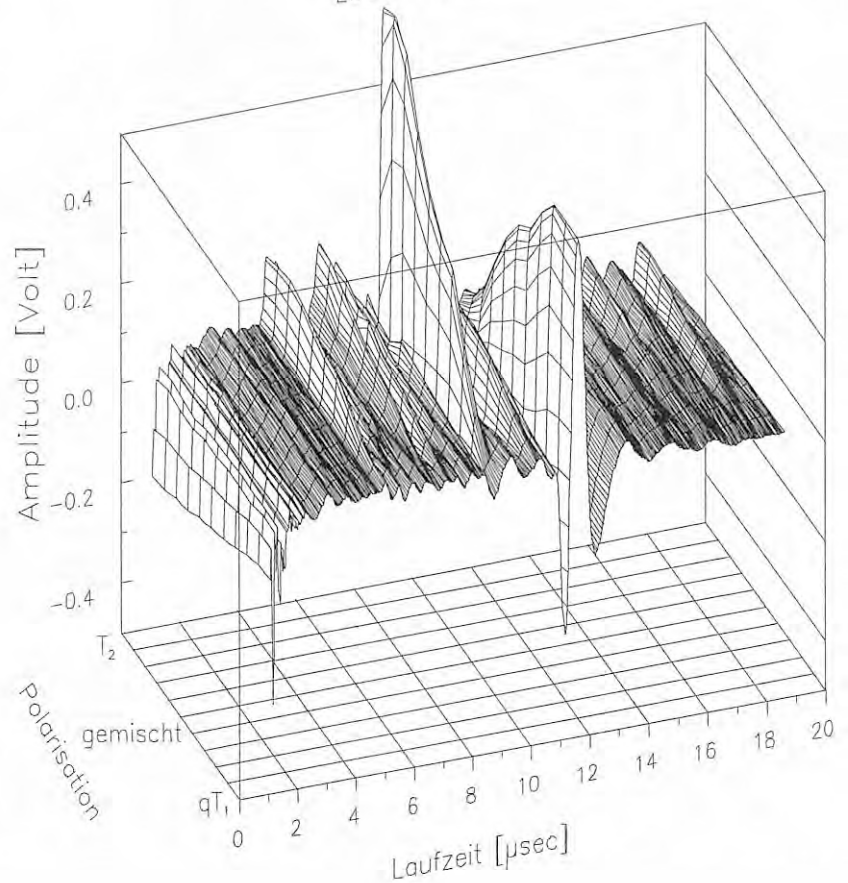


Bild 53:

Wird mit einer gemischt polarisierten Transversalwelle eingeschallt, die sowohl einen  $qT_1$ -Anteil als auch einen  $T_2$ -Anteil enthält, so wird die longitudinale Polarisation nur durch den Anteil quasitransversaler  $qT_1$ -Polarisation angeregt, oben in Durchschaltungstechnik und unten in Impuls-Echo-Technik



#### 4. Jenseits der Modellierungsgrenzen

Der wegen seiner leichten Handhabbarkeit in dieser Arbeit zugrunde gelegte Modellansatz der Ebenen Wellen basiert auf einigen Annahmen über das untersuchte Material und die Wellenausbreitung darin, die für GFK nicht eben ideal erfüllt sind:

- Dispersionsfreiheit,
- Homogenität,
- Schwächungsfreiheit.

Gerade Dispersion und Schwächung sind aber von großem prüfpraktischem Interesse, und zwar weniger als Störgröße gegenüber dem Ebene-Wellen-Ansatz, als vielmehr zur empfindlichen Charakterisierung und Überwachung von Materialzuständen (z.B. Polymeraushärtung, Faserkonzentration). Daher sollte in dieser Arbeit eine ungefähre quantitative Abschätzung dieser Eigenschaften für das untersuchte GFK versucht werden. Dabei darf aber nicht aus dem Auge gelassen werden, daß der Ebene-Wellen-Ansatz im Prinzip inkompatibel mit dem Auftreten dieser Größen ist und somit logische Brüche unvermeidlich sind. Die vorgestellten Verfahren sind darüber hinaus nur für isotrope Medien gültig. Auch daraus sind innere Widersprüche zwingend. Dennoch mögen die vorgenommenen Untersuchungen eine gewisse grundsätzliche Tendenz andeuten, und sie liefern immerhin teilweise überraschende Anhaltswerte, die mit keinem anderen Verfahren hätten besser gewonnen werden können.

Folgendes wurde untersucht:

1. Messung der Dispersion der Phasengeschwindigkeit
2. Messung der räumlichen Konstanz der Phasengeschwindigkeit (Homogenität)
3. Messung der Schwächung

Dabei kamen teilweise spektrale Methoden zur Anwendung, die allgemein problematisch in der Anwendung sind, da z. B. die sinnvolle Eingrenzung auszuwertender Signale durch Blendensetzung im Zeitbereich nur schwer zu kontrollieren ist. Beispielsweise erwartet die Fouriertransformation die periodische Fortsetzbarkeit des Zeitsignals, weswegen dieses durch Wahl einer geeigneten Festerfunktion in den Rändern glatt gegen Null gedrückt werden muß. Die Wahl des Fensters beeinflußt dann stark das spektrale Verhalten des transformierten Signals.

Desweiteren muß berücksichtigt werden, daß Dispersion und Schwächung systematisch mit der Richtung der Wellennormalen bezogen auf die Faserrichtung verknüpft sind und deswegen nicht mit a priori Information abgedeckt werden können.

#### 4.1. Dispersion der Phasengeschwindigkeit

Die Dispersion wurde in dieser Arbeit im Zeitbereich gemessen. Das ist ungewöhnlich, hat aber zwei Vorteile: Erstens sind die Messungen leichter kontrollierbar als solche im Frequenzbereich, bei denen insbesondere die Signalausblendung (gating) unkontrollierbare Effekte zeigt (Messungen im Frequenzbereich wurden zum Vergleich ebenfalls angestellt, siehe Schwächung). Zweitens kann mit extrem schmalbandigen, energiereichen Signalen gearbeitet werden, was auch noch unter schwierigen Einschallbedingungen zu auswertbaren Signalen führt. Es wurde die Laufzeit zwischen Eintrittsecho und Rückwandecho an den planparallelen GFK-Proben ausgewertet, jedoch wurde die Laufzeit mit einer aufwendigeren Methode bestimmt als der weiter oben beschriebenen, nämlich dem *CEPSTRUM*. Diese Methode, auch als analytische Signalstärke bezeichnet und zuerst von GABOR beschrieben [176, 177], erlaubt eine sehr genaue Messung von Laufzeiten resp. Geschwindigkeiten [178, 179, 180].

Die Methode erlaubt es, schmalbandige Signale zu benutzen, um eine exakte Frequenzzuordnung für einzelne Laufzeitwerte zu erhalten. Die Laufzeitmessung erfolgte computergestützt unter Verwendung einer selbst implementierten Anwendung des CEPSTRUM-Verfahrens: Dabei wird ein Signalabschnitt, der aus z. B. Eintrittsecho und erstem Rückwandecho besteht, einer Spektralanalyse unterzogen. Das dadurch entstehende Spektrum zeigt Interferenzeinschnürungen, deren Frequenzabstand dem Kehrwert der Laufzeit zwischen den beiden Echos entspricht. Da nun die Spektralanalyse generell Periodizitäten in Signalen auffinden kann, wird dieses Spektrum mit periodischen Einschnürungen ein weiteres Mal spektral analysiert, so daß das erhaltene Signal, es wird Cepstrum genannt, ein lokales Maximum bei dem Kehrwert dieser Interferenzeinschnürungen besitzt. Durch die zweimalige Anwendung der Spektralanalyse entsteht wieder ein Signal im Zeitbereich, so daß dieses lokale Maximum der Laufzeit zwischen den beiden ursprünglichen Echos entspricht. (Daher rührt auch der Name: *Ceps*-trum als umgekehrtes *Spec*-trum. Der Vorgang wird gelegentlich *liftering* als Umkehrung von filtering genannt [181]).

Bild 54 zeigt beispielhaft einen solchen Ablauf (hier am Beispiel einer MD-CFK-Platte mit 4 mm Dicke): Oben im Bild das A-Bild mit Eintritts- und Rückwandecho eines senkrecht eingeschallten schmalbandigen Ultraschallimpulses in Impuls-Echo-Technik mit 9 MHz Mittenfrequenz und knapp 800 kHz Bandbreite. Als Prüfkopf dient ein breitbandiger 10 MHz- Prüfkopf (V109, s. Anhang). Darunter ist das Spektrum dieses Signalverlaufs zu sehen, welches die typischen periodischen Einschnürungen aus der Interferenz der beiden Echos aufweist. Unten im Bild ist das Cepstrum des Signals abgebildet, also das Leistungsspektrum des mittleren Bildteils.

Das Maximum des Cepstrums und damit die Laufzeit zwischen Eintritts- und Rückwandecho des Ultraschallimpulses läßt sich genau und eindeutig bestimmen. Das wird dadurch erreicht, daß dem A-Bild die Phaseninformation genommen wird, ohne die Halbwertsbreite der Einhüllenden des Signals zu beeinflussen, im Gegensatz zu dem sonst zu diesem Zweck eingesetzten Verfahren der Gleichrichtung und RC-Filterung (in tragbaren Ultraschallgeräten). Der rechnerische Aufwand ist aufgrund der Symmetrieeigenschaften komplexer analytischer Signale recht gering [177]: Das Cepstrum entsteht einfach durch Löschung der negativen Frequenzanteile des fouriertransformierten A-Bildes und anschließende Rücktransformation.

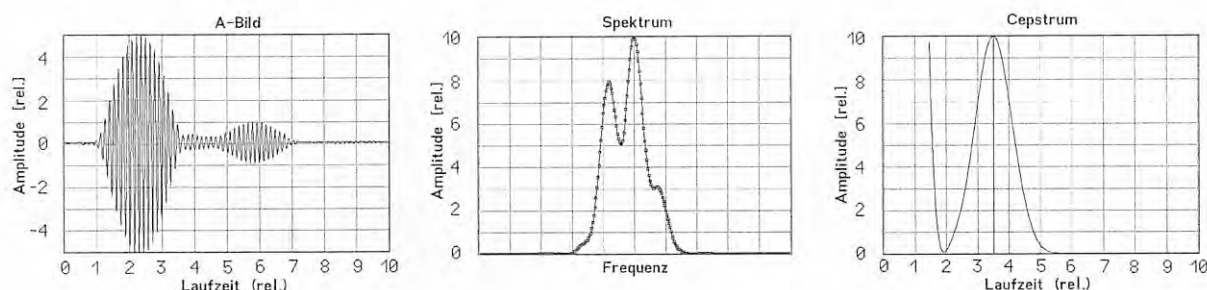


Bild 54: *Beispiel für die Berechnung des Cepstrums durch zweimalige Fouriertransformation*

Die Erzeugung eines geeigneten schmalbandigen Sendesignals ist nicht ganz trivial. Bei dem zuerst eingesetzten, kommerziell erhältlichen sogenannten CS-Sender ("controlled Signal") der Fa. Karl Deutsch sind die Einhüllende und das HF-Signal nicht phasenkorreliert. Durch die zufällige Phasenlage ist jegliche Signalmittelung zur Hebung des Signal-Rausch-Verhältnisses unmöglich. Es wurde daher ein selbst entworfener Aufbau gemäß Bild 55 verwendet:

Ein Frequenzgenerator erzeugt periodisch niederfrequente Envelopesignale, ein zweiter Frequenzgenerator erzeugt synchron HF-Bursts. Beide Signale werden analog multipliziert und auf einen Leistungsverstärker gegeben. Der Ausgang des Leistungsverstärkers treibt den Prüfkopf,

der die empfangenen Echos aufnimmt und zu einem weiteren Verstärker weiterleitet. Eine Sperrdiodenkaskade trennt den Leistungsverstärker vom empfindlichen Empfangssignal-Verstärker. Die verstärkten Empfangssignale werden auf ein Digitaloszilloskop zur weiteren Verarbeitung gegeben, gemittelt (typischerweise 32-64 mal) und digitalisiert. Ein Computer kann nun die digitalisierten Signale aus dem Oszilloskop auslesen, das zugehörige Cepstrum berechnen und aus dessen Maximum die Laufzeitdifferenz der Echos bestimmen. Ein zugeschalteter analoger Spektrumanalysator dient parallel dazu zur Bestimmung der Mittenfrequenz des Eintrittsechos, um Abweichungen der Ultraschallfrequenz von der Frequenz der elektrischen Anregung auszugleichen.

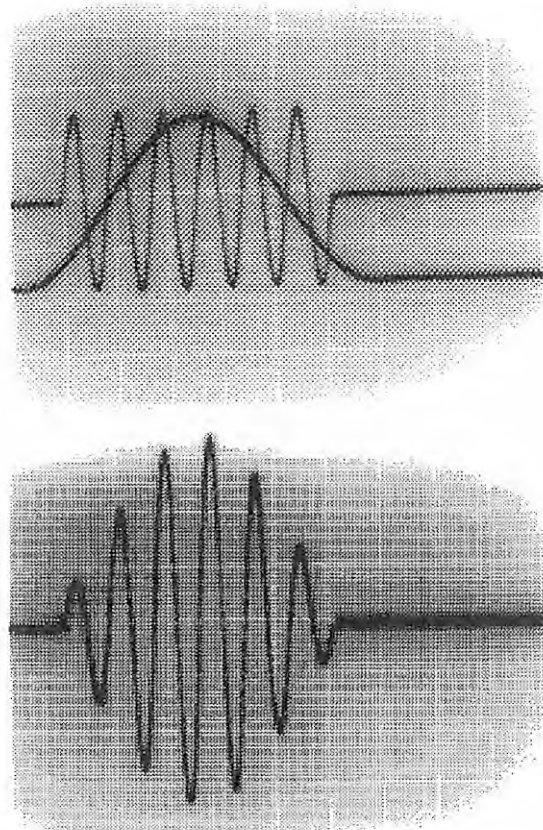
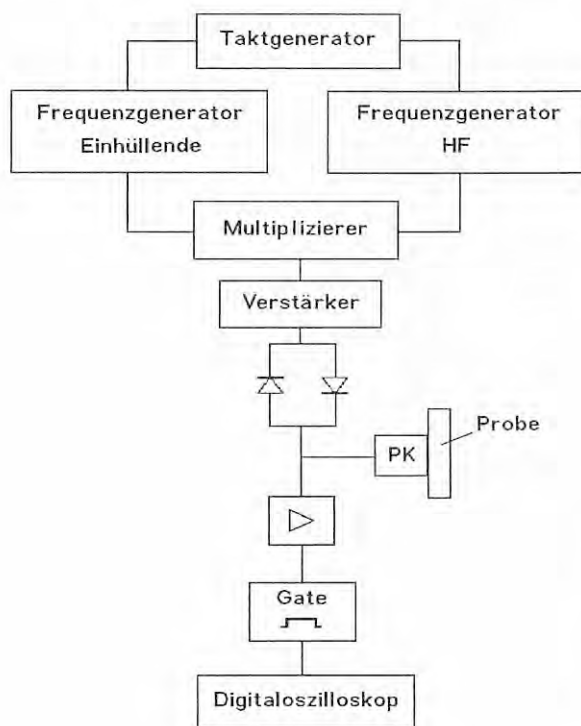


Bild 55: *Aufbau zur Messung von Cepstren. Prinzipschaltbild für die schmalbandige Anregung mit zwei Frequenzgeneratoren für Einhüllende und Trägerfrequenz sowie einem analogen Multiplizierer. Rechts: Die beiden Eingangs- und das multiplizierte Ausgangssignal*

Nach umfangreichen Testmessungen wurde die Dispersion an folgenden Materialien gemessen:

- Planparallele GFK-Blöcke mit Faserorientierung in Schallbündelrichtung ( $\Theta=0^\circ$ ) und Dicken von 10 mm ("dünn") bzw. von 69 mm ("dick"),
- einer 10 mm starken UD-GFK-Platte mit Faserorientierung quer zum Schallbündel ( $\Theta=90^\circ$ ),



- zum Vergleich eine 4 mm dicke MD-CFK-Platte

Die Nennfrequenzen der verwendeten Prüfköpfe betragen 1 MHz, 2,25 MHz und 5 MHz. An CFK wurde auch mit 10 MHz gemessen. Die Schallgeschwindigkeitswerte wurden in Intervallen von 50-250 kHz aufgenommen.

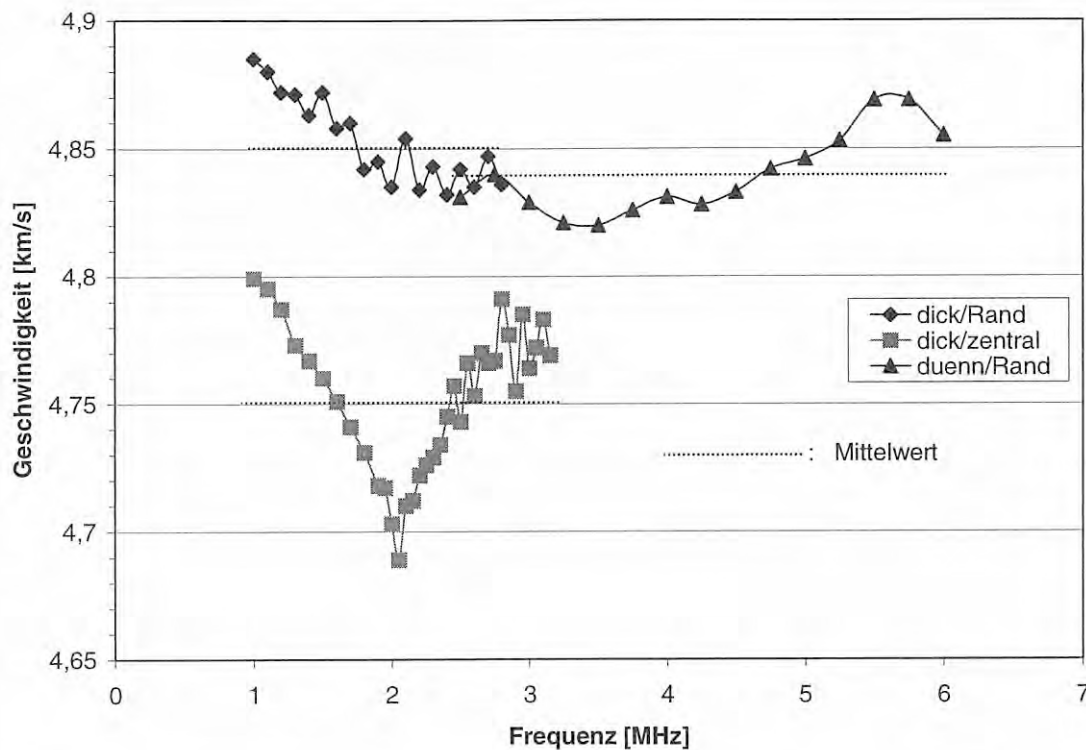


Bild 56: Frequenzgang der Phasengeschwindigkeit in GFK bei Schallausbreitung in Faserrichtung mit breitbandigem 2,25-MHz-Prüfkopf für den Bereich 1-3 MHz und 5 MHz für den Bereich 2,8-6 MHz (Serie Videoscan, s. Anhang)

Hervorzuheben ist, daß die Messung der Schallgeschwindigkeit als Laufzeitdifferenz von zwei (!) Rückwändechos an einer fast 70 mm dicken GFK-Probe sehr energiereiche und damit schmalbandige Impulse erfordert, aus denen sich spektrale Informationen wie die Dispersion mit anderen Verfahren nicht mehr zuverlässig bestimmen lassen.

Zunächst zur Dispersion in Faserrichtung. Das untersuchte UD-GFK-Probenmaterial wies eine sichtbare Materialinhomogenität auf, die sich in einer Verfärbung des Inneren des UD-GFK-Balkens gegenüber dem Rand bemerkbar machte (aufgrund behinderter Wärmeabfuhr aus dem

Inneren während des Aushärtprozesses), dadurch kommen auch unterschiedliche Schallgeschwindigkeiten zustande. In Bild 56 sind nun die Schallgeschwindigkeiten als Funktion der Frequenz für Ausbreitung in Faserrichtung dargestellt: Die beiden Kurvenzüge im Bereich von 1 bis gut 3 MHz geben die Schallgeschwindigkeit in dem 69 mm starken GFK-Block wieder. Die untere dieser beiden Kurven wurde in Blockmitte aufgenommen, während die obere im Randbereich entstand. In Blockmitte ist die Schallgeschwindigkeit niedriger und die Dispersion größeren Schwankungen unterworfen als am Rand. Die punktierten Linien geben die Mittelwerte der drei Meßreihen wieder. Auf welchen systematischen Einflüssen der Unterschied von ca. 5 % zwischen den Schallgeschwindigkeiten in Blockmitte und am Rand beruht, konnte nicht sicher nachgewiesen werden. Unterschiede im Aushärtungszustand sind die wahrscheinliche Ursache. Die Dispersion ist in beiden Fällen nicht-monoton und zeigt außer langsamen Schwankungen auch relativ abrupte Oszillationen (diese schnellen Änderungen im Bereich zwischen 2,8 und 3,2 MHz sind reproduzierbar und nicht bedingt durch die Meßtoleranz, wie mehrfache Nachmessungen mit kleinen Schrittweiten ergaben). Im Randbereich ist die Schallgeschwindigkeit höher und die Dispersion niedriger. Auch hier zeigen sich Oszillationen in der Dispersion.

Die dritte Kurve (sie erstreckt sich von 2,4 - 6 MHz) zeigt die Dispersion des UD-GFK in Faserrichtung, aber gemessen an der dünnen Probe von 9,6 mm Dicke. Hier ist eine Messung über einen erheblich größeren Frequenzbereich möglich, da auch Signale mit bis zu 6 MHz durch die Probe hin und zurück fortgepflanzt werden konnten (angegeben ist für jeden Meßwert die Frequenz des Eintrittsechos). Die Dispersion liegt in dem gut ausgehärteten GFK unter  $\pm 1$  %, in dem schlechter ausgehärteten Material um  $\pm 2$  % maximal.

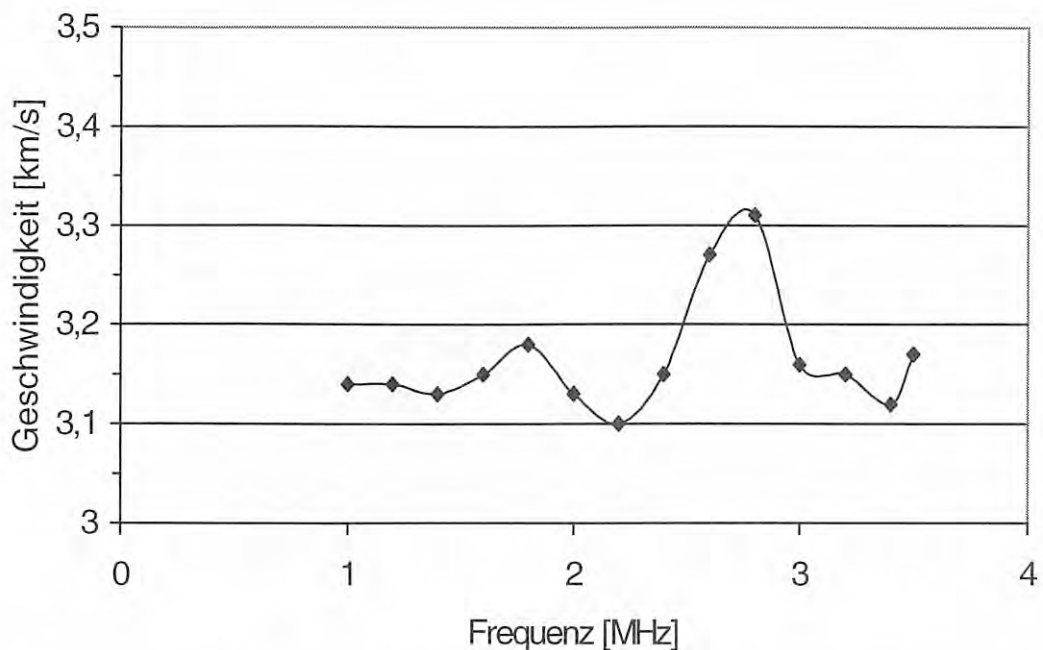


Bild 57: Frequenzgang der Phasengeschwindigkeit in GFK bei Schallausbreitung quer zur Faserrichtung

Das Bild 57 zeigt die Schallgeschwindigkeit als Funktion der Frequenz in einer UD-GFK-Probe, bei der die Schallausbreitung senkrecht zur Faserorientierung stattfand. Der maximal auswertbare Frequenzbereich betrug hier 1,0 bis 3,5 MHz. Die Dispersion ist hier wie zu erwarten höher als in Faserrichtung (ca. 7 %), und wie auch in dem eben genannten Fall stark nicht-monoton.

Zum Vergleich wurde auch der Schallgeschwindigkeitsverlauf an einer MD-CFK-Platte gemessen, den Bild 58 zeigt, wobei die drei Kurvenzüge drei Messungen mit jeweils unterschiedlichen Prüfköpfen zur Abstrahlung des schmalbandigen Schallsignals entsprechen. Verwendet wurden hier Breitbandsenkrecht-Prüfköpfe mit Mittenfrequenzen von 2.25, 5 und 10 MHz. Erstens liefern die drei Köpfe konsistente Ergebnisse, zweitens variiert die Dispersion im Laufe des gesamten Frequenzbereiches von 1,5 bis über 10 MHz um etwa 10 %, und drittens ist die Schallgeschwindigkeit periodischen Schwankungen mit der Frequenz unterworfen. Der Grund dafür ist vermutlich in der durch Schichtung periodischen Struktur des Werkstoffs zu suchen.

Zusammenfassend kann festgestellt werden:

- Die Dispersion in faserverstärkten Kunststoffen ist nicht monoton.
- Die Dispersion liegt im einstelligen Prozent-Bereich und beträgt für GFK  $\pm 50 \text{ m/s} - \pm 100 \text{ m/s}$

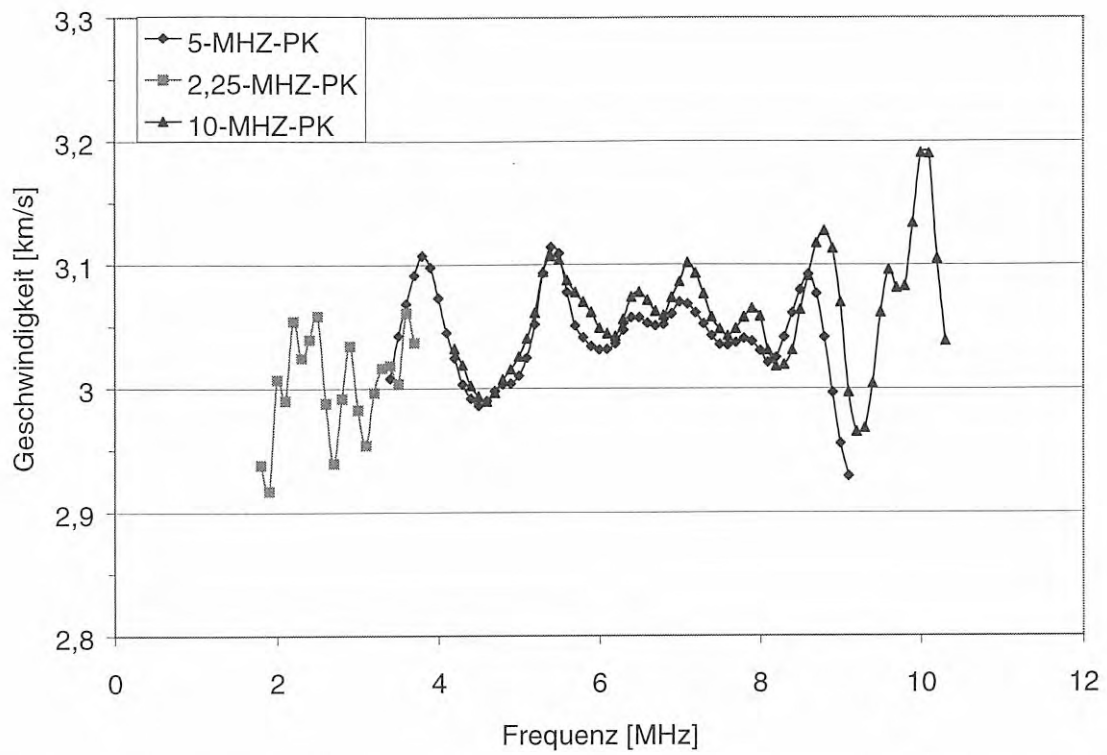


Bild 58: Frequenzgang der Phasengeschwindigkeit in CFK mit breitbandigen Prüfköpfen von 2,25; 5; 10 MHz Mittenfrequenz (Serie Videoscan, s. Anhang)

#### 4.2. Homogenität der Phasengeschwindigkeit

Um zu prüfen, in wie weit die Forderung nach der Homogenität des Materials erfüllt ist, wurde mit der Cepstrum-Methode auf der Probe mit Fasern senkrecht zur Oberfläche ( $\Theta=0^\circ$ ) die Schallgeschwindigkeit auf einem Raster von 3 mal 5 Punkten gemessen, und zwar für Frequenzen von

- 1 MHz
- 2,25 MHz und
- 3,5 MHz.

Die Meßwerte sind in Bild 59 wiedergegeben. In dem Diagramm rechts unten ist die Entwicklung der mittleren Abweichung der Geschwindigkeiten für die drei Frequenzen dargestellt. Es zeigt sich, daß sie

- mit der Frequenz leicht zunimmt, und
- in der Größenordnung 1%-2% liegt.

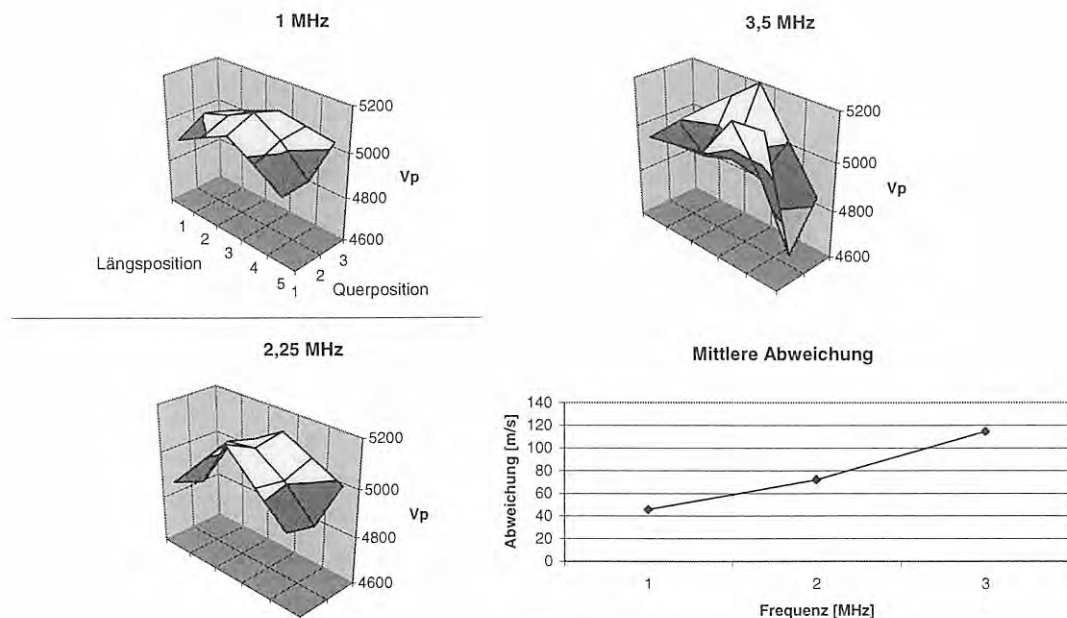


Bild 59: Inhomogenität der Schallgeschwindigkeit einer GFK-Probe in Faserrichtung (Longitudinalwelle) über der Probenlänge und -breite. Werte der Phasengeschwindigkeit  $V_p$  in m/s.

### 4.3. Schwächungsmessung

#### 4.3.1. Mögliche Varianten

Zur Messung der Schallschwächung gibt es verschiedene Methoden der Senkrechteinschallung, denen gemeinsam ist, daß sie zwei oder mehr Echos vergleichen müssen, die aus dem Prüfgegenstand kommen und teilweise auch von anderen Grenzflächen mit bekannten Eigenschaften herrühren können. Dazu gibt es umfangreiche Literatur (z. B. [182, 68]).

In isotropen Materialien ist die Schwächungsmessung schon recht kompliziert, da alle die Ultraschallamplitude beeinflussenden Faktoren:

- tatsächliche Schwächung, also Energieverlust durch Dissipation und Streuung
- Entfernungsabhängige Abnahme der Echohöhe durch Bündeldivergenz (Beugungsverluste) [190]
- Wellenumwandlung
- Transmissionsfaktor der zur Einkopplung genutzten und Reflektionsfaktor der zur Strahlumlenkung verwendeten Grenzflächen [183]

gemeinsam auftreten. In isotropen Medien können jedoch die Bündeldivergenz und die Grenzflächeneffekte rechnerisch berücksichtigt und Modenwandlung durch geeignete Wahl des experimentellen Aufbaus verhindert werden, so daß der tatsächliche Schwächungskoeffizient bestimmbar ist. In anisotropen Medien liegen die Verhältnisse jedoch teilweise grundsätzlich anders:

- Das Beugungsverhalten, also die Bündelform, kann auch in anisotropen Medien dadurch angenähert werden, daß sie im Nahfeld als konstant und im fernen Fernfeld mit einer  $1/x$ -Abhängigkeit behandelt wird.
  - Der Transmissionsfaktor beim Einkoppeln und der Reflektionsfaktor bei der Strahlumlenkung für weitere Echos (z. B. Rückwand) müssen gemessen und können nicht rechnerisch berücksichtigt werden. Überdies müßte eigentlich der Winkelabhängigkeit dieser Größen Rechnung getragen werden, was ohne diese Werte gemessen zu haben unmöglich ist.
  - Energieverluste durch Wellenabspaltung können immer auftreten und sind ebenfalls winkelabhängig.
-

Die hier dargestellten Verfahren, die für isotrope Medien konzipiert wurden, sind prinzipiell nicht in der Lage, den Energieverlust durch Modenwandlung zu berücksichtigen, der sich in Form von zeitlich versetzt auftretenden Echos im A-Bild bemerkbar macht und daher in der Aufnahme der Leistungsspektren verloren geht. Modenwandlung und Schwächung können nicht getrennt gemessen werden, vielmehr werden beide Größen in einem Parameter zusammengefaßt, der *effektive Schwächung* oder *scheinbare Schwächung* genannt wird (es sind allerdings keine anderen Verfahren bekannt, mit denen dieses Dilemma für ein vergleichbar schwer durchschallbares, anisotropes Medium wie GFK gelöst worden ist).

Durch den beschriebenen Umstand kann zwar die Schwächung nicht einzeln erfaßt werden, für die Prüfpraxis ist jedoch die effektive Schwächung von größerer Bedeutung, da sie den Amplitudenverlust beschreibt, den der Prüfer über die Bündeldivergenz hinaus bei der Amplitudenbewertung von Anzeigen berücksichtigen muß. Problematisch ist bei dem hier beschriebenen Vorgehen, daß die pro Grenzfläche auftretende Modenabsplattung in eine pro Schallweg auftretende effektive Schwächung eingearbeitet wird, wodurch die Gültigkeit der Ergebnisse auf Materialstärken beschränkt ist, die von denen der untersuchten Proben nicht zu stark abweichen.

Für Schwächungsmessungen gilt generell, daß *zwei* Echos aus unterschiedlichen Schallwegen einer Probe benötigt werden, wenn der Reflektionsfaktor bei der Ein- und Auskopplung des Schalls aus anderen Quellen ermittelt wird (z. B. Rechnung), und mindestens *drei* Echos, wenn der Reflektionsfaktor meßtechnisch mit Hilfe von Referenzechos bestimmt werden soll. In Bild 60 sind mögliche Aufbauten schematisch wiedergegeben:

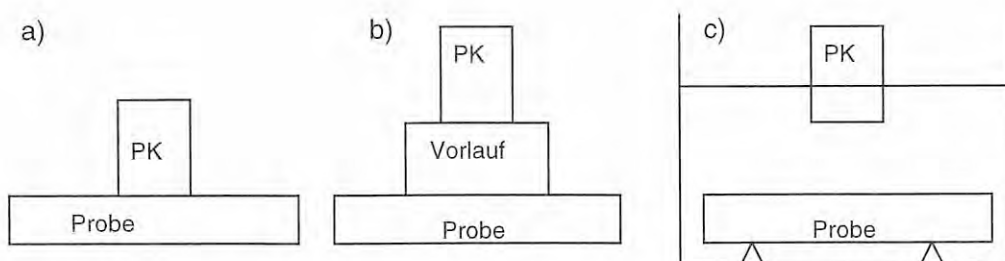


Bild 60: Verschiedene Aufbauten zur Schwächungsmessung in Senkrechteinschallung (PK=Prüfkopf)

- a) **Kontakttechnik mit Direktankopplung:** Ein Prüfkopf befindet sich in direktem Kontakt mit der Werkstoffprobe. Aus zwei Rückwandechos kann die Schwächung ermittelt werden. Da bei diesem Vorgehen die Grenzschicht Kopf/Werkstück nicht genau festgelegt ist, kann der Reflexionsverlust bei der Umlenkung zwischen 1. und 2. Rückwandecho nicht bestimmt werden. Außerdem wird wegen der geringen Schallwege meist mindestens teilweise im Nahfeld gemessen, was ebenfalls zur Ungenauigkeit dieser Methode beiträgt.
- b) **Kontakttechnik mit fester Vorlaufstrecke:** Um die Nachteile der Methode a) zu vermeiden, wurde schon früh von PAPADAKIS et al. die Methode b) vorgeschlagen [184, 185], bei der verschiedene Vorgehensweisen möglich sind: Entweder wird der Reflektionsfaktor Vorlaufblock/Probe berechnet (für isotrope Medien mit bekannter Schallgeschwindigkeit), oder es werden Hilfsechos von der Stirnfläche des Vorlaufblocks verwendet, einmal in freiem Zustand und einmal mit angekoppelter Probe. Eine Divergenzkorrektur wurde hier aufbauend auf den Kurven von SEKI et al. [186] vorgenommen.
- c) **Tauchtechnik:** Ähnlich wie b), jedoch mit Wasser als Vorlaufstrecke. Dieser Aufbau zusammen mit spektraler Auswertung wird heute meist verwendet, da die Tauchtechnikanordnung eine sehr gleichmäßige und reproduzierbare Ankopplung sowie die Möglichkeit, im fernen Fernfeld zu messen (Abstand größer als die dreifache Nahfeldlänge  $N$ ) gewährleistet, so daß als Divergenzkorrektur die  $1/x$ -Abhängigkeit des Fernfeld-Schalldrucks genutzt werden kann. Oft werden verschiedene Werkstoffparameter kombiniert gemessen, wie Schallgeschwindigkeit, Schwächung, Dicke und Dichte [187], die Schallgeschwindigkeit wird dabei mit Amplitudenspektren [189] (*Normalised Amplitude Spectrum, NAS*) oder mit Phasenauswertung [188, 113] gemessen. Impuls-Echo-Technik und Durchschallung können gleichermaßen verwendet werden [111].
-



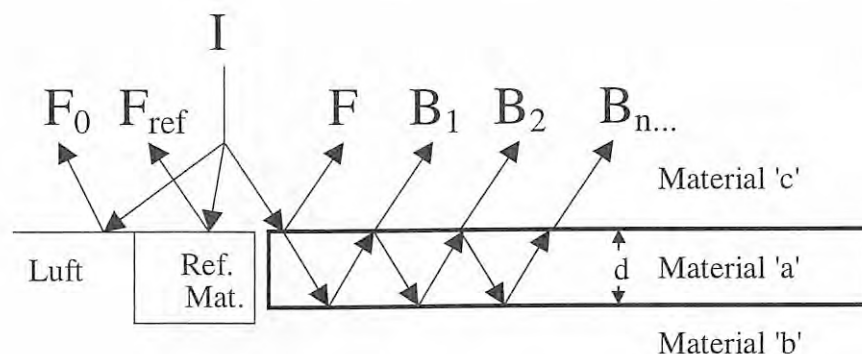


Bild 61: Modell der Reflexionen einer Ultraschallwelle an einer Platte und an Hilfsreflektoren in Senkrechteinschallung (die Strahlen sind der Übersichtlichkeit halber geneigt gezeichnet)

Der allgemeine Aufbau ist in Bild 61 wiedergegeben (für Senkrechteinschallung ! Die Pfeile sind nur zur besseren Erkennbarkeit geneigt gezeichnet): Das Probematerial 'a' wird auf der Vorderseite vom Koppelmedium 'c' und an der Rückwand vom Stützmaterial 'b' begrenzt. Die verwendbaren Echos sind folgende: I ist der einfallende Strahl, F das Eintrittsecho von der Probe [189],  $B_1$  bis  $B_n$  die Rückwändechofolge aus der Probe,  $F_{ref}$  das Eintrittsecho eines Referenzmaterials mit bekannter Schallgeschwindigkeit und Dichte [190],  $F_0$  das an einer Grenzschicht Wasser/Luft mit  $R=-1$  vollständig zurückreflektierte einfallende Schallfeld [189].

Folgende Auswertemethoden werden heute vor allem eingesetzt (Benennung nach [189]):

- a)  $FB_1B_2$  (Auswertung des Eintrittsechos und des ersten und zweiten Rückwändechos)
- b)  $F_0FB_1$  (Auswertung des einfallenden Schallfeldes, des Eintrittsechos und des ersten Rückwändechos)

Kontakttechnik hat gegenüber der Tauchtechnik den Nachteil, daß mit relativ kurzen Vorlaufstrecken gearbeitet werden muß, so daß die Divergenzkorrektur erschwert ist. In Tauchtechnik kann mit langen Vorläufen ( $>3N$ ) gearbeitet werden, so daß die Fernfeldcharakteristik ausreichend eingehalten wird.

Werden schmalbandige Wellenpakete (*tonebursts*) eingeschallt, so kann die Berechnung der Schwächung einfach aus den Echohöhen erfolgen [182], bei Verwendung von breitbandigen Impulsen wie sie in der Werkstoffprüfung üblich sind, werden die Beträge der Amplitudenspektren der fouriertransformierten Echosignale ausgewertet (mit FFT) [189, 68, 191, 103].

