

ISBN 3-88314-284-0

Forschungsbericht 94

BUNDESANSTALT FÜR
MATERIALPRÜFUNG (BAM)
BERLIN

Untersuchungen der Störschwingungen beim Kerbschlagbiegeversuch und deren Abschwächungen

von Dr.-Ing. Xian-Quan Dong

August 1983

75 Seiten, 89 Abbildungen, 15 Tabellen

Herausgegeben von der
Bundesanstalt für Materialprüfung (BAM)
Unter den Eichen 87, 1000 Berlin 45
Telefon 030/8104-1 Telex 183261 bamb d

Copyright © 1983 by Wirtschaftsverlag NW
Verlag für neue Wissenschaft GmbH, Bremerhaven

Verlag und Vertrieb:
Wirtschaftsverlag NW
Verlag für neue Wissenschaft GmbH
Postfach 10 11 10, 2850 Bremerhaven 1
Telefon 0471/46093-95

Zusammenfassung

Beim Kerbschlagbiegeversuch sind hochfrequente Störschwingungen dem transienten Schlagkraft-Zeit- bzw. Schlagkraft-Durchbiegungs-Diagramm überlagert. Es war Ziel der Arbeit, die Ursachen dieser Störungen zu ermitteln und Möglichkeiten zu deren Abschwächung aufzuzeigen. Als Beispiel wurde ein Pendelhammer mit 300 J Schlagenergie einschließlich einer ISO-V-Probe mit Hilfe der Modal-Analyse untersucht.

Zur Ermittlung der mechanischen Admittanzen im Frequenzbereich bis zu 25 kHz mußte ein spezieller Stoßhammer entwickelt werden. Es konnte dann gezeigt werden, daß als vorherrschende Schwingungen longitudinale Schwingungen des Hammerblattes zwischen Schlagfinne und Rücken sowie Biege- und Torsions-schwingungen des Widerlagers vorliegen. Die Ergebnisse der Modal-Analyse stimmen dabei gut mit den Fourierspektren der transienten Schlagkräfte und der auf dem Hammerblatt gemessenen Dehnungen überein.

Außerdem wurden unterschiedliche Strukturmodelle und Hammerblatt-Konfigurationen im Hinblick auf eine Abschwächung der longitudinalen Schwingungen näher untersucht. Die Ergebnisse führten zu einem modifizierten Hammerblatt mit stark erhöhter Dämpfung. Es konnte gezeigt werden, daß damit die Störschwingungen aus dem Hammerblatt größtenteils beseitigt werden. Dadurch wird die Auswertung des instrumentierten Kerbschlagbiegeversuches verbessert, da charakteristische Punkte des Schlagkraft-Durchbiegungs-Diagramms besser identifiziert und dann auch automatisierte Verfahren herangezogen werden können.

Abstract

Disturbance vibrations with high frequencies are superimposed on the transient load-time resp. load-deflection record in a notched bar impact test. It was the aim of the work to find out the cause of these vibrations and to point out the possibilities of an attenuation. As an example a charpy impact machine (300 J capacity) with an ISO-V bend specimen was investigated by means of the modal analysis.

A special hammerkit had to be developed for measuring the mechanical admittance in the frequency range up to 25 kHz. Then it could be shown that the predominate vibration modes are the longitudinal vibrations of the hammer blade between the tip and the backside of the blade and the bending-torsion vibrations of the anvil. Modal analysis results have been quite well in accordance with the Fourier-spectra of the transient load and the hammer blade strain diagrams.

Besides that different structure models and hammer blade configurations for an attenuation of the longitudinal vibration were studied in detail. The results led to a modified hammer blade with strongly increased damping. It could be shown that therewith most of the disturbance vibrations from the hammer blade are removed. This will improve the evaluation of an instrumented notched bar impact test because the characteristic points of the load-deflection diagram can be identified in a better way and automatical procedures can be applied.

Vorwort

Die vorliegende Arbeit konnte ich zunächst auf der Grundlage eines Forschungsstipendiums der Alexander von Humboldt-Stiftung und dann als Gastwissenschaftler in der Bundesanstalt für Materialprüfung (BAM) anfertigen.

Ich danke daher sowohl der Alexander von Humboldt-Stiftung als auch der BAM für die mir gewährte Unterstützung.

X. Q. Dong

Inhalt	Seite
1. Einleitung	1
1.1 Der Kerbschlagbiegeversuch	1
1.2 Problemstellung und bisheriger Kenntnisstand	2
1.3 Aufgabenstellung und Lösungsweg; Ziel	3
1.4 Lösung	3
2. Übersicht über die Störschwingungen am Pendelhammer	4
2.1 Der untersuchte Pendelhammer	4
2.2 Einige Eigenfrequenzen des Systems Pendelstange-Hammerblatt	5
2.3 Fourier-Spektren der Störschwingungen	5
2.4 Fourier-Spektren der Dehnungen am Hammerblatt	7
2.5 Fourier-Spektren von Beschleunigungsmessungen	8
2.6 Schlußfolgerungen	9
3. Modal-Analyse	10
3.1 Analysenverfahren der Struktur-Dynamik	10
3.2 Einzelheiten zur Modal-Analyse	11
3.2.1 Grundlagen der Modal-Analyse	11
3.2.2 Die meßtechnische Ermittlung der Übertragungsfunktion	16
3.2.2.1 Die Anregungstechnik	16
3.2.2.2 Verarbeitung der digitalen Signale	21
3.2.2.3 Durchführung der Messungen der Übertragungsfunktionen	32
3.2.3 Kurvenanpassung und Identifikation der Modal-Parameter	33
3.2.3.1 Vorgehen im Frequenzbereich	33
3.2.3.2 Vorgehen im Zeitbereich	34
4. Durchführung der Modal-Analyse an einem Pendelhammer	37
4.1 Untersuchung von Einzelkomponenten ohne Kraftanschluß mit einer Kerbschlagprobe	37
4.1.1 Hammerblatt ohne Schlagfinne	37
4.1.2 Im Pendelhammer montiertes Hammerblatt incl. Schlagfinne	40
4.1.3 Im Pendelhammer montiertes Widerlager	42
4.2 Untersuchung der Strukturkomponenten bei Kraftschluß über eine Kerbschlagprobe	43
4.2.1 Hammerblatt incl. Schlagfinne	44
4.2.2 Widerlager	46
4.2.3 Die Übertragungsfunktionen für das Gesamtsystem Hammerblatt-Probe-Widerlager	47
5. Ursachen der Störschwingungen	47
6. Die Abschwächung der Störschwingungen	48
6.1 Übersicht	48
6.2 Erhöhung der Dämpfung der longitudinalen Schwingungen des Hammerblattes	49
6.2.1 Grundsatzversuche	49
6.2.1.1 Longitudinale Schwingung eines eindimensionalen homogenen Stabes mit Eigendämpfung	49
6.2.1.2 Die longitudinale Schwingung eines zusammengesetzten Stabes mit Eigendämpfung	51
6.2.1.3 Zur Ermittlung der dynamischen Eigenschaften von Werkstoffen	51
6.2.1.4 Entwicklung eines Dämpfungswerkstoffes	55
6.2.1.5 Erregungspunkt-Admittanz von zusammengesetzten Stäben	58
6.2.1.6 Erregungspunkt-Admittanz verschiedener zusammengesetzter Scheiben	64
6.2.2 Anwendung auf das Hammerblatt	66
7. Zusammenfassung	71
Literatur	72

Formelzeichenerklärung

Die verwendeten Formelzeichen haben die folgende Bedeutung:

A	Residuum
A_v	Schlagarbeit
\underline{B}	System-Matrix
C	Schallgeschwindigkeit
C_l	Phasengeschwindigkeit der longitudinalen Wellen im unendlichen Medium
C_t	Phasengeschwindigkeit der queren Wellen im unendlichen Medium
\underline{D}	Adjunkten-Matrix; D_k Dämpfungsgrad
E	Elastizitätsmodul; E^* Summe der quadratischen Abweichungen
\underline{H}	Übertragungsfunktion-Matrix
\underline{I}	Einheitsmatrix
\underline{K}	Steifigkeitsmatrix
K_{Id}	Dynamischer Bruchmechanik-Kennwert
L	Länge
\underline{M}	Massenmatrix
N	Blockgröße
\underline{R}	Dämpfungs-Matrix; R Korrelations-Funktion; R^* Reflexions-Koeffizient
S	Compliance; Fläche des Querschnittes
T	Temperatur; Zeitdauer
U	Realteil der Modal-Verschiebungen
V	Imaginärteil der Modal-Verschiebungen
Y	Mechanische Admittanz
Z	Mechanische Impedanz
Z_0	Kennimpedanz
a	Beschleunigung
d	Abweichung
\underline{f}	Kraftvektor; f Frequenz
h	Impulsantwort-Funktion
k	Wellenvektor
n	Anzahl der Freiheitsgrade
p(t)	Zeitabhängigkeit der Kraft
p(x)	Amplitudenverteilungsfunktion der Kraft
g	Generalisierte Koordinate
s	Laplace-Variable
t	Zeit
v	Geschwindigkeit
\underline{x}	Verschiebungsvektor; x Orts-Koordinate

\underline{x}_E	Eigenvektor
\tilde{x}_E	Normierter Eigenvektor
$\underline{\Delta}$	Diagonale Eigenwert-Matrix, ungedämpft
\wedge	Logarithmisches Dekrement des gedämpften Systems
Ω	Erregerkreisfrequenz
α, β	Konstanten für proportionale viskose Dämpfung gemäß der Beziehung $R = \alpha M + \beta K$
β_k	Winkel; $\beta_k = \arctan(\omega_k / \sigma_k)$
ϵ	Dehnung
η	Verlustfaktor
λ_j	Eigenwerte, ungedämpft; λ Wellenlänge
μ	Poissonsches Verhältnis
ρ	Dichte
σ_k	Abklingkonstante; σ Spannung
ψ	Relative Dämpfung
ω_k	Eigenkreisfrequenz des gedämpften Systems
ω_{0k}	Eigenkreisfrequenz des ungedämpften Systems
k, i, j, g, l, m	Laufindizes

Weitere Erläuterungen der verwendeten Symbole:

- kleiner Buchstabe mit einer Unterstreichung: Vektor
- großer Buchstabe mit einer oder zwei Unterstreichungen: Vektor oder Matrix
- kleiner Buchstabe: Größe im Zeitbereich
- großer Buchstabe: Größe im Bildbereich
- Strich über der Größe: Relative Größe, dimensionslos

Vorbemerkung zur Darstellung der Fourier-Analysen

Sämtliche Fourier-Spektren wurden mit Hilfe eines digital arbeitenden Analysators aus den gemessenen Zeitverläufen berechnet. Bei dem verwendeten Fourier-Analysator 5451 C werden im Hinblick auf die Bildung der Übertragungsfunktionen die aus den diskreten Funktionen für ein Zeitfenster $T = 10 \mu s \times 4 k$ berechneten Fourier-Koeffizienten nicht auf die Bandbreite $\Delta f = 25 \text{ Hz}$ bezogen. Demgemäß wird z. B. für die Beschleunigung $a(t)$ in g das nicht auf die Bandbreite bezogene Fourierspektrum $S_a(\Omega)$ in der Dimension g angegeben.

Um Resonanzspitzen in diesen Spektren deutlicher zu erkennen, wurde vielfach das nicht auf die Bandbreite bezogene Fourier-Spektrum quadriert dargestellt. Diese Größe wird z. B. beim Beschleunigungssignal mit $S_{aa}(\Omega)$ benannt und als Auto-Leistungsspektrum in g^2 dargestellt.

1. Einleitung

1.1 Der Kerbschlagbiegeversuch

Zur Beurteilung des Bruchverhaltens von metallischen Werkstoffen — vorzugsweise von Stahl mit ferritischem Grundgefüge — bei erhöhter Verformungsgeschwindigkeit und unterschiedlicher Prüftemperatur wird seit langem mit Erfolg der Kerbschlagbiegeversuch durchgeführt [1, 2]. Ziel eines auf einem instrumentierten Pendelschlagwerk durchgeführten Versuches ist die Ermittlung des Schlagkraft-Durchbiegungs-Diagrammes. Anhand dieses Diagrammes ist eine umfassendere Werkstoffbeurteilung möglich. Ein typisches Diagramm für Stahl ist in *Abb. 1.1* schematisch dargestellt. Es ist durch vier signifikante Punkte gekennzeichnet:

- ① Die im Verlaufe des „elastischen“ Kraftanstiegs bereits frühzeitig vorliegende Kleinbereichs-Plastizierung („small scale yielding“) im Kerbgrund breitet sich zunehmend aus; die plastische Verformung hat sich hier erstmalig über den gesamten Kerbquerschnitt ausgebreitet („Ligamentplastizierung“, „general yield“, Index gy)
- ② Einsetzen eines dann stabil, d. h. langsam mit der plastischen Probendurchbiegung fortschreitenden duktilen (wabenförmigen) Risses vom Kerbgrund aus („Initiierung“, Index i)
- ③ Einsetzen eines instabil, d. h. schnell fortschreitenden spaltförmigen Risses, auch durch einen spontanen Kraftabfall gekennzeichnet
- ④ Auffangen des instabilen Rißfortschrittes mit anschließend wieder stabilem (langsamem) Rißfortschritt im Probenrücken.

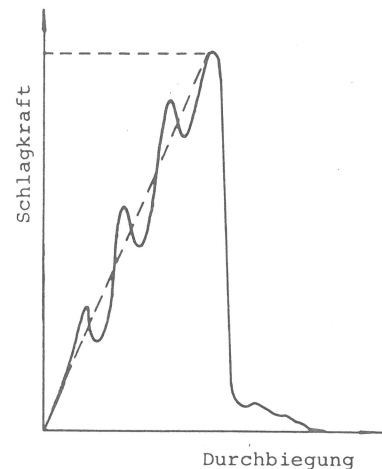
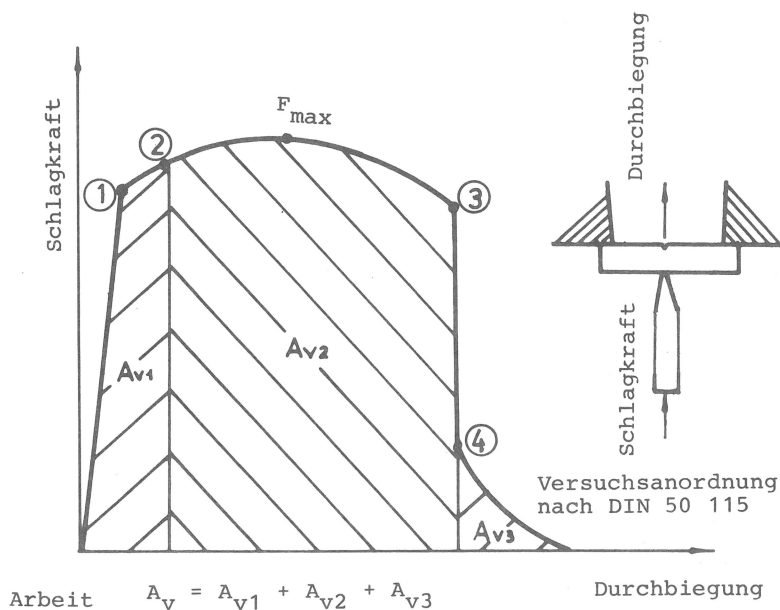


Abb. 1.1
Typisches Schlagkraft-Durchbiegungs-Diagramm für Stahl (schematische Darstellung)

Abb. 1.2
Schematisches Schlagkraft-Durchbiegungs-Diagramm bei Bruch vor dem Durchplastizieren des Kerbquerschnittes

Diese signifikanten Diagramm-Punkte liefern bezüglich der ihnen zugeordneten Kräfte und/oder besonders anhand der ihnen zugeordneten globalen Probendeformationen in Form der Probendurchbiegung oder auch der örtlichen Verformungen im Kerbgrund zusätzliche Informationen für eine Werkstoffbeurteilung und einen Werkstoffvergleich, der über die Aussagen der integralen Beurteilungsgröße „Schlagarbeit A_v “ weit hinausgeht [3]. Eine weitergehende Werkstoffbeurteilung ist auch anhand der Temperaturen T möglich, bei denen die den Punkten ① und ② zugeordneten Ereignisse „Ligamentplastizierung“ und „Initiierung“ erstmalig und dann primär auftreten; ein instabil fortschreitender Spaltbruch (Punkt ③) erfolgt dann erst sekundär. Besonders aufschlußreich ist erfahrungsgemäß auch eine Kombination der Ergebnisse aus einer Versuchsinstrumentierung mit denen einer fraktographischen Untersuchung [3].

Der hier untersuchte Bereich des Kerbschlagbiegeversuches erfaßt zunächst nur die Verhältnisse bei $T > T_{gy}$, d. h. den üblichen Bereich nach Ligamentplastizierung. Es hat jedoch nicht an Versuchen gefehlt, Pendelhämmer mit Kraftmessung auch zur Ermittlung dynamischer Bruchmechanikennwerte (K_{Id}) heranzuziehen. Das setzt aber voraus, daß die Temperatur auf $T < T_{gy}$ abgesenkt und die Beanspruchungsbedingungen durch Einschwingen eines Risses weiter verschärft werden, damit der Rißfortschritt entsprechend dem Schema in *Abb. 1.2* aus dem global-elastischen Bereich heraus als sog. Niederspannungsbruch erfolgt.

In beiden Fällen sind die Kraftsignale, die mittels der instrumentierten Schlagfinne des Pendelhammers aufgenommen werden, von Störschwingungen überlagert, die die Auswertung des Kraftverlaufes im elastischen Bereich u. U. ganz in Frage stellen und im vollplastischen Bereich erheblich beeinträchtigen können.

1.2 Problemstellung und bisheriger Kenntnisstand

Typische Kraft-Zeit-Verläufe, die mit dem als Beispiel untersuchten instrumentierten Pendelhammer gewonnen wurden, sind als Beispiel in den *Abb. 1.3 und 1.4* dargestellt. Sie lassen bei Messung der Schlagkraft mittels einer als Dynamometer ausgebildeten Schlagfinne üblicherweise folgendes erkennen:

- Im Bereich der elastischen Probendurchbiegung, d. h. vor Erreichen der Ligament-Plastifizierungskraft ist der linear erwartete Kraftanstieg von einem Kraftstoß, bei Proben aus Werkstoffen höherer Streckgrenze auch von mehreren Kraftstößen überlagert. Dieser auch unter der Bezeichnung „Inertial Peak“ bekannte Effekt wird durch die zusätzlich zur elastischen Verformungskraft wirksamen Massenkräfte bei der Beschleunigung der Probenmasse von der Ruhe auf die Schlaggeschwindigkeit des Pendels [4, 5, 6] und durch das in dieser Phase zu erwartende und durch die Probenverformung bedingte Lockern oder Abheben vom Auflager bzw. von der Schlagfinne erklärt [7,10]. Diese, die Auswertung des Versuches anhand des Schlagfinnen-Signals infrage stellenden Vorgänge können nur durch eine zumeist unerwünschte Absenkung der Schlaggeschwindigkeit (sog. „Low-blow“-Versuche) vermindert oder vermieden werden [5].
- Nach Erreichen der Ligament-Plastizierungsgrenze, d. h. im hier interessierenden eigentlichen Prüfbereich des Kerbschlagbiegeversuches, sind ausgeprägte hochfrequente Störschwingungssignale den von der instrumentierten Schlagfinne aufgenommenen transienten Schlagkraftsignalen überlagert. Diese Störschwingungen beeinflussen die tatsächlich wirksame Belastung der Probe durch die Hammerfinne dergestalt, daß nicht eine transiente Schlagbelastung allein, sondern eine kombinierte Schlag- und Schwingbelastung einwirkt. Die Amplitude der Störschwingungen kann dabei ein Viertel des Maximums der Schlagbelastungen erreichen.

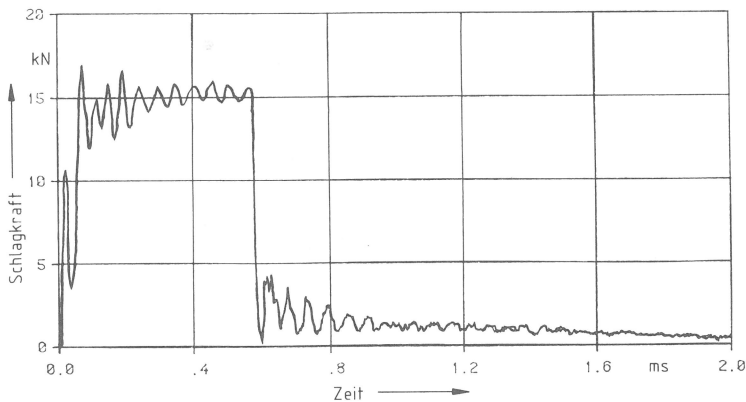


Abb. 1.3
Typischer zeitlicher Verlauf der Schlagkraft

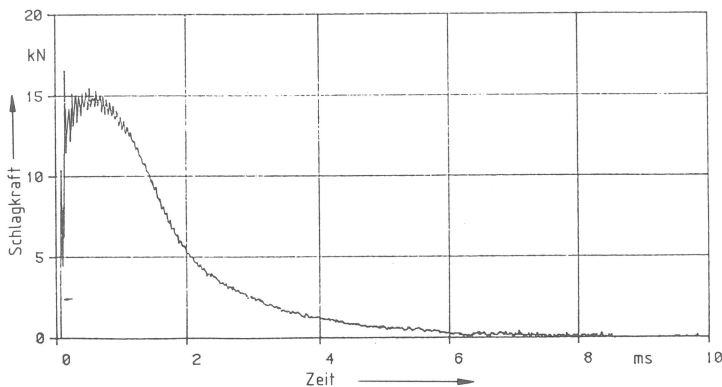


Abb. 1.4
Typischer zeitlicher Verlauf der Schlagkraft

Die überlagerten Störschwingungen erschweren eine sichere Beurteilung der Schlagkraft-Zeit- bzw. Durchbiegungs-Diagramme und die quantitative Auswertung besonders auch mit automatisierten Methoden. Wie weit sie in den unterschiedlichen Zähigkeitsbereichen auch einen Einfluß auf das Bruchgeschehen haben, bleibt zunächst offen. Es ist dabei jedoch sichergestellt, daß die überlagerten Schwingungen ihren Ursprung nicht etwa in einem entsprechenden Verhalten der verwendeten elektronischen Meßkette haben [3]; sie entstehen vielmehr durch Stoßanregung der ein gekoppeltes mechanisches System darstellenden Prüfanordnung aus Hammermasse, Probe und Auflager.

Es liegen bisher kaum Versuche vor, die Ursache der Schwingungen zu klären und damit gegebenenfalls auch die Frequenz der Störschwingungen zu berechnen. Bekannt ist ein Versuch [4], die Prüfanordnung durch ein System aus wenigen Massen und Federn zu ersetzen und auf diesem Wege zu einer analytischen Lösung des Problems zu gelangen. Ein derartiger Struktur-Nachbau ist jedoch ausgesprochen grob und kann deshalb auch wegen der unsicheren Abschätzung der zu verwendenden Federsteifigkeiten und der wirksamen Massen (z. B. Anteil an der Auflagermasse) nicht zu sicheren Ergebnissen führen.

In einer anderen Arbeit [8] wird eine dynamische Analyse eines Kerbschlagbiegeversuches mit der Methode der Finiten Differenzen beschrieben. Hier wird zwar die Probe besonders im Kerbbereich und auch die Schlagfinnenspitze recht genau durch das Netzwerk

nachgebildet; die Hammermasse wird jedoch auf die Fennenspitze konzentriert. Die rechnerisch ermittelten Schwingungen geben dabei die experimentell ermittelten auch nur näherungsweise wieder und vermitteln keine Angaben über deren Ursachen.

