

Anwendung der Schallemissionsanalyse zur Charakterisierung der Schädigung in Verbundwerkstoffen mit duktiler Matrix

Von der Fakultät Chemie der Universität Stuttgart
zur Erlangung der Würde eines Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)
genehmigte Abhandlung

Vorgelegt von
Thomas Bidingmaier
aus Stuttgart

Hauptberichter: Prof. Dr. phil. E. Arzt
Mitberichter: Prof. Dr. rer. nat. habil. G. Busse
Tag der mündlichen Prüfung: 24.09.1999

Institut für Metallkunde der Universität Stuttgart
und Max-Planck-Institut für Metallforschung

Stuttgart 1999

Bidlingmaier, Thomas

Anwendung der Schallemissionsanalyse zur Charakterisierung der Schädigung in Verbundwerkstoffen mit duktiler Matrix

Stuttgart 1999

292 Seiten, 180 Abbildungen, 31 Tabellen

Kurzzusammenfassung

Verbundwerkstoffe gewinnen aufgrund ihrer bei anderen Werkstoffklassen nicht erreichbaren Kombination von Eigenschaften zunehmend an Bedeutung. Grundlagen für ihre Optimierung sind die Kenntnis des Schädigungsablaufs und die Identifizierung der Schädigungsarten, die unter der jeweiligen Beanspruchung auftreten. Ziel der vorliegenden Arbeit war es, mit Hilfe der Schallemissionsanalyse die im Zug- und Druckversuch bei mit Teilchen, Kurzfasern oder Endlosfasern verstärkten Metallmatrix-Verbundwerkstoffen auftretenden Schädigungsprozesse zu charakterisieren sowie den Verlauf der Schädigung zu erfassen. Dabei wurde von allen Schallemissionssignalen jeweils die komplette Wellenform unter Verwendung eines breitbandigen Meßsystems aufgezeichnet. Um zu klären, wie die Wellenformen bei typischen Laborproben zustande kommen und wie sie auszuwerten sind, wurden zusätzlich Zugversuche an Einzelfaser-Modellproben mit Polycarbonatmatrix durchgeführt. Dabei konnte gezeigt werden, daß der Signalanfang die gesamte mögliche Information über die Signalquelle enthält. Bei den stabförmigen Zug- und Druckproben war aufgrund der komplexen Überlagerung der Einflüsse der Wellenausbreitung eine Charakterisierung der Signalquelle nur dann möglich, wenn der Sensor nahe beim Epizentrum oder im Epizentrum selbst angebracht war. Für diesen Spezialfall konnte durch Vorwärtsrechnungen gezeigt werden, daß trotz der kompakten Probengeometrie der Ansatz der Elastodynamik für den elastischen Halbraum verwendet werden darf. Je nach Werkstoff und Beanspruchungsart wurden in den Zug- und Druckversuchen sehr unterschiedliche Schädigungsverläufe beobachtet. Auf der Basis eines neu entwickelten halbquantitativen analytischen Modells war es möglich, ausgewählte Schädigungsverläufe zu erklären.

Thomas Bidlingmaier, Stuttgart 1999

Alle Rechte, auch das des auszugsweisen Nachdrucks, der auszugsweisen oder vollständigen Wiedergabe (Photokopie, Mikrokopie), der Speicherung in Datenverarbeitungsanlagen und das der Übersetzung, vorbehalten. All rights reserved.

Digital gedruckt. Printed in Germany.

V553-1410

Bidlingmaier, Thomas

Characterization of Damage in Ductile Matrix Composites by Means of Acoustic Emission Analysis

Stuttgart 1999

292 pages, 180 figures, 31 tables

Abstract

Composite materials gain more and more in significance due to their unique combination of properties. For the optimisation of composites it is important to know the course of damage and to identify the damage mechanisms that appear during the loading condition under consideration. The intention of this work was to characterise the damage mechanisms and to record the course of damage during tensile and compressive testing of aluminium matrix composites by means of acoustic emission analysis. The complete waveforms of all acoustic emission events have been recorded using a wide-band measurement system. In addition, tensile tests using single fibre polycarbonate matrix composite plates have been carried out to clarify the effects of both, acoustic emission source parameters, and wave propagation, on the formation of waveforms in typical laboratory specimens. From these tests it resulted that the beginning of the waveform contains all available information about the acoustic emission source. However, due to the complex interaction of the effects of wave propagation the characterization of the acoustic emission sources in the rod like tensile and compressive aluminium matrix composite specimens was only possible if at least one of the sensors was attached very close to the epicentre. For this special case it has been shown by forward modelling that the elastodynamic theory of the elastic half space can be applied although the specimens have a very compact geometry. Dependent on material and loading condition very different courses of damage have been observed in the tensile and compressive tests. Based on a new half-quantitative analytical model it was possible to explain selected courses of damage.

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand in der Zeit vom Januar 1996 bis März 1999 am Institut für Metallkunde der Universität Stuttgart und am Max-Planck-Institut für Metallforschung, Stuttgart, im Rahmen des Teilprojekts A1 „Schädigung und zerstörungsfreie Prüfung von Metall-Matrix-Faserverbundwerkstoffen“ im Sonderforschungsbereich 381.

Mein besonderer Dank gilt:

Herrn Prof. Dr. E. Arzt für die stetige und wohlwollende Förderung dieser Arbeit sowie für die Übernahme des Hauptberichts;

Herrn Prof. Dr. G. Busse für sein Interesse an dieser Arbeit und für die Übernahme des Mitberichts;

Herrn Dr. A. Wanner, der diese Arbeit betreut hat und mir dabei größtmögliche Freiheit in der Gestaltung des Themas gewährt hat. Seine stetige Bereitschaft zur Diskussion hat wesentlich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen;

Herrn Prof. Dr. M. R. Gorman für seine Einführung in die Thematik der Schallemissionsanalyse sowie für interessante und fruchtbare Diskussionen, welche diese Arbeit entscheidend mitgeprägt haben;

Herrn Dipl.-Ing. S. Ritter vom Teilprojekt B1 für die sehr freundschaftliche Zusammenarbeit bei der Präparation der Einzelfaser-Modellproben und der Durchführung der Zugversuche am Laser-Scanning-Mikroskop. Nur durch seine Offenheit gegenüber den Zielen dieser Arbeit waren die umfangreichen und detaillierten experimentellen Untersuchungen an Einzelfaser-Modellproben möglich;

allen Mitarbeitern des Instituts für die sehr gute und angenehme Zusammenarbeit.

Diese Arbeit wurde von der Deutschen Forschungsgemeinschaft im Rahmen des Sonderforschungsbereichs 381 „Charakterisierung des Schädigungsverlaufs in Faserverbundwerkstoffen mittels zerstörungsfreier Prüfung“ gefördert. Die Werkstoffe M124 und M124-Saffil wurden von der Firma MAHLE GmbH, Stuttgart, zur Verfügung gestellt.

Inhaltsverzeichnis

VERZEICHNIS DER ABKÜRZUNGEN UND FORMELZEICHEN	1
1 EINLEITUNG	5
2 GRUNDLAGEN UND LITERATURÜBERSICHT	7
2.1 Quantitative Schallemissionsanalyse	7
2.1.1 Vorwärtsbetrachtung	9
2.1.2 Inversion	11
2.2 Schallemissionsanalyse an Verbundwerkstoffen mit duktiler Matrix	14
2.2.1 Untersuchungen an Einzelfaser-Modellproben	14
2.2.2 Untersuchungen an Metallmatrix-Verbundwerkstoffen	17
2.3 Wellenausbreitung in Platten	22
2.3.1 Die symmetrischen Moden	24
2.3.2 Die antisymmetrischen Moden	25
2.3.3 Die horizontal polarisierten Scherwellen (SH-Moden)	26
2.4 Wellenausbreitung in zylindrischen Stäben	27
2.4.1 Longitudinalschwingungen (symmetrische Moden)	28
2.4.2 Biegeschwingungen (antisymmetrische Moden)	29
3 EXPERIMENTELLES	31
3.1 Probenmaterial	31
3.1.1 Die teilchenverstärkte Aluminiumlegierung (6061-SiCp)	33
3.1.2 Endlosfaserverstärktes Aluminium (Al-Al ₂ O ₃ f)	34
3.1.3 Die kurzfaserverstärkte Kolbenlegierung (M124-Saffil)	37
3.2 Bestimmung der Schallgeschwindigkeit	40
3.2.1 Messung der Schallgeschwindigkeiten im Massivwerkstoff	41
3.2.2 Messung der Schallgeschwindigkeit und -schwächung in Polycarbonatfolien	41
3.2.3 Berechnung der Grenzfrequenzen und Dispersionskurven von Plattenwellen	42
3.2.4 Berechnung der Grenzfrequenzen und Dispersionskurven von Stabwellen in zylindrischen Stäben	43

3.3 Zugversuche an Polycarbonatmatrix-Modellproben	45
3.3.1 Probenmaterial und Probenherstellung	45
3.3.2 Versuchsaufbau und Versuchsführung	47
3.4 Verformungsexperimente an Metallmatrix-Verbundwerkstoffen	51
3.4.1 Druckversuche	51
Probengeometrien 51 - Versuchsaufbau und Versuchsführung 52	
3.4.2 Zugversuche	54
Probengeometrie 54 - Versuchsaufbau und Versuchsführung 55 - Modellexperimente an durchtrennten Zugproben 56 - Ortung beim Zugversuch - 56	
3.4.3 Ergänzende Untersuchungen: Metallographie und Oberflächenkrümmung	57
3.5 Das Schallemissions-Meßsystem	58
3.5.1 Meßprinzip und Auslegung des Meßsystems	58
Sensoren 59 - Vorverstärker 60 - Verstärkung, Filterung und Aufzeichnung 61	
3.5.2 Kalibrierung der Schallemissionsmeßkette	62
Sensoren 63 - Reziprozitätsmethode und Vergleichsmessungen 64 - Absolute Kalibrierung nach ASTM E1106 71 - Winkelabhängige Empfindlichkeit 73 - Vorverstärker und Kabel 75 - Hauptverstärkungs- einheit / Signal Conditioning Module (SCM) des F4000/F4012 76 - Polarität der aufgezeichneten Schallemissionssignale 77	
3.5.3 Fehlerabschätzung	78
Sensorkalibrierung 78 - Meßsystem 79	
3.6 Entfaltung von Schallemissionssignalen	80
3.6.1 Filterwirkung der Meßkette	80
3.6.2 Impedanzunterschied	83
3.6.3 Sensorapertur	85
3.6.4 Anwendung der Entfaltung im Rahmen dieser Arbeit	87
4 ERGEBNISSE DER UNTERSUCHUNGEN AN EINZELFASER-MODELLPROBEN	89
4.1 Eigenschaften von Plattenwellen in dünnen Polycarbonatfolien	89
4.1.1 Dichte und Schallgeschwindigkeiten im Massivwerkstoff	90
4.1.2 Grenzfrequenzen	90
4.1.3 Dispersionskurven	91
4.1.4 Schallschwächung	93

4.2 Wellenform der durch Faserbruch erzeugten Schallemissions- signale	94
4.2.1 Generelle Charakteristik eines Faserbruchereignisses	95
4.2.2 Einfluß der Probengeometrie	97
4.2.3 Einfluß der Filter	103
4.2.4 Einfluß der Sensorposition	104
4.3 Charakterisierung des Faserbruchs mittels Schallemissionsanalyse	107
4.3.1 Variation des Faserdurchmessers	107
4.3.2 Abstrahlcharakteristik	111
4.4 Schallemission bei anderen Quellmechanismen	113
4.4.1 Faserauszug (Pull-out)	113
4.4.2 Faser-Matrix-Ablösung (Debonding) einer quer liegenden Glasfaser	114
4.4.3 Matrixplastizität	116
4.5 Ortung von Schallemissionsquellen	117
5 ERGEBNISSE DER UNTERSUCHUNGEN AN METALLMATRIX- VERBUNDWERKSTOFFEN	119
5.1 Wellenausbreitung und Signalanalyse bei Zug- und Druckproben	119
5.1.1 Wellenausbreitung im Massivwerkstoff und in den Zug- und Druckproben	119
5.1.2 Wellenformen und Signalanalyse beim Zugversuch Modellexperimente an durchtrennten Zugproben 124 - Standard- zugproben (Sensoren auf der Schulter) 125 - Zug-Druck-Proben (Sensoren auf der Meßlänge) 128	124
5.1.3 Wellenformen und Signalanalyse beim Druckversuch Standarddruckproben 129 - Druckproben mit knochenförmiger Grundfläche 133 - Druckproben mit Kerbe 133 - Versuche mit mehr als zwei Sensoren 135 - Zug-Druck-Proben 135	129
5.2 Äußere Einflüsse bei der Erfassung von Schallemissionssignalen	137
5.2.1 Einfluß äußerer Störungen	137
5.2.2 Oberflächenkrümmung und Oberflächengüte	139
5.2.3 Anzahl, Position und Art der Sensoren	144
5.3 Verformung von Metallmatrix-Verbundwerkstoffen: Schallemission und Metallographie	146
5.3.1 Die partikelverstärkte Aluminiumlegierung (6061-SiCp)	148

5.3.2	Endlosfaserverstärktes Aluminium (Al-Al ₂ O ₃ f) unter äußerer Belastung quer zur Faserrichtung	152
5.3.3	Endlosfaserverstärktes Aluminium (Al-Al ₂ O ₃ f) unter äußerer Belastung in Faserrichtung	157
5.3.4	Die Kolbenlegierung (M124) und die kurzfaserverstärkte Aluminiumlegierung (M124-Saffil)	162
6	ZUSAMMENFASSUNG DER EXPERIMENTELLEN ERGEBNISSE	171
7	DISKUSSION	173
7.1	Einfluß der Wellenausbreitung und des Meßsystems auf die Signalforn bei den plattenförmigen Einzelfaser-Modellproben (Vorwärtsbetrachtung)	173
7.1.1	Angeregte Wellenmoden	173
7.1.2	Reflexionen	179
7.1.3	Anregung von Eigenschwingungen	184
7.1.4	Einfluß der Schallschwächung und des Meßsystems	186
7.1.5	Zusammenfassung der Vorwärtsbetrachtungen	191
7.2	Zustandekommen der Signalforn bei den rotationssymmetrischen Proben der Metallmatrix-Verbundwerkstoffe (Vorwärtsbetrachtung)	192
7.2.1	Angeregte Wellenmoden und Randeinflüsse bei den Zugproben	192
7.2.2	Zustandekommen der Wellenform bei den Druckproben	194
7.2.3	Wellenformen der Zug-Druck-Proben	197
7.2.4	Einfluß der Schallschwächung und des Meßsystems	198
7.2.5	Zusammenfassung	199
7.3	Quellencharakterisierung	201
7.3.1	Quellencharakterisierung bei den Einzelfaser-Modellproben Größe der Schallemissionsquelle 204 - Abstrahlcharakteristik 209 - Spektralanalyse 212 - Unterscheidung von Schädigungsmechanismen 213 - Zusammenfassung und Schlußfolgerungen 214	201
7.3.2	Quellencharakterisierung bei den Standarddruckproben (MMCs)	215
7.3.3	Quellencharakterisierung bei den Standardzugproben (MMCs)	223
7.4	Charakterisierung der Schädigungsverläufe bei der Verformung von Metallmatrix-Verbundwerkstoffen	224
7.4.1	Aussagekraft und Vergleichbarkeit der Schallemissionsmessungen	224
7.4.2	Die partikelverstärkte Aluminiumlegierung (6061-SiCp)	226

7.4.3	Endlofaserverstärktes Aluminium (Al-Al ₂ O ₃ f) unter äußerer Belastung quer zur Faserrichtung	229
7.4.4	Endlofaserverstärktes Aluminium (Al-Al ₂ O ₃ f) unter äußerer Belastung in Faserrichtung	231
7.4.5	Die Kolbenlegierung (M124) und die kurzfaserverstärkte Aluminiumlegierung (M124-Saffil)	232
7.4.6	Modellierung von Schädigungsverläufen bei MMCs	235
8	ZUSAMMENFASSUNG	245
	ANHANG	249
A	MapleV-Skripte zur Berechnung von Dispersionskurven von Plattenwellen	249
A.1	Berechnung der Phasengeschwindigkeit des antisymmetrischen Grundmode mittels der Näherungslösung nach Mindlin	249
A.2	Berechnung der Gruppengeschwindigkeit des antisymmetrischen Grundmode mittels der Näherungslösung nach Mindlin	251
A.3	Numerische Berechnung der Phasengeschwindigkeit des symmetrischen Grundmode mittels der Rayleigh-Lamb-Gleichung	254
B	Einzelfaser-Modellproben: Probenparameter und Geräteeinstellungen	257
B.1	Probenparameter	257
B.2	Geräteeinstellungen Einzelfaserproben (Schallemissionsmessung)	258
C	Geräteeinstellungen bei den Schallemissionsmessungen an den Metallmatrix-Verbundwerkstoffen	259
D	Kalibrierung des Sensors B1025-G	260
E	Einfluß der Probenbelastung auf die Schallgeschwindigkeit des symmetrischen Grundmode	261
F	Wellenformbeispiele für die Zugversuche an den Metallmatrix-Verbundwerkstoffen	262
G	Wellenformen bei Druckversuchen mit mehr als zwei Sensoren	264
H	Anzahl der Faserbrüche im Schliffbild bei Al-Al₂O₃f (längs)	266
	LITERATUR	267

Verzeichnis der Abkürzungen und Formelzeichen

Abkürzungen

6061-SiC _p	Werkstoffbezeichnung, vgl. Tab. 3.1
A/D	analog zu digital (Wandlung)
A0	antisymmetrischer Grundmode
Al-Al ₂ O _{3f}	Werkstoffbezeichnung, vgl. Tab. 3.1
L	Longitudinalwelle
LM	Lichtmikroskopie
LSM	Laser-Scanning-Mikroskop
M124-Saffil	Werkstoffbezeichnung, vgl. Tab. 3.1
MF	momentane Frequenz
MMC	Metallmatrix-Verbundwerkstoff
R	Rayleighwelle oder Oberflächenwelle
RAM	Random Access Memory
REM	Rasterelektronenmikroskopie
RMS	Root Mean Square
S	Scherwelle
S0	symmetrischer Grundmode
SE	Schallemission
SH	horizontal polarisierte Scherwelle (Platte)

Formelzeichen

Symbol	Einheit	Eigenschaft oder Größe
$\Delta A(f)$	-	Amplitudenverhältnis von Sensorantwort zu Testsignal
A_0	V	Signalamplitude vor Probenverformung (Durchschallung)
A_1	V oder m oder m/MPa	Amplitude des ersten Maximums
\bar{A}_1	V oder m	Amplitude des ersten Maximums, korrigiert um den Einfluß der Schallschwächung
A_A	V oder m	antisymmetrischer Signalanteil (Amplitude)
A_a	V oder m	Zeitsignal Sensor 1 (Amplitude)
A_b	V oder m	Zeitsignal Sensor 2 (Amplitude)
A_{DS}	V	Signalamplitude im Durchschallungsversuch
A_L	V oder m	Amplitudenmaximum der Longitudinalwelle

A_{Med1}	V oder m	Amplitude der einfallenden Welle (Medium 1 bzw. Prüfkörper)
A_{Med2}	V oder m	Amplitude der transmittierten Welle (Medium 2 bzw. Sensorschutzplatte)
A_S	V oder m	symmetrischer Signalanteil (Amplitude)
A_{SE}	V	durch Probenverformung reduzierte Signalamplitude der Schallemission (Durchschallungsversuch)
b	m	halbe Plattendicke
B_i	V oder m	Betrag der Komponente i (Spektrum)
c	m/s	Schallgeschwindigkeit
c_0	m/s	Schallgeschwindigkeit des symmetrischen Grundmode in Stäben nach der klassischen Theorie
c_1	m/s	Schallgeschwindigkeit der Longitudinalwelle (unbegrenzt Medium)
c_2	m/s	Schallgeschwindigkeit der Scherwelle (unbegrenzt Medium)
c_{gr}	m/s	Gruppengeschwindigkeit
c_p	m/s	Schallgeschwindigkeit des symmetrischen Grundmode in Platten nach der klassischen Theorie
c_{ph}	m/s	Phasengeschwindigkeit
c_R	m/s	Schallgeschwindigkeit der Rayleighwelle
$c_{Ri\beta}$	m/s	Rißgeschwindigkeit
d	m	Durchmesser (Faser, Bruchfläche oder Probe)
$E(f)$	V/nm	absolute spektrale Empfindlichkeit
$E_{ap}(f)$	V/nm	aperturbefahete absolute spektrale Empfindlichkeit
$E_{Referenz}(f)$	-	relative spektrale Empfindlichkeit des Referenzsensors
$E_{rel}(f)$	-	relative spektrale Empfindlichkeit
E_{ϑ}	-	winkelabhängige relative Empfindlichkeit
E, E_i	GPa	Elastizitätsmodul bzw. Elastizitätsmodul der Komponente i ($i = \text{Faser, Matrix, spröde Phase P}$)
$E_{ }$	GPa	abgeschätzter Elastizitätsmodul in Faserlängsrichtung
E_{\perp}	GPa	abgeschätzter Elastizitätsmodul in Faserquerrichtung
f	Hz	Frequenz
f_1	Hz	obere Frequenzgrenze der ersten Halbschwingung
f_{Eigen}	Hz	Eigenfrequenz (stehende Wellen)
$f_{GPlatte,A}$	Hz	Grenzfrequenz, antisymmetrischer Plattenwellenmode
$f_{GPlatte,S}$	Hz	Grenzfrequenz, symmetrischer Plattenwellenmode
$f_{GPlatte,SH}$	Hz	Grenzfrequenz, SH-Moden in Platten

$f_{GStab,A}$	Hz	Grenzfrequenz, antisymmetrischer Stabwellenmode
f_{max}	Hz	maximale abgestrahlte Frequenz
f_i	-	Volumenanteil der Komponente i (i = Faser, Matrix)
G	GPa	Schubmodul
\mathbf{G}		Greensche Funktion
\mathbf{G}^{-1}		inverse Greensche Funktion
h	m	Plattendicke
$H(\vartheta)$	-	Häufigkeitsverteilung der Faser- oder Teilchenorientierungen
J_n	-	modifizierte Besselfunktion erster Art und n-ter Ordnung
k	1/m	Wellenzahl
$K_{ap}(f)$	-	Aperturfaktor
K_{imp}	-	Korrekturfaktor für den Impedanzunterschied
$l, l_{0,i}, l_i$	m oder mm	(Proben-)Länge, (Ausgangs-)Länge in Richtung i
\mathbf{M}		Momententensor
m		Shape Parameter der Weibull-Verteilung
\mathbf{m}		zeitabhängiger Anteil des Momententensors (Kräftefeld)
n	-	Ordnung der Besselfunktion oder Exponent
n_{eigen}	-	Ordnung der Schwingung (stehende Wellen)
$N, N(\vartheta)$	-	Anteil der gebrochenen Fasern (alle Orientierungen bzw. nur Fasern mit Orientierung ϑ)
N_{Faser}	-	Anzahl der Fasern im Volumen der Meßlänge
$N_{Faser,Schliff}$	-	Anzahl der Fasern in einem best. Bereich eines Schliffs
$N_{Bruch,Schliff}$	-	Anzahl der Faserbrüche im Schliffbild je Schlifffläche
P_i	Grad oder rad	Phase der Komponente i (Spektrum)
r	m	Radius (Stab oder piezoelektrisches Element)
$S(t)$		Zeitabhängiger Anteil des Momententensors
s	m	Abstand von der Signalquelle, Laufweg oder Tiefenlage
t	s	Zeit
Δt	s	Impulsabstand (auch zwischen Maxima verschiedener Moden) oder Laufzeitdifferenz
$t(f)$	s	frequenzabhängige Einsatzzeit
$T_{i,j}$	-	Verhältnis zwischen Amplitude der einfallenden Welle (Medium i) und Amplitude der transmittierten Welle (Medium j)
U	m	Rißöffnung
u_θ	m	Verschiebungskomponente senkrecht zur Ausbreitungsrichtung

u_r	m	Verschiebungskomponente parallel zur Ausbreitungsrichtung
u_x	m	vertikale Verschiebung an der Stelle x der Oberfläche
V	m ³	Volumen
x	m	x-Koordinate, Länge
$\underline{x}, \underline{x}_0$	-	Raumkoordinate
x_0	m	Abstand zwischen zwei Sensorpaaren
Z_i	MPa s / m	akustische Impedanz des Mediums i
α	1/m	Variable der Wellengleichung
α_s	dB/mm	Schallschwächung
β	1/m	Variable der Wellengleichung
ε_x	-	Dehnung in Richtung der äußeren Last
$\varepsilon(\vartheta)$	-	Dehnung in Richtung ϑ
ε_0	-	die dem Scale Parameter σ_0 entsprechende elast. Dehnung
ϑ, ϑ_i	Grad oder rad	Winkel, Einfallswinkel oder Orientierungswinkel
θ	Grad oder rad	Winkel zwischen der Achse eines Kräftedipols und der Ausbreitungsrichtung
κ	-	Scherfaktor (Plattentheorie)
λ	m	Wellenlänge
λ	GPa	Lamé-Konstante
μ	GPa	Lamé-Konstante
ν, ν_{eff}	-	Querkontraktionszahl bzw. effektive Querkontraktionszahl
ξ	1/m	Wellenzahl (nur in Maple-Skripten)
ρ	Mg/m ³	Dichte
σ_f	MPa	Bruchspannung (Faser, Mikroriß)
$\sigma_{Faser}, \sigma_P(\vartheta)$	MPa	Spannung in der Faser in Richtung der Faserachse bzw. in der spröden Phase in Richtung ϑ
σ_0	MPa	Scale Parameter der Weibull-Verteilung
τ	s	Zeit oder Abstrahldauer (Signalquelle)
$\Delta\phi(f)$	Grad oder rad	Phasendifferenz zwischen Testsignal und Sensorantwort
ϕ	Grad oder rad	Phasenverschiebung
$\phi_{Referenz}(f)$	Grad oder rad	Phasenverschiebung des Referenzsensors
$\phi_{rel}(f)$	Grad oder rad	spektrale Phasenverschiebung (Sensorkalibrierung)
ω	Hz	Kreisfrequenz
Ω	-	dimensionslose Grenzfrequenz (Stabwellen)

1 Einleitung

Verbundwerkstoffe gewinnen aufgrund ihrer bei anderen Werkstoffklassen nicht erreichbaren Kombination von Eigenschaften zunehmend an Bedeutung. Grundlagen für die Optimierung eines Verbundwerkstoffs sind die Kenntnis des Schädigungsablaufs und die Identifizierung der Schädigungsarten, die bei seiner Beanspruchung auftreten. Alle für Verbundwerkstoffe typischen Schädigungsarten stellen mikromechanische Prozesse dar, die zur Entstehung und Abstrahlung von mechanischen (elastischen) Wellen, auch Schallemission genannt, führen. Daher stellt die Schallemissionsmessung eine ausgezeichnete Möglichkeit dar, den Schädigungsablauf von Verbundwerkstoffen zu erfassen. Gegenüber anderen Untersuchungsmethoden wie z. B. der Metallographie bietet diese Methode eine Reihe von Vorteilen. Die Messung erfolgt während der Beanspruchung, so daß ein einziger Versuch je Beanspruchungsart zur Erfassung des gesamten Schädigungsablaufs genügt. Hierbei wird die Schädigung im gesamten Probenvolumen erfaßt, eine Ortung der einzelnen Ereignisse ist möglich. Darüber hinaus kann die Schädigung zu jedem Zeitpunkt mit anderen Versuchsparametern wie z. B. der Last oder Dehnung korreliert werden. Ein weiterer Vorteil besteht darin, daß anders als bei integralen Meßverfahren jedes einzelne Schädigungsereignis registriert wird. Damit besteht die prinzipielle Möglichkeit, die Schädigungsereignisse an Hand der Charakteristik des Schallemissionsereignisses nach Typen zu unterscheiden.

Die Schallemissionsanalyse an Verbundwerkstoffen beschränkte sich in der Vergangenheit aufgrund der meßtechnischen Möglichkeiten überwiegend auf die bloße Erfassung von stark vereinfachten Signalparametern (z. B. maximale Amplitude oder Dauer des Ereignisses) unter Verwendung von hochempfindlichen, resonanten Sensoren. Die Korrelation der Signalparameter mit den verschiedenen Schädigungsarten erfolgte dabei einerseits durch den Vergleich mit metallographischen Ergebnissen. Andererseits wurden häufig alle möglichen Signalparameter miteinander korreliert, um so auf empirische Weise Zusammenhänge zwischen Signalparametern und Schädigungsarten zu finden. Da derartige Korrelationen in der Regel jeglicher physikalischen Grundlage entbehren, ist es nicht verwunderlich, daß diese empirischen Zusammenhänge vom untersuchten Werkstoff, von der verwendeten Probengeometrie und von der Art des Meßsystems abhängen. Eine Übertragung der empirischen Ergebnisse auf andere Werkstoffe oder Geometrien führte häufig zur Über- und Fehlinterpretation von Schall-

emissionsmessungen und letztlich auch zu Vorbehalten gegenüber der Anwendung der Schallemissionsanalyse.

Eine Alternative zu dieser Vorgehensweise ist der aus der Geophysik und Erdbebenforschung bekannte physikbasierte Ansatz der Elastodynamik, welcher im Bereich der Werkstoffforschung bisher nur auf spezielle Proben angewandt wurde. Genau an dieser Stelle setzt die vorliegende Arbeit an. Um diesem Ansatz gerecht zu werden, wurden bei allen Untersuchungen die kompletten Wellenformen mit einem breitbandigen Meßsystem aufgezeichnet, dessen Filterwirkung durch eine Kalibrierung berücksichtigt werden konnte. Außerdem hatte dieser Ansatz zur Folge, daß das Methodenverständnis neben der eigentlichen Zielsetzung der Werkstoffcharakterisierung einen zusätzlichen Schwerpunkt bildet. So beschäftigt sich die vorliegende Arbeit zum einen mit der Frage, wie Signalquelle und aufgezeichnete Wellenform miteinander zusammenhängen. Hierzu wurden Zugversuche an Einzelfaser-Modellproben mit der Kombination duktile Matrix / spröde Faser durchgeführt und Probenparameter gezielt variiert. Dabei wurde auch untersucht, inwieweit der Ansatz der Elastodynamik auf typische Laborproben übertragen werden kann. Zum anderen wurde ausgehend von diesen Ergebnissen die beim Zug- und Druckversuch auftretende Schädigung sowie der zugehörige Schädigungsverlauf von Metallmatrix-Verbundwerkstoffen, die entweder mit Teilchen, Kurzfasern oder Endlofasern verstärkt waren, charakterisiert. Hierbei zeigte sich unter anderem, daß selbst bei quasi-isotropen Verbundwerkstoffen die Schädigungsverläufe bei einsinniger äußerer Beanspruchung vom Vorzeichen der äußeren Last (Zug oder Druck) abhängen.

2 Grundlagen und Literaturübersicht

Im Rahmen dieses Kapitels werden die für diese Arbeit notwendigen Grundlagen sowie der aktuelle Stand der Forschung dargelegt. Dabei beschränkt sich die Darstellung der Grundlagen auf diejenigen Bereiche, die sich nicht oder nur vereinzelt in Lehrbüchern wiederfinden. Fundamentales Lehrbuchwissen hingegen, wie z. B. die Elastizitätstheorie, sind nicht Gegenstand dieses Kapitels.

2.1 Quantitative Schallemissionsanalyse

Unter dem Begriff Schallemission versteht man ganz allgemein die Entstehung und Abstrahlung von elastischen Wellen in einem Festkörper [ASTM 1988a]. Dabei wird die Größe des Festkörpers in der Begriffsdefinition nach ASTM gar nicht erwähnt. Üblicherweise spricht man aber nur dann von Schallemission, wenn es sich um Werkstoffproben, Bauteile oder sehr begrenzte geologische Formationen handelt. Aus physikalischer Sicht ergibt sich ein enger Bezug zur Erdbebenkunde (Seismik). Unterschiede bestehen vor allem in den Dimensionen der Probenkörper und den abgestrahlten Frequenzen. Ein Überblick über die Frequenzbereiche der verschiedenen Arbeitsgebiete in Abb. 2.1 zeigt, daß der Frequenzbereich der Schallemission keineswegs nur auf den Bereich der hörbaren Frequenzen beschränkt ist. Im Bereich der Werkstoffprüfung treten vor allem auch Frequenzen im Ultraschallbereich auf.

Die Anfänge der Anwendung der Schallemissionsmessung als Instrument zur Werkstoffprüfung und -überwachung, auch als Schallemissionsanalyse bezeichnet, liegen in den 20er und 30er Jahren dieses Jahrhunderts. Einen historischen Überblick gibt Drouillard [1996]. Als Ursache für die Schallemission kommen neben den klassischen mikromechanischen Verformungsprozessen wie z. B. Versetzungsbewegung, Mikrorißbildung und -wachstum, Zwillingbildung oder Phasenumwandlung auch Reibeprozesse (sowohl Rißuferreibung als auch Schleifprozesse an der Probenoberfläche) oder bei der Magnetisierung von Werkstoffen auftretende Prozesse (Barkhausenrauschen) in Betracht. Ein Überblick über die Gebiete der Schallemissionsanalyse findet sich in [ASNT 1987].

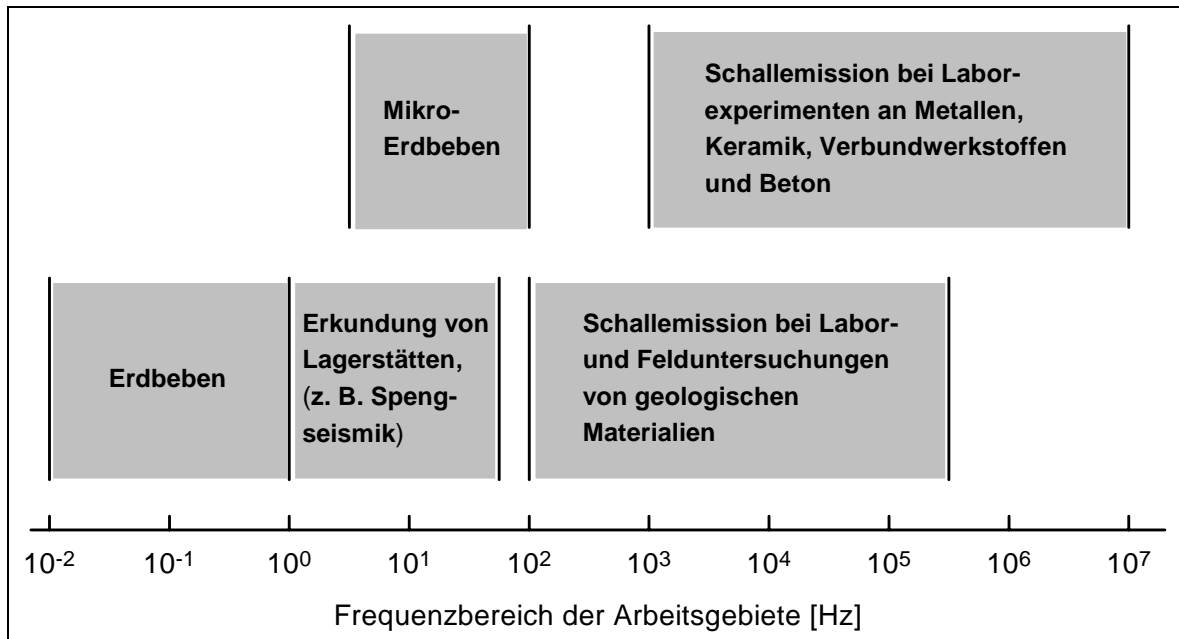


Abb. 2.1: Frequenzbereiche der verschiedenen Arbeitsgebiete. Aktualisierte Darstellung in Anlehnung an Hardy [1972].

Ein kritischer Punkt der Schallemissionsanalyse ist die Gerätetechnik. Anders als bei der Seismik, wo sehr niedrige Frequenzen dominieren, wird zur Aufzeichnung der Schallemission Hochfrequenzelektronik benötigt. Daher beschränkte sich die Aufzeichnung der Schallemission bis Anfang der 70er Jahre im wesentlichen auf die integrale Erfassung mittels eines RMS-Voltmeters oder auf das Zählen der Überschreitungen (auch Counts genannt) eines zuvor eingestellten Schwellenwertes mittels eines geeigneten Meßgerätes (Counter). Mitte der 70er Jahre waren dann die ersten kommerziellen Geräte erhältlich, die mit Hilfe entsprechender Analogtechnik in der Lage waren, Schallemissionsereignisse zu zählen und bestimmte Parameter wie z. B. das Amplitudenmaximum oder die Ereignisdauer der einzelnen Wellenformen zu extrahieren¹. Obwohl diese Größen nur in Bezug auf das vom Sensor gemessene Signal als quantitativ zu betrachten sind, und obwohl bekannt war, daß diese Größen nur in besonderen Fällen mit den quantitativen Größen der Schallemissionsquelle korreliert sind, da die Wellenausbreitung und Sensorcharakteristik das Signal stark beeinflussen [Mehan und Mullin 1971, Pao 1978], wird bis heute noch häufig davon ausgegangen, daß es sich um echte

¹ Die Aufzeichnung und damit auch die Auswertung kompletter Wellenformen war zwar auch schon Anfang der 70er Jahre z. B. mittels Magnetband möglich [vgl. z. B. Mehan und Mullin 1971]. Da in den meisten Versuchen jedoch eine Vielzahl von Schallemissionsereignissen auftritt und eine automatisierte Auswertung der Wellenformen beim Abspielen des Magnetbands nicht möglich war, wurde diese Art der Aufzeichnung vor allem dann eingesetzt, wenn einzelne Wellenformen genauer untersucht werden sollten. Erst mit der fortschreitenden Entwicklung der digitalen Signalverarbeitung war es ab Mitte der 90er Jahre möglich, komplette Wellenformen mit ausreichender Geschwindigkeit aufzuzeichnen und auszuwerten.

quantitative Größen handelt, die sich unmittelbar zur Charakterisierung von Schallemissionsquellen eignen. Unter der *quantitativen Schallemissionsanalyse* soll jedoch nur die Art von Auswertung verstanden werden, bei der die Korrelation zwischen Wellenformparameter und Signalquelle auf physikalischen Prinzipien basiert [Scruby 1985]. Das Zählen von Schallemissionsereignissen gehört deshalb zum Bereich der qualitativen Schallemissionsanalyse, weil die hierdurch ermittelten physikalischen Größen (wie z. B. die Scherfestigkeit der Faser-Matrix-Grenzfläche beim Zugversuch an Einzelfaser-Verbundwerkstoffproben) in der Regel die Signalquelle nicht beschreiben. Die ersten Arbeiten zur quantitativen Schallemissionsanalyse wurden Mitte der 70er Jahre am damaligen *National Bureau of Standards*, NBS (heute: *National Institute of Standards and Technology*, NIST) [Breckenridge et al. 1975], am *Atomic Energy Research Establishment* (AERE) in Harwell [Scruby et al. 1978] und in Cornell [Pao et al. 1979] durchgeführt.

2.1.1 Vorwärtsbetrachtung

Für den Fall einer Punktquelle kann der Zusammenhang zwischen der Oberflächenverschiebung $u_x(\underline{x}, t)$ an der Stelle \underline{x} zum Zeitpunkt t und der Quellfunktion \mathbf{M} (auch Momententensor) an der Stelle \underline{x}_0 zum Zeitpunkt τ durch folgendes Faltungsintegral definiert werden [vgl. z. B. Hsu et al. 1977, Aki und Richards 1980]

$$u_x(\underline{x}, t) = \int_{-\infty}^t \mathbf{G}(\underline{x}, \underline{x}_0, t - \tau) \mathbf{M}(\underline{x}_0, \tau) d\tau \quad (2.1)$$

hierbei ist \mathbf{G} die Transferfunktion des Mediums, die üblicherweise auch als Greensche Funktion bezeichnet wird. Die Beschreibung der Quellfunktion als Momententensor geht im wesentlichen auf Burridge und Knopoff [1964] zurück. Dabei wird die seismische Quelle nicht durch die resultierenden Verschiebungen beschrieben, sondern durch Kräftekomponenten, die dieselbe Abstrahlcharakteristik wie die Verschiebungen verursachen, ohne daß hierbei an der Quelle Verschiebungen auftreten.

Mittels Gleichung 2.1 ist es möglich die Oberflächenverschiebungen, d.h. synthetische Wellenformen, für beliebige Quellfunktionen zu berechnen, sofern die Greensche Funktion be-

kannt ist (Vorwärtsbetrachtung)¹. Diese können dann zur Analyse von Wellenformen verwendet werden. So besteht z. B. die Möglichkeit, bei bekannter Art der Quellfunktion anhand des Vergleichs zwischen berechneter und gemessener Wellenform Sensoren zu kalibrieren oder generell die absolute Amplitude der gemessenen Oberflächenverschiebung zu bestimmen [Breckenridge et al. 1975, Hsu et al. 1977, Breckenridge und Greenspan 1981, Breckenridge 1982]. Des Weiteren können der Einfluß verschiedener Quellfunktionen sowie der Einfluß der Geometrie und des Aufbaus des Mediums auf die Wellenform untersucht werden. Ein gewisses Hindernis ist hierbei jedoch die Tatsache, daß die Greenschen Funktionen mit Ausnahme des unbegrenzten Mediums [Stokes 1851] in der Regel nur auf numerischem Wege bestimmt werden können [Pekeris und Lifson 1957]. Analytische Lösungen für die Oberflächenverschiebung im Epizentrum existieren für den elastischen Halbraums [Pekeris und Lifson 1957, Sinclair 1979] und für die unendlich ausgedehnte Platte [Knopoff 1958].

Scruby et al. [1983] haben mit Hilfe der von Sinclair [1979] berechneten Greenschen Funktionen den Einfluß verschiedener Quellparameter wie Impulsdauer, Tiefenlage oder Art der Signalquelle auf die Wellenform im Epizentrum eines elastischen Halbraums untersucht. Parameterstudien für den elastischen Halbraum, die auch nichtepizentrische Positionen an der Oberfläche einbeziehen, wurden von Ohtsu und Ono [1984, 1986] sowie von Fang [1997] durchgeführt. Vorwärtsbetrachtungen für den elastischen Halbraum, bei denen simulierte und experimentell ermittelte Wellenformen miteinander verglichen werden, finden sich z. B. bei Suzuki et al. [1993, 1996].

Neben dem elastischen Halbraum war auch die Platte Gegenstand von Vorwärtsbetrachtungen. Da die nichtepizentrischen Positionen an der Plattenoberfläche von besonderem Interesse sind, mußten hierbei die Greenschen Funktionen numerisch berechnet werden. Dies geschah entweder mittels der *generalized ray theory* (Strahlenakustik) [Pao et al. 1979, Ceranoglu und Pao 1981, Proctor et al. 1983] oder der *normal mode expansion* [Weaver und Pao 1982, Gorman und Prosser 1996, Huang 1998], wobei beide Verfahren Vor- und Nachteile haben. So liefert die *generalized ray theory* zwar ein exaktes Ergebnis. Jedoch steigt der Rechenaufwand mit zunehmender Entfernung vom Epizentrum so stark an, daß sich diese Methode nur

¹ Obwohl Gleichung 2.1 nur für ideale elastische Festkörper gilt, basieren alle bisherigen Arbeiten auf dem Gebiet der quantitativen Schallemissionsanalyse auf ihr. Zwar wurde auch schon eine weitergehende Beziehung hergeleitet, die die werkstoffbedingte Schallschwächung berücksichtigt [Natsik und Chishko 1992]. Allerdings werden die Berechnungen bei Anwendung dieser Beziehung nachhaltig verkompliziert.

für Entfernungen von weniger als dem 10-fachen der Plattendicke eignet. Im Gegensatz dazu kann die Greensche Funktion mittels der *normal mode expansion* mit vertretbarem Rechenaufwand auch noch für größere Entfernungen vom Epizentrum berechnet werden. Details zu den Verfahren können z. B. [Pao und Gajewski 1977] entnommen werden. Außerdem wurde ein Computerprogramm veröffentlicht, mit dem basierend auf der *generalized ray theory* die Greenschen Funktionen einer Platte berechnet werden können [Hsu 1985]. Vergleiche zwischen Experiment und Vorwärtsrechnung wurden von Proctor et al. [1983], Gorman und Prosser [1996], Sybeck und Wadley [1996] sowie von Huang [1998] durchgeführt.

2.1.2 Inversion

Die Charakterisierung der Signalquelle hinsichtlich Art, Orientierung und Größe erfordert Inversionsmethoden, die auf den Vorwärtsbetrachtungen aufbauen. Ausgehend von Gleichung 2.1 kann die Inversion, auch Momententensorinversion genannt, durch Rückfaltung (Deconvolution) erfolgen

$$\mathbf{M}(\underline{x}_0, t) = \int_{-\infty}^t u_x(\underline{x}, \tau) \mathbf{G}^{-1}(\underline{x}, \underline{x}_0, t - \tau) d\tau \quad (2.2)$$

wobei \mathbf{G}^{-1} die inverse Greensche Funktion ist. Zur vollständigen Charakterisierung der Signalquelle werden sechs unabhängige Wellenformen benötigt. Die vollständige Momententensorinversion, wie sie im Bereich der Geophysik angewandt wird [vgl. z. B. Dziewonski et al. 1981], ist sehr aufwendig, weshalb im Bereich der Schallemissionsanalyse in der Regel vereinfachte Inversionsmethoden zur Charakterisierung der Signalquelle angewandt werden (siehe unten).

Experimentelle Grundvoraussetzung für die Inversion ist ein kalibriertes Meßsystem, welches eine möglichst große Bandbreite besitzt. Nur dadurch ist eine Korrelation zwischen dem aufgezeichneten Signal und der Oberflächenverschiebung möglich, so daß mittels Inversion auf die Signalquelle geschlossen werden kann. Des weiteren muß die Ortung der Signalquelle möglich sein. Dies setzt voraus, daß entweder genügend Sensoren oder spezielle Proben, bei denen die möglichen Orte der Signalquellen *a priori* vorgegeben sind (wie z. B. bei CT-Proben), verwendet werden. Algorithmen zur dreidimensionalen Ortung finden sich in [ASNT 1987], zur Ortung bei Platten sei auf die Arbeit von Ziola und Gorman [1991] verwiesen.

Scruby, Wadley und Mitarbeiter verwendeten eine spezielle Probengeometrie, sog. Yobell-Proben, um bei Verwendung nur eines SE-Sensors Signalquellen im Zugversuch quantitativ

zu charakterisieren [Scruby et al. 1978, Wadley und Scruby 1979, Scruby et al. 1981, Wadley et al. 1981]. Dabei wurden mit einem Breitbandmeßsystem die Wellenformen im Epizentrum aufgezeichnet. Unter der Annahme, daß es sich um Mode I Mikrorisse mit Reißfläche parallel zur Probenoberfläche handelt, war eine Auswertung hinsichtlich der Reißlänge möglich.

Der Momententensor kann in zwei Anteile aufgetrennt werden, wenn alle Komponenten die gleiche Zeitabhängigkeit besitzen:

$$\mathbf{M}(\underline{x}_0, t) = \mathbf{m}(\underline{x}_0) S(t) \tag{2.3}$$

dabei beschreibt der Tensor \mathbf{m} das Kräftefeld und damit die Abstrahlcharakteristik der elastischen Welle und S die Zeitabhängigkeit der Kräfte. Unter der Voraussetzung, daß Gleichung 2.3 gilt, kann die Abstrahlcharakteristik und damit auch die Art und die Orientierung der Signalquelle bestimmt werden. Außer durch vollständige Dekonvolution der Wellenformen [vgl. z. B. Kishi 1984, Kishi 1985, Enoki und Kishi 1988, Enoki et al. 1997] kann dies auch

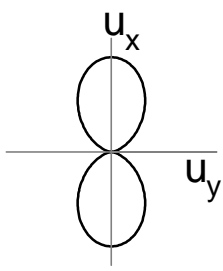
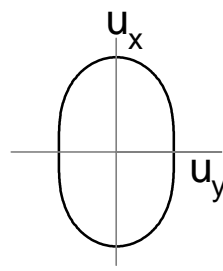
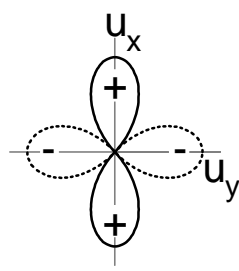
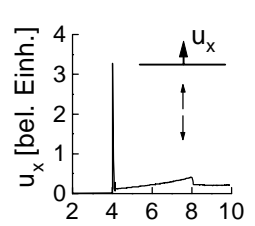
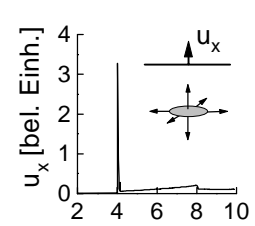
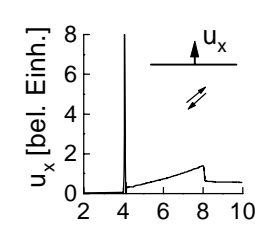
<i>Signalquelle</i>	Kräfte-dipol	Mikroriß	Scherbruch
vereinfachter Momententensor (\mathbf{m}) (K = konstanter Vorfaktor, λ, μ = Lamé-Konstanten)	$K \begin{bmatrix} \lambda + 2\mu & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$	$K \begin{bmatrix} \lambda + 2\mu & 0 & 0 \\ 0 & \lambda & 0 \\ 0 & 0 & \lambda \end{bmatrix}$	$K \begin{bmatrix} -\mu & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \mu \end{bmatrix}$
Abstrahlcharakteristik (Verschiebung parallel zur Ausbreitungsrichtung) [nach Aki und Richards 1980, Scruby 1985]			
Wellenform im Epizentrum (bei Vorgabe von Orientierung und Quellparameter) [nach Scruby et al. 1983]			

Abb. 2.2: Vereinfachter Momententensor, Abstrahlcharakteristik (Verschiebung parallel zur Ausbreitungsrichtung) und epizentrische Wellenform (vorgegebene Orientierung und Quellparameter) für verschiedene Quellarten.

dadurch geschehen, daß nur jeweils die Amplitude [Scruby 1985, Kim und Sachse 1986a, Buttle und Scruby 1990a, Buttle und Scruby 1990b, Ohtsu 1995] bzw. die Impulsfläche [Scruby et al. 1985] des direkten Longitudinalwellenimpulses ausgewertet wird. Dieser Ansatz ist in der Regel jedoch nur möglich, wenn es sich um kompakte Proben handelt, da nur dann der Ersteinsatz bzw. die Amplitude der Longitudinalwelle klar identifiziert werden kann. Wenn sich dann gleichzeitig noch ein Sensor in einer epizentrischen Position befindet, kann zusätzlich mit relativ geringem Aufwand die Zeitfunktion $S(t)$ der Kräfte und daraus wiederum die Größe der Signalquelle bestimmt werden [Kim und Sachse 1986b, Kim und Sachse 1986c, Ohira und Pao 1989]. Abb. 2.2 zeigt den vereinfachten Momententensor, die Abstrahlcharakteristik (Verschiebung parallel zur Ausbreitungsrichtung) sowie die epizentrische Wellenform (vorgegebene Orientierung und Quellparameter) für verschiedene Quellarten.

Für Platten und andere Geometrien, bei denen eine Identifikation der Longitudinalwellenamplitude in der Regel nicht mehr möglich ist, gibt es in der Literatur bisher keine vereinfachten Ansätze zur Inversion. Da gleichzeitig die Berechnung der Greenschen Funktionen beliebig aufwendig und kompliziert wird, wurde bei Messungen an derartigen Proben noch keine Inversion durchgeführt. Lediglich Michaels und Pao [1985] haben in einer theoretischen Studie gezeigt, daß die Inversion im Fall einer Platte prinzipiell möglich ist, sofern der Abstand zwischen Platte und Sensor nur wenige Plattendicken beträgt.

Abschließend sei vermerkt, daß sich die quantitative Schallemissionsanalyse gegenüber der rein qualitativen Schallemissionsanalyse bis heute weder im Bereich der Werkstoffprüfung noch bei der Bauteilprüfung durchgesetzt hat. Eine Ursache hierfür liegt sicherlich darin, daß die Inversion sehr aufwendig und vermutlich auch ungenau wird, wenn nicht zumindest die Lösungen für den elastischen Halbraum verwendet werden können. Und gerade dies ist bei den meisten der üblichen Werkstoffproben (Platten oder Stäbe) oder Bauteilen nicht ohne weiteres möglich. Darüber hinaus ist die Anzahl der Schallemissionsereignisse in vielen Experimenten so groß, daß die Auswertung der Daten auch mit modernen Computern kaum in vernünftigen Zeiträumen bewältigt werden kann.

2.2 Schallemissionsanalyse an Verbundwerkstoffen mit duktiler Matrix

Die Literaturübersicht des vorliegenden Abschnitts beschränkt sich auf die Schallemissionsanalyse an Einzelfaser-Modellproben und an Metallmatrix-Verbundwerkstoffen (MMCs).

Untersuchungen an anwendungsnahen Polymermatrix-Verbundwerkstoffen bleiben hingegen unberücksichtigt, da diese sich aufgrund anderer Matrixeigenschaften (wie z. B. größere Schallschwächung oder größerer relativer Unterschied im Elastizitätsmodul im Vergleich zur Faser) deutlich von anwendungsnahen MMCs unterscheiden.

2.2.1 Untersuchungen an Einzelfaser-Modellproben

An Einzelfaser-Modellproben können einzelne Schädigungsmechanismen, die für Verbundwerkstoffe typisch sind, gezielt erzeugt und untersucht werden. Eine direkte Beobachtung der Schädigungsprozesse im Mikroskop ist jedoch nur dann möglich, wenn die Matrix durchsichtig ist. Mittels der Schallemissionsmessung besteht hingegen die Möglichkeit, die Schädigungsprozesse auch dann zu erfassen, wenn die Matrix undurchsichtig ist. Dabei sind neben der Ortung sowie der Korrelation der Schädigungsereignisse mit äußeren Parametern (wie z. B. Last oder Dehnung) vor allem die Identifikation und Unterscheidung der Schädigungsereignisse die Ziele der Schallemissionsanalyse. Sofern letztere Fragestellung gelöst ist, können mittels Schallemissionsanalyse auch Schädigungsabläufe in anwendungsnahen Werkstoffen mit vielen Fasern untersucht werden. Außerdem besteht dann zusätzlich die Möglichkeit, die Schallemissionsanalyse auch als Instrument zur Bauteilüberwachung einzusetzen.

Erste Schallemissionsuntersuchungen an Einzelfaser-Modellproben wurden von Mehan und Mullin [1971]¹ an den beiden Systemen Borfaser / Epoxidharz und Kohlenstofffaser / Epoxidharz durchgeführt. Dabei konnten sie zeigen, daß sich die Wellenformen verschiedener Schädigungsmechanismen wie z. B. Faserbruch, Matrixbruch oder Debonding prinzipiell unterscheiden. Gleichzeitig wiesen sie aber auch darauf hin, daß die Wellenformen nicht nur den Schädigungsprozeß, sondern auch den Einfluß der Wellenausbreitung widerspiegeln: *„The transmission of sound from a specific local event through the composite is a complicated process involving mode changes and attenuation, with the result that the transducer may not experience a sound pulse exactly like that which occurred some distance away.“* [Die in der Verbundprobe von einem bestimmten örtlichen Ereignis ausgehende Ausbreitung des Schalls ist ein komplizierter Vorgang, der Modenwechsel und Dämpfung beinhaltet; dies hat zum Ergebnis, daß der am Empfänger auftretende Schallimpuls nicht unbedingt gleich dem Schallimpuls ist, welcher sich in einiger Entfernung ereignete.] Außerdem konnten Mehan und Mullin die Wellenformen der verschiedenen Schädigungsprozesse anhand ihres Frequenz-

¹ siehe auch [Mullin und Mehan 1973]

inhalts unterscheiden. Zugleich gaben sie aber zu bedenken, daß weitere Untersuchungen notwendig sind, um diese Ergebnisse verallgemeinern zu können: *„However, much needs to be done to refine and extend the technique beyond the preliminary efforts described here. For example, the specimen size may influence the frequency of the acoustic signals since the characteristics of the acoustic wave depend on specimen response as well as the internal event (such as filament failure).“* [Indes muß noch vieles zur Verbesserung und Erweiterung dieser Technik getan werden, was über die hier beschriebenen vorläufigen Ergebnisse hinaus geht. Zum Beispiel kann die Frequenz des akustischen Signals durch die Probengröße beeinflusst werden, da die Charakteristik der Wellenform sowohl von der Reaktion der Probe als auch vom schallauslösenden Ereignis (wie z. B. Faserbruch) selbst abhängt.]

Die nächste Schallemissionsuntersuchung an Einzelfaser-Modellproben (Polymermatrix) wurde erst mehr als zehn Jahre später durchgeführt [Narisawa und Oba 1984], wo außer den Faser-Matrix-Eigenschaften auch die Amplitudenverteilung verschiedener Schädigungsprozesse untersucht wurde. Offensichtlich waren derartige Untersuchungen erst wieder von Interesse, nachdem die Schallemissionsanalyse an Bauteilen aus faserverstärktem Kunststoff zu widersprüchlichen Ergebnissen führte, vgl. hierzu auch [Gorman 1994, Ely und Hill 1995]. Denn anders als man zunächst annahm, war eine sichere Unterscheidung der Schädigungsarten allein anhand der Maximalamplitude der Schallemissionsereignisse nicht möglich. Eine detailliertere Untersuchung des Zusammenhangs zwischen Maximalamplitude und Schädigungsereignis wurde von Wolters [1986, 1989] an Proben mit Polycarbonatmatrix durchgeführt. Dabei wurden nicht nur verschiedene Schädigungsmechanismen erzeugt, sondern auch Fasern mit unterschiedlichem Durchmesser und unterschiedlicher Haftung verwendet. Das Meßsystem bestand aus resonanten Sensoren sowie einem Analysator, der von den einzelnen Wellenformen die klassischen Wellenformparameter (maximale Amplitude, Dauer, Anstiegszeit, Counts und Energie) extrahierte. Der Einfluß der Schallschwächung wurde bei diesen Messungen unter der Annahme eines frequenzunabhängigen Schallschwächungskoeffizienten von 0,6 dB/mm korrigiert. Die wichtigsten Ergebnisse von Wolters können wie folgt zusammengefaßt werden. Alle Schädigungsarten wiesen eine Streuung der Amplitudenwerte um mindestens 20 dB auf. Des Weiteren wurde für den Faserbruch gefunden, daß die Maximalamplitude proportional der dritten Potenz des Faserdurchmessers ist, wobei dieser Zusammenhang jedoch aufgrund von Schwankungen mit einer relativ großen Unsicherheit behaftet ist. Eine weitere Arbeit, in der neben der Bestimmung der Faser-Matrix-Eigenschaften auch die Schallemission der einzelnen Schädigungsprozesse näher untersucht wurde, wurde von Nord-

strom [1996, vgl. auch Nordstrom et al. 1996] durchgeführt (Polymermatrix). Dabei wurde unter überwiegender Verwendung eines breitbandigen Laserinterferometers als Sensor erstmals von allen Schallemissionsereignissen die komplette Wellenform aufgezeichnet. Diese Untersuchungen zeigten erstens, daß es keinen eindeutigen Zusammenhang zwischen der Entfernung des Sensors von der Signalquelle und der maximalen Amplitude gibt, und zweitens, daß der Anteil der niederen Frequenzen gegenüber den hohen Frequenzen im Spektrum der Schallemissionssignale mit zunehmendem Abstand des Sensors von der Signalquelle zunimmt [Nordstrom 1996, S. 140]. Darüber hinaus existieren auch Untersuchungen an Einzelfaserproben mit Metallmatrix. In den von Merienne und Favre [1989] sowie von Roman et al. [1992] durchgeführten Versuchen traten unter anderem Mehrfachbrüche der Faser und Brüche in der Faserbeschichtung auf, wobei die vorgenommene Zuordnung zwischen Wellenform und Bruchtyp in beiden Arbeiten rein spekulativ ist.

Abschließend sei noch vermerkt, daß sich der Zugversuch an Einzelfaser-Modellproben inzwischen zu einem Standardtest entwickelt hat, mit dem sowohl die Faser-Matrix-Haftung als auch die Faserfestigkeit charakterisiert werden können [Netravali 1995]. Erste Versuche, bei denen die Schallemissionsmessung zum Zählen der Faserbrüche eingesetzt wurde, wurden von Narisawa und Oba [1984] und Netravali et al. [1989] an Werkstoffen mit Polymermatrix sowie von Boniface et al. [1988] und Le Peititcorps et al. [1989] an Werkstoffen mit Metallmatrix durchgeführt. Teilweise wurde auch die Ortung der Faserbruchstellen zur Ermittlung von Weibullparametern der Faser eingesetzt [Netravali und Sachse 1991]. Wanner et al. [1996] konnten zeigen, daß eine Ortung jedoch nur dann sinnvoll ist, wenn der Fehler der Ortung kleiner als 10% der mittleren Fragmentlänge ist.

2.2.2 Untersuchungen an Metallmatrix-Verbundwerkstoffen

Die Metallmatrix-Verbundwerkstoffe (MMC) bilden eine noch relativ junge Werkstoffklasse, deren Verhalten unter mechanischer Beanspruchung bisher nur unvollständig erforscht ist. Insbesondere die bei der Beanspruchung auftretende Schädigung in Form von Debonding oder Teilchen- bzw. Faserbrüchen kann das mechanische Verhalten erheblich beeinflussen, vgl. z. B. [Bidlingmaier et al. 1998b]. Die Schallemissionsanalyse eignet sich dabei prinzipiell zur Erfassung einer derartigen Schädigung. Allerdings liegt die Einsatztemperatur von MMCs häufig auch bei höheren Temperaturen, weshalb dann in realitätsnahen Belastungstests Wellenleiter verwendet werden müssen, da die maximale Einsatztemperatur von Schallemissionsensoren in der Regel auf 180 °C beschränkt ist. Ein Rückschluß auf die Signalquelle ist in

solchen Versuchen schwierig wenn nicht sogar unmöglich, während ein Zählen der Ereignisse bei ausreichender Amplitude der Signale noch möglich ist. Die nachfolgende Literaturübersicht konzentriert sich auf die Schallemissionsanalyse an MMCs im Zug- und Druckversuch, wobei die Charakterisierung des Schädigungsverlaufs im Vordergrund steht. Nicht enthalten sind Untersuchungen zur Ermüdung und zur Rißausbreitung, welche vorzugsweise an Biegeproben durchgeführt wurden. Eine Übersicht über die derzeitigen Einsatzbereiche von MMCs findet sich zu Beginn von Abschnitt 3.1.

Partikelverstärkte Metallmatrix-Verbundwerkstoffe

Bei allen bisher veröffentlichten Schallemissionsuntersuchungen an partikelverstärkten Metallmatrix-Verbundwerkstoffen bestand die Matrix aus einer Aluminiumlegierung. Als Verstärkungsphase wurden überwiegend SiC-Teilchen verwendet [Johnson et al. 1985, Kennedy 1985, Johnson et al. 1986, Kwon und Ono 1990, Mummery et al. 1993, Roger et al. 1993, Niklas 1994, Roman und Staniek 1994, Zong et al. 1997]. Eine Ausnahme hiervon bilden die Untersuchungen an einem Modellwerkstoff mit Borteilchen [Heiple et al. 1990] sowie die *in-situ* verstärkten untereutektischen Al-Si-Legierungen, bei denen mittels geeigneter Wärmebehandlung die Größe und Verteilung der Siliziumteilchen in der Matrix beeinflußt werden kann [Wu und Carpenter 1993, Slamova et al. 1995, Slamova et al. 1998]. Zur Erfassung des Schädigungsverlaufs wurde entweder die RMS-Spannung des Sensors [Johnson et al. 1985, Johnson et al. 1986, Kwon und Ono 1990, Wu und Carpenter 1993, Roman und Staniek 1994], die Anzahl der Schallemissionsereignisse sowie deren klassische Parameter [Kennedy 1985, Roger et al. 1993, Niklas 1994] oder beides [Mummery et al. 1993, Slamova et al. 1995, Zong et al. 1997, Slamova et al. 1998] gemessen. Darüber hinaus haben Kwon und Ono [1990] auch die kompletten Wellenformen aufgezeichnet. Der prinzipielle Verlauf der Schallemission ist bei allen Arbeiten ähnlich, eine schematische Darstellung zeigt Abb. 2.3. Dabei wird das erste Maximum der Versetzungsbewegung und das zweite Maximum der Schädigung der Einlagerung (Debonding oder Teilchenbruch) zugeordnet. Die Ausprägung der beiden Maxima und die Stärke ihrer gegenseitigen Überdeckung sind unterschiedlich. Sie hängen unter anderem von der Matrixlegierung, vom Volumenanteil der Teilchen und vom verwendeten Meßsystem ab.

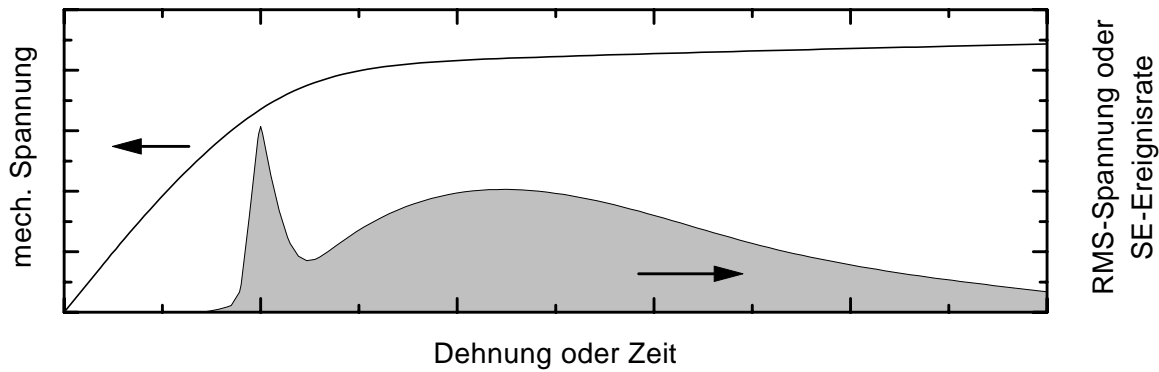


Abb. 2.3: Schematischer Verlauf der Schallemissionsaktivität (Ereignisrate oder RMS-Spannung) im Zugversuch bei partikelverstärkten Metallmatrix-Verbundwerkstoffen.

Die Identifikation des Schädigungsmechanismus erfolgte in der Regel durch metallographische Untersuchungen. Lediglich Kwon und Ono [1990] haben versucht, die Schädigungsmechanismen mittels der Wellenform bzw. deren Frequenzspektrum zu unterscheiden, indem sie zuvor Versuche durchgeführt haben, bei denen jeweils ein Mechanismus vorherrscht. Da hierbei allerdings unterschiedliche Probengeometrien sowie unterschiedliche Sensorpositionen verwendet wurden, ist nicht auszuschließen, daß die Unterschiede im Frequenzspektrum vor allem auf geometrische Einflüsse und nicht auf die Signalquelle selbst zurückzuführen sind. Dies ist vermutlich auch der Grund dafür, daß im eigentlichen Zugversuch die Teilchenbrüche trotz eindeutigem metallographischem Befund nicht anhand des Spektrums identifiziert werden konnten. Der Verlauf der Schallemissionsereignisrate bzw. der RMS-Spannung wird lediglich von Mummery et al. [1993] und Slamova et al. [1995, 1998] diskutiert und von beiden Autorengruppen auf die Festigkeitsverteilung der Teilchen zurückgeführt.

Abschließend ist anzumerken, daß es bisher trotz der beträchtlichen Anzahl an Schallemissionsuntersuchungen zur Charakterisierung des Schädigungsverlaufs von teilchenverstärkten Leichtmetall-Legierungen weder Untersuchungen gibt, bei denen eine Ortung im Zugversuch durchgeführt wurde, noch Arbeiten, bei denen der Schädigungsverlauf im Druckversuch untersucht wurde. Eine gewisse Ausnahme¹ bilden die Untersuchungen von Cousland und Scala [1981, 1983, 1984], welche an verschiedenen Aluminiumlegierungen mit Ausscheidungen sowohl Zug- als auch Druckversuche durchgeführt haben. Dabei haben sie die Schallemission

¹ Streng genommen zählen Legierungen mit Ausscheidungen nicht zu den partikelverstärkten Metallmatrix-Verbundwerkstoffen, obwohl die Ausscheidungen durchaus einen Durchmesser von 10-20 µm besitzen können [vgl. z. B. Cousland und Scala 1981]. Allerdings treten bei derartigen Legierungen ähnliche Schädigungsmechanismen auf wie bei den eigentlichen Verbundwerkstoffen.

des zweiten Maximums (ähnlicher Verlauf wie in Abb. 2.3) auf den Bruch spröder Ausscheidungen zurückgeführt, da sie im Druckversuch keine vergleichbare Schallemissionsaktivität gemessen haben und gleichzeitig davon ausgegangen sind, daß die Ausscheidungen im einachsigen Druckversuch nicht brechen.

Faserverstärkte Metallmatrix-Verbundwerkstoffe

Schallemissionsuntersuchungen beim Zugversuch an faserverstärkten Metallmatrix-Verbundwerkstoffen wurden bisher vor allem an unidirektional mit Endlosfasern verstärkten MMCs durchgeführt. Die Fasern dieser Werkstoffe besaßen einen Durchmesser von entweder ca. 100 μm [Swanson und Hancock 1972, Pipes et al. 1977, Henneke und Jones 1979, Duke et al. 1982, Awerbuch und Bakuckas 1988, Sypeck und Wadley 1998] oder ca. 10 μm [Harris et al. 1972, Ulman et al. 1980, Wakayama und Nishimura 1988, Armstrong et al. 1989, Komai et al. 1993, Pacheco et al. 1996, Chen et al. 1997, Pacheco et al. 1997, 1998]. Daneben wurden vereinzelt auch mit Whiskern verstärkte MMCs [Johnson et al. 1985, 1986, Awerbuch et al. 1988] sowie jeweils ein kurzfaserverstärkter MMC mit in einer Ebene random angeordneten Fasern [Fleischmann et al. 1992, Faserdurchmesser 7 μm] und ein MMC mit dreidimensionalem Fasergeflecht [Majidi et al. 1988] untersucht. Die Matrix der untersuchten Werkstoffe bestand in den meisten Fällen aus einer Aluminiumlegierung, vereinzelt wurden auch Titanlegierungen [Duke et al. 1982, Sypeck und Wadley 1998] sowie Zink [Wakayama und Nishimura 1988] als Matrixwerkstoff verwendet. In allen Arbeiten wurden Zugversuche durchgeführt, bei denen die Richtung der äußeren Last parallel zur Faserrichtung bzw. Faserebene des Werkstoffs war. Darüber hinaus haben Pipes et al. [1977], Duke et al. [1982] und Chen et al. [1997] auch die Beanspruchung quer zur Faserrichtung untersucht.

Die Schallemission wird je nach Werkstoff auf Faserbruch, Faser-Matrix-Debonding, Faserzug, plastische Verformung oder auf eine Kombination dieser Mechanismen zurückgeführt. Eine Ausnahme hiervon stellt die Arbeit von Sypeck und Wadley [1998] dar, wo die Schallemission überwiegend durch Matrixrisse und nur in geringerem Umfang durch Schädigung an der Grenzfläche zwischen Faser und Matrix oder Faserbrüche verursacht wird. Aus diesem Grund bleibt diese Arbeit bei den nachfolgenden Ausführungen unberücksichtigt. Die Identifikation der Schädigungsprozesse geschah durch metallographische Untersuchungen, da anhand von Wellenformparametern in der Regel keine eindeutige Zuordnung möglich war.

Unabhängig von der Schallemissionsmeßgröße (gemessen wurde entweder die RMS-Spannung, die Zahl der Überschwinger (= Counts), die Zahl der SE-Ereignisse oder die Energie der

SE-Ereignisse) können die in diesen Arbeiten gefundenen Verläufe der Schallemissionsaktivität nach drei Typen unterschieden werden, vgl. Abb. 2.4. Dabei können die Unterschiede nicht allein auf die Art der Schallemissionsmeßgröße, die Art der Versuchsführung oder auf den untersuchten Werkstoff zurückgeführt werden, da Ulman et al. [1980] bei sonst identischer Versuchsführung und Probenart für verschiedene Versuche unterschiedliche Ergebnisse erhielt. Awerbuch und Bakuckas [1988] konnten zeigen, daß der Sensortyp (Bandbreite und Empfindlichkeit) das Ergebnis stark beeinflußt. Ein Ansatz zur Erklärung des Verlaufs findet sich nur bei Harris et al. [1972]. Das Modell beruht im wesentlichen auf der Annahme einer Weibullverteilung für die Bruchdehnung der Fasern. Hinzu kommen weitere Annahmen: (1) Verwendung eines resonanten Sensors, (2) es wird die Zahl der Überschwinger gemessen, (3) jede Faser bricht nur einmal und (4) nahezu alle erfaßten Schallemissionsereignisse werden durch Faserbrüche verursacht. Das Modell berücksichtigt, daß die Anzahl der Überschwinger eines Ereignisses mit zunehmender Last zunimmt, während sie für eine bestimmte Last als konstant angenommen wird. Die resultierende Funktion, welche den Anteil der gebrochenen Fasern als Funktion der Dehnung und der Anzahl der Überschwinger liefert, enthält zwei Fitparameter. Von Bedeutung ist vor allem die Berücksichtigung des Einflusses der Last auf die Zahl der Überschwinger. Denn hierdurch konnten die Schallemissionsdaten deutlich besser an die metallographisch ermittelte Summe der Faserbrüche angepaßt werden als die Ausgangsdaten (Countsumme). Weitere Anwendung fand diese Funktion in der Arbeit von Henneke und Jones [1979].

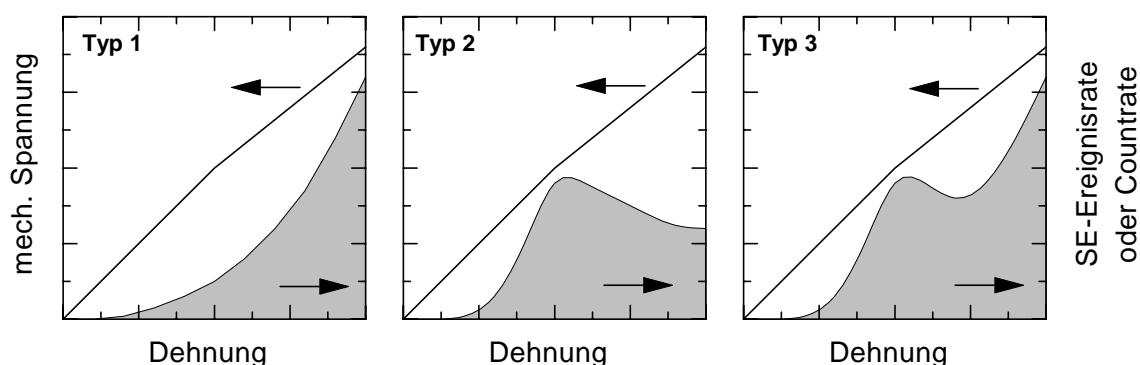


Abb. 2.4: Schematischer Verlauf der Schallemissionsaktivität (Ereignisrate oder Countrate) im Zugversuch bei faserverstärkten Metallmatrix-Verbundwerkstoffen (Fasern parallel zur Zugachse).

Mit dem Modell von Harris et al. [1972] können prinzipiell die Verläufe vom Typ 1 und Typ 2 erklärt werden, wobei bei Typ 1 die Probe schon vor Erreichen des Maximums gebrochen ist. Typ 3 hingegen kann mit diesem Modell nicht beschrieben werden. Eine Erklä-

nung für das bei Typ 3 auftretende lokale Maximum wird von Pacheco et al. [1997] gegeben. Sie führen die Schallemission des ersten Maximums vor allem auf plastische Verformung zurück. Diese Annahme ist nicht unbegründet, da bei partikelverstärkten Werkstoffen ein ähnlicher Verlauf beobachtet wurde (s. oben). Gleichzeitig erklärt diese Annahme, warum es bei der Verwendung verschiedener Sensoren zu unterschiedlichen Verläufen kommen kann, da z. B. die Schallemission der plastischen Verformung mit weniger empfindlichen Sensoren nicht oder nur teilweise erfaßt wird. Wichtig ist an dieser Stelle noch der Hinweis, daß alle Überlegungen von einer quasi-homogenen Verteilung der Schädigung ausgehen und daß eine Lokalisierung der Schädigung die Verläufe erheblich beeinflussen kann.

Für die Beanspruchung in Querrichtung ergeben sich Verläufe wie in Abb. 2.5 dargestellt. Als Ursache der Schallemission wurde plastische Verformung der Matrix, Debonding, Faserbruch in Faserlängsrichtung (sog. Fasersplitting), oder eine Kombination dieser Möglichkeiten angenommen [Pipes et al. 1977, Duke et al. 1982, Chen et al. 1997].

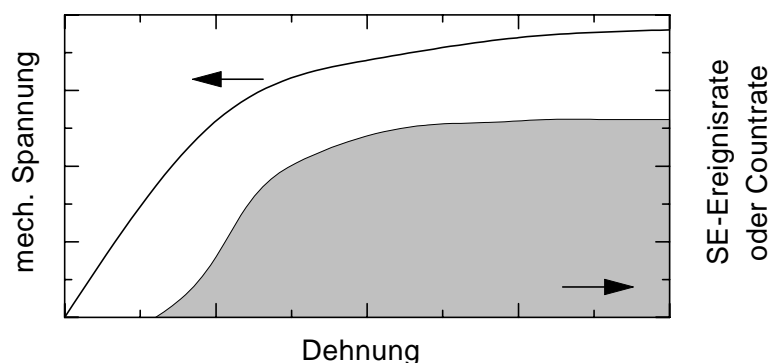


Abb. 2.5: Typischer Verlauf der Schallemissionsaktivität (Ereignisrate oder Countrate) im Zugversuch bei faserverstärkten Metallmatrix-Verbundwerkstoffen (Fasern quer zur Zugachse).

Ebenso wie bei den partikelverstärkten MMCs wurden auch bei den faserverstärkten MMCs bisher keine Zugversuche durchgeführt, bei denen die Verteilung der Schädigung entlang der Probenachse mittels Ortung bestimmt wurde. Lediglich Pacheco et al. [1997, 1998] haben die Ortung als Filter eingesetzt, um z. B. Störgeräusche aus der Einspannung herausfiltern zu können. Außerdem gibt es bisher keine Schallemissionsuntersuchungen an faserverstärkten MMCs, bei denen die Schädigung unter Druckbeanspruchung untersucht wurde.

2.3 Wellenausbreitung in Platten

Typische Laborproben, wie sie auch im Rahmen dieser Arbeit verwendet wurden, besitzen eine platten- oder stabförmige Geometrie. Daher ist die Wellenausbreitung in Platten (bzw. Stäben, vgl. hierzu Abschnitt 2.4), welche sich aufgrund der veränderten Randbedingung von der Wellenausbreitung im unbegrenzten Medium unterscheidet (zwei planparallele spannungsfreie Oberflächen), von grundlegender Bedeutung. Die Herleitung der umfassenden Frequenzgleichung für Plattenwellen, welche den Zusammenhang zwischen Frequenz und Wellenzahl beschreibt, findet sich bei Meeker und Meitzler [1964]. Dabei kann die Frequenzgleichung in Form eines Produkts bestehend aus vier Unterdeterminanten geschrieben werden:

$$\begin{aligned} & \begin{vmatrix} ik \cos \beta b & \beta \cos \beta b \\ \beta^2 \cos \beta b & a_5 \cos \beta b \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} -\beta \sin \beta b & ik \sin \beta b \\ -a_5 \sin \beta b & \beta^2 \sin \beta b \end{vmatrix} \\ & \cdot \begin{vmatrix} a_1 \cos \alpha b & a_3 \cos \beta b \\ -a_2 \sin \alpha b & a_4 \sin \beta b \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} a_4 \cos \beta b & a_2 \cos \alpha b \\ a_3 \sin \beta b & a_1 \sin \alpha b \end{vmatrix} = 0 \end{aligned} \quad (2.4)$$

mit

$$\begin{aligned} a_1 &= (\lambda + 2\mu)\alpha^2 + \lambda k^2 \\ a_2 &= i2k\alpha \\ a_3 &= i2\mu k\beta \\ a_4 &= k^2 - \beta^2 \\ a_5 &= ik\beta \end{aligned} \quad (2.5)$$

und

$$\alpha = \sqrt{\frac{\omega^2}{c_1^2} - k^2} \quad (2.6)$$

$$\beta = \sqrt{\frac{\omega^2}{c_2^2} - k^2} \quad (2.7)$$

hierbei sind λ und μ die zwei Lamé-Konstanten, c_1 die Longitudinal- und c_2 die Scherwellengeschwindigkeit im unbegrenzten Medium sowie ω die Kreisfrequenz, k die Wellenzahl und b die halbe Plattendicke.

Jede der vier Unterdeterminanten in Gleichung 2.4 stellt für sich genommen eine Frequenzgleichung dar, wenn sie Null gesetzt wird. Nach Meeker und Meitzler [1964] können diesen vier Frequenzgleichungen verschiedene Verschiebungskomponenten zugeordnet werden. So

beinhalten die ersten beiden Frequenzgleichungen nur Verschiebungskomponenten, die gleichzeitig in Richtung der Plattenebene und senkrecht zur Ausbreitungsrichtung orientiert sind. Sie beschreiben die Moden der horizontalen Scherwellen, welche auch mit SH bezeichnet werden. Demgegenüber stehen die beiden anderen Frequenzgleichungen, welche die Verschiebungen in Ausbreitungsrichtung sowie die Verschiebungen senkrecht zur Plattenebene enthalten. Diese beiden Frequenzgleichungen wurden erstmals von Rayleigh [1889] und Lamb [1890] hergeleitet und werden zusammen als *Rayleigh-Lamb-Gleichung* bezeichnet. Sie werden üblicherweise in folgender Form dargestellt:

$$\frac{\tan \beta b}{\tan \alpha b} + \left[\frac{4k^2 \alpha \beta}{(k^2 - \beta^2)^2} \right]^{\pm 1} = 0 \quad (2.8)$$

Je nachdem, ob der Exponent des zweiten Terms der Rayleigh-Lamb-Gleichung positiv oder negativ ist, sind die Verschiebungen symmetrisch oder antisymmetrisch bezüglich der Mittelebene der Platte, weshalb die zugehörigen Modenarten als symmetrische bzw. antisymmetrische Plattenmoden bezeichnet werden. Beide Modenarten zusammen werden in der Literatur auch als Lamb-Wellen bezeichnet. Wie von Mindlin [1960] festgestellt, ergibt sich die Komplexität dieser beiden Modenarten daraus, daß keine der beiden Raumwellenarten (Longitudinal- und Scherwelle) für sich allein existieren kann, wenn das betrachtete System spannungsfreie Oberflächen beinhaltet. Anschaulich kann man sich das Zustandekommen der symmetrischen und antisymmetrischen Moden so vorstellen, daß Longitudinal- und Scherwelle an den beiden Oberflächen hin- und herreflektiert werden und sich überlagern. Man spricht in diesem Zusammenhang auch von Modenkopplung.

Details zur Herleitung und Interpretation der Frequenzgleichungen von Plattenwellen wurden in der Literatur ausführlich diskutiert [Mindlin 1960, Meeker und Meitzler 1964, Viktorov 1967, Auld 1990]. Daher soll nachfolgend vor allem auf die Berechnung der Grenzfrequenzen, d. h. Frequenzen, ab der ein Mode existiert, sowie auf die Berechnung von Dispersionskurven näher eingegangen werden.

2.3.1 Die symmetrischen Moden

Die Grenzfrequenzen der symmetrischen Moden erhält man, indem man $k = 0$ in die Frequenzgleichung (Gleichung 2.8, Exponent des zweiten Terms ist +1) einsetzt. Damit erhält man für die Grenzfrequenzen $f_{G\text{Platte},S}$ der symmetrischen Moden:

$$f_{G\text{Platte},S} = \begin{cases} \frac{c_2}{2b} n; & n = 0, 2, 4, \dots \\ \frac{c_1}{2b} n; & n = 1, 3, 5, \dots \end{cases} \quad (2.9)$$

dabei ist n die Ordnung des Mode.

Wie aus Gleichung 2.9 hervorgeht, gibt es nur ein Mode, der im gesamten Frequenzbereich existiert ($n = 0$, auch als symmetrischer Grundmode bezeichnet), während alle anderen Moden nur oberhalb einer bestimmten Frequenz existieren. Die Berechnung von Dispersionskurven an Hand von Gleichung 2.8 ist nur auf numerischem Wege möglich, da es sich um eine transzendente Gleichung handelt, die nicht nach der Frequenz oder der Wellenzahl aufgelöst werden kann. Für den symmetrischen Grundmode existieren verschiedene Näherungslösungen, auf die nachfolgend kurz eingegangen werden soll. Die klassische nichtdispersive Plattenwellengeschwindigkeit c_p , welche sich von der Longitudinalwellengeschwindigkeit c_l im unbegrenzten Medium unterscheidet, weil die Querkontraktion bei der Platte nur einer Richtung behindert ist, erhält man, indem man in der Rayleigh-Lamb-Gleichung den Grenzwert für $k \rightarrow 0$ berechnet [vgl. hierzu z. B. Achenbach 1973, S. 258]. Es ergibt sich

$$c_p = \sqrt{\frac{E}{\rho(1-\nu^2)}} \quad (2.10)$$

mit E = Elastizitätsmodul, ρ = Dichte und ν = Querkontraktionszahl.

Eine weitergehende Näherungslösung, die die Dispersion des symmetrischen Grundmode berücksichtigt und die vor allem bei niedrigen Frequenzen sehr gut mit der exakten Lösung nach der Rayleigh-Lamb-Gleichung übereinstimmt, wurde von Mindlin und Medick [1959] entwickelt.

2.3.2 Die antisymmetrischen Moden

Analog wie bei den symmetrischen Moden erhält man die Grenzfrequenzen der antisymmetrischen Moden, indem man $k = 0$ in die Frequenzgleichung einsetzt (Gleichung 2.8, Exponent des zweiten Terms ist -1). Damit erhält man für die Grenzfrequenzen $f_{G\text{Platte},A}$ der antisymmetrischen Moden:

$$f_{G\text{Platte},A} = \begin{cases} \frac{c_1}{2b} n; & n = 0, 2, 4, \dots \\ \frac{c_2}{2b} n; & n = 1, 3, 5, \dots \end{cases} \quad (2.11)$$

dabei ist n die Ordnung des Mode.

Ebenso wie bei den symmetrischen Moden überdeckt auch bei den antisymmetrischen Moden nur ein Mode den gesamten Frequenzbereich ($n = 0$), während die anderen Moden erst oberhalb einer bestimmten Frequenz existent sind ($n \geq 1$). Des weiteren ist auch bei den antisymmetrischen Moden die Berechnung von Dispersionskurven an Hand der Rayleigh-Lamb-Gleichung (Gleichung 2.8) nur auf numerischem Wege möglich. Für den antisymmetrischen Grundmode hat Mindlin [1951] eine Näherungslösung entwickelt, die mit der exakten Lösung der Rayleigh-Lamb-Gleichung nahezu vollständig übereinstimmt. Die Frequenzgleichung dieser Näherungslösung lautet:

$$\frac{h^2 k^2}{12} \left(1 - \frac{c^2}{\kappa^2 c_2^2} \right) \left(\frac{c_p^2}{c_2^2} - 1 \right) = 1 \quad (2.12)$$

Durch entsprechendes Umformen und Einsetzen von $k = \omega/c$ kann Gleichung 2.12 schließlich in folgende Form gebracht werden:

$$\left(\frac{1}{c_2^2} - \frac{12\kappa^2}{h^2 \omega^2} \right) c^4 - \left(\kappa^2 + \frac{c_p^2}{c_2^2} \right) c^2 + \kappa^2 c_p^2 = 0 \quad (2.13)$$

dabei ist h die Plattendicke und κ der Scherfaktor, welcher wiederum definiert ist als

$$\kappa = \frac{c_R}{c_2} \quad (2.14)$$

c_R ist die nichtdispersive Schallgeschwindigkeit der Oberflächenwelle (auch Rayleighwelle genannt), welche z. B. mittels einer Näherungsformel aus der Querkontraktionszahl ν und der Scherwellengeschwindigkeit c_2 berechnet werden kann [Bergmann 1954, S. 563]:

$$c_R = \frac{0,87 + 1,12\nu}{1 + \nu} c_2 \quad (2.15)$$

2.3.3 Die horizontal polarisierten Scherwellen (SH-Moden)

Da die verwendeten Sensoren in der Regel auf der Plattenoberfläche angebracht waren, konnten mögliche elastische Wellen der SH-Moden nicht gemessen werden. Daher sind die SH-Moden im Rahmen dieser Arbeit nur von untergeordneter Bedeutung. Trotzdem werden nachfolgend der Vollständigkeit halber die Gleichungen für die Grenzfrequenzen und für die Dispersionskurven aufgeführt. Die Grenzfrequenzen erhält man durch Einsetzen von $k = 0$ in die Frequenzgleichung. Man erhält für die Grenzfrequenzen $f_{G\text{Platte},SH}$ folgende Beziehung:

$$f_{G\text{Platte},SH} = \frac{c_2}{4b} n; \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (2.16)$$

Des Weiteren kann die Frequenzgleichung im Fall der SH-Moden explizit nach der Phasen- und Gruppengeschwindigkeit (c_{ph} und c_{gr}) aufgelöst werden [vgl. Meeker und Meitzler 1964], so daß die Dispersionskurven direkt berechnet werden können:

$$c_{ph} = \frac{2b\omega}{\sqrt{4b^2\omega^2 - \pi^2 n^2 c_2^2}} \quad (2.17)$$

$$c_{gr} = \frac{c_2 \sqrt{4b^2\omega^2 - \pi^2 n^2 c_2^2}}{2b\omega} \quad (2.18)$$

2.4 Wellenausbreitung in zylindrischen Stäben

Ähnlich wie bei Platten gibt es auch bei zylindrischen Stäben verschiedene Arten von Schwingungsmoden, welche mit Ausnahme des torsionalen Grundmode Dispersion zeigen. Pochhammer [1876] hat die einzelnen Frequenzgleichungen für alle drei Arten von Schwingungsmoden (Longitudinal-, Biege- und Torsionsschwingung) in isotropen zylindrischen Stäben hergeleitet, welche in der Literatur auch als *Pochhammer(-Frequenz)-Gleichungen* bezeichnet werden [vgl. z. B. Pao und Mindlin 1960, Achenbach 1973, Graff 1991]. Alle drei Frequenzgleichungen können in Form einer Determinante zusammengefaßt werden [Meeker und Meitzler 1964]:

$$\begin{vmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} \\ a_{21} & a_{22} & a_{23} \\ a_{31} & a_{32} & a_{33} \end{vmatrix} = 0 \quad (2.19)$$

mit

$$\begin{aligned}
a_{11} &= \left\{ \frac{\lambda(\alpha^2 + k^2)(\alpha r)^2}{2\mu\alpha^2} + (\alpha r)^2 - n^2 \right\} J_n(\alpha r) + (\alpha r) J_n'(\alpha r) \\
a_{12} &= \left\{ n^2 - (\beta r)^2 \right\} J_n(\beta r) - (\beta r) J_n'(\beta r) \\
a_{13} &= 2n \{ (\beta r) J_n'(\beta r) - J_n(\beta r) \} \\
a_{21} &= n \{ (\alpha r) J_n'(\alpha r) - J_n(\alpha r) \} \\
a_{22} &= -n \{ (\beta r) J_n'(\beta r) - J_n(\beta r) \} \\
a_{23} &= - \left\{ 2n^2 - (\beta r)^2 \right\} J_n(\beta r) + 2(\beta r) J_n'(\beta r) \\
a_{31} &= -(\alpha r) J_n'(\alpha r) \\
a_{32} &= - \frac{\beta^2 - k^2}{2k^2} (\beta r) J_n'(\beta r) \\
a_{33} &= n J_n(\beta r)
\end{aligned} \tag{2.20}$$

dabei ist r der Stabradius und $J_n(x)$ die modifizierte Besselfunktion erster Art und n -ter Ordnung der Variablen x sowie $J_n'(x)$ die erste Ableitung von $J_n(x)$. $J_n(x)$ und $J_n'(x)$ sind wie folgt definiert:

$$J_n(x) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k}{k! \int_0^{\infty} e^{-x} x^{n+k} dx} \left(\frac{x}{2} \right)^{n+2k} \tag{2.21}$$

$$J_n'(x) = \frac{\partial J_n(x)}{\partial x} = -J_{n+1}(x) + \frac{n J_n(x)}{x} \tag{2.22}$$

Gleichung 2.19 gilt für alle $n \geq 0$. Durch Einsetzen der Randbedingungen der Modenarten erhält man aus Gleichung 2.19 die Frequenzgleichungen der verschiedenen Schwingungsmoden [Meeker und Meitzler 1964]. Dabei ist für die longitudinalen (symmetrischen) und torsionalen Moden $n = 0$ [Meeker und Meitzler 1964], so daß sich Gleichung 2.19 zu

$$\begin{vmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{31} & a_{32} \end{vmatrix} a_{23} = 0 \tag{2.23}$$

reduziert, wobei

$$\begin{vmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{31} & a_{32} \end{vmatrix} = 0 \tag{2.24}$$

die longitudinalen Moden und

$$a_{23} = 0 \tag{2.25}$$

die torsionalen Moden beschreibt und die longitudinalen bzw. die torsionalen Moden ähnliche Eigenschaften wie die symmetrischen bzw. die SH-Moden in Platten haben. Alle Moden mit $n \geq 1$ sind Biegeschwingungen (antisymmetrisch), wobei jedoch nur die gewöhnlichen Biegeschwingungen ($n = 1$) den antisymmetrischen Moden in Platten vergleichbar sind, während es für die Biegeschwingungen n -ter Umfangsordnung (sog. „flexural modes of circumferential order n “, $n \geq 2$) keine vergleichbaren Moden in Platten gibt [Meeker und Meitzler 1964]. Nachfolgend wird auf eine Betrachtung der torsionalen Schwingungsmoden verzichtet, da diese im Rahmen dieser Arbeit keine Rolle spielen.

2.4.1 Longitudinalschwingungen (symmetrische Moden)

Durch Ausschreiben von Gleichung 2.24 und $n = 0$ erhält man die Pochhammer-Gleichung für die symmetrischen Moden:

$$\begin{aligned} \frac{2\alpha}{r}(\beta^2 + k^2)J_1(\alpha r)J_1(\beta r) - (\beta^2 - k^2)^2 J_0(\alpha r)J_1(\beta r) \\ - 4k^2\alpha\beta J_1(\alpha r)J_0(\beta r) = 0 \end{aligned} \quad (2.26)$$

Zur Berechnung der Grenzfrequenzen der einzelnen Moden muß $k = 0$ eingesetzt werden. Damit ergibt sich

$$\left(\frac{2\alpha}{r} J_1(\alpha r) - \beta^2 J_0(\alpha r) \right) J_1(\beta r) = 0 \quad (2.27)$$

Da Gleichung 2.27 nicht explizit lösbar ist, muß die Berechnung der Grenzfrequenzen auf numerischem oder graphischem Weg erfolgen.

Neben den Grenzfrequenzen sind vor allem auch die Dispersionskurven der einzelnen Moden von Interesse. Da jedoch Gleichung 2.26 weder nach der Frequenz (in α und β enthalten) noch nach der Wellenzahl (u. a. auch in α und β enthalten) explizit aufgelöst werden kann, ist eine direkte Berechnung der Dispersionskurven nicht möglich. Neben der aufwendigen numerischen Berechnung besteht die Möglichkeit, die Dispersionskurven wie von Onoe et al. [1962] gezeigt mit Hilfe eines Netzes aus einfacheren Kurven sowie asymptotischen Gleichungen zu konstruieren. Bei Verwendung von normierten dimensionslosen Einheiten hängen die Dispersionskurven nur von der Querkontraktion des Werkstoffs ab [Onoe et al. 1962]. Des Weiteren wurden Näherungslösungen für den ersten [Mindlin und Herrmann 1951] bzw. für die ersten drei [Mindlin und McNieven 1960] symmetrischen Moden hergeleitet, die vor allem bei niedrigen Frequenzen eine gute Übereinstimmung mit der exakten Theorie zeigen.

Die klassische nicht dispersive Stabwellengeschwindigkeit c_0 , wie sie sich in den einfachen Stabtheorien ergibt, erhält man schließlich, wenn man für die Bessel-Funktionen in Gleichung 2.26 eine Reihenentwicklung durchführt und anschließend den Grenzwert für $k = 0$ bestimmt [vgl. z. B. Achenbach 1973, S. 245 f.]:

$$c_0 = \sqrt{\frac{E}{\rho}} \quad (2.28)$$

Anschaulich ist c_0 die Schallgeschwindigkeit einer Longitudinalwelle in Richtung der Stabachse, welche sich von der Longitudinalwellengeschwindigkeit c_l im unbegrenzten Medium unterscheidet, weil die Querkontraktion in beiden Raumrichtungen senkrecht zur Ausbreitungsrichtung nicht behindert ist („schlanker Stab“).

2.4.2 Biegeschwingungen (antisymmetrische Moden)

Die Frequenzgleichung der antisymmetrischen Moden, welche man erhält, wenn man in Gleichung 2.19 bzw. 2.20 $n \geq 1$ setzt, ist äußerst komplex. Die Gleichungen für die Grenzfrequenzen der antisymmetrischen Moden für den Fall $n = 1$ können [Pao und Mindlin 1960, vgl. Gleichungen 11 und 12] entnommen werden. Die Lösung dieser Gleichungen ist aufwendig, da es sich um Ausdrücke mit ineinander verschachtelten Besselfunktionen handelt. Pao und Mindlin [1960] haben für den Fall $\nu = 0,33$ die ersten 18 expliziten Lösungen für die dimensionslose Frequenz Ω angegeben¹, mit denen für diese Querkontraktionszahl eine einfache Berechnung der ersten 18 Grenzfrequenzen $f_{GStab, A}$ möglich ist:

$$f_{GStab, A} = \frac{\Omega c_2}{2\pi r} \quad (2.29)$$

Des weiteren sei an dieser Stelle darauf hingewiesen, daß nur der Grundmode mit $n = 1$ im gesamten Frequenzbereich existiert, während die Grundmoden höherer Umfangsordnung ($n \geq 2$) sowie alle höheren antisymmetrischen Moden erst ab einer bestimmten Grenzfrequenz existieren [Meitzler 1961, Meeker und Meitzler 1964].

Da die Frequenzgleichung weder nach der Frequenz (in α und β enthalten) noch nach der Wellenzahl (u. a. auch in α und β enthalten) explizit aufgelöst werden kann, ist eine direkte Berechnung der Dispersionskurven auch in diesem Fall nicht möglich. Wie schon bei den

¹ Die ersten 10 expliziten Lösungen für Ω lauten: 0 1,84 2,86 5,33 6,55 7,48 8,53 9,97 11,70 13,14.

symmetrischen Moden besteht auch hier neben der aufwendigen numerischen Berechnung die Möglichkeit, die Dispersionskurven mit Hilfe eines Netzes aus einfacheren Kurven und asymptotischen Gleichungen zu konstruieren [Pao und Mindlin 1960, Pao 1962].

3 Experimentelles

Das Kapitel *Experimentelles* gliedert sich in zwei Teile. Während im ersten Teil (Abschnitte 3.1 bis 3.4) die Werkstoffe und Experimente beschrieben werden, befaßt sich der zweite Teil (Abschnitte 3.5 und 3.6) ausführlich mit der quantitativen Charakterisierung des Schallemissions-Meßsystems bis hin zur Quantifizierung von Schallemissionssignalen. Diese ausführliche Darstellung zur quantitativen Schallemissionsanalyse ist an dieser Stelle unumgänglich, da sowohl die relative als auch die absolute Kalibrierung des gesamten Schallemissions-Meßsystems, ebenso wie die Entfaltung von Schallemissionssignalen, zumindest im Bereich der Werkstoffprüfung bisher nicht durchgeführt wurden bzw. durchgeführt werden konnten und damit von grundlegender Bedeutung sind. Der Grund hierfür liegt einerseits darin, daß die Aufzeichnung kompletter Wellenformen in größerem Umfang und mit vernünftigen Geschwindigkeiten nur durch die Verwendung von erst seit kurzer Zeit verfügbaren Hochleistungs-A/D-Wandlern und moderner Mikroprozessortechnik überhaupt möglich wurde. Bei der zuvor verwendeten Technik wurden nicht die kompletten Wellenformen, sondern nur einzelne Signalparameter wie z. B. die maximale Amplitude aufgezeichnet, weshalb eine echte Quantifizierung schlichtweg nicht möglich war. Andererseits beschränkt sich die Analyse von Schallemissionssignalen, trotz der Einführung der modernen Gerätetechnik vor wenigen Jahren, auch heute noch fast ausschließlich auf die bloße Extraktion der althergebrachten Signalparameter und deren Korrelation miteinander. Die Zuordnung dieser althergebrachten Signalparameter zu mikromechanischen Prozessen ist jedoch keineswegs eindeutig, sondern von Fall zu Fall verschieden und daher für einen bestimmten Versuch weder vorhersagbar noch notwendigerweise überhaupt vorhanden. Eines der Ziele dieser Arbeit besteht deshalb darin, zu klären, wie von den Wellenformen auf die zugrunde liegende Mikromechanik geschlossen werden kann und inwieweit hierfür eine relative oder absolute Quantifizierung der Schallemissionssignale notwendig ist.

3.1 Probenmaterial

Im vorliegenden Abschnitt wird ausschließlich auf die Metallmatrix-Verbundwerkstoffe eingegangen. Die Herstellung und Beschreibung der Modellproben mit Polycarbonatmatrix wird

hingegen in Abschnitt 3.3.1 erläutert, da hierbei nicht der Werkstoff, sondern die gezielte Variation der Probengeometrie im Vordergrund steht.

Als Metallmatrix-Verbundwerkstoffe (MMCs) werden üblicherweise Metalle oder Legierungen mit relativ großen keramischen Einlagerungen (Abmessung in mindestens einer Richtung $> 1 \mu\text{m}$) bezeichnet. Die Abgrenzung gegenüber ausscheidungsgehärteten oder dispersionsverstärkten Legierungen erfolgt über die Funktion der Einlagerungen, welche mit der Größe der Einlagerungen korreliert ist. So steht bei kleinen Einlagerungen die Beeinflussung der Eigenschaften der Matrixkörner im Vordergrund, wie z. B. die Verminderung der Versetzungsbeweglichkeit (Ausscheidungs- und Dispersionshärtung). Bei großen Einlagerungen hingegen, wie sie bei Metallmatrix-Verbundwerkstoffen üblich sind, wird eine Änderung von makroskopischen Eigenschaften durch die Einlagerung selbst angestrebt, ohne daß dabei notwendigerweise die Eigenschaften der Matrixkörner selbst verändert werden (Verbundwerkstoffeffekt). Die Entwicklungsziele sind vielfältig und betreffen z. B. den Verschleißwiderstand, die Bruchzähigkeit, die Steifigkeit oder die Kriechbeständigkeit, um an dieser Stelle nur einige wichtige mechanische Eigenschaften zu nennen.

Außer für Anwendungen in Nischenbereichen, wie z.B. Hufeisen oder Satellitenkomponenten, werden mit Teilchen oder Fasern verstärkte Aluminiumlegierungen auch schon vereinzelt für Serienbauteile verwendet. Auf der Seite der kurzfaserverstärkten Legierungen ist der partiell verstärkte Dieselmotorkolben eine schon seit mehreren Jahren erfolgreiche Anwendung [Müller-Schwelling und Röhrle 1988, Essig et al. 1991]. Erst kürzlich in Serie gegangen ist hingegen das Zylinderkurbelgehäuse des Porsche Boxter, wo die Zylinderlaufflächen mit Siliziumteilchen verstärkt sind, um die tribologischen Eigenschaften zu verbessern [Everwin et al. 1996, Köhler et al. 1996]. Eine weitere Serienanwendung sind Trägerplatten für elektronische Bauteile. Hierbei kommt eine mit 70 Vol.-% SiC-Teilchen verstärkte Aluminiumlegierung zum Einsatz, die neben einer hohen Wärmeleitfähigkeit auch einen an Aluminiumoxid angepaßten Ausdehnungskoeffizienten besitzt [Electrovac 1995].

Im Rahmen dieser Arbeit ist das Verhalten von Metallmatrix-Verbundwerkstoffen unter mechanischer Beanspruchung von vorrangigem Interesse, wobei die Charakterisierung der dabei auftretenden Schädigung im Mittelpunkt steht. Aus jeder Unterklasse der Metallmatrix-Verbundwerkstoffe (Teilchen-, Kurzfaser- und Endlosfaserverstärkung) wurde jeweils ein Aluminiummatrix-Verbundwerkstoff untersucht. Dabei handelte es sich um anwendungsnahe oder um sich schon im Einsatz befindliche Werkstoffe. Von jedem Verbundwerkstoff stand

zusätzlich der unverstärkte Matrixwerkstoff für Vergleichszwecke zur Verfügung. Eine Übersicht über die untersuchten Werkstoffe gibt Tab. 3.1.

Bezeichnung	Verstärkungstyp	Matrixwerkstoff	Einlagerung	
			Art	Vol.-Anteil
6061-SiC _p	Teilchen	Al-Mg1SiCu (AA 6061)	SiC-Teilchen	20 %
M124-Saffil	Kurzfaser	Al-Si12CuMgNi (Kolbenlegierung Mahle M124)	Al ₂ O ₃ -Kurzfaser (RF-Saffil)	15 %
Al-Al ₂ O _{3f}	Endlosfaser (unidirektional)	Al 99,85 (AA 1085)	Al ₂ O ₃ -Endlosfaser (Altex)	50 %

Tab. 3.1: Übersicht über die untersuchten Metallmatrix-Verbundwerkstoffe.

3.1.1 Die teilchenverstärkte Aluminiumlegierung (6061-SiC_p)

Dieses Material stand in Form von Stangen mit einem Durchmesser von 12 mm zur Verfügung. Dabei diente eine Al-Mg1SiCu-Legierung mit der firmeninternen Bezeichnung 19/61 (VAW aluminium AG, Bonn) als Matrixwerkstoff, welche in der Zusammensetzung mit der Knetlegierung AA 6061 identisch ist [Hufnagel 1981]. Die nominelle Zusammensetzung der Matrixlegierung kann Tab. 3.2 entnommen werden.

Mg	Si	Fe	Cu	Cr	Zn	Mn	Ti	Al
0,8-1,2	0,4-0,8	0,7	0,15-0,4	0,04-0,35	0,25	0,15	0,15	Rest

Tab. 3.2: Nominelle Zusammensetzung der Legierung 19/61, alle Angaben in Gewichts-%.

Als Verstärkungsphase wurden eckige SiC-Teilchen im Durchmesserbereich 10–20 µm verwendet. Untersuchungen mittels quantitativer Bildanalyse haben ergeben, daß der Volumenanteil der Verstärkungsphase 20 ± 3 % beträgt. Da keine Angaben über den Herstellungsweg des Materials vorlagen, können hierzu nur begrenzt Aussagen getroffen werden. Metallographische Untersuchungen haben gezeigt, daß die im Lichtmikroskop dunkelgrau erscheinenden SiC-Teilchen in Stangenlängsrichtung zeilenförmig angeordnet sind (vgl. Abb. 3.1), während sie in Stangenquerrichtung regellos angeordnet sind (Abb. 3.2). Dabei sind vereinzelt langgezogene Hohlräume in Stangenrichtung sowie häufiger Hohlräume in der Mitte von Agglomeraten aus SiC-Teilchen zu finden (vgl. Abb. 3.2). Neben den SiC-Teilchen befinden sich außerdem relativ große Ausscheidungen in der Matrix. Auch im Fall des unverstärkten

Matrixmaterials (Abb. 3.3 und 3.4), welches Ausscheidungen im Durchmesserbereich von 2-10 μm aufweist und ebenfalls in Form von Stangen vorlag, zeigt sich im Längsschliff eine zeilenförmige Anordnung der Ausscheidungen.

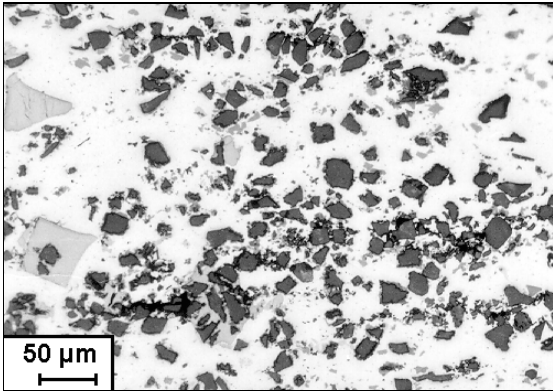


Abb. 3.1: *Längsschliff* von 6061-SiC_p: die Aluminiummatrix erscheint weiß, die Ausscheidungen hellgrau, die SiC-Teilchen dunkelgrau und die Hohlräume in der Mitte von Clustern aus SiC-Teilchen schwarz (LM).

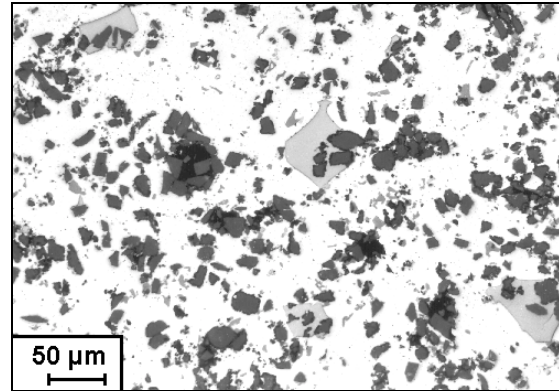


Abb. 3.2: *Querschliff* von 6061-SiC_p, Zuordnung der Graustufen wie in Abb. 3.1 beschrieben (LM).

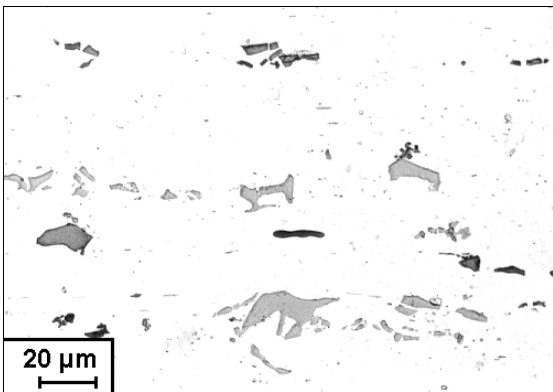


Abb. 3.3: *Längsschliff* von AA6061: die Aluminiummatrix erscheint weiß und die Ausscheidungen hellgrau (LM).

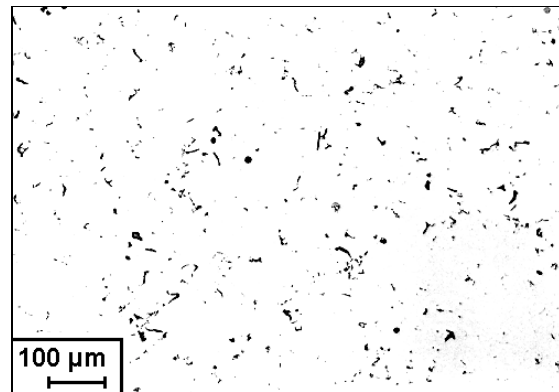


Abb. 3.4: *Querschliff* von AA6061: die Aluminiummatrix erscheint weiß und die Ausscheidungen hellgrau (LM).

3.1.2 Endlosfaserverstärktes Aluminium (Al-Al₂O_{3f})

Die Herstellung des mit Endlosfasern unidirektional verstärkten Aluminium (Al-Al₂O_{3f}) erfolgte durch das Leichtmetall-Kompetenzzentrum Ranshofen (Teil des Österreichischen Forschungszentrum Seibersdorf). Dabei wurde zunächst durch Wickeln von Al₂O₃-Langfasern (Altex, Eigenschaften vgl. Tab. 3.3) ein Faserformkörper hergestellt, welcher anschließend durch Gasdruckinfiltration mit technischem Aluminium der Reinheit 99,85 (AA1085) infiltriert wurde. Eine Beschreibung des Verfahrens findet sich in [Degischer 1994]. Die Endabmessungen der derart gefertigten Platten betragen 110x70x10 mm, wobei die Fasern parallel

zur längsten Abmessung ausgerichtet waren. Der Faservolumenanteil wird vom Hersteller mit ca. 50 % angegeben. Gefügeaufnahmen längs und quer zur Faserrichtung zeigen die Abb. 3.5 und 3.6. Die Ausrichtung der Fasern weicht von der nominellen Vorzugsorientierung nur gering ab, der Abstand zwischen den einzelnen Fasern variiert zwischen direkter Berührung und Abständen von bis zu drei Faserdurchmesser (vgl. Abb. 3.6). Die nur in geringem Umfang im Ausgangszustand sichtbaren Faserbrüche sind vermutlich auf die Schliﬀpräparation zurückzuführen. Nach elektrolytischem Polieren werden die in Faserrichtung gestreckten Körner der Matrix sichtbar (vgl. Abb. 3.7).

Als unverstärkter Werkstoff für Vergleichszwecke wurde technisches Aluminium der Reinheit 99,5 (AA1050) verwendet, welches sich in der Zusammensetzung nur geringfügig von der Matrix des Verbundwerkstoffes unterscheidet. Die Körner dieses Materials konnten durch Ätzen mit verdünnter Flußsäure sichtbar gemacht werden. Abb. 3.8 zeigt einen Schliﬀ längs zur späteren Probenachse. Man erkennt, daß es Bereiche mit unterschiedlicher Korngröße gibt. Die Abbildungen 3.9 und 3.10 zeigen in höherer Vergrößerung je einen Bereich des Längsschliﬀs mit groben bzw. feinen Körnern. Je nach Bereich beträgt die Korngröße zwischen 20 und 300 µm.

Fasertyp (Markenname)	Saffil [®] -RF	Altex
Hersteller	ICI	Sumitomo
Zusammensetzung	96-97 % δ -Al ₂ O ₃ 3-4 % SiO ₂ ^(a)	85 % δ -Al ₂ O ₃ 15 % SiO ₂ ^(a)
Dichte [Mg/m ³]	3,3 ^(b, c)	3,2 ^(b) -3,3 ^(a)
therm. Ausdehnungskoeffizient [10 ⁻⁶ /K]	7,5 ^(c)	7-9 ^(a)
Elastizitätsmodul [GPa]	300 ^(a, b, c)	200 ^(b) -210 ^(a)
Zugfestigkeit [MPa]	2000 ^(a, b, c)	1500 ^(b) -1800 ^(a)
Faserdurchmesser [µm]	1-4 ^(c) bzw. 1-5 ^(b)	10,15 ^(a, b)
Faserlänge [µm]	100-300 ^(c) 50-200 ^(d)	„endlos“

Tab. 3.3: Eigenschaften der verschiedenen Fasern nach ^(a)[Hegeler et al. 1994], ^(b)[Kainer 1994], ^(c)[Müller-Schwelling und Röhrle 1988] und ^(d)[Henning und Neite 1994].

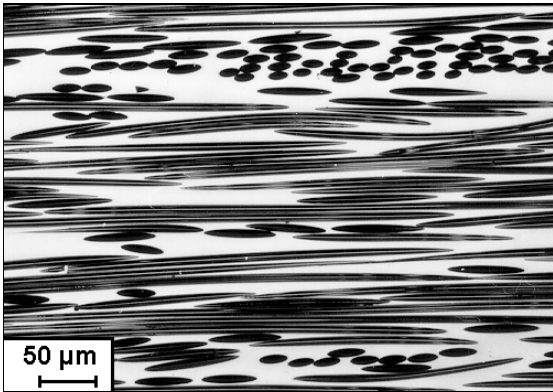


Abb. 3.5: Al-Al₂O_{3f} Längsschliff (LM).

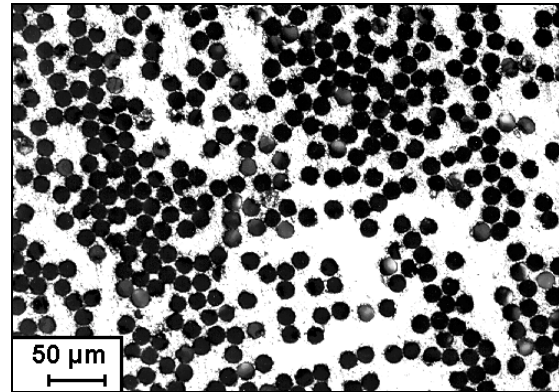


Abb. 3.6: Al-Al₂O_{3f} Querschliff (LM).

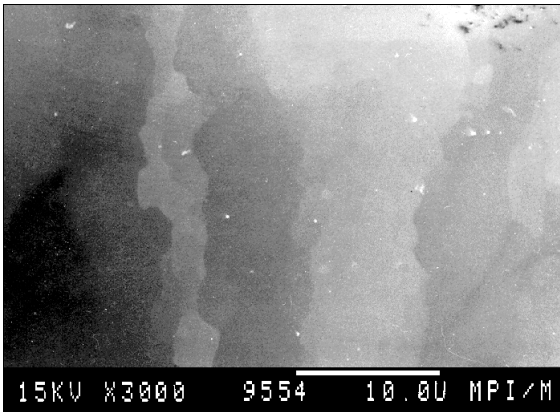


Abb. 3.7: Al-Al₂O_{3f}: Korngefüge der Matrix zwischen den Fasern im Längsschliff, Faserausrichtung vertikal, keine Fasern im Bildausschnitt (elektrolytisch poliert, REM).

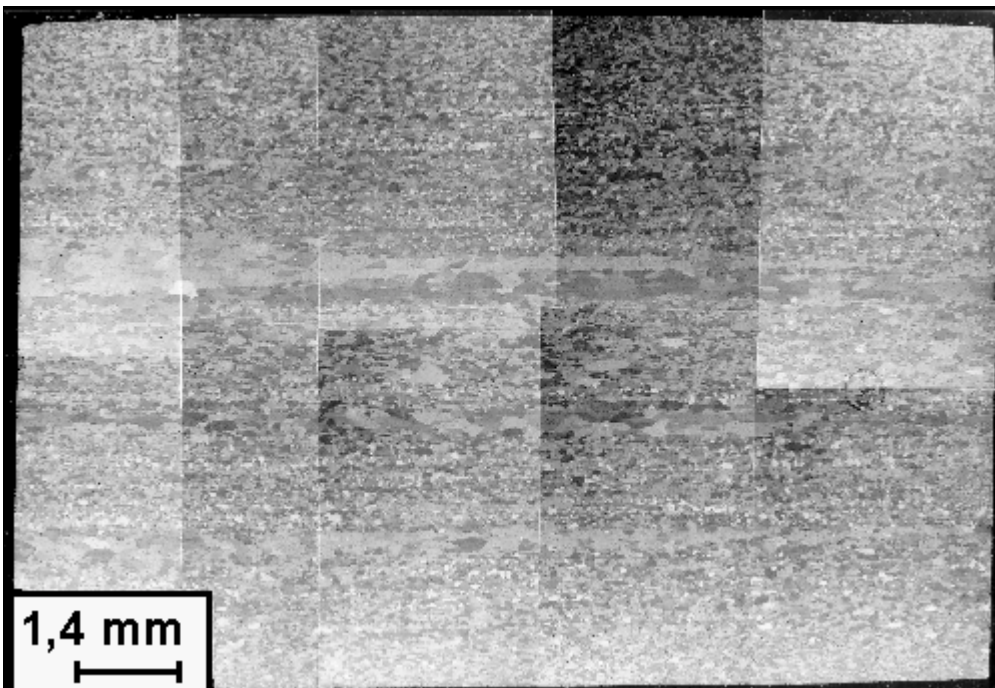


Abb. 3.8: AA1050 Längsschliff (Stabachse horizontal, geätzt, polarisiertes Licht, LM).

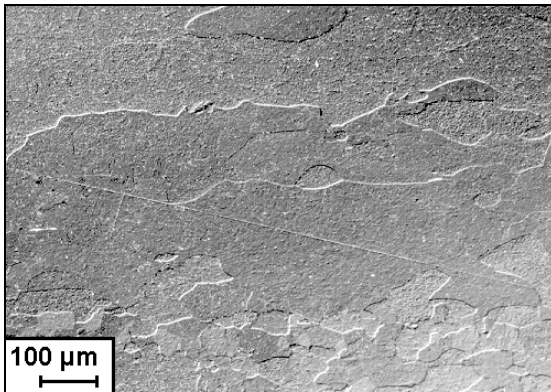


Abb. 3.9: AA1050 *Längsschliff*: Bereich mit groben Körnern (Stabachse horizontal, geätzt, polarisiertes Licht, LM).

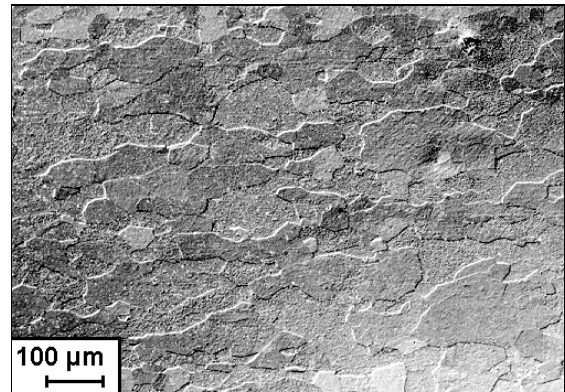


Abb. 3.10: AA1050 *Längsschliff*: Bereich mit kleinen Körnern (Stabachse horizontal, geätzt, polarisiertes Licht, LM).

3.1.3 Die kurzfaserverstärkte Kolbenlegierung (M124-Saffil)

Der verstärkte Werkstoff wurde von der Firma MAHLE GmbH, Stuttgart durch Hochdruckschmelzinfiltration von Faserformkörpern hergestellt und besteht aus der Basislegierung Al-Si12CuMgNi (firmeninterne Bezeichnung M124 F) sowie 15 Volumenprozent δ -Al₂O₃- Fasern (Saffil®-RF, Firma ICI). Details zum Herstellungsverfahren können [Müller-Schwelling und Röhrle 1988] entnommen werden. Ein mit demselben Verfahren hergestellter Werkstoff, der nur aus der Basislegierung (M124 F) besteht, stand für vergleichende Untersuchungen zur Verfügung. Nach der Herstellung wurden die Proben einer Standardwärmebehandlung unterzogen (Homogenisieren 1 h bei 480 °C, dann Anlassen 24 h bei RT und 9 h bei 215 °C).

Si	Cu	Ni	Mg	Fe	Mn	Zn	Ti	Al
11-13	0,8-1,3	1,3	0,8-1,3	0,7	0,3	0,3	0,2	Rest

Tab. 3.4: Nominelle Zusammensetzung der Legierung M124-F, alle Angaben in Gewichts-%.

Bei der Matrixlegierung, deren Zusammensetzung Tab. 3.4 entnommen werden kann, handelt es sich um eine durch Zusätze von Kupfer, Nickel und Magnesium veredelte leicht untereutektische Al-Si-Legierung. Eine Gefügaufnahme geringer Vergrößerung zeigt Abb. 3.11. Man erkennt das Erstarrungsgefüge mit Dendriten aus Primäraluminium, zwischen denen die Restschmelze erstarrt ist. Die in der Legierung enthaltenen 12 Gewichts-% Silizium liegen aufgrund der bei Raumtemperatur geringen Löslichkeit fast vollständig in Form von spröden plattenförmigen Ausscheidungen vor.

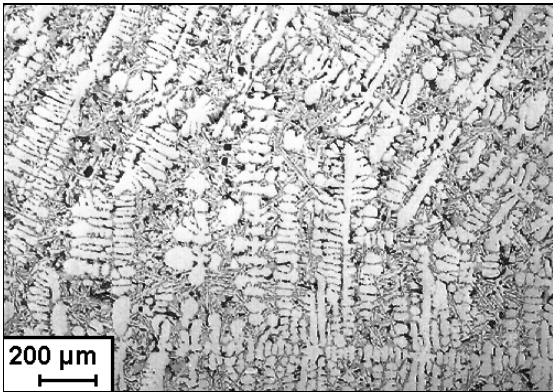


Abb. 3.11: Bei niedriger Vergrößerung ist im Schliffbild der Legierung M124 das dendritische Erstarrungsgefüge ersichtlich (LM).