### 4.3.2. Eigenes Vorgehen

Die direkte Anschallung einer Wasser/Luft-Grenzfläche und Auswertung von  $F_0$  (Methode b) ist sehr empfindlich gegen Erschütterungen [192], was auch in eigenen Messungen bestätigt wurde. Für exakte Ergebnisse ist die Methode daher nicht zu empfehlen. Die Auswertung  $FB_1B_2$  (Methode a) wurde nicht verwendet, da sie drei verschiedene Schallwege gebraucht, von denen einer im Koppelmedium und zwei im Prüfgegenstand verlaufen. Sie ist deswegen empfindlicher gegenüber einer mangelhaften Divergenzkorrektur als der vorgeschlagene Ansatz.

Statt dessen wurde ein neuartiger Aufbau entwickelt, der die für Kontakttechnik vorgeschlagene Ballastkopf-Methode von Papadakis [193] auf Tauchtechnik überträgt [110]: Verglichen werden die Amplituden von erstem und zweitem Rückwandecho, einmal bei vollständig getauchter Probe ('b' = 'c' = Wasser), und einmal bei rückseitig freier Probe ('c'=Wasser, 'b'=Luft), wie in Bild 62 dargestellt.

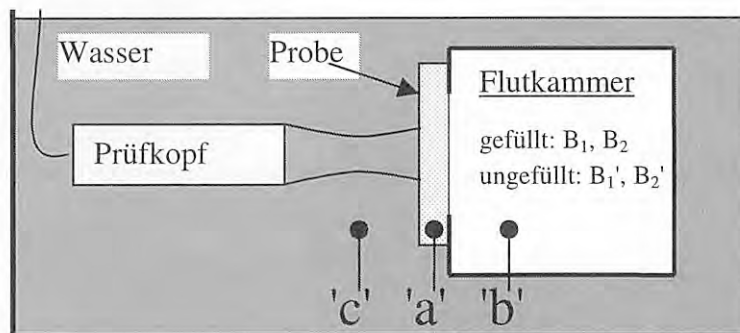


Bild 62: Tauchtechnikordnung mit Flutkammer, um als backing-Medium zwischen Wasser und Luft wählen zu können (mit den Medien a, b, c)

Allgemein gilt für den Transmissions- und den Reflektionskoeffizienten:

$$T_{ij} = 1 + R_{ij}, \tag{4.1}$$

$$R_{ij} = -R_{ji} \quad (i,j \in \{a,b,c\})$$

Mit den oben eingeführten Bezeichnungen ergeben sich folgende Beziehungen für die Amplituden des ersten und zweiten Rückwandechos:

$$B_1 = -A_\alpha^2 I R_{ab} (1 - R_{ca}^2) \tag{4.2}$$

$$B_2 = -A_\alpha^4 I R_{ab}^2 (1 - R_{ca}^2) \tag{4.3}$$

wobei  $A_\alpha = e^{-\alpha d}$  der Amplitudenverlust während des Schallaufweges  $d$  ist ( $d$  Probendicke), mit dem Schwächungskoeffizienten  $\alpha$ .

Ferner gilt  $R_{ba} = R_{ca}$ , da Medium b und c Wasser sind.

Werden die Rückwandechoamplituden im nur halb getauchten Zustand (Medium b = Luft) mit  $B_1'$  und  $B_2'$  bezeichnet, so gilt:

$$B_1' = -A_\alpha^2 I (1 - R_{ca}^2) \quad (4.4)$$

$$B_2' = -A_\alpha^4 I R_{ca} (1 - R_{ca}^2) \quad (4.5)$$

Für die Übertragungsfunktionen  $H_{Wasser} = \left| \frac{B_2}{B_1} \right|$  bzw.  $H_{Luft} = \left| \frac{B_2'}{B_1'} \right|$  gilt dann  $H_{Wasser} = A_\alpha^2 \cdot R_{ca}^2$  und

$H_{Luft} = A_\alpha^2 \cdot R_{ca}$ , also

$$R_{ca} = R_{ba} = \frac{H_{Wasser}}{H_{Luft}} = \frac{B_2 \cdot B_1'}{B_1 \cdot B_2'} \quad (4.6)$$

Ferner ist  $A_\alpha^2 = \frac{H_{Luft}^2}{H_{Wasser}}$ , also

$$\alpha = -\frac{1}{2d} \ln \left( \frac{B_1 \cdot B_2'^2}{B_2 \cdot B_1'^2} \right) \quad (4.7)$$

Die Berechnung des Amplitudenbetrags-Spektrums  $|A(\omega)|$  bzw. des Phasenspektrums  $\phi(\omega)$  aus einem Zeitbereichs-Signal  $a(t)$  [194, 195] erfolgt nach

$$|A(\omega)| = \sqrt{\text{Re}(a)^2 + \text{Im}(a)^2},$$

$$\phi(\omega) = \arctan \left( \frac{\text{Im}(a)}{\text{Re}(a)} \right)$$

Weiter kann nach der Gleichung

$$V_p = 4\pi d \cdot \frac{f}{\Delta\phi} \quad (4.8)$$

aus der Differenz der Phasenspektren von  $B_1$  und  $B_2$  (bzw.  $B'_1$  und  $B'_2$ ) für die jeweilige Frequenz die Dispersionskurve  $V_p(f)$  und daraus durch Ableitung die Gruppengeschwindigkeit bestimmt werden [102, 111]<sup>14</sup>:

$$V_g = \frac{\partial \omega}{\partial k} = -4\pi d \cdot \frac{\partial \varphi}{\partial f}$$

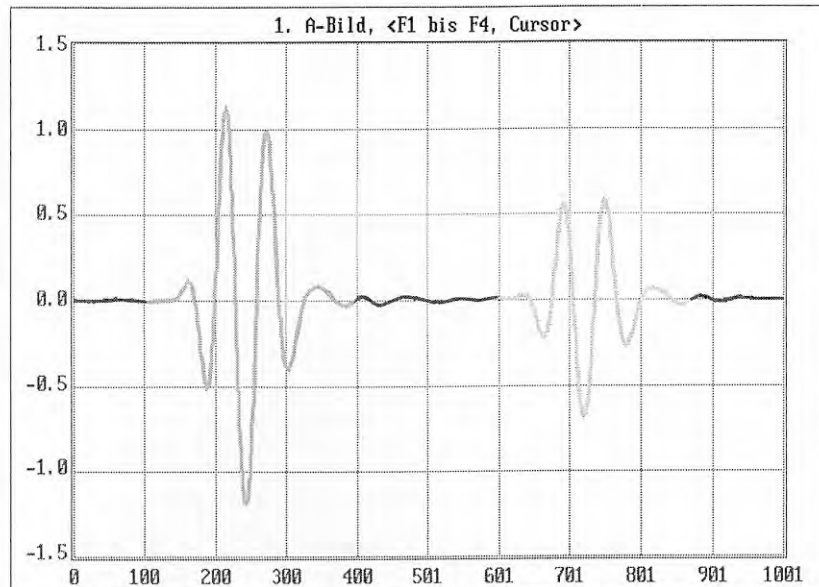
Auf diesen Tatsachen aufbauend wurde ein Computerprogramm entwickelt, welches es gestattet, unter Verwendung der obigen Formeln den Reflexionsfaktor  $R_{\omega}$ , den Schwächungskoeffizienten  $\alpha$ , sowie die Phasen- und die Gruppengeschwindigkeit meßtechnisch zu bestimmen. Der Ablauf ist wie folgt:

1. Die ersten und zweiten Rückwände  $b_1(t)$ ,  $b_2(t)$ ,  $b'_1(t)$  und  $b'_2(t)$  werden einzeln gemessen, digitalisiert und gespeichert (durch getrennte Speicherung der aufeinanderfolgenden Echos wird ermöglicht, durch Modenabspaltung entstehende Echos auszublenden). Die Echos der freien Rückwand,  $b'_1(t)$  und  $b'_2(t)$  werden entsprechend ihrer Verzögerungszeit in einen Array kopiert, der ansonsten mit Nullen gefüllt wird (*zero padding*). der Bediener legt Software-gates für die FFT fest.

---

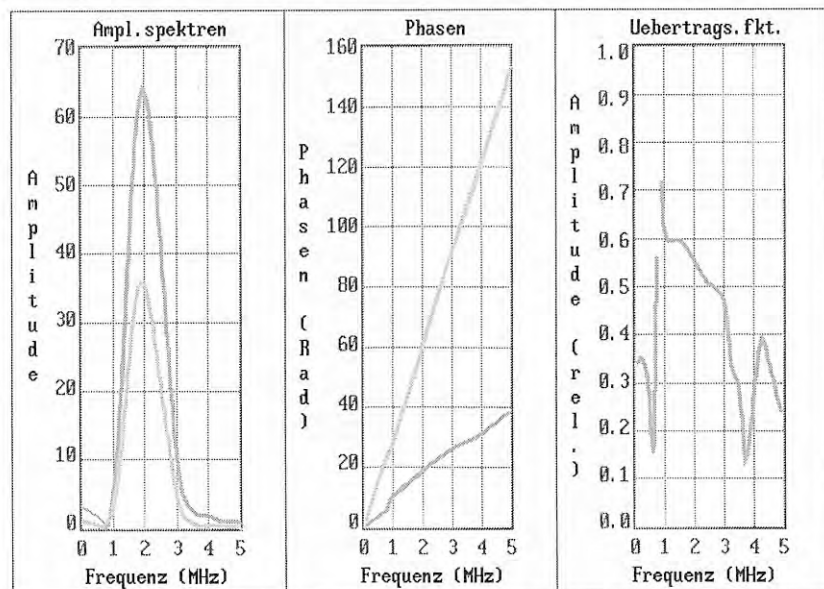
<sup>14</sup> Es sei darauf hingewiesen, daß das Auseinanderklaffen von Phasen- und Gruppengeschwindigkeit zwei völlig unabhängige Ursachen und Merkmale haben kann, die möglicherweise, aber nicht notwendig zusammen auftreten: Einerseits Dispersion, die Frequenzabhängigkeit der Phasengeschwindigkeit, bei der sich Gruppen- und Phasengeschwindigkeit dem Betrage, aber nicht der Richtung nach unterscheiden; und andererseits Anisotropie, die Richtungsabhängigkeit der Phasengeschwindigkeit, bei der Gruppen- und Phasengeschwindigkeit verschiedene Richtungen haben können. Die hier durchgeführte Ableitung der Gruppengeschwindigkeit aus der Dispersionsbeziehung unterstellt Dispersion und Isotropie. Sie kann den Effekten aufgrund von Anisotropie nicht gerecht werden. Die Gleichsetzung der Gruppengeschwindigkeit mit der Geschwindigkeit des Energietransports ist wiederum nicht unproblematisch und an Voraussetzungen gebunden. Vergleiche hierzu die Erläuterungen und die Fußnote zu Formel (A.43) in Anhang A, Abschnitt 2.2.

---



Spektren: <RET>=bilden <ESC>=okay <+/->=SW aendern(4) von stop2

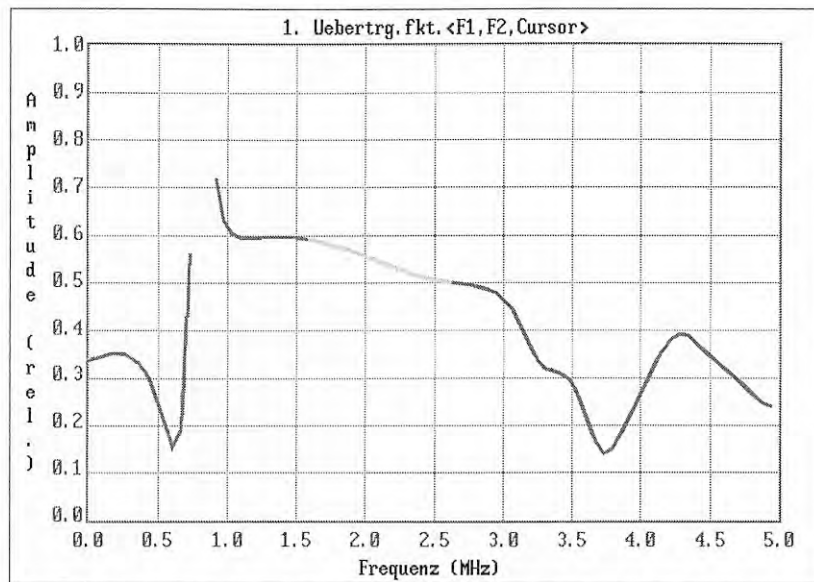
2. Die Spektren B1 und B2 werden mittels FFT berechnet. Dann werden aus deren Real- und Imaginärteilen die Betrags- und Phasenspektren berechnet. Dazu mußte ein Algorithmus zur Phasenzählung entwickelt werden, der die  $2\pi$ -Periodizität der Phase rückgängig macht (*phase-unwrap*). Dann wurde die Übertragungsfunktion B2/B1 gebildet und alle drei dargestellt. Die Schritte 1. und 2. werden so lange wiederholt, bis der Bediener die geeignete zeitliche Ausblendung (*gating*) ausgewählt und bestätigt hat (durch <ESC> in Bildschirm 1).



Weiter mit Taste

3. Die Übertragungsfunktion wird jetzt separat dargestellt. Der Bediener kann nun den vertrauenswürdigen Bereich für eine Regressionsrechnung festlegen. Die Regressionen können

immer wieder gebildet werden, so daß der optimale Fitbereich gefunden werden kann. Dies wird durch <ESC> bestätigt.

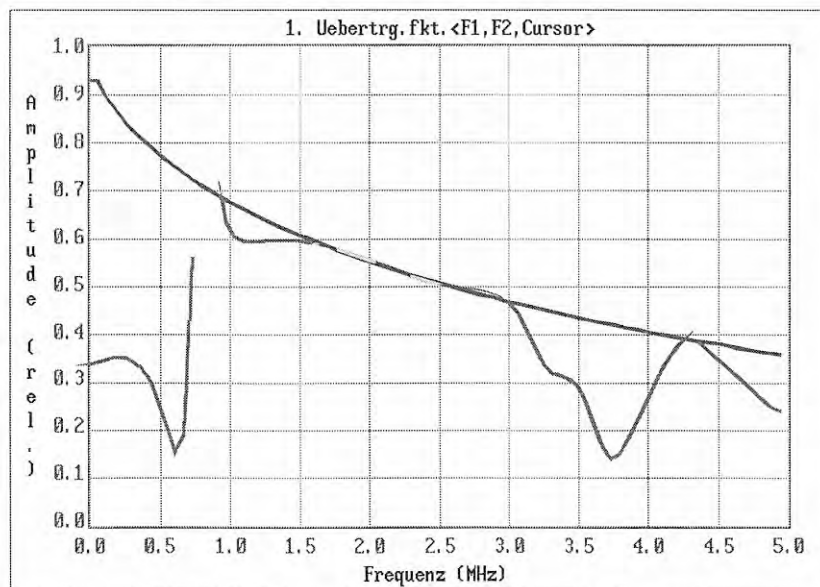


<RET>=Regression bilden / <ESC>=Reg. okay / <+/->=SW aendern(1) von stop

4. Die Regressionskurve wird zusammen mit der Übertragungsfunktion dargestellt und die zugehörigen Regressionsparameter angegeben. Die Regression verwendet den Ansatz

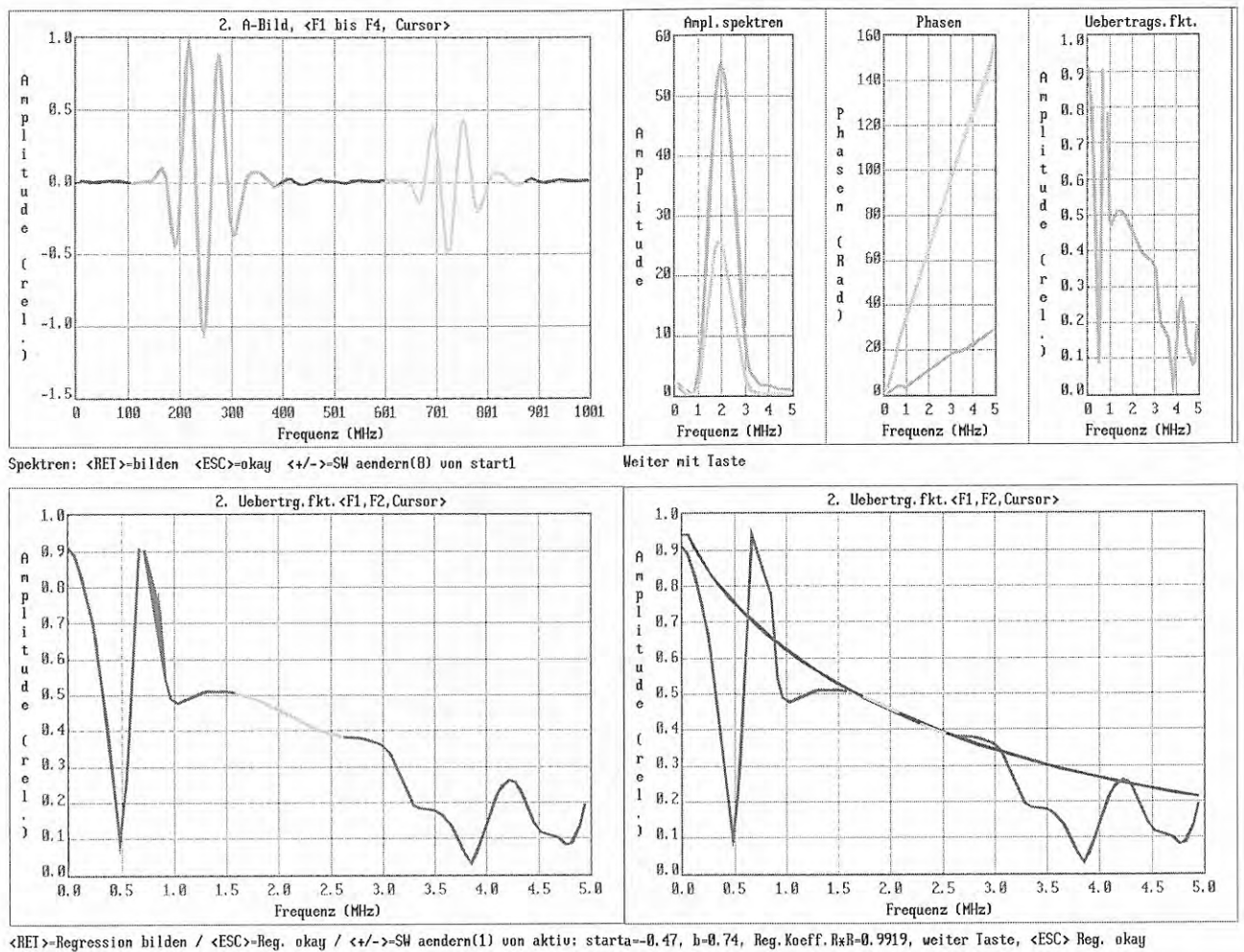
$$H(f) = e^{-a \cdot f^b}$$

mit den Koeffizienten a, der dem Schwächungskoeffizienten entspricht, und b, der die Frequenzabhängigkeit der Schwächung angibt [17].



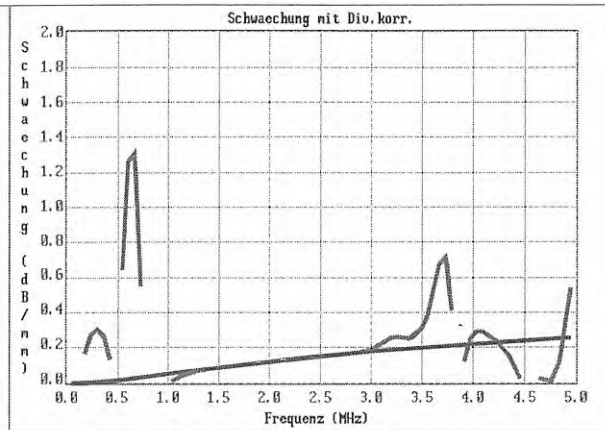
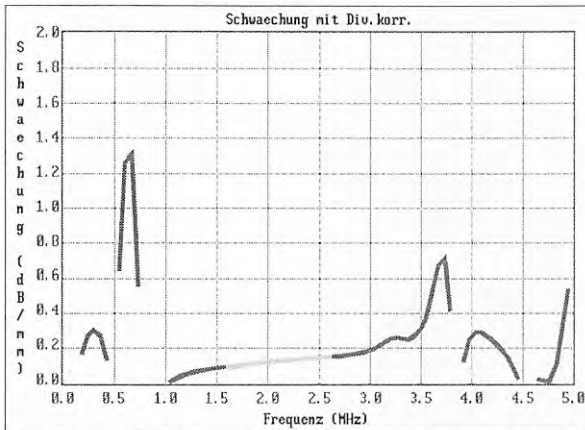
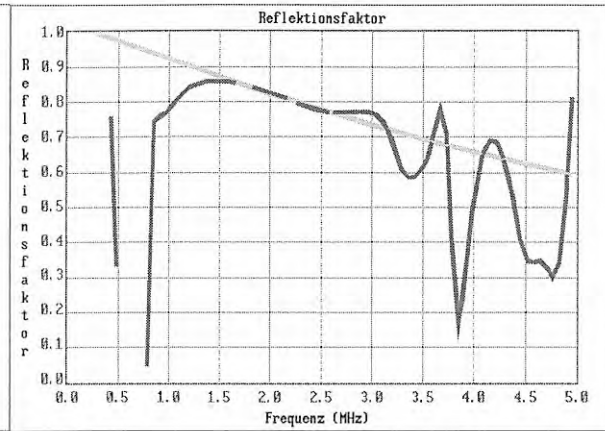
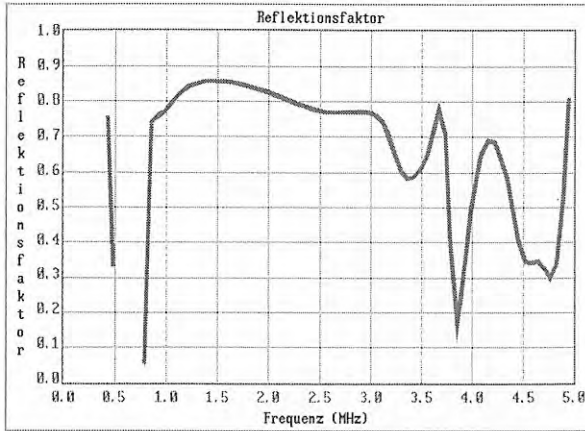
a=-0.39, b=0.60, Reg.Koeff. R²R=0.9934, weiter Taste, <ESC> Reg. okay

Die Schritte 1.-4. werden für die Echos der mit Wasser belasteten Rückwand wiederholt:



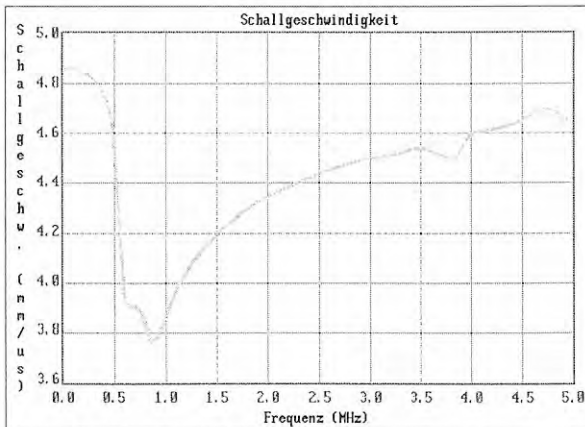
Für diese Echos sind die Amplituden niedriger und die Übertragungsfunktion kleiner, während die Phasenspektren gleich sind (kein Einfluß auf die Laufzeit durch die Belastung).

Der Reflektionsfaktor wird aus den gemessenen Werten errechnet und dargestellt. Sodann kann der Bediener wieder einen Gültigkeitsbereich festlegen, der zu einer Regression herangezogen wird. Danach wird mit dem Schwächungskoeffizienten ebenso verfahren.

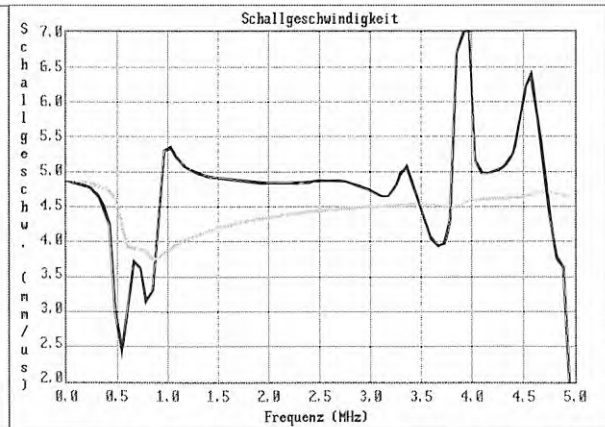


<RET>-Regression bilden / <ESC>-Reg. okay / <+/->-SW aendern(1) von aktiv: starta=-2.96, b=-0.48, Reg.Koeff.RxR=0.9952, weiter Taste, <ESC> Reg. okay

Im letzten Schritt werden die spektrale Phasengeschwindigkeit und Gruppengeschwindigkeit entsprechend den oben gegebenen Formeln berechnet und ausgegeben.



Phasengeschwindigkeit



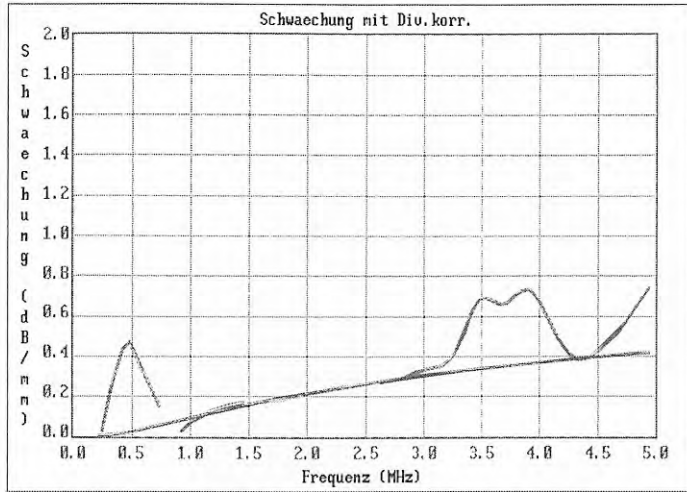
Gruppengeschwindigkeit



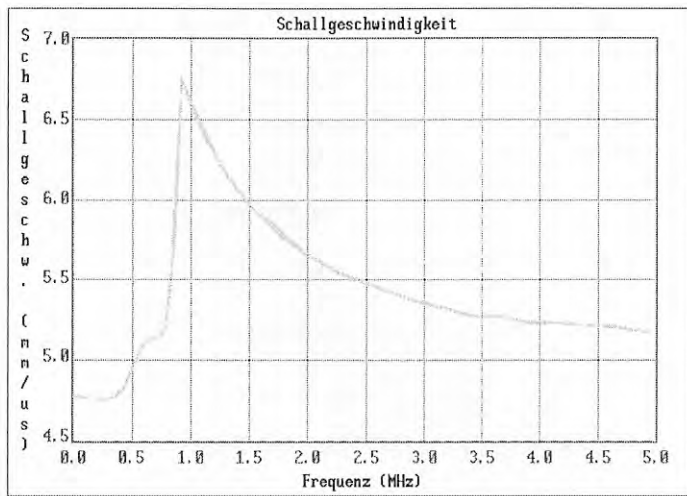
### 4.3.3. Grenzen des Verfahrens

Das Verfahren hat sich zur Bestimmung des Schwächungskoeffizienten, wofür es hauptsächlich implementiert wurde, als zuverlässig und stabil erwiesen. Der größte Nachteil liegt allerdings darin, daß es ist prinzipiell nicht in der Lage ist, den Energieverlust durch Modenwandlung zu berücksichtigen, der sich in Form von zeitlich versetzt auftretenden Echos im A-Bild bemerkbar macht und daher in der Aufnahme der Leistungsspektren verloren geht. Es bleibt jedoch fraglich, ob der durch Wellenabspaltung verloren gehende Energieanteil der Schwächung zugeschlagen werden soll oder nicht: Vom physikalischen Standpunkt ist er keine Schwächung, vom Standpunkt des Werkstoffprüfers fehlt er aber im empfangenen Echo.

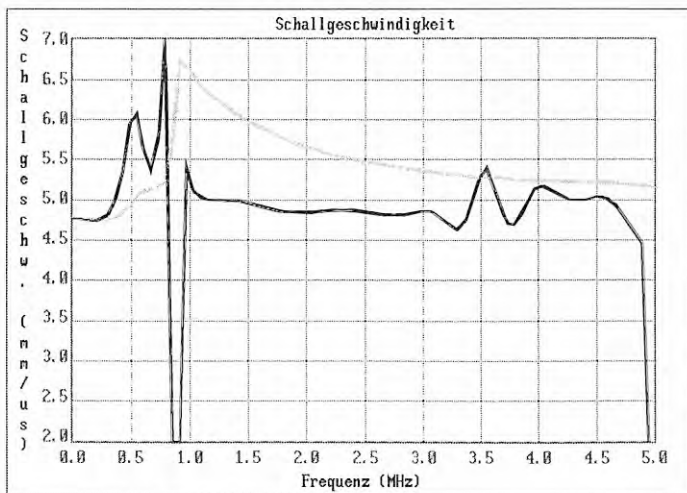
Bezüglich der Bestimmung der Schallgeschwindigkeiten muß festgehalten werden, daß das Verfahren der Spektralanalyse vielleicht den Charme der Eleganz besitzt, bei der sehr aufwendigen, praktischen Anwendung aber unkontrollierbare Probleme festgestellt wurden, aufgrund derer letztlich dem laufzeitgestützten Impuls-Echo-Überlapp-Verfahren für diesen Zweck der Vorzug gegeben wurde: Das Verfahren zeigt eine extreme Abhängigkeit der Ergebnisse von der genauen Positionierung der Gates im Zeitbereich, und vor allem der Grenzen der Regressionsbereiche. Als Beispiel zeigt Bild 63 die Berechnung der Schwächung, sowie der Phasengeschwindigkeit und Gruppengeschwindigkeit aus denselben Stammdaten wie oben, nur mit sehr geringfügig veränderten Auswertegrenzen.



a=-2.39, b=-0.63, Reg.Koeff.R²=0.9596, weiter Taste, <ESC> Reg. okay



Phasengeschwindigkeit



Gruppengeschwindigkeit

Bild 63: Schwächung, Phasengeschwindigkeit und Gruppengeschwindigkeit mit veränderten Gate-Einstellungen

## Schwächungskoeffizienten

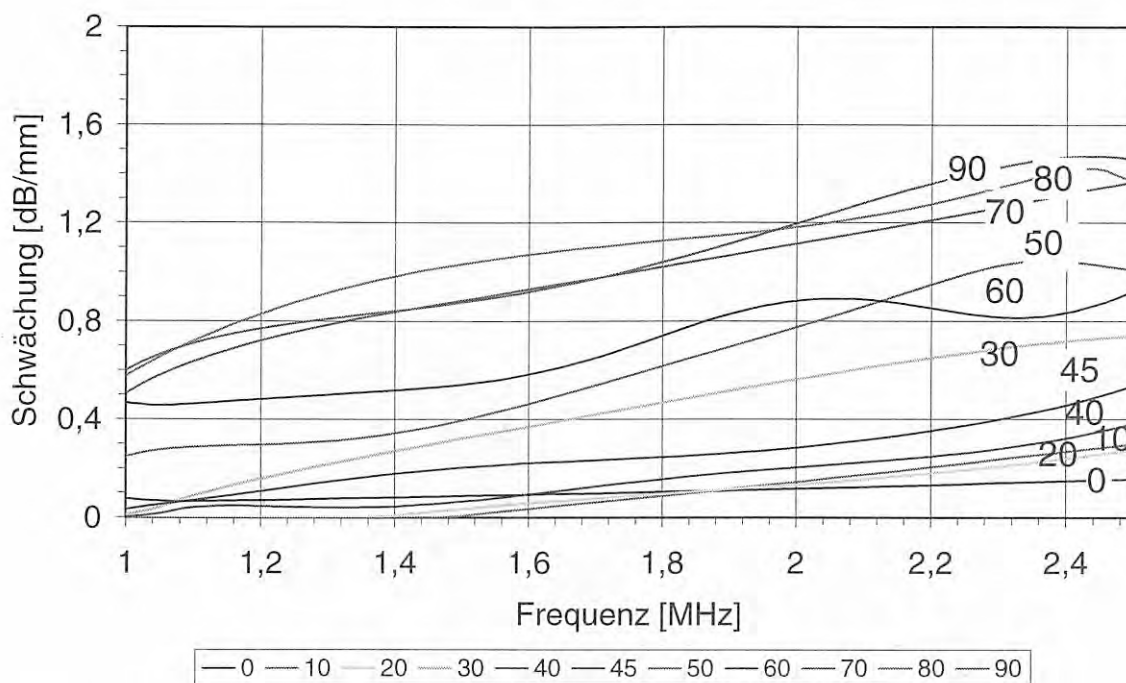


Bild 64: Schwächungskoeffizienten für die Proben Z0 bis Z90. Parameter im Diagramm ist der Winkel zwischen der Wellennormalen und der Faserrichtung,  $\theta$  in Grad.

In Bild 64 sind die Werte für die scheinbare Schwächung in den GFK-Proben Z0-Z90 wiedergegeben. Sie zeigen folgende Eigenschaften:

- Die scheinbare Schwächung steigt weitgehend linear mit der Frequenz an (das deutet auf einen großen Streuanteil beim Zustandekommen des Energieverlustes hin)
- Die scheinbare Schwächung nimmt etwa monoton mit zunehmendem Winkel zwischen Wellennormale und Faserrichtung zu, wobei die 30°-Probe einen klaren Ausreißer darstellt, was näher untersucht werden muß.
- Die Werte der scheinbaren Schwächung liegen um 0,2 dB/mm in Faserrichtung und um 1 dB/mm quer zur Faser

Die Schwächung als Funktion des Winkels zwischen der Wellennormalen und der Faserrichtung  $\Theta$  zeigt für eine feste Frequenz (2 MHz) noch einmal separat Bild 65, wobei der 30°-Wert ein offenkundiger Ausreißer ist:

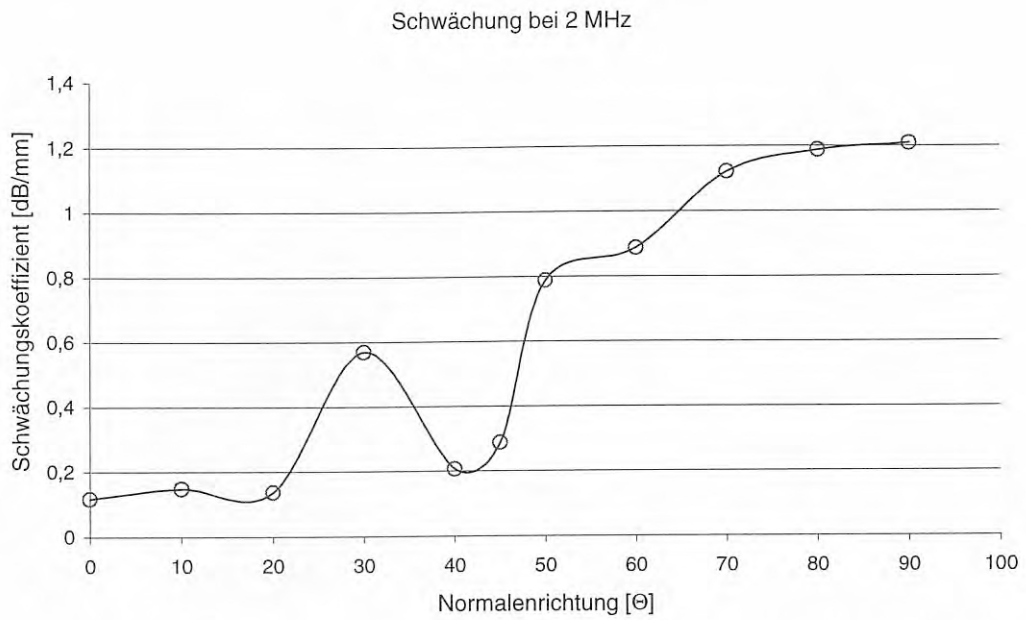


Bild 65: Schwächungskoeffizient der Z-Proben als Funktion des Winkels zwischen der Wellennormalen und der Faserrichtung,  $\Theta$  (Normalenrichtung)

## 5. Diskussion

### 5.1. Konzept der ebenen Wellen

#### 5.1.1. Rechtfertigung des Modellansatzes

Zur theoretischen Modellierung und Deutung der vorstehend beschriebenen experimentellen Befunde wird der analytische Ansatz der Ausbreitung ebener Wellen im anisotropen Vollraum mit Einkristallsymmetrie verwendet. Diesen Ansatz zur Modellierung der Schallausbreitung in unidirektional glasfaserverstärktem Epoxidharz heranzuziehen mag zunächst unpassend erscheinen [196, 197]: Einerseits arbeitet die Ultraschallprüfung meist mit räumlich und zeitlich eng begrenzten Schallimpulsen, während die ebene Welle als räumlich und zeitlich unendlich ausgehnt gedacht werden muß. Andererseits ist GFK – anders als ein Einkristall – mikroskopisch ein inhomogenes, mehrphasiges Gefüge mit Schwächung und Streuung. Die vorgestellten Ergebnisse ergeben jedoch den belastbaren experimentellen Nachweis, daß aufgrund der großen Schallwellenlänge die mit dem analytischen Ansatz vorhersagbaren Ergebnisse unter den Bedingungen der konventionellen Ultraschallprüfung so gut die experimentelle Wirklichkeit wiedergeben, daß die Verwendung dieses Ansatzes zur Beantwortung von Fragen im Rahmen seiner Gültigkeit und unter den gegebenen praktischen Bedingungen gerechtfertigt und entsprechend verbreitet ist.

#### 5.1.2. Anwendbarkeit der hexagonalen Kristallsymmetrie auf UD-GFK

Die Zahl der unabhängigen elastischen Konstanten in der Steifigkeitsmatrix, die im allgemeinen Fall 21 unabhängige Elemente besitzt, wird durch das Vorhandensein von Symmetrien verringert, da die Steifigkeitsmatrix invariant gegenüber den diese Symmetrien beschreibenden Operatoren sein muß. Überführt eine Symmetrioperation das Koordinatensystem  $(\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2, \mathbf{e}_3)$  in das System  $(\mathbf{e}'_1, \mathbf{e}'_2, \mathbf{e}'_3)$ , dann muß  $\mathbf{c}' = \mathbf{c}$  und  $\mathbf{s}' = \mathbf{s}$  sein ([54], S. 195-206). Jede Symmetrioperation ergibt Gleichungen der Art

$$\begin{pmatrix} c_{11} & \cdots & c_{16} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ c_{61} & \cdots & c_{66} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c'_{11} & \cdots & c'_{16} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ c'_{61} & \cdots & c'_{66} \end{pmatrix}, \quad (5.1)$$

und analoge für die Nachgiebigkeit  $\mathbf{s}$ . Durch Koeffizientenvergleich ergeben sich die Bestimmungsgleichungen für die Wahl der  $c_{ij}$  und  $s_{ij}$ .

In kristallinen Medien ist die Zahl möglicher Symmetrien aufgrund ihres atomistischen Aufbaus beschränkt, da nur bestimmte Polyeder den Raum lückenlos füllen können<sup>15</sup>. So sind beispielsweise nur 1-, 2-, 3-, 4- und 6-zählige Drehungen möglich. Für die Symmetrien anisotroper *Kontinua* gilt diese Einschränkung jedoch nicht.

Für die hexagonale Kristallsymmetrie ergibt sich folgende Struktur der Steifigkeitsmatrix, wenn das Koordinatensystem so gewählt wird, daß x- und y-Achse in der Ebene mit 2- und 3-zähliger Drehsymmetrie liegen (vgl. Bild 66):

$$\mathbf{c} = \begin{pmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{13} & 0 & 0 & 0 \\ c_{12} & c_{11} & c_{13} & 0 & 0 & 0 \\ c_{13} & c_{13} & c_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & c_{66} \end{pmatrix} \quad \text{mit } c_{66} = \frac{1}{2}(c_{11} - c_{12}) \quad (5.2)$$

Dieselbe Struktur ergibt sich für die Nachgiebigkeit  $\mathbf{s}$ , mit Ausnahme von  $s_{66} = 2(s_{11} - s_{12})$ . Das elastische Verhalten eines hexagonalen Kristalls wird damit durch Angabe von 5 Werten für  $c_{11}$ ,  $c_{12}$ ,  $c_{13}$ ,  $c_{33}$  und  $c_{44}$  vollständig beschrieben [55, 54]. Da diese Steifigkeitsmatrix unter der Voraussetzung der 2-, 3- und 6-zähligkeit der Z-Achse abgeleitet ist, bleibt zu prüfen, ob sie auch die für UD-GFK typische Bedingung der Rotationssymmetrie innerhalb der x-y-Ebene besitzt, also unendlich-zählig ist. Erst dann ist ihre Eignung zur Beschreibung transversal isotroper Medien wie UD-GFK gezeigt. Das beschreibende Koordinatensystem wird dann so gewählt, daß die Z-Achse in Richtung der Glasfasern verläuft und die x-y-Ebene beliebig senkrecht dazu orientiert ist, wie in Bild 66 gezeigt.

---

<sup>15</sup> Diese Gesetze werden heute grundsätzlich mathematisch analysiert unter dem Begriff der Parkettierung der Ebene bzw. des Raumes.

---

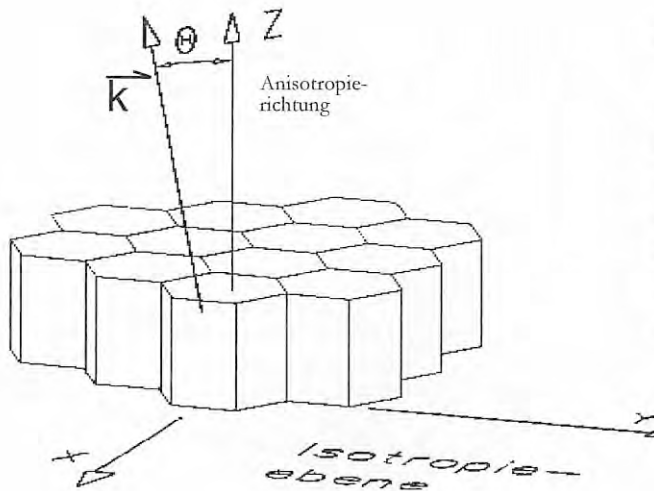


Bild 66:

Zur Wahl des Koordinatensystems relativ zur hexagonalen Gitterzelle bzw. zu den Eigenschaften eines transversal isotropen Mediums (Nach [54]).