In einer weiteren Arbeit [9] wird ebenfalls mit der Methode der Finiten Differenzen das dynamische Verhalten von größeren Biegeproben mit einseitigem Riß aus Araldit bzw. aus Stahl rechnerisch simuliert, wobei der experimentell ermittelte Kraft-Zeit-Verlauf als Eingabegröße verwendet wird. Die Übereinstimmung der damit gerechneten Verläufe für die Rißspitzenbeanspruchung, die Auflagerbelastung und die Probenbewegungen an den Auflagern mit experimentellen ist gut. Auswirkungen von den durch einen Stoß ebenfalls angeregten Komponenten Schlaghammer und Probenaufleger her wurden dabei jedoch nicht erfaßt.

Über mechanische Maßnahmen zur Vermeidung oder Verminderung der Störschwingungen beim Kerbschlagbiegeversuch liegen bisher keine verwertbaren Angaben vor. Es ist jedoch besonders im elastischen Prüfbereich mit Erfolg versucht worden, anstelle der Kraftsignale der Schlagfinne andere Anzeigen, z. B. direkt an der Probe gemessene Dehnungen oder schattenoptische Effekte für eine Beurteilung der jeweiligen Probenbeanspruchung heranzuziehen [11, 12, 13]. Für die Serienprüfung einer größeren Anzahl von Proben sind diese Verfahren jedoch der Messung der Schlagkraft mittels der Schlagfinne unterlegen.

Ein anderer Weg wurde mit einem modifizierten Hammerblatt beschriftet [14]. Aus der Vorstellung, daß bei dynamischen Bruchmechanik-Versuchen der Probenbruch vor der Überlagerung des aktuellen Meßsignals durch eine reflektierte elastische Welle aus dem Hammerblatt erfolgen soll, ergab sich eine Verlängerung dieses Strukturelements auf 400 mm und damit eine nutzbare Versuchszeit von 140 μ s. Eine Umgehung von Störschwingungen auch im Bereich plastischer Probenverformungen ist damit jedoch nicht möglich.

1.3 Aufgabenstellung und Lösungsweg; Ziel

Die Aufgabe der vorliegenden Arbeit besteht in einem ersten Schritt in der Analyse der dynamischen Vorgänge beim Kerbschlagbiegeversuch nach DIN 50 115 zur Klärung der mechanischen Ursachen der dem transienten Schlagkraft-Zeit-Signal nach Überschreiten der Ligamentplastizierungsgrenze überlagerten Störschwingungen. Dazu sollen mit Hilfe eines geeigneten Verfahrens die in diesem Zusammenhang wichtigsten Schwingungsmoden am Beispiel eines 300 J-Pendelhammers ermittelt werden.

Im zweiten Schritt soll anhand der Ergebnisse des ersten Schrittes untersucht werden, durch welche Strukturmodifikationen und/oder Dämpfungsmaßnahmen ebenfalls am Beispiel desselben Pendelhammers derartige Störschwingungen beseitigt oder vermindert werden können.

Ziel der Arbeit ist schließlich die Erarbeitung grundsätzlicher Möglichkeiten der Beseitigung oder Verminderung von hochfrequenten Störschwingungen bei dynamisch geführten Versuchen im Rahmen der Werkstoffmechanik unter besonderer Berücksichtigung der Verhältnisse an Pendelhammer-Maschinen.

1.4 Lösung

Für die Untersuchung der dynamischen Vorgänge während eines Kerbschlagversuches an dem 300 J-Pendelhammer wurde das Verfahren der Modal-Analyse herangezogen. Dazu mußte zunächst ein Meßhammer-Satz zur Ermittlung der mechanischen Admittanzen für den Frequenzbereich bis zu 25 kHz entwickelt werden. Weiterhin wurden einige besonders geeignete Fensterfunktionen zur Verminderung von Leistungslecks hergeleitet. Die Ergebnisse der Modal-Analyse am Pendelhammer konnten sehr gut mit denen der Fourier-Analyse der dem Schlagkraft-Zeit-Signal beim Kerbschlagbiegeversuch überlagerten Störschwingungen korreliert werden.

Als wichtigstes Ergebnis der Untersuchungen an dem als Beispiel untersuchten Pendelhammer hat sich ergeben, daß sich die Störschwingungen aus zwei ausgeprägten Moden zusammensetzen, deren Herkunft aufgrund der Modalanalyse eindeutig zwei Strukturkomponenten des Pendelhammers zugeordnet werden kann. Die Störschwingungen werden zum einen hervorgerufen durch longitudinale Eigenschwingungen im Hammerblatt zwischen Schlagfinne und Hammerrücken und zum anderen durch Biege- und Torsionseigenschwingungen des Widerlagers. Der letztere Schwingungsmodus wird nur während der ersten ca. vier Perioden nach Erreichen der Ligament-Plastizierungsgrenze im Schlagkraft-Zeit-Verlauf beobachtet.

Von den unterschiedlichen Möglichkeiten einer Abschwächung der Störschwingungen kamen beim Pendelhammer nur dämpfende Maßnahmen infrage. Dazu wurde ein Dämpfungswerkstoff mit höherer Kennimpedanz entwickelt, der zunächst in Verbindung mit stab- und scheibenförmigen Strukturmodellen untersucht wurde. Zur Abschwächung der Longitudinalschwingungen im Hammerblatt sind dann verschiedene Modifikationen dieser Komponente entwickelt worden. Die Schlagkraft-Zeit-Verläufe, die mit dem als Beispiel untersuchten Pendelhammer unter Einsatz eines optimierten Hammerblattes aufgenommen wurde, zeigen, daß die Störschwingungen beim Kerbschlagbiegeversuch durch gezielte dämpfende Maßnahmen beträchtlich vermindert werden können.

2. Übersicht über die Störschwingungen am Pendelhammer

2.1 Der untersuchte Pendelhammer

Bereits im 17. und 18. Jahrhundert wurde die Qualität von Eisen durch Zerschlagen von Probestangen bestimmt; die dabei verwendeten Schlagwerke waren relativ einfach gestaltet. In den folgenden Jahrhunderten sind die Schlagwerke weiterentwickelt worden. G. Charpy (1865 — 1945) hat 1901 einen neuen Schlagwerktyp, den Pendelhammer, entwickelt, der aus einem schweren Hammerblatt und einer möglichst leichten Pendelstange besteht; das Prinzip ist in *Abb. 2.1* dargestellt. Seither wird der Pendelhammer nach Charpy in verschiedenen Ausführungen in der Praxis verwendet. Eine ältere Ausführung wird in *Abb. 2.2* gezeigt. Seit 1964 werden derartige Schlagwerke auch instrumentiert [17].

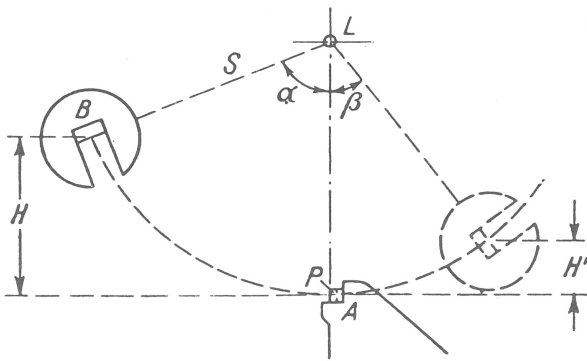


Abb. 2.1
Schema des Pendelhammers nach Charpy [1]

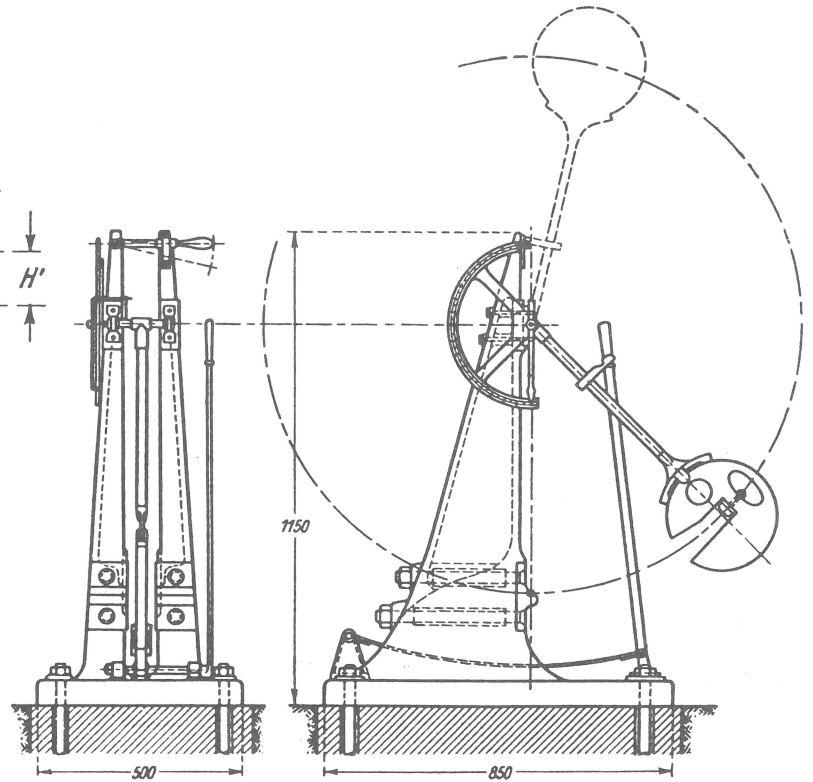


Abb. 2.2
Charpy Pendelhammer im Jahr 1930 [1]

Die im folgenden beschriebenen Untersuchungen wurden an einem in der Bundesanstalt für Materialprüfung (BAM), Berlin, vorhandenen 300 J-Pendelschlagwerk durchgeführt; eine maßstabgerechte Darstellung seiner wichtigsten Teile ist in *Abb. 2.3* gegeben.

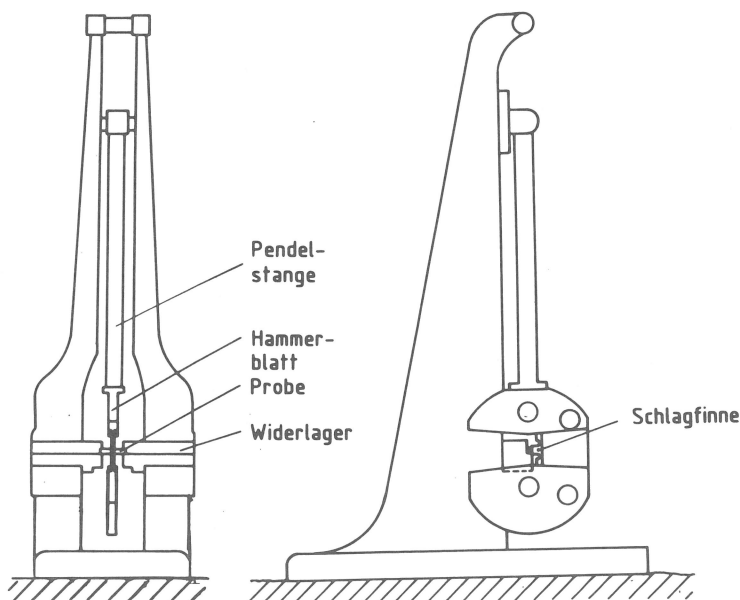


Abb. 2.3
Heutige Ausführung eines Pendelhammers für 300 Joule Schlagarbeit

2.2 Einige Eigenfrequenzen des Systems Pendelstange-Hammerblatt

Zur Vorab-Klärung der bei den wichtigen Komponenten dieses Pendelhammers überhaupt zu erwartenden Eigenfrequenzen wurden Beschleunigungsmessungen nach gezieltem Anschlagen einzelner Teile durchgeführt. Die Ergebnisse zeigen folgendes:

- Für das System Pendelstange-Hammerblatt sind die Eigenfrequenzen bei seitlicher Biegeschwingung 14 Hz, 100 Hz, 280 Hz usw. (Abb. 2.4), bei Biegung in der Hammerblatt-Schlagrichtung 100 Hz, 400 Hz, 3,3 kHz usw. (Abb. 2.5).
- Für das System Hammerblatt-Probe-Widerlager beträgt die Eigenfrequenz in Schlagrichtung 400 Hz (Abb. 2.6).

Diese Frequenzen liegen weit unterhalb der dem transienten Kraftsignal an der Schlagfinne überlagerten Störschwingungsfrequenzen zwischen 18 . . . 26 kHz, denen im weiteren nachgegangen werden soll.

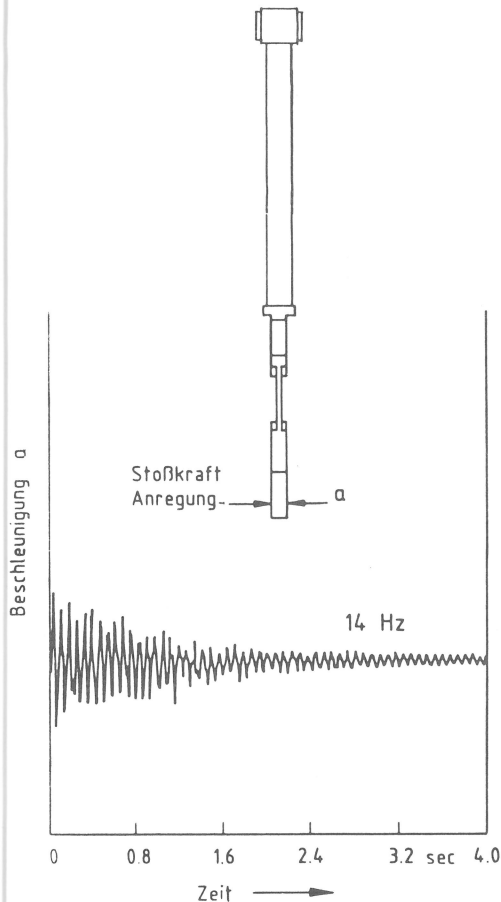


Abb. 2.4
Quer-Beschleunigungs-Zeit-Verlauf bei seitlicher Stoßkraftanregung

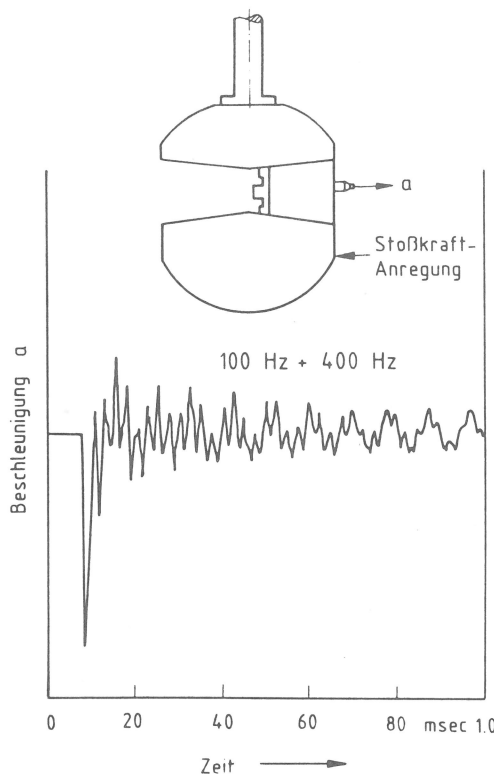


Abb. 2.5
Beschleunigungs-Zeit-Verlauf des Systems Pendelstange-Hammerblatt bei Stoßkraftanregung in Schlagrichtung

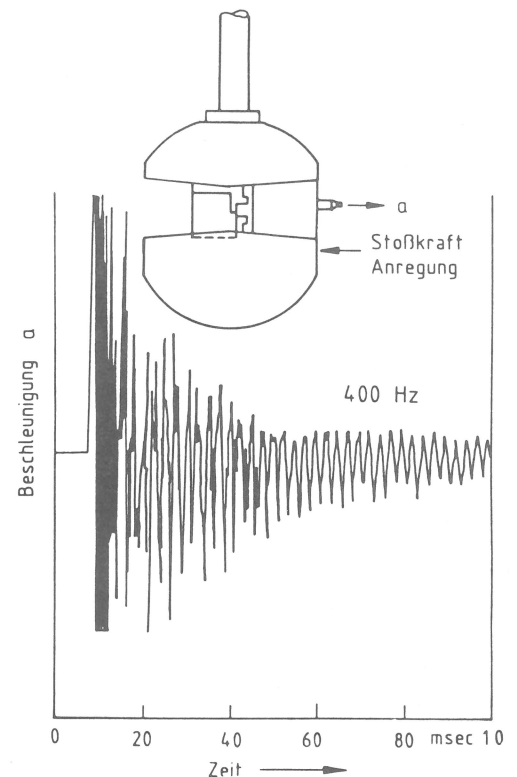


Abb. 2.6
Beschleunigungs-Zeit-Verlauf des Systems Hammerblatt-Probe-Widerlager bei Stoßkraftanregung in Schlagrichtung

2.3 Fourier-Spektren der Störschwingungen

Zur Analyse der dem transienten Schlagsignal beim Kerbschlagbiegeversuch überlagerten hochfrequenten Störschwingungen des Systems Hammerblatt-Probe-Widerlager wurden die Schlagkraft-Zeit-Diagramme registriert und deren verschiedene Fourier-Spektren mit Hilfe eines handelsüblichen FFT-Analysators *) gebildet (Abb. 2.7 bis 2.10):

- Von dem Zeitverlauf der Schlagkraft wurde das Auto-Leistungsspektrum gebildet (Abb. 2.7).
- Ferner wurde der Bereich, in dem Störschwingungen auftreten, abgeschnitten und der Gleich-Anteil unterdrückt. Das lineare Amplitudenspektrum davon und das Auto-Leistungsspektrum des Schlagkraft-Zeit-Verlaufes zeigen jeweils ein Maximum bei 18,75 kHz.
- Weiterhin wurden nur die ersten vier Perioden der Störschwingungen analysiert. Das Auto-Leistungsspektrum zeigt ein ausgeprägtes Maximum bei 25,69 kHz (Abb. 2.8).