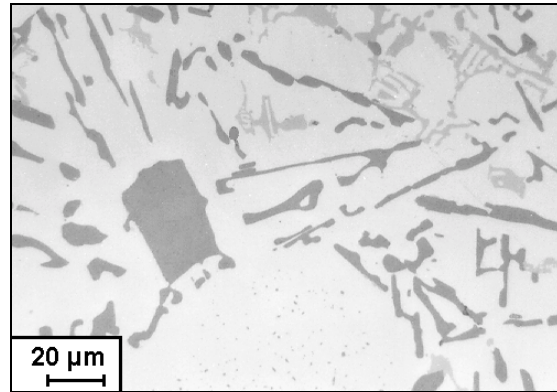


Abb. 3.12: Gefüge der Legierung M124 bei höherer Vergrößerung: die Siliziumausscheidungen erscheinen dunkelgrau, die intermetallischen Phasen mittelgrau und die Aluminiummatrix hellgrau bis weiß (LM).

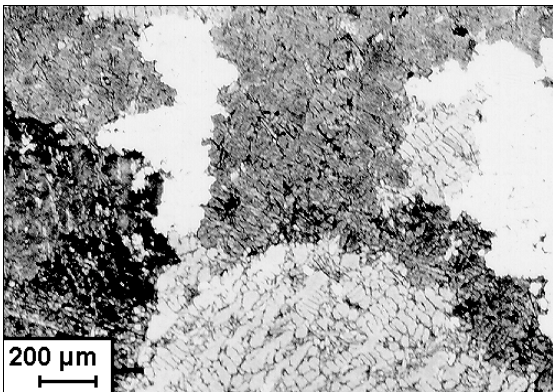


Abb. 3.13: Legierung M124: Nach der Ätzung können die einzelnen Dendritenbereiche voneinander unterschieden werden (LM).

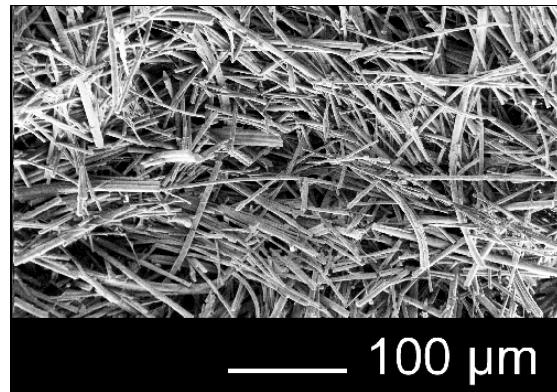


Abb. 3.14: Faserformkörper aus Saffil-RE Fasern (REM).

Auf Gefügaufnahmen höherer Vergrößerung erscheinen diese Ausscheidungen dunkelgrau (vgl. Abb. 3.12), ihr Durchmesser kann bis zu 50 μm betragen. Ebenfalls als spröde Ausscheidungen liegen die verschiedenen von Silizium, Kupfer, Nickel und Eisen zusammen mit Aluminium gebildeten Schwermetall-Aluminide vor [Paul 1984, Paul und Exner 1990]. Diese erscheinen im Schliffbild (vgl. Abb. 3.12) als mittelgraue unregelmäßige Bereiche. Bär [1992] konnte zeigen, daß die Siliziumausscheidungen und die intermetallischen Phasen miteinander ein dreidimensionales Netzwerk bilden, das nur einen geringen mechanischen Zusammenhalt besitzt. Abb. 3.13 zeigt das Gefüge nach Ätzung (100 ml H_2O , 20 g NaOH, 1 g ZnCl_2), so daß die einzelnen Dendritenbereiche unterschieden werden können. Deren Durchmesser liegt überwiegend im Bereich zwischen 500 μm und 2 mm, vereinzelt wurden auch Bereiche mit bis zu 5 mm gefunden.

Die wichtigsten Eigenschaften der zur Verstärkung verwendeten Saffil-Fasern sind in Tab. 3.3 aufgeführt, die dreidimensionale Vernetzung der Fasern im Faserformkörper zeigt Abb. 3.14. Die metallographischen Untersuchungen am verstärkten Werkstoff haben ergeben, daß die Fasern eine weitgehend regellose Orientierungsverteilung aufweisen. Dieser Befund wird auch durch die Meßwerte der elastischen Konstanten unterstützt. Betrachtet man das Gefüge jedoch bei höherer Vergrößerung, so zeigt sich, daß lokale Bereiche existieren, in denen die Fasern jeweils in einer bestimmten Vorzugsorientierung ausgerichtet sind (vgl. Abb. 3.15). Des weiteren ist der lokale Faservolumenanteil starken Schwankungen unterworfen, so daß nahezu faserfreie Bereiche mit einer Ausdehnung von bis zu 400 µm beobachtet werden können.

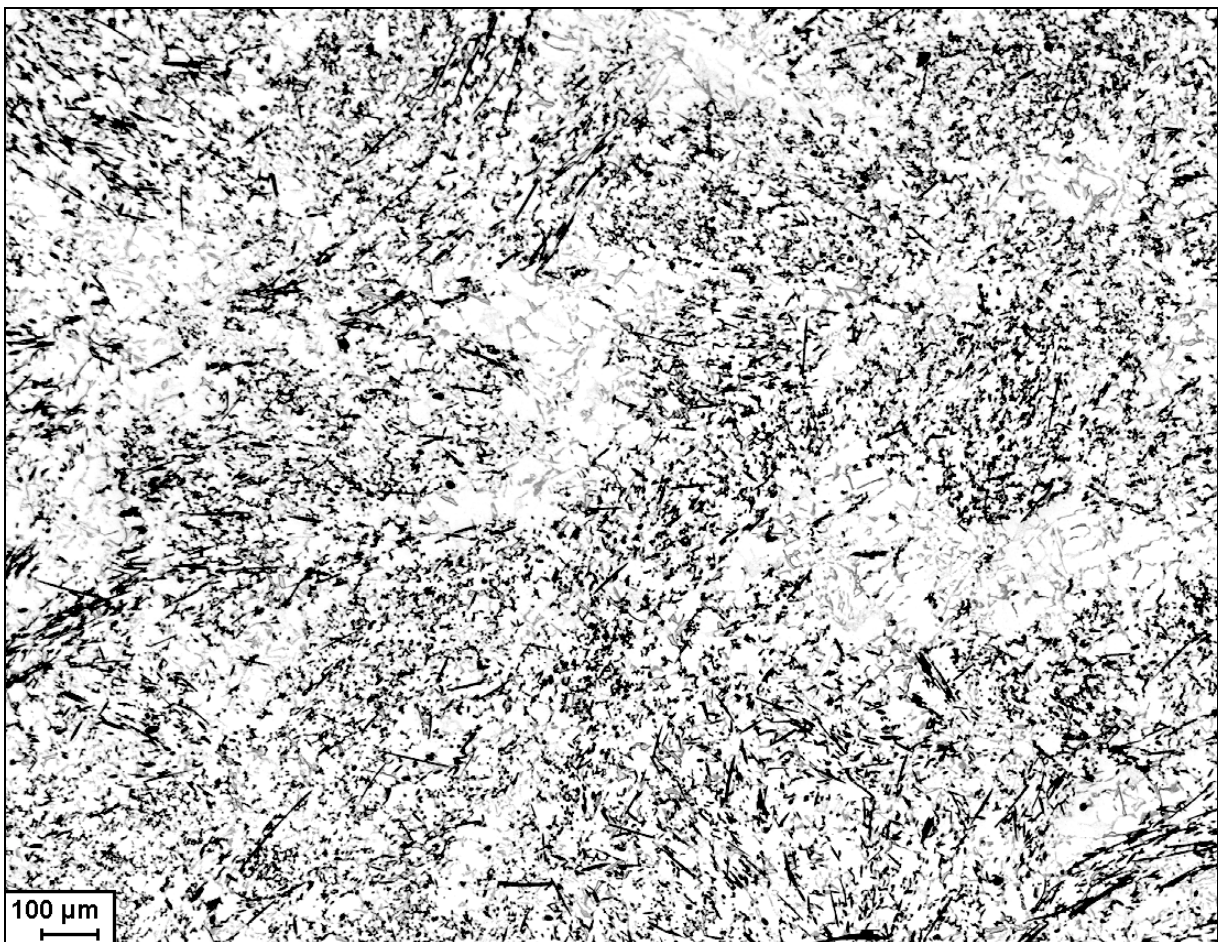


Abb. 3.15: Gefüge der faserverstärkten Legierung M124 bei geringer Vergrößerung. Der lokale Faservolumenanteil ist starken Schwankungen unterworfen, so daß nahezu faserfreie Bereiche mit einer Ausdehnung von bis zu 400 µm vorliegen (LM).

Bei höherer Vergrößerung (vgl. Abb. 3.16) werden die vom unverstärkten Matrixwerkstoff (s. oben) bekannten Ausscheidungen sichtbar. Aufgrund der heterogenen Keimbildung lagern sich die Ausscheidungen bevorzugt an den Fasern an und sind daher im Vergleich zur unverstärkten Legierung kleiner und feiner verteilt. Eine Ausnahme hiervon sind die faserfreien

Bereiche, wo ein dendritisches Erstarrungsgefüge vorliegt und das Gefüge mit dem des Matrixwerkstoffs vergleichbar ist. Die Korngrenzen der faserverstärkten Legierung konnten durch Ätzen nicht sichtbar gemacht werden. Dennoch ließ sich ihre Korngröße abschätzen, da bei Kriechversuchen an polierten Rundproben die einzelnen Körner durch Kornverschiebungsprozesse an der Oberfläche sichtbar werden. Wie Abb. 3.17 zeigt, liegen die hierbei gefundenen Korngrößen in der Größenordnung von 15 μm .

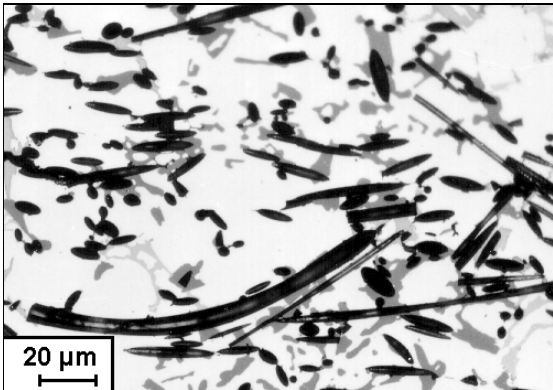


Abb. 3.16: Gefüge der faserverstärkten Legierung M124 bei höherer Vergrößerung (LM).

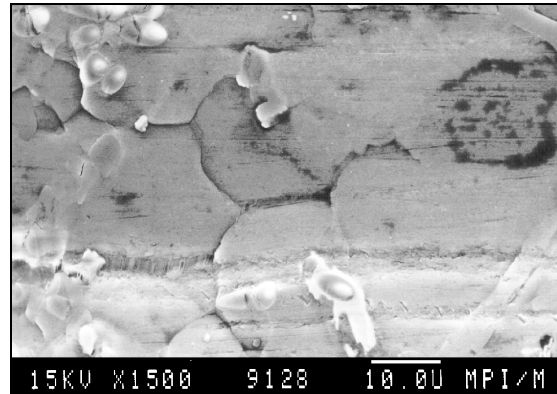


Abb. 3.17: Nach Kriechverformung werden die einzelnen Körner an der Oberfläche durch Kornverschiebung sichtbar (REM).

3.2 Bestimmung der Schallgeschwindigkeit

Für die Durchführung bestimmter Teile der Schallemissionsanalyse, wie z. B. der Ortung, ist die Kenntnis der Schallgeschwindigkeit des jeweiligen Wellenmodes notwendig. Dabei erfolgte die Bestimmung der Schallgeschwindigkeiten im Massivwerkstoff (Longitudinal- und Scherwelle) direkt durch Ultraschall-Laufzeitmessungen an geeigneten Proben. Die Schallgeschwindigkeiten der geführten Wellenmoden (Platten- und Stabwellen) sind frequenzabhängig (Dispersion), weshalb ihre Messung bei vertretbarem experimentellen Aufwand nur unter bestimmten Voraussetzungen möglich ist. So ist die Messung mit Sweep-Technik mittels eines Netzwerkanalysators nur möglich, wenn die Schallschwächung im Werkstoff hinreichend groß ist, so daß Reflexionen keine Rolle spielen. Dies war bei den vorliegenden Werkstoffen nur bei Polycarbonat der Fall.

Allerdings besteht für die geführten Wellenmoden (Platten- und Stabwellen) bei Kenntnis der Dichte und der Geometrie die prinzipielle Möglichkeit, mit Hilfe der zugehörigen Wellengleichungen (vgl. Abschnitte 2.3 und 2.4) die Schallgeschwindigkeiten der verschiedenen

Moden aus der Longitudinal- und Scherwellengeschwindigkeit bzw. alternativ dazu aus den elastischen Konstanten zu berechnen. In der vorliegenden Arbeit wurde von jedem untersuchten Werkstoff die Dichte gemessen (Auftriebsswägung, vgl. z. B. [Wagenbreth 1985]) sowie die Schallgeschwindigkeiten der Longitudinal- und der Scherwelle in Ultraschall-Laufzeitmessungen ermittelt. Diese Meßdaten dienten als Basis für die Berechnung der elastischen Konstanten [Niklas 1975] und der Dispersionskurven (siehe unten). Im Fall der Polycarbonatfolien wurden die Dispersionskurven zusätzlich experimentell ermittelt.

3.2.1 Messung der Schallgeschwindigkeiten im Massivwerkstoff

Die Bestimmung der Longitudinal- und Scherwellengeschwindigkeit erfolgte durch Messung der Ultraschall-Laufzeit im Impuls-Echo-Verfahren [Papadakis 1964] an Proben mit zwei planparallelen Oberflächen. Als Impulsgeber diente ein Ultraschall-Impulsverstärker (Modell 5800PR, Fa. Panametrics), der die als Impulswandler verwendeten piezoelektrischen Sensoren (Longitudinalwellensensor Modell M112, Scherwellensensor Modell V221BA, beide Fa. Panametrics, Mittenfrequenz und Bandbreite jeweils 10 MHz) durch einen kurzen elektrischen Impuls (Dauer ca. 10 ns) anregte. Die aufeinanderfolgenden Probenechos des Sendepulses wurden mittels einer Transientenrekorderkarte (Samplingrate 200 MHz) aufgezeichnet. Bei der Auswertung des Impulsabstands aufeinanderfolgender Echos wurde im Fall des Longitudinalwellensensors eine Phasenverschiebung um 180° angenommen, da es bei der Verwendung dieses Sensors nur an der freien Reflexionsfläche Probe / Luft, nicht aber an der Grenzfläche Probe / Sensor zu einem Phasensprung um 180° kam. Der verwendete Scherwellensensor hingegen besaß eine Vorlaufstrecke mit niedriger akustischer Impedanz, so daß jede Reflexion an einer Grenzfläche mit einem Phasensprung von 180° einherging und daher keine Phasenverschiebung berücksichtigt werden mußte. Die Bestimmung der Schallgeschwindigkeit c erfolgte dann aus dem Impulsabstand Δt und der Laufstrecke s (= zweifache Proben-dicke).

3.2.2 Messung der Schallgeschwindigkeit und -schwächung in Polycarbonatfolien

Die Messung der Dispersionskurven und der frequenzabhängigen Schallschwächung des symmetrischen Grundmode erfolgte mittels kontinuierlicher Anregung mit einem monofrequenten Sinussignal [vgl. z. B. Papadakis 1976] unter Verwendung eines Netzwerkanalysators (Network/Spectrum Analyzer 4195A, Hewlett Packard). Dabei erfolgten die Anregung und die Aufnahme des Signals mittels zweier breitbandiger Schallemissionssenso-

ren (B1025-A, Digital Wave Corp., vgl. auch Abschnitt 3.5.1.a), die an zwei gegenüberliegenden Plattenkanten angebracht waren. Als Probe diente eine Schulterstabprobe vom Typ 1 ohne Faser. Den schematischen Versuchsaufbau zeigt Abb. 3.18.

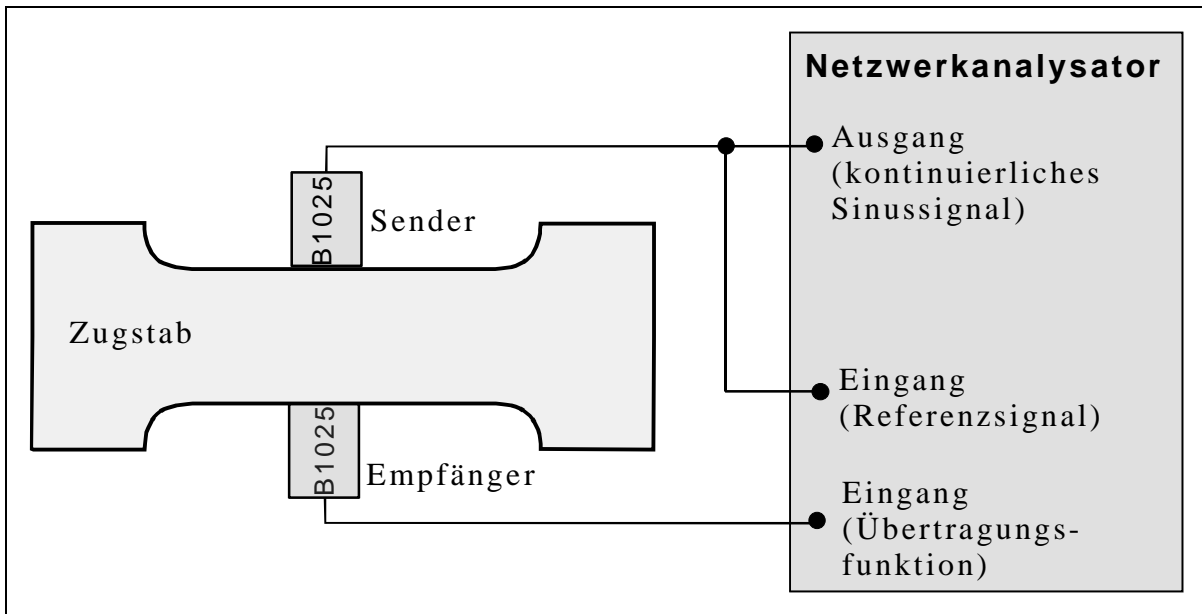


Abb. 3.18: Durchschallung eines Zugstabs (Polycarbonat) zur Messung der Dispersion und der Schallschwächung des symmetrischen Grundmode (Prinzipskizze).

Vor der eigentlichen Messung wurde die Sensorcharakteristik der beiden Sensoren bestimmt (direkte Kopplung beider Sensoren aneinander wie bei der Reziprozitätsmethode, vgl. auch Abschnitt 3.5.2.a) und als Korrekturkurve gespeichert. Anschließend wurden die durch die Probe verursachte Phasenverschiebung ϕ und die Amplitude in Abhängigkeit von der Frequenz f sowie die Laufstrecke s gemessen. Die Bestimmung der Gruppengeschwindigkeit $c_{gr}(f)$ als Funktion der Frequenz erfolgte dann nach Gleichung 3.1, während das Amplitudenverhältnis direkten Aufschluß über die Schallschwächung gibt [Papadakis 1976]:

$$c_{gr}(f) = \frac{\partial \omega}{\partial k} = -s \frac{\partial(2\pi f)}{\partial \phi} \quad (3.1)$$

3.2.3 Berechnung der Grenzfrequenzen und Dispersionskurven von Plattenwellen

Die Berechnung der Grenzfrequenzen der verschiedenen Plattenwellenmoden erfolgte gemäß den Gleichungen 2.9, 2.11 und 2.16. Wie in Abschnitt 2.3 näher erläutert, ist eine explizite Berechnung der Dispersionskurven der symmetrischen und antisymmetrischen Moden anhand der Rayleigh-Lamb-Gleichung nicht möglich. Für die vorliegende Arbeit waren nur die beiden Grundmoden von Bedeutung, wobei der antisymmetrische Grundmode mittels der

Näherungslösung von Mindlin [1951] berechnet wurde (vgl. Gleichung 2.12), während für die Berechnung der Dispersionskurven des symmetrischen Grundmode die Rayleigh-Lamb-Gleichung auf numerischem Weg gelöst wurde. Die Berechnung der Phasengeschwindigkeit des antisymmetrischen Grundmode konnte direkt unter Verwendung von Gleichung 2.12 erfolgen, da nach Einsetzen von $k = \omega/c$ nach der Geschwindigkeit aufgelöst werden kann. Die noch relativ einfache Lösung findet sich im Anhang in Abschnitt A.1 als MapleV-Skript. Für die Gruppengeschwindigkeit gilt

$$c_{gr}(\omega) = \frac{\partial \omega}{\partial k} \quad (3.2)$$

so daß Gleichung 2.12 nach $\omega(k)$ aufgelöst und entsprechend abgeleitet werden muß. Dabei ist zwar das Auflösen nach $\omega(k)$ möglich und damit auch die Ableitung nach k , allerdings läßt sich die daraus resultierende Gleichung nach Einsetzen von $k = \omega/c$ nicht mehr nach $c(\omega)$ auflösen. Dennoch ist eine Berechnung der Gruppengeschwindigkeit möglich. Hierzu bedient man sich eines kleinen Tricks, der darin besteht, daß bei Gleichung 3.2 zunächst auf beiden Seiten der Kehrwert gebildet wird. Dies bedeutet, daß Gleichung 2.12 zuerst nach $k(\omega)$ aufgelöst und anschließend nach ω abgeleitet wird. In den derart erhaltenen Ausdruck wird nun wiederum $k = \omega/c$ eingesetzt und anschließend die so erhaltene Gleichung nach $c(\omega)$ aufgelöst, was in diesem Fall dann auch gelingt. Eine detaillierte Beschreibung dieser Prozedur in Form eines MapleV-Skripts findet sich im Anhang (vgl. Abschnitt A.2). Zur Berechnung der Phasengeschwindigkeit des symmetrischen Grundmode wurde die Rayleigh-Lamb-Gleichung auf numerischem Weg gelöst. Das zugehörige MapleV-Skript befindet sich im Anhang in Abschnitt A.3. Die Gruppengeschwindigkeit wurde dann durch numerisches Differenzieren der $\omega(k)$ -Werte der Phasengeschwindigkeit entsprechend Gleichung 3.3 berechnet:

$$c_{gr}(f) = \frac{\partial[\omega(k)]}{\partial k} = \frac{\partial[2\pi f(k)]}{\partial k} \cong \frac{2\pi \Delta f(k)}{\Delta k} \quad (3.3)$$

3.2.4 Berechnung der Grenzfrequenzen und Dispersionskurven von Stabwellen in zylindrischen Stäben

Die Berechnung der Grenzfrequenzen und Dispersionskurven der verschiedenen Moden in zylindrischen Stäben ist für die Zugversuche an den Metallmatrix-Verbundwerkstoffen von Bedeutung. Hierdurch kann festgestellt werden, welche Wellenmoden im interessierenden Frequenzbereich existieren und welche Schallgeschwindigkeiten diese besitzen.

Die direkte Berechnung der Grenzfrequenzen der antisymmetrischen Moden mit $n = 1$ ist relativ aufwendig und nicht ohne weiteres möglich. Für den Fall $\nu = 0,33$ sind die expliziten Lösungen für die dimensionslose Frequenz Ω bei Pao und Mindlin [1960, vgl. Tabelle 1] angegeben. Dies entspricht in guter Näherung der Querkontraktion der bei den Zugproben verwendeten Werkstoffe, weshalb die Berechnung der Grenzfrequenzen $f_{GStab,A}$ unter Verwendung der von Pao und Mindlin [1960] angegebenen dimensionslosen Grenzfrequenzen Ω mittels Gleichung 2.29 erfolgte. Die Grenzfrequenzen der symmetrischen Moden wurden gemäß Gleichung 2.27 numerisch oder graphisch ermittelt. Neben diesen beiden Modenarten existieren in Stäben auch noch Torsionswellen, die aufgrund ihrer reinen Scherverformung bei den Schallemissionsmessungen nicht gemessen werden konnten.

Wie in Abschnitt 2.4 bereits beschrieben, kann die exakte Wellengleichung für Stabwellen (vgl. Gleichung 2.19) nicht explizit nach Frequenz, Wellenzahl oder Schallgeschwindigkeit aufgelöst werden. Gleichzeitig ist auch eine implizite, numerische Lösung mittels gängiger Mathematiksoftware wie z. B. Maple V Rel. III [1994] nicht möglich. Günstigerweise sind die in der Literatur veröffentlichten Dispersionskurven von Stabwellen (in der Form Kreisfrequenz ω als Funktion der Wellenzahl k) für Werkstoffe mit einer Querkontraktionszahl von 0,31 [Onoe et al. 1962, symmetrische Stabwellen] bzw. 0,33 [Pao und Mindlin 1960, Pao 1962, antisymmetrische Stabwellen] berechnet worden. Da gleichzeitig in den Zugversuchen nur Aluminiummatrix-Verbundwerkstoffe mit Querkontraktionszahlen zwischen 0,30 und 0,34 geprüft wurden, können die zugehörigen Dispersionskurven in guter Näherung aus den veröffentlichten Frequenzspektren berechnet werden. Hierzu wurden die von Onoe et al. [1962] und Pao [1962] veröffentlichten Frequenzspektren eingescannt und die entsprechenden Kurven digitalisiert. Basierend auf diesem Datensatz konnte die Phasengeschwindigkeit c_{ph} gemäß Gleichung 3.4 direkt berechnet werden:

$$c_{ph}(f) = \frac{\omega(k)}{k} = \frac{2\pi f(k)}{k} \quad (3.4)$$

während die Berechnung der Gruppengeschwindigkeit c_{gr} durch numerisches Differenzieren von Gleichung 3.4 erfolgte (vgl. auch Gleichung 3.3).

3.3 Zugversuche an Polycarbonatmatrix-Modellproben

Ein wichtiges Ziel der Schallemissionsanalyse ist die Quantifizierung und Unterscheidung von Schädigungsmechanismen, die während der Verformung von Verbundwerkstoffen auftreten. Bei den für Verformungsversuche üblichen Probengeometrien wird diese Analyse dadurch erschwert, daß die abgestrahlten elastischen Wellen (Schallemission) auf dem Weg von der Quelle zum Sensor durch die Probengeometrie (z. B. Reflexionen und Dispersion) und die Werkstoffeigenschaften (z. B. Absorption und Streuung) stark beeinflusst werden. Um exemplarisch den Zusammenhang zwischen aufgenommenen Wellenformen und dem zu Grunde liegenden Quellenmechanismus herzustellen, wurden Zugversuche an Polycarbonatmatrix-Modellproben durchgeführt. Diese Proben hatten zum einen den Vorteil, daß die Art und der Ort der Schädigung gezielt beeinflusst werden konnten. Zum anderen waren die Proben transparent, so daß mit der zur Verfügung stehenden Miniaturzugprüfmaschine die Schädigungsprozesse unter dem Laser-Scanning-Mikroskop *in-situ* beobachtet werden konnten. Dadurch war eine einfache Identifikation der ablaufenden Schädigungsprozesse und damit auch eine eindeutige Korrelation zwischen Schallemissionssignal und zugehörigem Schädigungsprozeß möglich. Als Matrixwerkstoff wurde Polycarbonat gewählt, welches spannungsoptisch aktiv ist, wodurch mittels der von Ritter et al. [1998] entwickelten Laser-Scanning-Spannungsoptik zusätzlich Information über den Spannungszustand um die Faser gewonnen werden konnte. Ferner war es für die Untersuchung des Einfluß der Probengeometrie auf die Wellenausbreitung günstig, daß die Lage der Faser und die Probengeometrie in einfacher Weise variiert werden konnten. Die Probenherstellung und die Durchführung dieser Versuche erfolgte in enger Zusammenarbeit mit dem Institut für Kunststoffprüfung und Kunststoffkunde (IKP) der Universität Stuttgart. Dabei wurden die Bereiche Probenpräparation und optische Beobachtung von Seiten des IKP übernommen [Rüb 1995, Lütze 1996, Malter 1997, Ritter 1999], während die Schallemissionsprüfung vom Autor der vorliegenden Arbeit durchgeführt wurde.

3.3.1 Probenmaterial und Probenherstellung

Als Matrixmaterial wurde Polycarbonat (Makrolon PC3200, BAYER AG) verwendet, welches durchsichtig und spannungsoptisch aktiv ist. Die Proben wurden durch Heißpressen ($T_{\max} = 210 \text{ °C}$) von zwei Folienstücken hergestellt, zwischen denen zuvor eine oder mehrere Fasern eingebracht wurden. Nähere Angaben zu den Herstellungsparametern finden sich in [Malter 1997]. Die derart hergestellten Rohlinge waren ellipsenförmig und besaßen eine große bzw. kleine Halbachse von ca. 50 mm bzw. ca. 30 mm, ihre Dicke betrug $400 \mu\text{m}$. Die Her-

stellung der Standardzugproben erfolgte durch Ausstanzen aus den Rohlingen. Hierfür standen zwei Stanzwerkzeuge bereit, deren Probengeometrien in den Abb. 3.19 und 3.20 abgebildet sind. Während bei Probentyp 1 mehr Platz für die seitliche Anbringung von Schallemissionssensoren zur Verfügung stand, wird mit dem größeren Schulterradius von Probentyp 2 eine höhere Gleichmaßdehnung erreicht, wie sie z. B. für das Erzeugen von Faserauszug nach Faserbrüchen notwendig ist.

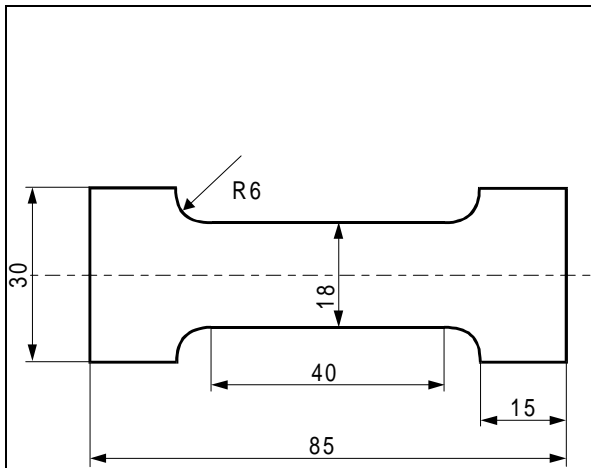


Abb. 3.19: Probengeometrie der Schulterstabprobe vom Typ 1.

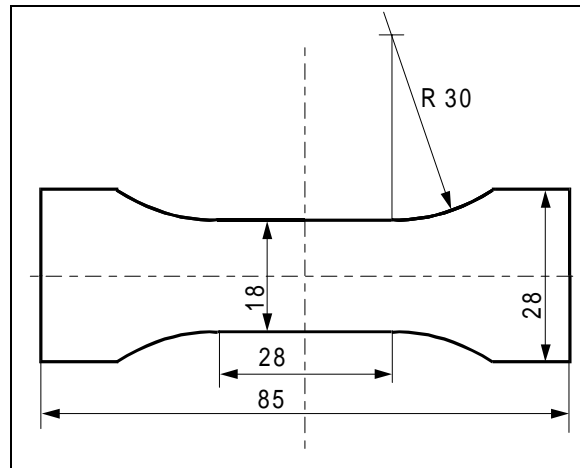


Abb. 3.20: Probengeometrie der Schulterstabprobe vom Typ 2.

Neben den beiden Standardprobengeometrien wurden auch Proben mit anderen Geometrien hergestellt. Hierzu wurden die Rohlinge mit einem Messer, einer Schere oder Stanzwerkzeugen in die gewünschte individuelle Form gebracht, wobei die Probenlänge einheitlich 85 mm betrug. An diesen speziellen Proben wurde der Einfluß der Probengeometrie auf die Wellenform untersucht. Die Beschreibung dieser speziellen Probengeometrien (einschließlich der Faserlage) erfolgt aufgrund der besseren Übersichtlichkeit zusammen mit den Ergebnissen in Abschnitt 4.2.

Um verschiedene Schädigungsmechanismen zu erzielen, wurden die Faserart variiert sowie Proben ohne Fasern hergestellt. Letztere dienten der Untersuchung des Matrixversagens, während Faserbruch und Faserauszug an Proben mit Fasern aus E-Glas (Ø 10-135 μm , mittlere Faserfestigkeit und gute Faser-Matrix-Haftung) und Faser-Matrix-Enthaftung an Proben mit quer liegenden Glasfasern (E-Glas, Ø 100 μm) untersucht wurde. Eine Übersicht über die bei den einzelnen Versuchen verwendeten Proben zeigt Tab. B.1 im Anhangsabschnitt B.1.

3.3.2 Versuchsaufbau und Versuchsführung

Versuchsaufbau

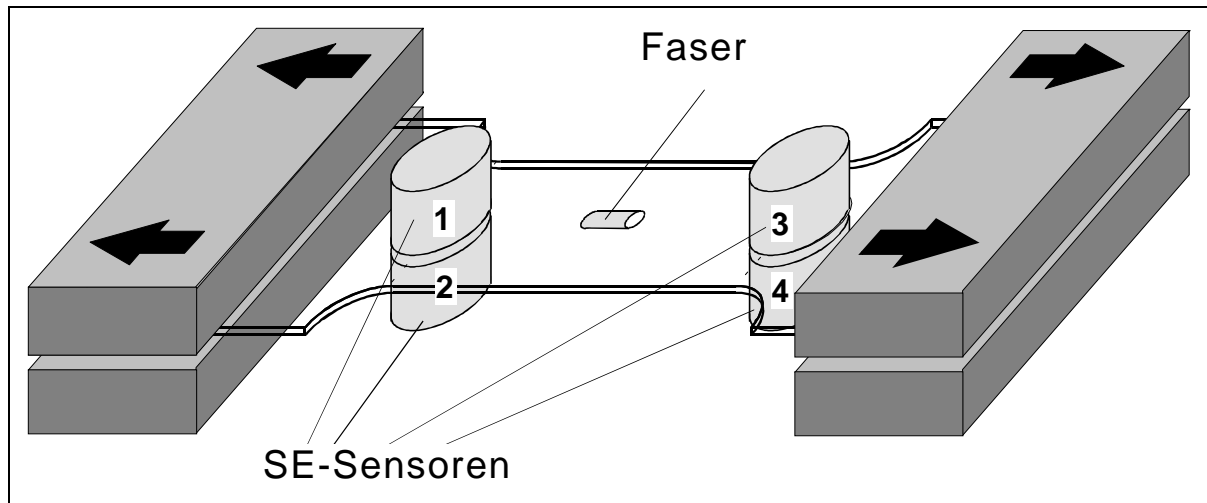


Abb. 3.21: Typische Versuchsanordnung bei Zugversuchen an Einzelfaser-Modellproben.

Eine schematische Darstellung des Versuchsaufbaus zeigt Abb. 3.21. Die Zugversuche wurden an einer elektromotorgetriebenen Miniaturzugprüfmaschine (Eigenbau des IKP, vgl. auch [Rüb 1995]) in Wegregelung durchgeführt (vgl. Abb. 3.22). Die Berechnung des Weges erfolgte dabei über eine lineare Korrelation zwischen der Anzahl der Umdrehungen der Spindel und dem zurückgelegten Weg. Der Umrechnungsfaktor wurde in Kalibrierversuchen ohne Probe ermittelt. Diese Art der Kalibrierung hat den Nachteil, daß der Einfluß der Maschinensteifigkeit nicht berücksichtigt wird. Im vorliegenden Fall führte dies jedoch nur zu minimalen Abweichungen, da die Proben eine vergleichsweise geringe Steifigkeit und Festigkeit besaßen. Die Beanspruchung der Proben erfolgte kontinuierlich mit einer Vorschubgeschwindigkeit von 1 mm/min, sofern nicht anders angegeben. Der Abstand zwischen den Einspannungen betrug bei Versuchsbeginn 65 mm.

Zur Erfassung der Schallemissionsereignisse wurden breitbandige Sensoren des Typs B1025 (Varianten A, B und G) verwendet. Die Anbringung der Sensoren erfolgte in Abhängigkeit vom Versuchsziel und von der Probengeometrie jeweils paarweise auf der Folienfläche oder an der Probenkante, vgl. auch Abb. 3.23. Zur Befestigung der Sensorpaare wurden Sensorhalterungen verwendet, die entweder durch je zwei Drahtklemmen oder Spiralfedern miteinander verbunden waren. Als Koppelmittel diente wahlweise ein Mehrzweckfett (Molykote[®], Dow Corning GmbH) oder ein Hochvakuumfett (Lithelen[®], Leybold-Heraeus GmbH & Co KG), wobei bezüglich der Ankopplungsgüte kein Unterschied zwischen den beiden Koppelmitteln festgestellt werden konnte.

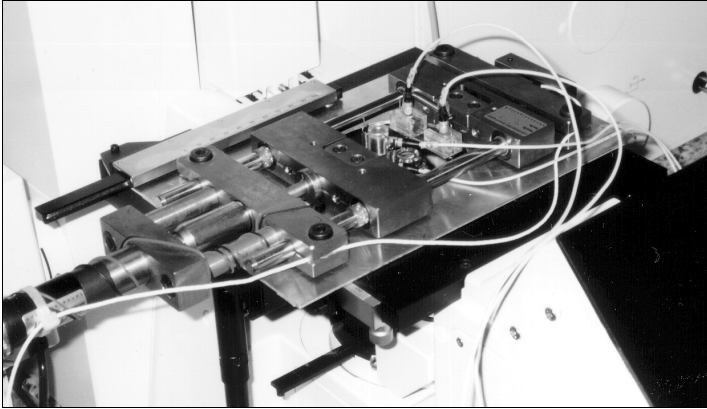


Abb. 3.22: Miniaturzugprüfmaschine mit eingebauter Modellprobe.

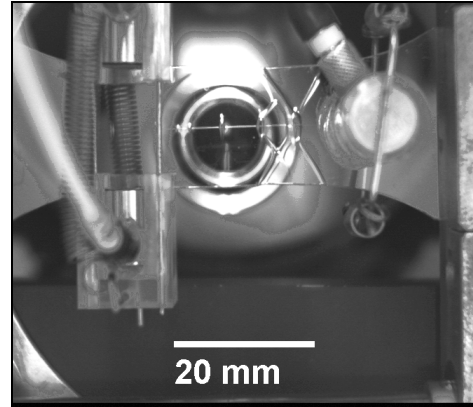


Abb. 3.23: Diese Aufnahme zeigt die beiden Ankopplungsmöglichkeiten für die Sensorenpaare: Ankopplung auf der Probenkante (links) und auf der Folienfläche (rechts).

Die Sensoren waren über Vorverstärker (Typ PA2040G oder PA2040GA) mit einem 4-Kanal-Transientenrekorder (Typ F4000 oder F4012) verbunden, so daß die Signale von vier Sensoren aufgezeichnet werden konnten. Abweichend hiervon wurden für einige wenige Versuche beide Transientenrekorder eingesetzt, um bis zu 8 Kanäle gleichzeitig aufzeichnen zu können. Die Hochpaßfilter waren bei allen Versuchen auf 20 kHz eingestellt, während die Tiefpaßfilter beim Typ F4000 auf 1,5 MHz und beim Typ F4012 auf 4 MHz eingestellt waren. Die Verstärkung am Vorverstärker und am Transientenrekorder wurde so gewählt, daß die Signale möglichst optimal ausgesteuert werden. Die Samplingrate (3,125-25 MHz) und die Signallänge (2048 oder 4096 Punkte) wurden ebenfalls in geeigneter Weise variiert, der Triggerzeitpunkt lag stets bei 12,5 % der Signallänge. Mit jedem Schallemissionsereignis wurde auch der momentane Zugkraftwert abgespeichert. Zusätzlich wurde während des gesamten Versuchs die an der Probe anliegende Kraft mit einer Abtastrate von 10 Hz aufgezeichnet.

In Vorversuchen wurde festgestellt, daß von der Prüfmaschine und den Steuergeräten keine Störgeräusche verursacht werden, die oberhalb des Grundrauschens liegen. Allerdings traten vereinzelt Störungen in Form elektromagnetischer Einstrahlung auf, die jedoch eindeutig an Hand der Wellenform von den Schallemissionssignalen der Probe unterschieden werden konnten. Das für den Trigger maßgebliche Signal wurde bei einer Vorverstärkung von 20 dB bzw. 40 dB am Transientenrekorder nochmals um weitere 42 dB bzw. 27 dB verstärkt. Der Schwellenwert nach Verstärkung lag für alle Versuche bei 0,1 V. Damit lag die Triggerschwelle für die am Sensor anliegende Spannung bei 44,6 μ V bzw. 79,4 μ V bei Rauschpegel-

Spitzenwerten knapp unterhalb von $44,6 \mu\text{V}$. Eine Zusammenfassung der jeweiligen Versuchseinstellungen zeigt Tab. B.2 im Anhangsabschnitt B.2.

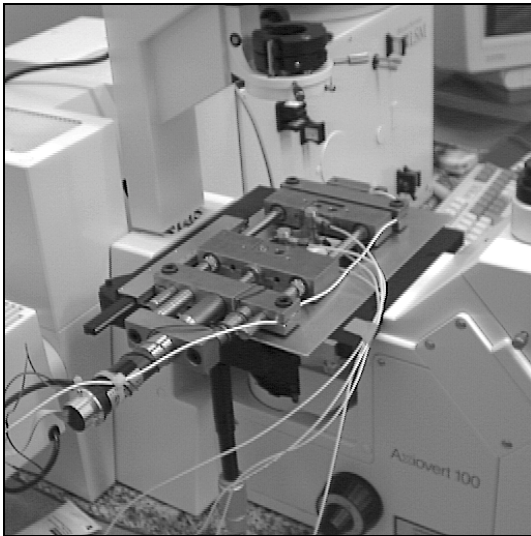


Abb. 3.24: Zugprüfmaschine auf dem Mikroskoptisch des inversen LSM.

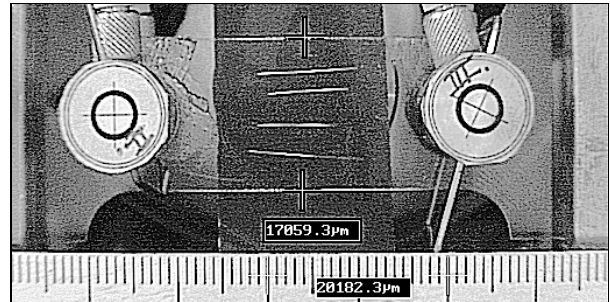


Abb. 3.25: Übersichtsaufnahme einer Modellprobe mit vier Fasern.

Bei einem Großteil der Zugversuche wurde ein ausgewählter Probenbereich (maximal $5 \times 5 \text{ mm}^2$) mit einem Laser-Scanning-Mikroskop (LSM) beobachtet. Hierzu wurde die Miniaturzugprüfmaschine auf den Mikroskoptisch eines inversen LSM (Modell LSM 410, Zeiss) gestellt, vgl. Abb. 3.24. Die spezielle Ausstattung des LSM gestattete neben konventioneller konfokaler Mikroskopie auch die Aufzeichnung des durch den spannungsoptischen Effekt hervorgerufenen Musters der Isochromatenlinien [Ritter und Busse 1998, Ritter 1999] (maximale Aufzeichnungsrate: 3 Hz). Mit einer über dem Mikroskoptisch fest angebrachten Kamera war es außerdem möglich, die Lage der Schallemissionssensoren bezüglich Faser und Probe zu dokumentieren (Übersichtsbild). Zur Erhöhung des Kontrastes der Faser mußte hierbei schwarzes Papier unter die Probe geschoben werden (vgl. Abb. 3.25).

Versuchsdurchführung

Nachdem die Schallemissionssensoren in ihren ungefähren Positionen auf der Probe befestigt worden waren, wurde die Probe in die Miniaturzugprüfmaschine eingebaut und mit einer Vorlast von 10 N belastet. Anschließend wurden die Sensoren ausgerichtet und ihre Position auf der Probe markiert. Durch Abbrechen von Bleistiftminen (0,3 mm, 2H) jeweils an der linken bzw. rechten Einspannung wurde die Ankopplungsgüte der Sensoren überprüft. Dabei wurden die Unterschiede in der maximalen Amplitude der Signale bestimmt. Für zwei Sensoren, die gegenüberliegend auf der Probenoberfläche angebracht waren (wie z. B. die Sensoren 1 und 2

in Abb. 3.21) durfte der Unterschied nicht mehr als 3 dB (Faktor 0,7) betragen, und für zwei ca. 40 mm auseinanderliegende Sensoren (wie z. B. die Sensoren 1 und 3 in Abb. 3.21) sollte ein Unterschied von 15-25 dB vorliegen. Bei Abweichungen von diesen Erfahrungswerten wurden die Sensoren so oft neu angekoppelt, bis diese Erfahrungswerte erreicht wurden. Anschließend erfolgte dann der eigentliche Zugversuch. Bei den am LSM durchgeführten Versuchen wurde nach dem Aufbringen der Vorlast die Miniaturzugprüfmaschine auf dem Mikroskopisch des LSM fixiert sowie nach erfolgreicher Sensorankopplung ein Übersichtsbild (CCD-Kamera) unter Vorlast aufgenommen (vgl. Abb. 3.25). Die Aufzeichnung der konfokalen LSM-Bilder bzw. der spannungsoptischen Bilder wurde beim eigentlichen Belastungsbeginn gestartet, die Aufzeichnung der Bilder erfolgte im Abstand von drei Sekunden (sofern nicht anders angegeben). Nach Versuchsende wurde dann unter Belastung nochmals ein Übersichtsbild aufgenommen. Die Synchronisierung zwischen der Schallemissionsmessung und der optischen Beobachtung erfolgte über den Einsatzzeitpunkt des Kraftanstiegs bei Versuchsbeginn.

Werkstoff	Beanspruchung	Regelungsart (lineare Rampe)	Dehnrates bzw. techn. Dehnrates [s ⁻¹]
AA1050	Druck	Weg	$5,5 \cdot 10^{-5}$
	Zug	Weg	$5,5 \cdot 10^{-5}$
Al-Al₂O_{3f} (quer)	Druck	Dehnung	$5,5 \cdot 10^{-6}$
	Zug	Weg	$1,1 \cdot 10^{-5} / 2,75 \cdot 10^{-5}$
Al-Al₂O_{3f} (längs)	Druck	Dehnung	$5,5 \cdot 10^{-6}$
	Zug	Weg	$1,1 \cdot 10^{-5}$
AA6061	Druck	Weg	$5,5 \cdot 10^{-5}$
	Zug	Weg	$5,5 \cdot 10^{-5}$
6061-SiC_p	Druck	Weg	$5,5 \cdot 10^{-5}$
	Zug	Weg	$5,5 \cdot 10^{-5}$
M124	Druck	Dehnung	$5,5 \cdot 10^{-6}$
	Zug	Weg	$1,1 \cdot 10^{-5} / 5,5 \cdot 10^{-6}$
M124-Saffil	Druck	Dehnung	$5,5 \cdot 10^{-6}$
	Zug	Weg	$1,1 \cdot 10^{-4} / 1,1 \cdot 10^{-5}$

Tab. 3.5: Übersicht über die jeweilige Regelungsart und Dehnrates der einzelnen Zug- und Druckversuche.

3.4 Verformungsexperimente an Metallmatrix-Verbundwerkstoffen

Ziel der Zug- und Druckversuche an den Metallmatrix-Verbundwerkstoffen war die Charakterisierung des Schädigungsablaufs. Dabei wurde neben dem eigentlichen Verbundwerkstoff auch immer der zugehörige Matrixwerkstoff geprüft, wobei mit Ausnahme des Werkstoffs M124 keine meßbare Schallemission erwartet wurde. Die Dehnraten der jeweiligen Versuche wurden jeweils so eingestellt, daß an der Schallemissions-Meßapparatur keine Sättigung auftrat. Eine Übersicht über die bei den einzelnen Versuchen verwendeten Dehnraten zeigt Tab. 3.5.

3.4.1 Druckversuche

a) Probengeometrien

Für die Druckproben wurden zunächst zylindrische Stäbe mit einem Durchmesser von 9 mm und einer Probenlänge von 18 mm gefertigt. Zur Ankopplung der Schallemissionssensoren wurden zwei planparallele Flächen entlang der Zylinderachse angebracht. Die resultierende Probengeometrie zeigt Abb. 3.26. Da die Standardlänge für die größeren und empfindlicheren Sensoren nicht ausreichend war, wurde die Probenlänge bei der Verwendung dieser Sensoren auf 20 mm vergrößert.

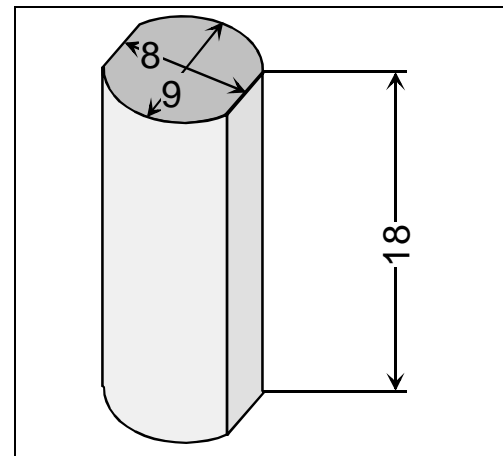


Abb. 3.26: Standardgeometrie der Druckproben.

Jeweils mindestens eine der Ankopplungsflächen wurde metallographisch präpariert (vgl. Abschnitt 3.4.3). Beim Werkstoff M124 wurden zusätzlich noch andere Probengeometrien verwendet. Hierbei handelte es sich um Versuche, in denen der Einfluß verschiedener Parameter wie Probengeometrie, Lage oder Orientierung der Schallemissionsquelle auf die Wellenform untersucht wurde. Diese Proben besaßen alle eine Höhe von 18 mm. Die einzelnen Geometrien sind nachfolgend beschrieben:

- Proben mit insgesamt vier Ankopplungsflächen (Standardprobe mit zwei zusätzlichen planparallelen Flächen, die zu den vorhandenen Flächen einen Winkel von 90° besitzen),
- Standardprobengeometrie, jedoch zusätzlich rundherum mit je einer 1 mm tiefen Kerbe versehen. Der Abstand der Kerbe vom Probenende betrug 1 mm, 5 mm oder 8 mm,
- Proben mit einer knochenförmigen Grundfläche, vgl. Abb. 3.27.

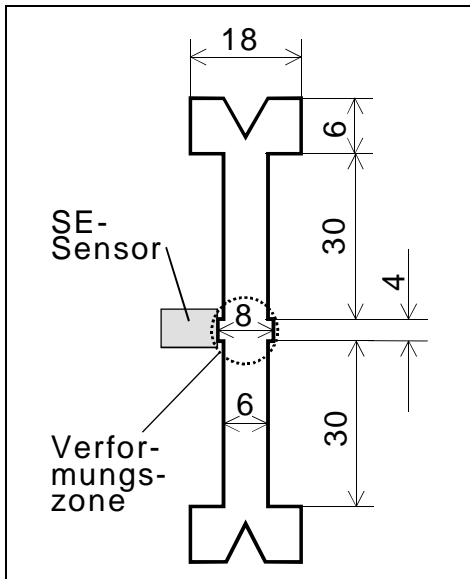


Abb. 3.27: knochenförmige Grundfläche der prismatischen Druckprobe. Die Verformungszone (Radius der Hartmetallstempel) ist eingezeichnet.

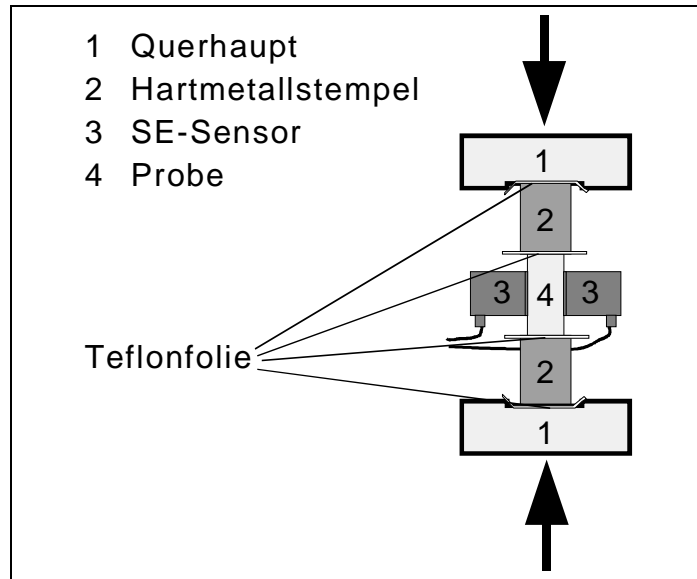


Abb. 3.28: Versuchsaufbau beim Druckversuch (Schemazeichnung).

Da beim Werkstoff M124 ein großer Unterschied in der Dehnungs-SE-Rate¹ zwischen Zug- und Druckversuch auftrat, wurden zusätzlich Zug-Druck-Proben gefertigt, an denen bei identischer Probengeometrie und Sensorposition sowohl Zug- als auch Druckversuche durchgeführt werden konnten. Die Geometrie dieser Proben ist ebenso wie die Versuchsführung in Abschnitt 3.4.2 beschrieben.

b) Versuchsaufbau und Versuchsführung

Die Druckversuche wurden an einer elektromechanischen Prüfmaschine (Modell 1474, 100 kN, Zwick) durchgeführt, welche im Betrieb keine Störgeräusche verursacht, die die Schallemissionsmessung beeinflussen. Der Versuchsaufbau ist schematisch in Abb. 3.28 dargestellt. Die Proben wurden zwischen zwei Hartmetallstempel (\varnothing 12 mm) eingespannt. Zur Vermeidung von Reibegeräuschen wurde jeweils eine Teflonfolie (Dicke: 50 μ m) zwischen Hartmetallstempel und Probe sowie zwischen Hartmetallstempel und Querhaupt gelegt. Die Aufnahme in Abb. 3.29 zeigt den Versuchsaufbau für eine Standardprobe bei angesetztem Dehnungsaufnehmer.

Zum Einsatz kamen breitbandige Sensoren vom Typ B1025-A sowie für Vergleichszwecke bei den Werkstoffen M124 und M124-Saffil zusätzlich auch resonante Sensoren vom Typ

¹ Der hier neu eingeführte Begriff „Dehnungs-SE-Rate“ wird in der Einleitung zu Kapitel 5 näher erläutert.

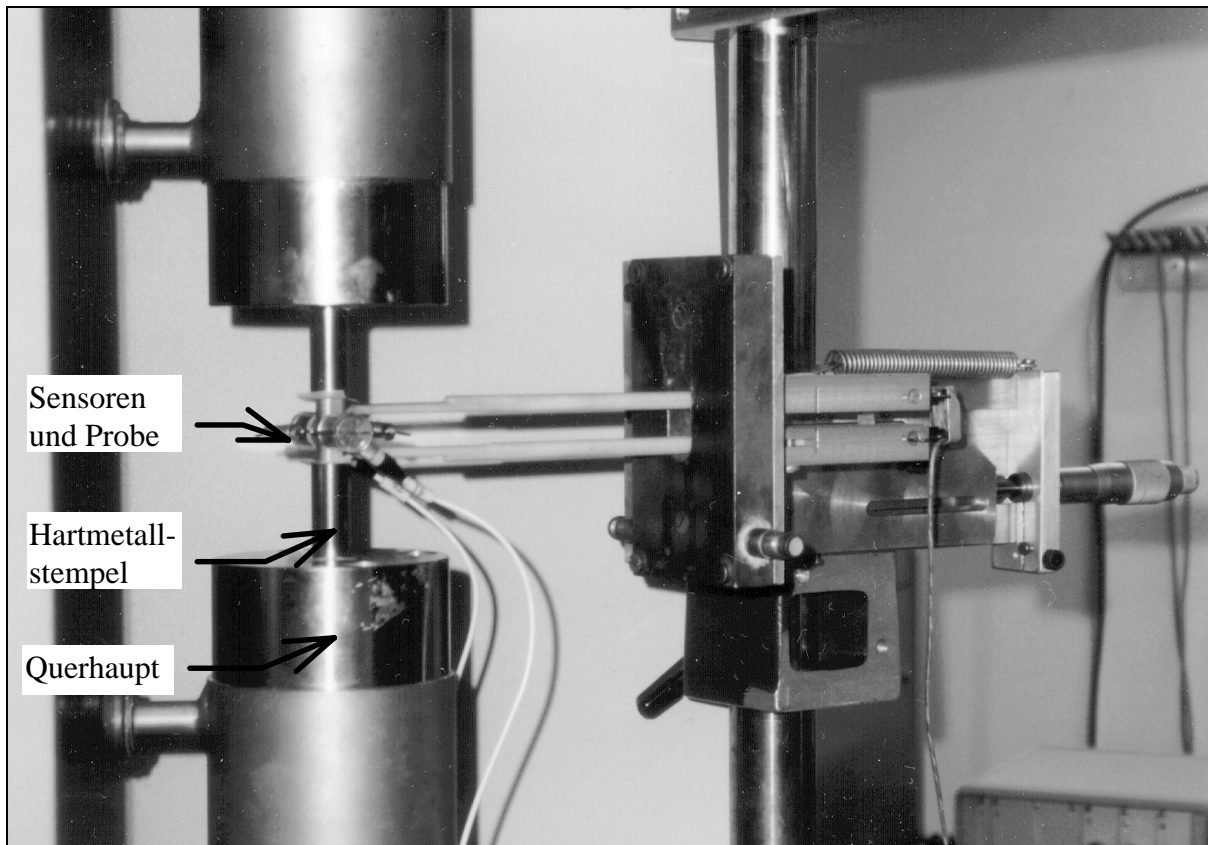


Abb. 3.29: Versuchsaufbau mit Standardprobe bei angesetztem Dehnungsaufnehmer.

R15. Als Koppelmittel diente ein Hochvakuumfett (Lithelen[®], Leybold-Heraeus GmbH & Co KG). Die Befestigung der beiden Sensoren erfolgte mittels Sensorhalter, die über zwei Schraubenfedern miteinander verbunden waren. Die Sensoren waren über Vorverstärker (Typ PA2040G, +40 dB) mit einem auf die Anforderungen der Schallemission abgestimmten 4-Kanal-Transientenrekorder (Typ F4000, soweit nicht anders angegeben) verbunden, der die kompletten Wellenformen aufzeichnete. Die Verstärkung des Signals für den Trigger (einschließlich Vorverstärkung) betrug für den Sensortyp B1025-A 67 dB und für den Sensortyp R15 70 dB, die Triggerschwelle war einheitlich auf 0,1 V eingestellt. Während die Hoch- und Tiefpaßfilter (20 kHz bzw. 1,5 MHz) für alle Versuche identisch waren, wurden die Verstärkung (vgl. Tab. C.1 im Anhangsabschnitt C), die Samplingrate (max. 25 MHz) und die Signallänge (max. 4096 Punkte) in geeigneter Weise variiert. Mit jedem Schallemissionsereignis wurde das momentane Kraft-, Weg- und Dehnungssignal abgespeichert. Zusätzlich wurden diese Parameter während des gesamten Versuchs mit einer Abtastrate von 10 Hz aufgezeichnet. Die Regelungsart und die jeweils erreichten Dehnraten können Tab. 3.5 entnommen werden. Um die Schädigungsentwicklung zusätzlich metallographisch verfolgen zu können, wurden die Druckproben teilweise in Dehnungsschritten zu je ca. 2 % verformt und zwischen den Dehnungsschritten für die metallographische Analyse ausgebaut.

3.4.2 Zugversuche

a) Probengeometrie

Für die Zugversuche wurden zylindrische Zugstäbe mit Gewinde basierend auf DIN 50125 / C 5 × 25 verwendet. Dabei wurden zur Ankopplung der Schallemissionsensoren auf den beiden Schultern jeweils zwei planparallele Flächen (Abstand 5,4 mm) angebracht, wie dies in

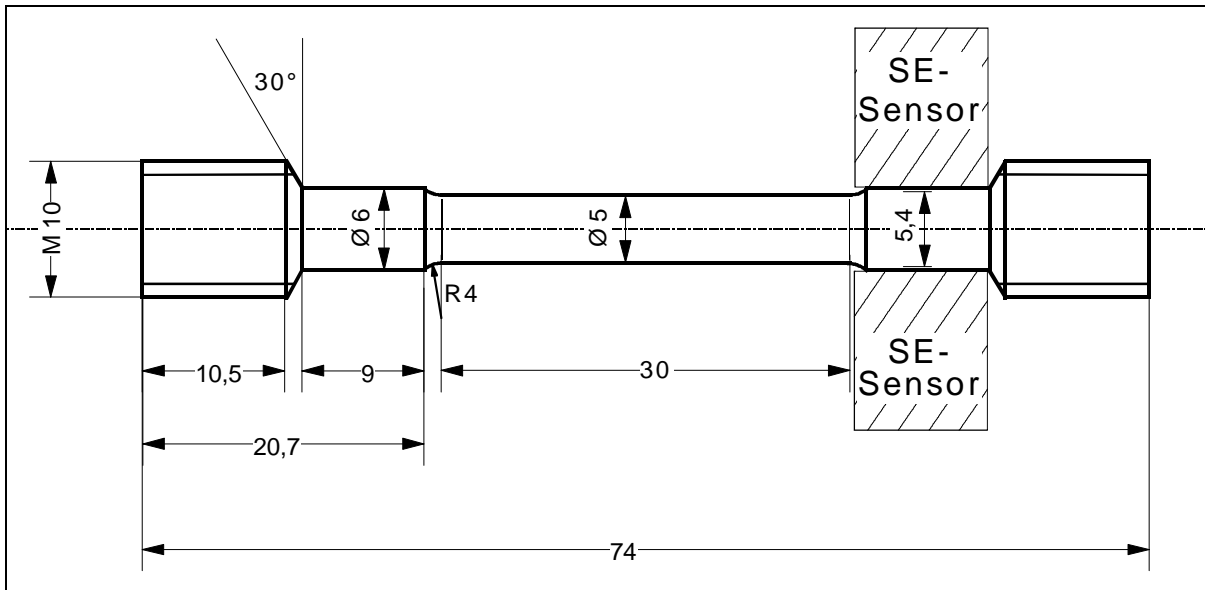


Abb. 3.30: Zylindrische Zugprobe basierend auf DIN 50125 / C 5 × 25. Rechts ist die Lage der auf planparallelen Flächen angekoppelten SE-Sensoren eingezeichnet.

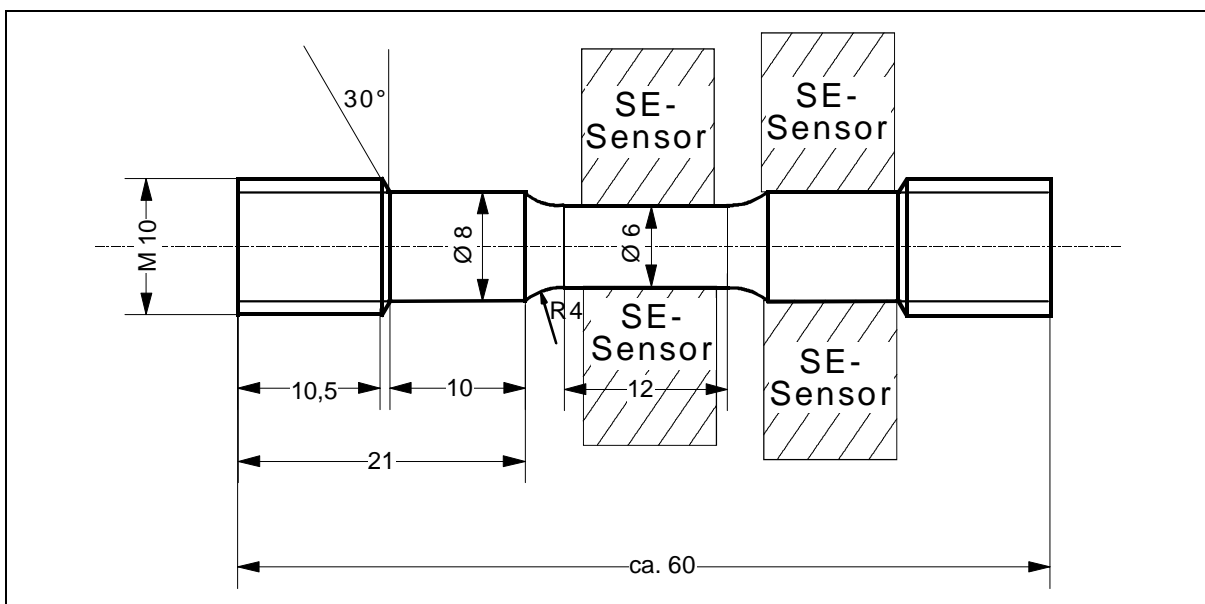


Abb. 3.31: Zylindrische Zug-Druck-Probe. Die möglichen Positionen der SE-Sensoren auf der Meßlänge (ein Sensorpaar) bzw. auf der Schulter (zwei Sensorpaare) sind in der Mitte bzw. rechts durch Schraffierung angedeutet.

Abb. 3.30 auf der rechten Seite angedeutet ist. Die Zug-Druck-Proben wurden in Anlehnung an die Zugproben entworfen, wobei das Verhältnis von Meßlänge zu Durchmesser wie bei den Druckproben nicht größer als 2:1 sein sollte. Abb. 3.31 zeigt die resultierende Probengeometrie. Zur Ankopplung der Schallemissionssensoren wurden entweder auf jeder Schulter (2 x 2 Sensoren) oder auf der Meßlänge (2 Sensoren) zwei planparallele Flächen angebracht.

b) Versuchsaufbau und Versuchsführung

Die Zugversuche wurden an einer elektromechanischen Universalprüfmaschine (Modell RMC 100, Schenck Trebel) durchgeführt. Die von der Maschinensteuerung mit einer Wiederholfrequenz von ca. 7 kHz abgestrahlten elektromagnetischen Signale (Dauer: 2-4 μ s, Frequenz: 2 MHz) waren so stark, daß sie auch vom SE-Meßsystem erfaßt wurden. Zur Vermeidung einer Dauertriggerung des SE-Meßsystems mußte deshalb ein geeignetes Tiefpaßfilter für den Trigger verwendet werden (s. unten). In der ersten Meßreihe (Werkstoffe 6061-SiC_p, AA6061 und AA1050) wurden keine besonderen Maßnahmen getroffen, um Reibegeräusche aus der Einspannung zu vermeiden. Daher wurden in diesen Versuchen jeweils bis zu 120 zusätzliche Störereignisse registriert, welche sich vor allem während des Aufbringens der elastischen Dehnung bei Versuchsbeginn ereigneten. Bei der zweiten Meßreihe (Werkstoffe Al-Al₂O_{3f}, M124 und M124-Saffil) wurden die Probengewinde mit einem Teflonband umwickelt, wodurch eine vollständige Vermeidung von Störereignissen aus der Einspannung möglich war.

Zum Einsatz kamen breitbandige Sensoren von Typ B1025-A, welche paarweise an den beiden Schultern angebracht waren. Die Befestigung der Sensorpaare erfolgte mittels Sensorhalter, die über zwei Schraubenfedern miteinander verbunden waren. Als Koppelmittel diente ein Hochvakuumfett (Lithelen[®], Leybold-Heraeus GmbH & Co KG). Die Sensoren waren über Vorverstärker (Typ PA2040G, +40 dB) mit einem auf die Anforderungen der Schallemission abgestimmten 4-Kanal-Transientenrekorder (Typ F4000) verbunden, der die kompletten Wellenformen aufzeichnete. Das Signal für den Trigger war um 64 dB verstärkt (einschließlich Vorverstärkung) und die Triggerschwelle betrug 0,1 V. Die Hochpaßfilter waren für Signal und Trigger einheitlich auf 20 kHz eingestellt, während die Tiefpaßfilter für das Signal auf 1,5 MHz und für den Trigger wegen des Störsignals (s. oben) auf 1 MHz eingestellt wurden. Die Bereinigung der aufgenommenen Wellenformen um das Störsignal erfolgte dann anschließend mittels eines digitalen Tiefpaßfilters (1 MHz). Die Verstärkung (vgl. Tab. C.1 im Anhangsabschnitt C), die Samplingrate (max. 25 MHz) und die Signallänge (max. 4096 Punkte) wurden in geeigneter Weise variiert. Mit jedem Schallemissionsereignis wurde das momentane Kraft-, Weg- und Dehnungssignal abgespeichert. Zusätzlich wurden diese Para-

meter während des gesamten Versuchs mit einer Abtastrate von 10 Hz aufgezeichnet. Die Regelungsart und die jeweils erreichten Dehnraten können Tab. 3.5 entnommen werden. Bei den Versuchen an den Werkstoffen AA6061 und 6061-SiC_p mußte die Dehnung aus dem Weg des Querhaupts unter Berücksichtigung der Nachgiebigkeit des Prüfsystems erfolgen, da bei diesen Messungen das Modul der Dehnungsmessung ausgefallen war.

c) *Modellexperimente an durchtrennten Zugproben*

Um den Einfluß der Lage und Ausrichtung einer in der Probe liegenden Schallemissionsquelle auf das am Sensor registrierte Signal zu untersuchen, wurden Modellexperimente an durchtrennten Zugproben durchgeführt. Hierzu wurden zwei Zugproben aus dem Werkstoff AA1050 auf der Meßlänge in Querrichtung durchgetrennt. Die resultierenden Probenstücke werden im folgenden entsprechend der verbliebenen Meßlänge (Angaben in Klammern) als *Lang* (23,1 mm), *Mittel* (15 mm) oder *Kurz* (6,8 mm) bezeichnet. Die Simulation der Schallemissionsquelle erfolgte durch Minenbrüche (0,3 mm, 2H). Die Schallemissionssensoren waren wie bei den Zugversuchen angeordnet und die Einstellungen des Meßsystems stimmten bis auf das Tiefpaßfilter für den Trigger (hier: 1,5 MHz) mit den bei den Zugversuchen verwendeten Einstellungen überein.

d) *Ortung beim Zugversuch*

Bei den Zugversuchen wurde eine lineare Ortung der Schallemissionsereignisse durchgeführt. Hierzu wurden die Signale der Sensorpaare rechnerisch in ihre symmetrischen (A_S) und antisymmetrischen (A_A) Anteile entsprechend folgender Rechenvorschriften aufgetrennt:

$$A_S = \frac{A_a + A_b}{2} \quad (3.5)$$

$$A_A = \frac{A_a - A_b}{2} \quad (3.6)$$

mit A_a = Zeitsignal von Sensor 1 und A_b = Zeitsignal von Sensor 2 wobei Sensoren 1 und 2 an der selben Probenschulter gegenüberliegend angebracht waren. Bei der Ortung fand dann ausschließlich der symmetrische Anteil Verwendung, da dessen Schallgeschwindigkeit höher ist und dieser daher in der zeitlichen Reihenfolge im Signal immer zuerst auftritt. Außerdem hat sich gezeigt, daß die Signale vor allem Frequenzen unterhalb 500 kHz enthalten und dort wiederum die Frequenzen unterhalb 200 kHz dominieren. Günstigerweise ist gerade im Frequenzbereich bis 200 kHz die Schallgeschwindigkeit des symmetrischen Mode nahezu konstant und ungefähr gleich der klassischen Stabwellengeschwindigkeit, welche auf einfache Weise aus

den elastischen Konstanten und der Dichte berechnet werden kann (vgl. hierzu auch Abschnitt 5.1.1).

Alle Signale wurden zunächst hinsichtlich eines Amplitudenmindestwertes gefiltert, um sicherzustellen, daß die Signale über dem Schwellenwert für die Bestimmung des Ersteinsatzes liegen. Dabei mußte die maximale Amplitude des Signals mindestens das Doppelte des Schwellenwerts betragen. Anschließend erfolgte die Bestimmung der Ersteinsätze der Signale mittels eines einheitlichen Schwellenwerts. Aus der Differenz der Ersteinsatzzeiten konnte dann die Laufzeitdifferenz Δt und daraus wiederum mittels der nachfolgenden Gleichung die Lage x der Schallemissionsereignisse berechnet werden:

$$x = \frac{x_0 + (\Delta t \cdot c)}{2} \quad (3.7)$$

mit x_0 = Abstand zwischen den beiden Sensorpaaren und c = Schallgeschwindigkeit.

Aufgrund der relativ einfachen Methode zur Bestimmung der Ersteinsatzzeit liegt der Fehlerbereich für die Laufzeitdifferenz in der Größenordnung von $\pm 1 \mu\text{s}$, woraus bei der Ortsbestimmung ein Fehler von $\pm 2,75 \text{ mm}$ resultiert. Hinzu kommt noch der Fehler bei der Bestimmung der Sensorposition, so daß der maximale Fehlerbereich mit $\pm 4 \text{ mm}$ schon relativ groß ist. Die hiermit erzielte Genauigkeit ist jedoch noch ausreichend, um eine Lokalisierung der Schädigung erkennen zu können.

3.4.3 Ergänzende Untersuchungen: Metallographie und Oberflächenkrümmung

Bei den Druckproben wurde je eine Kopplungsfläche metallographisch präpariert. Dabei wurden vor der ersten Belastung sowie nach jeder Entlastung ausgewählte Bereiche fotografisch dokumentiert, so daß aus dem direkten Vergleich die Schädigungsentwicklung an der Probenoberfläche verfolgt werden konnte. Daneben wurden von allen verformten Zug- und Druckproben Längs- und Querschliffe zur Untersuchung der Schädigung im Probeninneren angefertigt. Als Referenz für den ungeschädigten Zustand dienten die Schliffe der Druckproben im Ausgangszustand. Die metallographische Präparation erfolgte im Standardverfahren durch Schleifen (bis Körnung 1200) und Polieren mit Diamantpaste (Körnung 6, 3 und $1 \mu\text{m}$) sowie Oxidpaste (Mastermet, Körnung $0,05 \mu\text{m}$). An den Längsschliffen der Zug- und Druckproben der Werkstoffe M124 und M124-Saffil wurde zusätzlich die Schädigung quantitativ erfaßt. Hierzu wurde jeweils ein Flächenscan in Längsrichtung entlang der Probenkante sowie

entlang der Probenmittellachse durchgeführt (Fläche jeweils Probenlänge x 0,2 mm; Probenlänge: bei Druckproben ca. 18 mm, bei Zugproben 15-30 mm). Dabei wurden die Anzahl der Teilchen- (M124) bzw. Faserbrüche (M124-Saffil) sowie der Winkel zwischen der Bruchfläche im Schliffbild und der Belastungsrichtung bestimmt.

An allen metallographisch präparierten Druckproben wurde außerdem die Oberflächenkontur der polierten Ankopplungsflächen vermessen, da die Krümmung der Oberfläche die Güte der Ankopplung der Sensoren beeinflusst. Hierbei fand ein Oberflächenprofilometer (Modell Dektak3, Solan Technology / Veeco Instruments Inc.) Verwendung. Es wurden in Quer- und Längsrichtung vor der ersten Belastung sowie nach jeder Entlastung je drei Messungen durchgeführt. Dabei betrug die Meßstrecke in Querrichtung jeweils 2 mm und in Längsrichtung jeweils 10 mm.

3.5 Das Schallemissions-Meßsystem

3.5.1 Meßprinzip und Auslegung des Meßsystems

Der prinzipielle Aufbau der Schallemissionsmeßkette ist in Abb. 3.32 dargestellt. Eine in den Belastungsversuchen induzierte Schallemission breitet sich zunächst als elastische Welle in der Probe aus, wodurch es an der Probenoberfläche zu einer vorübergehenden zeitabhängigen elastischen Verschiebung kommt. Diese Verschiebung wird dann von einem geeigneten Wandler (Sensor) in ein elektrisches Signal umgewandelt, welches anschließend aufgrund seiner geringen Spannung vorverstärkt werden muß, bevor es weiterverarbeitet werden kann. Die Aufzeichnung des Signals erfolgt schließlich nach einer Triggerung durch Schwellenwertüberschreitung, wobei das Signal vor der Aufzeichnung noch einen A/D-Wandler passiert.

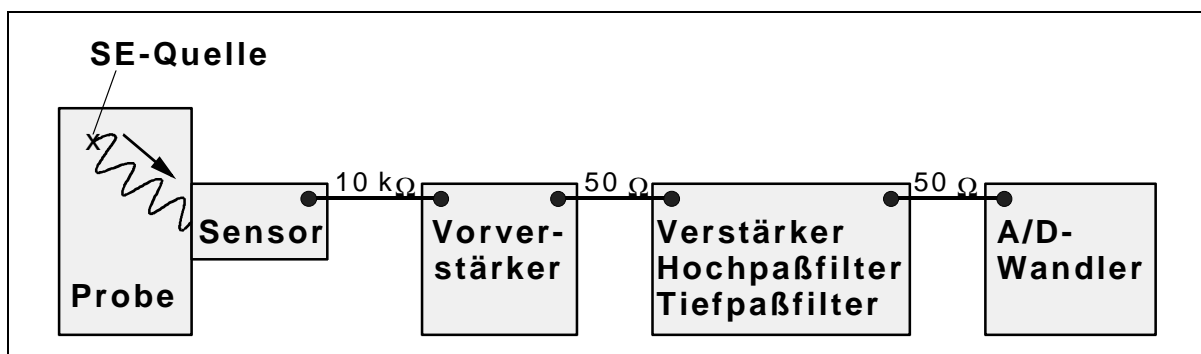


Abb. 3.32: Schematische Darstellung der Schallemissionsmeßkette.

Bei der Interpretation der aufgezeichneten Signale (Wellenformen) ist darauf zu achten, daß diese in der Regel nicht direkt die Oberflächenverschiebung wiedergeben. Vielmehr wird das ursprüngliche Signal an der Probenoberfläche durch die Meßkette beeinflusst. Sofern eine Korrektur der aufgezeichneten Wellenformen durch Rückrechnung möglich sein soll, muß bei der Auswahl jeder einzelnen Komponente der Meßkette darauf geachtet werden, daß sich ihre Charakteristik in Kalibriermessungen ermittelt läßt. Diese Voraussetzung ist am ehesten dann erfüllt, wenn der Einfluß der Meßkette auf das Signal gering gehalten wird. Nachfolgend werden die Auswahl und die Funktionsweise der einzelnen Komponenten des verwendeten Meßsystems genauer beschrieben.

a) Sensoren

Bei der Auswahl der Sensoren standen zwei Gesichtspunkte im Vordergrund: (1) möglichst geringe Frequenzabhängigkeit der Empfindlichkeit und möglichst geringe nichtlineare Phasenverschiebung über den gesamten für die Schallemission relevanten Frequenzbereich (20 kHz - 4 MHz) sowie (2) eine möglichst hohe Empfindlichkeit insgesamt. Aus meßtechnischer Sicht sind diese beiden Anforderungen nach dem heutigen Stand der Technik jedoch nicht miteinander zu vereinbaren, so daß für die jeweilige Problemstellung der beste Kompromiß gesucht werden muß. Typische Grenzen für die kleinste Verschiebung, die noch erfaßt werden kann, zeigt Tab. 3.6 für verschiedenen Sensortypen [Scott 1991]. Es wird deutlich, daß die Sensoren mit nahezu frequenzunabhängiger Empfindlichkeit wie das Laserinterferometer oder der kapazitive Sensor (beide mit Luftankopplung) im Vergleich zu den empfindlichsten piezoelektrischen Sensoren um mindestens zwei Größenordnungen unempfindlicher sind. Eine Verbesserung der Empfindlichkeit derartiger Sensoren wird dadurch behindert, daß

Sensortyp	Auflösungsgrenze [m]
Laserinterferometer	10^{-10}
Kapazitiver Sensor	10^{-11}
stark bedämpfter piezoelektrischer Sensor	10^{-12}
schwach oder unbedämpfter piezoelektrischer Sensor	10^{-13}

Tab. 3.6: Typische Empfindlichkeitsgrenzen der verschiedenen Sensortypen [nach Scott 1991].

systembedingte Parameter wie Lichtwellenlänge und Kapazität nicht beliebig verändert werden können, weshalb bei diesen Sensoren die Verminderung des elektronischen Grundrauschen im Vordergrund einer Weiterentwicklung stehen muß.

Dem gegenüber stehen die piezoelektrischen Sensoren, welche je nach Bedämpfung mehr oder weniger stark ausgeprägte Resonanzen aufweisen, die durch Eigenschwingungen des piezoelektrischen Elements verursacht werden. Bei unbedämpften Sensoren, welche die höchste Empfindlichkeit besitzen, sind die Resonanzen in der Regel so stark ausgeprägt, daß der Sensor wie ein Filter wirkt, das nur noch für Frequenzen in der Nähe der Resonanzfrequenzen durchlässig ist. Derartige Sensoren können zwar kalibriert werden, die Rückrechnung von damit aufgenommenen Wellenformen auf die Oberflächenverschiebung scheidet jedoch aufgrund der starken Filterwirkung (vgl. Kalibrierkurven der Sensortypen R6, R15, WD und UT1000 in Abb. 3.36). Durch eine Bedämpfung des piezoelektrischen Elements läßt sich der Einfluß von Resonanzen zwar deutlich reduzieren (vgl. Kalibrierkurve des Sensortyps B1025 in Abb. 3.36), was allerdings mit einem Verlust an Empfindlichkeit einhergeht.

In der vorliegenden Arbeit wurden ausschließlich piezoelektrische Sensoren verwendet. Dabei wurden vorzugsweise stark bedämpfte Sensoren der Typen B1025-A und B1025-B (Digital Wave Corp., vgl. Abschnitt 3.5.2.a) eingesetzt. Diese besitzen eine kleine Apertur (6,25 mm), so daß der Apertureinfluß vergleichsweise gering ist. Ergänzend hierzu wurden unbedämpfte Sensoren eingesetzt, wenn die Empfindlichkeit dieser Sensoren nicht ausreichte. Die Auswahl erfolgte hierbei vor allem unter dem Gesichtspunkt der Empfindlichkeit, weshalb vorwiegend Sensoren vom Typ R15 (Physical Acoustics Corp.) mit einer Apertur von 13 mm eingesetzt wurden (vgl. auch Kalibrierkurven der zur Verfügung stehenden Sensoren in Abschnitt 3.5.2.a). Bedämpfte piezoelektrische Sensoren mit integriertem Vorverstärker und damit höherer Empfindlichkeit wurden erst gegen Ende der Arbeit kommerziell verfügbar und daher noch nicht eingesetzt. Als Koppelmittel wurde wahlweise ein Mehrzweckfett (Molykote[®], Dow Corning GmbH) oder ein Hochvakuumfett (Lithelen[®], Leybold-Heraeus GmbH & Co KG) verwendet, wobei in den Kalibrierversuchen kein Unterschied zwischen den Koppelmitteln hinsichtlich der Empfindlichkeit festzustellen war.

b) Vorverstärker

Alle kommerziell erhältlichen Vorverstärker mit einem auf die Schallemissionsmessung abgestimmten Frequenzbereich zeichnen sich durch eine minimale Verzerrung der verstärkten Signale aus, sofern keine zusätzlichen Frequenzfilter eingebaut sind. Die Unterschiede im

Rauschabstand zwischen verschiedenen Modellen sind geringer als Faktor 2. Bei der Auswahl der Vorverstärker spielten vor allem die verfügbaren Verstärkungsbereiche sowie die Art der Stromversorgung eine Rolle. In der vorliegenden Arbeit kamen ausschließlich Vorverstärker der Typen PA2040G (+20, +40dB) und PA2040G/A (-20, 0, +20, +40dB) (beide Digital Wave Corp.) mit jeweils einem 10 k Ω Eingang und 50 Ω Ausgang zum Einsatz.

c) Verstärkung, Filterung und Aufzeichnung

In allen Versuchen stand die Untersuchung diskreter transientscher Schallemissionsereignisse im Vordergrund, weshalb die Aufzeichnung des Sensorsignals diskontinuierlich in Form von Zeitfenstern erfolgte. Hierzu standen zwei für Schallemissionsmessungen ausgelegte 4-Kanal-Transientenrekorder mit 8 bit bzw. 12 bit vertikaler Auflösung (Fracture Wave Detector F4000 bzw. F4012, beide Digital Wave Corp.) und Abtastraten bis 30 MHz je Kanal zur Verfügung, bei denen eine getrennte Verstärkung und Filterung der Signale für Triggerung und Aufzeichnung möglich war. Außerdem bestand die Möglichkeit, jeweils bis zu vier externe Parameter kontinuierlich aufzuzeichnen (12 bit vertikale Auflösung, max. Abtastrate 10 Hz).

Beide Transientenrekorder waren mit variablen Bessel-Bandpaßfiltern ausgestattet, wobei die größte Bandbreite 20-1500 kHz (F4000) bzw. 20-4000 kHz (F4012) betrug. Zum einen ist eine Hochpaßfilterung der Signale für Aufzeichnung und Triggerung notwendig, um niederfrequente Störungen aller Art (Schwingungen, Niederfrequenz-Elektronik < 20 kHz) abzutrennen. Da im vorliegenden Fall Sensoren und Vorverstärker zusätzlich wie Hochpaßfilter wirkten (vgl. Abschnitte 3.5.2.a und b), bedurfte das vorverstärkte Signal keiner weiteren Hochpaßfilterung. Zum anderen ist für die Aufzeichnung eine geeignete Tiefpaßfilterung notwendig, um Aliasing-Effekte bei der A/D-Wandlung der Signale ausschließen zu können. Gemäß dem Abtasttheorem (s. z. B. [Buttkus 1991], auch: Theorem von Nyquist [1924] oder Shannon [1948]) wurde deshalb das Tiefpaßfilter so eingestellt, daß nur für Frequenzen unterhalb der halben Abtastfrequenz eine Durchlässigkeit besteht. Bei der Triggerung hingegen ist eine Tiefpaßfilterung nur dann notwendig, wenn hochfrequente Störungen zu einem Anstieg des elektronischen Rauschens führen. Bei den vorliegenden Versuchen war dies nur bei den Zugversuchen an MMCs der Fall (Zugprüfmaschine von Typ RMC 100), wo die Tiefpaßfilterung auf der Seite der Triggerung erfolgreich zur Unterdrückung von Störungen genutzt werden konnte.

Die Frequenzbandbreite der A/D-Wandler beträgt laut Herstellerangabe 5 MHz (8-bit-Karte Modell Sonix STR*825) bzw. 8 MHz (12-bit-Karte Modell Gage Compuscope 6012). Dies

bedeutet, daß Frequenzen oberhalb von 5 MHz bzw. 8 MHz bei der Analog-Digital-Wandlung zumindest teilweise herausgefiltert werden.

Die Verstärkung der Signale mußte jeweils vor den Versuchen fest eingestellt werden und wurde basierend auf Erfahrungen von z. B. Vorversuchen so gewählt, daß möglichst die ganze vertikale Auflösung der A/D-Wandler ausgenutzt wurde. Der Schwellenwert für die Triggerung wurde jeweils so eingestellt, daß er gerade noch über dem elektronischen Rauschen lag. Die Aufzeichnung der einzelnen Zeitfenster erfolgte jeweils nach einer Triggerung durch Schwellenwertüberschreitung. Der vor dem Triggerzeitpunkt liegende Anteil (Pretriggerbereich) betrug zwischen 12,5 und 50 % der Fensterlänge und die maximale Fensterlänge betrug 4096 Punkte. Nach der Abspeicherung eines Signals kommt es erst dann zu einer erneuten Triggerung, wenn das Signal für mindestens 40 μ s unterhalb des Schwellenwerts liegt. Daher geht z. B. bei zwei sehr dicht aufeinander folgenden Schallemissionsereignissen (Abstand < 40 μ s) das zweite Schallemissionsereignis verloren, sofern es nicht mehr im Zeitfenster des ersten Schallemissionsereignisses enthalten ist.

Aufgrund der hohen Datenrate einerseits (bis zu 60 MBytes/s pro Kanal bei 30 MHz Abtastrate und 12 bit vertikaler Auflösung) und der begrenzten Datentransferrate zwischen den verschiedenen Komponenten des Computers andererseits kann das verwendete Meßsystem im Dauerbetrieb je nach Einstellung nur zwischen 25 und 300 SE-Ereignisse pro Sekunde aufzeichnen. Wird die maximale Datentransferrate überschritten, so werden die SE-Ereignisse kurzzeitig im RAM zwischengespeichert. Da nur in begrenztem Umfang RAM zur Verfügung steht, zeigt die Datenerfassungssoftware zusätzlich an, wieviel RAM noch für die Zwischenspeicherung frei ist. Wenn dann der Zwischenspeicher auch vollständig belegt ist, kommt es zum Datenverlust, d. h. einzelne Schallemissionsereignisse werden nicht aufgezeichnet und gehen damit verloren. Deswegen wurde bei allen Versuchen, soweit möglich, die Verformungsgeschwindigkeit so gewählt, daß die Schallemissions-Ereignisrate unterhalb der Sättigungsgrenze des Meßsystems lag.

3.5.2 Kalibrierung der Schallemissionsmeßkette

Wie im vorausgehenden Abschnitt erwähnt, wird das ursprünglich an der Probenoberfläche vorliegende Signal (Oberflächenverschiebung) durch die Meßkette (vgl. Abb. 3.32) gefiltert und somit verändert. Durch die Kalibrierung jeder einzelnen Komponente der Meßkette kann der jeweilige Einfluß quantitativ bestimmt werden, so daß sichtbar wird, wo vor einer weiteren Auswertung der aufgezeichneten Wellenformen eine Korrektur durch Rückrechnung (Ent-

faltung) notwendig bzw. überhaupt möglich ist. Nachfolgend werden die verwendeten Kalibriermethoden sowie die resultierenden Ergebnisse für die einzelnen Komponenten vorgestellt.

a) Sensoren

Das Verhalten piezoelektrischer Kontaktsensoren hängt sowohl von der Einfallrichtung als auch von der Wellenlänge ab (Apertureffekt), welche wiederum vom jeweiligen Wellenmode und von den elastischen Eigenschaften des Werkstoffs bestimmt wird. Für die Kalibrierung piezoelektrischer Schallemissionssensoren existieren mehrere Methoden mit unterschiedlichen Vor- und Nachteilen [Hsu und Breckenridge 1981, Eitzen und Breckenridge 1987]. So liefert die Reziprozitätsmethode eine von Werkstoff und Wellenmoden zunächst unabhängige *relative* spektrale Empfindlichkeit, welche unter Verwendung des von Werkstoff und Wellenmoden abhängigen Aperturfaktors in die für die jeweilige Testanordnung gültige *relative* spektrale Empfindlichkeit umgerechnet werden kann. Eine weitere Möglichkeit bietet das Verfahren nach ASTM E1106 [ASTM 1988b], welches die *absolute* spektrale Empfindlichkeit in Abhängigkeit vom Werkstoff und Wellentyp liefert. Allerdings wird diese Methode in der Praxis bisher nur für Stahl und Oberflächenwellen eingesetzt (z.B. beim National Institute of Standard and Technology, Boulder, Colorado). Die Anwendung auf weitere Werkstoffe oder Moden würde jeweils einen eigenen zylindrischen Testblock erfordern, mit einem Durchmesser von ca. 90 cm und einer Länge von 43 cm bei metallischen Werkstoffen und etwas geringeren Außenmaßen bei Polymeren. Neben dem großen Aufwand, für jede Testanordnung einen eigenen Testkörper herstellen zu müssen, wirft gewöhnlich schon allein die Herstellung eines homogenen Testkörpers mit diesen Abmessungen große Probleme auf. Zwar kann mittels Entfaltung die durch Verwendung von Oberflächenwellen verursachte Verzerrung (Apertureinfluß) herausgerechnet werden, dies geht allerdings nicht für Frequenzbereiche nahe der Nullstellen. Daher empfiehlt sich eine Kombination beider Methoden, bei der unter Berücksichtigung des Apertureinfluß die Ergebnisse der Reziprozitätsmethode an die Ergebnisse der *absoluten* Kalibrierung nach ASTM E1106 angepaßt werden, so daß die *relative* spektrale Empfindlichkeit der Reziprozitätsmethode in eine *absolute* spektrale Empfindlichkeit umgerechnet werden kann. Für den Fall, daß bei der absoluten Kalibrierung nicht der gleiche Werkstoff zur Verfügung steht, für den die Kalibrierung später gelten soll, können sich Abweichungen ergeben, die durch den Impedanzunterschied der beiden Werkstoffe hervorgerufen werden.

Reziprozitätsmethode und Vergleichsmessungen

Zur relativen Kalibrierung der verschiedenen Sensoren wurden Messungen nach der vereinfachten Reziprozitätsmethode durchgeführt. Hierbei wird davon ausgegangen, daß sich die zwei oder mehr von jedem Sensortyp zur Verfügung stehenden Sensoren als Sender und Empfänger gleich verhalten sowie eine identische spektrale Empfindlichkeit besitzen. Die Meßanordnung ist in Abb. 3.33 skizziert. Ein Testsignal wird an einen Sensor sowie an eine Referenzmeßstelle eingespeist. Der Sensor wandelt diese Spannung in ein Wegsignal um, welches an einem baugleichen Sensor, der mit seiner Kontaktfläche direkt am anderen Sensor angekoppelt ist, wieder in eine elektrische Spannung zurückverwandelt und einer weiteren Meßstelle zugeführt wird. Als Koppelmittel diente ein Hochvakuumfett (Lithelen[®], Leybold-Heraeus GmbH & Co KG). Durch den Vergleich von Referenz- und Sensorsignal-Meßstelle kann dann die spektrale Empfindlichkeit und Phasenverschiebung ermittelt werden.

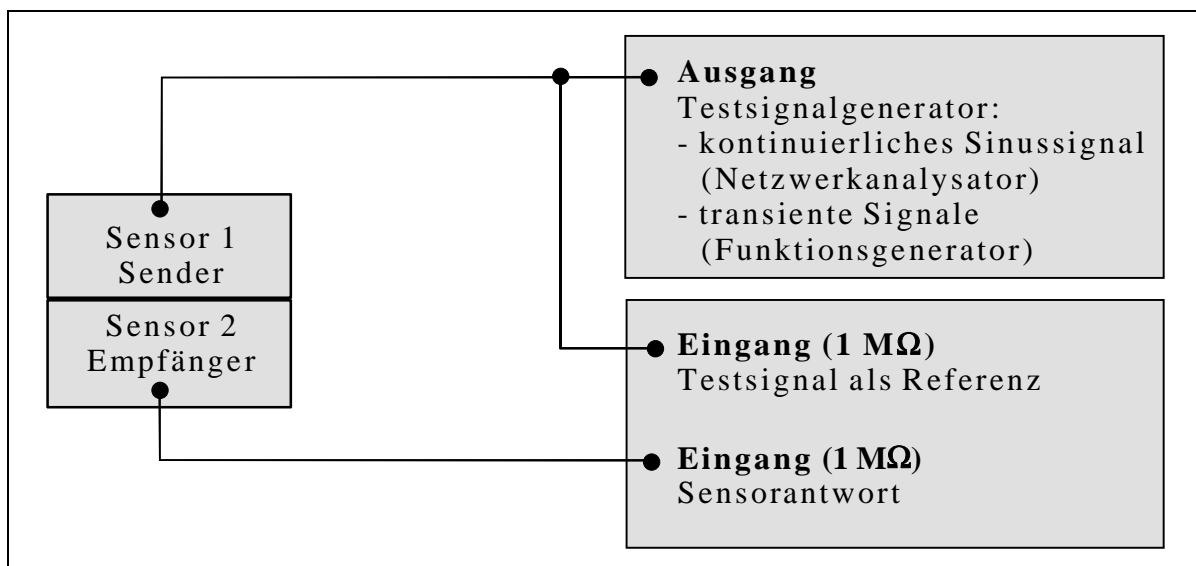


Abb. 3.33: Prinzipskizze zur Kalibrierung nach der vereinfachten Reziprozitätsmethode.

Als Testsignal wurden sowohl monofrequente kontinuierliche Sinussignale als auch transiente Sweeps und Sprungfunktionen verwendet. Für die Messung mit kontinuierlichen Sinussignalen stand ein Netzwerkanalysator (Network/Spectrum Analyzer 4195A, Hewlett Packard) zur Verfügung, mit dem das Amplitudenverhältnis von Sensorantwort zu Testsignal $\Delta A(f)$ sowie die Phasendifferenz $\Delta\phi(f)$ zwischen Testsignal und Sensorantwort mit hoher Genauigkeit gemessen werden kann. Die Kalibrierkurve erhält man durch Variation der Sinusfrequenz in kleinen Schritten. Bei der Messung mit transienten Signalen wurden diese mittels eines digitalen Frequenzgenerators (Synthesized Function Generator DS 345, Stanford Research Systems)

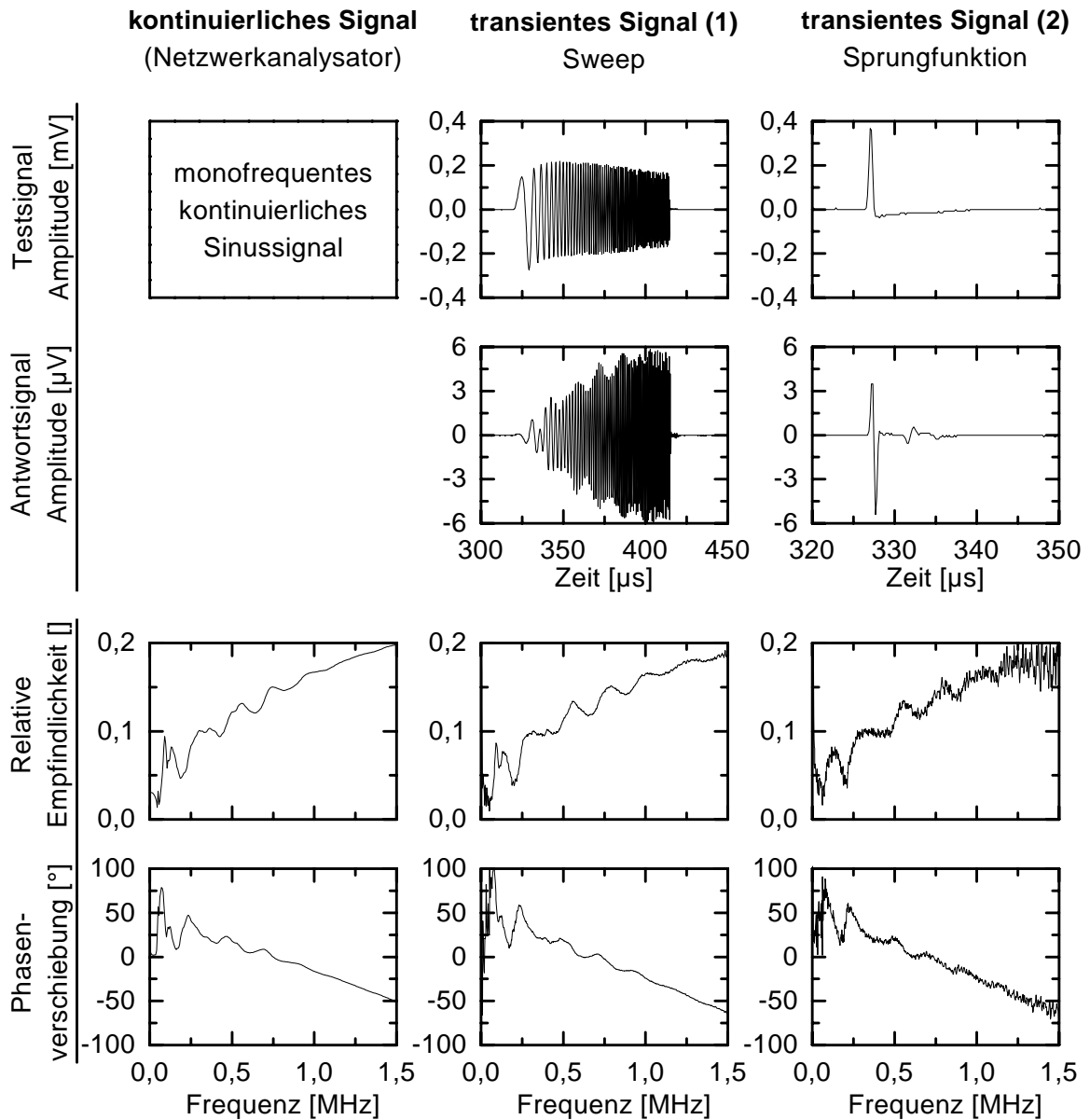


Abb. 3.34: Sensor B1025-A: Kalibrierung nach der Reziprozitätsmethode unter Verwendung verschiedener Testsignale.

erzeugt und vom Schallemissions-Transientenrekorder als Zeitsignale aufgenommen. Vor einer Auswertung wurden beide Zeitsignale mittels Fourier-Transformation in den Frequenzbereich transformiert. Die Berechnung der relativen spektralen Empfindlichkeit $E_{rel}(f)$ und der Phasenverschiebung $\phi_{rel}(f)$ geschah dann folgendermaßen:

relative spektrale Empfindlichkeit (Amplitude):

$$E_{rel}(f) = \sqrt{\Delta A(f)} \quad (3.8)$$

(mit $\Delta A = \text{Sensorantwort/Testsignal}$)

und Phasenverschiebung:

$$\phi_{rel}(f) = \frac{\Delta\phi(f)}{2} \quad (3.9)$$

Abb. 3.34 zeigt das Ergebnis einer Kalibrierung nach der Reziprozitätsmethode für ein und dasselbe Sensorpaar (Sensortyp B1025-A, Digital Wave Corp.) bei unterschiedlichem Testsignal.

Um die Ergebnisse quantitativ vergleichen zu können, sind diese in Abb. 3.35 zusammenfassend dargestellt. Dort sieht man, daß die Meßergebnisse durch die Art der Messung und des Testsignals nur geringfügig beeinflußt werden. Die geringfügigen Unterschiede in der Phasenverschiebung lassen sich zumindest teilweise auf die verschiedenen Meßsysteme zurückführen, da im Falle der Messung mit dem Transientenrekorder keine Korrektur um die systembedingte Phasenverschiebung (verursacht durch Vorverstärker und Verstärker, vgl. unten) vorgenommen wurde. Die Laufzeiten in den Verbindungskabeln sind so gering, daß die zugehörigen Phasenverschiebungen vernachlässigbar klein sind.

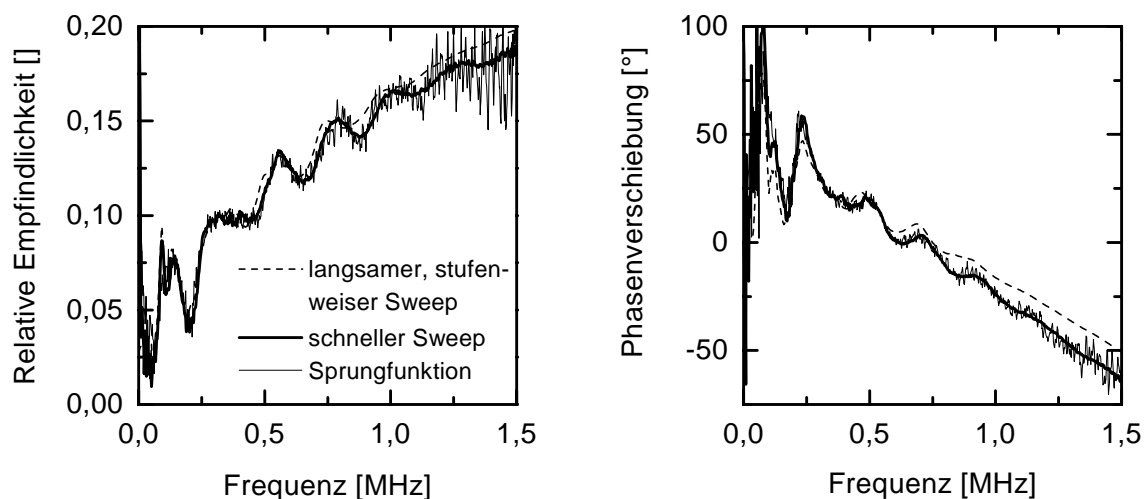


Abb. 3.35: Vergleichende Darstellung der Meßergebnisse der Kalibrierung nach der Reziprozitätsmethode unter Verwendung verschiedener Testsignale für den Sensortyp B1025-A.

Typen- bezeichnung	Hersteller	Bauart	Außen- durchmesser [mm]	Apertur (Durchmesser des piezoelektrischen Elements) [mm]
B1025	DWC ^(a)	piezoelektrisch bedämpft	9,4	6,35 ^(c)
R6	PAC ^(b)	piezoelektrisch resonant	19	9,53 ^(c)
R15	PAC ^(b)	piezoelektrisch resonant	18	13
WD	PAC ^(b)	piezoelektrisch resonant	18	- ^(d)
UT1000	PAC ^(b)	piezoelektrisch resonant	18	12,7 ^(c)

^(a)DWC = Digital Wave Corp., ^(b)PAC = Physical Acoustics Corp., ^(c)Herstellerangaben, ^(d)Sensor besteht aus mehreren Kristallen unterschiedlicher Geometrie.

Tab. 3.7: Bauart und Kennwerte der zur Verfügung stehenden Sensoren.

Tab. 3.7 zeigt eine Übersicht über alle zur Verfügung stehenden Sensoren. Vom Sensortyp B1025 existieren dabei zwei Varianten mit verschiedenen Schutzplatten und damit auch geringfügig unterschiedlicher Charakteristik, weshalb zwischen Variante A (braune Schutzplatte, nicht abgerundet) und Variante B (rosa Schutzplatte, abgerundet) unterschieden wird. Alle Sensoren besitzen eine Schutzplatte („wear face“) aus Al_2O_3 . Daneben wurde ein einzelner Sensor des Typs B1025 derart umgebaut, daß seine Schutzplatte entfernt und durch eine Glasplatte mit nur 3 mm Durchmesser ersetzt wurde (kleinere Apertur). Dieser einzelne Sensor wird nachfolgend als Variante G bzw. als Typ B1025-G bezeichnet.

Abb. 3.36 zeigt die für die einzelnen Sensortypen mit der Reziprozitätsmethode ermittelten Kalibrierkurven¹ (spektrale Empfindlichkeit und Phasenverschiebung). Da es sich jeweils nur um die relative spektrale Empfindlichkeit handelt, ist ein Vergleich zwischen den verschiedenen Sensoren hinsichtlich der spektralen Empfindlichkeit nicht ohne weiteres möglich. Deshalb wurden Vergleichsmessungen durchgeführt, bei denen im Mittelpunkt der Stirnfläche eines zylindrischen Stahlblocks (\varnothing 18,6 cm, Höhe 5,8 cm) Bleistiftminen abgebrochen wurden².

¹ Für den Sensortyp B1025-G war eine derartige Kalibrierung nicht möglich, da nur ein Sensor zur Verfügung stand. Deshalb wurde in diesem Fall ein anderes Verfahren verwendet, welches sich von der Reziprozitätsmethode ableitet. Die Vorgehensweise und die Ergebnisse hierzu sind in Abschnitt D im Anhang beschrieben.

² Der Minenbruch an der Oberfläche erzeugt einen breitbandigen Impuls, wobei überwiegend Oberflächenwellen angeregt werden, vgl. auch die Übersichtsdarstellung in [Graff 1991, Abschnitt 6.3.4].

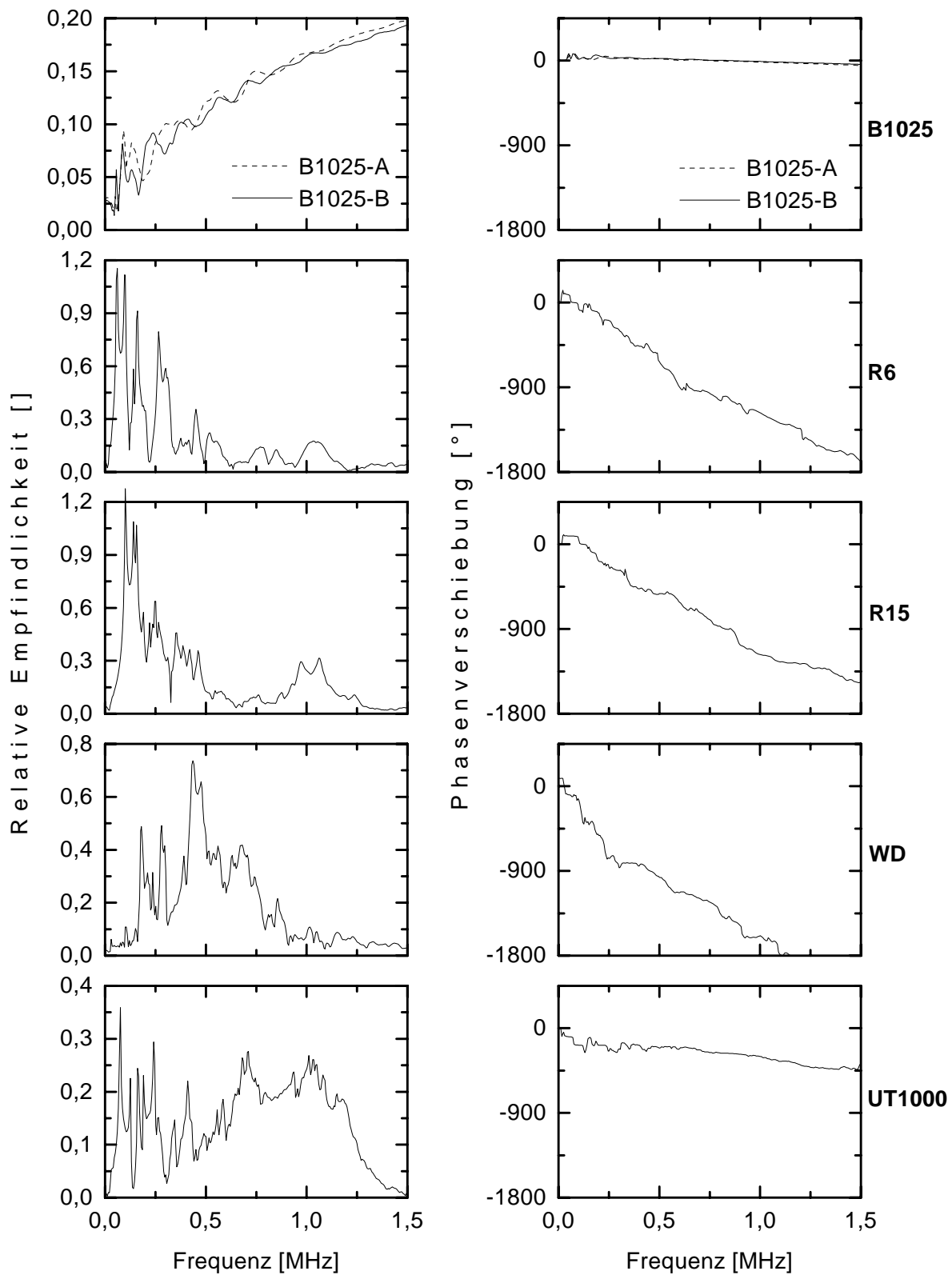


Abb. 3.36: Sensorkalibrierung nach der Reziprozitätsmethode: Links ist die relative Empfindlichkeit und rechts die Phasenverschiebung der jeweiligen Sensoren als Funktion der Frequenz aufgetragen.

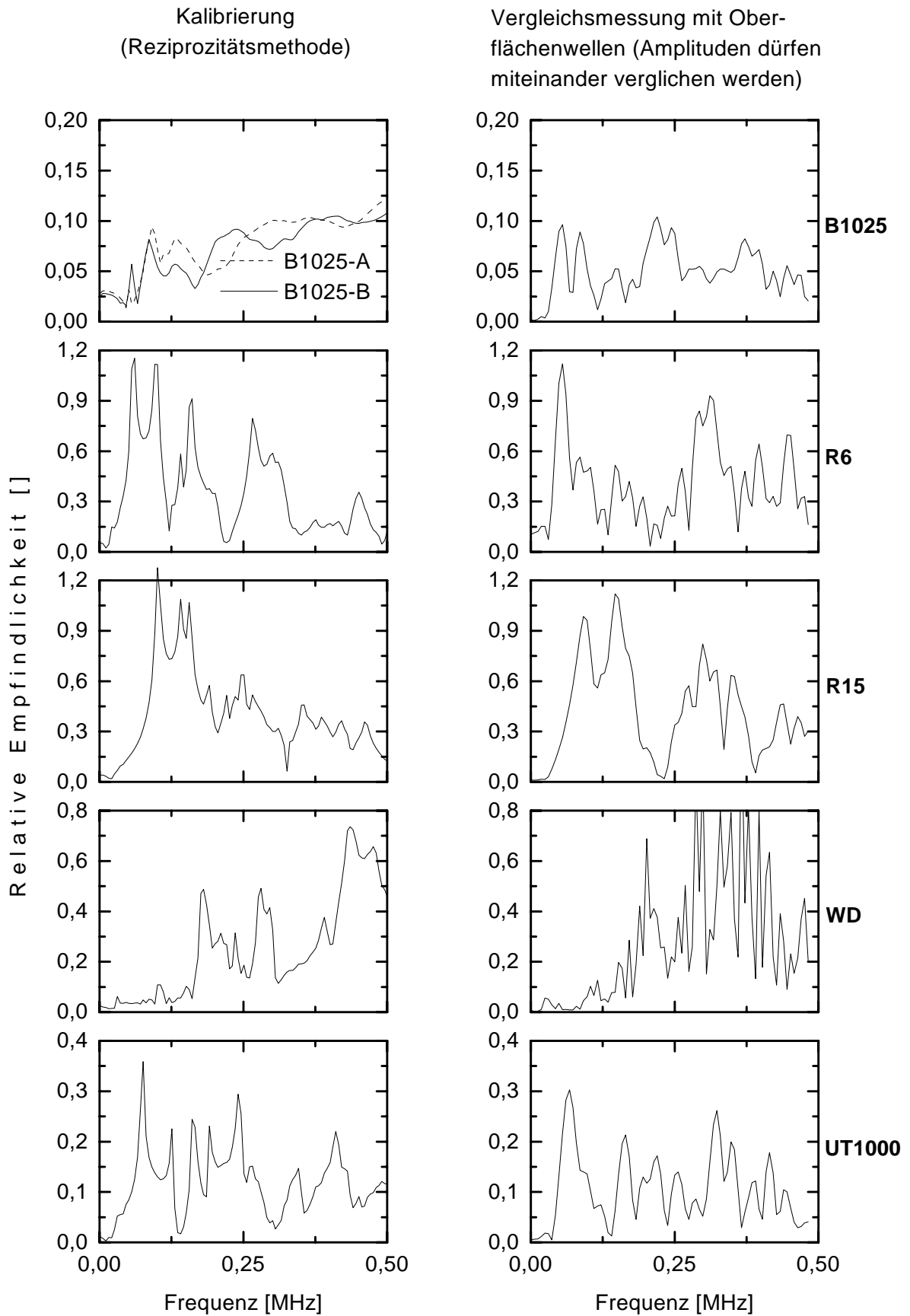


Abb. 3.37: Relative spektrale Empfindlichkeit der verschiedenen Sensoren im Vergleich: Links die Kalibrierung gemäß der Reziprozitätsmethode und rechts die Vergleichsmessungen mit Minenbrüchen auf einem Stahlblock.

Dabei waren jeweils zwei Sensoren (ein Referenzsensor vom Typ B1025-B und ein weiterer Sensor) symmetrisch um den Mittelpunkt in einem Abstand von 2 cm (Bezugspunkt war jeweils der Sensormittelpunkt) angebracht. Durch den symmetrischen Aufbau war gewährleistet, daß beide Sensoren die gleiche Schallemissionsquelle unter gleichen Bedingungen messen. Amplitudenunterschiede zwischen verschiedenen Minenbrüchen müssen daher nicht berücksichtigt werden. Die in diesen Versuchen erhaltenen Signale wurden Fourier-transformiert und anschließend um den Aperturfaktor korrigiert. Als Ergebnis erhält man Spektren, die im tieffrequenten Bereich in weiten Teilen die Sensorcharakteristik widerspiegeln. Bei höheren Frequenzen ab ca. 0,5 MHz verlieren die Meßergebnisse aufgrund des Apertureinflusses zunehmend an Genauigkeit und damit auch an Aussagekraft. Abb. 3.37 zeigt das Ergebnis dieser Messungen im Vergleich mit der Kalibrierung nach der Reziprozitätsmethode. Der Skalierungsfaktor für die Vergleichsmessungen wurde so gewählt, daß für den Sensortyp B1025 eine gute Übereinstimmung zwischen Vergleichsmessung und Reziprozitätsmethode besteht. Dabei dürfen zunächst nur die Ergebnisse der Vergleichsmessungen (rechte Seite, relative Einheiten) direkt untereinander verglichen werden. Wie man im Vergleich zwischen linker und rechter Seite in Abb. 3.37 erkennt, liefert die Vergleichsmessung Spektren, die mit denen der Reziprozitätsmessung sowohl hinsichtlich der Skalierung als auch der spektralen Charakteristik recht gut übereinstimmen. Dies bedeutet, daß alle im Rahmen dieser Arbeit mit der Reziprozitätsmethode ermittelten relativen Empfindlichkeiten miteinander verglichen werden dürfen. Gleichzeitig muß aber darauf hingewiesen werden, daß die Amplitudenspektren beliebiger Sensoren, die mit der Reziprozitätsmethode kalibriert werden, nicht in jedem Fall miteinander vergleichbar sind. Bei den vorliegenden Sensoren ist möglicherweise die Tatsache von Bedeutung, daß alle Sensoren eine Schutzplatte aus dem gleichen Werkstoff besitzen. Die unterschiedlichen Durchmesser der aktiven piezoelektrischen Elemente scheinen hingegen hier keine Rolle zu spielen.

Nachdem die direkte Vergleichbarkeit zwischen verschiedenen Sensoren für die in Abb. 3.36 gezeigten Ergebnisse gegeben ist, soll an dieser Stelle näher auf die Ergebnisse selbst eingegangen werden. Zunächst ist festzustellen, daß der bedämpfte Sensor (B1025) die geringste Verzerrung verursacht. Seine Empfindlichkeit ist vor allem oberhalb 200 kHz nur in geringem Umfang von der Frequenz abhängig. Außerdem weist er eine nur geringe und gleichzeitig nahezu lineare von der Frequenz abhängige Phasenverschiebung auf. Allerdings ist seine Empfindlichkeit vor allem bei Frequenzen unterhalb 750 kHz um bis zu Faktor 10 geringer als bei den resonanten Sensoren. Daher wurde dieser Sensortyp immer dann eingesetzt, wenn die auf-

genommenen Wellenformen möglichst verzerrungsfrei sein sollten und maximale Empfindlichkeit nur von zweitrangiger Bedeutung war.

Die resonanten Sensoren (R6, R15, WD und UT1000) sind zwar teilweise auch über einen weiten Frequenzbereich empfindlich, gleichzeitig treten aber immer wieder Einbrüche in der Empfindlichkeit auf. Daneben weist die Phasencharakteristik dieser Sensoren deutliche nicht-lineare Bereiche auf. Daher wurden diese Sensoren vor allem dann verwendet, wenn höchste Empfindlichkeit von vorrangiger Bedeutung war. Dabei wurden in der Regel Sensoren von Typ R15 eingesetzt, welche im Frequenzbereich knapp oberhalb 100 kHz die höchste Empfindlichkeit besitzen.

Absolute Kalibrierung nach ASTM E1106

Die notwendigen Meßinstrumente für eine *absolute* Kalibrierung nach ASTM E1106 standen nicht zur Verfügung, so daß diese nicht selbst durchgeführt werden konnte. Für den Sensortyp B1025-B wurden die Daten der *absoluten* Kalibrierung nach ASTM E1106 vom Hersteller [Gorman 1997] zur Verfügung gestellt, sie sind in Abb. 3.38 dargestellt.

Da zur Kalibrierung Oberflächenwellen auf einem Stahlblock verwendet wurden, muß die Empfindlichkeit noch um den Apertureinfluß korrigiert werden. Der Aperturfaktor für einen Sensor mit kreisrunder Koppelfläche berechnet sich bei einer ebenen Welle wie folgt (vgl. [Eitzen und Breckenridge 1987, ASTM 1988b]):

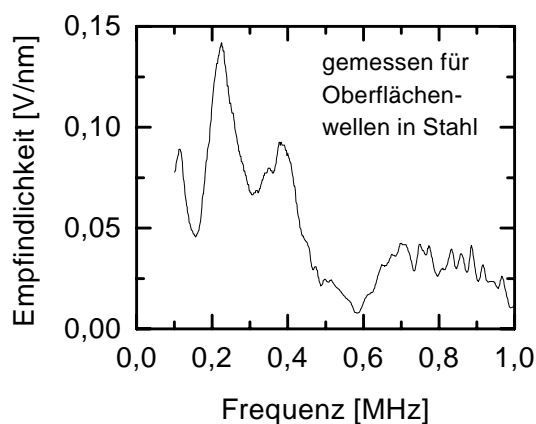


Abb. 3.38: Absolute spektrale Empfindlichkeit des Sensors B1025-B für Oberflächenwellen in Stahl gemäß absoluter Kalibrierung nach ASTM E1106 [Gorman 1997].

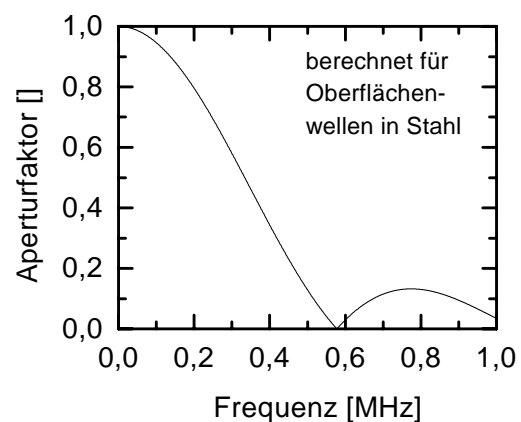


Abb. 3.39: Nach Gleichung 3.10 berechneter Aperturfaktor für Oberflächenwellen in Stahl.

$$K_{ap}(f) = \left| \frac{2J_1(2\pi fr/c)}{(2\pi fr/c)} \right| \quad (3.10)$$

mit $K_{ap}(f)$ = Aperturfaktor, f = Frequenz, r = Radius des piezoelektrischen Elements, c = Schallgeschwindigkeit des Wellentyps, und J_1 = modifizierte Besselfunktion erster Art und Ordnung (vgl. auch Gleichung 2.21).

Die nach Gleichung 3.10 für Oberflächenwellen in Stahl berechnete Frequenzabhängigkeit des Aperturfaktors (Oberflächenwellengeschwindigkeit = 3007 m/s, Durchmesser des piezoelektrischen Elements = 6,25 mm) zeigt Abb. 3.39. Ein Vergleich mit Abb. 3.38 macht deutlich, wie sehr das Ergebnis der absoluten Kalibrierung durch den Apertureinfluß bestimmt wird.

Die aperturfreie *absolute* spektrale Empfindlichkeit $E(f)$ des Sensors kann nun mittels folgender Gleichung aus der aperturbefahenen *absoluten* spektralen Empfindlichkeit $E_{ap}(f)$ berechnet werden:

$$E(f) = \frac{E_{ap}(f)}{K_{ap}(f)} \quad (3.11)$$

Das Ergebnis der Berechnung nach Gleichung 3.11 für die in Abb. 3.38 gezeigte Kurve (Sensor B1025-B) ist in Abb. 3.40 oben dargestellt (dünne Linie und gestrichelte Linie). In den Bereichen um die Nullstellen des Aperturfaktors kommt es bei der Berechnung der aperturfreien spektralen Empfindlichkeit nach Gleichung 3.11 zu stark verfälschten Daten, da dort schon geringe Fehler in $E_{ap}(f)$ zu sehr großen Fehlern in $E(f)$ führen. Außerdem bewirkt die Apertur in diesen Bereichen offenbar einen Sprung in der Phasenverschiebung (vgl. Abb. 3.40 unten). Aus diesem Grund müssen die für diese Frequenzbereiche berechneten Werte verworfen werden (gestrichelte Linien in Abb. 3.40).

Abb. 3.40 zeigt zusätzlich zu den Ergebnissen der *absoluten* Kalibrierung die Ergebnisse der am gleichen Sensortyp durchgeführten *relativen* Kalibrierung (Reziprozitätsmethode). Dabei wurde die Skalierung der relativen Empfindlichkeit (Abb. 3.40 oben, Skala auf der rechten Seite) so gewählt, daß die Kurven der beiden Kalibrierverfahren möglichst gut übereinanderliegen. Die hierbei erzielte Übereinstimmung ist so gut, daß die relative Empfindlichkeit $E_{rel}(f)$ gemäß Gleichung 3.12 unter Verwendung eines frequenzunabhängigen Skalierungsfaktors K in die absolute Empfindlichkeit $E(f)$ umgerechnet werden kann, der Skalierungsfaktor beträgt im vorliegenden Fall (Sensortyp B1025-B) 2 V/nm:

$$E(f) = K \cdot E_{rel}(f) \quad (3.12)$$

Damit erhält man für diesen Sensor die absolute spektrale Empfindlichkeit, die dann mittels der Gleichungen 3.11 und 3.10 in jede beliebige aperturbefahete spektrale Empfindlichkeit umgerechnet werden kann. Dies gilt in gleicher Weise auch für den Sensor vom Typ B1025-A, welcher sich von Typ 1025-B nur geringfügig unterscheidet.