Beschreibung der Lage des Wellenvektors durch Angabe des Winkels  $\Theta$  zwischen Wellennormale und Anisotropierichtung.

Die Rotationssymmetrie um die Z-Achse wird gezeigt, indem nachgewiesen wird [167], daß eine beliebige Drehung  $M_Z^\alpha$  um einen Winkel  $\alpha$  um die Z-Achse eine Symmetrieoperation für die Steifigkeitsmatrix  $c$  ist, so daß gilt:

$$M_Z^\alpha c = c \quad (\alpha \in \mathbb{R}). \quad (5.3)$$

Dazu muß die Drehmatrix  $a$ , die eine Drehung um einen beliebigen Winkel  $\alpha$  um die Z-Achse beschreibt,

$$a = \begin{pmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha & 0 \\ \sin \alpha & \cos \alpha & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix},$$

in eine Transformationsmatrix  $M_Z^\alpha$  (z. B. nach AULD, S. 74) zur Anwendung bei verkürzter Indizierung umgeformt werden:

$$M_Z^\alpha = \begin{pmatrix} \cos^2 \alpha & \sin^2 \alpha & 0 & 0 & 0 & 2 \sin \alpha \cos \alpha \\ \sin^2 \alpha & \cos^2 \alpha & 0 & 0 & 0 & -2 \sin \alpha \cos \alpha \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \cos \alpha & -\sin \alpha & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \sin \alpha & \cos \alpha & 0 \\ -\sin \alpha \cos \alpha & \sin \alpha \cos \alpha & 0 & 0 & 0 & -\sin^2 \alpha \cos^2 \alpha \end{pmatrix}.$$

Die Anwendung der Transformationsformel

$$C'_{HK} = \sum_{IJ=1}^6 M_{HI} * M_{KJ} * C_{IJ}$$

ergibt 36 Gleichungen (für H und K) mit jeweils 36 Summanden (für I und J). Unter Verwendung der Additionstheoreme und der Identität  $c_{66} = 1/2 (c_{11} - c_{12})$  ist durch einfache Vorwärtsrechnung nachweisbar, daß  $c_{ij} = c'_{ij}$  für alle  $c_{ij}$  gilt. Damit ist bewiesen, daß die Steifigkeitsmatrix für die hexagonale *Kristall*-Symmetrie die Bedingung für Transversalisotropie erfüllt und daher zur Beschreibung auch nichtkristalliner Medien mit dieser Elastizitätseigenschaft, wie einachsige faserverstärkte Werkstoffe, verwendet werden kann.

Daß eine hexagonale Anordnung rotationssymmetrische mechanische Eigenschaften in der sechszähligen Ebene hat, wird übrigens z. B. beim dreiphasigen Elektromotor ausgenutzt, der durch sternförmige Anordnung der Polmagnete ein über den gesamten Drehwinkel völlig konstantes Drehmoment erzeugt [198].

Die Eigenschaft der Transversalisotropie haben nach MUSGRAVE und AULD ([54], Seite 370; [55], Seite 43) alle Symmetrien, die den Bedingungen

$$\begin{aligned} c_{xxxx} - c_{xyyy} - 2 c_{xyxy} &= c_{11} - c_{12} - 2c_{66} = 0 \quad \text{und} \\ c_{16} &= c_{26} = 0 \end{aligned} \tag{5.4}$$

genügen, was offensichtlich von der Steifigkeitsmatrix für die hexagonale Kristallsymmetrie erfüllt wird.

Nach dem oben Gesagten ist es also gerechtfertigt, die Schallausbreitung in UD-GFK durch den Ansatz ebener Wellen im hexagonalen Einkristall zu modellieren.

Die von HIERSEKORN festgestellte Relation (1.1) für solche Transversalisotropie, die durch statistische Verteilung kubischer Kristalle hervorgerufen wird,  $c_{12} - c_{66} = c_{13} - c_{44}$ , ist für den vorliegenden Werkstoff verletzt ( $c_{12} - c_{66} = 5,02$ ;  $c_{13} - c_{44} = 3,66$ ; Differenz: 1,36 bei einem Meßfehler von unter 0,5).



## 5.2. Ermittlung der elastischen Konstanten

### 5.2.1. Bestimmung der Werkstoffdichte

In den Zusammenhang zwischen den elastischen Konstanten und den möglichen Ausbreitungsgeschwindigkeiten im anisotropen Medium geht dessen Dichte ein. Sie wird für das untersuchte GFK über das archimedische Prinzip durch Messung des Auftriebs beim Tauchen in Wasser gemessen. Diese Methode ist gegenüber der direkten Messung von Gewicht und Volumen weitgehend unabhängig von der Form des Körpers.

Das spezifische Gewicht des Probekörpers  $\rho_p$  kann aus dem spezifischen Gewicht von Wasser ( $997,3 \text{ kg/m}^3$  bei  $20^\circ\text{C}$ ), der Gewichtskraft des ungetauchten Körpers  $F_g$  und der Auftriebskraft  $F_a$  beim Tauchen bestimmt werden:

$$\rho_p = \rho_w \cdot \frac{F_g}{F_a} \quad (5.5)$$

Die Auftriebskraft ergibt sich aus der Gewichts­differenz des Probekörpers in getauchtem ( $F_{g_{\text{Wasser}}}$ ) und ungetauchtem Zustand:

$$F_a = F_g - F_{g_{\text{Wasser}}} \quad (5.6)$$

Es ergeben sich folgende Werte für die Dichte (in  $\text{kg/dm}^3$ ):

Probe	Y70	Y60	Z60	Y50	X80
spez. Gewicht	1.935	1.934	1.932	1.921	1.934

Das entspricht einem Mittelwert von

$$\rho = 1.93 \pm 0.01 \text{ kg/dm}^3$$

### 5.2.2. Zusammenhang zwischen Steifigkeit und Phasengeschwindigkeiten

Um die Werte der elastischen Steifigkeitskonstanten anhand der gemessenen Phasengeschwindigkeiten optimieren zu können, wird deren formelmäßiger Zusammenhang gebraucht. Wie in Anhang 1 ausgeführt, wird dazu unter Verwendung des Hooke'schen Gesetztes und des Ebene-Wellen-Ansatzes aus der Bewegungsgleichung die Christoffel-Gleichung abgeleitet und für den Fall hexagonaler Symmetrie formuliert (siehe Anhang Gleichungen (A.4)-(A.16)). Die Eigenwerte der Christoffel-Matrix sind die ausbreitungsfähigen Phasengeschwindigkeiten, die jeweiligen Eigenvektoren stellen die zugehörigen Polarisationen dar. Wie im Anhang dargelegt, ergeben sich ein quasi-longitudinaler, ein quasi-transversaler und ein rein transversaler Mode mit folgenden Phasengeschwindigkeiten, wenn ohne Beschränkung der Allgemeinheit die Ausbreitung in der X-Z-Ebene betrachtet wird:

$$V_{p_{2,3}} = \sqrt{\frac{c_{11} \sin^2 \Theta + c_{33} \cos^2 \Theta + c_{44}}{2\rho} \pm \frac{1}{\rho} \sqrt{\frac{1}{4} [(c_{11} - c_{44}) \sin^2 \Theta + (c_{44} - c_{33}) \cos^2 \Theta]^2 + (c_{13} + c_{44})^2 \sin^2 \Theta \cdot \cos^2 \Theta}} \quad (5.7)$$

$$V_{p_{T_2}} = \sqrt{\frac{c_{66} \sin^2 \Theta + c_{44} \cos^2 \Theta}{\rho}} \quad (5.8)$$

Die Temperaturabhängigkeit der Phasengeschwindigkeit wird von KINRA [115] mit 1% im Bereich von  $20^\circ \pm 5^\circ$  angegeben und daher hier vernachlässigt.

### 5.2.3. Numerische Rekonstruktion der elastischen Konstanten

#### 5.2.3.1. Regressionsalgorithmus

Die in Anhang 1 dargelegte Abhängigkeit der Phasengeschwindigkeiten  $V_p$  der drei Wellenmoden von den elastischen Konstanten ((A.26) und (A.27)) ist nur für Wellenvektoren bestimmter Vorzugsorientierung nach den elastischen Konstanten auflösbar, so daß diese Konstanten im allgemeinen mit Hilfe numerischer Verfahren aus experimentell bestimmten Phasen-

geschwindigkeiten bestimmt werden müssen. Dabei handelt es sich um eine mehrdimensionale nichtlineare Regression.

Konfektionierte Programme können hierfür deswegen nicht eingesetzt werden, weil für die drei möglichen Polarisierungen ein jeweils eigener analytischer Zusammenhang  $c_{ij}(V_p)$  zugrundegelegt werden muß, entsprechend (A.26) und (A.27).

Ein Programm, welches diese Anpassung für alle drei Wellenarten gleichzeitig vornimmt, wurde daher selbst entwickelt. Es arbeitet in Anlehnung an den Gauss-Newton-Algorithmus nach dem Verfahren der kleinsten Fehlerquadrate durch Variation der Parameter. Indem die Variation des kumulativen quadratischen Fehlers in Abhängigkeit von der Variation jeweils eines Parameters bei festgehaltenen anderen untersucht wird, ähnelt es dem üblichen Gradientenverfahren [199]. Die zugehörigen Lösungsverfahren können aber aufgrund der multiplen Natur des formelmäßigen Zusammenhangs zwischen Phasengeschwindigkeiten und elastischen Konstanten nicht angewendet werden. Dem Regressionsprogramm liegt algorithmisch das in Bild 67 dargestellte Flußdiagramm zugrunde:

- Zunächst wird unter Zugrundelegung der Startwerte der quadratische Gesamtfehler berechnet.
- Dann wird die erste Konstante um einen bestimmten Betrag  $\Delta$  vergrößert oder verkleinert, so lange der Gesamtfehler dabei abnimmt.
- Dies wird sukzessive für die übrigen Konstanten ebenso gemacht.
- Nun wird der Wert der ersten Konstante nicht mehr optimal sein: Der Optimierungsprozeß wird erneut durchlaufen
- diese Schleife wird verlassen, wenn alle Konstanten gleichzeitig optimal sind.
- Dieser Prozeß kann nun mit verringerter Größe der Variation  $\Delta$  wiederholt werden

Hervorzuheben ist, daß für jede Größenordnung der Variation der gesamte Variationsprozeß so lange durchlaufen wird, bis alle Parameter gleichzeitig optimiert sind.

### 5.2.3.2. Gewinnung geeigneter Startwerte

Die Gleichungen (5.7) und (5.8) sind für geeignete Orientierungen der Wellennormale invertierbar, so daß aus den entsprechenden Werten der Tabelle 7 Schätzwerte für die fünf unbekannt

Elastizitätskonstanten als Startwerte abgeleitet werden können. Dazu müssen spezielle Ausbreitungsbedingungen in die Charakteristische Determinante (A.19) und die Christoffelgleichung (A.11), (A.14) eingesetzt werden, wobei den Messungen entsprechend  $l_y = 0$  gesetzt wird.

Die Verfügbarkeit hinreichend guter Startwerte ist wesentlich für das Gelingen nichtlinearer Optimierungen. Welche Grenze dabei als hinreichend angesehen werden kann, ist jedoch in der Literatur nur für Probleme mit einem einzigen analytischen Zusammenhang behandelt. [199].

Bei Ausbreitung in Faserrichtung ist  $\Theta=0$ , also  $l_x=l_y=0$  und  $l_z=1$ . Aus den Eigenwerten  $\rho V_p^2$  als den Nullstellen der charakteristischen Determinante (A.19) ergeben sich als mögliche Phasengeschwindigkeiten

$$V_{p_{1,2}} = \sqrt{\frac{c_{44}}{\rho}} \quad \text{und} \quad (5.9)$$

$$V_{p_3} = \sqrt{\frac{c_{33}}{\rho}} \quad (5.10)$$

$V_{p_{1,2}}$  in die Christoffel-Gleichung (A.18) eingesetzt liefert für die Polarisation die drei Bestimmungsgleichungen:

$$\begin{aligned} 0 \cdot p_1 &= 0 \\ 0 \cdot p_2 &= 0 \\ (c_{33}-c_{44}) \cdot p_3 &= 0. \end{aligned} \quad (5.11)$$

Daraus folgt für den Polarisationsvektor  $\mathbf{p} = (p_1, p_2, p_3)$ , daß seine x- und y-Komponenten beliebig sein können (die ersten beiden Gleichungen enthalten keine Aussage), während die z-Komponente  $p_3$  verschwinden muß. Die Wellen, die sich mit einer Wellennormalen in z-

Richtung und mit der Phasengeschwindigkeit  $c_{1,2} = \sqrt{\frac{c_{44}}{\rho}}$  ausbreiten, sind damit reine Transversalwellen, deren Polarisation beliebig in der x/y-Ebene orientiert sein darf.

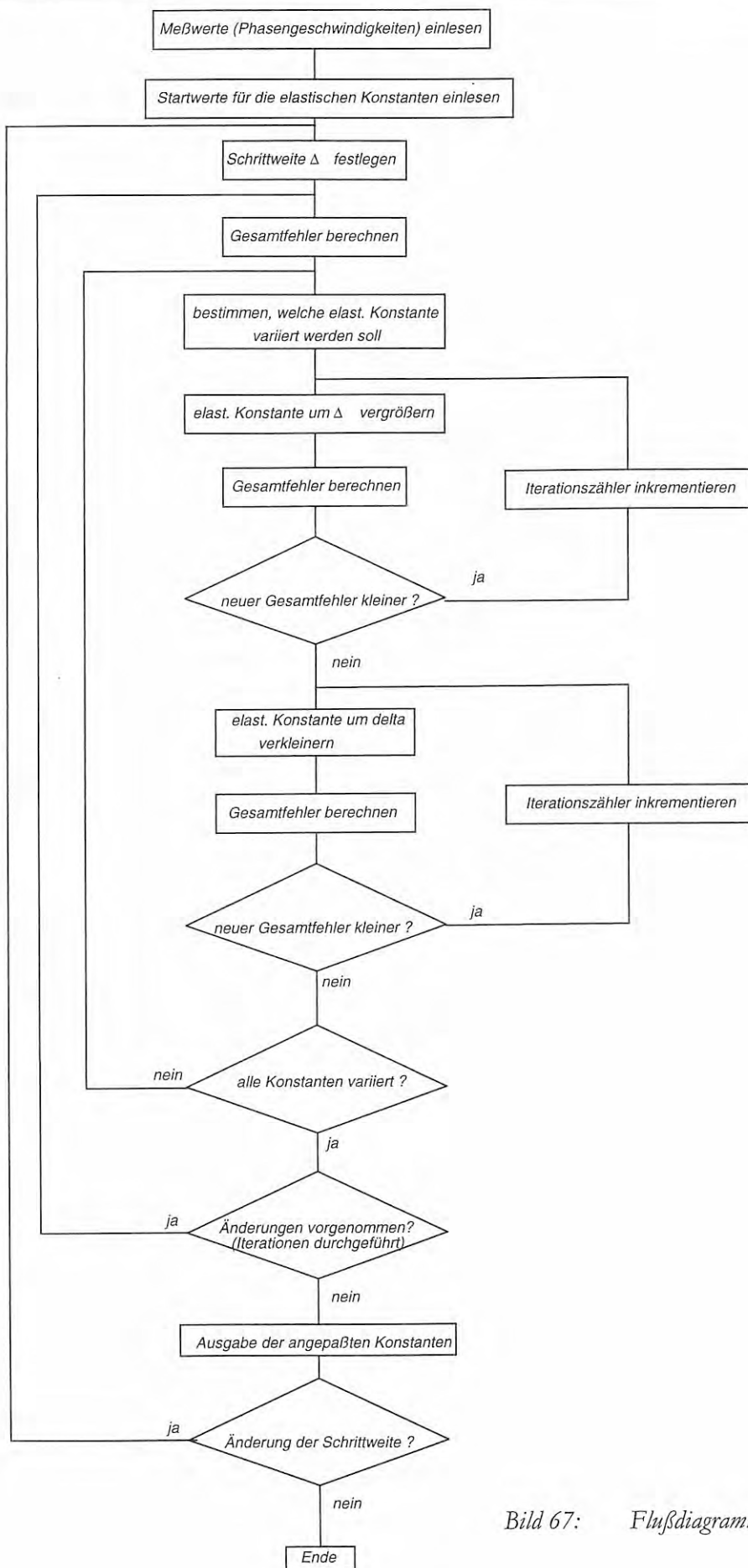


Bild 67: Flußdiagramm für die Regression

Einsetzen von (5.10) in (A.18) ergibt für die zugehörige Polarisation  $\mathbf{p}$ :

$$\begin{aligned} (c_{44}-c_{33}) \cdot p_1 &= 0 \\ (c_{44}-c_{33}) \cdot p_2 &= 0 \\ 0 \cdot p_3 &= 0, \end{aligned} \tag{5.12}$$

so daß es sich bei Wellen mit dieser Geschwindigkeit um reine Longitudinalwellen mit einer Polarisation ausschließlich in z-Richtung ( $p_1=p_2=0$ ) handelt.

Damit können die Startwerte für  $c_{44}$  und  $c_{33}$  aus den Transversal- bzw. Longitudinalwellengeschwindigkeiten in Faserrichtung bestimmt werden:

$$c_{44} = \rho \cdot \left( V_{p_{q_1, x_2}}^{0^\circ} \right)^2 \quad \text{bzw.} \tag{5.13}$$

$$c_{33} = \rho \cdot \left( V_{p_L}^{0^\circ} \right)^2 \tag{5.14}$$

Entsprechende Überlegungen für Ausbreitung quer zur Faserrichtung liefern analog Gleichungen für  $c_{11}$  und  $c_{66}$ . Ferner ergibt sich eine zweite Bestimmungsmöglichkeit für  $c_{44}$ . Tabelle 12 gibt eine Übersicht über die verwendbaren Geschwindigkeitswerte und die sich ergebenden Schätzwerte der elastischen Konstanten. Für die Konstante  $c_{13}$  gibt es keine Bestimmungsmöglichkeit aus einer einzelnen Geschwindigkeitsmessung. Vielmehr muß zu ihrer Bestimmung eine Geschwindigkeitsmessung herangezogen werden, bei der die Wellennormale nicht in  $0^\circ$  oder in  $90^\circ$  orientiert sein darf. Ferner müssen die Schätzwerte für drei der anderen elastischen Konstanten verwendet werden. Hier wurden die Meßwerte für die Phasengeschwindigkeiten der Longitudinalwelle in Ausbreitungsrichtung  $\Theta=45^\circ$  herangezogen. Aus (5.7) kann dann hergeleitet werden:

$$c_{13} = \sqrt{\left( 2\rho V_p^2 - \frac{c_{11} + c_{33} + 2c_{44}}{2} \right)^2 - \frac{(c_{11} - c_{33})^2}{4}} - c_{44}$$

### 5.2.3.3. Bestimmung der elastischen Konstanten anhand der Startwerte

Der oben beschriebene Regressionsprozeß mit den in Tabelle 12 gegebenen Startwerten ergibt bei einer Verringerung der Iterationsintervalle von jeweils einer Größenordnung bei 0.1 beginnend bis hinab auf  $10^{-9}$  eine Veränderung der Werte für die elastischen Konstanten wie in Tabel-

le 13 wiedergegeben. Dies zeigt die gute Vorausschätzung für die Konstanten, die auf besser als 5 % dem Endwert entsprechen, lediglich mit der Ausnahme von  $c_{13}$ , für den die Schätzung um 13 % vom Endwert abweicht. Dabei muß bedacht werden, daß in die Vorausschätzung für  $c_{13}$  nicht nur die Geschwindigkeitsmessungen, sondern auch die (fehlerbehafteten) Schätzwerte der übrigen Parameter eingehen. Das zeigt die unbedingte Notwendigkeit, die Konstante  $c_{13}$  nicht nur aus einer einzelnen Geschwindigkeitsmessung abzuleiten, da sie besonders sensibel auf Variationen der Eingangsdaten reagiert .

Tabelle 12: Startwerte für die elastischen Konstanten (Werte rechts je Methode, in GPa) aus zugehörigen Phasengeschwindigkeiten (Werte links je Methode, in m/s)

Formel für elastische Konstante	Proben-serie	Methode D		Methode IE		Startwert el. Konst. gemittelt
		Ph.geschw.	El. Konst.	Ph.geschw.	El. Konst.	
$c_{11} = \rho \cdot (V_{P_L}^{90^\circ})^2$	Y	3273	20.7	3208	19.9	
	Z	3199	19.8	3110	18.7	19.25
$c_{33} = \rho \cdot (V_{P_L}^{0^\circ})^2$	Y	5000	48.3	4987	48.0	
	Z	4981	47.9	5008	48.4	48.1
$c_{44} = \rho \cdot (V_{P_{T_v}}^{90^\circ})^2$	Y	1746	5.88	1738	5.83	
	Z	1673	5.40	1664	5.33	
$c_{44} = \rho \cdot (V_{P_{T_h, T_v}}^{0^\circ})^2$	Y, T <sub>h</sub>	1679	5.44	1653	1653	
	Y, T <sub>v</sub>	1676	5.42	1649	5.25	
	Z, T <sub>h</sub>	1672	5.40	1643	5.21	
	Z, T <sub>v</sub>	1669	5.38	1649	5.25	5.33
$c_{66} = \rho \cdot (V_{P_{T_h}}^{90^\circ})^2$	Y	1643	5.21	1594	4.90	
	Z	1560	4.70	1549	4.63	4.86
$c_{13}$ (indirekt)	Y	3886		3902		
	Z	3904		3888		7.78

Tabelle 13: Werte der elastischen Konstanten in GPa. Schätzwerte aus Schallgeschwindigkeiten in ausgezeichneten Richtungen als Startwerte der Regression, resultierende Endwerte (bei Schrittweite SW=0.1) und Veränderung zwischen Start- und Endwert.

Konstanten	c11	c33	c44	c13	c66
Startwerte	19.8	48.1	5.33	7.78	4.86
Endwerte bei Delta = $10^{-9}$ (SW=0.1)	<b>19.04</b>	<b>47.86</b>	<b>5.332</b>	<b>8.989</b>	<b>4.674</b>
Unterschied zwischen Start- und Endwert	4%	0.5%	0%	13%	4%

### 5.2.3.4. Konvergenz und Güte der Regression

#### Konvergenz

Die Entwicklung der Parameter während der Regression zeigt Bild 68. Es gibt den relativen Unterschied zwischen aktuellem Parameterwert und dem Endwert der Iteration wieder, aufgetragen über die (sinkende) Größenordnung der Iterationsschrittweite.

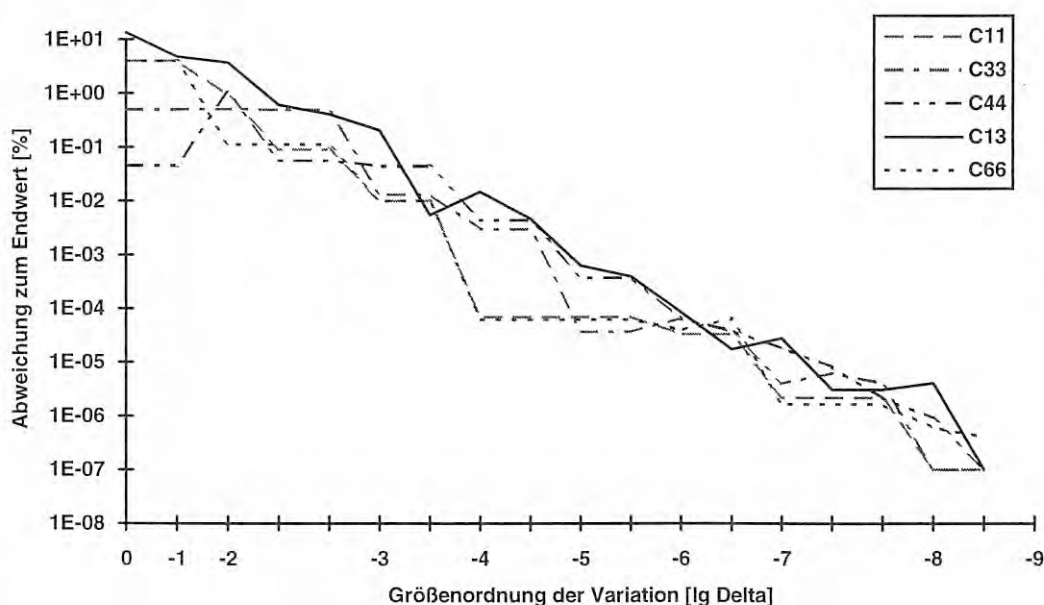


Bild 68: Anpassung der elastischen Konstanten als Regressionsparameter an die Gesamtheit der gemessenen Schallgeschwindigkeiten: Abnahme der Differenz zwischen dem aktuellen Wert jedes Parameters und seines jeweiligen Endwertes.



Die Differenz zwischen dem aktuellen Wert jedes Parameters und seinem Endwert nimmt im wesentlichen monoton ab, der Regressionsprozeß ist also "gutmütig" konvergent. Eine Ausnahme bildet der empfindliche Parameter  $c_{13}$ , dessen Wert zwar ebenfalls konvergiert, aber auch innerhalb einer Größenordnung des Anpassungsprozesses (d. h. bei konstanter Schrittweite) mehrfach nicht-monoton angepaßt werden muß.

Aus Bild 68 geht ferner hervor, daß die Genauigkeit der Endwerte in groben Zügen, d. h. über acht Größenordnungen gemittelt, der Iterationsschrittweite folgt: Eine Senkung der Schrittweite um acht Größenordnungen bewirkt auch eine Abnahme in den Parameterdifferenzen von etwa acht Größenordnungen.

Die Matrix der elastischen Konstanten hat damit folgende Gestalt:

$$(c_{ij}) = \begin{pmatrix} 19.0 & 9.69 & 8.99 & 0 & 0 & 0 \\ 9.69 & 19.0 & 8.99 & 0 & 0 & 0 \\ 8.99 & 8.99 & 47.9 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 5.33 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 5.33 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 4.67 \end{pmatrix} \text{ GPa} \quad (5.15)$$

(mit  $c_{12} = c_{11} - 2 c_{66}$ ).

Tabelle 14: Vergleich zwischen den Meßwerten der Phasengeschwindigkeiten aller drei Polarisationen und den aus den elastischen Konstanten errechneten Werten für die verschiedenen Winkel zwischen der Wellennormalen und der Faserrichtung,  $\Theta$

$\Theta$	$V_p(\text{long})$ gemess.	$V_p(\text{long})$ gerech.	Diff.	$V_p(qT_1)$ gemess.	$V_p(qT_1)$ gerech.	Diff.	$V_p(T_2)$ gemess.	$V_p(T_2)$ gemess.	Diff.
0	4995	4980	15	1659	1662	-3	1658	1662	-4
10	4915	4920	-5	1698	1703	-5	1649	1659	-10
20	4756	4746	10	1811	1815	-4	1652	1650	2
30	4511	4468	43	1978	1967	11	1636	1636	0
40	4074	4109	-35	2110	2122	-12	1631	1619	12
45	3896	3913	-17	2177	2187	-10	1599	1610	-11
50	3713	3716	-3	2221	2234	-13	1579	1601	-22
60	3341	3376	-35	2217	2228	-11	1575	1583	-8
70	3202	3194	8	2089	2042	47	1585	1569	16
80	3157	3146	11	1784	1783	1	1562	1559	3
90	3155	3141	14	1669	1662	7	1555	1556	-1

Tabelle 14 vergleicht die Werte der Phasengeschwindigkeiten, die aus Messungen gewonnen werden, mit denjenigen Werten, die sich aus den elastischen Konstanten nach deren Anpassung theoretisch errechnen lassen. Dabei zeigt sich die hohe Güte der Regression durch den hohen Wert des Bestimmtheitsmaßes  $r^2$ :

$$r^2 : 0,9999$$

$$\text{mittlere Abweichung: } 12 \text{ m/s}$$

Die Güte der Regression wird wesentlich von der Frage beeinflusst, wie genau die theoretisch unterstellte Symmetrie auch tatsächlich den realen Gegebenheiten entspricht. Ist die in der Modellierung zugrundegelegte Symmetrie tatsächlich nicht vorhanden, so lassen sich die Parameter zwar immer noch optimieren, aber nur mit einem niedrigeren Regressionskoeffizienten. Dessen hoher Wert berechtigt daher zu der Feststellung, daß das Modell des hexagonalen Einkristalls die Bedingungen in den vorliegenden unidirektionalen GFK-Proben gut modelliert.

### Stabilität

Trotz des Vorhandenseins plausibler Startwerte muß überprüft werden, wie empfindlich der Algorithmus der Parameteranpassung auf Ungenauigkeiten der Startwerte reagiert, die ja immerhin in der Spanne von weniger als einem Promille bis über 13 % Abweichungen von den ermittelten Endwerten aufweisen. Ferner ist eine eventuelle Abhängigkeit von der Schrittweite der Anpassung zu prüfen. Dazu wurden Fitläufe mit folgenden ungenauen Startwerten vorgenommen:

- alle Startwerte um 15% erhöht
- alle Startwerte um 15% erniedrigt
- Startwerten um 10% zufällig verfälscht

Die Wahl von 15 % Variation wurde getroffen, da bei der Regression mit optimalen Startwerten eine Differenz zwischen Start- und Endwert von bis zu 13 % festzustellen war.

Es zeigte sich, daß der Regressionsalgorithmus außerordentlich stabil gegen diesen Einfluß ist: Die Endwerte entsprachen bis auf  $10^{-6}$  % und besser den Ergebnissen mit optimalen Startbedingungen.

### Fehlerfortpflanzung

Während bei der linearen und der exponentiellen Regression einfache Gesetzmäßigkeiten bezüglich der Fehlerfortpflanzung bestehen, sind diese Zusammenhänge bei nichtlinearen Abhängigkeiten komplizierter [199], besonders für den vorliegenden Fall mit mehreren verschiedenen analytischen Zusammenhängen, die gleichzeitig zu erfüllen sind. Daher wurde die Entwicklung von Fehlern in den Eingangsgrößen empirisch untersucht.

Einerseits wurde untersucht, wie sich *systematische* Fehler in der Meßmethode auswirken, die dadurch gekennzeichnet sind, daß alle gemessenen Werte einsinnig um einen bestimmten Wert falsch sind (sei es additiv oder multiplikativ). Dazu wurden alle Schallgeschwindigkeitswerte jeweils einmal um 5 % erhöht bzw. erniedrigt und eine Regression durchgeführt. Eine solche Änderung führte zu einer Erhöhung um gut 10 % bzw. einer Erniedrigung um knapp 10 % in den elastischen Konstanten, und zwar für *alle* Parameter gleichermaßen, vgl. Tabelle 15. Das Verhalten der Fehlerfortpflanzung ähnelt damit demjenigen isotroper Medien, für welche der quadratische Zusammenhang  $E = c$

Der Einfluß von "Ausreißen" (bei der Aufnahme der Meßwerte, aber auch bei der Probenpräparation oder -homogenität) wurde untersucht, indem die Meßwerte der Phasengeschwindigkeiten für die 30°- und für die 60°-Probe um jeweils 20 % erhöht wurden, und zwar für alle drei Polarisationen. Dies führte zu einer gleichmäßigen Veränderung aller angepaßten Konstanten um 4%, wie ebenfalls Tabelle 16 gezeigt.

Tabelle 15: *Abhängigkeit der rekonstruierten elastischen Konstanten von einer systematischen Verfälschung und von Ausreißen bei den Eingangswerten*

Konstante	c11	c33	c44	c13	c66
optimaler Wert [Gpa]	19.0	47.9	5.33	8.99	4.67
Schallgeschwindigkeiten um 5% erhöht [Gpa]	21.0	52.8	5.88	9.91	5.15
Schallgeschwindigkeiten um 5% erniedrigt [Gpa]	17.2	43.2	4.81	8.11	4.22
Unterschied bei Erhöhung	10.5 %	10.2 %	10.3 %	10.2 %	10.3 %
Unterschied bei Erniedrigung	9.5 %	9.8 %	9.8 %	9.8 %	9.6 %
Schallgeschwindigkeiten mit "Ausreißen" versehen	19,8	49,9	5,56	9,36	4,87
Unterschied	4,0 %	4,0 %	4,1 %	4,0 %	4,1 %

Zur Berechnung der in (5.15) gegebenen elastischen Konstanten werden als Phasengeschwindigkeiten die Mittelwerte aus den Durchschallungs- und Impuls-Echo-Messungen herangezogen.

### 5.3. Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit den theoretischen Vorhersagen bei der Senkrechteinschallung

#### 5.3.1. Phasengeschwindigkeiten

Nach Ermittlung der elastischen Konstanten können umgekehrt wieder aus den Gleichungen (5.7) und (5.8) die zu erwartenden Phasengeschwindigkeiten berechnet werden. Daß diese berechneten Werte in der Tendenz mit den Meßwerten übereinstimmen ist nicht weiter verwunderlich, aber an der Güte, mit der sie dies tun, kann die Eignung des zugrunde gelegten Modells abgelesen werden. Bild 69 vergleicht daher die gemessenen Phasengeschwindigkeiten (Symbole, Werte aus Tabelle 7, Seite 61) mit den Werten, die sich aus den elastischen Konstanten ergeben. Bemerkenswert ist, *wie gut* diese Anpassung möglich ist. Im Diagramm ist die Phasengeschwindigkeit gegen den Einfallswinkel aufgetragen, also den Winkel zwischen der Wellennormalen der einfallenden Welle und der Oberflächennormalen. Dies entspricht dem Winkel zwischen der Wellennormalen der sich im GFK ausbreitenden Welle und der Faserrichtung.

Augenfällig ist, daß sich die Longitudinalwelle in Faserrichtung ungefähr mit der Schallgeschwindigkeit in Glas bewegt ( $5 \text{ mm}/\mu\text{s}$ ), während sie sich quer dazu ungefähr mit der des Matrixharzes ausbreitet ( $3 \text{ mm}/\mu\text{s}$ ). Ferner ist das nichtmonotone Verhalten der quasi-Transversalwelle und die Entartung der beiden Transversalwellenmoden bei  $\Theta=0^\circ$  erkennbar.

Aus den berechneten Phasengeschwindigkeiten lassen sich im Polardiagramm die Meridianschnitte der Normalenflächen berechnen, wie sie in Bild 70 gezeigt sind.

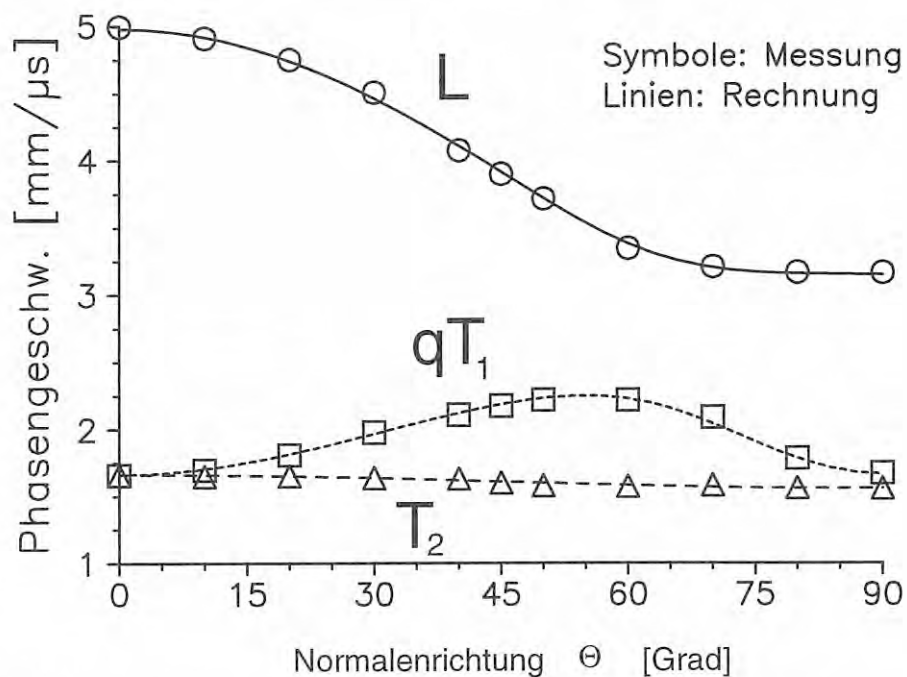


Bild 69: Vergleich der gemessenen (Symbole) mit den aus den angepassten elastischen Konstanten errechneten Phasengeschwindigkeiten. Die Richtung der Wellennormalen wird angegeben als Winkel  $\Theta$  zur Faserrichtung.

Normalenflächen in UD-GFK

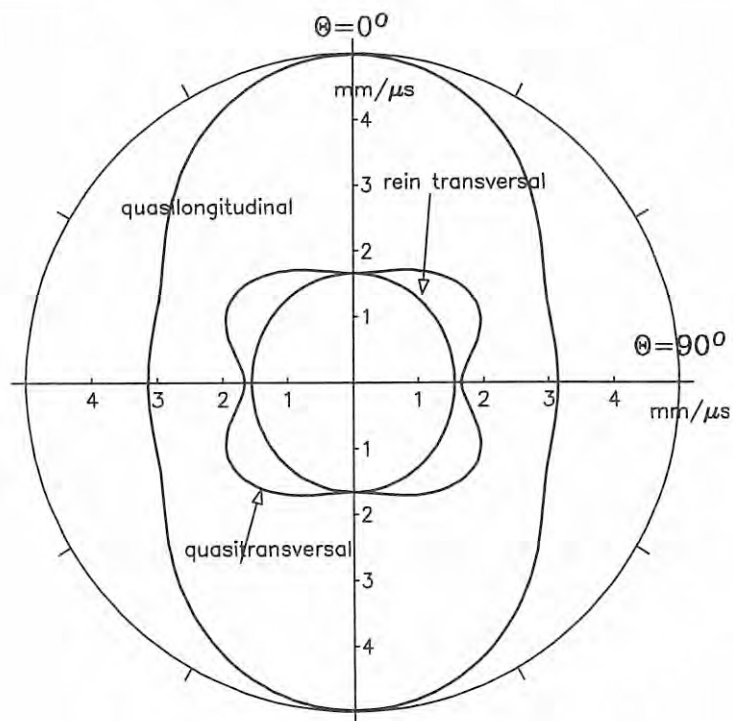
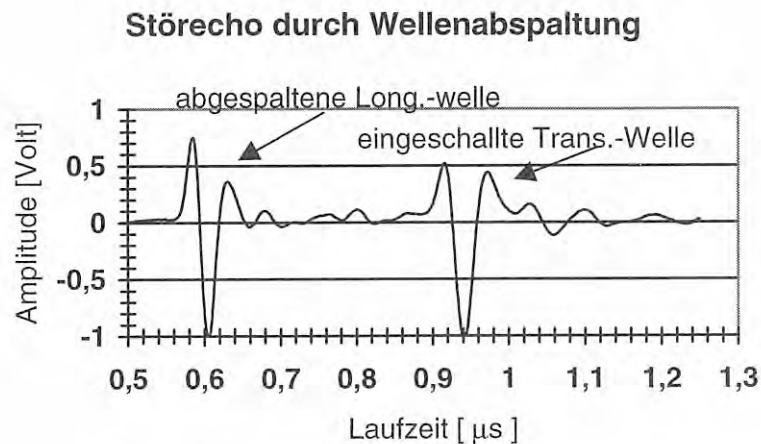


Bild 70: Phasengeschwindigkeiten der drei Wellenmoden im Polardiagramm (Normalenflächen).  $\Theta$  ist der Winkel zwischen der Richtung der Wellennormalen und der Faserrichtung.

Aus den Gleichungen (5.7) und (5.8) lassen sich als Eigenvektoren die Teilchenauslenkungen berechnen. Damit kann die Abweichung der Polarisierungen im Vergleich zum isotropen Fall - also die Abweichung von der Richtung des Wellenvektors - berechnet werden, indem der Winkel zwischen den Eigenvektoren und den zugehörigen Richtungen des Wellenvektors bestimmt wird. Gewissermaßen wird damit das Ausmaß des "Quasi"-Charakters, die Abweichung von der reinen Longitudinal- bzw. Transversalwelle quantifiziert. Bild 71 zeigt diese - berechnete - Abweichung für die L- und  $qT_1$ -Moden, welche Quasi-Charakter besitzen. Die rein polarisierte  $T_2$ -Transversalmode zeigt keine solche Abweichung. Dieser Umstand ist besonders deswegen wichtig, da dieser Quasi-Charakter die Grundlage für die starke Modenabspaltung bildet, die die Ultraschallprüfung in GFK so unübersichtlich machen kann (Bild 72):



*Bild 72: Modenkopplung bei Senkrechteinschallung: Die senkrecht eingeschallte Transversalwelle erzeugt durch Brechung (Modenabspaltung) eine Longitudinalwelle mit ungefähr gleicher Amplitude.*

Bild 71 zeigt, daß diese Polarisationsabweichung im vorliegenden Material bis zu knapp 23 Grad ausmacht, wobei sie für Longitudinalwellen und Transversalwellen gleich ist (aufgrund der Orthogonalitätsbeziehung). Große Bedeutung hat die Polarisationsabweichung für Fragen nach der Wahl des optimalen Einschallwinkels, da die Reflektivität eines Reflektors in Abhängigkeit von der Anschallungsrichtung wegen der Punktrichtwirkung von der Polarisation der einfallenden Welle bestimmt wird

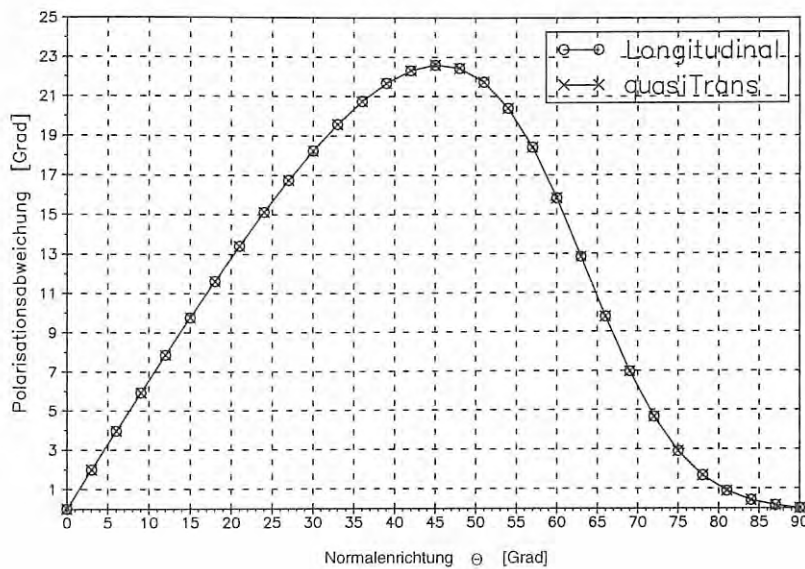


Bild 71:

Abweichung der Teilchenauslenkungen bzw. Polarisierungen für die L- und  $qT_1$ -Moden vom Verhalten im Isotropen (dem Betrage nach). Die  $T_2$ -Welle als reiner Mode zeigt keine solche Abweichung.  $\Theta$  ist der Winkel zwischen der Richtung der Wellennormalen und der Faserrichtung.