*) HP — 5451 C

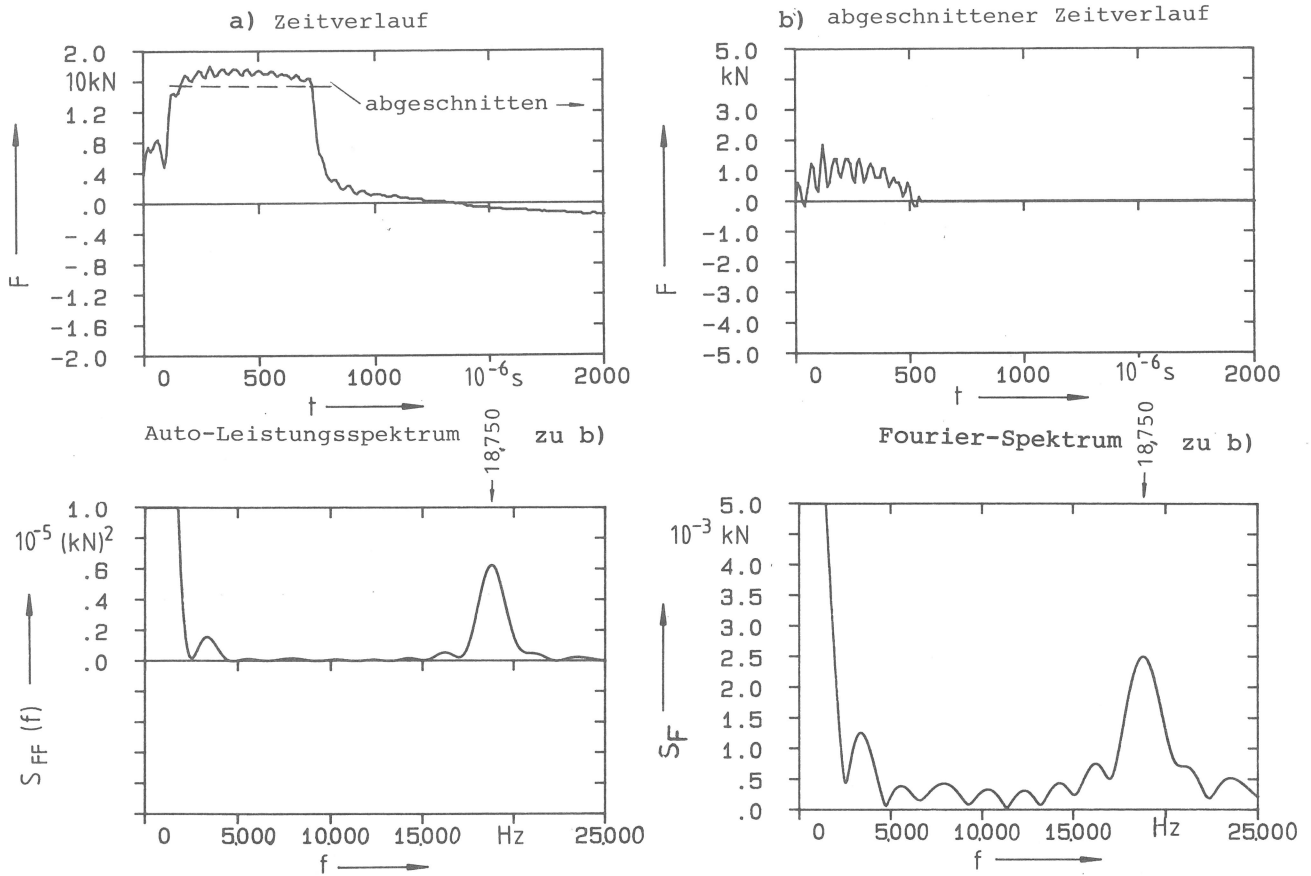


Abb. 2.7
Fourier-Spektren der überlagerten Störschwingungen

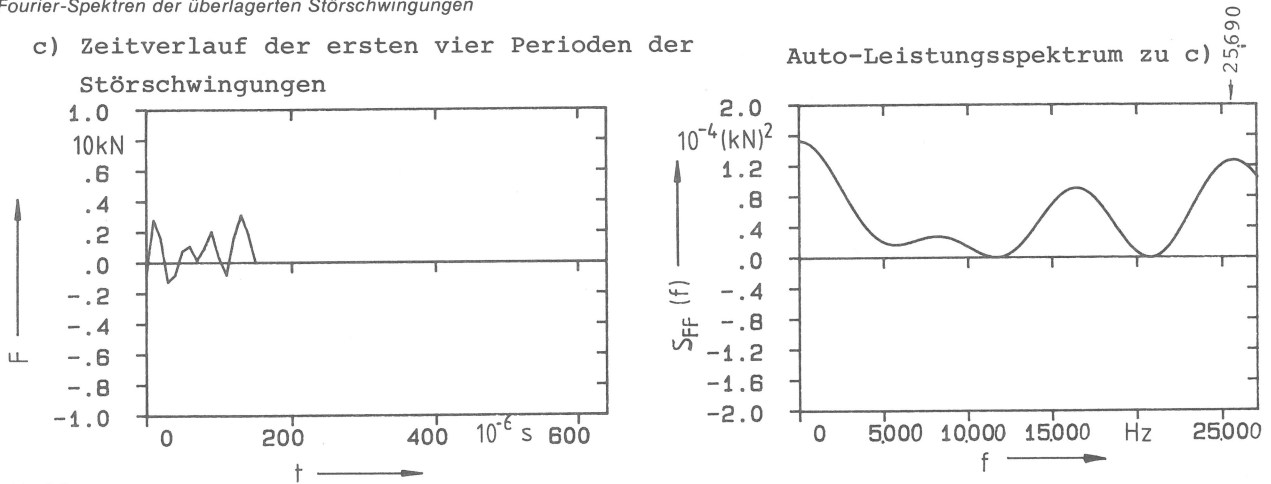


Abb. 2.8
Auto-Leistungsspektrum der ersten vier Perioden

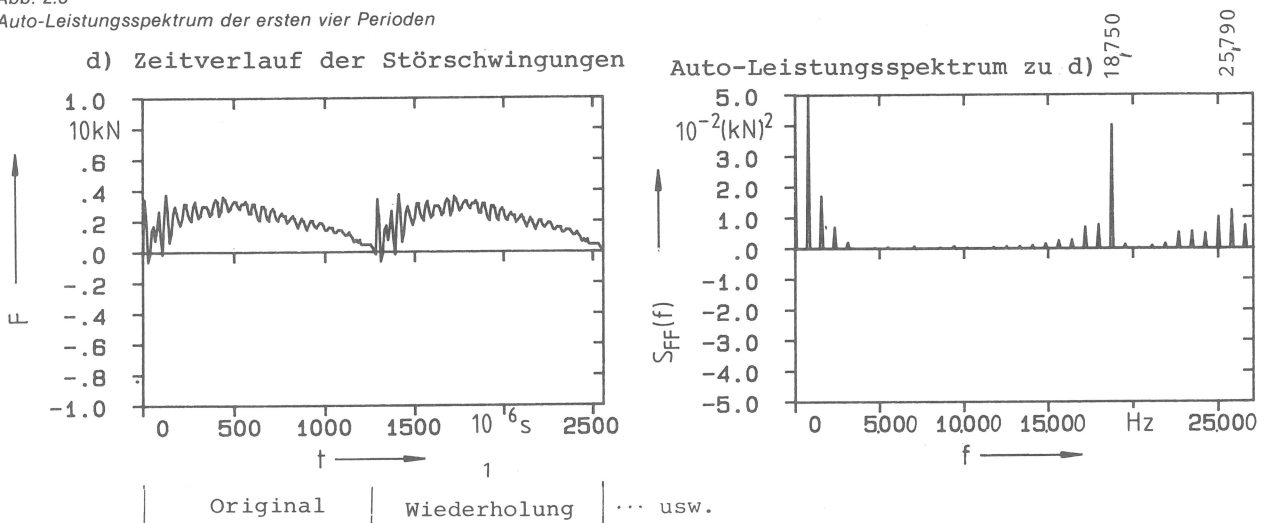


Abb. 2.9
Auto-Leistungsspektrum der Störschwingungen bei 10facher Wiederholung

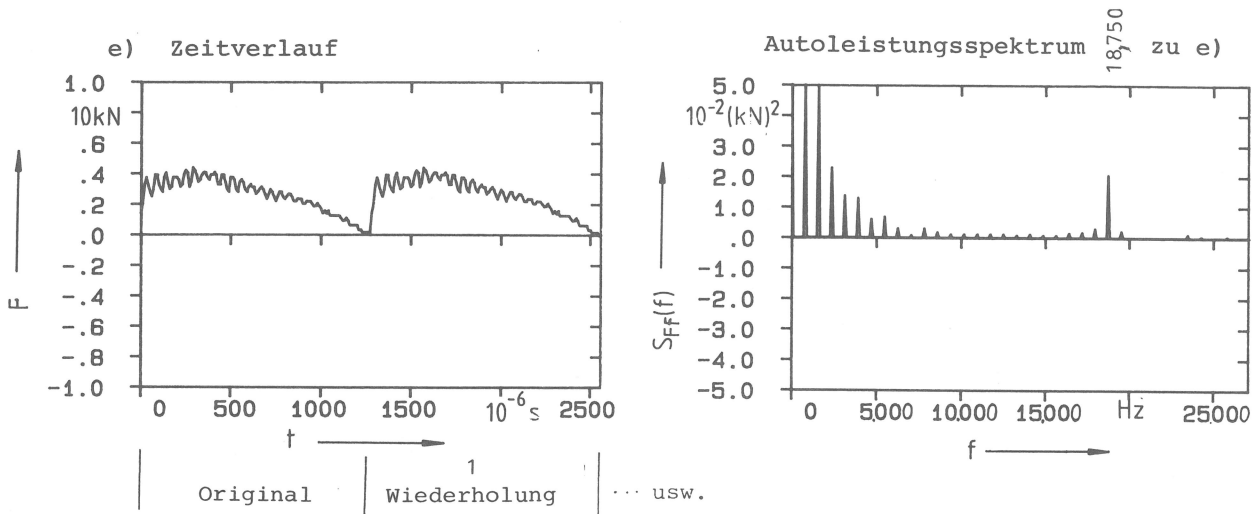


Abb. 2.10
Auto-Leistungsspektrum der Störschwingungen ohne die ersten vier Perioden

Der Abschnitt der Störschwingungen mit bzw. ohne die ersten vier Perioden beim Kerbschlagbiegeversuch wurde zunächst 10fach wiederholt, aneinandergereiht und dann analysiert. Aus der Fourier-Transformation ergibt sich dann ein diskretes Spektrum. Die Ergebnisse sind in Abb. 2.9 und Abb. 2.10 dargestellt.

2.4 Fourier-Spektren der Dehnungen im Hammerblatt

Zur weiteren Klärung der Schwingungsverhältnisse wurden die Dehnungen an einer Stelle (Abb. 2.11) zwischen Schlagfinne und Rücken des Hammerblattes mit Hilfe von Dehnungsmeßstreifen beim Kerbschlagbiegeversuch ermittelt. Das Maximum der Leistungsspektren liegt hier in einem Bereich zwischen 18,56 bis 18,75 kHz (Abb. 2.12 und 2.13) für zwei Kerbschlagversuche.

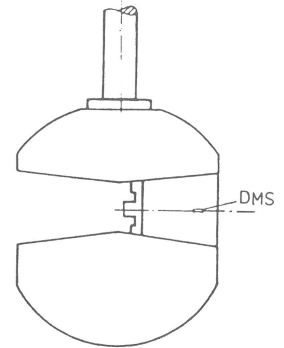
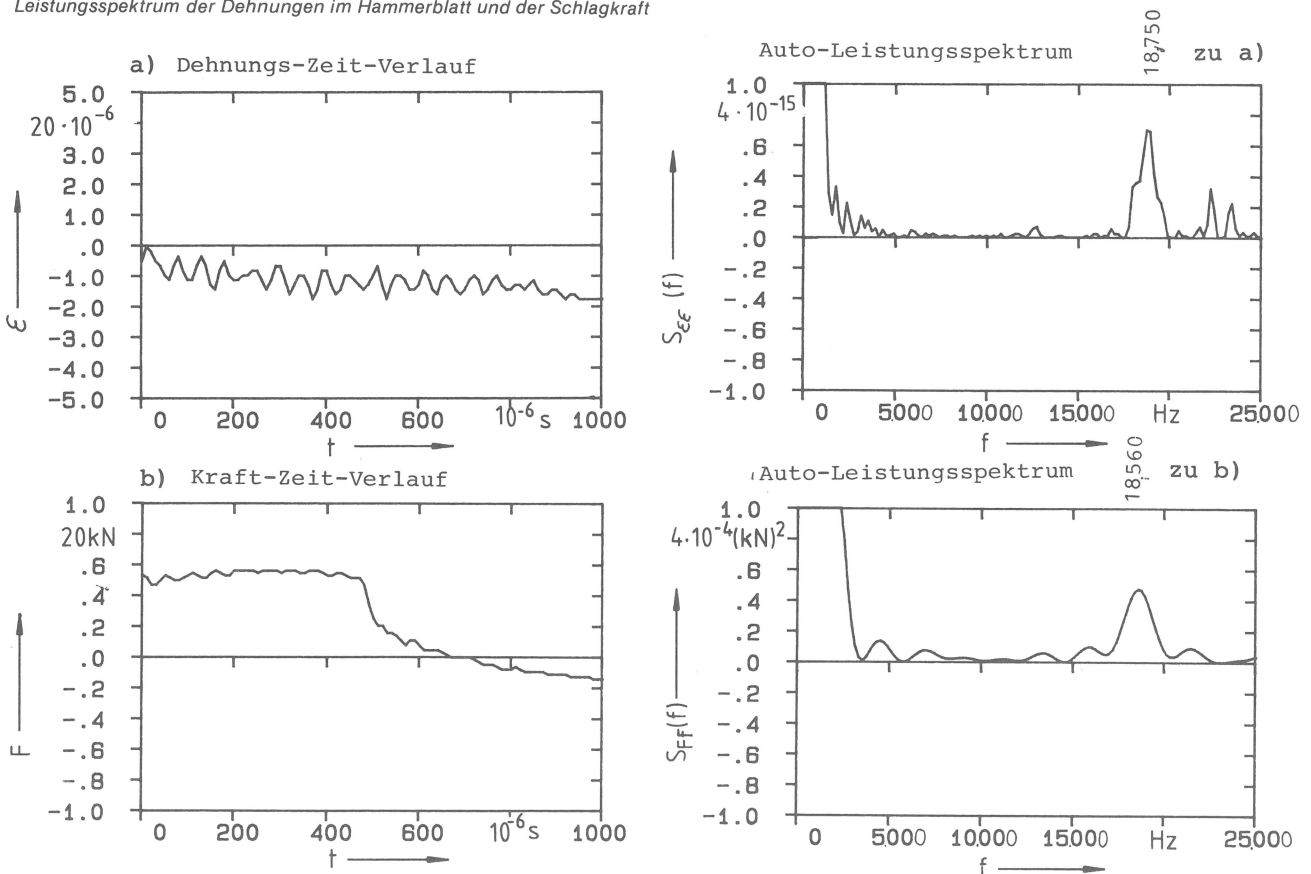


Abb. 2.11
Stelle der Dehnungs-Messungen am Hammerblatt

Abb. 2.12
Leistungsspektrum der Dehnungen im Hammerblatt und der Schlagkraft



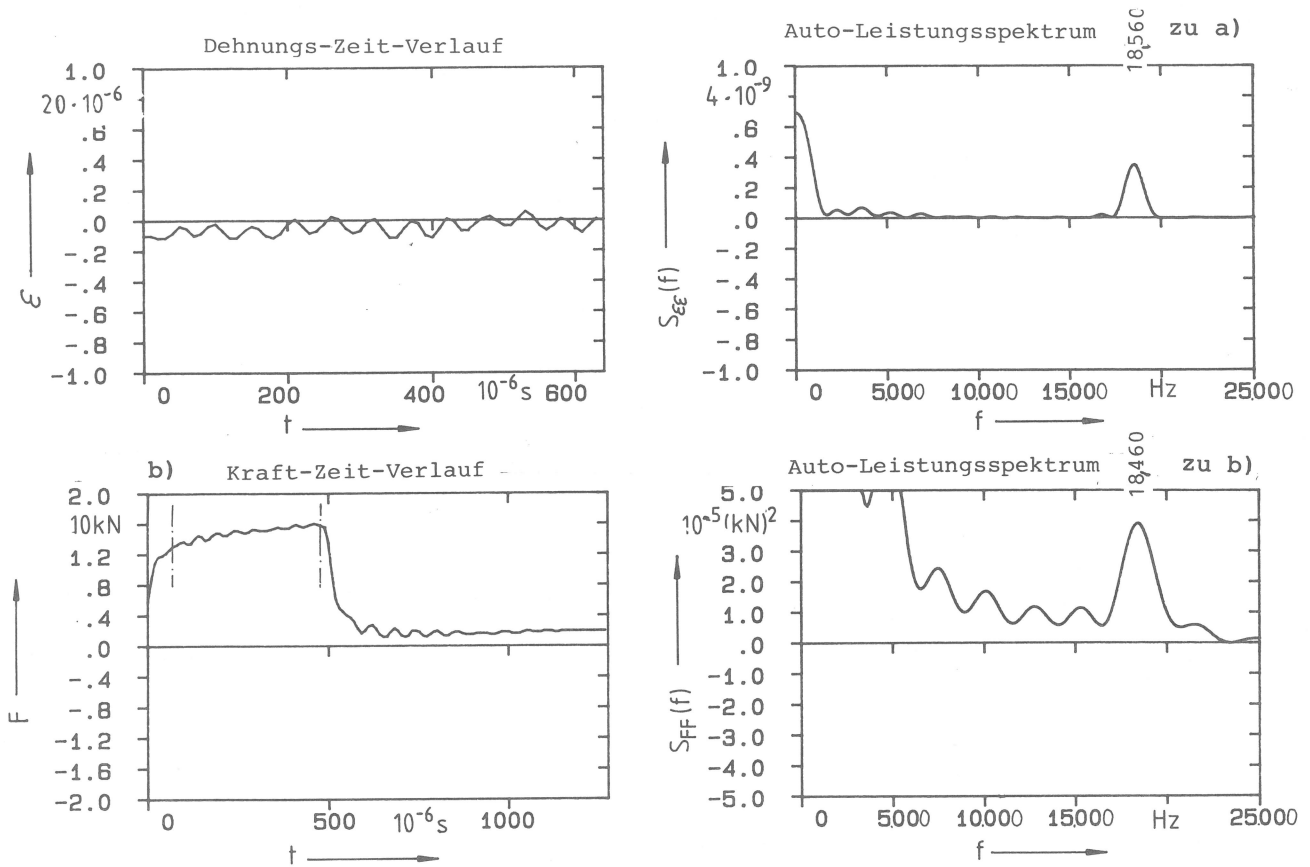


Abb. 2.13
Leistungsspektrum der Dehnungen im Hammerblatt und der Schlagkraft

2.5 Fourier-Spektren von Beschleunigungsmessungen

Die Beschleunigungs-Zeit-Verläufe wurden am Hammerblattrücken sowie am Widerlager des Pendelhammers bei elastischen Stößen der Schlagfinne auf die Probe bei nur kleiner Fallhöhe des Hammers gemessen. Am Hammerblattrücken liegt die maximale Amplitude des Spektrums bei $18,56$ kHz (Abb. 2.14). Am Widerlager, und zwar am Punkt 5 (Abb. 2.15) — neben der Auflagestelle der Probe am Widerlager — ist die dominierende Frequenz ca. 25 kHz (Abb. 2.16).

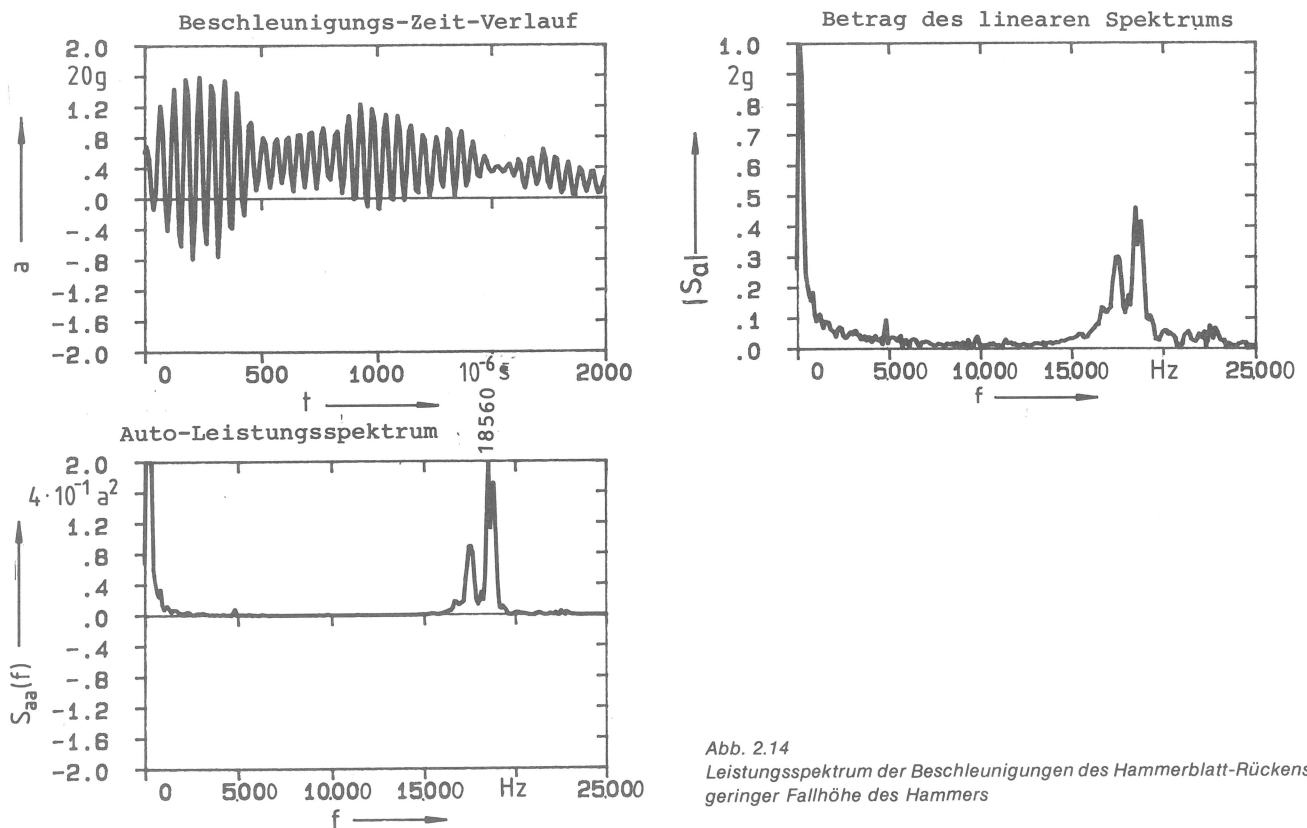


Abb. 2.14
Leistungsspektrum der Beschleunigungen des Hammerblatt-Rückens bei geringer Fallhöhe des Hammers

Bei einem schließlich mit voller Fallhöhe durchgeführten Kerbschlagbiegeversuch mit brechender Probe wurde die Resonanzfrequenz des Hammerblattes zu ca. 19 kHz (Abb. 2.17) bestimmt.

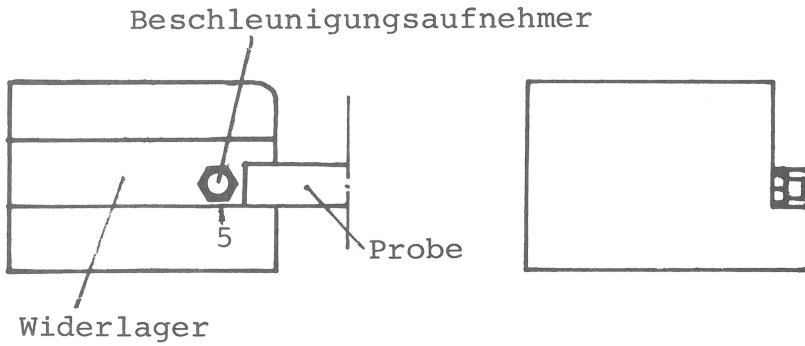


Abb. 2.15
Stelle der Beschleunigungsmessungen am Widerlager

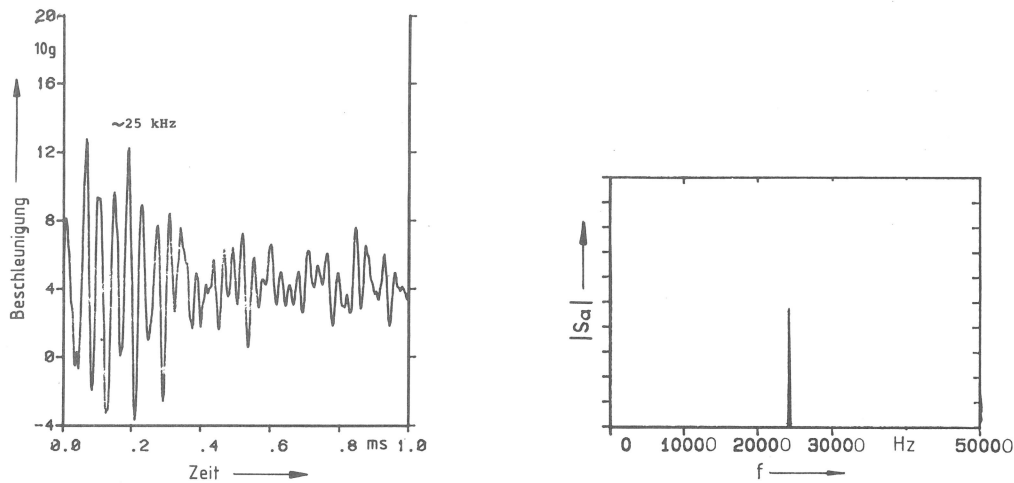


Abb. 2.16
Beschleunigungs-Zeit-Signal des Widerlagers an Punkt 5

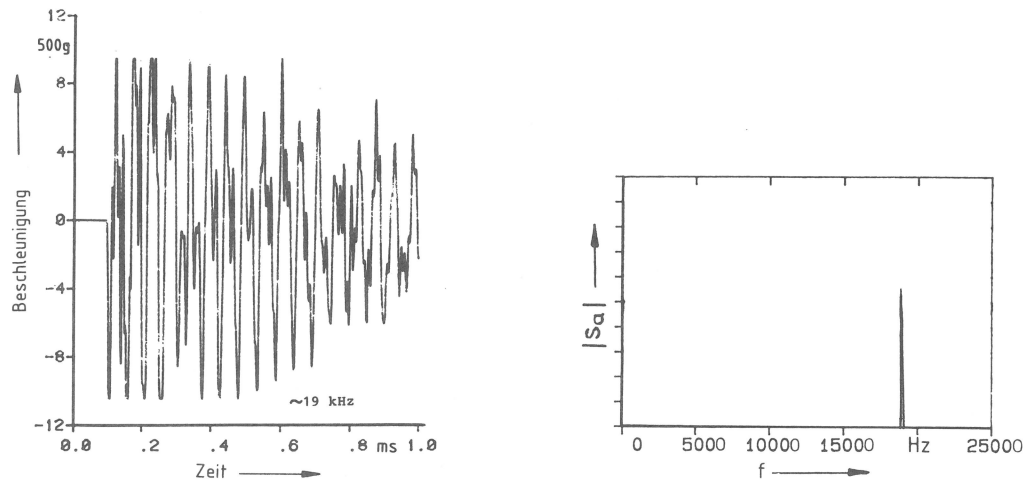


Abb. 2.17
Beschleunigungs-Zeit-Signale des Hammerblatt-Rückens beim Kerbschlagbiegeversuch

2.6 Schlußfolgerungen

Die beobachteten Störschwingungen sind im wesentlichen aus zwei Anteilen zusammengesetzt. Diese Anteile sind vermutlich Eigenfrequenzen von einzelnen Elementen des Pendelhammers. Die Modal-Analyse soll über die Herkunft dieser Störschwingungen genauere Aussagen liefern.

3. Modal-Analyse

3.1 Analysenverfahren der Struktur-Dynamik

Die Struktur-Dynamik hat die Untersuchung des dynamischen Verhaltens von Strukturen unter Einwirkung dynamischer Kräfte zum Ziel (Abb. 3.1):

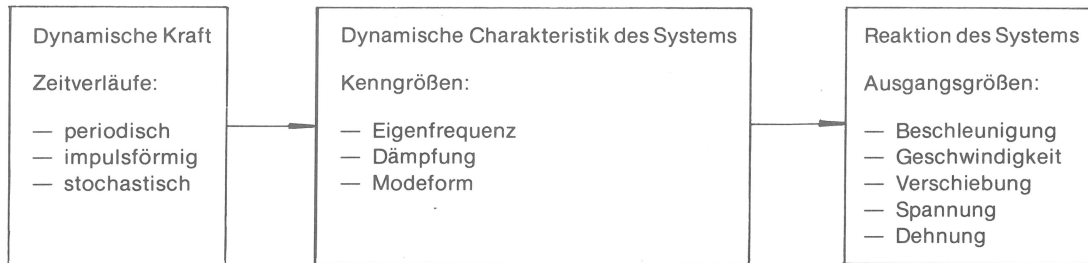


Abb. 3.1
Schematische Darstellung der Aufgabe der Struktur-Dynamik

Die Aufgaben der Struktur-Dynamik können wie nachfolgend aufgliedert werden:

Direktes Problem

Diese Aufgabe bezieht sich auf das Problem der dynamischen Reaktion des Systems:

Die eingegebene dynamische Kraft ist bekannt; die ausgegebene dynamische Reaktion soll mit Hilfe eines mathematischen Modells des Systems ermittelt werden.