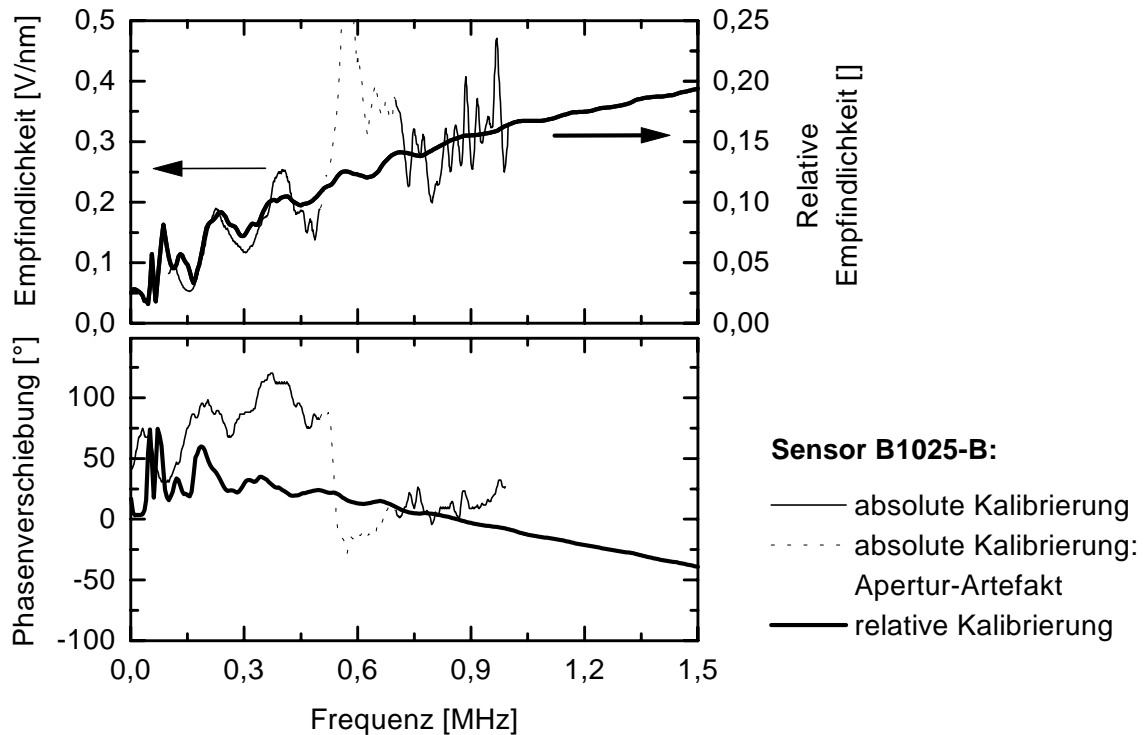


Abb. 3.40: Vergleichende Darstellung der Ergebnisse der absoluten und der relativen Kalibrierung für den Sensortyps B1025-B.

Winkelabhängige Empfindlichkeit

Die Empfindlichkeit von Schallemissionssensoren ist üblicherweise auch von der Einfallrichtung abhängig, wobei die Empfindlichkeit mit zunehmendem Einfallswinkel abnimmt. Für die vorliegende Arbeit wurde die Winkelabhängigkeit der Empfindlichkeit ausschließlich für den Sensortyp B1025-B bestimmt, da nur mit diesem Sensortyp quantitative Auswertungen unter Berücksichtigung des Einfallswinkel vorgenommen wurden (vgl. Abschnitt 4.3.2, Abstrahlcharakteristik eines Faserbruchs). Zur Messung der Winkelabhängigkeit wurden 30 mm breite Streifen aus 375 μm dicker Polycarbonatfolie gefertigt, bei denen an der einen Längskante jeweils unter dem entsprechenden Winkel ein Einschnitt angebracht wurde. An der Kante dieses Einschnitts sowie direkt daneben auf der Längskante des Streifens wurde jeweils ein Sensor angekoppelt (Ankopplung ähnlich wie in Abb. 3.23 links gezeigt). Dabei wurde darauf geachtet, daß der Abstand zwischen Sensormittelpunkt und gegenüberliegender

Plattenkante identisch war. Als Testsignale dienten Minenbrüche (0,3 mm, 2H) auf der den Sensoren gegenüberliegenden Längskante des Streifens. Der Einfallswinkel wurde in Schritten zu 15° variiert. Zur Auswertung wurde jeweils das erste Maximum der an den beiden Sensoren registrierten Signale miteinander verglichen, je Winkel wurden fünf Minenbrüche durchgeführt. Das Ergebnis der Messungen in Abb. 3.41 zeigt, daß die Empfindlichkeit erst ab Winkeln größer als 15° deutlich meßbar abnimmt.

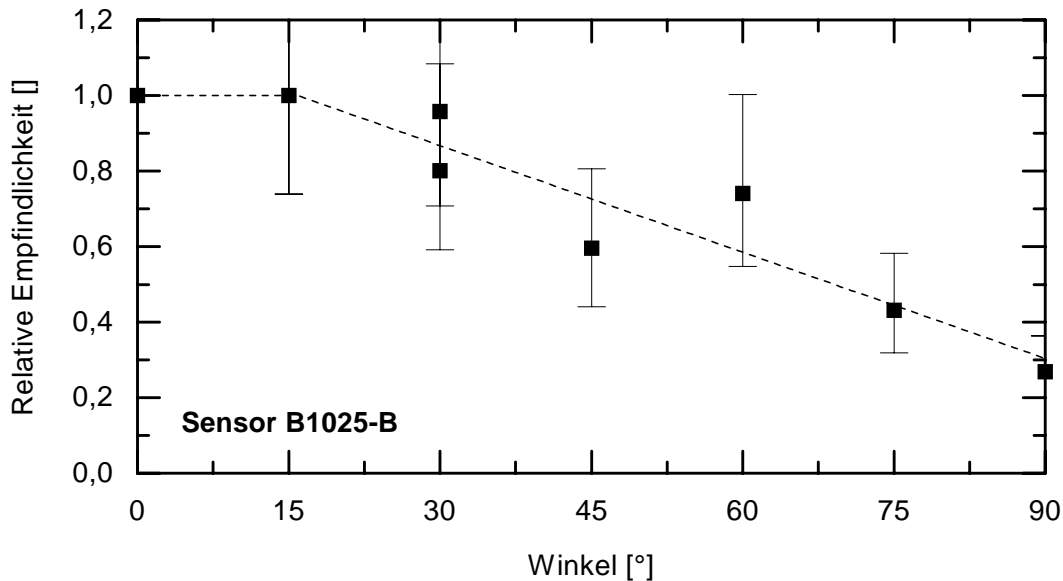


Abb. 3.41: Abhängigkeit der Empfindlichkeit des Sensortyps B1025-B vom Einfallswinkel der elastischen Welle (relative Empfindlichkeit = 1 bei 0°). Der Anfangsbereich ohne Empfindlichkeitsverlust sowie die Regressionsgerade für Werte $\geq 30^\circ$ sind gestrichelt eingezeichnet. Die Fehlerbalken kennzeichnen den Wertebereich der einzelnen Messungen.

Um die Winkelabhängigkeit bei der späteren Auswertung der Schallemissionssignale berücksichtigen zu können, wurde für die Meßwerte zwischen 30° und 90° eine lineare Regression durchgeführt. Als Ergebnis erhält man folgende Regressionsgerade, deren Gültigkeitsbereich für die weiteren Auswertungen auf den Bereich zwischen 15° und 90° festgelegt wurde:

$$E_{\vartheta} = 0,0094(\pm 0,0021)\vartheta + 1,1495(\pm 0,1274) \quad (3.13)$$

mit E_{ϑ} = winkelabhängige (relative) Empfindlichkeit und ϑ = Einfallswinkel der elastischen Welle in Grad. Als Fehlerbereich wurde in Gleichung 3.13 die Standardabweichung angegeben.

b) Vorverstärker und Kabel

Neben den Sensoren besitzen auch alle elektronischen Baugruppen eine spektrale Charakteristik (Übertragungsfunktion). Diese wurde analog zu dem in Abb. 3.33 gezeigten Verfahren unter Verwendung des Netzwerkanalysators (Network/Spectrum Analyzer 4195A, Hewlett Packard) ermittelt, wobei sich die Empfindlichkeit (nachfolgend auch als Durchlässigkeit bezeichnet) in diesem Fall direkt aus dem Amplitudenverhältnis von Antwortsignal zu Testsignal berechnet. Abb. 3.42 zeigt das Ergebnis für die verwendeten Kabel und Vorverstärker.

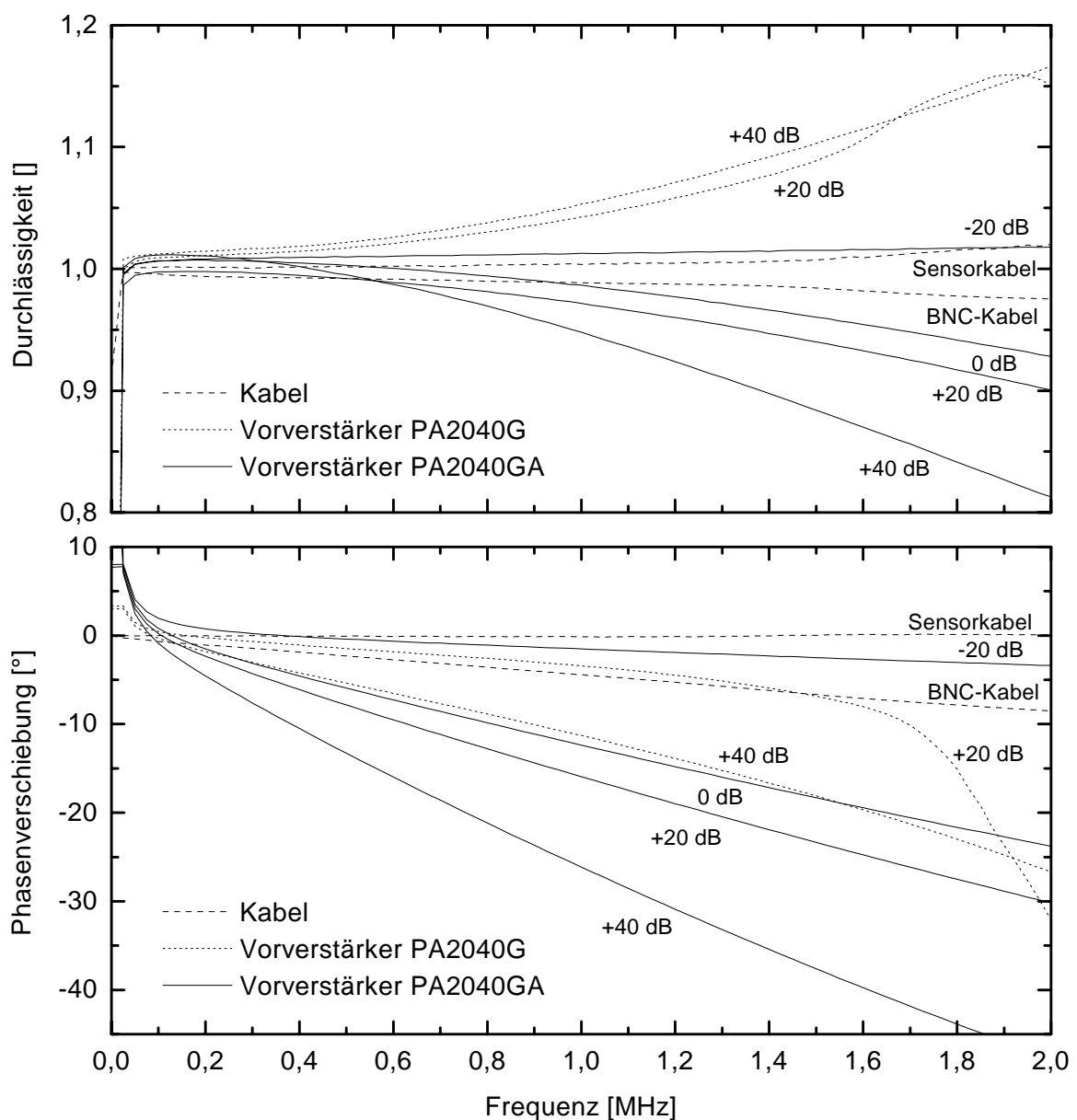


Abb. 3.42: Übertragungsfunktionen der verwendeten Kabel und Vorverstärker (Mittelwerte). Die dB-Werte geben die Einstellungen an den Vorverstärkern an.

Dabei wurde ein 0,91 m langes Sensorkabel für die Verbindung zwischen Sensor und Vorverstärker und ein 1,93 m langes BNC-Kabel für die Verbindung zwischen Vorverstärker und Hauptverstärkungseinheit verwendet. Man erkennt, daß die Durchlässigkeit aller Baugruppen eine nur schwache Frequenzabhängigkeit und vor allem keine großen Schwankungen aufweist. Außerdem treten im für die Schallemission relevanten Frequenzbereich fast nur lineare Phasenverschiebungen auf. Dies bedeutet, daß einerseits die durch diese Baugruppen hervorgerufenen Verzerrungen sehr gering sind und andererseits eine Korrektur der Wellenformen um die Übertragungsfunktion dieser Baugruppen ohne Einschränkung möglich ist.

c) Hauptverstärkungseinheit / Signal Conditioning Module (SCM) des F4000/F4012

Die Bestimmung der Übertragungsfunktion der Hauptverstärkungseinheit erfolgte in gleicher Weise wie bei den im vorhergehenden Abschnitt beschriebenen Baugruppen. Abb. 3.43 zeigt die Übertragungsfunktionen im Frequenzbereich zwischen 0 und 10 MHz (FTM4000) bzw. 0 und 5 MHz (F4000SCM). Im Gegensatz zur Baugruppe F4000SCM (F4000, 8-bit) besitzt die

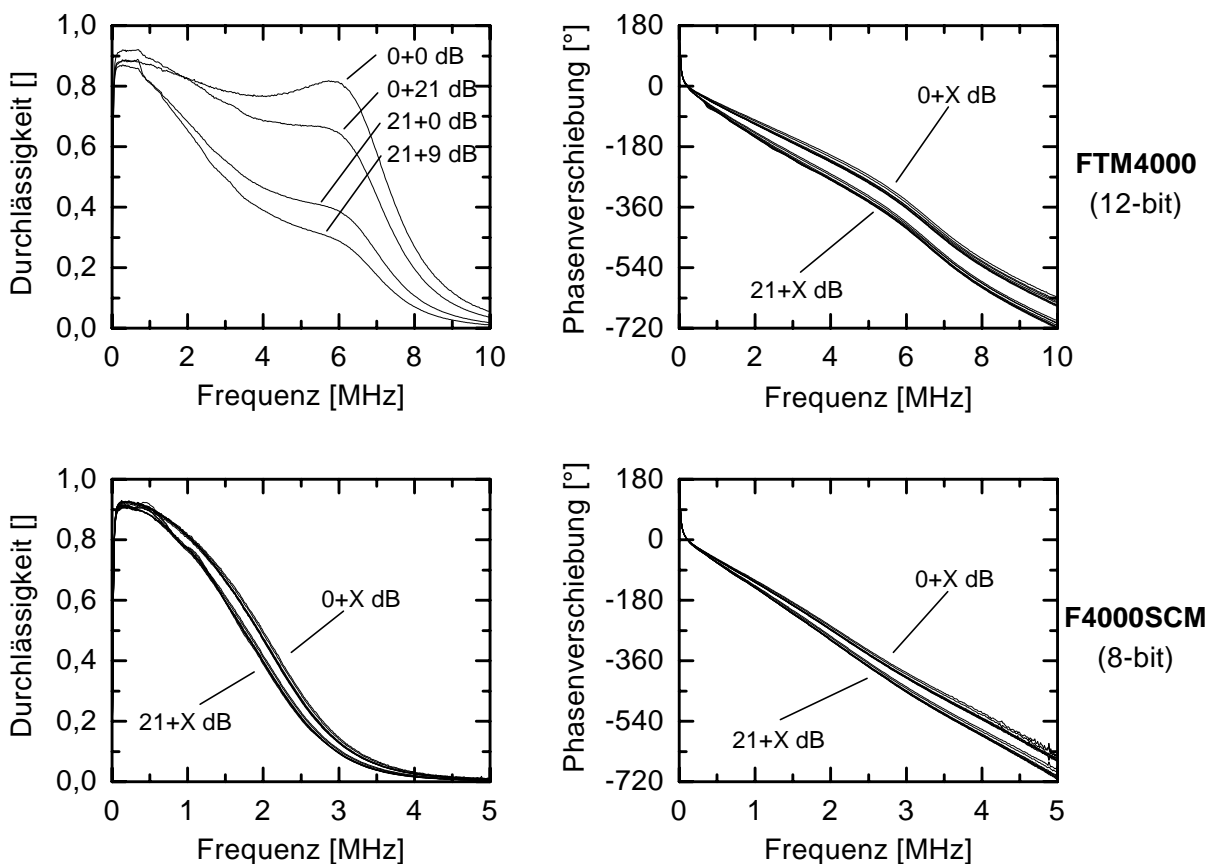


Abb. 3.43: Übertragungsfunktionen (Amplitude und Phase) der beiden Transientenrekorder; Filtereinstellungen wie bei den Messungen: 20-4000 kHz (FTM4000) und 20-1500 kHz (F4000SCM).

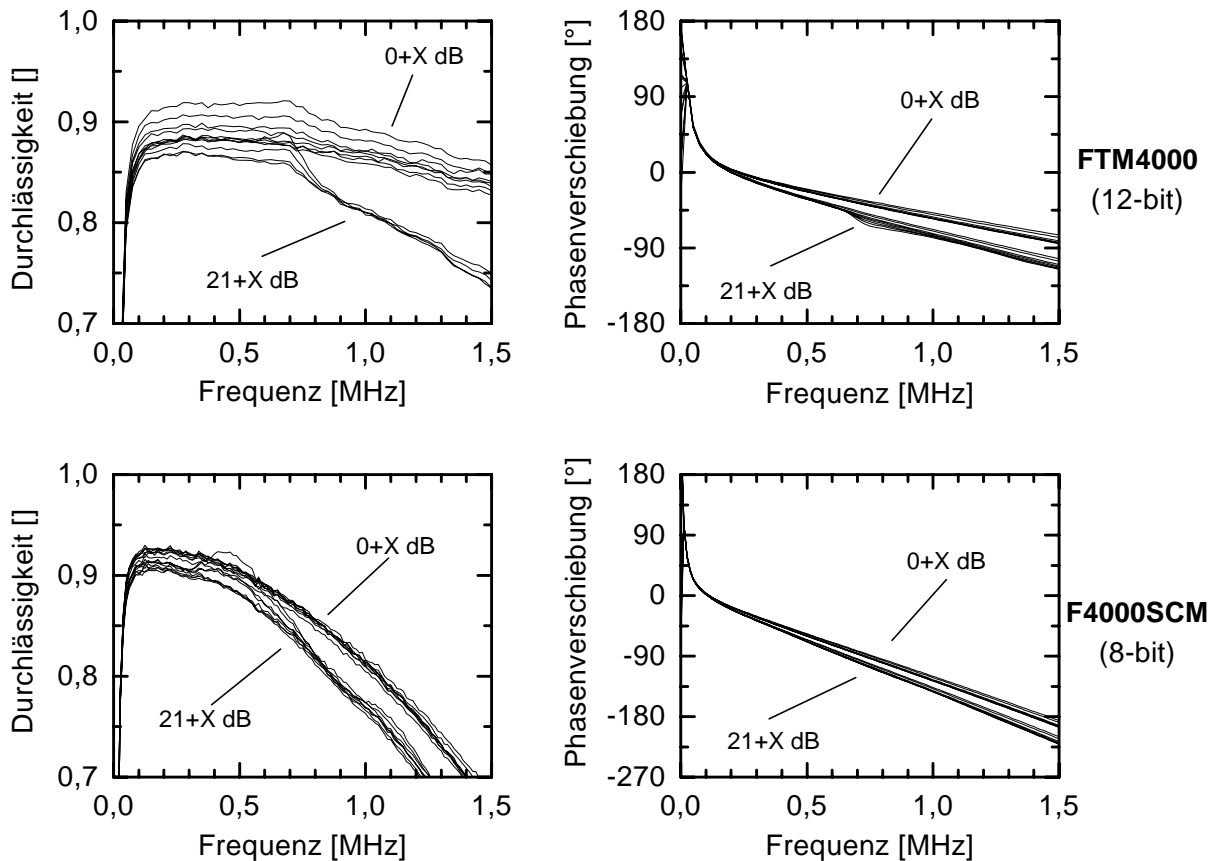


Abb. 3.44: Ausschnittsweise Darstellung der Übertragungsfunktionen von Abb. 3.43 für den bei SE-Signalen dominierenden Frequenzbereich; Filtereinstellungen wie bei den Messungen: 20-4000 kHz (FTM4000) und 20-1500 kHz (F4000SCM).

Baugruppe FTM4000 (F4012, 12-bit) eine Durchlässigkeit, die sowohl von der Grob- (0 oder 21 dB) als auch von der Feineinstellung (0-21dB in 3dB-Schritten) der Verstärkung abhängt. Daneben sieht man bei beiden Geräten deutlich die Wirkung der Tiefpaßfilter, welche im Fall des FTM4000 zwar keine besonders steilen Frequenzverläufe aufweisen, aber als Antialiasingfilter noch ausreichen. Der für die Schallemissionsmessung wichtige Frequenzbereich (0-1,5 MHz) ist als Ausschnittsvergrößerung nochmals in Abb. 3.44 dargestellt, so daß die Filterwirkung und die nichtlinearen Abweichungen in der Phasenverschiebung besser sichtbar werden. Zusammenfassend kann gesagt werden, daß auch im Fall der Hauptverstärkungseinheiten die Durchlässigkeit keine großen Schwankungen aufweist und außerdem fast nur lineare Phasenverschiebungen auftreten. Daher ist auch in diesem Fall eine Korrektur der Wellenformen um die Übertragungsfunktion für einen breiten Frequenzbereich möglich.

d) Polarität der aufgezeichneten Schallemissionssignale

Sowohl bei den Sensoren als auch bei den beiden Hauptverstärkungseinheiten hängt die Polungsrichtung bauartbedingt vom jeweils verwendeten Typ ab. Daher ergibt sich je nach Sensor-Verstärker-Kombination eine positive oder eine negative Spannung am Transienten-

rekorder für die gleiche Verschiebungsrichtung. Tab. 3.8 gibt für die Verschiebung aus der Oberfläche heraus das Vorzeichen der elektrischen Spannung für die verschiedenen möglichen Kombinationen an. Zur besseren Übersichtlichkeit wurde in dieser Arbeit für die Darstellung der Schallemissionssignale eine einheitliche Form gewählt. Dabei entsprechen positive Werte einer Verschiebung aus der Probenoberfläche heraus und negative Werte einer Verschiebung in die Oberfläche hinein.

Sensortyp	Hauptverstärkungseinheit	Vorzeichen der elektrischen Spannung des Aufgezeichneten Signals für eine Verschiebung aus der Probenoberfläche heraus
B1025-A, B1025-B,	F4000 (F4000SCM)	–
B1025-G	F4012 (FTM4000)	+
R6, R15, WD, UT1000	F4000 (F4000SCM)	+
	F4012 (FTM4000)	–

Tab. 3.8: Vorzeichen der elektrischen Spannung am Ende der Meßkette (A/D-Wandler) für die verschiedenen Sensor-Verstärker-Kombinationen.

3.5.3 Fehlerabschätzung

a) Sensorkalibrierung

Für *gleiche* Sensorpaare wurden Wiederholungsmessungen (Reziprozitätsmethode) mit exakt den selben Einstellungen durchgeführt, um die Reproduzierbarkeit der Meßergebnisse zu untersuchen. Dabei ergaben sich für die relative Empfindlichkeit und für die Phasenverschiebung im Fall der resonanten Sensortypen maximale Unterschiede von 10 %, während bei den bedämpften Sensortypen (B1025-A und B1025-B) im Frequenzbereich 200 kHz – 2 MHz die maximalen Unterschiede geringer als 1 % waren. Zusätzlich wurde untersucht, wie sich ein Verdrehen der Sensoren gegeneinander auswirkt. Hierbei wurden für die relative Empfindlichkeit Unterschiede von bis zu 4 % und für die Phasenverschiebung Unterschiede von bis zu 10% unabhängig vom Sensortyp gefunden. Ursache für diese Unterschiede sind vermutlich Fertigungstoleranzen, wie z.B. die unterschiedlich gute Planparallelität der Schutzplatten oder der piezoelektrischen Elemente.

Größere Unterschiede ergaben sich, wenn für *unterschiedliche* Sensorpaarungen des selben Typs gemessen wurden. Für die vorhandenen Sensoren war dieser Vergleich nur für die Sensortypen B1025-A und B1025-B möglich, da nur hier mehr als zwei Sensoren gleichen Typs

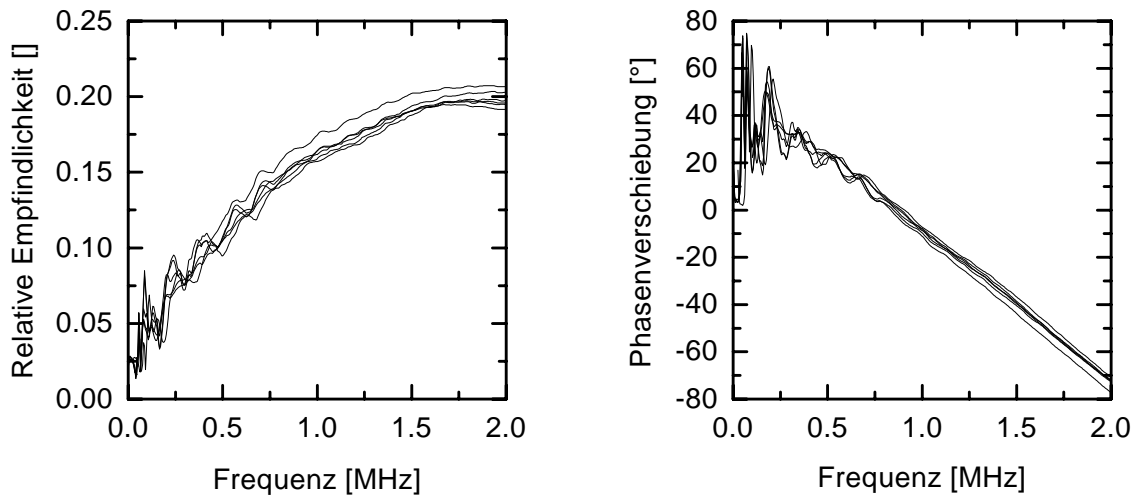


Abb. 3.45: Relative Kalibrierung des Sensortyps B1025-B für unterschiedliche Paarungen (Reziprozitätsmethode, 4 Sensoren / 6 verschiedene Paarungen).

zur Verfügung standen. Ein Beispiel zeigt Abb. 3.45. Während sich die Kurvenformen nur geringfügig änderten, ergab sich in einem Fall zusätzlich eine systematische Abweichung von ca. 10 %, die ebenfalls auf Fertigungstoleranzen zurückgeführt werden kann.

Die Genauigkeit der absoluten Kalibrierung wird von Breckenridge [1982] mit 10 % angegeben. Der mögliche Einfluß des Impedanzunterschieds bei Übertragung der Kalibrierung auf andere Werkstoffe ist zwar bekannt [Breckenridge 1982], wurde aber bisher noch nicht weiter untersucht.

b) Meßsystem

Temperaturschwankungen können auch geringe Schwankungen der Übertragungsfunktion der elektronischen Baugruppen hervorrufen und müssen daher weitgehend vermieden werden. Daneben ist bei der Messung unbedingt darauf zu achten, daß nicht durch falsche Verstärkungseinstellungen (insbesondere zu hohe Vorverstärkung) eine permanente Sättigung auftritt. Bei den vorliegenden Messungen konnten derartige Fehler durch Vorversuche weitgehend ausgeschlossen werden. Allerdings war die Bandbreite der auftretenden Signalamplituden so groß, daß bei den Versuchen mit vielen Ereignissen (MMCs) die Signale im A/D-Wandler vereinzelt übersteuert waren und dann bei Erreichen der Bereichsgrenzen von $\pm 0,5$ V abgeschnitten wurden.

Eine weitere mögliche Fehlerquelle ist die Sättigung der Datenerfassung, vgl. hierzu auch die Hinweise im letzten Absatz in Abschnitt 3.5.1.c. Bei den vorliegenden Messungen wurde daher einerseits versucht, eine derartige Sättigung zu vermeiden. Andererseits wurde die Auslas-

tung des Zwischenspeichers während der Versuche permanent beobachtet, so daß das Eintreten einer Sättigung festgestellt werden konnte. Alle Fälle, bei denen eine Sättigung aufgetreten ist, sind entsprechend gekennzeichnet.

3.6 Entfaltung von Schallemissionssignalen

Mittels der in den Abschnitten 3.5.2.a - 3.5.2.c dargestellten Kalibrierung der Schallemissionsmeßkette besteht die prinzipielle Möglichkeit, die mit dem Transientenrekorder aufgenommenen Wellenformen um die Filterwirkung der Meßkette zu korrigieren (Entfaltung). Im vorliegenden Abschnitt soll zunächst an Hand eines Beispiels der Einfluß der Meßkette auf ein aufgezeichnetes Signal verifiziert werden. Unter Berücksichtigung aller weiteren Störeinflüsse wird dann diskutiert, bei welchen Versuchen eine Korrektur möglich und notwendig ist.

3.6.1 Filterwirkung der Meßkette

Die Korrektur der Signale erfolgte durch Faltung des Zeitsignals mit der inversen Übertragungsfunktion des Meßsystems. Hierzu wurde das Signal zunächst mittels Fourier-Transformation in den Frequenzbereich transformiert (Rechteckfenster). Anschließend wurden die Beträge von Signal (B_{Signal}) und inverser Übertragungsfunktion ($B_{InvMeßsystem}$) multipliziert sowie die zugehörigen Phasenwinkel (P_{Signal} und $P_{InvMeßsystem}$) addiert, es gilt:

$$B_{Korr.} = B_{Signal} \cdot B_{InvMeßsystem} = \frac{B_{Signal}}{B_{Meßsystem}} = \frac{B_{Signal}}{\prod_i B_i} \quad (3.14)$$

und

$$P_{Korr.} = P_{Signal} + P_{InvMeßsystem} = P_{Signal} - P_{Meßsystem} = P_{Signal} - \sum_i P_i \quad (3.15)$$

mit folgender Zuordnung der Indizes: *Signal* = gemessenes Signal, *korr* = korrigiertes Signal, *Meßsystem* = Übertragungsfunktion des Meßsystems, *i* = die einzelnen Komponenten des Meßsystems und *InvSystem* = inverse Übertragungsfunktion des Meßsystems. Das korrigierte Zeitsignal errechnete sich dann durch anschließende Rücktransformation (inverse Fourier-Transformation) in den Zeitbereich.

Abb. 3.46 zeigt am Beispiel eines für diese Arbeit typischen Signals (Polycarbonat-Modellprobe Nr. 55, Faserbruchereignis an Sensor 1) den Frequenzbereich (Betrag und Phase) folgender Daten: (a) SE-Signal ohne Korrektur (vgl. Abb. 3.47a), (b) Charakteristik des Meßsy-

stems, (c) Charakteristik des invertierten Meßsystem und (d) SE-Signal nach der Korrektur (vgl. Abb. 3.47d). Die Übertragungsfunktion des Meßsystems beinhaltet in diesem Fall die folgenden Komponenten: Sensor, Kabel, Vorverstärker und Hauptverstärkungseinheit. Die geringe Empfindlichkeit des Meßsystems bei Frequenzen unterhalb 20 kHz wird durch die Verwendung des 20 kHz-Bessel-Hochpaßfilters sowie durch die Übertragungsfunktion der Vorverstärker verursacht (vgl. Abb. 3.44 und Abb. 3.42). Um Artefakte auszuschließen, muß deshalb bei der Faltung ein digitales Hochpaßfilter verwendet werden, dessen Grenzfrequenz 20 kHz beträgt (vgl. Abb. 3.46c). Die Berechnung der Phase erfolgt bei der Fourier-Transformation über die Arkustangensfunktion und ist daher nicht eindeutig. In der vorliegenden Arbeit wurde eine Darstellung gewählt, bei der aufeinanderfolgende Phasenwerte so dargestellt werden, daß ihre Differenz minimal ist.

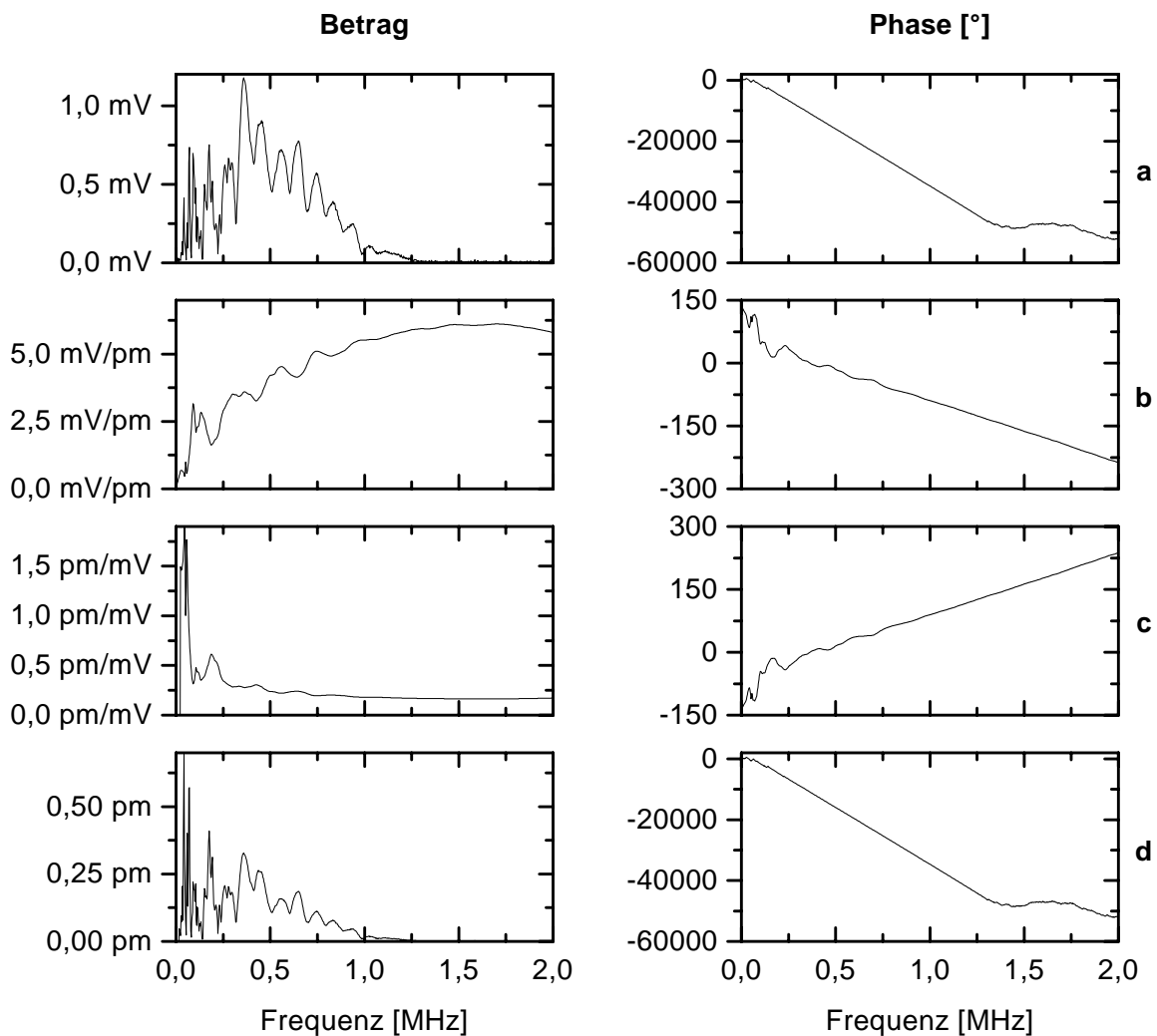


Abb. 3.46: Spektrale Charakteristik der zum Signalbeispiel gehörigen Daten (Betrag und Phase): (a) SE-Signal wie aufgezeichnet, (b) Meßsystem, (c) invertiertes Meßsystem und (d) SE-Signal nach der Faltung mit dem invertierten Meßsystem.

Abb. 3.47 zeigt für das oben gewählte Signalbeispiel (vgl. auch Abb. 3.46), wie sich das am A/D-Wandler aufgezeichnete Signal (a) durch Phasen- (b) und Amplitudenkorrektur (c) sowie durch eine Kombination beider (d) verändert. Es wird deutlich, daß die Signalform eine Veränderung erfährt, die nicht zu vernachlässigen ist. So führt die Phasenkorrektur im wesentlichen zu einer Gestaltsänderung und Verschiebung des Signals auf der Zeitachse, während durch die Amplitudenkorrektur die Höhe der Peaks gemäß ihrem Frequenzinhalt angepaßt wird. Es sei an dieser Stelle darauf hingewiesen, daß durch die Entfaltung auch Fehler in Form von nichtkausalen Effekten entstehen können, welche dann im Pretriggerbereich zur Verfälschung des Signals führen. Dieser Fall tritt insbesondere dann auf, wenn, im Gegensatz zum hier verwendeten Beispiel, am Ende des Signal-Zeitfensters noch relativ große Signalamplituden auftreten oder das Signalende selbst keine Amplitude nahe Null besitzt. Abb. 3.48

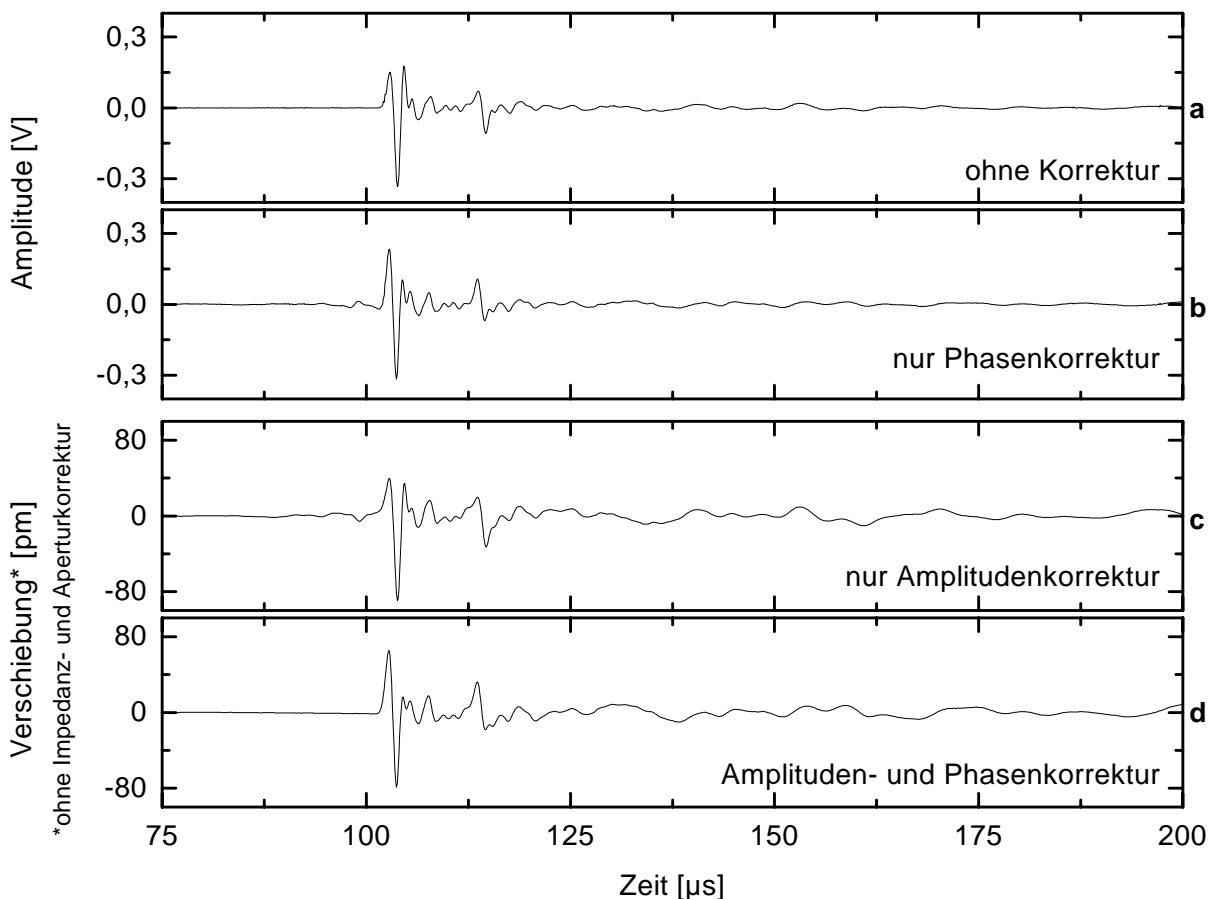


Abb. 3.47: Änderung der Wellenform eines Faserbruchereignisses durch Korrektur um die Systemcharakteristik: (a) gemessenes Signal, (b) nur Phasenkorrektur, (c) nur Amplitudenkorrektur und (d) korrigiertes Signal. Amplitude bei (a) und (b) nach Verstärkung um 26 dB. Die Verschiebung in (c) und (d) ist relativ zur Probenoberfläche, wobei positive Werte eine Verschiebung aus der Oberfläche heraus und negative Werte eine Verschiebung in die Oberfläche hinein kennzeichnen.

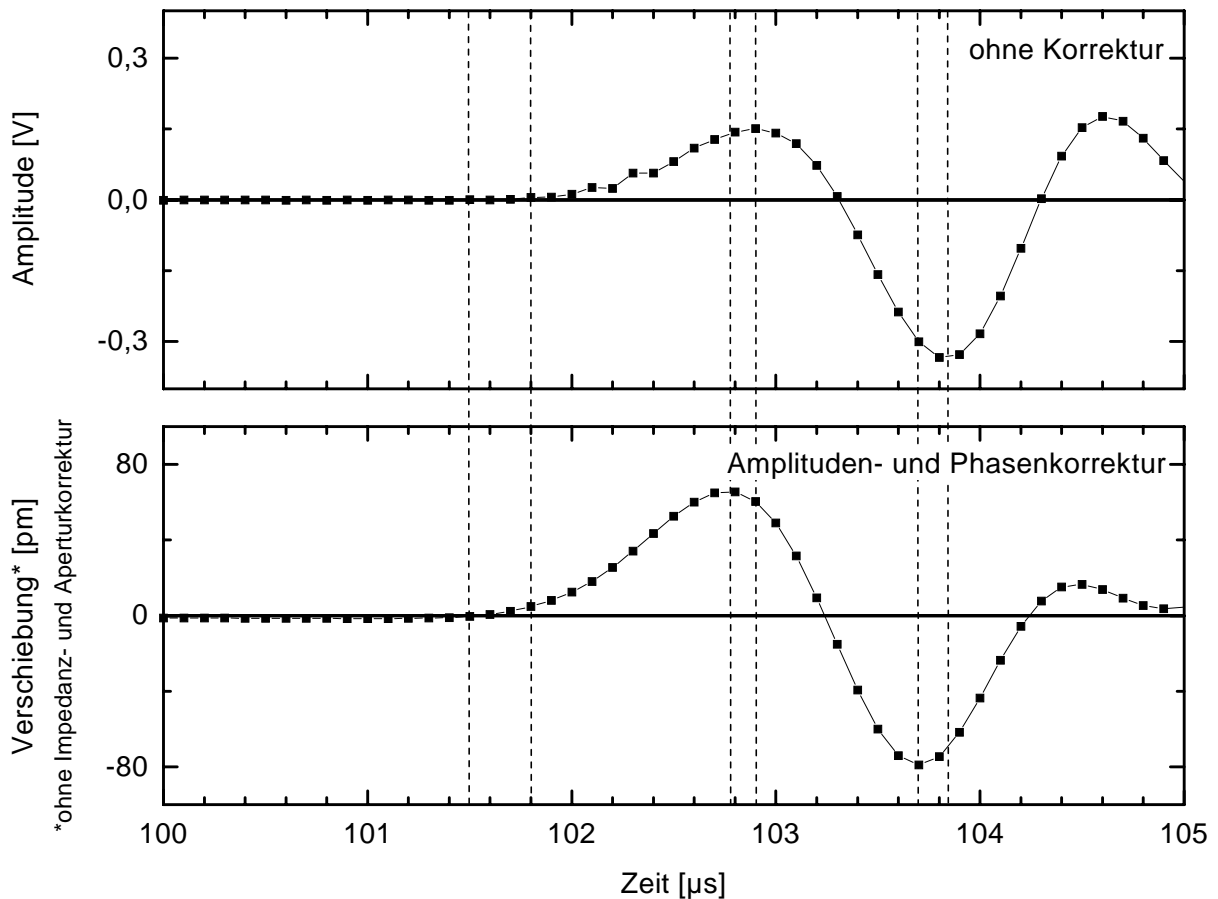


Abb. 3.48: Im vergrößerten Ausschnitt aus Abb. 3.47a und d wird die minimale Verschiebung der Wellenformen sichtbar. Die gestrichelten Linien kennzeichnen die Verschiebung des Ersteinsatzes sowie des jeweils ersten Maximums und Minimums.

zeigt vergrößerte Ausschnitte der Wellenformen aus Abb. 3.47a und d. Die nun sichtbare zeitliche Verschiebung der Signale liegt in der Größenordnung der Abtastzeit (Kurvenpunkte sind Datenpunkte) und ist beim Ersteinsatz am größten. Der hierdurch verursachte Fehler in der Ortung ist so gering, daß eine Signalkorrektur nur dann notwendig ist, wenn die Genauigkeit der Ortung von vorrangiger Bedeutung ist.

3.6.2 Impedanzunterschied

Neben den Verzerrungen, die durch die Meßtechnik bedingt sind, treten auch noch weitere Verzerrungen auf. Bei den vorliegenden Versuchen sind dies der Impedanzunterschied zwischen Prüfkörper und Sensorschutzplatte sowie der Apertureffekt, der durch den endlichen Durchmesser des Sensors hervorgerufen wird. Der Impedanzunterschied ist in dieser Arbeit bei allen Versuchen vorhanden, da die Absolutkalibrierung nur für Prüfkörper aus Stahl gilt. Je größer der Impedanzunterschied des Prüfkörperwerkstoffs gegenüber Stahl ist, desto größer ist auch der hierdurch hervorgerufene Fehler, welcher sich in Form eines Skalierungsfehlers äußert. Für senkrecht zur Sensorschutzplatte einfallende Longitudinalwellen kann eine Kor-

rektur erfolgen. Dabei gilt für das Verhältnis T zwischen der Amplitude der einfallenden Welle im Medium 1 (A_{Med1} , Werkstoff des Prüfkörpers) und der Amplitude der transmittierten Welle im Medium 2 (A_{Med2} , Werkstoff der Schutzplatte des Sensors) [vgl. Achenbach 1973, S. 187]:

$$T_{1,2} = \frac{A_{Med2}}{A_{Med1}} = \frac{2Z_1}{Z_1 + Z_2} \quad (3.16)$$

mit Z_i = akustische Impedanz im Medium i .

Um für einen beliebigen Werkstoff die wahre Oberflächenverschiebung zu erhalten muß das Signal mit dem Korrekturfaktor für den Impedanzunterschied (K_{Imp}) multipliziert werden, welcher folgendermaßen definiert ist:

$$K_{Imp} = \frac{T_{Stahl,Sensor}}{T_{Werkstoff,Sensor}} = \frac{Z_{Stahl}(Z_{Sensor} + Z_{Werkstoff})}{Z_{Werkstoff}(Z_{Sensor} + Z_{Stahl})} \quad (3.17)$$

Dabei wurde davon ausgegangen, daß die Absolutkalibrierung des Sensors am Werkstoff Stahl durchgeführt wurde. Der Korrekturfaktor gilt streng genommen nur für den Fall einer

Werkstoff	akust. Impedanz [MPa s/m]	K_{imp} []
Stahl (Werkstoff bei Sensorkalibrierung)	46,5 ^a	(1,0)
Al ₂ O ₃ (Schutzplatte Sensor)	32,4 ^a	(1,2)
Polycarbonat PC 3200	2,7	7,8
AA1050	17,1	1,7
Al ₂ O _{3f} , quer zur Faserrichtung	21,7	1,5
Al ₂ O _{3f} , längs zur Faserrichtung	22,5	1,4
AA6061	17,2	1,7
6061-SiC _p	18,4	1,6
M124	18,5	1,6
M124-Saffil	19,2	1,6

^aDie Berechnung der Werte für Stahl und Al₂O₃ erfolgte auf der Grundlage von Literaturwerten [Krautkrämer und Krautkrämer 1986]

Tab. 3.9: Impedanzen und Korrekturfaktoren der in dieser Arbeit untersuchten Werkstoffe für Longitudinalwellen, basierend auf den Dichte- und Schallgeschwindigkeitsmessungen (vgl. Tab. 4.1, Tab. 5.1 und Tab. 5.2) soweit nicht anders angegeben.

senkrecht auf die Sensorschutzplatte einfallenden Longitudinalwelle. Für andere Wellenmoden und Einfallrichtungen kann dieser Wert nur als Schätzwert dafür dienen, wie groß der Einfluß des Impedanzunterschieds ungefähr ist. Sofern nur ein und derselbe Werkstoff untersucht wird und eine absolute Quantifizierung der Oberflächenverschiebung nicht notwendig ist, sind die Amplituden verschiedener Messungen auch ohne Impedanzkorrektur miteinander vergleichbar. Tab. 3.9 zeigt für die in dieser Arbeit untersuchten Werkstoffe die Impedanzen und Korrekturfaktoren für Longitudinalwellen. Bei den MMCs ist der Korrekturfaktor durchgehend kleiner als oder gleich 1,7 und kann daher ggf. in erster Näherung noch vernachlässigt werden, während er bei Polycarbonat 7,8 beträgt und daher für quantitative Betrachtungen berücksichtigt werden muß.

3.6.3 Sensorapertur

Eine Verzerrung des Signals durch den Einfluß der Apertur tritt immer dann auf, wenn die Ausbreitungsrichtung der elastischen Welle nicht senkrecht zur Schutzplatte des Sensors orientiert ist. Bei den in dieser Arbeit durchgeführten Versuchen betrifft dies vor allem die Zugversuche an Polycarbonat-Modellproben sowie die Zugversuche an den verschiedenen MMCs, während bei den Druckversuchen an MMCs dieser Effekt nur dann einen entscheidenden Einfluß besitzt, wenn Oberflächenwellen auftreten. Die größte Verzerrung entsteht dann, wenn die Ausbreitungsrichtung parallel zur Schutzplatte orientiert ist, wie dies z. B. bei Oberflächen- oder Plattenwellen der Fall ist. Hierfür kann die auftretende Verzerrung unter der Voraussetzung einer ebenen Wellenfront mittels Gleichung 3.10 berechnet werden. Eine Korrektur der Wellenformen ist jedoch aus folgenden Gründen schwierig und daher nicht ohne weiteres durchführbar:

- Wenn verschiedene Wellenmoden und damit auch verschiedene Schallgeschwindigkeiten gleichzeitig auftreten, kommt es zur Überlagerung unterschiedlicher Aperturfunktionen. Vor einer Korrektur der Wellenformen müßten in diesem Fall die Wellenmoden voneinander getrennt werden.
- Einerseits ist die experimentelle Bestimmung der Aperturfunktion schwierig, da hier die Einflüsse der Schallschwächung berücksichtigt werden müssen. Andererseits ist eine Berechnung mittels Gleichung 3.10 möglich. Allerdings ist zu beachten, daß die Nullstellen in der Korrekturfunktion zu Singularitäten führen. Während die den Singularitäten zugehörigen Frequenzen ausgeklammert werden können, führen schon geringe Fehler in der Umgebung der Singularitäten zu großen Fehlern bei der Entfaltung.

- Wenn sich Wellen mit verschiedener Ausbreitungsrichtung überlagern (z. B. durch Reflexion), kommt es zu zusätzlichen komplexen Interferenzen.

An Hand des in Abschnitt 3.6.1 gezeigten Beispiels sollen nun der Einfluß der Apertur sowie die Korrekturmöglichkeiten aufgezeigt werden. Als Ausgangssignal hierfür dient das nun zusätzlich um den Impedanzunterschied korrigierte Signal aus Abb. 3.47d (Korrekturfaktor für Polycarbonat: 7,8). Abb. 3.49 zeigt jeweils Zeitsignal, Spektrum und angewandte Aperturfunktion für das Ausgangssignal (a) sowie die Resultate nach Berücksichtigung verschiedener Aperturfunktionen (b-e). Die Berechnung der Aperturfunktionen erfolgte unter der Annahme, daß es sich um den Grundmode der symmetrischen Plattenwellen handelt. Hierzu wurde zunächst die Dispersionskurve der Gruppengeschwindigkeit (vgl. Abschnitt 3.2.3) aus den elastischen und geometrischen Kennwerten der Probe berechnet, woraus dann mittels Gleichung 3.10 die Aperturfunktion berechnet wurde. Bei der direkten Anwendung der Aperturfunktion (vgl. Abb. 3.49b) kommt es bei der Entfaltung wie oben erwähnt auf Grund von Singularitäten zu einer starken Signalverzerrung mit Effekten wie bei einem nichtkausalen Filter. Zur Unterdrückung dieses unerwünschten Effekts wurde die berechnete Aperturfunktion unter Verwendung verschiedener Intervallbreiten geglättet¹ und anschließend auf ihren Maximalwert normiert². Die Abb. 3.49c-e zeigen die durch Anwendung dieser veränderten Aperturfunktionen resultierenden Ergebnisse. Dabei ist in der linken Spalte zur besseren Vergleichbarkeit jeweils neben der geglätteten Aperturfunktion (durchgezogene Linie) auch die ursprüngliche Aperturfunktion (punktierter Linie) abgebildet. Es zeigt sich, daß im vorliegenden Beispiel der Einfluß der Singularitäten ab einer Glättungsintervallbreite von 250 kHz sehr gut unterdrückt werden kann. Des weiteren ergeben sich je nach angewandter Aperturfunktion Amplitudenunterschiede in der Größenordnung eines Faktors zwei. Zusammenfassend kann gesagt werden, daß alle Umrechnungen von Signalamplitude in wahre Oberflächenverschiebung mit einer relativ großen Unsicherheit behaftet sind, sofern der Apertureinfluß berücksichtigt werden muß.

¹ Gewichtete Glättung mit dreieckiger Gewichtsfunktion, verschiedene Intervallbreiten zwischen 100 kHz und 700 kHz.

² Aufgrund von Randeffekten ergeben sich bei der Glättung vor allem im Frequenzbereich nahe 0 Hz zu kleine Werte. Dieser Effekt kann durch die Normierung beseitigt werden.

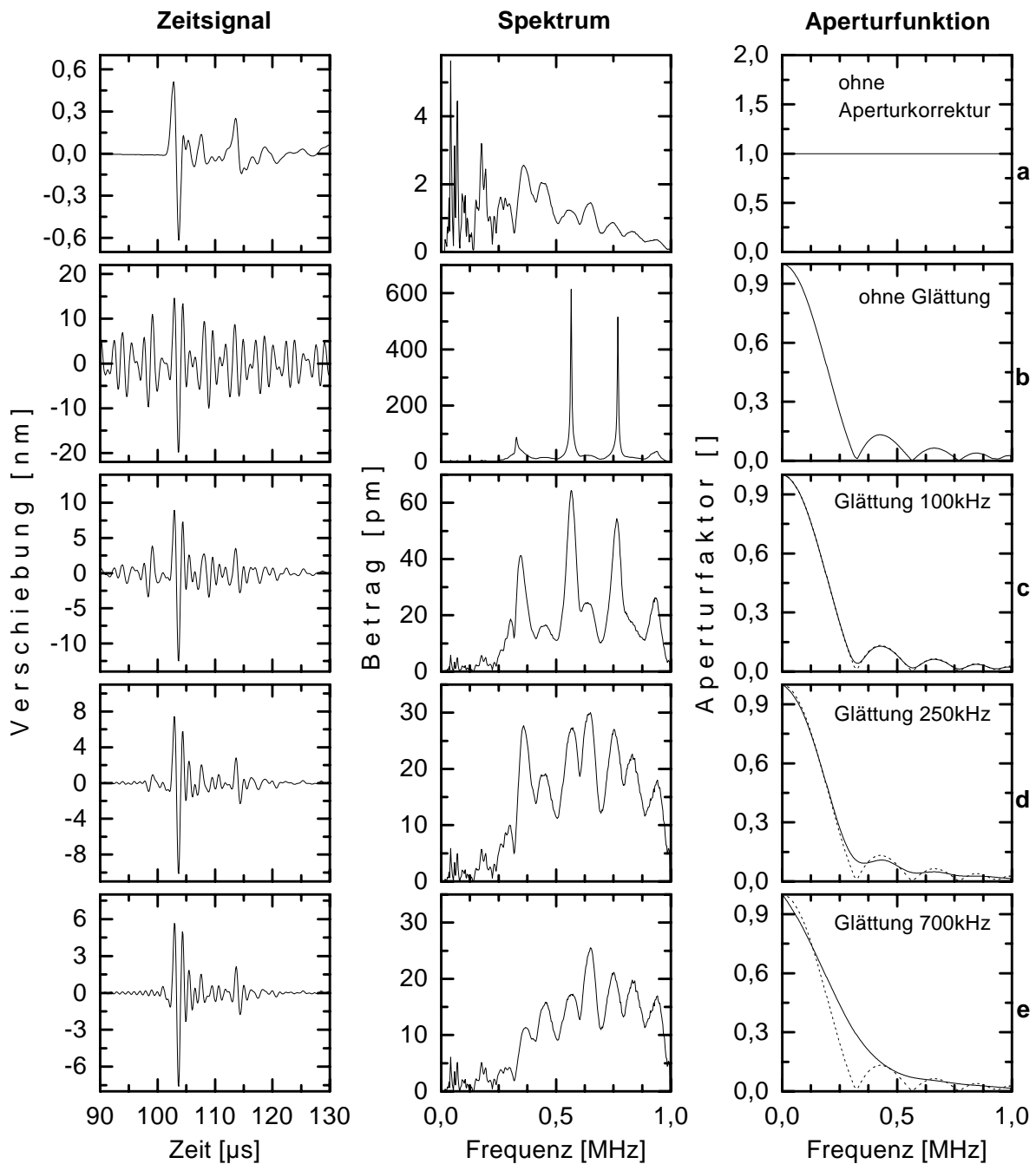


Abb. 3.49: Zeitsignale mit jeweils zugehörigem Spektrum und Aperturfunktion: (a) Ausgangssignal (Faserbruchsignal nach Entfaltung und Impedanzkorrektur, vgl. auch Abb. 3.47), (b)-(e) Resultate nach Berücksichtigung verschiedener Aperturfunktionen. In (c)-(e) ist zur besseren Vergleichbarkeit jeweils neben der geglätteten Aperturfunktion (durchgezogene Linie) auch die ursprüngliche Aperturfunktion (punktirierte Linie) abgebildet.

3.6.4 Anwendung der Entfaltung im Rahmen dieser Arbeit

Während die Entfaltung bezüglich des Meßsystems und des Impedanzunterschieds unproblematisch und einfach durchzuführen ist, ist die Entfaltung bezüglich des Apertureinflusses nicht ohne weiteres möglich. So können bei letzterer selbst bei Anwendung von Glättungs-

algorithmen nichtkausale Effekte nicht vollständig unterdrückt werden, weshalb die Interpretation der Wellenformen dann erschwert wenn nicht gar mehrdeutig wird. Daher wurde bis auf eine Ausnahme¹ bei allen Wellenformen auf eine Entfaltung bezüglich des Apertureinflusses verzichtet.

Es stellt sich nun die Frage, inwieweit eine Entfaltung bezüglich des Meßsystems und des Impedanzunterschieds zur Interpretation der Wellenformen notwendig ist. Wie am Beispiel in Abschnitt 3.6.1 gezeigt, erfährt die Wellenform durch das Meßsystem eine merkliche Veränderung. Diese ist immer dann nicht mehr zu vernachlässigen, wenn bestimmte Parameter, wie z. B. die Amplitude des ersten Maximums, aus der Wellenform extrahiert werden. Bei der Ortung hingegen spielt der durch das Meßsystem verursachte Fehler nur eine untergeordnete Rolle, solange die absolute Genauigkeit der Ortung nicht von Bedeutung ist und der Ersteintritt durch Anwendung eines konstanten Schwellenwerts bestimmt wird. Denn wie im Beispiel in Abb. 3.48 gezeigt, entsteht durch die Phasencharakteristik des Meßsystems vor allem ein systematischer Fehler, der z. B. auf das Auffinden von stark lokalisierter Schädigung mittels Ortung keinen Einfluß hat.

In der vorliegenden Arbeit wurden die Wellenformen der *Einzelfaserproben* bis auf wenige Ausnahmen, bei denen die Übereinstimmung von verschiedenen Wellenformen im Vordergrund stand, bezüglich des Meßsystems und des Impedanzunterschieds entfaltet. Damit bestand dann auch die Möglichkeit, an konkreten Problemstellungen den Einfluß der Entfaltung auf bestimmte Wellenformparameter, wie z. B. die der Amplitude des ersten Maximums, zu diskutieren. Dagegen wurde bei den Wellenformen der MMCs auf eine Entfaltung vollständig verzichtet, da hier die Interpretation der Wellenformen im Vordergrund stand und bis auf eine Ausnahme keine Signalparameter extrahiert wurden. Zudem hat sich dort gezeigt, daß der Frequenzbereich des vorhandenen Meßsystems für eine Entfaltung nicht ausreicht. Bei allen nicht entfaltenen Wellenformen entspricht die Amplitude der am A/D-Wandler anliegenden Spannung. Die jeweils zugehörige Signalverstärkung ist im Anhang in Tab. B.2 für die Einzelfaserproben und in Tab. C.1 für die MMCs dokumentiert.

¹ Wie sich in Abschnitt 7.1.1 herausgestellt hat, ist eine Korrektur um den Apertureinfluß nur dann notwendig, wenn die momentane Frequenz eines Signals mit den frequenzabhängigen Ersteintrittszeiten eines Wellenmodes verglichen werden soll. Eine derartige Berechnung wurde im Rahmen dieser Arbeit jedoch nur exemplarisch an einer Wellenform in dem zuvor genannten Abschnitt durchgeführt. Zur Definition der momentanen Frequenz vgl. [Buttkus 1991, S. 39 f.]

4 Ergebnisse der Untersuchungen an Einzelfaser-Modellproben

Die Darstellung der Ergebnisse gliedert sich in zwei Kapitel. Im vorliegenden Kapitel werden die Versuche an den Einzelfaser-Modellproben dargestellt, deren Ziel es war, das Zustandekommen der Wellenformen zu klären. Hierbei wurde als Quellmechanismus vorwiegend der Faserbruch untersucht, welcher in definierter Art und Weise erzeugt werden konnte, und dessen eindeutige Identifikation mittels optischer in-situ Beobachtung möglich war. Andere Quellmechanismen wurden nur dann in die Untersuchungen mit einbezogen, wenn zu vermuten war, daß sie zusätzlich zur Aufklärung des Zustandekommens der Wellenformen beitragen. Im sich anschließenden Kapitel werden die Ergebnisse der Metallmatrix-Verbundwerkstoffe präsentiert, wo sowohl die Charakterisierung der einzelnen Schallemissionsereignisse als auch die Charakterisierung von Schädigungsabläufen mittels Schallemissionsanalyse im Mittelpunkt stehen.

4.1 Eigenschaften von Plattenwellen in dünnen Polycarbonatfolien

Als Grundlage für die Berechnung der Grenzfrequenzen und Dispersionskurven wurden die am Massivwerkstoff ermittelten Eigenschaften herangezogen. Die Berechnung und Darstellung der Grenzfrequenzen und Dispersionskurven erfolgte dabei für Polycarbonatfolien der Dicke 0,4 mm, was der nominellen Probendicke entspricht. Kontrollmessungen an den Modellproben ergaben jedoch, daß die Probendicke einer gewissen Schwankung unterliegt, vgl. auch Tab. B.1 im Anhang. Da für die Dispersionskurven gilt, daß das Produkt aus Frequenz und Plattendicke bei sonst gleichem Werkstoff konstant ist, können die Frequenzwerte der 0,4 mm dicken Folien für abweichende Probendicken direkt in die tatsächlichen Frequenzwerte durch Multiplikation mit einem konstanten Faktor angepaßt werden:

$$f = f_{0,4} \frac{0,4 \text{ mm}}{h} \quad (4.1)$$

mit $f_{0,4}$ = Frequenz für 0,4 mm dicke Proben, h = tatsächliche Probendicke, f = tatsächliche Frequenz.

4.1.1 Dichte und Schallgeschwindigkeiten im Massivwerkstoff

Das Ergebnis der Dichtemessung und die mittels Laufzeitmessung ermittelten Schallgeschwindigkeiten im Massivwerkstoff sowie die daraus errechneten elastischen Konstanten für Polycarbonat PC 3200 zeigt Tab. 4.1. Diese Meßwerte dienen als Grundlage für die Berechnung der Dispersionskurven von Polycarbonatfolien.

Polycarbonat PC3200	
Dichte [Mg/m^3]	$1,201 \pm 0,005$
Schallgeschwindigkeit der Longitudinalwelle [m/s]	2208 ± 30
Schallgeschwindigkeit der Scherwelle [m/s]	917 ± 13
Elastizitätsmodul [GPa]	$2,82 \pm 0,11$
Schermodul [GPa]	$1,01 \pm 0,04$
Querkontraktionszahl [-]	$0,40 \pm 0,05$

Tab. 4.1: Dichte und Schallgeschwindigkeiten im unbegrenzten Medium sowie die daraus errechneten elastischen Konstanten von Polycarbonat PC3200.

4.1.2 Grenzfrequenzen

Die Existenzbereiche der verschiedenen Plattenwellenmoden sind in Abb. 4.1 für eine 0,4 mm dicke Polycarbonatfolie graphisch dargestellt. Man erkennt, daß im Frequenzbereich unterhalb

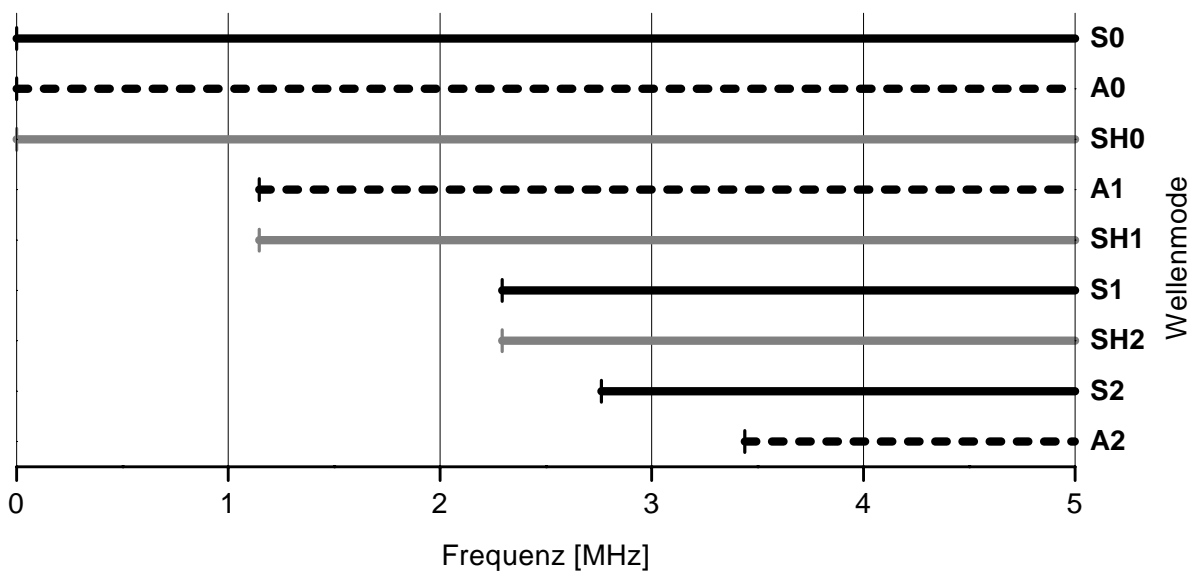


Abb. 4.1: Existenzbereiche der Grundmoden und der ersten beiden höheren Moden der Plattenwellen, berechnet für Polycarbonatfolien der Dicke 0,4 mm (S = symmetrische Dehnwelle, A = antisymmetrische Biegewelle und SH = horizontal polarisierte Scherwelle).

von 1 MHz nur die drei Grundmoden S_0 , A_0 und SH_0 erlaubt sind. Dabei bedeutet S = symmetrische Dehnwelle, A = antisymmetrische Biegewelle und SH = horizontal, d. h. in Richtung der Plattenebene polarisierte Scherwelle. Der Existenzbereich des nächsthöheren symmetrischen Mode S_1 beginnt sogar erst oberhalb 2 MHz. Dies bedeutet, daß im Frequenzbereich unterhalb von 1 MHz (für den S -Mode sogar bis unterhalb 2 MHz) für jede Modenart ein eindeutiger Zusammenhang zwischen Frequenz und Schallgeschwindigkeit besteht.

4.1.3 Dispersionskurven

Aufgrund der hohen Schallschwächung in Polycarbonat (vgl. nächsten Abschnitt) dominieren in den aufgezeichneten Schallemissionssignalen die Frequenzen im Frequenzbereich unterhalb von 1 MHz. Daher erfolgte die Berechnung der Dispersionskurven nur für die in diesem Frequenzbereich existenten Moden (A_0 , S_0 und SH_0), wobei die Dispersionskurven des A_0 -Mode auf Grundlage der Näherungslösung nach Mindlin [1951] berechnet wurden, während für die Berechnung des S_0 -Mode die Rayleigh-Lamb-Gleichung numerisch gelöst wurde, da die von Mindlin und Medick [1959] hierfür vorgeschlagene Näherungslösung bei höheren Frequenzen zu ungenau wird. Der Grundmode für SH -Wellen ist nichtdispersiv und besitzt dieselbe Schallgeschwindigkeit wie Scherwellen im Massivwerkstoff. Abb. 4.2 zeigt für Polycarbonat die nichtdispersiven Schallgeschwindigkeiten des elastischen Halbraums sowie die Dispersionskurven des A_0 -Mode und S_0 -Mode für eine Plattendicke von 0,4 mm. Zusätzlich ist noch die nach der klassischen Theorie berechnete frequenzunabhängige Schallgeschwindigkeit des S_0 -Mode eingezeichnet. Für die in aller Regel breitbandigen Schallemissionssignale sind die Gruppengeschwindigkeiten von Bedeutung. Während die Gruppengeschwindigkeit des symmetrischen Grundmode bis etwa 0,6 MHz als näherungsweise konstant angenommen werden kann, ist dies für den antisymmetrischen Grundmode für Frequenzen oberhalb von 0,4 MHz der Fall. Diese Frequenzbereiche sind für die Schallemissionsanalyse von Bedeutung, weil es dort einerseits zu keiner Signalveränderung durch Dispersion kommt, und weil andererseits bei einer Dominanz dieser Frequenzbereiche die Ortung unter Annahme einer konstanten Schallgeschwindigkeit durchgeführt werden kann.

Die experimentelle Bestimmung der Dispersionskurven (Gruppengeschwindigkeit) war nur für den Fall des S_0 -Mode möglich (Anregung auf der Plattenkante), da selbst bei Anregung auf der Plattenfläche neben dem A_0 -Mode auch der S_0 -Mode so stark angeregt wurde, daß er bei Frequenzen oberhalb 100 kHz dominierte. Die unter Verwendung des Netzwerkanalysators (lastfrei) gemessene Dispersionskurve für die S_0 -Gruppengeschwindigkeit ist in Abb. 4.3

dargestellt, wobei eine Auswertung nur im Frequenzbereich bis 1,3 MHz möglich war, da bei höheren Frequenzen die Schallschwächung so groß ist, daß das Meßsignal durch das Rauschen überdeckt wird. Vor allem im Bereich oberhalb 0,4 MHz ergibt sich eine hervorragende Übereinstimmung mit der aus der Rayleigh-Lamb-Gleichung berechneten Dispersionskurve, während bei Frequenzen unterhalb von 0,4 MHz größere Abweichungen in Form von Oszillationen auftreten, welche auf die Ausbildung von Stehwellen im Prüfkörper zurückzuführen sind. In ergänzenden Versuchen hat sich außerdem gezeigt, daß die Gruppengeschwindigkeit des symmetrischen Grundmode ebenso wie die Schallschwächung nur marginal durch das Aufbringen der Last beeinflusst wird, vgl. auch Abschnitt E im Anhang.

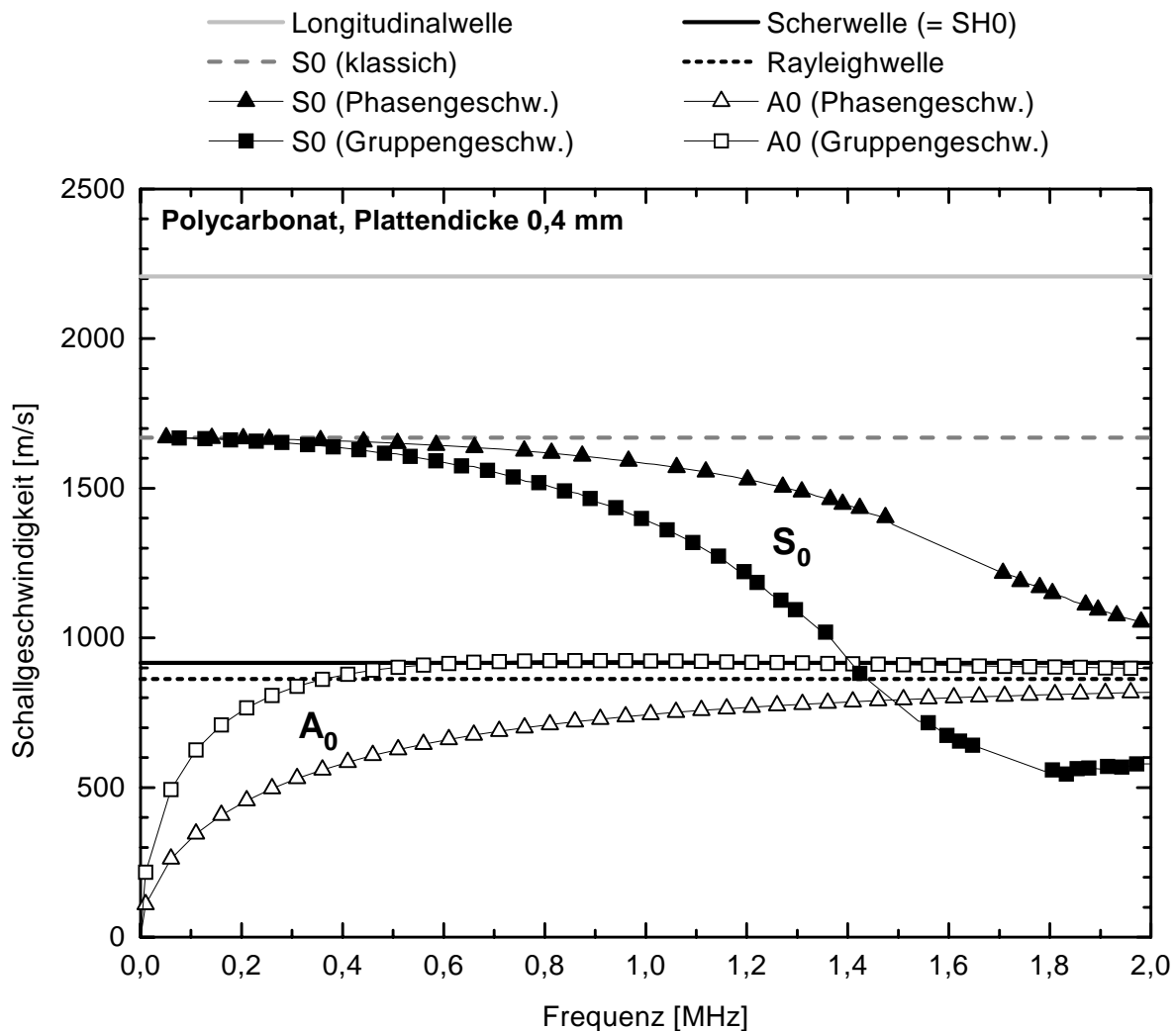


Abb. 4.2: Schallgeschwindigkeiten von Polycarbonat im elastischen Halbraum sowie berechnete Dispersionskurven der Grundmoden in Polycarbonatfolien mit einer Dicke von 0,4 mm.

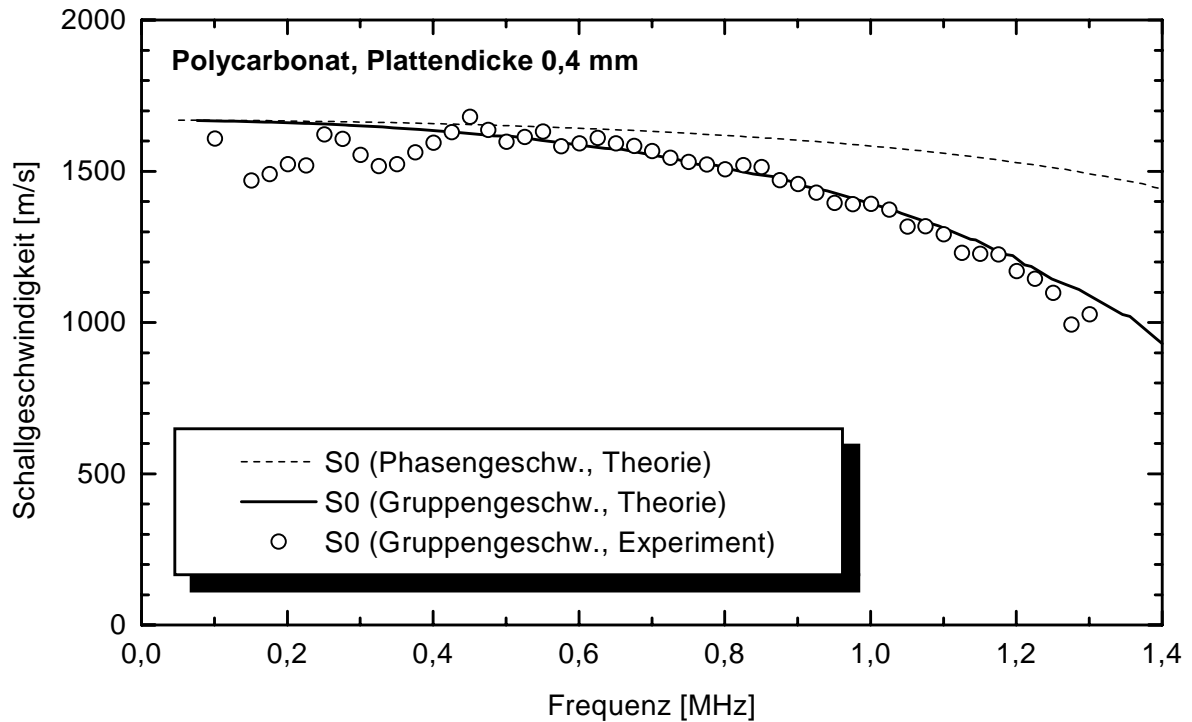


Abb. 4.3: Dispersionskurven des symmetrischen Grundmode in Polycarbonatfolien mit einer Dicke von 0,4 mm: Gruppengeschwindigkeit (Theorie und Experiment im Vergleich) und Phasengeschwindigkeit (nur Theorie).

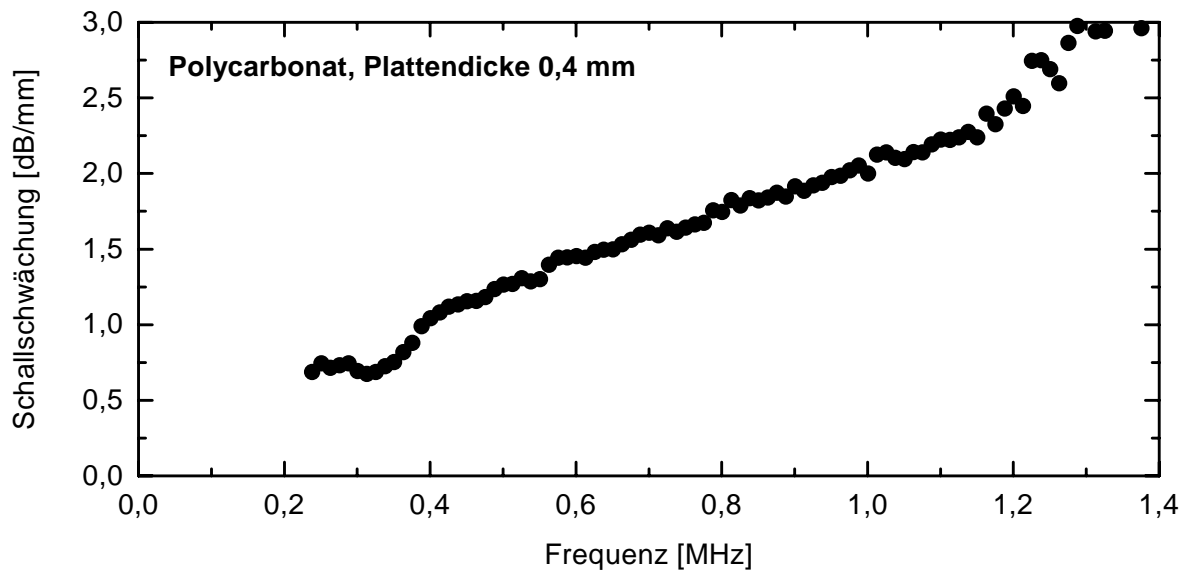


Abb. 4.4: Schallschwächung des symmetrischen Grundmode in Polycarbonatfolien mit einer Dicke von 0,4 mm.

4.1.4 Schallschwächung

Die Frequenzabhängigkeit der Schallschwächung des symmetrischen Grundmode zeigt Abb. 4.4. Wie man sieht, ist der Schallschwächungskoeffizient näherungsweise proportional zur Frequenz. Dies deutet darauf hin, daß es sich bei dem der Schallschwächung zugrunde

liegenden Mechanismus vorwiegend um Absorption (Innere Reibung) handelt. Aufgrund des relativ großen Sensordurchmessers und der im Vergleich hierzu nur kurzen Meßstrecke kann von einer ebenen Welle ausgegangen werden. Geometrische Effekte wie Strahlaufweitung sind deshalb bei der gewählten Meßanordnung nicht zu erwarten. Unterhalb von 0,2 MHz kam es aufgrund der in diesem Frequenzbereich relativ geringen Schallschwächung zu Resonanzen in der Probe, weshalb eine Messung der Schallschwächung in diesem Frequenzbereich mit der hier angewandten Methode nicht möglich war. Nach oben hin war die Messung durch den Signal-Rausch-Abstand der Meßapparatur begrenzt. Bei Frequenzen oberhalb von 1,3 MHz war die Schallschwächung so groß, daß das Meßsignal durch das Rauschen überdeckt wurde. Die Absolutwerte stehen in guter Übereinstimmung mit Messungen von Wolters [1989], welcher an einem Zugstab aus Polycarbonat eine Schallschwächung von 0,6 dB/mm bei 175 kHz (Resonanzfrequenz des Sensors) gemessen hat (Minenbrüchanregung).

4.2 Wellenform der durch Faserbruch erzeugten Schallemissions-signale

Alle Proben der in diesem Abschnitt gezeigten Versuche waren Proben mit jeweils einer Glasfaser (E-Glas) in Plattenmitte (bezogen auf die Probendicke). Der Faserdurchmesser betrug bei allen Proben 100 µm, mit Ausnahme von Probe 71, wo die Faser einen Durchmesser von 135 µm besaß. Es wurden Sensoren der Typen B1025-A, B1025-B oder B1025-G verwendet. Die jeweilige Faserlänge und Probendicke sowie die Sensortypen sind in Tab. 4.2 aufgeführt. Die Abstände zwischen Sensormittelpunkt und Faserbruchstelle für die Proben, bei denen nur ein Faserbruch betrachtet wird zeigt Tab. 4.3.

Probe [Nr.]	14	20	55	57	63	65	66	67	71	
Faserlänge [mm]	5,1	1,0	5,0	5,0	10,0	5,0	5,0	5,0	49,3	
Probendicke [µm]	400	400	405	421	400	400	428	475 ^(a)	400	
verwendete Sensortyp(en)	B1025-A				B1025-A (Sensor 1/2) B1025-B (Sensor 3/4)		B1025-G	B1025-A (Sens.1/3/4) B1025-G (Sensor 2)		B1025-A

^(a) Probendicke wurde absichtlich erhöht.

Tab. 4.2: Faserlänge und Probendicke der Proben, deren Ergebnisse in diesem Abschnitt gezeigt werden.

Probe	Abstand zwischen Faserbruchstelle und Sensormittelpunkt [mm]			
	Sensor 1	Sensor 2	Sensor 3	Sensor 4
Probe 20	19 ± 2	19 ± 2	$16,5 \pm 1$	$16,5 \pm 1$
Probe 67	$12,5 \pm 1$	$12,5 \pm 1$	26 ± 1	39 ± 1
Probe 65	$13,5 \pm 1$	38 ± 1	$30,5 \pm 1$	$31,5 \pm 1$
Probe 55	10 ± 2	–	–	–
Probe 57	$12,5 \pm 2$	–	–	–
Probe 66	$11,5 \pm 1$	–	–	–
Probe 63	32 ± 2	–	–	–

Tab. 4.3: Abstände zwischen Faserbruchstelle und Sensormittelpunkt für die Proben, bei denen nur ein Faserbruch betrachtet wird.

4.2.1 Generelle Charakteristik eines Faserbruchereignisses

Die generelle Charakteristik eines Schallemissionssignals von einem Faserbruchereignis wird nachfolgend an Hand eines willkürlich herausgegriffenen Faserbruchs in Probe 20 (Probe vom Typ 1) näher erläutert. Die Versuchsanordnung sowie das Kraft-Weg-Diagramm zeigt Abb. 4.5, die Sensoren 1 und 2 waren auf gegenüberliegenden Probenflächen angebracht.

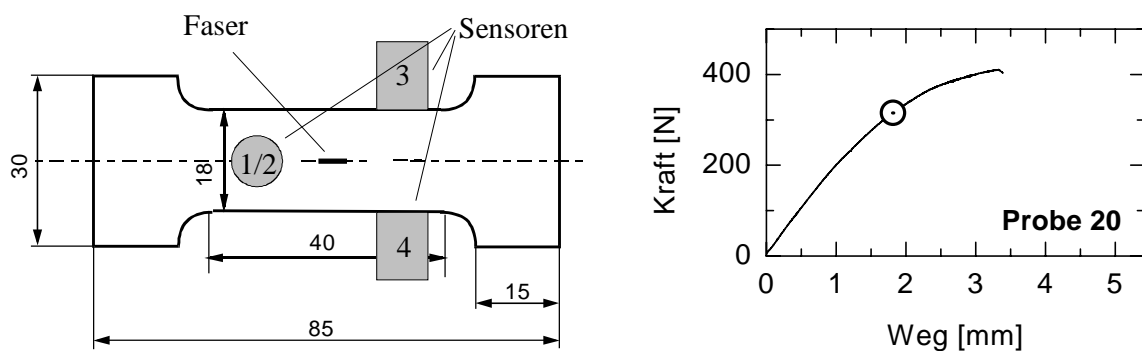


Abb. 4.5: Versuchsanordnung (links) und Kraft-Weg-Diagramm (rechts, Faserbruch ist markiert) für Probe 20.

Die an den vier Sensoren aufgezeichneten Wellenformen zeigt Abb. 4.6. Allen Signalen gemeinsam ist, daß der Ersteinsatz in Richtung positiver Werte erfolgt (Verschiebung aus der Probenoberfläche heraus). Deutlich zu erkennen ist die gute Übereinstimmung der Signale für exakt gegenüberliegende Sensoren (Sensoren 1 und 2) und selbst für Wellenformen der nahezu symmetrisch angeordneten Sensoren 3 und 4 (eine geringe Verschiebung entlang der Zugachse sowie eine etwas außermittige Faserlage müssen ggf. berücksichtigt werden) ergibt sich noch eine gute Übereinstimmung. Die Signalamplituden und insbesondere die Amplitude des

ersten Maximums unterscheiden sich nur minimal für die beiden Ankopplungsarten (Probenfläche und Probenkante). Nach einer rechnerischen Trennung des symmetrischen und antisymmetrischen Anteils der Signale an den Sensoren 1 und 2 (vgl. Abb. 4.7) zeigt sich, daß das

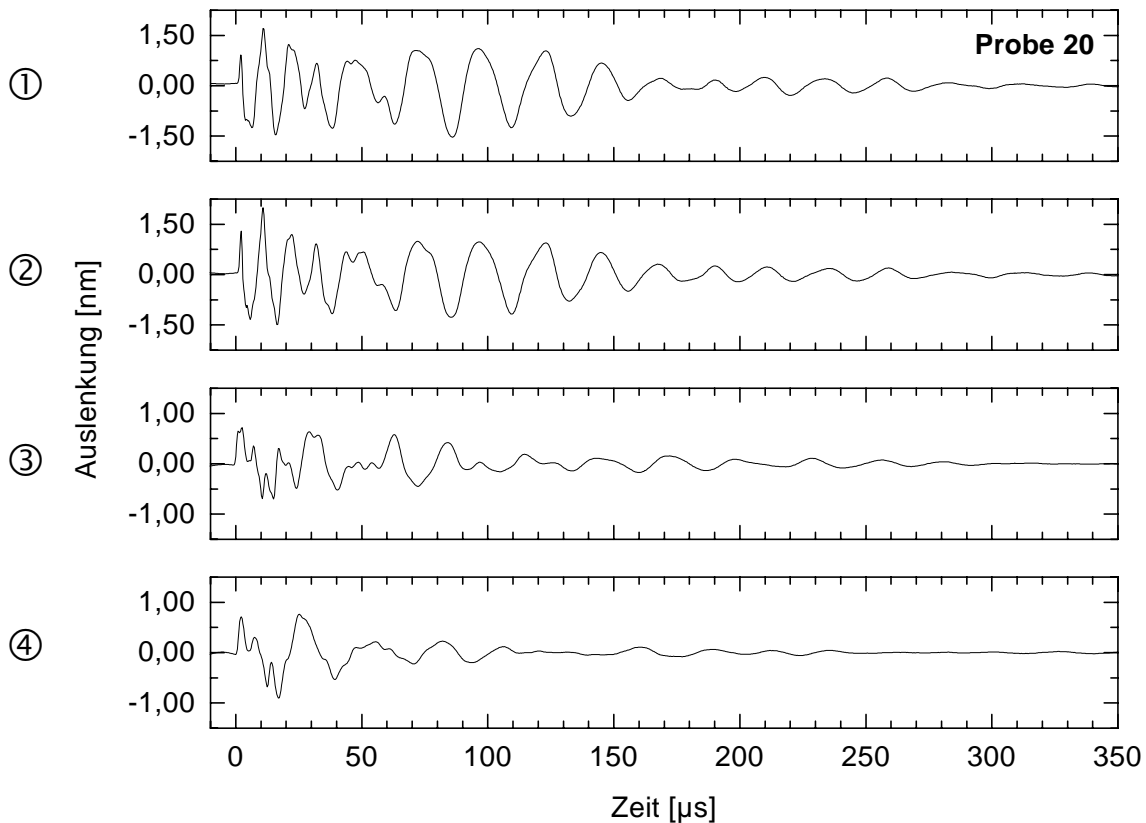


Abb. 4.6: Wellenformen eines Faserbruchereignisses in Probe 20 nach Entfaltung (Oberflächenauslenkung, vier Sensorpositionen, ohne Aperturkorrektur). Die Nummer auf der linken Seite steht für die Sensorposition (vgl. Abb. 4.5).

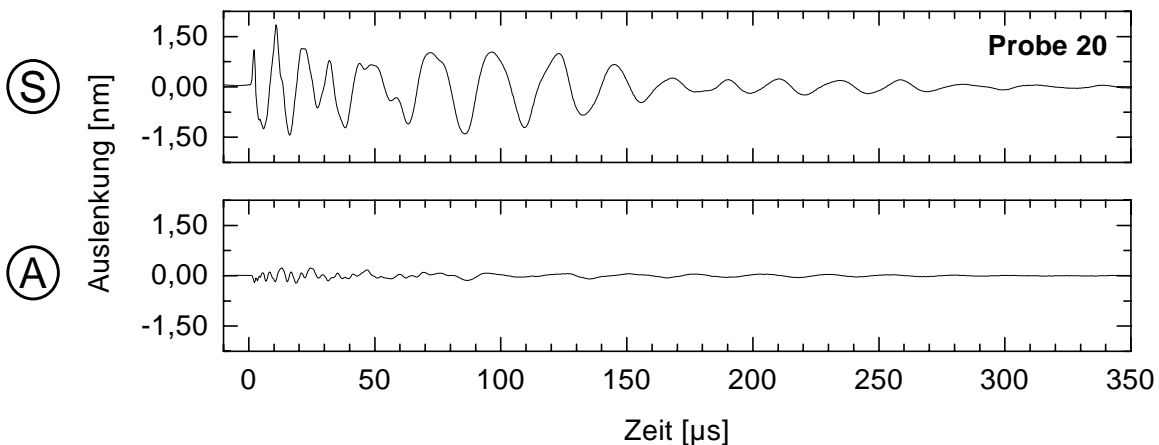


Abb. 4.7: Symmetrischer (oben) und antisymmetrischer (unten) Anteil der Oberflächenauslenkung an der Position der Sensoren 1 und 2 (Probe 20, ohne Aperturkorrektur).

Signal fast ausschließlich aus symmetrischen Anteilen besteht. Die geringfügigen antisymmetrischen Anteile sind vermutlich auf eine minimale Verschiebung der Sensoren gegeneinander oder auf Ankopplungsunterschiede zurückzuführen. Am Signalanfang treten die höchsten Frequenzen auf und mit zunehmender Signaldauer enthält das Signal zunehmend mehr tieffrequente Signalanteile.

4.2.2 Einfluß der Probengeometrie

Um den Einfluß der Probengeometrie zu untersuchen, wurden einige Proben mit einer von den Standardproben abweichenden Geometrie hergestellt. Ziel dieser Untersuchungen war es, den Einfluß der Reflexionen an den Probenrändern auf das am Sensor registrierte Schallemissionsignal zu untersuchen, bzw. Signale zu erzeugen, die möglichst frei von Randreflexionen sind. Abb. 4.8 zeigt die Versuchsanordnung sowie das Last-Weg-Diagramm von Probe 67, die Sensoren 1 und 2 waren auf gegenüberliegenden Flächen angebracht.

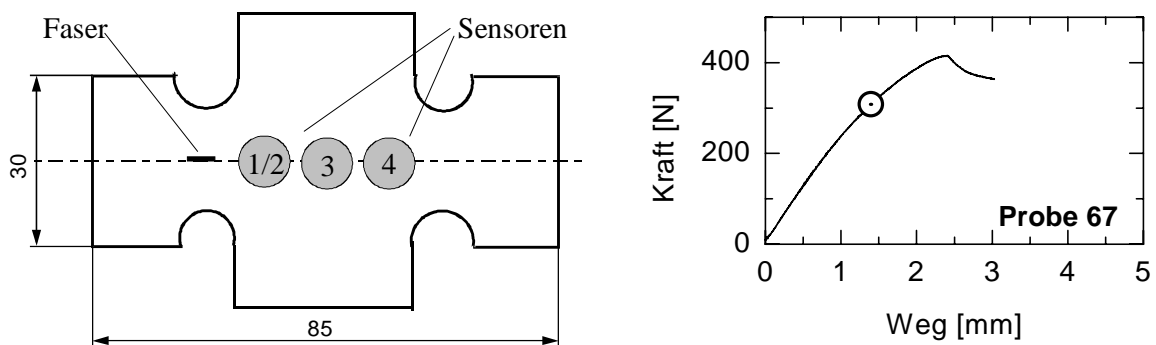


Abb. 4.8: Versuchsanordnung (links) und Kraft-Weg-Diagramm (rechts, Faserbruch ist markiert) für Probe 67.

Die an den einzelnen Sensoren aufgezeichneten Wellenformen des Faserbruchs (nach Entfaltung) zeigt Abb. 4.9. An dem der Faserbruchstelle nächstgelegenen Sensor 1 wurde nur ein sehr kurzer Impuls registriert. Mit zunehmendem Abstand von der Faserbruchstelle nimmt die Signaldauer zu und der Anteil der hohen Frequenzen ab (vgl. Signale an Sensor 3 und 4). Außerdem nimmt die Amplitude des ersten Maximums ebenfalls stark ab, während die maximale Signalamplitude zunächst abnimmt (Sensor 3) und dann wieder ansteigt (Sensor 4). Zu beachten ist, daß die einzelnen Diagramme in Abb. 4.9 unterschiedlich skaliert sind (Amplitude).

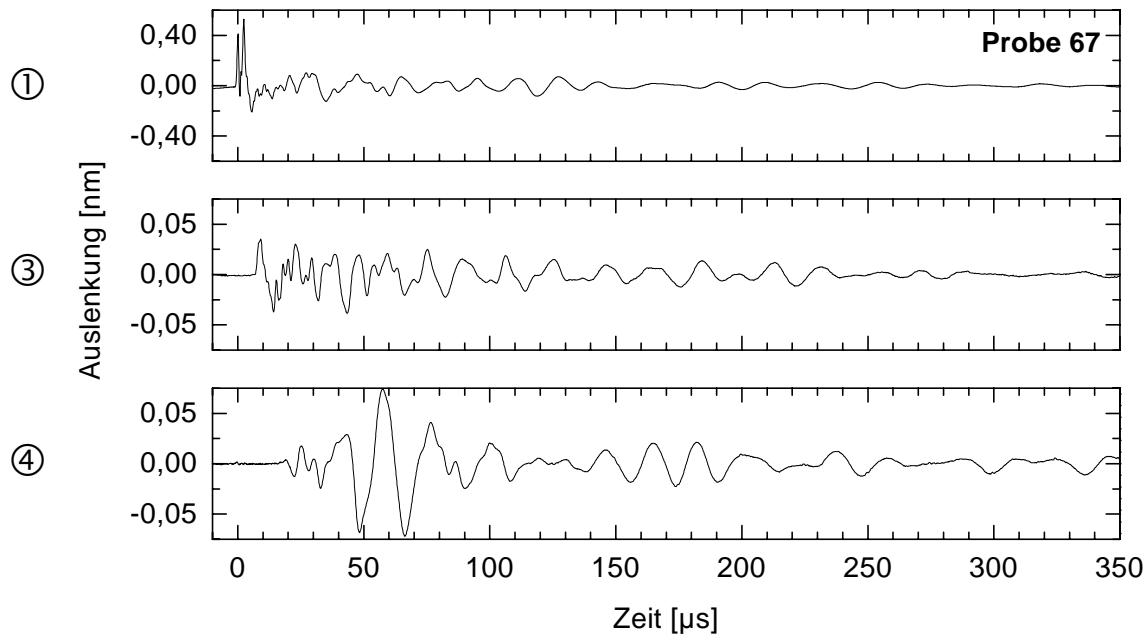


Abb. 4.9: Wellenformen des Faserbruchereignisses in Probe 67 nach Entfaltung, vgl. auch Abb. 4.8 (Oberflächenauslenkung ohne Aperturkorrektur, Sensoren 1, 3 und 4).

Bei Probe 65, welche eine gegenüber Probe 67 leicht abgeänderte Geometrie besaß, waren zwei der Sensoren auf den seitlichen Probenkanten angebracht, vgl. auch Abb. 4.10. Die zu den verschiedenen Sensorpositionen gehörenden Wellenformen zeigt Abb. 4.11. Für die Sensoren 1 und 2 zeigt sich das gleiche Verhalten wie schon oben bei Probe 67 beschrieben. Betrachtet man nun die beiden Wellenformen der auf der Probenkante angebrachten Sensoren (3 und 4), so stellt man fest, daß diese trotz der nahezu symmetrischen Anordnung recht große Unterschiede in der Wellenform und insbesondere auch hinsichtlich der Amplitude aufweisen. Es ist zu vermuten, daß eine schlechte Ankopplung von Sensor 4 die Ursache ist. Vergleicht man nun die Wellenform von Sensor 3 mit der von Sensor 2, so zeigen beide ein ähnliches

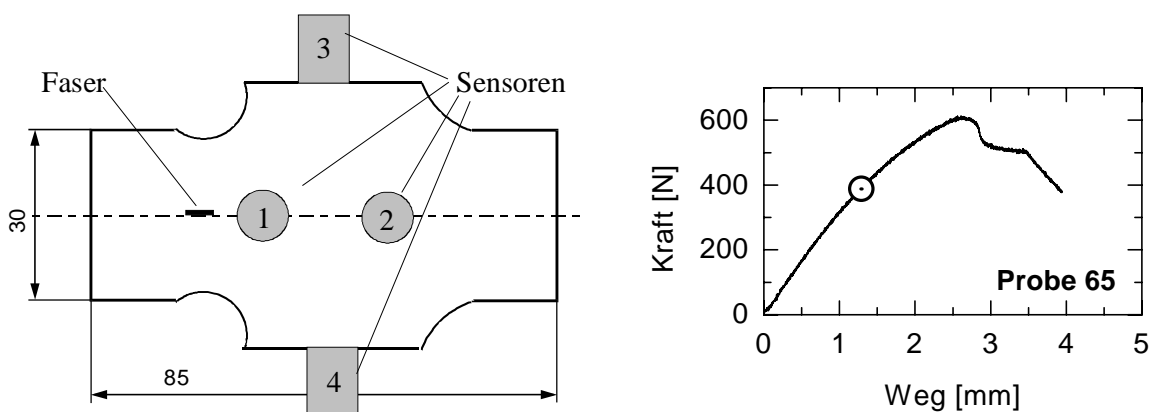


Abb. 4.10: Versuchsanordnung (links) und Kraft-Weg-Diagramm (rechts, Faserbruch ist markiert) für Probe 65.

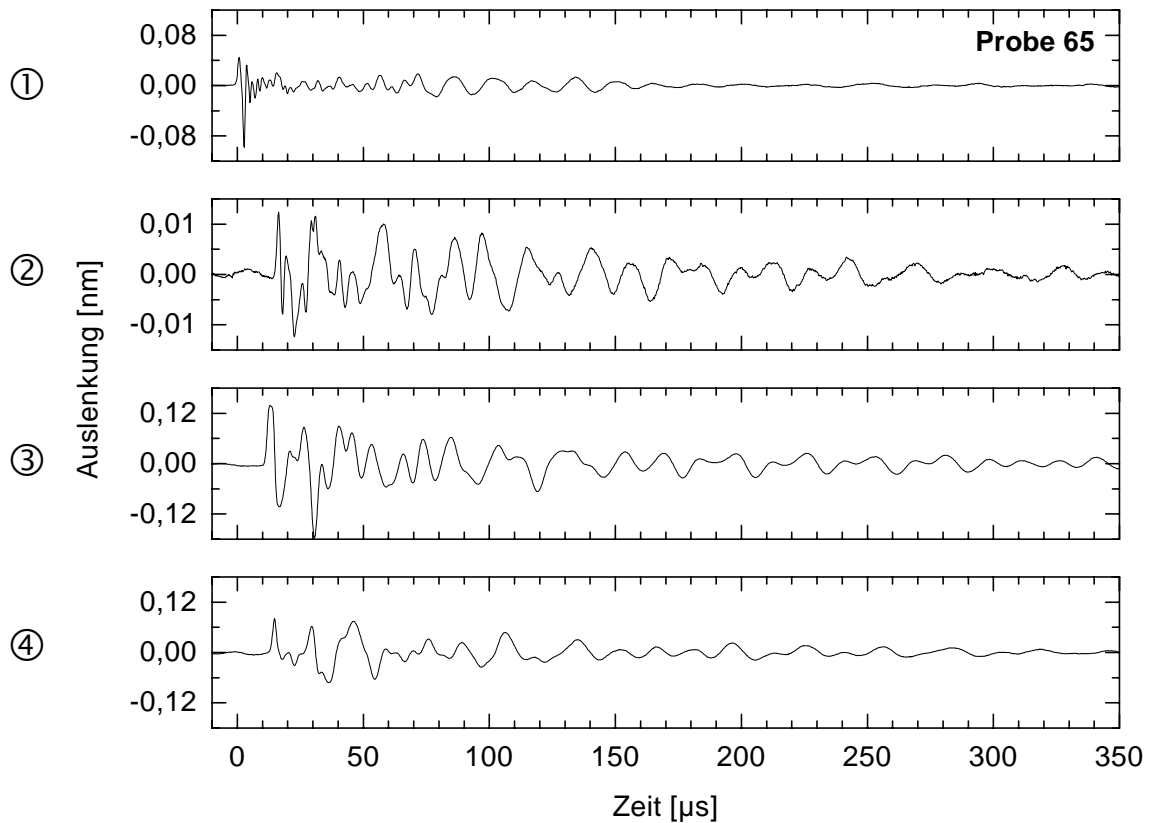


Abb. 4.11: Wellenformen des Faserbruchereignisses in Probe 65 nach Entfaltung (Oberflächenauslenkung, ohne Aperturkorrektur). Die Nummer auf der linken Seite steht für die Sensorposition.

Verhalten bezüglich Frequenzinhalt und Signallänge. Auffällig ist jedoch der deutliche Unterschied in der Signalamplitude.

Ohne einer tiefergehenden Diskussion vorgreifen zu wollen, sei an dieser Stelle angemerkt, daß die bei den Proben 65 und 67 jeweils an Sensor 1 aufgezeichneten Wellenformen vor allem deshalb eine sehr kurze Signaldauer aufweisen, weil von den Probenrändern kaum Reflexionen zu diesen Sensorpositionen hin abgestrahlt werden. Insoweit können diese Signale als Faserbruchsignale betrachtet werden, die nicht durch Reflexionen verfälscht sind. Von weiterem Interesse war es deshalb, inwiefern an solchen Sensorpositionen aufgenommene Wellenformen von Faserbrüchen Unterschiede oder Gemeinsamkeiten aufweisen. Da in jeder Probe überwiegend nur ein Faserbruch erzeugt werden konnte, wurden insgesamt 16 Proben mit einer ähnlichen Geometrie wie bei Probe 67 hergestellt und anschließend belastet. Hierbei wurde neben dem Sensortyp B1025-A auch ein Sensor vom Typ B1025-G eingesetzt, welcher im Unterschied zum zuvor genannten Sensor eine Schutzplatte mit geringerem Durchmesser (Glas, \varnothing 3 mm) und damit eine kleinere Apertur besaß. Des Weiteren wurden zwei Proben hergestellt, bei denen ein Sensor vom Typ B1025-A an der Kante eines Aus-

schnitts in der Probe angebracht wurde. Die Abbildungen 4.12 bis 4.16 sowie Abb. 4.18 zeigen jeweils die an Sensor 1 aufgenommene ursprüngliche Wellenform ohne Korrektur (jeweils links oben) sowie die entfaltete Wellenform (jeweils links unten) und deren mittels Fourier-Transformation berechnetes Frequenzspektrum (jeweils rechtes Diagramm, graue Fläche). Zusätzlich ist in der Spektraldarstellung als durchgezogene Linie die Aperturfunktion des jeweiligen Sensors eingezeichnet. Die Proben 55, 57 und 66 besaßen dieselbe Geometrie wie Probe 67 (vgl. Abb. 4.8), die spezielle Geometrie von Probe 63 zeigt Abb. 4.17.

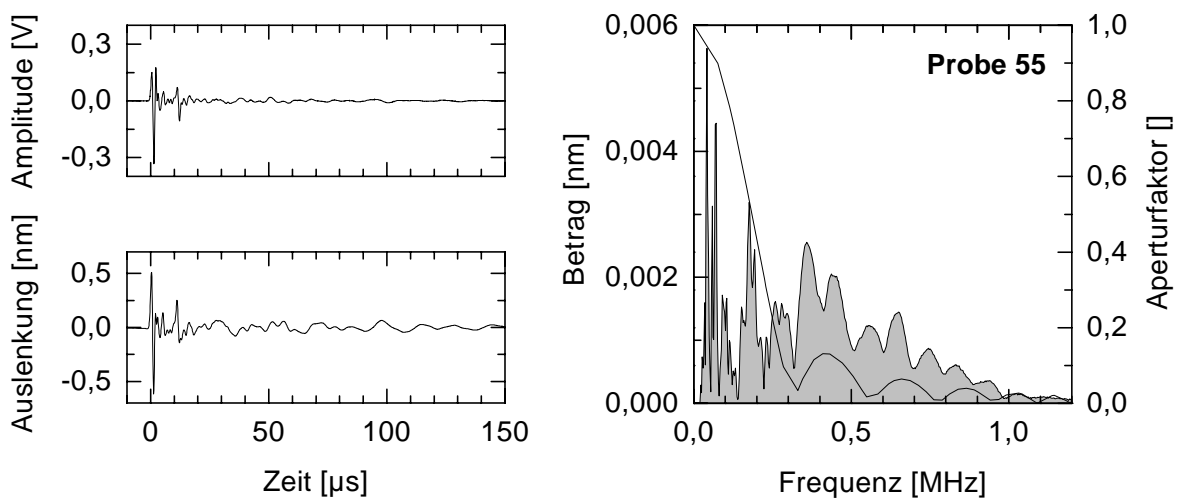


Abb. 4.12: Ursprüngliche Wellenform (links oben), entfaltete Wellenform (ohne Aperturkorrektur, links unten) sowie deren mittels Fourier-Transformation berechnetes Frequenzspektrum (rechtes Diagramm, graue Fläche) eines Faserbruchs in Probe 55 (Sensor 1, Typ: B1025-A). In der Spektraldarstellung ist zusätzlich die Aperturfunktion des Sensors als durchgezogene Linie eingezeichnet.

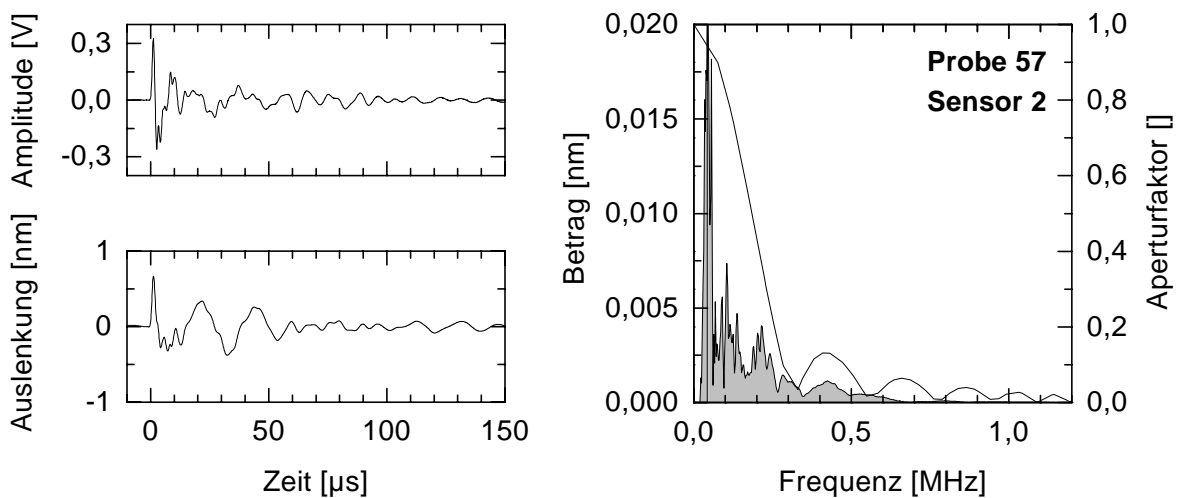


Abb. 4.13: Wie bei Abb. 4.12 beschrieben, jedoch für einen Faserbruch in Probe 57 (Sensor 2, Typ: B1025-A).

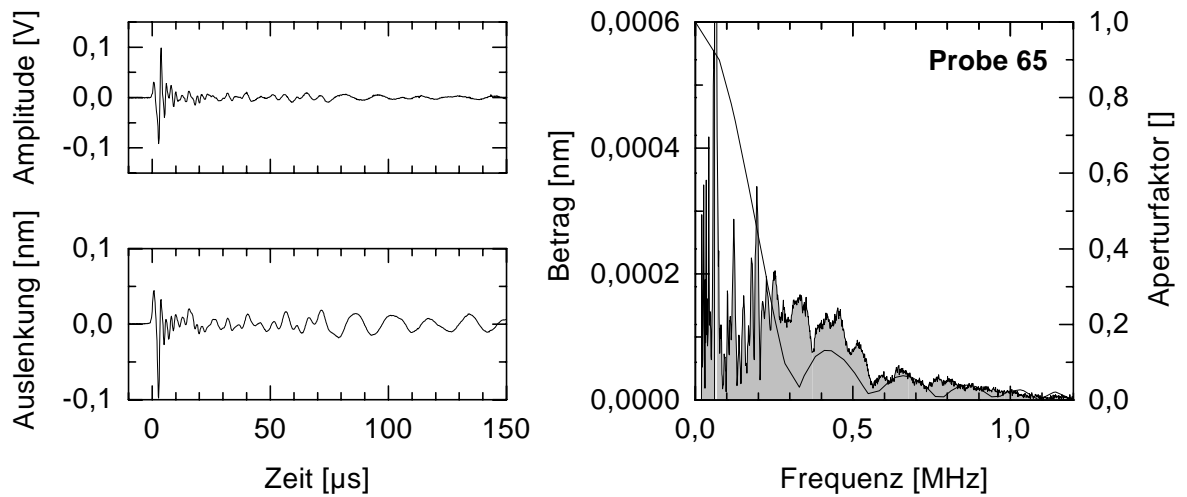


Abb. 4.14: Wie bei Abb. 4.12 beschrieben, jedoch für einen Faserbruch in Probe 65 (Sensor 1, Typ: B1025-A).

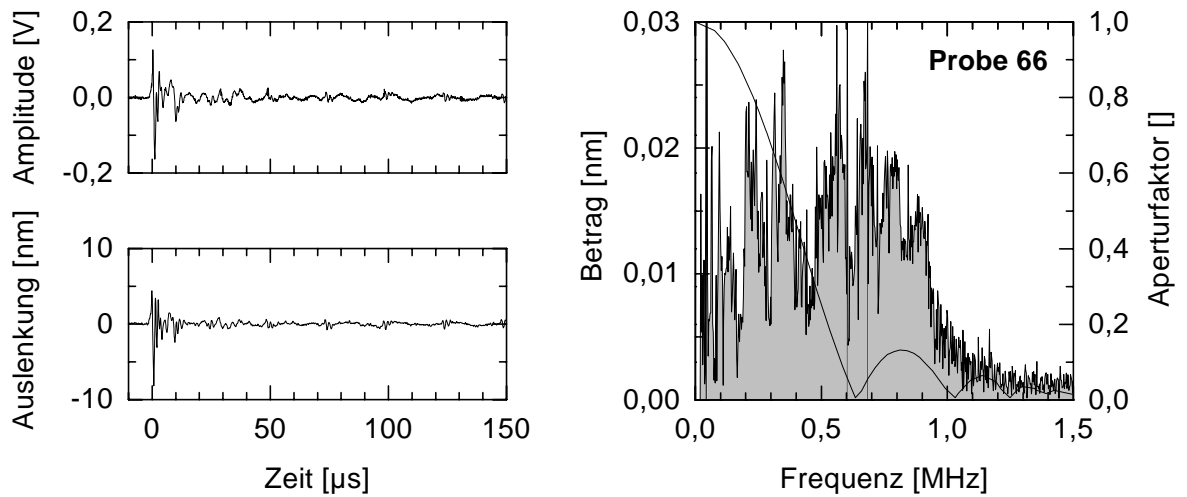


Abb. 4.15: Wie bei Abb. 4.12 beschrieben, jedoch für einen Faserbruch in Probe 66 (Sensor 1, Typ: B1025-G).

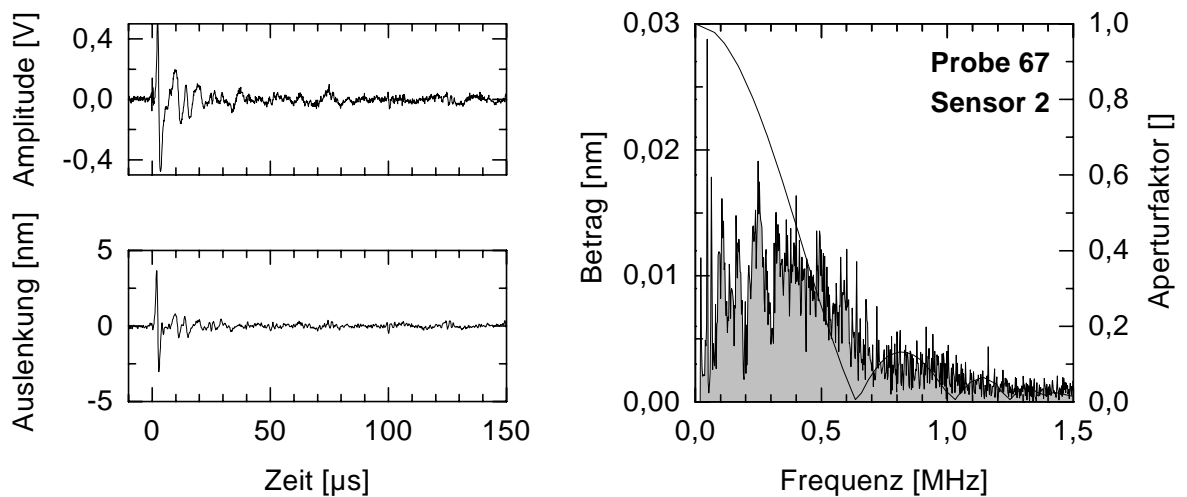


Abb. 4.16: Wie bei Abb. 4.12 beschrieben, jedoch für einen Faserbruch in Probe 67 (Sensor 2, Typ: B1025-G).

Bei Proben, bei denen Sensoren vom Typ B1025-A auf der Probenfläche angekoppelt waren, konnten die aufgezeichneten Wellenformen rein phänomenologisch in drei Typen eingeteilt werden. Nachfolgend werden die Merkmale dieser drei Typen am Beispiel der Wellenformen der Proben 55, 57 und 65 erläutert, vgl. hierzu auch die Abbildungen 4.12 bis 4.14. Der Signalanfang besteht bei allen drei Typen aus einem sehr kurzen Impuls ($< 10 \mu\text{s}$), wobei bei allen Signalen der Erstausschlag positiv ist (aus der Probenoberfläche heraus). Unterschiede treten jedoch sowohl bei den nicht korrigierten als auch bei den entfalteten Wellenformen hinsichtlich der Signalform im Anfangsbereich auf. Während bei den nicht korrigierten Wellenformen nur bei Probe 57 dem kurzen Impuls nennenswerte Auslenkungen folgen, treten solche nach der Entfaltung auch bei Probe 65 deutlich hervor. Da es sich bei den Nachschwingungen um tieffrequente Anteile handelt (Frequenzen unterhalb 100 kHz), für die der Sensortyp B1025-A nur eine geringe Empfindlichkeit aufweist, kann nicht ausgeschlossen werden, daß schon relativ kleine Fehler bei der Entfaltung eine derartige Signalverzerrung verursachen. Die Frequenzspektren der entfalteten Wellenformen weisen starke Ähnlichkeiten bezüglich ihrer Gestalt auf. Sie unterscheiden sich vor allem dadurch, daß je nach Wellenform die höchsten beobachteten Frequenzen zwischen 0,5 und 1,2 MHz liegen. Die Übereinstimmung zwischen den Minima der Aperturfunktion und den Minima des jeweiligen Spektrums ist zumindest bis zu einem gewissen Grade gegeben.

Die Ergebnisse der beiden Versuche, bei denen Sensoren vom Typ B1025-G auf der Probenfläche angekoppelt wurden, sind in den Abbildungen 4.15 und 4.16 dargestellt. Die wesentlichen Unterschiede zu den zuvor erläuterten Wellenformen (Proben 55, 57 und 65) sind das deutlichere Hervortreten der höheren Frequenzen sowie die um etwa Faktor 10 größere Amplitude des ersten Maximums.

Bei den beiden Proben, bei denen ein Sensor vom Typ B1025-A auf der Kante eines Ausschnitts in Probenmitte angekoppelt wurde, konnte nur in einem Fall ein Faserbruch erzeugt werden. Dieser lag zusätzlich so ungünstig, daß Reflexionen von den Probenkanten nicht vollständig ausgeschlossen werden können, vgl. Abb. 4.17. Eine weitere Problematik dieser Versuche bestand darin, daß das Aufbringen der Belastung zu einer starken Wölbung der Probe führte (Aufwölbung um bis zu 15 mm!). Deswegen war eine optimale Ankopplung des Sensors bei diesem Versuch nicht gewährleistet. Im Vergleich zu den zuvor besprochenen Wellenformen fallen die stärkeren Nachschwingungen auf.

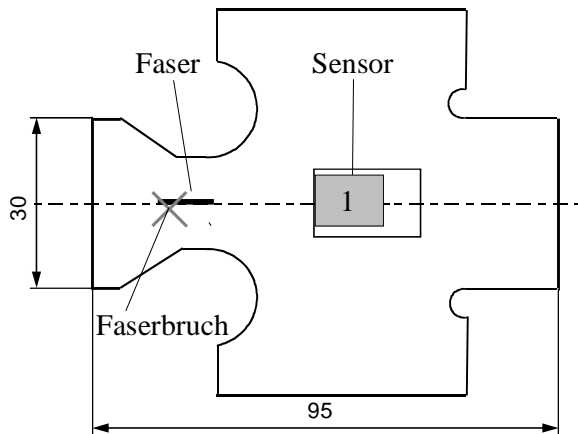


Abb. 4.17: Geometrie und Versuchsanordnung für Probe 63 (Sensortyp: B1025-A).

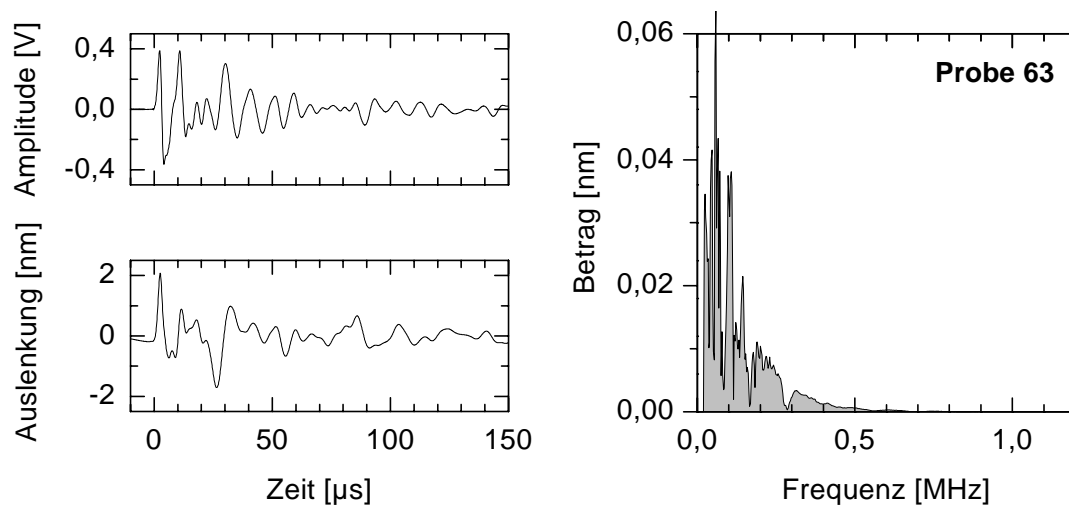


Abb. 4.18: Wie bei Abb. 4.12 beschrieben, jedoch für einen Faserbruch in Probe 63.