### 5.3.2. Gruppengeschwindigkeit

Bei der Betrachtung der Ausbreitungsrichtung eines Ultraschallsignals als Energiepaket muß zunächst unterschieden werden zwischen der *Energiegeschwindigkeit*, mit der sich die elastische Energie im Medium fortpflanzt, und der Gruppengeschwindigkeit des Ebene-Wellen-Ansatzes. In einem kontinuierlichen anisotropen, aber nicht streuenden und nicht absorbierenden Medium stimmt die Ausbreitungsrichtung der Gruppengeschwindigkeit mit der der Energiegeschwindigkeit jedoch überein, wie im Anhang ausgeführt (A.43).

Die Gruppengeschwindigkeit kann dann aus

$$\mathbf{V}_g = - \frac{\nabla_{\mathbf{k}} \Omega}{\partial \Omega / \partial \omega}$$

gewonnen werden (A.31).

Ist das Material anisotrop, so können die Richtungen von Gruppengeschwindigkeit und Wellennormale voneinander abweichen. Dann hat die Phasengeschwindigkeit, die ja gemäß (A.42) und (A.43) die Projektion der Gruppengeschwindigkeit auf die Wellennormale  $\mathbf{l}$  ist (siehe Bild 73), immer einen kleineren Betrag als die Gruppengeschwindigkeit, und zwar um so kleiner, je größer der Ablenkwinkel  $\Delta$  zwischen Gruppengeschwindigkeit und Wellennormale ist.



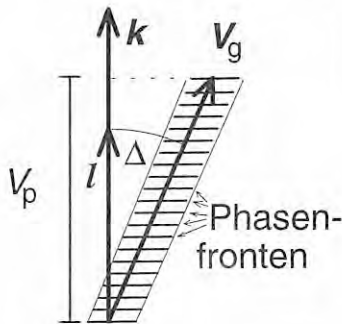


Bild 73:

Die Phasengeschwindigkeit  $V_p$  ist der Betrag des Anteils der Gruppengeschwindigkeit  $V_g$  in Richtung des Wellenvektors  $\mathbf{k}$ . Sie entspricht der Projektion der Gruppengeschwindigkeit auf die Wellennormale, der Winkel zwischen beiden ist der Ablenkwinkel  $\Delta$ .

Den Betrag der Gruppengeschwindigkeit kann die Phasengeschwindigkeit nur erreichen, wenn die Energie in Richtung der Wellennormale transportiert wird. In Formeln:

$$\begin{aligned} |\mathbf{V}_g| &\geq V_p \text{ und} \\ |\mathbf{V}_g| &= V_p \Leftrightarrow \mathbf{V}_g \parallel \mathbf{k}. \end{aligned} \quad (5.16)$$

Da zu jeder Orientierung der Wellennormalen bis zu drei unterschiedliche Phasengeschwindigkeiten als Nullstellen in (A.14) auftreten können, sind auch drei verschiedene Gruppengeschwindigkeiten und drei verschiedene Ablenkwinkel für eine Orientierung der Wellennormalen möglich [59].

Aus diesem Zusammenhang ergibt sich die im folgenden beschriebene geometrische Konstruktion zum Zusammenhang zwischen Strahlenfläche und Normalenfläche sowie der Gruppen- und Phasengeschwindigkeiten, die in dieser Arbeit auf ihre Tauglichkeit geprüft wurde.

### 5.3.3. Konstruktive Gewinnung der Gruppengeschwindigkeiten

Wird für ein anisotropes Medium die Phasengeschwindigkeit in Kugelkoordinaten aufgetragen, also für jede Raumrichtung derjenige Wert der Phasengeschwindigkeit, den eine Schallwelle mit Wellennormale in dieser Richtung hat, so ergibt sich (wegen der drei möglichen Phasengeschwindigkeiten für eine Orientierung der Wellennormalen) eine i. a. dreischalige, geschlossene Fläche, die *Normalenfläche*.

Bei Auftragen des Kehrwertes der Phasengeschwindigkeit (also  $|\mathbf{k}|/\omega$ ), ergibt sich die Inverse Normalenfläche (englisch *slowness surface*). Eine entsprechende Darstellung der Gruppengeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Richtung des Energietransports liefert die *Strahlenfläche*.

Im akustisch anisotropen Medium sind diese Flächen i. a. nicht sphärisch. Die folgenden Beziehungen gestatten die Konstruktion der einen Fläche aus der jeweils anderen Beziehungen zwischen ihnen, sowie die Ableitung wichtiger Größen der Schallausbreitung.

Wegen (A.42) und (A.43) zusammen mit  $|\mathbf{l}| = 1$  ist (vgl. Bild 73)

$$V_p = |\mathbf{V}_g| \cdot \cos \Delta. \quad (5.17)$$

Also muß die Strahlenfläche in jedem Punkt tangential zu Ebenen sein, die senkrecht auf  $V_p \cdot \mathbf{l}$  stehen (siehe Bilder 73 und 74), die Strahlenfläche ist also die *Hüllfläche* der Normalenfläche. Umgekehrt ist die Normalenfläche die *Fußpunktsfläche* der Strahlenfläche ([204, 201]), d. h. jedes Element der Strahlenfläche für eine gegebene Richtung liegt tangential zu den Phasenfronten einer ebenen Welle, deren Energietransport in dieser Richtung erfolgt. Der zugehörige, senkrecht zu diesen Phasenfronten orientierte Wellenvektor steht somit immer senkrecht auf der Strahlenfläche, siehe Bild 74. Dies erlaubt die gegenseitige Konstruktion der einen Fläche aus der jeweils anderen wie in Bild 74 gezeigt.

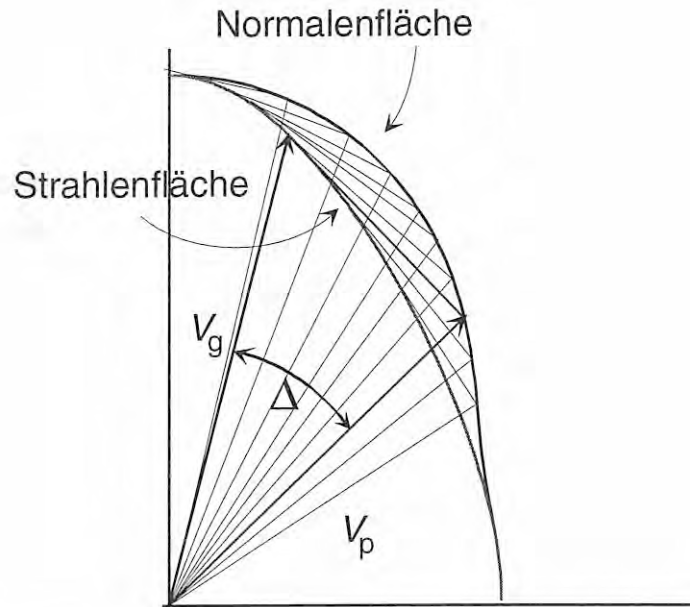


Bild 74: Beziehung zwischen der Normalenfläche als Fußpunktsfläche und der Strahlenfläche als zugehöriger Hüllfläche für die Longitudinalwelle in UD-GFK

Im akustisch anisotropen Medium kommt es für die wirklich stattfindende Schallausbreitung auf die Richtung des Energietransports, also die Richtung der Gruppengeschwindigkeit  $\mathbf{v}_g$  an. Diese ist immer senkrecht zur inversen Normalenfläche, weil die Richtung des Differentialquotienten

$$\mathbf{v}_g = \frac{\partial \omega}{\partial \mathbf{k}} \quad (5.18)$$

eine Senkrechte auf der inversen Normalenfläche ist. Der Gradient einer reellwertigen Funktion mehrerer Veränderlicher steht nämlich immer senkrecht auf den Niveaulächen dieser Funktion, und die inverse Normalenfläche ist nach (A.11) aus dem Anhang gerade eine Niveauläche  $\Omega = 0$  der Funktion  $\Omega(\mathbf{k}) = \left| \kappa^2 \Gamma - \rho \omega^2 \mathbf{I} \right|$ . Sind die Phasengeschwindigkeiten z. B. durch Messung bekannt, so kann die Richtung (nicht der Betrag) der Energieausbreitung diesem Zusammenhang entnommen werden, wie in Bild 75 gezeigt.

Ist die Phasengeschwindigkeit als Funktion der Ausbreitungsrichtung innerhalb eines Quadranten monoton, so ist die zugehörige inverse Normalenfläche überall konvex, und zu jeder Richtung des Wellenvektors  $\mathbf{k}$  gehört genau eine Richtung des Energietransports. Andernfalls ist dieser Zusammenhang mehrdeutig. Zwar entspricht jeder Richtung des Wellenvektors auch dann eine Richtung der Gruppengeschwindigkeit, jedoch kann eine Richtung der Gruppengeschwindigkeit von verschieden orientierten Wellenvektoren hervorgerufen werden, vgl. Bild 76, Punkte 1,2,3.

Die Strahlenfläche weist für die entsprechenden Richtungen der Gruppengeschwindigkeit Mehrdeutigkeiten auf, und bildet "Taschen" (englisch *cusps*).

Das ist in Bild 77 anhand der originalen Konstruktionszeichnungen und der realen Meßdaten gezeigt, rechts für die quasipolarisierte Transversalwelle  $qT_1$ , links für die Longitudinalwelle. Bei dem monotonen Zusammenhang zwischen der Phasengeschwindigkeit und dem Winkel zwischen der Wellennormalen und der Faserrichtung für die Longitudinalwelle treten diese "Taschen" nicht auf.

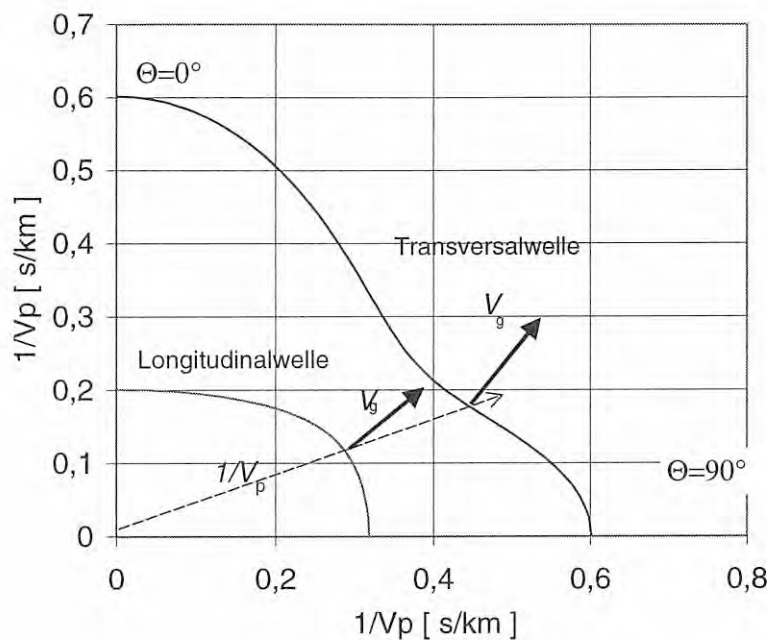


Bild 75:  
Die Gruppengeschwindigkeit  $V_g$  steht immer senkrecht auf der inversen Normalenfläche, und kann daher ihrer Richtung nach aus gemessenen Phasengeschwindigkeiten aus der konstruierten inversen Normalenfläche für jede Richtung der Wellennormale bestimmt werden.  $\Theta$  ist der Winkel zwischen der Wellennormalen und der Faserrichtung.

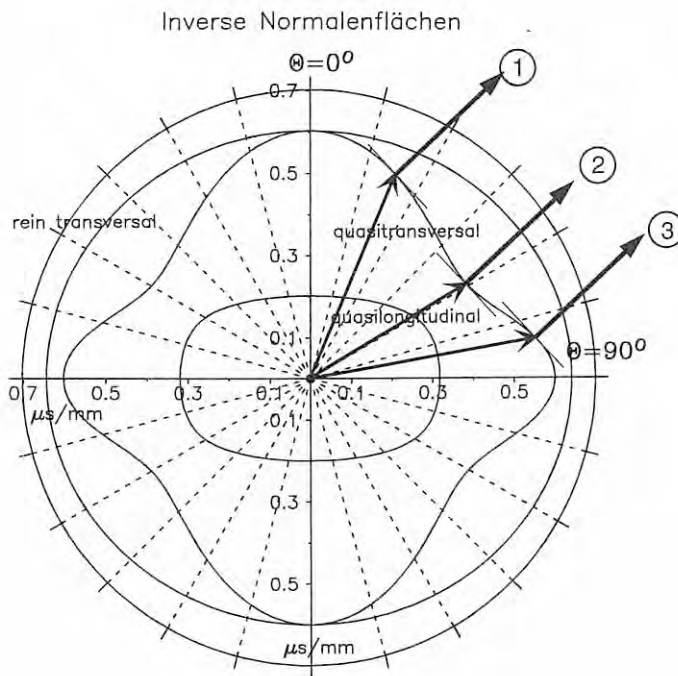


Bild 76:  
Schnitte durch die inversen Normalenflächen für hexagonale Symmetrie (Werte für UD-GFK). Aufgetragen ist der Kehrwert der Phasengeschwindigkeit über der Orientierung der Wellennormalen relativ zur Faser (horizontal=0°, vertikal=90°) im Polardiagramm. Verschiedene Orientierungen des Wellenvektors (grau) können die gleiche Richtung der Gruppengeschwindigkeit (1,2,3) verursachen, wenn die zugehörige inverse Normalenfläche konvexe und konkave Abschnitte besitzt, denn die Gruppengeschwindigkeit steht immer senkrecht auf ihr.  $\Theta$  ist der Winkel zwischen der Wellennormalen und der Faserrichtung.

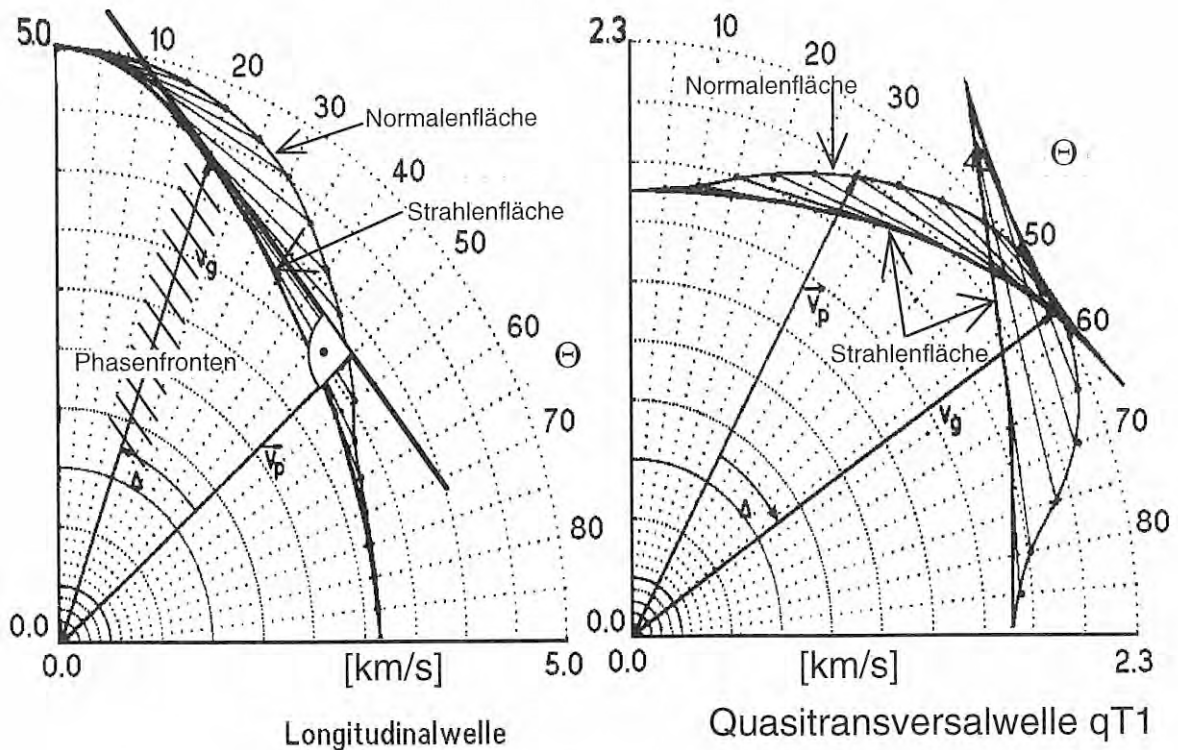


Bild 77: Normalen- und Strahlenfläche für die quasitransversale Polarisierung aus dem oberen Bildteil. Da mehrere Wellenvektoren die gleiche Gruppengeschwindigkeit ergeben können, ergeben sich "Taschen" in der Strahlenfläche (Bilder nach [54]).  $\Theta$  ist der Winkel zwischen der Wellennormalen und der Faserrichtung.

### 5.3.4. Vergleich von Messung, Konstruktion und Rechnung

### 5.3.5. Gruppengeschwindigkeiten

Für die Bestimmung der Gruppengeschwindigkeitsvektoren, d. h. Betrag und Richtung der Energieausbreitung, bestehen zwei Möglichkeiten: Erstens die Errechnung aus den elastischen Konstanten wie im Anhang beschrieben nach Formel (A.35) und (A.38), sowie zweitens die Ermittlung auf dem Wege der graphischen Konstruktion wie hier geschildert. Beide Wege wurden beschritten, die jeweiligen Ergebnisse vergleicht Bild 78 in kartesischen Koordinaten. Die graphische Ermittlung liefert für die Bereiche mäßiger Veränderung der Schallgeschwindigkeit recht gute Ergebnisse, jedoch in Bereichen starker oder abrupter Veränderungen der Schallgeschwindigkeiten mit dem Einfallswinkel treten Ungenauigkeiten auf. Dies ist beispielsweise für die Longitudinalwelle im Bereich  $\Theta=45^\circ$  bis  $\Theta=60^\circ$  der Fall. Die Gruppengeschwindigkeit der reinen  $T_2$ -Transversalwelle wird genau ermittelt, für die quasitransversale  $qT_1$ -Welle ergeben sich in den nicht-monotonen Bereichen der Phasengeschwindigkeiten "Taschen" in der Strahlenfläche, bei denen die Konstruktion ungenau wird. In Bild 79 sind die Meridianschnitte der Strahlenflächen, also die gerechneten Gruppengeschwindigkeiten in Polarkoordinaten, für das untersuchte GFK dargestellt, in Bild 80 sind die aus diesen Daten gewonnenen Strahlenflächen gezeigt.

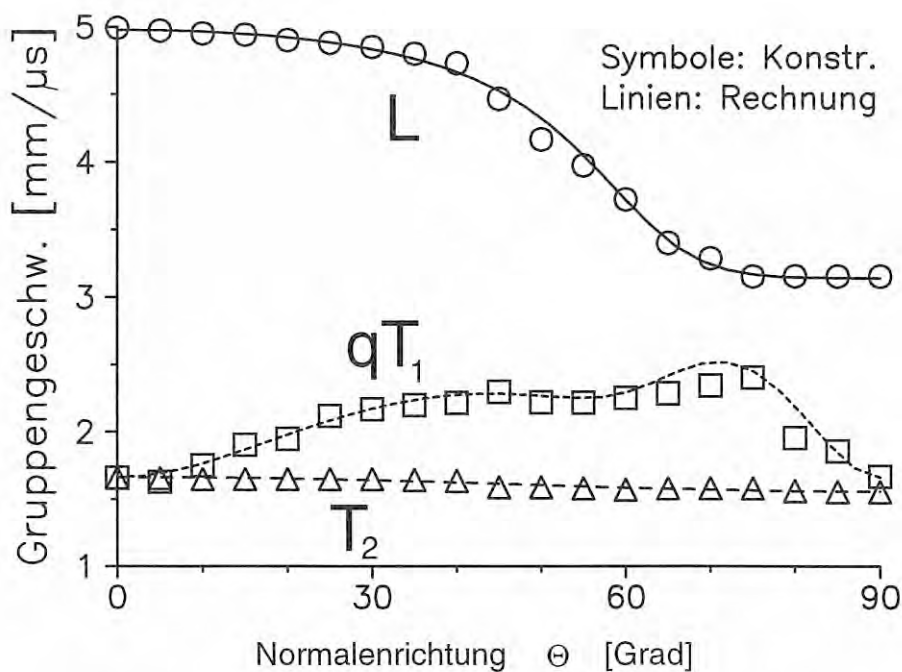


Bild 78: Vergleich der Gruppengeschwindigkeiten als Funktion der Richtung der Wellennormalen (Normalenrichtung) bezogen auf die Faserrichtung: aus den elastischen Konstanten errechnet (durchgezogen) bzw. durch Konstruktion gewonnen (Symbole)

## Strahlenflächen in UD-GFK

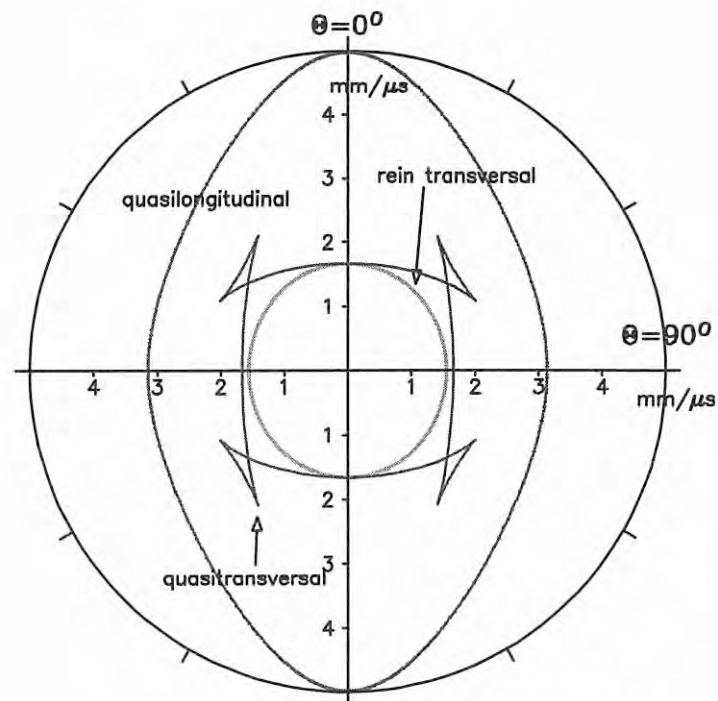


Bild 79: Gruppengeschwindigkeiten der drei Wellenmoden im Polardiagramm

### 5.3.6. Schallbündelablenkung

Nachdem die Gruppengeschwindigkeit nach Betrag und Richtung bestimmt ist, sei es durch Konstruktion oder Rechnung, kann auch der Winkel zwischen Wellennormale und Energieausbreitung, der Ablenkwinkel, bestimmt werden, der ja wie weiter oben beschrieben auch vermessen wurde.

Bild 81 zeigt die einerseits rechnerisch aus den elastischen Konstanten ermittelten und andererseits die konstruktiv graphisch bestimmten Ablenkwinkel. Im Falle mäßiger und vor allem monotoner Geschwindigkeitsänderungen ( $T_2$ -Welle und kleine Einfallswinkel der L-Welle) liefert die Konstruktion gute Resultate, im Fall sich stark ändernder Schallgeschwindigkeiten bzw. eines nicht-monotonen Verlaufs (Taschen im Polardiagramm) versagt sie.

Ebenfalls auffällig ist dabei, daß die reine  $T_2$ -Welle praktisch keiner Schallbündelablenkung unterliegt, während die Energieausbreitungsrichtung der  $qT_2$ -Transversalmode je nach Orientierung der Wellennormalen relativ zur Faser (Winkel  $\Theta$ ) eine erhebliche Ablenkung zur Faser hin (nega-

tive Werte), bzw. von der Faser weg (positiv) erfährt. Negative Winkel bedeuten dabei immer eine Ablenkung der Energieausbreitungsrichtung von der Oberflächennormalen weg und zur Faser hin, positive Winkel bezeichnen eine Ablenkung von der Faser weg.

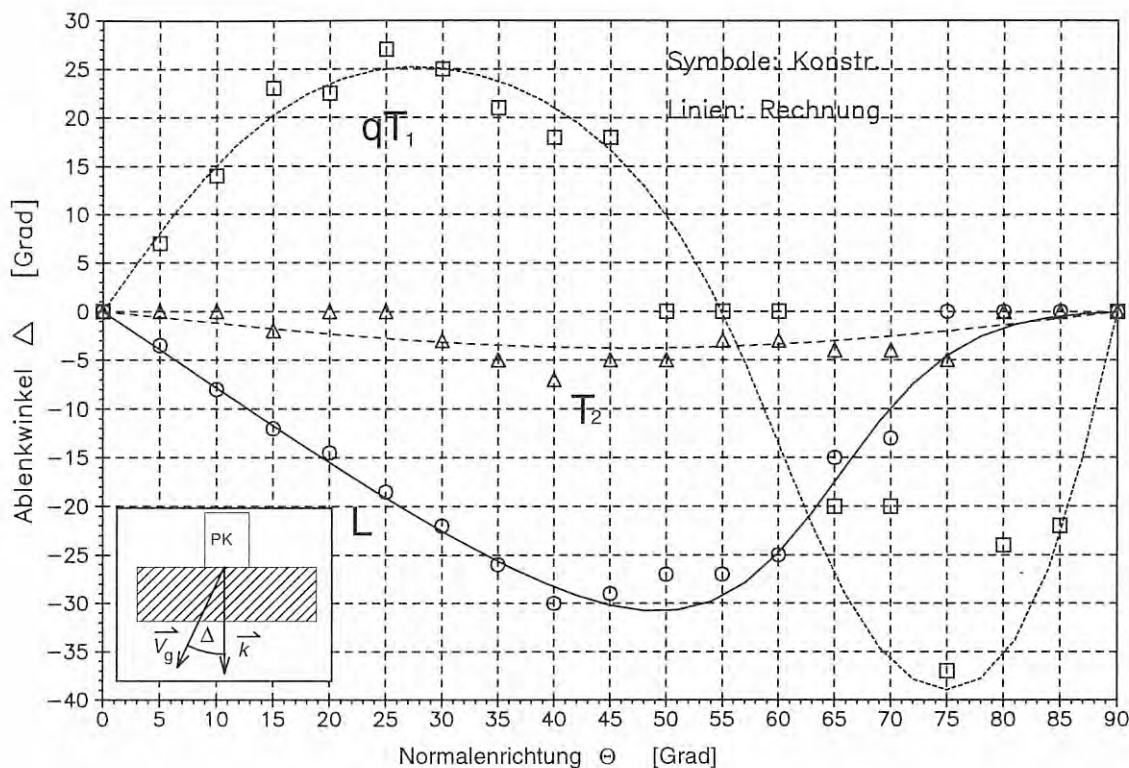


Bild 81: Ablenkung des Energieflusses von der Wellennormalen für die drei Wellenmoden als Funktion der Richtung der Wellennormalen (Normalenrichtung) bezogen auf die Faserrichtung.

### a) Messung der Longitudinalwellenablenkung

Die Schallbündelablenkung der Longitudinalwelle ist in Bild 82 als Vergleich der gemessenen mit den gerechneten und den grafisch konstruierten Werten wiedergegeben. Die Energieausbreitungsrichtung weicht für die Longitudinalwelle von der Wellennormalen einsinnig in Richtung der Faser von bis zu  $30^\circ$  ab. Hervorzuheben ist, daß sich die Bündelablenkung nicht unmittelbar aus den elastischen Konstanten ergibt; vielmehr handelt es sich bei ihr um eine durch einen komplizierten nichtlinearen Zusammenhang abgeleitete Größe (nämlich nach den Formeln (A.26) und (A.27) zusammen mit (A.31)). Die gute Übereinstimmung zwischen Messung und Rechnung ist daher nicht selbstverständlich, sondern zeigt die gute Eignung des verwendeten Modells zur Beschreibung der wirklichen Schallausbreitung.



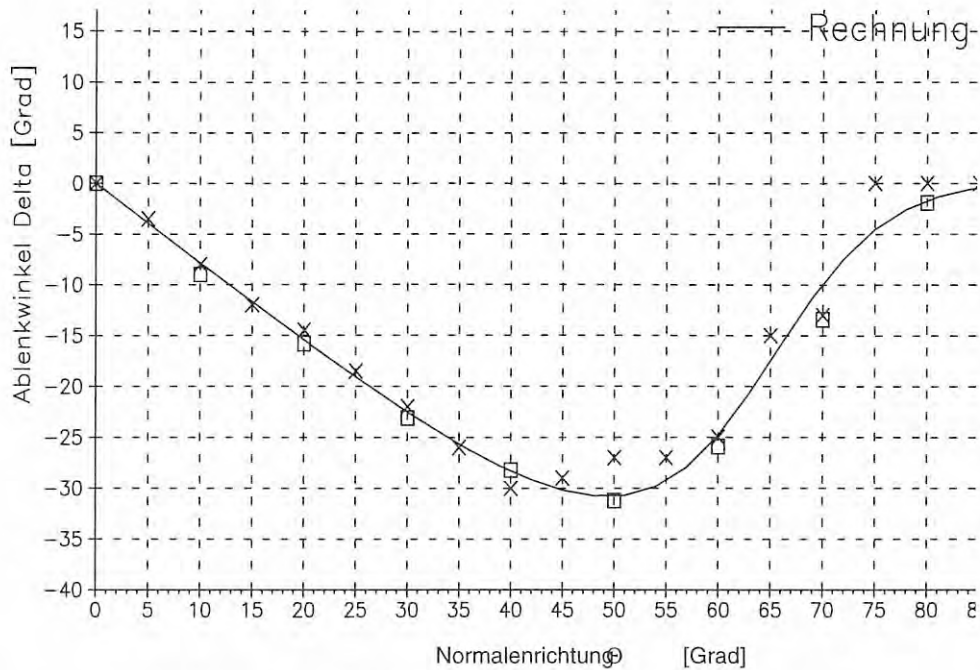


Bild 82: Schallbündelablenkung der Longitudinalkomponente gerechnet, konstruiert und gemessen wie in Bild 28 skizziert, als Funktion der Richtung der Wellennormalen (Normalenrichtung) bezogen auf die Faserrichtung.

### b) Messung der Transversalwellenablenkung

Die Ergebnisse der Messungen zur Ablenkung der quasi-Transversalwelle, die mit den drei Regressionsvarianten aus Echodynamiken ermittelt wurden, sind für alle Winkel in Bild 83 den theoretischen Werten gegenübergestellt. Erkennbar wird weitgehende Übereinstimmung in den verschiedenen Regressionsverfahren, sowie ungefähre Übereinstimmung zwischen Handmessung und Rechnung (Die Fehlerbalken repräsentieren jeweils +/- einfache Standardabweichung).

Wie weiter oben ausführlich geschildert, wurde zur Steigerung der Meßgenauigkeit die berührungslose C-Bild-Technik zur Bestimmung der Transversalwellenablenkung eingesetzt. Bild 84 zeigt, wie gut die Übereinstimmung zwischen den Werten für die Bündelablenkung, die aus den C-Bildern ermittelt wurden (Symbole), und der theoretisch errechneten Schallbündelablenkung nach Bild 81 tatsächlich ist.

Schallbündelablenkung einer vertikal polarisierten Transversalwelle in GFK, berechnet und gemessen

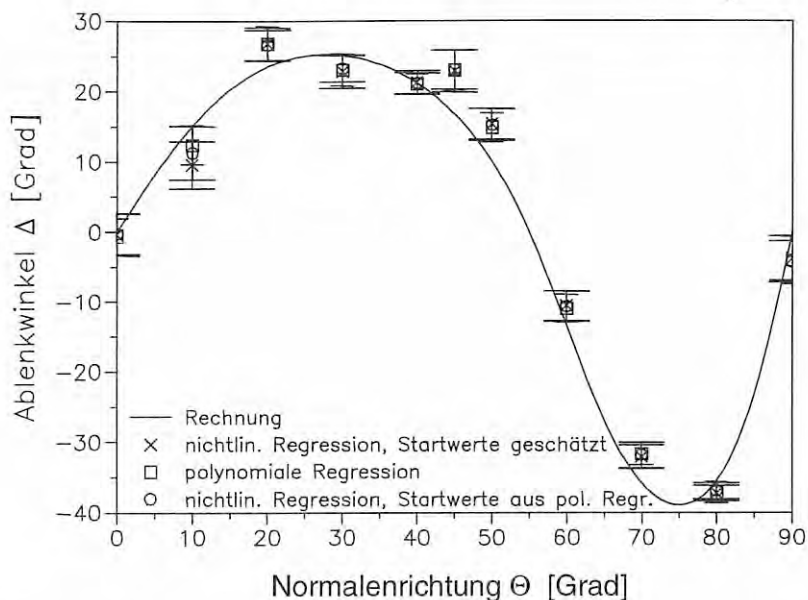


Bild 83: Schallbündelablenkung der  $qT_1$ -Transversalwelle. Ergebnisse von Handmessungen (Symbole) und theoretische Werte (Linie) wie in Bild 81 als Funktion der Richtung der Wellennormalen (Normalenrichtung) bezogen auf die Faserrichtung.

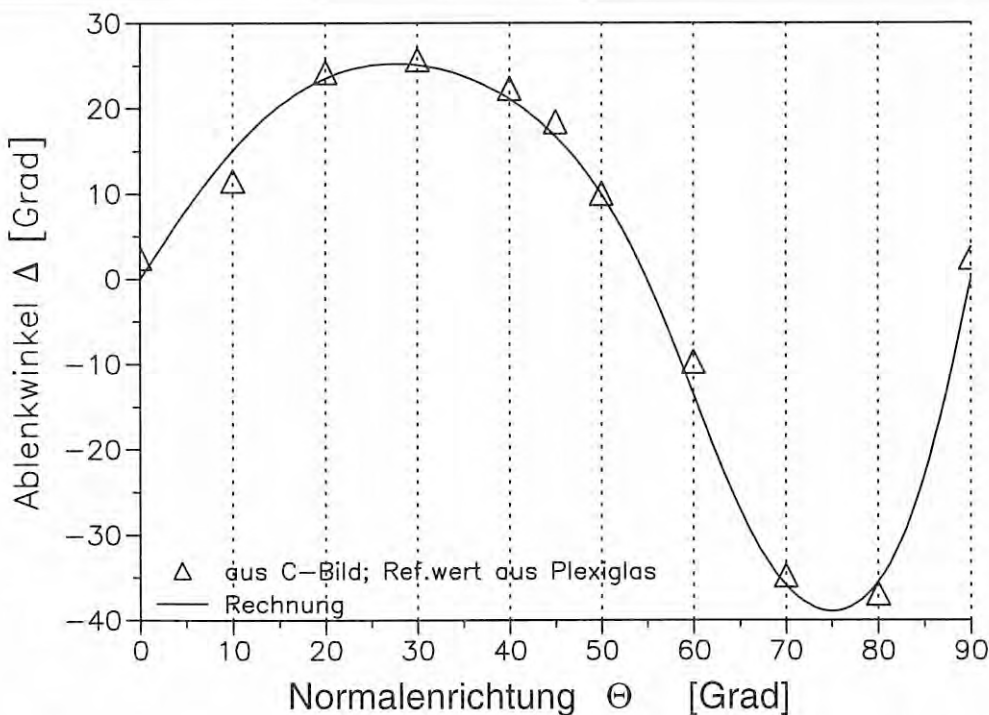


Bild 84: Schallbündelablenkung der  $qT_1$ -Transversalwelle als Funktion der Richtung der Wellennormalen (Normalenrichtung) bezogen auf die Faserrichtung in GFK, Messung und Rechnung im Vergleich: Die Übereinstimmung zwischen den aus den C-Bildern ermittelten Schallbündelablenkung einerseits und der theoretisch errechneten Schallbündelablenkung andererseits ist recht gut.

Schallbündelablenkung einer vertikal polarisierten Transversalwelle in GFK,  
berechnet und gemessen

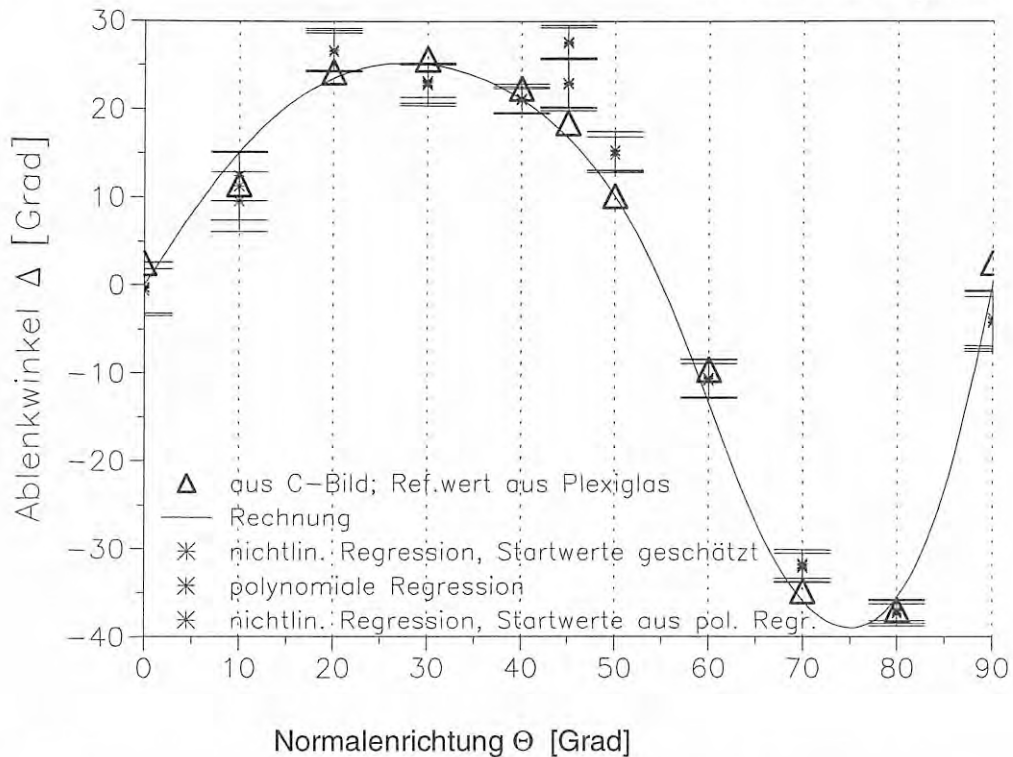


Bild 85: Vergleich der beiden Meßverfahren zur Schallbündelablenkung der  $qT_1$ -Transversalwelle in GFK.: Die C-Bild-Technik liefert die besseren Werte.  $\Theta$  ist der Winkel zwischen der Richtung der Wellennormalen und der Faserrichtung.

Die folgende Tabelle 17 führt die Ablenkungen für die verschiedenen Meßverfahren getrennt auf. In der letzten Zeile sind die zugehörigen Standardabweichungen, bezogen auf die theoretischen Werte, angegeben. Es zeigt sich, daß einerseits die Standardabweichung mit höherem Aufwand bei der Regression der Echodynamiken (1-3) wie gewünscht abnimmt (genauere Ergebnisse), und daß die Anwendung der C-Bild-Technik einen weiteren Gewinn an Meßgenauigkeit bewirkt. Die Bilder 83 und 84 sind in Bild 85 zusammengefaßt.

Tabelle 17: Ablenkwinkel der Transversalwelle in Grad für die Proben mit  $\Theta=0-90^\circ$  (Richtung der Wellennormalen (Normalenrichtung) bezogen auf die Faserrichtung) im Vergleich: Aus Rechnung, aus gemessenen Echodynamiken in Kontakttechnik mit drei verschiedenen Regressionsmethoden, und aus der C-Bild-Technik.

Normalenrichtung	Ablenkwinkel				
	Rechnung	Kontakttechnik			C-Bild
		1	2	3	
0	0	-0,392	-0,288	-0,662	2,45
10	15,07	9,51	11,2	12,4	11,5
20	23,48	26,6	26,6	26,8	24,2
30	25,06	22,8	23,2	23	25,7
40	21,06	21,2	21,1	21	22,3
45	16,68	22,8	23	23	18,3
50	9,93	15,3	15,2	14,8	10
60	-13,58	-10,7	-10,7	-11	-9,72
70	-35,9	-32,1	-31,9	-31,7	-34,8
80	-35,5	-37,3	-37	-37,2	-36,9
90	0	-3,79	-4,31	-4,13	2,42
Standardabweichung		3,72	3,58	3,45	2,08

Die praktische, auch prüfpraktische Konsequenz dieser Ablenkung des Schallstrahls von seinem Verhalten in isotropem Material stellt sich beispielsweise für den Fall der Senkrechteinschallung mit Longitudinal- bzw. mit Transversalwellen für die Fälle  $\Theta=20^\circ$  und  $\Theta=45^\circ$  wie folgt dar (siehe Bild 86): Wird ein Senkrechtprüfkopf auf die Oberfläche eines Werkstücks mit einer Faserrichtung von  $20^\circ$  zur Oberflächennormalen aufgesetzt, so wird die Longitudinalwelle um  $16^\circ$  zur Faser hin abgelenkt, die Transversalwelle um  $23^\circ$  von der Faser weg. Beträgt die Faserorientierung  $45^\circ$  zur Oberfläche, wird die Longitudinalwelle gar um  $30^\circ$ , die Transversalwelle jedoch nur um  $17^\circ$  von der Wellennormalen abgelenkt. Die Teilchenverschiebungen beider Wellenmoden werden übrigens um  $13^\circ$  von ihrer Einfallorientierung abgelenkt.