Umgekehrtes Problem

Hier handelt es sich um ein Lastidentifikations-Problem: Die Reaktion des Systems ist bekannt; die eingegebene Kraft soll mit Hilfe eines mathematischen Modells des Systems identifiziert werden.

Modal-Analyse

Die Modal-Analyse ist ein Verfahren zum Charakterisieren der dynamischen Eigenschaften einer elastischen Struktur auf der Basis der Identifikation ihrer Schwingungsmoden. Hierzu werden Messungen der eingegebenen dynamischen Kraft und der ausgegebenen Reaktion des Systems durchgeführt. Jeder Mode ist die Eigenschwingung der Struktur mit jeweils eigenem Verformungsbild (Eigenschwingungsform) bzw. einem relativem Amplitudenverhältnis zwischen allen Punkten der Struktur unter Berücksichtigung von Phasenverschiebungen durch die Dämpfung für eine Eigenfrequenz. In mathematischer Hinsicht kann ein Schwingungsmoden mit Hilfe der Parameter eines linearen dynamischen Modells — Eigenfrequenz, Dämpfung und Eigenschwingungsform — beschrieben werden. Die Gesamtbewegung der Struktur ist dann aus den Beiträgen aller Moden zusammengesetzt. Das relative Amplitudenverhältnis zwischen den Moden wird durch die Übertragungsfunktion (Amplitudenfrequenzgang), die von den modalen Parametern abhängig ist, beschrieben. Infolgedessen sind die Bewegungsamplituden der Punkte der Struktur durch das Produkt aus Schwingungsmoden (Amplitudenverhältnis zwischen verschiedenen Punkten) multipliziert mit der Übertragungsfunktion (Amplitudenverhältnis zwischen den Moden) bestimmt (s. Gl. 3.30). Deshalb kann die Modalanalyse auch als Modezerlegung bezeichnet werden.

Die Struktur-Dynamik-Modifikation ist ein weiteres Problem. Hierzu gehört die Empfindlichkeits-Analyse und die Analyse von lokalen Strukturveränderungen. Die modalen Parameter-Informationen werden als Eingabedaten für die Originalstruktur benötigt. Dann werden die Mode-Analyse-Ergebnisse der geänderten Struktur ausgewertet. Ermittelt wird die Stelle, die sich am besten für Änderungen eignet, und für die sich die erwünschten dynamischen Eigenschaften einstellen.

Ganz allgemein stehen zwei Grundverfahren zur Analyse der Struktur-Dynamik zur Verfügung: Rechnerische Verfahren, z. B. nach der Finite-Element-Methode (F.E.M.) und experimentelle Verfahren, z. B. der Modal-Test. Bei den F.E.M. wird ein mathematisches Modell aufgestellt, das die physikalische Struktur nachbildet. Bei einer Struktur-Modifikation ist ein konstruktiver Umbau nicht erforderlich, da er errechnet werden kann. Die Nachteile der F.E.M. sind in dem Erfordernis großer Rechner mit großen Speichern zu sehen, da die Finite-Element-Modelle tausende von Elementen benötigen. Außerdem sind größere Unterschiede bei den Ergebnissen für das F.E.M.-Modell und für die tatsächliche Struktur zu erwarten, da die Erfahrung zeigt, daß die Modelle oft „härter“ als die ausgeführten Strukturen sind.

Der Modal-Test kann dann zur Prüfung und Korrektur einer mittels der F.E.M. konzipierten Struktur verwendet werden; mit ihm werden auch die Auswirkungen einer Struktur-Dynamik-Modifikation untersucht.

Natürlich bietet sich für die Untersuchung eines bereits vorhandenen Objektes insbesondere der Modal-Test an. Er ist dann besonders geeignet, wenn nach den Ursachen von Stör-Geräuschen und -Schwingungen gesucht werden soll. Mit Hilfe des Modal-Tests und der Modal-Analyse können die Moden ermittelt und im Vergleich mit dem Spektrum der Störschwingungen können die Störquelle und der Ausbreitungsweg der Störungen gefunden werden.

Auch im vorliegenden Fall ist die zu untersuchende Struktur vorhanden. Das Ziel der Untersuchungen ist die Ermittlung und die Beseitigung von Störschwingungen beim Kerbschlagbiegeversuch. Dabei dürfte der Modal-Test die schnellste und am wenigsten aufwendige Methode zur Ermittlung der Störquellen anhand einer Modalparameter-Identifikation sein, da das System Pendelhammer als weitgehend lineares Schwingungssystem angesehen werden kann. Aufbauend auf deren Ergebnisse können konstruktive Maßnahmen im Sinne einer Änderung von Strukturparametern (Masse, Steifigkeit und Dämpfung) und/oder schwingungsreduzierende Maßnahmen, z. B. Isolierung, Tilgung und Dämpfung, ergriffen werden, um die Störschwingungen zu minimieren. Danach kann der Modal-Test wiederholt werden zur Überprüfung der getroffenen Maßnahmen.

3.2 Einzelheiten zur Modal-Analyse

3.2.1 Grundlagen der Modal-Analyse

Die Bewegungsgleichungen für das physikalische System werden durch die Vektor-Differentialgleichung

$$\underline{M} \ddot{\underline{x}} + \underline{R} \dot{\underline{x}} + \underline{K} \underline{x} = \underline{f} , \tag{3.1}$$

repräsentiert, wobei

- \underline{M} die Masse-Matrix,
- \underline{R} die Dämpfung-Matrix,
- \underline{K} die Steifigkeit-Matrix,
- \underline{x} der Verschiebung-Vektor,
- \underline{f} der Einwirkungskraft-Vektor

sind. Dabei wird vorausgesetzt:

- das System ist linear,
- die Reziprozität von Erregungen und Bewegungen ist gewährleistet, d. h. die nachfolgend definierten System- und Übertragungsfunktions-Matrizen sind symmetrisch,
- auf einem Pol-Punkt der Übertragungsfunktion-Matrix existiert jeweils nur ein Mode,
- das System ist zeitinvariant,
- im System treten keine gyroskopischen Kräfte auf.

Durch Laplace-Transformation folgt [30]

mit

$$\underline{M} [s^2 \underline{X}(s) - s \underline{x}(0) - \dot{\underline{x}}(0)] + \underline{R} [s \underline{X}(s) - \underline{x}(0)] + \underline{K} \underline{X}(s) = \underline{F}(s) ,$$

$s = \sigma + i\Omega$ Laplace-Variable,
 σ Abklingkonstante,
 Ω Kreisfrequenz,
 $\underline{X}(s)$ bzw. $\underline{F}(s)$ Laplace-Transformation des Verschiebungs- bzw. Einwirkungs-Kraftvektors.

Ohne Einschränkung der Verallgemeinerungsfähigkeit können folgende Anfangsbedingungen gewählt werden:

$$\underline{x}(0) = \dot{\underline{x}}(0) = \underline{0} .$$

Damit folgt

$$(\underline{M} s^2 + \underline{R} s + \underline{K}) \underline{X}(s) = \underline{F}(s) , \tag{3.2}$$

also

$$\underline{B}(s) \underline{X}(s) = \underline{F}(s) \tag{3.3}$$

mit der Matrix

$$\underline{B}(s) = \underline{M} s^2 + \underline{R} s + \underline{K} ,$$

die als System-Matrix bezeichnet wird.

Die Übertragungsfunktion-Matrix ist dann durch

$$\underline{H}(s) = \underline{B}^{-1}(s) \tag{3.4}$$

definiert. Damit ist

$$\underline{X}(s) = \underline{H}(s) \cdot \underline{F}(s) . \tag{3.5}$$

Die Übertragungsfunktion-Matrix enthält die Komponenten

$$\underline{H}(s) = \begin{bmatrix} H_{11}(s) & \dots & H_{1n}(s) \\ \vdots & & \vdots \\ \cdot & H_{ij}(s) & \cdot \\ \vdots & & \vdots \\ H_{n1}(s) & \dots & H_{nn}(s) \end{bmatrix} . \tag{3.6}$$

Ferner ist

$$\underline{\underline{H}}(s) = \frac{\underline{\underline{D}}}{\det[\underline{\underline{B}}(s)]}; \quad (3.7)$$

dabei ist $\underline{\underline{D}}$ die Adjunkten-Matrix von B [56].

Für das ij-te Element von $\underline{\underline{H}}(s)$ kann auch geschrieben werden:

$$H_{ij}(s) = \frac{b_1 s^{2n-2} + \dots + b_{2n-1} s + b_{2n-2}}{\det[\underline{\underline{B}}(s)]}. \quad (3.8)$$

Die charakteristische Gleichung $\det[\underline{\underline{B}}(s)] = 0$ hat $2n$ Wurzeln $s_k, k = 1, \dots, 2n$, die auch Pole oder Eigenwerte genannt werden. Damit kann Gl. (3.7) umschrieben werden zu

$$\underline{\underline{H}}(s) = \sum_{k=1}^n \left[\frac{\underline{\underline{A}}_k}{s - s_k} + \frac{\underline{\underline{A}}_k^*}{s - s_k^*} \right], \quad (3.9)$$

wobei

$\underline{\underline{A}}_k$ die Residuuum-Matrix für die k-te Wurzel und * das „Konjugations“-Zeichen sind.

In der s-Ebene (Bild-Ebene) (Abb. 3.2) ist

$$s_k = \sigma_k + i \omega_k \quad \text{mit} \quad (3.10)$$

σ_k Abklingkonstante,

ω_k Eigenfrequenz des gedämpften Systems,

ω_{0k} Eigenfrequenz des ungedämpften Systems,

$D_k = \cos \beta_k$ Dämpfungsgrad (Prozentsatz der kritischen Dämpfung),

$$\beta_k = \arctan(\omega_k / \sigma_k).$$

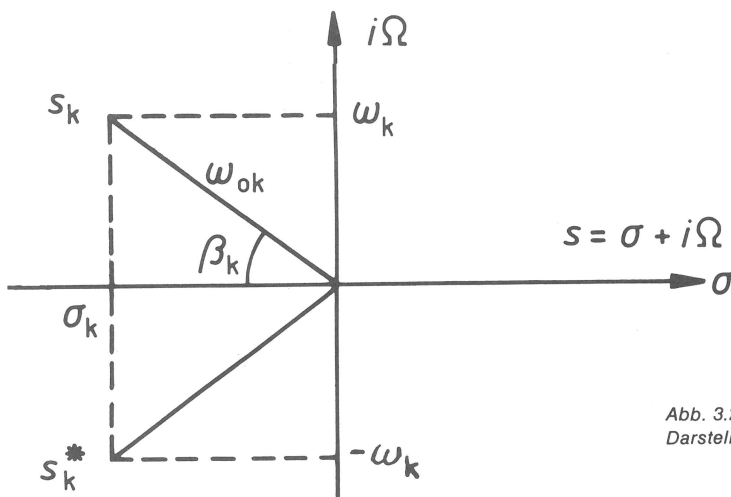


Abb. 3.2
Darstellung in der s-Ebene (Bild-Ebene)

Der Eigenvektor $\underline{\underline{x}}_{Ek}$ wird als Lösung der homogenen Gleichung

$$\underline{\underline{B}}(s_k) \underline{\underline{x}}_{Ek} = \underline{\underline{0}} \quad (3.11)$$

definiert.

Bei Multiplikation von $\underline{\underline{A}}_k$ mit $\underline{\underline{B}}(s)$ ist für $s = s_k$

$$\underline{\underline{B}}(s_k) \underline{\underline{A}}_k = \underline{\underline{0}} \quad (3.12)$$

und

$$\underline{\underline{A}}_k \underline{\underline{B}}(s_k) = \underline{\underline{0}}. \quad (3.13)$$

Aus der Transponierten-Regel für Matrizen [56] folgt

$$[\underline{\underline{B}}(s_k) \cdot \underline{\underline{x}}_{Ek}]^T = \underline{\underline{x}}_{Ek}^T \cdot \underline{\underline{B}}^T(s_k) = \underline{\underline{x}}_{Ek}^T \cdot \underline{\underline{B}}(s_k) = \underline{\underline{0}}, \quad (3.14)$$

wobei T die Transponierte bedeutet. Bei Vergleich von (3.11), (3.12), (3.13) und (3.14) müssen alle Zeilen und Spalten von $\underline{\underline{A}}_k$ eine lineare Kombination der Eigenvektoren $\underline{\underline{x}}_{Ek}$ enthalten. Daher kann $\underline{\underline{A}}_k$ auch in der folgenden Form geschrieben werden:

$$\underline{A}_k = A_k \underline{x}_{EK} \underline{x}_{EK}^T, \quad (3.15)$$

wobei A_k ein Skalar ist. Durch Einsetzen folgt

$$\underline{H}(s) = \sum_{k=1}^n \left[\frac{A_k \underline{x}_{EK} \underline{x}_{EK}^T}{s - s_k} + \frac{A_k^* \underline{x}_{EK}^* \underline{x}_{EK}^{T*}}{s - s_k^*} \right]. \quad (3.16)$$

Für jedes Element von $\underline{H}(s)$ ist

$$H_{ij}(s) = \frac{X_i(s)}{F_j(s)} = \sum_{k=1}^n \left[\frac{A_k \underline{x}_{Eik} \underline{x}_{Ejk}}{s - s_k} + \frac{A_k^* \underline{x}_{Eik}^* \underline{x}_{Ejk}^*}{s - s_k^*} \right]. \quad (3.17)$$

Im Frequenzbereich ist für $s = i\Omega$

$$\underline{H}(i\Omega) = \sum_{k=1}^n \left[\frac{A_k \underline{x}_{EK} \underline{x}_{EK}^T}{-\sigma_k + i(\Omega - \omega_k)} + \frac{A_k^* \underline{x}_{EK}^* \underline{x}_{EK}^{T*}}{-\sigma_k + i(\Omega + \omega_k)} \right]. \quad (3.18)$$

Für jeden Mode k werden nun nur die physikalisch relevanten positiven Frequenzen betrachtet. Daher gilt hier vereinfachend

$$\begin{aligned} \underline{H}(i\Omega)_k &= \frac{A_k \underline{x}_{EK} \underline{x}_{EK}^T}{-\sigma_k + i(\Omega - \omega_k)} \\ &= \frac{A_k}{-\sigma_k + i(\Omega - \omega_k)} \begin{bmatrix} x_{E1k} \\ \vdots \\ x_{Enk} \end{bmatrix} [x_{E1k} \ \dots \ x_{Enk}]. \end{aligned} \quad (3.19)$$

Weiter ist

$$\underline{H}(i\Omega)_k = \frac{A_k}{-\sigma_k + i(\Omega - \omega_k)} \begin{matrix} \text{j. Spalte} \\ \begin{bmatrix} x_{E1k} & x_{E1k} & \dots & x_{E1k} & x_{Ejk} & \dots & x_{E1k} & x_{Enk} \\ \vdots & \vdots & & \vdots & \vdots & & \vdots & \vdots \\ \vdots & \vdots & & \vdots & \vdots & & \vdots & \vdots \\ x_{Eik} & x_{E1k} & \dots & x_{Eik} & x_{Ejk} & \dots & x_{Eik} & x_{Enk} \\ \vdots & \vdots & & \vdots & \vdots & & \vdots & \vdots \\ \vdots & \vdots & & \vdots & \vdots & & \vdots & \vdots \\ x_{Enk} & x_{E1k} & \dots & x_{Enk} & x_{Ejk} & \dots & x_{Enk} & x_{Enk} \end{bmatrix} \\ \text{i. Zeile} \end{matrix} \quad (3.20)$$

Jede Spalte oder jede Zeile enthält dabei die vollständigen Informationen über die Modalvektoren. Gl. (3.5) läßt sich damit schreiben zu

$$\begin{bmatrix} X_1 \\ \vdots \\ X_n \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} H_{11} & \dots & H_{1n} \\ \vdots & H_{ij} & \vdots \\ H_{n1} & \dots & H_{nn} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} F_1 \\ \vdots \\ F_n \end{bmatrix}. \quad (3.21)$$

Durch Messungen der Zeitverläufe der Erregungen $f_j(t)$ und der Reaktionsbewegungen $x_i(t)$ und nach F-Transformation können die $H_{ij}(i\Omega) = X_i(i\Omega) / F_j(i\Omega)$ ermittelt werden. Es gibt dazu zwei alternative Meßverfahren

- Erregung an einem Punkt und Messung aller Punkt-Antworten: Damit ergibt sich jeweils eine Spalte von $\underline{H}(i\Omega)$.
- Bei Erregung aller Punkte und Messung einer einzelnen Punkt-Antwort ergibt sich eine Zeile von $\underline{H}(i\Omega)$.

Da $H(i\Omega)$ bei den Messungen in komplexer Form dargestellt wird, kann in Form der Modal-Verschiebungen geschrieben werden

$$A_k \underline{x}_{Eik} \underline{x}_{Ejk}^T = U_{ijk} + i V_{ijk}; \quad (3.22)$$

dann ist

$$H_{ij}(i\Omega) = \sum_{k=1}^n \left[\frac{U_{ijk} + i V_{ijk}}{-\sigma_k + i(\Omega - \omega_k)} + \frac{U_{ijk} - i V_{ijk}}{-\sigma_k + i(\Omega + \omega_k)} \right]. \quad (3.23)$$

Wird H_{ij} gemessen, können σ_k und ω_k berechnet werden; weiterhin können auch \underline{U}_k und \underline{V}_k bestimmt werden. Dies ermöglicht dann aus \underline{U}_k und \underline{V}_k die Gewinnung der Modalvektoren \underline{x}_{EK} .

Entkopplung der Bewegungsgleichungen und der Modalgrößen

a) Ein System mit proportionaler viskoser Dämpfungen kann nach der Bequemlichkeitshypothese durch

$$\underline{R} = \alpha \underline{M} + \beta \underline{K} , \tag{3.24}$$

beschrieben werden, wobei α und β Konstante sind. Dann wird eine Transformation des Vektors \underline{x} mittels der generalisierenden Koordinaten \underline{q} vorgenommen

$$\underline{x} = \underline{x}_E \underline{q} , \tag{3.25}$$

wobei nach [59] \underline{q} zu

$$\underline{q}(t) = \underline{x}_E^T \underline{f}(t) \underline{H}(i\Omega) = \sum_{k=1}^n \underline{x}_{Ek}^T \underline{f}(t) \underline{H}(i\Omega)_k \tag{3.26}$$

definiert ist. Nun lassen sich damit die Verschiebungsvektoren \underline{x} darstellen zu

$$\underline{x} = \underline{x}_E \underline{x}_E^T \underline{H}(i\Omega) \underline{f}(t) . \tag{3.27}$$

Die Erregungskraft soll im folgenden durch

$$\underline{f}(t) = \underline{p}(x) p(t) \tag{3.28}$$

ausgedrückt werden, wobei $\underline{p}(x)$ die Amplitudenverteilungsfunktion der Kräfte auf das Objekt und $p(t)$ die Zeitabhängigkeit der Kraft, also z. B.

$$p(t) = \hat{p} \sin \Omega t \tag{3.29}$$

sind.

Damit kann Gl. (3.25) umgeformt werden zu

$$\underline{x} = \sum_{k=1}^n \underline{x}_{Ek} [\underline{x}_{Ek}^T \underline{p}(x)] \cdot \underline{H}(i\Omega)_k \cdot \hat{p} \sin \Omega t , \tag{3.30}$$

wobei das Produkt $\underline{x}_{Ek}^T \cdot \underline{p}(x)$ die Verteilungsfunktion der Kraftamplituden für jeden Mode bedeutet.

Durch Einsetzung der generalisierenden Koordinaten und Vormultiplikation mit \underline{x}_E^T aus Gl. (3.1) läßt sich die Differentialgleichung für die erzwungenen Bewegungen schreiben zu:

$$\underline{x}_E^T \underline{M} \underline{x}_E \ddot{\underline{q}} + \underline{x}_E^T \underline{R} \underline{x}_E \dot{\underline{q}} + \underline{x}_E^T \underline{K} \underline{x}_E \underline{q} = \underline{x}_E^T \underline{f}(t) . \tag{3.31}$$

Da aufgrund der Voraussetzungen für die DGL 3.1 die Matrizen \underline{M} , \underline{R} und \underline{K} symmetrisch sind, gilt für die Orthogonalität [56] der Eigenvektoren

$$\underline{x}_{Ei}^T \underline{M} \underline{x}_{Ej} = \begin{cases} 0 & \text{für } i \neq j \\ M_i & \text{für } i = j \end{cases} , \tag{3.32}$$

$$\underline{x}_{Ei}^T \underline{R} \underline{x}_{Ej} = \begin{cases} 0 & \text{für } i \neq j \\ R_i & \text{für } i = j \end{cases} , \tag{3.33}$$

$$\underline{x}_{Ei}^T \underline{K} \underline{x}_{Ej} = \begin{cases} 0 & \text{für } i \neq j \\ K_i & \text{für } i = j \end{cases} . \tag{3.34}$$

Damit können die Bewegungsgleichungen in den generalisierten Koordinaten entkoppelt werden:

$$\underline{\overline{M}}_J \ddot{\underline{q}} + \underline{\overline{R}}_J \dot{\underline{q}} + \underline{\overline{K}}_J \underline{q} = \underline{x}_E^T \underline{f}(t) , \tag{3.35}$$

wobei

$$\underline{\overline{M}}_J = \underline{x}_E^T \underline{M} \underline{x}_E = \begin{bmatrix} M_1 & & & 0 \\ & \ddots & & \\ & & M_k & \\ & & & \ddots \\ 0 & & & & M_n \end{bmatrix} \text{ als die Modalmasse}$$

$$\underline{\overline{K}}_J = \underline{x}_E^T \underline{K} \underline{x}_E = \begin{bmatrix} K_1 & & & 0 \\ & \ddots & & \\ & & K_k & \\ & & & \ddots \\ 0 & & & & K_n \end{bmatrix} \text{ als die Modalsteifigkeit und}$$

$$\underline{\overline{R}}_J = \underline{x}_E^T \underline{R} \underline{x}_E = \begin{bmatrix} R_1 & & & 0 \\ & \ddots & & \\ & & R_k & \\ & & & \ddots \\ 0 & & & & R_n \end{bmatrix} \text{ als die Modaldämpfung}$$

definiert sind; $\begin{bmatrix} & & \\ & & \\ & & \end{bmatrix}$ bezeichnet dabei „diagonal“. Dann kann Gl. (3.35) für jeden Mode auch geschrieben werden zu

$$\underline{M}_k \ddot{q}_k + \underline{R}_k \dot{q}_k + \underline{K}_k q_k = \underline{x}_{Ek}^T \underline{f}(t) , \quad (3.36)$$

$$k = 1, \dots, n$$

Das entspricht formal der Gleichung eines Systems mit einem Freiheitsgrad.