4.2.3 Einfluß der Filter

Um den Einfluß der Filter der Hauptverstärkungseinheit zu untersuchen, wurde an einer Probe vom Typ 2 ein Zugversuch durchgeführt, bei dem parallel Wellenformen unter Verwendung und unter Umgehung der Hauptverstärkungseinheit aufgezeichnet wurden. Die Filterfrequenzen waren dabei folgendermaßen eingestellt: Hochpaßfilter 20 kHz, Tiefpaßfilter 1500 kHz. Im Ergebnis hat diese Vergleichsmessung gezeigt, daß das Umgehen der Filter zu einer identischen Wellenform und damit zu einem identischen Amplitudenspektrum im Frequenzbereich zwischen 20 kHz und 10 MHz führt.

4.2.4 Einfluß der Sensorposition

Die Untersuchung des Einflusses der Sensorposition gliedert sich in zwei Teile. Zum einen sollte die Auswirkung des Abstands zwischen Sensor und Faserbruchstelle auf die aufgezeichnete Wellenform untersucht werden, und zum anderen war zu klären, inwieweit eine nur geringfügige Änderung der Sensorposition zu einer Änderung der Wellenform führt.

Zunächst soll hier der Einfluß des Abstands zwischen Faserbruchstelle und Sensor genauer betrachtet werden. Hierzu wurde eine Probe vom Typ 2 mit einer langen Glasfaser (\varnothing 135 μm , Länge ca. 50 mm) hergestellt, die Probengeometrie und Sensoranordnung zeigt Abb. 4.19. Im Gegensatz zu den meisten anderen Versuchen wurde bei diesem Versuch die Belastung stufenweise aufgebracht, vgl. Abb. 4.20. Im Verlauf der Belastung traten acht Faserbrüche auf. Die Wellenformen dieser Faserbrüche sind in Abb. 4.21 entsprechend ihrer Entfernung vom Sensormittelpunkt dargestellt, so daß die distanzabhängige Veränderung gut nachvollzogen werden kann. Während die Wellenformen von eng beieinander liegenden Faserbrüchen sehr ähnlich sind, nimmt die Ähnlichkeit mit zunehmender Distanz so weit ab, daß nur noch schwer ein Zusammenhang zwischen den Wellenformen festzustellen ist. Mit

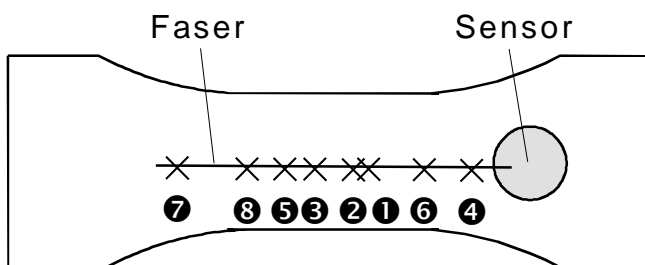


Abb. 4.19: Probengeometrie, Sensoranordnung und Lage der Faserbrüche bei Probe 71. Die Ziffern weisen auf die Reihenfolge der Faserbrüche hin.

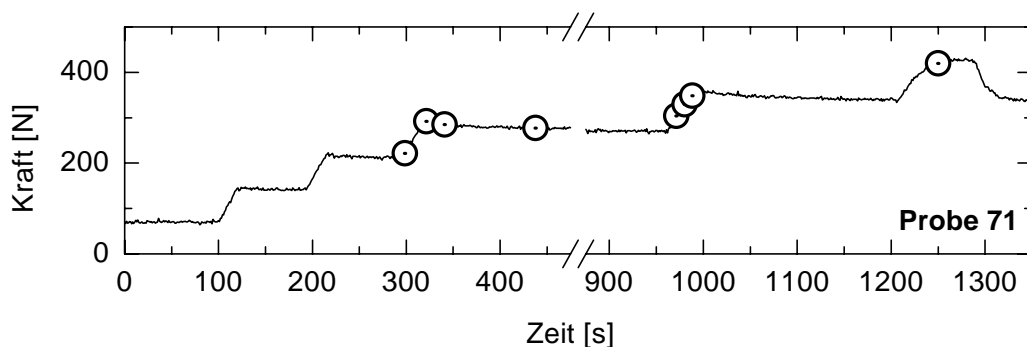


Abb. 4.20: Kraft-Zeit-Diagramm für den Zugversuch an Probe 71. Die Faserbrüche sind markiert.

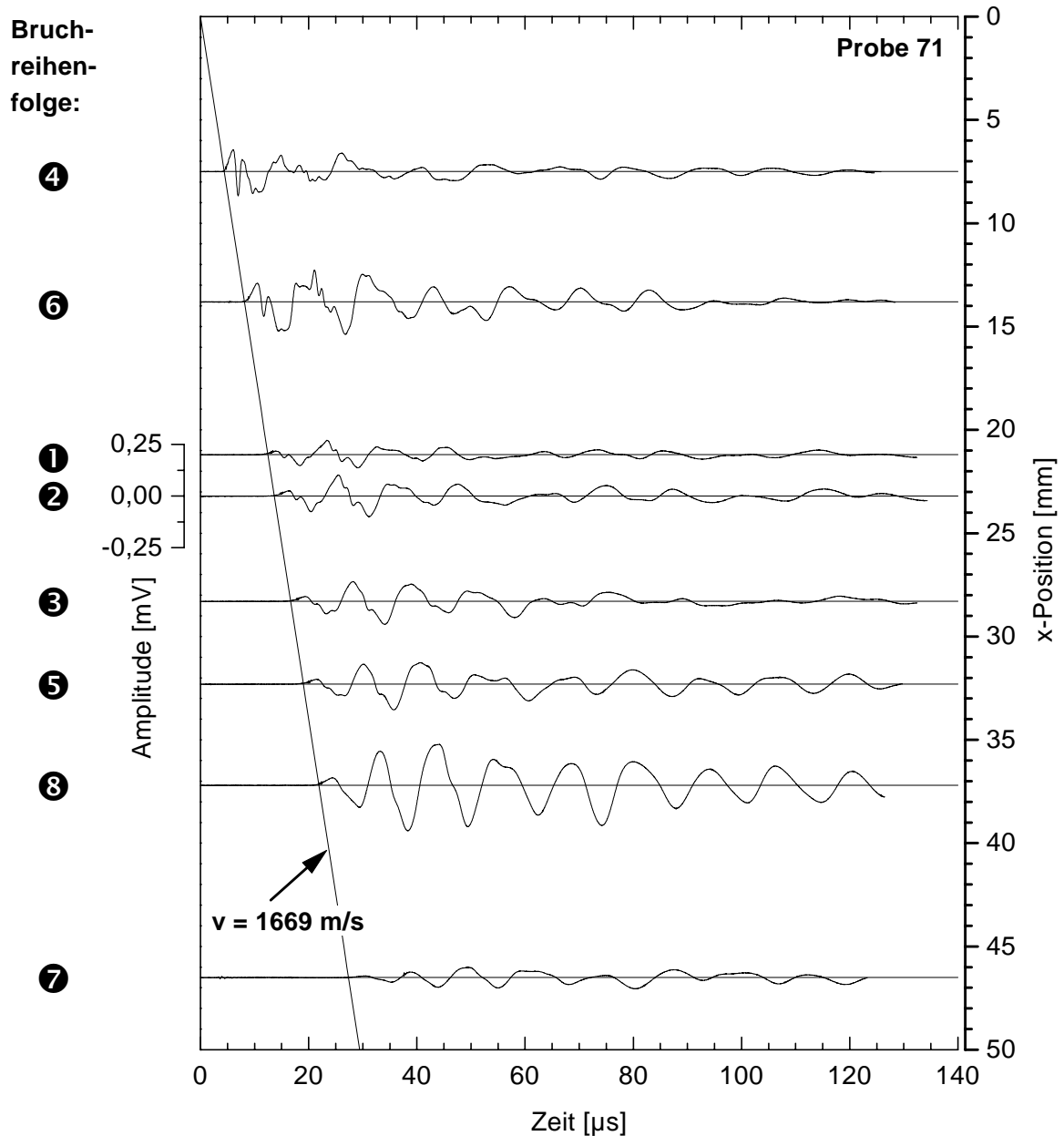


Abb. 4.21: Darstellung der Wellenformen der Faserbrüche in Probe 71 entsprechend der Entfernung vom Sensormittelpunkt (Wellenformen sind nicht entfaltet).

zunehmender Entfernung vom Sensor nimmt die Amplitude am Signalanfang ab, während die maximale Amplitude gewissen Schwankungen unterworfen ist, die auf keine eindeutige Abhängigkeit in eine bestimmte Richtung schließen läßt.

Die Auswirkung einer geringfügigen Änderung der Sensorposition auf die Gestalt der Wellenform wird nachfolgend am Beispiel von Probe 14 aufgezeigt. Die Positionen von Sensoren, Faser und Faserbrüchen im Bereich der Meßlänge sowie das Kraft-Weg-Diagramm dieses Versuchs zeigt Abb. 4.22. Die Faser lag bei dieser Probe ebenso wie die beiden Sensoren etwas außerhalb der Probenmitte, wobei der Abstand zum Probenrand für die beiden Sensoren

verschieden war. Die Abstände zwischen den verschiedenen Faserbruchstellen und den Sensoren sind in Tab. 4.4 angegeben.

Abb. 4.23 zeigt in den beiden oberen Diagrammen die Wellenformen aller vier Faserbruchereignisse wie sie an Sensor 1 (oben) bzw. Sensor 3 (mitte) aufgezeichnet wurden. Für die an derselben Sensorposition aufgezeichneten Wellenformen wirkt sich die Variation des Abstands zwischen Faserbruchstelle und Sensor um bis zu 3,1 mm nur unwesentlich auf die Signalform aus, lediglich die Signalamplitude ist einer größeren Schwankung unterworfen. Vergleicht man nun die an verschiedenen Sensorpositionen aufgezeichneten Wellenformen des gleichen Faserbruchereignisses für ungefähr gleichen Abstand zwischen Faserbruchstelle und Sensor, so ist ein deutlicher Unterschied in der Signalform zu erkennen (vgl. Abb. 4.23 unten). Lediglich in den ersten 10 μs nach Ersteinsatz ist noch eine Übereinstimmung zwischen den Wellenformen zu beobachten. Zusammenfassend kann gesagt werden, daß sich eine Variation der Sensorposition quer zur Probenlängsachse wesentlich stärker auf die Signalform auswirkt als eine Variation entlang der Probenlängsachse.

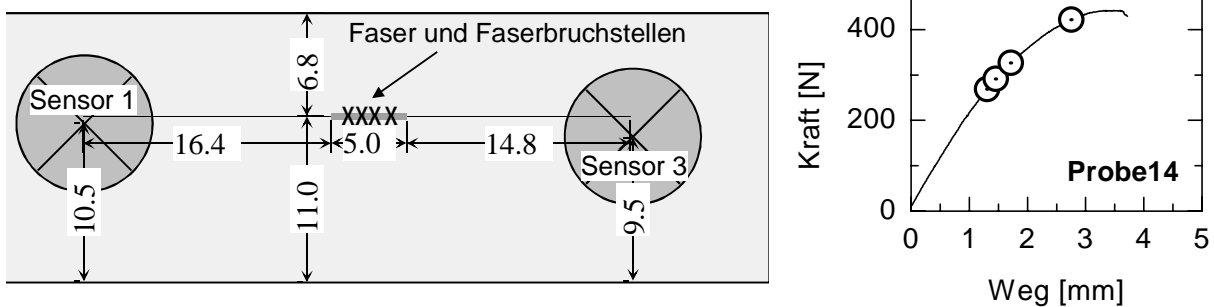


Abb. 4.22: Position der Faser, der Sensoren und der einzelnen Faserbrüche im Bereich der Meßlänge bei Probe 14 (links) sowie das zugehörige Kraft-Weg-Diagramm (rechts).

Ereignis-Nr.		1	2	3	4
Abstand zwischen Sensor und Faserbruchstelle [mm]	Sensor 1	16,8	18,2	19,6	17,4
	Sensor 3	20,7	19,5	18,5	21,6

Tab. 4.4: Abstände zwischen den verschiedenen Faserbruchstellen und den Sensoren in Probe 14 zum Zeitpunkt des jeweiligen Faserbruchs.

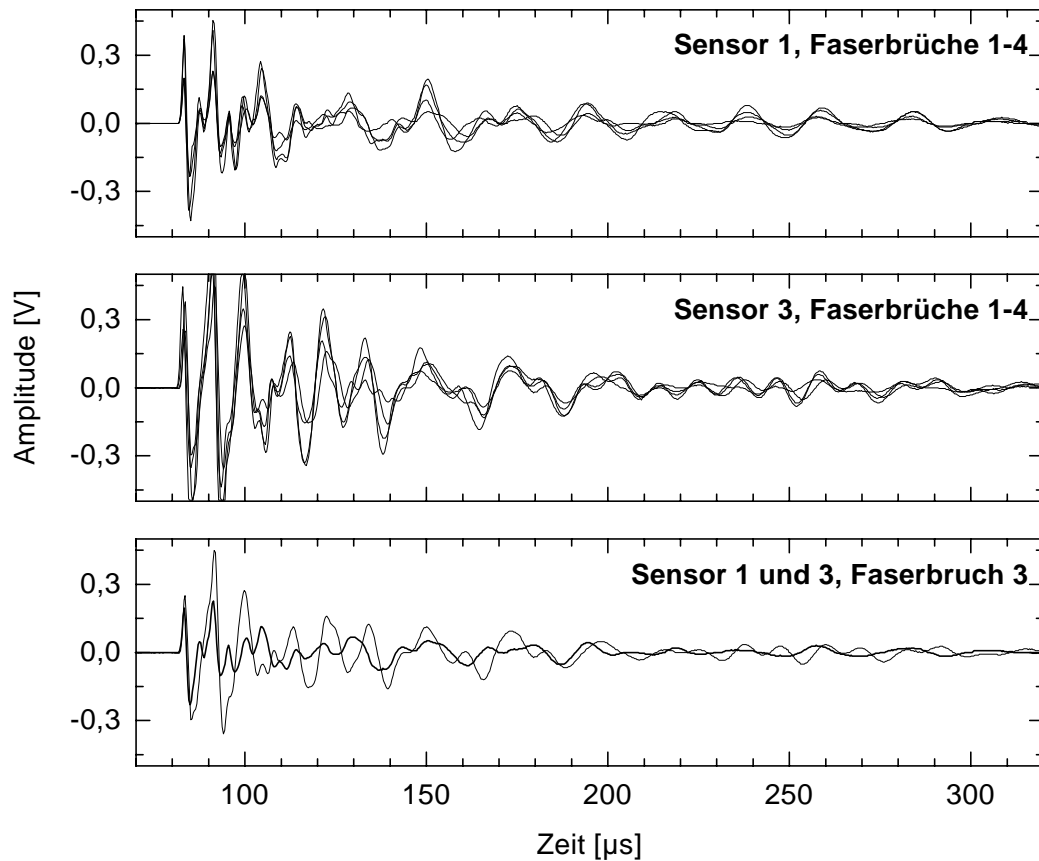


Abb. 4.23: Wellenformen der vier Faserbruchereignisse in Probe 14 an Sensor 1 (oben) und Sensor 3 (mitte) sowie Vergleich der Wellenformen des dritten Faserbruchs an Sensor 1 und Sensor 3 (unten). Alle Wellenformen sind nicht entfaltet.

4.3 Charakterisierung des Faserbruchs mittels Schallemissionsanalyse

Da der Signalanfang entsprechend der in Abschnitt 4.2.2 gezeigten Ergebnisse die gesamte Information über den mikromechanischen Vorgang enthält, kommt dem Signalanfang eine besondere Bedeutung bei der weiteren Auswertung von Schallemissionssignalen zu (vgl. auch Abschnitt 7.1). Um diesem Umstand Rechnung zu tragen, wird im vorliegenden Abschnitt die *Amplitude des ersten Maximums* (nachfolgend auch mit dem Symbol A_1 abgekürzt) als neuer Parameter zur Charakterisierung der Schallemissionsquelle eingeführt.

4.3.1 Variation des Faserdurchmessers

Für die Variation des Faserdurchmessers wurden vier Einzelfaserproben vom Typ 1 hergestellt, bei denen jeweils eine relativ kurze Faser in der Mitte der Probe lag. Die Versuchsanordnung entspricht der Darstellung in Abb. 3.21. Durch die gleichbleibende symmetrische Anordnung der Faser und der Sensoren war zum einen gewährleistet, daß der Einfluß der

Wellenausbreitung (wie z. B. die Schallschwächung) bei allen Versuchen identisch war. Zum anderen mitteln sich geringfügige Amplitudenunterschiede aufgrund unterschiedlich langer Laufwege durch die symmetrische Anordnung der beiden Sensorpaare um die Faser heraus. Für alle Proben identisch waren die Probendicke ($390\ \mu\text{m}$) sowie der Sensortyp (B1025-A). Mit zunehmendem Faserdurchmesser wurde die Faserlänge erhöht, um eine etwa gleichbleibende Anzahl von Faserbrüchen zu erhalten, da die durchschnittliche Sättigungs-Fragmentlänge mit zunehmendem Faserdurchmesser ansteigt [Kelly und Tyson 1965]. Die verwendeten Faserdurchmesser und zugehörigen Faserlängen zeigt Tab. 4.5.

Probe [Nr.]	22	21	15	30
Faserdurchmesser [μm]	10	32	77	100
Faserlänge [mm]	2	5	5	10

Tab. 4.5: Faserdurchmesser und Faserlänge der Proben, bei denen der Faserdurchmesser variiert wurde.

Eine erste Auswertung hinsichtlich einer empirischen Korrelation zwischen Faserdurchmesser und der Amplitude des ersten Maximums unter Berücksichtigung der jeweiligen Bruchspannung in der Faser wurde bereits veröffentlicht [Wanner et al. 1996]. Die Bestimmung der Amplitude des ersten Maximums erfolgte dabei aus den nicht entfalteten Wellenformen. Mit der im weiteren Verlauf dieser Arbeit vorgenommenen Kalibrierung der Schallemissionsmeßkette besteht nun die Möglichkeit, diese Wellenformen vor ihrer Auswertung zu entfalten.

Zunächst soll die Auswertung hinsichtlich des Zusammenhangs zwischen der Amplitude des ersten Maximums und der Faserbruchspannung für verschiedene Faserdurchmesser betrachtet werden. Da eine quantitative Auswertung der während der Versuche aufgenommenen spannungsoptischen Bilder nicht verfügbar war, wurde die Bruchspannung der Faser näherungsweise über einen Iso-Dehnungs-Ansatz bestimmt. Dabei wird angenommen, daß die Zugspannung in der Faser in erster Näherung dem Elastizitätsmodul der Faser multipliziert mit der Gesamtdehnung der Probe entspricht. Als Elastizitätsmodul der Faser wurde der Literaturwert für Glas ($75\ \text{GPa}$) aus [Krautkrämer und Krautkrämer 1986] verwendet. Abb. 4.24 zeigt in doppeltlogarithmischer Darstellung links die Auswertung für die nicht entfalteten Wellenformen [vgl. Wanner et al. 1996] und rechts die Auswertung für die entfalteten Wellenformen. Neben den einzelnen Datenpunkten sind jeweils die mit linearer Regression berechneten Geraden eingezeichnet. Dabei zeigen beide Auswertungsarten denselben Trend.

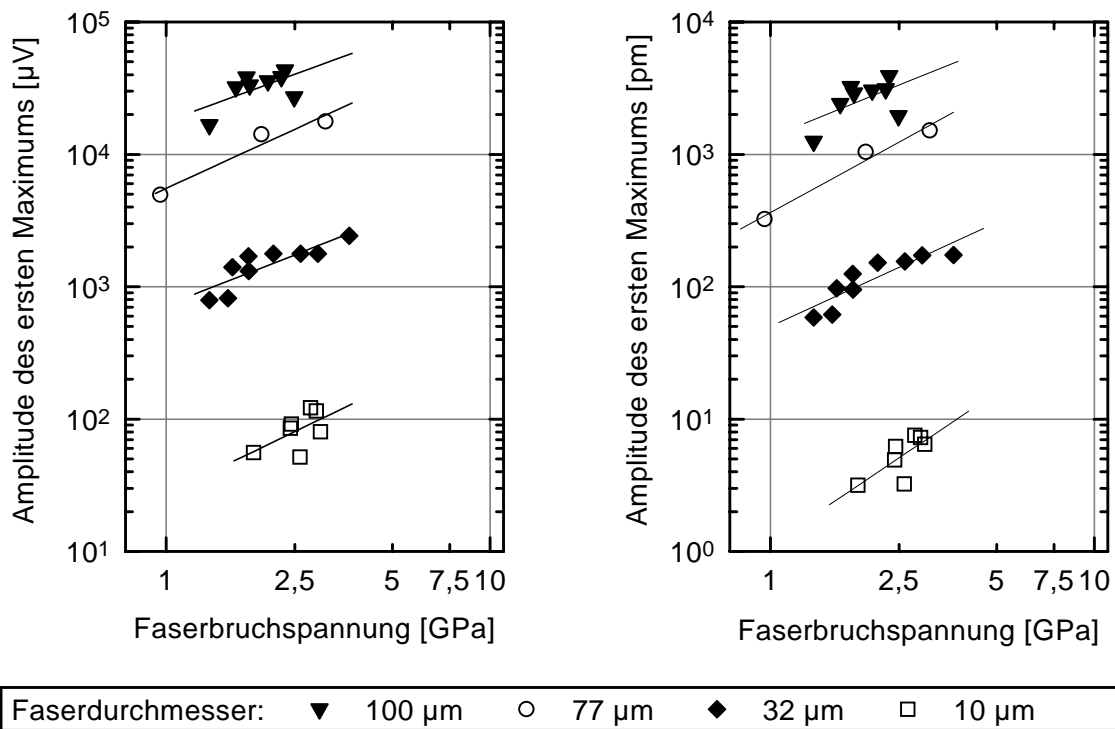


Abb. 4.24: Die beiden Diagramme zeigen den Zusammenhang zwischen der Amplitude des ersten Maximums und der Faserbruchspannung für verschiedenen Faserdurchmesser. Links die Auswertung für die nicht entfalten Wellenformen [vgl. Wanner et al. 1996] und rechts die Auswertung für die entfalten Wellenformen (ohne Aperturkorrektur).

Die Steigung der Regressionsgeraden in Abb. 4.24 entspricht dem Exponent n der empirischen Korrelation zwischen der Amplitude des ersten Maximums A_1 und der Faserbruchspannung σ_f in der Form

$$A_1 \propto \sigma_f^n \quad (4.2)$$

Das Ergebnis für die verschiedenen Faserdurchmesser und die beiden Auswertungsarten (ohne und mit Entfaltung) zeigt Tab. 4.6. Es fällt auf, daß nach der Entfaltung der Wellenformen durchweg höhere Werte erreicht werden. Allerdings ist aufgrund der Streuung der einzelnen Datenpunkte, welche vermutlich vor allem auf die nur näherungsweise Bestimmung der Bruchspannung zurückzuführen ist, kein signifikanter Unterschied festzustellen. Unabhängig von der Auswertung liegt n zwischen 0,89 und 1,64, wobei die Mittelwerte für die beiden Auswertungsmethoden bei 1,04 bzw. bei 1,27 liegen.

Bei der Korrelation zwischen Faserdurchmesser und A_1 muß der Einfluß der Bruchspannung berücksichtigt werden. Entsprechend den obigen Ergebnissen wird nachfolgend angenommen, daß in erster Näherung $n = 1$ gilt, d. h. A_1 ist der Faserbruchspannung direkt proportional. Dies

bedeutet, daß der Quotient A_1/σ_f eine von der Faserbruchspannung unabhängige Größe ist. Der doppeltlogarithmischen Darstellung in Abb. 4.25 kann entnommen werden, daß zwischen dem Faserdurchmesser d und dem Quotient A_1/σ_f für beide Auswertungsarten ein exponentieller Zusammenhang besteht. Dabei liegen die mittels linearer Regression aus der Steigung ermittelten Exponenten für die nicht entfalteten Daten ($2,68 \pm 0,05$) [vgl. Wanner et al. 1996] und für die entfalteten Daten ($2,77 \pm 0,06$) nahe beieinander.

Faserdurchmesser [μm]	n (Wellenformen nicht entfaltet)	n (Wellenformen entfaltet)
10	$1,18 \pm 0,74$	$1,64 \pm 0,69$
32	$0,96 \pm 0,23$	$1,12 \pm 0,23$
77	$1,12 \pm 0,25$	$1,34 \pm 0,22$
100	$0,89 \pm 0,47$	$0,99 \pm 0,60$
Mittelwert für alle Durchmesser	1,04	1,27

Tab. 4.6: Werte für den Exponent n in Gleichung 4.2 für die beiden Auswertungsarten. Der angegebene Fehler entspricht der bei der linearen Regression ermittelten Standardabweichung.

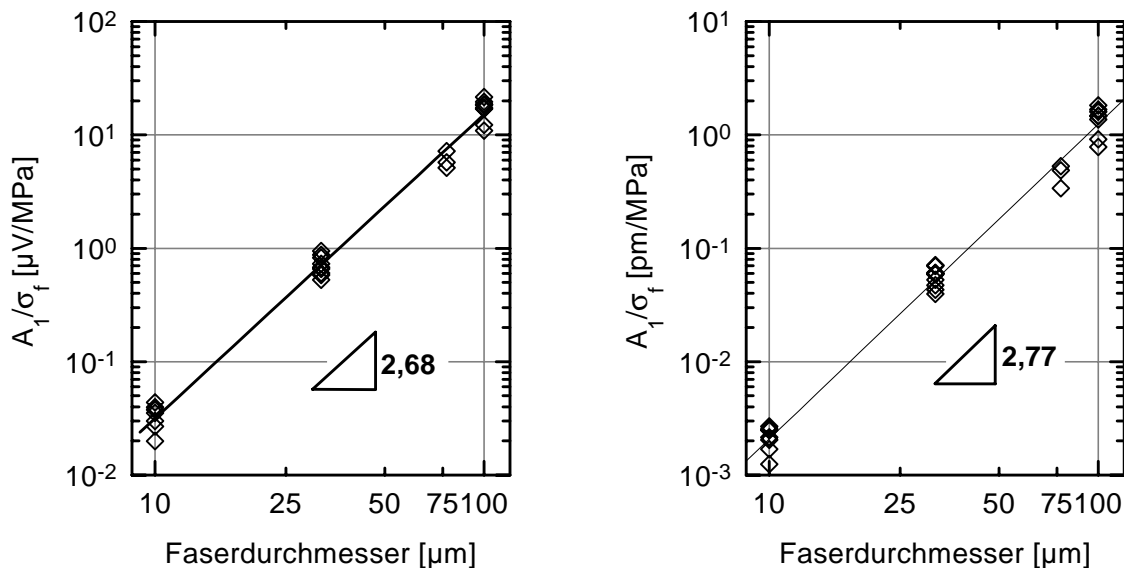


Abb. 4.25: Die beiden Diagramme zeigen den Zusammenhang zwischen dem von der Faserbruchspannung unabhängigen Quotienten A_1/σ_f und dem Faserdurchmesser. Links die Auswertung für die nicht entfalteten Wellenformen [vgl. Wanner et al. 1996] und rechts die Auswertung für die entfalteten Wellenformen (ohne Aperturkorrektur).

4.3.2 Abstrahlcharakteristik

Zur Bestimmung der Abstrahlcharakteristik wurden an einer Probe vom Typ 1 mit einer langen Glasfaser auf den beiden Probenlängskanten je drei Sensoren angebracht, vgl. auch Abb. 4.26 links. Entsprechend der symmetrischen Anordnung der Sensoren kann bei jedem Faserbruch die Wellenform für drei Abstrahlwinkel aufgezeichnet werden. Im Verlauf des Zugversuchs an Probe 74 traten neun Faserbrüche auf (vgl. Abb. 4.26 rechts). Eine spannungsoptische Aufnahme der Umgebung der Faser nach Beanspruchung zeigt Abb. 4.27. Die Faserbrüche sind gleichmäßig über die ganze Faser verteilt, so daß an den Sensoren Wellenformen für Abstrahlwinkel zwischen 7° und 74° gemessen werden konnten. Mittels der Bestimmung der Laufzeitunterschiede über den Ersteintritt der Signale und unter Verwendung der Gruppengeschwindigkeit des symmetrischen Grundmodes bei niedrigen Frequenzen (1669 m/s) wurde eine planare Ortung durchgeführt. Ohne weitere Maßnahmen zur Erhöhung der Genauigkeit der Ortung betrug die Differenz zwischen akustischer und optischer Ortung maximal 3 mm. Da bei der SE-Ortung vor allem systematische Fehler auftreten, ließ sich die örtliche Reihenfolge der Brüche zweifelsfrei bestimmen, so daß jedem Schallemissionsereignis eindeutig eine der in Abb. 4.27 gezeigten Faserbruchstellen zugeordnet werden konnte.

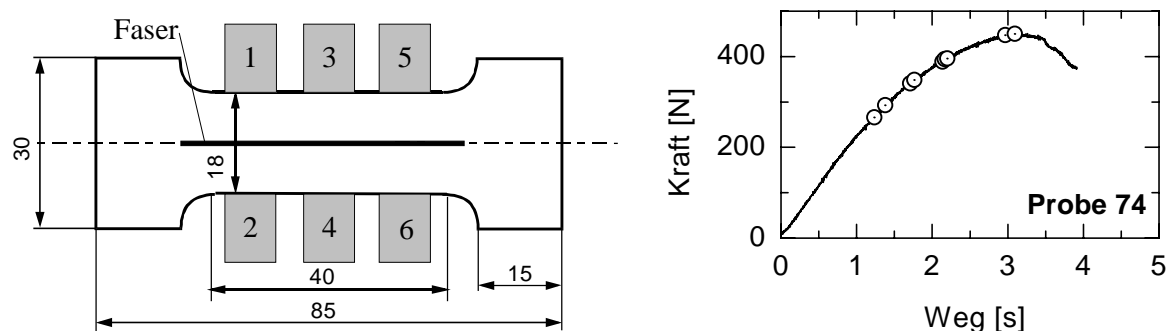


Abb. 4.26: Probengeometrie und Sensoranordnung beim Zugversuch an Probe 74 (links) und zugehöriges Kraft-Weg-Diagramm (rechts). Weitere Angaben zur Probe: die Faserlänge betrug bei Versuchsbeginn 47,3 mm, der Faserdurchmesser 100 μm , und die Probendicke 417 μm .

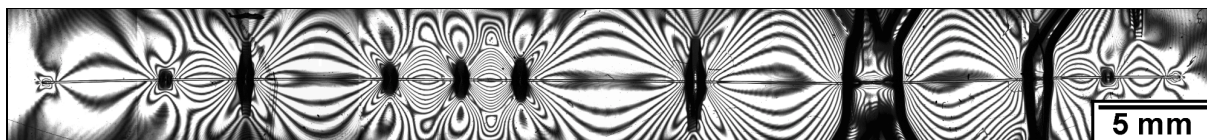


Abb. 4.27: Spannungsoptische Aufnahme der Faser nach dem Zugversuch an Probe 74. Die Anfangs- und Endpunkte der spannungsoptischen Linien entlang der Faser markieren die Lage der neun Faserbrüche und der Faserenden (LSM).

Zur Auswertung wurden die Wellenformen entfaltet, bevor anschließend jeweils die Amplitude des ersten Maximums bestimmt wurde. Dabei war die Amplitude des ersten Maximums teilweise sehr viel kleiner als die Maximalamplitude des gesamten Signals. Zur Verdeutlichung dieses Sachverhalts sind in Abb. 4.28 verschiedene Wellenformen beispielhaft abgebildet.

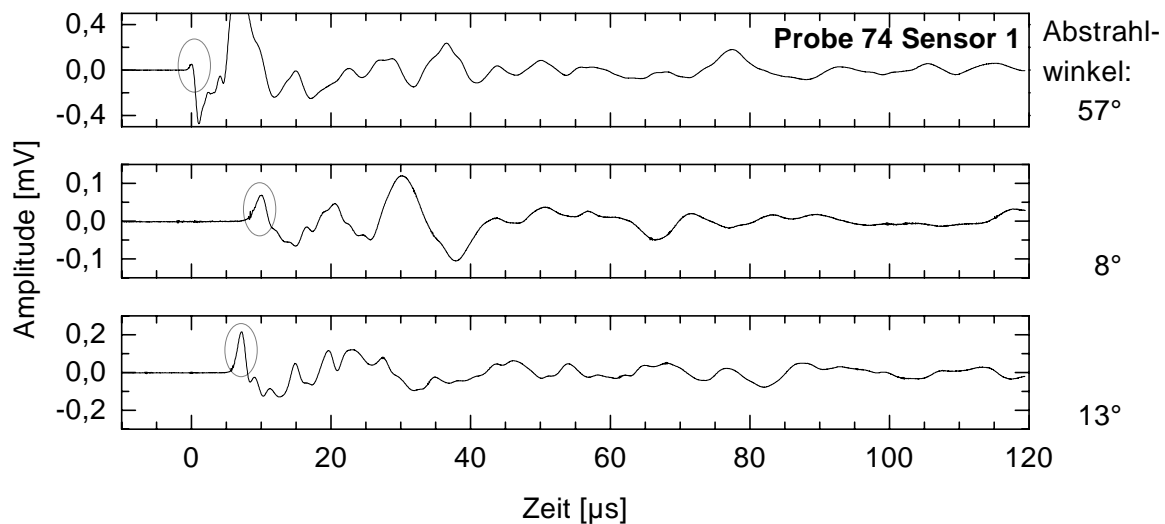


Abb. 4.28: Wellenformen verschiedener Faserbruchereignisse mit von oben nach unten zunehmender Amplitude des ersten Maximums zeigen, daß die Amplitude des ersten Maximums in keinem Zusammenhang zur maximalen Amplitude der gesamten Wellenform steht.

Nach einer zusätzlichen Korrektur um die Winkelabhängigkeit der Sensorempfindlichkeit sowie nach Normierung auf die Faserbruchspannung erhält man das in Abb. 4.29 gezeigte Polardiagramm, wobei die 0° -Richtung der Faserlängsrichtung entspricht. Zur besseren Visualisierung sind die Meßpunkte mit einer Freihandkurve unterlegt. Man erkennt, daß die Abstrahlamplitude in den Winkelbereichen nahe 0° und 90° vergleichsweise gering ist. Es sei an dieser Stelle darauf hingewiesen, daß die vergleichsweise geringe Abstrahlamplitude im Winkelbereich nahe 0° vor allem auf den Einfluß der Schallschwächung zurückzuführen ist, da entsprechend der Sensoranordnung die Entfernung zwischen Faserbruchstelle und Sensor mit abnehmendem Abstrahlwinkel zunimmt.

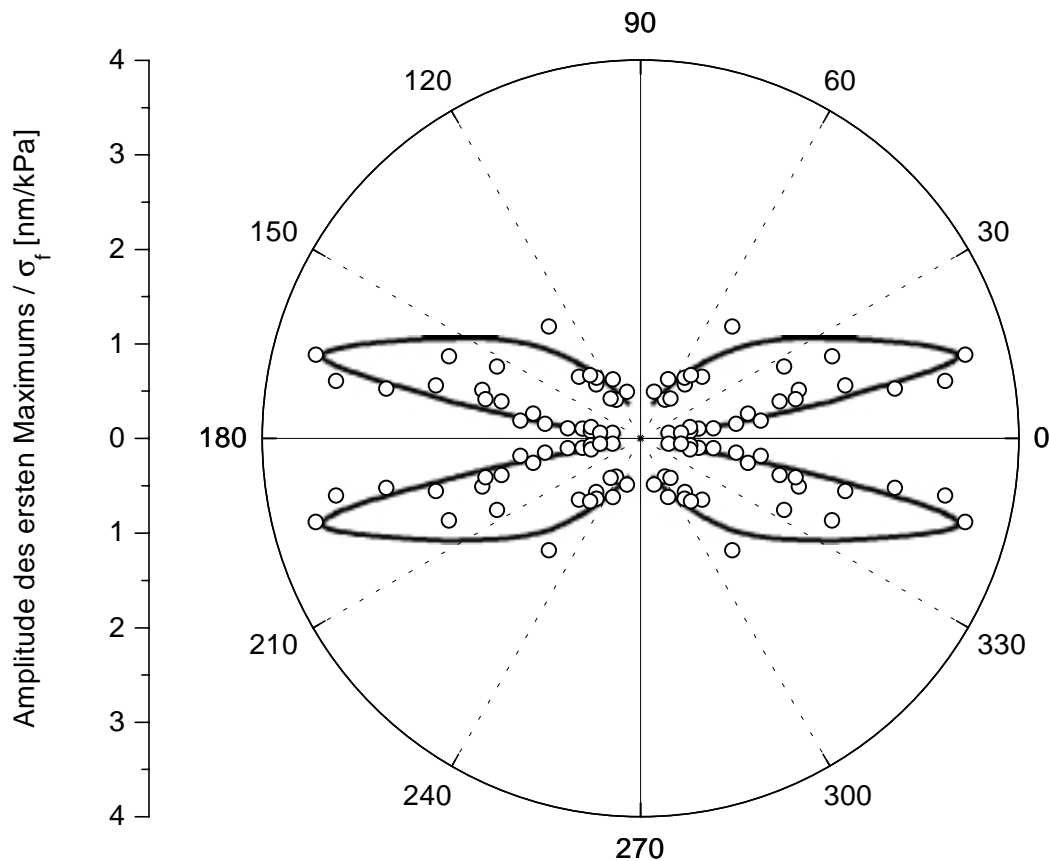


Abb. 4.29: Gemessene Abstrahlcharakteristik nach Auswertung der entfalteten Daten mehrerer Faserbrüche (ohne Aperturkorrektur, Ausrichtung und Belastung der Faser entlang der 0°-Richtung). Die Auswertung enthält die Korrektur um die Winkelabhängigkeit der Sensorempfindlichkeit sowie die Normierung auf die Faserbruchspannung, nicht jedoch die Korrektur um die Auswirkung der Schallschwächung.

4.4 Schallemission bei anderen Quellmechanismen

4.4.1 Faserauszug (Pull-out)

Bei den Einzelfaserproben vom Typ 1 mit kurzen Glasfasern (Faserlänge < 15 mm) im Bereich der Meßlänge wurde kein Faserauszug beobachtet. Dies liegt darin begründet, daß Probentyp 1 einen relativ kleinen Schulterradius (6 mm) besitzt, weshalb der Bereich der Meßlänge nur bis zu Dehnungen um 2–5 % verformt werden kann. Bei weiterer Verformung kommt es aufgrund der Spannungsüberhöhung im Übergangsbereich zwischen Meßlänge und Schulter zunächst zur Einschnürung und später auch zum Bruch. Im Gegensatz dazu konnte bei Proben vom Typ 2 mit größerem Schulterradius (30 mm) der Bereich der Meßlänge zu weit höheren Dehnungen verformt werden (Proben 40 und 45). Dies führte dazu, daß bei diesen Proben anschließend an die Faserbrüche auch Faserauszug („Pull-out“) auftrat. Dabei waren die Bruchereignisse um ca. 18 dB stärker als die Faserauszugereignisse.

Des Weiteren wurde auch bei Probe 71, welche eine 50 mm lange Faser enthielt, ein Faserauszug beobachtet. Dabei trat der Faserauszug am Faserende zeitlich zwischen dem ersten und dem zweiten Faserbruch auf (linkes Faserende in der Darstellung in Abb. 4.19). Abb. 4.30 zeigt oben die Wellenform des Faserauszugs und unten die Wellenform des siebten Faserbruchs, welcher sich nur 3,5 mm vom Faserende entfernt ereignete. Bis auf den Unterschied in der Amplitude (ca. 26 dB) sind die beiden Wellenformen praktisch nicht zu unterscheiden.

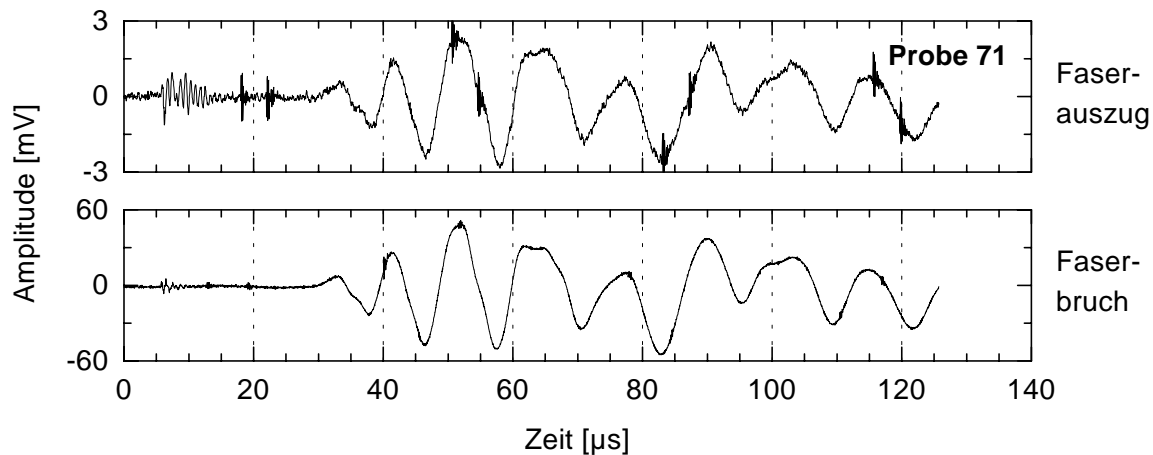


Abb. 4.30: Die Wellenformen des Faserauszugs (oben) sowie eines 3,5 mm vom Faserauszug entfernten Faserbruchs (unten) sind bis auf den Unterschied in der Amplitude praktisch nicht zu unterscheiden (Probe 71, vgl. auch Abb. 4.19). Bei der Wellenform des Faserauszugs treten hochfrequente elektronische Störungen aufgrund der geringeren Signalamplitude deutlicher hervor.

4.4.2 Faser-Matrix-Ablösung (Debonding) einer quer liegenden Glasfaser

Die Faser-Matrix-Enthaftung von ca. 5 mm langen, quer liegenden Glasfasern wurde zunächst an Standardproben vom Typ 1 untersucht (Sensoranordnung wie in Abb. 3.21 gezeigt). Hierbei wurde in Abweichung zur sonst angewandten Versuchsführung die Kraft in einzelnen, äquidistanten Schritten aufgebracht. Zwischen den Lastschritten befanden sich unterschiedlich lange Haltephasen konstanter Last. Das Kraft-Zeit-Diagramm des Zugversuchs an Probe A10, in welchem das Auftreten der einzelnen erfaßten SE-Signale markiert ist, zeigt Abb. 4.31. Im LSM erscheint das Ablösen der Faser von der Matrix als quasi-kontinuierlicher Vorgang, eine spannungsoptische Zeitserie ist in Abb. 4.32 wiedergegeben. Dabei wurde zunächst Faser-Matrix-Debonding beobachtet (bis Laststufe 25), anschließend daran begann die Probe im Matrixbereich entlang der Faserachse einzuschnüren.

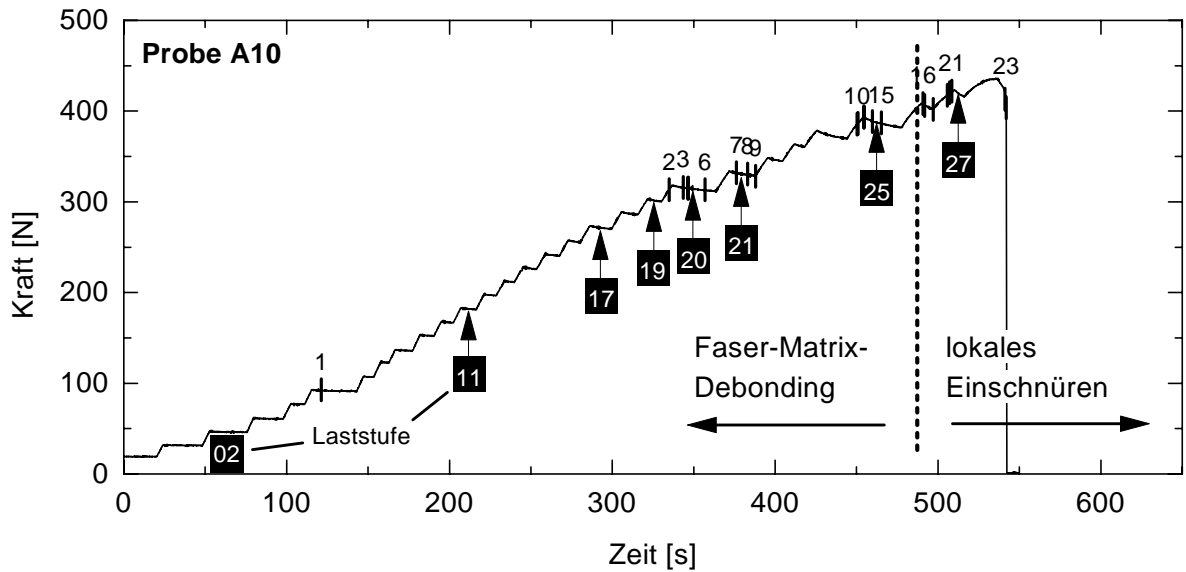


Abb. 4.31: Kraft-Zeit-Diagramm des Zugversuchs an Probe A10. Unterhalb der Kraft-Zeit-Kurve sind einzelne Laststufen mit Zahlenblöcken und Pfeilen gekennzeichnet. Die senkrechten Striche auf der Kraft-Zeit-Kurve sowie die darüberliegenden Zahlen markieren die Schallemissionsereignisse. Die Einteilung in zwei Bereiche mit unterschiedlichem Quellmechanismus beruht auf den Beobachtungen im LSM.

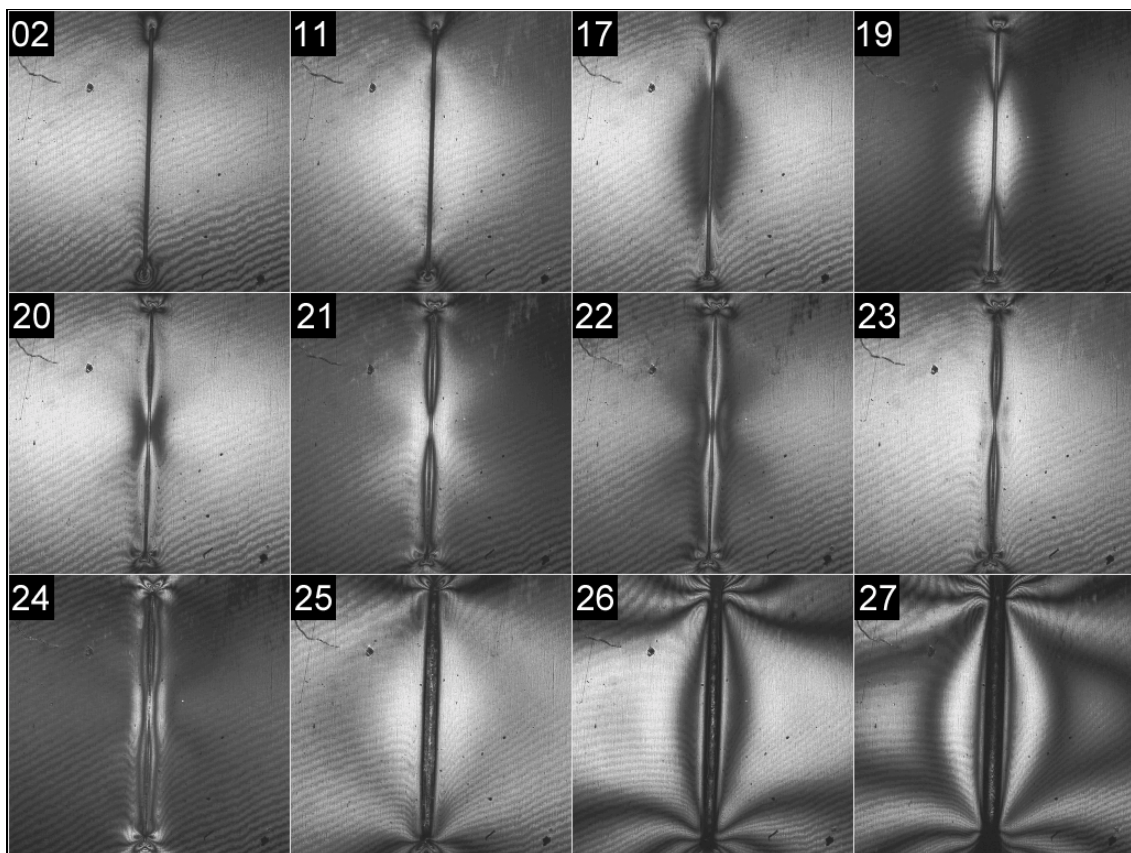


Abb. 4.32: Zeitserie des Zugversuchs an einer Zugprobe (Typ 1) mit quer liegender Glasfaser. In der spannungsoptischen Betrachtung erscheint die Faser-Matrix-Enthaftung als quasi-kontinuierlicher Vorgang. Oben links eingeblendet ist jeweils die aktuelle Laststufe (Probe A10, Faserlänge 5,8 mm, Spannungsoptik am LSM).

Den symmetrischen und antisymmetrischen Anteil einer Wellenform eines Debondingereignisses zeigt Abb. 4.33 (Ereignis 7 in Probe A10). Ähnlich wie beim Faserbruch besteht auch hier das Signal überwiegend aus symmetrischen Anteilen. Dabei werden am Signalanfang die höchsten Frequenzen beobachtet und mit zunehmender Signaldauer enthält das Signal zunehmend mehr tieffrequente Signalanteile. Die antisymmetrischen Anteile sind ebenso wie beim Faserbruch vermutlich auf eine minimale Verschiebung der Sensoren gegeneinander oder auf Ankopplungsunterschiede zurückzuführen. Die maximale Signalamplitude der aufgezeichneten SE-Signale liegt häufig nur knapp über dem Rauschpegel, und die Richtung des Ersteinsatzes ist nicht immer so deutlich wie in Abb. 4.33 ersichtlich, da der Ersteinsatz selbst nicht selten durch Rauschen überdeckt wird.

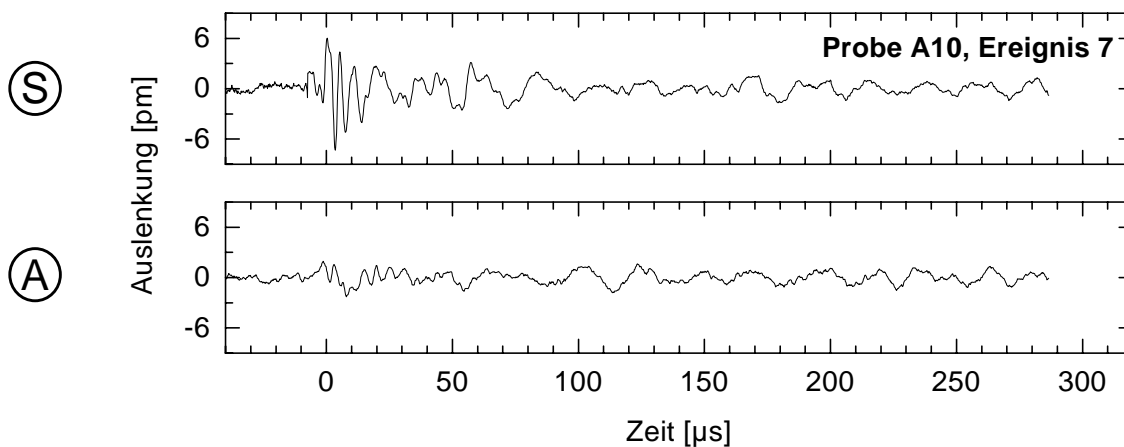


Abb. 4.33: Wellenform eines Debondingereignisses in Probe A10: symmetrischer (oben) und antisymmetrischer (unten) Anteil der Oberflächenauslenkung an einem der Sensorpaare (Wellenformen nach Entfaltung, ohne Aperturkorrektur).

4.4.3 Matrixplastizität

Schallemission, die auf mikromechanische Prozesse in der Polycarbonatmatrix zurückzuführen war, wurde nur dann registriert, wenn sich eine stark lokalisierte Verformungszone ausbildete, wie dies z. B. bei der Scherbandbildung oder Einschnürung der Fall ist. Vor allem bei den Proben vom Typ 1 trat aufgrund des relativ kleinen Schulterradius bei höheren Spannungen am Übergang zwischen Meßlänge und Schulter lokalisierte plastische Verformung auf. Bei der Verwendung von breitbandigen Sensoren vom Typ B1025 hatten diese Signale einen maximalen Rauschabstand von 15 dB (bei sonst maximaler Verstärkung). Aufgrund der relativ hohen Schallschwächung wurden sie vorwiegend nur an einem der beiden Sensorpaare registriert.

4.5 Ortung von Schallemissionsquellen

In der vorliegenden Arbeit kommt der Ortung von Schallemissionsereignissen in Einzelfaserproben durch Auswertung von Laufzeitunterschieden nur eine zweitrangige Bedeutung zu, da der Schädigungsverlauf *in-situ* optisch dokumentiert wurde und daher über die Zeitachse meist eine eindeutige Korrelation zwischen SE-Ereignis und SE-Quelle möglich war. Lediglich bei den Proben, bei denen die Faserlänge größer als 5 mm und daher eine vollständige optische Dokumentation *in-situ* nicht mehr möglich war (vgl. Probe 71 in Abschnitt 4.2.4 und Probe 74 in Abschnitt 4.3.2), mußte eine SE-Ortung durchgeführt werden. Da in diesen Fällen die Faserlage bekannt war, genügte hierfür eine eindimensionale (lineare) Ortung, bei der die absolute Genauigkeit weniger eine Rolle spielte als die relative Genauigkeit. D. h. wichtig war es in diesen Fällen, daß die örtliche Reihenfolge der Faserbrüche entlang der Faser eindeutig bestimmt werden konnte. Die mittels linearer Ortung bestimmten Faserbruchstellen wichen maximal 0,5 mm von den optisch mittels LSM bestimmten Faserbruchstellen ab, wenn Sensoren vom Typ B1025 (Durchmesser des aktiven Elements: 6,35 mm) verwendet und für den Ortungsalgorithmus folgende Punkte berücksichtigt wurden:

- zur Bestimmung des Laufzeitunterschiedes wird das erste Maximum eines Signals verwendet,
- als Ausbreitungsgeschwindigkeit des Schallemissionssignals wird die klassische (nicht-dispersive) Schallgeschwindigkeit des symmetrischen Grundmode angenommen,
- und als Sensorposition wird der Sensormittelpunkt angenommen.

Es sei an dieser Stelle außerdem darauf hingewiesen, daß Wanner, Bidlingmaier und Ritter [1996] gezeigt haben, daß der Fehler der Ortung kleiner als ein Zehntel der mittleren Faserbruchstücklänge sein muß, um die Weibull-Parameter der Längenverteilung der Faserbruchstücke bestimmen zu können. Bei den vorliegenden Proben war diese Voraussetzung nicht erfüllt, wenn der Faserdurchmesser kleiner als 100 μm war. Bei Proben mit Fasern mit einem Faserdurchmesser $\geq 100 \mu\text{m}$ betrug die mittlere Länge der Faserbruchstücke zwar zwischen 1,1 mm und 4 mm. Allerdings lagen dann mit maximal neun Faserbruchstücken zu wenige Faserbrüche für eine statistische Auswertung vor.

5 Ergebnisse der Untersuchungen an Metallmatrix-Verbundwerkstoffen

Im Mittelpunkt des ersten Abschnitts dieses Kapitels steht die Analyse der einzelnen Wellenformen unter Berücksichtigung der Phänomene der Wellenausbreitung in den Zug- und Druckproben. Im sich anschließenden zweiten Abschnitt werden dann die äußeren Einflüsse bei der Erfassung von Schallemissionssignalen behandelt. Im dritten und letzten Abschnitt schließlich erfolgt aufbauend auf den Ergebnissen der beiden vorangegangenen Abschnitte die Charakterisierung der Schädigungsverläufe bei der Verformung verschiedener Metallmatrix-Verbundwerkstoffe. Eine wichtige Größe ist hierbei die auf die Dehnung bezogene Schallemissions-Ereignisrate, welche nachfolgend als *Dehnungs-SE-Rate* bezeichnet wird. Ergänzt werden diese Ergebnisse durch die Ortung von Schallemissionsereignissen im Zugversuch sowie durch die metallographische Charakterisierung der Schädigung.

5.1 Wellenausbreitung und Signalanalyse bei Zug- und Druckproben

5.1.1 Wellenausbreitung im Massivwerkstoff und in den Zug- und Druckproben

Für die makroskopisch isotropen Legierungen und MMCs zeigt Tab. 5.1 die Ergebnisse der Dichtemessung und der Laufzeitmessung sowie die daraus errechneten elastischen Konstanten. Im Fall von Al-Al₂O_{3f} wurden nur Geschwindigkeiten senkrecht und parallel zur Faserausrichtung gemessen, die Ergebnisse zeigt Tab. 5.2.

Die Standarddruckproben besitzen eine kompakte Geometrie, weshalb bei diesen Proben nur die Wellenmoden des elastischen Halbraums zu erwarten sind. Für die Betrachtung der Wellenausbreitung in diesen Proben können die in den Tab. 5.1 und 5.2 aufgeführten Schallgeschwindigkeiten für Longitudinal- bzw. Scherwellen verwendet werden. Im Gegensatz dazu kommt es bei den stabförmigen Zugproben zur Ausbildung von geführten Wellen (Stabwellen). Da die Schallemissionssensoren bei den Standardzugproben jeweils an der Probenschulter angebracht waren, müssen diese Wellenmoden bei der Schallemissionsanalyse berücksich-

tigt werden. Deshalb wird nachfolgend näher auf die Charakteristik der Stabwellen in den Zugproben eingegangen.

Werkstoff	AA1050	AA6061	6061-SiC _p	M124	M124-Saffil
Dichte [Mg/m ³]	2,704 ± 0,005	2,715 ± 0,005	2,703 ± 0,005	2,697 ± 0,002	2,792 ± 0,003
Schallgeschwindigkeit Longitudinalwelle [m/s]	6320 ± 17	6350 ± 25	6795 ± 19	6588 ± 26	6871 ± 29
Schallgeschwindigkeit Scherwelle [m/s]	3146 ± 52	3141 ± 20	3625 ± 53	3345 ± 32	3579 ± 37
Elastizitätsmodul [GPa]	71,5 ± 2,8	71,7 ± 1,2	92,4 ± 3,2	80 ± 1,8	94 ± 2,2
Schubmodul [GPa]	26,8 ± 0,9	26,8 ± 0,4	35,5 ± 1,1	30,2 ± 0,6	35,8 ± 0,8
Querkontraktionszahl [-]	0,34 ± 0,09	0,34 ± 0,03	0,30 ± 0,08	0,33 ± 0,02	0,31 ± 0,01

Tab. 5.1: Dichte, Schallgeschwindigkeiten und elastische Konstanten der makroskopisch isotropen Werkstoffe.

Al-Al ₂ O _{3f} (x-Richtung ist Faserrichtung)			
Dichte [Mg/m ³]			2,992 ± 0,006
Schallgeschwindigkeit [m/s]			
Typ	Einschallungs- richtung	Polarisierung	
longitudinal	x	x	7512 ± 22
	z	z	7242 ± 21
transversal	y	z	3954 ± 20
	x (z)	z (x)	3951 ± 70

Tab. 5.2: Dichte und Schallgeschwindigkeiten von Al-Al₂O_{3f}.

Stabwellen in Zugproben

Zunächst ist festzustellen, daß alle isotropen Aluminiummatrixwerkstoffe, die untersucht wurden, eine Querkontraktionszahl zwischen 0,30 und 0,34 aufweisen, weshalb die in Abschnitt 3.2.4 zur Berechnung von Grenzfrequenzen und Dispersionskurven zugrunde gelegten Daten verwendet werden dürfen. Als erstes wurden die Grenzfrequenzen der verschiedenen Wellenmoden im Frequenzbereich bis 1 MHz berechnet. Höhere Frequenzen waren nicht zu berücksichtigen, da diese zur Unterdrückung von elektromagnetische Störungen von der Prüfmaschine vor der Signalanalyse herausgefiltert werden mußten. Die berechneten Grenzfrequenzen

quenzen zeigt Tab. 5.3 sowie in einer zusammenfassenden Darstellung Abb. 5.1. Es wird deutlich, daß im Frequenzbereich unterhalb von 1 MHz neben den Grundmoden (0. Ordnung) auch symmetrische und antisymmetrische Moden höherer Ordnung existieren. Dabei kommen zunächst bei 428 kHz und 664 kHz je ein antisymmetrischer Mode hinzu, und bei 890 kHz und 1024 kHz je ein symmetrischer Mode (die Frequenzangaben sind jeweils Mittelwerte).

Werkstoff	Grenzfrequenzen der verschiedenen Wellenmoden [kHz]						
	(nach Art und Ordnung)						
	symmetrisch			antisymmetrisch			torsional
	0	1	2	0	1	2	0
AA1050	0	768	883	0	369	573	0
AA6061	0	768	883	0	369	573	0
6061-SiC _p	0	873	1005	0	419	652	0
M124	0	814	936	0	391	607	0
M124-Saffil	0	867	997	0	416	647	0
Al-Al ₂ O _{3f} , Fasern in Stabachse	0	1013	1165	0	486	756	0
Al-Al ₂ O _{3f} , Fasern quer zur Stabachse	0	882	1015	0	424	659	0

Tab. 5.3: Grenzfrequenzen für Stabwellen in Zugproben (Stabdurchmesser = 5 mm) für den Frequenzbereich unterhalb 1,2 MHz.

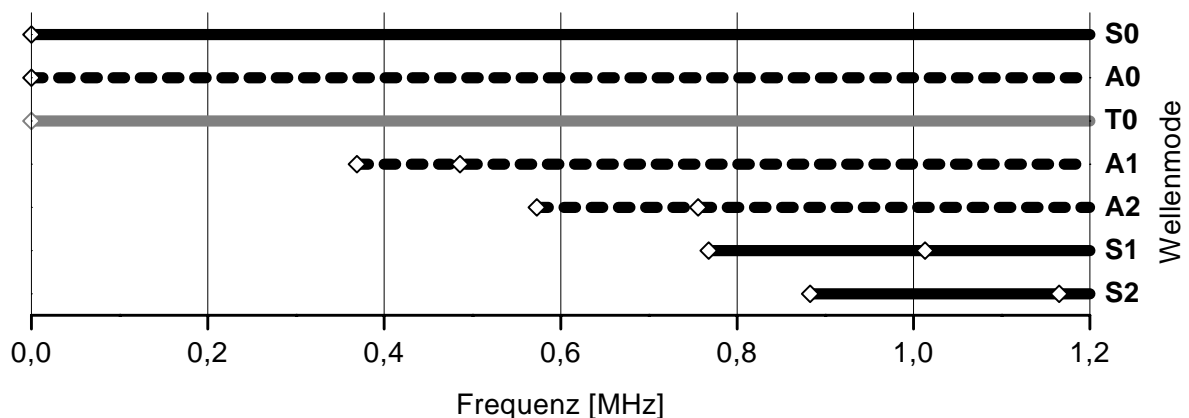


Abb. 5.1: Graphische Darstellung der Existenzbereiche der verschiedenen Wellenmoden für Stäbe aus den in Tab. 5.3 aufgeführten Werkstoffen (Stabdurchmesser = 5 mm). Die Rauten kennzeichnen den Bereich der Grenzfrequenzen für die verschiedenen Aluminiummatrix-Verbundwerkstoffe. Zur Bezeichnung der Wellenmoden: S = symmetrischer Mode, A = antisymmetrischer Mode, T = torsionaler Mode; die angehängte Zahl bezeichnet die Ordnung des Mode.

Die gemäß Kapitel 3.2.4 berechneten Dispersionskurven von (Zug-)stäben mit einem Durchmesser von 5 mm zeigt Abb. 5.2 exemplarisch für den Werkstoff M124-Saffil. Dabei beschränkt sich die Darstellung auf die Gruppengeschwindigkeiten, welche immer dann für die Wellenausbreitung maßgebend sind, wenn die sich ausbreitenden Signale wie z. B. im Fall der Schallemission nicht monofrequent sind. Auf eine Einzeldarstellung der anderen im Zugversuch geprüften Verbundwerkstoffe wird an dieser Stelle verzichtet, da die Grenzfrequenzen und die Querkontraktion dieser Werkstoffe sich nur wenig von den Werten von M124-Saffil unterscheiden und sich daher ein ähnliches Bild ergibt. So ändern sich die Kurvenformen und ihre relative Lage zur Frequenzachse nur in geringem Umfang, während sich die absoluten Werte für die Schallgeschwindigkeit stärker unterscheiden.

Bei den in den Zugversuchen auftretenden Wellenformen dominieren die Frequenzanteile unterhalb 1 MHz (vgl. auch Abschnitt 5.1.2.b). In diesem Frequenzbereich besitzt der symmetrische Grundmode (S0) die höchste Schallgeschwindigkeit, welche zudem in einem relativ

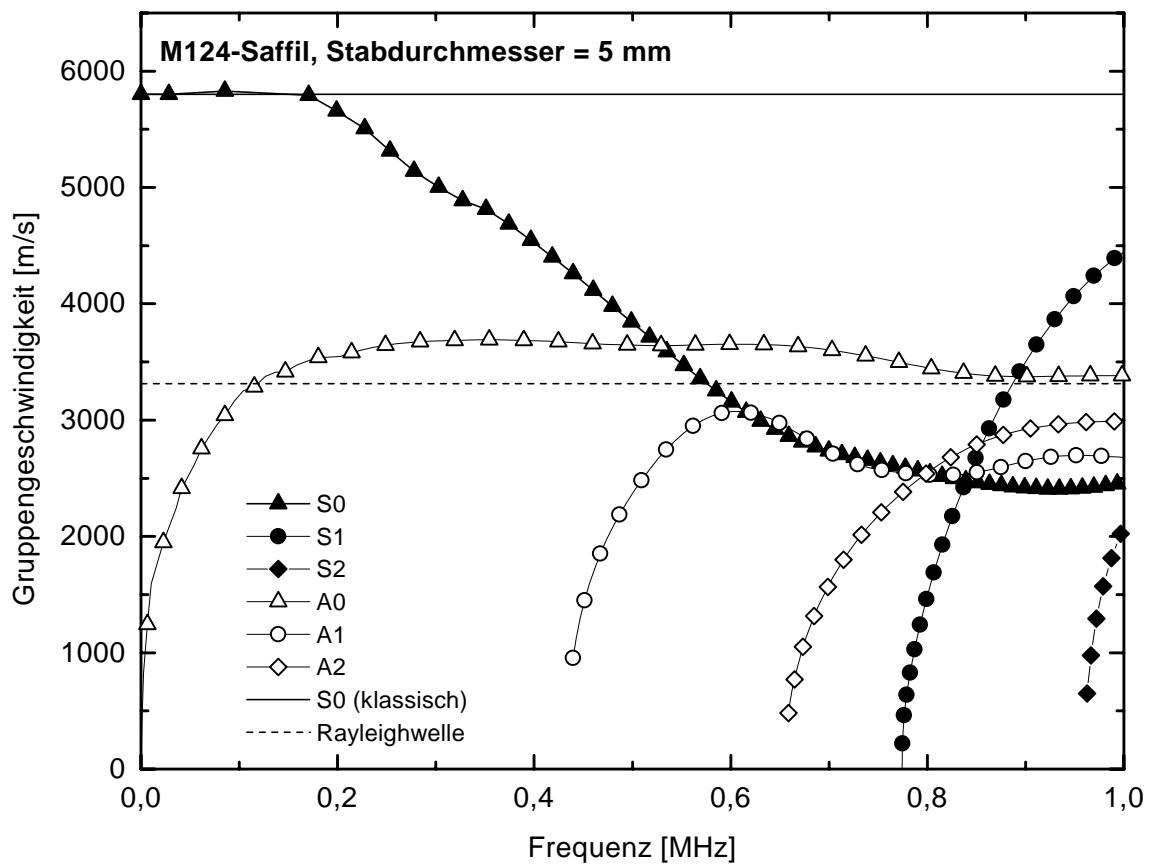


Abb. 5.2: Dispersionskurven der Gruppengeschwindigkeiten in zylindrischen Stäben für M124-Saffil und Stabdurchmesser = 5 mm (Theorie, nur symmetrische und anti-symmetrische Moden).

breiten Bereich (0-200 kHz) nahezu konstant ist und dort mit der klassischen Stabwellengeschwindigkeit (vgl. Gleichung 2.28) gut übereinstimmt. Daher wurde bei der linearen Ortung im Zugversuch, welche auf einem Schwellenwertverfahren basiert, die Geschwindigkeit des symmetrischen Grundmode (S0) bei 0 Hz zugrunde gelegt (vgl. auch Abschnitt 3.4.2.d). Für alle Werkstoffe wurde auf Basis der klassischen Theorie (vgl. Gleichung 2.28) diese Schallgeschwindigkeit berechnet, das Ergebnis zeigt Tab. 5.4. Als Grundlage für die Berechnungen dienten die nach Tab. 5.1 ermittelten Kennwerte. Da im Fall des unidirektional verstärkten Al-Al₂O_{3f} die Elastizitätsmoduln in die jeweilige Stabrichtung nicht aus den Schallgeschwindigkeiten ermittelt werden konnten, erfolgte für diesen Werkstoff eine Abschätzung der Elastizitätsmoduln nach einfachen Gesetzmäßigkeiten für Verbundwerkstoffe (Mittelung nach Voigt und Reuss, vgl. auch [Paul 1960]):

$$E_{\parallel} = E_{Faser} f_{Faser} + E_{Matrix} f_{Matrix} \quad (5.1)$$

und

$$E_{\perp} = \frac{E_{Faser} E_{Matrix}}{E_{Faser} f_{Matrix} + E_{Matrix} f_{Faser}} \quad (5.2)$$

mit E_{\parallel} = abgeschätzter Elastizitätsmodul in Faserrichtung, E_{\perp} = abgeschätzter Elastizitätsmodul quer zur Faserrichtung, E_i = Elastizitätsmodul der Komponente i und f_i = Volumenanteil der Komponente i . Die Berechnung erfolgte auf Basis der Kennwerte von AA1050 und der Altex-Faser.

Werkstoff	Schallgeschwindigkeit des S0 Mode in Stäben bei 0 Hz (Stabdurchmesser = 5 mm) [m/s]
AA1050	5141
AA6061	5139
6061-SiC _p	5847
M124	5446
M124-Saffil	5802
Al-Al ₂ O _{3f} , Fasern in Stabachse	6767
Al-Al ₂ O _{3f} , Fasern quer zur Stabachse	5896

Tab. 5.4: Schallgeschwindigkeit des symmetrischen Grundmode bei 0 Hz in zylindrischen (Zug-)Stäben (Durchmesser 5 mm) für die verschiedenen Werkstoffe gemäß klassischer Stabtheorie.

5.1.2 Wellenformen und Signalanalyse beim Zugversuch

a) Modellexperimente an durchtrennten Zugproben

Als Ergebnis der an durchtrennten Zugproben aus AA1050 durchgeführten Experimente zur Wellenausbreitung zeigt Abb. 5.3 die maximale Amplitude der symmetrischen und antisymmetrischen Signalanteile. Dabei wurde über die verschiedenen Proben (*Lang, Mittel, Kurz*) gemittelt, der Fehlerbalken stellt die Extremwerte innerhalb der jeweiligen Anregungsart dar. Die jeweils unten abgebildete Schemazeichnung zeigt die Versuchsanordnung mit Blick auf die Stirnfläche der Probe. Hierbei sind die beiden Sensoren grau dargestellt und die Art sowie der Ort der Anregung durch Pfeile bzw. Kreuze gekennzeichnet. Es zeigt sich, daß die maximale Amplitude des symmetrischen Signalanteils bei Anregung auf der zwischen den beiden Sensoren liegenden Symmetrieachse der Stirnfläche größer ist als die des antisymmetrischen Signalanteils (vgl. a und b), während für alle anderen Anregungsarten die maximalen Amplituden entweder gleich sind oder die des antisymmetrischen Signalanteils größer ist (vgl. c, d und e). Außerdem wird das Verhältnis der maximalen Amplitude zwischen den beiden Signalanteilen durch die Länge des Laufwegs nur gering beeinflußt wird.

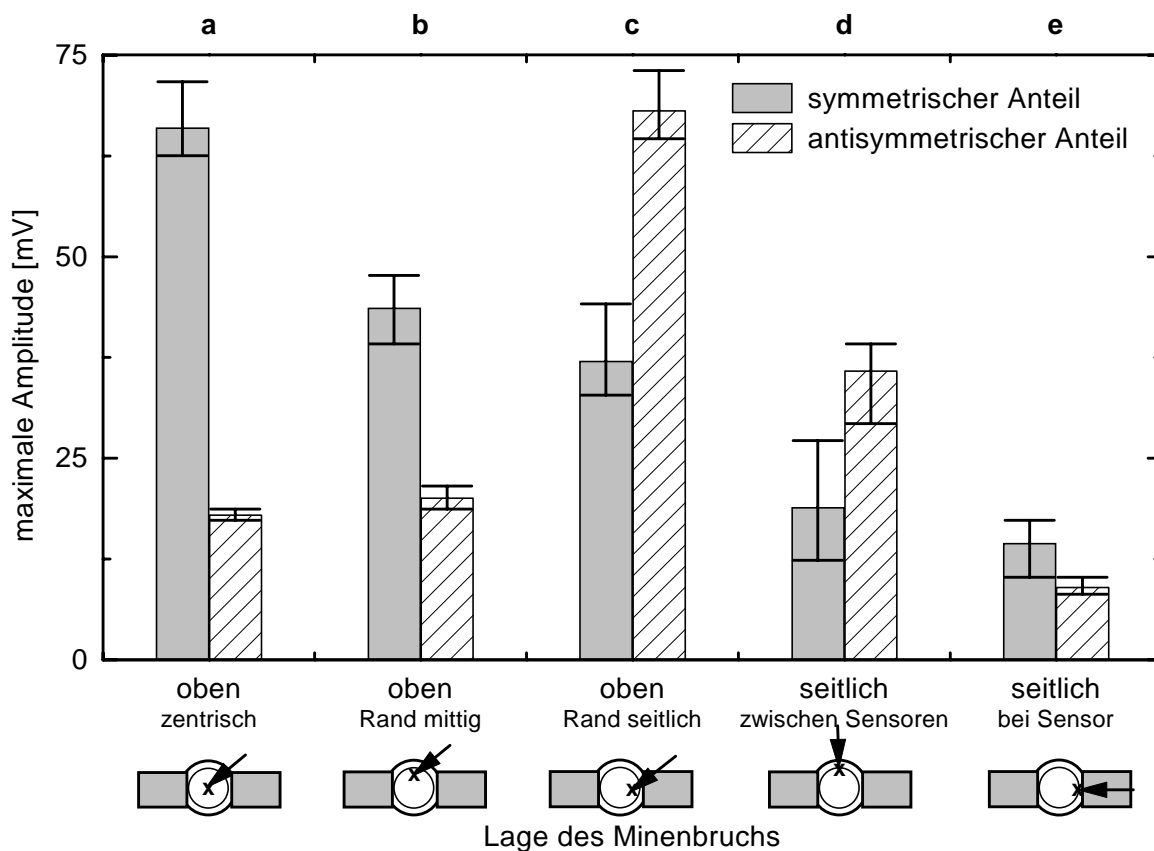


Abb. 5.3: Maximale Amplitude des symmetrischen und des antisymmetrischen Anteils der Wellenformen für die verschiedenen Anregungsorte (Anregung mittels Minenbruch).

b) Standardzugproben (Sensoren auf der Schulter)

Um Unterschiede in den beim Zugversuch auftretenden Wellenformen feststellen zu können, wurden für jeden Werkstoff Wellenformen von 10 bis 20 typischen SE-Ereignissen ausgewählt und für jeweils gegenüberliegende Sensorpaare in ihre symmetrische und antisymmetrische Anteile zerlegt. Anschließend wurden die Wellenformen an Hand folgender fünf Merkmale charakterisiert:

- (1) Signaldauer,
- (2) Modenanteile (A/S),
- (3) Richtung des Ersteinsatz des symmetrischen Anteils,
- (4) Frequenzinhalt des symmetrischen Anteils,
- (5) Frequenzinhalt des antisymmetrischen Anteils.

Dabei zeigte sich, daß weder für die verschiedenen Wellenformen eines Zugversuchs noch für die Wellenformen aus Zugversuchen an verschiedenen Werkstoffen signifikante Unterschiede in den ausgewählten Merkmalen vorliegen. Die Merkmalscharakteristik der Wellenformen aus den Zugversuchen ist in Tab. 5.5 beschrieben.

Merkmal	Merkmalscharakteristik
Signaldauer	Die Signaldauer beträgt bei allen Werkstoffen zwischen 20-100 μ s.
Modenanteile (A/S)	Der Quotient aus maximaler Amplitude des antisymmetrischen Anteils zu maximaler Amplitude des symmetrischen Anteils (A/S) liegt zwischen 0,5 und 2,5. Für die Mehrzahl der Wellenform ist der Quotient größer als 1.
Richtung des Ersteinsatz des symmetrischen Anteils	Die Richtung des Ersteinsatz des symmetrischen Anteils ist bis auf wenige Ausnahmen eine Auslenkung aus der Probe heraus.
Frequenzen des symmetrischen Anteils	Beim symmetrischen Anteil treten kurz nach dem Ersteinsatz hohe Frequenzen auf.
Frequenzen des antisymmetrischen Anteils	Beim antisymmetrischen Anteil nimmt die Frequenz mit zunehmender Signaldauer ab.

Tab. 5.5: Merkmale und Merkmalscharakteristik der in den Zugversuchen aufgenommenen Wellenformen.

Die Abb. 5.4 und 5.5 zeigen jeweils exemplarisch die Wellenformanteile eines typischen SE-Ereignisses beim Zugversuch an 6061-SiC_p, sowie die zugehörigen mittels Fourier-Transformation berechneten Spektren. Es bedeuten S = symmetrischer Anteil, A = antisymmetrischer Anteil, 1/2 = oberes Sensorpaar, 3/4 = unteres Sensorpaar. Ganz ähnlich sehen die Ergebnisse für die anderen Werkstoffe aus, deren Signalbeispiele im Anhang im Abschnitt F abgebildet sind. Die Frequenzspektren der einzelnen Wellenformanteile zeigen, daß es sich um breitbandige SE-Signale handelt, deren obere Grenzfrequenz vor allem durch das verwendete Meßsystem (Tiefpaßfilter 1500 kHz) vorgegeben wird. Bei den antisymmetrischen Wellenformanteilen überwiegen die Frequenzanteile unterhalb von 500 kHz. Abb. 5.6 zeigt die Wellenformanteile und zugehörigen Spektren eines SE-Ereignisses beim Zugversuch an AA6061, welches aufgrund der Laufzeitdifferenz zwischen den Sensorpaaren eindeutig als Störsignal (Reibegeräusch aus der Einspannung) identifiziert werden konnte. Vergleicht man nun diese Wellenformen bzw. Frequenzspektren mit denen aus Abb. 5.5, so wird deutlich, daß eine Unterscheidung zwischen Störsignal aus der Einspannung und echtem SE-Signal aus der Probe an Hand der Wellenform bzw. ihres Spektrums nicht ohne weiteres möglich ist.

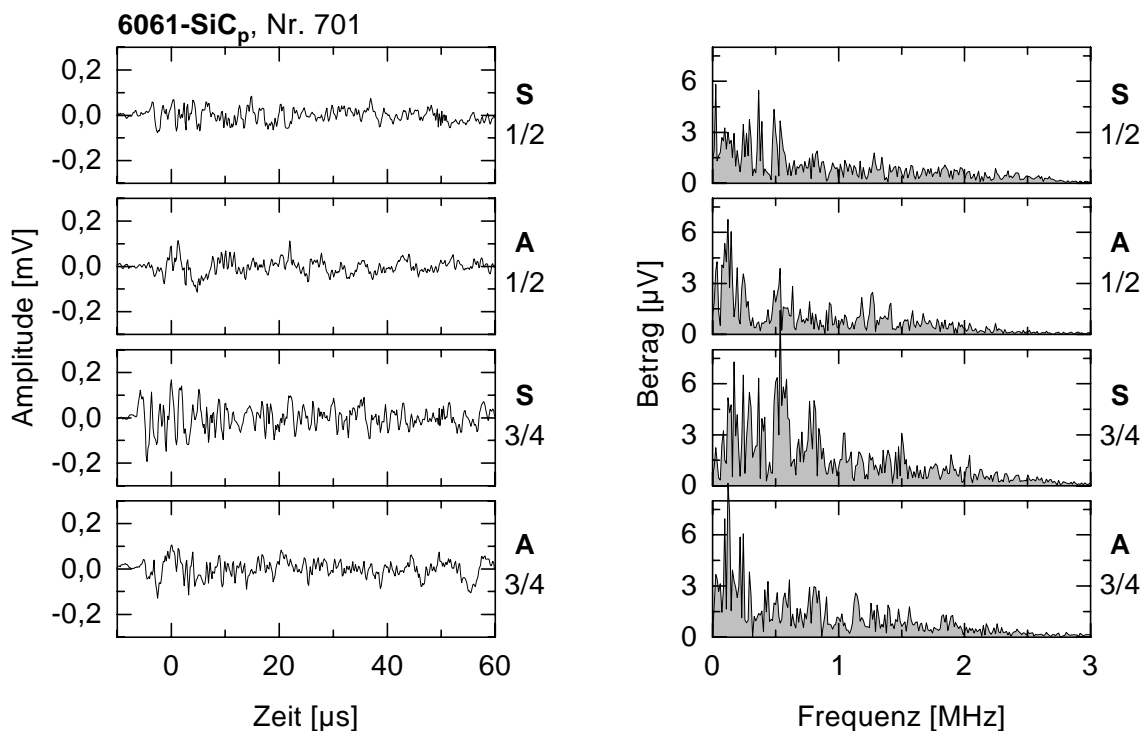


Abb. 5.4: Wellenformanteile (links) und zugehörige Fourier-Transformation (rechts) eines SE-Ereignisses beim Zugversuch an 6061-SiC_p, es bedeuten S = symmetrischer Anteil, A = antisymmetrischer Anteil, 1/2 = oberes Sensorpaar, 3/4 = unteres Sensorpaar.

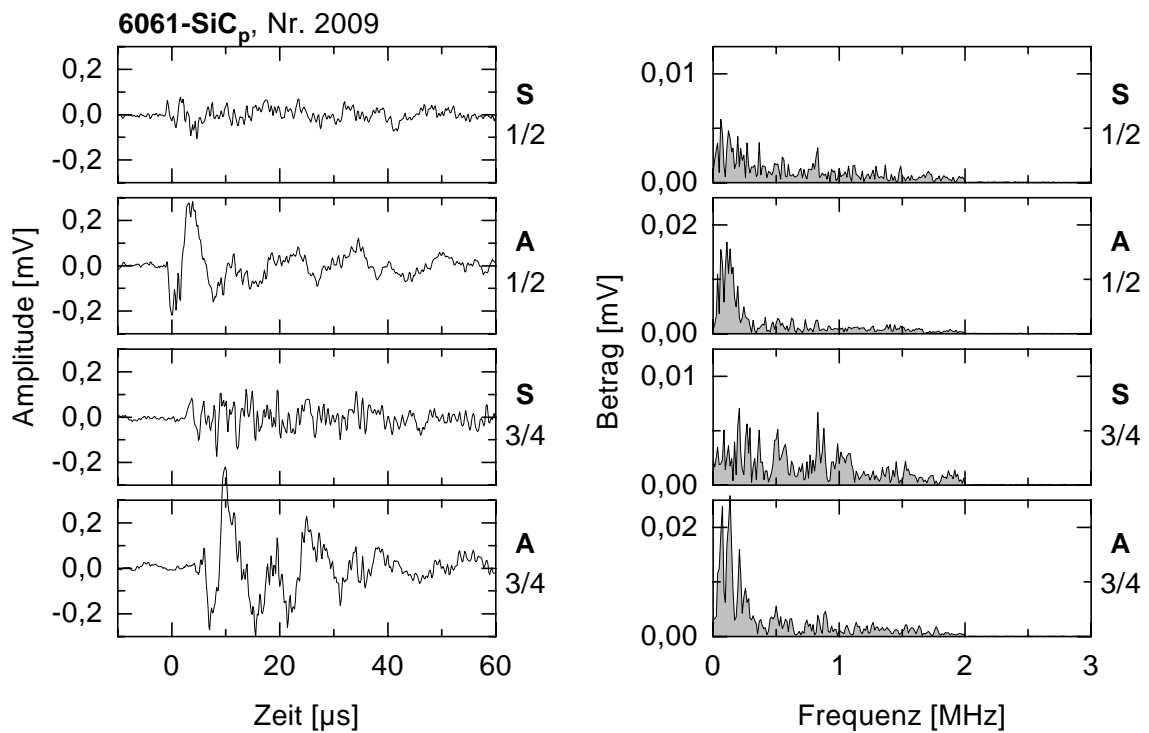


Abb. 5.5: Wellenformanteile (links) und zugehörige Fourier-Transformation (rechts) eines SE-Ereignisses beim Zugversuch an 6061-SiC_p, Bezeichnungen wie bei Abb. 5.4.

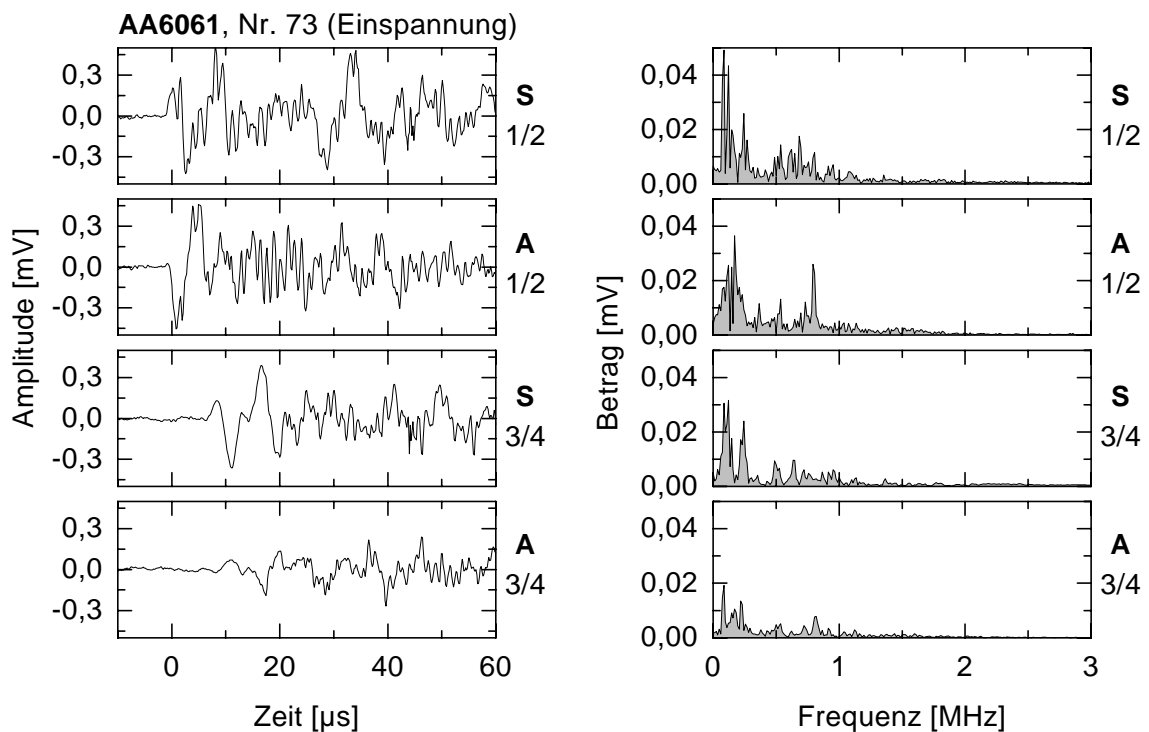


Abb. 5.6: Wellenformanteile (links) und zugehörige Fourier-Transformation (rechts) eines SE-Ereignisses beim Zugversuch an AA6061, Bezeichnungen wie bei Abb. 5.4.

c) Zug-Druck-Proben (Sensoren auf der Meßlänge)

Bei einem Zugversuch an M124 wurde eine Zug-Druck-Probe verwendet, bei der zwei Sensoren direkt auf der Meßlänge angebracht waren. Wie Abb. 5.7 zeigt, sind die bei diesem Versuch erfaßten Wellenformen sehr unterschiedlich und weichen teilweise deutlich von den Wellenformen der Versuche mit Standardzugproben (Sensoren auf der Schulter) ab. Sowohl die Frequenzen als auch die Signaldauer variieren sehr stark. Dabei ist der Erstausschlag bei den Signalen mit kurzer Dauer entweder uneinheitlich (vgl. Abb. 5.7b) oder bei beiden Sensoren negativ, (vgl. Abb. 5.7c). Wellenformen vom Typ 1 wie bei den Druckversuchen (vgl. Abschnitt 5.1.3.e) wurden nicht beobachtet.

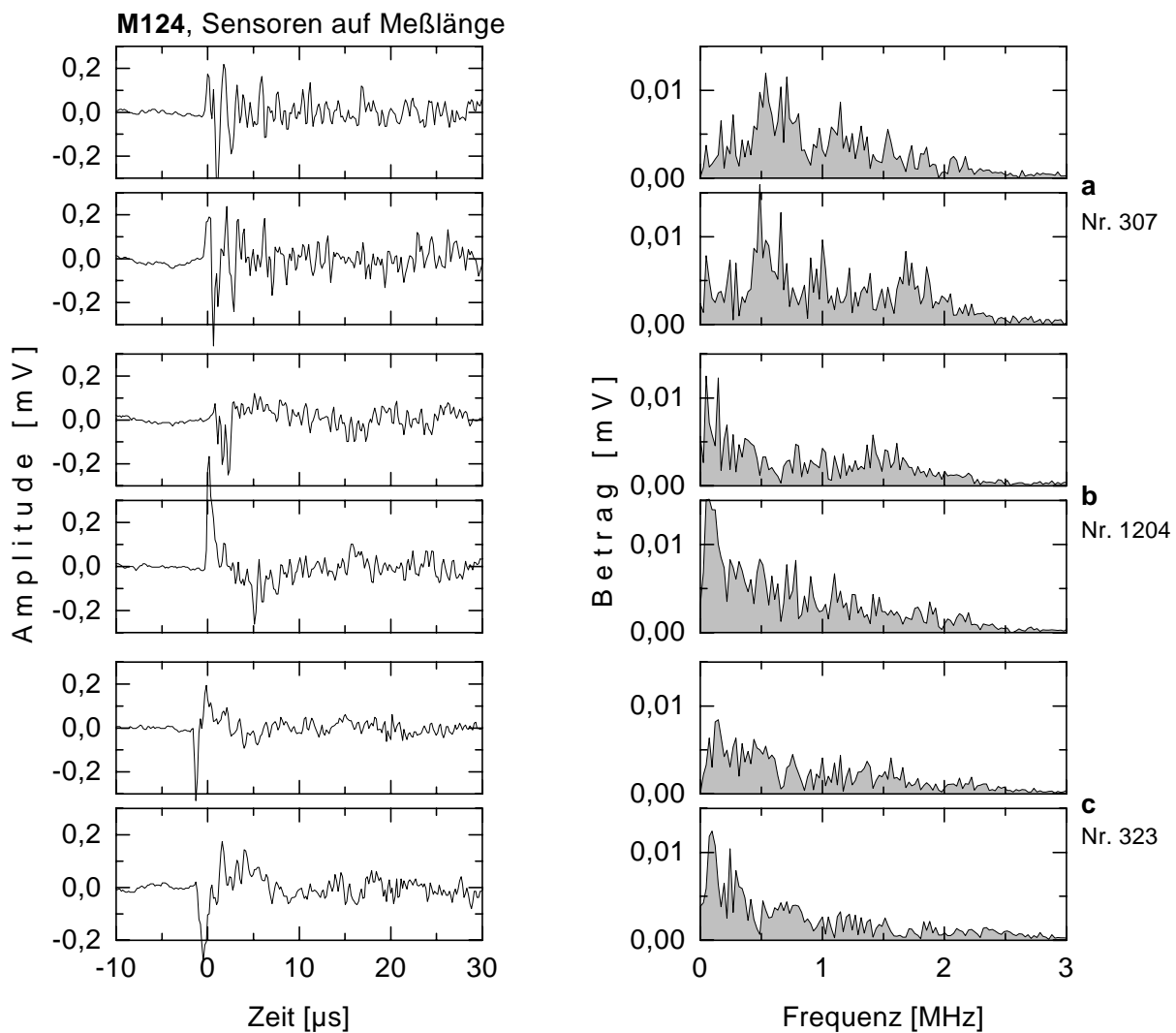


Abb. 5.7: Zugversuch an M124 unter Verwendung einer Zug-Druck-Probe mit auf der Meßlänge angebrachten Sensoren: Wellenformen (links) und zugehörige Fourier-Transformation (rechts) dreier SE-Ereignisse.

5.1.3 Wellenformen und Signalanalyse beim Druckversuch

Im vorliegenden Abschnitt wird zunächst die Charakteristik der Wellenformen beschrieben, wie sie bei den Versuchen mit Standarddruckproben aufgezeichnet wurden. Hierzu gehören unter anderem auch der Vergleich der verschiedenen Werkstoffe sowie der Einfluß des Meßsystems. Daran anschließend werden die Ergebnisse von Versuchen an Druckproben mit abweichender Geometrie vorgestellt, welche vor allem zur Klärung des Einflusses der Probengeometrie auf die Wellenform beitragen sollen.

a) Standarddruckproben

Bei allen Druckversuchen an Standarddruckproben (vgl. Abb. 3.26) wurden unabhängig vom untersuchten Werkstoff zwei deutlich unterscheidbare Typen von Wellenformen beobachtet, wie sie in den Abb. 5.8 (Typ 1) und 5.9 (Typ 2) dargestellt sind. Dabei fällt vor allem der Unterschied in der Signaldauer auf. Während bei Typ 1 das Signal an mindestens einem Sensor im wesentlichen aus nur einer Spitze mit einer kurzen Signaldauer ($< 2 \mu\text{s}$) besteht, ist die Signaldauer bei Typ 2 bei beiden Sensoren deutlich größer als $10 \mu\text{s}$. Weitere signifikante Unterschiede bestehen hinsichtlich der Richtung des Erstausschlags sowie hinsichtlich des Verhältnis zwischen maximaler Signalamplitude und der Amplitude des ersten Maximums. Ferner fällt auf, daß der maximale Laufzeitunterschied bei Typ 1 $1,12 \mu\text{s}$ und bei Typ 2 nur $0,64 \mu\text{s}$ beträgt. Wie die Abb. 5.8 und 5.9 zeigen, existiert jedoch innerhalb eines Typs kein offensichtlicher Zusammenhang zwischen Laufzeitdifferenz und Signalform. Eine detaillierte Beschreibung der charakteristischen Merkmale der beiden Typen findet sich in Tab. 5.6. Die Ursachen für das Auftreten der beiden unterschiedlichen Wellenformen und mögliche Schlußfolgerungen werden in Abschnitt 7.2.2 ausführlich diskutiert.

Der Anteil der beiden Wellenformtypen war von Versuch zu Versuch verschieden. So betrug z. B. der Anteil von Typ 1 beim ersten Belastungszyklus an Al-Al₂O_{3f} (Fasern quer zur Beanspruchungsrichtung) in einem Versuch 81 % und in einem anderen Versuch 43 %. Die beiden Versuche unterschieden sich dabei dadurch, daß in einem Fall die Fasern senkrecht zur Ankopplungsfläche und in anderen Fall parallel zur Ankopplungsfläche orientiert waren. Außerdem waren die Ankopplungsflächen durch Ausbauchen und Ausknicken auf unterschiedliche Weise verformt. Darüber hinaus wurde in verschiedenen Versuchen eine Änderung des Anteils der Wellenformtypen mit zunehmender Dehnung beobachtet.

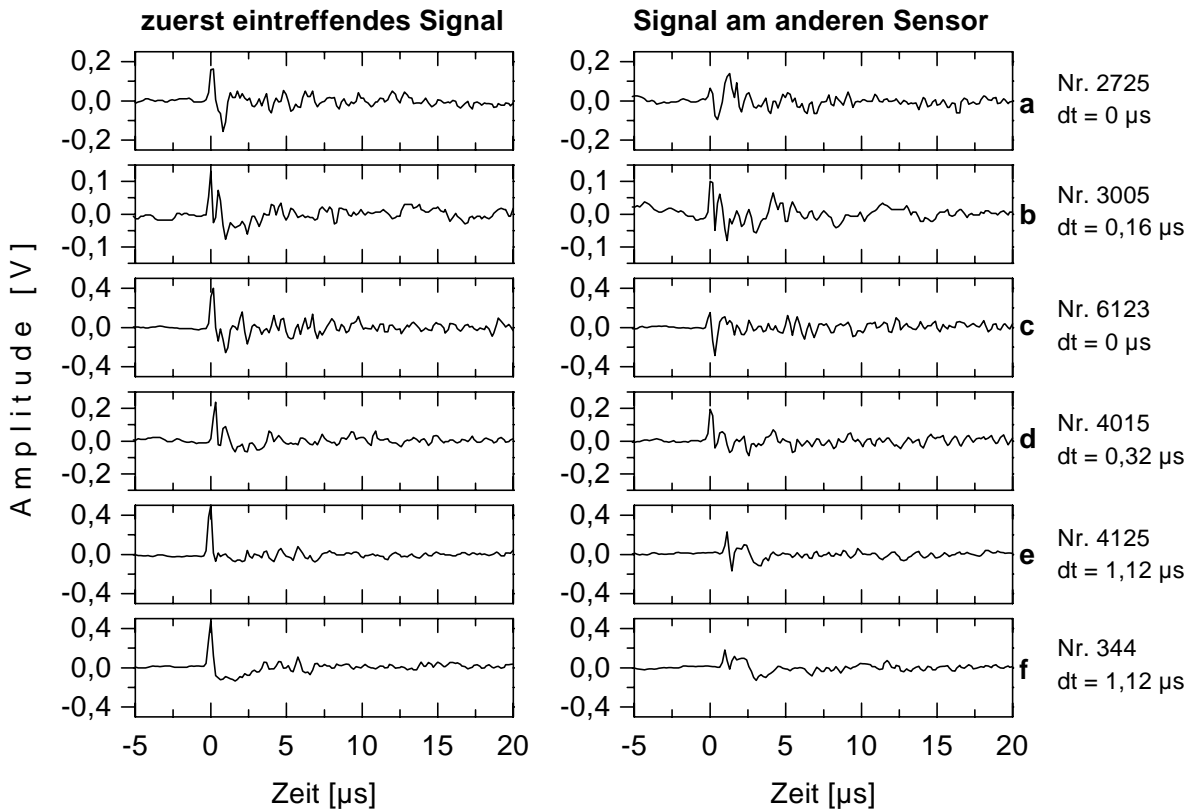


Abb. 5.8: Wellenformen vom Typ 1 (kurzer Impuls, wenig Nachschwinger) beim Druckversuch an M124 für verschiedene Laufzeitunterschiede (Standarddruckprobe).

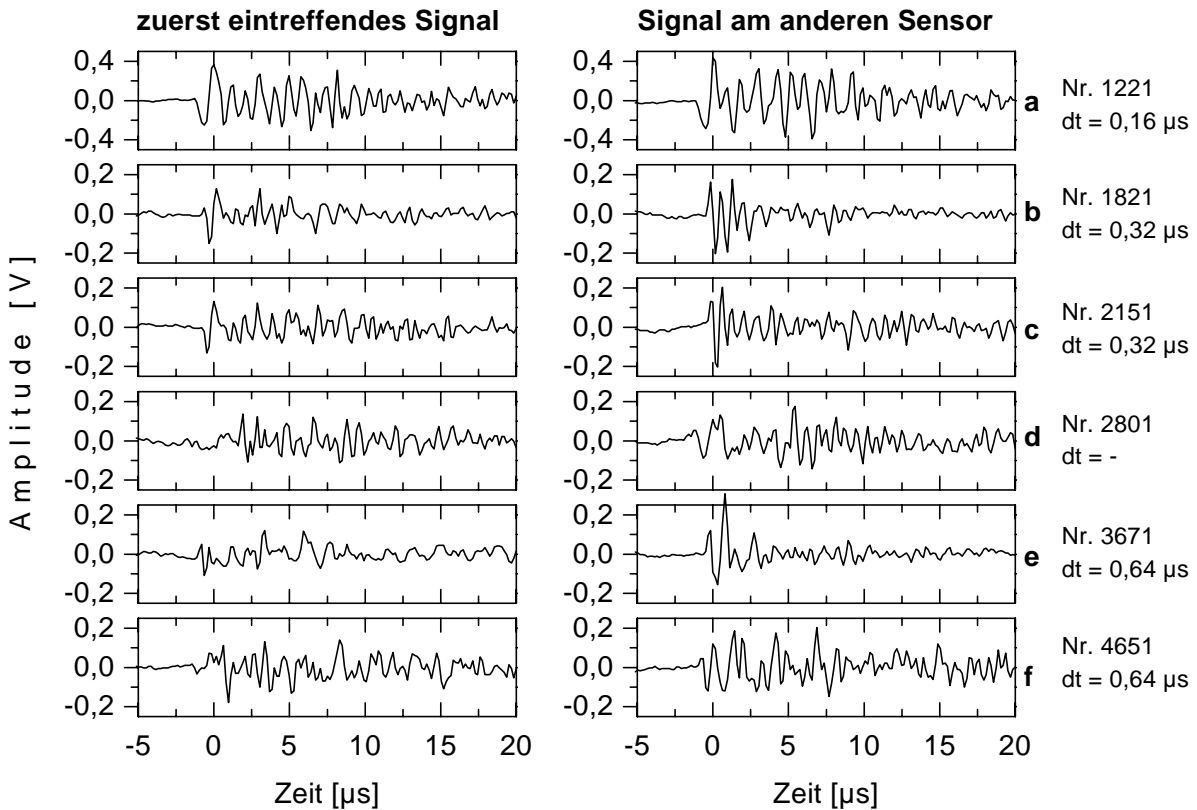


Abb. 5.9: Wellenformen vom Typ 2 (viele Nachschwinger) beim Druckversuch an M124 für verschiedene Laufzeitunterschiede (Standarddruckprobe).

Merkmal	Typ 1	Typ 2
Erstausschlag ^(a)	Ist bei beiden Sensoren positiv.	Es werden alle drei Kombinationen beobachtet: (1) bei beiden Sensoren positiv (vgl. Abb. 5.9b und e), (2) bei beiden Sensoren negativ (vgl. Abb. 5.9a), (3) beide Sensoren verschieden (vgl. Abb. 5.9c). Außerdem ist der Ersteinsatz nicht immer scharf definiert (vgl. Abb. 5.9d und f).
Amplitude des ersten Maximums	Ist beim zuerst eintreffenden Signal größer und dort gleichzeitig Maximum des gesamten Signals.	Ist vorwiegend nicht das Maximum des gesamten Signals.
Laufzeitunterschied ^(b)	0 - 1,12 μ s (0 - 7,4 mm)	0 - 0,64 μ s (0 - 4,2 mm)
Nachschwingen	kurze Dauer (< 5-10 μ s)	lange Dauer (> 10 μ s)

^(a) In dieser Arbeit bedeutet *positiv* eine Verschiebung aus der Probenoberfläche heraus, und *negativ* eine Verschiebung in die Probenoberfläche hinein. Zur Darstellungsweise der Wellenformen und zur Polungsrichtung vgl. auch Abschnitt 3.5.2.d.

^(b) Zur Berechnung der Wegdifferenzen wurde die Longitudinalwellengeschwindigkeit verwendet.

Tab. 5.6: Charakteristische Merkmale der Wellenformen vom Typ 1 und Typ 2.

Um festzustellen, inwieweit zwischen den Wellenformen verschiedener Werkstoffe Unterschiede existieren (z. B. aufgrund verschiedener Quellfunktionen), wurde jeweils an einer Wellenform vom Typ 1 eine Fourier-Transformation durchgeführt. In Abb. 5.10 sind für die verschiedenen Werkstoffe die Wellenformen (links) sowie die zugehörigen Fourier-Transformationen (rechts) abgebildet. Dabei zeigt sich, daß es sich in allen Fällen um breitbandige Signale handelt, deren Frequenzbandbreite im wesentlichen nur durch das verwendete Meßsystem (Hoch- und Tiefpaßfilter sowie Sensorcharakteristik) bestimmt wird. Dieser Befund wird noch durch ergänzende Messungen mit veränderten Meßsystemen bestätigt. So erhöht oder erniedrigt sich die Bandbreite der Signale, wenn sich die Bandbreite des Systems in gleicher Weise verändert. Abb. 5.11 zeigt Wellenformen mit zugehöriger Fourier-Transformation aus Versuchen, bei denen ein Tiefpaßfilter von 4000 kHz verwendet wurde (statt 1500 kHz wie bei den in Abb. 5.10 gezeigten Wellenformen) und Abb. 5.12 zeigt Wellenformen, die mit einem schmalbandigen, resonanten Sensor (R15) aufgezeichnet wurden. Eine Unterscheidung zwischen Wellenformen verschiedener Werkstoffe (und ggf. Quellmechanismen) ist in keinem der Fälle möglich.

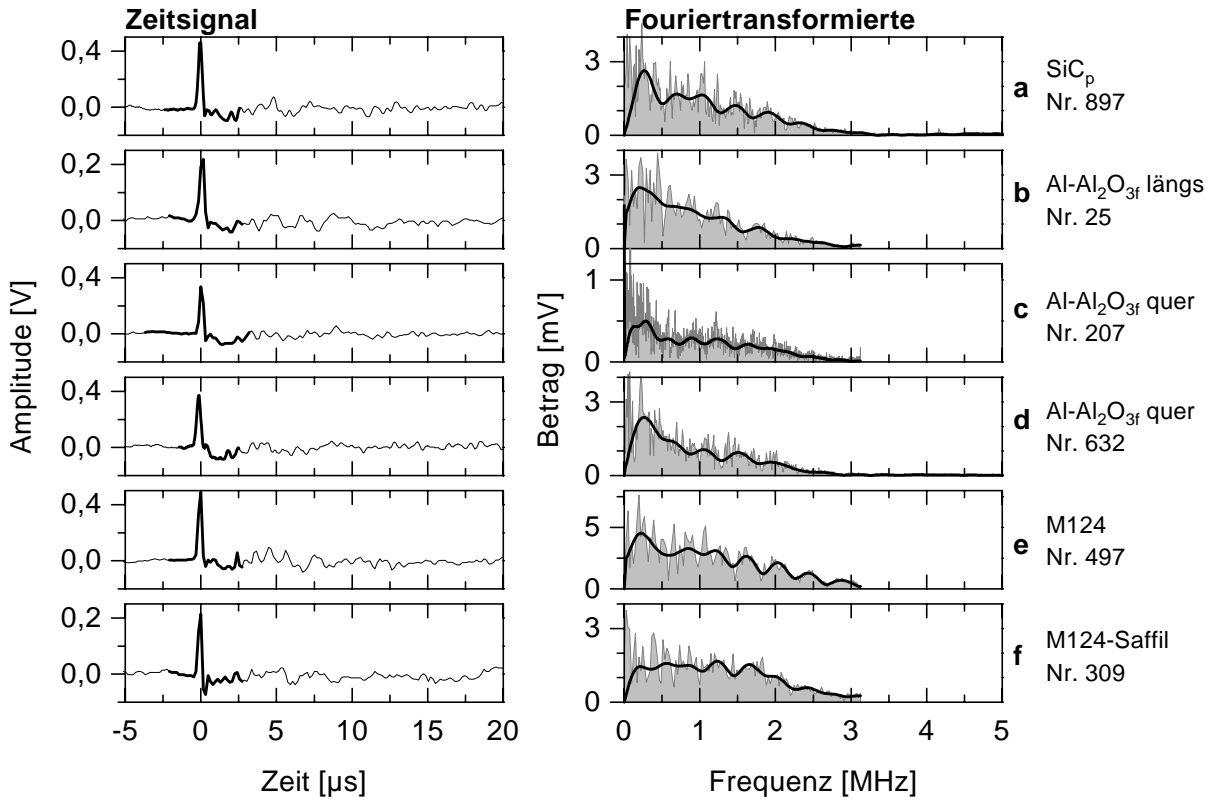


Abb. 5.10: Wellenform vom Typ 1 und zugehörige Fourier-Transformation für die verschiedenen MMCs. Rechts ist das Spektrum der gesamten Wellenform durch eine graue Fläche dargestellt und das Spektrum des fett hervorgehobenen Wellenformteils (5 µs) durch eine durchgezogene schwarze Linie. Meßsystem: Sensor B1025-A und Bandpaßfilter 20-1500 kHz (F4000).

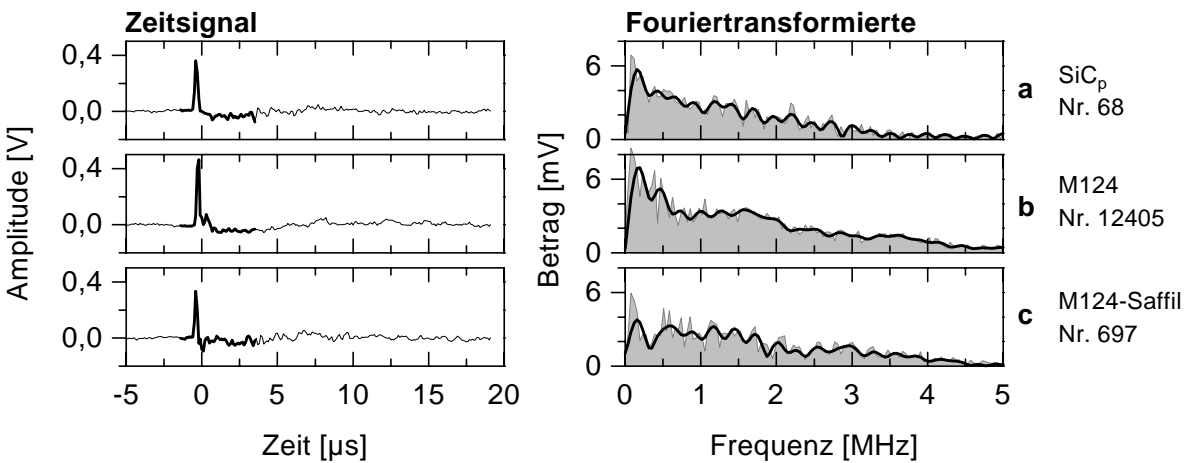


Abb. 5.11: Wie Abb. 5.10, jedoch anderes Meßsystem: Sensor B1025-A und Bandpaßfilter 20-4000 kHz (F4012).

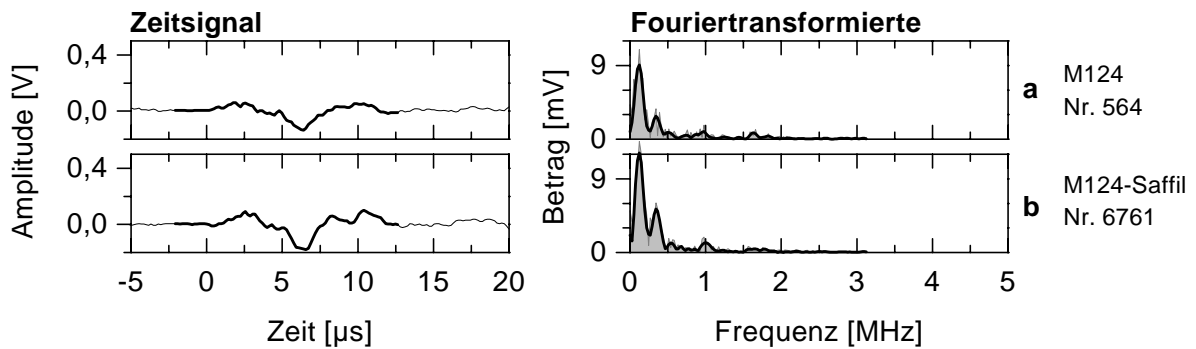


Abb. 5.12: Wie Abb. 5.10, jedoch anderes Meßsystem: *Sensor R15* und Bandpaßfilter 20-1500 kHz (F4000).

b) Druckproben mit knochenförmiger Grundfläche

Ziel der Druckexperimente an Proben mit knochenförmiger Geometrie (Werkstoff: M124) war die Untersuchung des Einflusses der Probenränder (Zylinderfläche) auf die Wellenform, da zunächst vermutet wurde, daß die zwei verschiedenen Wellenformtypen durch Orientierungsunterschiede der Schallemissionsquellen in der Ebene senkrecht zur äußeren Belastungsrichtung hervorgerufen werden. Durch die knochenförmige Geometrie sollte gewährleistet werden, daß Wellenpakete, die von SE-Quellen senkrecht zur äußeren Belastungsrichtung und parallel zur Ankopplungsfläche abgestrahlt werden, nicht an den Probenrändern hin- und herreflektiert werden und daher ebenso wie senkrecht zur Ankopplungsfläche abgestrahlte Wellenpakete als kurze Signale (wie Typ 1) am Sensor aufgezeichnet werden. Das Ergebnis dieser Versuche hat jedoch die Vermutung widerlegt, daß die beiden Wellenformtypen durch Orientierungsunterschiede der Signalquelle hervorgerufen werden, da gleichermaßen Wellenformen von Typ 1 und von Typ 2 wie schon bei der Verwendung von Standarddruckproben aufgezeichnet wurden.

c) Druckproben mit Kerbe

Durch die Verwendung von gekerbten Standarddruckproben war es möglich, den vertikalen Abstand zwischen Sensormittelpunkt und Schallemissionsquelle gezielt zu variieren, da durch die Spannungsüberhöhung vor allem auf der Höhe des Kerbbereichs Schallemissionsquellen aktiviert werden. Es wurden drei Versuche mit vertikalen Abständen von 0 mm, 5,2 mm und 8,5 mm durchgeführt (Werkstoff: M124). Das Ergebnis für die jeweils ersten 2000 Schallemissionsereignisse jedes dieser Versuche zeigt Abb. 5.13. Es wurde ein eindeutiger Zusammenhang zwischen Wellenformtyp und vertikalem Abstand gefunden. Während bei mittiger Positionierung (vertikaler Abstand 0 mm) der Anteil an Typ 1 Wellenformen rund 60 % beträgt, sinkt er bei einem Abstand von 5,2 mm auf nur noch 10 % ab. Bei einer weiteren

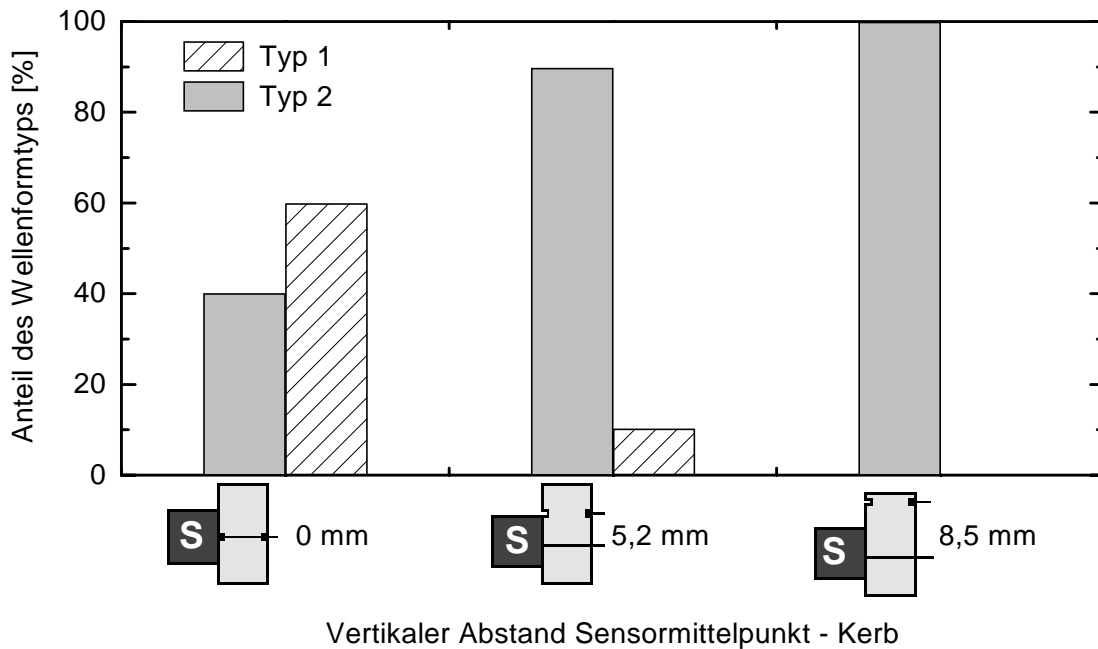


Abb. 5.13: Anteile der Typ 1- und Typ 2-Wellenformen in Abhängigkeit vom vertikalen Abstand zwischen Sensormittelpunkt und Kerbe bzw. SE-Quelle (Werkstoff: M124).

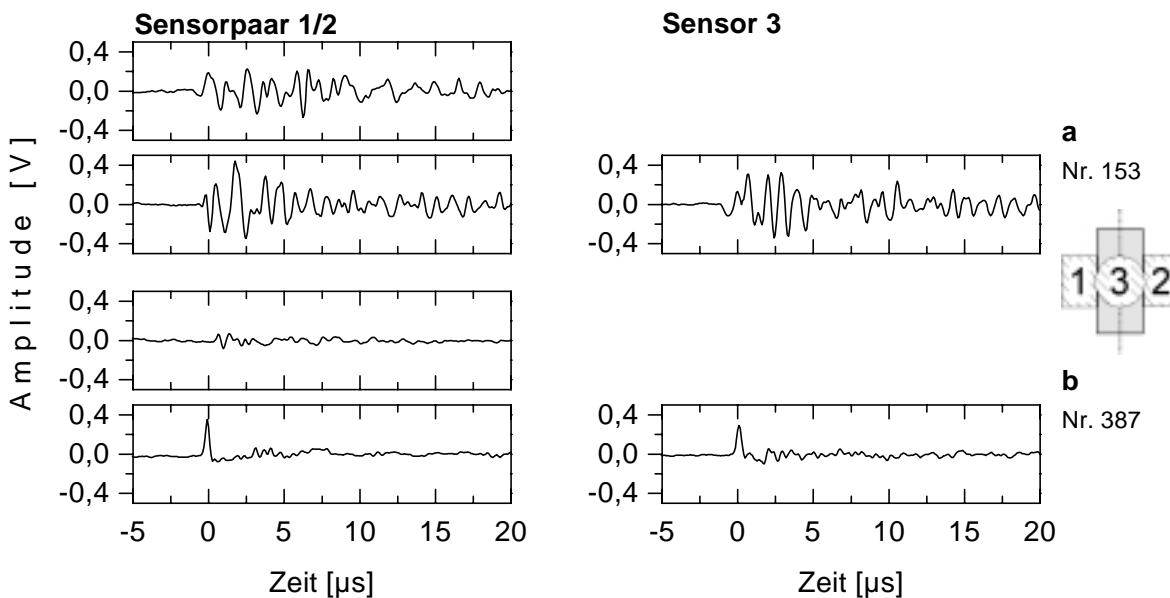


Abb. 5.14: Bei gleicher Höhenlage der Sensoren ist der Wellenformtyp für ein und dasselbe Schallemissionsereignis für alle drei Sensoren gleich: (a) Typ 2 und (b) Typ 1 (Werkstoff: M124).

Vergrößerung des Abstands auf 8,5 mm wurden dann fast nur noch Wellenformen des Typ 2 registriert ($> 99,5\%$).

d) Versuche mit mehr als zwei Sensoren

In Versuchen, bei denen mehr als zwei Sensoren verwendet wurden, sollte festgestellt werden, wie sich eine Änderung der Sensorposition unter Beibehaltung des vertikalen Abstands (Orientierung) auf die Wellenform auswirkt. Hierzu wurde ein Versuch durchgeführt, bei dem drei Sensoren auf gleicher Höhe im Winkel von 0° , 90° bzw. 180° auf den drei Ankopplungsflächen angebracht waren (vgl. Skizze auf der rechten Seite in Abb. 5.14). Bei diesem Versuch zeigte sich, daß der Wellenformtyp für ein und dasselbe Schallemissionsereignis für alle drei Sensoren jeweils identisch ist, vgl. Abb. 5.14. Dies bedeutet, daß eine Änderung der Sensorposition unter Beibehaltung der Höhe keinen Einfluß auf den beobachteten Wellenformtyp hat. Alle weiteren Versuche mit mehreren Sensoren bestätigen diesen Befund sowie den Zusammenhang zwischen vertikalem Abstand und Wellenformtyp. Die Darstellung dieser Ergebnisse findet sich im Anhang im Abschnitt G.

e) Zug-Druck-Proben

Bei den mit Zug-Druck-Proben durchgeführten Druckversuchen wurden zwei unterschiedliche Sensoranordnungen verwendet. Dabei ist die Positionierung der Sensoren auf der Meßlänge mit der Sensoranordnung bei den Standarddruckproben vergleichbar. Diese Tatsache spiegelt sich auch in den Wellenformen wider. So wurden an den beiden auf der Meßlänge

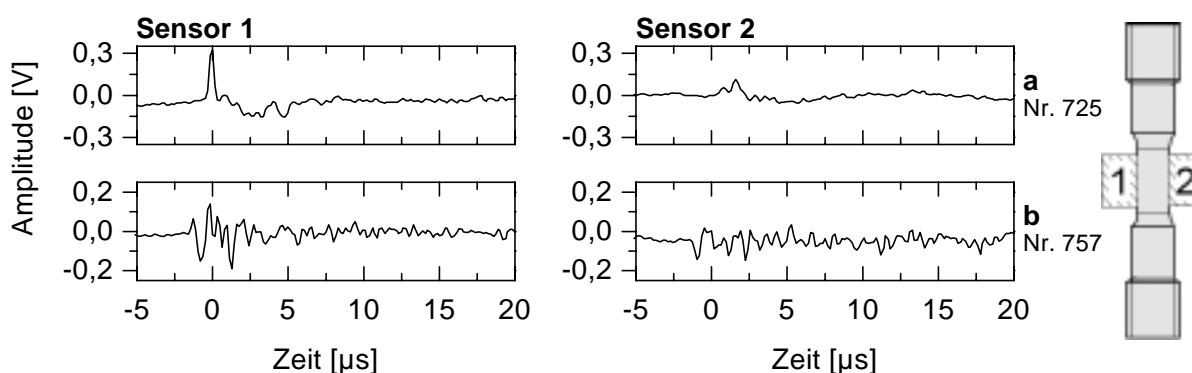


Abb. 5.15: Druckversuch an M124: Typische Wellenformen bei Verwendung der Zug-Druck-Probe und Positionierung der Sensoren auf der Meßlänge. Es tritt an beiden Sensoren entweder gleichzeitig Typ 1 (a, oben) oder Typ 2 (b, unten) auf.