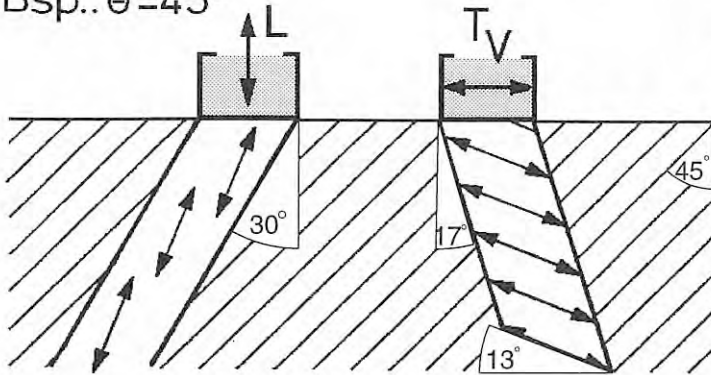
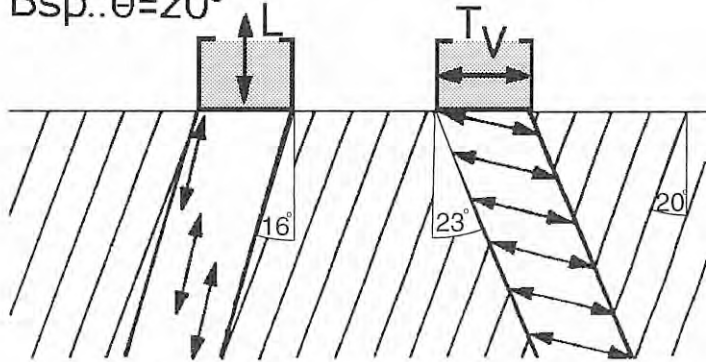
Bsp.:  $\theta = 45^\circ$ 

Bild 86:

Ablenkung der Ausbreitungsrichtung von Schallbündeln gegenüber ihrem Verhalten in isotropem Material am Beispiel einer Faserorientierung von  $45^\circ$  bzw.  $20^\circ$  gegenüber der Oberflächennormalen

Bsp.:  $\theta = 20^\circ$ 



## 6. Auswertung: Prüfmethode für GFK

Die im folgenden vorgeschlagene verfeinerte Prüfmethodik für UD-GFK basiert auf der Verwendung schräg eingeschallter Wellen. Daher muß zunächst deren Verhalten an Grenzflächen anisotroper Medien näher untersucht werden.

### 6.1. Eigenschaften der Grenzfläche und Snellius'sches Gesetz

Trifft eine ebene Welle auf eine Grenzfläche zwischen zwei anisotropen Medien, so entstehen allgemein drei gebrochene und drei reflektierte Strahlen<sup>16</sup>: die Grenzfläche ist dreifachbrechend. Das Snellius'sche Brechungsgesetz beschreibt diese Situation, muß aber in einer allgemeineren Form ausgedrückt werden als für isotrope Medien üblich.

Zunächst sagen die Grenzflächenbedingungen aus, daß für den Fall einer starren Verbindung beider Medien die Teilchenverschiebungsgeschwindigkeiten  $\mathbf{v}$  und die Spannungen  $\mathbf{T}$  überall in der Fläche stetig sein müssen [59]:

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}' \quad (6.1)$$

und

$$\mathbf{T} \cdot \mathbf{n} = \mathbf{T}' \cdot \mathbf{n} \quad (6.2)$$

Für den Spezialfall einer Grenzfläche zwischen festem und flüssigem Medium ist kein tangentialer Kraftschluß möglich, so daß die Bedingungen (6.1) und (6.2) nur für die Normalkomponenten der Teilchenverschiebung gelten.

Wenn Teilchenverschiebungsgeschwindigkeit und Spannung beim Durchgang durch die Grenzfläche stetig sein sollen, dann müssen auch die Schallfelder beiderseits der Grenzfläche in der Grenzfläche dieselbe funktionale Abhängigkeit von den Koordinaten der Grenzfläche haben ([59], S. 77). Das bedeutet für eine ebene Welle  $e^{-i \mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} = e^{-i(k_x x + k_y y + k_z z)}$ , daß die Tangentialkomponenten der Wellenvektoren aller reflektierten und gebrochenen Wellen übereinstimmen müssen, wie in Bild 87 am Beispiel des Übergangs isotrop/anisotrop für eine einfallende Quasitransversalwelle  $qT_1$  dargestellt ist. Da der Wellenvektor einer ebenen Welle dem Betrage nach die Zahl der Schwingungsperioden pro Längeneinheit der Welle angibt, bedeutet die Forderung nach

---

<sup>16</sup> eine quasilongitudinale und zwei quasitransversale Moden

Stetigkeit der Tangentialkomponente des Wellenvektors, daß die einlaufende Welle und die auslaufenden Wellen ihre Maxima und Minima an denselben Orten beiderseits der Grenzfläche haben müssen, siehe Bild 88. Für den Kehrwert der Tangentialkomponente des Wellenvektors  $k$  ist auch der Begriff *Spurwellenlänge* gebräuchlich, welche also beiderseits der Grenzfläche übereinstimmen muß.

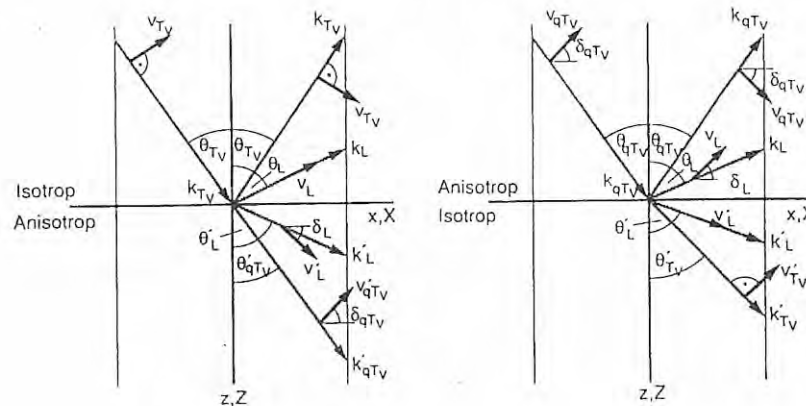


Bild 87: Reflexion und Brechung einer rein polarisierten Transversalwelle  $T_1=T_v$  aus einem isotropen Medium einfallend, und einer Quasi-Transversalwelle mit Polarisation  $qT_1=qT_v$  aus einem anisotropen Medium einfallend auf eine Grenzfläche zwischen isotropem und anisotropem Medium. (aus [59])

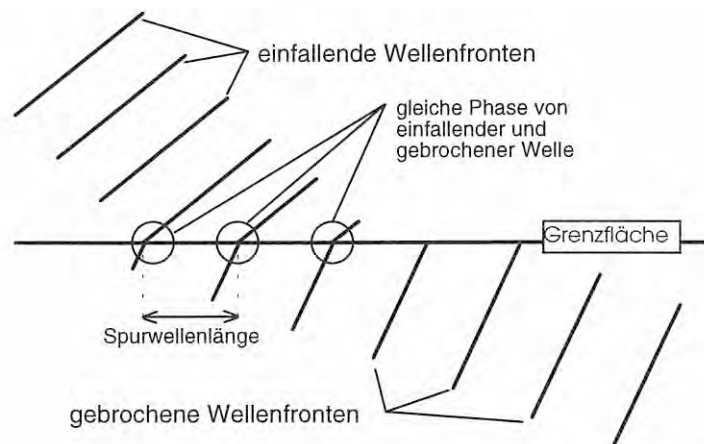


Bild 88: Tangential gleiche Phasenlage bedeutet bei unterschiedlichen Ausbreitungsgeschwindigkeiten Brechung.

In akustisch anisotropen Medien werden zwar Brechung und Reflexion durch den Wellenvektor im Snellius'schen Gesetz beschrieben, für die wirklich stattfindende Schallausbreitung kommt es aber auf die Richtung des Energietransports, also die Richtung der Gruppengeschwindigkeit  $v_g$  an, die immer



brochener und reflektierter Strahlen muß beachtet werden, daß per Definition sich die Energien der reflektierten Welle in Medium 1 und der gebrochenen Welle in Medium 2 immer von der Grenzfläche weg bewegen müssen. Entsprechend müssen also die Gruppengeschwindigkeitsvektoren orientiert sein, das ist die Bedingung für die physikalische Existenz des gebrochenen bzw. reflektierten Strahls.

Der kritische Winkel ist gerade dadurch bestimmt, daß er zu einer tangentialen Gruppengeschwindigkeit führt und jenseits von ihm keine gebrochene Welle mehr erzeugt wird. Dazu muß die inverse Normalenfläche für das Medium, durch welches die einfallende Welle sich ausbreitet, einen größeren Radius haben als die des zweiten Mediums (siehe Bild 90 für die gebrochene Longitudinalwelle beim Übergang Plexiglas - GFK).

In Bild 89 ist diese Konstruktion für den Fall eines 45°-Transversalwellenprüfkopfes für Stahl durchgeführt, also beispielsweise für einen MWB 45-N4 (Krautkrämer). Gefragt ist, mit welchem Winkel sie einfallen muß, damit die gebrochene Transversalwelle sich mit einem Winkel von 45° im Stahl ausbreitet.

Das Snellius'sche Brechungsgesetz verlangt Gleichheit der Tangentialkomponenten des  $\mathbf{k}$ -Vektors auf beiden Seiten der Grenzfläche. Diese sind aber gerade die Gegenkatheten des Einfallsbzw. Brechungswinkels, und können als Produkt ihres Sinus mit der jeweiligen Hypothenuse ausgedrückt werden. Die Hypothenusen sind die  $\mathbf{k}$ -Vektoren selbst, deren Beträge die Kehrwerte der Phasengeschwindigkeiten sind:

$$\begin{aligned} \mathbf{k}_{t_e} = \mathbf{k}_{t_b} &\Leftrightarrow G_e = G_b \Leftrightarrow H_e \cdot \sin \alpha_e = H_b \cdot \sin \alpha_b \\ \Leftrightarrow \frac{1}{V_{Plexi}^{long}} \cdot \sin 36^\circ &= \frac{1}{V_{Stahl}^{trans}} \cdot \sin 45^\circ \Leftrightarrow \frac{\sin 36^\circ}{\sin 45^\circ} = \frac{V_{Plexi}^{long}}{V_{Stahl}^{trans}} \end{aligned} \quad (6.3)$$

Die graphische Konstruktion wie die Rechnung führen zu einem Winkel von 36°, dem Keilwinkel in konfektionierten 45°-Winkelprüfköpfen für Stahl. Auf diesen Prüfkopftyp wird wegen dieser Eigenschaft im nächsten Kapitel noch Bezug genommen.

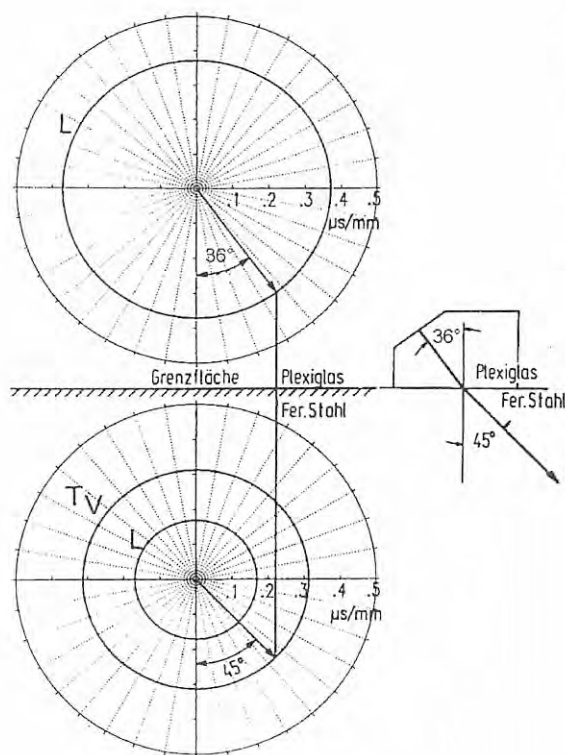


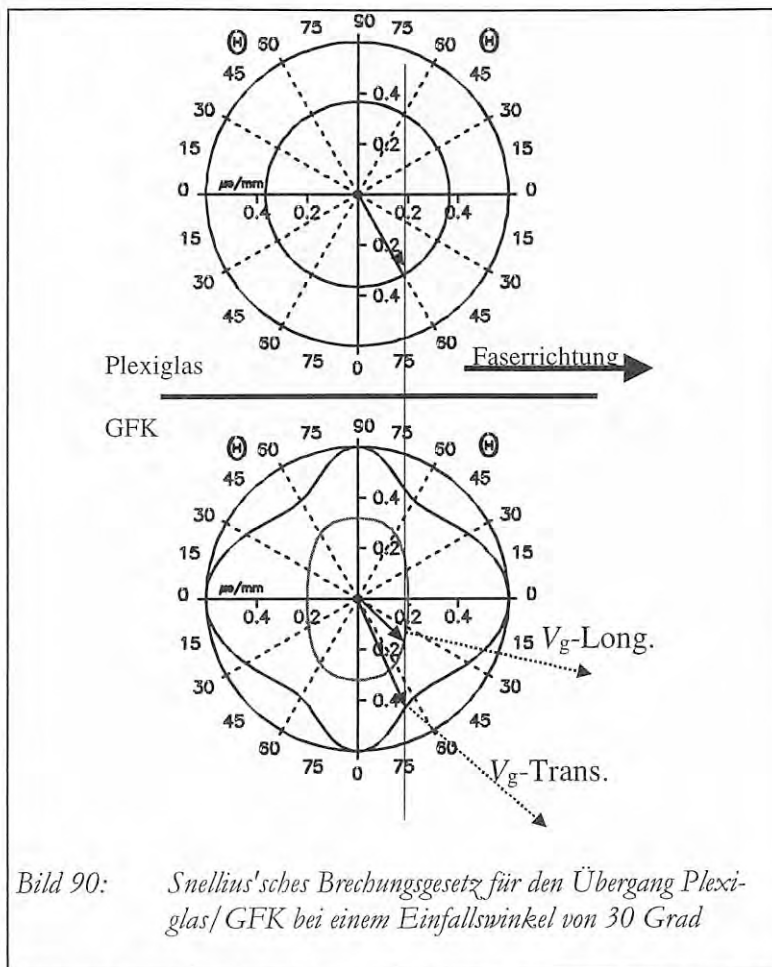
Bild 89:

Graphische Konstruktion des Snellius'schen Brechungsgesetzes mit Hilfe der inversen Normalenflächen für den Fall der Ankopplung eines Winkelprüfkopfes mit Plexiglas-Vorlaufkeil für  $45^\circ$  Einschallwinkel in ferritischem Stahl.

## 6.2. Snellius'sches Gesetz für die Grenzfläche zwischen Plexiglas und GFK

Im Fall allgemeiner Anisotropie sind die beiden Transversalmoden nicht entartet, und es gibt drei verschiedene Phasengeschwindigkeiten für die drei Wellenmoden. Für reale Prüfsituationen ist besonders der Schallübergang aus einem isotropen Medium interessant, der die Situation der Schalleinleitung mit einem konventionellen Kontakttechnik-Kopf darstellt.

Hier wird nur der experimentell bearbeitete Fall untersucht, in dem die Anisotropierichtung, - hier also die Glasfaserverstärkung im GFK -, parallel zur brechenden Grenzfläche verläuft, und eine Longitudinalwelle aus Plexiglas kommend schräg einfällt. Bei schräg zur Oberfläche orientierter Anisotropierichtung wird völlig analog vorgegangen, wie in [59] behandelt.



Longitudinal- und Transversalwellen bestimmt. Errichten von Senkrechten auf den zugehörigen inversen Normalenflächen in den Endpunkten der jeweiligen Wellenvektoren liefert die Richtungen der zugehörigen Gruppengeschwindigkeiten, also die Richtungen des tatsächlichen Energietransports.

Im Bild ist dies beispielhaft für eine Longitudinalwelle mit einem Einfallswinkel von  $30^\circ$  aufgeführt: Im GFK entsteht durch Brechung eine Longitudinalwelle unter  $48^\circ$  und eine vertikal polarisierte Transversalwelle unter  $22^\circ$  (dies sind die Winkel zwischen Wellen- und Oberflächennormale, durchgezogene Pfeile im unteren Bildteil). Der Energietransport (Richtung der Gruppengeschwindigkeiten) findet für die Longitudinalwelle unter einem Brechungswinkel von  $75^\circ$ , für die Transversalwelle unter  $55^\circ$  statt (gepunktete Pfeile).

Aus der Grafik bzw. Rechnung ergibt sich ferner, daß für einen Einfallswinkel von  $33^\circ$  der Winkel der Totalreflektion für die Longitudinalwelle erreicht ist.

In Bild 90 sind die Schnitte von inversen Normalenflächen in der Einfallsebene dargestellt: Oben konzentrisch der Kehrwert der Longitudinal-Schallgeschwindigkeit für Plexiglas (Buchwert), und unten die Kehrwerte der errechneten Phasengeschwindigkeiten für die Longitudinalwelle und die Quasitransversalwelle  $qT_1$  in UD-GFK, entsprechend Tabelle 14.

Für einen gegebenen Winkel des Wellenvektors der einfallenden Welle werden durch Fällen eines Lotes auf die Grenzfläche die Wellenvektoren der gebrochenen

### 6.3. Longitudinalwellen

In diesem Abschnitt wird an einem Beispiel gezeigt, wie die Verwendung von Schrägeinschallung - hier unter Einschallung von Longitudinalwellen- in einem bislang völlig ungebräuchlichen Prüfansatz dadurch erleichtert, - ja überhaupt erst praktisch ermöglicht werden kann, indem die Charakteristik der Schallausbreitung mit einfachen, vor Ort einsetzbaren Mitteln vorherbestimmbar ist.

Bemerkenswert für die praktische Anwendung ist die Tatsache, daß mit dem konfektionierten 45°-Transversalwellenkopf für Stahl in dem untersuchten UD-GFK eine Longitudinalwelle erzeugt werden kann, die knapp unterhalb der Oberfläche in Faserrichtung läuft (Kriechwelle). Dieser Aufbau ermöglicht es, mit einem auf die Bauteiloberfläche aufgesetzten Prüfkopf eine Longitudinalwelle in die parallel zur Oberfläche verlaufenden Fasern einzuleiten, d. h. ohne Zugänglichkeit der Stirnseite das Bauteil in Faserrichtung zu durchschallen. Einige Experimente zur Fehlernachweisbarkeit mit dieser Anordnung werden vorgestellt.

Bild 91 zeigt das Prinzip: In eine UD-GFK-Platte von 600·160 mm Lateralausdehnung und 17 mm Dicke wurden senkrecht 3 Bohrungen von 1, 3 und 2 mm Durchmesser quer liegend nebeneinander und mit einem Abstand von 140 mm zu einer Stirnseite eingebracht, und zwar ganz durchgebohrt. Ein Prüfkopf MWB 45 wurde so auf die Plattenoberfläche aufgesetzt, daß er eine in Faserrichtung orientierte Longitudinalwelle in Richtung der Bohrungen abstrahlt.

Bei Bewegung quer zur Faser- und Schallausbreitungsrichtung wurden Echodynamiken einerseits des Stirnwandechos und andererseits der Fehlerechos aufgenommen. Bild 92 zeigt die Echodynamik des Stirnwandechos in einem Abstand von 200 mm zu den Bohrungen und 340 mm zur Stirnwand. Bild 93 zeigt die Echodynamik der Fehlerechos in einem Abstand von 170 mm zu den Bohrungen.

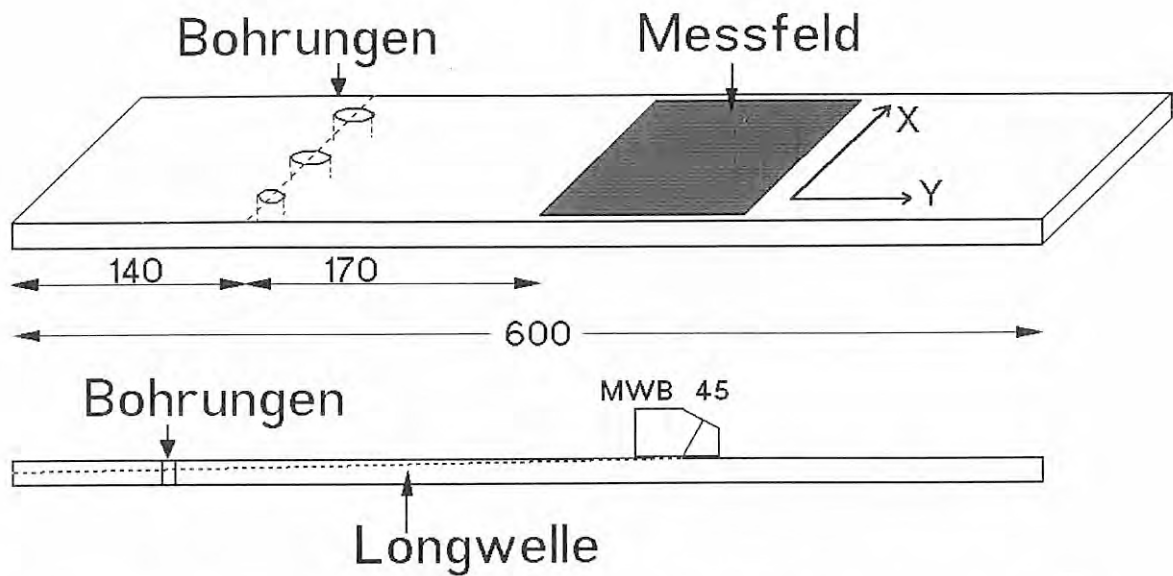


Bild 91: GFK-Platte mit Bohrungen zur Prüfung der Verwendbarkeit der schräg eingeschliffenen Longitudinalwelle. Faserlage horizontal.

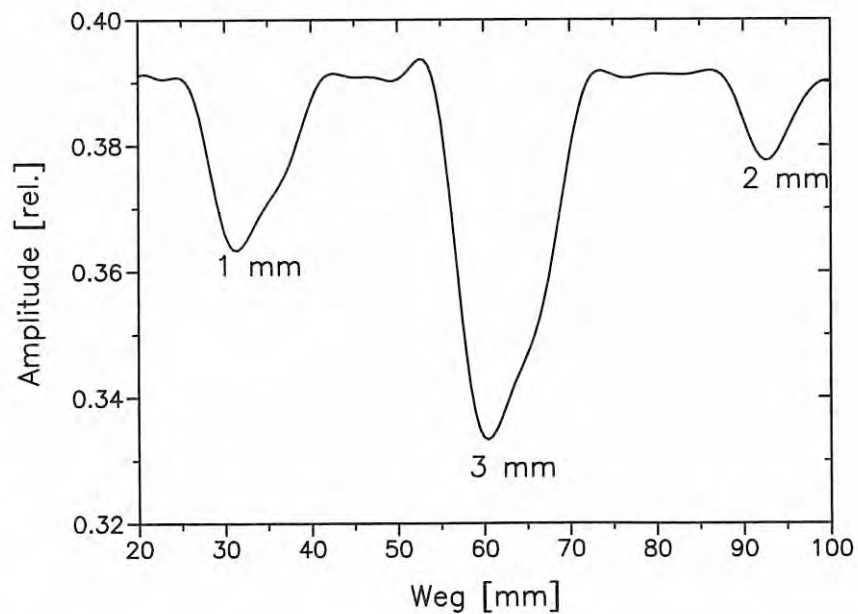


Bild 92: Echodynamik längs X-Weg: Abschattung des Stirnwandechos in 340 mm Entfernung durch Bohrungen von 1 mm, 2 mm und 3 mm Durchmesser in 200 mm Entfernung,

Der Prüfkopf wurde nun schrittweise von den Testfehlern und der Rückwand entfernt und weitere Echodynamiken aufgenommen, um die Grenze der Fehlererkennbarkeit festzustellen. Bild 94 zeigt eine dreidimensionale Darstellung dieser Echodynamiken der Fehlerechos für den Entfernungsbereich 170 bis 290 mm.

Selbst in einem Abstand von rund 300 mm ist es noch möglich, recht kleine Fehlstellen entweder durch Eigenreflektion oder durch Stirnwandabschattung nachzuweisen, so daß hiermit eine Möglichkeit angeboten wird, ein großes Prüfvolumen mit einer eindimensionalen Prüffahrt, - und damit viel schneller als in konventioneller C-Bildtechnik -, auf das Vorhandensein von Fehlstellen hin zu untersuchen.

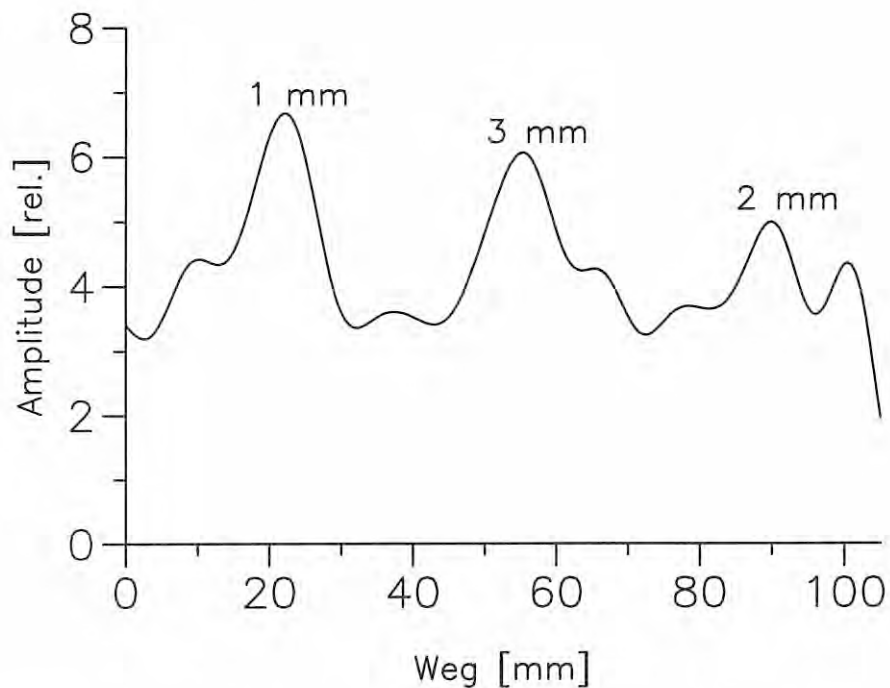


Bild 93: Echodynamik längs X-Weg; Echos der Bohrungen in 170 mm Entfernung (Impuls-Echo-Technik)

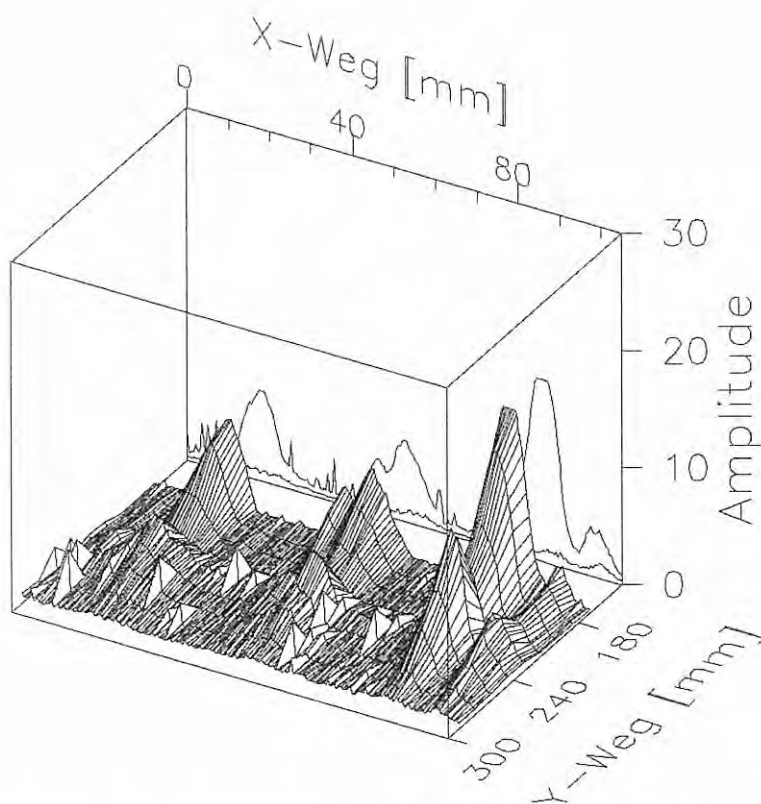


Bild 94 Fehlerechos von drei Bohrungen in einer GFRK-Platte mit schräg eingeschallter Longitudinalwelle im Abstand von 170 - 290 mm. Bei 200 mm Verschlechterung der Ankopplung.

## 6.4. Transversalwellen

### 6.4.1. Einschallung von Transversalwellen

Für die Experimente wurden drei konfektionierte Winkelprüfköpfe mit 2 MHz Nennfrequenz auf plattenförmigem UD-GFK verwendet, dessen Verstärkung oberflächenparallel eingebracht ist<sup>17</sup>.

Zunächst wurde ein Testkörper (siehe Bild 95) aus einem GFK-Block mit den Abmessungen 32,2 mm X 60 mm X 100 mm (Höhe · Breite · Länge) gefertigt. Er erhält in 10 mm Abstand von der Gegenfläche Querbohrungen mit Durchmessern von 3 mm, 2 mm, 1 mm und 0.7 mm. Als weiterer Reflektor diente der Winkelspiegel der Stirnberandung.

Unter welchen Winkeln sich die Transversalwelle, bzw. soweit vorhanden auch die Longitudinalwelle, tatsächlich ausbreitet, wird mit den genannten Köpfen durch Triangulation mit Hilfe der Echos vom Winkelspiegel und der Querbohrungen bestimmt wie in Bild 95 dargestellt. Ferner wird der Betrag der Gruppengeschwindigkeit durch eine Laufzeitmessung des Reflektorechos bestimmt.

Die Ergebnisse sind in Tabelle 18 zusammengefaßt.

Die Zeilen 1 und 2 geben die verwendeten Köpfe und deren Keilwinkel wieder. Zeile 3 gibt die Brechungswinkel für die Longitudinalwelle an. Für die Köpfe MWB 60 und MWB 70 gilt Totalreflektion für die Longitudinalwelle. Auch der Kopf MWB 45 mit seinem Einfallswinkel von  $36^\circ$  liegt geringfügig jenseits des kritischen Winkels für die Longitudinalwelle von  $33^\circ$ . Durch die Schallbündeldivergenz (ca.  $10^\circ$  in Stahl) wird aber noch in erheblichem Umfang eine Longitudinalwelle mit angeregt. Dieser Umstand wird durch die Angabe des Brechungswinkels mit  $90^\circ$  gekennzeichnet. Die Zeilen 4-6 geben den Ausbreitungswinkel der  $qT_1$ -Welle an, gemeint ist der Winkel zwischen der Richtung der Energiefortpflanzung und der Oberflächennormalen (hier senkrecht zur Faser).

Er ist mit drei verschiedenen, voneinander unabhängigen Verfahren ermittelt worden:

---



- Durch die Konstruktion aus den inversen Normalenflächen nach dem Snellius'schen Brechungsgesetz nach Bild 90 (Zeile 4),
- Durch Berechnung aus den effektiven elastischen Konstanten (Werte in Zeile 5)
- Durch Messung des Schallwegs und Triangulation (Zeile 6).

Die Zeilen 7 und 8 enthalten die Beträge der Gruppengeschwindigkeiten, auch hier werden die Werte einerseits aus den effektiven elastischen Konstanten errechnet (Zeile 7) bzw. experimentell aus den Schalllaufzeiten bestimmt (Zeile 8).

Wird die beträchtliche Schallbündelöffnung der verwendeten Prüfköpfe berücksichtigt, die laut Datenblatt oberhalb  $\pm 6^\circ$  bezogen auf Stahl liegen sollen, und eine Genauigkeit des Zentralstrahls von  $\pm 2^\circ$ , so ist die Übereinstimmung der Werte, die durch Messung, Konstruktion und Rechnung für den Brechungswinkel der Transversalwelle gewonnen werden konnten, sehr gut. Auch die aus den effektiven elastischen Konstanten errechneten Beträge der Gruppengeschwindigkeiten stimmen mit den gemessenen Werten besser als auf 2% genau überein.

Dies bestätigt die gute Tauglichkeit des verwendeten Modells für diesen Anwendungsrahmen. Tatsächlich sind also Beträge und Richtungen der Energieausbreitung mit dem vorgestellten Konzept der effektiven elastischen Einkristallkonstanten für praktische Zwecke hinreichend genau beschreibbar.

---

<sup>17</sup> Typen MWB-45-N2; MWB-60-N2 und MWB-70-N2 der Firma Krautkrämer, Miniatur-Winkelprüfköpfe mit 2 MHz Nennfrequenz und nominellen Einschallwinkeln von  $45^\circ$ ,  $60^\circ$  und  $70^\circ$  für eine Transversalwelle in Feinkornstahl.

---

Tabelle 18: Ergebnisse der Rechnungen und Messungen für die Prüfung mit einem Winkelprüfkopf auf GFK

1 Kopf		MWB 45	MWB 60	MWB 70
2 Keilwinkel	[Grad]	36	47	52
3 Brechungswinkel für Gruppengeschwindigkeit Long.-welle (Konstr. nach Snellius)	[Grad]	90	-	-
<b>Gruppengeschwindigkeit der Transversalwelle</b>				
<b>Ausbreitungswinkel</b>				
		[Grad]		
4 konstruiert nach Snellius		45	32	30
5 aus Rechnung		44	35	29
6 gemessen		42	35	33
<b>Betrag der Gruppengeschwindigkeit</b>				
		[mm/μs]		
7 aus Rechnung		2.29	2.26	2.27
8 gemessen		2.27	2.25	2.23

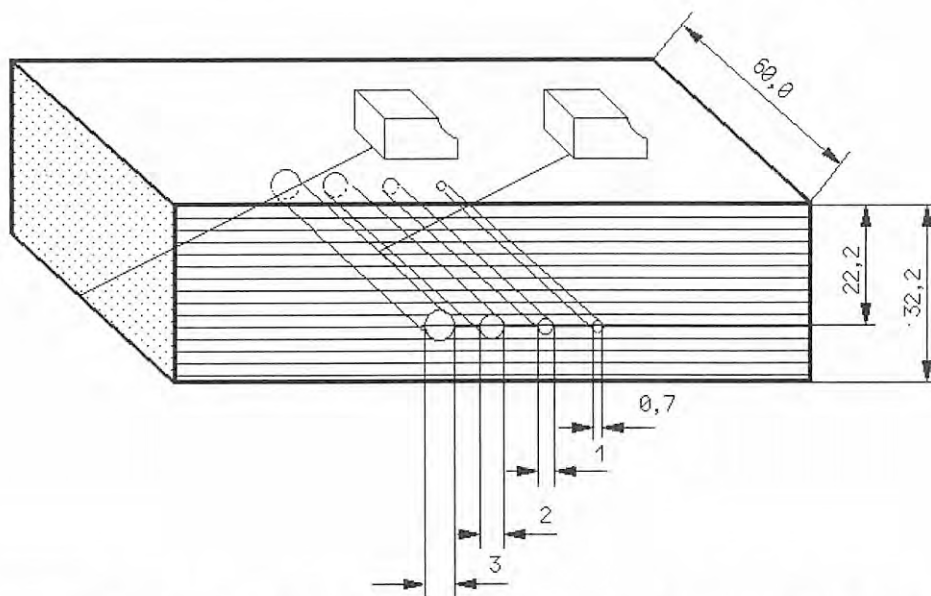
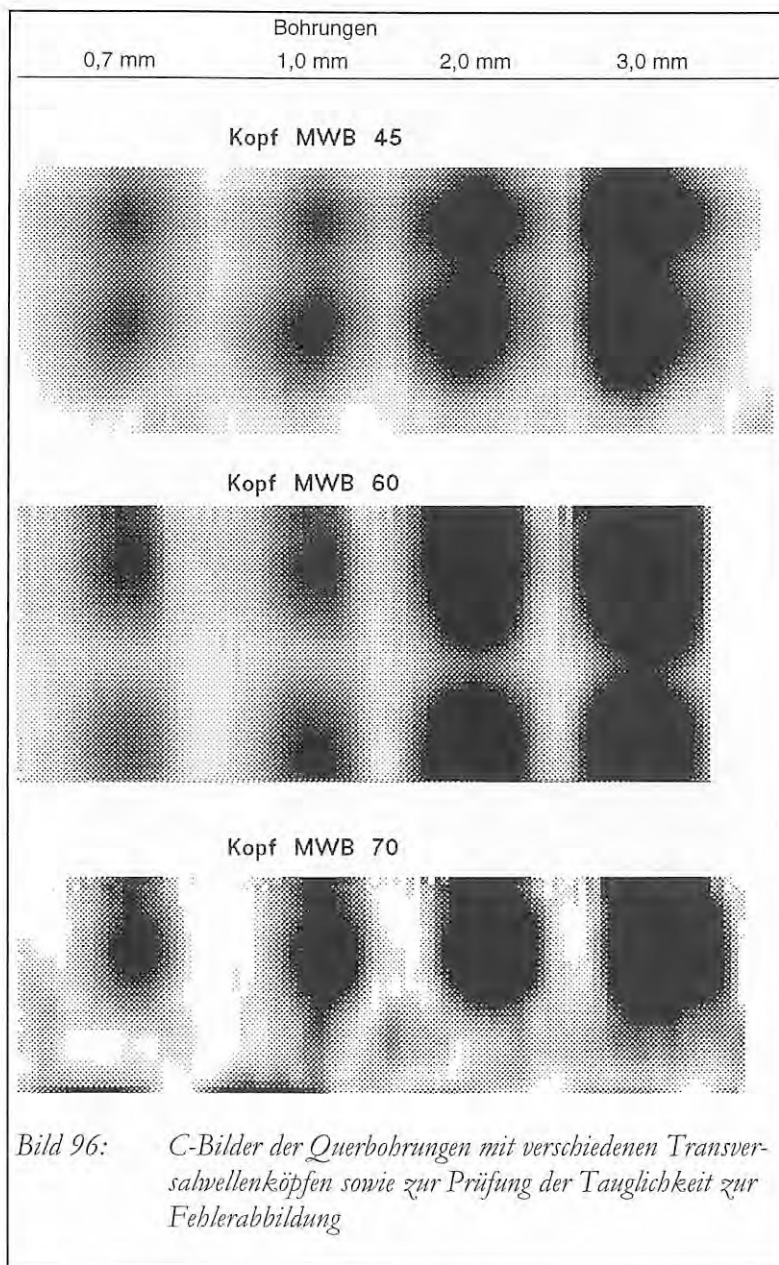


Bild 95: UD-GFK-Block mit Querböhrungen und Prüfkopfanordnung zur Messung von Betrag und Richtung der Gruppengeschwindigkeit der Transversalwelle, sowie zur Abschätzung der Nachweisgrenzen bei Verwendung der Transversalwelle zur Fehlerabbildung

#### 6.4.2. Verwendbarkeit von Transversalwellen und konventionellen Transversalwellenköpfen in GFK



Da die mit den konfektionierten Transversalwellenprüfköpfen für Stahl erzeugten Wellen in GFK mit den dargelegten Methoden zutreffend modellierbar und sie obendrein kostengünstig erhältlich sind, liegt es nahe zu prüfen, inwiefern diese Prüfköpfe sich auch mit ihrer Transversalwelle zum Nachweis von Fehlern in UD-GFK eignen.

Dazu wurden mit den handelsüblichen Köpfen und den berechneten Einschallbedingungen nach Tabelle 18 C-Bilder über die Bohrungen des Testkörpers nach Bild 95 bei Auswertung der Transversalwelle aufgenommen, welche Bild 96 zeigt. Alle Bohrungen können mit allen Köpfen abgebildet werden.

## Fazit

Die vorgestellten Beispiele zeigen, welche breite Palette an möglichen neuartigen Ansätzen sich bietet, wenn die Gesetze der Ausbreitung ebener elastischer Wellen in anisotropen Medien für die Ultraschallprüfung faserverstärkter Polymere nutzbar gemacht werden, wofür sie, wie diese Arbeit zeigt, bei einfacher Anwendbarkeit hinreichend qualifiziert sind.

Die Verwendung von Schrägeinschallung eröffnet z. B. Zugangsmöglichkeiten zu Prüfbereichen beispielsweise bei Behältereinbauten, die der Senkrechtprüfung unzugänglich sind. Auch die Prüfung von Tankböden von der Außenseite her, wie sie für ferritische Tanks gebräuchlich ist, kann in Betracht kommen. Insbesondere die lange Reichweite von Longitudinalwellen in Faserrichtung eröffnet umfangreiche Möglichkeiten für neuartige Prüftechniken an allen Arten von GFK-Komponenten.

Da auch die Erzeugung und Verwendung von Transversalwellen in GFK nach den geschilderten Gesetzen leicht und einfach planbar ist, kann auch diese Wellenform zukünftig zur Ultraschallprüfung an GFK verwendet werden, wenn z. B. die Fehlerart oder Fehlerlage dies sinnvoll erscheinen lassen. Beispielsweise könnte die Schersteifigkeit von Klebeverbindungen und damit die Schallgeschwindigkeit von Transversalwellen Aufschluß über die Klebegüte geben und damit eine Quantifizierung der Restlebensdauer oder Restfestigkeit derartiger Verbindungen versucht werden. Da die Klebung das Standardverfahren zur Verbindung von Rohrstücken darstellt, käme einer solchen Entwicklung enorme wirtschaftliche Bedeutung zu.

Zahllose weitere Anwendungen sind denkbar, die im Prinzip sogar fortgeschrittene Umlenkungs- und Modenwandlungstechniken wie die LLT- oder die Tandemtechnik einsetzen könnten.

Umgekehrt schafft die Bereitstellung problemorientierter und leistungsstarker Werkzeuge zur zerstörungsfreien Fehlerprüfung und Materialcharakterisierung glasfaserverstärkter Polymere die Voraussetzungen, deren Einsatzgebiete weiter auszudehnen.