Der normierte Eigenschwingungsvektor sei durch

$$\underline{\tilde{x}}_E = [\underline{x}_{E1}/M_1^{1/2} \quad \dots \quad \underline{x}_{En}/M_n^{1/2}] \quad (3.37)$$

definiert [56]. Damit ergibt sich mit der Einheitsmatrix

$$\underline{\tilde{x}}_E^T \underline{M} \underline{\tilde{x}}_E = \begin{bmatrix} 1 & & 0 \\ & \ddots & \\ & & 1 \\ 0 & & & 1 \end{bmatrix} = \underline{I} , \quad (3.38)$$

und

$$\underline{\tilde{x}}_E^T \underline{K} \underline{\tilde{x}}_E = \begin{bmatrix} K_1/M_1 & & 0 \\ & \ddots & \\ & & K_n/M_n \\ 0 & & & 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \omega_1^2 & & 0 \\ & \ddots & \\ & & \omega_n^2 \\ 0 & & & 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \lambda_1 & & 0 \\ & \ddots & \\ & & \lambda_n \\ 0 & & & 0 \end{bmatrix} = \underline{\Lambda} , \quad (3.39)$$

sowie für

$$\underline{\tilde{x}}_E^T \underline{R} \underline{\tilde{x}}_E = \alpha \underline{I} + \beta \underline{\Lambda} . \quad (3.40)$$

- b) Für ein System mit nicht proportionaler Dämpfung kann zunächst die Dämpfungsmatrix R nicht diagonalisiert werden. Nach der Methode von Duncan [42] wird die Gl. (3.1) zur Gleichung

$$\underline{M} \dot{\underline{x}} - \underline{M} \dot{\underline{x}} = \underline{0} \quad (3.41)$$

addiert. Damit ergibt sich

$$\begin{bmatrix} \underline{R} & \underline{M} \\ \underline{M} & \underline{0} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \dot{\underline{x}} \\ \ddot{\underline{x}} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \underline{K} & \underline{0} \\ \underline{0} & -\underline{M} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \underline{x} \\ \dot{\underline{x}} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \underline{f}(t) \\ \underline{0} \end{bmatrix} \quad (3.42)$$

oder

$$\underline{S} \dot{\underline{y}} + \underline{T} \underline{y} = \begin{bmatrix} \underline{f} \\ \underline{0} \end{bmatrix} , \quad (3.43)$$

wobei

$$\underline{y} = \begin{bmatrix} \underline{x} \\ \dot{\underline{x}} \end{bmatrix} . \quad (3.44)$$

Die allgemeine Lösung lautet dafür

$$\underline{y} = \hat{\underline{y}} e^{\lambda t} , \quad (3.45)$$

woraus für den autonomen Fall mit $\underline{f} = 0$ das Eigenwertproblem

$$\lambda \underline{S} \hat{\underline{y}} + \underline{T} \hat{\underline{y}} = \underline{0} \quad (3.46)$$

folgt. Die Eigenwerte lassen sich dann durch

$$\lambda_k = \sigma_k \pm i \omega_k , \quad k = 1, \dots, n . \quad (3.47)$$

darstellen, wobei σ_k die Abklingkonstante

ω_k Eigenkreisfrequenz des gedämpften Systems

sind.

Für jeden Eigenwert λ_k kann ein komplexer Eigenvektor \underline{x}_{Ek} gewonnen werden. Dazu wird eine Matrix \underline{V} wie folgt definiert:

$$\underline{V} = \begin{bmatrix} \underline{x}_E & \underline{x}_E^* \\ \underline{x}_E \underline{\Lambda} & \underline{x}_E^* \underline{\Lambda}^* \end{bmatrix}, \quad (3.48)$$

wobei $\underline{\Lambda}$ die diagonale Matrix n. Ordnung ist, die nur die Werte λ_k mit den positiven Imaginärteilen beinhaltet, und \underline{x}_E die Modal-Matrix n. Ordnung λ_k von $\underline{\Lambda}$ ist. \underline{S} und \underline{T} sind symmetrisch; dann können beide diagonalisiert werden zu:

$$\underline{V}^T \underline{S} \underline{V} = \underline{S}_J, \quad (3.49)$$

$$\underline{V}^T \underline{T} \underline{V} = \underline{T}_J. \quad (3.50)$$

Durch die Transformation $\underline{y} = \underline{V} \underline{q}$ kann die Bewegungsgleichung entkoppelt werden ähnlich wie bei proportionaler Dämpfung.

3.2.2 Die meßtechnische Ermittlung der Übertragungsfunktionen

Bezüglich der meßtechnischen Ermittlung der Übertragungsfunktionen durch Stoßanregungen wird auf das vorliegende, als schematisches Flußdiagramm in *Abb. 3.3* dargestellte System verwiesen.

Wenn der mit einem Quarz-Kristall-Kraftaufnehmer instrumentierte Hammer auf einem Punkt auftritt, werden die Anregungskräfte $f_j(t)$ und die Reaktionsbeschleunigung $x_i(t)$, die an den untersuchten Punkten der Struktur festgestellt wurden, gleichzeitig gemessen. Die Stoßkraft wird ebenso wie die Reaktionsbeschleunigung in eine proportionale Wechselladung umgesetzt. Die Signale laufen durch Ladungsverstärker und werden zur Vermeidung der Frequenzrückfaltungen in Anti-Aliasing Filtern (Tiefpaßfilter) gefiltert. Die Signale werden dann von einem Analog-Digital-Wandler in die digitale Form umgesetzt und zur Verminderung von Leistungslecks durch ein Daten-Fenster geleitet. Mit Hilfe der Technik der Frequenzspreizung (Zoom) werden zur Vergrößerung der Frequenzauflösungen das Autospektrum und das Kreuzspektrum ermittelt und zur Verbesserung des Signal-Rausch-Verhältnisses durch mehrfache Messungen gemittelt.

Schließlich werden Übertragungsfunktionen und Kohärenzfunktionen berechnet. Jedes Gerät in der Meßkette, im besonderen das für die Stoßanregung, muß niedrige Störgeräusche, eine ausreichende Linearität und einen ausreichenden Frequenzgang besitzen.

3.2.2.1 Die Anregungstechnik

Zum Messen der Übertragungsfunktionen des Pendelhammers wurde die Methode des Anschlages mit einem instrumentierten kleinen Hammer ausgewählt. Die Vorteile der Methode sind:

- die Anschaffungskosten für die Hämmer sind, verglichen mit elektrodynamischen „Shakern“ für harmonische Erregungen, sehr niedrig;
- die Handhabung ist sehr einfach;
- die Beeinflussung der Impedanz des Schwingungssystems ist gering;
- ein höherer Frequenzbereich der Anregungen kann durch einen leichteren Hammer und eine härtere Hammerspitze erreicht werden.

Die Nachteile dieses Verfahrens sind wie folgt zu kennzeichnen:

- das Signal-Rausch-Verhältnis ist gering;
- das Eingangssignal kann durch das Kraft-Fenster „verrauscht“ werden, d. h. durch ein Leistungsleck verfälscht werden.

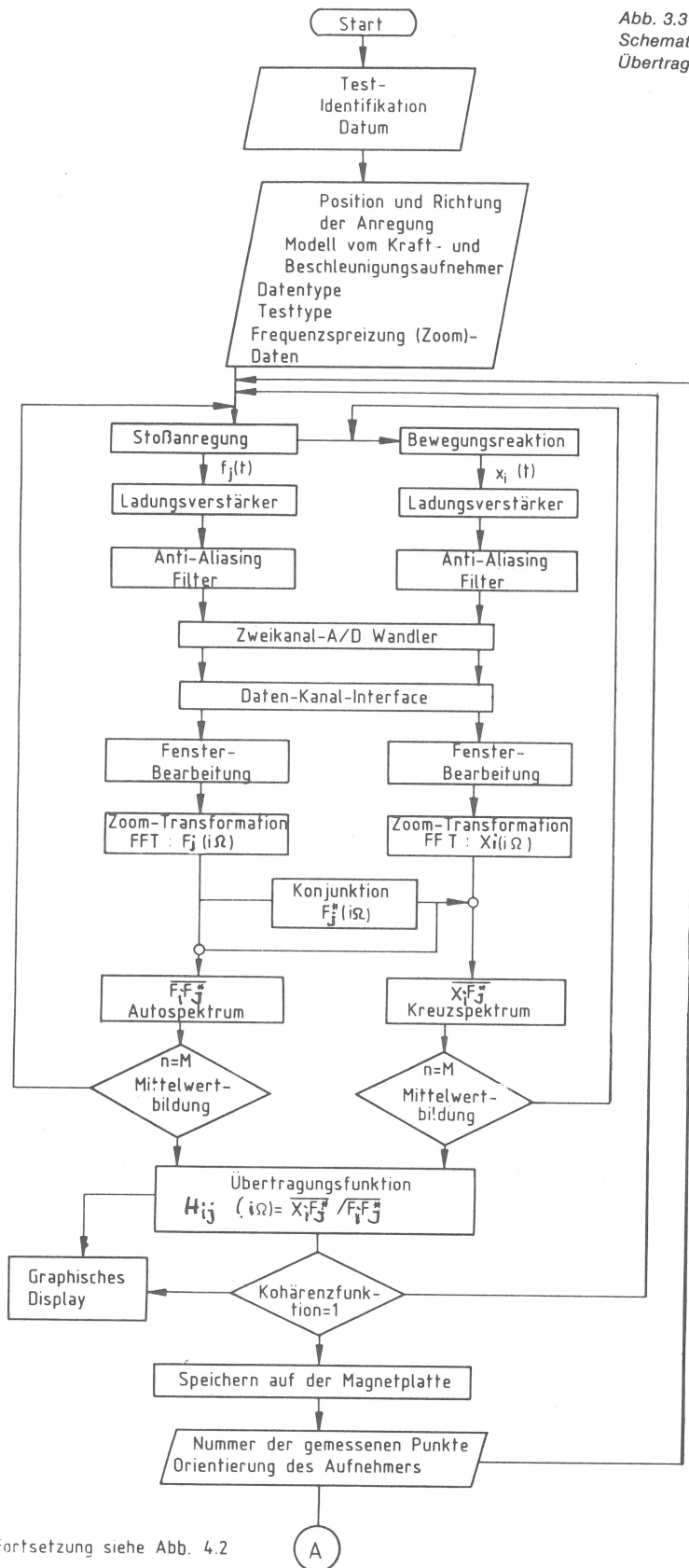
Bei den hier beschriebenen Versuchen konnten alle angeführten Vorteile genutzt und die Nachteile durch besondere Maßnahmen teilweise vermieden werden. So lagen z. B. sehr gute Signal-Rausch-Verhältnisse vor (*Abb. 3.12*), weil die Kohärenzfunktion fast immer gleich eins ist.

Kraftaufnehmer und Stoßhammer

Amplitude und Zeitdauer der Schlag-Kräfte sind von der Charakteristik des Hammers abhängig; gleiches gilt für die Frequenzbreite und die Flachheit der Eingangsspektren der Kräfte. Die wichtigsten mechanischen Parameter des Hammers sind sein Gewicht und die Härte der Spitze, von denen das Kraftspektrum abhängt. Je leichter der Hammer und je härter die Spitze ist, um so kürzer ist die Stoßzeit, die umgekehrt proportional zur Kraftspektrumsbreite ist. Die Kraftamplitude ist von dem Gewicht des Hammers abhängig. Der benutzte Kraftaufnehmer soll auch ausreichende Linearität (Ausgänge proportional der einwirkenden Kraft) und ausreichenden Frequenzgang haben.

Für die durchgeführten Versuche liegt der interessierende Frequenzbereich bis 25 kHz. Es ist schwierig, so breite Erreger-Frequenzspektren zu erzeugen. Der verfügbare Frequenzbereich kommerzieller Stoßhammer, z. B. PCB-Impactor Hammer Kit,

Abb. 3.3
Schematisches Flußdiagramm für die meßtechnische Ermittlung der Übertragungsfunktionen



Fortsetzung siehe Abb. 4.2

A

Modell Mini K 291 A80 (USA) liegt unter 15 kHz. Zur Darstellung der flachen Kraftspektren bis zu 25 kHz sind daher im Rahmen der vorliegenden Untersuchungen zwei Typen eines Stoßhammers entwickelt worden (Abb. 3.4), deren technische Daten in der Tabelle 3.1 aufgeführt sind. Die eingesetzten Quarz-Kristall-Kraftaufnehmer Kistler 9011 und 9213 wurden wegen des geringen Gewichtes und ihrer hohen Eigenfrequenzen ausgewählt. Die Spitze des Hammers wurde aus Stahl 90 MnV 8 hergestellt und gehärtet.

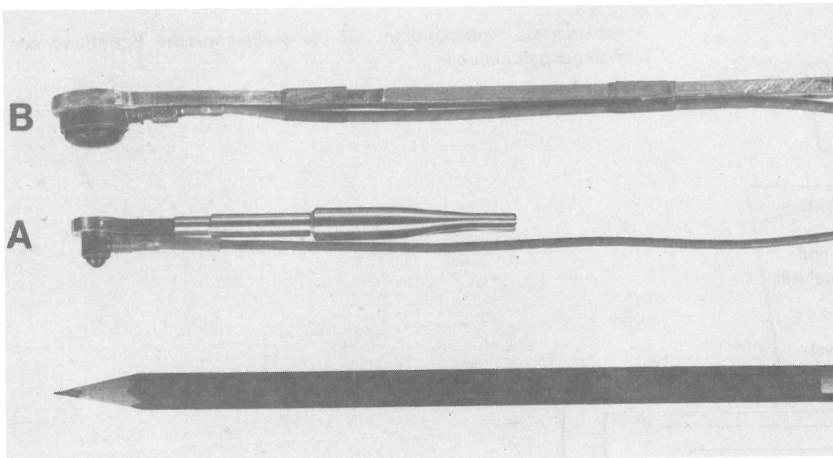


Abb. 3.4
Entwickelte Stoßhämmer

Tabelle 3.1
Technische Daten der verwendeten Stoßhämmer

Modell	Hammermasse [g]	Kraftaufnehmer					Hammerspitze	
		Modell	Gewicht [g]	Linear bis [kN]	Empfindlichkeit [pC/N]	Eigenfrequenz [kHz]	Gewicht [g]	Härte [HRC]
A	6	9213	1.2	3	— 4.4	200	0,16	62
B	18	9011	7.0	18	— 4.2	150	1,60	62

Einzelheiten zur Wirkungsweise des Stoßhammers

Bei den Versuchen wird üblicherweise die zu untersuchende Struktur mit dem Hammer von Hand angeschlagen. Dabei treten jedoch folgende Probleme auf:

- Ungleichmäßigkeit der wirkenden Handkräfte, die zur Übersteuerung des Ladungsverstärkers und/oder des Analog-Digital-Wandlers führen: die aufgenommenen Signale werden verzerrt. Zur Vermeidung einer Übersteuerung müssen die Handkräfte dann geringer gewählt werden, was Zugeständnisse bezüglich des Signal-Rausch-Verhältnisses erforderlich macht.
- Ungenaue Lage der Anschlagpunkte, was besonders bei einer kleinen Struktur störend ist. Die Lage-Streuung der Anschlagpunkte beträgt ca. 0,5 cm bei Abständen zwischen den Meßpunkten von nur 1,5 bis 2,0 cm. Deshalb werden die gemessenen Daten im Rahmen einer Versuchsreihe gemittelt, und zwar insbesondere bei den Positionen, die schwierig anzuschlagen sind.
- Mehrfachstöße durch Rückprall führen zur Verlängerung der Bewegungsreaktionen, so daß die Reaktionszeit länger als die gesamte Abtastzeit ist. Auch dies führt zu Fehlern durch Abschneiden der Reaktionen. Dabei kommt es vor, daß einige Bereiche aus den Kraftspektren wegen der Periodizität der Kraft-Signale ausgelöscht werden. Die Ursache der Mehrfach-Stöße ist einerseits in der Trägheit und der Dämpfung des Stoßhammers, andererseits in der Reaktionscharakteristik der Struktur zu suchen.

Zur Überwindung dieser Schwierigkeiten wurde eine Schlageinrichtung für die Stoßhämmer projektiert (Abb. 3.5) Ein schwenkbarer Schraubstock dient dabei der Einstellung der räumlichen Positionen des Hammers. Das Verlängerungsstück des Hammers besteht

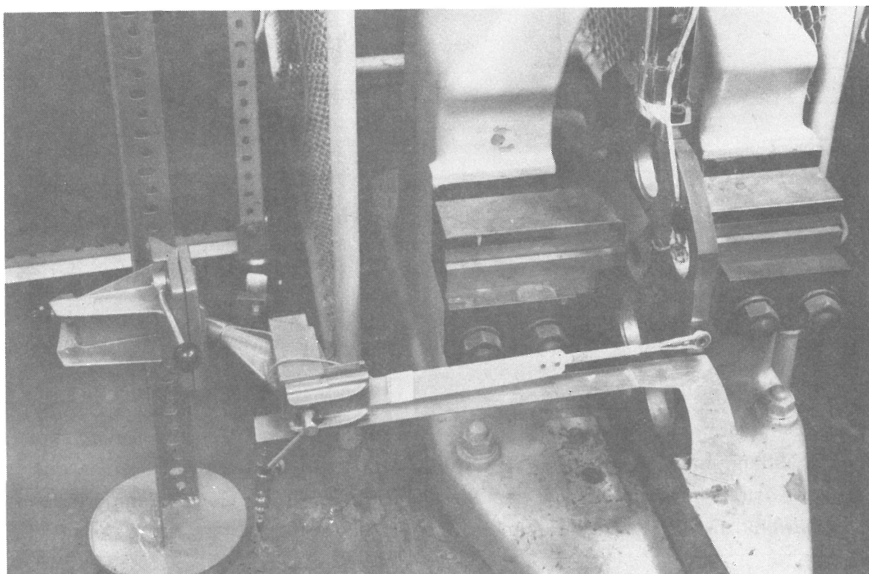


Abb. 3.5
Schlageinrichtung für einen der Stoßhämmer

aus Polyamid 6, dessen relative Dämpfung ca. 10 % und dessen Elastizitätsmodul $E = 2,5 \cdot 10^9 \text{ N/m}^2$ beträgt. Das Stück ist so konzipiert, daß die Amplitude des Rückpralls schnell gedämpft wird. Da eine Skalenscheibe die anfängliche Position des Hammers anzeigt, wird auch die Reproduzierbarkeit der Schläge verbessert.

Einzelheiten zum Beschleunigungsaufnehmer

Zur Gewährleistung ausreichenden Hochfrequenzverhaltens wird der piezoelektrische Beschleunigungsaufnehmer Brüel & Kjaer Modell 4374 benutzt. Die technischen Daten sind nachfolgend dargestellt:

Tabelle 3.2
Technische Daten des verwendeten Beschleunigungsaufnehmers

Gewicht [g]	Empfindlichkeit [pC/g]	Eigenfrequenz [kHz]	Frequenzgang ($\pm 10\%$) [Hz]	Maximale Stoßbeschleunigung [g]
0,65	1	90	1 bis 27.000	25.000

Kalibrierung der Aufnehmer

Die benutzten Aufnehmer in den Hämmern und dem Beschleunigungs-Aufnehmer sollten im interessierenden Frequenzbereich absolut kalibriert sein. Es ist zur Zeit schwierig, diese Kalibrierung durchzuführen. Daher wurde eine relative Kalibrierung durch Schläge mit dem Hammer, Modell A und B, auf ein Widerlager, auf dem der Beschleunigungsaufnehmer, Modell 4374 montiert war, durchgeführt. Die Fourierspektren sind der Abb. 3.6 zu entnehmen. Es ist danach ersichtlich, daß Resonanzfrequenzen der Hämmer und des Beschleunigungsaufnehmers nicht angeregt werden.

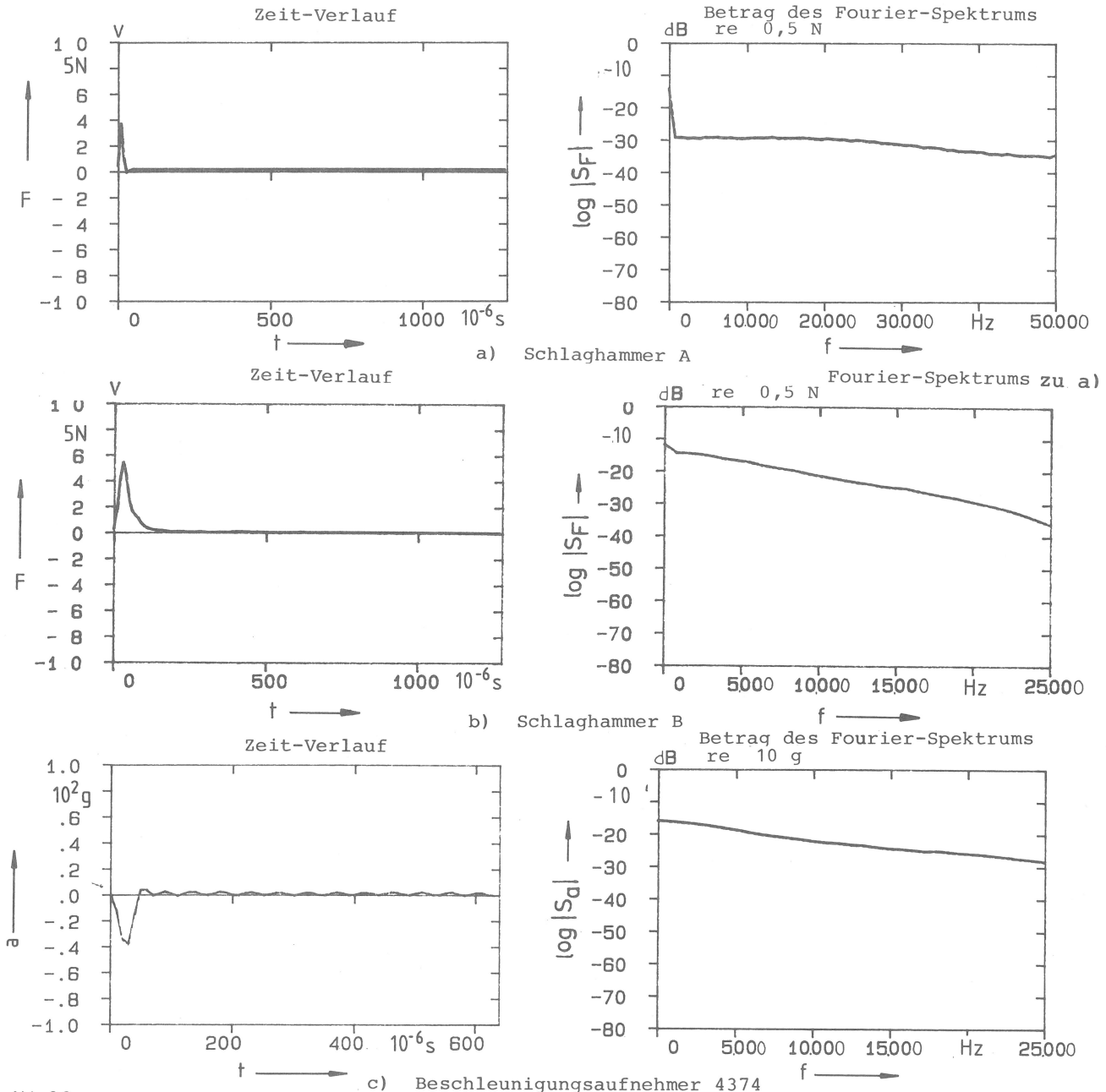


Abb. 3.6
Relative Kalibrierung der Schlaghämmer und des Beschleunigungsaufnehmers