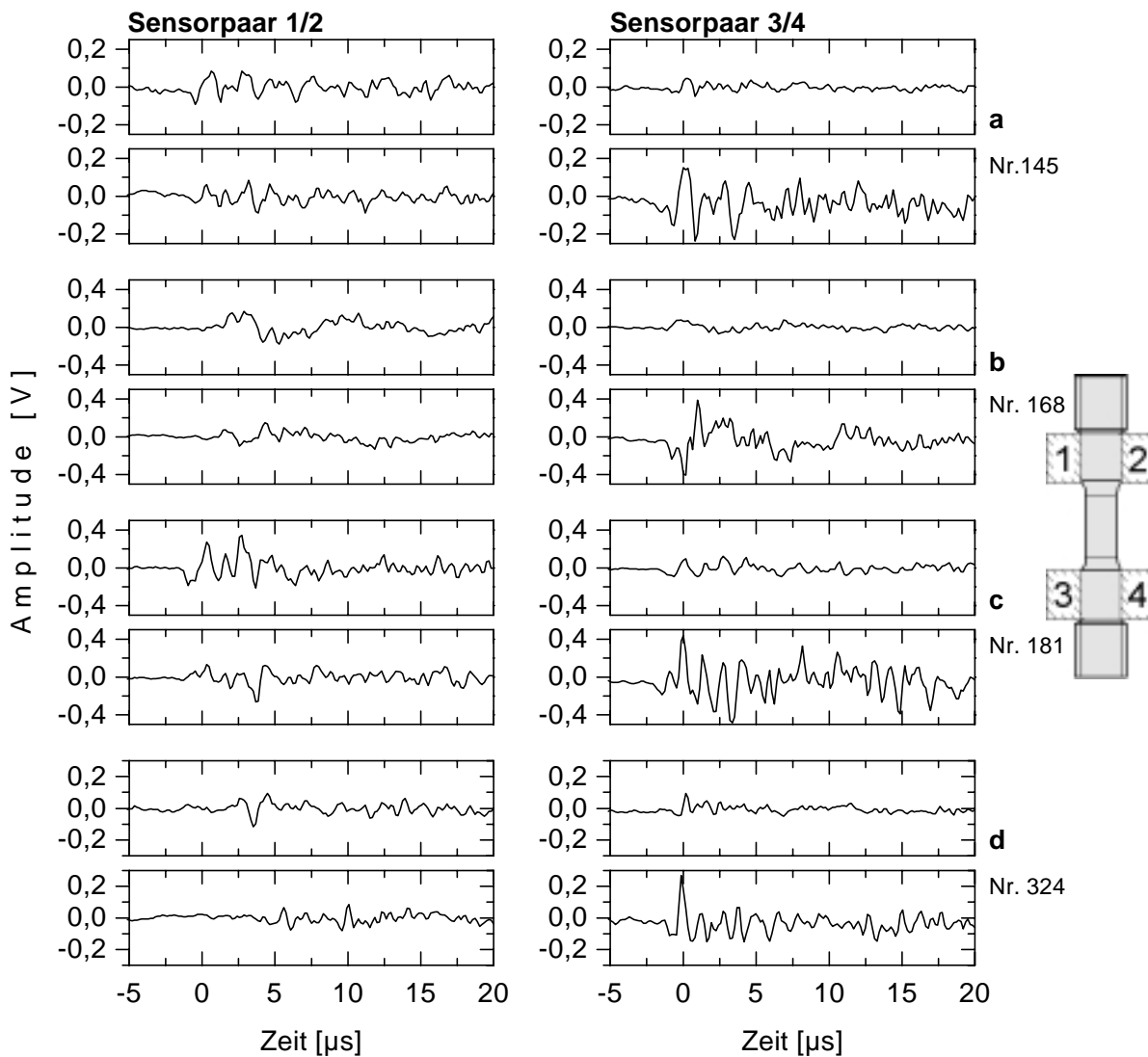


Abb. 5.16: Druckversuch an M124: Typische Wellenformen bei Verwendung der Zug-Druck-Probe und Positionierung der Sensoren auf der Schulter. Es treten fast nur Wellenformen vom Typ 2 auf.

angebrachten Sensoren wie schon bei den Standarddruckproben gleichzeitig entweder Wellenformen vom Typ 1 oder Wellenformen vom Typ 2 beobachtet, vgl. auch Abb. 5.15. Im Gegensatz dazu wurden bei der Positionierung der Sensoren an den Schultern fast nur Wellenformen vom Typ 2 beobachtet, vgl. Abb. 5.16. Lediglich wenn ein SE-Ereignis nahe bei einem der Sensorpaare stattfand, wie dies vermutlich bei dem in Abb. 5.16d gezeigten SE-Ereignis der Fall ist (der Laufzeitunterschied zwischen den Sensorpaaren ist hier besonders groß), ergaben sich am einen Sensorpaar Wellenformen, die dem Typ 1 sehr ähnlich sind.

5.2 Äußere Einflüsse bei der Erfassung von Schallemissions-signalen

Zur Untersuchung der äußeren Einflüsse bei der Erfassung von SE-Signalen wurden zahlreiche Einzelversuche durchgeführt, bei denen jeweils der Einfluß *eines* Versuchsparameters auf die Erfassung der SE-Signale untersucht wurde. Bei den Veränderlichen handelt es sich ausschließlich um Größen, die die Charakteristik der Schallemission des Werkstoffes selbst nicht beeinflussen. Die Untersuchungen wurden vorzugsweise am Werkstoff M124 vorgenommen, da dieser in ausreichender Menge für die zusätzlichen Versuche verfügbar war. Die Ergebnisse der Untersuchungen sind insbesondere im Hinblick auf eine quantitative Interpretation der Schallemissions-Ereignisraten von Bedeutung.

5.2.1 Einfluß äußerer Störungen

Sowohl bei den Zugversuchen als auch den Druckversuchen wurden in Vorversuchen Stör-signale aufgenommen, welche eindeutig auf elektromagnetische Einstrahlung zurückgeführt werden konnten. Hierzu gehörte u. a. das Einschalten der Neonröhren im Laborraum. Daher wurde bei der Versuchsdurchführung darauf geachtet derartige Störungen so weit wie möglich zu vermeiden. Bei kurzen Versuchen war der Anteil der Störsignale vernachlässigbar gering (bis zu etwa 0,1 %), weshalb auf eine Filterung verzichtet wurde. Bei Langzeitversuchen hingegen, wie z. B. bei der Schallemissionsmessung an Al-Al₂O_{3f} nach Microbuckling (vgl. Abschnitt 5.3.3), war der Anteil der Störsignale an der Ereignissumme jedoch so groß, daß eine deutliche Verfälschung der Meßergebnisse auftrat. Deshalb wurden in diesem Fall die Störungen herausgefiltert. In Abschnitt 5.3.3 sind die verwendeten Filterkriterien angegeben.

Zur Verifizierung von möglicherweise störenden Maschinengeräuschen wurden Zug- und Druckversuche an Stahlproben durchgeführt, wobei die maximale Spannung über den bei allen anderen Werkstoffen erreichten Spannungen lag. In den Druckversuchen trat keine meßbare Schallemission auf, was bedeutet, daß im Druckversuch von der Prüfmaschine und vom Prüfaufbau keine Störungen ausgehen. Bei den Zugversuchen hingegen, bei denen eine andere Prüfmaschine verwendet wurde, traten sowohl Störungen durch die Maschinensteuerung als auch durch den Versuchsaufbau auf. Dabei konnten die Störungen der Maschinensteuerung durch Verwendung eines Tiefpaßfilters schon bei der Aufzeichnung herausgefiltert werden. Von Störungen aus dem Versuchsaufbau war nur die erste Versuchsreihe (Werkstoffe 6061-SiC_p, AA6061 und AA1050) betroffen. Bei Proben aus Werkstoffen, die an sich keine

meßbare Schallemission zeigen¹, wurden vorwiegend im Bereich bis zum Erreichen der Fließspannung zwischen 30 und 114 SE-Ereignisse registriert, vgl. hierzu auch Abb. 5.17.

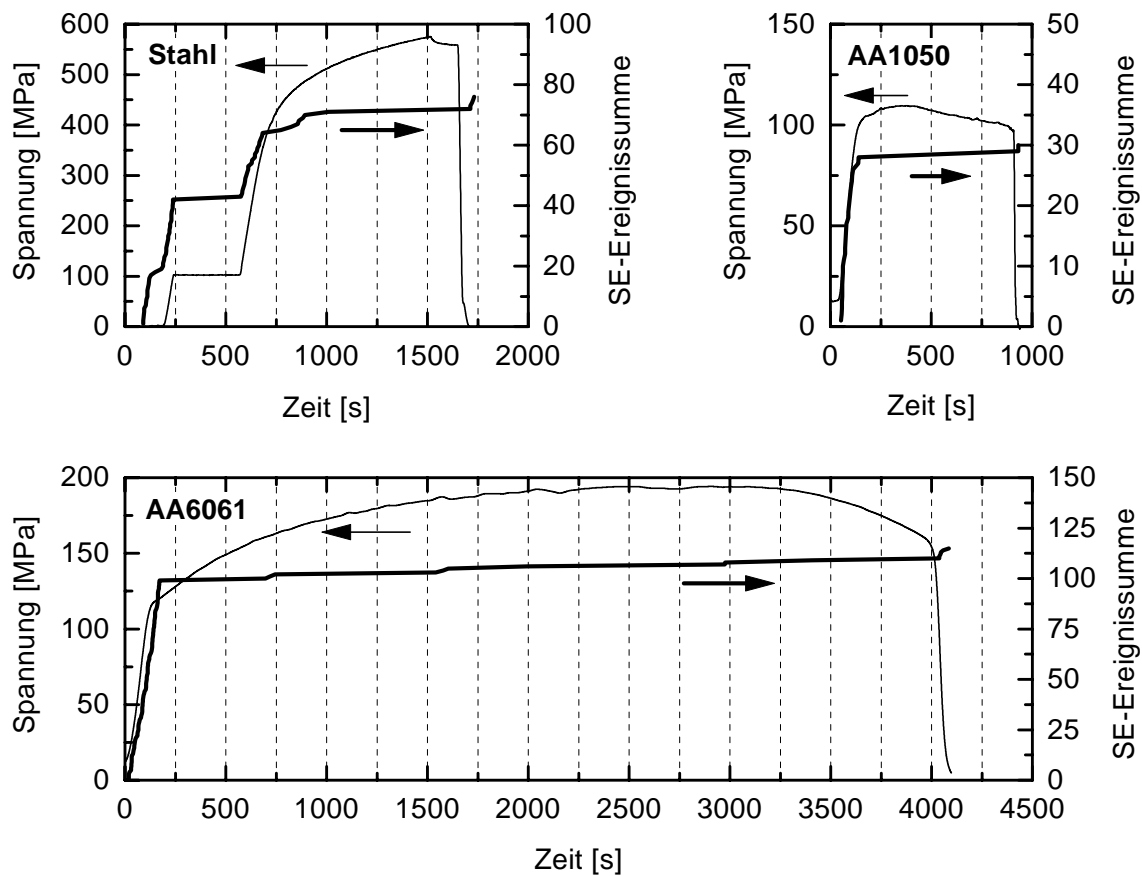


Abb. 5.17: Schallemission durch Reibung im Gewindebereich beim Zugversuch. Dargestellt sind die Ergebnisse der Werkstoffe Stahl, AA1050 und AA6061, bei denen sonst keine meßbare Schallemission auftritt.

Die lineare Ortung ergab, daß diese SE-Ereignisse fast vollständig außerhalb der Meßlänge entstehen, vgl. Abb. 5.18. Wie ein zusätzlicher Zugversuch an Stahl zeigte, konnten diese Störungen bei der zweiten Versuchsreihe (Werkstoffe Al-Al₂O_{3f}, M124 und M124-Saffil) durch Verwendung eines Teflonbandes im Gewindebereich vollständig vermieden werden. Als Ursache für die Störsignale werden deshalb Reibegeräusche am Probengewinde angenommen. Ein Herausfiltern dieser Störungen war nicht möglich, da einerseits die Reibegeräusche nicht eindeutig an Hand der Wellenform von der eigentlichen Schallemission im Werkstoff unterschieden werden konnten (vgl. Abschnitt 5.1.2.b), und weil andererseits die Ortung vor allem bei geringer Amplitude mit zu großen Fehlern behaftet ist, um als Filterkriterium herangezo-

¹ Hierbei handelt es sich um Stahl (115CrV3), AA1050 und AA6061. Für die bei diesen Werkstoffen durch Verzetzungsbewegung verursachte Schallemission ist das verwendete Meßsystem zu unempfindlich.

gen zu werden. Indes beeinträchtigt der durch die Störungen verursachte Fehler die Ergebnisse nur unwesentlich, da bei den untersuchten Werkstoffen die Anzahl der Störereignisse gegenüber der Anzahl aller Ereignisse sehr gering ist. Bei der Darstellung der Ergebnisse des Zugversuchs am Verbundwerkstoff 6061-SiC_p in Abschnitt 5.3.1 kann davon ausgegangen werden, daß je Zugversuch im Bereich bis zum Erreichen der Fließspannung ca. 100 zusätzliche SE-Ereignisse enthalten sind, die nicht von einer Schädigung im Werkstoff herrühren.

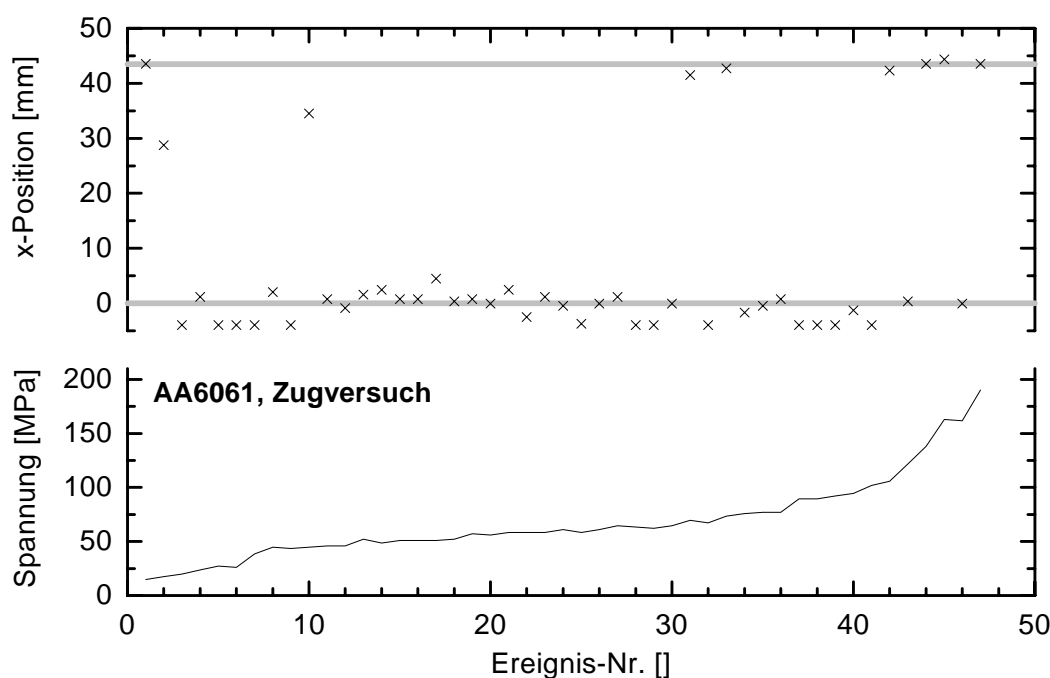


Abb. 5.18: Für den in Abb. 5.17 gezeigten Zugversuch an AA6061 wurde für SE-Ereignisse mit einer Amplitude größer als $44,7 \mu\text{V}$ eine Ortung durchgeführt. Bis auf zwei SE-Ereignisse liegen alle ortbaren SE-Ereignisse (31 von insg. 47) außerhalb der Meßlänge ($x = 5 - 38,5 \text{ mm}$). Die grauen Balken entsprechen den Sensorpositionen.

5.2.2 Oberflächenkrümmung und Oberflächengüte

Oberflächenkrümmung

Entsprechend der einfachen Probengeometrie wird im Druckversuch das gesamte Probenvolumen verformt. Reibungswiderstände an den Grenzflächen zu den Hartmetallstempeln sowie geringe Abweichungen der Stirnflächen von der Planparallelität führen dabei zu einer inhomogenen Verformung der Probe (Ausbauchen oder Ausknicken) und damit zu einer Krümmung der Oberfläche. Nicht zuletzt wird durch letztere die Ankopplungsqualität der Sensoren und damit auch die Schallemissionsmessung selbst beeinflusst. Um das Ausmaß des Einflusses abschätzen zu können, wurden deshalb an Druckproben des Werkstoffs M124 exemplarisch *in-situ* Durchschallungsversuche durchgeführt (Transiente Signale, Signalform:

gaußförmiger Kosinus, 2 MHz). Bei der Auswertung wurde davon ausgegangen, daß sich die beiden Ankopplungsflächen in etwa gleich verformen und daß der Einfluß der Schädigung (Bruch von spröden Ausscheidungen) keinen nennenswerten Einfluß auf die Signalamplitude hat. Daher wird bei der Auswertung eine Abnahme der gemessenen Signalamplitude jeweils zu gleichen Teilen auf die veränderten Einkopplungs- und Auskopplungsbedingungen des Ultraschallsignals zurückgeführt. Der Zusammenhang zwischen der im Durchschallungsversuch gemessenen Signalamplitude A_{DS} und der im Schallemissionsexperiment durch Probenverformung tatsächlich reduzierten Signalamplitude A_{SE} ergibt sich dann folgendermaßen:

$$A_{SE} = \sqrt{A_{DS} A_0} \quad (5.3)$$

mit A_0 = Signalamplitude vor Probenverformung.

Abb. 5.19 zeigt das Spannungs-Dehnungs-Diagramm von M124 (Druckversuch, Probe 1) sowie den Zusammenhang zwischen der aufgetragenen Dehnung und der Abnahme der Signalamplitude aus zwei Druckversuchen. Die Amplitude nimmt ab 0,5 % Dehnung stetig ab. Bei 4 % Dehnung beträgt der Amplitudenverlust zwischen 50 % und 70 % (-6 bis -10 dB). Während der Entlastung und nach der Probenentlastung ändert sich der Amplitudenverlust nicht. Dies ist nochmals ein Hinweis darauf, daß der Amplitudenverlust durch äußere Einflüsse, insbesondere durch die Verformung der Ankopplungsflächen verursacht wird. Abb. 5.20 zeigt die Oberflächenverformung entlang der Probenachse für jeweils beide Ankopplungsflächen der beiden Druckproben nach der Verformung. Während die Verformung bei Probe 1 vor allem zur Ausbauchung der Probe führte, weist der S-kurvenförmige Verlauf der Oberflächenkontur bei Probe 2 darauf hin, daß bei dieser Probe auch ein Ausknicken der Probe vorliegt. Dies ist vermutlich auch die Ursache für den Unterschied in der Amplitudenabnahme zwischen den beiden Proben, da durch das Ausknicken eine zunehmend punktuellere Ankopplung begünstigt wird.

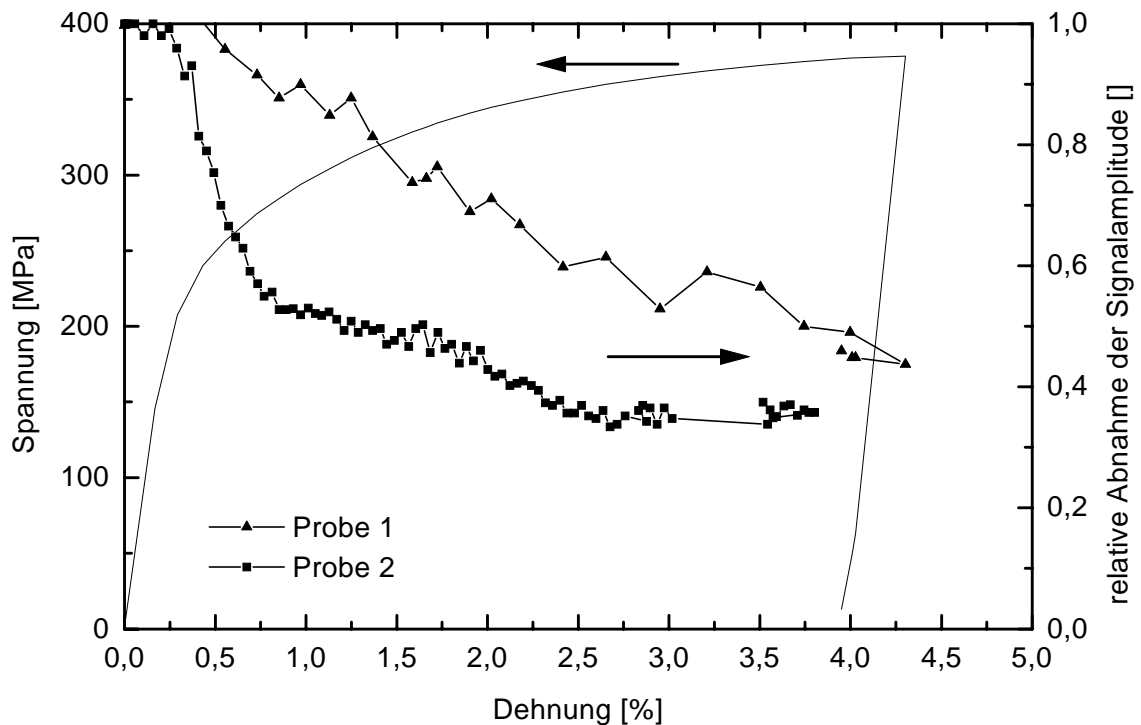


Abb. 5.19: Spannungs-Dehnungs-Diagramm von M124 (Druckversuch) und Abnahme der Signalamplitude in Abhängigkeit von der aufgetragenen Dehnung.

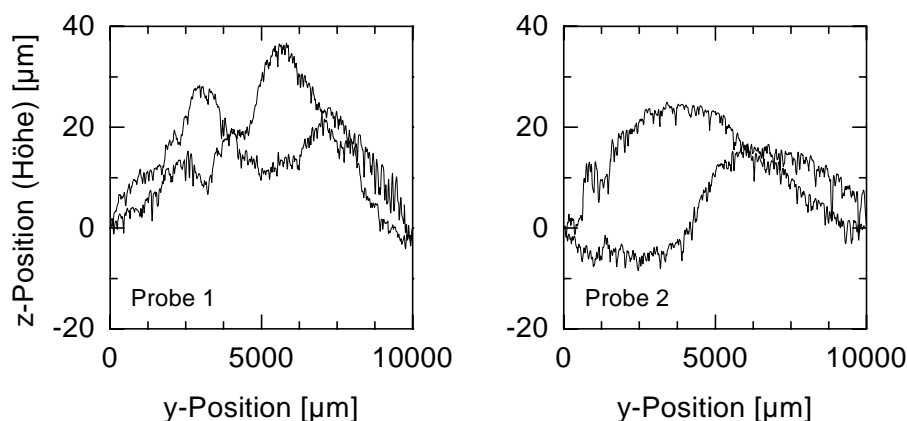


Abb. 5.20: Oberflächenkontur der Ankopplungsflächen der beiden Durchschallungs-Druckproben in Probenlängsrichtung nach Aufbringen einer bleibenden Dehnung von 3,95 % (Probe 1) bzw. 3,52 % (Probe 2), 166-fach überhöhte Darstellung.

Um das Ausmaß des Einflusses auch bei den anderen Druckproben abschätzen zu können, wurde bei allen Werkstoffen die Oberflächenkontur nach Verformungsschritten von jeweils 2 % Gesamtdehnung quantitativ bestimmt. Zwischen den jeweils durchgeführten drei Messungen ergaben sich nur sehr geringe Unterschiede. Aus diesem Grund ist in den Abb. 5.21 (Querrichtung) und Abb. 5.22 (Längsrichtung) nur das Ergebnis jeweils einer Messung dargestellt. In Querrichtung (senkrecht zur Beanspruchungsrichtung) führte die Verformung bei allen Proben bis auf Probe $Al-Al_2O_3$ -längs zu einem Ausbauchen der Probe an der Ankopp-

lungsfläche. Vor allem bei Probe *Al-Al₂O_{3f}-quer2* wurde zusätzlich eine Aufräumung der Oberfläche gemessen, welche vermutlich durch die Scherbandbildung verursacht wurde. In Probenlängsrichtung (= Belastungsrichtung) zeigte nur eine Probe eine reine Ausbauchung (*Al-Al₂O_{3f}-quer1*) und eine weitere Probe keine meßbare Veränderung der Oberflächenkontur (*Al-Al₂O_{3f}-längs*). Bei allen anderen Proben überwiegt das Ausknicken der Probe, was auch durch Sichtprüfung der verformten Proben bestätigt werden konnte. Im Vergleich zu den beiden Durchschallungs-Druckproben (Abb. 5.20) ist das Ausbauchen bzw. das Ausknicken bei den Schallemissions-Druckproben weniger stark ausgeprägt. Damit sollte die Abnahme der Signalamplitude aufgrund der Oberflächenkrümmung geringer sein als in Abb. 5.19 gezeigt. Trotzdem ist bis zu einem gewissen Grad eine Beeinflussung der Schallemissionsmessungen zu erwarten, weil die maximale Amplitude vieler Schallemissionssignale nur knapp über dem Grundrauschen lag.

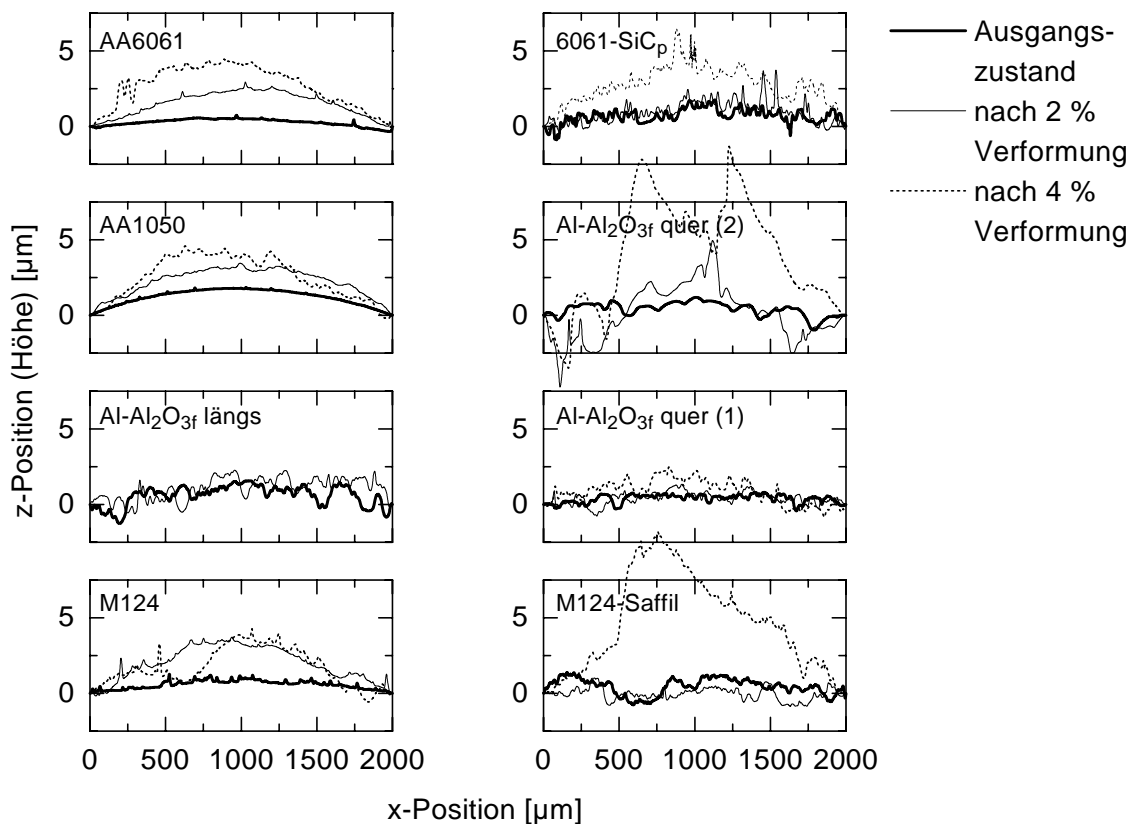


Abb. 5.21: Oberflächenkontur der Ankopplungsfläche von Druckproben in Probenquer-richtung im Ausgangszustand sowie nach verschiedenen Verformungsschritten, 100-fach überhöhte Darstellung.

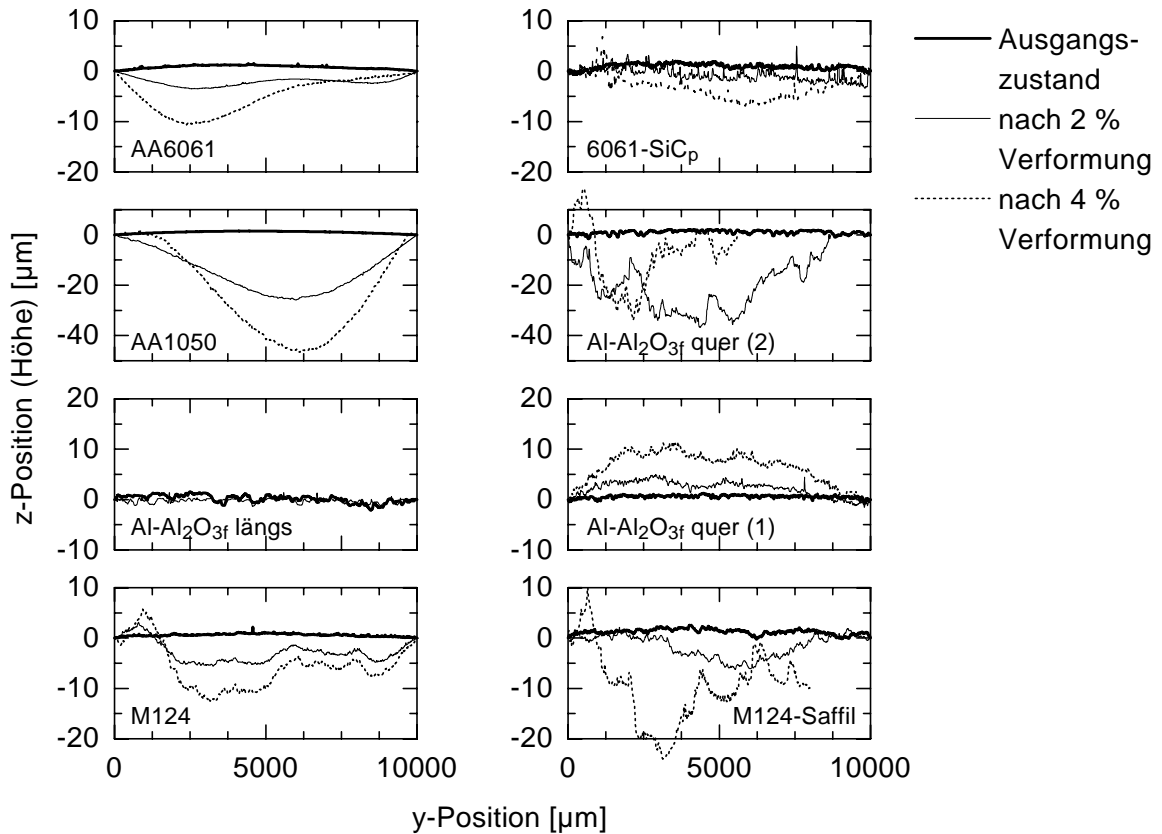


Abb. 5.22: Oberflächenkontur der Ankopplungsfläche von Druckproben in Probenlängsrichtung im Ausgangszustand sowie nach verschiedenen Verformungsschritten, 166- bzw. 83-fach (AA1050 und Al_2O_{3f} quer-2) überhöhte Darstellung.

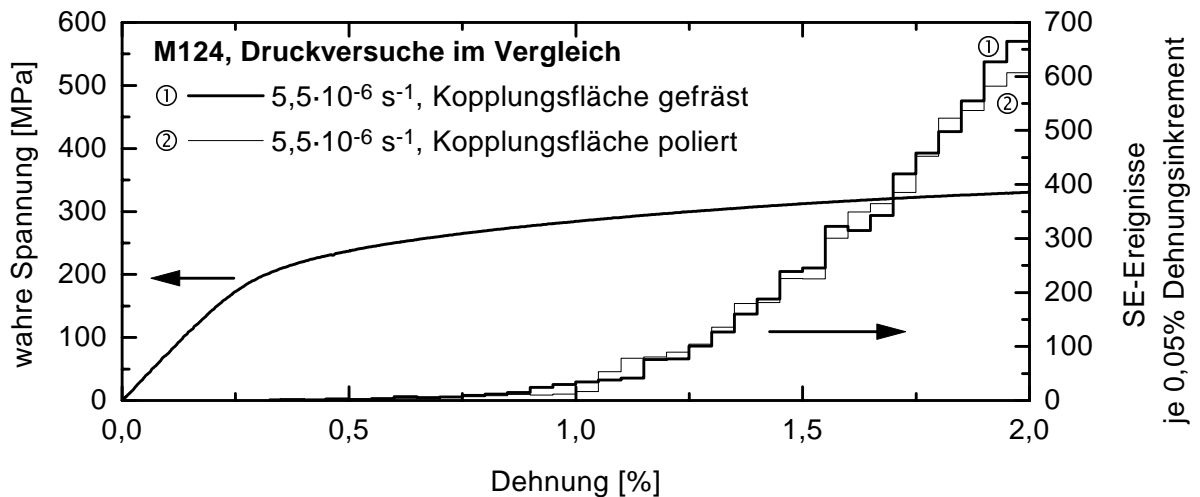


Abb. 5.23: Dehnungs-SE-Rate beim Druckversuch an M124 für verschiedene Oberflächengüten.

Oberflächengüte

Für die Untersuchung der Oberflächengüte wurden ebenfalls exemplarisch Druckproben des Werkstoffs M124 verwendet. Dabei wurden zwei Oberflächengüten untersucht: (1) gefräst und (2) poliert. Abb. 5.23 zeigt das Ergebnis dieser Untersuchungen. Für die beiden Ober-

flächengüten ergaben sich nur geringe Unterschiede, die vermutlich auf andere Einflüsse wie z. B. unterschiedliche Oberflächenverformung zurückzuführen sind.

5.2.3 Anzahl, Position und Art der Sensoren

Anzahl der Sensoren

Je nach Anzahl der verwendeten Sensoren treten Unterschiede in der Gesamtzahl der insgesamt erfaßten Ereignisse auf. Bei Versuchen an Standardproben mit zwei gegenüberliegenden Sensoren vom Typ B1025 überschritten je Sensor nur zwischen 60 und 80% der insgesamt erfaßten Ereignisse den voreingestellten Schwellenwert zur Aufzeichnung durch das Meßsystem. An einer Probe mit vier Ankopplungsflächen (jeweils um 90° gedreht) wurde ein Druckversuch mit zwei Sensoren durchgeführt, die an zwei um 90° gedrehte Flächen angekoppelt waren (Sensortyp: B1025, Werkstoff: M124). Dabei ergab sich eine etwas größere Differenz. Während am einen Sensor 79 % aller erfaßten Ereignisse über dem Schwellenwert lagen, waren es am anderen Sensor nur 49 %.

Sensorposition

Zur Vergleichbarkeit der Zug- und Druckversuche wurden spezielle Zug-Druck-Proben gefertigt, an denen bei identischer Probengeometrie und Sensorposition sowohl Zug- als auch

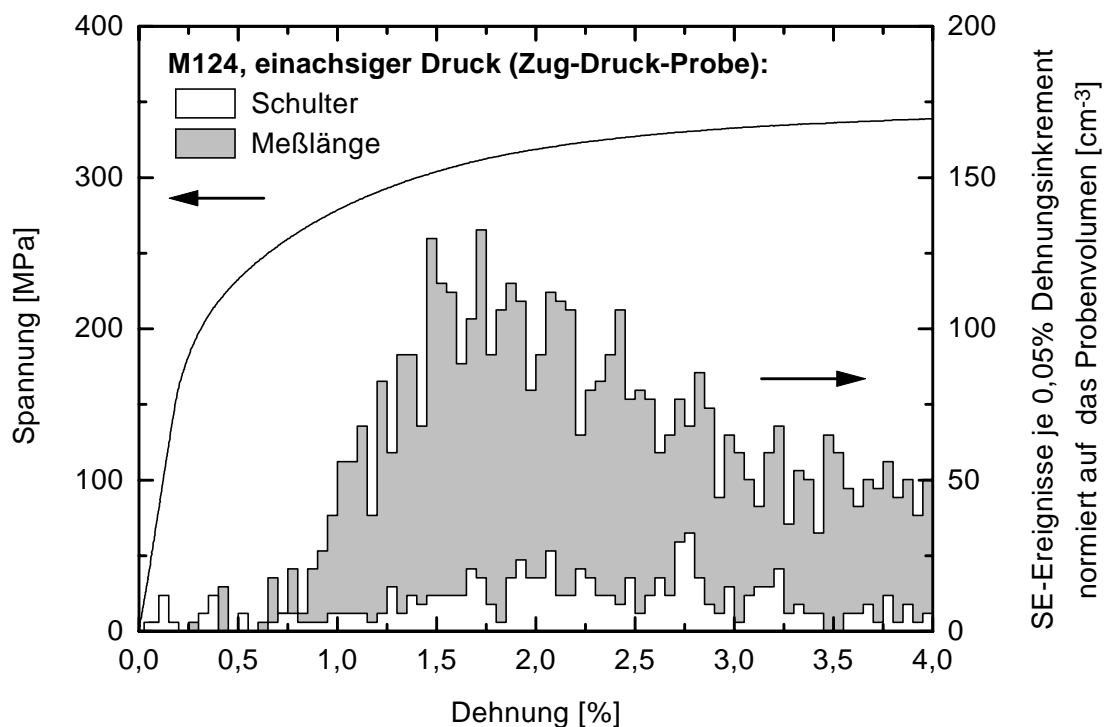


Abb. 5.24: Dehnungs-SE-Rate beim Druckversuch an M124 für zwei verschiedene Sensorpositionen (Zug-Druck-Probe).

Druckversuche durchgeführt werden konnten. Daneben wurde bei diesen Proben auch die Sensorposition variiert. Abb. 5.24 zeigt die Dehnungs-SE-Rate von zwei verschiedenen Druckversuchen an Zug-Druck-Proben aus M124, die sich nur durch die Position der Sensoren unterscheiden (vgl. Abb. 3.31 in Abschnitt 3.4.2). Dabei ergibt sich eine deutlich höhere Dehnungs-SE-Rate für den Fall, daß die Sensoren direkt auf der Meßlänge angekoppelt waren. Dies bedeutet, daß ein quantitativer Vergleich der Dehnungs-SE-Rate von Messungen an Proben verschiedener Geometrien nicht ohne weiteres möglich ist.

Sensortyp

Zur Untersuchung des Einflusses des Sensortyps bzw. der Sensorempfindlichkeit wurden Druckversuche an M124 durchgeführt, bei denen gleichzeitig je ein Sensor vom Typ *B1025* und ein Sensor vom Typ *R15* verwendet wurden. Um die Sensoren vom Typ *R15* nicht zu

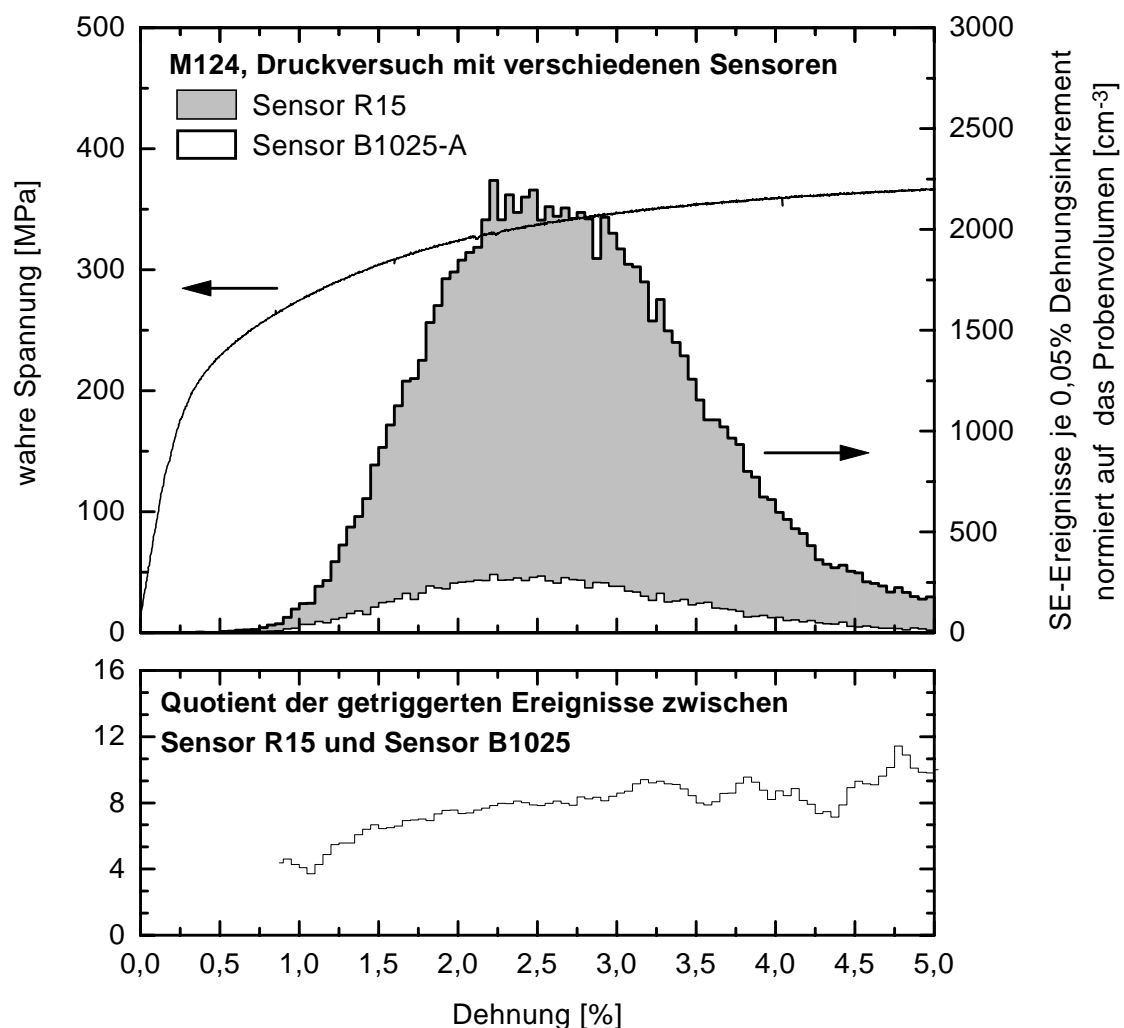


Abb. 5.25: Dehnungs-SE-Raten beim Druckversuch an M124 für verschieden empfindliche Sensortypen (oben) und Quotient aus den beiden SE-Raten (unten).

beschädigen (Außendurchmesser 18 mm), wurden für diese Versuche Proben mit einer Probenlänge von 20 mm hergestellt. Das Ergebnis in Abb. 5.25 zeigt deutlich, daß ein signifikanter Unterschied bei Verwendung verschieden empfindlicher Sensoren auftritt. Von den insgesamt 111.876 erfaßten Schallemissionsereignissen überschritten am Sensor *R15* 111.042 Schallemissionsereignisse (99,3 %) und am Sensor *B1025* 14.196 Schallemissionsereignisse (12,7 %) den voreingestellten Schwellenwert zur Aufzeichnung durch das Meßsystem. Dies entspricht im Durchschnitt einem Unterschied von Faktor 7,8. Wie die untere Darstellung in Abb. 5.25 zeigt, unterliegt dieser Unterschied einer gewissen Schwankung. Die Gestalt der Dehnungs-SE-Raten-Kurve wurde im vorliegenden Versuch jedoch nur schwach durch die Art des verwendeten Sensortyps beeinflusst. Des weiteren ist festzustellen, daß bei der Erfassung der Schallemission in Verformungsversuchen an MMCs bei Verwendung eines Sensors vom Typ *B1025* Schallemissionsereignisse verloren gehen, da diese unterhalb der Triggerschwelle im Bereich des Grundrauschens liegen. Außerdem ist nicht auszuschließen, daß bei Verwendung des Sensors vom Typ *R15* ebenfalls Schallemissionsereignisse verloren gehen, da auch in diesem Fall viele Schallemissionsereignisse registriert wurden, die nur knapp über der Triggerschwelle lagen.

5.3 Verformung von Metallmatrix-Verbundwerkstoffen: Schallemission und Metallographie

Die Schallemissionsmessung bietet die Möglichkeit, den Schädigungsverlauf bei der Verformung der Metallmatrix-Verbundwerkstoffe kontinuierlich zu erfassen. Die Darstellung der Versuchsergebnisse erfolgt im vorliegenden Abschnitt dergestalt, daß die Schallemissions-Ereignisrate über der Dehnung bzw. über dem zeitlichem Versuchsverlauf aufgetragen ist. Dabei wird zwischen den einzelnen Schallemissionsereignissen aus der Probe nicht unterschieden. Lediglich äußere Störungen wurden, soweit möglich, herausgefiltert. Um die den beiden Auftragungsarten zugrunde liegenden Ereignisraten besser unterscheiden zu können, wird nachfolgend die auf Dehnungsinckremente bezogene Schallemissions-Ereignisrate als *Dehnungs-SE-Rate* bezeichnet, während mit der Schallemissions-Ereignisrate die klassische (auf Zeitintervalle bezogene) Ereignisrate gemeint ist.

Zum besseren Vergleich zwischen Zug- und Druckbeanspruchung wurde in den meisten Diagrammen die *wahre Spannung* aufgetragen. Bei der Berechnung der wahren Spannung wurde davon ausgegangen, daß bis zum Probenbruch Gleichmaßdehnung vorliegt. In den beiden

Fällen, in denen diese Voraussetzung nicht gegeben war (Zugversuche an 6061-SiC_p und Al-Al₂O_{3f} quer), entspricht die nach dem Spannungsmaximum aufgetragene Spannung daher nicht der wahren Spannung.

Werkstoff	Zugversuch	Ereignisse insgesamt	Ereignisse nach Amplitudenfilterung	Ortbare Ereignisse
6061-SiC _p	1	5634	1151 (20 %)	1045 (19 %)
	2	7407	2748 (37 %)	2156 (29 %)
Al-Al ₂ O _{3f} , Fasern quer zur Stabachse	1	12438	9305 (75 %)	8671 (70 %)
	2	8085	5871 (73 %)	5763 (72 %)
Al-Al ₂ O _{3f} , Fasern in Stabachse	1	11824	6764 (57 %)	5279 (45 %)
M124	1	8721	7992 (92 %)	7116 (82 %)
	2	19727	12580 (64 %)	11247 (57 %)
M124-Saffil	1	890	728 (82 %)	593 (67 %)
	2	1553	622 (40 %)	506 (33 %)

Tab. 5.7: Übersicht über den Anteil der SE-Ereignisse nach Amplitudenfilterung und Ortung.

Bei den Zugversuchen wurde eine lineare Ortung der Schallemissionsereignisse durchgeführt, welche Aufschluß über eine mögliche Lokalisierung der Schädigung während des Versuchsverlaufs geben kann. Aufgrund des verwendeten Amplitudenfilters sowie wegen des Auftretens von Ereignissen mit zu hoher Laufzeitdifferenz waren je nach Werkstoff zwischen 19% und 82% der SE-Ereignisse ortbar. Eine detaillierte Übersicht hierzu zeigt Tab. 5.7. Nachfolgend wird für jeden Werkstoff nur das Ergebnis jeweils eines Zugversuchs gezeigt, da bei keinem der Werkstoffe prinzipielle Unterschiede zwischen den einzelnen Versuchen auftraten. Die Sensorpositionen ($x = 0$ mm und $x = 43,5$ mm) sind in den Abbildungen durch graue Balken hervorgehoben. Die aufgrund einer zu großen Laufzeitdifferenz nicht ortbaren Ereignisse wurden auf einen jeweils konstanten Ort im Bereich zwischen $x = 0$ mm und $x = -3$ mm projiziert und erscheinen dort je nach Häufigkeit als einzelne Punkte oder Linie.

Eine wichtige Ergänzung zu den Schallemissionsmessungen bilden die metallographischen Untersuchungen, da sie die Grundlage für eine Zuordnung von Schallemission und Quellmechanismus bilden. Allerdings wurde die metallographische Präparation der Metallmatrix-Verbundwerkstoffe durch die Beschaffenheit der Werkstoffe selbst (weiche Matrix, spröde Einschlüsse) erschwert. So konnte zwar das Eindringen von abgebrochenen Teilchen- oder

Faserbruchstücken bei der Präparation weitgehend vermieden werden. Eine eindeutige Unterscheidung zwischen beanspruchungs- und präparationsbedingten Teilchen- oder Faserbrüchen war aber nur dann möglich, wenn der Schliff schon vor der ersten Beanspruchung dokumentiert wurde, wie dies z. B. bei den Ankopplungsflächen der Druckproben der Fall war. In anderen Fällen dienten Schriffe an ungeprüften Proben als Vergleich, so daß zumindest eine Abschätzung möglich war, inwieweit präparative Artefakte zur Schädigung im Schliffbild beitragen. Bei allen nachfolgend gezeigten Schlibfbildern ist die Beanspruchungsrichtung sowie das Vorzeichen der Beanspruchung durch Pfeile gekennzeichnet.

5.3.1 Die partikelverstärkte Aluminiumlegierung (6061-SiC_p)

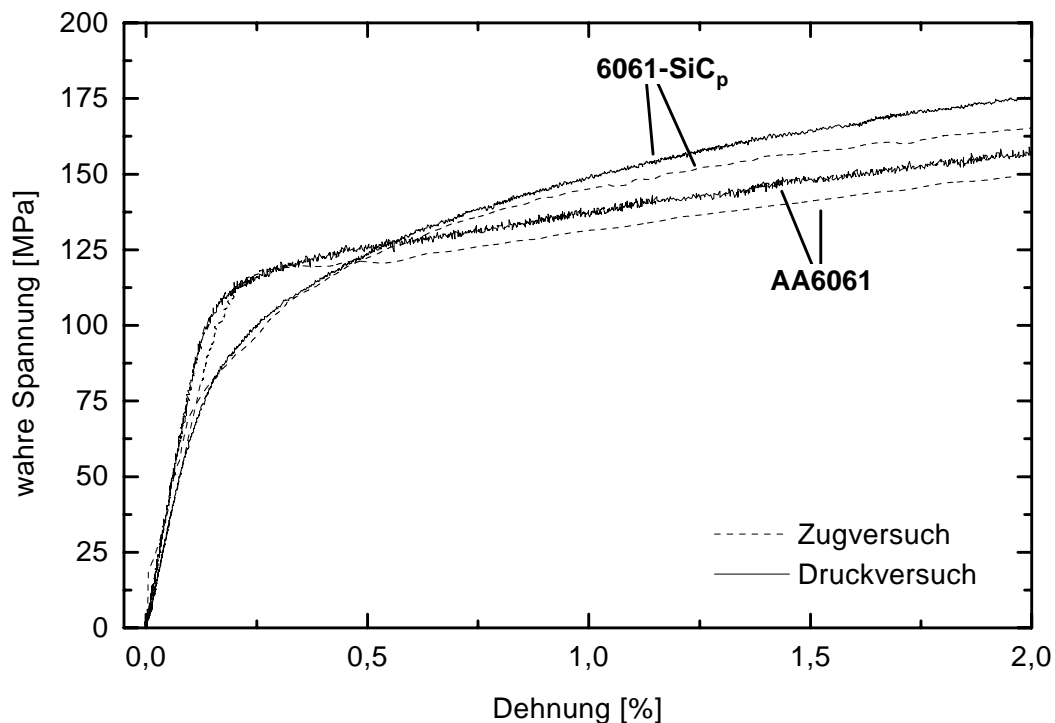


Abb. 5.26: Spannungs-Dehnungs-Diagramme der Legierung AA6061 sowie der verstärkten Legierung 6061-SiC_p im Zug- und Druckversuch.

Abb. 5.26 zeigt die Spannungs-Dehnungs-Diagramme der Legierung AA6061 sowie der verstärkten Legierung 6061-SiC_p für Zug- und Druckbeanspruchung. Die Kurven für Zug- und Druckbeanspruchung liegen für dasselbe Material jeweils eng beieinander. Da in diesen Versuchen die Dehnung im Zugversuch nur aus Wegdaten auf Basis einer Korrekturfunktion bestimmt werden konnten, liegt der Fehler der Dehnung in der Größenordnung von 0,2 %. Für einen Vergleich zwischen verstärkter und unverstärkter Legierung eignen sich daher nur die Daten aus den Druckversuchen. Dort sieht man, daß die verstärkte Legierung 6061-SiC_p gegenüber der unverstärkten Matrixlegierung AA6061 eine geringere Fließspannung aufweist.

Aufgrund der höheren Verfestigung erreicht die verstärkte Legierung dann aber ab Dehnungen oberhalb von 0,5 % höhere Fließspannungen als die unverstärkte Legierung.

Schallemission

Beim Matrixwerkstoff AA6061 traten sowohl im Druckversuch als auch im Zugversuch bis auf Störungen keine SE-Ereignisse auf (vgl. hierzu auch Abschnitt 5.2.1 sowie Abb. 5.17). Im Gegensatz dazu zeigte der verstärkte Werkstoff 6061-SiC_p sowohl im Zug- als auch im Druckversuch verformungsinduzierte Schallemission.

Abb. 5.27 zeigt die Spannungs-Dehnungs-Diagramme und die Dehnungs-SE-Rate des Zug- und Druckversuchs. Sowohl im Zug- als auch im Druckversuch setzt die Schallemission fast unmittelbar nach Belastungsbeginn ein. Dabei erreicht die Dehnungs-SE-Rate im Zugversuch bei ca. 1 % Dehnung und im Druckversuch bei ca. 1,5 % Dehnung ein Maximum und nimmt dann bis zum Probenbruch bei 2,7 % (Zugversuch) bzw. bis zur Entlastung (Druckversuch) wieder kontinuierlich ab. Bei höheren Dehnungen (> 1%) liegt die Spannungs-Dehnungs-Kurve des Druckversuchs deutlich über der des Zugversuchs.

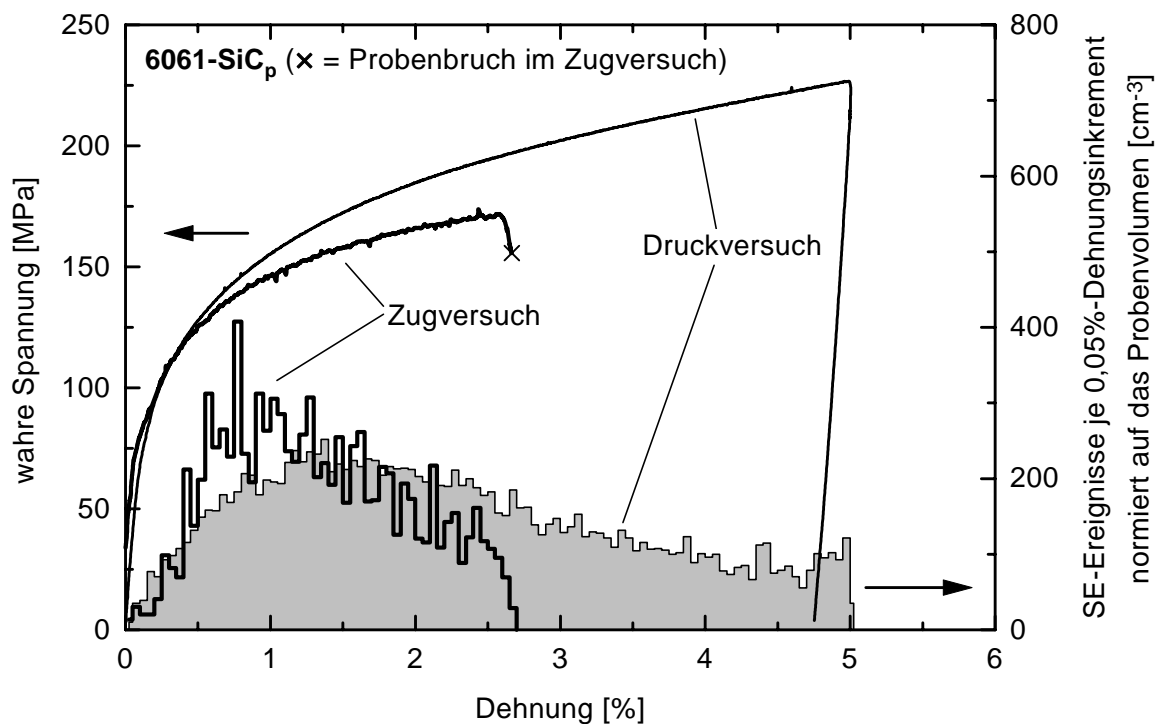


Abb. 5.27: Spannung und Dehnungs-SE-Rate als Funktion der Dehnung beim Zug- und Druckversuch an 6061-SiC_p.

Ortung

Abb. 5.28 zeigt das Ergebnis der Ortung beim Zugversuch 2 an 6061-SiC_p, wobei der Bereich der Bruchstelle auf der rechten Seite markiert ist. Die Orte der Schallemissionsereignisse sind über die gesamte Meßlänge statistisch verteilt, d. h. eine Lokalisierung der Schädigung ist nicht erkennbar. Der Versatz in der Spannungs-Ereignis-Kurve wurde durch eine kurze Unterbrechung der Schallemissionsmessung während des Versuchs verursacht.

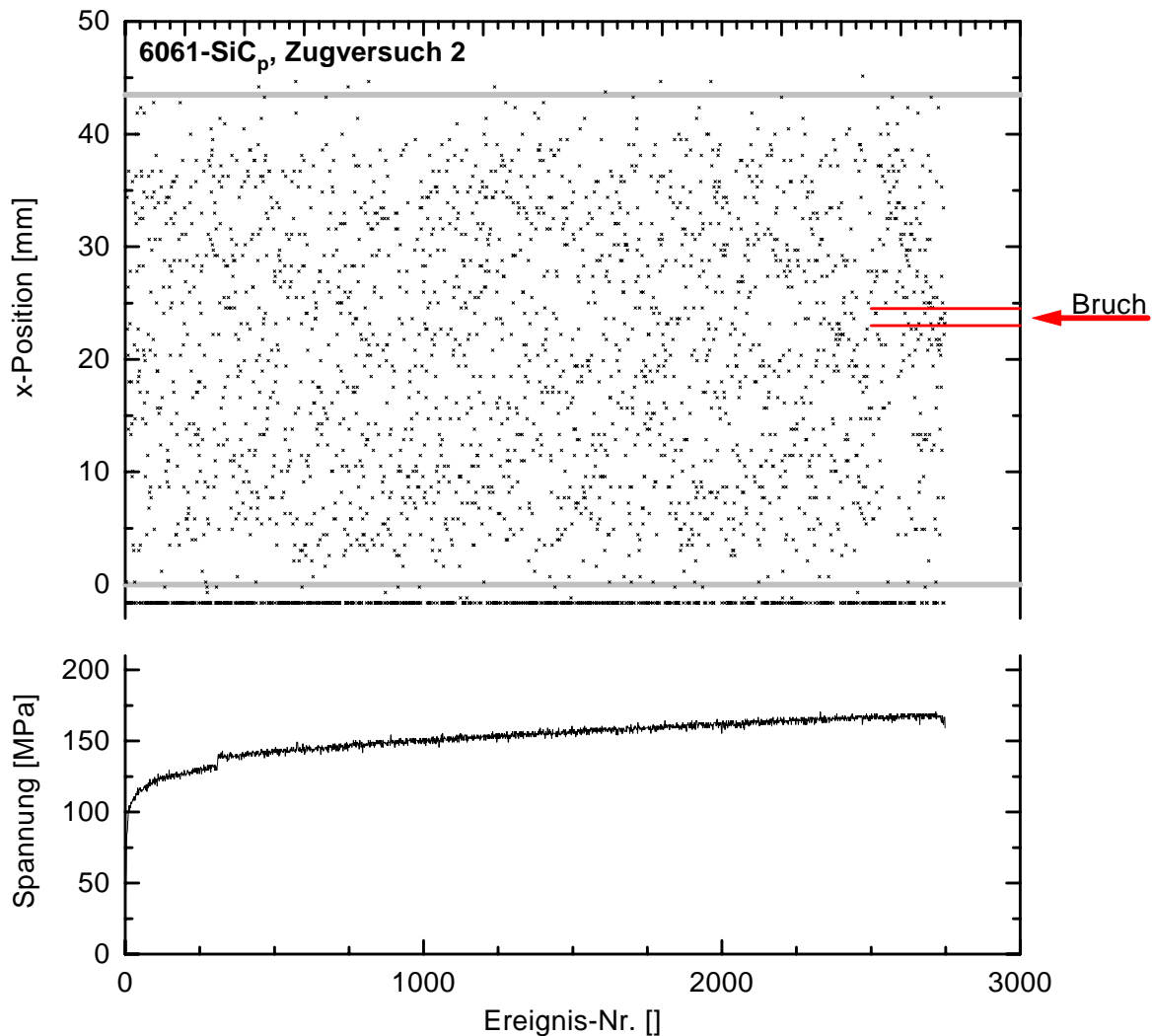


Abb. 5.28: Die Ortung der SE-Ereignisse beim Zugversuch an 6061-SiC_p zeigt, daß die SE-Quellen statistisch über der gesamten Meßlänge verteilt sind. Der Versatz in der Spannungs-Ereignis-Kurve bei etwa Ereignis-Nr. 300 wurde durch eine kurze Unterbrechung der Schallemissionsmessung während des Versuchs verursacht. Zur Auftragung vgl. auch die Hinweise am Anfang von Abschnitt 5.3.

Metallographie

Brüche der SiC-Teilchen wurden beim Werkstoff 6061-SiC_p weder nach Zug- noch nach Druckbeanspruchung beobachtet. Lediglich vereinzelt wurden, wie in Abb. 5.29 gezeigt, nach der Beanspruchung Brüche an der Grenzfläche zwischen Ausscheidung und SiC-Teilchen ge-

funden. Diese reichen aber vermutlich zahlenmäßig nicht aus, um die Anzahl der Schallemissionsereignisse zu erklären. Teilchen-Matrix-Enthftung (Debonding) ist eine weitere mögliche Schädigung, die allerdings im Lichtmikroskop nicht nachweisbar war. Und auch im Rasterelektronenmikroskop gelang kein eindeutiger Nachweis, da Debonding nur schwer von z. B. herstellungsbedingten Poren an den Grenzflächen zu unterscheiden war, vgl. auch

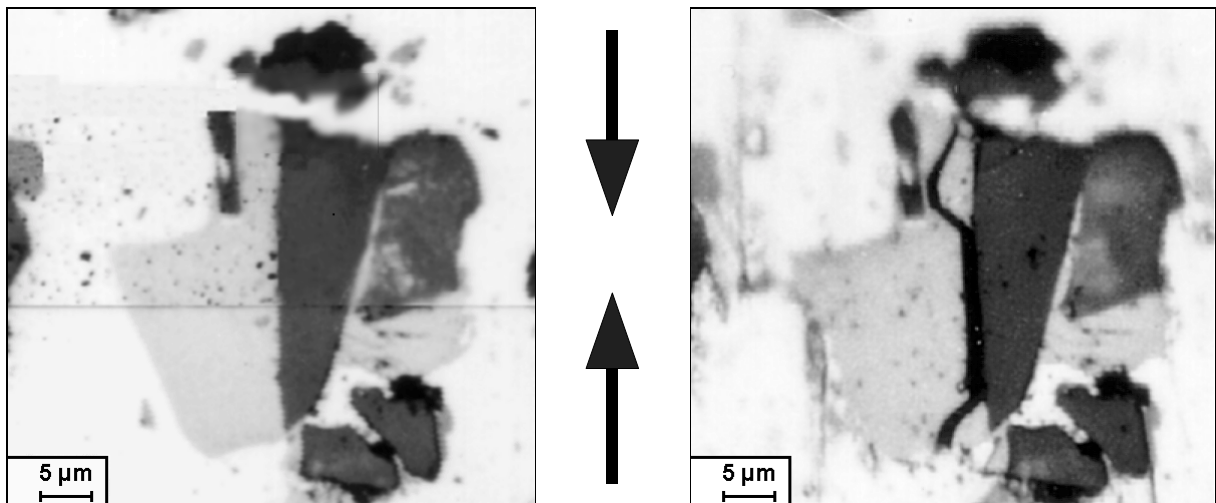


Abb. 5.29: Detailausschnitt des Längsschliffs einer 6061-SiC_p-Druckprobe (Ankopplungsfläche): intakte Grenzfläche zwischen Ausscheidung und SiC-Teilchen vor der Beanspruchung (links) und Bruch entlang der Grenzfläche nach Verformung um 4 % (rechts) (LM).

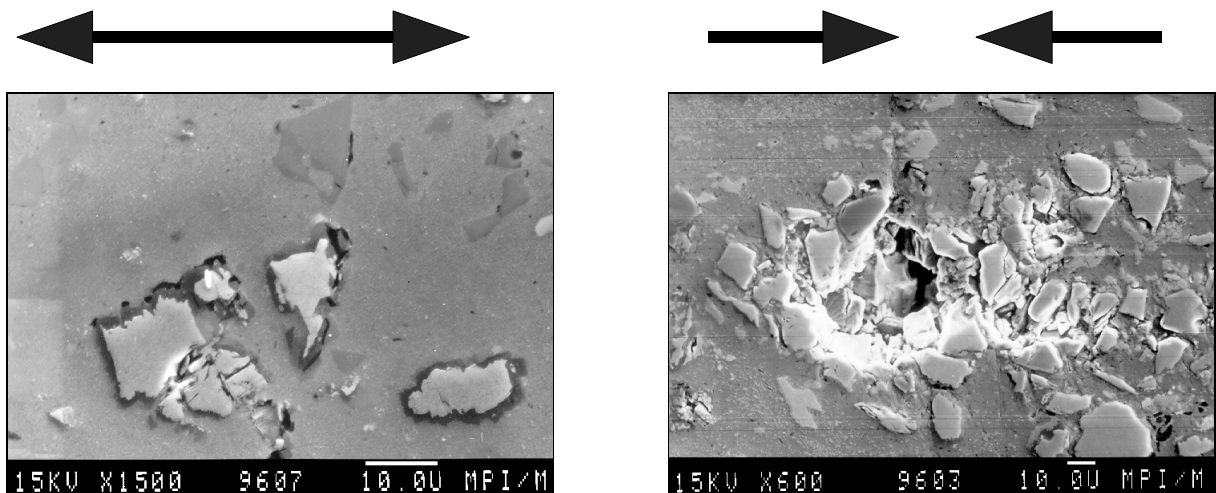


Abb. 5.30: Längsschliff einer 6061-SiC_p-Zugprobe. Im REM sind Poren und Debonding nur schwer voneinander zu unterscheiden (REM).

Abb. 5.31: Längsschliff einer 6061-SiC_p-Druckprobe. Der hier gezeigte Ausschnitt zeigt einen herstellungsbedingten Teilchencluster mit Hohlraum (REM).

Abb. 5.30. Als weitere mögliche Ursache für die Schallemission kommen, wie in Abb. 5.31 gezeigt, Teilchencluster mit Hohlräumen in Betracht. Dort entsteht möglicherweise während der Verformung Schallemission durch Reibung von Teilchen aneinander.

5.3.2 Endlosfaserverstärktes Aluminium ($\text{Al-Al}_2\text{O}_3\text{f}$) unter äußerer Belastung quer zur Faserrichtung

Die Spannungs-Dehnungs-Diagramme von AA1050 sowie von $\text{Al-Al}_2\text{O}_3\text{f}$ unter Beanspruchung quer zur Faserrichtung zeigt Abb. 5.32. Während bei AA1050 kein Unterschied zwischen Zug- und Druckbeanspruchung auftritt, ergaben sich bei $\text{Al-Al}_2\text{O}_3\text{f}$ größere Schwankungen auch für identisches Vorzeichen der äußeren Last. Dabei ist eine Tendenz zu höheren Spannungen unter Druckbeanspruchung zu erkennen. Dies gilt um so mehr, als beim Druckversuch die Dehnraten etwas geringer war als beim Zugversuch.

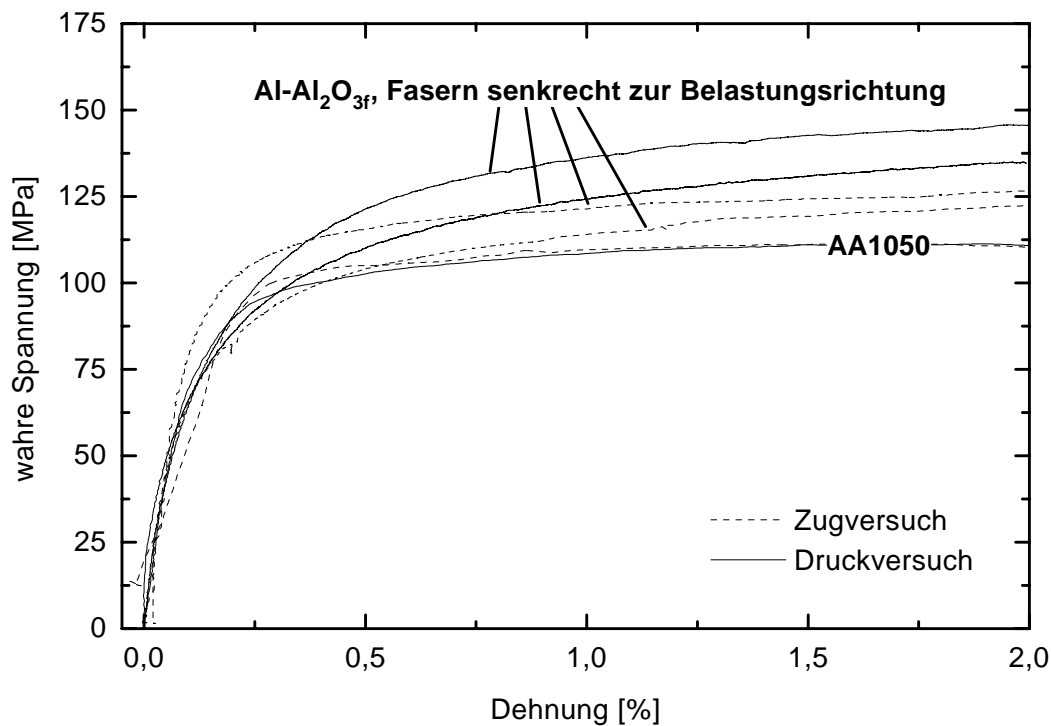


Abb. 5.32: Spannungs-Dehnungs-Diagramme der Werkstoffe AA1050 und $\text{Al-Al}_2\text{O}_3\text{f}$ (äußere Beanspruchung quer zur Faserrichtung) im Zug- und Druckversuch.

Schallemission

In den Zug- und Druckversuchen an AA1050 wurde wie in Abschnitt 5.2.1 erwähnt keine verformungsinduzierte Schallemission gemessen. Abb. 5.33 zeigt die Spannungs-Dehnungs-Diagramme und die Verläufe der Dehnungs-SE-Raten beim Zug- und Druckversuch an $\text{Al-Al}_2\text{O}_3\text{f}$ bei äußerer Beanspruchung quer zur Faserrichtung. Bei beiden Beanspruchungsarten setzt die

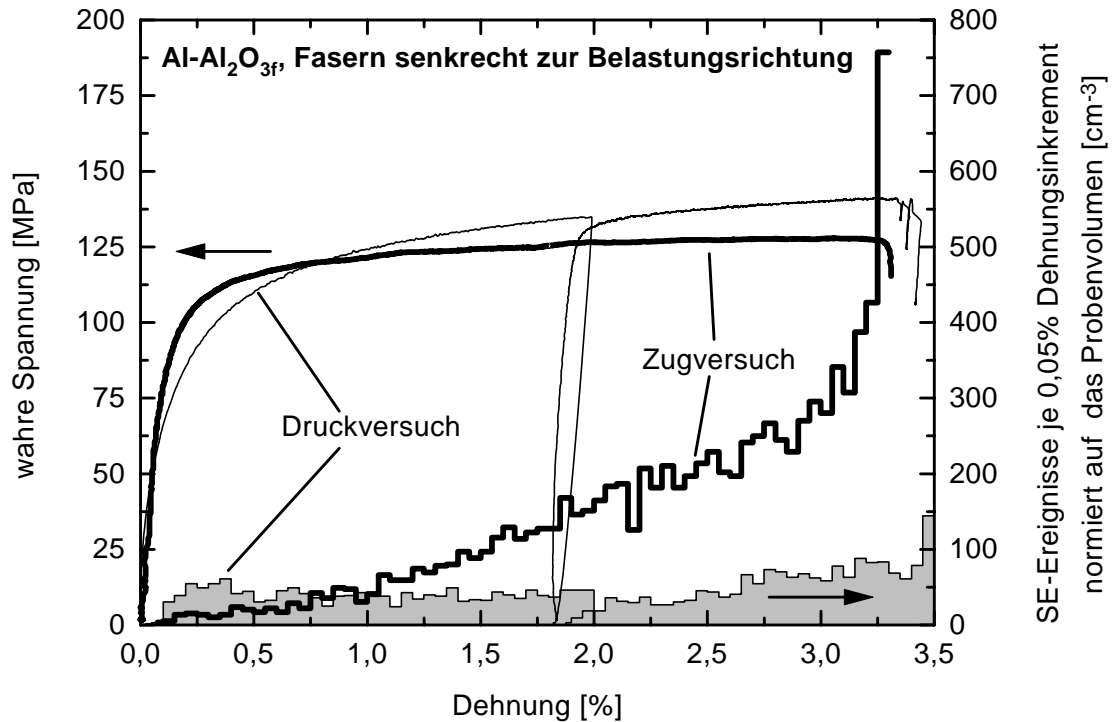


Abb. 5.33: Dehnungs-SE-Raten von Al-Al₂O_{3f} unter Beanspruchung quer zur Faserrichtung im Zug- und Druckversuch.

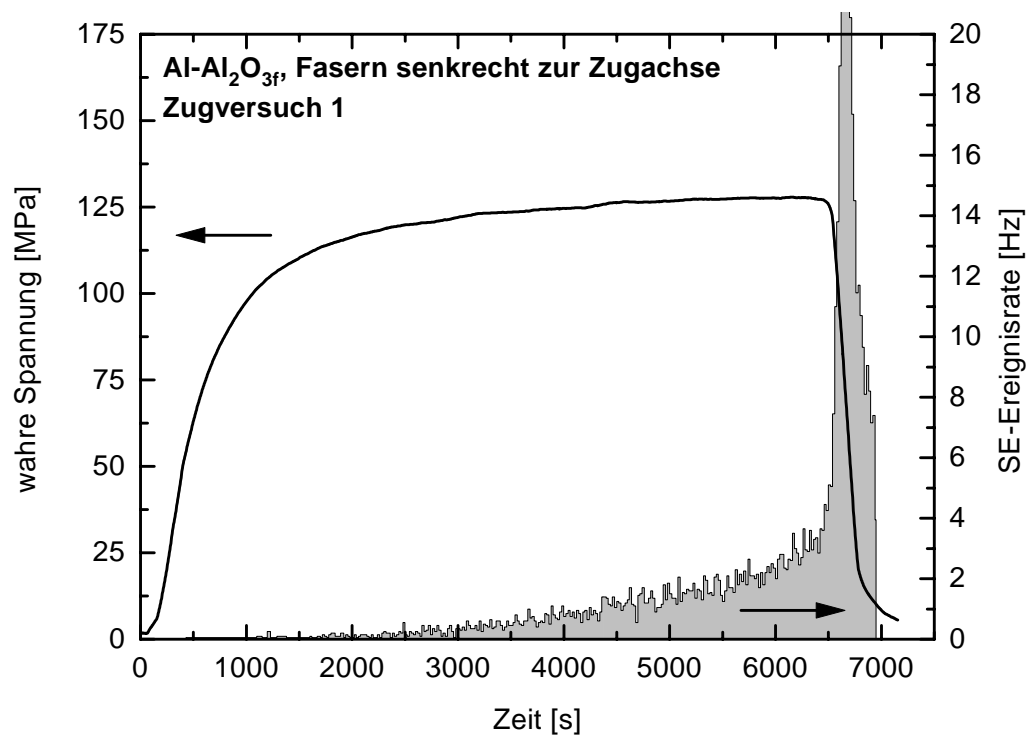


Abb. 5.34: Zeitlicher Verlauf der SE-Ereignisrate beim Zugversuch an Al-Al₂O_{3f} unter Beanspruchung quer zur Faserrichtung. Das Probenversagen erfolgte durch Abscherung unter 45° (Zugversuch 1).

Schallemission bei sehr geringen Dehnungen ein und in beiden Fällen tritt Versagen durch Abscherung unter 45° bei einer Dehnung zwischen 3,2 % und 3,5 % ein. Während jedoch die Dehnungs-SE-Rate beim Zugversuch kontinuierlich bis zum Beginn des Probenversagens zunimmt, bleibt sie im Druckversuch bis zum Probenversagen nahezu konstant. Abb. 5.34 zeigt den zeitlichen Verlauf der Ereignisrate im Zugversuch, welche beim Einsetzen der Abscherung (Spannungsabnahme) sprunghaft ansteigt. Nach einer Spannungsabnahme um ca. 50 % erreicht sie ein Maximum und sinkt dann bis zum endgültigen Probenversagen wieder ab.

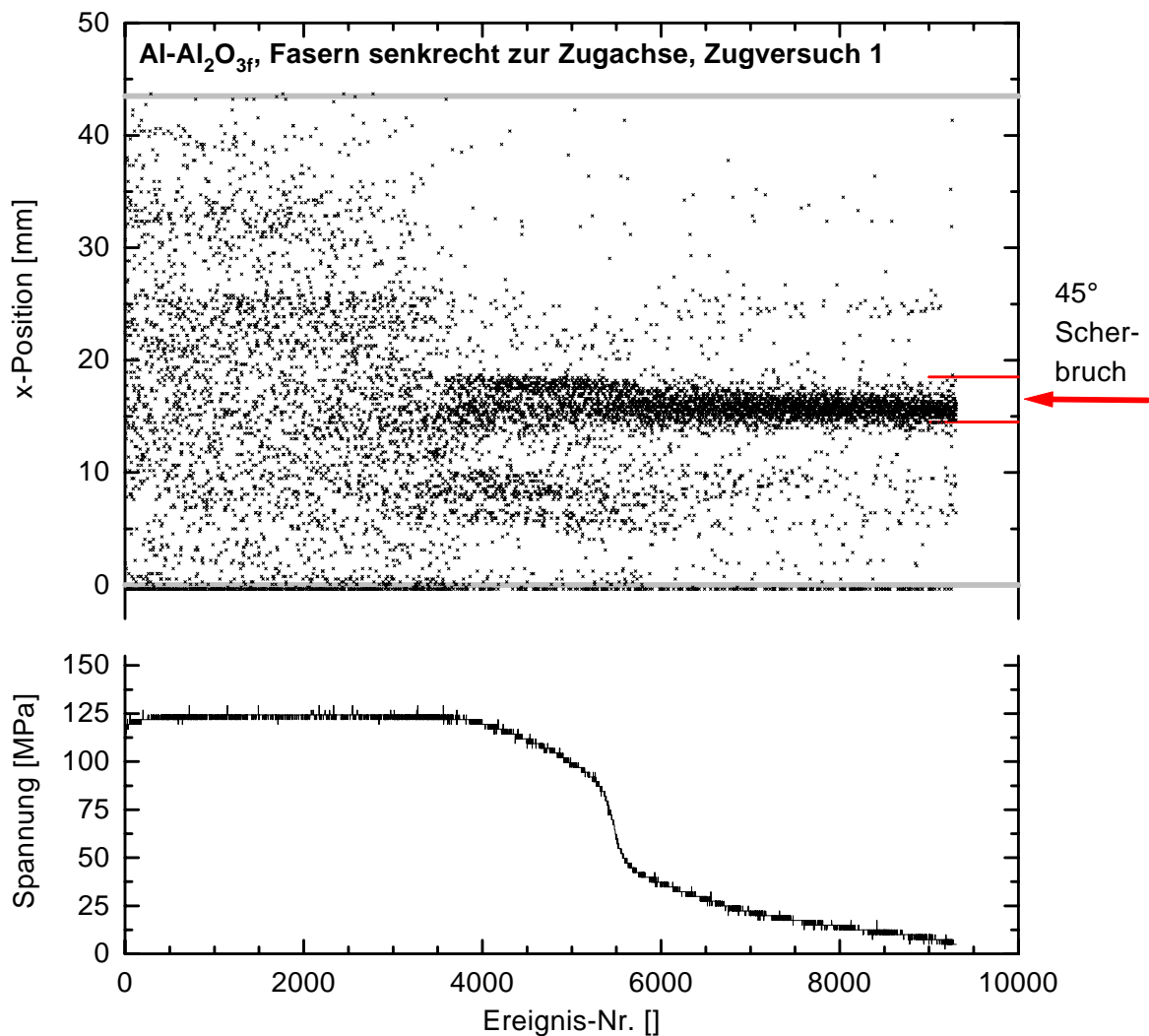


Abb. 5.35: Ortung der SE-Ereignisse beim Zugversuch an Al-Al₂O_{3f} (Fasern senkrecht zur Zugachse). Schon vor dem Spannungsabfall treten in der Umgebung des späteren Scherbruchs vermehrt SE-Ereignisse auf. Nach Ausbildung des Scherbruchs kommen die meisten Schallemissionen aus dem Bereich des Scherbruchs.

Ortung

Die Ortung der SE-Ereignisse beim Zugversuch an Al-Al₂O_{3f} für den Fall der Querbeanspruchung (Fasern senkrecht zur Zugachse) zeigt Abb. 5.35. Schon vor Erreichen des Spannungsabfalls treten in der weiteren Umgebung des späteren Scherbruchs vermehrt Schallemissionsereignisse auf. Beim Einsetzen des Spannungsabfalls tritt zunächst an zwei Orten vermehrt Schallemission auf. Nach Einsetzen des Scherbruchs (Abfall der Spannung um mehr als 50 %) kommen die meisten Schallemissionsereignisse aus dem Bereich des Scherbruchs.

Metallographie

Im Zugversuch versagte Al-Al₂O_{3f} durch Abscherung unter 45° bei gleichzeitig hoher Schallemissionsaktivität. Dabei lag die Faserlängsrichtung in der Scherebene. Abb. 5.36 zeigt eine Aufnahme der Bruchfläche nach erfolgter Abscherung. Die Fasern sind freigelegt bzw. ausgefallen und an den freigelegten Fasern haftet kein Matrixmaterial mehr. Daraus kann geschlossen werden, daß die Faser-Matrix-Haftung sehr schwach ist. Diesen Befund bestätigen auch die Längsschliffe, in denen die Faser-Matrix-Enthftung gut zu sehen ist. Ein Beispiel hierfür ist die in Abb. 5.37 gezeigte REM-Aufnahme, bei der die Fasern am Rand dunkelgrau und in der Mitte aufgrund der elektrostatischen Aufladung weiß erscheinen.

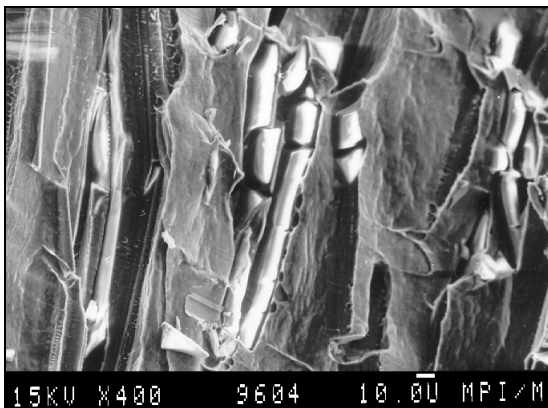


Abb. 5.36: Bruchfläche einer Al-Al₂O_{3f}-Zugprobe (Fasern quer zur Beanspruchungsrichtung). Die Fasern liegen frei oder sind ausgefallen (REM).

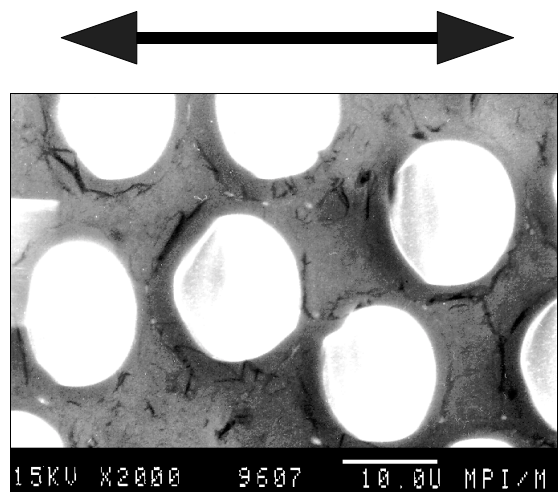


Abb. 5.37: Längsschliff einer Al-Al₂O_{3f}-Zugprobe (Fasern quer zur Beanspruchungsrichtung). Die Fasern erscheinen aufgrund der elektrostatischen Aufladung weiß mit einem dunkelgrauen Rand. Die Faser-Matrix-Enthftung ist gut sichtbar (REM).

Die Abb. 5.38 und 5.39 zeigen die Ankopplungsfläche einer Druckprobe nach 6 % Verformung. Folgende Schädigungen werden sichtbar: (1) Matrixrisse und Scherbandbildung unter

45°, (2) Faser-Matrix-Enthaftung (Debonding) sowie (3) vereinzelt auch Fasersplitting. Bei der Druckprobe mit Faserlängsrichtung parallel zur Ankopplungsfläche, konnten auf der Ankopplungsfläche keine beanspruchungsbedingten Faserbrüche festgestellt werden. An der Zylinderfläche dieser Probe ist die Scherbandbildung unter 45° gut sichtbar, vgl. Abb. 5.40.

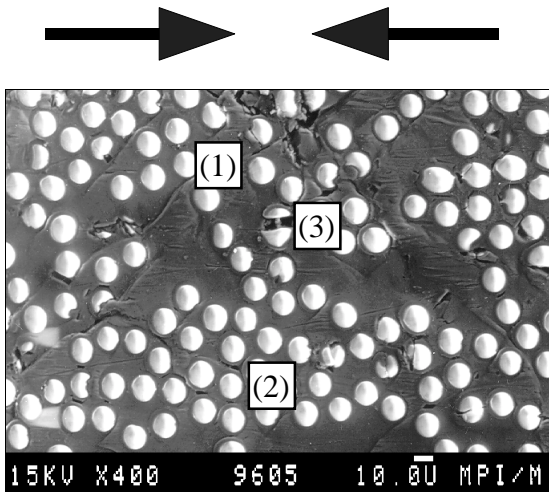


Abb. 5.38: Längsschliff einer Al-Al₂O_{3f}-Druckprobe (Ankopplungsfläche, Fasern quer zur Beanspruchungsrichtung und quer zur Ankopplungsfläche). Folgende Schädigungen sind sichtbar: (1) Matrixrisse und Scherbandbildung unter 45°, (2) Faser-Matrix-Enthaftung (Debonding) sowie (3) vereinzelt auch Fasersplitting (REM).

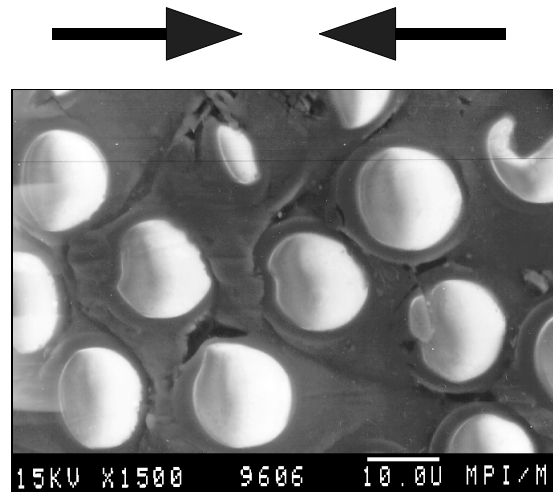


Abb. 5.39: Längsschliff einer Al-Al₂O_{3f}-Druckprobe (Ankopplungsfläche, Fasern quer zur Beanspruchungsrichtung und quer zur Ankopplungsfläche). Bei höherer Vergrößerung wird die Faser-Matrix-Enthaftung deutlicher sichtbar (REM).

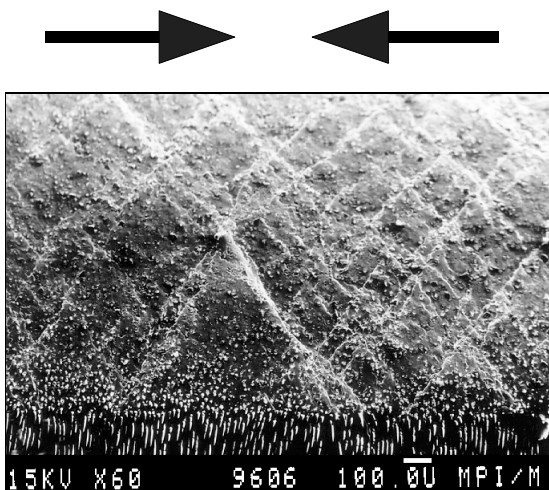


Abb. 5.40: Oberfläche einer Al-Al₂O_{3f}-Druckprobe (Fasern quer zur Beanspruchungsrichtung und parallel zur Ankopplungsfläche). Am unteren Bildrand ist die polierte Ankopplungsfläche sichtbar, darüber die (nicht polierte) Zylinderfläche mit Scherbändern in 45°-Richtungen (REM).

5.3.3 Endlosfaserverstärktes Aluminium ($\text{Al-Al}_2\text{O}_3\text{f}$) unter äußerer Belastung in Faserrichtung

Die Spannungs-Dehnungs-Diagramme der Zug- und Druckversuche an $\text{Al-Al}_2\text{O}_3\text{f}$ bei äußerer Beanspruchung in Faserrichtung zeigt Abb. 5.41. Dabei liegt der Unterschied zwischen Zug- und Druckbeanspruchung im Bereich der Meßungenauigkeit. In beiden Fällen verformt sich die Probe linear-elastisch bis zum Bruch (Zug) bzw. bis zum Microbuckling (Druck), wobei unter Druckbeanspruchung eine höhere Versagensspannung erreicht wird.

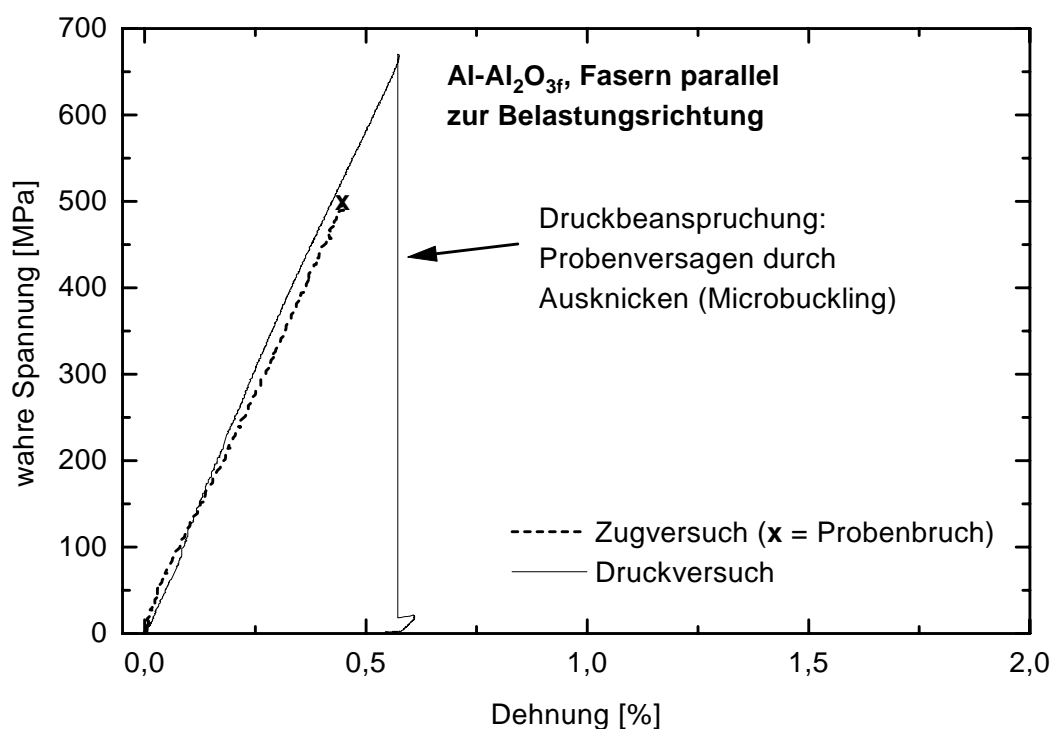


Abb. 5.41: Spannungs-Dehnungs-Diagramme von $\text{Al-Al}_2\text{O}_3\text{f}$ unter Zug- und Druckbeanspruchung in Faserrichtung.

Schallemission und Ortung

Im monotonen Zugversuch setzt die Schallemission bei einer Dehnung von 0,15 % ein und die Dehnungs-SE-Rate nimmt bis zum Erreichen der Bruchlast exponentiell zu, vgl. Abb. 5.42. Da im Zugversuch nur geringe Bruchdehnungen auftreten, mußten die Dehnungsinkremente bei der Berechnung der Dehnungs-SE-Rate entsprechend klein gewählt werden. Sie entsprechen der vertikalen Auflösung der Dehnungsmessung. Ab Erreichen von etwa 80 % der späteren Bruchspannung (bei ca. 400 MPa) ist eine lokale Häufung der Schallemission im Bereich der späteren Bruchstelle zu beobachten, vgl. Abb. 5.44. Beim monotonen Druckversuch treten bis zum Versagen durch Microbuckling nur ca. 40 SE-Ereignisse auf, davon 10 unmittelbar vor dem Versagensbeginn, vgl. Abb. 5.43.

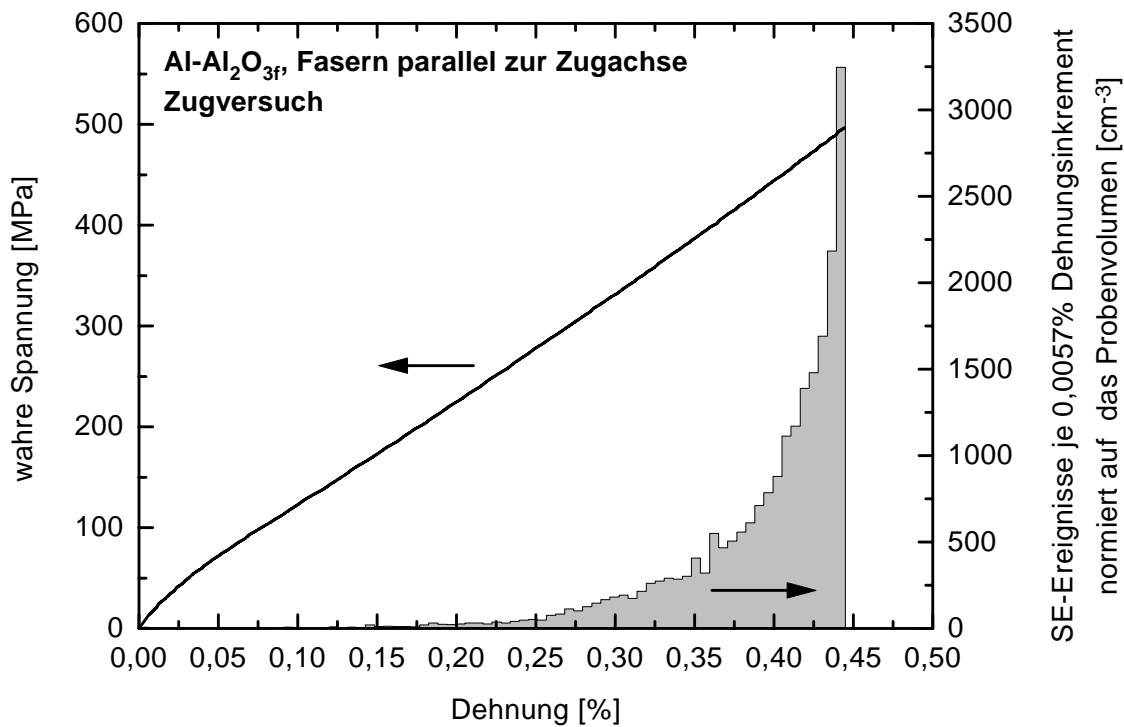


Abb. 5.42: Dehnungs-SE-Rate des monotonen Zugversuchs an Al-Al₂O_{3f}, Beanspruchung in Faserrichtung.

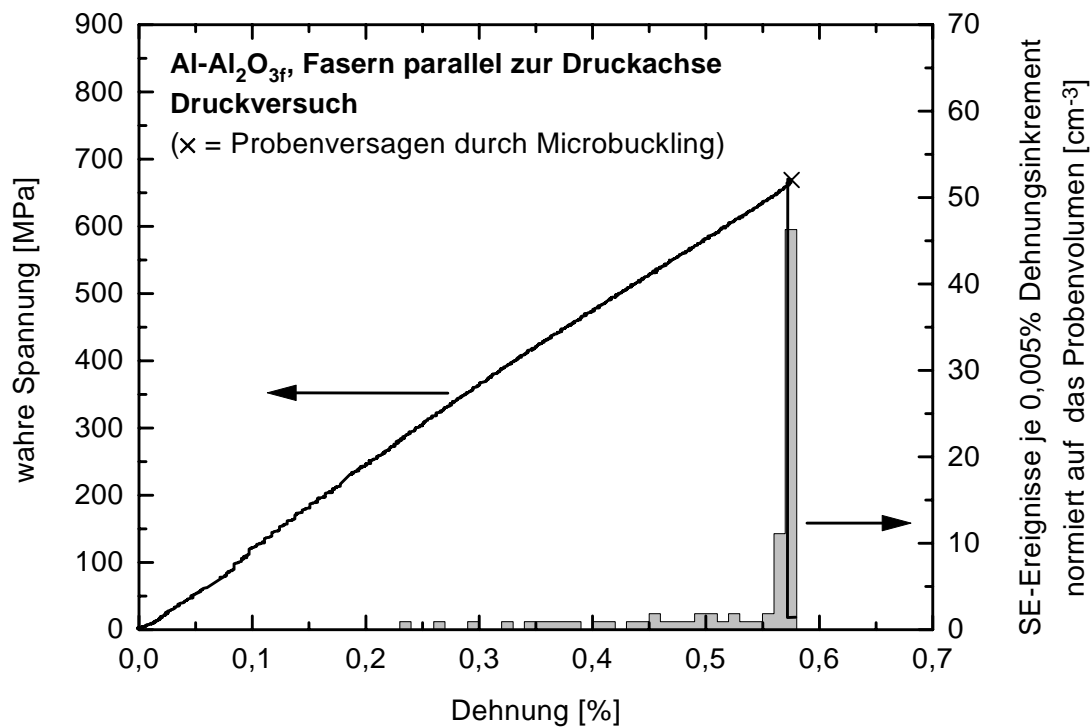


Abb. 5.43: Dehnungs-SE-Rate beim Druckversuch an Al-Al₂O_{3f}, Beanspruchung in Faserrichtung.

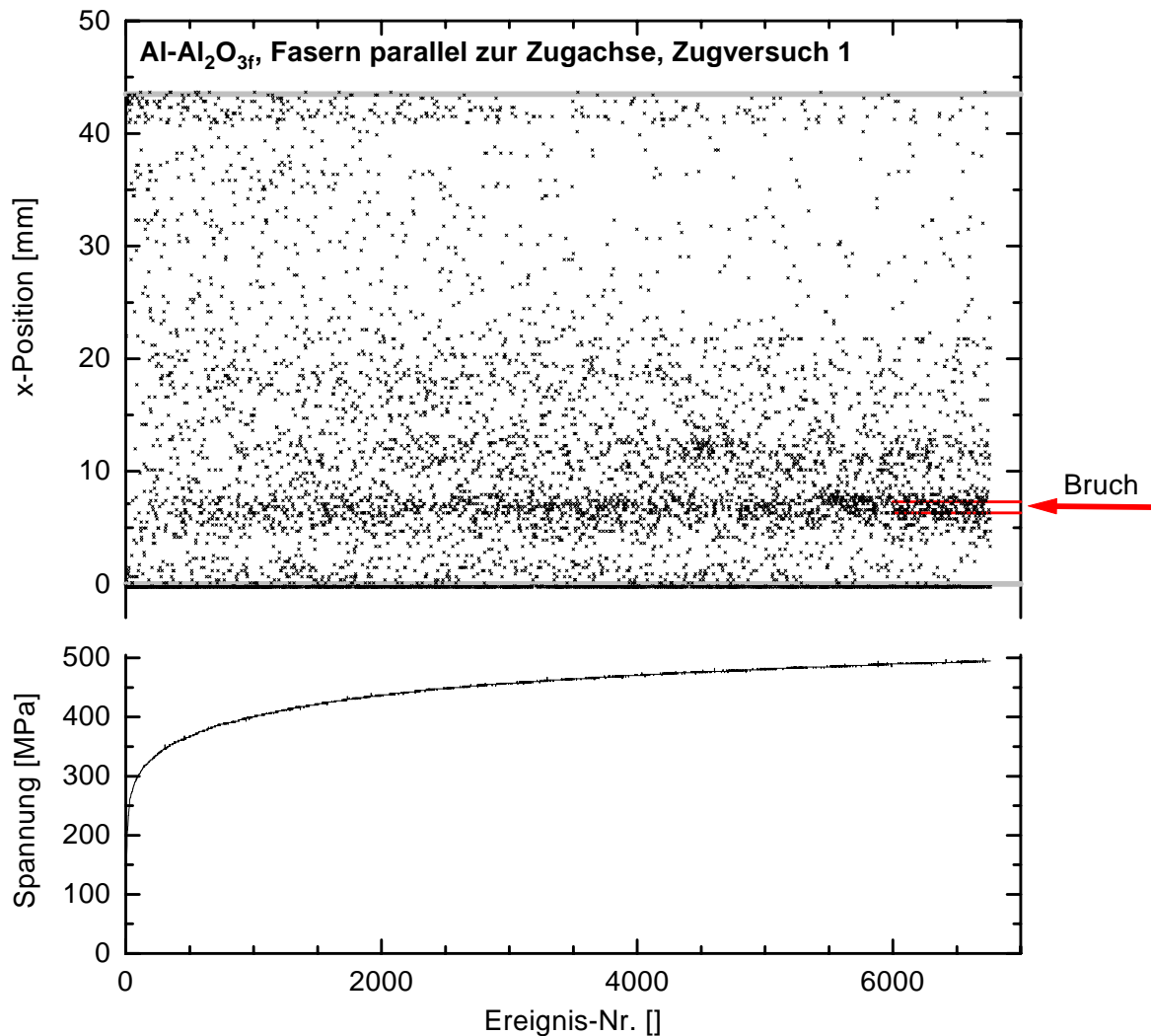


Abb. 5.44: Ortung der SE-Ereignisse beim Zugversuch an Al-Al₂O_{3f} (Fasern parallel zur Zugachse). Schon ab Erreichen von etwa 80 % der späteren Bruchspannung (bei ca. 400 MPa) ist eine lokale Häufung der Schallemission im Bereich der späteren Bruchstelle zu beobachten.

Beim Druckversuch wurde die Probe kurz nach Versagensbeginn vollständig entlastet. Wie in Abb. 5.45 gezeigt, kommt es nach dem Probenversagen trotz des Spannungseinbruchs zu einer ausgeprägten Schallemissionsaktivität, die auch nach vollständiger Entlastung der Probe (bei ca. $t = 1070$ s) nur langsam abnimmt. Bis auf eine Unterbrechung von ca. zwei Stunden wurde die Schallemission noch bis fünf Tage nach der Entlastung aufgezeichnet. Um Aufschluß über die Art und das Ausmaß von etwaigen äußeren Störungen zu bekommen, wurde die verformte Probe zeitweise durch eine unverformte Probe ausgetauscht ($t = 350000 - 400000$ s, vgl. Abb. 5.46). Dabei stellte sich heraus, daß die Störungen im Langzeitversuch so zahlreich sind, daß sie zu einer Verfälschung des Meßergebnisses führen und daher herausgefiltert werden müssen. Die Wellenformen der Störungen konnten in fünf Klassen eingeteilt werden, deren Charakteristika in Tab. 5.8 beschrieben sind. Basierend auf diesen

Charakteristika wurden die Störsignale manuell herausgefiltert. Als Ergebnis erhält man die in Abb. 5.46 gezeigte Abklingkurve der Ereignisrate. Nach fünf Tagen war die Ereignisrate auf etwa ein Ereignis pro Minute abgesunken.

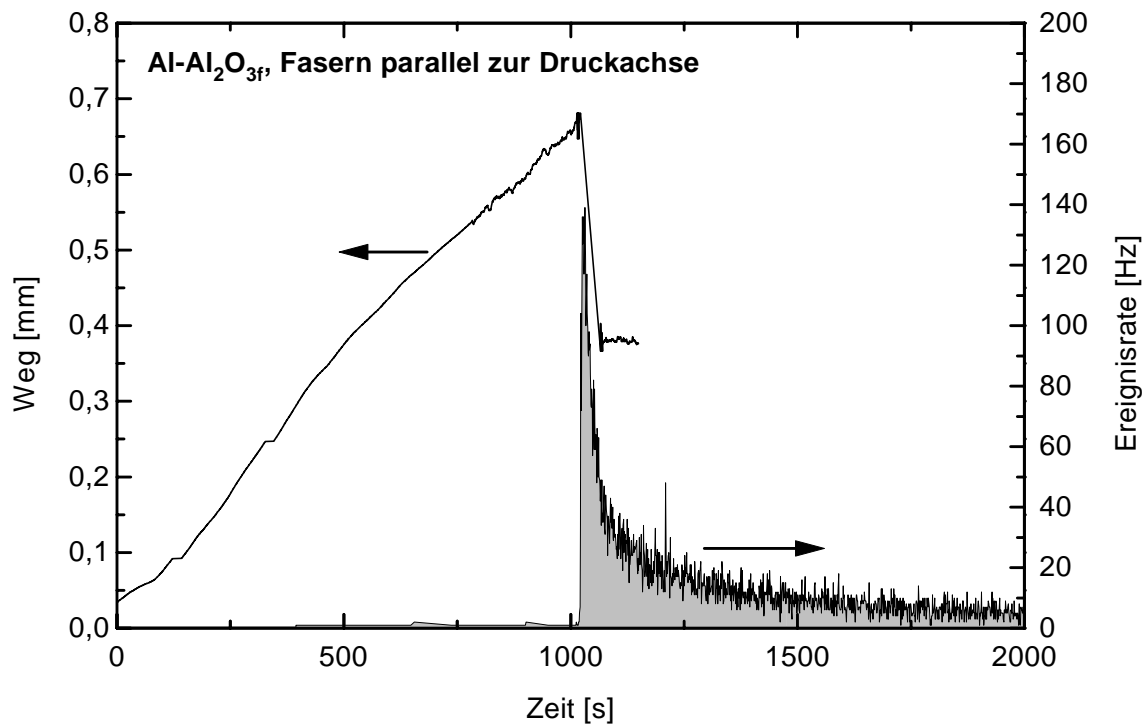


Abb. 5.45: Ereignisrate beim Druckversuch an Al-Al₂O_{3f} (Beanspruchung in Faserrichtung). Die Probe wurde nach dem Ausknicken vollständig entlastet.

Charakteristik der Signalklasse	Signalherkunft	Bemerkungen
1. Das Signal überdeckt den kompletten Pretriggerbereich sowie das gesamte Zeitfenster	unbekannt	Charakteristika der Wellenausbreitung fehlen
2. Signal ist stark monofrequent	elektromagnetische Einstrahlung	lange und kurze Zeitdauer möglich
3. FFT zeigt dominanten Bereich oberhalb 2 MHz	elektromagnetische Einstrahlung	
4. Kurze Spikes, ggf. mit ca. 3-5 Nachschwingungen. Die Einsatzzeit ist für alle Sensoren, bei denen die Störung auftritt, identisch	elektromagnetische Einstrahlung vom Einschalten der Neonröhren oder des PC-Monitors	Charakteristika der Wellenausbreitung fehlen
5. Extrem niederfrequentes Signal	mech. Schwingungen	

Tab. 5.8: Charakteristik der beim Langzeitversuch auftretenden Störsignale.

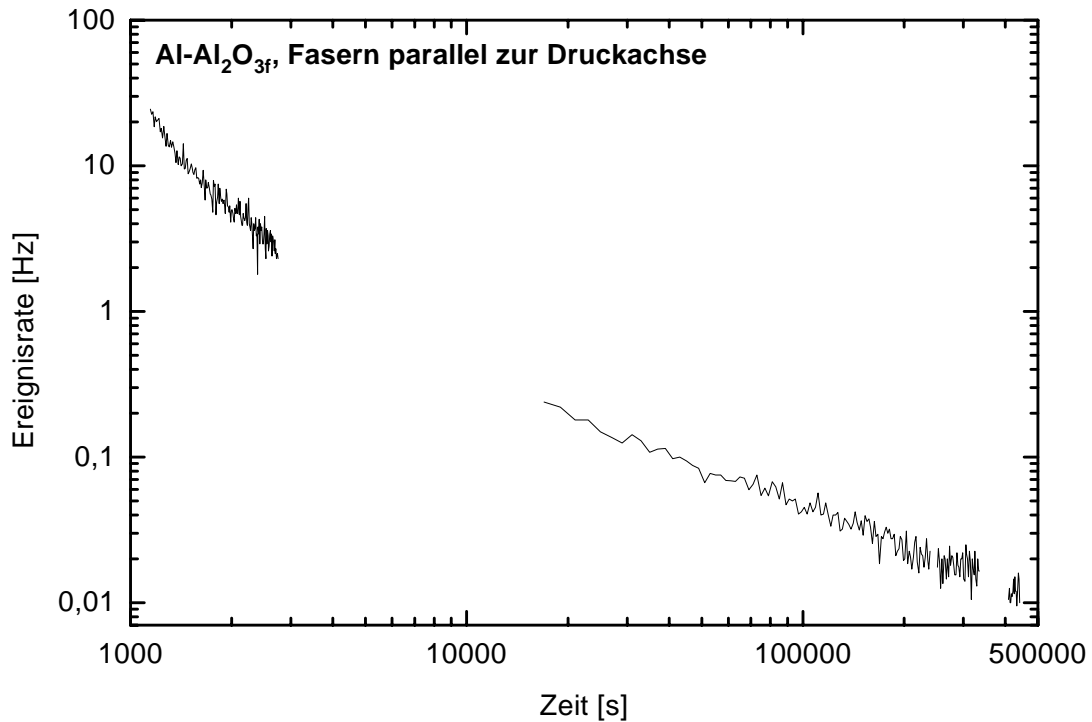


Abb. 5.46: Zeitlicher Verlauf der Ereignisrate beim Druckversuch an Al-Al₂O_{3f} nach Ausknicken der Probe durch Microbuckling und anschließender Entlastung (bei 1070 s). Im dargestellten Zeitbereich lag an der Probe keine äußere (mechanische) Spannung an.

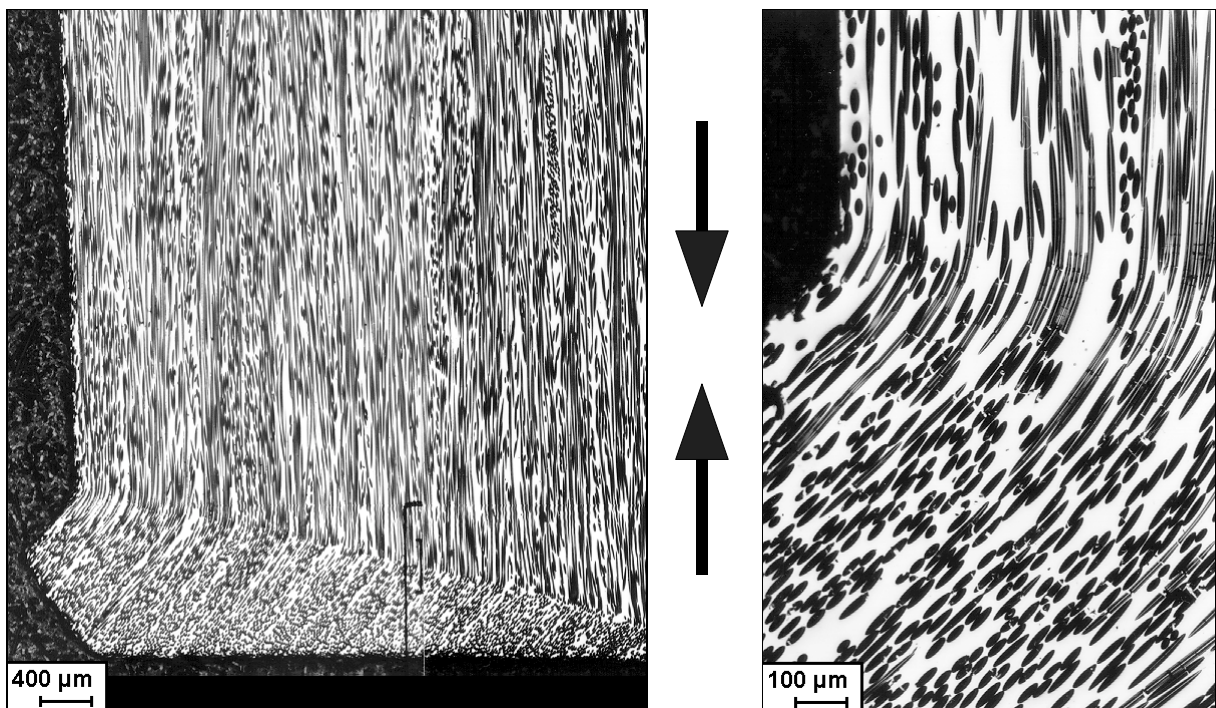


Abb. 5.47: Längsschliff einer Al-Al₂O_{3f}-Druckprobe nach Beanspruchung in verschiedenen Vergrößerungen. An den Probenenden ist Microbuckling einhergehend mit Faserbrüchen sichtbar (LM).

Metallographie

Nach Zugbeanspruchung entlang der Faserlängsrichtung waren im Schliff nur wenige Faserbrüche zu sehen. Diese waren zahlenmäßig in der gleichen Größenordnung wie im Ausgangszustand, so daß zwischen herstellungs- bzw. präparationsbedingten Faserbrüchen und solchen, die durch die Zugbelastung entstehen, nicht unterschieden werden konnte. Unter Druckbeanspruchung kam es im Bereich der Probenenden zum Ausknicken, vgl. Abb. 5.47. In diesen Bereichen wurden zahlreiche Faserbrüche festgestellt, wie dies die Darstellung mit höherer Vergrößerung auf der rechten Seite in Abb. 5.47 zeigt. Dagegen wurden in den nicht ausgeknickten Probenbereichen keine beanspruchungsbedingten Faserbrüche festgestellt. Auch wurden weder nach Zug- noch nach Druckbelastung andere Schädigungsarten, wie z. B. Debonding, beobachtet.

5.3.4 Die Kolbenlegierung (M124) und die kurzfaserverstärkte Aluminiumlegierung (M124-Saffil)

Der Vergleich der Spannungs-Dehnungs-Diagramme der Zug- und Druckversuche an M124 und M124-Saffil in Abb. 5.48 zeigt, daß die Faserverstärkung auch schon bei Raumtemperaturversuchen eine Festigkeitssteigerung bewirkt. Die Differenz zwischen Zug- und Druckbeanspruchung ist bei M124-Saffil so gering, daß sie im Bereich des Meßfehlers liegt, während

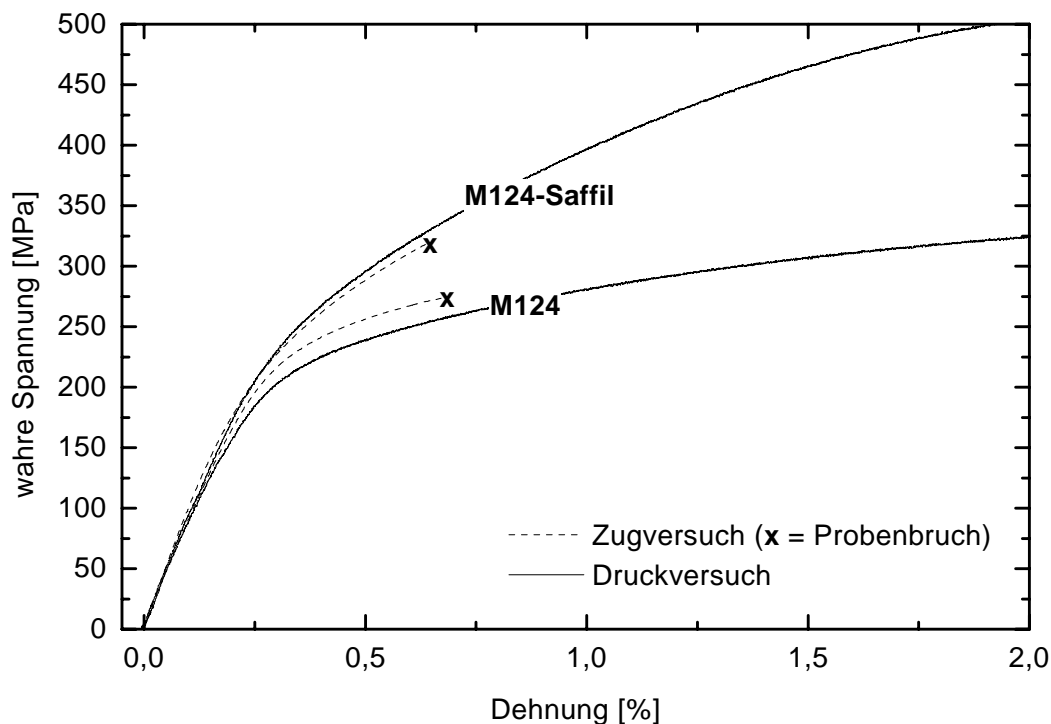


Abb. 5.48: Spannungs-Dehnungs-Diagramme der Legierung M124 sowie der verstärkten Legierung M124-Saffil im Zug- und Druckversuch.

sie bei M124, allerdings mit umgekehrtem Vorzeichen, etwas deutlicher ausgeprägt ist, und daher nicht ausschließlich auf Meßungenauigkeiten zurückgeführt werden kann. Bei der nachfolgenden Darstellung der Schallemissionsergebnisse wird zuerst die Legierung M124 und danach die kurzfaserverstärkte Legierung M124-Saffil behandelt. Im Anschluß daran folgt eine vergleichende Darstellung zwischen unverstärkter und verstärkter Legierung.

Schallemission

Den Verlauf der Dehnungs-SE-Rate zweier Zugversuche an M124 zeigt Abb. 5.49. Die Schallemission setzt bei Dehnungen zwischen 0,2 % und 0,3 % ein, und die Dehnungs-SE-Rate nimmt bis zum Versagen durch Probenbruch stetig zu. Die absoluten Werte für die Dehnungs-SE-Rate der beiden Versuche stimmen gut miteinander überein. Die Dehnungs-SE-Rate beim monotonen und unterbrochenen Druckversuch an M124 zeigt Abb. 5.51. Im Gegensatz zum Druckversuch erfolgt das Einsetzen der Schallemission in beiden Fällen erst bei einer Dehnung zwischen 0,8 % und 1 %. Beim monotonen Druckversuch steigt die Dehnungs-SE-Rate dann bis zu einer Dehnung von 2,5 % kontinuierlich an und nimmt bei noch höheren Dehnungen in geringerem Maße wieder ab. Beim Druckversuch mit Zwischenentlastung folgt die Dehnungs-SE-Rate prinzipiell dem gleichen Verlauf, allerdings sind die absoluten Werte um Faktor zwei höher. Außerdem setzt die Schallemission bei der Wiederbelastung schon bei 85 % der zuvor erreichten Maximallast ein, wobei aber die Dehnungs-SE-Rate erst nach einer zusätzlichen Verformung um etwa 0,4 % den Wert direkt vor der Zwischenentlastung wieder erreicht. Ein Vergleich von Abb. 5.49 mit Abb. 5.51 zeigt, daß der wesentliche Unterschied in der Schallemissionsaktivität zwischen Zug- und Druckbelastung darin besteht, daß die Schallemission im Zugversuch bei einer wesentlich geringeren Dehnung einsetzt als im Druckversuch.

Abb. 5.50 und Abb. 5.52 zeigt die Dehnungs-SE-Raten der Zug- und Druckversuche an M124-Saffil, welche einen ähnlichen Verlauf wie bei M124 aufweisen. So sind die Dehnungen, bei denen die Schallemission einsetzt für gleiche Beanspruchung identisch. Ein wesentlicher Unterschied besteht jedoch darin, daß die maximale Dehnungs-SE-Rate im Zugversuch bei M124-Saffil deutlich kleiner ist als bei M124 und damit ähnliche Werte wie beim Druckversuch annimmt. Außerdem ist die Dehnungs-SE-Rate beim Druckversuch an M124-Saffil dann am größten, wenn die Probe durch Abscherung bei 3,3 % Dehnung versagt.

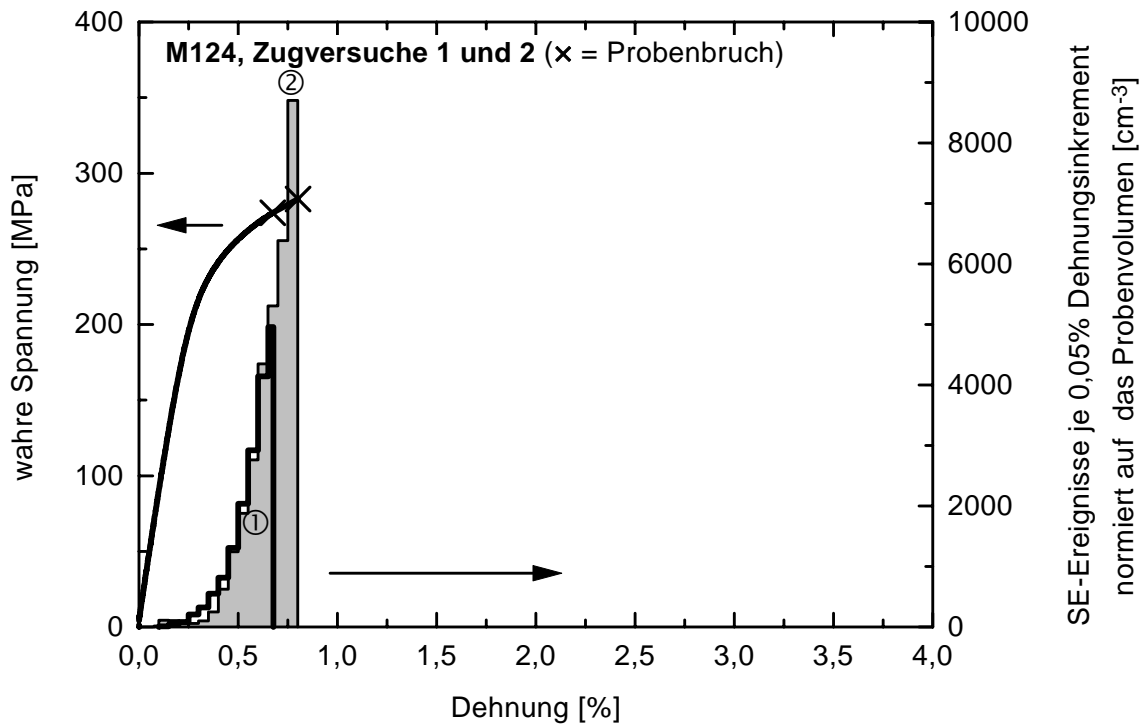


Abb. 5.49: Verlauf der Dehnungs-SE-Rate beim Zugversuch an M124. Zugversuch 1: techn. Dehnrate $1,1 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$, Zugversuch 2: Wechsel der techn. Dehnrate im Versuch bei ca. 11000 SE-Ereignissen von $1,1 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ nach $5,5 \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-1}$.

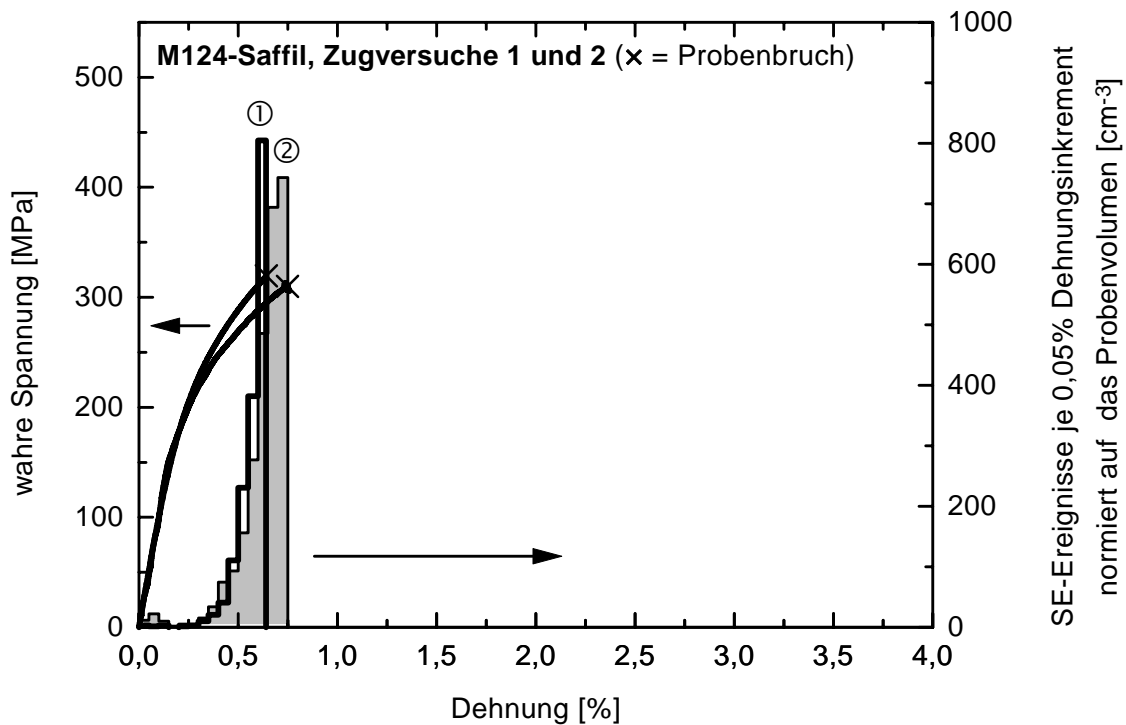


Abb. 5.50: Verlauf der Dehnungs-SE-Rate beim Zugversuch an M124-Saffil. Zugversuch 1: techn. Dehnrate $1,1 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$, Zugversuch 2: techn. Dehnrate $1,1 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$.