---

## Anhang A: Ebene Wellen im homogenen anisotropen Medium

### 1. Allgemein anisotropes Medium

Für ein verlustfreies, homogenes Kontinuum beschreibt die *Dehnungs-Verschiebungs-Beziehung* den Deformationszustand eines Körpers für kleine Deformationen  $\mathbf{u}$  durch die sechs Elemente  $S_{ik}$  des *Dehnungstensors*  $\mathbf{S}$ :

$$S_{ik} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial r_k} + \frac{\partial u_k}{\partial r_i} \right) \quad (i, k = x, y, z), \quad (\text{A.4})$$

oder in symbolischer Notation (mit  $\nabla_s$  als symmetrischer Vektorgradient):

$$\mathbf{S} = \nabla_s \mathbf{u} = \frac{1}{2} (\nabla \mathbf{u} + \nabla \mathbf{u}^t) = \frac{1}{2} (\mathbf{E} + \mathbf{E}^t) \quad (\text{A.5})$$

während die *Bewegungsgleichung* die Teilchenverschiebung mit der Spannung  $\mathbf{T}$  in Beziehung setzt: :

$$\nabla \cdot \mathbf{T} = \rho \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2} \quad (\text{A.6})$$

Die Dehnungs-Verschiebungs-Beziehung und die Bewegungsgleichung beschreiben den Zusammenhang des Deformationszustandes und des Spannungszustandes mit der örtlichen bzw. zeitlichen Änderung der Teilchenverschiebung im Festkörper. Der Zusammenhang zwischen Deformation und Spannung selbst muß von einem Materialgesetz geliefert werden.

Das *Hooke'sche Gesetz*, liefert den Zusammenhang zwischen Deformation und Spannung für den Bereich kleiner Auslenkungen und hat folgende Gestalt (unter Verwendung der Einstein'schen Summenkonvention):

$$\begin{aligned} T_{ij} &= c_{ijkl} S_{kl} \\ S_{ij} &= s_{ijkl} T_{kl} \end{aligned} \quad (i, j, k, l = x, y, z, \text{ Summation über } k \text{ und } l) \quad (\text{A.7})$$

oder in symbolischer Notation

$$\begin{aligned} \mathbf{T} &= \mathbf{c} : \mathbf{S} \quad \text{und} \\ \mathbf{S} &= \mathbf{s} : \mathbf{T}^{18}. \end{aligned} \tag{A.8}$$

Die Koeffizienten  $c_{ijkl}$  sind dabei die *Konstanten der elastischen Steifigkeit*, die  $s_{ijkl}$  sind die *Konstanten der Nachgiebigkeit*. In verkürzter Indizierung<sup>19</sup> sind Spannung und Dehnung 6-elementige Vektoren und Steifigkeit und Nachgiebigkeit 6x6-elementige Matrizen. Es wird dann von der Steifigkeits- bzw. Nachgiebigkeitsmatrix gesprochen. Die beiden Abbildungen sind invers zueinander, insbesondere gilt  $\mathbf{s} = \mathbf{c}^{-1}$ . Für ein beliebiges anisotropes Medium gibt es maximal 21 unabhängige elastische Konstanten.

Wird das Hooke'sche Gesetz für die Spannung (A.8) in die Dehnungs-Verschiebungs-Beziehung (A.5) eingesetzt, so erhält man:

$$\mathbf{T} = \mathbf{c} : \mathbf{S} = \mathbf{c} : \nabla_s \mathbf{u}. \tag{A.9}$$

Wird dieser Ausdruck in die Bewegungsgleichung (A.6) eingesetzt, so ergibt sich die Wellengleichung für linear elastische, ungedämpfte Wellen:

$$\nabla \cdot \mathbf{c} : \nabla_s \mathbf{u} = \rho \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2}, \tag{A.10}$$

die mit dem Ansatz einer ebenen Welle  $\mathbf{u}(\mathbf{r}, t) = \frac{\mathbf{k}}{|\mathbf{k}|} \cdot e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)}$  für die Teilchenauslenkung gelöst wird. Nach Einsetzen der Lösung und Umformen wird aus (A.10) die *Christoffelgleichung* mit der *Christoffelmatrix*  $\mathbf{\Gamma}$ :

$$\mathbf{k}^2 \mathbf{\Gamma} \mathbf{u} = \rho \omega^2 \mathbf{u}, \tag{A.11}$$

oder umgeformt

$$\left( \mathbf{\Gamma} - \rho \left( \frac{\omega}{\mathbf{k}} \right)^2 \mathbf{I} \right) \mathbf{u} = 0. \quad (\mathbf{I} \text{ Einheitsmatrix}) \tag{A.12}$$

Die Faktoren  $\mathbf{k}^2$  bzw.  $\omega^2$  auf der rechten und linken Seite von (A.11) folgen aus den zweimaligen Differentiationen nach dem Ort bzw. nach der Zeit auf der linken und rechten Seite von (A.10).

<sup>18</sup> Der Doppelpunkt soll darauf hindeuten, daß bei der Anwendung eines Tensors 4. Stufe auf einen Tensor 2. Stufe über zwei Indices summiert werden muß. Dies wird auch als doppelte Kontraktion bezeichnet [37].

<sup>19</sup> Dabei werden die Elemente einer symmetrischen 3x3-Matrix A nach folgendem Schema umnummeriert:  $a_{ii} \rightarrow a_i$  für  $i=1,2,3$ ;  $a_{23} \rightarrow a_4$ ,  $a_{13} \rightarrow a_5$ ,  $a_{12} \rightarrow a_6$

Die Christoffelmatrix enthält nur die elastischen Steifigkeiten  $c_{ij}$  und die Richtungscosinus der Welleneinheitsnormale  $\mathbf{l}$

$$\begin{aligned}
\Gamma_{11} &= c_{11}l_x^2 + c_{66}l_y^2 + c_{55}l_z^2 + 2c_{56}l_y l_z + 2c_{15}l_z l_x + 2c_{16}l_x l_y \\
\Gamma_{22} &= c_{66}l_x^2 + c_{22}l_y^2 + c_{44}l_z^2 + 2c_{24}l_y l_z + 2c_{46}l_z l_x + 2c_{26}l_x l_y \\
\Gamma_{33} &= c_{55}l_x^2 + c_{44}l_y^2 + c_{33}l_z^2 + 2c_{34}l_y l_z + 2c_{35}l_z l_x + 2c_{45}l_x l_y \\
\Gamma_{12} &= c_{16}l_x^2 + c_{26}l_y^2 + c_{45}l_z^2 + (c_{46} + c_{25})l_y l_z + (c_{14} + c_{56})l_z l_x + (c_{12} + c_{66})l_x l_y \\
\Gamma_{13} &= c_{15}l_x^2 + c_{46}l_y^2 + c_{35}l_z^2 + (c_{45} + c_{36})l_y l_z + (c_{13} + c_{55})l_z l_x + (c_{14} + c_{56})l_x l_y \\
\Gamma_{23} &= c_{56}l_x^2 + c_{24}l_y^2 + c_{34}l_z^2 + (c_{44} + c_{23})l_y l_z + (c_{36} + c_{45})l_z l_x + (c_{25} + c_{46})l_x l_y
\end{aligned} \tag{A.13}$$

$$\text{mit } l_x = \kappa_x / |\mathbf{k}|, \quad l_y = \kappa_y / |\mathbf{k}|, \quad l_z = \kappa_z / |\mathbf{k}|.$$

Die Christoffelgleichung ist eine Eigenwertgleichung für  $\mathbf{I}$  mit Eigenwerten  $\rho\omega^2/\kappa^2$  und zugehörigen Eigenvektoren  $\mathbf{u}$ , den Teilchenverschiebungen, aus denen die Polarisation der Welle abgelesen werden kann. Um die Gesamtheit ausbreitungsfähiger Teilchenverschiebungen  $\mathbf{u}$  zu bestimmen, müssen für einen gegebenen Satz von elastischen Konstanten und eine gegebene Richtung des Wellenvektors die Eigenwerte und Eigenvektoren zur Christoffelmatrix  $\mathbf{I}$  bestimmt werden.

Die Christoffelgleichung (A.12) ist die charakteristische Gleichung zur Matrix  $\mathbf{I}$ , mit der charakteristischen Determinante  $\det\left(\mathbf{I} - \rho\left(\frac{\omega}{\kappa}\right)^2 \mathbf{I}\right)$ . Diese Determinante ist ein Polynom in den Eigenwerten  $\rho\left(\frac{\omega}{\kappa}\right)^2$ , das charakteristische Polynom  $\Omega$ . Die Eigenwerte sind also die Nullstellen des Charakteristischen Polynoms und lassen sich aus folgender Gleichung bestimmen, der Dispersionsbeziehung:

$$\Omega = \det\left(\mathbf{I} - \rho\left(\frac{\omega}{\kappa}\right)^2 \mathbf{I}\right) = \left| \mathbf{I} - \rho\left(\frac{\omega}{\kappa}\right)^2 \mathbf{I} \right| = 0. \quad (\mathbf{I} \text{ Einheitsmatrix}) \tag{A.14}$$

## 2. Hexagonale Einkristallsymmetrie, transversal isotropes Medium

### 2.1. Phasengeschwindigkeiten

Die Steifigkeitsmatrix für die hexagonale Symmetrie hat folgende Gestalt:

$$\mathbf{c} = \begin{pmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{13} & 0 & 0 & 0 \\ c_{12} & c_{11} & c_{13} & 0 & 0 & 0 \\ c_{13} & c_{13} & c_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & c_{66} \end{pmatrix} \quad \text{mit } c_{66} = \frac{1}{2}(c_{11} - c_{12}) \quad (\text{A.15})$$

Bei Einsetzen dessen in die Christoffelmatrix (A.13), nimmt die Christoffelgleichung (A.12) folgende Gestalt an:

$$\begin{pmatrix} (c_{11}l_x^2 + c_{66}l_y^2 + c_{44}l_z^2) - \rho V_p^2 & (c_{12} + c_{66})l_x l_y & (c_{13} + c_{44})l_x l_z \\ (c_{12} + c_{66})l_x l_y & (c_{66}l_x^2 + c_{11}l_y^2 + c_{44}l_z^2) - \rho V_p^2 & (c_{13} + c_{44})l_y l_z \\ ((c_{13} + c_{44})l_x l_z) & (c_{13} + c_{44})l_y l_z & (c_{44}(l_x^2 + l_y^2) + c_{33}l_z^2) - \rho V_p^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_1 \\ u_2 \\ u_3 \end{pmatrix} = 0 \quad (\text{A.16})$$

Wegen der Rotationssymmetrie um die Z-Achse reicht bei der Lösung dieser Eigenwertgleichung die Beschränkung auf Wellenvektoren beispielsweise in der X-Z-Ebene, also kann  $l_y = 0$  gewählt werden. Dann kann die Ausbreitungsrichtung allein durch den Winkel  $\theta$  zwischen der Wellennormalen  $\mathbf{l}$  und der Z-Achse parametrisiert werden, mit der Beziehung

$$l_x = \sin\theta \quad \text{und} \quad l_z = \cos\theta \quad (\text{A.17})$$

und (A.16) lautet:

$$\begin{pmatrix} c_{11} \sin^2 \Theta + c_{44} \cos^2 \Theta - \rho V_p^2 & 0 & (c_{13} + c_{44}) \sin \Theta \cos \Theta \\ 0 & c_{66} \sin^2 \Theta + c_{44} \cos^2 \Theta - \rho V_p^2 & 0 \\ (c_{13} + c_{44}) \sin \Theta \cos \Theta & 0 & c_{44} \sin^2 \Theta + c_{33} \cos^2 \Theta - \rho V_p^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_1 \\ u_2 \\ u_3 \end{pmatrix} = 0 \quad (\text{A.18})$$



Das charakteristische Polynom  $\Omega$  dieser Eigenwertgleichung ist die Determinante der Matrix links in (A.18) (vgl. (A.14)). Durch Entwicklung nach der ersten Zeile folgt<sup>20</sup>:

$$|\Omega| = \Omega_{11} \cdot \Omega_{22} \cdot \Omega_{33} - \Omega_{13} \cdot \Omega_{22} \cdot \Omega_{31} = \Omega_{22} (\Omega_{11} \cdot \Omega_{33} - \Omega_{13}^2) \quad (\text{A.19})$$

unter der Ausnutzung der Symmetrie von  $\Omega$ . Damit ist für die Nullstellen von  $\Omega$ :

$$\Omega = 0 \Leftrightarrow \Omega_{11} \cdot \Omega_{33} - \Omega_{13}^2 = 0 \quad \text{oder} \quad \Omega_{22} = 0. \quad (\text{A.20})$$

### 1. Fall:

$$\Omega_{11} \cdot \Omega_{33} - \Omega_{13}^2 = 0:$$

Zunächst wird aus (A.16) und (A.14):

$$\left( \underbrace{c_{11} \sin^2 \Theta + c_{44} \cos^2 \Theta}_{=: T_1} - \underbrace{\rho V_p^2}_{=: x} \right) \left( \underbrace{c_{44} \sin^2 \Theta + c_{33} \cos^2 \Theta}_{=: T_2} - \underbrace{\rho V_p^2}_{=: x} \right) - \underbrace{(c_{13} + c_{44})^2 \sin^2 \Theta \cos^2 \Theta}_{=: T_3} = 0 \quad (\text{A.21})$$

Ausmultiplizieren ergibt mit den definierten Abkürzungen

$$x^2 + x (-T_1 - T_2) + T_1 T_2 - T_3 = 0 \quad (\text{A.22})$$

Diese quadratische Gleichung in  $x$  hat die Lösungen

$$x_{2,3} = \frac{1}{2} (T_1 + T_2) \pm \sqrt{\frac{1}{4} (T_1^2 + 2 T_1 T_2 + T_2^2) - T_1 T_2 + T_3} \quad (\text{A.23})$$

Kürzen von  $T_1 T_2$  unter der Wurzel und Klammern ergibt

$$x_{2,3} = \frac{T_1 + T_2}{2} \pm \sqrt{\frac{1}{4} (T_1 - T_2)^2 + T_3} \quad (\text{A.24})$$

Ersetzen der Abkürzungen aus (A2.5) und Umgruppieren liefert durch Auflösen nach  $v$

$$V_{p_{2,3}} = \sqrt{\frac{c_{11} \sin^2 \Theta + c_{33} \cos^2 \Theta + c_{44}}{2\rho} \pm \frac{1}{\rho} \sqrt{\frac{1}{4} [(c_{11} - c_{44}) \sin^2 \Theta + (c_{44} - c_{33}) \cos^2 \Theta]^2 + (c_{13} + c_{44})^2 \sin^2 \Theta \cdot \cos^2 \Theta}} \quad (\text{A.25})$$

<sup>20</sup> Der Einfachheit halber wird hier schreibtechnisch nicht zwischen dem Matricelement  $\Omega_{ij}$  und dem zugehörigen Determinantenelement unterschieden

oder unter Verwendung von  $\sin x \cdot \cos x = \frac{1}{2} \sin 2x$ :

$$V_{p_{2,3}} = \sqrt{\frac{1}{2}\rho} \cdot \sqrt{c_{11} \sin^2 \Theta + c_{33} \cos^2 \Theta + c_{44} \pm \sqrt{[(c_{11} - c_{44}) \sin^2 \Theta + (c_{44} - c_{33}) \cos^2 \Theta]^2 + (c_{13} + c_{44})^2 \sin^2(2\Theta)}} \quad (\text{A.26})$$

## 2. Fall:

$\Omega_{22} = 0$ : Es folgt unmittelbar

$$\frac{1}{v_p^2} (c_{66} \sin^2 \Theta + c_{44} \cos^2 \Theta) - \rho = 0 \text{ oder}$$

$$V_{p_{T_2}} = \sqrt{\frac{c_{66} \sin^2 \Theta + c_{44} \cos^2 \Theta}{\rho}} \quad (\text{A.27})$$

### 2.2. Gruppengeschwindigkeiten und Energieausbreitung

Die Frage, welchen Weg die Energie des Ultraschallsignals im Werkstoff tatsächlich nimmt, kann im Rahmen des Ebene-Wellen-Ansatzes nicht unmittelbar beantwortet werden, denn er gibt direkt nur Auskunft über die Gruppengeschwindigkeit, welche die Ausbreitung einer Wellengruppe als zeitlich und räumlich begrenztes Ereignis beschreibt. Die Gruppengeschwindigkeit ist definiert als Gradient der Kreisfrequenz nach dem Wellenvektor:

$$\mathbf{V}_g = \begin{pmatrix} \partial \omega / \partial k_x \\ \partial \omega / \partial k_y \\ \partial \omega / \partial k_z \end{pmatrix} = \nabla_{\mathbf{k}} \omega. \quad (6.28)$$

Nach dieser Gleichung kann die Gruppengeschwindigkeit zwar direkt berechnet werden, sofern  $\omega$  als explizite Funktion von  $\mathbf{k}$  gegeben ist. Die Dispersionsbeziehung  $\omega(\mathbf{k}) = \omega(k_x, k_y, k_z)$  ist jedoch im vorliegenden Fall nur implizit durch die charakteristische Determinante  $\Omega$  der Christoffel-Matrix nach Gleichung (A.12) gegeben:

$$\Omega = \left| k^2 \Gamma - \rho \omega^2 \mathbf{I} \right| = 0 \quad (\mathbf{I} \text{ Einheitsmatrix}) \quad (\text{A.29})$$

Durch Anwendung impliziter Differentiation für die einzelnen Komponenten von  $\mathbf{k}$  ([54], S. 229), also für  $k_x$ :

$$\left( \frac{\partial \Omega}{\partial \omega} \Delta \omega + \frac{\partial \Omega}{\partial k_x} \Delta k_x \right) \Big|_{k_y=\text{const.}, k_z=\text{const.}} = 0 \Leftrightarrow \left( \frac{\partial \Omega}{\partial \omega} \Delta \omega \right)_{k_y, k_z} = - \left( \frac{\partial \Omega}{\partial k_x} \Delta k_x \right)_{k_y, k_z} \Leftrightarrow$$

$$\left( \frac{d\omega}{dk_x} \right)_{k_y, k_z} = - \frac{\partial \Omega / \partial k_x}{\partial \Omega / \partial \omega}, \quad (\text{A.30})$$

und analog für  $k_y$  und  $k_z$  kann die Gruppengeschwindigkeit aus

$$\mathbf{V}_g = - \frac{\nabla_{\mathbf{k}} \Omega}{\partial \Omega / \partial \omega} \quad (\text{A.31})$$

gewonnen werden.

Dazu wird Gleichung (A.16), bezogen auf die X-Z-Ebene, in der Form

$$\begin{pmatrix} c_{11}k_x^2 + c_{44}k_z^2 - \rho\omega^2 & 0 & (c_{13} + c_{44})k_x k_z \\ 0 & c_{66}k_x^2 + c_{44}k_z^2 - \rho\omega^2 & 0 \\ (c_{13} + c_{44})k_x k_z & 0 & c_{44}k_x^2 + c_{33}k_z^2 - \rho\omega^2 \end{pmatrix} \Big|_{\omega=0} \quad (\text{A.32})$$

angeschrieben, wobei nun die Abhängigkeiten von  $\mathbf{k}$  und  $\omega$  in verschiedene Summanden aufgeteilt sind. Die Berechnung der Gruppengeschwindigkeiten erfolgt aus dem Gradienten bezüglich  $\mathbf{k}$  und der partiellen Ableitung nach  $\omega$  der charakteristischen Determinante  $\Omega$ :

Mit  $\Omega = \Omega_{11} \cdot \Omega_{22} \cdot \Omega_{33} - \Omega_{22} \cdot \Omega_{13}^2$  folgt für jede partielle Ableitung von  $\Omega$  nach einer seiner Variablen:

$$\Omega' = \Omega'_{11} \Omega_{22} \Omega_{33} + \Omega_{11} \Omega'_{22} \Omega_{33} + \Omega_{11} \Omega_{22} \Omega'_{33} - 2 \Omega_{22} \Omega_{13} \Omega'_{13} - \Omega'_{22} \Omega_{13}^2 \quad (\text{A.33})$$

Die partiellen Ableitungen lauten im einzelnen:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Omega_{11}}{\partial k_x} &= 2 c_{11} k_x, & \frac{\partial \Omega_{22}}{\partial k_x} &= 2 c_{66} k_x, & \frac{\partial \Omega_{33}}{\partial k_x} &= 2 c_{44} k_x, & \frac{\partial \Omega_{13}}{\partial k_x} &= (c_{13} + c_{44}) k_z, \\ \frac{\partial \Omega_{11}}{\partial k_z} &= 2 c_{44} k_z, & \frac{\partial \Omega_{22}}{\partial k_z} &= 2 c_{44} k_z, & \frac{\partial \Omega_{33}}{\partial k_z} &= 2 c_{33} k_z, & \frac{\partial \Omega_{13}}{\partial k_z} &= (c_{13} + c_{44}) k_x, \\ \frac{\partial \Omega_{11}}{\partial \omega} &= 2 \rho \omega, & \frac{\partial \Omega_{22}}{\partial \omega} &= 2 \rho \omega, & \frac{\partial \Omega_{33}}{\partial \omega} &= 2 \rho \omega, & \frac{\partial \Omega_{13}}{\partial \omega} &= 0. \end{aligned} \quad (\text{A.34})$$

Da die Untersuchung der Gruppengeschwindigkeiten nur für zulässige Phasengeschwindigkeiten sinnvoll ist, kann zur Bestimmung der Polarisierungen  $\Omega = 0$ , also  $\Omega_{22}=0$  oder  $\Omega_{11} \cdot \Omega_{33} - \Omega_{13}^2 = 0$  angenommen werden.

**1. Fall** für  $V_{p1}$  entsprechend (A.27) mit  $\Omega_{22} = 0$  : Einsetzen der Ableitungen (A.34) in (A.31) ergibt

$$\begin{aligned} V_g^x &= \frac{\partial\Omega/\partial k_x}{\partial\Omega/\partial\omega} = \frac{\partial\Omega_{22}/\partial k_x}{\partial\Omega_{22}/\partial\omega} = \frac{2c_{66}k_x}{2\rho\omega} = \frac{c_{66} \sin\Theta}{\rho V_p}, \quad \text{und analog} \\ V_g^z &= \frac{c_{44} \cos\Theta}{\rho V_p} \end{aligned} \quad (\text{A.35})$$

**2. Fall** für  $V_{p2,3}$  entsprechend (A.2.9) mit  $\Omega_{11} \cdot \Omega_{33} - \Omega_{13}^2 = 0$  : Aus

$$V_g^x = \frac{\partial\Omega/\partial k_x}{\partial\Omega/\partial\omega} = \frac{\Omega_{22} \left( \frac{\partial\Omega_{11}}{\partial k_x} \Omega_{33} + \Omega_{11} \frac{\partial\Omega_{33}}{\partial k_x} - 2\Omega_{13} \frac{\partial\Omega_{13}}{\partial k_x} \right)}{\Omega_{22} \left( \frac{\partial\Omega_{11}}{\partial\omega} \Omega_{33} + \Omega_{11} \frac{\partial\Omega_{33}}{\partial\omega} - 2\Omega_{13} \frac{\partial\Omega_{13}}{\partial\omega} \right)} \quad (\text{A.36})$$

wird

$$V_g^x = \frac{2c_{11}k_x(c_{44}k_x^2 + c_{33}k_z^2 - \rho\omega^2) + 2c_{44}k_x(c_{11}k_x^2 + c_{44}k_z^2 - \rho\omega^2) - 2(c_{13} + c_{44})k_xk_z \cdot (c_{13} + c_{44})k_z}{2\rho\omega[(c_{44}k_x^2 + c_{33}k_z^2 - \rho\omega^2) + (c_{11}k_x^2 + c_{44}k_z^2 - \rho\omega^2)]} \quad (\text{A.37})$$

Folgende Umformungen und Ersetzungen ergeben:

$$\text{Zähler:} \quad 2|\mathbf{k}|^2, k_x \text{ ausklammern, } \frac{\omega^2}{|\mathbf{k}|} = V_p^2, \frac{k_x}{|\mathbf{k}|} = \sin\Theta, \frac{k_z}{|\mathbf{k}|} = \cos\Theta,$$

$$\text{Nenner:} \quad |\mathbf{k}|^2 \text{ ausklammern, } \frac{\omega^2}{|\mathbf{k}|} = V_p^2,$$

$$\text{kürzen:} \quad 2|\mathbf{k}|^2, \frac{k_x}{\omega} = \frac{\sin\Theta}{V_p},$$

so erhält man

$$V_g^x = \frac{\sin\Theta}{\rho V_p} \cdot \frac{c_{11}(c_{44} \sin^2\Theta + c_{33} \cos^2\Theta - \rho V_p^2) + c_{44}(c_{11} \sin^2\Theta + c_{44} \cos^2\Theta - \rho V_p^2) - (c_{13} + c_{44})^2 \cos^2\Theta}{(c_{11} + c_{44}) \sin^2\Theta + (c_{33} + c_{44}) \cos^2\Theta - \rho V_p^2}$$

und analog

$$V_g^z = \frac{\cos \Theta}{\rho v_p} \cdot \frac{c_{33}(c_{11} \sin^2 \Theta + c_{44} \cos^2 \Theta - \rho V_p^2) + c_{44}(c_{44} \sin^2 \Theta + c_{33} \cos^2 \Theta - \rho V_p^2) - (c_{13} + c_{44})^2 \sin^2 \Theta}{(c_{11} + c_{44}) \sin^2 \Theta + (c_{33} + c_{44}) \cos^2 \Theta - \rho V_p^2} \quad (\text{A.38})$$

für die Komponenten der Gruppengeschwindigkeiten.

### Energiegeschwindigkeit:

Umgekehrt läßt sich zur Berechnung der Energiefortpflanzung für das akustische Feld analog zum elektromagnetischen Fall das Poynting-Theorem entwickeln ([54], S. 144), das besagt, daß der Leistungsfluß durch die Oberfläche eines Volumens  $\mathcal{S}$  der zeitlichen Änderung der enthaltenen Energie entspricht, falls weder von außen Leistung eingetragen noch durch viskose Dämpfung aufgezehrt wird:

$$\oint_{\mathcal{S}} \mathbf{P} \cdot \hat{\mathbf{n}} dS + \frac{d}{dt} \int_{\mathcal{V}} (e_k + e_p) dV = 0 \quad . \quad (\text{A.39})$$

Hierbei bezeichnen  $\mathbf{P} = -\mathbf{v} \cdot \mathbf{T}$  den *Poynting-Vektor*,  $\mathbf{v}$  die Teilchenverschiebungsgeschwindigkeit  $d\mathbf{u}/dt$ ,  $e_k$  und  $e_p$  die kinetische bzw. potentielle Energiedichte und  $\hat{\mathbf{n}}$  die Einheitsnormale eines Flächenstückes  $dS$ . Die Flußdichte  $\mathbf{P} \cdot \hat{\mathbf{n}} = -\mathbf{v} \cdot \mathbf{T} \cdot \hat{\mathbf{n}} = d/dt (\mathbf{u} \cdot \mathbf{T}_n)$  ist die zeitliche Änderung der von der Teilchenverschiebung  $\mathbf{u}$  gegen die Kraftdichte  $\mathbf{T}_n$  geleistete Arbeit am Flächenstück  $dS$ , also die erbrachte Leistungsflußdichte, vgl. Bild 97. Wird für die Teilchenverschiebung  $\mathbf{u}$  ein ebenes Wellenfeld mit Wellenvektor  $\mathbf{k}$  und Kreisfrequenz  $\omega$  angesetzt, so kann gezeigt werden ([54], S. 222), daß

$$\mathbf{k} \cdot \mathbf{P}_{av} = \omega \cdot e_{av} \quad (\text{A.40})$$

ist, wobei  $\mathbf{P}_{av}$  und  $e_{av}$  die *mittlere* Leistungsdichte bzw. Energiedichte angeben. Umgeformt wird daraus

$$\mathbf{l} \cdot \frac{\mathbf{P}_{av}}{e_{av}} = V_p \quad (\text{A.41})$$

oder, wird  $\frac{\mathbf{P}_{av}}{e_{av}}$  als die *Energiegeschwindigkeit*  $\mathbf{V}_e$  definiert,

$$\mathbf{l} \cdot \mathbf{V}_e = V_p \quad (\text{A.42})$$

Die Projektion der Energiegeschwindigkeit auf die Wellennormale ergibt also die Phasengeschwindigkeit.

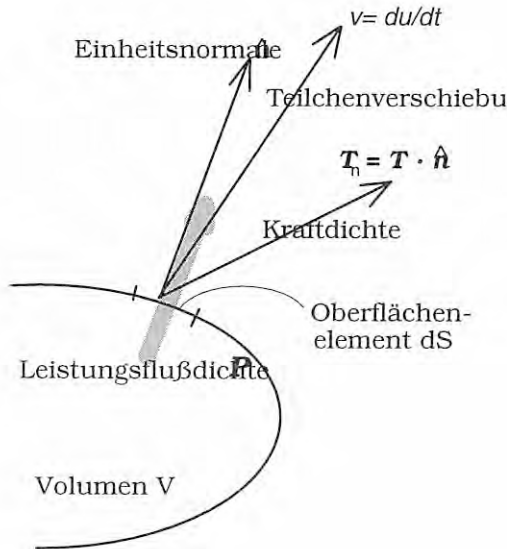


Bild 97:  
 Aus der auf ein Oberflächenelement  $dS$  wirkenden Kraftdichte  $\mathbf{T} \cdot \hat{\mathbf{n}}$  und der örtlichen Teilchenverschiebungsgeschwindigkeit  $\mathbf{v}$  wird die transportierte Leistungsdichte berechnet.

Da dies auch genau aus der Definition der Gruppengeschwindigkeit folgt, ist gezeigt, daß in Medien ohne Absorption die Gruppengeschwindigkeit mit der Energiegeschwindigkeit übereinstimmt ([54], S. 229, 259; [202], S. 166-170):

$$\mathbf{V}_g = \mathbf{V}_e . \tag{A.43}$$

Dazu muß das Material nicht streuend und kontinuierlich ([203, 204]<sup>21</sup>) sein.

<sup>21</sup> Liegt Absorption oder Streuung vor, so verliert der Begriff der Wellengruppe und damit der Gruppengeschwindigkeit aufgrund von Signalverzerrung durch den komplexen  $\mathbf{k}$ -Vektor seine Genauigkeit ([203], S. 75-76), es tritt Dispersion auf. Auch bei nicht-elastischen Wellen (Schwerewellen und geführte Wellen) kann Dispersion vorliegen, oder bei sehr kleinen Wellenlängen (in der Größenordnung des Atomgitterabstandes) durch Resonanzabsorption im Gitter ([204], S. 97-110).

Es ist mit  $\omega(\kappa) = V_p(\omega) \cdot \kappa$ :

$$V_g = \frac{d\omega}{d\kappa} = \frac{d}{dk} (V_p \cdot \kappa) = V_p + \kappa \cdot \frac{dV_p}{d\kappa} . \text{ Mit } \kappa = \frac{2\pi}{\lambda} \text{ ist } \frac{d\kappa}{d\lambda} = -\frac{2\pi}{\lambda^2}, \text{ also } dk = -\frac{2\pi}{\lambda^2} \cdot d\lambda = -\frac{\kappa}{\lambda} \cdot d\lambda .$$

$$\text{Damit ist } V_g = V_p + \kappa \cdot \frac{dV_p}{d\kappa} = V_p - \lambda \cdot \frac{dV_p}{d\lambda} .$$

Der Dispersionsterm  $\lambda \cdot dV_p/d\lambda$  kann gleich Null (keine Dispersion), positiv (normale Dispersion) oder negativ (anomale Dispersion) sein. Wird ein Quader mit Breite und Höhe 1 sowie Länge  $\lambda$  betrachtet, so kann gezeigt werden, daß das Verhältnis  $V_g/V_p$  gleich ist dem Verhältnis des Energieflusses  $S$  durch die Stirnfläche des Quaders während einer Periode  $T$  zu der in ihm gespeicherten Feldenergie  $E$ :  $V_g/V_p = S/E$ . Die Gleichheit  $V_g = V_p$  im dispersionsfreien Fall bedeutet also, daß die gesamte Energie aus einem Abschnitt der Länge  $\lambda$  während einer Periodendauer  $T$  das Volumen durch die Stirnfläche verläßt (Energietransport = Phasengeschwindigkeit). Ist der Dispersionsterm  $dV_p/d\lambda$  positiv (normale Dispersion), so ist  $V_g < V_p$ : während einer Schwingungsperiode

### 3. Polarisationen

#### 3.1 Allgemeine Bestimmung

Im Rahmen der linearen Algebra kann gezeigt werden, daß die Eigenvektoren der Matrix  $\Gamma$  zu *verschiedenen* Eigenwerten senkrecht aufeinander stehen, da sie symmetrisch ist, und daß sie maximal drei verschiedene Eigenwerte haben kann. Das bedeutet, daß es im anisotropen Medium maximal drei verschiedene Schallgeschwindigkeiten und drei verschiedene Wellenarten bzw. Polarisationen geben kann, und daß die Polarisationen aller Ultraschallwellen senkrecht aufeinander stehen, wenn sie verschiedene Phasengeschwindigkeiten haben. Breiten sich also Ultraschallwellen mit unterschiedlichen Phasengeschwindigkeiten aus, so tun sie dies mit bis zu drei zueinander orthogonalen Polarisationen, von denen eine überwiegend longitudinalen, und die beiden anderen überwiegend transversalen Charakter haben müssen. Die zugehörigen Wellen werden als *quasi-longitudinal* bzw. *quasi-transversal* bezeichnet.

Die Christoffelgleichung kann mit der Abkürzung  $E := \rho V_p^2$  allgemein in der Form

$$\begin{pmatrix} \Gamma_{11}-E & \Gamma_{12} & \Gamma_{13} \\ \Gamma_{12} & \Gamma_{22}-E & \Gamma_{23} \\ \Gamma_{13} & \Gamma_{23} & \Gamma_{33}-E \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_x \\ u_y \\ u_z \end{pmatrix} = \mathbf{0} \quad (\text{A.44})$$

angeschrieben werden. Der Vektor  $\mathbf{u} = \begin{pmatrix} u_x \\ u_y \\ u_z \end{pmatrix}$ , Eigenvektor zum Eigenwert  $E$ , bezeichnet dabei die

Richtung der Teilchenverschiebung oder Polarisation der zu  $(\rho V_p^2)$  gehörigen Ultraschallwelle. Für jeden der i. a. drei Eigenwerte ergibt sich nach sukzessivem Einsetzen in (A2.19) ein Gleichungssystem zur Bestimmung der zugehörigen Eigenvektoren. Beispielsweise lauten die ersten zwei Gleichungen von (A2.19) ausgeschrieben:

$$\begin{aligned} \text{I.} \quad & (\Gamma_{11}-E) u_x + \Gamma_{12} u_y = -\Gamma_{13} u_z \\ \text{II.} \quad & \Gamma_{12} u_x + (\Gamma_{22}-E) u_y = -\Gamma_{23} u_z \end{aligned} \quad (\text{A.45})$$

---

wandert ein Teil der gespeicherten Energie nicht aus dem Volumen heraus, sondern bleibt in der Schwingung der Teilchen enthalten. Der Term  $dV_p/d\lambda$  kann aber auch negativ werden (anomale Dispersion bei Resonanzabsorption, wenn  $\lambda$  in der Größenordnung der Gitterkonstante ist). Dann würde die Gruppengeschwindigkeit größer sein als die Phasengeschwindigkeit, d. h. die Energie müßte schneller voranschreiten als die sie tragenden Phasenfronten selbst. Hier verliert der Begriff der Gruppengeschwindigkeit seine Gültigkeit, und es muß ein aufwendigeres Konzept der "Signalgeschwindigkeit" angewendet werden ([204]).

---

Division I/II, Kürzen und Umgruppieren liefert

$$\frac{u_y}{u_x} = \frac{\Gamma_{23} (\Gamma_{11}-E) - \Gamma_{13} \Gamma_{12}}{\Gamma_{13} (\Gamma_{22}-E) - \Gamma_{23} \Gamma_{12}} . \quad (\text{A.46})$$

Wird (A2.20) nach  $u_y$  aufgelöst, so folgt ganz analog

$$\frac{u_z}{u_x} = \frac{(\Gamma_{11}-E)(\Gamma_{22}-E) - \Gamma_{12}^2}{\Gamma_{23} \Gamma_{12} - \Gamma_{13} (\Gamma_{22}-E)} . \quad (\text{A.47})$$

Andere Ersetzungen führen zu weiteren Bestimmungsgleichungen für die Komponenten von  $\mathbf{u}$ .

### 3.2 Meridianebene bei hexagonaler Symmetrie

Liegt der Wellenvektor  $\mathbf{k}$  in der X-Z-Ebene (Meridianebene) in einem Medium mit hexagonaler Symmetrie, so nimmt die allgemeine Christoffelgleichung (A.12) die Gestalt (A.16) an, die dem folgenden Gleichungssystem entspricht:

$$\begin{aligned} \text{I.} \quad & (\Gamma_{11}-E)u_x \quad + \quad \Gamma_{13}u_z \quad = \quad 0 \\ \text{II.} \quad & 0 \quad + \quad (\Gamma_{22}-E)u_y \quad + \quad 0 \quad = \quad 0 \\ \text{III.} \quad & \Gamma_{13}u_x \quad + \quad (\Gamma_{33}-E)u_z \quad = \quad 0 \end{aligned}$$

**1. Fall:** Polarisationen für  $V_{p1}$  entsprechend (A2.4) mit  $\Gamma_{22} = E$ :

Nach II. ist  $u_y$  beliebig. Die Gleichungen I und III sind gleichzeitig nur erfüllbar, wenn

$$u_x = u_z = 0 \quad (\text{A.48})$$

ist. Die Polarisation ist also für jeden Winkel zwischen Wellenvektor und Z-Achse orthogonal zur X-Z-Ebene, in welcher der Wellenvektor nach Voraussetzung liegt. Also bildet die Teilchenverschiebung bei dieser Wellenart immer einen rechten Winkel zum Wellenvektor, d.h. es handelt sich um einen reinen Mode.

**2. Fall:** für  $v_{p2,3}$  entsprechend (A2.9) mit  $(\Gamma_{11}-E) \cdot (\Gamma_{33}-E) = \Gamma_{13}^2$ :



Aus II. folgt  $u_y=0$ , d.h. die Teilchenverschiebung liegt mit dem Wellenvektor  $\mathbf{k}$  in derselben Meridianebene. Aus I. folgt  $\frac{u_z}{u_x} = \frac{(\Gamma_{11}-E)}{\Gamma_{13}}$ , aus III. ergibt sich  $\frac{u_z}{u_x} = \frac{\Gamma_{13}}{(\Gamma_{33}-E)}$ . Werden beide Ausdrücke zusammengezogen so ergibt sich  $(\Gamma_{11}-E) \cdot (\Gamma_{33}-E) = \Gamma_{13}^2$ , also gerade die Voraussetzung. Gleichzeitige Gültigkeit von I. und III. ist also tatsächlich nur für die durch (A2.9) gegebenen Phasengeschwindigkeiten zu erreichen. Umgekehrt reicht I. für die Bestimmung von  $u_z/u_x$ . Im einzelnen ist unter Ausnutzung der Beziehungen  $2\sin x \cos x = \sin 2x$  und  $\sin^2 \Theta + \cos^2 \Theta = 1$ :

$$\frac{u_z}{u_x} = \frac{(\Gamma_{11}-E)}{\Gamma_{13}} = \frac{(2c_{11}\sin^2\Theta + 2c_{44}\cos^2\Theta) - (c_{11}\sin^2\Theta + c_{33}\cos^2\Theta + c_{44})}{(c_{13} + c_{44})\sin 2\Theta} + \frac{\sqrt{[(c_{11}-c_{44})\sin^2\Theta + (c_{44}-c_{33})\cos^2\Theta]^2 + (c_{13}+c_{44})^2\sin^2 2\Theta}}{(c_{13}+c_{44})\sin 2\Theta}$$

oder

$$\frac{u_z}{u_x} = \frac{(c_{11}-c_{44})\sin^2\Theta + (c_{44}-c_{33})\cos^2\Theta; (c_{13}+c_{44})\sin 2\Theta}{\sqrt{\frac{[(c_{11}-c_{44})\sin^2\Theta + (c_{44}-c_{33})\cos^2\Theta]^2}{(c_{13}+c_{44})^2\sin^2 2\Theta} + 1}}$$

$$\frac{u_z}{u_x} = \frac{(\Gamma_{11}-E)}{\Gamma_{13}} = \frac{(2c_{11}\sin^2\Theta + 2c_{44}\cos^2\Theta) - (c_{11}\sin^2\Theta + c_{33}\cos^2\Theta + c_{44})}{(c_{13}+c_{44})\sin 2\Theta} + \frac{\sqrt{[(c_{11}-c_{44})\sin^2\Theta + (c_{44}-c_{33})\cos^2\Theta]^2 + (c_{13}+c_{44})^2\sin^2 2\Theta}}{(c_{13}+c_{44})\sin 2\Theta}$$

oder

$$\frac{u_z}{u_x} = \frac{(c_{11}-c_{44})\sin^2\Theta + (c_{44}-c_{33})\cos^2\Theta}{(c_{13}+c_{44})\sin 2\Theta} + \sqrt{\frac{[(c_{11}-c_{44})\sin^2\Theta + (c_{44}-c_{33})\cos^2\Theta]^2}{(c_{13}+c_{44})^2\sin^2 2\Theta} + 1} \quad (\text{A.49})$$

Insgesamt ergibt sich folgendes Bild : Für jede Richtung der Wellennormalen, gekennzeichnet durch den Winkel zwischen der Wellennormalen und der Faserrichtung,  $\Theta$ , gibt es genau drei

Wellenmoden mit folgenden Phasengeschwindigkeiten und zueinander orthogonalen Polarisationen:

- für die Lösungen (A.26)
  - eine quasilongitudinale Welle (qL), Winkel zwischen Wellennormale und Teilchenverschiebung kleiner als  $45^\circ$ ,
  - eine quasitransversale Welle (qT<sub>1</sub>), Winkel zwischen Wellennormale und Teilchenverschiebung größer als  $45^\circ$ ,  
beide Teilchenauslenkungen liegen in einer durch die Z-Achse und die Wellennormale aufgespannten Ebene, der Einschallebene oder Meridianebene.
  
- für die Lösung (A.27)
  - eine rein transversale Welle (T<sub>2</sub>), mit Teilchenverschiebung senkrecht zur Einschallebene, d. h. senkrecht sowohl zur Anisotropierichtung als auch zum Wellenvektor.

Die beiden transversalen Polarisierungen sind bei einer Orientierung der Wellennormalen parallel zur Z-Achse ( $\Theta=0^\circ$ ) ununterscheidbar ("entartet"), da ihrer beider Teilchenauslenkungen vollständig in der Isotropieebene liegen. Die Orientierung der einfallenden Teilchenverschiebung relativ zum Wellenvektor und der Anisotropierichtung wird in Bild 98 illustriert.