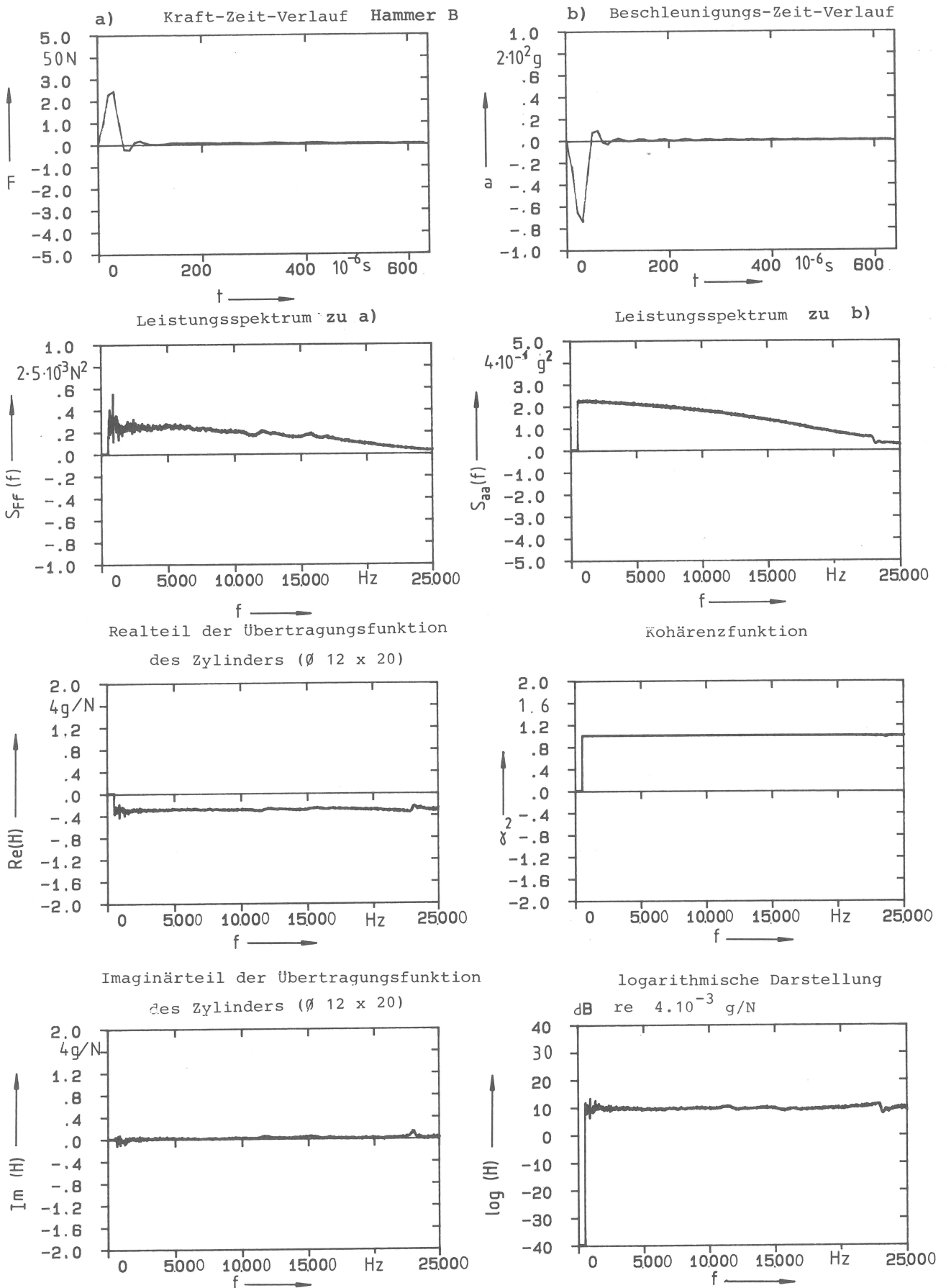


Abb. 3.7 Übertragungsfunktion eines zylindrischen Stahlkörpers zur relativen Kalibrierung

Zusätzlich wurde die Übertragungsfunktion eines zylindrischen Körpers 12 mm \emptyset x 20 mm aus gehärtetem Stahl mittels des Hammers (B) und des Beschleunigungsaufnehmers 4374 ermittelt. Das Ergebnis ist in Abb. 3.7 dargestellt.

Nach der Theorie der longitudinalen Schwingungen von Stäben (siehe Abschnitt 6.2.2) beträgt die longitudinale Grundfrequenz dieses Körpers ca. 125 kHz. Daher sollte die Übertragungsfunktion dieses Körpers bei Frequenzen < 25 kHz, die also um den Faktor 5 geringer als die erste longitudinale Resonanzfrequenz ist, theoretisch fast konstant bleiben. Durch den gemessenen Frequenzgang werden die Frequenzgänge von Hammer und Beschleunigungsaufnehmer angenähert. Damit kann davon ausgegangen werden, daß der Frequenzgang beider Aufnehmer unter 25 kHz konstant ist.

3.2.2.2 Verarbeitung der digitalen Signale

Für die Impulskraft- und Antwortsignale müssen noch Überlegungen zu folgenden Details angestellt werden: Geräuschpegel, Abschneide-Fehler und Frequenzauflösung. Sie können zu Ungenauigkeiten der Fourier-Transformationen der digitalisierten Signale führen. Zur Verminderung der Fehler und zur Verbesserung der Genauigkeit sollen u. a. folgende Maßnahmen ergriffen werden: Geeignete Auswahl der Abtastparameter, geeignete Wahl der Fensterform, Mittelwertbildung und Frequenzspreizung (Zoom) [35].

Zu den *Abtastparametern* sind folgende Überlegungen anzustellen:

- Es muß eine ausreichende Abtastdauer vorliegen, bei der ein das Ergebnis verfälschendes Abschneiden der Signale — d. h. das Signal wird durch das „Fenster“ abgeschnitten, sog. „truncation“ — vermieden wird; zu beachten ist dabei aber, daß eine zu lange Abtastzeitdauer zu größeren Geräuschpegeln aus der Umgebung und durch die verwendeten Meßgeräte führen kann.
- Genügende Blockgröße zur Verbesserung der Frequenzauflösung.
- Ausreichende Abtastfrequenz in Verbindung mit dem Tiefpaßfilter zur Vermeidung von Fehlern durch Frequenzrückfaltungen.

Zur Vermeidung von Faltungsfehlern soll die Abtastfrequenz

$$f_s \geq 2 \cdot f_{\max} \quad (3.51)$$

sein, was im vorliegenden Fall erfüllt wird. Der gewählte große Abstand der Abtastfrequenzen gegenüber der Signalfrequenz war auch erforderlich, da im Frequenzspektrum der Impulssignale auch Frequenzanteile über 25 kHz enthalten sind und andererseits das verwendete Tiefpaßfilter nur einem Frequenzabfall von -36 dB/Oktave hat.

Der interessierende Frequenzbereich f_{int} , bei den hier beschriebenen Untersuchungen ist begrenzt durch eine Signalfrequenz von

$$f_{\text{int}} = f_{\max}/2 = 25 \text{ kHz} .$$

Typische Kraft- und Beschleunigungssignale beim Anschlagen des Hammerblattes der Pendelmaschine sind in Abb. 3.12 dargestellt. es erschien daher sinnvoll, die Abtastparameter wie folgt zu wählen: Blockgröße $N = 4 \text{ K}$; $f_s = 100 \text{ kHz}$; $\Delta t = 1/f_s = 10 \mu\text{s}$. Daraus folgt:

$f_{\max} = 50 \text{ kHz}$ und eine Frequenzauflösung $\Delta f = 25 \text{ Hz}$, d. h. die relative kleinste im Frequenzspektrum darstellbare Frequenz Δf ist gleich 0,1 % (25 Hz/25 kHz).

Auswahl der *Fensterfunktion*:

Bei der Anwendung der digitalen Meßwertverarbeitung wird z. B. die Zeitfunktion nur während der Dauer T im Abstand Δt digitalisiert und verarbeitet. In diesem Fall wird die Fourier-Transformation

$$X(m \Delta f) = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} x(n \Delta t) \exp(-i 2 \pi mn/N) , \quad (3.52)$$

mit

$$\begin{aligned} N &= T/\Delta t \\ m &= 0, \dots, (N/2 - 1) \end{aligned}$$

als direkte Fourier-Transformation (DFT) bezeichnet. Bei der DFT wird also das zu analysierende Signal in einem Zeitfenster erfaßt und davon die Fourier-Transformation gebildet.

Diese Verfahrensweise kann so interpretiert werden, daß für das Zeitfenster als Periode einer periodisch gedachten Interfunktion die Fourier-Koeffizienten bestimmt werden. Diese Verfahrensweise entspricht jedoch nicht der eigentlich anzuwendenden Fourier-Transformation.

Durch das Digitalisieren eines Zeitabschnittes treten Unstetigkeiten an den Enden des Zeitfensters auf, die jedoch durch entsprechende Fensterfunktionen unterdrückt werden können. Dadurch wird aber das Signalfrequenzspektrum verzerrt: Nach dem Faltungsintegrationssatz [33] wird das Frequenzspektrum des Signales im Frequenzbereich mit dem Frequenzspektrum des Fensters integriert. Diese Spektrumverzerrung ist das sogenannte „Leistungsleck“. Zur Reduzierung des Leistungslecks muß das Fenster optimiert werden. Die wichtigsten Beurteilungskriterien für ein Fensterspektrum sind:

- Genauigkeit der Amplituden des Fensterspektrums,
- Breite des Hauptfrequenzbandes des Fensterspektrums (bei -3 dB),

- Form der Spitze des Hauptfrequenzbandes des Fensterspektrums,
- relative Größe der Seitenfrequenzbänder des Fensterspektrums und
- Abnahmerate der Seitenfrequenzbänder.

Unter Beachtung der bei zahlreichen Vorversuchen beobachteten Impulsanregungs- und Antwortspektren wurde dem Einfluß verschiedener Fensterfunktionen nachgegangen. Dabei wurden zusätzlich zu einer bekannten drei weitere Fensterfunktionen $\bar{F}(\bar{t})$ für das Impulsanregungssignal, also für die Kraft $f(t)$, neu entwickelt; sie lassen sich durch

$$\bar{F}(\bar{t}) = \begin{cases} a_0 + 2 \sum_{k=1}^{\infty} a_k \cos(2\pi k \bar{t}) , & 0 \leq \bar{t} \leq \bar{t}_m , \\ 0 \leq \bar{t} \leq 1 , \quad k = 1, 2, \dots , \quad \bar{t}_m \leq \bar{t} \leq 1 \end{cases} \quad (3.53)$$

für das Zeitfenster T mit der dimensionslosen Zeit $\bar{t} = t/T$ darstellen.

Für das Fenster D-2/T gilt

$$a_0 = 0,9996, \quad a_1 = 0,9000, \quad a_k = 0, \quad \text{für } k = 2, \dots, \infty, \quad \bar{t}_m = 0,344,$$

für das Fenster D-3/T

$$a_0 = 0,9996, \quad a_1 = 0,9000, \quad a_2 = 0,6364, \quad a_k = 0, \quad \text{für } k = 3, \dots, \infty, \quad \bar{t}_m = 0,407 \quad \text{und}$$

für das Fenster D-4/T

$$a_0 = 0,9996, \quad a_1 = 0,9000, \quad a_2 = 0,6364, \quad a_3 = 0,3001, \quad a_k = 0, \quad \text{für } k = 4, \dots, \infty, \quad \bar{t}_m = 0,439.$$

Diese drei Fensterfunktionen sind nicht durch mathematische Deduktionen, sondern nur durch Computer-Versuche abgeleitet worden. Die Prozeduren sind in *Abb. 3.8* dargestellt. Dieser Abbildung ist folgendes zu entnehmen:

- Zunächst werden die Seitenbänder des Rechteck-Fensters oberhalb des ersten gelöscht. Durch Rücktransformation und Verschiebung wird die Zwischen-Zeitfunktion gebildet (*Abb. 3.8 — 5*), die die Basis für die neue Fensterfunktion ist.
- Für das D-2/T-Fenster werden nur die ersten beiden Linien des Spektrums der Zwischen-Zeitfunktion genutzt.
- Für das D-3/T-Fenster und D-4/t-Fenster werden nur die jeweils ersten drei bzw. vier Linien des Spektrums der Zwischen-Zeitfunktion genutzt.

Es werden dann jeweils wieder die Fourier-Rücktransformationen durchgeführt. Durch Verschiebung und Löschen der Zeitfunktionen jeweils nach dem ersten oder zweiten Null-Durchgang sind dann die neuen Fensterfunktionen gegeben.

Die entsprechenden Frequenzspektren sind zum Vergleich mit den vorhandenen Fenstern in *Abb. 3.9* dargestellt. Ein Vergleich des Rechteck-, des L.M.S.- und des D-2/T-Fensters zeigt folgendes: Die Amplitude des Hauptbandes ist 1,0; 0,332 bzw. 0,605 und die zugehörige Bandbreite (— 3 dB) $0,87/T$; $1,82/T$ bzw. $0,52/T$.

Für die Bewegungsreaktion (Beschleunigung) sind zwei Fensterfunktionen aus der verwendeten Software (L.M.S.), und zwar ein rechteckiges und ein mit dem Exponenten $1,1 \cdot 10^{-2}$ exponentiell abfallendes für einen Vergleich herangezogen werden (*Abb. 3.10*).

Mittelung

Zur Verminderung des Rauschpegels aufgrund von Störungen aus der Umgebung und von elektronischen Geräten wurde eine Mittelung notwendig. Je größer die Anzahl der gemittelten Meßsignale ist, um so geringer wird üblicherweise der Geräuschpegel. Bei Stoßanregung kann eine größere Anzahl von gemittelten Meßsignalen jedoch den umgekehrten Effekt bewirken, wie *Abb. 3.11 d, e und f* zeigt. Je größer die Anzahl der Mittelungen ist, desto mehr weicht die Kohärenzfunktion von „1“ ab.

Frequenzspreizung (Zoom-Transformation)

Die Standard-Bandbreite (Baseband) beträgt 0... 25 kHz. Die Zoom-Transformation [47] ermöglicht die Vergrößerung der Frequenzauflösung in einen kleinen Frequenzbereich. Dadurch lassen sich die Modalparameter, insbesondere Eigenfrequenz und Dämpfung, in einen Ausschnitt genauer berechnen. Bei der vorliegenden Untersuchung liegt der interessierende Frequenzbereich bis zu 25 kHz, in dem es viele Moden gibt. Der Frequenzbereich wurde in mehrere Frequenzabschnitte, z. B. Zentrumfrequenz 6,2 kHz mit Bandbreite 5,5 kHz; Zentrumfrequenz 21,5 kHz mit Bandbreite 2,7 kHz unterteilt.

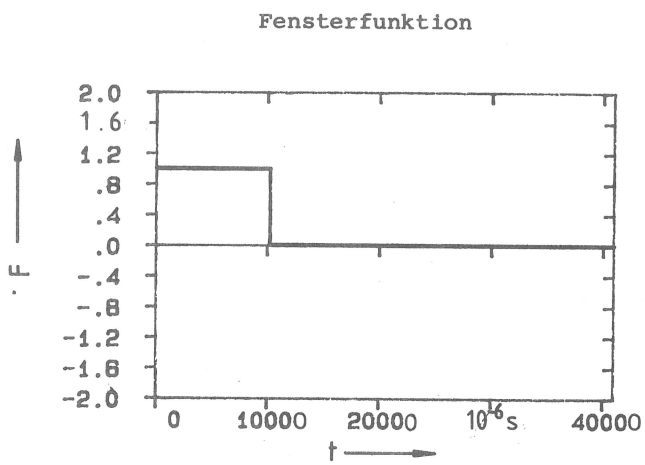
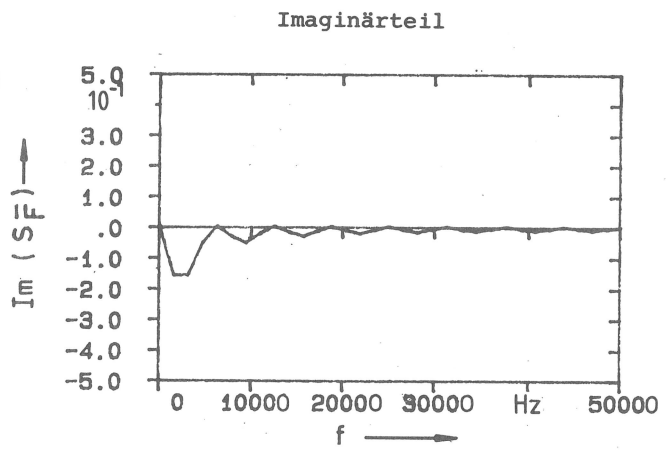
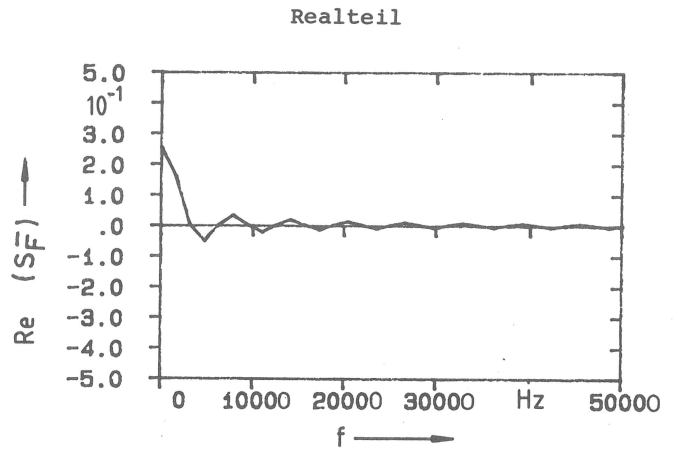
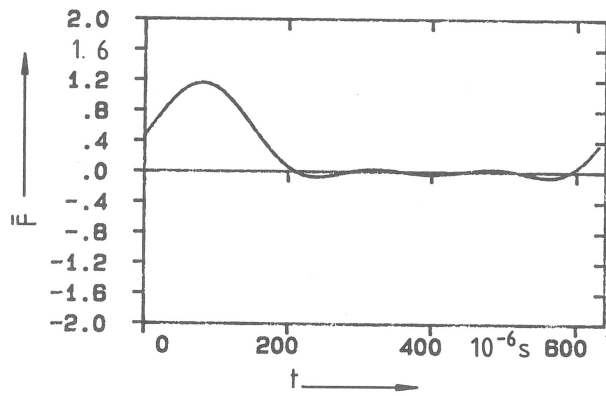
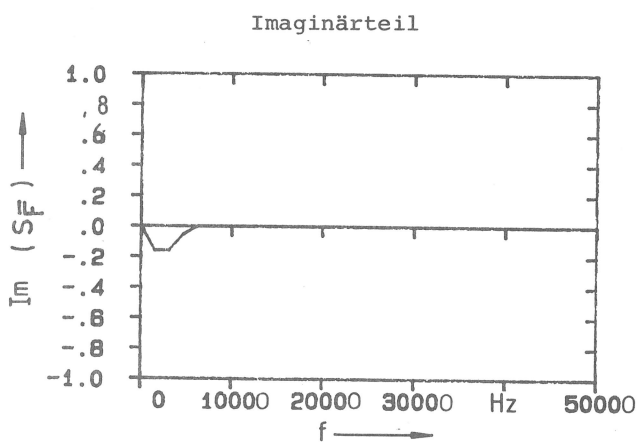
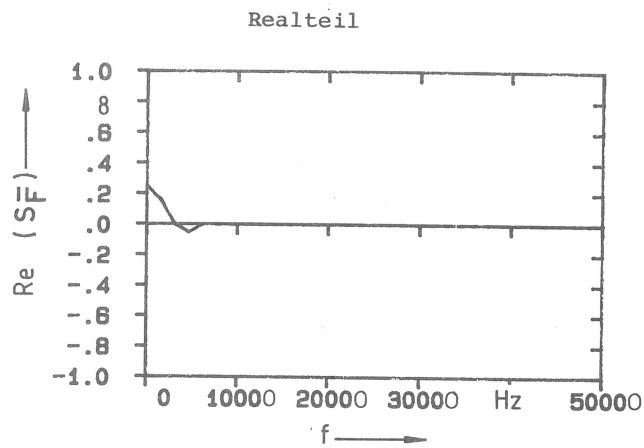


Abb. 3.8
1. Vorgabe einer Rechteckfunktion im Zeitbereich

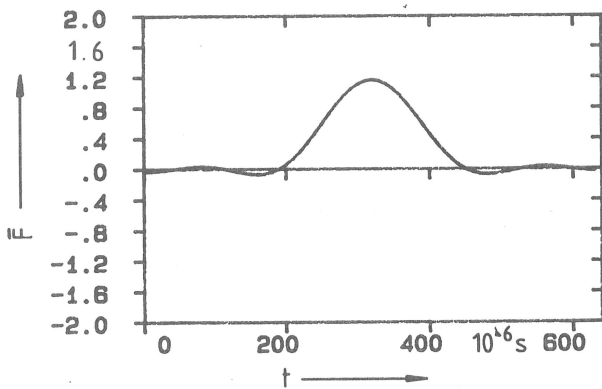


2. Fourier-Transformation

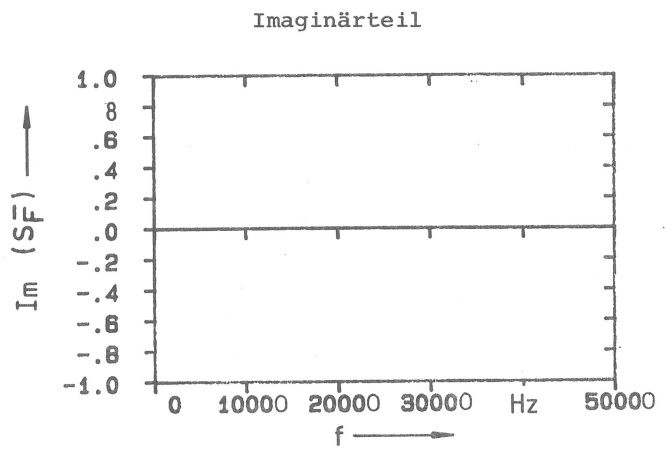
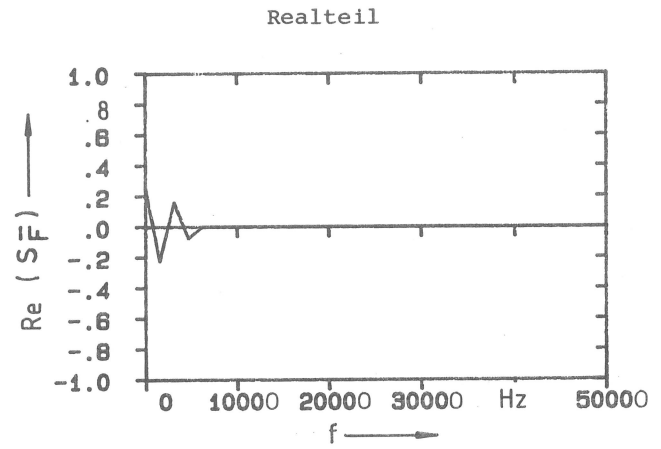