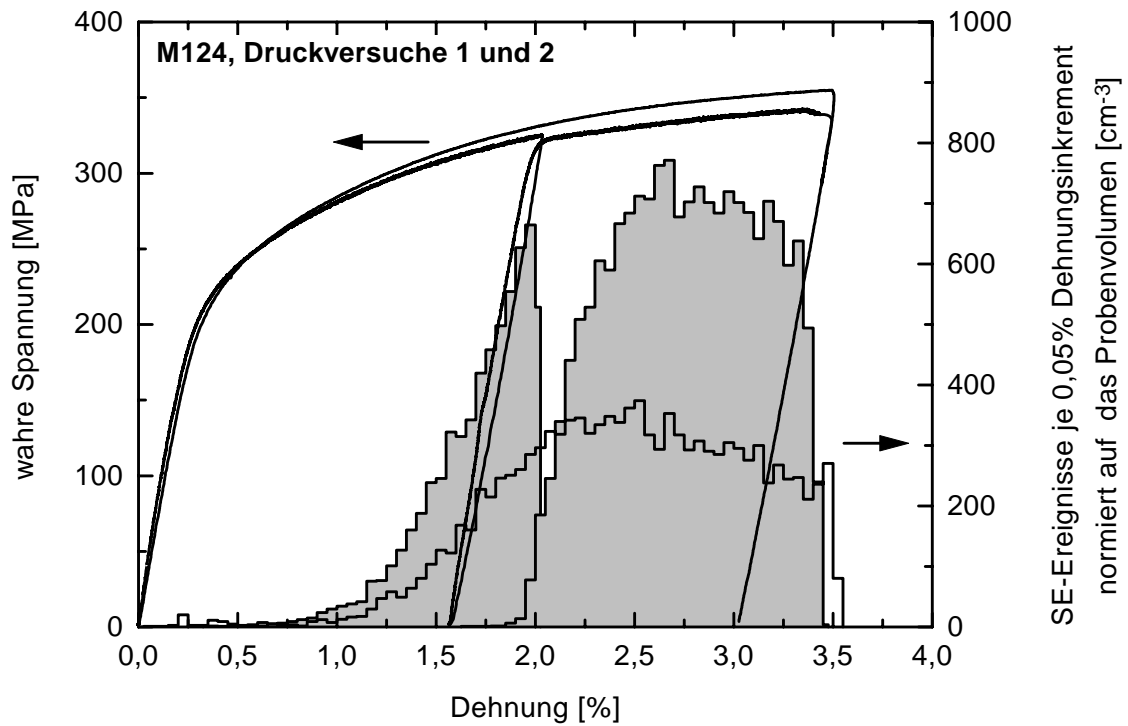


Abb. 5.51: Legierung M124: Verlauf der Dehnungs-SE-Rate beim monotonen Druckversuch (1) und beim Druckversuch mit Zwischenentlastung (2). Dehnrates jeweils $5,5 \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-1}$.

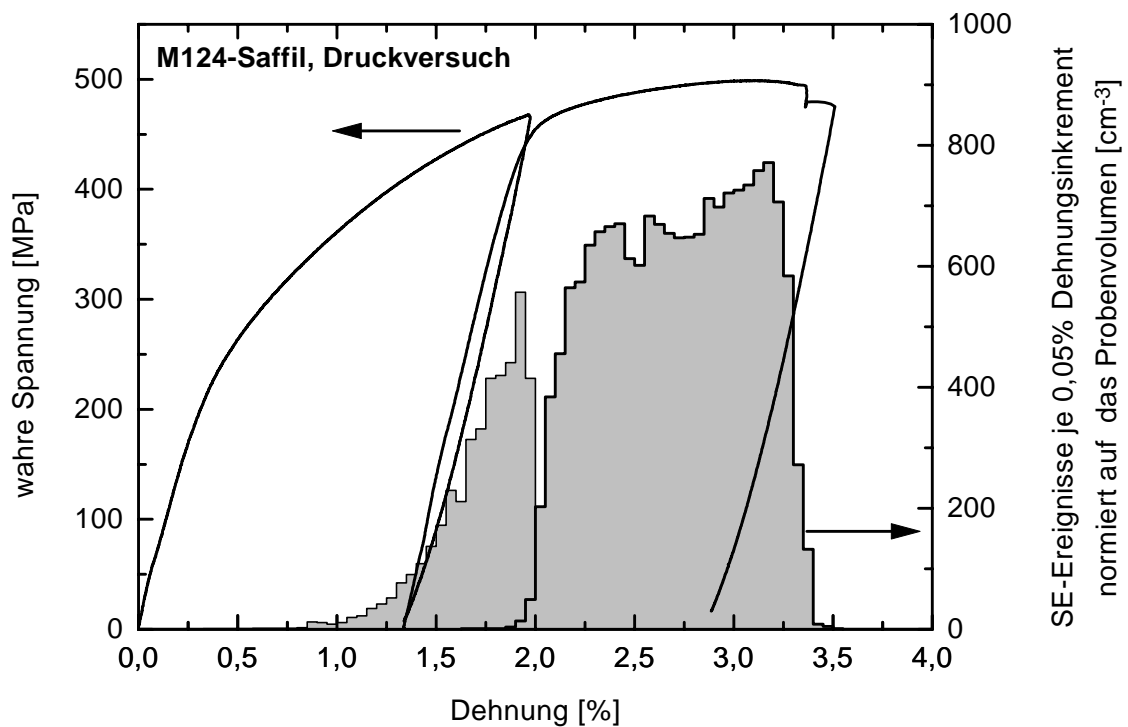


Abb. 5.52: Verlauf der Dehnungs-SE-Rate beim Druckversuch an M124-Saffil, Dehnrates: $5,5 \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-1}$. Die Probe versagte bei 3,3 % Dehnung durch Abscheren.

Ortung

Abb. 5.53 zeigt die Ortung der SE-Ereignisse beim Zugversuch an M124. Während des gesamten Versuchs ist in der weiteren Umgebung um die spätere Bruchstelle eine erhöhte Schallemissionsaktivität zu verzeichnen. Im Gegensatz hierzu ist beim faserverstärkten Werkstoff M124-Saffil keine Lokalisierung der Schädigung in der Umgebung der späteren Bruchstelle zu beobachten (vgl. Abb. 5.54).

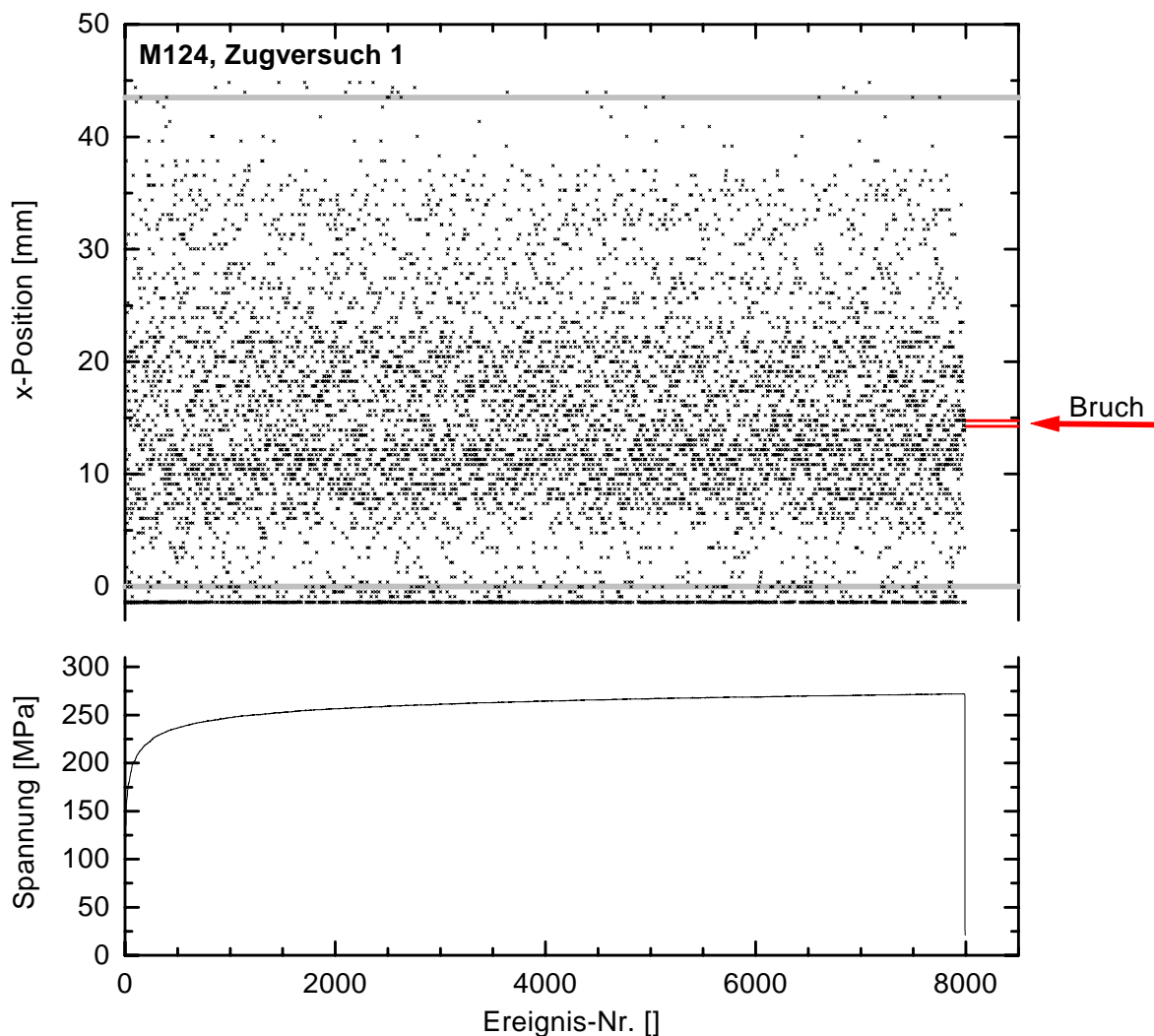


Abb. 5.53: Ortung der SE-Ereignisse beim Zugversuch an M124. Während des gesamten Versuchs ist in der größeren Umgebung um die spätere Bruchstelle eine erhöhte Schallemissionsaktivität zu verzeichnen.

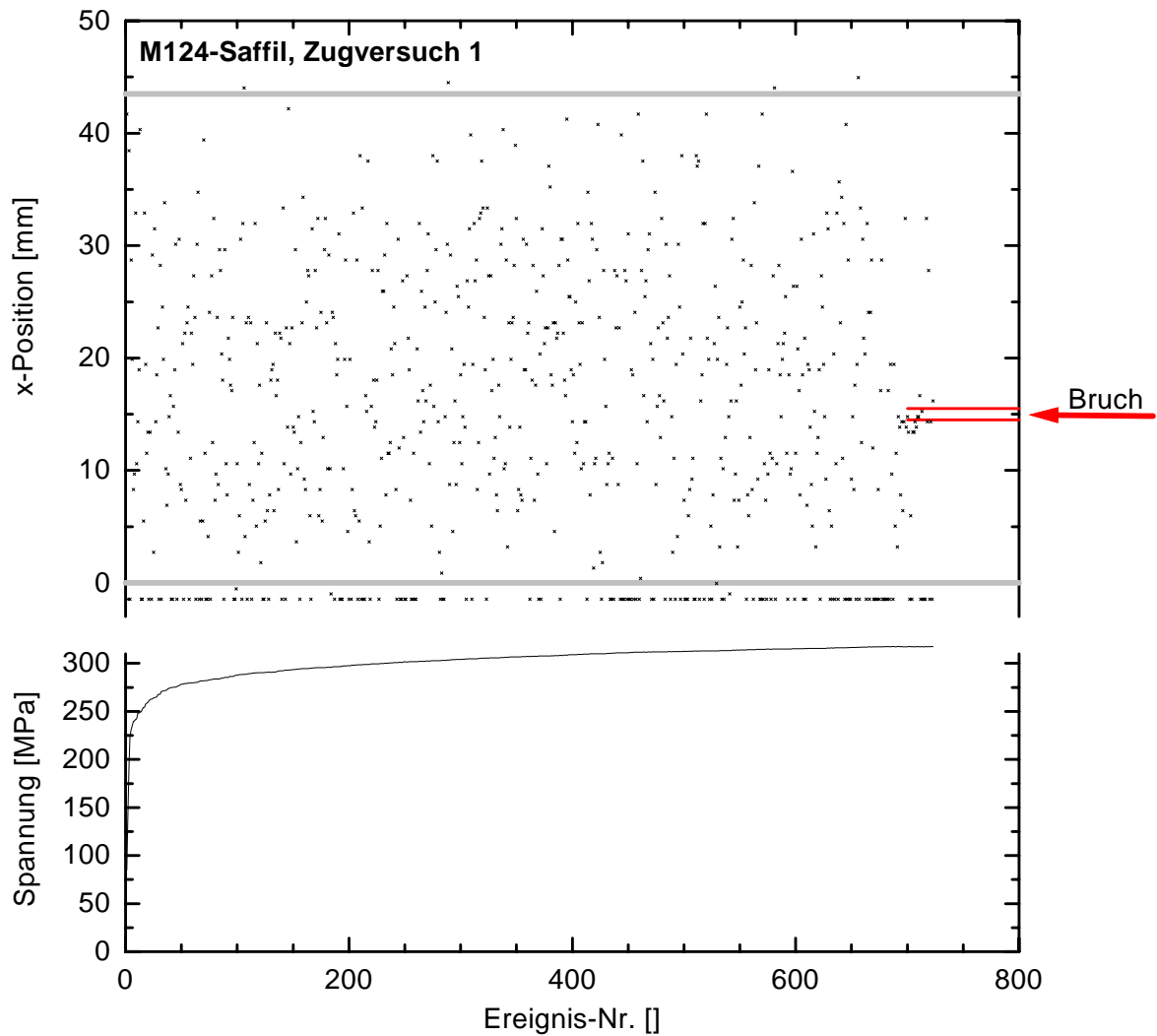


Abb. 5.54: Ortung der SE-Ereignisse beim Zugversuch an M124-Saffil. Eine Lokalisierung der Schädigung in der Umgebung der späteren Bruchstelle ist nicht zu beobachten.

Metallographie

Bei den Zug- und Druckversuchen an M124 war als Schädigung der Bruch spröder Ausscheidungen (Silizium und intermetallische Phasen) zu beobachten. Dabei traten in Abhängigkeit des Vorzeichens der äußeren Last verschiedenen Vorzugsorientierungen der Bruchflächen auf. So waren die im Schlibbild sichtbaren Bruchflächen bei den Druckproben vorzugsweise parallel (vgl. Abb. 5.55) und im Fall der Zugproben vorzugsweise senkrecht zur Beanspruchungsrichtung orientiert. Das Ergebnis der quantitativen Auswertung zeigt Abb. 5.56. In den zyklischen Druckversuchen wurde nach jedem Verformungsinkrement bei der Beobachtung der Ankopplungsfläche eine Zunahme der Schädigung festgestellt.

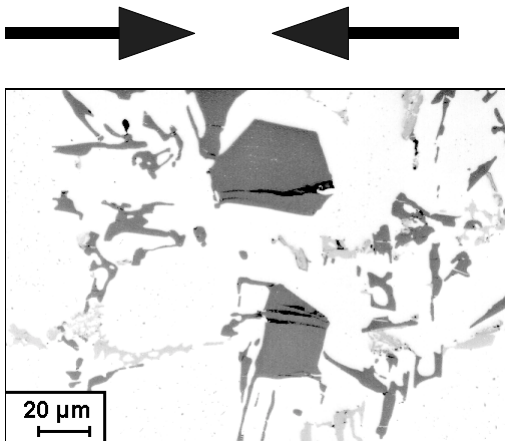


Abb. 5.55: Längsschliff einer M124-Druckprobe. Die spröden Siliziumausscheidungen sind parallel zur Beanspruchungsrichtung gebrochen (LM).

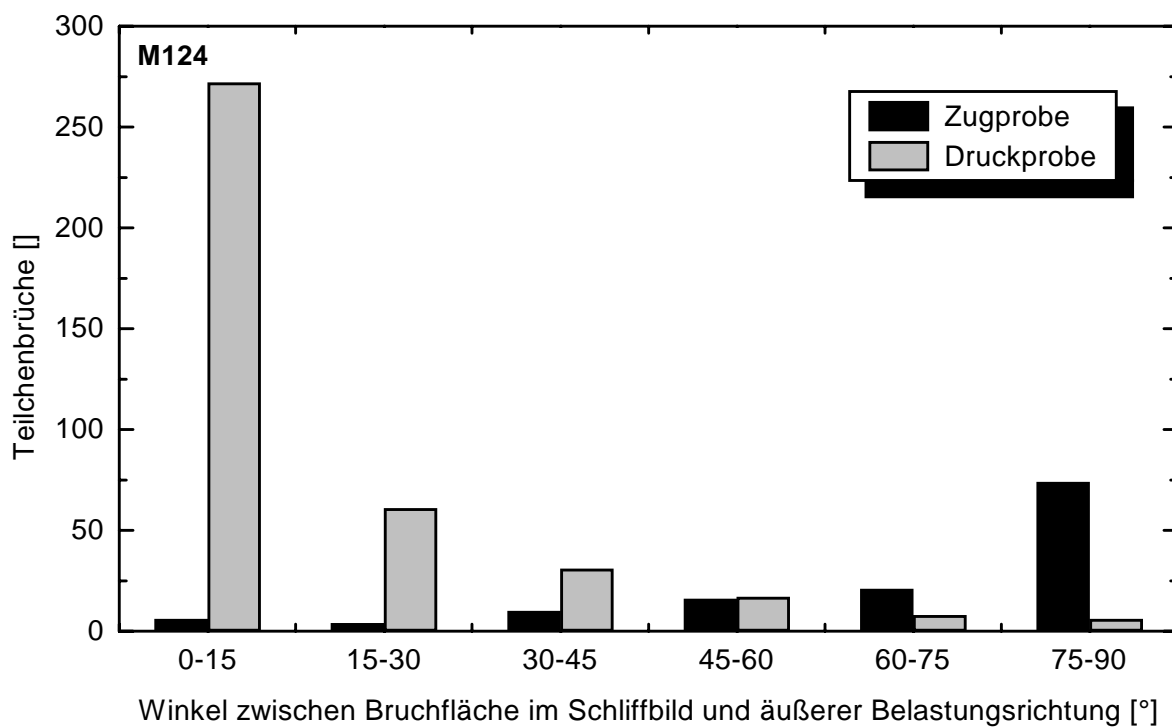


Abb. 5.56: Häufigkeit der Winkel zwischen der Bruchfläche im Schliffbild und der äußeren Belastungsrichtung für Zugbeanspruchung (schwarz, Gesamtdehnung der Probe: 0,81 %) und Druckbeanspruchung (grau, Gesamtdehnung der Probe 5 %) von M124.

Ähnlich wie bei M124 wurde auch bei M124-Saffil durch die Verformung eine Schädigung in Form des Bruchs der spröden Gefügebestandteile (Fasern und spröde Ausscheidungen) induziert, wobei Faserbrüche gegenüber den Teilchenbrüchen deutlich überwiegen. Wie Abb. 5.57 zeigt, wurde dabei dieselbe Abhängigkeit der Vorzugsorientierung der Bruchflächen vom Vorzeichen der äußeren Last gefunden (für die Darstellung in Abb. 5.57 wurden nur Faserbrüche ausgewertet). Abb. 5.58 zeigt die Ankopplungsfläche einer Druckprobe nach 3,3 % Verformung. Neben den Faser- und Teilchenbrüchen sind an der Oberfläche auch Scherbänder bzw. Matrixrisse unter 45° zu beobachten.

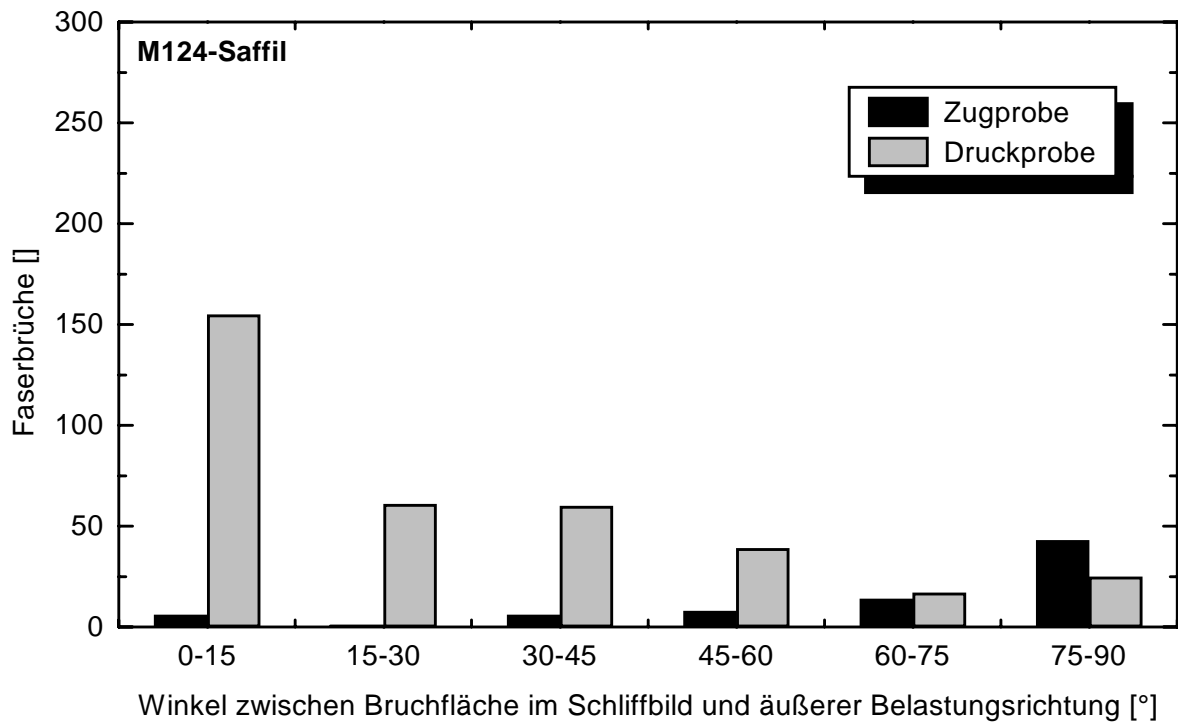


Abb. 5.57: Häufigkeit der Winkel zwischen der Bruchfläche im Schlibbild und der äußeren Belastungsrichtung für Zugbeanspruchung (schwarz, Gesamtdehnung der Probe: 0,78 %) und Druckbeanspruchung (grau, Gesamtdehnung der Probe 2,83 %) von M124-Saffil.

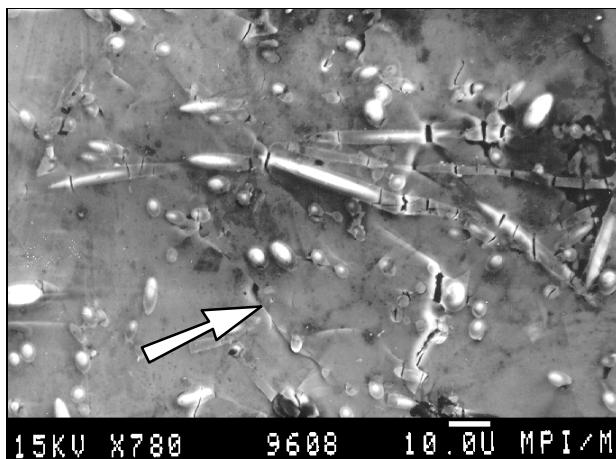


Abb. 5.58: Längsschliff einer M124-Saffil-Druckprobe (Ankopplungsfläche). Neben Faser- und Teilchenbrüchen sind an der Oberfläche auch Scherbänder bzw. Matrixrisse unter 45° zu beobachten (REM).

6 Zusammenfassung der experimentellen Ergebnisse

Sowohl die Untersuchungen an den Einzelfaser-Modellproben als auch die Versuche mit MMCs haben gezeigt, daß die am Sensor registrierte Wellenform allein schon durch die geometrischen Randbedingungen des Versuchs (z. B. Lage der Schallemissionsquelle, Sensorposition oder Probengeometrie) so stark beeinflußt wird, daß es nicht möglich ist, ganz allgemein einem gegebenen Quellmechanismus eine bestimmte Wellenform oder einen bestimmten Typ von Wellenform zuzuordnen. Die Wellenformparameter der klassischen Schallemissionsanalyse (Amplitudenmaximum, Anstiegszeit [Rise Time], Energie, Signaldauer und Anzahl der Schwellenwertüberschreitungen [Counts]) können für ein und denselben Quellmechanismus über mehrere Größenordnungen variieren und sind deshalb für eine Charakterisierung der Schallemissionsquelle nur in Ausnahmefällen (wenn z. B. der Ort der Schallemissionsquelle innerhalb der Probe nur gering variiert oder fest ist) geeignet. Im nachfolgenden Kapitel werden daher zunächst Vorwärtsbetrachtungen durchgeführt, die darüber Aufschluß geben sollen, wie die Wellenformen zustande kommen und welche Parameter sich für eine Quellencharakterisierung eignen.

Des weiteren haben die Untersuchungen an den Einzelfaser-Modellproben ergeben, daß der Signalanfang von den geometrischen Randbedingungen nicht oder nur schwach beeinflußt wird, weshalb der Signalanfang für eine quantitative Schallemissionsanalyse geeignet erscheint. Nimmt man als Parameter die Amplitude A_1 des ersten Maximums, so erhält man als Proportionalitätsbeziehung zwischen der Amplitude des ersten Maximums und der Faserbruchspannung $A_1 \propto \sigma^{1,27}$ bzw. zwischen der Amplitude des ersten Maximums und dem Faserdurchmesser $A_1 \propto d^{2,77}$. Noch zu klären ist, wie diese Proportionalitätsbeziehungen zustande kommen.

Bei den MMC-Werkstoffen weisen die einzelnen Schädigungsverläufe eine starke Abhängigkeit von der Mikrostruktur und teilweise auch eine Abhängigkeit von der Orientierung der Probe zur äußeren Last auf. Außerdem treten für verschiedene Vorzeichen der äußeren Last (Zug oder Druck) unterschiedliche Schädigungsverläufe auf. Da letzteres für die quasi-isotropen Werkstoffe (6061-SiC_p, M124, M124-Saffil) nicht ohne weiteres einsichtig ist, soll den

Ursachen hierfür nachgegangen werden. Daneben ist generell der Zusammenhang zwischen Mikrostruktur und Schädigungsverlauf zu klären.

7 Diskussion

Das vorliegende Kapitel gliedert sich in drei Teile. Dabei ist es das Ziel des ersten Teils (Abschnitte 7.1 und 7.2), den Einfluß der Meßkette (Wellenausbreitung in der Probe und Meßsystem) auf die Wellenform genauer zu untersuchen, um zu klären, wie die Wellenformen zustande kommen, und an welcher Stelle die Wellenformen Information über die Signalquelle enthalten. Basierend auf diesen Erkenntnissen steht im darauffolgenden Teil (Abschnitt 7.3) die Charakterisierung der Schallemissionsquelle im Mittelpunkt. Hierbei soll die Auswirkung der Variation der Schallemissionsquelle (Ort, Orientierung, Art und Größe) auf die Wellenform betrachtet werden, um aufzuschlüsseln, wie sich der Charakter der Schallemissionsquelle im Signal widerspiegelt. Beide Teile sind für die Schallemissionsanalyse von grundlegender Bedeutung, da erst nach der Klärung der Einflüsse von Meßkette und Quellenmechanismus ein Rückschluß von der Wellenform auf die Schallemissionsquelle (Inversion) möglich ist. Im dritten und letzten Teil (Abschnitt 7.4) geht es dann um die Anwendung der Schallemissionsanalyse zur Erfassung von Schädigungsabläufen in Metallmatrix-Verbundwerkstoffen. Dabei kommt der Aufklärung der Mikromechanik, die den Schädigungsabläufen zugrunde liegt, besondere Bedeutung zu.

7.1 Einfluß der Wellenausbreitung und des Meßsystems auf die Signalform bei den plattenförmigen Einzelfaser-Modellproben (Vorwärtsbetrachtung)

Ziel dieses Abschnitts ist es, zu klären, wie die Wellenformen der plattenförmigen Polycarbonatmatrix-Modellproben zustande kommen. Hierdurch kann aufgeschlüsselt werden, wo die Wellenformen Information über die Signalquelle enthalten und wie sie im Hinblick auf die Quellencharakterisierung auszuwerten sind. Im Mittelpunkt der Betrachtungen steht dabei als Signalquelle der Faserbruch. Andere Signalquellen werden in diesem Abschnitt nur dann diskutiert, wenn hierdurch zusätzliche Information gewonnen wird.

7.1.1 Angeregte Wellenmoden

Bei platten- oder stabförmigen Prüfkörpergeometrien kommt es bei der Wellenausbreitung entlang einer unbegrenzten Richtung (Plattenebene bzw. Stabachse) zur Ausbildung von ge-

fürten Wellenmoden (Platten- bzw. Stabwellen), deren Anzahl vom betrachteten Frequenzbereich abhängt. An Hand der Berechnung der Grenzfrequenzen der einzelnen Moden kann festgestellt werden, welche Wellenmoden im betrachteten Frequenzbereich erlaubt sind. Für Polycarbonatfolien der Dicke 0,4 mm sind die Existenzbereiche der Plattenwellenmoden in Abb. 4.1 dargestellt. Wie die Fourier-Transformationen der Wellenformen vom Faserbruch (vgl. Abb. 4.12 bis 4.16 und Abb. 4.18 sowie Abb. 7.8) gezeigt haben, besitzen die Wellenformen vor allem Frequenzanteile unterhalb 1 MHz. Damit kommen als Wellenmoden, die für die Wellenformen der Modellproben maßgeblich sind, nur die des elastischen Halbraums (Longitudinal-, Scher- und Rayleighwelle) sowie die drei Grundmoden der Plattenwellen in Betracht, wobei der SH0-Mode (Grundmode der horizontal polarisierten Scherwelle) der Scherwelle des elastischen Halbraums entspricht.

Die Wellenausbreitung senkrecht zur Plattenebene erfolgt durch Longitudinal- und Scherwellen. Entlang der Plattenebene kommt es schon nach Entfernungen von nur wenigen Plattendicken zur Ausbildung von Plattenwellen, wenn die Wellenlänge größer als oder gleich der Plattendicke ist. Wie Abb. 7.1 zeigt, ist letztere Voraussetzung im zu betrachtenden Frequenzbereich gegeben¹. Bei den an den Modellproben durchgeführten Versuchen betrug der Abstand zwischen Schallemissionsquelle und Sensormittelpunkt mindestens das 18fache der Plattendicke. Daher soll nachfolgend ausschließlich die Wellenausbreitung entlang der Plattenebene betrachtet werden. Als mögliche Wellenmoden bleiben damit nur noch die Grundmoden der symmetrischen und der antisymmetrischen Plattenwelle übrig. Der SH0-Mode scheidet aus, da die verwendeten Sensoren hierfür nicht empfindlich waren.

Für die Identifizierung der aktiven Wellenmoden gibt es nun mehrere Möglichkeiten. So besteht, bei bezüglich der Plattenebene symmetrisch angebrachten Sensorpaaren (vgl. z. B. die Sensoren 1 und 2 in Abb. 3.21), die Möglichkeit die symmetrischen und antisymmetrischen Anteile rechnerisch zu trennen. Voraussetzung hierfür ist, daß Sensoren identischen Typs verwendet werden und daß zwischen den Sensoren keine zu großen Unterschiede in der Ankopplung auftreten. Das Ergebnis der rechnerischen Trennung zeigen die Abb. 4.7 bzw. 4.33 für den Fall des Faserbruchs bzw. des Debondings einer in der Mitte der Plattenebene liegenden Faser. In beiden Fällen besteht die Wellenform vorwiegend aus symmetrischen

¹ Die Berechnung der frequenzabhängigen Wellenlänge $\lambda(f)$ der einzelnen Moden erfolgte auf Grundlage der in Abb. 4.2 gezeigten Dispersionskurven wobei $\lambda(f) = c(f)/f$, mit $c(f)$ = frequenzabhängige Schallgeschwindigkeit des jeweiligen Mode und f = Frequenz.

Anteilen. Beim Faserbruch ist der antisymmetrische Anteil sogar so gering, daß er vollständig auf eine geringe Verschiebung der Sensoren gegeneinander bzw. auf Unterschiede in der Ankopplung zurückgeführt werden kann. Im Gegensatz dazu ist im Fall des Debondings nicht ganz auszuschließen, daß auch der antisymmetrische Grundmode angeregt wurde. Der Vollständigkeit halber sei an dieser Stelle vermerkt, daß beim Faserauszug ebenso wie beim Faserbruch keine antisymmetrischen Anteile zu erwarten sind, da die Wellenformen beim Faserbruch und beim Faserauszug bis auf die Amplitude weitgehend identisch sind (vgl. auch Abb. 4.30).

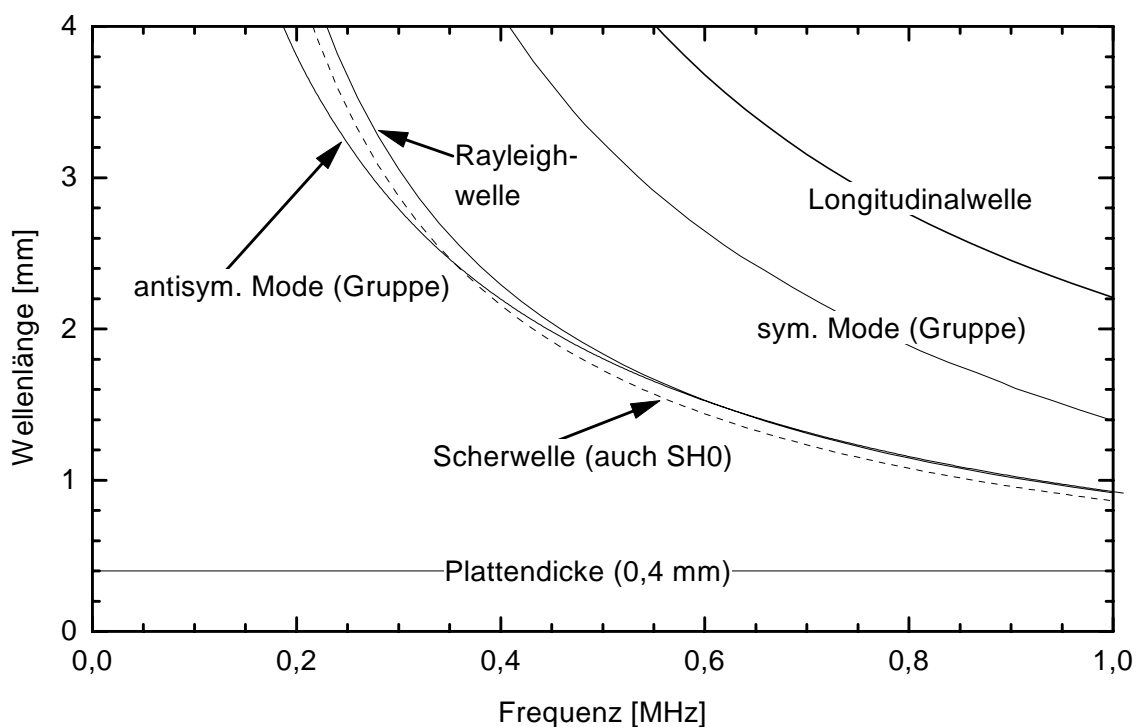


Abb. 7.1: Frequenzabhängigkeit der Wellenlänge der verschiedenen Moden bei Polycarbonatfolien der Dicke 0,4 mm.

Eine weitere Möglichkeit zur Identifikation von Wellenmoden besteht darin, bei bekanntem Ort der Signalquelle aus dem Laufzeitunterschied zwischen den Sensoren die Schallgeschwindigkeit des Signalanfangs zu bestimmen. Dadurch kann dann auf den Wellenmode, der den Signalanfang bildet, geschlossen werden. Das Beispiel in Abb. 4.21 zeigt, daß die Schallgeschwindigkeit des Signalanfangs mit der im Frequenzbereich 0-500 kHz nahezu konstanten Gruppengeschwindigkeit des symmetrischen Grundmode übereinstimmt. Dies ist ein weiterer

Hinweis darauf, daß beim Faserbruch (Faser in der Mitte der Plattenebene) vor allem der symmetrische Grundmode angeregt wird¹.

Bei dispersiven Moden besitzen die einzelnen Frequenzanteile eines breitbandigen Impulses schon nach kurzen Laufwegen unterschiedliche Ersteinsatzzeiten (nachfolgend auch als *frequenzabhängige Einsatzzeit* bezeichnet), welche für einen bestimmten Laufweg aus der frequenzabhängigen Schallgeschwindigkeit berechnet werden können. Gleichzeitig läßt sich die momentane Frequenz eines Signals mittels der Hilbert-Transformation berechnen [Bendat und Piersol 1986, Buttkus 1991]. Wenn dann die momentane Frequenz eines Signals mit den frequenzabhängigen Ersteinsatzzeiten eines bestimmten dispersiven Mode übereinstimmt, kann dieser Signalteil diesem Mode zugeordnet werden. Eine derartige Analyse wurde an der Wellenform von Probe 55 durchgeführt (vgl. Abschnitte 3.6.1 und 3.6.3 sowie Abb. 4.12), welche nur in geringem Umfang Reflexionen von den Probenkanten enthält (vgl. auch nächsten Abschnitt). Die Berechnung der frequenzabhängigen Einsatzzeiten der Moden erfolgte unter der Annahme, daß sich der Signalanfang mit der maximalen Gruppengeschwindigkeit des symmetrischen Grundmode ausbreitet (1669 m/s bei 0 Hz), welche gleichzeitig der klassischen Schallgeschwindigkeit c_p dieses Mode entspricht. An Hand des mit dem LSM ermittelten Abstands s zwischen Faserbruchstelle und Sensormittelpunkt (hier: 10 mm) kann dann die frequenzabhängige Einsatzzeit $t(f)$ eines bestimmten Mode folgendermaßen berechnet werden (relativ zum Signalanfang):

$$t(f) = \frac{s}{c(f)} - \frac{s}{c_p} \quad (7.1)$$

wobei $c(f)$ die frequenzabhängige Gruppengeschwindigkeit des Mode ist.

Eine erste Auswertung zeigte, daß zwischen der nicht entfalteten und der teilweise (bis auf die Aperturkorrektur) entfalteten Wellenform nur minimale Unterschiede in der momentanen Frequenz bestehen. Im Gegensatz dazu hat die zusätzliche Aperturkorrektur einen signifikanten Einfluß auf die momentane Frequenz. Diesen Sachverhalt gibt auch Abb. 7.2 wieder. Dabei zeigt Abb. 7.2a die bis auf die Aperturkorrektur entfaltete Wellenform (vgl. auch Abb. 3.49a), Abb. 7.2b die vollständig entfaltete Wellenform (Aperturkorrektur auf Basis des S0-Mode mit

¹ Beim Zugversuch an Probe 71 war noch ein weiterer Sensor im Bereich des siebten Faserbruchs angebracht, welcher in der in Abb. 4.19 gezeigten Versuchsanordnung nicht eingezeichnet ist. Mit Hilfe dieses Sensors war dann eine lineare Ortung möglich.

Glättungsbreite 700 kHz, vgl. auch Abb. 3.49e), und Abb. 7.2c die momentane Frequenz beider Wellenformen im Vergleich. Die frequenzabhängigen Einsatzzeiten der verschiedenen dispersiven und nichtdispersiven Moden sowie die momentane Frequenz der vollständig entfalteten Wellenform zeigt schließlich Abb. 7.2d. Dabei ergibt sich für den allerersten Bereich am Signalanfang (ca. $0,5 \mu\text{s}$) eine gute Übereinstimmung zwischen der momentanen Frequenz und den Einsatzzeiten des symmetrischen Grundmode (S0), wobei entsprechend der Dispersion des S0-Mode mit zunehmender Zeit die Frequenz zunimmt. Bei Frequenzen oberhalb 600 kHz geht die Übereinstimmung dann verloren. Die Ursache hierfür liegt vermutlich in der relativ großen Unsicherheit bei der Berechnung der Aperturkorrektur, zumal die Wellenform vor der Aperturkorrektur vor allem Frequenzanteile unterhalb 600 kHz enthält. Außerdem besitzt die Signalquelle eine gewisse zeitliche Ausdehnung, was zu einer Unschärfe bei den frequenzabhängigen Einsatzzeiten der Moden führen kann.

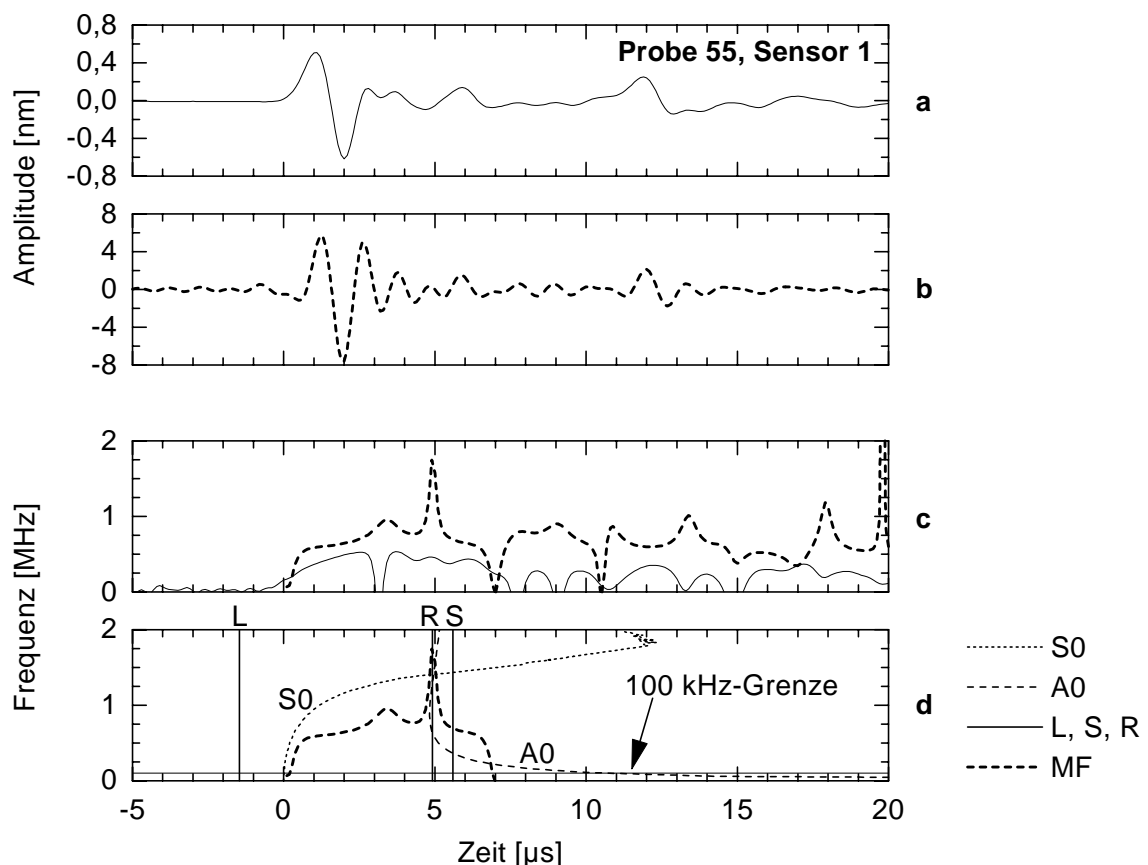


Abb. 7.2: Wellenform eines Faserbruchsignals in einer Probe vom Typ 3 nach Entfaltung: (a) ohne Aperturkorrektur (durchgezogene Linie) und (b) mit Aperturkorrektur (gestrichelte Linie). Die mittels Hilbert-Transformation berechnete momentane Frequenz der beiden Wellenformen in jeweils den Darstellungen in (a) und (b) entsprechenden Linienmuster zeigt (c). In der unteren Abbildung (d) ist die momentane Frequenz (MF) der Wellenform aus (b) im Vergleich mit den Einsatzzeiten der verschiedenen Wellenmoden (A0, S0, L, S, R) dargestellt.

Da sich nun gezeigt hat, daß die Aperturkorrektur die momentane Frequenz entscheidend beeinflusst, ist vor einem Vergleich mit den frequenzabhängigen Einsatzzeiten jeweils eine modenbezogene Aperturkorrektur notwendig. Diese konnte im vorliegenden Fall für den symmetrischen Grundmode auch ohne die vorherige rechnerische Trennung der modalen Signalanteile geschehen, da die Wellenform des ausgewählten Faserbruchs fast ausschließlich aus symmetrischen Signalanteilen besteht. Eine Analyse hinsichtlich des antisymmetrischen Grundmode war nicht möglich, da der antisymmetrische Signalanteil, wie oben dargelegt, vor allem auf Artefakte zurückzuführen ist und deshalb keine brauchbare Information über die Signalquelle enthält.

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß alle Methoden zur Modenidentifikation übereinstimmend gezeigt haben, daß die Wellenausbreitung der Schallemission bei den untersuchten Signalquellen fast ausschließlich über den symmetrischen Grundmode geschieht. Dieser Befund ist in guter Übereinstimmung mit den theoretischen Ergebnissen von Huang [1998], welcher unter Verwendung der Plattentheorien von Mindlin [1951] und Mindlin und Medick [1959] zeigen konnte, daß die Amplitude des antisymmetrischen Mode proportional zur Entfernung der Schallemissionsquelle von der Plattenmitte ist, wenn die Anregung in einer Richtung parallel zur Plattenebene erfolgt. Bei der weiteren Analyse der Wellenformen ist dieser Befund zunächst für die Ortung von Bedeutung, da bei den im Signalanfang enthaltenen Frequenzen kaum Dispersion auftritt, so daß zur Ortung eine konstante Geschwindigkeit (c_p) verwendet werden kann. Des weiteren können andere Einflüsse der Wellenausbreitung leicht identifiziert werden, da im Frequenzbereich der Signale insgesamt nur eine geringe modenbedingte Dispersion auftritt. Von entscheidender Bedeutung ist dieser Befund aber vor allem auch für die Aufklärung, wie die Wellenform zustande kommt. Denn selbst bei einer Signalquelle mit relativ großer zeitlicher Ausdehnung (bis zu 5 μ s), die zudem einen relativ großen Abstand zum Sensormittelpunkt besitzt (bei den vorliegenden Proben zwischen 10 und 38 mm), liegen die frequenzabhängigen Einsatzzeiten des symmetrischen Grundmode nicht mehr als 30 μ s auseinander. Daher können Signalanteile, die später als 30 μ s nach der Ersteinsatzzeit registriert werden, nicht auf die direkte Wellenausbreitung zurückgeführt werden. In den nachfolgenden zwei Abschnitten wird gezeigt, daß es sich bei diesen Signalanteilen vor allem um Reflexionen von den Probenrändern (Plattenkanten) und Eigenschwingungen der Probe handelt.

7.1.2 Reflexionen

Da vermutet wurde, daß die an Standardproben (Typ 1 und 2) aufgezeichneten Wellenformen in größerem Maße auch Reflexionen enthalten, wurden zusätzlich Proben mit einer abgeänderten Geometrie hergestellt, bei der zumindest an einer Sensorposition keine Reflexionen auftreten. Hierzu wurde ausgehend vom Probenotyp 1 der Bereich der Meßlänge verbreitert und die Faser in eine neue, sehr kurze Meßlänge im Bereich der Schulter plaziert. Die resultierenden Probengeometrien zeigen die Abb. 4.8, 4.10 und 4.17, wobei jeweils Sensor 1 im reflexionsfreien Bereich liegt. Der Einfachheit halber werden diese Probengeometrien nachfolgend einheitlich als Typ 3 bezeichnet, wenngleich sie gewisse Unterschiede aufweisen. Abb. 7.3 zeigt die verschiedenen Schallaufwege bei Standardproben vom Typ 1 (links) und bei abgeänderter Probengeometrie (Typ 3, rechts) für jeweils typische Sensorplatzierungen.

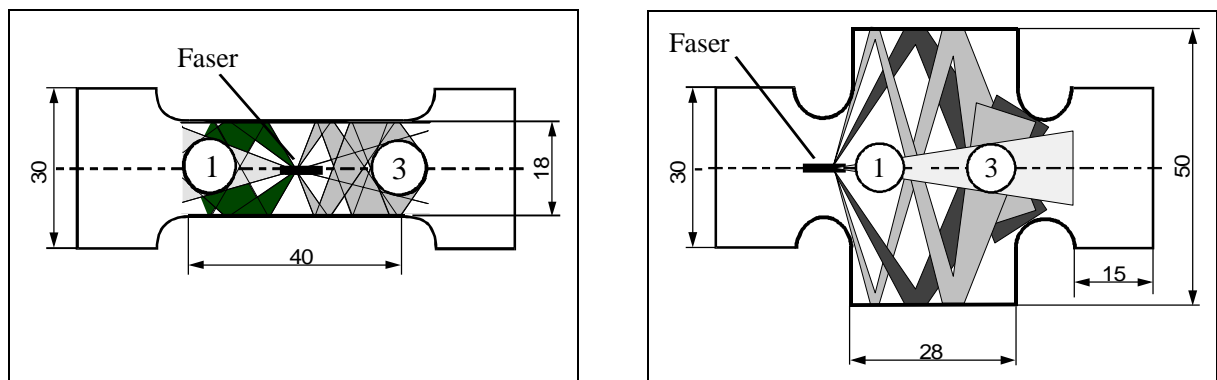


Abb. 7.3: Schallaufwege bei der Standardprobe vom Typ 1 (links) und bei einer Probe mit veränderter Geometrie vom Typ 3 (rechts), bei der an Sensor 1 keine Reflexionen auftreten.

Die Wellenformen eines Faserbruchereignisses an Sensor 1 (bezogen auf Abb. 7.3) sind für den Probenotyp 1 in Abb. 4.6 oben und für den Probenotyp 3 z. B. in Abb. 4.9 oben dargestellt (vgl. außerdem auch die Abbildungen 4.12 bis 4.16). Deutlich ist der oben skizzierte Einfluß durch die Veränderung der Schallaufwege sichtbar. Während bei Probenotyp 1 die Amplitude erst nach mehr als $150 \mu\text{s}$ abklingt, besteht die Wellenform beim Probenotyp 3 im wesentlichen aus einem sehr kurzen Wellenpaket mit einer Dauer von ca. $10 \mu\text{s}$. Der Vergleich zwischen den an unterschiedlichen Sensorpositionen aufgenommen Wellenformen eines Faserbruchs bei Probe 67 (Probenotyp 3, vgl. auch Abb. 4.9) zeigt, daß es sich dabei nicht etwa um einen zufälligen Unterschied in der Signalquelle handelt.

Die bei den weitgehend reflexionsfreien Wellenformen später als $10 \mu\text{s}$ nach dem Ersteinsatz auftretenden Signalanteile können, zumindest teilweise, ebenfalls auf Reflexionen zurückge-

führt werden. So tritt z. B. in der Wellenform des Faserbruchs in Probe 55 (vgl. Abb. 7.2) bei $12,5 \mu\text{s}$ eine Signalspitze auf. Unter der Annahme, daß die Wellenausbreitung durch den symmetrischen Grundmode bestimmt wird, errechnet sich hieraus ein zusätzlicher Laufweg von 20 mm, der wiederum der Reflexion an der Einspannung zugeordnet werden kann. Des weiteren ist die Faser nicht immer in der Mitte gebrochen (vgl. z.B. Abb. 4.17), was zu veränderten Schallaufwegen führt.

Einen weiteren Hinweis darauf, daß bei Probenotyp 1 und 2 erhebliche Signalanteile durch Reflexionen hervorgerufen werden, liefert der Zugversuch an Probe 14, bei dem die Position der Schallemissionsquelle variierte (vgl. Abb. 4.22 und Abb. 4.23 in Abschnitt 4.2.4). Der dort gefundene Sachverhalt, daß sich die Gestalt der Wellenform bei Verschiebung der Signalquelle entlang der Faserachse nur gering, bei Verschiebung quer dazu aber stark ändert, kann an Hand eines einfachen numerischen Simulationsmodells nachvollzogen werden, welches auf der Annahme basiert, daß es sich bei der Wellenform um eine Überlagerung der direkten Welle mit den verschiedenen Reflexionen handelt. Um festzustellen, wie stark Reflexionen die Wellenform beeinflussen, wenn die Lage der Schallemissionsquelle bzw. des Sensor variiert werden, wurde mit dem nachfolgend beschriebenen Modell eine Parameterstudie durchgeführt (für eine ausführliche Darstellung siehe auch Bidlingmaier et al. [1998a]). Im Gegensatz zum Experiment an Probe 14 wurde hierbei jedoch nicht die Position der Schallemissionsquelle, sondern die Position des Sensors wie in Abb. 7.4 gezeigt variiert, was jedoch prinzipiell keinen Unterschied macht. Der Modellrechnung lagen folgende stark vereinfachte Annahmen zugrunde:

- (1) Von der Signalquelle wird ein Gauß-förmiger Impuls abgestrahlt.
- (2) Das Quellsignal wird in alle Richtungen mit gleicher Amplitude abgestrahlt und breitet sich mit einer konstanten Schallgeschwindigkeit von 1669 m/s aus (Dies entspricht näherungsweise der Gruppengeschwindigkeit des symmetrischen Grundmode im Frequenzbereich bis 500 kHz bei Polycarbonatfolien der Dicke $400 \mu\text{m}$).
- (3) Das Signal breitet sich nur entlang von zweidimensionalen Schallaufwegen aus, wie sie in Abb. 7.3 skizziert sind.
- (4) An der Probenkante kommt es zur Totalreflexion der sich ausbreitenden Signale (dabei ist der Einfallswinkel gleich dem Ausfallswinkel [Kane 1957], außerdem tritt eine Phasenverschiebung um π auf)

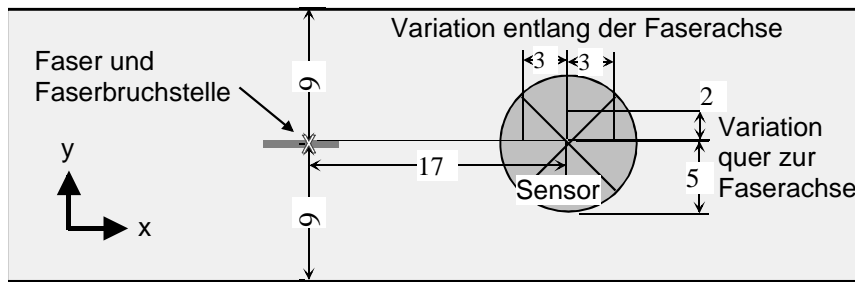


Abb. 7.4: Variation der Sensorposition bei der mit dem Reflexionsmodell durchgeführten Parameterstudie [Bidingmaier et al. 1998a].

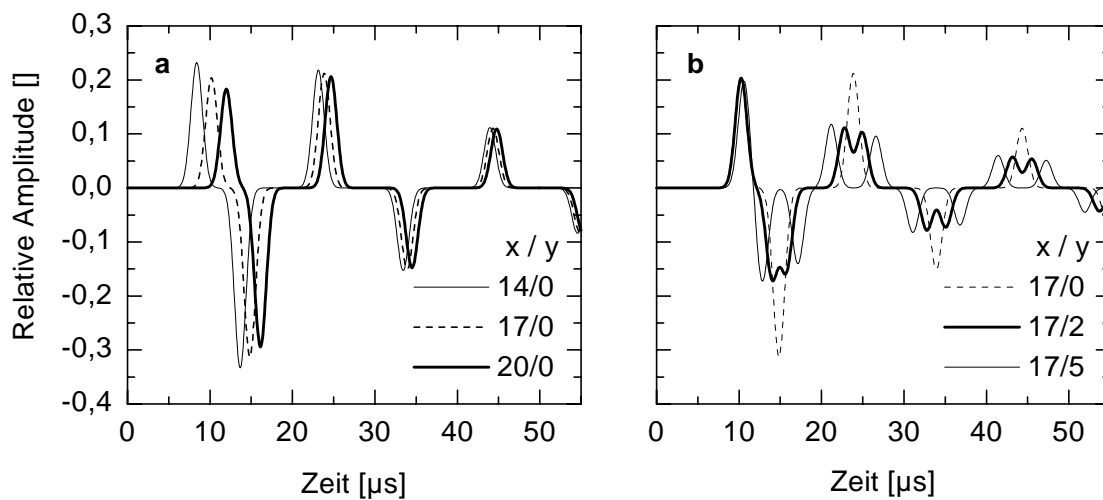


Abb. 7.5: Ergebnis der mit dem Reflexionsmodell durchgeführten Parameterstudie: die Variation des Sensors entlang der Faserachse führt nur zu einer geringen Gestaltsänderung (links), während der Einfluß der Variation quer zur Faserachse erheblich ist (rechts) [Bidingmaier et al. 1998a].

- (5) Die geometrische Schallschwächung (Amplitude) ist proportional \sqrt{s} , wobei s der Laufweg ist (Punktquelle).
- (6) Die Schallschwächung durch Streuung und Absorption wird als frequenzunabhängig angenommen, was eine starke Vereinfachung ist. Der verwendete Schwächungskoeffizient (Amplitude) betrug 0,01/mm (dies entspricht 0,09 dB/mm).
- (7) Der Sensor ist ein idealer Punktempfänger (d. h. er besitzt keine Ausdehnung). Daher werden die Einflüsse der Apertur und Strahlaufweitung nicht berücksichtigt.

Zur Berechnung der Wellenformen wurde jeweils über alle Schallaufwege mit bis zu fünf Reflexionen aufsummiert, das Ergebnis der Parameterstudie zeigt Abb. 7.5. Der im Experiment gefundene Sachverhalt, daß sich die Gestalt der Wellenform bei Verschiebung der Signalquelle (hier: Sensor) entlang der Faserachse nur gering, bei Verschiebung quer dazu aber stark ändert, wird bestätigt. Ein weiteres wichtiges Ergebnis dieser Parameterstudie ist,

daß die Amplitude des ersten Maximums der Wellenform (direkte Welle), zumindest für die hier betrachteten verschiedenen Sensorpositionen, zwar von der Schallschwächung, nicht jedoch von Reflexionen beeinflusst wird. Deshalb sollte sich die Quellencharakterisierung in Abschnitt 7.3.1 vor allem auf den Signalanfang konzentrieren, da hier keine Randeinflüsse auftreten.

Im weiteren stellt sich nun die Frage, ob sich die Gestalt der beobachteten Wellenformen vollständig mit dem oben vorgestellten und auf dem Einfluß der Reflexionen beruhenden Modell erklären läßt. Hierzu wurde das oben beschriebene Modell auf die konkrete Geometrie des in Abb. 4.6 gezeigten Faserbruchs bei Probe 20 angewandt, wobei jedoch als Quellsignal ein Gauß-moduliertes Sinussignal (eine vollständige Schwingung) verwendet wurde, da dies recht gut den weitgehend reflexionsfreien Wellenformen entspricht, wie sie bei Proben vom Typ 3 beobachtet wurden. Außerdem wurde bei der Berechnung der Wellenform über alle Schalllaufwege mit bis zu acht Reflexionen aufsummiert und ein frequenzunabhängiger Schallschwächungskoeffizient von 0,25 dB/mm verwendet.

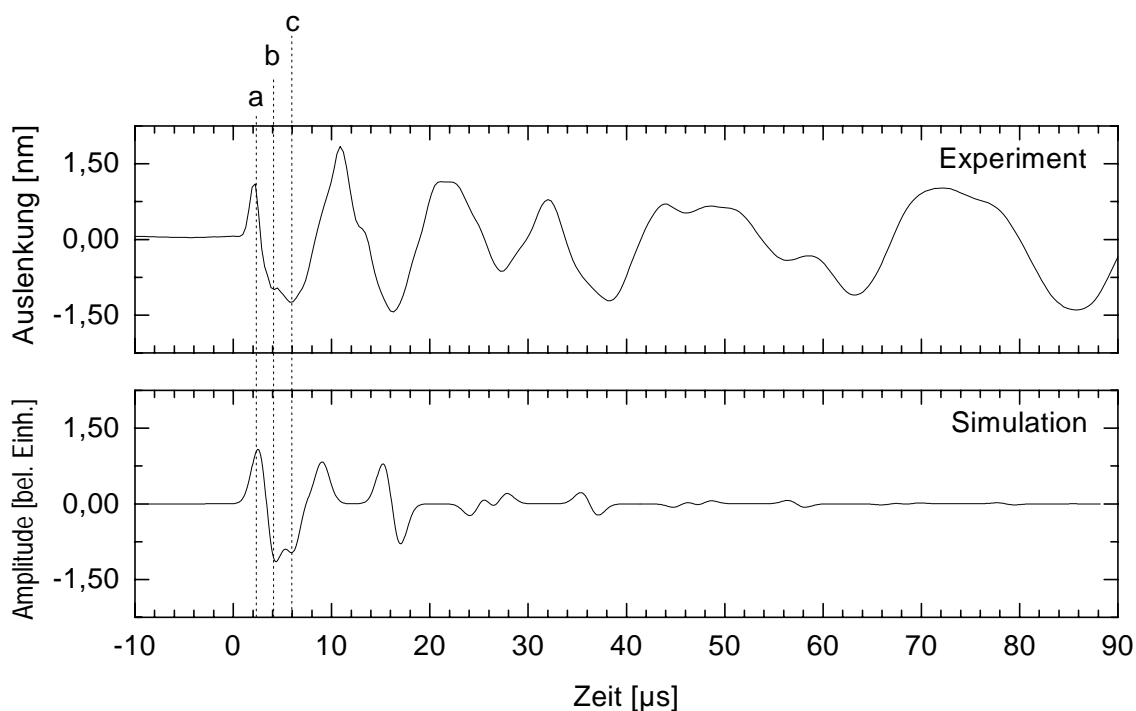


Abb. 7.6: Experimenteller (oben) und mit Hilfe des Reflexionsmodells simulierter (unten) symmetrischer Wellenformanteil des Faserbruchs in Probe 20 (vgl. auch Abschnitt 4.2.1). Am Signalanfang ergibt sich eine gute Übereinstimmung für die relative Lage der direkten Welle (a) und der ersten beiden Einfachreflexionen (b, c) zueinander.

Abb. 7.6 zeigt die symmetrischen Wellenformanteile des Experiments (oben) und der Simulation (unten). Dabei ist die Übereinstimmung am Signalbeginn (ca. $10\ \mu\text{s}$) vergleichsweise gut, wenn bedenkt, daß dem Modell zahlreiche Vereinfachungen zugrunde liegen. Insbesondere ergibt sich eine gute Übereinstimmung für die relative Lage der Ankunftszeiten der direkten Welle (a) und der ersten beiden Einfachreflexionen (b und c) zueinander. Im weiteren Verlauf ($> 10\ \mu\text{s}$) der modellierten Wellenform wird aber deutlich, daß das Experiment mit dem Reflexionsmodell nur unzureichend beschrieben werden kann. Eine Ursache hierfür liegt mit Sicherheit in den Einschränkungen des Modells, wie z. B. darin, daß die Schallschwächung als frequenzunabhängig angenommen wird. Allerdings können die bei ca. $70\ \mu\text{s}$ einsetzenden niederfrequenten Schwingungen mit vergleichsweise hoher Amplitude auch bei Berücksichtigung einer frequenzabhängigen Schallschwächung nicht durch das Reflexionsmodell erklärt werden, da der der Simulationsrechnung zugrunde liegende Schallschwächungskoeffizient von $0,25\ \text{dB/mm}$ (entspricht dem Wert bei ca. $100\ \text{kHz}$, vgl. auch Abb. 4.4) schon relativ gering ist, weshalb gemäß dem Reflexionsmodell keine Signalanteile mit derart hoher Amplitude nach $70\ \mu\text{s}$ mehr zu erwarten sind. Wie im nächsten Abschnitt gezeigt wird, können diese Signalanteile auf die Anregung von Eigenschwingungen der Probe zurückgeführt werden.

Ausgehend von dem oben eingeführten Reflexionsmodell soll nun noch gezeigt werden, daß die in der Wellenform auftretenden Frequenzen nur in geringem Maße die Signalquelle selbst widerspiegeln. Als Beispiel hierfür wurde von den simulierten Signalen aus Abb. 7.5 sowie aus dem dort verwendeten Eingangssignal, welches gleichzeitig der direkten Welle entspricht, die Spektren mittels Fourier-Transformation berechnet. Das Ergebnis ist in Abb. 7.7 dargestellt. Während das Spektrum der Signalquelle wie erwartet einen sehr glatten Verlauf zeigt, wobei der Anteil der hohen Frequenzen kontinuierlich abnimmt, ergeben sich bei den anderen Signalen durch die Abfolge der Reflexionen jeweils verschiedene Maxima, deren Lage und Ausprägung durch die geometrischen Randbedingungen bestimmt wird. Der Frequenzbereich mit meßbarer Amplitude ist bei allen Signalen bis auf die Frequenzen unterhalb $30\ \text{kHz}$ mit dem des Quellsignals identisch.

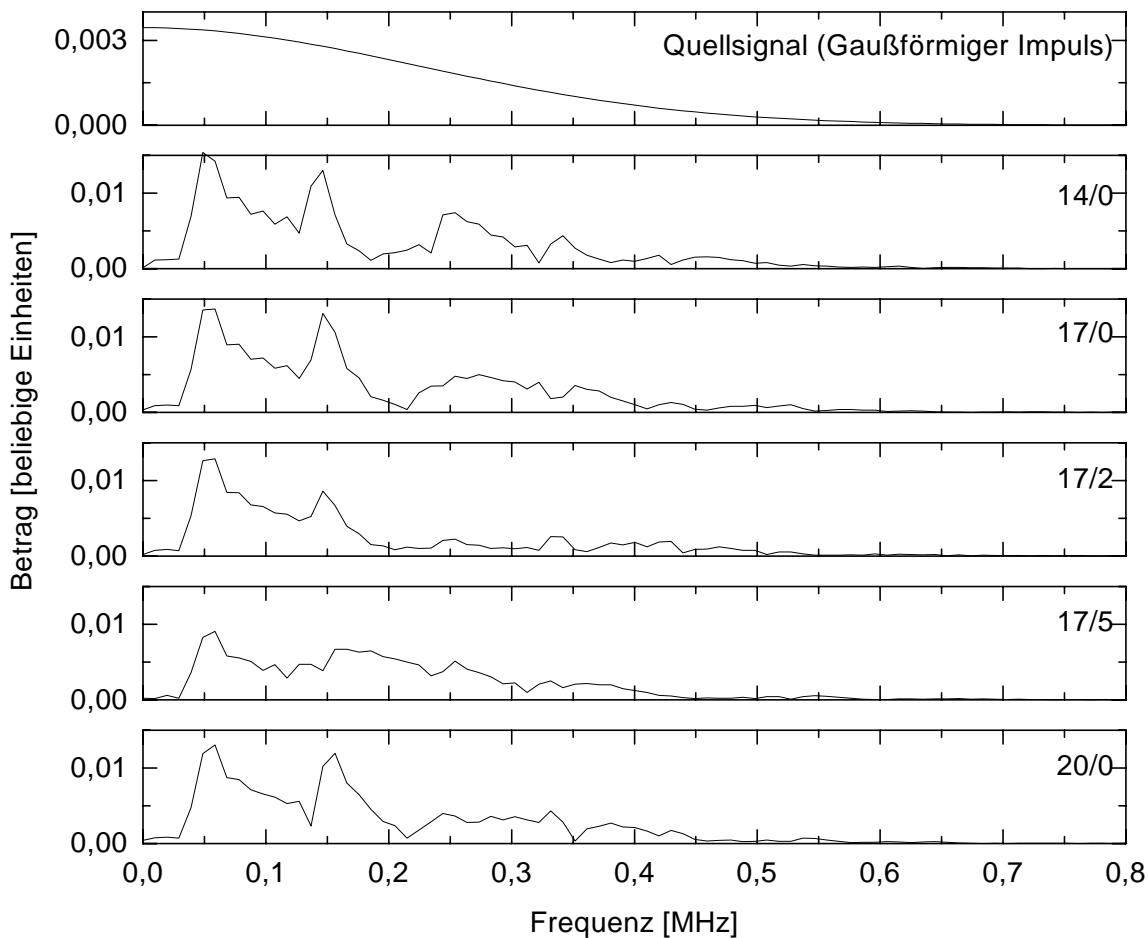


Abb. 7.7: Frequenzspektren des bei der Parameterstudie verwendeten Quellsignals und der mit dem Reflexionsmodell für die Parameterstudie berechneten Wellenformen am Ort des Punktempfängers (siehe auch die Wellenformen in Abb. 7.5).

7.1.3 Anregung von Eigenschwingungen

Von verschiedenen Autoren wurde diskutiert, daß in Proben mit begrenzter Geometrie durch die Schallemission auch natürliche Schwingungsmoden angeregt werden können, was u. a. dazu führt, daß das Spektrum der Schallemissionssignale vor allem von der Probengeometrie abhängt [Curtis 1974, Speake und Curtis 1974, Ono und Ucisik 1976, Stone und Dingwall 1977, Duke et al. 1982]. So wurde von Duke et al. [1982] eine Übereinstimmung zwischen den Eigenfrequenzen der Probe und den Maxima im Frequenzspektrum der Schallemissionssignale gefunden. Dabei wurde jedoch nicht geklärt, wie die Anteile der Eigenschwingungen zum Schallemissionssignal beitragen.

Nachfolgend soll am Beispiel der schon im letzten Abschnitt betrachteten Wellenform von Probe 20 (Faserbruchsignal an Sensor 1, symmetrischer Anteil, Probentyp 1, vgl. Abb. 4.7 oben) das Auftreten von Eigenschwingungen diskutiert werden. Da die Wellenform bezüglich der Plattenebene nur symmetrische Schwingungsanteile aufweist, kommen als mögliche

Eigenschwingungen ausschließlich stehende Wellen des symmetrischen Grundmode in Betracht. Dabei ist die Anregung sowohl in Probenlängs- als auch in Probenquerrichtung möglich. Die Eigenfrequenzen f_{Eigen} der stehenden Wellen können folgendermaßen berechnet werden:

$$f_{Eigen} = \frac{n_{Eigen}}{2l} c \quad (7.2)$$

dabei sind n_{Eigen} die Ordnung der Schwingung, l die Länge zwischen den Einspannungen und c die Schallgeschwindigkeit in longitudinaler Richtung. Da die vorliegende Probe eine plattenförmige Geometrie besitzt, entspricht die Schallgeschwindigkeit entlang der Plattenebene für niedrige Frequenzen (Wellenlänge deutlich größer als die Plattendicke) der Schallgeschwindigkeit des symmetrischen Grundmode. Die für die Probenlängsrichtung (Meßlänge = 65 mm) und Probenquerrichtung (Probenbreite = 18 mm) berechneten Eigenfrequenzen der stehenden Wellen des symmetrischen Grundmode zeigt Tab. 7.1.

Eigenfrequenzen der stehenden Wellen des symmetrischen Grundmode [kHz]											
Ordnung der Schwingung	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
Probenlängsrichtung	12,8	25,7	38,5	51,3	64,2	77,0	89,8	102,7	115,5	128,4	141,2
Probenquerrichtung	46,4	92,7	139,1	185,4	231,8						

Tab. 7.1: Berechnete Eigenfrequenzen für stehende Wellen des symmetrischen Grundmode in Probenlängs- und Probenquerrichtung für Proben vom Typ 1 und 2.

Zum Vergleich mit den Eigenfrequenzen der Probe wurde von verschiedenen Abschnitten der ausgewählten Wellenform das Spektrum mittels Fourier-Transformation berechnet. Abb. 7.8 zeigt auf der linken Seite die gesamte Wellenform in dünner Linie sowie in fetter Linie hervorgehoben den betreffenden Wellenformabschnitt und auf der rechten Seite das jeweils zugehörige Spektrum. Deutlich ist zu erkennen, daß die späteren Signalanteile (ab 70 μ s, vgl. Abb. 7.8c und d) überwiegend Frequenzen um 43 kHz enthalten. Von den kleineren Maxima sind zumindest diejenigen bei 8 und 20 kHz auf Artefakte der Fourier-Transformation (Rechteckfenster!) zurückzuführen, zumal bei der Entfaltung der Wellenform ein digitales Hochpaßfilter von 20 kHz verwendet wurde. Dagegen repräsentieren die Maxima bei 60 und 90 kHz möglicherweise Frequenzen, die für das Signal typisch sind.

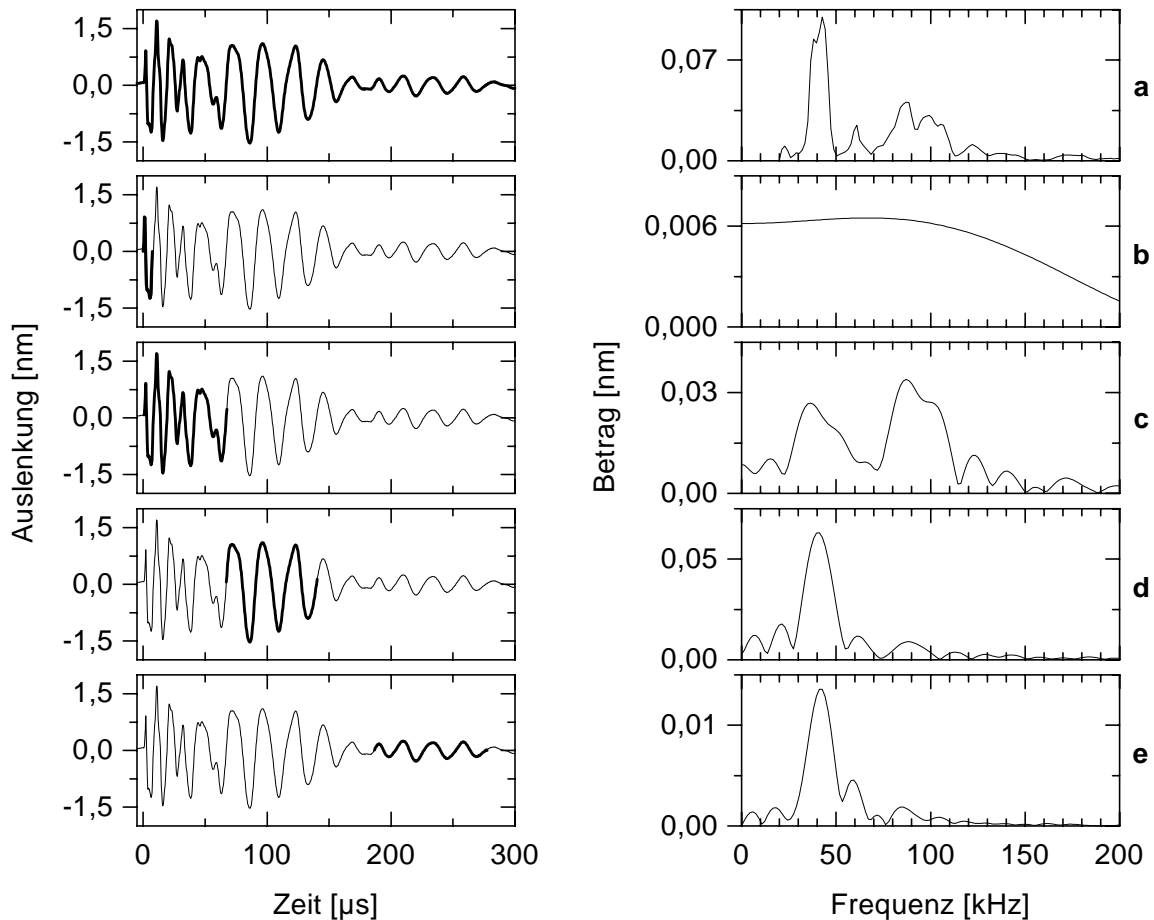


Abb. 7.8: Symmetrischer Wellenformanteil des Faserbruchs in Probe 20 (Sensoren 1 und 2) (linke Seite, jeweils dünne Linie). Der jeweilige Wellenformausschnitt, dessen Spektrum auf der rechten Seite abgebildet ist, ist in dicker Linie hervorgehoben.

Die Zuordnung des Hauptmaximums bei 43 kHz zu einer bestimmten Eigenfrequenz ist nicht möglich, da sowohl Schwingungen in Probenlängsrichtung (38,5 kHz) als auch in Probenquerrichtung (46,4 kHz) ähnliche Frequenzen aufweisen. Es ist jedoch zu vermuten, daß es sich um die Grundschwingung in Probenquerrichtung handelt. So ist das ursprünglich abgestrahlte Faserbruchsignal breitbandiger Natur, weshalb Schwingungsmoden niedriger Ordnung bevorzugt angeregt werden sollten. Außerdem macht die hohe intrinsische Schallschwächung des Werkstoffs eine Anregung in der kürzeren Probenquerrichtung wahrscheinlicher.

7.1.4 Einfluß der Schallschwächung und des Meßsystems

Nachdem in den letzten drei Abschnitten geklärt wurde, wie sich die Wellenform eines Schallemissionssignals zusammensetzt, soll nun der Einfluß der Schallschwächung und des Meßsystems diskutiert werden. Dabei liegt ein besonderes Augenmerk auf dem Signalanfang, da vor allem dort ungestörte Information über die Signalquelle enthalten ist.

Die Schallschwächung des symmetrischen Grundmode in Polycarbonatfolien der Dicke 0,4 mm ist proportional zur Frequenz (vgl. Abb. 4.4). Aufgrund des verwendeten Meßverfahrens (ebene Welle, vgl. Abschnitt 3.2.2 und Abb. 3.18) kann das Auftreten einer prinzipbedingten Schallschwächung weitgehend ausgeschlossen werden. Daher bleibt als Erklärung für die beobachtete Schallschwächung nur die Wechselwirkung mit der Materie, also Streuung und Absorption. Gegen Streuung spricht allerdings, daß Polycarbonat in amorpher Form vorlag und daß einzelne Molekülketten im betrachteten Frequenzbereich zu klein sind, um eine meßbare Streuung zu bewirken. Somit bleibt als alleinige Ursache für die Schallschwächung Absorption (Innere Reibung) übrig, welche bei amorphen Kunststoffen üblicherweise den größten Beitrag zur Schallschwächung liefert. Hierfür spricht auch der beobachtete lineare Zusammenhang zwischen Schallschwächung und Frequenz [Mason und McSkimin 1948].

Der Einfluß der Schallschwächung auf den Signalanfang kann Abb. 4.21 (Probe 71) entnommen werden, wo Wellenformen von unterschiedlich entfernten Faserbrüchen dargestellt sind. Da es sich beim Signalanfang um die weitgehend ungestörte direkte Welle zum Sensor handelt, sollte er in einer ähnlichen Größenordnung durch die Schallschwächung beeinflusst werden, wie dies nach den in Abb. 4.4 gezeigten Daten zu erwarten ist. Hinzu kommt beim Faserbruch noch die durch die Strahlaufweitung bedingte geometrische Schallschwächung, welche bezüglich der Amplitude bei radialer Ausbreitung in nur zwei Dimensionen (Punktquelle in einer Platte) proportional zur Wurzel aus dem Abstand zur Signalquelle ist.

Bei der Auswertung der Wellenformen der Faserbrüche von Probe 71 bezüglich der Schallschwächung wurde neben der maximalen Amplitude auch die Amplitude des ersten Maximums als Parameter gewählt, da diese wie oben gezeigt im wesentlichen nur durch die Schallschwächung beeinflusst wird. Zusätzlich zu berücksichtigen ist bei der Auswertung allerdings der Einfluß der Faserbruchspannung auf die Amplitude, wie er in Abschnitt 4.3.1 dargestellt wurde (Gleichung 4.2). Basierend auf den Ergebnissen an anderen Proben (vgl. Abschnitt 4.3.1) wurde für den Exponent $n = 1$ angenommen. Der Zusammenhang zwischen der Amplitude des ersten Maximums A_1 und dem Abstand s des Sensors von der Signalquelle kann dann in Abhängigkeit von der Schallschwächung α_s (in dB/mm) und der Faserbruchspannung σ_f folgendermaßen beschrieben werden:

$$A_1 \propto \frac{10^{\left(-\frac{\alpha_s s}{20}\right)}}{\sqrt{s}} \sigma_f \quad (7.3)$$

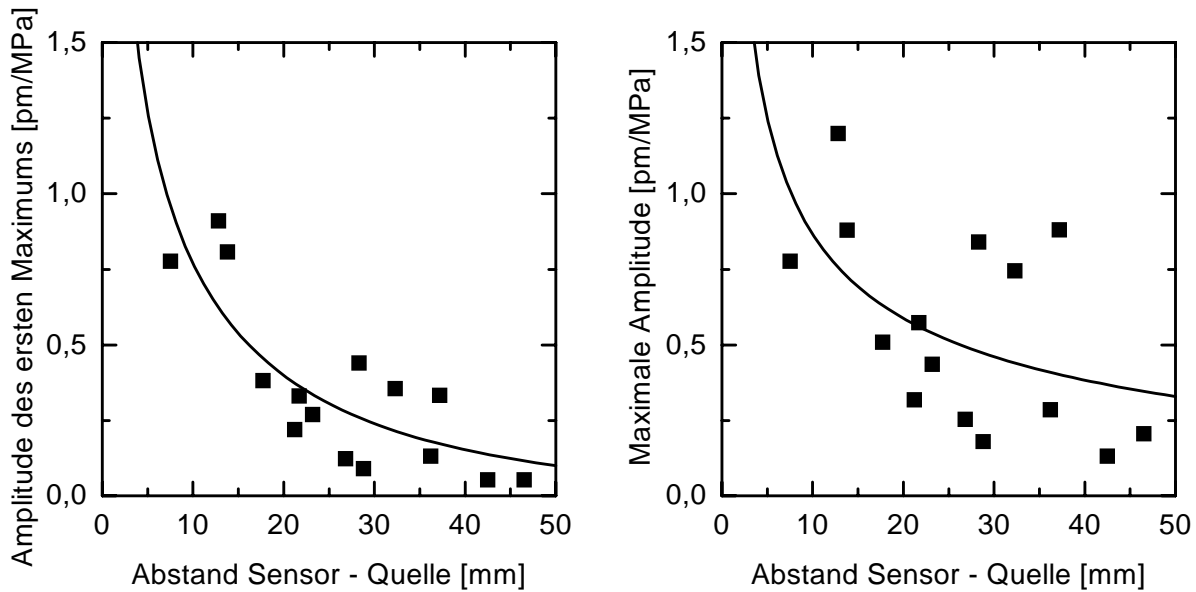


Abb. 7.9: Abnahme der Amplitude des ersten Maximums (links) und der maximalen Amplitude (rechts) mit zunehmendem Abstand zwischen Schallemissionsquelle und Sensor (die Amplituden sind auf die Faserbruchspannung normiert). Eingezeichnet ist zusätzlich die jeweilige Ausgleichskurve nach Gleichung 7.3.

Mittels dem Gaußschen Prinzip der kleinsten Quadrate [vgl. z. B. Papula 1986] wurde sowohl für die Amplitude des ersten Maximums als auch für die maximale Amplitude eine auf Gleichung 7.3 basierende Ausgleichskurve berechnet, vgl. Abb. 7.9. Für die Amplitude des ersten Maximums erhält man als Wert für die Schallschwächung $0,27 \pm 0,1$ dB/mm, während sich für die maximale Amplitude ein Wert von $0,35 \pm 0,1$ dB/mm ergibt. Dabei ließen sich für den Fall der Amplitude des ersten Maximums (Abb. 7.9 linke Seite) die Datenpunkte besser an eine Ausgleichskurve nach Gleichung 7.3 anpassen als im Fall der maximalen Amplitude (Abb. 7.9 rechte Seite)¹. Dies ist auch zu erwarten, da Gleichung 7.3 nur für die Amplitude des ersten Maximums gilt, während im Fall der maximalen Amplitude Gleichung 7.3 um den komplexen Einfluß der Reflexionen und der anderen Randeffekte erweitert werden müßte. Die relativ große Streuung der Meßwerte um die Ausgleichskurve ist, zumindest teilweise, auf die Berechnungsmethode der Faserbruchspannung zurückzuführen (Iso-Dehnungs-Ansatz), welche nur einen Näherungswert liefert. Da die Frequenzabhängigkeit der Schallschwächung bei der Berechnung der Ausgleichskurve nicht berücksichtigt werden konnte, erhält man für die Schallschwächung einen Wert, der für den Fall der Amplitude des ersten Maximums mit

¹ Um den Grad der Übereinstimmung der Datenpunkte mit der Ausgleichskurve quantitativ vergleichen zu können, muß die Summe der Abweichungsquadrate χ^2 auf den Mittelwert der Datenpunkte normiert werden. Nach Normierung ergab sich für den Fall der Amplitude des ersten Maximums ein Wert von 0,074 und für die maximale Amplitude ein Wert von 0,146.

derjenigen Frequenz korrelieren sollte, bei der das Frequenzspektrum der ersten Schwingung ein Maximum aufweist. Ein Vergleich der Meßwerte bestätigt diese Korrelation. So lag bei den betrachteten Wellenformen das Maximum im Spektrum zwischen 114 und 137 kHz, was recht gut mit den Meßwerten für die Schallschwächung aus den Durchschallungsversuchen übereinstimmt (vgl. Abb. 4.4), wo nach Extrapolation eine Schallschwächung von 0,27 dB/mm bei Frequenzen um 100 kHz vorliegt.

Daß das Frequenzspektrum durch Reflexionen und Eigenschwingungen entscheidend beeinflußt wird, wurde in den Abschnitten 7.1.2 und 7.1.3 deutlich. Bei den Versuchen an Proben vom Typ 3 (vgl. Abschnitt 4.2.2) sollten diese Einflüsse jedoch für die an Sensor 1 aufgenommenen Wellenformen weitgehend verschwinden, so daß die ursprüngliche Charakteristik des Faserbruchs im Frequenzspektrum deutlicher zu sehen sein sollte. Um die Frequenzspektren beurteilen zu können, soll aber zuvor abgeschätzt werden, welche Frequenzen bei einem Faserbruch zu erwarten sind. Bei den typischen Quellfunktionen der Schallemission wie Mikrorißbildung oder Versetzungsbewegung handelt es sich um eine Sprungfunktion mit endlicher Anstiegszeit [Scruby 1985]. Dies sollte auch für den Faserbruch gelten. Derartige Quellfunktionen besitzen ein breites Frequenzspektrum, wobei die obere Frequenzgrenze f_{max} der Signalquelle mit der Abstrahldauer τ der Signalquelle korreliert ist [vgl. Scruby et al. 1983, Abb. 9]:

$$f_{max} \approx \frac{1}{\tau} \quad (7.4)$$

Dabei ist mit oberer Frequenzgrenze diejenige Frequenz gemeint, bei der der Betrag im Amplitudenspektrum auf etwa ein Hundertstel des Betragsmaximums abgefallen ist. Des weiteren kann für einen spröde wachsenden Mikroriß näherungsweise angenommen werden, daß er mit einer konstanten Geschwindigkeit $c_{Ri\beta}$ wächst [Scruby et al. 1981]. Nimmt man nun außerdem für einen Faserbruch das Modell eines spröde wachsenden Mikrorisses an, so kann die maximale abgestrahlte Frequenz f_{max} eines Faserbruchs bei bekanntem Faserdurchmesser d folgendermaßen berechnet werden:

$$f_{max} \approx \frac{1}{\tau} = \frac{c_{Ri\beta}}{d} \quad (7.5)$$

Die maximale Ausbreitungsgeschwindigkeit eines Risses in Glas hängt von der verwendeten Glassorte ab und liegt für verschiedene Glassorten (Quarzglas, optisches Glas und Fensterglas) zwischen 1550 und 2100 m/s [Smekal 1950]. Bei Annahme einer Rißausbreitungsge-

schwindigkeit von 1800 m/s ergibt sich für einen Faserbruch in einer Glasfaser mit einem Durchmesser von 100 μm nach Gleichung 7.5 eine maximale abgestrahlte Frequenz von 18 MHz. Selbst bei Annahme einer etwas geringeren Schallgeschwindigkeit und unter Berücksichtigung verschiedener Quellfunktionen liegt dieser Wert immer noch deutlich über dem oberen Grenzwert von ca. 1 MHz, der in den Spektren der Wellenformen beobachtet wurde (vgl. auch die Abbildungen 4.12 bis 4.16). Dies bedeutet, daß das von der Schallemissionsquelle abgestrahlte Signal durch die Meßkette derart beeinflußt wird, daß selbst der Signalanfang der Wellenform keinen unmittelbaren Rückschluß mehr auf die spektrale Charakteristik der Signalquelle gestattet. Eine Ursache hierfür ist die Frequenzabhängigkeit der Schallschwächung. Inwiefern Einflüsse des Meßsystems auch dazu beitragen, soll nachfolgend geklärt werden.

Die verwendeten Filter des Meßsystems sollten sich nicht auf das Signal auswirken, da die Bandbreite des Meßsystems, wie in Abschnitt 4.2.3 beschrieben, ausreichend war. Und auch die Frequenzcharakteristik der Sensoren spielt im vorliegenden Fall keine Rolle, da die verwendeten Sensoren gerade bei höheren Frequenzen eine stärkere Empfindlichkeit besitzen. Ein weiterer, nicht mehr zu vernachlässigender Einfluß des Meßsystems auf die Wellenformen ist allerdings die Apertur des Sensors. So wurde z. B. bei der Schallemission vom Faserbruch in Proben vom Typ 3 bei Verwendung eines Sensors mit kleinerer Apertur eine Ausweitung des Frequenzspektrums zu höheren Frequenzen beobachtet (vgl. Abb. 7.10d und e).

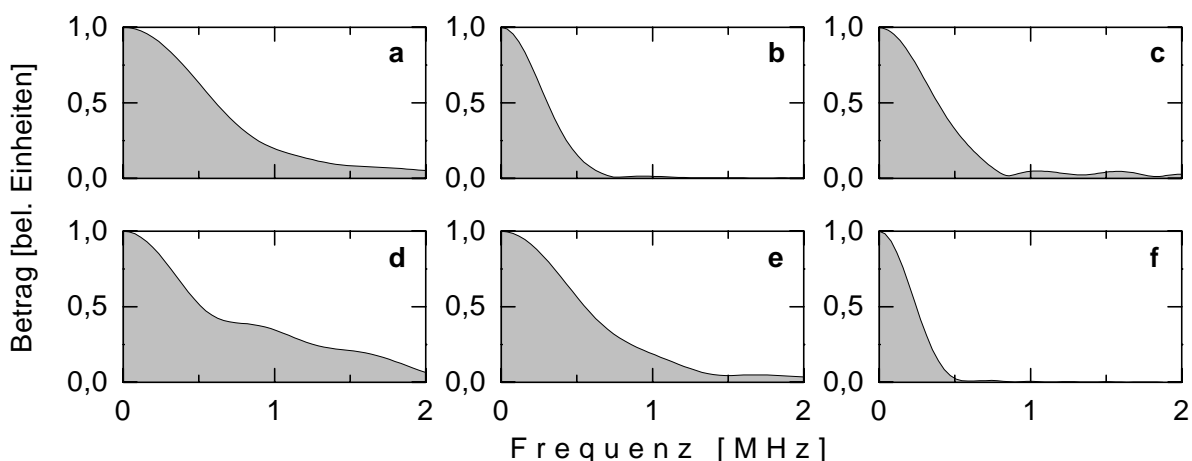


Abb. 7.10: Spektralanalyse der ersten Halbschwingung der in den Abbildungen 4.12 bis 4.16 und Abb. 4.18 gezeigten Wellenformen: Die Apertur betrug bei den Proben 55 (a), 57 (b) und 65 (c) 6,35 mm und bei den Proben 66 (d) und 67 (e) 3 mm, während bei Probe 63 (f) kein Apertureinfluß auftreten sollte.

Dabei liegen die höchsten Frequenzen zwischen 1,5 und 2 MHz. Allerdings ist der Einfluß der Apertur auf das Spektrum der Wellenformen im vorliegend Fall dennoch von untergeordneter Bedeutung. Denn bei der in Probe 63 gewählten Meßanordnung (vgl. Abb. 4.17) enthält die Wellenform trotz wegfallendem Apertureinfluß (senkrechter Einfall des Signals) nur Frequenzen bis 0,5 MHz. Dies gilt selbst dann, wenn man nur den Signalanfang (erste Halbschwingung bzw. erste Schwingung) betrachtet, wie ein Vergleich in Abb. 7.10 zeigt. Aus der, verglichen mit anderen reflexionsarmen Wellenformen, noch geringeren obersten Frequenz kann geschlossen werden, daß das Frequenzspektrum maßgeblich durch die Schallschwächung bestimmt wird.

7.1.5 Zusammenfassung der Vorwärtsbetrachtungen

Alle untersuchten Signalquellen lagen in der Mitte der Plattenebene. Daher wurden in allen Fällen fast ausschließlich symmetrische Moden angeregt, wobei die Wellenformen nur den symmetrischen Grundmode enthalten. Ausgehend von den Ergebnissen, die in den vorausgegangenen Abschnitten diskutiert wurden, kann eine typische Wellenform (Signalquelle in der Mitte der Plattenebene) bei allen verwendeten Probengeometrien in drei Abschnitte unterteilt werden, wobei die konkrete Ausprägung der einzelnen Abschnitte von der Sensorposition und der Probengeometrie abhängig ist. In Abb. 7.11 sind die drei Abschnitte für das zuvor schon mehrfach verwendete Beispiel (Probe 20) skizziert. Die erste Schwingung am Signalanfang (I) repräsentiert die sich direkt zum Sensor hin ausbreitende Welle, welche prinzipiell die gesamte Information über die Schallemissionsquelle enthält. Im Anschluß daran dominieren Reflexionen von den Probenrändern die Wellenform (II). Schließlich kommt es durch die komplexen Interferenzen der Reflexionen auch zur Anregung von Eigenschwingungen, die den weiteren Verlauf der Wellenform bestimmen (III). Bei Sensoren, die in reflexionsarmen Probenbereichen angebracht waren, können im Gegensatz zu der in Abb. 7.11 gezeigten Wellenform die Bereiche II und III nur sehr schwach ausgeprägt sein, vgl. z. B. die Wellenform an Sensor 1 in Abb. 4.9. Einen erheblichen Einfluß auf die Wellenform hat außerdem die frequenzabhängige Schallschwächung, aufgrund derer hohe Frequenzen bei der Wellenausbreitung so stark abgeschwächt werden, daß die direkte Welle (Signalanfang) schon nach kurzen Laufwegen nur noch Frequenzen unterhalb von 2 MHz enthält. Für die quantitative Schallemissionsanalyse kann aus diesen Ergebnissen geschlossen werden, daß sich die Auswertung auf den Signalanfang konzentrieren muß, wobei der Einfluß der Schallschwächung in geeigneter Weise zu berücksichtigen ist (vgl. hierzu u. a. auch Abschnitt 7.3.1).

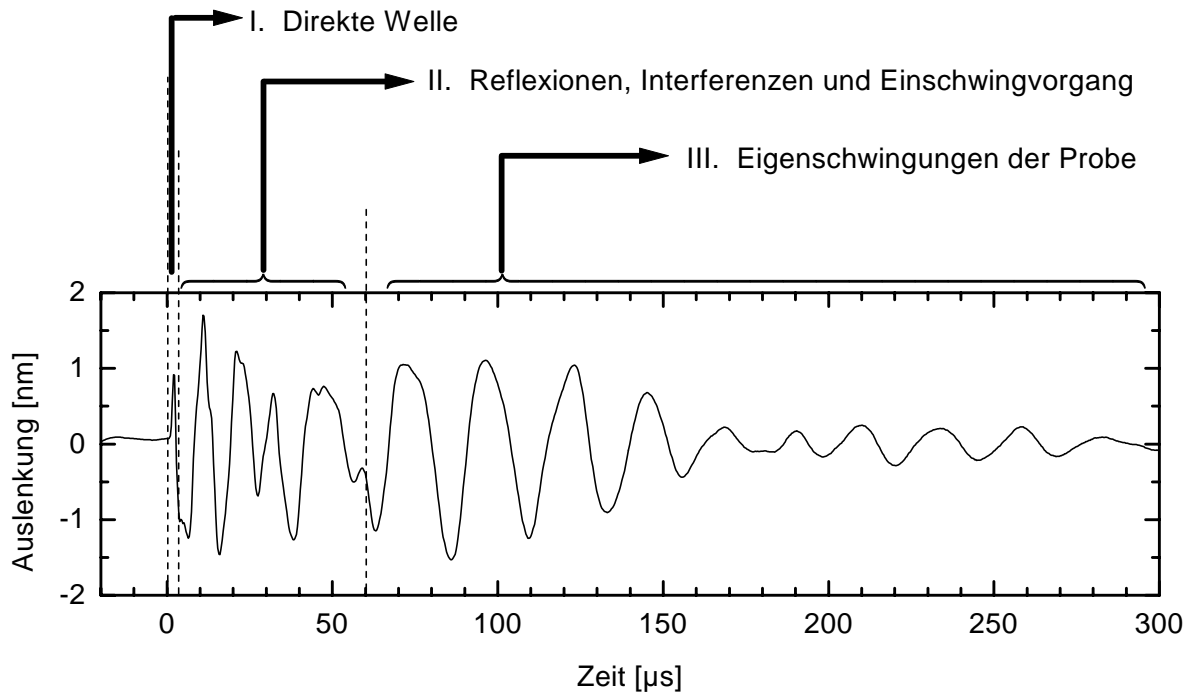


Abb. 7.11: Jede Wellenform kann prinzipiell in drei Bereiche unterteilt werden, die je nach Art der Randbedingungen unterschiedlich ausgeprägt sind: (I) direkte Welle, (II) Reflexionen und Einschwingvorgang und (III) ein Bereich wo Eigenschwingungen dominieren (gezeigtes Beispiel: symmetrischer Wellenformanteil des Faserbruchsignals von Probe 20).

7.2 Zustandekommen der Signalformen bei den rotationssymmetrischen Proben der Metallmatrix-Verbundwerkstoffe (Vorwärtsbetrachtung)

Die Zug- und Druckproben der MMCs sind zwar beide rotationssymmetrisch, trotzdem ergeben sich aufgrund der unterschiedlichen Probenlänge und der unterschiedlichen Sensorplatzierung deutliche Unterschiede in der Wellenausbreitung. Daher werden nachfolgend die beiden Standardprobengeometrien sowie die Zug-Druck-Proben zunächst getrennt behandelt. Die Schallschwächung hingegen hängt vor allem vom Werkstoff ab, weshalb dieser Einfluß ebenso wie der Einfluß des Meßsystems für alle Probengeometrien gemeinsam diskutiert wird.

7.2.1 Angeregte Wellenmoden und Randeinflüsse bei den Zugproben

Bei den Zugproben, bei denen die Sensoren auf der Probenschulter angebracht waren, beträgt die Meßlänge das Sechsfache des Durchmesser, weshalb wie bei den Einzelfaser-Modellproben bevorzugt geführte Wellenmoden auftreten sollten. Die Spektren der Abb. 5.4 bis Abb. 5.6 zeigen, daß die Wellenformen der Zugversuche sowohl symmetrische als auch antisymmetrische Anteile im Frequenzbereich zwischen 0 und 2 MHz enthalten, wobei die

Frequenzanteile im Bereich 0 bis 1 MHz deutlich überwiegen. Ein Vergleich mit den Existenzbereichen der bei den Zugproben möglichen Stabwellenmoden (vgl. Abb. 5.1) ergibt, daß in den Wellenformen prinzipiell auch Moden höherer Ordnung enthalten sein können. Die maximale Gruppengeschwindigkeit tritt bei Stabwellen ebenso wie Plattenwellen bei 0 Hz auf und ist dem symmetrischen Grundmode zugeordnet. Außerdem ist die Gruppengeschwindigkeit des symmetrischen Grundmode im Frequenzbereich 0 bis 200 kHz nahezu konstant. Somit kann die Existenz des symmetrischen Grundmode überprüft werden, indem zunächst aus den Ersteinsatzzeiten der symmetrischen Wellenformanteile der Laufzeitunterschied bestimmt und anschließend eine lineare Ortung unter Verwendung der Gruppengeschwindigkeit des symmetrischen Grundmode bei 0 Hz durchgeführt wird. Wenn in der Probe dann eine lokale Schädigung auftritt und die lineare Ortung der Schallemission mit der Ortung anderer Untersuchungsmethoden übereinstimmt, ist dies ein Hinweis auf den symmetrischen Grundmode. Ein derartiger Fall lag beim Zugversuch an Al-Al₂O_{3f} (Fasern senkrecht zur Zugachse) vor. Wie Abb. 5.35 zeigt, ergibt sich eine gute Übereinstimmung zwischen der Ortung der Schallemissionssignale und dem *post mortem* bestimmten Bereich des Scherbruchs. Daher kann geschlossen werden, daß bei den Zugproben der symmetrische Grundmode der Stabwellen maßgeblich an der Wellenausbreitung beteiligt ist.

Des weiteren tritt bei den Wellenformen der Zugversuche an MMCs auch ein ausgeprägter antisymmetrischer Signalanteil auf, welcher teilweise eine größere maximale Amplitude besitzt als der symmetrische Signalanteil (vgl. Abb. 5.4 bis Abb. 5.6 sowie Tab. 5.5). Wie bei der Diskussion der Einzelfaser-Modellproben vermerkt (vgl. Abschnitt 7.1.1), treten bei Platten bei Anregung in Richtung der Plattenebene nur dann antisymmetrische Signalanteile auf, wenn sich die Schallemissionsquelle außerhalb der Mitte der beiden Plattenebenen befindet [Huang 1998]. Überträgt man diesen Sachverhalt auf Stabwellen, so bedeutet dies, daß bei Anregung in Richtung der Stabachse nur dann antisymmetrische Signalanteile auftreten, wenn sich die Schallemissionsquelle außerhalb der Stabachse befindet. Dieser Fall tritt bei den Zugproben der MMCs vorwiegend auf, da die Schallemissionsquellen über die gesamte Querschnittsfläche verteilt sind. Dies erklärt, warum die Mehrzahl der Wellenformen auch antisymmetrische Signalanteile enthalten.

Anders als bei den plattenförmigen Modellproben kann der den ersten Schwingungen folgende Signalteil zwar nicht auf Reflexionen vom Probenrand (Mantelfläche) zurückgeführt werden. Allerdings entspricht die Signaldauer von bis zu 100 µs unter Berücksichtigung der ma-

ximalen Stabwellengeschwindigkeit einem Laufweg von etwa dem Sechsfachen der Probenlänge, so daß Reflexionen an den Stirnflächen und aus dem Bereich der Gewinde ebenso wie die Anregung von Eigenschwingungen eine mögliche Ursache für die später am Sensor eintreffenden Signalanteile sind.

7.2.2 Zustandekommen der Wellenform bei den Druckproben

Bei den Standarddruckproben kann davon ausgegangen werden, daß aufgrund des geringen Verhältnisses von Länge zu Durchmesser nur die Moden des elastischen Halbraums, d. h. Longitudinal- und Scherwellen sowie Oberflächenwellen, auftreten. Wie in Abschnitt 5.1.3 dargestellt, wurden bei den Druckversuchen an Standarddruckproben zwei verschiedene Typen von Schallemissionssignalen beobachtet, welche sich vor allem in der Signaldauer unterscheiden (vgl. auch Tab. 5.6 sowie Abb. 5.8 und Abb. 5.9). Anhand der Druckproben mit knochenförmiger Grundfläche konnte gezeigt werden, daß die Orientierung der Schallemissionsquelle hierbei offensichtlich keine Rolle spielt. Dagegen gibt es eine ganze Reihe von Anhaltspunkten, die darauf hinweisen, daß die verschiedenen Signaltypen auf unterschiedliche geometrische Randbedingungen zurückzuführen sind.

Den deutlichsten Hinweis hierauf ergab sich in den Versuchen mit gekerbten Druckproben. Dort konnte gezeigt werden, daß bei einem geringen Abstand des Sensormittelpunkts vom Epizentrum Wellenformen vom Typ 1 (kurze Signaldauer) und bei größeren Abständen vom Epizentrum Wellenformen vom Typ 2 (lange Signaldauer) auftreten (vgl. Abb. 5.13). In den Versuchen mit mehr als zwei Sensoren konnte dieser Sachverhalt bestätigt werden. Des Weiteren ergibt sich aus einer einfachen geometrischen Betrachtung¹, daß der maximale Laufzeitunterschied bei der Standard-Sensoranordnung (vgl. Abb. 3.28) dann deutlich geringer wird als die dem Probendurchmesser entsprechende Laufzeit, wenn die Signalquellen entweder alle einen bestimmten Mindestabstand vom Probenrand besitzen oder wenn die Sensoren einen größeren Abstand zum Epizentrum aufweisen. Da der maximale Laufzeitunterschied bei Typ 1 ungefähr dem Probendurchmesser und bei Typ 2 etwa dem halben Probendurchmesser entspricht (vgl. Tab. 5.6), wird auch hierdurch der oben gefundene Sachverhalt bestätigt.

Es stellt sich nun die Frage, wie es mit zunehmendem Abstand des Sensors vom Epizentrum zu einer Zunahme der Signaldauer und zu einer Gestaltsänderung der Wellenform kommt.

¹ Als Schallgeschwindigkeit wurde bei dieser Betrachtung von der Longitudinalwellengeschwindigkeit ausgegangen, da diese die höchste Schallgeschwindigkeit im elastischen Halbraum ist.

Von anderen Autoren bisher veröffentlichte Modellrechnungen von Wellenformen beschränken sich aufgrund ihrer Komplexität bis auf wenige Ausnahmen auf die Oberflächenverschiebung im Epizentrum. Zwei dieser Ausnahmen sind die Studien von Ceranoglu und Pao [1981] und von Fang [1997]. Dabei ist das Medium bei Ceranoglu und Pao eine unendlich ausge dehnte Platte und bei Fang der elastische Halbraum. Vernachlässigt man den Einfluß der Mantelfläche, so kann die Standarddruckprobe näherungsweise als eine sehr begrenzte Platte betrachtet werden, wobei die beiden Abflachungen die Plattenoberfläche darstellen. Um nun den Einfluß der Sensorposition zu untersuchen, wurden zwei Wellenformen aus der Arbeit von Ceranoglu und Pao herausgegriffen, die am ehesten die Situation in den Druckproben widerspiegeln. Dabei wurde angenommen, daß es sich bei der Signalquelle um einen vertikal zur Plattenebene orientierten Kräfte dipol handelt. Diese Annahme ist zulässig, da die metallographischen Untersuchungen gezeigt haben, daß die Faserbruchflächen bzw. Debondingflächen überwiegend parallel zur Belastungsrichtung orientiert sind. Die Geometrie der Modellanordnung ist schematisch in Abb. 7.12 dargestellt, wobei die Druckprobe hellgrau eingezeichnet ist. Die bei Ceranoglu und Pao betrachteten Abstände zwischen Sensor und Epizentrum waren Vielfache der doppelten Plattendicke, weshalb schon bei der ersten nicht im Epizentrum liegenden Sensorposition die Signalquelle außerhalb der Druckprobe liegt.

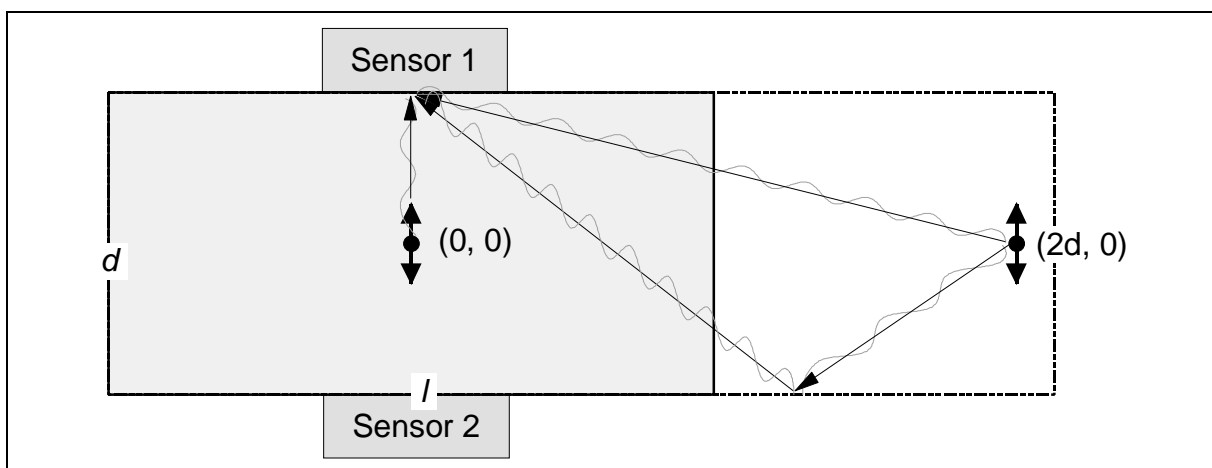


Abb. 7.12: Geometrische Anordnung des Sensorpaars und der Signalquellen für die beiden betrachteten Fälle. Die Querschnittsfläche der Druckprobe ist hellgrau hervorgehoben und eine Auswahl von Schallaufwegen ist nur für Sensor 1 eingezeichnet.

Für den konkreten Vergleich wurden die berechneten Oberflächenverschiebungen im Epizentrum und im Abstand von zwei Plattendicken vom Epizentrum [Ceranoglu und Pao 1981, Fig. 5c und Fig. 22] eingescannt und digitalisiert. Die ursprünglich dimensionslose Zeitachse wurde entsprechend den Kennwerten der Legierung M124 skaliert. Abb. 7.13 zeigt auf der

linken Seite die derart erhaltenen Wellenformen. Zum besseren Vergleich mit den im Experiment gemessenen Wellenformen wurden diese Wellenformen mit der Charakteristik des in den Druckversuchen verwendeten Schallemissions-Meßsystems gefaltet (Vorverstärker PA2040G +40 dB, Hauptverstärkungseinheit F4000SCM +21+3 dB, Sensor B1025-A). Das entsprechende Ergebnis ist in Abb. 7.13 auf der rechten Seite dargestellt. Bezüglich der Wellenform ist die gleiche Tendenz wie im Experiment festzustellen. Mit zunehmendem Abstand des Sensors vom Epizentrum nimmt die Amplitude des ersten Maximums ab, während die Amplituden der weiteren Maxima zunehmen, so daß für einen bestimmten Schwellenwert auch die Signaldauer zunimmt. Dies bedeutet, daß die bei nicht epizentrischer Sensorposition längere Signaldauer zumindest teilweise auf den geometrischen Einfluß zurückzuführen ist. Eine detailliertere Analyse ist anhand der in Abb. 7.13 gezeigten Wellenformen nicht möglich, da sich verschiedene Charakteristika der Signalquelle wie z. B. die Impulsdauer oder die Mikrorißlänge ($0,5 \mu\text{s}$ bzw. $1,5 \text{ mm}$) deutlich von den im Experiment zu erwartenden Werten unterscheiden (Die Impulsdauer im Experiment kann nach Gleichung 7.5 abgeschätzt werden und betrug etwa $0,003 \mu\text{s}$).

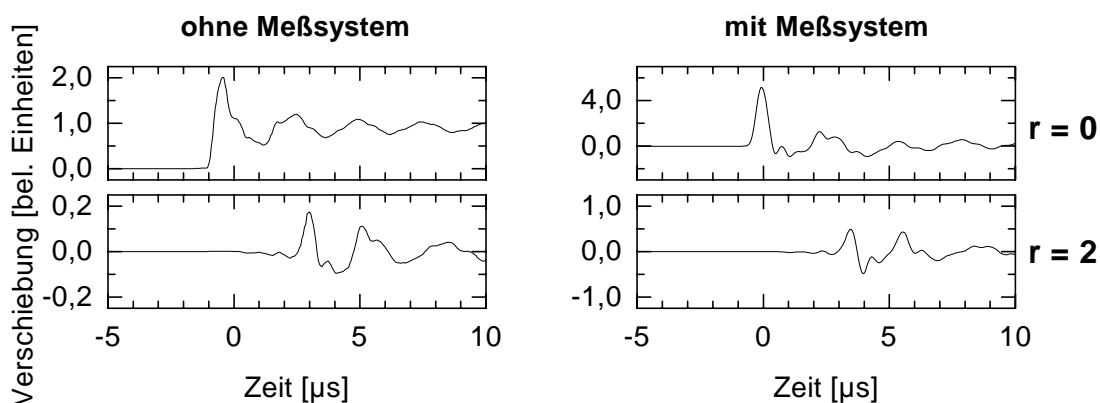


Abb. 7.13: Aus den Ergebnissen von Ceranoglu und Pao [1981] berechnete vertikale Oberflächenverschiebungen für senkrecht zur Plattenebene orientierte Kräftedipole. Obere Diagramme jeweils für epizentrische Sensorposition und untere Diagramme für einen Abstand von zwei Plattendicken zwischen Sensor und Epizentrum. Linke Seite nach Einsetzen der Kennwerte des Werkstoffs M124 und rechte Seite nach zusätzlicher Faltung mit dem Meßsystem.

Eine weitere Möglichkeit, um die bei nichtepizentrischer Sensorposition längere Signaldauer zu erklären, ist die Anregung von Eigenschwingungen. Dabei ist es zunächst einmal erstaunlich, daß diese bei epizentrischer Position nicht angeregt bzw. nicht erfaßt werden können. Eine mögliche Ursache hierfür ist die Abstrahlcharakteristik eines Bruchereignisses in Verbindung mit den Reflexionseigenschaften an der Ankopplungsfläche zwischen Sensor und Probe.

So strahlt ein senkrecht zur Sensorfläche orientierter Krätedipol bei epizentrischer Sensorposition vor allem Verschiebungen in Richtung der beiden Sensoren ab. Aufgrund des geringen Impedanzunterschieds wird an der Grenzfläche zwischen Sensor und Probe nur ein geringer Teil des Signals reflektiert (ca. 26% bei senkrechtem Einfall), weshalb Reflexionen eine geringere Amplitude besitzen und mögliche Eigenschwingungen nicht so stark angeregt werden. Befindet sich der Sensor hingegen außerhalb des Epizentrums, so werden wiederum vor allem Verschiebungen senkrecht zur Plattenebene abgestrahlt, welche dann aber am Probenrand fast vollständig reflektiert werden und daher in stärkerem Maße zur Anregung von Eigenschwingungen beitragen.

7.2.3 Wellenformen der Zug-Druck-Proben

In den Druckversuchen an Zug-Druck-Proben konnte gezeigt werden, daß sich bei vergleichbarer Meßanordnung die gleichen Wellenformtypen ergeben. So wurden z. B. bei Sensorpositionierung auf der Meßlänge wie bei den Standarddruckproben Wellenformen vom Typ 1 und Typ 2 beobachtet (vgl. Abb. 5.15), während bei Sensorpositionierung auf den Schultern fast nur Wellenformen vom Typ 2 auftraten (Abb. 5.16). Dies bedeutet, daß die Überlegungen für die Standarddruckproben weitgehend übernommen werden können.

Bei den Zugversuchen an Zug-Druck-Proben waren die Sensoren ausschließlich auf der relativ kurzen Meßlänge angebracht, so daß nun im Gegensatz zu den Standardzugproben vorrangig die Moden des elastischen Halbraums auftreten sollten. Gleichzeitig unterscheiden sich die bei Zugversuchen an Zug-Druck-Proben erfaßten Wellenformtypen von denen gleichartiger Druckversuche. Lediglich Typ 2 trat auch bei den Zugversuchen auf, während Typ 1 nicht beobachtet wurde. Des weiteren wurden andere Wellenformtypen beobachtet, die im Druckversuch nicht auftreten, wie z. B. kurze Signaldauer und negativer Ersteinsatz an einem oder an beiden Sensoren (vgl. Abb. 5.7b und c). Eine eindeutige Interpretation der Wellenformen anhand des Vergleichs mit den von anderen Autoren bisher veröffentlichten Modellrechnungen gestaltet sich schwierig. Unter der Annahme, daß die Signalquellen in der Zug-Druck-Probe so orientiert sind, daß die Rißfläche senkrecht (Mikroriß, Krätedipol) bzw. unter 45° (Scherbruch) zur äußeren Belastungsrichtung liegt, und daß die Sensoren im Epizentrum liegen (d. h. auf der Meßlänge angebracht sind, vgl. auch Abb. 3.31), ergeben sich folgende Erstausschlagsrichtungen: (1) an beiden Sensoren positiv, sofern die Signalquelle ein Mikroriß im homogenen Werkstoff ist [Ceranoglu und Pao 1981, Scruby et al. 1983, Fang 1997], (2) an beiden Sensoren negativ, wenn als Signalquelle ein Krätedipol angenommen wird [Ceranoglu

und Pao 1981] und (3) an den beiden Sensoren identische Vorzeichen (positiv bei Druckbeanspruchung und negativ bei Zugbeanspruchung), sofern es sich um einen Scherbruch unter 45° handelt [Ceranoglu und Pao 1981, Scruby et al. 1983, Fang 1997]. Bei Lage der Sensoren außerhalb des Epizentrums ist bei einem Kräftedipol der Ersteinsatz an beiden Sensoren positiv bei gleichzeitig längerer Signaldauer [Ceranoglu und Pao 1981]. Aufgrund der bei den Polycarbonat-Modellproben ermittelten Abstrahlcharakteristik eines Faserbruchs kann davon ausgegangen werden, daß die Signalquelle (Teilchenbruch, Faserbruch oder Debonding im inhomogenen Medium) eher durch einen Kräftedipol als durch einen Mikroriß im homogenen Material zu beschreiben ist. Damit können zumindest Wellenformpaare mit identischer Erstausschlagsrichtung (Abb. 5.7a und c) erklärt werden. Eine für beide Sensoren unterschiedliche Erstausschlagsrichtung hingegen ergibt sich in den genannten Modellrechnungen nicht, weshalb der Quellmechanismus solcher Signale ungeklärt bleibt.

7.2.4 Einfluß der Schallschwächung und des Meßsystems

Bei Bruchereignissen handelt es sich um breitbandige Quellsignale [Scruby 1985], deren maximale abgestrahlte Frequenz nach Gleichung 7.5 abgeschätzt werden kann. Für den Bruch von keramischen Einlagerungen mit einem Durchmesser von $10\ \mu\text{m}$ ergibt sich demnach eine maximale abgestrahlte Frequenz von ca. 150 MHz. Es ist nun zu klären, ob die Frequenzspektren der Wellenformen durch die Beschränkungen des Meßsystems oder, wie im Fall der Polycarbonat-Modellproben, durch den Einfluß der Schallschwächung bestimmt werden. Der Einfluß der Apertur kann zumindest bei den Druckproben vernachlässigt werden. Bei den epizentrischen Wellenformen der Druckversuche (Typ 1, vgl. Abb. 5.10 bis Abb. 5.12) erkennt man eine Übereinstimmung zwischen der Bandbreite des jeweiligen Meßsystems und den Frequenzspektren der Wellenformen. Dies deutet darauf hin, daß bei den Druckproben der Einfluß des Meßsystems gegenüber dem Einfluß der Schallschwächung überwiegt. Zur Überprüfung dieses Sachverhalts wurde die von Scruby et al. [1983] für den Fall der Bildung eines parallel zur Oberfläche liegenden Mikroriß berechnete Oberflächenverschiebung im Epizentrum entsprechend den Dimensionen im Experiment angepaßt¹ und anschließend mit der Charakteristik der verschiedenen Meßsysteme gefaltet. Abb. 7.14a zeigt die von Scruby et al. [1983] berechnete Oberflächenverschiebung nach der Anpassung. Die verschiedenen Ergebnisse die-

¹ Die den Berechnungen zugrundeliegende Wellenform war bereits für Aluminium berechnet. Die Anpassung erfolgte hinsichtlich des Abstands der Schallemissionsquelle von der Oberfläche (2,5 mm) sowie hinsichtlich der Bruchdauer (3 ns; dies entspricht einem Faser- bzw. Teilchendurchmesser von ca. $3,6\ \mu\text{m}$).

ser Berechnungen (dünne Linien) sowie der Vergleich mit im Experiment gemessenen Wellenformen (dicke Linien, beim Druckversuch an M124 im Epizentrum gemessene Wellenformen) sind in Abb. 7.14b-d dargestellt. Dabei wurde die Skalierung jeweils so gewählt, daß die Funktionswerte der Maxima übereinstimmen. In Ergänzung hierzu zeigt Abb. 7.15 die Spektren der berechneten Wellenformen. Beim Quellsignal (Abb. 7.14a und Abb. 7.15a) handelt es sich um ein breitbandiges Signal mit einer maximalen Frequenz von ca. 300 MHz. Aufgrund der nach oben begrenzten Bandbreite der verwendeten Meßsysteme (<10 MHz) kommt es in jedem Fall zu einer Peakverbreiterung, vgl. dünne Linien in den Abb. 7.14b-d. Dabei ist nach Faltung mit den breitbandigen Meßsystemen (Abb. 7.14b-c, F4000 oder F4012 und Sensor B1025) noch eine Ähnlichkeit mit dem ursprünglichen Signal zu erkennen, während bei Faltung mit dem schmalbandigen Meßsystem (Abb. 7.14d, resonanter Sensor R15) jegliche Ähnlichkeit mit dem Ausgangssignal verloren geht. Die Übereinstimmung zwischen den experimentellen Wellenformen und den berechneten Wellenformen ist verhältnismäßig gut, obwohl Lage, Orientierung und Größe der jeweiligen Signalquelle bei den experimentellen Wellenformen nicht genau bekannt sind. Das gleiche trifft auch auf die Frequenzspektren zu, vgl. hierzu Abb. 7.15b-d mit Abb. 5.10 bis Abb. 5.12. Es kann geschlossen werden, daß die hohen Frequenzen bei der Messung aufgrund des begrenzten Frequenzbands des Meßsystems herausgefiltert werden. Inwieweit aufgrund dieses Einflusses noch von der Wellenform auf die Signalquelle geschlossen werden kann, wird in Abschnitt 7.3.2 diskutiert.

Bei gleichem Meßsystem ist bei den Zugproben der Anteil der höheren Frequenzen vergleichsweise geringer, wobei anhand der vorliegenden Untersuchungen nicht entschieden werden kann, ob dies auf den Apertureinfluß, den Einfluß der Reflexionen oder auf die durch den größeren Laufweg veränderte Schallschwächung zurückzuführen ist.