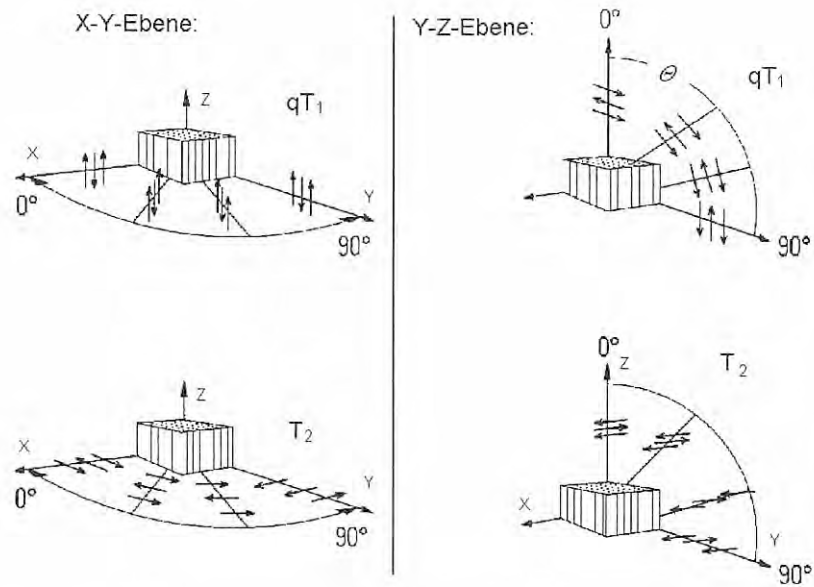


Bild 98: Orientierung der Teilchenverschiebung der einfallenden Transversalwelle (kurze Pfeile) relativ zur Einschallebene, die durch die Richtung des Wellenvektors (Radien in X-Y-Ebene bzw. Y-Z-Ebene) und die Anisotropierichtung (Z-Achse) aufgespannt wird: Für die Quasitransversalwelle  $qT_1$  koplanar, für die reine Transversalwelle  $T_2$  orthogonal.

## Anhang B: Verwendete Prüfköpfe und Geräte

### Prüfköpfe: Hersteller: Panametrics

Nr.	Typ	Wellenart	Frequenz	Schwinger-Ø	Serien-Nr.
1	A 103 S	L	1 MHz	0,5"	44091
2	A 106 S	L	2,25 MHz	0,5"	37246
3	A 109 S	L	5 MHz	0,5"	46102
4	A 111 S	L	10 MHz	0,5"	140740
5	V 106	L	2,25 MHz	0,5"	226
6	V 153	T	1 MHz	0,5"	34504
7	V 154	T	2,25 MHz	0,5"	132074
8	V 155	T	5 MHz	0,5"	41451

Die Köpfe mit einem A in der Typenbezeichnung sind resonant abgestimmt und haben damit lange Echos, sind schmalbandig und empfindlich. Die relative Bandbreite liegt bei ca. 60%-70%. Die Köpfe mit einem V in der Typenbezeichnung sind stärker bedämpft, haben einen kürzeren Impuls und sind damit breitbandiger. Die relative Bandbreite liegt hier bei rund 90%-100%.

### Koppelmittel

Longitudinalwelle: Glycerin

Transversalwelle: Panametrics SWC shear wave couplant  
Phenylsalicylat, Handelsname SALOL der Fa. Merck

### Ultraschallgeräte:

Krautkrämer USIP 12  
Panametrics 5052 PR Pulser/Receiver  
Panametrics 5052 UA Ultrasonic Analyser  
Alle drei Geräte haben einen Sender mit nadelförmigem Sendeimpuls.

### Sonstige:

Oszillograph Hewlett Packard HP 1980  
Oszillograph Hewlett Packard HP 54502  
Panametrics Stepless Gate

PK: 1

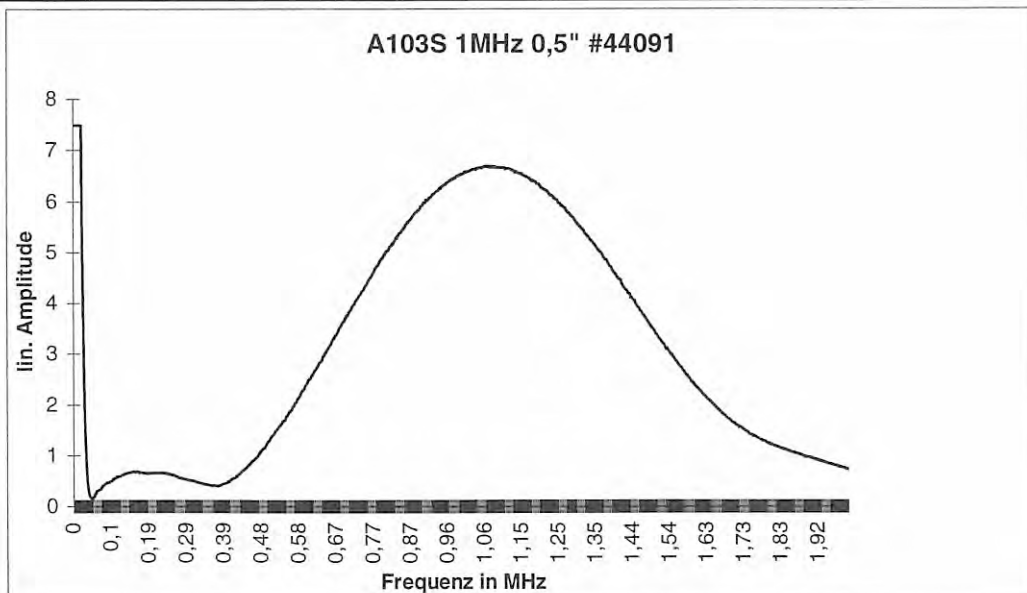
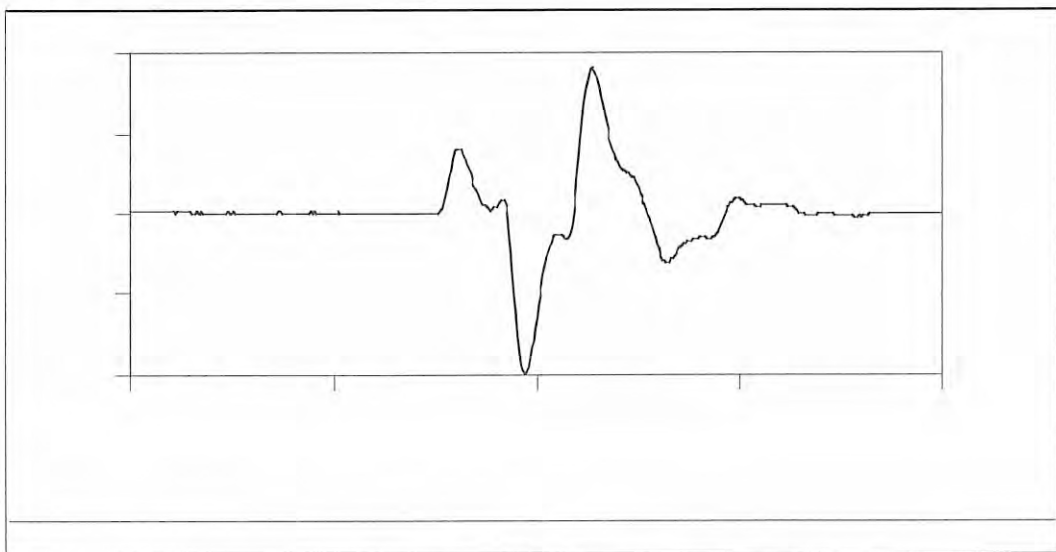
HP 58RD.EXE: Spektrumanalyse mit HP5868A

BAM-Lab. VIII.42

Datei: g:\44091.dat

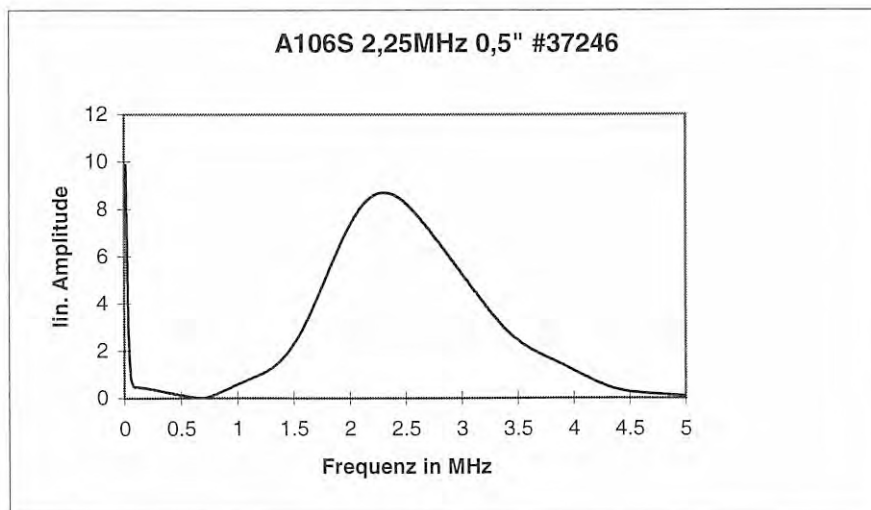
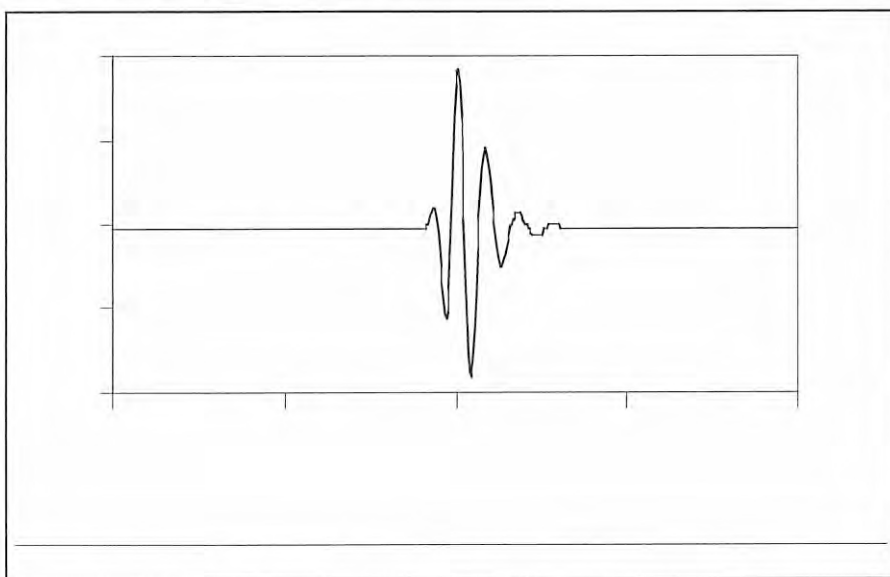
11.01.00

<b>Hersteller</b>	Panametrics	<b>Mittenfrequenz [MHz]</b>	1,14
<b>Prüfkopf</b>	A103S	<b>untere Grenzfrequenz [MHz] -6 dB</b>	0,704
<b>Nr.</b>	44091	<b>obere Grenzfrequenz [MHz] -6 dB</b>	1,59
<b>Frequenz [MHz]</b>	1	<b>Bandbreite [MHz]</b>	0,886
<b>Schwingerd.["]</b>	0,5	<b>rel. Bandbreite [%]</b>	77,7
<b>Reflektor: Rückwand Quarzglasscheibe d= 30 mm</b>			
<b>Sender</b>	Panametrics	5052UA	
<b>Damping [Ohm]</b>	500		
<b>Energy</b>	1		
<b>Attenuation [dB]</b>	25		
<b>HP-Filter [MHz]</b>	0,1		



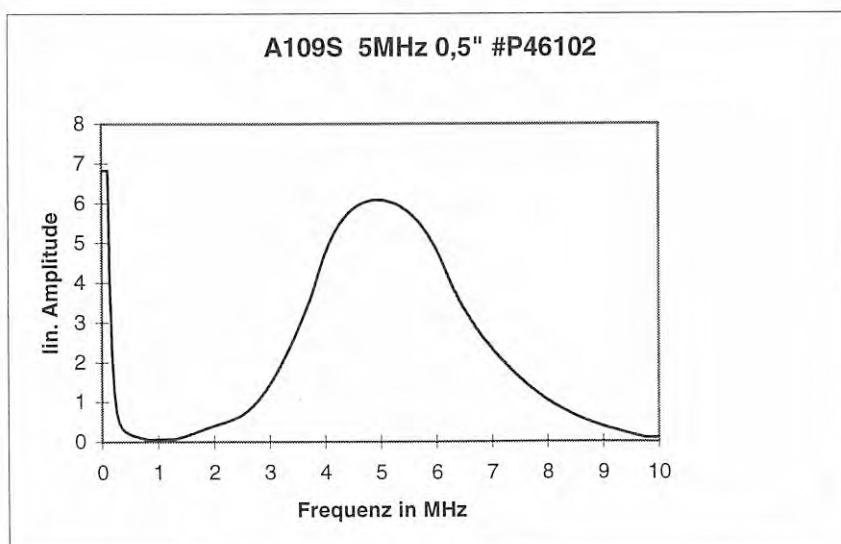
PK: 2

Hersteller	Panametrics	Mittenfrequenz [MHz]	2.3
Prüfkopf	A106S	untere Grenzfrequenz [MHz] -6 dB	1.72
Nr.	37246	obere Grenzfrequenz [MHz] -6 dB	3.13
Frequenz [MHz]	2.25	Bandbreite [MHz]	1.41
Schwingerd.["]	0.5	rel. Bandbreite [%]	61.3
<b>Reflektor: Rückwand ferritischer Testkörper d=70mm</b>			
Sender	Panametrics	5052UA	
Gain	20		
Damping [Ohm]	100		
Energy	4		
Attenuation [dB]	34		
HP-Filter [MHz]	out		



PK: 3

Hersteller	Panametrics	Mittenfrequenz [MHz]	5
Prüfkopf	A109S	untere Grenzfrequenz [MHz] -6 dB	3.58
Nr.	P46102	obere Grenzfrequenz [MHz] -6 dB	6.64
Frequenz [MHz]	5	Bandbreite [MHz]	3.06
Schwingerd.["]	0.5	rel. Bandbreite [%]	61.2
Reflektor: Rückwand ferriischer Testkörper d=70mm			
Sender	Panametrics	5052UA	
Gain	20		
Damping [Ohm]	50		
Energy	3		
Attenuation [dB]	38		
HP-Filter [MHz]	out		



PK: 4

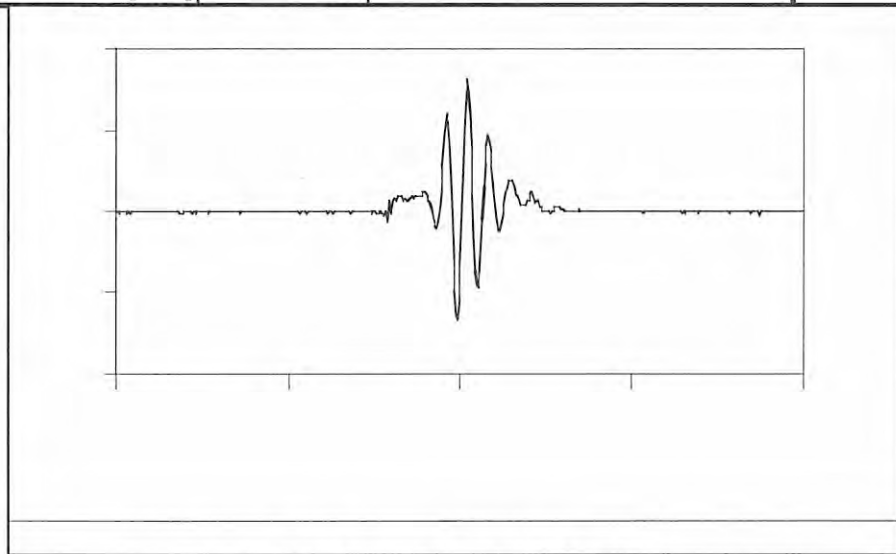
HP 58RD.EXE: Spektrumanalyse mit HP5868A

BAM-Lab. VIII.42

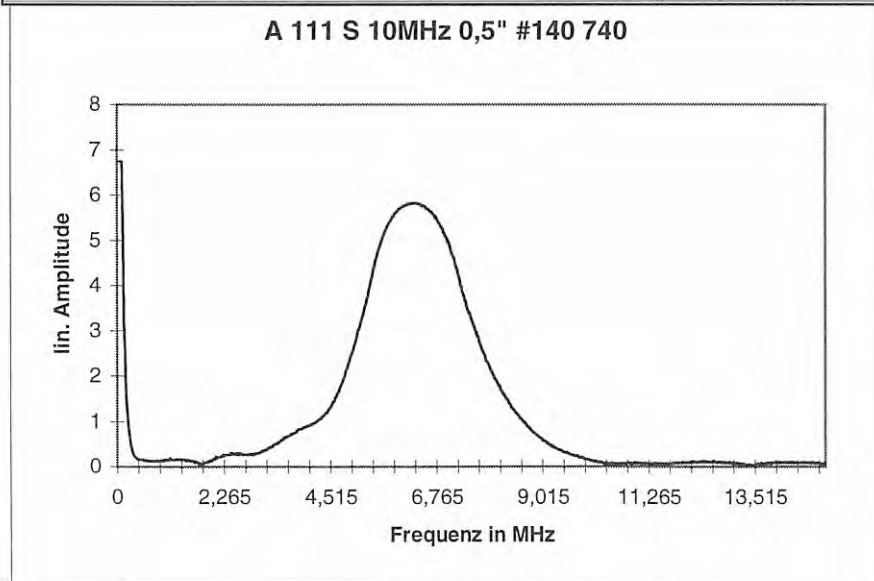
21. Januar 2000

Datei: g:\140740.dat

Hersteller	Panametrics	Mittenfrequenz [MHz]	6,32
Prüfkopf	A 111 S	untere Grenzfrequenz [MHz] -6 dB	5,13
Nr.	140 740	obere Grenzfrequenz [MHz] -6 dB	7,62
Frequenz [MHz]	10	Bandbreite [MHz]	2,49
Schwingerd.["]	0,5	rel. Bandbreite [%]	39,4
<b>Reflektor: Rückwand ferriischer Testkörper d=70mm</b>			
Sender	Panametrics	5052UA	
Gain	40		
Damping [Ohm]	0		
Energy	2		
Attenuation [dB]	50		
HP-Filter [MHz]	out		



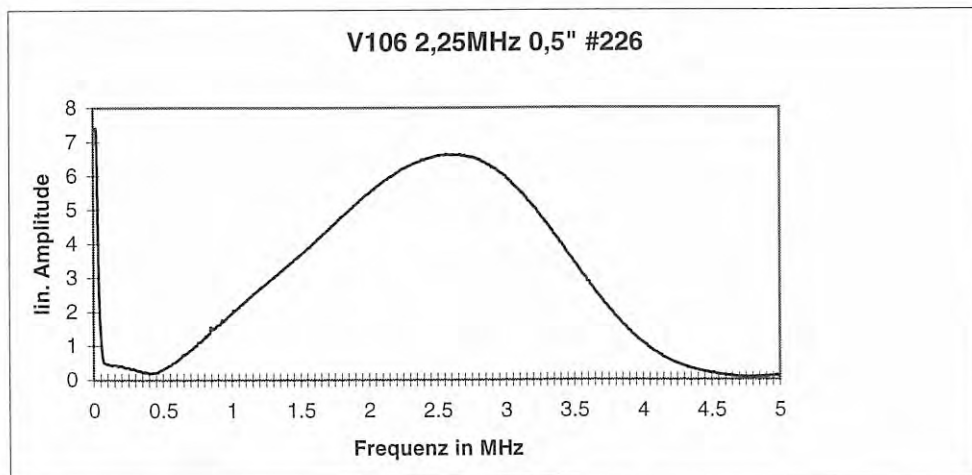
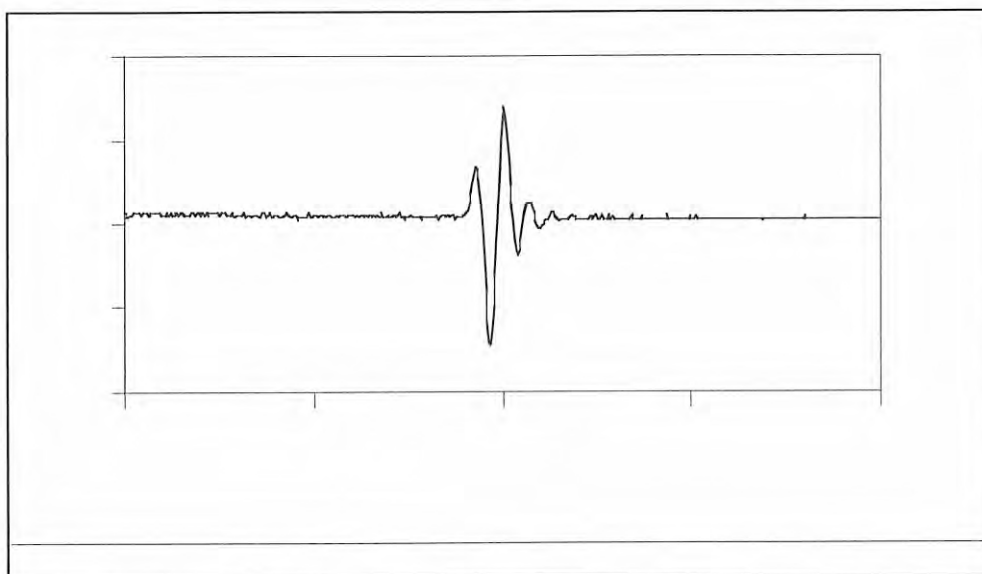
A 111 S 10MHz 0,5" #140 740





PK: 5

<b>Hersteller</b>	Panametrics	<b>Mittenfrequenz [MHz]</b>	2.61
<b>Prüfkopf</b>	V106	<b>untere Grenzfrequenz [MHz] -6 dB</b>	1.4
<b>Nr.</b>	226	<b>obere Grenzfrequenz [MHz] -6 dB</b>	3.53
<b>Frequenz [MHz]</b>	2.25	<b>Bandbreite [MHz]</b>	2.13
<b>Schwingerd.["]</b>	0.5	<b>rel. Bandbreite [%]</b>	81.6
<b>Reflektor: Rückwand ferriischer Testkörper d=70mm</b>			
<b>Sender</b>	Panametrics	5052UA	
<b>Gain</b>	40		
<b>Damping [Ohm]</b>	50		
<b>Energy</b>	2		
<b>Attenuation [dB]</b>	24		
<b>HP-Filter [MHz]</b>	out		



PK: 6

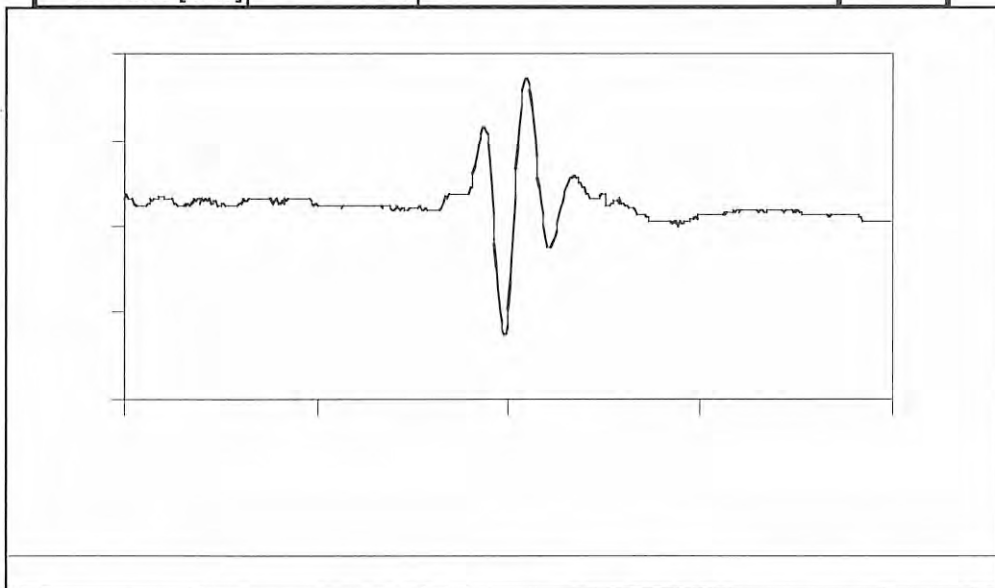
HP 58RD.EXE: Spektrumanalyse mit HP5868A

BAM-Lab. VIII.42

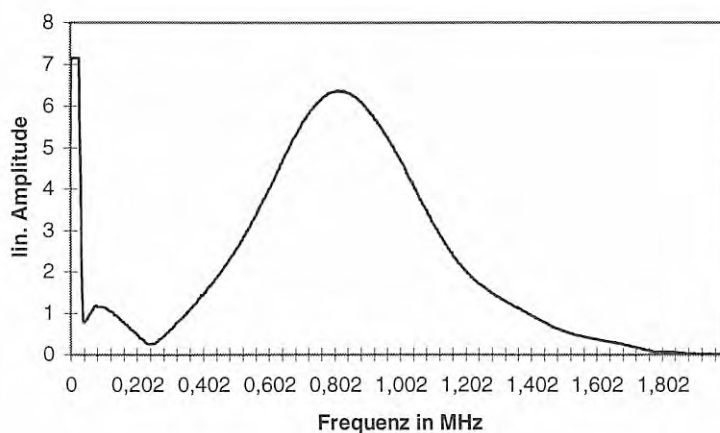
21. Januar 2000

Datei: g:\34504.dat

<b>Hersteller</b>	Panametrics	<b>Mittenfrequenz [MHz]</b>	0,792
<b>Prüfkopf</b>	V 153	<b>untere Grenzfrequenz [MHz] -6 dB</b>	0,508
<b>Nr.</b>	34504A	<b>obere Grenzfrequenz [MHz] -6 dB</b>	1,056
<b>Frequenz [MHz]</b>	1	<b>Bandbreite [MHz]</b>	0,548
<b>Schwingerd.["]</b>	0,5	<b>rel. Bandbreite [%]</b>	69,2
<b>Reflektor: Rückwand feritischer Testkörper d=70mm</b>			
<b>Sender</b>	Panametrics	5052UA	
<b>Gain</b>	40		
<b>Damping [Ohm]</b>	0		
<b>Energy</b>	2		
<b>Attenuation [dB]</b>	34		
<b>HP-Filter [MHz]</b>	out		



V 153 1MHz 0,5" #34505A



PK: 7

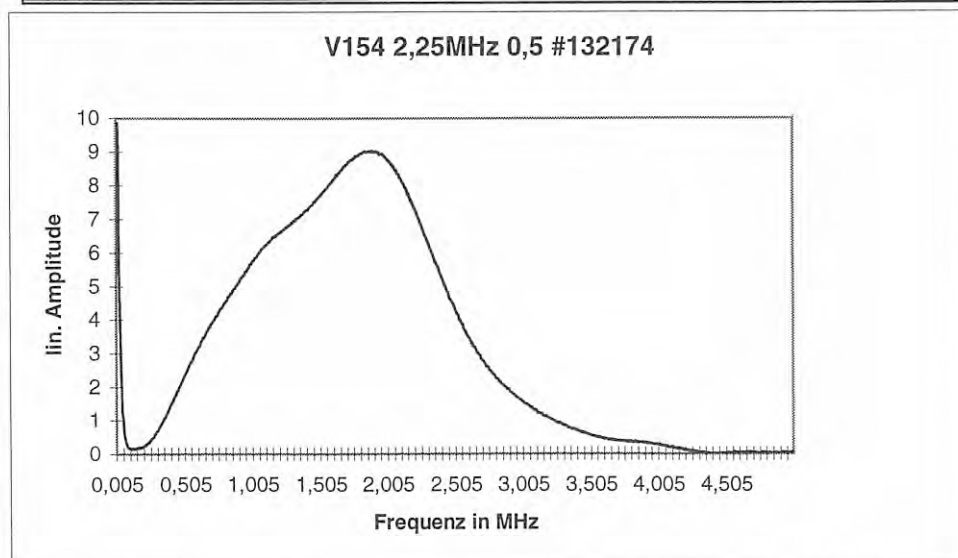
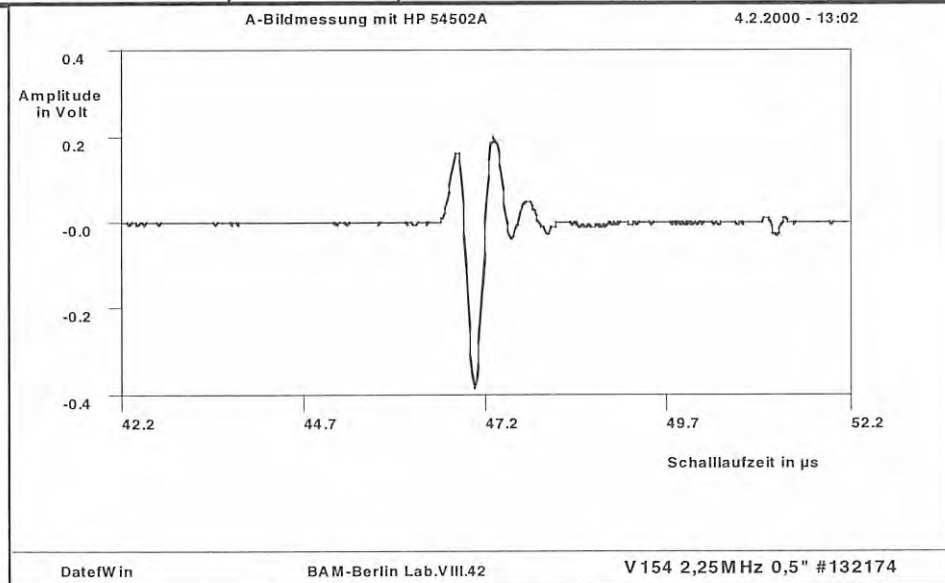
HP 58RD.EXE: Spektralanalyse mit HP5868A

BAM-Lab. VIII.42

Datei: c:\temp\gripp\132174.dat

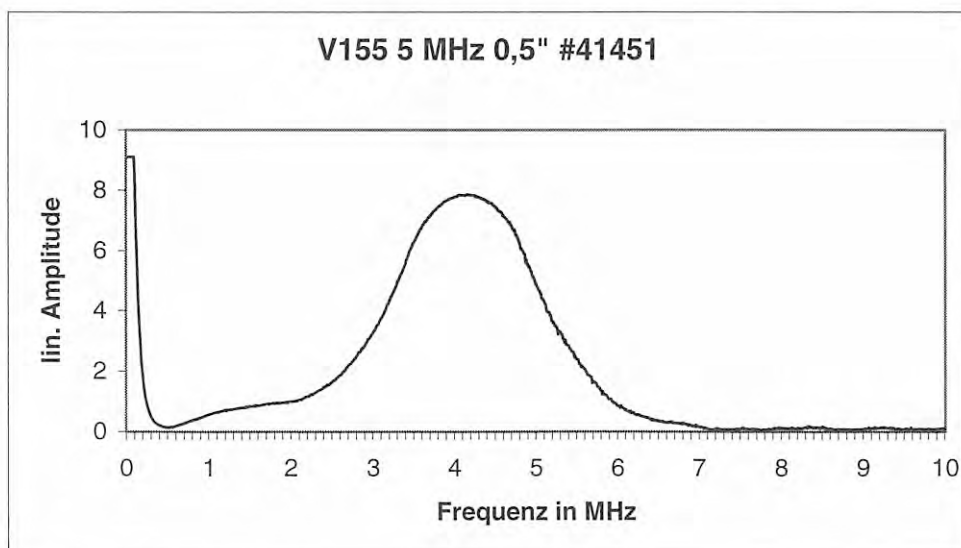
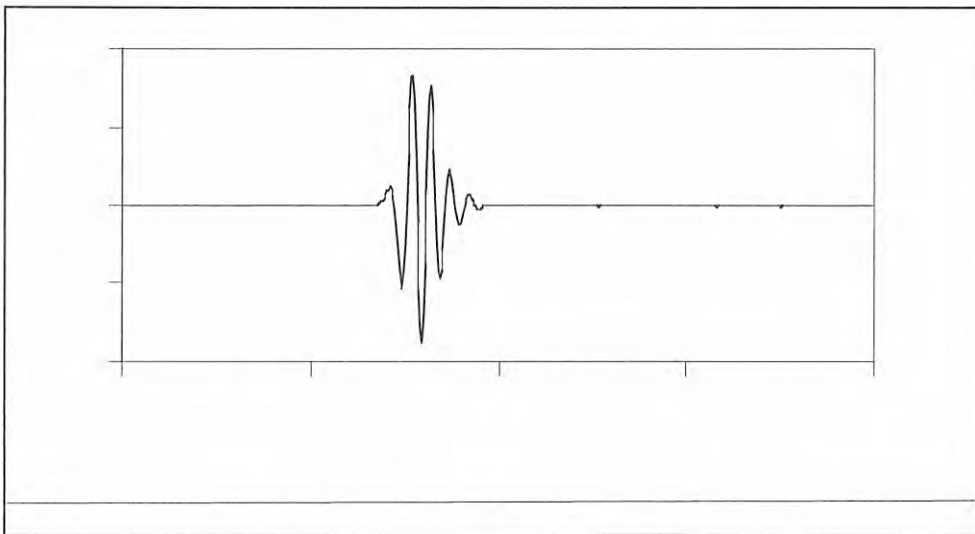
4. Februar 2000

Hersteller	Panametrics	Mittenfrequenz [MHz]	1,9
Prüfkopf	V 154	untere Grenzfrequenz [MHz] -6 dB	0,82
Nr.	132 174	obere Grenzfrequenz [MHz] -6 dB	2,48
Frequenz [MHz]	2,25	Bandbreite [MHz]	1,66
Schwingerd.["]	0,5	rel. Bandbreite [%]	87,4
Reflektor: Rückwand ferriitischer Testkörper d=70mm			
Sender	Panametrics	5052UA	
Gain	40		
Damping [Ohm]	0		
Energy	2		
Attenuation [dB]	26		
HP-Filter [MHz]	1		



PK: 8

Hersteller	Panametrics	Mittenfrequenz [MHz]	4.61
Prüfkopf	V155	untere Grenzfrequenz [MHz] -6 dB	3.15
Nr.	41451	obere Grenzfrequenz [MHz] -6 dB	5.15
Frequenz [MHz]	5	Bandbreite [MHz]	2
Schwingerd.["]	0.5	rel. Bandbreite [%]	43.4
Reflektor: Rückwand ferriischer Testkörper d=70mm			
Sender	Panametrics	5052UA	
Gain	40		
Damping [Ohm]	50		
Energy	1		
Attenuation [dB]	10		
HP-Filter [MHz]	1		



---

**Literatur**

- [1] S. Ciaraldi, J. D. Alkire, G. Huntoon: *Fibreglass firewater systems for offshore platforms*, paper OTC 6926, Proc. 23rd. Annual Offshore Technology Conf., Houston, 1991, pp 477-484
  - [2] J. G. Williams: *Developments in composite structures for the offshore oil industry*. Paper OTC 6579, Proc. 23rd. Annual Offshore Technology Conference, Houston, 1991, pp. pp 477-484
  - [3] A. Fahrner, A. G. Gibson, P. Tolhoek: *A study of the failure behaviour of key-lock joints and glass fibre reinforced plastic pipework*, Composites Part A, 27A, 1996, pp 429-435
  - [4] J.C.M. de Bruijn, C.A.M. van den Ende: *Reinforced pipes are safer than steel ones*. Reinforced Plastics, February 1996, pp. 40-42
  - [5] R. Pilot, C.A.M. van den Ende, J.C.M. de Bruijn: *Quality assurance of glass fibre reinforced piping systems*, Proceedings of the 5th. European conference on advanced materials and process applications, Vol 2, pp 277-279, 1997
  - [6] E.C.J.N de Jong; J. G. du Chatinier, J. J. M. van Nisselroij.: *A straightforward ultrasonic technique for the inspection of adhesively bonded connections and sizing of impact damage in GRP pipelines*, INSIGHT 36 (9), September 1994, pp. 683-685
  - [7] R. J. Andrews, T. J. Moran, R. L. Crane: *Ultrasonic Imaging of Defects in Fiber Reinforced Composites*, ECNDT 1986, pp. 209-218
  - [8] W. Hillger: *Nondestructive Analysis of Damage States in Laminated Composites by US*, ECNDT 1986, pp. 613-618
  - [9] C. F. Buynak, T. J. Moran, R. W. Martin: *Delamination and Crack Imaging in Graphite-Epoxy Composites*, Materials Evaluation, 47, 1989, pp. 441-447
  - [10] J. Rusborg et al.: *Ultraschallprüfung von Bund-Klebeverbindungen an GFK-Rohren in Kraftwerken*, DGZfP-Jahrestagung 1997, Dresden, 1997, pp. 541-542
  - [11] J. Krautkrämer, H. Krautkrämer: *Werkstoffprüfung mit Ultraschall. 5. Auflage*, 1986, Springer, Berlin, Heidelberg, New York.
  - [12] Commission V des International Institute Of Welding: *Handbook On The Ultrasonic Examination Of Welds*, 1982, The Welding Institute, Cambridge, GB
  - [13] M. G. Silk: *Benefits of signal processing in ultrasonic inspection*, Insight 36, Nr. 10, Oktober 1994, pp. 776-781
  - [14] G. A. Georgiou, P. J. Mudge: *An Evaluation of proposed CEN Ultrasonic standards for the Inspection And Sentencing Of Fusion Welds in Ferritic Steels*, 6th European Conference on Non Destructive Testing, Nizza, 1994, pp. 117-121
  - [15] H. Yamawaki, T. Saito: *Computer Simulation of Acoustic waves Propagation in elastically Anisotropic Materials*, Materials Science Forum, Vols. 210-213 (1996), pp. 589-596
  - [16] R. Ludwig: *The Finite Element Modeling of Ultrasonic NDT Phenomena*, Ph.D. Dissertation, Colorado State University, USA, 1986
  - [17] W. Lord, R. Ludwig, Z. You: *Finite element modeling of ultrasonic wave propagation in*
-

- materials*. Proceedings of New Directions in the Nondestructive Evaluation of Advanced Materials, Winter Annual Meeting of the American Society of Mechanical Engineers (ASME), 1988, Vol. 9 (1988) pp. 1-8
- [18] R. Rannacher, E. Stein: *Finite Elemente*. in: Spektrum der Wissenschaft, März 1997, pp. 90-98
- [19] S. S. Lee et al.: *Elastic constants determination of thin cold-rolled stainless steels by dynamic elastic modulus measurements*. Journal of Materials Science **33** 3 (1998), pp. 687-692
- [20] Z. You, W. Lord, R. Ludwig: *A 3-d finite element formulation for ultrasonic NDE*. Review of Progress in QNDE 1990, Vol. 10A (1991) pp. 233-240
- [21] Z. S. Alterman: *Finite Difference Solutions to Geophysical Problems*, Journal of Physics of the Earth **16**, 1968, pp. 113-128
- [22] H. Harumi, F. Suzuki, Y. Sato: *Computer Simulation of the Near Field of Elastic Wave in a Solid Half Space*, Report Technical Committee 2 (Ultrasonics) in NDT Japan, No. 2311 (1971)
- [23] T. Xue, W. Lord, S. Udpa: *Numerical analysis of the radiated fields of ultrasonic transducers*, Journal of Nondestructive Evaluation, **14** 3 (1995), pp.137-147
- [24] T. Xue, W. Lord, S. Udpa: *Transient fields of pulsed transducers in solids*, Research in Nondestructive Evaluation, **7** 1 (1995) pp. 31-53
- [25] Q. H. Liu, E. Schoen, F. Daube, C. Randall, H. Liu, P. Lee: *A three-dimensional finite difference simulation of sonic logging*, Journal of the Acoustical Society of America, **100** 1 (1996) pp. 72-79
- [26] R. Balasubramanyam, D. Quinney, R. E. Challis, C. P. D. Todd: *A finite-difference simulation of ultrasonic Lamb waves in metal sheets with experimental verification*, Journal of Physics D: Applied Physics, **29** 1 (1996) pp. 147-155
- [27] R. A. Kline, Y. Q. Wang, R. B. Mignogna, P. O. Delsanto: *A finite difference approach to acoustic tomography in anisotropic media*, Journal of Nondestructive Evaluation, **13** 2 (1994) , pp. 75-83
- [28] A. Ohtsuki, K. Harumi: *Effect of Topography and Subsurface Inhomogeneities on Seismic SV Waves*, Earthquake Engineering & Structural Dynamics Vol. **11**, No. 4; July-Aug. 1983, pp. 441-462
- [29] K. Harumi, M. Uchida: *Computer Simulation of Ultrasonics and Its Applications*, Journal of Nondestructive Evaluation, Vol.9,Nos. 2/3, 1990, pp. 81-99
- [30] M. Uchida, K. Harumi: Numerical experiments on reflection of transverse waves by inclined free-surface steps and free-surface open slits in ultrasonic flaw detection, Welding International, **9** 9 (1995), pp. 697-705
- [31] H. Yamawaki, T. Saito, C Masuda, H. Fukuhara: *Development of Three-Dimensional Ultrasonic Simulation and Its Application*, Japanese Journal of Applied Physics Vol.33 (1994), pp. 3126-3129
- [32] Th. Weiland: *On the numerical Solution of Maxwell's Equations and Applications in the Field of Accelerator Physics*, Particle Accelerators **15**, DESY, o.p. 1984
- [33] P. Fellingner, R. Marklein: *EFIT - Elastodynamische Finite Integrationstechnik zur Modellierung der Abstrahlung, Ausbreitung und Beugung elastischer Wellen*, Symposium 'Modelle und Theorien für die Ultraschall-Prüfung'. Berlin, 5.-6- November 1990,