4. Rücktransformation in den Zeitbereich

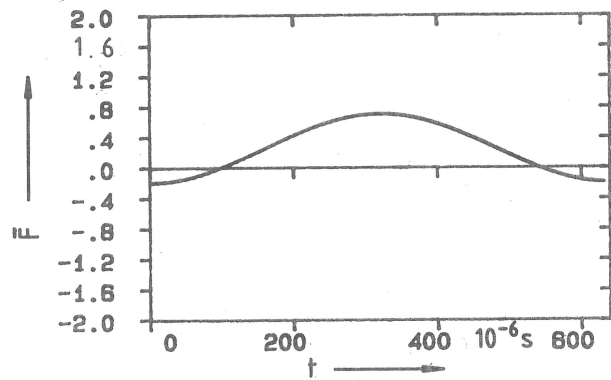
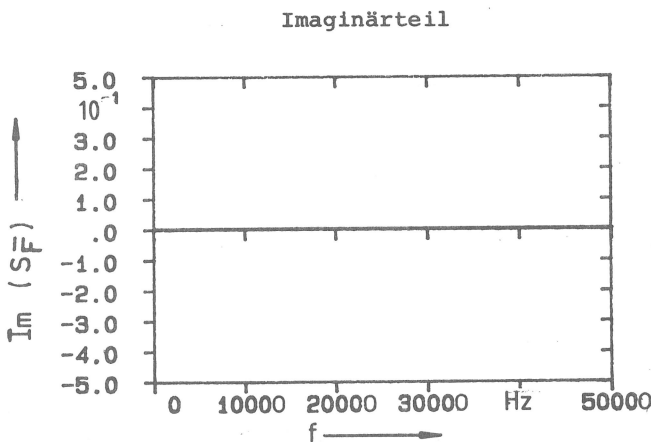
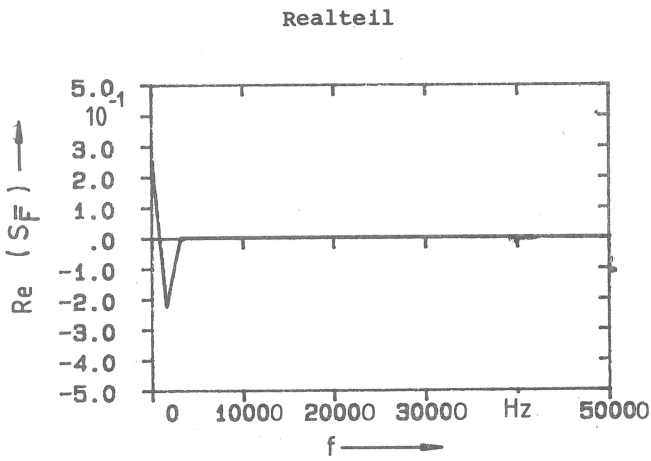
3. Löschen des Spektrums oberhalb der 4. Linie



5. Verschiebung der Funktion im Zeitbereich

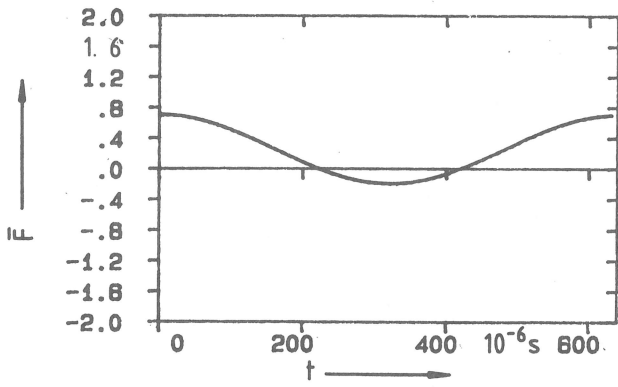


6. Fourier-Transformation

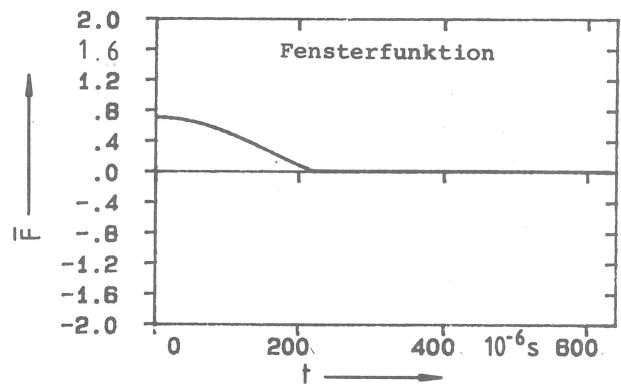


8. Rücktransformation

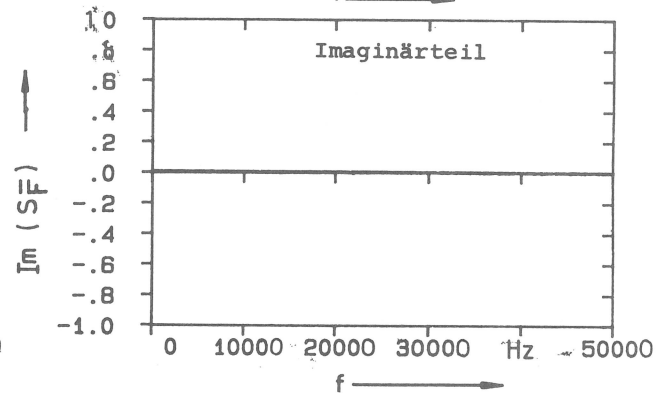
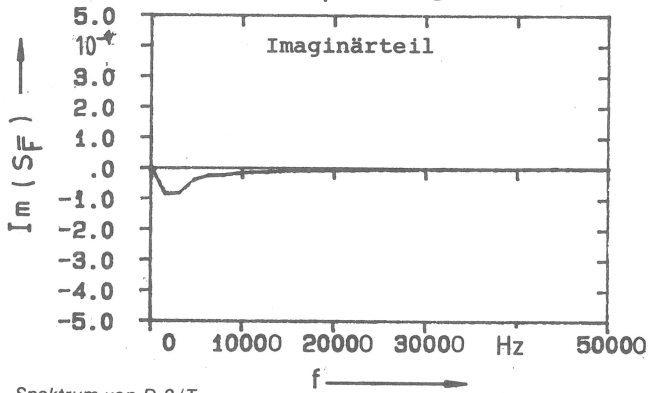
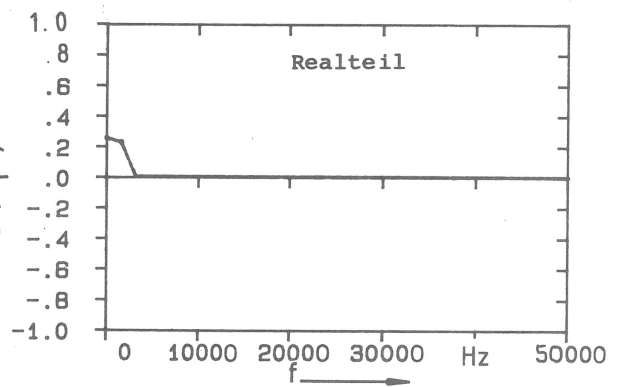
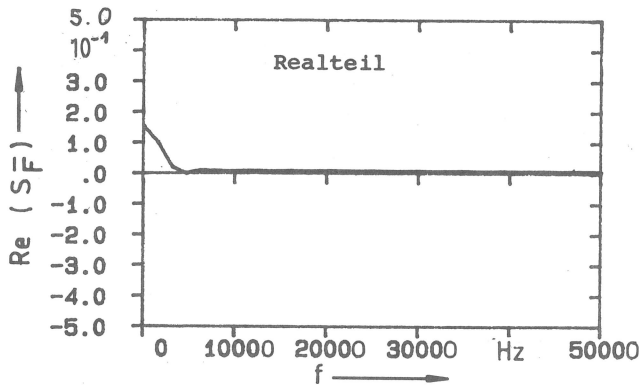
7. Löschen des Spektrums oberhalb der 2. Linie



9. Verschiebung der Funktion

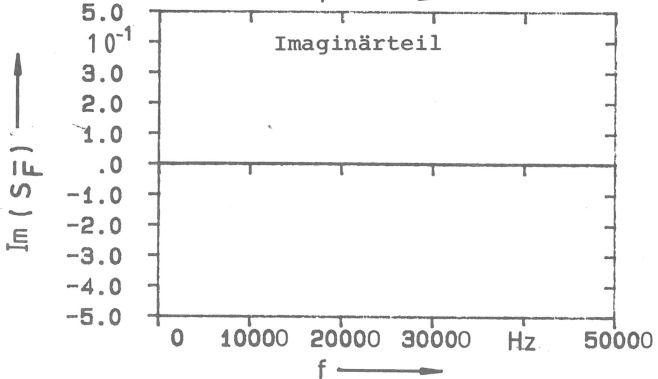
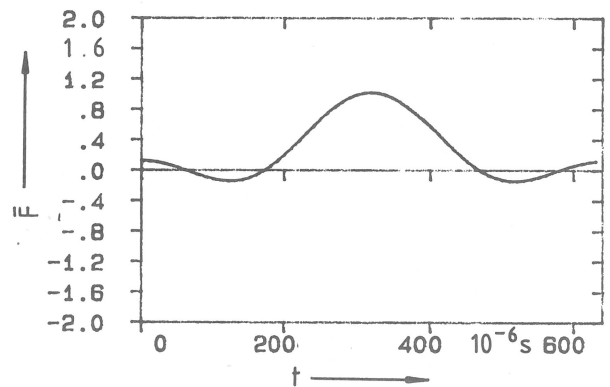
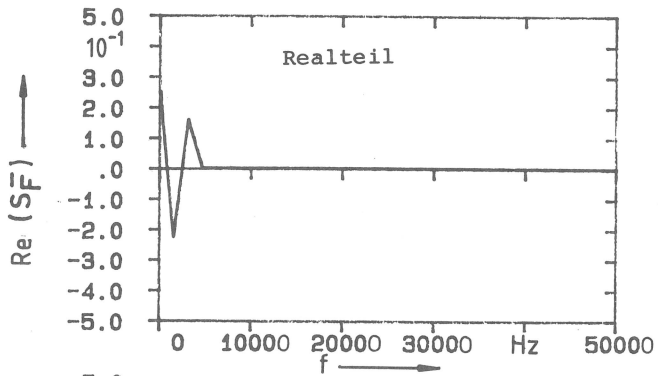


10. Gewinnung der Fensterfunktion von $D-2/T$ durch Löschen der Zeitfunktion nach erstem Null-Schnittpunkt



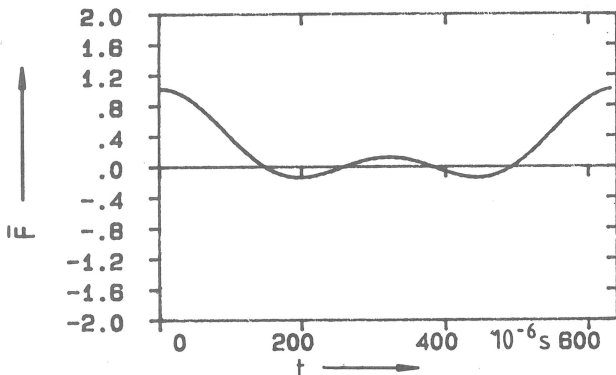
11. Spektrum von $D-2/T$

12. Spektrum der Zeitfunktion von Nr. 9

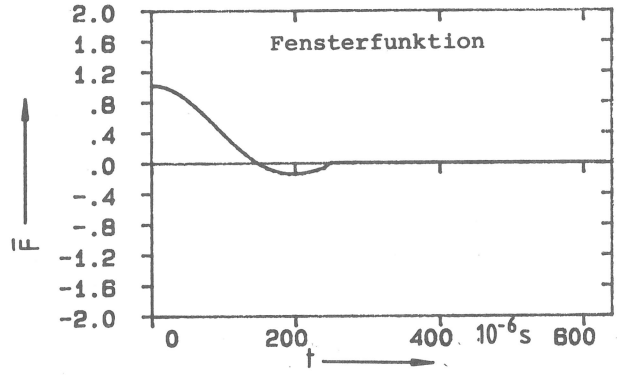


14. Rücktransformation

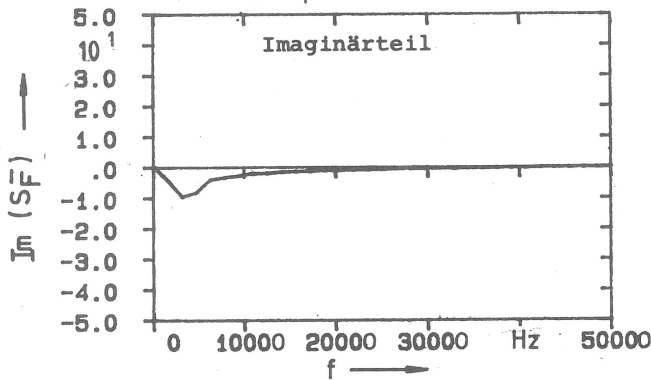
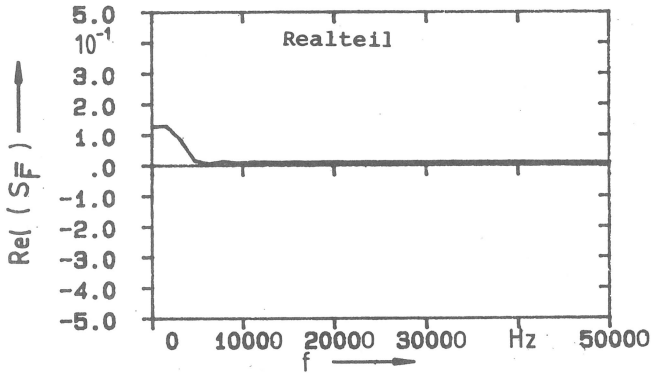
13. Löschen des Spektrums oberhalb der 3. Linie



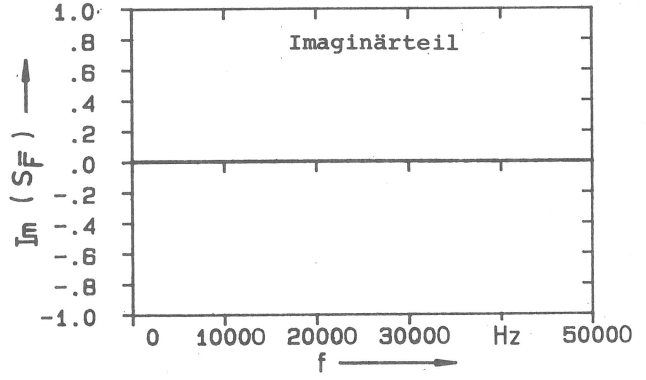
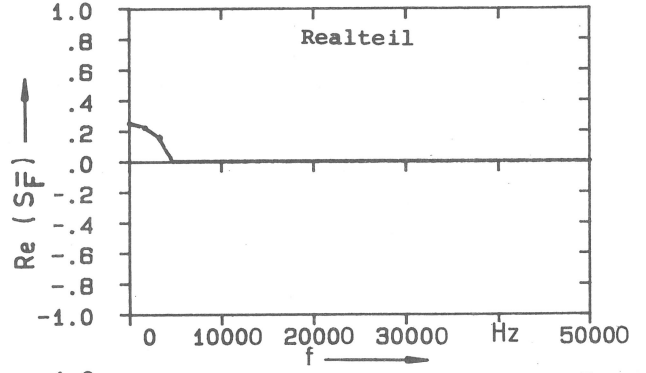
15. Verschiebung der Funktion im Zeitbereich



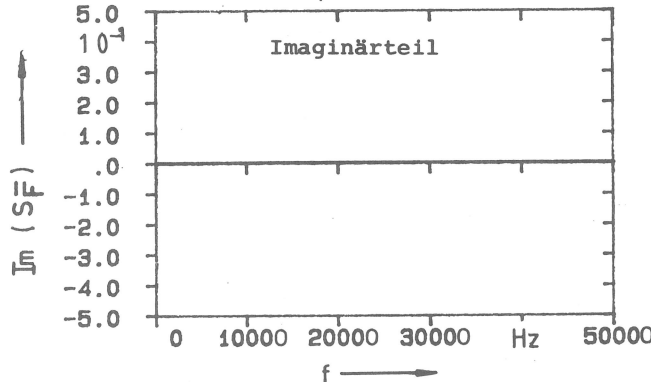
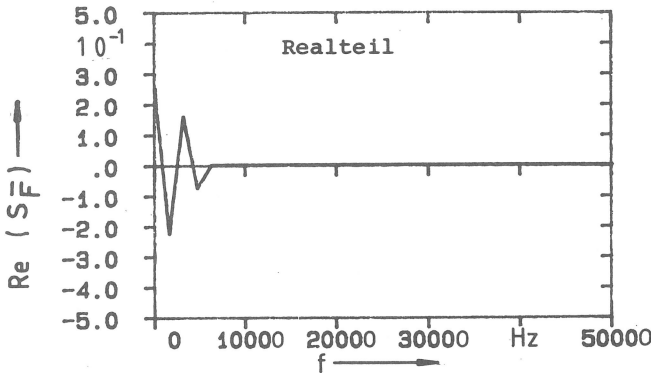
16. Gewinnung der Fensterfunktion von D-3/T durch Löschen der Zeitfunktion nach 2. Null-Schnittpunkt



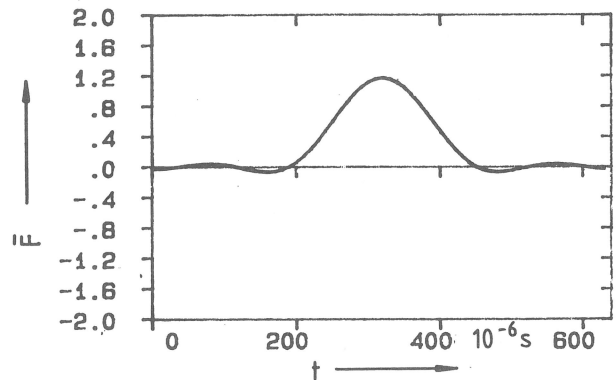
17. Spektrum von D-3/T



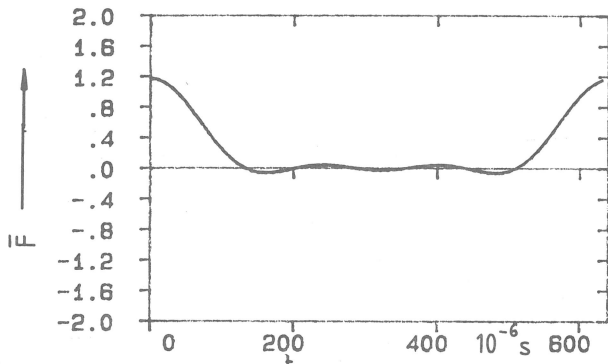
18. Spektrum der Zeitfunktion von Nr. 15



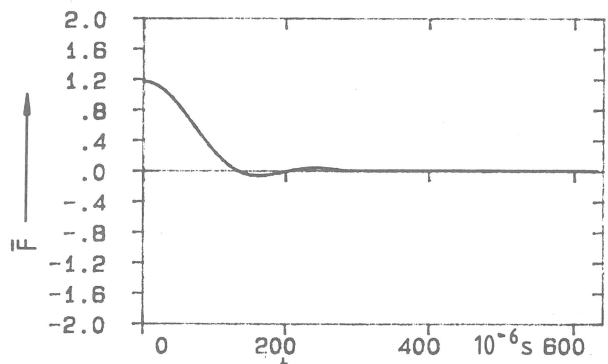
19. Gleiches Spektrum wie Nr. 6



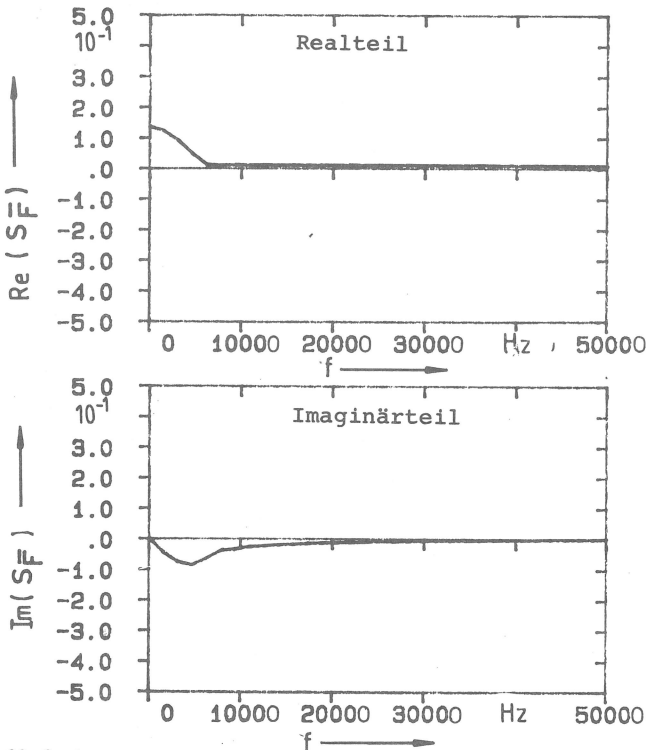
20. Rücktransformation



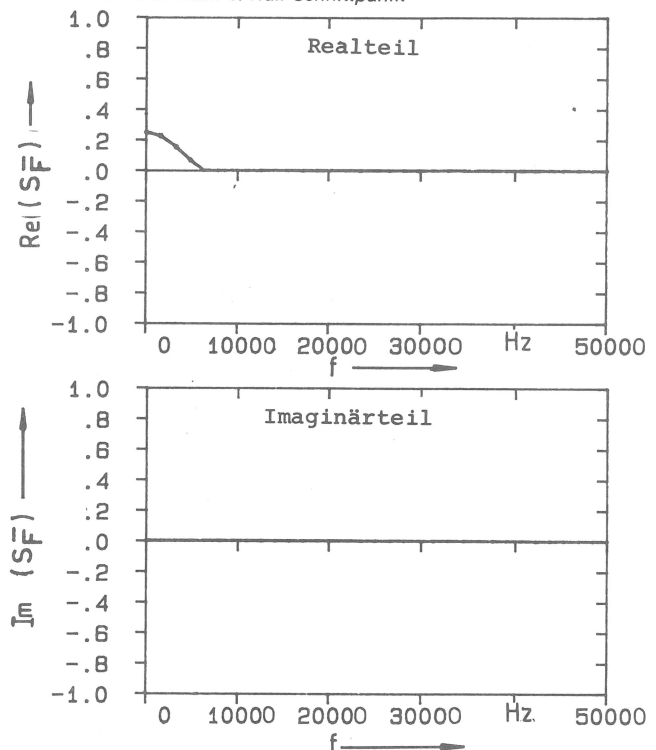
21. Verschiebung der Funktion im Zeitbereich