7.2.5 Zusammenfassung

Ebenso wie bei den plattenförmigen Einzelfaser-Modellproben wird auch bei den stabförmigen Zugproben die Wellenausbreitung durch die geführten Wellen bestimmt. Dabei treten aufgrund der im gesamten Probenvolumen verteilten Signalquellen neben dem symmetrischen Grundmode auch antisymmetrische Moden auf. Bei den kompakten Druckproben hingegen existieren nur die Moden des elastischen Halbraums. Unabhängig von der Probengeometrie konnte gezeigt werden, daß am Epizentrum aufgenommene Wellenformen im Gegensatz zu den an anderen Stellen aufgenommenen Wellenformen nur einen geringen Anteil an Reflexionen oder gar keine Reflexionen und damit eine sehr kurze Signaldauer aufweisen. Rechnun-

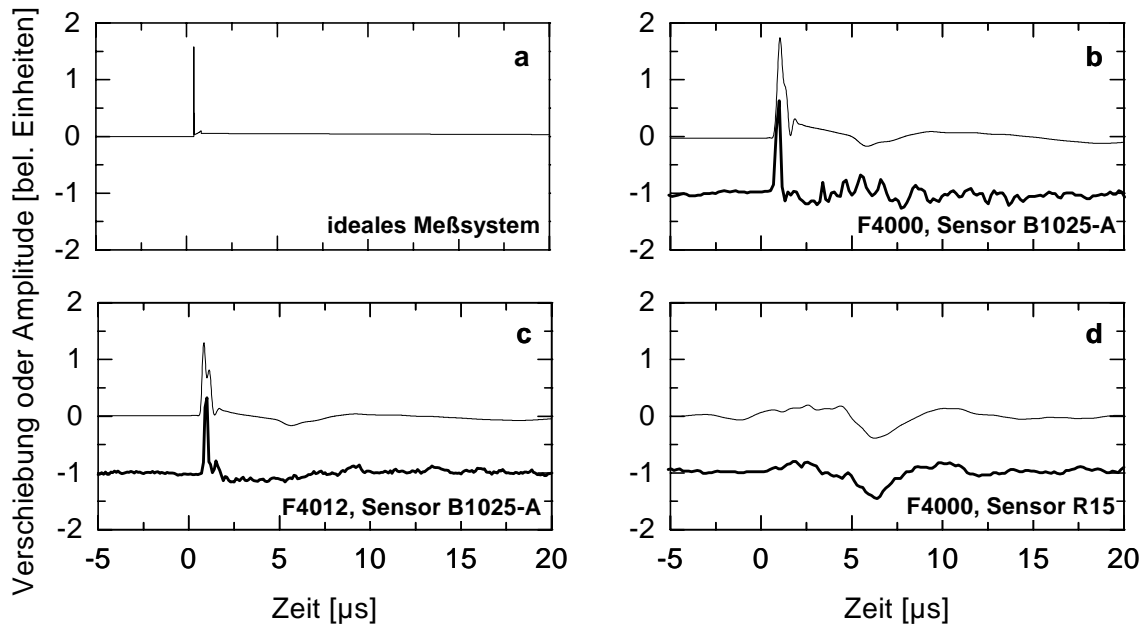


Abb. 7.14: Epizentrische Wellenformen von der Mikrorißbildung eines im elastischen Halbraum parallel zur Oberfläche liegenden Mikrorisses (Tiefe: 2,5 mm und Durchmesser 3,6 μm): (a) von Scruby et al. [1983] berechnete Oberflächenverschiebung nach der Anpassung an die für diese Arbeit typische Dimensionen (Tiefe, Durchmesser der Bruchfläche), (b)-(d) Faltung verschiedener Meßsysteme mit der in (a) gezeigten Oberflächenverschiebung (dünne Linien) sowie typische Wellenformen, wie sie bei Druckversuchen an M124 mit dem jeweiligen Meßsystem im Epizentrum gemessen wurden (dicke Linien). Die gemessenen Wellenformen sind zur besseren Vergleichbarkeit um eine Einheit nach unten verschoben dargestellt.

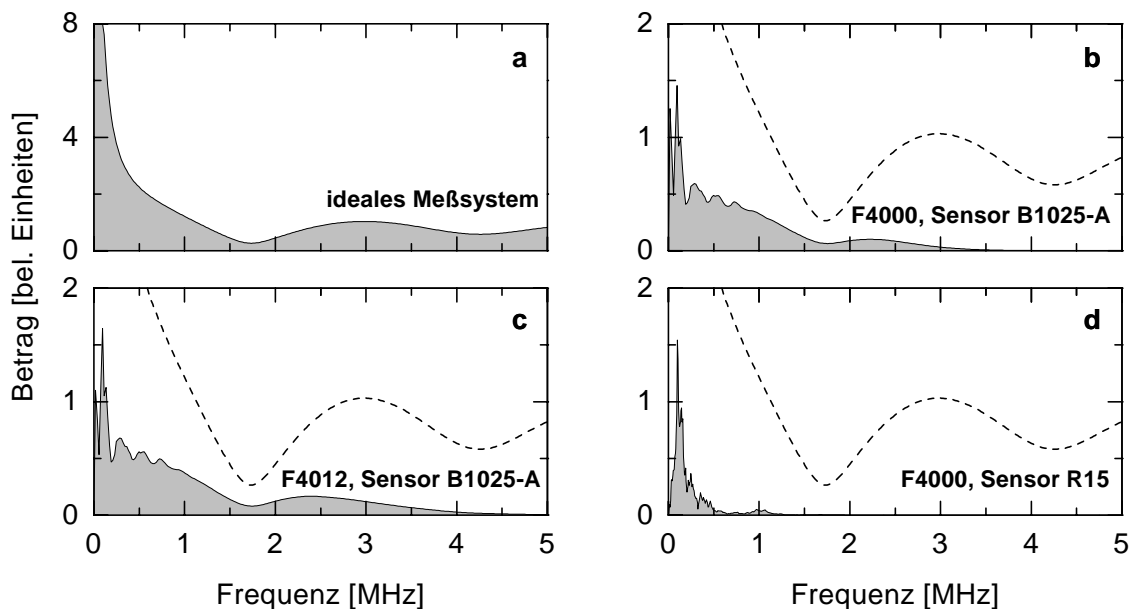


Abb. 7.15: Spektren der in Abb. 7.14a-d gezeigten berechneten Wellenformen (dünne Linien in Abb. 7.14a-d). Zur besseren Vergleichbarkeit wurde zusätzlich das Spektrum des idealen Meßsystems (a) in die Diagramme (b) - (d) mit gestrichelter Linie eingezeichnet.

gen für den Fall der Oberflächenverschiebung im Epizentrum haben ergeben, daß die bei Mikrobrüchen auftretenden maximalen Frequenzen deutlich jenseits der Möglichkeiten des verwendeten Meßsystems liegen, weshalb das Meßsystem wie ein Tiefpaßfilter wirkt. Dabei werden die Wellenformen vom Meßsystem entscheidend beeinflußt, während der Einfluß der Schallschwächung bei den untersuchten Werkstoffen nur von untergeordneter Bedeutung ist.

7.3 Quellencharakterisierung

Nachdem in den vorangegangenen zwei Abschnitten diskutiert wurde, wie die Wellenformen zustande kommen, steht nun im vorliegenden Abschnitt die Frage im Vordergrund, wie von der Wellenform auf den mikromechanischen Prozeß der Signalquelle geschlossen werden kann. Von Interesse sind hierbei insbesondere die Information über die Orientierung (z.B. Ausrichtung einer Bruchfläche), die Art (z.B. Mode-I Bruch) und die Größe (z.B. Durchmesser der Bruchfläche) der Signalquelle, während die zur vollständigen Interpretation teilweise notwendige ein- oder mehrdimensionale Ortung als schon gelöst betrachtet wird. Anschließend ist zu prüfen, ob verschiedene Signalquellen an Hand der Wellenform unterschieden werden können.

In den Abschnitten 7.1 und 7.2 wurde deutlich, daß sich die klassischen Parameter aufgrund der vielfältigen Beeinflussung der abgestrahlten Welle durch die Meßkette zur Quellencharakterisierung nur in Ausnahmefällen eignen. Daher konzentriert sich die nachfolgende Auswertung der Wellenformen auf den aus der Geophysik und der Mikroseismik bekannten Ansatz der Elastodynamik, welcher hier auf Proben mit platten- oder stabförmiger Geometrie übertragen werden muß. Dabei ist zu klären, wie sich die geführten Wellenmoden auf die Wellenform auswirken, und wie trotz den Einschränkungen bei der Wahl der Sensorpositionen sowie einer stark begrenzten Anzahl von Sensoren auf die Quellfunktion geschlossen werden kann.

7.3.1 Quellencharakterisierung bei den Einzelfaser-Modellproben

Die vollständige Charakterisierung einer Schallemissionsquelle mittels Momententensorinversion erfordert sechs voneinander unabhängige Messungen (Wellenformen). Dabei werden die Amplituden der Ersteinsätze eines oder mehrerer verschiedener Wellenmoden des elastischen Halbraums bestimmt. Bei bekannter Greenscher Funktion können dann durch Inversion der Momententensor und damit auch der Typ, die Größe und die Orientierung der Schallemissionsquelle berechnet werden [Scruby 1985]. Eine direkte Anwendung dieser Methode auf

(sehr dünne) plattenförmige Proben ist jedoch nicht möglich, da es durch die Kopplung der Wellenmoden des elastischen Halbraums zur Ausbildung von Plattenwellen kommt. Wie die Experimente gezeigt haben (vgl. Abschnitt 7.1 und z. B. die Wellenform in Abb. 7.2) bestimmen die Plattenwellen die Wellenausbreitung schon nach einer Entfernung von wenigen Plattendicken von der Schallemissionsquelle so stark, daß im Fernfeld ausschließlich Plattenwellen beobachtet werden. Damit treten bei Platten im Fernfeld ähnliche Effekte auf wie an der Oberfläche eines elastischen Halbraums, für den Pekeris und Lifson [1957] gezeigt haben, daß sich der größte Anteil der Energie einer sich unter der Oberfläche befindlichen Schallemissionsquelle im Fernfeld parallel zur Oberfläche in Form einer Rayleighwelle ausbreitet. Information über die Abstrahlcharakteristik der Schallemissionsquelle senkrecht zur Plattenebene kann daher prinzipiell nur dann gewonnen werden, wenn der gesamte Bereich der Meßlänge auf der Plattenoberfläche mit in regelmäßigen Abständen angebrachten Sensoren abgedeckt ist, so daß die Messung anderer Wellenmoden im Nahfeld möglich ist. Doch auch wenn weniger als sechs unabhängige Wellenformen gemessen werden können, besteht die Möglichkeit einer teilweisen Quellencharakterisierung, sofern Information über die Quellenorientierung oder -art verfügbar ist [Scruby 1985].

Als erster Schritt einer Adaption der Momententensorinversion an plattenförmigen Proben muß geprüft werden, ob und wie lokale Amplitudenmaxima einer Wellenform mit einem bestimmten Wellenmode gekoppelt sind. Hierbei kann im wesentlichen auf die Betrachtungen in Abschnitt 7.1.1 zurückgegriffen werden, vgl. insbesondere auch Abb. 7.2. Dort wurde gezeigt, daß bei allen betrachteten Schadensmechanismen der Signalanfang, also die erste Halbschwingung, dem symmetrischen Grundmode zugeordnet werden kann. Weitere Moden, wie z. B. antisymmetrische Moden oder höhere symmetrische Moden, treten in den Wellenformen der vorliegenden Untersuchungen nicht auf.

Als nächstes muß nun geklärt werden, wie vom Signalanfang auf die Signalquelle geschlossen werden kann. Denn im Gegensatz zu den Wellenmoden des elastischen Halbraums tritt beim symmetrischen Grundmode Dispersion auf, was je nach Entfernung von der Signalquelle dazu führen kann, daß sich die Energie auf mehrere Halbschwingungen verteilt [Jones und Ellis 1963, Scott und Miklowitz 1967]. Wie die Experimente mit nahezu reflexionsfreien Wellenformen gezeigt haben, ergeben sich für ein und denselben Quellmechanismus deutliche Unterschiede in der Amplitude zwischen der ersten und der zweiten Halbschwingung (vgl. Abb. 4.12 bis 4.16 in Abschnitt 4.2.2). Dabei ist festzustellen, daß der Quotient aus Amplitude

der ersten Halbschwingung zu Amplitude der zweiten Halbschwingung mit zunehmender oberer Frequenzgrenze im Spektrum des Signals tendenziell abnimmt. Dies bedeutet, daß die Ausbildung der Halbschwingungen vom Frequenzspektrum und damit unter anderem von der Signalschwächung abhängt. Eine genauere Analyse der Halbschwingungen durch den Vergleich der Dispersionskurve des symmetrischen Grundmode mit der momentanen Frequenz der Wellenform ist allerdings nicht möglich. Wie das Beispiel in Abb. 7.2 gezeigt hat, ist die Aussagekraft der momentanen Frequenz ab etwa $1\ \mu\text{s}$ nach Signalanfang aufgrund der Unsicherheiten bei der Entfaltung um die Sensorapertur stark eingeschränkt, da die momentane Frequenz durch die Entfaltung um die Sensorapertur stark verändert wird. Dies führt unter anderem dazu, daß sich die ursprünglich auf mehrere Mikrosekunden erstreckende Dispersion des nicht korrigierten Signals auf weniger als eine Mikrosekunde reduziert, wobei gleichzeitig aber am Signalbeginn eine bessere Übereinstimmung mit der Dispersionskurve des symmetrischen Grundmode erreicht wird.

Aus diesen Ergebnissen kann geschlossen werden, daß die Fläche unter den zum symmetrischen Grundmode gehörenden Halbschwingungen ein Maß für die von der Signalquelle abgestrahlte Energie ist. Dieser Parameter eignet sich aus zwei Gründen jedoch nicht für die weitere Anwendung auf die bei den Einzelfaser-Modellproben aufgezeichneten Wellenformen. Zum einen sind die zweite und alle weiteren möglichen Halbschwingungen eine Funktion der Signalschwächung und nicht eine Funktion der Signalquelle. Zum anderen treten bei den Standardprobentypen schon nach der ersten Halbschwingung Reflexionen auf, die das Signal stark verfälschen können. Konzentriert sich die Auswertung jedoch ausschließlich auf die erste Halbschwingung, so kann diese Problematik weitgehend vermieden werden, wie die Untersuchungen zur Variation der Position des Sensors bzw. der Signalquelle (vgl. Abschnitte 4.2.4 und 7.1.2) gezeigt haben. Ergänzend sei darauf hingewiesen, daß bei kleinen Abständen zwischen Sensor und Signalquelle die Ersteinsatzzeit anderer Moden (insbesondere der SH₀-Mode) auch in den Zeitraum der ersten Halbschwingung des symmetrischen Grundmode fallen kann. Bei den hier durchgeführten Versuchen spielt dieser Effekt jedoch keine Rolle, weil der Abstand zwischen Sensor und Signalquelle mindestens 9 mm betrug, und weil bei Abständen ähnlicher Größe der Ersteinsatz der anderen Moden deutlich später erfolgte (vgl. auch Abb. 7.2, wo der Abstand 10 mm betrug).

Da der symmetrische Grundmode der Plattenwellen eng mit den Longitudinalwellen verwandt ist (im ersten Fall treten überwiegend Verschiebungen in Ausbreitungsrichtung und im zwei-

ten Fall treten ausschließlich Verschiebungen in Ausbreitungsrichtung auf), kann der symmetrische Grundmode in erster Näherung wie der Longitudinalwellenmode interpretiert werden. Dies bedeutet, daß die Amplitude des ersten Maximums A_I ebenso wie die Amplitude der Longitudinalwelle A_L proportional der Verschiebung in Ausbreitungsrichtung u_x ist, sofern die direkte Welle vor allem Frequenzanteile enthält, die durch den Frequenzbereich der ersten Halbschwingung abgedeckt sind¹:

$$A_L \propto u_x \quad (7.6)$$

und

$$A_I \propto u_x \quad (7.7)$$

Damit besteht unter bestimmten Voraussetzungen die Möglichkeit, von der Amplitude des ersten Maximums auf die Größe und die Abstrahlcharakteristik einer Schallemissionsquelle zu schließen.

Größe der Schallemissionsquelle

Als erstes soll die Bestimmung der Größe einer Schallemissionsquelle für den Fall eines Mikrorisses näher betrachtet werden, bei dem die Bruchfläche senkrecht zur Ausbreitungsrichtung x orientiert ist. Der Zusammenhang zwischen der Amplitude des ersten Maximums A_I und dem Faserdurchmesser d kann dann folgendermaßen hergeleitet werden.

Nach Scruby et al. [1981] ist die Amplitude der Longitudinalwelle A_L proportional dem je Zeiteinheit neu gebildeten Rißvolumen:

$$A_L \propto \frac{dV}{dt} \quad (7.8)$$

Für eine kreisförmige Bruchfläche mit Durchmesser d und elliptischer Rißöffnung besteht nach Green und Zerna [1968, Abschnitt 5.10] der folgende Zusammenhang zwischen der Rißöffnung U und dem Durchmesser d der Bruchfläche sowie der Bruchspannung σ_f :

$$U = \frac{(1-\nu)}{\pi G} \sigma_f d \quad (7.9)$$

¹ Wie weiter unten noch gezeigt wird, ist diese Voraussetzung bei den vorliegenden Untersuchungen gegeben.

wobei G der Schubmodul und ν die Querkontraktionszahl sind. Für die elliptische Rißöffnung berechnet sich hieraus das Volumen zu

$$V = \frac{\pi}{3} d^2 U = \frac{(1-\nu)}{3 G} \sigma_f d^3 \quad (7.10)$$

Bei konstanter Rigeschwindigkeit $c_{Ri\beta}$ kann Gleichung 7.8 umgeschrieben werden zu

$$A_L \propto \frac{V}{d} \frac{d(d)}{dt} = \frac{V}{d} c_{Ri\beta} \quad (7.11)$$

so daß sich (unter Wegfall aller Konstanten) aus den Gleichungen 7.8, 7.10 und 7.11 folgende Beziehung zwischen der Amplitude der Longitudinalwelle und dem Faserdurchmesser d ergibt:

$$A_L \propto \sigma_f d^2 c_{Ri\beta} \quad (7.12)$$

Mit den Gleichungen 7.6 und 7.7 gilt dieser Zusammenhang entsprechend für die Amplitude des ersten Maximums, wenn der Mikori senkrecht zur Plattenebene orientiert ist:

$$A_1 \propto \sigma_f d^2 c_{Ri\beta} \quad (7.13)$$

Zu beachten ist, daß die Beziehung nach Gleichung 7.13 genau genommen nur für Mikorisse im homogenen Werkstoff gilt. Für den Fall des Faser-Matrix-Debondings am Faserende kann angenommen werden, daß eine Seite der Bruchfläche eben bleibt, so daß die Rißöffnung nur halb so groß ist wie in Gleichung 7.9 angegeben (der kreisförmige Mikroriß entspricht in diesem Fall dem Debonding am Faserende). Auf die Beziehung nach Gleichung 7.13 wirkt sich dies allerdings nicht aus. Beim Faserbruch tritt eine Wechselwirkung zwischen Faser und Matrix auf, wobei die Spannungsrelaxation der Faserenden zu einer Spannungserhöhung in der Matrix und damit zu einer Rißöffnung führt. Nachfolgend wird angenommen, daß auch im Fall des Faserbruchs die Rißöffnung proportional dem Faserdurchmesser und der Faserbruchspannung ist, so daß auch im Fall des Faserbruchs der Zusammenhang aus Gleichung 7.13 zu erwarten ist.

Gleichung 7.13 wurde experimentell durch Versuche an Einzelfaserproben mit unterschiedlichen Faserdurchmessern überprüft (vgl. Abschnitt 4.3.1), wobei die Randbedingungen wie Versuchsanordnung, Probenotyp usw. für alle Versuche identisch waren. Zu beachten ist, daß bei allen Versuchen die Sensoren auf der Plattenebene und nicht auf der Plattenkante ange-

bracht waren, weshalb mit den Sensoren nicht die Auslenkung in Ausbreitungsrichtung, sondern die Auslenkung senkrecht zur Plattenebene gemessen wurde. Da bei Plattenwellen die Auslenkung senkrecht zur Plattenebene mit der Auslenkung parallel zur Plattenebene über die Querkontraktion gekoppelt ist, unterscheiden sich die Absolutwerte aber nur durch einen konstanten Faktor. Durch geeignete Auftragung der Ergebnisse konnte der Zusammenhang zwischen der Amplitude des ersten Maximums und der Faserbruchspannung (vgl. Abb. 4.24 und Tab. 4.6) bzw. dem Faserdurchmesser (Abb. 4.25) bestimmt werden. Zunächst ist festzustellen, daß die Auswertung der entfalteten Wellenformen gegenüber den nicht entfalteten Wellenformen nur zu geringfügig anderen Werten führt. Für die entfalteten Wellenformen ergibt sich als Analogon zu Gleichung 7.13 die folgende Beziehung:

$$A_1 \propto \sigma_f^{1,27} d^{2,77} c_{Ri\beta} \quad (7.14)$$

Für den Exponent der Bruchspannung, welcher im Experiment nahe bei Eins liegt, erhält man eine recht gute Übereinstimmung mit den theoretischen Betrachtungen. Dies gilt um so mehr, als daß die Bestimmung der Bruchspannung nur auf einem Näherungsverfahren basiert (Iso-Dehnungs-Ansatz), was zu relativ großen Abweichungen führen kann. Im Gegensatz dazu ist der Exponent des Durchmessers mit 2,77 nicht in Übereinstimmung mit Gleichung 7.13, vor allem wenn man bedenkt, daß die als Fehlerbereich angenommene Standardabweichung mit 0,06 vergleichsweise gering ist. Dies bedeutet, daß das oben skizzierte Modell (Gleichungen 7.6 bis 7.13) das Experiment nicht vollständig beschreibt.

Die Ursache hierfür ist der Einfluß der frequenzabhängigen Schallschwächung (Werkstoff und Sensorapertur), welche wie ein Tiefpaßfilter wirkt. Mittels Gleichung 7.5 kann beim Faserbruch vom Faserdurchmesser und der Reißgeschwindigkeit auf die maximale von der Signalquelle abgestrahlte Frequenz f_{max} geschlossen werden. Tab. 7.2 zeigt die zu den verschiedenen Faserdurchmessern gehörende maximale Frequenzen. Diese liegen weit außerhalb der Bandbreite des Meßsystems. Als Vergleich hierzu zeigt Abb. 7.16 für verschiedene Faserdurchmesser die Spektren der ersten Halbschwingungen der Faserbruch-Wellenformen.

Faserdurchmesser [μm]	10	32	77	100
maximale Frequenz [MHz]	180	65,3	23,4	18,0

Tab. 7.2: Nach Gleichung 7.5 berechnete maximale abgestrahlte Frequenzen an der Signalquelle für Glasfasern verschiedener Durchmesser.

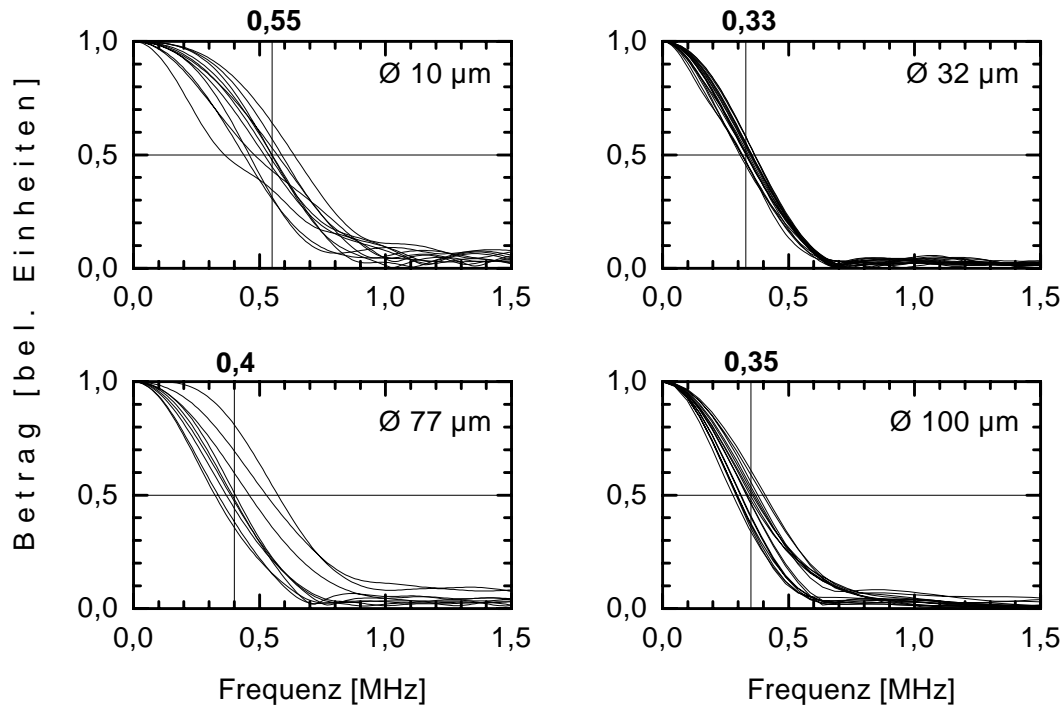


Abb. 7.16: Frequenzspektrum der ersten Halbschwingung von Faserbruch-Wellenformen für verschiedene Faserdurchmesser.

Wie man erkennt, sind die Frequenzspektren der ersten Halbschwingung vom abgestrahlten Frequenzspektrum weitgehend unabhängig. Da die obere Frequenzgrenzen der ersten Halbschwingungen f_l (Frequenz, bei der der Betrag auf ein Zehntel des Betragsmaximums abgefallen ist) auch deutlich unterhalb des Tiefpaßfilters des Meßsystems liegen, ist das Fehlen der hohen Frequenzen vor allem auf die Schallschwächung und den Apertureinfluß sowie gegebenenfalls auch auf die Dispersion zurückzuführen. Im Hinblick auf die Amplitude des ersten Maximums bedeutet der Verlust der hohen Frequenzen, daß Gleichung 7.13 in dieser Form nicht mehr gilt. Vielmehr muß die Amplitude des ersten Maximums in geeigneter Weise korrigiert werden. Scruby et al. [1981] haben für den Fall der Tiefpaßfilterung durch das Meßsystems folgenden Zusammenhang zwischen der ursprünglichen Amplitude A_{ur} eines hochfrequenten Gauß-förmigen Impulses der Impulsbreite τ_{ur} und der Amplitude A_{TP} des tiefpaßgefilterten Impulses mit der Impulsbreite τ_{TP} hergeleitet:

$$A_{TP} = \frac{\tau_{ur}}{\tau_{TP}} \bar{A}_{ur} \quad (7.15)$$

wobei dieser Zusammenhang nur gilt, wenn $\tau_{ur} \ll \tau_{TP}$ ist. Wenngleich Gleichung 7.15 von Scruby et al. [1981] nur für den Fall der Tiefpaßfilterung durch das Meßsystem hergeleitet wurde, so gilt sie dennoch ganz allgemein für jede Art der Tiefpaßfilterung. Da die hier vorliegende starke Frequenzabhängigkeit der Schallschwächung wie ein Tiefpaßfilter wirkt, kann

Gleichung 7.15 zur Korrektur des Einfluß der Schallschwächung angewandt werden. Mit Gleichung 7.5 gilt

$$\tau_{ur} = \frac{1}{f_{\max}} \quad (7.16)$$

und

$$\tau_{TP} = \frac{1}{f_1} \quad (7.17)$$

Sofern die maximale abgestrahlte Frequenz der Signalquelle f_{\max} deutlich größer ist als die obere Frequenzgrenze der ersten Halbschwingung f_1 , kann damit die durch die Frequenzabhängigkeit der Schallschwächung verursachte zusätzliche Abnahme der Amplitude des ersten Maximums näherungsweise folgendermaßen berechnet werden:

$$A_1 = \frac{f_1}{f_{\max}} \bar{A}_1 \quad (7.18)$$

dabei ist \bar{A}_1 die Amplitude des ersten Maximums für den Fall, daß die Schallschwächung nicht frequenzabhängig wäre. Mit Gleichung 7.5 ergibt sich hieraus

$$\bar{A}_1 = \frac{A_1 c_{Ri\beta}}{f_1 d} \quad (7.19)$$

Für den Fall, daß die Schallschwächung die Amplitude des ersten Maximums stark beeinflusst, muß auf der linken Seite der Beziehung in Gleichung 7.13 A_1 durch \bar{A}_1 ersetzt werden, so daß gilt:

$$\bar{A}_1 \propto \sigma_f d^2 c_{Ri\beta} \quad (7.20)$$

Mit Gleichung 7.19 ergibt sich (unter Auslassung aller Konstanten) schließlich der gesuchte Zusammenhang zwischen der Amplitude des ersten Maximums und dem Faserdurchmesser bzw. der Faserbruchspannung für den Fall, daß die frequenzabhängige Schallschwächung zu einer Angleichung der Frequenzspektren führt:

$$A_1 \propto \sigma_f d^3 \quad (7.21)$$

Vergleicht man nun die Gleichungen 7.13 und 7.21, so fällt auf, daß sich durch den Einfluß der Schallschwächung der Exponent des Faserdurchmessers von Zwei nach Drei ändert.

Damit führt die Berücksichtigung der Frequenzabhängigkeit der Schallschwächung zu einer deutlich besseren Übereinstimmung mit dem experimentell bestimmten Exponenten. Es sei an dieser Stelle darauf hingewiesen, daß eine derartige Veränderung des Exponenten immer dann auftritt, wenn das ursprüngliche Signal, auf welche Weise auch immer, tiefpaßgefiltert wird, vgl. auch Abschnitt 7.3.2.

Gleichung 7.21 beschreibt nur die Proportionalitätsbeziehung zwischen den verschiedenen Größen. Zwar kann im Experiment die Proportionalitätskonstante bestimmt werden, diese gilt dann aber nur für die hier vorliegende Werkstoffkombination Polycarbonatmatrix/Glasfaser. Daher ist eine Ableitung der Proportionalitätskonstante auf der Grundlage der Elastizitätstheorie, wie sie z. B. für den Fall eines Mikrorisses und Longitudinalwellen im elastischen Halbraum [Scruby et al. 1981] entwickelt wurde, wünschenswert. Allerdings muß zuvor für das Problem des Faserbruchs eine geeignete analytische Lösung analog zu Gleichung 7.9 gefunden werden.

Abstrahlcharakteristik

Im elastischen Halbraum kann aus der Abstrahlcharakteristik eines Schallemissionsereignisses sowohl der Typ als auch die Orientierung der Schallemissionsquelle bestimmt werden. Bei plattenförmigen Proben kann, wie oben erwähnt, die Abstrahlcharakteristik in Richtungen, die nicht parallel zur Plattenebene liegen nur mit großem experimentellem Aufwand gemessen werden. Wenn plattenförmige Proben parallel zur Plattenebene beansprucht werden, was üblicherweise der Fall ist, dann ist es sehr wahrscheinlich, daß die Schallemissionsquellen eine Vorzugsorientierung aufweisen. In solchen Fällen kann schon die zweidimensionale Abstrahlcharakteristik in der Plattenebene genügen, um auf die Orientierung und ggf. auch auf den Typ der Schallemissionsquelle schließen zu können. Im Rahmen dieser Arbeit beschränken sich die Untersuchungen auf die Abstrahlcharakteristik eines Faserbruchs, wie sie in Abschnitt 4.3.2 dargestellt wurde. Dabei war die einzig meßbare Größe die Amplitude des ersten Maximums, die dem symmetrischen Grundmode zugeordnet ist. Dieser weist ähnliche Eigenschaften wie die Longitudinalwelle des elastischen Halbraums auf, weshalb mit der Amplitude des ersten Maximums im wesentlichen die Abstrahlcharakteristik der Longitudinalwelle in der Plattenebene beschrieben wird.

Abb. 4.29 zeigt die aus der Amplitude des ersten Maximums bestimmte Abstrahlcharakteristik nach Auswertung der entfalten Daten, welche um die Winkelabhängigkeit der Sensoren korrigiert und auf die Faserbruchspannung normiert waren. Dabei ist die Faser in der 0° -Rich-

tung orientiert. Die Verbindung der Meßdaten durch eine Freihandkurve ergab eine schmetterlingsförmige Kurve, wobei die Amplituden in 0° - und 90° -Richtung jeweils minimal und in etwa 15° -Richtung maximal sind. Diese Meßdaten repräsentieren allerdings noch nicht die tatsächliche Abstrahlcharakteristik, da zuvor noch eine Korrektur um die Schallschwächung durchgeführt werden muß. Deshalb wurde basierend auf Gleichung 7.3 unter Verwendung des in Abschnitt 7.1.4 ermittelten Schallschwächungskoeffizient von $0,27$ dB/mm eine Korrektur durchgeführt, die resultierende Abstrahlcharakteristik zeigt Abb. 7.17. Dort erkennt man, daß die Abstrahlung vor allem in Faserrichtung erfolgt, während sie quer zur Faserrichtung nahezu Null ist. Im elastischen Halbraum (isotroper Werkstoff) entspricht eine derartige Abstrahlcharakteristik viel mehr einem Kräftedipol als einem Mikroriß, bei dem die Diagonalkomponenten des Momententensors und damit auch die Abstrahlung in alle Richtungen von Null verschieden ist [Wadley und Scruby 1983]. Ursache hierfür ist vermutlich weniger die Probengeometrie (Platte) als vielmehr die Tatsache, daß es sich bei den untersuchten Proben um ein mehrkomponentiges anisotropes System handelt (Polycarbonat / Glas), was den Zusammenhang zwischen den Diagonalelementen des Momententensors offensichtlich stark beeinflusst. So entspricht der Faserbruch prinzipiell einem Kräftedipol, der in eine viskoelastische Matrix mit geringer Steifigkeit eingebettet wurde. In der Literatur finden sich nur wenige Hinweise auf die Abstrahlcharakteristik eines Faserbruchs in einem mehrkomponentigen, anisotropen System. Einer dieser Hinweise findet sich bei Guo et al. [1996, 1997]. Dort wurden die Verhältnisse zwischen den Diagonalkomponenten des Momententensors (alle anderen sind Null) für den Fall des Mikroriß im Matrixmaterial mit $1 : 0,3 : 0,3$ sowie für einen Faserbruch mit $1 : 0,1 : 0,1$ angegeben. Die Berechnung der Diagonalkomponenten erfolgte dabei mittels der „body-force-equivalent theory“ [Burridge und Knopoff 1964]. Im Fall des Faserbruchs wurde dabei die ausgeprägte elastische Anisotropie des transversal isotropen Mediums (unidirektionale Faserverstärkung) zugrundegelegt. Das Ergebnis selbst unterstützt den Befund der vorliegenden Arbeit, daß die Abstrahlung in Richtung parallel zur Bruchfläche beim Faserbruch deutlich geringer ist als beim Mikroriß im homogenen Werkstoff. Ergänzend sei vermerkt, daß bei Experimenten an Glas für Oberflächenrisse eine ähnliche Abstrahlcharakteristik wie in Abb. 7.17 gezeigt gefunden wurde [Kim und Sachse 1986c].

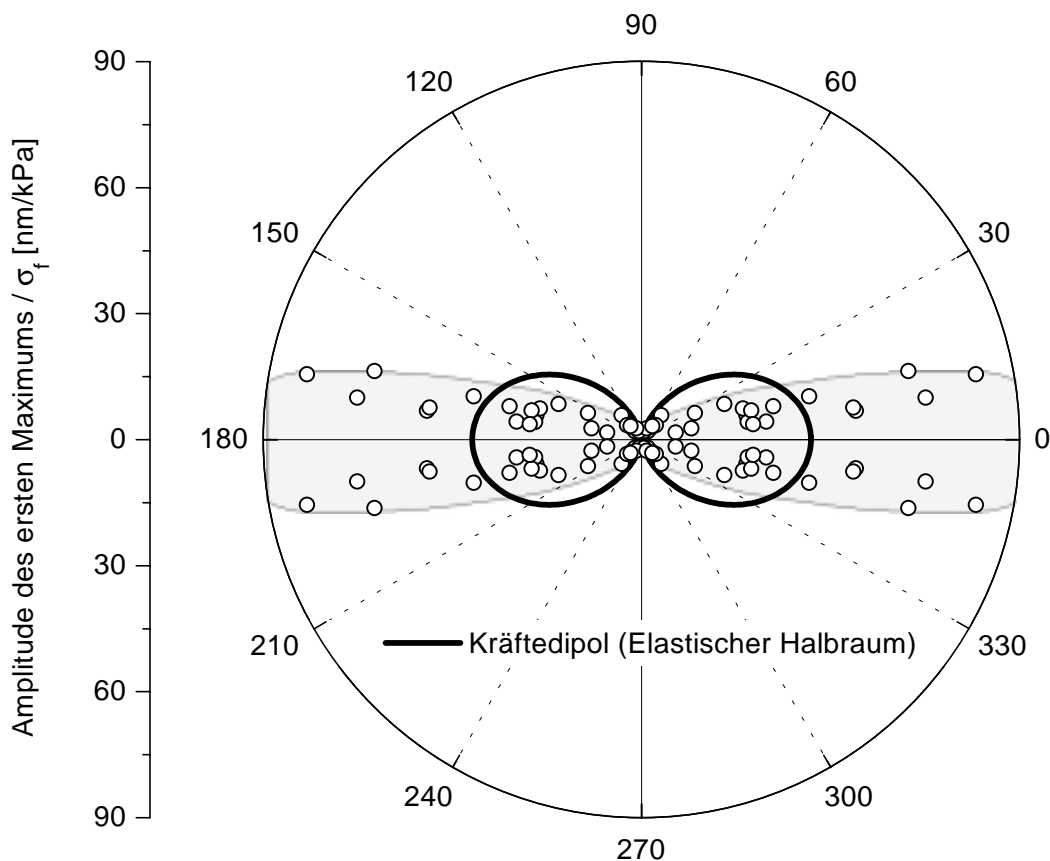


Abb. 7.17: Abstrahlcharakteristik eines Faserbruchs nach Korrektur um die Schallschwächung (Orientierung der Faserachse in 0° -Richtung und der Faserbruchfläche in 90° -Richtung). Der Streubereich, in dem sich die experimentellen Datenpunkte befinden ist hellgrau unterlegt. Zusätzlich ist die Ausgleichskurve für die Abstrahlcharakteristik einer Dipolquelle mit durchgezogener Linie eingezeichnet (Annahme: elastischer Halbraum).

Die Identifikation des Typs der Signalquelle geschieht durch Bestimmung des Momententensors. Hierfür wird neben den experimentellen Meßwerten allerdings auch die Greensche Funktion des Mediums bzw. der jeweiligen Probe benötigt. Während für den elastischen Halbraum analytische Näherungslösungen für die Greenschen Funktionen im Fernfeld existieren [Aki und Richards 1980], und daher eine Vorwärtsrechnung für verschiedene Quelltypen mit geringem Aufwand möglich ist, muß die Greensche Funktion bei Platten durch spezielle Rechenverfahren (vgl. Kapitel 2) ermittelt werden. Dabei wirkt sich nachteilig aus, daß diese Rechenverfahren mit zunehmendem Abstand von der Signalquelle ungenauer werden, und daß schon ab einem Abstand von ungefähr 10 Plattendicken die Berechnungen ausgesprochen zeitintensiv und aufwendig sind. Um dennoch die experimentellen Daten ungefähr einordnen zu können, wurde unter der Annahme, daß der Faserbruch in erster Näherung einen Kräfte-dipol darstellt, die Ausgleichskurve für die Abstrahlcharakteristik einer punktförmigen Dipolquelle im elastischen Halbraum berechnet. Nach Aki und Richards [1980] kann das Wellen-

feld eines Kräfte­dipols im Fernfeld des elastischen Halbraums als Funktion des Winkels θ (Winkel zwischen der Achse des Kräfte­dipols und der Ausbreitungsrichtung) folgendermaßen beschrieben werden:

$$u_r \propto \cos^2 \theta \quad (7.22)$$

$$u_\theta \propto \sin \theta \cos \theta \quad (7.23)$$

dabei bezeichnen u_r bzw. u_θ die jeweiligen Verschiebungskomponenten parallel (Longitudinalwelle) bzw. tangential (Scherwelle) zur betrachteten Ausbreitungsrichtung. Bei den weiteren Betrachtungen muß nur die Verschiebungskomponente parallel zur Ausbreitungsrichtung (u_r) berücksichtigt werden, da im wesentlichen nur solche Verschiebungen gemessen werden konnten. Die nach Gleichung 7.22 berechnete Ausgleichskurve ist in Abb. 7.17 mit durchgezogener Linie eingezeichnet. Dabei erkennt man, daß die Übereinstimmung mit den experimentellen Datenpunkten nur ansatzweise vorhanden ist. Eine mögliche Ursache hierfür ist die Tatsache, daß Gleichung 7.22 auf der Greenschen Funktion des elastischen Halbraums basiert, welche sich von der Greenschen Funktion einer Platte unterscheidet. Außerdem ist zu berücksichtigen, daß die Korrektur der experimentellen Daten um die Schallschwächung nur näherungsweise möglich ist (vgl. auch linke Seite Abb. 7.9) und daß mögliche Unterschiede in der Ankopplung der Sensoren nicht berücksichtigt werden konnten. Dies führt unter anderem auch dazu, daß die experimentellen Daten eine relativ breite Streuung aufweisen, weshalb eine bessere Übereinstimmung der experimentellen Daten mit dem berechneten Wellenfeld nicht unbedingt zu erwarten ist.

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß die zweidimensionale Abstrahlcharakteristik eines Faserbruchs in einer Platte eine starke Ähnlichkeit mit dem Wellenfeld eines Kräfte­dipols im elastischen Halbraum aufweist. Bemerkenswert ist dabei, daß die Abstrahlung unter 90° nahezu Null ist. Damit unterscheidet sich die Abstrahlcharakteristik eines Faserbruchs deutlich von der Abstrahlcharakteristik eines innenliegenden Mikrorisses in einem isotropen Werkstoff, wo auch unter 90° noch vergleichsweise große Verschiebungsanteile abgestrahlt werden [Wadley und Scruby 1983], während bei Oberflächenrissen in Glas eine ähnliche Abstrahlcharakteristik wie hier gefunden wurde [Kim und Sachse 1986c].

Spektralanalyse

Scruby et al. [1983] haben für den elastischen Halbraum gezeigt, daß auch die Frequenzanalyse Aufschluß über die Signalquelle geben kann. Allerdings haben sie ihre Berechnungen nur

für isotrope elastische Medien ohne Absorption durchgeführt. Wie in Abschnitt 7.1.4 gezeigt, wird bei den untersuchten Proben das Frequenzspektrum der direkten Welle ausschließlich durch die Frequenzabhängigkeit der Schallschwächung bestimmt, weshalb vom Frequenzspektrum nicht auf die Signalquelle geschlossen werden kann.

Unterscheidung von Schädigungsmechanismen

Ein wichtiges Ziel bei der praktischen Anwendung der Schallemissionsanalyse ist die Unterscheidung von verschiedenen Schädigungsmechanismen. Diese ist nur dann möglich, wenn sich die Abstrahlcharakteristiken deutlich voneinander unterscheiden, oder wenn deutliche Unterschiede in der Energiefreisetzungsrates bestehen. Dabei sind sowohl die Abstrahlcharakteristik als auch die Energiefreisetzungsrates vom jeweils untersuchten System abhängig, so daß eine Verallgemeinerung der in dieser Arbeit festgestellten Zusammenhänge nur bedingt möglich ist.

Bezüglich der Abstrahlcharakteristik sollte eine weitgehende Übertragbarkeit auf andere Faserverbundwerkstoffsysteme gewährleistet sein, sofern es sich um die Kombination von spröden Fasern (mit vergleichsweise hohem Elastizitätsmodul) mit einer duktilen Matrix handelt, da durch Haftungsunterschiede vor allem die Amplitude, und in nur geringem Maße der Momententensor beeinflusst wird. Konkret bedeutet dies, daß eine Unterscheidung zwischen Faserbruch und Faserauszug anhand der Abstrahlcharakteristik nicht möglich ist. Denn wie in Abb. 4.30 gezeigt, unterscheiden sich die Wellenformen beider Mechanismen, welche auch Reflexionen und damit auch indirekt Information über die Abstrahlcharakteristik enthalten, ausschließlich durch die Amplitude. Für eine Einschätzung, ob sich Debonding von Faserbruch anhand der Abstrahlcharakteristik unterscheiden läßt, reichen die bisher durchgeführten Versuche u. a. schon allein deshalb nicht aus, weil der Ersteinsatz bei den Debondingereignissen aufgrund des geringen Rauschabstands nur in wenigen Fällen eindeutig identifiziert werden konnte.

Hinsichtlich der maximalen Amplitude und der Amplitude des ersten Maximums können die Schädigungsmechanismen teilweise unterschieden werden. Voraussetzung hierfür ist, daß sowohl der Faserdurchmesser als auch der Ort bekannt ist, so daß z. B. eine Korrektur um die Schallschwächung möglich ist. Bei der gewählten Kombination Polycarbonat / Glasfaser besitzt ein Faserauszug eine um ca. 26 dB geringere Amplitude als ein Faserbruch (vgl. Abb. 4.30). Schallemissionen von Debonding und Matrixplastizität besitzen eine relativ breite Amplitudenverteilung, was daraus hervorgeht, daß sie teilweise nicht erfaßt werden konnten,

obwohl im Mikroskop eine Schädigung beobachtet wurde (vgl. Abschnitte 4.4.2 und 4.4.3). Außerdem tritt beim Debonding nicht nur während der Lastaufbringung, sondern auch während der Haltephasen Schallemission auf (vgl. Abb. 4.31), was ein deutlicher Hinweis darauf ist, daß die Enthftung unterkritisch und damit quasi-kontinuierlich erfolgt.

Zusammenfassung und Schlußfolgerungen

Bei den in dieser Arbeit untersuchten Einzelfaser-Modellproben wurde fast ausschließlich der symmetrische Grundmode der Plattenwellen angeregt. Außerdem konnte gezeigt werden, daß die Amplitude der ersten Halbschwingung mit dem symmetrischen Grundmode gekoppelt ist, welcher eng mit dem Longitudinalwellenmode des elastischen Halbraums verwandt ist. Basierend auf diesen Erkenntnissen wurde für den Faserbruch eine auf der Elastodynamik basierende Auswertung der Wellenformen durchgeführt. Nachdem der Einfluß der Schallschwächung in geeigneter Weise berücksichtigt wurde, ergab sich dabei eine gute Übereinstimmung mit dem für Mikrorisse im elastischen Halbraum gültigen Zusammenhang zwischen der Amplitude des longitudinalen Wellenmodes, der Bruchspannung und der Bruchfläche (vgl. die Gleichungen 7.14 und 7.21). Des weiteren zeigte sich, daß die Abstrahlcharakteristik des Faserbruchs mehr mit der eines Kräftedipols und nur sehr schlecht mit der eines innenliegenden Mikrorisses im homogenen Medium übereinstimmt. Offenbar führen die Inhomogenität und die elastische Anisotropie in der näheren Umgebung um die Faser bzw. um den Faserbruch zu einer deutlichen Veränderung in der Abstrahlcharakteristik verglichen mit einem Mikroriß in einem isotropen Werkstoff.

Basierend auf den zuvor genannten Ergebnissen kann geschlossen werden, daß auch bei plattenförmigen Proben prinzipiell eine Charakterisierung der Schallemissionsquelle mittels (zweidimensionaler) Momententensorinversion möglich ist. Allerdings muß einschränkend hinzugefügt werden, daß die vorstehenden Ergebnisse streng genommen nur dann angewandt werden dürfen, wenn sich die Schallemissionsquelle in der Mitte der Plattenebene befindet. Bei der Übertragung dieser Ergebnisse auf ähnliche plattenförmige Proben sind folgende Punkte zu bedenken:

- (1) Bei gleicher Schallschwächung treten mit zunehmender Plattendicke zunehmend mehr Wellenmoden auf. Ebenso nimmt die Zahl der möglichen Wellenmoden zu, wenn die intrinsische Schallschwächung des Werkstoffs abnimmt. Falls in diesen Fällen höhere Wellenmoden angeregt werden, wird der Zusammenhang zwischen Schallemissionsquelle und Wellenform komplizierter.

- (2) Wenn der untersuchte Werkstoff eine ähnliche oder eine höhere intrinsische Schallschwächung wie Polycarbonat besitzt, dann müssen die Wellenformen bzw. Amplitudenwerte um die Schallschwächung korrigiert werden. Diese Korrektur ist jedoch nur näherungsweise möglich, weshalb bei der Quellencharakterisierung relativ große Fehler auftreten können.
- (3) In anwendungsnahen Faserverbundwerkstoffen betragen die größten Faserdurchmesser ca. 100 μm . Des Weiteren werden zur Verstärkung überwiegend keramische Fasern verwendet, bei denen die Rißausbreitungsgeschwindigkeit üblicherweise 1500 m/s oder mehr beträgt. Gemäß Gleichung 7.5 berechnet sich damit die obere Frequenzgrenze des Spektrums eines Faserbruchereignisses an der Signalquelle zu mindestens 15 MHz. Für einen bei Anwendungen üblichen Faserdurchmesser von 10 μm ergibt sich sogar eine Frequenzgrenze von 150 MHz. Derart hohe Frequenzen werden aber auch bei relativ schwach absorbierenden Werkstoffen vergleichsweise stark herausgefiltert. Außerdem existiert derzeit kein Meßsystem mit einer so großen Bandbreite. Daher gibt die Spektralanalyse bei anwendungsnahen Faserverbundwerkstoffen selbst dann keinen Aufschluß über die Signalquelle, wenn Teile der Wellenform bestimmten Moden zugeordnet werden können.

7.3.2 Quellencharakterisierung bei den Standarddruckproben (MMCs)

Wie in Abschnitt 7.2.2 gezeigt, treten bei den Standarddruckproben nur die Moden des elastischen Halbraums auf. Dabei konnten die Wellenformen dahingehend unterschieden werden, ob sich der zugehörige Sensor nahe am Epizentrum befand oder weit entfernt davon. Insofern liefert die Wellenform einen Hinweis auf die mögliche Höhenlage der Schallemissionsquelle.

Für eine genauere Analyse der Wellenformen sind Parameterstudien im Sinne einer Vorwärtsbetrachtung hilfreich, da hierdurch geklärt werden kann, wie sich eine gezielte Variation einzelner Größen der Signalquelle auf die Wellenform auswirkt. Von mehreren Autoren liegen derartige Vorwärtsbetrachtungen für verschiedene Matrixwerkstoffe und Signalquellen vor [Ceranoglu und Pao 1981, Scruby et al. 1983, Fang 1997], wobei der Einfluß des Meßsystems allerdings nicht berücksichtigt wird. Dieser spielt jedoch in der vorliegenden Arbeit eine wesentliche Rolle, wie in Abschnitt 7.2.4 gezeigt werden konnte. Deshalb konzentriert sich die hier durchgeführte Parameterstudie auf den Einfluß des Meßsystems. Als Vorlage dienten

die von Scruby et al. [1983] berechneten epizentrischen Wellenformen¹. Dabei war es von Vorteil, daß in der Arbeit von Scruby et al. [1983] sowohl verschiedene Arten von Signalquellen als auch die generelle Abhängigkeit der Amplituden der einzelnen Moden von der Tiefenlage und dem Durchmesser der Signalquelle untersucht wurden. Hierdurch war es möglich, Wellenformen für nahezu beliebige Quellparameter zu berechnen. Um den Bezug zur Meßwirklichkeit herzustellen, wurden die Wellenformen anschließend mit der Charakteristik des Meßsystems gefaltet. Hierzu wurden die berechneten Wellenformen mit einer Frequenz von 10 GHz nachabgetastet und auf insgesamt 2^{19} Punkte verlängert (dies entspricht einer Zeitspanne von 52,4 μ s), indem an das bestehende Signal eine linear auf Null abfallende Rampe angehängt wurde. Dadurch war gewährleistet, daß bei der Faltung keine Randeffekte auftreten. Anschließend wurden die Signale mit der Charakteristik desjenigen Meßsystems gefaltet, das die größte Bandbreite besitzt (Sensor B1025-A, Vorverstärker PA2040GA +40 dB, Hauptverstärkungseinheit F4012 +21+0 dB).

Zunächst wurde für einen parallel zur Probenoberfläche liegenden Mikroriß mit einem Durchmesser von 3,6 μ m der Abstand zur Probenoberfläche, nachfolgend auch Tiefenlage genannt, variiert. Abb. 7.18 zeigt im linken Diagramm die berechneten Oberflächenverschiebungen im Epizentrum. Mit zunehmendem Abstand von der Oberfläche vergrößert sich aufgrund der unterschiedlichen Schallgeschwindigkeiten der Abstand zwischen den Impulsen der Longitudinal- (P) und der Scherwelle (S, vgl. auch die Pfeile im Diagramm), gleichzeitig nimmt die Breite des Scherwellenimpulses zu. Da die geometrische Schallschwächung für beiden Moden verschieden ist [vgl. Scruby et al. 1983], ändern sich außerdem die Impulshöhen relativ zueinander. Das rechte Diagramm in Abb. 7.18 zeigt die im linken Diagramm abgebildeten Wellenformen nach zusätzlicher Faltung mit dem Meßsystem. Aufgrund der begrenzten Bandbreite wirkt das Meßsystem wie ein Tiefpaßfilter, was zum einen zu einer deutlichen Verbreiterung der Impulse führt. Zum anderen wird hierdurch die Amplitude des hochfrequenten Impulses der Longitudinalwelle (P) deutlich stärker verringert. Bei hinreichend großem zeitlichen Abstand zwischen den Impulsen können die beiden Wellenmoden auch nach der Faltung mit dem Meßsystem unterschieden werden.

¹ Die von Scruby et al. [1983] durchgeführten Berechnungen basieren auf den Kennwerten von Aluminium, wobei zur einfacheren Berechnung die Querkontraktion Null gesetzt wurde.

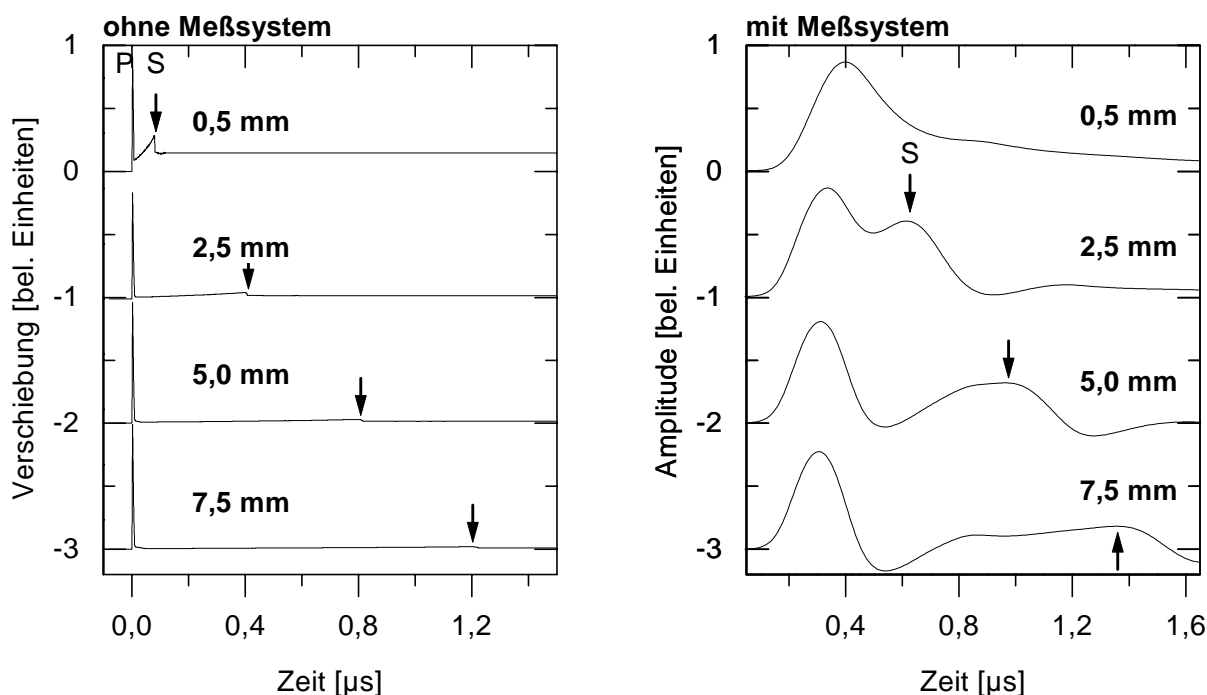


Abb. 7.18: Berechnete Oberflächenverschiebungen im Epizentrum bei idealem Meßsystem (linkes Diagramm) und nach Faltung mit dem Meßsystem (rechtes Diagramm) für verschiedene Tiefenlagen eines parallel zur Oberfläche liegenden Mikroriß (Impulsdauer 3 ns, d.h. Rißdurchmesser ca. $3,6 \mu\text{m}$). Die einzelnen Wellenformen sind zur besseren Übersichtlichkeit um je eine Amplitudeneinheit gegeneinander verschoben. Meßsystem: Sensor B1025-A, Vorverstärker PA2040GA (+40 dB) und Hauptverstärker F4012 (+21+0 dB).

Für einen 2,5 mm parallel unter der Oberfläche liegenden Mikroriß zeigt das linke Diagramm in Abb. 7.19 die berechneten Oberflächenverschiebungen für verschiedene Rißdurchmesser. Dabei wird deutlich, daß die Dauer des Longitudinalwellenimpuls (P) mit zunehmendem Rißdurchmesser zunimmt, während sie beim Scherwellenimpuls (S) nahezu konstant bleibt. Gleichzeitig führt die Impulsverbreiterung des Longitudinalwellenimpuls dazu, daß dessen Amplitude relativ zur Amplitude des Scherwellenimpuls abnimmt. Nach der Faltung mit dem Meßsystem (vgl. rechtes Diagramm in Abb. 7.19) kommt es wie bei der vorausgegangenen Berechnung zu einer Impulsverbreiterung. Dabei bewirkt eine Überlagerung der Impulse vor der Faltung auch eine Überlagerung nach der Faltung, weshalb eine Unterscheidung der beiden Moden mit zunehmendem Rißdurchmesser schwieriger wird.

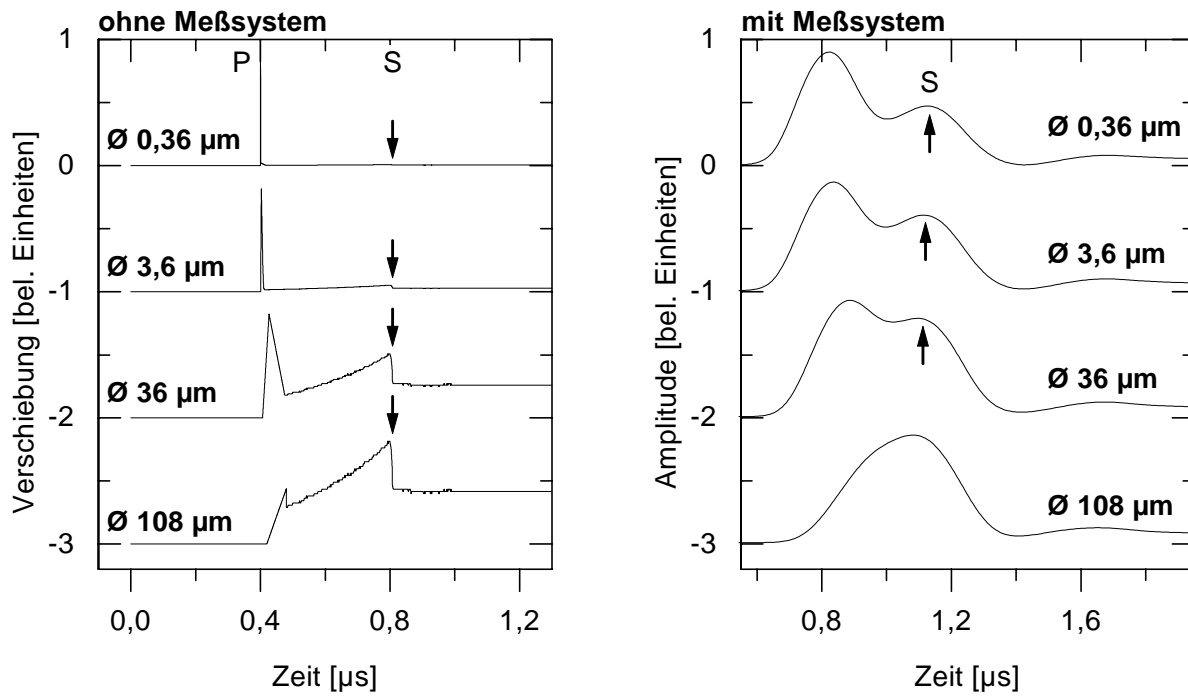


Abb. 7.19: Wie Abb. 7.18, jedoch Variation des Durchmessers der Signalquelle (0,36 µm bis 108 µm) bei konstanter Tiefenlage (2,5 mm).

Bei der in den Abb. 7.18 und Abb. 7.19 gewählten Darstellung wurden die Amplituden der Wellenformen so skaliert, daß das Maximum jeweils einen Wert von ungefähr Eins besitzt. Betrachtet man jedoch die absoluten Amplitudenwerte, so ergibt sich eine starke Abhängigkeit sowohl von der Tiefenlage als auch vom Rißdurchmesser. Abb. 7.20 zeigt die Maximalamplituden der Longitudinalwellenimpulse in Abhängigkeit vom Rißdurchmesser (linkes Diagramm) und von der Tiefenlage (rechtes Diagramm) in doppeltlogarithmischer Auftragung. Aus der Steigung können dann die jeweils gültigen Zusammenhänge abgeleitet werden. Für die berechneten Wellenformen (ohne Faltung mit dem Meßsystem) erhält man die der Berechnung zugrunde liegende Beziehung zwischen der Amplitude A_L des Longitudinalwellenimpulses einerseits und dem Rißdurchmesser d sowie der Tiefenlage s andererseits:

$$A_L \propto \frac{d^2}{s} \quad (7.24)$$

Durch die Faltung mit der Charakteristik des Meßsystems, welche im wesentlichen einer Tiefpaßfilterung entspricht, nimmt die Amplitude des Longitudinalwellenimpulses mit abnehmender Rißgröße (und damit auch abnehmender Impulsdauer) vergleichsweise stärker ab. Der Exponent des Durchmessers liegt wie im Fall der Modellproben (vgl. den vorhergehenden Abschnitt 7.3.1), wo die Tiefpaßfilterung durch die frequenzabhängige Schallschwächung verursacht wird, nahe bei Drei. Außerdem wird durch die Faltung mit dem Meßsystem auch die

Abhängigkeit der Amplitude von der Tiefenlage beeinflusst, wobei bei geringen Abständen zur Oberfläche vergleichsweise höhere Amplituden auftreten. Die Ursache hierfür ist die zunehmende Überlagerung der beiden Moden mit abnehmendem Abstand zur Oberfläche, weshalb bei geringer Tiefenlage selbst dann schon eine Überlagerung der Amplitudenanteile der beiden Moden gemessen wird, wenn deren Maxima noch unterschieden werden können, vgl. auch Abb. 7.18. Bei Berücksichtigung des Meßsystems wird daher aus Gleichung 7.24:

$$A_L \propto \frac{d^{2,82}}{s^{1,69}} \quad (7.25)$$

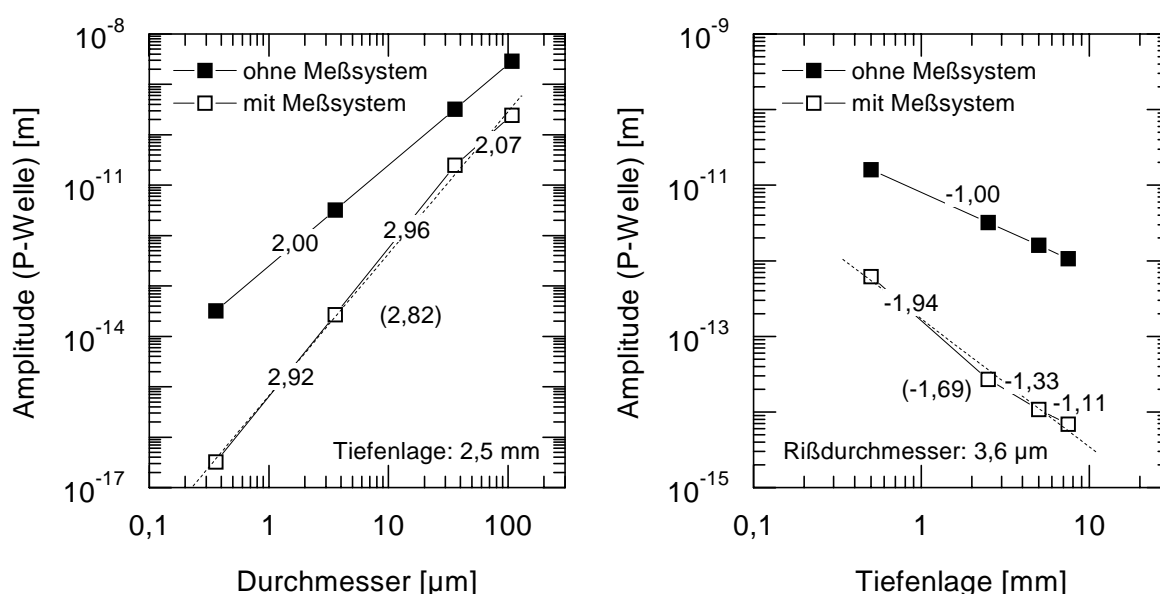


Abb. 7.20: Berechnete Amplituden der Longitudinalwelle (P-Welle) im Epizentrum in Abhängigkeit vom Durchmesser des Mikroriß (linkes Diagramm) und seiner Tiefenlage (rechtes Diagramm) jeweils ohne und mit Faltung mit der Charakteristik des Meßsystems.

Ein weiterer wichtiger Aspekt der Vorwärtsbetrachtungen war die Frage, wie sich die Orientierung und die Art der Signalquelle auf die Wellenform auswirkt. Abb. 7.21 zeigt die entsprechenden Berechnungen, die angegebenen Orientierungswinkel beziehen sich auf den Winkel zwischen Bruchfläche und Oberfläche. Bei gleicher Tiefenlage und Impulsdauer bestimmen Art und Orientierung der Signalquelle das Amplitudenverhältnis zwischen den beiden Moden. Dabei ist die Amplitude des Scherwellenimpulses beim Mikroriß unter 60° nahezu Null und unter 90° negativ. Die Darstellung der Wellenformen des Scherbruchs bezieht sich auf Druckbeanspruchung. Die Wellenformen des Scherbruchs unter Zugbeanspruchung unterscheiden sich hiervon bei gleicher Orientierung nur durch das Vorzeichen.

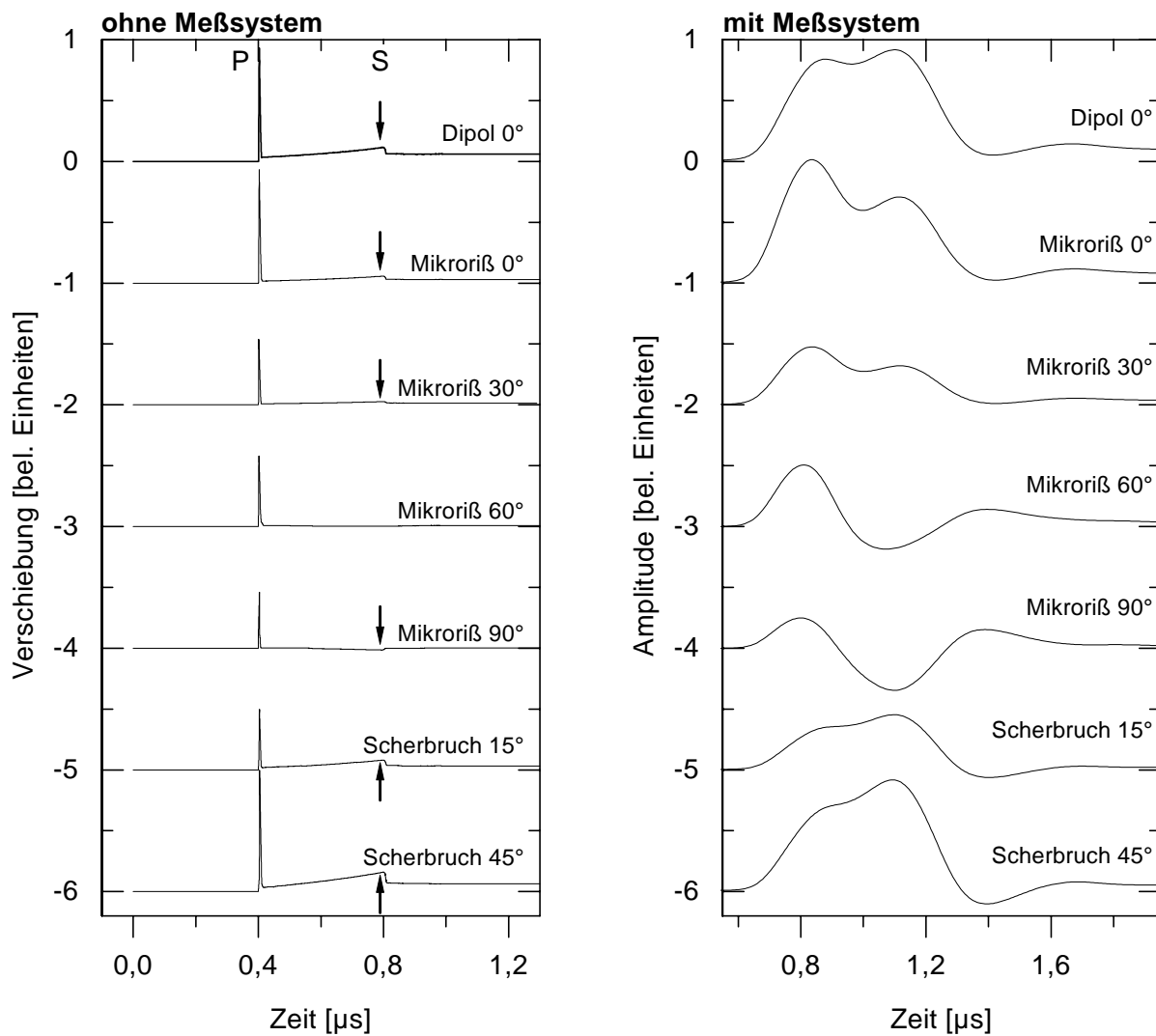


Abb. 7.21: Wie Abb. 7.18, jedoch Variation des Typs und der Orientierung der Signalquelle bei konstanter Tiefenlage (2,5 mm) und Impulsdauer (3 ns). Die Orientierungswinkel geben jeweils die Lage der Bruchfläche relativ zur Oberfläche an.

Es stellt sich nun die Frage, wie die Signalquelle basierend auf diesen Erkenntnissen charakterisiert werden kann. Zunächst ist festzustellen, daß die epizentrischen Wellenformen durch die Bandbreite des Meßsystems zwar beeinträchtigt werden. Trotzdem ist zumindest für größere Tiefenlagen eine Unterscheidung der verschiedenen Moden möglich. Die Bestimmung der Art der Signalquelle anhand von nur zwei oder ggf. vier epizentrischen Wellenformen ist nicht immer möglich. So sind insbesondere Mikroriß und Dipolquelle (welche eher dem Bruch einer Verstärkungsphase entspricht als der Mikroriß) schwer zu unterscheiden. Beim Scherbruch hingegen tritt unter bestimmten Orientierungen auch ein negativer Longitudinalwellenimpuls auf, weshalb eine bevorzugte Schädigung durch Scherbrüche auch als solche erkannt werden sollte. Ist hingegen die Art der Signalquelle bekannt, so kann aus der Wellenform durchaus auf die Tiefenlage und die Größe der Signalquelle geschlossen werden. Die Tiefen-

lage s kann dabei aus dem zeitlichen Abstand Δt zwischen den Maxima der beiden Moden gemäß folgender Gleichung bestimmt werden:

$$s = \frac{\Delta t \cdot c_2 \cdot c_1}{(c_1 - c_2)} \quad (7.26)$$

Ergänzend hierzu kann bei symmetrischer Sensoranordnung zusätzlich eine eindimensionale Ortung durchgeführt werden. Zumindest im Fall des Mikroriß ist die Amplitude des Longitudinalwellenimpulses nur in vergleichsweise geringem Maße von der Orientierung abhängig (maximal Faktor 4).

Bei den bisher gezeigten Berechnungen wurde von einer konstanten Bruchspannung von 1,67 GPa ausgegangen [vgl. Scruby et al. 1983], während die Bruchspannungen im Experiment einer Weibull-Verteilung gehorchen. Trotzdem kann mit einer gewissen Unsicherheit anhand der Gleichungen 7.24 bzw. 7.25 bei bekannter Tiefenlage aus der Amplitudes des Longitudinalwellenimpulses der Rißdurchmesser ermittelt werden (vgl. auch Abb. 7.22). Da die meisten Werte für die Bruchspannungen sich nur um maximal eine Größenordnung unterscheiden, und die Amplitude selbst proportional der Bruchspannung ist (vgl. Gleichung. 7.12), beträgt die Unsicherheit bei der Bestimmung des Rißdurchmessers nur etwa einen Faktor 2,2. Als Beispiel für eine derartige Auswertung wurde an vier der in Abb. 5.8 gezeigten Schallemissionsereignisse eine derartige Auswertung durchgeführt. Das Ergebnis in Tab. 7.3 zeigt, daß die Tiefenlage für nicht zu kleine Tiefenlagen (> 1 mm) mit noch ausreichender Genauigkeit bestimmt werden konnte. Außerdem liegen die Ergebnisse für die

Signal [Nr.]	Tiefenlage aus 1D-Ortung [mm]	Tiefenlage aus Laufzeitunter- schied der Moden [mm]	Amplitude [10^{-14} m]	Rißdurchmesser [μm]
3005 (1)	$3,47 \pm 0,8$	$3,3 \pm 1,1$	4,13	4
3005 (2)	$4,53 \pm 0,8$	$3,8 \pm 1,1$	3,15	4
4015 (1)	$2,95 \pm 0,8$	$3,8 \pm 1,1$	7,5	6
4015 (2)	$5,05 \pm 0,8$	$5,2 \pm 1,1$	6,1	6
4125 (1)	$0,05 \pm 0,8$	-	15	1-4
4125 (2)	$7,95 \pm 0,8$	$8,7 \pm 1,1$	7,2	9
344 (1)	$0,05 \pm 0,8$	-	16	1-4
344 (2)	$7,95 \pm 0,8$	$8,7 \pm 1,1$	5,7	8

Tab. 7.3: Bestimmung des Rißdurchmessers für ausgewählte Schallemissionsereignisse beim Druckversuch an M124 anhand der Wellenform gemäß Gleichung 7.25.

Rißdurchmesser in der richtigen Größenordnung. Daraus kann geschlossen werden, daß der Bruch spröder Ausscheidungen in einer duktilen Matrix mit dem zugrunde liegenden Modell des Mikrorisses in erster Näherung ausreichend beschrieben wird. Darüber hinaus kann in Diagrammen mit Linien konstanter Amplitude als Funktion des Rißdurchmessers und der Tiefenlage (vgl. Abb. 7.22) festgestellt werden, bis zu welcher maximalen Rißtiefe bzw. bis zu welchem minimalen Rißdurchmesser die Schallemissionsereignisse unter Annahme einer konstanten Bruchspannung noch erfaßt werden können.

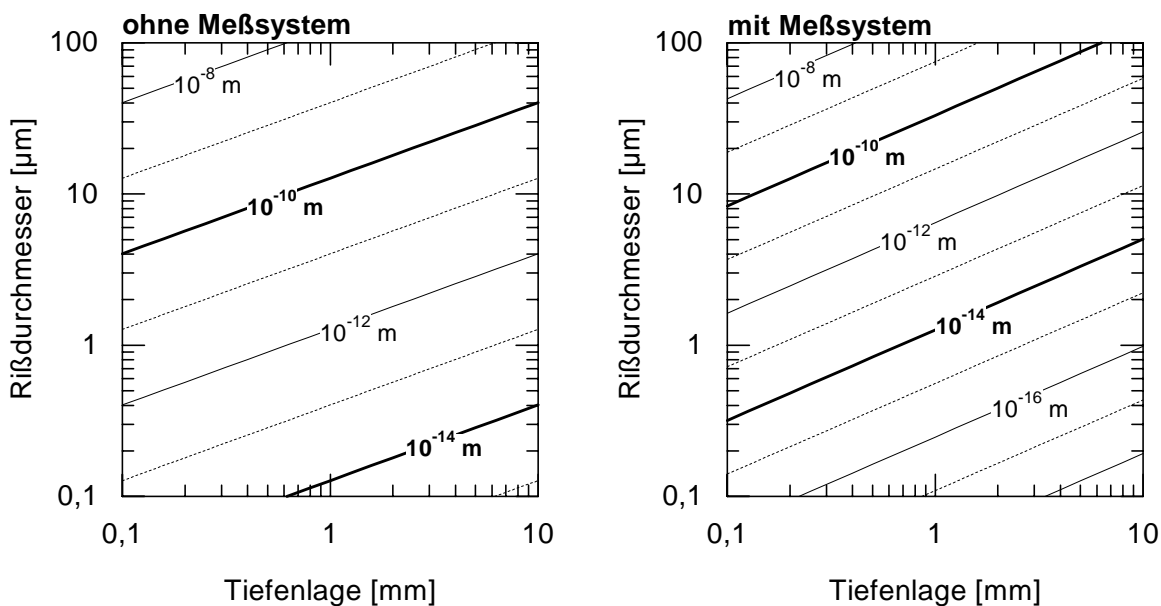


Abb. 7.22: Linien konstanter Amplitude (Longitudinalwelle) als Funktion des Rißdurchmessers und der Tiefenlage für einen parallel zur Oberfläche orientierten Mikroriß in Aluminium (konstante Bruchspannung = 1,67 GPa): linkes Diagramm ohne Faltung (Gleichung 7.24) und rechtes Diagramm nach Faltung mit der Charakteristik des Meßsystems (Gleichung 7.25).

Zusammenfassung und Schlußfolgerungen

Mit einer Parameterstudie in Form einer Vorwärtsrechnung konnte am Beispiel der epizentrischen Sensorposition gezeigt werden, daß sich die begrenzte Bandbreite der derzeit üblichen Meßsysteme entscheidend auf die Wellenform in Form einer Impulsverbreiterung auswirkt. Trotzdem können aber die Impulse der einzelnen Moden bei nicht zu geringer Tiefenlage unterschieden und ausgewertet werden. Bei epizentrischer Sensorposition kann die Tiefenlage neben der herkömmlichen Ortung auch aus dem Laufzeitunterschied der Moden bestimmt werden, so daß dann unter Annahme einer Bruchspannung aus der Amplitude des Longitudinalwellenmodes auf die Impulsdauer bzw. den Rißdurchmesser geschlossen werden. Zukünftige Untersuchungen müssen zeigen, ob auch für nichtepizentrische Sensorpositionen zu-

mindest im elastischen Halbraum eine eindeutige Beziehung zwischen der Amplitude der einzelnen Impulse und der Charakteristika der Schallemissionsquelle existieren. Derartige Vorwärtsrechnungen könnten z. B. aufbauend auf der Arbeit von Fang [1997] durchgeführt werden. Eine Berücksichtigung der Reflexionen von den Probenrändern erscheint aufgrund des geringen Verhältnis zwischen Länge und Durchmesser bei den Druckproben nicht erforderlich. Auf der experimentellen Seite bietet es sich an, mit linienförmigen Sensor-Arrays entlang der Probenachse und mit Sensoren mit kleiner Apertur bzw. kleinem Durchmesser zu arbeiten. Dadurch wäre gewährleistet, daß sich zumindest einer der Sensoren in der Nähe des Epizentrums befindet, so daß eine Quellencharakterisierung basierend auf der oben durchgeführten Auswertung möglich ist.

7.3.3 Quellencharakterisierung bei den Standardzugproben (MMCs)

Wie in Abschnitt 7.2.1 gezeigt, kommt es in den Zugproben zur Ausbildung von geführten Wellen, so daß bei den Sensorpositionen an den Probenschultern ausschließlich die verschiedenen Stabwellenmoden auftreten. Dabei können aufgrund der Sensoranordnung der symmetrische und antisymmetrische Anteil voneinander getrennt werden. Damit war es möglich, eine eindimensionale modenbezogene Ortung durchzuführen (vgl. Abschnitt 3.4.2). Nachfolgend sollen die Möglichkeiten und Grenzen der weiteren Quellencharakterisierung am Beispiel eines senkrecht zur Beanspruchungsrichtung orientierten Faserbruchs diskutiert werden.

Analog zu den Überlegungen in Abschnitt 7.3.1 kann auch zwischen der Amplitude des symmetrischen Grundmodes einerseits dem Faserdurchmesser sowie der Faserbruchspannung andererseits ein Zusammenhang abgeleitet werden, wobei die durch das Meßsystem verursachte Tiefpaßfilterung (vgl. Abschnitt 7.3.2) zu berücksichtigen ist. Solange die Faserbrüche alle auf der Probenachse liegen (z. B. Einzelfaserprobe), könnte bei bekannter Bruchspannung auf den Faserdurchmesser geschlossen werden. Wenn die Fasern jedoch wie bei den untersuchten MMC-Werkstoffen im ganzen Probenvolumen verteilt sind, ist eine derartige Korrelation nicht mehr möglich. Huang [1998] hat für den Fall der Platte gezeigt, daß die Amplitude des symmetrischen Grundmodes bei einer Anregung parallel zur Plattenebene auch vom Abstand der Signalquelle zur Plattenoberfläche abhängt. Übertragen auf Stabwellen bedeutet dies, daß auch die Amplitude des symmetrischen Grundmodes der Stabwellen vom Abstand der Signalquelle zur Stabachse abhängt. Daß diese Vermutung nicht unbegründet ist, zeigt eine Untersuchung an Wellenformen des Zugversuchs an Al-Al₂O_{3f} (Fasern parallel zur Probenlängsachse), einem Werkstoff, bei dem nur sehr geringe Schwankungen des Faserdurchmes-

sers auftreten. Dabei wurden drei Wellenformen ausgewählt, welche hinsichtlich der äußeren anliegenden Spannung und der Lage entlang der Probenachse nur geringe Unterschiede aufweisen. Die Amplituden sowie die anderen zu diesen Schallemissionsereignissen gehörenden Meßwerte zeigt Tab. 7.4. Wie man sieht, treten trotz sonst konstanter Parameter erhebliche Amplitudenunterschiede auf, welche möglicherweise auf den unterschiedlichen Abstand der Schallemissionsquellen von der Probenachse zurückzuführen sind. Zusammenfassend kann gesagt werden, daß eine über die Ortung hinausgehende Quellencharakterisierung bei Auftreten von Stabwellen derzeit nicht möglich ist. Ziel weiterer Untersuchungen muß es sein, den Einfluß des Abstands zwischen Schallemissionsquelle und Stabachse genauer zu untersuchen.

SE-Ereignis	x-Position [mm] (vgl. Abb. 5.44)	äußere Spannung [MPa]	Amplitude des ersten Maximums des symmetrischen Mode (nach Verstärkung) [mV]
6401	11,14	492	494 ± 6
6501	12,50	492	306 ± 5
6601	11,69	495	154 ± 46

Tab. 7.4: Meßwerte von ausgewählten Schallemissionsereignissen beim Zugversuch an Al-Al₂O_{3f}. Die Schallemissionsquellen unterscheiden sich durch die Entfernung von der Probenachse.

7.4 Charakterisierung der Schädigungsverläufe bei der Verformung von Metallmatrix-Verbundwerkstoffen

7.4.1 Aussagekraft und Vergleichbarkeit der Schallemissionsmessungen

Bevor die einzelnen Schallemissionsmessungen in den nachfolgenden Abschnitten im Detail besprochen werden, müssen noch zwei Fragen geklärt werden:

- (1) Kommt die gemessene Schallemission ausschließlich aus der Probe, oder werden die Schallemissionsmessungen durch äußere Störungen beeinträchtigt?
- (2) Wird die Schallemission, die durch die Schädigung verursacht wird, auch vollständig erfaßt? Mit der Beantwortung dieser Frage entscheidet sich, inwieweit die Absolutwerte der Meßdaten miteinander verglichen werden dürfen.

Der Einfluß der äußeren Störung wurde in Abschnitt 5.2.1 dargestellt. Dabei hat sich gezeigt, daß mit einer Ausnahme der Einfluß der Störsignale vernachlässigt werden kann. Im einzigen Versuch, in dem Störsignale das Meßergebnis verfälschten, wurden die Störsignale herausge-

filtert. Daher kann bei allen Untersuchungen davon ausgegangen werden, daß die gemessene Schallemission von mikromechanischen Prozessen in der Probe verursacht wurde.

Da bei den Druckversuchen an AA1050, AA6061 und 115CrV3-Stahl mit dem hier verwendeten Meßsystem keine durch Versetzungsbewegung induzierte Schallemission erfaßt werden konnte, ist zu vermuten, daß dies auch bei den anderen untersuchten Werkstoffen der Fall war und die gemessene Schallemission auf andere mikromechanische Vorgänge zurückzuführen ist.

Die Beantwortung der Frage, ob mit der Schallemissionsmessung die Schädigung vollständig erfaßt wird, ist nicht nur im Hinblick auf den quantitativen Vergleich verschiedener Messungen von Bedeutung, sondern auch für die Aussagekraft ganz allgemein. Bevor auf die einzelnen Einflüsse im Detail eingegangen wird, ist festzustellen, daß der Rauschabstand und damit das Niveau der Signalamplituden für alle Versuche ungefähr identisch war, vgl. auch Abb. 5.10 sowie Abb. 5.4 und die Abb. F.1 bis Abb. F.4. Dies ist deshalb von Bedeutung, weil damit die Übertragbarkeit der ausschließlich am Werkstoff M124 durchgeführten Untersuchungen über den Einfluß der Randbedingungen bei der Erfassung der Schallemission (Abschnitte 5.2.2 und 5.2.3) sichergestellt ist. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen zeigen, daß die einzelnen Schallemissionsereignisse bei der Verwendung mehrerer Sensoren nicht immer an allen Sensoren gleichzeitig über der Triggerschwelle lagen. Außerdem wurden bei der Verwendung eines empfindlicheren Sensors deutlich mehr Schallemissionsereignisse erfaßt. Daraus kann geschlossen werden, daß die Schädigung durch die Schallemissionsmessungen nur teilweise erfaßt wurde. Dies bedeutet, daß vorzugsweise Ereignisse mit höherer Energiefreisetzungsrate registriert werden, wobei hiervon aufgrund der Schallschwächung wiederum Ereignisse aus der näheren Umgebung des Sensors bevorzugt werden. In den Druckversuchen kommt es zusätzlich mit zunehmender Verformung zu einer Verschlechterung der Ankopplung der Sensoren (Ausknicken bzw. Ausbauchen), und damit auch zu einer Abnahme der Empfindlichkeit der Meßkette, vgl. Abb. 5.19. Bei den vorliegenden Versuchen ist dieser Einfluß vor allem bei den Druckproben der Werkstoffe AA1050, Al-Al₂O_{3f} quer (2) und M124-Saffil von Bedeutung (vgl. Abb. 5.21 und Abb. 5.22), da dort vergleichbare Oberflächenkrümmungen wie bei der Referenzprobe (Abb. 5.19) auftraten. Bei den anderen Proben hingegen spielt dieser Einfluß nur eine untergeordnete Rolle, da dort die Oberflächenkrümmungen deutlich geringer waren.

Die Aussagekraft und die Vergleichbarkeit der Schallemissionsmessungen stellt sich damit wie folgt dar:

- (1) In jedem Fall wurde in den vorliegenden Versuchen nur ein Teil der Schädigung erfaßt, weshalb eine absolute Skalierung nicht möglich ist. Daher dürfen die Dehnungs-SE-Raten nur halbquantitativ miteinander verglichen werden.
- (2) Sofern die Ereignisse an der Signalquelle unterschiedliche Amplituden besaßen, wurden Ereignisse mit geringer Amplitude nicht oder nur zu einem geringeren Teil registriert. Wenn sich dann die Amplitudenverteilung der Ereignisse während des Versuchs ändert, wird der Schädigungsverlauf durch die Schallemissionsmessungen verzerrt dargestellt.
- (3) Beim Vergleich zwischen Zug- und Druckversuchen ist zu beachten, daß im Zugversuch ein geringerer Anteil der Schädigung erfaßt wird (vgl. Abb. 5.24). Außerdem sind Unterschiede in der Amplitudenverteilung der registrierten Schallemissionsereignisse möglich (Amplitude an der Signalquelle), wodurch der halbquantitative Vergleich beeinträchtigt wird.

7.4.2 Die partikelverstärkte Aluminiumlegierung (6061-SiC_p)

Identifikation der Quellmechanismen

Prinzipiell tritt bei der Verformung von Metallen und Legierungen Schallemission auf, welche durch Versetzungsbewegung oder Bruch bzw. Ablösung von Ausscheidungen verursacht wird. Für Zugversuche an der hier vorliegenden Legierung AA6061 wird sowohl von Kennedy [1985] als auch von Cousland und Scala [1984] von einer Schallemissionsaktivität berichtet, welche in beiden Fällen auf den Bruch von Ausscheidungen zurückgeführt wurde. In den ebenfalls von Cousland und Scala [1984] durchgeführten Druckversuchen wurde keine meßbare Schallemission registriert. Dies ist zunächst widersprüchlich, da die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit zeigen, daß es auch unter Druckbeanspruchung zum Bruch spröder Gefügebestandteile kommen kann (vgl. Werkstoff M124). Möglicherweise ist jedoch die vergleichsweise geringe Größe oder die Form der Ausscheidungen dafür verantwortlich, daß die Ausscheidungen bei äußerer Druckbeanspruchung nicht brechen. Wie in Abschnitt 5.2.1 beschrieben, wurden in der vorliegenden Arbeit beim Zugversuch an der Matrixlegierung AA6061 nur wenige Schallemissionsereignisse registriert, die alle auf äußere Störungen zurückzuführen waren. Des weiteren trat auch im Druckversuch keine meßbare Schallemission auf. Daraus kann geschlossen werden, daß das in dieser Arbeit verwendete Meßsystem zu unempfindlich ist, um die bei der Verformung der Matrixlegierung auftretende Schallemission (Versetzungsbewegung, Bruch und Debonding von Ausscheidungen) zu registrieren. Dieselbe Ursache

dürfte auch bei Niklas [1994] der Grund dafür gewesen sein, daß beim Zugversuch an AA6061 keine meßbare Schallemission registriert wurde. Im Endeffekt bedeutet dies, daß die am Verbundwerkstoff $6061-SiC_p$ gemessene Schallemission ausschließlich durch Mechanismen zustande kommt, an denen die SiC-Teilchen ursächlich beteiligt sind. Als Ursache für die Schallemission im Zug- und Druckversuch kommen dabei drei Mechanismen in Betracht: (1) Teilchenbruch, (2) Teilchen-Matrix-Debonding und (3) Reibung von Teilchen in Teilchenclustern aneinander. Hiervon scheidet zunächst der Teilchenbruch als Quellmechanismus aus, da bei den metallographischen Untersuchungen keine Teilchenbrüche festgestellt werden konnten. Reibung von Teilchen aneinander als Quellmechanismus kann zwar nicht ausgeschlossen werden, da die epizentrischen Wellenformen eines Scherbruchs ebenso wie die eines Mode-I Bruchs (Teilchenbruch oder Debonding) im Druckversuch einen positiven Ersteinsatz aufweisen (vgl. Abb. 7.21). Viel wahrscheinlicher ist es jedoch, daß die gemessene Schallemission durch die Ablösung der Teilchen von der Matrix verursacht wird. Zwar ist der metallographische Nachweis der Teilchen-Matrix-Ablösung schwierig (vgl. Abschnitt 5.3.1). Einen deutlichen Hinweis auf die Teilchen-Matrix-Ablösung liefert jedoch der Vergleich der Spannungs-Dehnungs-Diagramme der Zug- und Druckversuche (vgl. Abb. 5.27). Da unter Druckbeanspruchung vor allem Grenzflächen parallel zur Belastungsrichtung und unter Zugbeanspruchung vor allem Grenzflächen senkrecht zur Belastungsrichtung geschädigt werden, ist zu vermuten, daß in Folge der Schädigung durch Debonding bei gleicher Dehnung unter Zugbeanspruchung niedrigere Spannungswerte erreicht werden als unter Druckbeanspruchung.

Die Identifikation der Schädigungsmechanismen sowie die Auswirkung der Schädigung auf das Versagen im Zugversuch war in den letzten 15 Jahren Gegenstand zahlreicher experimenteller und theoretischer Untersuchungen an teilchenverstärkten Leichtmetall-Legierungen (vgl. z. B. [Lloyd 1994] und [Llorca und González 1998] sowie die dort angegebene Literatur). Als Schädigungsmechanismus wurde sowohl Teilchen-Matrix-Ablösung (Debonding) als auch der Teilchenbruch beobachtet, wobei sich gezeigt hat, daß Debonding vor allem bei niedriger Festigkeit der Matrixlegierung und Teilchenbrüche vor allem bei mittlerer und hoher Festigkeit der Matrixlegierung auftritt [Lloyd 1994]. Dies steht in guter Übereinstimmung mit dem vorliegenden Ergebnis, da die hier untersuchte Matrixlegierung nur eine vergleichsweise geringe Festigkeit besitzt und daher vorzugsweise Debonding auftritt.

Schädigungsverlauf und Probenversagen

Betrachtet man die Dehnungs-SE-Raten der Zug- und Druckversuche (Abb. 5.27), so erkennt man, daß die Schädigung schon bei sehr geringen Dehnungen einsetzt. Offensichtlich führt der Unterschied im Elastizitätsmodul zwischen Matrixlegierung und SiC-Teilchen schon bei sehr geringen Dehnungen zu lokalen Spannungsüberhöhungen in der Umgebung der Teilchen, wodurch Mikroplastizität und Schädigung hervorgerufen wird. Hierauf weist auch das im Vergleich zur unverstärkten Matrixlegierung sehr frühe Abweichen von der elastischen Geraden hin (vgl. Abb. 5.26). Des weiteren erkennt man, daß sich die Schädigungsverläufe von Zug- und Druckbeanspruchung vor allem dadurch unterscheiden, daß die maximale Dehnungs-SE-Rate im Druckversuch erst bei etwa der anderthalbfachen Dehnung wie im Zugversuch erreicht wird. Der Grund hierfür liegt vermutlich in der Orientierungsabhängigkeit der Schädigung, wobei vorausgesetzt wird, daß nur lokale Zugspannungen zur Schädigung führen. Da unter äußerer Druckbeanspruchung Zugspannungen vorzugsweise senkrecht zur äußeren Belastungsrichtung auftreten, ist für das Auftreten der Schädigung die Dehnung in Querrichtung maßgebend. Diese kann aus der Querkontraktion ermittelt werden und ist immer kleiner als die Dehnung in Belastungsrichtung. Eine halbquantitative Betrachtung dieses Sachverhalts findet sich in Abschnitt 7.4.6. Der Verlauf der Dehnungs-SE-Rate im Zugversuch steht unabhängig vom jeweiligen Schädigungsmechanismus (Debonding oder Teilchenbruch) in guter Übereinstimmung mit Schallemissionsuntersuchungen anderer Autoren, wo die Schallemission ebenfalls noch vor Erreichen der makroskopischen Fließgrenze einsetzt, und wo in den meisten Fällen die der Dehnungs-SE-Rate vergleichbare Meßgröße im Bereich zwischen 1% und 2% Dehnung ein Maximum aufweist. Dabei wurde zur Verfolgung des Schädigungsverlaufs die RMS-Spannung des Sensors [Johnson et al. 1985, Johnson et al. 1986, Roman und Staniek 1994], die Anzahl und Parameter der Schallemissionsereignisse [Kennedy 1985, Roger et al. 1993, Niklas 1994] oder beides [Kwon und Ono 1990, Mummery et al. 1993] gemessen. Qualitativ kann der offensichtlich typische Verlaufs der Dehnungs-SE-Rate auf eine Weibull-Verteilung der Debondingspannung an den Faser-Matrix-Grenzflächen zurückgeführt werden, sofern die lokale Spannung an der Grenzfläche linear mit der äußeren Dehnung korreliert, und vorausgesetzt, daß alle Teilchen gleich groß und gleich orientiert sind (vgl. hierzu auch die Betrachtungen in Abschnitt 7.4.6.)

Generell wird bei teilchenverstärkten Legierungen angenommen, daß die einzelnen Schädigungen (Teilchenbruch oder Debonding) als Keime für Poren fungieren und daß Porenwachstum und der Zusammenschluß von Poren letztlich zum Probenversagen führen [Lloyd 1994].

Einen deutlichen Hinweis darauf, daß die Schädigung an den Teilchen (Teilchenbruch oder Debonding) entscheidend zum Probenversagen beiträgt, liefert die Tatsache, daß die Bruchdehnung von 6061-SiC_p mit ca. 3 % deutlich geringer ist als die Bruchdehnung des reinen Matrixwerkstoffs $AA6061$ (ca. 15 %). Die Ortung der SE-Ereignisse zeigt, daß vor dem Probenbruch keine Lokalisierung der Schädigung auftritt, d. h. es genügt das Erreichen eines kritischen Schädigungsgrads (wie z. B. einer kritischen Porendichte) an einer beliebigen Stelle im Probenquerschnitt, um Probenversagen hervorzurufen.

7.4.3 Endlofaserverstärktes Aluminium ($Al\text{-}Al_2O_3$) unter äußerer Belastung quer zur Faserrichtung

Identifikation der Quellmechanismen

Beim untersuchten Werkstoff kommt es aufgrund der schlechten Faser-Matrix-Haftung (vgl. Abb. 5.36) sowohl im Zug- als auch im Druckversuch zur Faser-Matrix-Ablösung (Debonding), welche metallographisch eindeutig nachgewiesen werden konnte. Eine weitere mögliche Ursache für die Schallemission ist die Reibung von Fasern aneinander nach der Ausbildung von Scherbändern in 45° -Richtungen (bezogen auf die äußere Beanspruchungsrichtung). Im Gegensatz zu Untersuchungen an einem vergleichbaren Werkstoff [Schulte 1994], wo im Druckversuch außer Debonding auch Faserbrüche auftraten, kann im vorliegenden Fall der Faserbruch als Quellmechanismus weitgehend ausgeschlossen werden, da in den metallographischen Untersuchungen keine Faserbrüche nachgewiesen werden konnten. Der Grund hierfür liegt vermutlich in der sehr schlechten Faser-Matrix-Haftung, welche die für Debonding und damit letztlich auch für die Scherverformung notwendigen Kräfte so stark erniedrigt, daß bei der Verformung die zum Faserbruch notwendigen Spannungen gar nicht aufgebaut und auf die Fasern übertragen werden können. Des Weiteren ist prinzipiell auch Fasersplitting als Quellmechanismus denkbar [vgl. z. B. Chen et al. 1997]. Da Fasersplitting jedoch nur sehr vereinzelt und nur im Druckversuch beobachtet wurde, ist dieser Mechanismus im vorliegenden Fall nur von untergeordneter Bedeutung.

Schädigungsverlauf und Probenversagen

Der Verlauf der Spannungs-Dehnungs-Diagramme ist für Zug- und Druckbeanspruchung näherungsweise identisch (vgl. Abb. 5.32 und Abb. 5.33), wobei unter Druckbeanspruchung bei höheren Dehnungen etwas höhere Spannungen erreicht werden. Das Probenversagen durch Abscherung tritt für beide Beanspruchungsarten bei etwa der gleichen Dehnung ein. Letzterer Befund ist vermutlich rein zufällig und besitzt keine Allgemeingültigkeit für endlofaserverstärkte Metallmatrix-Verbundwerkstoffe, denn bei Untersuchungen an einem ver-

gleichbaren Werkstoff [Schulte et al. 1990] waren die der Zug- und Druckfestigkeit zugehörigen Dehnungen deutlich verschieden (1,2 % Dehnung unter Zug- und 7,4 % Dehnung unter Druckbeanspruchung). Auffällig ist die im Vergleich zu anderen Arbeiten [Prewo und Kreider 1972, Schulte et al. 1990, Chen et al. 1997] vergleichsweise hohe Bruchdehnung von 3,3% im Zugversuch. Diese kann nicht auf unterschiedliche Matriceigenschaften zurückgeführt werden, da sowohl Prewo und Kreider [1972] als auch Chen et al. [1997] unabhängig von der Matrixfestigkeit immer nur Bruchdehnungen unterhalb 1% gemessen haben. Möglicherweise spielt jedoch die Probengeometrie eine Rolle, da die Versuch an Werkstoffen mit ähnlichem Faserdurchmesser und Fasergehalt entweder an Flachzugproben [Chen et al. 1997] oder an Proben mit geringerem Durchmesser und geringerer Meßlänge [Schulte et al. 1990] durchgeführt wurden.

Sowohl im Zugversuch als auch im Druckversuch setzt die Schallemissionsaktivität schon bei einer sehr geringen Dehnung von etwa 0,01 % Dehnung ein. Dabei nimmt im Zugversuch die Dehnungs-SE-Rate mit zunehmender Dehnung zu. Unter der Annahme, daß Faser-Matrix-Ablösung (Debonding) der vorherrschende Quellmechanismus ist, kann dieser Verlauf wie beim Werkstoff 6061-SiC_p (vgl. Abschnitt 7.4.2) auf die Weibull-Verteilung der Grenzflächenfestigkeit zurückgeführt werden, wobei jedoch im vorliegenden Fall das Probenversagen noch vor Erreichen eines Maximums in der Dehnungs-SE-Rate einsetzt. Schallemissionsmessungen bei Zugversuchen an anderen endlosfaserverstärkten Metallmatrix-Verbundwerkstoffen [Pipes et al. 1977, Duke et al. 1982], bei denen ebenfalls Debonding der vorherrschende Schädigungsmechanismus war, ergaben einen ähnlichen Befund. So setzte auch dort die Schallemission schon bei sehr geringen Dehnungen ein. Ein weitergehender Vergleich z. B. der Dehnungs-SE-Rate mit dem in diesen Arbeiten gemessenen Verlauf der Schallemissionsaktivität ist nicht möglich, da dort nur die AE Count Rate, nicht aber die AE Event Rate (Schallemissions-Ereignisrate) gemessen wurde. Des weiteren zeigte die AE Count Rate zumindest in der Arbeit von Pipes et al. [1977] eine starke Abhängigkeit von der Art des verwendeten Sensors.

Im Druckversuch hingegen ist die Dehnungs-SE-Rate bis hin zum Probenversagen nahezu konstant. Eine detaillierte Analyse der Wellenformen hat ergeben, daß sich beim vorliegenden Werkstoff das Verhältnis zwischen epizentrischen und nichtepizentrischen Wellenformen im Verlauf des Druckversuchs stark ändert. Dies deutet darauf hin, daß die im Verlauf des Versuchs mit der Schallemissionsmessung erfaßte Schädigung abwechselnd verschiedenen Pro-

benbereichen zuzuordnen ist. Daher ist eine Erklärung des Verlaufs der Dehnungs-SE-Rate anhand der obigen Überlegungen zur Weibull-Verteilung der Grenzflächenfestigkeit nicht möglich.

7.4.4 Endlofaserverstärktes Aluminium ($Al-Al_2O_3f$) unter äußerer Belastung in Faserrichtung

Identifikation der Quellmechanismen

Der einzige Schädigungstyp, der an verformten Zugproben mittels Metallographie nachgewiesen werden konnte, war der Faserbruch. Da sich die Anzahl der Faserbrüche nach Verformung nur unwesentlich von der Anzahl der präparationsbedingten Faserbrüche im Ausgangszustand unterschied, konnte allerdings kein eindeutiger Nachweis geführt werden, daß es sich hierbei um Schädigung handelt, die durch die Beanspruchung im Zugversuch verursacht wurde. Trotzdem kann in Übereinstimmung mit anderen Arbeiten [vgl. z. B. Pacheco et al. 1998], in denen vergleichbare Werkstoffe untersucht wurden, davon ausgegangen werden, daß die gemessene Schallemission durch Faserbrüche verursacht wurde, da die Anzahl der sichtbaren Faserbrüche außerordentlich gering ist. Denn eine einfache Abschätzung¹ zeigt, daß im Schliffbild (Schliff parallel zur Faserrichtung) pro 5 mm^2 im Mittel nur ein beanspruchungsbedingter Faserbruch zu sehen ist, sofern alle Faserbrüche bei der Schallemissionsmessung erfaßt wurden.

Die metallographischen Untersuchungen zeigen, daß im Druckversuch an den Probenenden Microbuckling einhergehend mit Faserbrüchen auftritt, wie dies für derartige Werkstoffe üblich ist [vgl. z. B. Schulte 1994]. Dieser Befund wird durch die Schallemissionsmessung bestätigt, da ausschließlich nichtepizentrische Wellenformen (Wellenformen vom Typ 2, vgl. Abb. 5.9) beobachtet wurden, was bedeutet, daß sich die Schallemissionsquellen vorzugsweise in der Nähe der Probenenden befinden. Daher sind als Schallemissionsquelle vor allem Faserbrüche anzunehmen.

Schädigungsverlauf und Probenversagen

Im Zugversuch setzt die Schädigung durch Faserbrüche erst bei einer Dehnung von etwa 0,15 % ein und nimmt dann bis zum Probenbruch kontinuierlich zu. Dabei sind nur die ersten 5 % der bis zum Probenbruch erfaßten Faserbrüche gleichmäßig über die ganze Meßlänge verteilt. Nach diesem Zeitpunkt tritt eine deutliche Lokalisierung der Schädigung auf (vgl.

¹ vgl. Anhang Abschnitt H

Abb. 5.44). Dies bedeutet, daß die Faserbrüche nur am Anfang des Versuchs unabhängig voneinander sind, während im weiteren Verlauf vor allem in der Umgebung von schon bestehenden Faserbrüchen in benachbarten Fasern weitere Faserbrüche auftreten. Ursache hierfür sind vermutlich Spannungsüberhöhungen in Faserbereichen, die sich in direkter Nachbarschaft zu vorhandenen Faserbrüchen befinden und die vor allem dann auftreten, wenn der Abstand zwischen den Fasern nur wenige Faserdurchmesser beträgt [Schulte et al. 1996]. Die örtliche Häufung von Faserbrüchen führt dann schließlich zum Probenbruch. Der Verlauf der Dehnungs-SE-Rate über der Dehnung wird aufgrund der frühzeitigen Lokalisierung der Schädigung nicht allein durch die Weibull-Verteilung der Faserfestigkeit bestimmt, weshalb eine einfache Erklärung des Verlaufs nicht möglich ist. Bei der Schallemissionsmessung werden möglicherweise trotz des weitgehend konstanten und relativ großen Faserdurchmessers nicht alle Faserbrüche erfaßt. Daher kann nur eine Mindestanzahl für die Anzahl der Faserbrüche in der lokalen Umgebung um die spätere Bruchstelle berechnet werden. Von den ortbaren SE-Ereignissen lagen 1629 SE-Ereignisse in der Nähe der Bruchstelle (± 2 mm). Schließt man Mehrfachbrüche einer Faser aus, so weisen nur 1,3 % aller Fasern vor dem Probenversagen einen Faserbruch in der Nähe der späteren Bruchstelle auf. Dieser Befund deckt sich mit grundsätzlichen Untersuchungen zum Versagen von unidirektional verstärkten Faserverbundwerkstoffen, die zeigen, daß es für die Auslösung des Probenbruchs genügt, wenn lokal ein bestimmter Anteil der Fasern gebrochen ist [vgl. z. B. Batdorf und Ghaffarian 1982].

Im Druckversuch treten bis kurz vor dem Probenversagen so wenige Schallemissionsereignisse auf, daß die Probe bis zum Versagen durch Mikrobuckling als ungeschädigt gelten kann. Mit dem Beginn des Versagens kommt es dann zu einer ausgeprägten Schallemissionsaktivität. Interessanterweise klingt diese trotz vollständiger Entlastung der Probe nur langsam ab. Offensichtlich werden mit der massiven Schädigung in die Matrix innere Spannungen eingebracht, welche nach äußerer Entlastung erst nach und nach durch Relaxationsprozesse abgebaut werden. Hierbei kommt es vermutlich auch zur Lastübertragung auf die Fasern, was wiederum Faserbrüche oder Debonding zur Folge hat.

7.4.5 Die Kolbenlegierung (M124) und die kurzfaserverstärkte Aluminiumlegierung (M124-Saffil)

Identifikation der Quellmechanismen

Anhand der metallographischen Untersuchungen konnte gezeigt werden, daß der Bruch der spröden Gefügebestandteile (Ausscheidungen bzw. Fasern) sowohl im Zugversuch als auch im Druckversuch der vorherrschende Schädigungsmechanismus ist, und daß im Druckversuch

zusätzlich Scherbandbildung und Matrixrisse unter 45° beobachtet werden. Dieser Befund stimmt mit den Ergebnissen von anderen Autoren überein. So wurden bei Zugversuchen an verschiedenen Al-Si-Legierungen ebenfalls Teilchenbrüche beobachtet [Gangulee und Gurland 1967, Samuel und Samuel 1995, Caceres und Griffiths 1996, Yeh und Liu 1996, Dighe und Gokhale 1997, Slamova et al. 1998]. Des weiteren traten bei kurzfaserverstärkten Aluminiumlegierungen im Zugversuch vor allem Faserbrüche auf [Vedani und Gariboldi 1996, Liaou und Huang 1997], während im Druckversuch neben Faserbrüchen auch Scherbandbildung und Matrixrisse gefunden wurden [Guden und Hall 1997, Guden und Hall 1998]. Bei den in der vorliegenden Arbeit aufgezeichneten Schallemissionsereignissen ist davon auszugehen, daß diese allein auf den Bruch der spröden Gefügebestandteile zurückzuführen sind, da Scherbrüche in der Matrix quasi-kontinuierliche Prozesse darstellen, die eine vergleichsweise geringe Energiefreisetzungsrates besitzen und daher mit dem vorhandenen Meßsystem vermutlich nicht erfaßt werden können.

Schädigungsverlauf und Probenversagen

Die Verläufe der Dehnungs-SE-Rate der unverstärkten und der verstärkten Legierung sind bis auf einen konstanten Faktor beim Zugversuch praktisch identisch. Bei beiden Werkstoffen zeigen die Schallemissionsmessungen und die metallographischen Untersuchungen, daß das Vorzeichen der äußeren Last sowohl den Beginn der Schädigung als auch die Orientierungsabhängigkeit der Brüche deutlich beeinflußt. Qualitativ kann der Einfluß des äußeren Vorzeichens der Last auf die Schädigung erklärt werden, wenn folgende drei Annahmen gemacht werden: (1) gute Haftung zwischen sprödem Gefügebestandteil und Matrix, (2) die spröden Gefügebestandteile brechen nur unter Zugbeanspruchung und (3) das Volumen der Probe bleibt bei der Verformung konstant (d. h. Querkontraktionszahl = 0,5). Die erste Annahme ist bei den vorliegenden Werkstoffen erfüllt, denn weder im Schliff noch auf der Bruchfläche war Debonding festzustellen. An freigelegten Fasern in der Bruchfläche haftete immer noch ein dünner Film der Matrix. Mit der Gültigkeit der ersten Annahme kann die Spannung in der Faser σ_{Faser} näherungsweise aus dem Elastizitätsmodul E_{Faser} der Faser und der Dehnung ϵ_x der Matrix entlang der Faserachse berechnet werden. Unter Einbeziehung der dritten Annahme tritt in der Faser dann eine maximale Zugspannung auf, wenn sie bei äußerer Zugbeanspruchung in Richtung der äußeren Last und bei äußerer Druckbeanspruchung senkrecht zur Richtung der äußeren Last orientiert ist. Dieser Zusammenhang entspricht gerade der experi-

mentell beobachteten Orientierungsabhängigkeit der Bruchflächen¹. Gleichzeitig ist bei gleicher äußerer Last die Spannung in der Faser unter Druckbeanspruchung gerade halb so groß ist wie unter Zugbeanspruchung, wenn die Faser im ersten Fall senkrecht und im zweiten Fall parallel zur äußeren Beanspruchungsrichtung orientiert ist. Daß im Experiment die Schädigung unter Druckbeanspruchung im Vergleich zur Zugbeanspruchung nicht bei der doppelten Dehnung, sondern noch etwas später einsetzt, liegt darin begründet, daß die Querkontraktionszahl des elastischen Verformungsanteils kleiner als 0,5 ist. Eine quantitative Betrachtung dieses Sachverhalts findet sich in Abschnitt 7.4.6.

Die Untersuchung des Schädigungsverlaufs im Zugversuch an Al-Si-Legierungen mittels Metallographie [Gangulee und Gurland 1967, Caceres und Griffiths 1996] und Schallemissionsanalyse [Slamova et al. 1995, Slamova et al. 1998] sowie an einer kurzfaserverstärkten Aluminiumlegierung mittels Elastizitätsmodulmessung [Vedani und Gariboldi 1996] haben ebenfalls gezeigt, daß die Anzahl der Teilchen- bzw. Faserbrüche mit zunehmender Dehnung zunimmt. Ein detaillierterer Vergleich ist jedoch nicht möglich, da die in diesen Arbeiten erreichten Bruchdehnungen deutlich höher liegen (um ca. 5 %) und die dort verwendete Dehnungsauflösung mit Schritten von 0,5 % oder 1 % Dehnung zu grob ist.

Wie in Abschnitt 7.4.1 erläutert, ist ein quantitativer Vergleich der Dehnungs-SE-Raten nicht möglich. Trotzdem stellt sich die Frage, warum beim Werkstoff M124 im Zugversuch eine deutlich höhere Dehnungs-SE-Rate als im Druckversuch erreicht wird, während sie beim Werkstoff M124-Saffil in der gleichen Größenordnung ist. Da jeweils identische Versuchsbedingungen vorlagen, kommen hierfür weder die mechanischen Eigenschaften der Verstärkungsphasen, wie z. B. die Bruchfestigkeit, noch deren Größenverteilung oder Anzahl in Betracht. Unterschiede ergeben sich jedoch hinsichtlich der Form und der Orientierungsverteilung der spröden Phasen. So sind die spröden Phasen beim Werkstoff M124 vorwiegend plattenförmig, während sie beim Werkstoff M124-Saffil stabförmig sind (Kurzfasern). Bei einer regellosen Orientierungsverteilung besitzen Kurzfasern in Achsrichtung folgende Häufigkeitsverteilung $H(\vartheta)$ [vgl. z. B. Dong et al. 1997]:

$$H(\vartheta) = \sin \vartheta, \quad \left(0 \leq \vartheta \leq \frac{\pi}{2} \right) \quad (7.27)$$

¹ Yeh und Liu [1996] haben beim Zugversuch an einer Al-7Si-Legierung (A357) eine ähnlich scharfe Orientierungsverteilung gefunden, wobei die Siliziumteilchen ebenfalls vorzugsweise senkrecht zur Zugachse gebrochen sind.

Hierbei ist ϑ der Winkel zwischen der Faserachse und der äußeren Beanspruchungsrichtung. Dieselbe Häufigkeitsverteilung besitzen bei regelloser Anordnung plattenförmige Ausscheidungen, allerdings bezüglich ihrer Ebenennormalen. Betrachtet man aber die längste Achse (Plattenebene), so kehrt sich die Häufigkeitsverteilung um. Anschaulich bedeutet dies, daß Kurzfasern in Achsrichtung häufiger quer zur äußeren Beanspruchungsrichtung als in Richtung der äußeren Beanspruchung orientiert sind, während dies für die Plattenebenen bei plattenförmigen Ausscheidungen gerade umgekehrt ist. Geht man nun davon aus, daß die spröden Phasen aufgrund der Defektverteilung an der Oberfläche bevorzugt quer zu ihrer längsten Achse brechen, so ergibt sich aus den Orientierungsverteilungen gerade der experimentell beobachtete quantitative Unterschied zwischen den einzelnen Dehnungs-SE-Raten der Werkstoffe M124 und M124-Saffil. Die Modellrechnungen in Abschnitt 7.4.6 bestätigen diese Erklärung.

Im Zugversuchen versagen beide Werkstoffe schon bei Dehnungen unterhalb von 1 %, ohne daß es zu einer Einschnürung kommt. Lediglich beim Werkstoff M124 ergibt sich aus der Ortung der Schallemissionsereignisse eine gewisse Lokalisierung der Schädigung vor dem Bruch, welche aufgrund ihrer großen Ausdehnung möglicherweise auf Biegemomente in der Probe zurückzuführen ist. Da eine scharfe Lokalisierung im Bereich der Bruchstelle bei beiden Werkstoffen nicht auftritt, und beide Werkstoffe nur sehr geringe Bruchdehnungen aufweisen, ist es wahrscheinlich, daß das Probenversagen durch Oberflächendefekte ausgelöst wird, und daß die Schädigung hinsichtlich des Probenversagens unerheblich ist.

7.4.6 Modellierung von Schädigungsverläufen bei MMCs

Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen haben gezeigt, wie vielfältig die Schädigungsverläufe bei MMCs sein können. Dabei stand bisher die experimentelle Erfassung des Schädigungsverlaufs mittels der Schallemissionsanalyse im Vordergrund. Nun stellt sich die Frage, ob die grundlegenden Merkmale der Schädigungsverläufe (wie z. B. die Dehnung, bei der die Schädigung einsetzt) mittels einfacher analytischer Modellrechnungen vorhergesagt werden können. Dabei beschränkt sich die im Rahmen dieses Abschnitts durchgeführte Modellierung analog zu den halbquantitativen experimentellen Ergebnissen auf halbquantitative Rechnungen. Dies bedeutet, daß zwar keine Absolutzahl an Faserbrüchen berechnet wird, ein relativer Vergleich zwischen Zug- und Druckbeanspruchung ist jedoch möglich.

Zunächst bedarf es einer Annahme hinsichtlich der möglichen Schädigungsmechanismen wie z. B. Faserbruch oder Debonding, wobei für jeden einzelnen Schädigungsmechanismus dann

ein Kriterium für die Schädigungsinitiierung benötigt wird. Für den Bruch spröder Phasen kommen dabei verschiedene Kriterien wie z. B. Spannungskriterium, Dehnungskriterium oder Energiekriterium in Betracht [vgl. auch Yeh und Liu 1996]. Ein guter Ansatz für den Bruch einer spröden Phase ist die Annahme eines Spannungskriteriums unter Verwendung einer Weibull-Verteilung der Bruchspannung [van der Zwaag 1989]. Zur Durchführung der Modellierung werden in diesem Fall die werkstoffabhängigen Einflußgrößen wie Orientungsverteilung, Geometrie, mittlere Bruchspannung und Weibull-Modul der spröden Phase benötigt. Diese können teilweise in metallographischen Untersuchungen ermittelt und teilweise aus den Daten des Massivwerkstoffs abgeschätzt werden. Ein gewisses Problem stellt hierbei die Tatsache dar, daß die zur Verstärkung verwendeten Teilchen oder Fasern selbst eine Verteilung hinsichtlich ihres Volumens bzw. ihrer Länge und ihres Durchmessers aufweisen, die nicht unerheblich ist. Lewis und Withers [1995] konnten zeigen, daß die Wahrscheinlichkeit eines Teilchenbruchs sowohl vom Volumen als auch vom Streckungsgrad (Verhältnis von Länge zu Durchmesser, auch „aspect ratio“ genannt) des Teilchens abhängen. Dabei erhöht sich die Bruchwahrscheinlichkeit bei sonst gleichen Versuchsparametern mit zunehmendem Teilchenvolumen bzw. mit zunehmendem Streckungsgrad der Teilchen. Die Berücksichtigung der Verteilungsfunktionen von Volumen und Streckungsgrad im Fall von Teilchen und des Durchmessers im Fall von Fasern sprengt nicht nur den Rahmen eines einfachen Modells. Auch die experimentelle Ermittlung der Verteilungsfunktionen ist mit einem erheblichem Aufwand verbunden. Weitere Punkte, die mit einem einfachen kontinuumsmechanischen Ansatz nicht berücksichtigt werden können, sind der Mehrfachbruch sowie die gegenseitige Beeinflussung von Bruchstellen und damit auch eine mögliche Lokalisierung der Schädigung.

Betrachtet man nun die verschiedenen in dieser Arbeit untersuchten Werkstoffe, so zeigt sich, daß eine einfache Modellierung des Schädigungsverlaufs nicht für alle Werkstoffe oder Beanspruchungsarten möglich ist. So tritt bei überwiegender Schädigung durch Debonding (Werkstoffe 6061-SiC_p sowie Al-Al₂O_{3f} unter äußerer Beanspruchung quer zur Faser) das Problem auf, daß bisher nicht geklärt ist, welches Kriterium sich zur Beschreibung der Initiierung des Debondings eignet. Des weiteren tritt bei Al-Al₂O_{3f} unter äußerer Beanspruchung in Faserichtung eine teilweise (Zugversuch) oder völlige (Druckversuch) Lokalisierung der Schädigung auf, die mit einem einfachen Modell ebenfalls nicht beschrieben werden kann. Es verbleiben die Werkstoffe M124 und M124-Saffil, bei denen der Bruch der spröden Gefügebestandteile der dominierende Schädigungsmechanismus ist, für den ein auf der Weibull-Vertei-

lung beruhendes Spanningskriterium sinnvoll erscheint. Daher wurde nur für die Werkstoffe M124 und M124-Saffil eine Modellierung durchgeführt.

Die dem Modell zugrunde liegenden Annahmen sind in Tab. 7.5 zusammengefaßt. Während bei der von anderen Autoren durchgeführten Modellierung der Schädigung bei teilchenverstärkten Legierungen die möglichst exakte Beschreibung des Zusammenhangs zwischen der Probendehnung und der Spannung in der spröden Phase im Vordergrund stand [Brechet et al. 1991, Caceres und Griffiths 1996], war es das Ziel der hier durchgeführten Modellierung, insbesondere auch den Einfluß der Orientierungsverteilung der spröden Phasen zu berücksichtigen.

Werkstoff	M124	M124-Saffil
Schädigungsmechanismus	<ul style="list-style-type: none"> – spröder Bruch von plattenförmigen Siliziumteilchen – jede Platte bricht genau einmal – Bruch quer zur Plattenebene 	<ul style="list-style-type: none"> – spröder Bruch der Saffilfasern – jede Faser bricht genau einmal – Bruch senkrecht zur Faserrichtung
Kriterium für die Schädigungsinitiierung	Weibull-Verteilung der Bruchspannung	
Berechnungsmethode für die Spannung in den Siliziumteilchen bzw. Saffilfasern	<ul style="list-style-type: none"> – <i>Iso-Dehnungs-Näherung</i>: für jede Richtung ist die Dehnung der Verstärkungsphase gleich der Gesamtdehnung der Probe in diese Richtung (notwendige Annahme: gute Faser-Matrix-Haftung) – die Verstärkungsphasen verformen sich linear elastisch 	
Orientierungsverteilung	dreidimensional regellos	
Gewichtsfaktor der Orientierung	$H(\vartheta) = \cos \vartheta$	$H(\vartheta) = \sin \vartheta$

Tab. 7.5: Randbedingungen der Modellierung des Schädigungsverlaufs bei M124 und M124-Saffil.

Die Spannung $\sigma_P(\vartheta)$ in der spröden Phase in einer zur äußeren Beanspruchungsrichtung im Winkel ϑ orientierten Richtung kann mittels dem Iso-Dehnungs-Ansatz (für jede Richtung ist die Dehnung in der spröden Phase gleich der Dehnung in der Matrix) aus der Dehnung $\varepsilon(\vartheta)$ der Probe in der zur äußeren Beanspruchungsrichtung im Winkel ϑ orientierten Richtung und dem Elastizitätsmodul E_P der spröden Phase berechnet werden, sofern sich die spröde Phase rein linear-elastisch verformt:

$$\sigma_p(\vartheta) = E_p \varepsilon(\vartheta) \quad (7.28)$$

Der Zusammenhang zwischen der Dehnung $\varepsilon(\vartheta)$ der Probe in der zur äußeren Belastungsrichtung im Winkel ϑ orientierten Richtung kann für kleine Dehnungen ε_x in Richtung der äußeren Belastungsrichtung ($\leq 10\%$) aus der Dehnung ε_x und der effektiven Querkontraktionszahl ν_{eff} basierend auf folgenden Überlegungen hergeleitet werden. Die in Abb. 7.23 gezeigte Skizze sei der Schnitt durch je ein Volumenelement der Probe entlang der x-z-Ebene. Dabei seien die x-Richtung parallel und die z-Richtung senkrecht zur äußeren Belastungsrichtung orientiert. Vor der Verformung des Volumenelements (Abb. 7.23 links) betragen die Kantenlänge in x-Richtung $l_{0,x}$ und in z-Richtung $l_{0,z}$. Die Länge $l_{0,\vartheta}$ der Diagonalen in der x-z-Ebene steht mit diesen Längen in folgender Beziehung:

$$\begin{aligned} l_{0,x} &= \cos \vartheta \quad l_{0,\vartheta} \\ l_{0,z} &= \sin \vartheta \quad l_{0,\vartheta} \end{aligned} \quad (7.29)$$

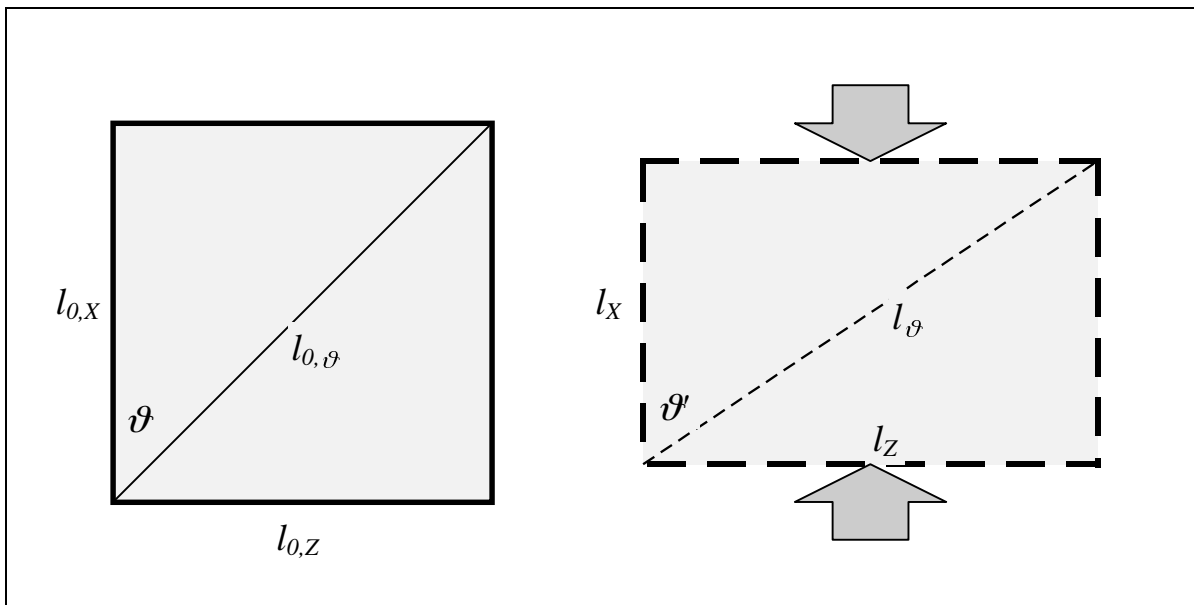


Abb. 7.23: Skizze zweier Schnitte entlang der x-z-Ebene eines Volumenelements einer Probe: links vor der Verformung und rechts nach der Verformung.