- Tagungsband S. 48-58
- [34] P. Fellinger: *Ein Verfahren zur numerischen Lösung elastischer Wellenausbreitungsprobleme im Zeitbereich durch direkte Diskretisierung der elastodynamischen Grundgleichungen*, Dissertation, Universität-GH Kassel, 1991
- [35] R. Marklein, K. J. Langenberg, R. Bärmann, S. Klaholz, C. Hofmann: *Elastische Wellen in der zerstörungsfreien Materialprüfung*. in: Fortschritte der Akustik. DAGA 95. 21. Deutsche Jahrestagung für Akustik, Saarbrücken, D, 13.-17- März 1995. Teil 1, Oldenburg: Deutsche Gesellschaft für Akustik, S. 121-140. 1995
- [36] R. Marklein , R. Bärmann, K. J. Langenberg: *The Ultrasonic Modeling Code EFIT As Applied to Inhomogeneous Dissipative Isotropic and Anisotropic Media*, in Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation, **14**, 1995, S. 251-258
- [37] R. Marklein, P. Fellinger: *Mathematisch-numerische Modellierung der Ausbreitung und Beugung akustischer Wellen*, Symposium 'Modelle und Theorien für die Ultraschall-Prüfung'. Berlin, 5.-6- November 1990, Tagungsband S. 59-68
- [38] R. Marklein: *Numerische Verfahren zur Modellierung von akustischen, elektromagnetischen, elastischen und piezoelektrischen Wellenausbreitungsproblemen im Zeitbereich basierend auf der Finiten Integrationstechnik*. Dissertation, Universität-GH Kassel 1997
- [39] M. Spies: *Elastische Wellen in transversal-isotropen Medien: Ebene Wellen, Gaußsche Wellenpakete, Greensche Funktionen, elastische Holographie*. Dissertation, Universität des Saarlandes, Saarbrücken, 1992
- [40] M. Spies, P. Fellinger, K. J. Langenberg: *Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation* **11**, 1992, S. 177-184
- [41] M. Spies: Elastic Waves in homogenous and Layered Transversely Isotropic Media: Plane Waves and Gaussian Wave Packets. A General Approach, J. Acoust. Soc. Am. **95**, 1748-1760, 1994
- [42] F. Walte, M. Spies, C. Schurig, K.-J. Langenberg, S. Klaholz: *Simulation der Impulschopprüfung für austenitische Schweißnähte mit dem EFIT- und GPSS-Code und Verifizierung durch Experimente*, Jahrestagung 1996 der DGZfP, Lindau, D, 13.-15. Mai 1996. Vol. 1. Band 52 (1996) Berlin, pp. 217-226
- [43] M. Spies: Elastische Wellen in austenitischen Schweißstrukturen. Modellierung mittels generalisierter Punktquellensynthese, Materialprüfung, **38** 9 (1996), pp. 354-359
- [44] M. Spies, F. Walte, H. Rieder, H. Wüstner: *Computer aided design and modeling for ultrasonic applications. CADMUS-on-PC*, IEEE Ultrasonics Symposium, 1996. Vol. 1, (1996) pp. 677-680
- [45] M. Spies, M. Kröning: *A computationally efficient modeling code for SH-waves in austenitic welds using an explicit space-time green-function*, Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation. Vol. 15A (1996) pp. 145-152
- [46] H. Wüstenberg: *Untersuchungen zum Schallfeld von Winkelköpfen für die Materialprüfung mit Ultraschall*, Dissertation, Technische Universität Berlin, 1974
- [47] R. Boehm, A. Erhard, H. Wüstenberg: *Sound Field Distribution in a Simulated Polycrystal*, 6th European Conference on Non Destructive Testing, Nice, France, 1994, pp. 13-17
- [48] R. Boehm, A. Erhard, , W. Möhrle: *Beeinflussung des Gruppenstrahlerschallfeldes durch*

- Anisotropie*, in: Berichtsband der Jahrestagung der DGZfP 1993, Berlin, S. 638-647
- [49] W. Hesselmann, R. Boehm, T. Hauser, H. Wüstenberg: *Einfluß des Anisotropie-Effektes bei der Ultraschallprüfung plattierter Bauteile*, in: Berichtsband der Jahrestagung der DGZfP 1993, pp. 249-263
- [50] A. Schumm: *Using CAD representations in transient sound field calculations through curved surfaces*. Dissertation, Universität Paris 1997
- [51] T. Furukawa, K. Date: *Ray-Modeling for computer simulation of ultrasonic testing*, Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation 14, 1995, pp. 1111-1118
- [52] T. Furukawa, G. Yotsuya, K. Date: *Simple modeling of ultrasonic beam incidence in immersion testing*, Materials Evaluation, June 1995, pp. 747-750
- [53] J. A. Ogilvy: *An iterative ray tracing model for ultrasonic nondestructive testing*, NDT&E Intl., **25** (1992), pp 3-10
- [54] B. A. Auld: *Acoustic fields and waves in solids*, vol. I and II, 2nd ed. Krieger Publ. Co., Malabar, Florida, USA, 1990
- [55] M. J. P. Musgrave: *Crystal Acoustics*, Holden-Day, San Francisco, Cambridge, London, Amsterdam, 1970
- [56] F. I. Fedorov: *Theory of elastic Waves in Crystals*, Plenum Press, New York, New York, 1968
- [57] J. D. Achenbach: *Wave Propagation in Elastic Solids*, Elsevier, North Holland, 1984
- [58] H. Schaper: *Beitrag zur zerstörungsfreien Prüfung von glasfaserverstärkten Kunststoffen*, Dissertation, Technische Universität Hannover, 1966
- [59] E. Neumann et al.: *Ultraschallprüfung von austenitischen Plattierungen, Mischnähten und austenitischen Schweißnähten*, Renningen-Malmsheim: Expert-Verlag, 1995
- [60] M. Vijayendra, E. Neumann: *Reflection and Transmission Energy coefficients at the interface between austenitic base and Weld Material*, J Phys. D, Appl. Phys. **25**, 1992, S. 1504-1512
- [61] E. Neumann: *Über den Stand der Entwicklung von Ultraschallprüfverfahren für grobkörnige austenitische Werkstoffe*. In L. Dorn u.a., *Schadensfälle und Fehler an Schweißbauteilen; Ursachen und Vermeidung*. Kontakt & Studium Band 145, Expert-Verlag, Sindelfingen, 1985
- [62] E. Neumann: *Physikalische Grundlagen der Ultraschallprüfung von austenitischen Schweißverbindungen*. Materialprüfung 32(1990), pp. 227-231
- [63] M. K. Vijayendra, E. Neumann: *Über die Polarisation der Ultraschallwellen bei der Ultraschallprüfung von akustisch anisotropen Werkstoffen mit Textur*. Fortschrittsberichte der DGZfP Jahrestagung 1993 Garmisch Patenkirchen, pp
- [64] V. K. Munikoti, E. Neumann: *Extension of Ahmed & Thompson theory to general elastic plane quasi-wave propagation in textured polycrystalline material*, Proceedings of QNDE 24, JASA 1997
- [65] M. Vijayendra, K. Matthies, E. Neumann, R. Schmid, G. Hübschen: *Über den Einfluß von Nahtflanke und Plattierungsgrenzfläche austenitischer Schweißungen auf transversale Ultraschallwellen*. Jahrestagung DGZfP 1995, Band 47 pp. 403-416 (1995)
- [66] E. Neumann, M. Vijayendra, K. Matthies, R. Schmid, G. Hübschen: *Über den Einfluß von Texturinhomogenität von austenitischem Schweißgut auf transversale*



- Ultraschallwellen und über Konsequenzen für die Prüfung*. Konferenz-Einzelbericht: 4. Kolloquium Qualitätssicherung durch Werkstoffprüfung, Zwickau, 1995. Band 49, pp. 61-74 (1995)
- [67] C. O. Ruud, C. J. Yu, J. C. Conway, K. Kozaczek: *Elastic moduli in thin cold rolled copper alloy sheets as determined by ultrasonic velocity*. Proceedings of the 1991 ASME Pressure Vessels and Piping Conf., San Diego, CA, USA, 23.-27.6.1991, Vol. PVP-216 (1991) pp. 9-13. 1991.
- [68] E. P. Papadakis: *Ultrasonic Velocity and Attenuation: Measurement Methods with scientific and industrial applications*. In: W. P. Mason, R. N. Thurston (Ed.): *Physical Acoustics*, Vol. XII, Academic Press, New York 1968 Sec. 5, p. 277-373
- [69] J. E. May Jr.: *I R E National Conv. Rec. 6, Pt. 2, 1958, p. 134-137*
- [70] S. K. Sahay, R. A. Kline, R. Mignogna: *Phase and group velocity considerations for dynamic modulus measurement in anisotropic media*, *Ultrasonics* **30** (6), 1992, pp. 373-382
- [71] B. Vandenbossche, R. D. Kriz, T. Oshima: *Stress-Wave Displacement Polarizations and Attenuation in Unidirectional Composites: Theory and Experiment*. *Res.Nondestr.Eval.* **8** (1996) pp. 101-123
- [72] R. D. Kriz, W. W. Stinchcomb: *Elastic Moduli of Transversely Isotropic Graphite Fibers and Their Composites*, *Experimental Mechanics* **42**, Feb. 1979, pp. 41-49
- [73] O. S. Lee, J. H. Williams: *Ultrasonic Wave Characterization of Polymers*, *Materials Evaluation* **3**, 1991, pp. 351-355
- [74] L. Piche, F. Massines, G. Lessard, A. Hamel: *Ultrasonic Characterization of Polymers as Function of Temperature, Pressure and Frequency*, *IEEE Transactions Ultrasonics Symposium* 1987, pp 1125-1130
- [75] S. I. Rokhlin, W. Wang: *Double through-transmission bulk wave method for ultrasonic phase velocity measurement and determination of elastic constants of composite materials*, *J. Acoust. Soc. Am* **91** (6) , 1992, pp. 3303-3311
- [76] N. K. Batra, K. E. Simmonds, R. B. Mignogna: *Determination of elastic constants of anisotropic materials from propagation of ultrasonic waves along arbitrary symmetry directions*, *Trends in NDE Science and Technology*. Proceedings of the 14th World Conference on NDT (14th WCNDT), New Delhi, India, Dec 8-13, 1996. Vol. 4, (1996) pp. 2275-2278
- [77] J. F. Clarke, R. A. Duckett, P. J. Hine, I. J. Hutchinson, I. M. Ward: *Negative Poisson's ratios in angle-ply laminates: theory and experiment*, *Composites* **25** (9) 1994, pp. 863-868
- [78] X. Zhao, D. M. Egle: *Ultrasonic oblique incidence in anisotropic media.*, *Review of Progress in QNDE* 1992, Vol. 12A (1993) pp. 163-170
- [79] R. A. Kline, Z. T. Chen: *Ultrasonic Technique for Global Anisotropic Property Measurement in Composite Materials*, *Materials Evaluation* **46**, Juni 1988, pp. 986-992
- [80] R. A. Kline: *Quantitative NDE of Advaced Composites Using Ultrasonic Velocity Measurements*, *J. Eng. Mater. Technol.*, Vol. 112, April 1990, pp. 218-222
- [81] D. K. Hsu, F. J. Margetan: *Quantitative analysis of oblique echoes in thick composites using slowness surfaces*, 1991, pp. 945-954
- [82] M. T. Kiernan, J. C. Duke: *Acousto-Ultrasonics as a Monitor of Material Anisotropy*,

- Materials Evaluation, 46, pp. 1105-1113, 1988
- [83] A. Vary: *The Acousto-Ultrasonic Approach*, in *Acousto-Ultrasonics: Theory and Application*, ed. By J. C. Duke, Jr., 1988. Plenum Press, New York.
- [84] A. Vary: *The Acousto-Ultrasonic Approach* in: *Acousto-Ultrasonics: Theory and Application*. Ed. By J. C. Duke, jr. Plenum Press, New York, 1988
- [85] A. Minachi, D. K. Hsu: *Extraction of elastic constants of composite laminates using time-of-flight of acousto-ultrasonic signals*. Proceedings of Second International Conference on Acousto-Ultrasonics. Acousto-Ultrasonic Materials Characterization, Atlanta, USA, June 24-25, 1993, ASNT. pp. 65-74 (1993)
- [86] A. Minachi, D. K. Hsu, R. B. Thompson: *Single-sided determination of elastic constants of thick composites using acoustoultrasonic technique*. Journal of the Acoustical Society of America, Vol. 96 (1994) Pt. 1, pp. 353-362
- [87] K. Balasubramniam, S. C. Whitney: *Ultrasonic through-transmission characterization of thick fibre-reinforced composites*, NDT&E Intl., Vol. 29, No.4 (1996), pp. 225-236
- [88] J. L. Rose, A. Pilarski, K. Balasubramaniam, A. Tverdokhlebov, J. Ditri: *Ultrasonic Wave Considerations for the Development of an NDE Feature Matrix for Anisotropic Media*, Journal of Engineering Materials and Technology, Vol.111, July 1989, pp. 255-263
- [89] J. L. Rose, A. Pilarski: *Utility of Subsurface Longitudinal Waves in Composite Material Characterization*, Ultrasonics, Vol. 27, pp. 226-233, 1989
- [90] T. Pfeifer, S. Ruemenapp, J. Feldhoff: *Bestimmung der Faserrichtung in Verbundkunststoffen durch Ultraschallrueckstreuung*, DACH-Zeitung 57, April 1997, pp. 66-70
- [91] S. R. A. Dyert, D. Lord, I. J. Hutchinson, I. M. Ward, R. A. Duckett: *Elastic anisotropy in unidirectional fibre reinforced composites*, J. Phys. D: Appl. Phys. 25 (1992) pp. 66-73
- [92] S. C. Wooh, I. M. Daniel: *Mechanical characterization of a unidirectional composite by ultrasonic methods*, Journal of the Acoustical Society of America 90 (6), 1991, pp. 3248-3253
- [93] S. I. Rokhlin, T. K. Bolland, L. Adler: *Effects of Reflection and Refraction of Ultrasonic Waves on the Angle Beam Inspection of Anisotropic Composite Material*, Review of Progress in QNDE 6B,1987, pp. 1103-1110
- [94] T. T. Wu, Z. H. Ho: *Anisotropic Wave Propagation and Its Applications to NDE of Composite Materials*, Exp. Mech. December 1990, pp.313-318
- [95] A. I. Lavrentyev, A. D. Degtyar, S. I. Rokhlin: *Absolute ultrasonic measurements of residual stresses*, Review of Progress in QNDE 1995, 15B, 1996, pp. 1653-1660
- [96] K. J. Newell, A. N. Sinclair, Y. Fan, C. Georgescu: *Ultrasonic Determination of Stiffness Properties of an Orthotropic Viscoelastic Materials*, Res. Nondestr. Eval. 9, 1997, pp. 25-39
- [97] K. Y. Kim, T. Ohtani, A. R. Baker, W. Sachse: *Determination of all elastic constants of orthotropic plate specimens from group velocity data*. Research in Nondestructive Evaluation 7 (1995) 1, pp. 13-29
- [98] A. G. Every, W. Sachse: *Determination of the Elastic Constants of Anisotropic Solids From Acoustic Wave Group Velocity Measurements*. Phys. Rev. B 42, pp. 8196-8205

- [99] B. Castagnede, J. Roux, B. Hosten: *Correlation method for normal mode tracking in anisotropic media using an ultrasonic immersion system*, Ultrasonics 27 (5) September 1989, pp. 280-287
- [100] B. Audoin, J. Roux: *An innovative application of the Hilbert transform to time delay estimation of overlapped ultrasonic echoes*. Ultrasonics, Vol. 34 (1) 1996, pp. 25-33
- [101] L. C. Lynnworth, W. R. Rea, E. P. Papadakis: *Continuous wave transmission techniques for measuring ultrasonic phase and group velocities in dispersive materials and composites*, J. Acoust. Soc. Am **70** (6), 1981, pp. 1699-1703
- [102] W. Sachse, Y.-H. Pao: *On the determination of phase and group velocities of dispersive waves in solids*, J. Appl. Phys. **49** (8), 1978, pp. 4320-4327
- [103] N. K. Batra, P. P. Delsanto: *Ultrasonic interferometric characterization of highly attenuative materials*, Journal Acoustical Society of America **85** (3), 1989, pp. 1167-1172
- [104] E. Neumann, E. Nabel, K. Matthies: *Ultraschallprüfung an dünnen Bauteilen mit Frequenzen über 20 MHz*, Materialprüfung **20** (1978) Nr. 8, pp. 291-294
- [105] V. K. Kinra, C. Zhu: *Low Frequency Ultrasonic NDE of Protective Coatings*. Review of Progress in QNDE Vol.13, 1994, pp. 1879-1886
- [106] T. Pialucha, C. C. H. Guyott, P. Cawley: *Amplitude spectrum method for the measurement of phase velocity*, Ultrasonics **27** (5), 1989, pp. 270-279
- [107] N. K. Batra, H. H. Chaskelis: *Non-Destructive characterization of Oxygen levels in TI-6211 alloy using ultrasonic spectroscopy*, Nondestructive Testing Communications Vol. 2, 1985, pp. 65-76
- [108] R. A. Kline: *Measurement of attenuation and dispersion using an ultrasonic spectroscopy technique*, The Journal of the Acoustical Society of America, Vol. 76, No. 2, August 1984, pp. 498-504
- [109] M. Ourak, B. Nongailland, J. M. Rouvaen, M. Ouaftouh: *Ultrasonic spectroscopy of composite materials*, NDT International 24 (1), Feb. 1991, pp. 21-28
- [110] X. Chen, E. Neumann, S. Gripp: *Zur experimentellen Überprüfung von Modellen der Schallausbreitung in akustisch anisotropen Medien*, Proceedings der DGZFP-Jahrestagung 1992, pp. 647-654
- [111] V. K. Kinra, V. Dayal: *A New Technique for Ultrasonic Nondestructive Evaluation of Thin Specimens*, Experimental Mechanics, 1988, pp. 288-297
- [112] N. Guo, M. K. Lim, T. Pialucha: *Measurement of Attenuation Using a Normalized Amplitude Spectrum*, J. NDE **14** 1, 1995, pp. 270-279
- [113] J. Wu: *Determination of velocity and attenuation of shear waves using ultrasonic spectroscopy*, Journal of the Acoustical Society of America, Band 99 (1996) Heft 5, pp. 2871-2875
- [114] T. D. Lhermitte, S. M. Handley, M. R. Holland; J. G. Miller: *Anisotropy of the frequency-dependent ultrasonic attenuation in unidirectional graphite/epoxy composite material*, IEEE 1991 Ultrasonics Symposium, Walt Disney World Village, Florida, USA, 8.12.-11.12.1991. Vol. 2. Institute of Electrical and Electronic Engineers, New York, USA, (1991) pp. 819-823
- [115] V. K. Kinra: *Ultrasonic Nondestructive Evaluation of Damage in Continuous Fiber Composites*, Annual Technical Report Texas A+M University, 1985, pp. 2-49

- [116] W. R. Rose, S. I. Rokhlin, L. Adler: *Lamb wave Propagation*, Review of Progress in QNDE 6B,1987, pp. 1111-1118
- [117] J. L. Rose, A. Pilarski, Y. Huang: *Surface Wave Utility in Composite Material Characterization*, Research in Nondestructive Evaluation (1990) 1 pp. 247-265
- [118] J. L. Rose, A. Pilarski: *An Ultrasonic NDE Surface Wave Feature Matrix Technique for Composite Materials*, in: Wave Propagation In Structural Composites ed. by A. K. Mal, T. C. T. Ting, 1988, pp. 255-263
- [119] D. E. Chimenti, A. H. Nayfeh: *Ultrasonic reflection and guided wave propagation in biaxially laminated composite plates*, Journal Acoustical Society of America 87 (4), 1990, pp. 1409-1415
- [120] D. E. Chimenti, A. H. Nayfeh: *Fluid Coupled Composite Laminates*, QNDE 10, 1990, pp. 51-69
- [121] Y. Bar-Cohen, A. K. Mal: *NDE of composite laminates using leaky lamb wave pulses*, QNDE 1988, (1989), pp. 1200-1205
- [122] Y. Bar-Cohen: *NDE of Fiber-Reinforced Composite Materials-A Review*, Materials Evaluation, 44, 1986, pp. 446-454
- [123] Y. Bar-Cohen, A. K. Mal: : *Ultrasonic Measurement of Elastic Constants of Composites*. NASA Tech. Brief. 18 8, JPL New Technology Report NPO 18908 (1994)
- [124] Y. Bar-Cohen, S. S. Lih, A. K. Mal: *NDE of elastic properties of fiber-reinforced composite materials using ultrasonic oblique insonification*. Proceedings of The First US-Japan Symposium on Advances in NDT, Kahuku, Hawaii, USA, June 24-28, 1996, (1996) pp. 156-161
- [125] A. K. Mal, S. S. Lih, Y. Bar-Cohen: *Characterization of the elastic constants of unidirectional laminates using oblique-incidence pulsed data*. Review of Progress in QNDE 1993, (1994), Vol. 13B pp. 1149-1156
- [126] S. K. Datta, A. H. Shah, T. Chakraborty, R. L. Bratton: *Wave Propagation in Laminated Composite Plates: Anisotropy and Interface Effects*, in: Wave Propagation In Structural Composites ed. by A.K.Mal, T.C.T.Ting, 1988, pp. 39-52
- [127] S. K. Datta, A. H. Shah, R. L. Bratton, T. Chakraborty: *Wave Propagation in Laminated Composite Plates*. Journal Acoustical Society of America 83 (6), 1988, pp. 2020-2026
- [128] R. A. Kline, M. M. Doroudian, C. P. Hsiao: *Plate Wave Propagation in Transversely Isotropic Materials*, Journal of Composite Materials, Vol. 23, 1989, pp. 505-533
- [129] S. I. Rokhlin, W. Wang: *Measurements of elastic constants of very thin anisotropic plates*, J. Acoust. Soc. Am. 94 (5), November 1993, pp. 2721-2730
- [130] D. E. Chimenti, A. Safaeinili, O. I. Lobkis: *Quantitative materials characterization of elastic plates using air-coupled Leaky Lamb waves*. Review of Progress in QNDE 1995, Vol. 15A (1996) pp. 1067-1074
- [131] B. Hosten, D. A. Hutchins, D.-W. Schindel: *Measurement of elastic constants in composite materials using air-coupled ultrasonic bulk waves*. Journal of the Acoustical Society of America, Vol. 99 (4) pt. 1 (1996) pp. 2116-2123
- [134] M. Veidt, M. Sayir: *Experimental Evaluation of Global Composite Laminate Stiffnesses by Structural Wave Propagation*, Journal of Composite Materials, Vol. 24, 1990, pp. 688-

706

- [135] D. Fei, X. R. Zhang, C. M. Gan, S. Y. Zhang : *Study on saw attenuation of PMMA using laser ultrasonic technique*. Proceedings of Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation 1994, Vol. 14A (1995), pp. Seite 577-583
- [136] D. Schneider, B. Schultrich : *Dünne Schichten zerstörungsfrei prüfen. Schichtcharakterisierung mit laserinduzierten Oberflächenwellen*. Materialprüfung, Vol. 38 1-2, 1996, pp. 14-19
- [137] J. D. Aussel, J. P. Monchalín: *Precision laser-ultrasonic velocity measurement and elastic constant determination*, Ultrasonics Vol. 27, May, 1989, pp. 165-177
- [132] C. B. Scruby: *Some applications of laser ultrasound*. Ultrasonics Vol. 27, July, 1989, pp. 195-209
- [133] R. D. Huber; R. E. Green Jr.: *Noncontact Acousto-Ultrasonics Using Laser Generation and Laser Interferometric Detection*. Materials Evaluation, May 1991, pp. 613-618
- [138] B. Castagnede, M. M. Deschamps, E. Mottay, A. Mourad: *Laser impact generation of ultrasound in composite materials*, acta acustica 2 (1994) pp. 83-93
- [139] C. Bescond, B. Audoin, M. Deschamps: *Evaluation of stiffness coefficients from laser generated and detected ultrasound*, Proceedings of the World Congress on Ultrasonics, Berlin, D, 3.-7. Sept. 1995, (1995) Duisburg: Ges. f. angewandte Ultraschallforschung (GEFAU) , 1995, pp. 273-276
- [140] B. Audoin, C. Bescond: *Measurement by laser-generated ultrasound of four stiffness coefficients of an anisotropic material at elevated temperatures*. Journal of Nondestructive Evaluation, Vol. 16 (2), 1997, pp. 91-100
- [141] M. Paul, B. Habererm, A. Hoffmann, M. Spies, W. Arnold: *Determination of the elastic behavior of carbon-reinforced carbon materials using laser-ultrasound and theoretical modeling*. Materials Science Forum, Vol. 210-213 Pt. 1 (1996) pp. 227-234
- [142] J. F. Chai, T. T. Wu: *Determinations of anisotropic elastic constants using laser-generated surface waves*. Journal of the Acoustical Society of America, Vol. 95 (1994) pt. 6, pp. 3232-3241
- [143] M. Veidt, W. Sachse: *Characterization of thin, fiber-reinforced laminates by ultrasonic point-source/point-receiver techniques*. Ultrasonics International 1993 (1993), pp. 411-414
- [144] A. Mouchtachi, M. Dubuget, S. Debah, R. El-Guerjouma, J. C. Baboux: *Recovering elastic constants of metal matrix composites via piezoelectric transducers and laser generated and detected ultrasonic waves*, 1994 IEEE Ultrasonics Symposium, Vol. 2, pp. 1223-1226
- [145] J. Han, A. Bertram, J. Olschewski, W. Hermann, H. G. Sockel: *Identification of elastic constants of alloys with sheet and fibre textures based on resonance measurements and finite element analysis*, Materials Science and Engineering, **A191** (1995) 1-2, pp. 105-111
- [146] V. Chiroiu, P. P. Delsanto, L. Munteanu, C. Rugina, M. Scalerandi: *Determination of the second- and third-order elastic constants in Al form the natural frequencies*, Journal of the Acoustical Society of America **102** 1 (1997) pp. 193-198
- [147] Migliori-A; Darling-T-W.: *Resonant ultrasound spectroscopy for materials studies and non-destructive testing*, Ultrasonics **34** (1996) 2-5, pp. 473-476
- [148] Sol-H; Hua-H; Visscher-J-de; Vantomme-J; Wilde-W-P-de: *A mixed numerical/ experimental technique for the nondestructive identification of the stiffness properties of*

- fibre reinforced composite materials*, NDT&E International 30, 2, 1997, pp. 85-91
- [149] T. M. Whitney, R. E. Green jr.: *Low temperature characterization of carbon epoxy composites*, Ultrasonics, **34** (1996) 2-5, pp. 383-392
- [150] U. Beyerlein, H.-G. Sockel: *Measurements and calculations of the elastic moduli of ODS and cast Ni-based superalloys*, Mater. Sci. Eng., A141, (1991), pp. 179-184
- [152] A. Jordanov, H. Knake: *Ermittlung der elastischen Konstanten von transversal isotropen Werkstoffen mittels Resonanzmethode unter Einsatz von 'Matematica'*. Konferenz Grundlagen der Zerstörungsfreien Pruefung, MTQ, Dortmund November 1996. DGZfP Band 55 (1996), pp. 9-16
- [153] T. M. Whitney, R. E. Green: *Cure monitoring of carbon epoxy composites. An application of resonant ultrasound spectroscopy*, Ultrasonics, **34** (1996) pp. 347-353
- [154] M. L. Dunn, H. Ledbetter: *Ultrasonic characterization of the orientation distribution of short fiber composites*. Konferenz-Einzelbericht: Diversity into the Next Century, 27th Internat. SAMPE Tech. Conf., Albuquerque, USA, Oct 9-12, 1995, Band 27 (1995), Covina: SAMPE Internat. Business Office, pp. 150-158
- [155] M. L. Dunn, H. Ledbetter: *Estimation of the orientation distribution of short-fiber composites using ultrasonic velocities*, Journal of the Acoustical Society of America, **99** 1 (1996) pp. 283-291
- [156] H. Ledbetter et al.: *Void shape in sintered titanium*, Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation. Proceedings of the Twenty-First Symposium, Snowmass Village, USA, 31.7.-5.8.1994, Band 14B (1995) New York: Plenum Press, pp. 1633-1639
- [157] Sinclair-A-N; Farshad-M.: *A comparison of three methods for determining elastic constants of wood*, J. test. eval. **15** (1987) 2, pp. 77-86
- [158] J. W. Littles, L. J. Jacobs, A. H. Zureick: *The ultrasonic measurement of elastic constants of structural FRP composites*. Review of Progress in QNDE 1996 Vol 16B (1997), pp. 1807-1814
- [159] Y. Liu, Y. He, F. Chu, T. E. Mitchell, H. N. G. Wadley: *Elastic properties of laminated calcium aluminosilicate/silicon carbide composites determined by resonant ultrasound spectroscopy*. Journal of the American Ceramic Society, Vol. 80 (1), 1997, pp. 142-148
- [160] K. Kawashima, M. Watanabe, I. Fujii, F. Gomi: *Identification of anisotropic elastic constants of aluminum composites reinforced with short alumina fibers by the double transmission ultrasonic method*. Review of Progress in QNDE 1994, Vol. 14B (1995), pp. 1225-1232
- [161] A. Wanner: *Statische und dynamische Methoden zur Bestimmung der elastischen Kennwerte keramischer Konstruktionswerkstoffe*. Proceedings of Mechanische Eigenschaften keramischer Konstruktionswerkstoffe, Karlsruhe, D, 15.-16. Sept, 1992, (1993), pp. 31-42
- [162] C. Aristegui, S. Baste: *Identification of material symmetry axes of anisotropic materials*. Proceedings of the World Congress on Ultrasonics, Berlin, D, 3.-7. Sept. 1995, pp. 463-466
- [163] C. Aristegui, S. Baste: *Optimal recovery of the elasticity tensor of general anisotropic materials from ultrasonic velocity data*. Journal of the Acoustical Society of America, Vol. 101 (2) 1997, pp. 813-833

- [164] Y. C. Chu, A. D. Degtyar, S. I. Rokhlin: *On determination of orthotropic material moduli from ultrasonic velocity data in nonsymmetry planes*. Journal of the Acoustical Society of America, Vol. 95 (6) 1994 pp. 3191-3203
- [165] D. J. Buttle, C. B. Sruby: *Acoustic Emmission Source Location in Fibre Reinforced Plastic Composites*, Journal of Acoustic Emission, 7 (4), 1988, pp. 211-223
- [166] A. D. Degtyar, S. I. Rokhlin: *Absolute determination of elastic constants and stresses from ultrasonic group velocity data*. Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation 15B (1996) pp. 1661-1668
- [167] S. G. Lekhnitskii: *Theory of Elasticity of an Anisotropic Body*. Mir Publishers, Moscow, 1981
- [168] R. G. Payton: *Elastic wave propagation in transversely isotropic media*. (Mechanics of elastic and inelastic solids; 4). Martinus Nijhoff Publishers, Den Haag, Boston, Lancaster, 1983.
- [169] G. P. Sendeckyj: *Some Topics in Anisotropic Elasticity*. In: C. C. Chamis: *Composite Materials*, Vol. 7: Structural Design and Analysis, Part I. Academic Press, New York 1975
- [170] C. W. Bert: *Analysis of Plates*. In: C. C. Chamis: *Composite Materials*, Vol. 7: Structural Design and Analysis, Part I. Academic Press, New York 1975
- [171] S. Hiersekorn: *Ausbreitung ebener Schallwellen im austenitischen Schweißgut, einem anisotropen, polykristallinen Material mit zylindersymmetrischer Textur*. In: *Ultraschallprüfung von austenitischen Plattierungen, Mischnähten und austenitischen Schweißnähten* (In Serie: Kontakt und Studium, Werkstoffe, 1995 Renningen-Malmsheim, 1995, pp. 159-195, 311-331
- [173] R. H. Leaver, T. R. Thomas: *Versuchsauswertung*, Verlag Vieweg, Mannheim, 1977
- [172] L. Sachs: *Angewandte Statistik*, Verlag Springer, Berlin, Heidelberg, 9. Auflage, 1999
- [174] F. Walte, M. Spies, C. Schurig, S. Klaholz, K. J. Langenberg: *Messungen von Schallfeldern an austenitischen Testkörpern und Modellierung unter der Annahme Transversaler Isotropie*, Vortrag P6, Berichtsband der Jahrestagung der DGZfP 1994
- [175] B. Köhler: *Ultraschall-Momentaufnahmen: Ein neuer Ansatz zum Studium der Wellenausbreitung und zur Charakterisierung oberflächennaher Defekte*. In: *Proceedings of Methodische Ansätze zur Lösung von speziellen Prüfproblemen*. Ausschuß für Ultraschallprüfung, Querschnittseminar. Berlin, D, 25.-26. November 1996. DGZfP Band 56 (1996) pp. 57-63
- [176] D. Gabor: *Theory of Communication*, J Inst Electrical Engineers (London), **93** (1946) pp. 429-457
- [177] P. M. Gammell: *Improved ultrasonic detection using the analytic signal magnitude*, Ultrasonics **19**, March 1981, pp 73-76
- [178] M. Hirao, K. Yokota, H. Fukuoka: *Interferometric measurement of ultrasonic velocities with line-focusing PVDF-transducer*. V(f) curves, QNDE 1994, Vol. 14A (1995) New York, 1995. pp. 931-936
- [179] A. V. F. Godinez, J. Salcedo, L. Adler: *Ultrasonic inspection of an underwater piping system covered with thick coating*, QNDE 1995, Vol. 15B (1996) New York 1996, pp. 1867-1874

- [180] G. G. Leisk, A. Saigal: *Digital computer algorithms to calculate ultrasonic wave speed*, Materials Evaluation **54** 7 (1996) pp. 840-843
- [181] A. Sibbald, C. A. Fairfield, M. C. Forde: *The integrity assessment of brickwork sewers*, Insight **37** 5 (1995), pp. 358-362, 367
- [182] I. N. Ermolov: *Procedures for Measuring the Attenuation of Longitudinal Waves*. Russian Journal of Nondestructive Testing, **31** 7 (1996), pp. 483-491
- [194] D. R. Hull, H. E. Kautz, A. Vary: *Measurement of ultrasonic velocity using phase-slope and cross-coorelation methods*. Materials Evaluation **43**, 1985, pp. 1455-1460.
- [195] S. F. Burch, A. T. Ramsey: *Digital Techniques to derivvve and display the Phases of Ultrasonic Pulses*. British Journal of Non-destructive Testing, Vol. 31 No. 4, April 1989, pp. 185-188
- [183] E. R. Generazio: *The role of the reflection coefficient in pricision measurement of ultrasonic attenuation* QNDE 1995, Vol. 15B (1996), pp. 975-989
- [184] E. P. Papadakis, K. A. Fowler, L. C. Lynnworth: *Ultrasonic attenuation by spectrum analysis of pulses in buffer rods: Method and diffraction corrections*. The Journal of the Acoustical Society of America, Vol. 53, No. 5 (1973), pp. 1336-1342
- [185] E. P. Papadakis: *Buffer-Rod System for Ultrasonic Attenuation Measurements*. Journal of the Acoustical Soc. Am **44** (1968), pp. 1437 ff
- [186] H. Seki, A. Granato, R. Truell: *Diffraction Effects in the Ultrasonic Field of a Piston Source and Their Importance in the Accurate Measurement of Attenuation*, The Journal of the Acoustical Society of America, Vol. 28, No. 2, March 1956, pp. 230-238
- [187] C. Graciet, B. Hosten: *Simultaneous measurement of speed, attenuation, thickness and density with reflected ultrasonic waves in plates*. 1994 IEEE Ultrasonics Symposium, Vol. 2 (1994) Piscataway: Inst. of Electrical and Electronic Eng. (IEEE), pp. 1219-1222
- [188] S. Baudouin, B. Hosten: *Immersion ultrasonic method to measure elastic constants and anisotropic attenuation in polymer-matrix and fiber-reinforced composite materials*, Ultrasonics **34** 2-5 (1996) pp. 379-382
- [189] N. Guo, M. K. Lim, T. Pialucha: *Measurement of Attenuation Using a Normalized Amplitude Spectrum*. Journal of Nondestructive Evaluation Vol. 14 No. 1 (1995), pp. 270-279
- [190] B. Kumar, A. Kumar: *Evaluation of ultrasonic attenuation without invoking the diffraction correction separately*. Ultrasonics **34** 8 (1996), pp. 847-853
- [191] H. Fukuhara, C. Masuda, S. Nishijima: *A measurement of ultrasonic attenuation coefficient by frequency response in steels with different grain sizes*. Proceedings of International Symposium on Nondestructive Testing & Stress-Strain Measurement, FENDT 1992, Tokyo, Japan, 12.-14. October 1992, pp. 291-298
- [192] A. Hecht: *Zerstörungsfreie Korngrößenbestimmung an austenitischen Feinblechen mit Hilfe der Ultraschallrückstreuung*. BAM Forschungsbericht 120, Bundesanstalt für Materialforschung und -prüfung, Berlin, April 1986
- [193] E. P. Papadakis: *The measurement of ultrasonic attenuation*, R. N. Thurston, A. D. Pierce (Ed.): Physical Acoustics Vol. XIX, Academic Press 1990, pp. 107-155
- [196] K. Balasubramaniam, Y. Ji, T. Givens: *Validity of the elastic constant approximations for the ultrasonic evaluation of multi-layered inhomogeneous composites*. Review of Progress in



- QNDE 1995, Vol. 15B (1996), pp. 1183-1189
- [197] W. Huang, S. I. Rokhlin: *Dynamic effects in ultrasonic determination of composite moduli using velocity data.*, Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation 15B (1996) pp. 1199-1206
- [198] W. Müller (Hrsg.): *Elektrotechnik Fachbildung Energietechnik/Energieelektronik*, Westermann, Braunschweig 1988
- [199] G. Engeln-Müllges, F. Reutter: *Numerische Mathematik für Ingenieure*, B I Wissenschaftsverlag, Mannheim, Wien, Zürich, 5. Auflage, 1988
- [201] G. Joos: *Lehrbuch der theoretischen Physik*, 15. Auflage. AULA-Verlag, Wiesbaden, 1989
- [202] A. Sommerfeld: *Mechanik der deformierbaren Medien*, Verlag Harri Deutsch, Thun, Frankfurt /M., 1978
- [203] L. Brillouin: *Wave Propagation in Periodic Structures*, Dover Publications Inc., New York, 1953
- [204] A. Sommerfeld: *Vorlesungen über Theoretische Physik*, Band 4, Optik. Verlag Harri Deutsch, Thun, Frankfurt /M., 1978
-

## Liste der wichtigsten Symbole

$\mathbf{r}$	Ortsvektor
$\mathbf{u}$	Teilchenverschiebung
$\mathbf{E}$	Gradient der Teilchenverschiebung
$\mathbf{S}$	Dehnungstensor, Verzerrungstensor
$\nabla$	Vektorgradient
$\nabla_s$	symmetrischer Vektorgradient
$\mathbf{T}$	Spannungstensor
$c$	Steifigkeit
$s$	Nachgiebigkeit
$\Gamma$	Christoffelmatrix
$\mathbf{k}$	Wellenvektor
$\mathbf{l}$	Wellennormale, Welleneinheitsvektor
$\Omega$	Charakteristisches Polynom der Christoffelgleichung
$\lambda$	Wellenlänge
$\nu$	Frequenz
$\omega$	Kreisfrequenz
$V_p$	Phasengeschwindigkeit
$V_g$	Gruppengeschwindigkeit
$V_e$	Energieschwindigkeit

---

## Lebenslauf

### Persönliches:

Sebastian Gripp, geboren 17.02.1958 in Berlin, verheiratet, drei Kinder

### Ausbildung:

bis Juni 1977 Grundschole, Gymnasium, Abitur in Berlin  
Oktober 1977 Studium der Elektrotechnik an der Technischen Universität Berlin  
Oktober 1978 Wechsel zum Studiengang Physik  
Juli 1981 Diplomvorprüfung in Physik  
April 1984 - Oktober 1986 Diplomarbeit (laserspektroskopische Untersuchung von atomarem Kupfer)  
November 1987 Diplom in Physik

### Beruflicher Werdegang:

März 1988 Wissenschaftlicher Mitarbeiter bei der Bundesanstalt für Materialforschung und -prüfung, BAM, Forschungstätigkeit in der Fachgruppe für Zerstörungsfreie Prüfung über die physikalischen Grundlagen der Schallausbreitung in anisotropen Werkstoffen  
Ab Februar 1993 Mitarbeit in Gremien der nationalen und europäischen Normung auf dem Gebiet der Ultraschallprüfung und dem Unterausschuß "Ultraschallprüfung Neuer Werkstoffe" der DGZfP  
Juni 1993 Zertifizierung als Stufe-III-Prüfingenieur für Ultraschall nach DIN-EN 473.  
April 1993 - November 1994 kommissarische Leitung des Unterausschusses "Ultraschallprüfung Neuer Werkstoffe / Sonderverfahren" der DGZfP  
März 1994 - Februar 1995 Abordnung in das Bundesministerium für wirtschaftliche Zusammenarbeit und Entwicklung (BMZ) zur Fachberatung in Fragen des Meß-, Normen-, und Prüfwesens, des Qualitätsmanagements und des Akkreditierungs- und Zertifizierungswesens (MNPQ-Wesen)  
Ab März 1995 Wiederaufnahme der Tätigkeiten im Labor VIII.42  
Januar 1998 Wechsel zur Nukem GmbH, jetzt Nukem Nutronik GmbH, als Projektleiter für Ultraschallprüfanlagen für die bildgebende Prüfung

---

## Danksagung

All jenen, die mich bei der Erstellung dieser Arbeit unterstützt haben, bin ich zu großem Dank verpflichtet. Insbesondere gilt dies:

Herrn Prof. Dr. Dieter Dengel, Herrn Prof. Dr. Hermann Wüstenberg und Herrn Prof. Dr. Eberhard Mundry

für ihren geduldigen, sachverständigen Rat und ihre engagierte Betreuung dieser Arbeit,

Herrn Dr. Eberhard Neumann

für seine stetige Ermunterung und Beratung, sowie seine umfassende Unterstützung bei der Erstellung dieser Arbeit,

Herrn Wolfgang Gieschler für seine kontinuierliche, geduldige Hilfe und Rat bei den zahllosen technischen Untiefen dieser Arbeit,

Herrn Priv.-Doz. Ansgar Botczek-Funcke für die vielen, langen Gespräche über Meßtechnik, computerisierte Datenauswertung und Statistik,

all jenen, die mich bei der Ausführung der Messungen und deren Auswertung mit Fleiß und Ausdauer unterstützt haben, hier insbesondere Herrn Vijayendra Munikoti, Herrn Thomas Kersting und Frau Uta Fierment,

uns schließlich meiner lieben Frau und meinen Kindern, denen die Zeit entgangen ist, die in dieser Arbeit steckt.

---