Wird nun das Volumenelement in Belastungsrichtung um die Dehnung ε_x verformt (Abb. 7.23 rechts), so berechnen sich die Kantenlängen l_x und l_z in x-Richtung bzw. z-Richtung zu:

$$\begin{aligned} l_x &= (1 + \varepsilon_x) l_{0,x} \\ l_z &= (1 - \nu_{eff} \varepsilon_x) l_{0,z} \end{aligned} \quad (7.30)$$

Bei der Verformung erfährt die Diagonale neben einer Dehnung auch eine leichte Rotation, welche jedoch bei den weiteren Rechnungen nicht berücksichtigt werden muß, da sich die winkelabhängigen Größen immer auf den Winkel im Ausgangszustand beziehen. Die Länge l_{ϑ} der Diagonalen des Volumenelements in der x-z-Ebene nach Verformung ergibt sich unter Anwendung des Satz des Pythagoras zu

$$l_{\vartheta} = \sqrt{(l_x)^2 + (l_z)^2} \quad (7.31)$$

sowie nach Einsetzen der Gleichungen 7.29 und 7.30 zu

$$l_{\vartheta} = l_{0,\vartheta} \sqrt{(1 + \varepsilon_x)^2 \cos^2 \vartheta + (1 - \nu_{eff} \varepsilon_x)^2 \sin^2 \vartheta} \quad (7.32)$$

Damit kann nun auch die Dehnung der Diagonalen berechnet werden, welche der Dehnung $\varepsilon(\vartheta)$ der Probe in der im Winkel ϑ orientierten Richtung entspricht:

$$\varepsilon(\vartheta) = \frac{l_{\vartheta} - l_{0,\vartheta}}{l_{0,\vartheta}} = \sqrt{(1 + \varepsilon_x)^2 \cos^2 \vartheta + (1 - \nu_{eff} \varepsilon_x)^2 \sin^2 \vartheta} - 1 \quad (7.33)$$

Die effektive Querkontraktionszahl ν_{eff} , welche von der Verbunddehnung abhängt (elastischer und plastischer Anteil), wird durch folgende Gleichung näherungsweise beschrieben:

$$\nu_{eff} = \begin{cases} \nu & ; |\varepsilon_x| \leq 0,002 \\ 0,5 - \frac{0,002}{\varepsilon_x} (0,5 - \nu) & ; |\varepsilon_x| > 0,002 \end{cases} \quad (7.34)$$

dabei ist ν die Querkontraktionszahl des Verbundwerkstoffs (bei rein elastischer Verformung). Außerdem wird angenommen, daß sich die Probe bis 0,2 % Dehnung rein elastisch und bei Dehnungen größer als 0,2 % ausschließlich plastisch verformt sowie daß die Querkontraktionszahl bei plastischer Verformung aufgrund der Volumenkonstanz 0,5 beträgt.

Als Schädigungskriterium wird eine Weibull-Verteilung der Bruchspannungen angenommen. Diese läßt sich für eine ausgewählte Vorzugsorientierung der Platten bzw. Fasern aufgrund des linearen Zusammenhangs zwischen der Spannung in der spröden Phase und der Dehnung in Vorzugsorientierung (vgl. Gleichung 7.28) direkt als Weibull-Verteilung der Bruchdehnungen schreiben:

$$N(\vartheta) = \begin{cases} 1 - \exp\left[-\left(\frac{\varepsilon(\vartheta)}{\varepsilon_0}\right)^m\right] & ; \quad \varepsilon(\vartheta) \geq 0 \\ 0 & ; \quad \varepsilon(\vartheta) < 0 \end{cases} \quad (7.35)$$

Hierbei ist m der Shape Parameter der Weibull-Verteilung und ε_0 die dem Scale Parameter σ_0 entsprechende elastische Dehnung. Gleichung 7.35 gibt nur für die im Winkel ϑ zur äußeren Beanspruchungsrichtung orientieren spröden Phasen den Anteil $N(\vartheta)$ der gebrochenen spröden Phasen an. Den auf die Gesamtzahl aller Teilchen oder Fasern bezogenen Anteil N an gebrochenen Teilchen oder Fasern als Funktion der Verbunddehnung ε_x in Richtung der äußeren Last erhält man, wenn man $N(\vartheta)$ mit der Häufigkeitsverteilung¹ $H(\vartheta)$ multipliziert, anschließend über alle Richtungen integriert und durch das Integral der Häufigkeitsverteilung dividiert:

$$N = \frac{\int_0^{\frac{\pi}{2}} H(\vartheta) N(\vartheta) d\vartheta}{\int_0^{\frac{\pi}{2}} H(\vartheta) d\vartheta} \quad (7.36)$$

Dabei entspricht die Häufigkeitsverteilung einer Gewichtungsfunktion. Da Gleichung 7.36 nicht explizit lösbar ist, bietet es sich an, statt einer Integration eine Summation über n zwischen 0 und $\pi/2$ gleichmäßig verteilte Winkel ϑ_i durchzuführen:

$$N = \frac{\sum_{i=1}^n H(\vartheta_i) N(\vartheta_i)}{\sum_{i=1}^n H(\vartheta_i)} \quad (7.37)$$

Dabei gilt für die Winkel ϑ_i zwischen der Faserachse bzw. der Plattenebene und der Richtung der äußeren Last:

¹ Zur Häufigkeitsverteilung von regellos angeordneten Fasern vgl. Abschnitt 7.4.5. Die Häufigkeitsverteilung von regellos angeordneten Platten ergibt sich, indem man zunächst die Häufigkeitsverteilung der Plattennormalen betrachtet, welche mit der Häufigkeitsverteilung von regellos angeordneten Fasern übereinstimmt. Anschließend muß nur noch der 90° Orientierungsunterschied zwischen Plattenebene und Plattennormale berücksichtigt werden. Aus der Häufigkeitsverteilung $H(\vartheta) = \sin \vartheta$ der Plattennormalen wird dann die Häufigkeitsverteilung $H(\vartheta) = \sin(\vartheta + \pi/2) = \cos \vartheta$ der Plattenebenen.

$$\vartheta_i = \frac{\pi}{2} \frac{2i-1}{2n} \quad (7.38)$$

Für $n \rightarrow \infty$ geht Gleichung 7.37 in Gleichung 7.36 über. Bei den nachfolgend gezeigten Ergebnissen der Modellierung wurde $n = 50$ verwendet.

Für die konkrete Berechnung werden die beiden Weibull-Parameter der jeweiligen spröden Phase benötigt. Wie van der Zwaag [1989] gezeigt hat, hängt der Weibull-Modul vor allem von der Art und der Verteilung der Defekte in der Probe und damit auch vom Herstellungsweg ab. Deshalb ist den Berechnungen ein Weibull-Modul zugrunde zu legen, der an den Fasern bzw. Teilchen ermittelt wurde. Caceres und Griffiths [1996] haben an einer Al-Si-Legierung den Weibull-Modul m (Shape Parameter) von Siliziumteilchen bestimmt und Werte zwischen 1,2 und 3,9 gefunden. An gleicher Stelle sind Werte für den Scale Parameter σ_0 im Bereich zwischen 0,5 und 3,5 GPa angegeben. Kim et al. [1993] haben die Weibull-Parameter von Saffil-Fasern experimentell bestimmt und für den Weibull-Modul einen Wert von 2,2 sowie für den volumenunabhängigen Scale Parameter einen Wert von 6 MPa/mm³ erhalten. Da die Bestimmung des Weibull-Moduls bei Fasern durch die experimentelle Methodik [Chi et al. 1984] beeinflusst wird, und außerdem die Genauigkeit von der Anzahl der untersuchten Proben abhängt [van der Zwaag 1989], wurden die Modellrechnungen für zwei unterschiedliche Weibull-Moduln durchgeführt ($m = 2,5$ und $m = 5$). Der Scale Parameter ist vom Volumen des Teilchens bzw. der Faser abhängig. Dies wird bei Caceres und Griffiths [1996] zwar nicht konkret angegeben, allerdings besitzen die Siliziumteilchen eine ähnliche Größe wie bei M124, so daß als Scale Parameter eine Spannung von 1,5 GPa angenommen wurde. Für den Scale Parameter der Saffil-Fasern in M124 erhält man unter der Annahme einer konstanten Fasergröße (Länge 175 µm, Ø 2,75 µm) aus dem von Kim et al. [1993] angegebenen Scale Parameter eine Spannung von 3,15 GPa.

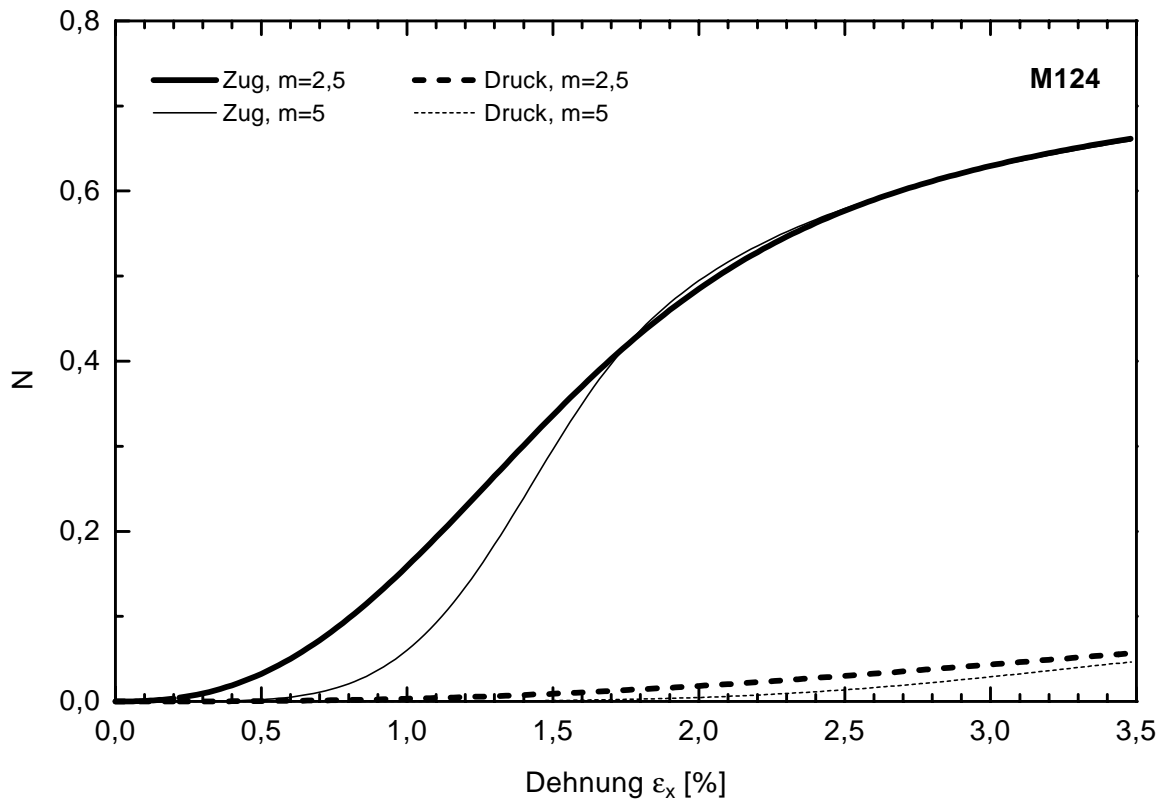


Abb. 7.24: Berechneter Anteil der gebrochenen Siliziumteilchen als Funktion der Dehnung für M124 (Summenkurve).

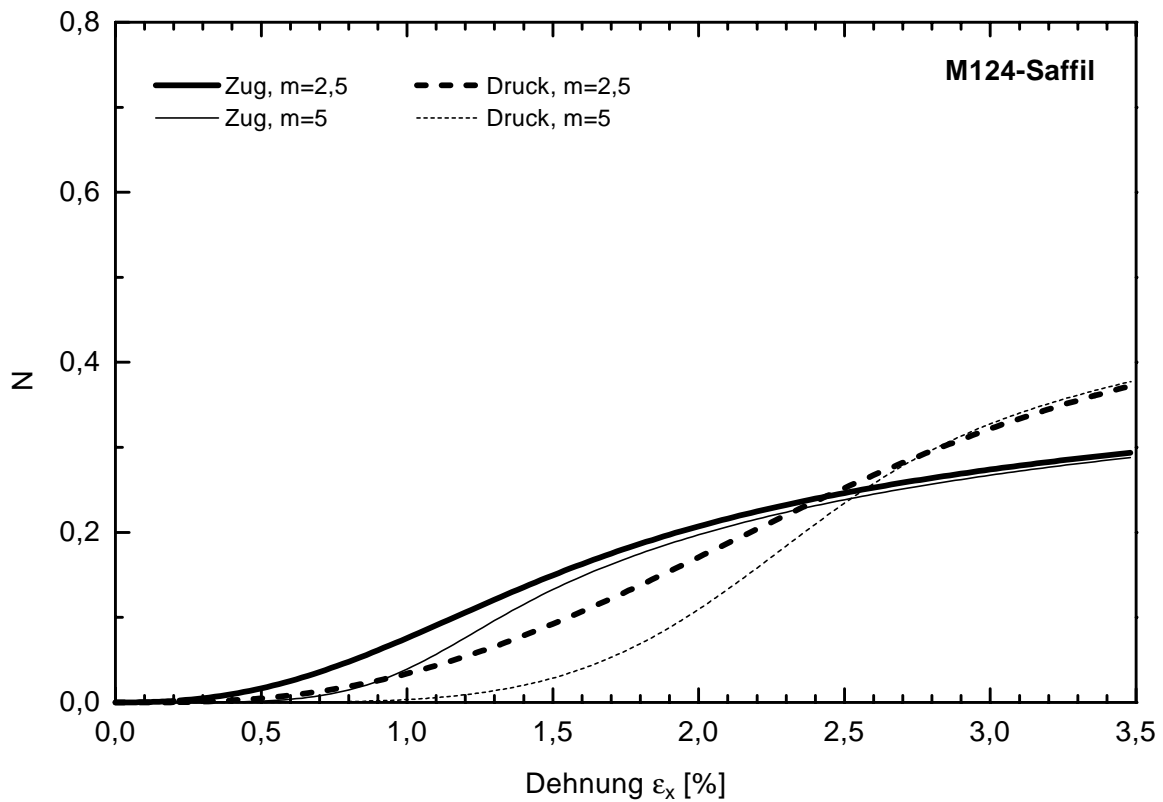


Abb. 7.25: Berechneter Anteil der gebrochenen Fasern als Funktion der Dehnung für M124-Saffil (Summenkurve)

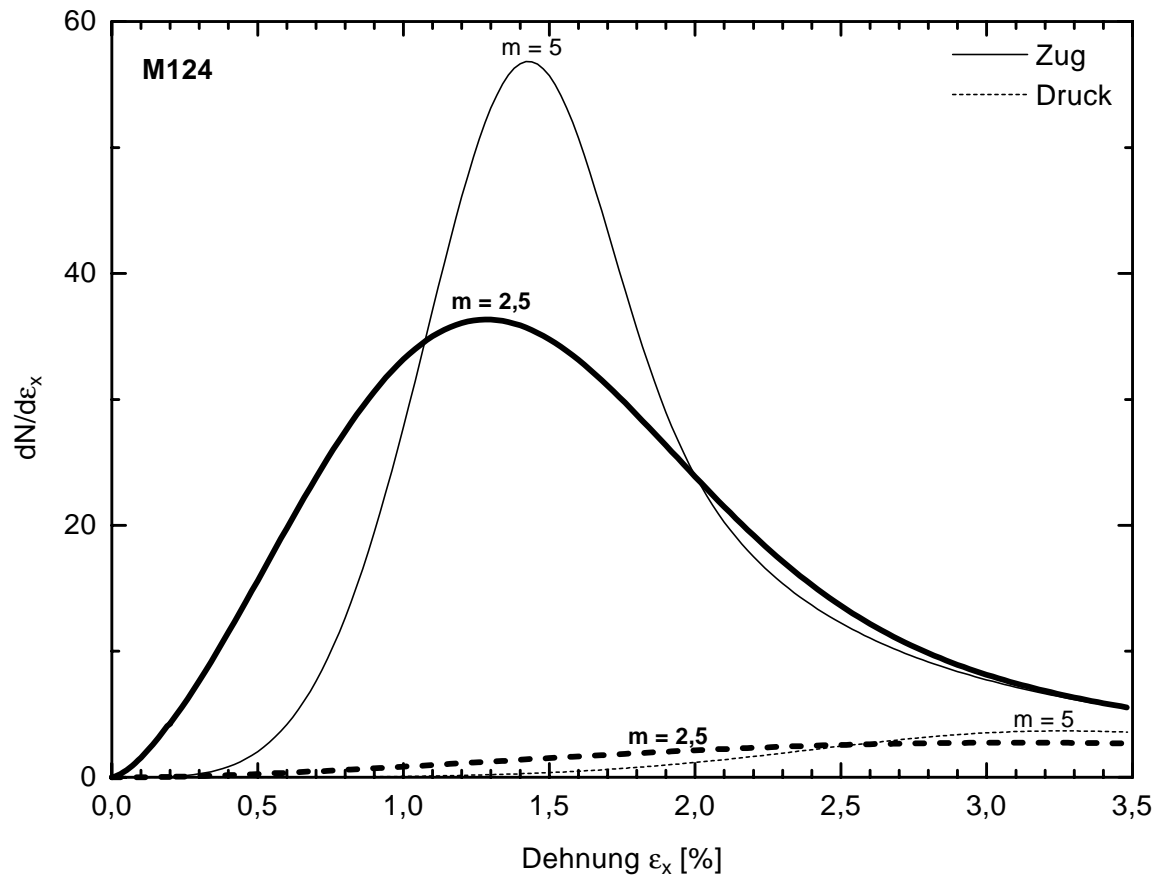


Abb. 7.26: Auf die Dehnung bezogene Rate der Teilchenbrüche für M124.

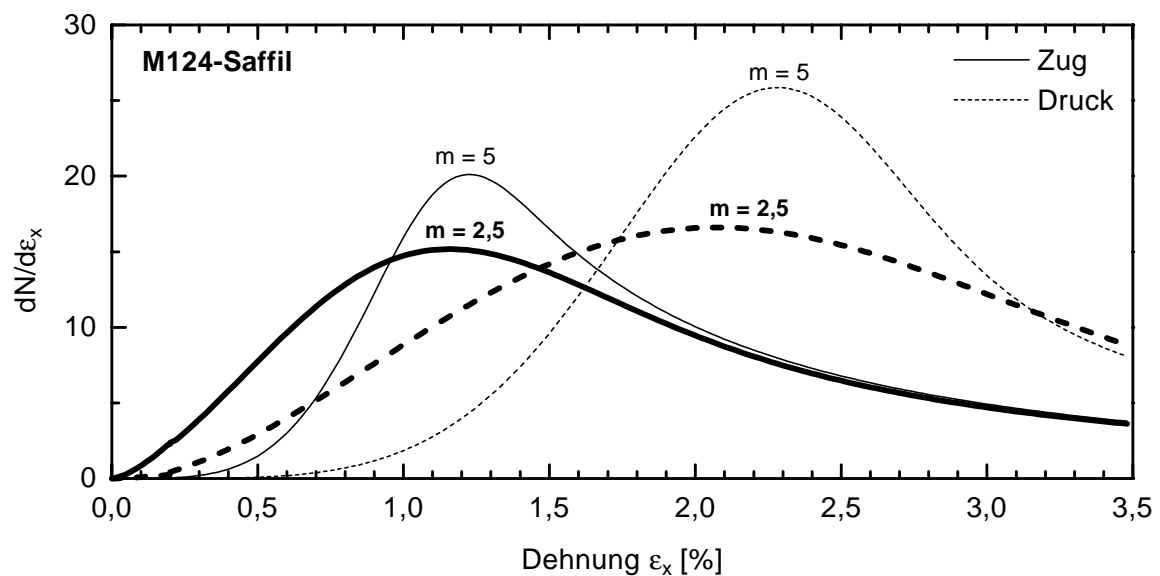


Abb. 7.27: Auf die Dehnung bezogene Rate der Faserbrüche für M124-Saffil.

Die Ergebnisse der Modellrechnungen ($n = 50$) zeigen die Abbildungen 7.24 bis 7.27. Um die Modellierung besser mit den experimentellen Ergebnissen vergleichen zu können, wurde zusätzlich zur Summenkurve (Abb. 7.24 und Abb. 7.25) durch numerisches Differenzieren eine

auf die Dehnung bezogene Rate der Teilchen- bzw. Faserbrüche berechnet, welche jeweils bis auf einen konstanten Faktor der experimentell gemessenen Dehnungs-SE-Rate vergleichbar ist (Abb. 7.26 und Abb. 7.27). Ein Vergleich mit den experimentellen Daten (Abb. 5.49 bis Abb. 5.52) zeigt, daß das Modell folgende Merkmale der Schädigungsverläufe korrekt wiedergibt:

- (1) Die Schädigung setzt unter Zugbeanspruchung früher ein als unter Druckbeanspruchung. Dabei stimmen die Dehnungen, bei denen die Schädigung einsetzt, für den Fall $m = 5$ näherungsweise mit den im Experiment beobachteten Dehnungen überein.
- (2) Das Verhältnis zwischen der maximalen Dehnungs-SE-Rate im Zugversuch zur maximalen Dehnungs-SE-Rate im Druckversuch ist bei M124 größer als bei M124-Saffil.

Darüber hinaus stimmen die Kurvenformen der Dehnungs-SE-Raten näherungsweise überein. Bei M124 tritt in der Modellierung bei 3,25 % ($m = 5$) bzw. 3,15 % ($m = 2,5$) Dehnung ein Maximum in der Dehnungs-SE-Rate auf. Im Experiment liegt dieses Maximum bei ca. 2,5 % Dehnung. Dagegen wurde bei M124-Saffil im Gegensatz zur Modellierung im Experiment kein Maximum der Dehnungs-SE-Rate gefunden. Das Modell kann zwar die Bruchdehnung im Zugversuch nicht vorhersagen, allerdings ist eine Aussage darüber möglich, wie viele Teilchen oder Fasern gebrochen sind, bevor es zum Probenbruch kommt. Geht man davon aus, daß bei beiden Werkstoffen die Bruchdehnung im Zugversuch zwischen 0,75 und 1 % Dehnung liegt, so sind bei Erreichen der Bruchdehnung weniger als 5 % ($m = 5$) bzw. 15 % ($m = 2,5$) der Teilchen bzw. Fasern gebrochen. Dies ist in guter Übereinstimmung mit den Untersuchungen von Caceres und Griffiths [1996] an einer Al-Si-Legierung, wo vor dem Probenbruch zwischen 3 und 10 % der Si-Teilchen gebrochen waren.

8 Zusammenfassung

Ziel der vorliegenden Arbeit war es, die in Metallmatrix-Verbundwerkstoffen beim Zug- und Druckversuch auftretenden Schädigungsprozesse mit Hilfe der Schallemissionsanalyse hinsichtlich Typ, Ort, Orientierung und zeitlichem Verlauf zu charakterisieren. Da sich in der Vergangenheit gezeigt hatte, daß einfache Signalparameter nur in Ausnahmefällen zur Beschreibung der Schädigungsprozesse geeignet sind, wurde von allen Schallemissionssignalen jeweils die komplette Wellenform unter Verwendung eines breitbandigen Meßsystems aufgezeichnet, dessen Filterwirkung berücksichtigt wurde.

Typische Laborproben weisen eine Geometrie auf, die in eine oder zwei Richtungen stark begrenzt ist (Platten oder Stäbe). Über den Zusammenhang zwischen der gemessenen Wellenform und der zugrunde liegenden Quellfunktion bei derartigen Proben ist bisher nur wenig bekannt. Um zu klären, wie die Wellenformen der Schallemissionssignale zustande kommen und wie sie auszuwerten sind, wurden Zugversuche an plattenförmigen Einzelfaser-Modellproben der Kombination Glasfaser/Polycarbonatmatrix durchgeführt, in deren Verlauf ein oder mehrere Faserbrüche auftraten. Da die Faser bei allen Proben bezüglich der Plattenebene in der Probenmitte lag, wurde im Fernfeld fast ausschließlich der symmetrische Grundmode der Plattenwellen angeregt. Es konnte gezeigt werden, daß vor allem der Signalanfang, d.h. die erste Halbschwingung, Informationen über die Signalquelle enthält, während alle nachfolgenden Signalanteile auf Reflexionen an den Probenrändern oder Eigenschwingungen zurückzuführen sind. Eine auf diesem Ergebnis basierende detailliertere Untersuchung ergab schließlich, daß die werkstoffbedingte Tiefpaßfilterung der Schallemissionssignale den Zusammenhang zwischen der Amplitude des ersten Maximums der symmetrischen Plattenwelle, dem Faserdurchmesser und der Faserbruchspannung entscheidend beeinflusst. Dabei konnte gezeigt werden, daß die Amplitude des ersten Maximums nach Korrektur um den Einfluß der Tiefpaßfilterung in gleicher Weise von der Faserbruchspannung und vom Faserdurchmesser abhängt wie die Amplitude der Longitudinalwelle im ideal elastischen Halbraum. Weitere Untersuchungen führten zu dem Ergebnis, daß die zweidimensionale Abstrahlcharakteristik eines Schädigungsereignisses in einer Platte durch die Amplitude des ersten Maximums korrekt beschrieben wird, so daß eine Identifikation des Schädigungstyps prinzipiell möglich ist.

Ausgehend von den an den Einzelfaser-Modellproben gewonnenen Erkenntnissen war auch eine Interpretation der Wellenformen möglich, die bei den stabförmigen Zug- und Druckproben der MMC-Werkstoffe auftraten. Dabei stellte sich heraus, daß aufgrund der komplexen Überlagerung der Einflüsse der Wellenausbreitung (wie z. B. das Auftreten von Reflexionen und verschiedenen Moden) eine Charakterisierung der Signalquelle nur dann möglich ist, wenn der Sensor nahe beim Epizentrum oder im Epizentrum selbst angebracht war. Für diesen Spezialfall, der ausschließlich bei den Druckproben auftrat, konnte durch Vorwärtsrechnungen gezeigt werden, daß trotz der begrenzten Geometrie die Annahmen für den elastischen Halbraum gelten. Dabei ist trotz einer unvermeidlichen Tiefpaßfilterung durch das Meßsystem eine näherungsweise Charakterisierung der Schädigungsereignisse hinsichtlich Lage und Größe sowie unter bestimmten Voraussetzungen auch hinsichtlich des Typs möglich.

Da die meisten der in den Zug- und Druckversuchen aufgezeichneten Schallemissionsereignisse nur einen geringen Rauschabstand besitzen, muß davon ausgegangen werden, daß selbst bei der Verwendung der empfindlichsten Sensoren nicht alle Schallemissionsereignisse registriert wurden. Trotzdem kann angenommen werden, daß die Schallemissionsmessungen den Schädigungsverlauf qualitativ richtig wiedergeben, da Versuche mit unterschiedlich empfindlichen Sensoren beim selben Werkstoff ähnliche Schädigungsverläufe ergaben. Eine quantitative Erfassung der Schädigungsverläufe von typischen MMCs durch Schallemissionsmessungen erscheint hingegen nur in Spezialfällen möglich zu sein.

Die Identifikation der Schädigungstypen geschah außer mittels der quantitativen Schallemissionsanalyse auch durch die Beobachtung von metallographisch präparierten Proben im Mikroskop. Je nach Werkstoff und Beanspruchungsart kam es in den Zug- und Druckversuchen zum Debonding oder zum Bruch der spröden Gefügebestandteile (Teilchen, Fasern) und damit auch zu sehr unterschiedlichen Schädigungsverläufen. Ein wichtiges Ergebnis ist hierbei die Tatsache, daß selbst bei quasi-isotropen Verbundwerkstoffen der Schädigungsverlauf bei einsinniger äußerer Beanspruchung vom Vorzeichen der äußeren Last (Zug oder Druck) abhängt. Mittels eines halbquantitativen analytischen Modells, welches neben der Weibull-Verteilung der Bruchspannungen auch die Orientierungsverteilung der spröden Phase berücksichtigt, konnten Schädigungsverläufe berechnet und der oben genannte Sachverhalt nachvollzogen werden.

Aus den Ergebnissen dieser Arbeit können folgende Schlußfolgerungen gezogen werden:

Auch an typischen Laborproben kann eine quantitative Schallemissionsanalyse durchgeführt werden. Grundvoraussetzung hierfür ist die Verwendung eines kalibrierten Meßsystems, auf dessen Grundlage eine Vorwärtsrechnung möglich ist, welche die Interpretation der Wellenformen erleichtert oder überhaupt erst ermöglicht. Im Fall einer kompakter Probengeometrie wie z. B. bei den hier verwendeten Standarddruckproben können die für den elastischen Halbraum gültigen Ansätze direkt angewandt werden, wenn sich die Sensoren im Epizentrum befinden. Bei stab- oder plattenförmigen Proben hingegen müssen die für den elastischen Halbraum gültigen Ansätze auf geführte Wellenmoden übertragen werden, was zumindest teilweise möglich ist. Generell wird die quantitative Schallemissionsanalyse erleichtert, wenn sich in der Nähe des Epizentrums jeder möglichen Signalquelle ein Sensor befindet ist. In der Praxis bedeutet dies, mit einer möglichst hohen Dichte an Sensoren auf der Probenoberfläche zu arbeiten.

Bei der Prüfung von Verbundwerkstoffen, aber auch immer dann, wenn sehr schnell ablaufende Quellmechanismen untersucht werden, ist zu berücksichtigen, daß die Signalquelle eine Frequenzbandbreite besitzt, deren obere Frequenzgrenze typischerweise deutlich oberhalb von 10 MHz liegt. Mit den derzeit verfügbaren Meßsystemen kann daher eine Tiefpaßfilterung in der Regel nicht vermieden werden. Wenn dann außerdem noch wie z. B. bei den Einzelfaser-Modellproben ein hochdämpfender Matrixwerkstoff verwendet wird, wirkt dieser aufgrund der stark frequenzabhängigen Schallschwächung zusätzlich als Tiefpaßfilter. Der Einfluß der Tiefpaßfilterung ist daher bei der Auswertung in geeigneter Weise zu berücksichtigen.

Bei typischen MMC-Werkstoffen ist nur eine qualitative bzw. halbquantitative Erfassung des Schädigungsverlaufs möglich. Trotzdem eignet sich die Schallemissionsmessung zur Erfassung des Schädigungsverlaufs von Metallmatrix-Verbundwerkstoffen, um z. B. den Einfluß unterschiedlicher Beanspruchungsarten zu untersuchen. In einfachen Fällen, in denen sich die einzelnen Schädigungsereignisse gegenseitig nicht beeinflussen und keine Lokalisierung der Schädigung auftritt, kann der Schädigungsverlauf mittels eines analytischen Modells näherungsweise berechnet werden.

Anhang

A. MapleV-Skripte zur Berechnung von Dispersionskurven von Plattenwellen

Zur analytischen und numerischen Lösung von Gleichungssystemen wurde die Mathematiksoftware *Maple V Release 3 for Microsoft Windows* [1994] verwendet. Bei den nachfolgenden MapleV-Skripten sind als Beispiel jeweils die Kennwerte für 400 µm dicke Polycarbonatfolien eingesetzt. Der Übersichtlichkeit wegen werden nicht alle Bildschirmausgaben gezeigt. In den nachfolgenden Skripten werden diese Bereiche jeweils durch [...] dargestellt.

A.1 Berechnung der Phasengeschwindigkeit des antisymmetrischen Grundmode mittels der Näherungslösung nach Mindlin

MapleV Release 3 Worksheet zur Berechnung der Dispersionskurve der Phasengeschwindigkeit des antisymmetrischen Grundmode bei Plattenwellen mittels der Näherungslösung nach Mindlin [1951]

Grundgleichung nach Mindlin:

$$A0 := (c^2/c^2)^2 - \kappa^2 + cp^2/c^2 + (12 \cdot \kappa^2)/(h^2 \cdot k^2) \cdot (c^2/c^2) + \kappa^2 \cdot cp^2/c^2 = 0;$$

$$A0 := \frac{c^4}{c^2^4} - \frac{\left(\kappa^2 + \frac{cp^2}{c^2^2} + 12 \frac{\kappa^2}{h^2 k^2} \right) c^2}{c^2^2} + \frac{\kappa^2 cp^2}{c^2^2} = 0$$

Ersetze k:

$$k := \omega/c;$$

$$k := \frac{\omega}{c}$$

Löse die Grundgleichung A0 für c(ω):

$$A1 := \text{solve}(A0, c);$$

$$A1 := \frac{1}{2} \sqrt{-\frac{2 \%3 + 2 cp^2 h^2 \omega^2 + 2 \%2}{\%1}}, -\frac{1}{2} \sqrt{-\frac{2 \%3 + 2 cp^2 h^2 \omega^2 + 2 \%2}{\%1}},$$

$$\frac{1}{2} \sqrt{-\frac{2 \%3 + 2 cp^2 h^2 \omega^2 - 2 \%2}{\%1}}, -\frac{1}{2} \sqrt{-\frac{2 \%3 + 2 cp^2 h^2 \omega^2 - 2 \%2}{\%1}}$$

$$\%1 := -h^2 \omega^2 + 12 \kappa^2 c2^2$$

$$\%2 := \sqrt{\kappa^4 c2^4 h^4 \omega^4 - 2 \kappa^2 c2^2 h^4 \omega^4 cp^2 + cp^4 h^4 \omega^4 + 48 \kappa^4 cp^2 c2^4 h^2 \omega^2}$$

$$\%3 := \kappa^2 c2^2 h^2 \omega^2$$

Ergebnis: Nur die dritte Lösung (A1[3]) ist eine physikalisch sinnvolle Lösung.

Loesung := A1[3];

$$Loesung := \frac{1}{2} \sqrt{2} \sqrt{\frac{\kappa^2 c2^2 h^2 \omega^2 + cp^2 h^2 \omega^2 - \sqrt{\kappa^4 c2^4 h^4 \omega^4 - 2 \kappa^2 c2^2 h^4 \omega^4 cp^2 + cp^4 h^4 \omega^4 + 48 \kappa^4 cp^2 c2^4 h^2 \omega^2}}{h^2 \omega^2 - 12 \kappa^2 c2^2}}$$

Definition der Variablen:

Shear factor kappa [-] ($\kappa = cR/c2$, mit $cR =$ Schallgeschwindigkeit der Oberflächenwelle)

kappa := (0.87+1.12*nu)/(1+nu);

$$\kappa := \frac{.87 + 1.12 v}{1 + v}$$

Scherwellengeschwindigkeit [m/s]

c2 := (EModul/2/(1+nu)/rho)^(1/2);

$$c2 := \frac{1}{2} \sqrt{2} \sqrt{\frac{EModul}{(1 + v) \rho}}$$

Geschwindigkeit des symmetrischen Plattenwellenmode (klassische Näherung)

cp := (EModul/rho/(1-nu^2))^(1/2);

$$cp := \sqrt{\frac{EModul}{\rho (1 - v^2)}}$$

Ersetze die Kreisfrequenz durch die Frequenz:

omega := 2*Pi*f;

$$\omega := 2 \pi f$$

Eingabe der konkreten Werkstoff- und Probendaten:

Elastizitätsmodul [Pa]:

EModul := 2820000000;

$$EModul := 2820000000$$

Querkontraktionszahl [-]:

nu := 0.396;

$$v := .396$$

Dichte [kg/m^3]:

rho := 1201;

$\rho := 1201$

Plattendicke [m]:

$h := 0.0004$;

$h := .0004$

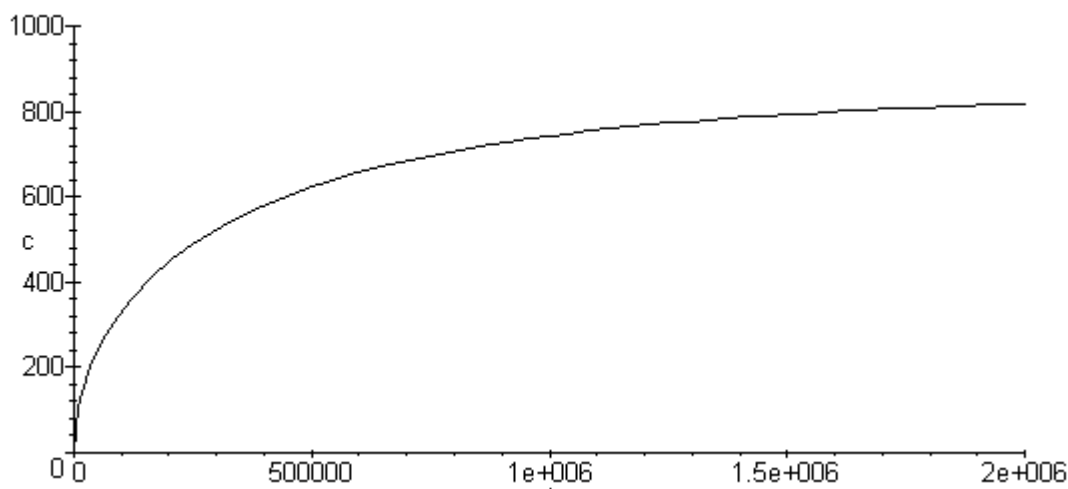
Ausgabe des Ergebnis als Datensatz:

Ergebnis := plot (A1[3], f=0..2000000, c=0..1000);

[...]

Ausgabe des Ergebnis als Grafik:

plot (A1[3], f=0..2000000, c=0..1000);



A.2 Berechnung der Gruppengeschwindigkeit des antisymmetrischen Grundmode mittels der Näherungslösung nach Mindlin

MapleV Release 3 Worksheet zur Berechnung der Dispersionskurve der Gruppengeschwindigkeit des antisymmetrischen Grundmode bei Plattenwellen mittels der Näherungslösung nach Mindlin [1951]

Grundgleichung nach Mindlin:

$A0 := (c^2/c2^2)^2 - \kappa^2 + cp^2/c2^2 + (12*\kappa^2)/(h^2*k^2)*(c^2/c2^2) + \kappa^2*cp^2/c2^2 = 0$;

$$A0 := \frac{c^4}{c2^4} - \frac{\left(\kappa^2 + \frac{cp^2}{c2^2} + 12 \frac{\kappa^2}{h^2 k^2} \right) c^2}{c2^2} + \frac{\kappa^2 cp^2}{c2^2} = 0$$

Ersetze c:

$c := \omega/k$;

$$c := \frac{\omega}{k}$$

Löse die Grundgleichung A0 für k(ω):

$A2 := solve (A0, k)$;

$$A2 := \frac{1}{2} \frac{\sqrt{2} \sqrt{\%2 + \omega^2 cp^2 h^2 + \%1}}{\kappa cp c2 h}, - \frac{1}{2} \frac{\sqrt{2} \sqrt{\%2 + \omega^2 cp^2 h^2 + \%1}}{\kappa cp c2 h},$$

$$\frac{1}{2} \frac{\sqrt{2} \sqrt{\%2 + \omega^2 cp^2 h^2 - \%1}}{\kappa cp c2 h}, - \frac{1}{2} \frac{\sqrt{2} \sqrt{\%2 + \omega^2 cp^2 h^2 - \%1}}{\kappa cp c2 h}$$

$$\%1 := (\omega^4 \kappa^4 c2^4 h^4 - 2 \omega^4 \kappa^2 c2^2 h^4 cp^2 + \omega^4 cp^4 h^4 + 48 \kappa^4 cp^2 c2^4 h^2 \omega^2)^{1/2}$$

$$\%2 := \omega^2 \kappa^2 c2^2 h^2$$

Ergebnis: Nur die erste Lösung (A2[1]) ist eine physikalisch sinnvolle Lösung.

Differenzieren: d k / d omega = 1/cgr

A3 := diff (A2[1],omega);

$$A3 := \frac{1}{4} \sqrt{2} \left(2 \omega \kappa^2 c2^2 h^2 + 2 \omega cp^2 h^2 + \frac{1}{2} (4 \omega^3 \kappa^4 c2^4 h^4 - 8 \omega^3 \kappa^2 c2^2 h^4 cp^2 + 4 \omega^3 cp^4 h^4 + 96 \kappa^4 cp^2 c2^4 h^2 \omega) / \right.$$

$$\left. (\omega^4 \kappa^4 c2^4 h^4 - 2 \omega^4 \kappa^2 c2^2 h^4 cp^2 + \omega^4 cp^4 h^4 + 48 \kappa^4 cp^2 c2^4 h^2 \omega^2)^{1/2} \right) / \left(\kappa cp c2 h (\omega^2 \kappa^2 c2^2 h^2 + \omega^2 cp^2 h^2 + (\omega^4 \kappa^4 c2^4 h^4 - 2 \omega^4 \kappa^2 c2^2 h^4 cp^2 + \omega^4 cp^4 h^4 + 48 \kappa^4 cp^2 c2^4 h^2 \omega^2)^{1/2})^{1/2} \right)$$

Ersetze k:

k := omega/cgr;

$$k := \frac{\omega}{cgr}$$

Setze A3 = 1/cgr und löse nach cgr auf (Dies ist die gesuchte Lösung):

A4 := solve (A3=(1/cgr), cgr);

$$A4 := \sqrt{\%1} \kappa cp c2 \sqrt{\omega^2 \kappa^2 c2^2 h^2 + \omega^2 cp^2 h^2 + \sqrt{\%1} \sqrt{2}} / (\omega h (\sqrt{\%1} \kappa^2 c2^2 + \sqrt{\%1} cp^2 + \omega^2 \kappa^4 c2^4 h^2 - 2 \omega^2 \kappa^2 c2^2 h^2 cp^2 + \omega^2 cp^4 h^2 + 24 \kappa^4 cp^2 c2^4))$$

$$\%1 := \omega^4 \kappa^4 c2^4 h^4 - 2 \omega^4 \kappa^2 c2^2 h^4 cp^2 + \omega^4 cp^4 h^4 + 48 \kappa^4 cp^2 c2^4 h^2 \omega^2$$

Definition der Variablen:

Shear factor kappa [-] ($\kappa = cR/c2$, mit $cR =$ Schallgeschwindigkeit der Oberflächenwelle)

kappa := (0.87+1.12*nu)/(1+nu);

$$\kappa := \frac{.87 + 1.12 \nu}{1 + \nu}$$

Scherwellengeschwindigkeit [m/s]

c2 := (EModul/2/(1+nu)/rho)^(1/2);

$$c2 := \frac{1}{2} \sqrt{2} \sqrt{\frac{EModul}{(1 + \nu) \rho}}$$

Geschwindigkeit des symmetrischen Plattenwellenmode (klassische Näherung)

cp := (EModul/rho/(1-nu^2))^(1/2);

$$c_p := \sqrt{\frac{E_{Modul}}{\rho (1 - \nu^2)}}$$

Ersetze die Kreisfrequenz durch die Frequenz:

omega := 2*Pi*f;

$$\omega := 2 \pi f$$

Eingabe der konkreten Werkstoff- und Probandaten:

Elastizitätsmodul [Pa]:

EModul := 2820000000;

$$E_{Modul} := 2820000000$$

Querkontraktionszahl [-]:

nu := 0.396;

$$\nu := .396$$

Dichte [kg/m^3]:

rho := 1201;

$$\rho := 1201$$

Plattendicke [m]:

h := 0.0004;

$$h := .0004$$

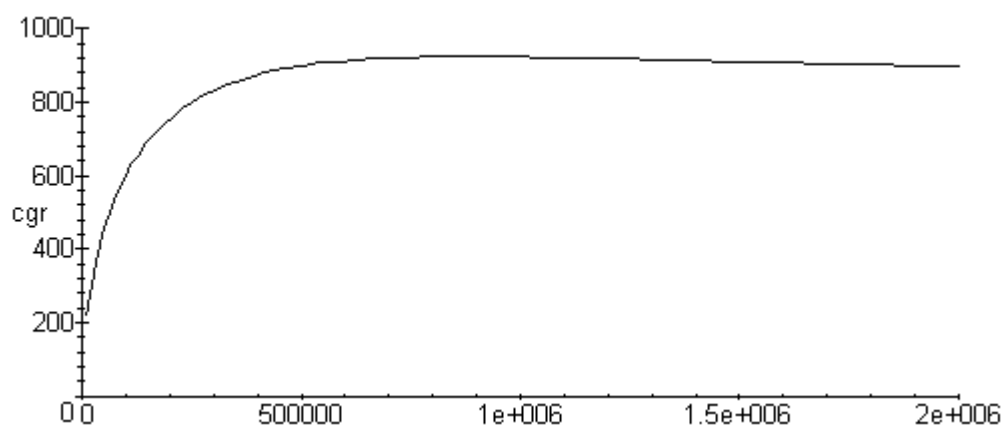
Ausgabe des Ergebnis als Datensatz:

Ergebnis := plot (A4, f=0..2000000, cgr=0..1000);

[...]

Ausgabe des Ergebnis als Grafik:

plot (A4, f=0..2000000, cgr=0..1000);



A.3 Numerische Berechnung der Phasengeschwindigkeit des symmetrischen Grundmode mittels der Rayleigh-Lamb-Gleichung

Vorbemerkung:

Zur vollständigen Beschreibung der Dispersionskurve sind zwei Grundgleichungen notwendig, eine für Geschwindigkeiten oberhalb und eine für Geschwindigkeiten unterhalb der Scherwellengeschwindigkeit. Bei der ersten Lösung (vgl. auch erste graphische Darstellung im Worksheet) müssen die Lösungen des SH0-Mode (Scherwelle) sowie höherer Moden von Hand aussortiert werden.

MapleV Release 3 Worksheet zur numerischen Berechnung der Dispersionskurve der Phasengeschwindigkeit des symmetrischen Grundmode bei Plattenwellen auf Grundlage der (exakten) Rayleigh-Lamb-Gleichung mittels der Funktion „implicitplot“

Grundgleichung und Variable beta

1. Region I: $c_s < c < c_1$, Niederfrequenzbereich sym. Mode

$$B1 := (\tan(\beta_1 b) / \tanh(\alpha b)) - (4 \alpha \beta_1 \xi^2) / (\xi^2 - \beta_1^2)^2;$$

$$B1 := \frac{\tan(\beta_1 b)}{\tanh(\alpha b)} - 4 \frac{\alpha \beta_1 \xi^2}{(\xi^2 - \beta_1^2)^2}$$

$$\beta_1 := (\omega^2 / c^2 - \xi^2)^{1/2};$$

$$\beta_1 := \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} - \xi^2}$$

2. Region II: $c < c_s$, Hochfrequenzbereich sym. Mode

$$B2 := (\tanh(\beta_2 b) / \tanh(\alpha b)) - (4 \alpha \beta_2 \xi^2) / (\xi^2 - \beta_2^2)^2;$$

$$B2 := \frac{\tanh(\beta_2 b)}{\tanh(\alpha b)} - 4 \frac{\alpha \beta_2 \xi^2}{(\xi^2 - \beta_2^2)^2}$$

$$\beta_2 := I * (\omega^2 / c^2 - \xi^2)^{1/2};$$

$$\beta_2 := I \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} - \xi^2}$$

Definition der Variablen:

$$\alpha := I * (\omega^2 / c_1^2 - \xi^2)^{1/2};$$

$$\alpha := I \sqrt{\frac{\omega^2}{c_1^2} - \xi^2}$$

$$b := 1/2 * h;$$

$$b := \frac{1}{2} h$$

Longitudinalwellengeschwindigkeit (c_1)

$$c_1 := ((E_{\text{Modul}} * (1 - \nu)) / (\rho * (1 + \nu) * (1 - 2 * \nu)))^{1/2};$$

$$c1 := \sqrt{\frac{E\text{Modul} (1 - \nu)}{\rho (1 + \nu) (1 - 2 \nu)}}$$

Lamé-Konstante

$$\mu := E\text{Modul}/(2*(1+\nu));$$

$$\mu := \frac{E\text{Modul}}{2 + 2 \nu}$$

Scherwellengeschwindigkeit (c2)

$$c2 := (\mu/\rho)^{(1/2)};$$

$$c2 := \sqrt{\frac{E\text{Modul}}{(2 + 2 \nu) \rho}}$$

Geschwindigkeit des symmetrischen Plattenwellenmode (klassische Näherung)

$$cp := (E\text{Modul}/(\rho*(1-\nu^2)))^{(1/2)};$$

$$cp := \sqrt{\frac{E\text{Modul}}{\rho (1 - \nu^2)}}$$

$$xi := \omega/c;$$

$$\xi := \frac{\omega}{c}$$

Ersetze die Kreisfrequenz durch die Frequenz:

$$\omega := 2*\text{Pi}*f;$$

$$\omega := 2 \pi f$$

Eingabe der konkreten Werkstoff- und Probandaten:

Elastizitätsmodul [Pa]:

$$E\text{Modul} := 2820000000;$$

$$E\text{Modul} := 2820000000$$

Querkontraktionszahl [-]:

$$\nu := 0.396;$$

$$\nu := .396$$

Dichte [kg/m³]:

$$\rho := 1201;$$

$$\rho := 1201$$

Plattendicke [m]:

$$h := 0.0004;$$

$$h := .0004$$

$$\text{obereGrenze} := cp + 50;$$

$$\text{obereGrenze} := 1718.752280$$

Numerische Lösung:

with (plots);

[...]

Ausgabe der Ergebnisse als Datensatz:

P1 := implicitplot (B1 = 0, f=0..3000000, c=c2..obereGrenze, grid=[60,60]);

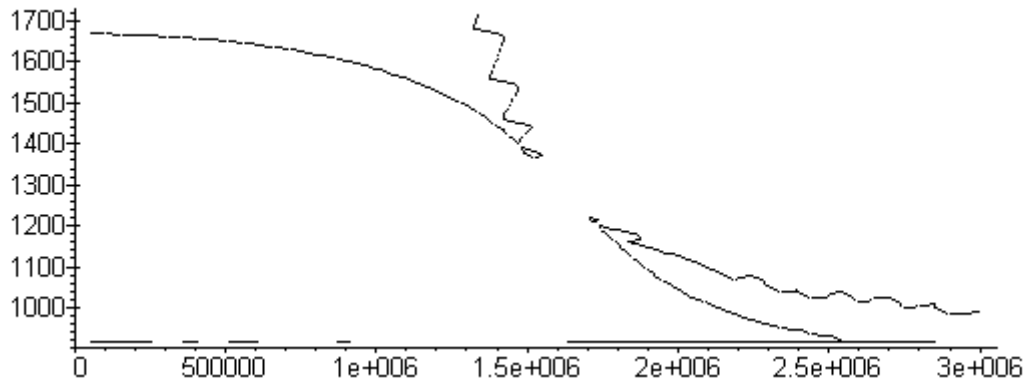
[...]

P2 := implicitplot (B2 = 0, f=0..10000000, c=0..c2, grid=[60,60]);

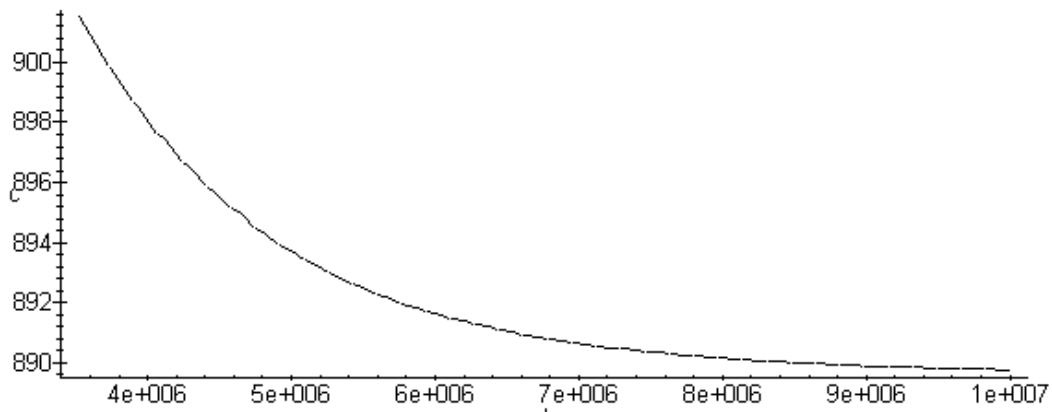
[...]

Ausgabe der Ergebnisse als Grafik:

display ([P1]);



display ([P2]);



display ([P1,P2]);

[...]

B. Einzelfaser-Modellproben: Probenparameter und Geräteeinstellungen

B.1 Probenparameter

Versuchsziel	Proben-Nr.	Faserlänge [mm]	Faserdurchmesser [μm]	Probendicke [μm]	Proben-geometrie
Faserbruch (allgem.)	20	1,0	100	400	Typ 1
Faserbruch – Probengeometrie	55	5,0	100	405	Typ 3 ¹
	57	5,0	100	421	Typ 3
	63	10,0	100	400	Typ 3
	65	5,0	100	400	Typ 3
	66	5,0	100	428	Typ 3
	67	5,0	100	475	Typ 3
Faserbruch – Sensorposition	71	49,3	135	400	Typ 2
	14	5,1	100	400	Typ 1
Faserbruch – Faserdurchmesser	15	5,0	77	390	Typ 1
	21	5,0	32	390	Typ 1
	22	2,0	10	390	Typ 1
	30	10,0	100	390	Typ 1
Faserbruch – Abstrahlcharakteristik	74	47,3	100	417	Typ 1
Faserauszug	40	5,0	100	417	Typ 2
	45	5,0	100	419	Typ 2
Debonding	A10	5,0	100	400	Typ 1

Tab. B.1: Probenparameter der Einzelfaserproben mit Polycarbonatmatrix.

¹ Eine Beschreibung von Probenotyp 3 findet sich in Abschnitt 7.1.2.

B.2 Geräteeinstellungen Einzelfaserproben (Schallemissionsmessung)

Proben-Nr	Sensor-Nr.	Sensortyp	Vorverstärker		Hauptverstärkungseinheit	
			Typ	Verstärkung [dB]	Typ	Verstärkung [dB]
20	1 und 2	B1025-A	PA2040G	20	F4000	6
	3 und 4	B1025-A	PA2040G	20	F4000	12
55	1	B1025-A	PA2040GA	20	F4012	6
57	2	B1025-A	PA2040GA	20	F4012	12
63	1	B1025-A	PA2040GA	20	F4012	6
65	1	B1025-A	PA2040GA	20	F4012	15
	2	B1025-A	PA2040GA	20	F4012	21+9
	3 und 4	B1025-B	PA2040GA	20	F4012	15
66	1	B1025-G	PA2040GA	20	F4012	21+6
67	1	B1025-A	PA2040GA	20	F4012	18
	2	B1025-G	PA2040GA	20	F4012	21+21
	3 und 4	B1025-A	PA2040GA	20	F4012	21+12
71	1	B1025-A	PA2040GA	20	F4012	0 / 21+6
14	1 bis 4	B1025-A	PA2040G	20	F4000	6
15	1 bis 4	B1025-A	PA2040G	20	F4000	9
21	1 bis 4	B1025-A	PA2040G	40	F4000	9 / 3
22	1 bis 4	B1025-A	PA2040G	40	F4000	21+6
30	1 bis 4	B1025-A	PA2040G	20	F4000	6 / 3 / 0
74	1 bis 4	B1025-B	PA2040GA	20	F4012	6 / 0
	5 und 6	B1025-A	PA2040G	20	F4000	6 / 0
40	1	B1025-A	PA2040G	20	F4000	9
	2 und 3	B1025-A	PA2040G	20	F4000	15
	4	B1025-A	PA2040G	40	F4000	21+12
45	1 und 3	R15	PA2040G	20	F4000	21+3
	2 und 4	B1025-A	PA2040G	20	F4000	3
A10	1 bis 3	B1025-A	PA2040G	40	F4000	21+9

Tab. B.2: Geräteeinstellungen des Schallemissions-Meßsystems bei Zugversuchen an Einzelfaserproben mit Polycarbonatmatrix.

C. Geräteeinstellungen bei den Schallemissionsmessungen an den Metallmatrix-Verbundwerkstoffen

Meßsystem	Probenart	Werkstoff	Singalverstärkung [dB]
B1025-A PA2040G F4000	Druck	AA1050 AA6061 6061-SiC _p M124 M124-Saffil	40+21+3
		Al-Al ₂ O _{3f} (quer) Al-Al ₂ O _{3f} (längs)	40+21+0
	Zug	AA1050 AA6061 6061-SiC _p M124	40+21+6
		M124-Saffil Al-Al ₂ O _{3f} (quer) Al-Al ₂ O _{3f} (längs)	40+21+0
	Zug-Druck Druck mit Kerbe	M124	40+21+3
R15 PA2040G F4000	Druck	M124 M124-Saffil	40+21+3
B1025-A PA2040GA F4012	Druck	6061-SiC _p M124 M124-Saffil	40+21+0

Tab. C.1: Geräteeinstellungen bei der Schallemissionsmessung an den Metallmatrix-Verbundwerkstoffen.

D. Kalibrierung des Sensors B1025-G

Da zur Kalibrierung des Sensortyps B1025-G nur ein Sensor zur Verfügung stand, mußte ein von der Reziprozitätsmethode abgeleitetes Verfahren angewandt werden. Anstatt aus zwei baugleichen Sensoren bestand in diesem Fall das Sensorpaar aus dem zu kalibrierenden Sensor sowie aus einem Referenzsensor mit bekannter Charakteristik. Die Messungen wurden analog wie in Abschnitt 3.5.2.a beschrieben unter Verwendung eines Netzwerkanalysators durchgeführt. Die relative spektrale Empfindlichkeit $E_{rel}(f)$ sowie die Phasenverschiebung $\phi_{rel}(f)$ des zu kalibrierenden Sensors berechnen sich dann wie folgt:

$$E_{rel}(f) = \frac{\Delta A(f)}{E_{Referenz}(f)} \quad (D.1)$$

$$\phi_{rel}(f) = \Delta\phi(f) - \phi_{Referenz}(f) \quad (D.2)$$

mit $E_{Referenz}(f)$ = relative Empfindlichkeit des Referenzsensors und $\phi_{Referenz}(f)$ = Phasenverschiebung des Referenzsensors.

Als Referenzsensor wurde ein Sensor vom Typ B1025-B verwendet. Das Ergebnis der Kalibrierung zeigt Abb. D.1. Im Vergleich zum bis auf die Schutzplatte baugleichen Referenzsensor ergibt sich für den Sensor B1025-G eine durchschnittlich um ca. 40 dB (Faktor 100) geringere Empfindlichkeit.

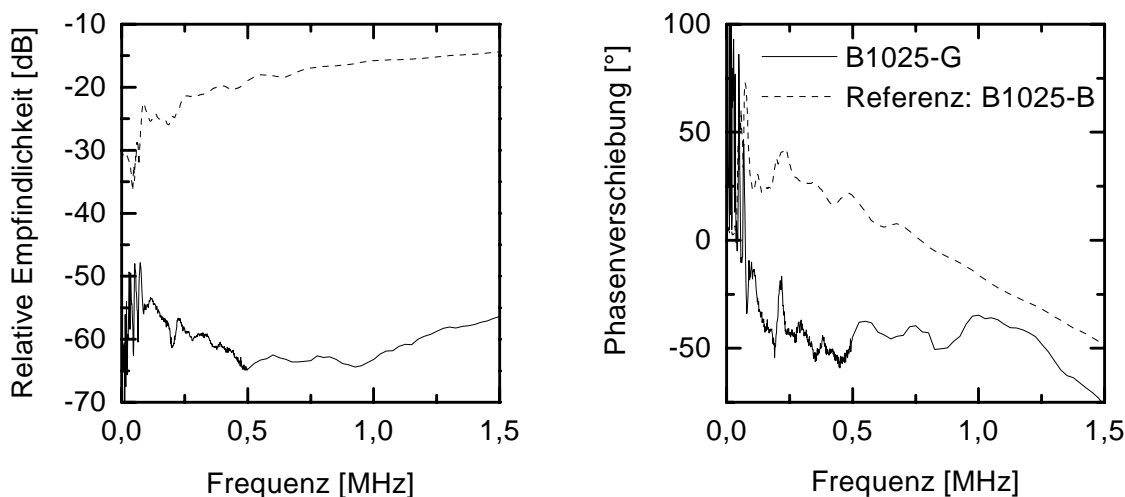


Abb. D.1: Kalibrierkurven des Sensors B1025-G (durchgezogene Linien) sowie des Referenzsensors (B1025-B, gestrichelte Linien). Zur besseren Vergleichbarkeit erfolgt die Darstellung der relativen Empfindlichkeit in logarithmischer Skalierung.

E. Einfluß der Probenbelastung auf die Schallgeschwindigkeit des symmetrischen Grundmode

Abb. E.1 zeigt das Ergebnis eines Experiments, bei dem die Gruppengeschwindigkeit des symmetrischen Grundmode vor und während eines Zugversuchs gemessen wurde (Polycarbonat-Modellprobe, Probentyp 2). Je nach Belastungszustand ergeben sich Unterschiede von maximal 3 % bezogen auf die Messung bei Versuchsbeginn, wobei kein eindeutiger Trend festzustellen ist. Vermutlich sind diese Unterschiede rein auf versuchsbedingte Einflüsse wie die Abnahme der Probenbreite und Veränderung der Ankopplungsbedingungen zurückzuführen, welche in dieser Größenordnung liegen. Eine signifikante Veränderung der Gruppengeschwindigkeit durch das aufbringen einer mechanischen Spannung bzw. Dehnung ist jedenfalls nicht zu beobachten. Dasselbe gilt insoweit auch für die Schallschwächung, als daß die Frequenz, ab der das Signal durch Rauschen überdeckt wurde, konstant war.

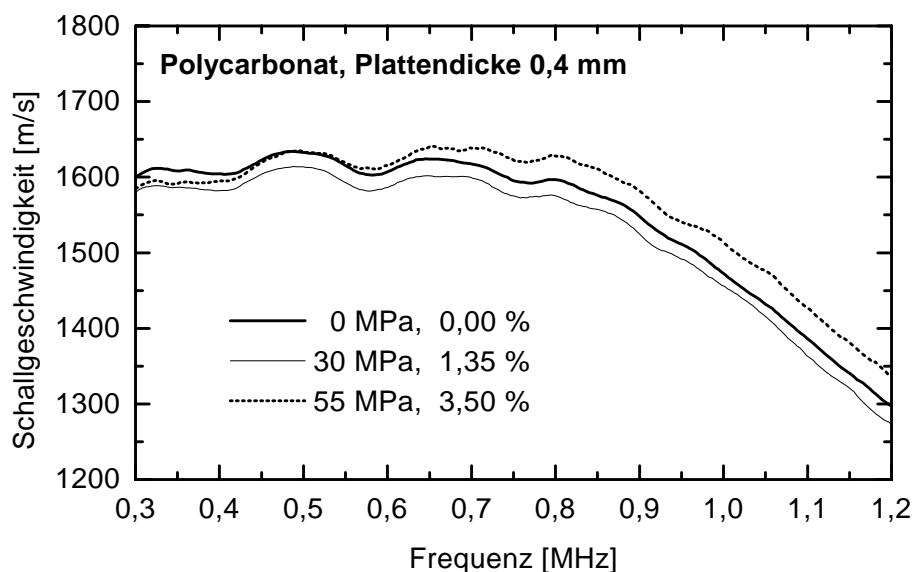


Abb. E.1: Schallgeschwindigkeit des symmetrischen Grundmode gemessen für verschiedene Spannungs- bzw. Dehnungszustände während eines Zugversuchs an einer Schulterstabprobe von Typ 2.

F. Wellenformbeispiele für die Zugversuche an den Metallmatrix-Verbundwerkstoffen

Dargestellt sind die symmetrischen und antisymmetrischen Wellenformanteile, es bedeuten S = symmetrischer Anteil, A = antisymmetrischer Anteil, 1/2 = oberes Sensorpaar, 3/4 = unteres Sensorpaar.

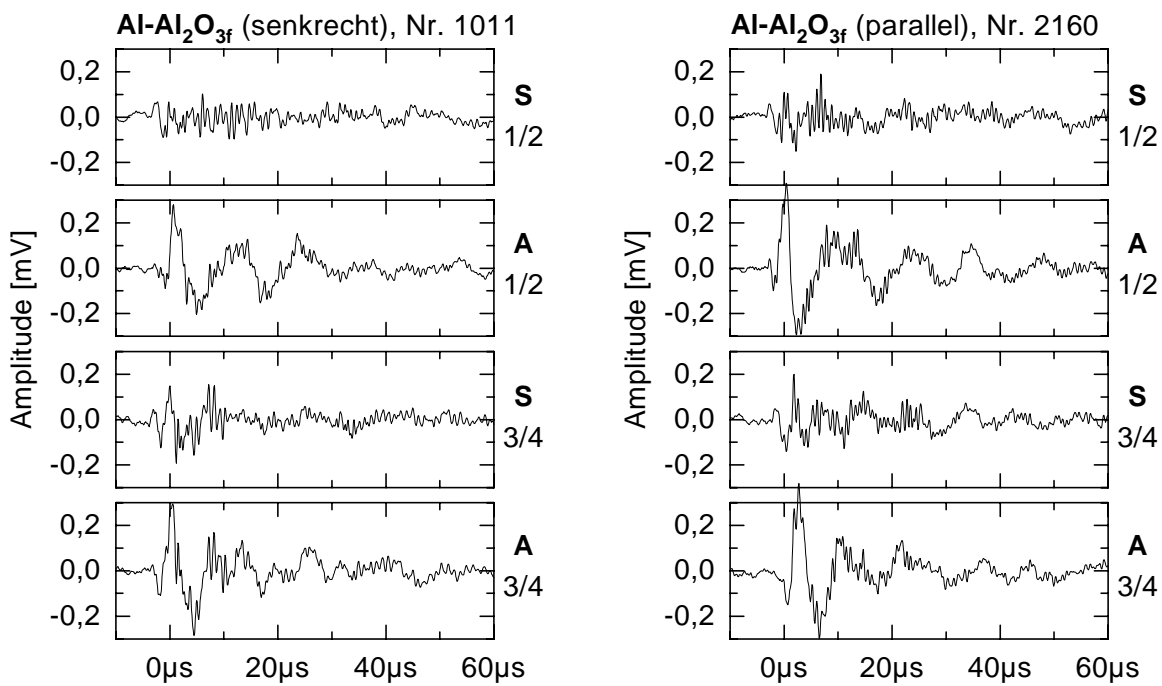


Abb. F.1:

Wellenformanteile eines SE-Ereignisses beim Zugversuch an Al-Al₂O_{3f} (Fasern senkrecht zur Zugachse).

Abb. F.2:

Wellenformanteile eines SE-Ereignisses beim Zugversuch an Al-Al₂O_{3f} (Fasern parallel zur Zugachse).

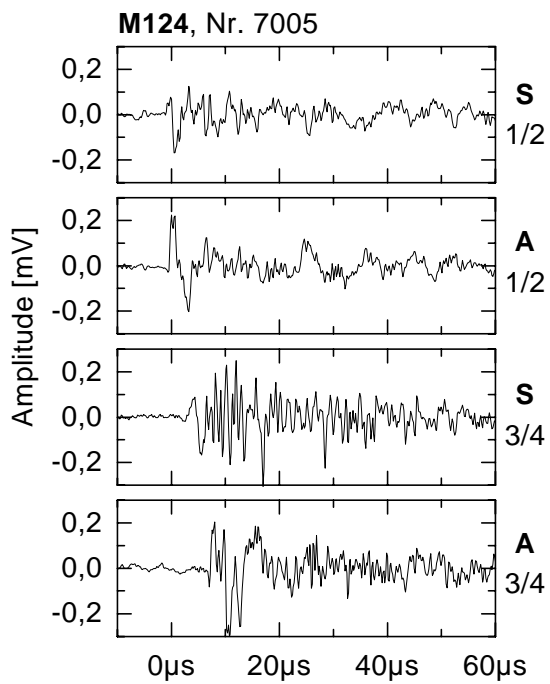


Abb. F.3:
Wellenformanteile eines SE-Ereignisses beim
Zugversuch an M124.

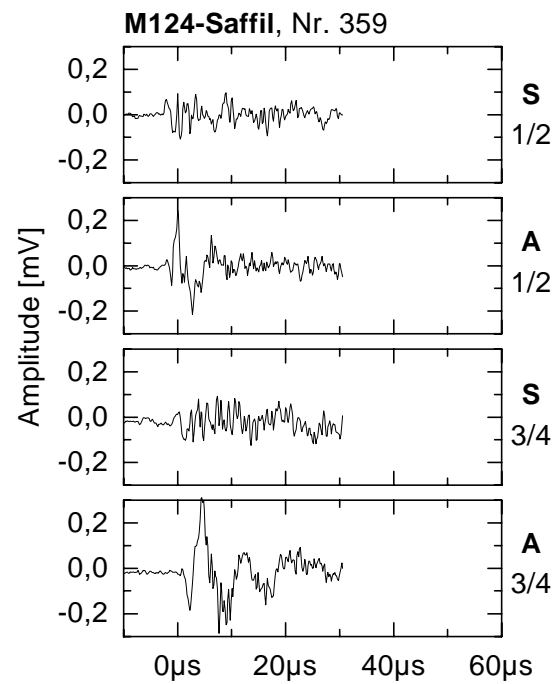


Abb. F.4:
Wellenformanteile eines SE-Ereignisses beim
Zugversuch an M124-Saffil.

G. Wellenformen bei Druckversuchen mit mehr als zwei Sensoren

Neben dem in Abschnitt 5.1.3.d beschriebenen Versuch wurden noch zwei weitere Versuche durchgeführt, bei denen mehr als zwei Sensoren verwendet wurden. Dabei waren im einen Fall zwei Sensorpaare übereinander auf den beiden Ankopplungsflächen angebracht (vgl. Skizze auf der rechten Seite in Abb. G.1). Wie Abb. G.1 zeigt, wurden die Wellenformen vom Typ 1 entweder am einen oder am anderen Sensorpaar registriert, niemals jedoch gleichzeitig. Außerdem waren die Amplituden am einem Sensorpaar in der Größenordnung des Rauschpegels wenn am anderen Sensorpaar Typ 1 auftrat. Im Gegensatz dazu trat Typ 2 immer gleichzeitig an allen vier Sensoren mit etwa gleicher Amplitude auf. Der gleiche Befund ergibt sich, wenn eines der Sensorpaare um 90° gedreht angebracht war, vgl. hierzu Abb. G.2.

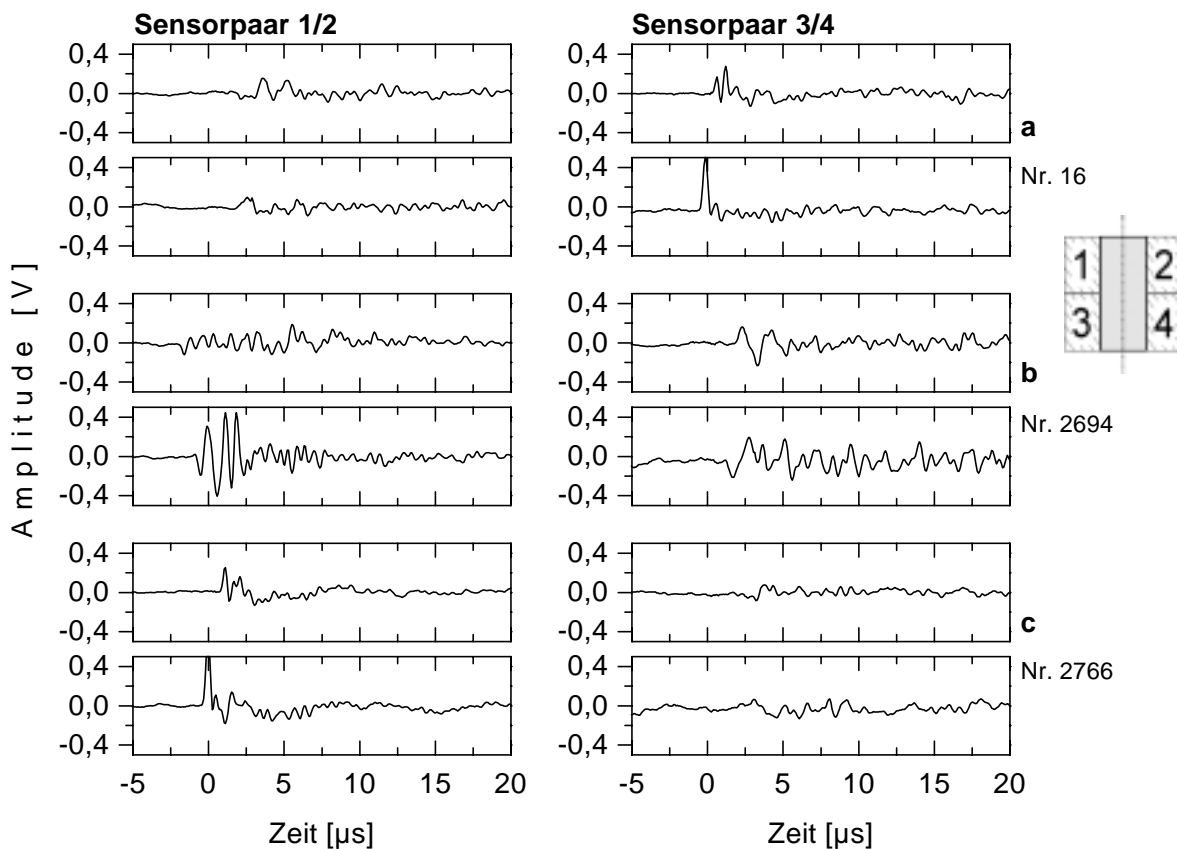


Abb. G.1: Wellenformen von SE-Ereignissen bei übereinander angebrachten Sensorpaaren (Druckversuch an M124).

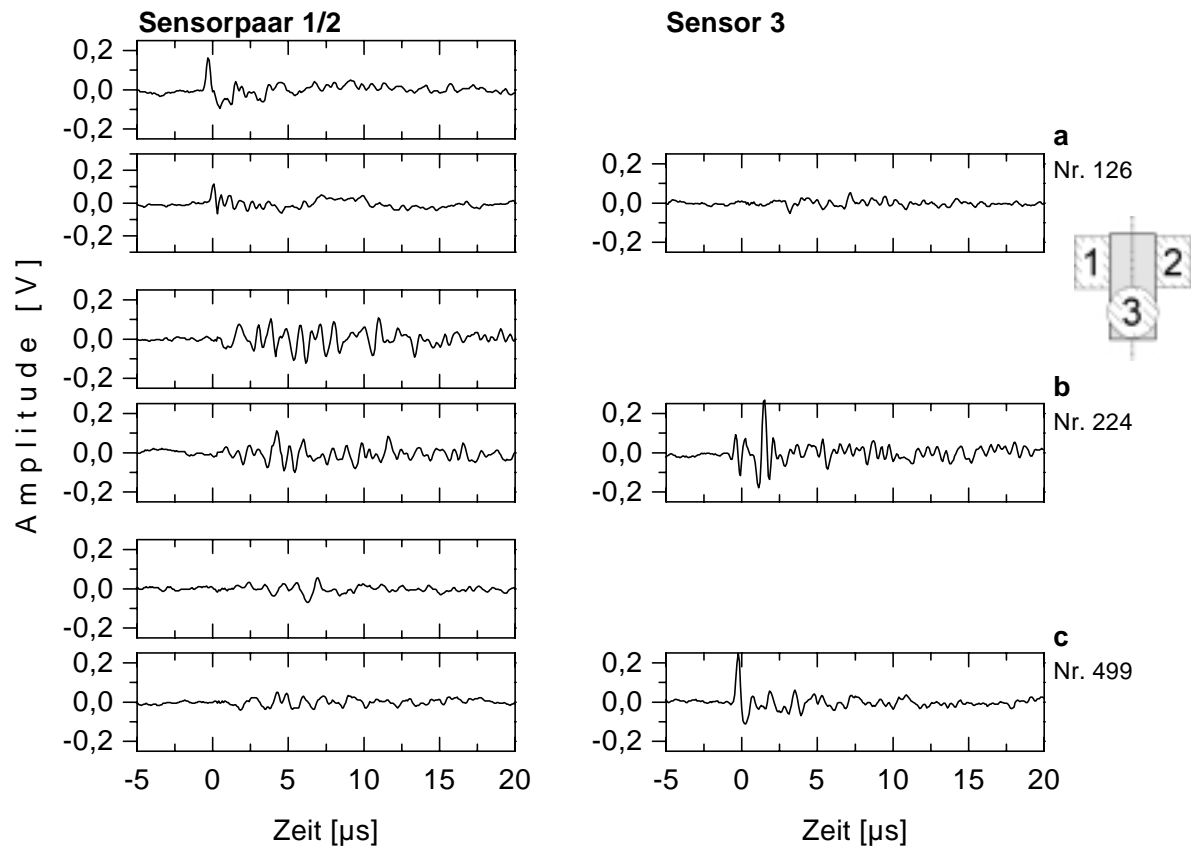


Abb. G.2: Wellenformen von SE-Ereignissen bei Verwendung von drei Sensoren: zwei Sensoren auf gleicher Höhe und ein Sensor um 90° gedreht auf anderer Höhe (Druckversuch an M124).

H. Anzahl der Faserbrüche im Schliffbild bei Al-Al₂O_{3f} (längs)

Die Anzahl N_{Faser} der Endlosfasern im Volumen im Bereich der Meßlänge kann bei bekanntem Faserdurchmesser d_{Faser} aus dem Flächenanteil der Fasern im Probenquerschnitt berechnet werden. Es gilt:

$$N_{Faser} = \frac{f_{Faser} (d_{Probe})^2}{(d_{Faser})^2} \quad (H.1)$$

mit d_{Probe} = Durchmesser der Probe im Bereich der Meßlänge und f_{Faser} = Volumenanteil der Fasern. Mit $d_{Faser} = 10 \mu\text{m}$ erhält man $N_{Faser} = 125000$. Da im Zugversuch 11824 Schallemissionsereignisse erfaßt wurden, bedeutet dies, daß im Durchschnitt etwa jede zehnte Faser einen Faserbruch aufweist.

Die Anzahl $N_{Faser, Schliff}$ der Fasern im Bildausschnitt eines Längsschliffs kann berechnet werden, indem man annimmt, daß der Flächenanteil der Fasern dem Volumenanteil der Fasern entspricht. Des weiteren wird die mittlere sichtbare Faserdicke im Längsschliff benötigt, welche $\pi/4$ des Faserdurchmessers beträgt (diesen Wert erhält man durch die einfache geometrische Überlegung, daß dieser Wert einem Viertel der Fläche des Einheitskreises entspricht). Es gilt dann:

$$N_{Faser, Schliff} = \frac{f_{Faser} x_S}{\frac{\pi}{4} d_{Faser}} \quad (H.2)$$

hierbei ist x_S die Abmessung des Bildausschnitts quer zur Faserrichtung.

Von Interesse ist die Anzahl $N_{Bruch, Schliff}$ der Faserbrüche je Schlifffläche. Hierzu muß die Anzahl der Fasern im Schliffbild mit dem Quotient aus der Länge y_S des Bildausschnitts in Faserrichtung und der Meßlänge l sowie mit dem Anteil N der gebrochenen Fasern im Probenvolumen multipliziert und durch die Schlifffläche dividiert werden. Damit ist

$$N_{Bruch, Schliff} = \frac{N_{Faser, Schliff} N}{x_S y_S} \cdot \frac{y_S}{l} = \frac{f_F N}{\frac{\pi}{4} d_F l} \quad (H.3)$$

Setzt man nun die entsprechende Werte für den Werkstoff Al-Al₂O_{3f} ein, und nimmt man weiters an, daß 10% der Fasern gebrochen sind, so erhält man einen Wert von 0,209 Faserbrüche je Quadratmillimeter. Das bedeutet, daß im Schliffbild je 5 mm^2 im Mittel ein beanspruchungsbedingter Faserbruch zu sehen ist.

Literatur

Achenbach, J. D. (1973), *Wave Propagation in Elastic Solids*, North-Holland, Amsterdam London New York Tokyo.

Aki, K. und Richards, P. G. (1980), *Quantitative Seismology: Theory and Methods*, Vol. 1, W. H. Freeman and Company, San Francisco.

Armstrong, J. H., Rawal, S. P. und Misra, M. S. (1989), *In situ Damage Characterization of Metal Matrix Composites*, in: Proc. University Advanced Materials Conference II, Denver, Colorado, Advanced Materials Institute, Colorado School of Mines, 130-140.

ASNT (1987), *Acoustic Emission Testing*, *Nondestructive Testing Handbook*, Vol. 5, American Society for Nondestructive Testing (2. Auflage).

ASTM (1988a), *Standard Definitions of Terms Relating to Acoustic Emission, E 610-82*, in: *Annual Book of ASTM Standards*, Vol. 03.03 Nondestructive Testing, Hrsg. R. A. Storer, ASTM, Philadelphia, PA, USA, 266-267.

ASTM (1988b), *Standard Method for Primary Calibration of Acoustic Emission Sensors, E 1106-86*, in: *Annual Book of ASTM Standards*, Vol. 03.03 Nondestructive Testing, Hrsg. R. A. Storer, ASTM, Philadelphia, PA, USA, 485-494.

Auld, B. A. (1990), *Acoustic Fields and Waves in Solids*, Vol. 2, Krieger Publishing Company, Malabar (Florida) (2. Auflage).

Awerbuch, J. und Bakuckas, J. G., Jr. (1988), *On the Applicability of Acoustic Emission for Monitoring Damage Progression in Metal Matrix Composites*, in: *Metal Matrix Composites: Testing, Analysis, and Failure Modes*, ASTM STP 1032, Hrsg. W. S. Johnson, American Society for Testing and Materials, 68-99.

Awerbuch, J., Goering, J. und Buesking, K. (1988), *Minimechanics Analysis and Testing of Short Fiber Composites: Experimental Methods and Results*, in: *Testing Technology of Metal Matrix Composites*, ASTM STP 964, American Society for Testing and Materials, 121-142.

Bär, J. (1992), *Einfluß von Temperatur und Mikrostruktur auf die Ausbreitung von Ermüdungsrissen in einer faserverstärkten Aluminiumlegierung*, Dissertation, Universität Stuttgart.

Batdorf, S. B. und Ghaffarian, R. (1982), *Statistical Treatment of Stress Concentration Factors in Damaged Composites*, *Journal of Materials Science Letters* **1**, 295-297.

Bendat, J. S. und Piersol, A. G. (1986), *Random Data*, John Wiley & Sons, New York (2. Auflage).

- Bergmann, L. (1954), *Der Ultraschall*, Hirzel Verlag, Stuttgart (6. Auflage).
- Bidlingmaier, T., Wanner, A. und Ritter, S. (1998a), *Waveform-Based Analysis of Acoustic Emission from Fiber Fracture in Model Composite Plates*, in: *Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation*, Vol. 17A, Hrsg. D. O. Thompson und D. E. Chimenti, Plenum Press, New York, 517-524.
- Bidlingmaier, T., Wolf, A., Wanner, A. und Arzt, E. (1998b), *Einfluß des Vorzeichens der mechanischen Spannung auf das Fließverhalten von kurzfaserverstärkten Metallmatrix-Verbundwerkstoffen*, in: *Proc. Werkstoffwoche '98*, München, Hrsg. R. Kopp, P. Beiss, K. Herfurth, D. Böhme, R. Bormann, E. Arzt und H. Riedel, Wiley-VCH, 471-476.
- Boniface, T., Fleischmann, P., Fougères, R., Gobin, P. F., Rouby, D., Lonca-Hugot, F. und Boivin, M. (1988), *Study of Acoustic Emission due to the Multiple Fibre Fracture in a Single SiC (CVD) Filament-Aluminum Matrix Model Composite*, in: *Proc. Cast Reinforced Metal Composites*, Chicago, Illinois, Hrsg. S. G. Fishman und A. K. Dhingra, ASM International, 297-300.
- Brechet, Y., Embury, J. D., Tao, S. und Luo, L. (1991), *Damage Initiation in Metal Matrix Composites*, *Acta Metallurgica et Materialia* **39**, 1781-1786.
- Breckenridge, F. R. (1982), *Acoustic Emission Transducer Calibration by Means of the Seismic Surface Pulse*, *Journal of Acoustic Emission* **1**, 87-94.
- Breckenridge, F. R. und Greenspan, M. (1981), *Surface-Wave Displacement: Absolute Measurements using a Capacitive Transducer*, *Journal of the Acoustical Society of America* **69**, 1177-1185.
- Breckenridge, F. R., Tschiegg, C. E. und Greenspan, M. (1975), *Acoustic Emission: Some Applications of Lamb's Problem*, *Journal of the Acoustical Society of America* **57**, 626-631.
- Burridge, R. und Knopoff, L. (1964), *Body Force Equivalents for Seismic Dislocations*, *Bulletin of the Seismological Society of America* **54**, 1875-1888.
- Buttkus, B. (1991), *Spektralanalyse und Filtertheorie*, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg.
- Buttle, D. J. und Scruby, C. B. (1990a), *Characterization of Fatigue of Aluminum Alloys by Acoustic Emission, Part I - Identification of Source Mechanism*, *Journal of Acoustic Emission* **9**, 243-254.
- Buttle, D. J. und Scruby, C. B. (1990b), *Characterization of Fatigue of Aluminum Alloys by Acoustic Emission, Part II - Discrimination Between Primary and Other Emissions*, *Journal of Acoustic Emission* **9**, 255-269.
- Caceres, C. H. und Griffiths, J. R. (1996), *Damage by the Cracking of Silicon Particles in an Al-7Si-0.4Mg Casting Alloy*, *Acta Materialica* **44**, 25-33.
- Ceranoglu, A. N. und Pao, Y. H. (1981), *Propagation of Elastic Pulses and Acoustic Emission in a Plate, Part 1: Theory, Part 2: Epicentral Responses, Part 3: General Responses*, *Journal of Applied Mechanics* **48**, 125-147.

- Chen, A. S., Bushby, R. S. und Scott, V. D. (1997), *Deformation and Damage Mechanisms in Fibre-Reinforced Aluminium Alloy Composites under Tension*, Composites Part A **28**, 289-297.
- Chi, Z., Chou, T. W. und Shen, G. (1984), *Determination of Single Fibre Strength Distribution from Fibre Bundle Testings*, Journal of Materials Science **19**, 3319-3324.
- Cousland, S. M. und Scala, C. M. (1981), *Acoustic Emission and Microstructure in Aluminium Alloys 7075 and 7050*, Metal Science **15**, 609-614.
- Cousland, S. M. und Scala, C. M. (1983), *Acoustic Emission during the Plastic Deformation of Aluminium Alloys 2024 and 2124*, Materials Science and Engineering **57**, 23-29.
- Cousland, S. M. und Scala, C. M. (1984), *Acoustic Emission from the Aluminium Alloy 6061-T651*, Journal of Materials Science Letters **3**, 268-270.
- Curtis, G. J. (1974), *Acoustic Emission in Stressed Epoxy Bonded Structures* (Report), AERE Harwell, AERE-R 7684.
- Degischer, H. P. (1994), *Schmelzmetallurgische Herstellung von Metallmatrix-Verbundwerkstoffen*, in: Metallische Verbundwerkstoffe, Hrsg. K. U. Kainer, DGM Informationsgesellschaft mbH, Oberursel, 139-168.
- Dighe, M. D. und Gokhale, A. M. (1997), *Relationship between Microstructural Extremum and Fracture Path in a Cast Al-Si-Mg Alloy*, Scripta Materialica **37**, 1435-1440.
- Dong, M., Schmauder, S., Bidlingmaier, T. und Wanner, A. (1997), *Prediction of the Mechanical Behaviour of Short Fiber Reinforced MMCs by Combined Cell Modells*, Computational Materials Science **9**, 121-133.
- Drouillard (1996), *A History of Acoustic Emission*, Journal of Acoustic Emission **14**, 1-34.
- Duke, J. C., Jr., Govada, A. und Lemascon, A. (1982), *Nondestructive Evaluation of Boron-Carbide-Coated Boron-Fiber-Reinforced Titanium*, in: Proc. Mechanical Behavior of Metal-Matrix Composites, Dallas, Texas, Hrsg. J. E. Hack und M. F. Amateau, AIME, 259-282.
- Dziewonski, A. M., Chou, T. A. und Woodhouse, J. H. (1981), *Determination of Earthquake Source Parameters From Waveform Data for Studies of Global and Regional Seismicity*, Journal of Geophysical Research **86**, 2825-2852.
- Eitzen, D. und Breckenridge, F. R. (1987), *Acoustic Emission Sensors and their Calibration*, in: Acoustic Emission Testing, Nondestructive Testing Handbook, Vol. 5, Hrsg. R. K. Miller und P. McIntire, American Society for Nondestructive Testing (2. Auflage), 121-134.
- Electrovac (1995), *Electrovac Composites* (Firmenprospekt), Electrovac Ges. mbH, 3400 Klosterneuburg, Österreich.
- Ely, T. M. und Hill, E. v. K. (1995), *Longitudinal Splitting and Fiber Breakage Characterization in Graphite Epoxy Using Acoustic Emission Data*, Materials Evaluation **53**, 288-294.

- Enoki, M., Fujita, H. und Kishi, T. (1997), *Quantitative Fracture Mode Analysis of Composites by Acoustic Emission*, in: Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation, Vol. 16, Hrsg. D. O. Thompson und D. E. Chimenti, Plenum Press, New York, 443-450.
- Enoki, M. und Kishi, T. (1988), *Theory and Analysis of Deformation Moment Tensor Due to Microcracking*, International Journal of Fracture **38**, 295-310.
- Essig, G., Mielke, S. und Henning, W. (1991), *Faserverstärkte Serienpressgusskolben*, Ingenieur-Werkstoffe **3** (Nr. 5), 48-50.
- Everwin, P., Köhler, E., Ludescher, F., Munker, B. J. und Peppinghaus, D. (1996), *LOKASIL[®]-Zylinderlaufflächen: Eine neue Verbundwerkstoff-Lösung geht mit dem Porsche Boxter in Serie*, Automobiltechnische Zeitschrift Sonderheft "Porsche Boxter", 66-69.
- Fang, C. K. (1997), *Acoustic Emission Surface Responses from Mixed-Mode Crackings*, Journal of Nondestructive Evaluation **16**, 175-186. Siehe auch: *Errata* (1998), Journal of Nondestructive Evaluation **17**, 103-104.
- Fleischmann, P. G., Kagawa, Y. und Kishi, T. (1992), *Deformation and Failure Process of an Aluminum Matrix Composite Reinforced with Short Carbon-Fibers*, Materials Science and Engineering A **150**, L1-L4.
- Gangulee, A. und Gurland, J. (1967), *On the Fracture of Silicon Particles in Aluminum-Silicon Alloys*, Transactions of the Metallurgical Society of AIME **239**, 269-272.
- Gorman, M. R. (1994), *New Technology for Wave Based Acoustic Emission and Acousto-Ultrasonics*, in: Wave Propagation and Emerging Technologies, AMD, Vol. 188, American Society of Mechanical Engineers (ASME), 47-59.
- Gorman, M. R. (1997), Persönliche Mitteilung vom 29. Januar 1997, Digital Wave Corporation, 11234 East Caley Ave., Englewood, CO 80111, USA.
- Gorman, M. R. und Prosser, W. H. (1996), *Application of Normal Mode Expansion to AE Waves in Finite Plates*, Journal of Applied Mechanics **63**, 555-557.
- Graff, K. F. (1991), *Wave Motions in Elastic Solids*, Dover Publications Inc., Mineola (Reprint. Originally published: Oxford University Press (Clarendon), London 1975).
- Green, A. E. und Zerna, W. (1968), *Theoretical Elasticity*, Oxford University Press (Clarendon), London und New York (2. Auflage).
- Guden, M. und Hall, I. W. (1997), *High Strain-Rate Compression Testing of a Short-Fiber Reinforced Aluminum Composite*, Materials Science and Engineering **A232**, 1-10.
- Guden, M. und Hall, I. W. (1998), *Dynamic Properties of Metal Matrix Composites: a Comparative Study*, Materials Science and Engineering **A242**, 141-152.
- Guo, D., Mal, A. und Ono, K. (1996), *Wave Theory of Acoustic Emission in Composite Laminates*, Journal of Acoustic Emission **14**, S19-S46.

Guo, D., Mal, A., Ono, K. und Gorman, M. (1997), *Lamb Waves from Microfractures in Composite Plates*, in: Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation, Vol. 16, Hrsg. D. O. Thompson und D. E. Chimenti, Plenum Press, New York, 397-404.

Hardy, H. R., Jr. (1972), *Application of Acoustic Emission Techniques to Rock Mechanics Research*, in: Acoustic Emission, ASTM STP 505, Hrsg. R. G. Liptai, D. O. Harris und C. A. Tatro, American Society for Testing and Materials, Philadelphia, 41-83.

Harris, D. O., Tetelman, A. S. und Darwish, F. A. (1972), *Detection of Fiber Cracking by Acoustic Emission*, in: Acoustic Emission, ASTM STP 505, American Society for Testing and Materials, 238-249.

Hegeler, H., Buschmann, R. und Elstner, I. (1994), *Herstellung von faserverstärkten Leichtmetallen unter Benutzung von faserkeramischen Formkörpern (Preforms); Herstellung, Eigenschaften und Anwendungen von Kurz- und Langfaserpreforms*, in: Metallische Verbundwerkstoffe, Hrsg. K. U. Kainer, DGM Informationsgesellschaft mbH, Oberursel, 101-116.

Heiple, C. R., Carpenter, S. H. und Christiansen, S. S. (1990), *Fracture of Boron Particles in 2219 Aluminum as a known Acoustic Emission Source*, Acta Metallurgica et Materialia **38**, 611-618.

Henneke, E. G. und Jones, G. L. (1979), *Description of Damage in Composites by Acoustic Emission*, Materials Evaluation **37**, 70-75.

Henning, W. und Neite, G. (1994), *Herstellung, Eigenschaften und Anwendung von kurzfaserverstärkten Aluminiumlegierungen*, in: Metallische Verbundwerkstoffe, Hrsg. K. U. Kainer, DGM Informationsgesellschaft mbH, Oberursel, 169-191.

Hsu, N. N. (1985), *Dynamic Green's Functions of An Infinite Plate - A Computer Program (Report)*, National Bureau of Standards, Dept. of Commerce, NBSIR/85-3234.

Hsu, N. N. und Breckenridge, F. R. (1981), *Characterization and Calibration of Acoustic Emission Sensors*, Materials Evaluation **39**, 60-68.

Hsu, N. N., Simmons, J. und Hardy, S. C. (1977), *An Approach to Acoustic Emission Signal Analysis - Theory and Experiment*, Materials Evaluation **35**, 100-106.

Huang, W. (1998), *Application of Mindlin Plate Theory to Analysis of Acoustic Emission Waveforms in Finite Plates*, in: Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation, Vol. 17A, Hrsg. D. O. Thompson und D. E. Chimenti, Plenum Press, New York, 493-500.

Hufnagel, W. (1981), Aluminium-Schlüssel, Aluminium-Verlag, Düsseldorf.

Johnson, C., Ono, K. und Chellman, D. (1985), *Acoustic Emission Behaviour of Metal Matrix Composites*, Journal of Acoustic Emission **4**, S263-S268.

Johnson, C., Ono, K. und Chellman, D. (1986), *A Study of Mechanical Behaviour of Metal Matrix Composites Using Acoustic Emission*, in: Proc. Composites '86: Recent Advances in Japan and the United States, Tokio, Hrsg. K. Kawata, S. Umekawa und A. Kobayashi, Japan Society for Composite Materials, 647-654.

Jones, O. E. und Ellis, A. T. (1963), *Longitudinal Strain Pulse Propagation in Wide Rectangular Bars, Part II - Experimental Observations and Comparisons with Theory*, Journal of Applied Mechanics **30**, 61-69.

Kainer, K. U. (1994), *Partikel, Fasern und Kurzfasern zur Verstärkung von metallischen Werkstoffen*, in: Metallische Verbundwerkstoffe, Hrsg. K. U. Kainer, DGM Informationsgesellschaft mbH, Oberursel, 43-64.

Kane, T. R. (1957), *Reflection of Dilatational Waves at the Edge of a Plate*, Journal of Applied Mechanics **24**, 219-227.

Kelly, A. und Tyson, W. R. (1965), *Tensile Properties of Fibre-Reinforced Metals: Copper/Tungsten and Copper/Molybdenum*, Journal of the Mechanics and Physics of Solids **13**, 329-350.

Kennedy, J. R. (1985), *Acoustic Emission from Aluminum Alloy 6061 Strengthened by Whisker and Particulate Silicon Carbide*, Journal of Acoustic Emission **4**, S90-S93.

Kim, A. S., Bengtsson, S. und Warren, R. (1993), *Fracture Strength Testing of δ -Alumina Fibres with Variable Diameters and Lengths*, Composites Science and Technology **47**, 331-337.

Kim, K. Y. und Sachse, W. (1986a), *Acoustic Emission from Penny-Shaped Cracks in Glass. I. Radiation Pattern and Crack Orientation*, Journal of Applied Physics **59**, 2704-2710.

Kim, K. Y. und Sachse, W. (1986b), *Acoustic Emission from Penny-Shaped Cracks in Glass. II. Moment Tensor and Source Time Function*, Journal of Applied Physics **59**, 2711-2715.

Kim, K. Y. und Sachse, W. (1986c), *Characteristics of an Acoustic Emission Source from a Thermal Crack in Glass*, International Journal of Fracture **31**, 211-231.

Kishi, T. (1984), *Fundamentals of AE Source Characterization and its Application to Micro-Cracking in Metals, Composites and Ceramics*, in: Proc. Progress in Acoustic Emission, Japan, 302-309.

Kishi, T. (1985), *Acoustic Emission Source Characterization and its Application to Micro-Cracking*, Zeitschrift für Metallkunde **76**, 512-518.

Knopoff, L. (1958), *Surface Motions of a Thick Plate*, Journal of Applied Physics **29**, 661-670.

Köhler, E., Ludescher, F., Niehues, J. und Peppinghaus, D. (1996), *LOKASIL[®]-Zylinderlauf-flächen - Integrierte lokale Verbundwerkstofflösung für Aluminium-Zylinderkurbelgehäuse*, Automobiltechnische Zeitschrift Sonderheft "Werkstoffe im Automobilbau", 38-42.

- Komai, K., Minoshima, K. und Funato, T. (1993), *Tensile and Tension-Tension Fatigue Fracture Behavior of γ -Al₂O₃/Al Metal Matrix Composite at Room and Elevated Temperature*, in: *Fractography of Modern Engineering Materials: Composites and Metals*, ASTM STP 1203, Hrsg. J. E. Masters und L. N. Gilbertson, American Society for Testing and Materials, Philadelphia, 145-170.
- Krautkrämer, J. und Krautkrämer, H. (1986), *Werkstoffprüfung mit Ultraschall*, Springer, Berlin Heidelberg New York Tokyo (5. Auflage).
- Kwon, O.-Y. und Ono, K. (1990), *Acoustic Emission Characterization of the Deformation and Fracture of an SiC-Reinforced, Aluminum Matrix Composite*, *Journal of Acoustic Emission* **9**, 123-129.
- Lamb, H. (1890), *On the Flexure of an Elastic Plate*, *Proceedings of the London Mathematical Society* **21**, 70-90.
- Le Petitcorps, Y., Paillet, R. und Naslain, R. (1989), *The Fibre/Matrix Interfacial Shear Strength in Titanium Alloy Matrix Composites Reinforced by Silicon Carbide or Boron CVD Filaments*, *Composites Science and Technology* **35**, 207-214.
- Lewis, C. A. und Withers, P. J. (1995), *Weibull Modelling of Particle Cracking in Metal Matrix Composites*, *Acta Metallurgica et Materialia* **43**, 3685-3699.
- Liauo, C. S. und Huang, J. C. (1997), *Strengthening Effects in AC8A/Al₂O₃ Short-Fiber Composites as a Function of Temperature and Strain Rate*, *Metallurgical and Materials Transactions A* **28A**, 1859-1869.
- Llorca, J. und González, C. (1998), *Microstructural Factors Controlling the Strength and Ductility of Particle-Reinforced Metal-Matrix Composites*, *Journal of the Mechanics and Physics of Solids* **46**, 1-28.
- Lloyd, D. J. (1994), *Particle Reinforced Aluminium and Magnesium Matrix Composites*, *International Materials Reviews* **39**, 1-23.
- Lütze, S. (1996), *Spannungsoptische Untersuchung durchsichtiger Modellwerkstoffe mit unterschiedlichen Faser/Matrix-Kombinationen*, Studienarbeit, Institut für Kunststoffprüfung und Kunststoffkunde, Universität Stuttgart.
- Majidi, A. P., Yang, J. M. und Chou, T. W. (1988), *Mechanical Behavior of Three-Dimensional Braided Metal Matrix Composites*, in: *ASTM STP 964*, Hrsg. P. R. DiGiovanni und N. R. Adsit, American Society for Testing and Materials, Philadelphia, PA, USA, 31-47.
- Malter, U. (1997), *Einzelfaserverstärkte Polycarbonat-Zugproben: Die Herstellung sowie die experimentelle Darstellung unterschiedlicher Schädigungsmechanismen*, Studienarbeit, Institut für Kunststoffprüfung und Kunststoffkunde, Universität Stuttgart.
- Maple V Release 3 for Microsoft Windows (1994), Waterloo Maple Software, 450 Phillip Street, Waterloo, Ontario, N2L-5J2, Canada.

- Mason, W. P. und McSkimin, H. J. (1948), *Energy Losses of Sound Waves in Metals Due to Scattering and Diffusion*, Journal of Applied Physics **19**, 940-946.
- Meeker, T. R. und Meitzler, A. H. (1964), *Guided Wave Propagation in Elongated Cylinders and Plates*, in: Physical Acoustics, Vol. I, Part A, Hrsg. W. P. Mason, Academic Press, New York und London, 111-167.
- Mehan, R. L. und Mullin, J. V. (1971), *Analysis of Composite Failure Mechanisms Using Acoustic Emissions*, Journal of Composite Materials **5**, 266-269.
- Meitzler, A. H. (1961), *Mode Coupling Occurring in the Propagation of Elastic Pulses in Wires*, Journal of the Acoustical Society of America **33**, 435-445.
- Merienne, M. C. und Favre, J. P. (1989), *Identification of the Acoustic Signals Generated by the Rupture of SiC Fibre / Metallic Matrix Composites*, in: Proc. Third International Symposium on Acoustic Emission from Composite Materials, Paris, American Society for Nondestructive Testing, 304-312.
- Michaels, J. E. und Pao, Y. H. (1985), *The Inverse Source Problem for an Oblique Force on an Elastic Plate*, Journal of the Acoustical Society of America **77**, 2005-2011.
- Mindlin, R. D. (1951), *Influence of Rotatory Inertia and Shear on Flexural Motions of Isotropic, Elastic Plates*, Journal of Applied Mechanics **18**, 31-38.
- Mindlin, R. D. (1960), *Waves and Vibrations in Isotropic, Elastic Plates*, in: Structural Mechanics, Hrsg. J. N. Goodier und N. J. Hoff, Pergamon Press, New York, 199-232.
- Mindlin, R. D. und Herrmann, G. (1951), *A One-Dimensional Theory of Compressional Waves in an Elastic Rod*, in: Proc. First U. S. National Congress of Applied Mechanics, ASME (New York, 1952), 187-191.
- Mindlin, R. D. und McNieven, H. D. (1960), *Axially Symmetric Waves in Elastic Rods*, Journal of Applied Mechanics **27**, 145-151.
- Mindlin, R. D. und Medick, M. A. (1959), *Extensional Vibrations of Elastic Plates*, Journal of Applied Mechanics **26**, 561-569.
- Müller-Schwelling, D. und Röhrle, M. D. (1988), *Verstärkung von Aluminiumkolben durch neuartige Verbundwerkstoffe*, Motortechnische Zeitschrift **49**, 59-62.
- Mullin, J. V. und Mehan, R. L. (1973), *Evaluation of Composite Failure through Fracture Signal Analysis*, Journal of Testing and Evaluation **1**, 215-219.
- Mummery, P. M., Derby, B. und Scruby, C. B. (1993), *Acoustic Emission from Particulate-Reinforced Metal Matrix Composites*, Acta Metallurgica et Materialia **41**, 1431-1445.
- Narisawa, I. und Oba, H. (1984), *An Evaluation of Acoustic Emission From Fibre-Reinforced Composites. Part I: Acoustic Emission Interpretation of Epoxy Matrix and Model Composites Containing Glass Beads, Carbon and Glass Fibres*, Journal of Materials Science **19**, 1777-1786.

- Natsik, V. D. und Chishko, K. A. (1992), *Formulation of the Fundamental Problem of Acoustic Emission Theory for Solids with Dispersion and Attenuation*, Soviet Physics Acoustics **38**, 279-283.
- Netravali, A. N. (1995), *Characterization of Fiber-Matrix Interface Strength and Fiber Strength by an Acoustic Emission Coupled Single-Fiber-Composite Technique*, in: Handbook of Advanced Materials Testing, Hrsg. N. P. Cheremisinoff, Marcel Dekker, New York, 313-319.
- Netravali, A. N. und Sachse, W. (1991), *Some Remarks on Acoustic Emission Measurements and the Single-Fiber-Composite Test*, Polymer Composites **12**, 370-373.
- Netravali, A. N., Topoleski, L. T. T., Sachse, W. H. und Phoenix, S. L. (1989), *An Acoustic Emission Technique for Measuring Fiber Fragment Length Distributions in the Single-Fiber-Composite Test*, Composites Science and Technology **35**, 13-29.
- Niklas, A. (1994), *Damage Development During Monotonic and Cyclic Loading of Particulate Reinforced Aluminum Matrix Composites*, Doctoral Thesis, Katholieke Universiteit Leuven, Belgien.
- Niklas, L. (1975), *Bestimmung der elastischen Konstanten bei Anisotropie bzw. Textur mittels Schallgeschwindigkeitsmessungen*, in: Handbuch der zerstörungsfreien Materialprüfung, Abschnitt S11, Hrsg. E. A. W. Müller, Verlag R. Oldenbourg, München, 1-37.
- Nordstrom, R. A. (1996), *Acoustic Emission Characterization of Microstructural Failure in the Single Fiber Fragmentation Test*, Dissertation, Swiss Federal Institute of Technology, ETH Zürich, Schweiz.
- Nordstrom, R. A., Sayir, M. B. und Flüeler, P. (1996), *Comparison of AE from Fiber Breaks in Bundles and in the Single Fragmentation Test*, in: Proc. 22nd European Conference on AE Testing, Aberdeen, 93-98.
- Nyquist, H. (1924), *Certain factors affecting telegraph speed*, Bell System Technical Journal **3**, 324-346.
- Ohira, T. und Pao, Y. H. (1989), *Quantitative Characterization of Microcracking in A533B Steel by Acoustic Emission*, Metallurgical Transactions A **20**, 1105-1114.
- Ohtsu, M. (1995), *Acoustic Emission Theory for Moment Tensor Analysis*, Research in Nondestructive Evaluation **6**, 169-184.
- Ohtsu, M. und Ono, K. (1984), *A Generalized Theory of Acoustic Emission and Green's Functions in a Half Space*, Journal of Acoustic Emission **3**, 27-40.
- Ohtsu, M. und Ono, K. (1986), *The Generalized Theory and Source Representations of Acoustic Emission*, Journal of Acoustic Emission **5**, 124-133.
- Ono, K. und Ucisik, J. (1976), *Acoustic Emission Behavior of Aluminum Alloys*, Materials Evaluation **34**, 32-44.

- Onoe, M., McNieven, H. D. und Mindlin, R. D. (1962), *Dispersion of Axially Symmetric Waves in Elastic Rods*, Journal of Applied Mechanics **29**, 729-734.
- Pacheco, T., Nayeb-Hashemi, H. und Sallam, H. E. M. (1996), *Acoustic Emission in a Nextel 440 Fiber Reinforced 6061 Al Composite*, Journal of Acoustic Emission **14**, 85-95.
- Pacheco, T., Nayeb-Hashemi, H. und Sallam, H. E. M. (1997), *A Comparison of two Nextel 440 Fibre Reinforced Aluminium Composites using Acoustic Emission*, Journal of Materials Science **32**, 3135-3142.
- Pacheco, T., Nayeb-Hashemi, H. und Sallam, H. E. M. (1998), *The Effects of Matrix and Fiber Properties on the Mechanical Behavior and Acoustic Emission in Continuous Fiber Reinforced Metal Matrix Composites*, Materials Science and Engineering **A247**, 88-96.
- Pao, Y. H. (1962), *The Dispersion of Flexural Waves in an Elastic, Circular Cylinder - Part 2*, Journal of Applied Mechanics **29**, 61-64.
- Pao, Y. H. (1978), *Theory of Acoustic Emission*, in: Elastic Waves and Non-Destructive Testing of Materials, AMD, Vol. 29, Hrsg. Y. H. Pao, American Society of Mechanical Engineers (ASME), New York, 107-128.
- Pao, Y. H. und Gajewski, R. R. (1977), *The Generalized Ray Theory and Transient Responses of Layered Elastic Solids*, in: Physical Acoustics, Vol. XIII, Hrsg. W. P. Mason und R. N. Thurston, Academic Press, New York San Francisco London, 183-265.
- Pao, Y. H., Gajewski, R. R. und Ceranoglu, A. N. (1979), *Acoustic Emission and Transient Waves in an Elastic Plate*, Journal of the Acoustical Society of America **65**, 96-105.
- Pao, Y. H. und Mindlin, R. D. (1960), *Dispersion of Flexural Waves in an Elastic, Circular Cylinder*, Journal of Applied Mechanics **27**, 513-520.
- Papadakis, E. P. (1964), *Ultrasonic Attenuation and Velocity in Three Transformation Products in Steel*, Journal of Applied Physics **35**, 1474-1482.
- Papadakis, E. P. (1976), *Ultrasonic Velocity and Attenuation: Measurement Methods with Scientific and Industrial Applications*, in: Physical Acoustics, Vol. XII, Hrsg. W. P. Mason und R. N. Thurston, Academic Press, New York und London, 277-375.
- Papula, L. (1986), *Mathematische Formelsammlung für Ingenieure und Naturwissenschaftler*, Vieweg & Sohn Verlagsgesellschaft mbH, Braunschweig Wiesbaden.
- Paul, B. (1960), *Prediction of Elastic Constants of Multiphase Materials*, Trans. AIME **218**, 36-41.
- Paul, J. (1984), *Gefüge und Mechanisches Verhalten der aushärtbaren eutektischen Aluminium-Silizium-Legierung G Al-Si12CuMgNi*, Dissertation, Universität Stuttgart.
- Paul, J. und Exner, H. E. (1990), *Microstructure and Mechanical Properties of the Age-Hardening Eutectic Aluminium-Silicon Alloy G-AlSi12(CuMgNi)*, Zeitschrift für Metallkunde **81**, 816-825.

- Pekeris, C. L. und Lifson, H. (1957), *Motion of the Surface of a Uniform Elastic Half-Space Produced by a Buried Pulse*, Journal of the Acoustical Society of America **29**, 1233-1238.
- Pipes, R. B., Ballintyn, N. J. und Scott, W. R. (1977), *Acoustic Emission Response Characteristics of Metal Matrix Composites*, in: Composite Materials: Testing and Design (Fourth Conference), ASTM STP 617, American Society for Testing and Materials, 153-169.
- Pochhammer, L. (1876), *Ueber die Fortpflanzungsgeschwindigkeiten kleiner Schwingungen in einem unbegrenzten isotropen Kreiscylinder*, Journal für die reine und angewandte Mathematik **81**, 324-336.
- Prewo, K. M. und Kreider, K. G. (1972), *The Transverse Tensile Properties of Boron Fiber Reinforced Aluminum Matrix Composites*, Metallurgical Transactions **3**, 2201-2211.
- Proctor, T. M., Breckenridge, F. R. und Pao, Y. H. (1983), *Transient Waves in an Elastic Plate: Theory and Experiment Compared*, Journal of the Acoustical Society of America **474**, 1905-1907.
- Rayleigh, L. (1889), *On the Free Vibrations of an Infinite Plate of Homogenous Isotropic Elastic Matter*, Proceedings of the London Mathematical Society **20**, 225-234.
- Ritter, S. (1999), *Angewandte konfokale Laser-Scanning-Mikroskopie in der Materialwissenschaft*, Dissertation (in Vorbereitung), Universität Stuttgart.
- Ritter, S. und Busse, G. (1998), *In-situ Observation of the Stress Field of the Failure Process in Single Fibre Reinforced Polymers*, in: Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation, Vol. 17B, Hrsg. D. O. Thompson und D. E. Chimenti, Plenum Press, New York, London, 1201-1208.
- Roger, M., Lu, J., Lai, D., Clavel, M., Lieurade, H. P. und Lo, S. H. (1993), *Étude des Mécanismes d'Endommagement de deux Composites à Matrice Métallique A356 + 20%SiC_p et 2124 + 15%SiC_p*, Matériaux & Techniques **81**, 5-15.
- Roman, I., Krishnamurthy, S. und Miracle, D. B. (1992), *Interfacial Shear Properties and Acoustic Emission Behavior of Model Aluminium and Titanium Matrix Composites*, in: Proc. Fourth International Symposium on Acoustic Emission from Composite Materials, Seattle, American Society for Nondestructive Testing, 109-114.
- Roman, I. und Staniek, G. (1994), *AE Characterization of Deformation and Fracture in SiC Particle Reinforced AlFe Based Alloy Extrusions Produced from Powder*, in: Proc. Powder Metallurgy World Congress PM'94, Paris (France), les éditions de physique, 1975-1978.
- Rüb, G. (1995), *Spannungsoptische Untersuchungen an Verstärkungsfasern mit unterschiedlichen Faserendgeometrien*, Studienarbeit, Institut für Kunststoffprüfung und Kunststoffkunde, Universität Stuttgart.
- Samuel, A. M. und Samuel, F. H. (1995), *A Metallographic Study of Porosity and Fracture Behavior in Relation to the Tensile Properties in 319.2 End Chill Castings*, Metallurgical and Materials Transactions A **26A**, 2359-2372.

Schulte, K. (1994), *Compressive Static and Fatigue Loading of Continuous Fiber-Reinforced Composites*, in: *Compression Response of Composite Structures*, ASTM STP 1185, Hrsg. S. E. Groves und A. L. Highsmith, American Society for Testing and Materials, Philadelphia, 278-305.

Schulte, K., Bockheiser, A., Girot, F. und Kim, C. K. (1990), *Characterization of Aluminium Oxide (FP) Fiber Reinforced Al-2.5Li-Composites*, in: *Proc. Fourth European Conference on Composite Materials (ECCM-4)*, Stuttgart, 293-300.

Schulte, K., Fiedler, B. und Stumpf, H. (1996), *Arbeitsbericht zum Teilprojekt B4 (1994-1996). Untersuchungen zum Faserversagen in Polymermatrix-Verbundwerkstoffen und deren modellhafte Beschreibung* (Report), in: *Sonderforschungsbereich 371 Mikromechanik mehrphasiger Werkstoffe*, Arbeitsbericht für 1994, 1995 und 1996, Technische Universität Hamburg-Harburg und GKSS Forschungszentrum.

Scott, I. G. (1991), *Basic Acoustic Emission, Nondestructive Testing Monographs and Tracts*, Vol. 6, Gordon and Breach Science Publishers, Montreux.

Scott, R. A. und Miklowitz, J. (1967), *Transient Elastic Waves in Anisotropic Plates*, *Journal of Applied Mechanics* **34**, 104-110.

Scruby, C. B. (1985), *Quantitative Acoustic Emission Techniques*, in: *Nondestructive Testing, Research Techniques in Nondestructive Testing*, Vol. 8, Academic Press Inc., London, 141-210.

Scruby, C. B., Baldwin, G. R. und Stacey, K. A. (1985), *Characterisation of Fatigue Crack Extension by Quantitative Acoustic Emission*, *International Journal of Fracture* **28**, 201-222.

Scruby, C. B., Collingwood, J. C. und Wadley, H. N. G. (1978), *A New Technique for the Measurement of Acoustic Emission Transients and their Relationship to Crack Propagation*, *Journal of Physics D: Applied Physics* **11**, 2359-2369.

Scruby, C. B., Jones, C., Titchmarsh, J. M. und Wadley, H. N. G. (1981), *Relationship between Microstructure and Acoustic Emission in Mn-MO-Ni A533B Steel*, *Metal Science* **15**, 241-261.

Scruby, C. B., Wadley, H. N. G. und Hill, J. J. (1983), *Dynamic Elastic Displacements at the Surface of an Elastic Half-Space due to Defect Sources*, *Journal of Physics D: Applied Physics* **16**, 1069-1083.

Shannon, C. E. (1948), *A Mathematical Theory of Communication*, *Bell System Technical Journal* **27**, 379-423, 623-656.

Sinclair, J. E. (1979), *Epicentre Solutions for Point Multipole Sources in an Elastic Half-Space*, *Journal of Physics D: Applied Physics* **12**, 1309-1315.

Slamova, M., Bréchet, Y., Verdu, C., Fougères, R. und Louchet, F. (1998), *Al-Si Alloys as a Model System for Damage Accumulation in Composite Materials*, *phys. stat. sol. (a)* **168**, 117-127.

- Slamova, M., Sperlink, K. und Benes, V. (1995), *Fracture of Silicon Particles in Aluminium-Silicon Composites*, *Metallic Materials* **33**, 237-243.
- Smekal, A. (1950), *Verfahren zur Messung von Bruchfortpflanzungs-Geschwindigkeiten an Bruchflächen*, *Glastechnische Berichte* **23**, 57-67.
- Speake, J. H. und Curtis, G. J. (1974), *Characterization of the Fracture Processes in CFRP using Spectral Analysis of the Acoustic Emissions arising from the Application of Stress*, in: *Proc. International Conference on Carbon Fibres*, The Plastics Institute, London, 186-193.
- Stokes, G. G. (1851), *On the Dynamical Theory of Diffraction*, *Transactions of the Cambridge Philosophical Society* **9**, 1-62.
- Stone, D. E. W. und Dingwall, P. F. (1977), *Acoustic Emission Parameters and their Interpretation*, *NDT International* **10**, 51-62.
- Suzuki, H., Takemoto, M. und Ono, K. (1993), *A Study of Fracture Dynamics in a Model Composite by Acoustic Emission Signal Processing*, *Journal of Acoustic Emission* **11**, 117-128.
- Suzuki, H., Takemoto, M. und Ono, K. (1996), *The Fracture Dynamics in a Dissipative Glass-Fiber/Epoxy Model Composite with AE Source Simulation Analysis*, *Journal of Acoustic Emission* **14**, 35-50.
- Swanson, G. D. und Hancock, J. R. (1972), *Off-Axis and Transverse Tensile Properties of Boron Reinforced Aluminum Alloys*, in: *Composite Materials: Testing and Design (Second Conference)*, ASTM STP 497, American Society for Testing and Materials, Philadelphia, 469-482.
- Sypeck, D. J. und Wadley, H. N. G. (1996), *Acoustic Emission Analysis of SCS-6 Fiber Fracture in Titanium Matrix Composites*, in: *Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation*, Vol. 15, Hrsg. D. O. Thompson und D. E. Chimenti, Plenum Press, New York, 1207-1214.
- Sypeck, D. J. und Wadley, H. N. G. (1998), *Damage Evolution and Acoustic Emission Mechanisms in $\alpha_2+\beta$ /SCS-6 Titanium Matrix Composites*, *Acta Materialica* **46**, 353-367.
- Ulman, D. A., Henneke, E. G., Duke, J. C., Reifsnider, K. L. und Stinchcomb, W. W. (1980), *Nondestructive Evaluation of Damage in Metal Matrix Composites (Report)*, Virginia Polytechnic Institute and State University, Blacksburg, Virginia, USA, ADA 094514.
- van der Zwaag, S. (1989), *The Concept of Filament Strength and the Weibull Modulus*, *Journal of Testing and Evaluation* **17**, 292-298.
- Vedani, M. und Gariboldi, E. (1996), *Damage and Ductility of Particulate and Short-Fibre Al-Al₂O₃ Composites*, *Acta Materialica* **44**, 3077-3088.
- Viktorov, I. A. (1967), *Rayleigh and Lamb Waves: Physical Theory and Application*, Plenum Press, New York.

- Wadley, H. N. G. und Scruby, C. B. (1979), *A Study of Deformation and Fracture Processes in a Low-Alloy Steel by Acoustic Emission Transient Analysis*, Acta Metallurgica **27**, 613-625.
- Wadley, H. N. G. und Scruby, C. B. (1983), *Elastic Wave Radiation from Cleavage Crack Extension*, International Journal of Fracture **23**, 111-128.
- Wadley, H. N. G., Scruby, C. B. und Shrimpton, G. (1981), *Quantitative Acoustic Emission Source Characterization during Low Temperature Cleavage and Intergranular Fracture*, Acta Metallurgica **29**, 399-414.
- Wagenbreth, H. (1985), *Dichtemessung (Kap. 4.2.1.1.)*, in: Praktische Physik, Vol. 1, Hrsg. F. Kohlrausch, Teubner Verlag, Stuttgart (23. Auflage), 363-366.
- Wakayama, S. und Nishimura, H. (1988), *Evaluation of Fracture Process in Fiber Reinforced Metal by Acoustic Emission*, in: Proc. Progress in Acoustic Emission IV, Kobe, Japan, Hrsg. K. Yamaguchi, I. Kimpara und Y. Higo, Jap. Soc. NDI, 710-717.
- Wanner, A., Bidlingmaier, T. und Ritter, S. (1996), *Fiber Fragmentation and Acoustic Emission*, Journal of Acoustic Emission **14**, S47-S60.
- Weaver, R. L. und Pao, Y. H. (1982), *Axisymmetric Elastic Waves Excited by a Point Source in a Plate*, Journal of Applied Mechanics **49**, 821-836.
- Wolters, J. (1986), *Acoustic Emission Monitoring of Fracture Mechanisms in Short Fibre Reinforced Thermoplastics: Basic Studies on Model Compounds*, in: Proc. Second International Symposium on Acoustic Emission from Reinforced Composites, Montreal, Canada, Society of the Plastics Industry, 29-36.
- Wolters, J. (1989), *Anwendung der Schallemissions-Meßtechnik zum Beschreiben von Versagensmechanismen in partikelgefüllten Thermoplasten*, Fortschrittsberichte VDI Reihe 5 Nr. 163, VDI-Verlag GmbH, Düsseldorf.
- Wu, M. und Carpenter, S. H. (1993), *Acoustic Emission Generated from Silicon Particles during Deformation of Al-Si Alloys*, Journal of Acoustic Emission **11**, 5-10.
- Yeh, J. W. und Liu, W. P. (1996), *The Cracking Mechanism of Silicon Particles in an A357 Aluminum Alloy*, Metallurgical and Materials Transactions A **27A**, 3558-3568.
- Ziola, S. M. und Gorman, M. R. (1991), *Source Location in Thin Plates using Cross-Correlation*, Journal of the Acoustical Society of America **90**, 2551-2556.
- Zong, B. Y., Lawrence, C. W. und Derby, B. (1997), *Acoustic Emission from a SiC Reinforced Al-2618 Metal Matrix Composite during Straining*, Scripta Materialica **37**, 1045-1052.