22. Gewinnung der Fensterfunktion von D-4/T durch Löschen der Zeitfunktion nach 3. Null-Schnittpunkt



23. Spektrum von D-4/T



24. Spektrum der Zeitfunktion von Nr. 19

Abb. 3.8
Herleitung von drei neuen Fensterfunktionen

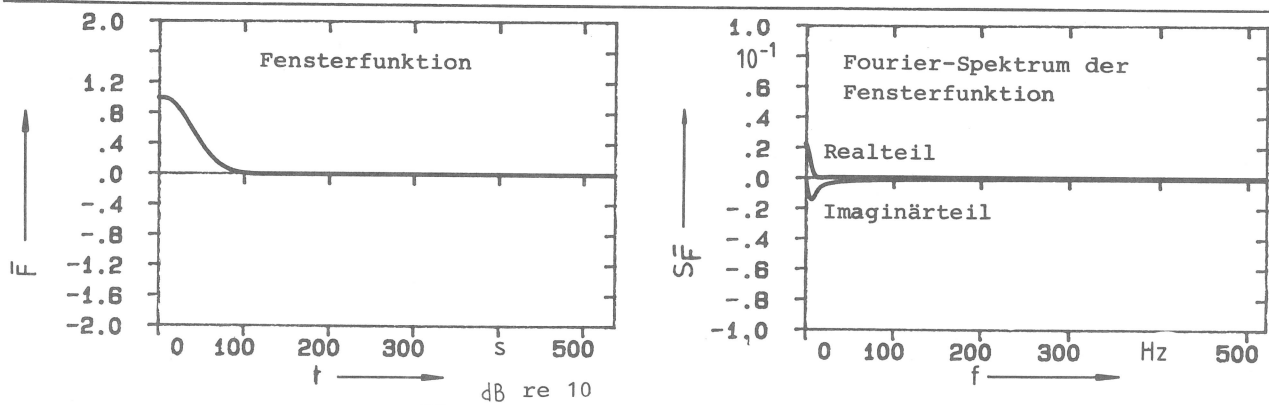
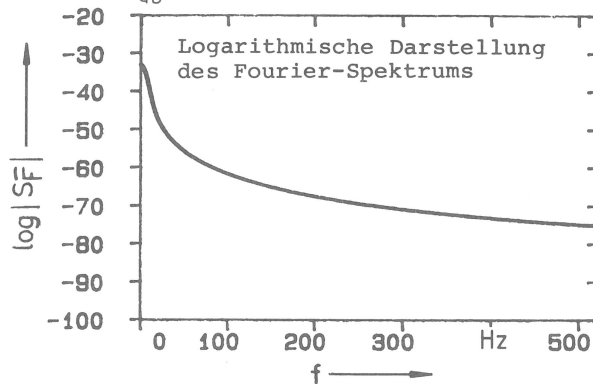
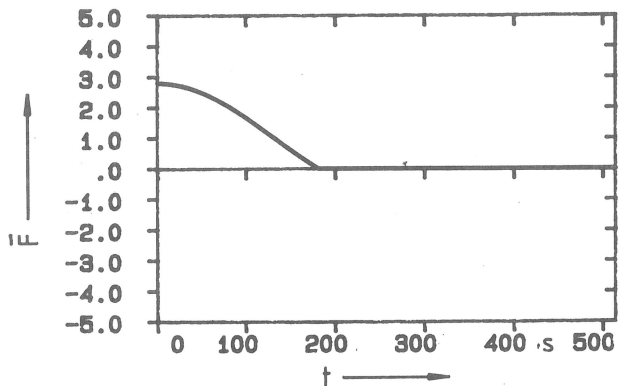


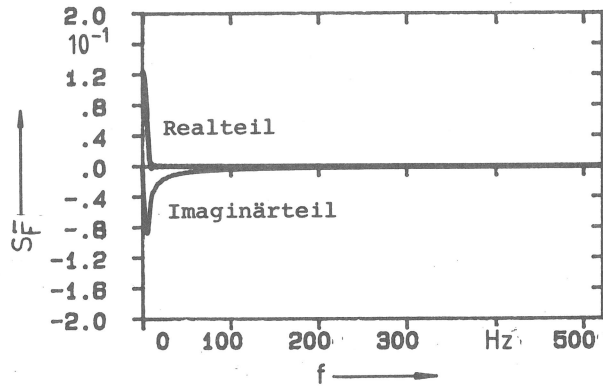
Abb. 3.9 a



Fensterfunktion

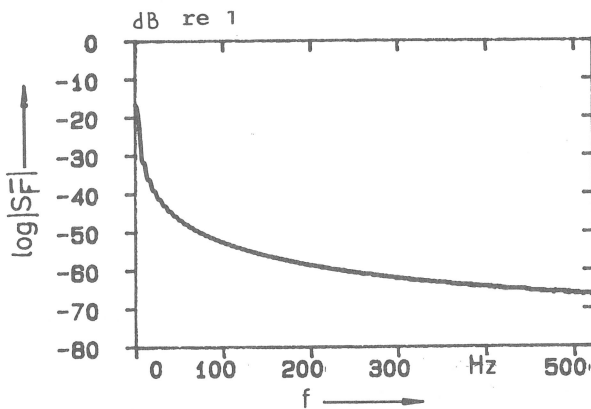


Fourier-Spektrum der Fensterfunktion

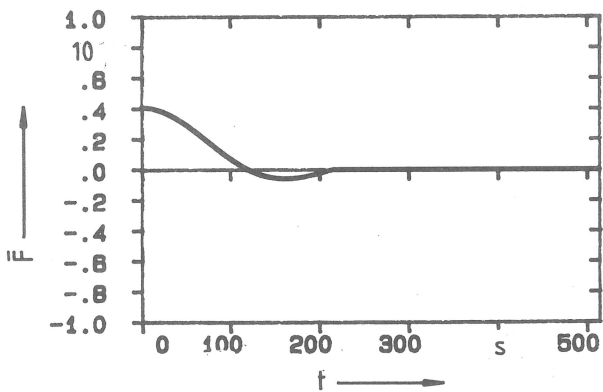


Logarithmische Darstellung des Fourier-Spektrums

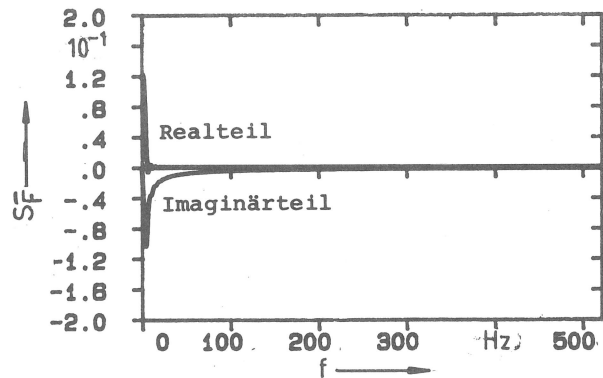
Abb. 3.9 b



Fensterfunktion

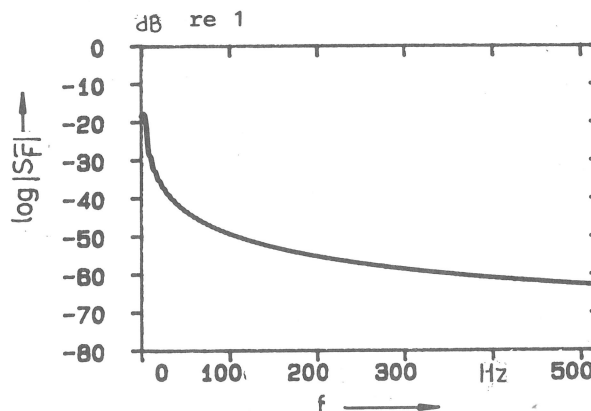


Fourier-Spektrum der Fensterfunktion



Logarithmische Darstellung des Fourier-Spektrums

Abb. 3.9 c



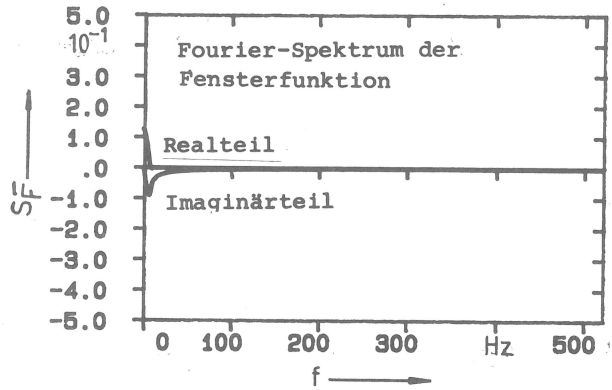
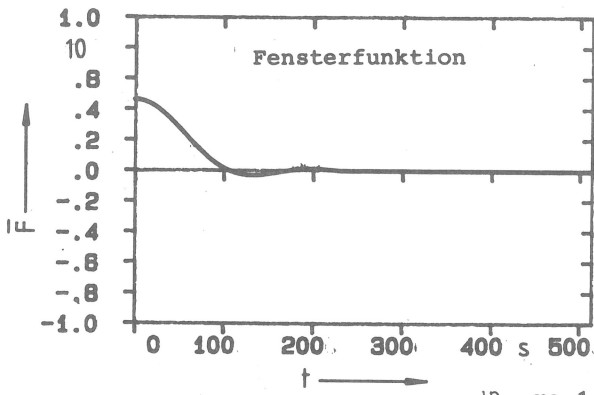


Abb. 3.9 d

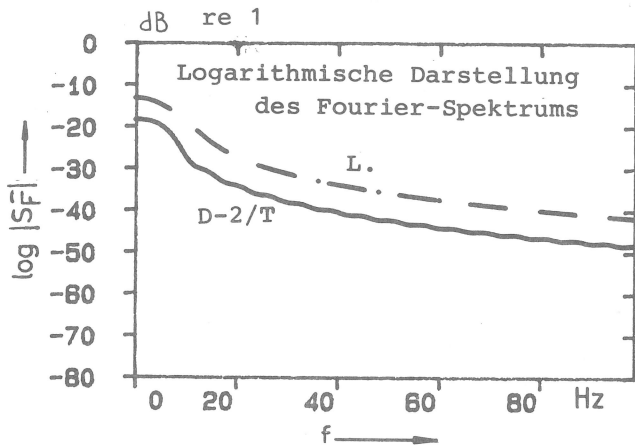
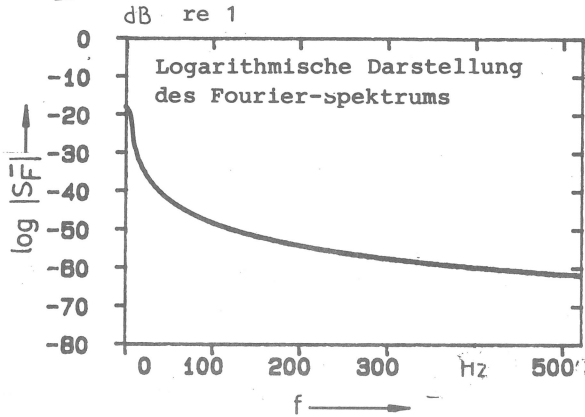


Abb. 3.9 e

Abb. 3.9
Vergleich der Fensterfunktionen der LMS-Software mit unterschiedlichen neuen Fensterfunktionen für das Kraftsignal
a) L (LMS-Software)
b) D-2/T
c) D-3/T
d) D-4/T
e) Gemeinsame Darstellung von L und D-2/T

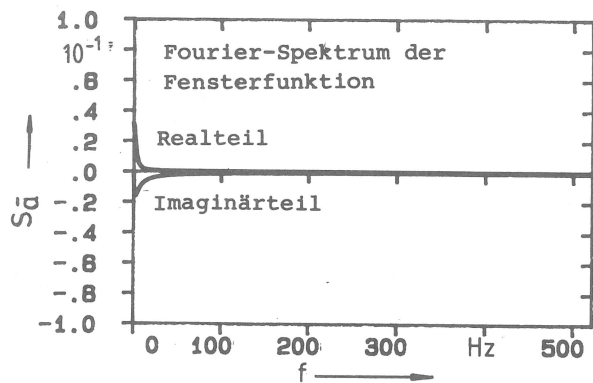
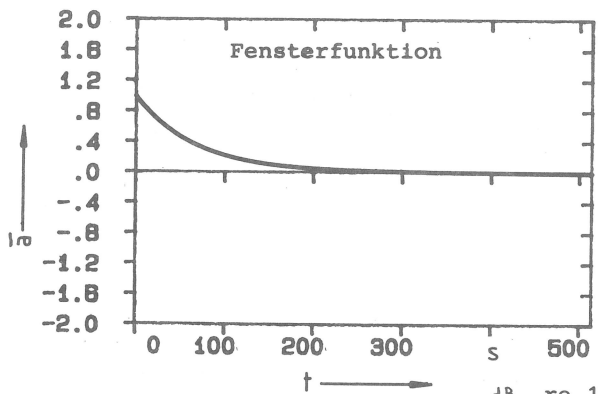
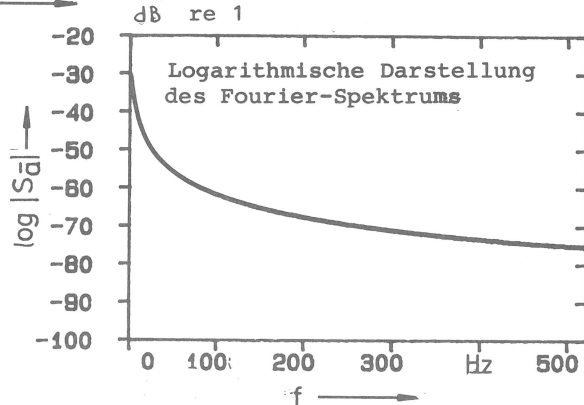


Abb. 3.10 a



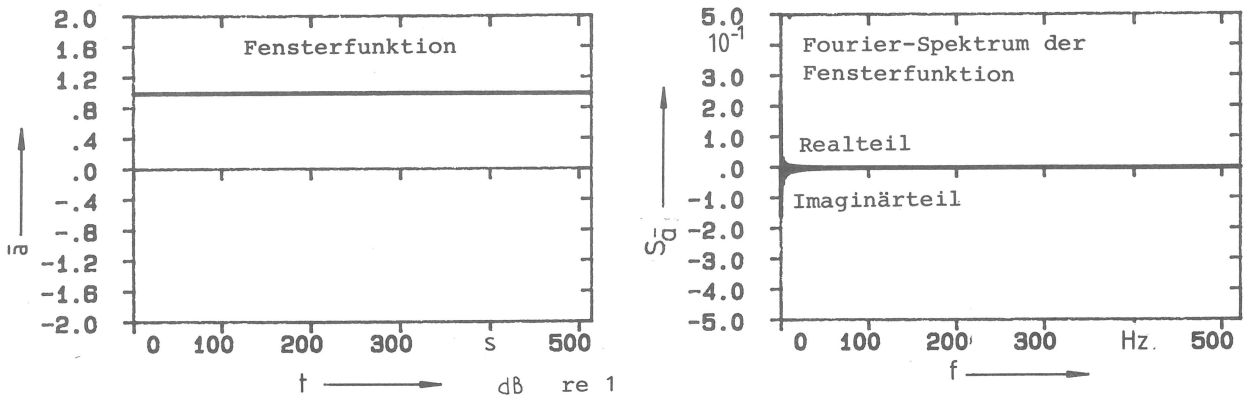


Abb. 3.10 b

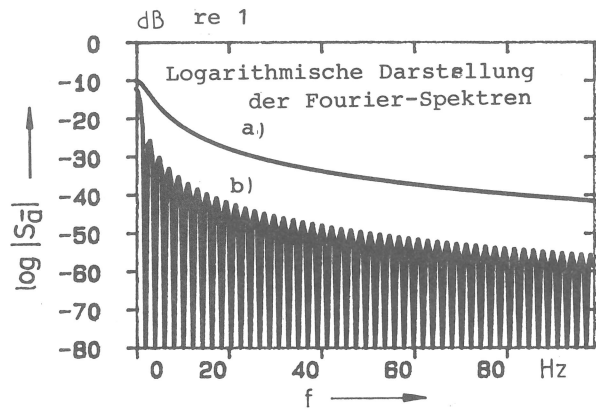
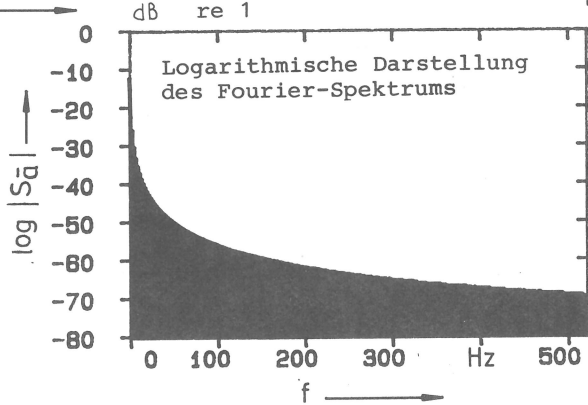
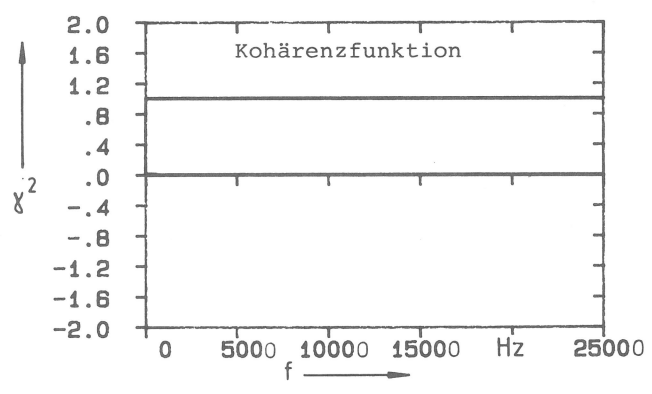
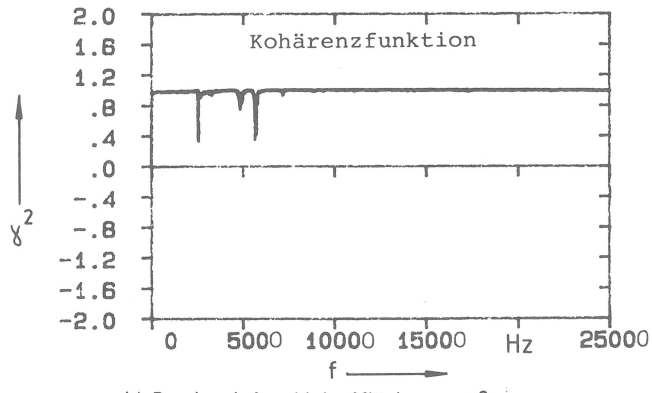
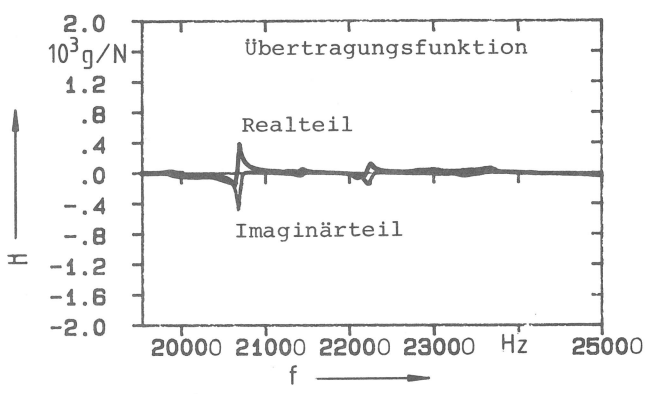


Abb. 3.10 c

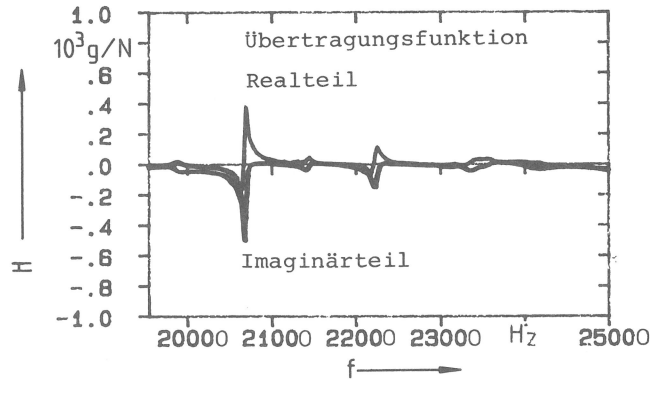
Abb. 3.10
Vergleich der Fensterfunktionen der LMS-Software mit rechteckiger Fensterfunktion für das Antwortsignal
a) exponentielle (LMS-Software)
b) rechteckige
c) Gemeinsame Darstellung

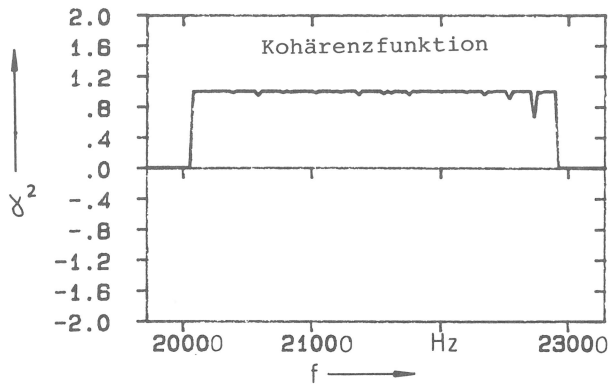


a) Baseband, Anzahl der Mittelungen = 1

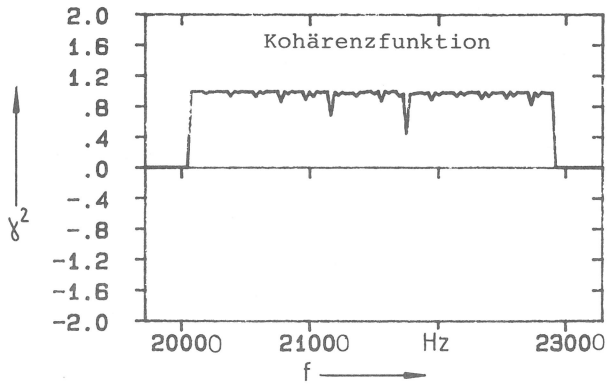
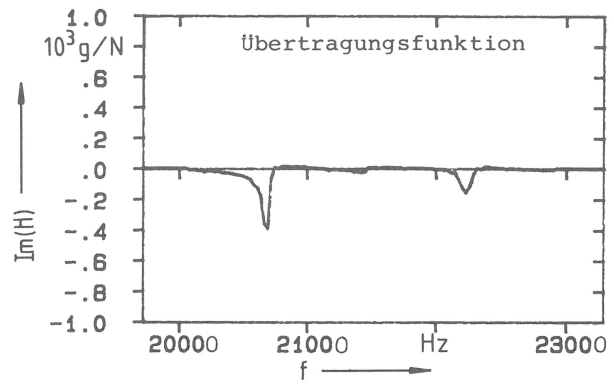


b) Baseband, Anzahl der Mittelungen = 2

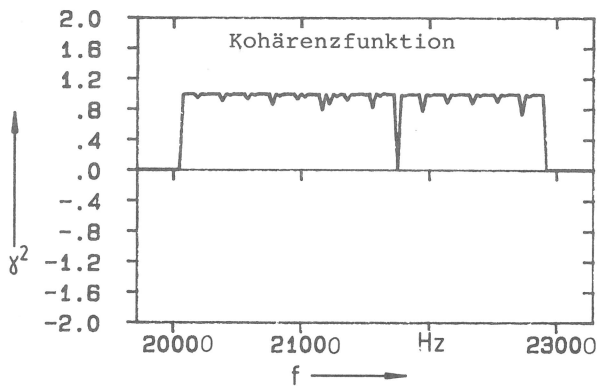
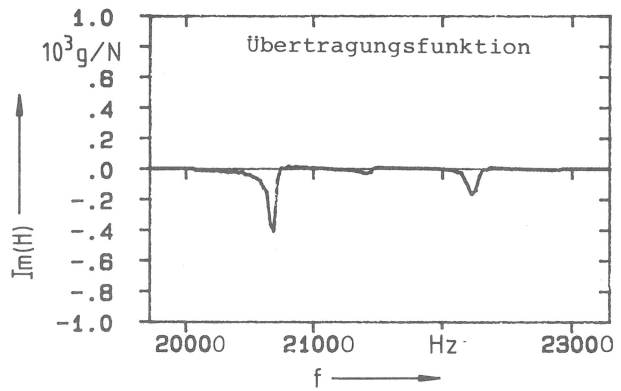




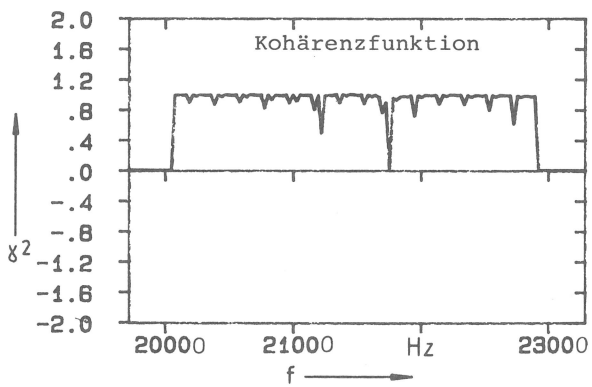
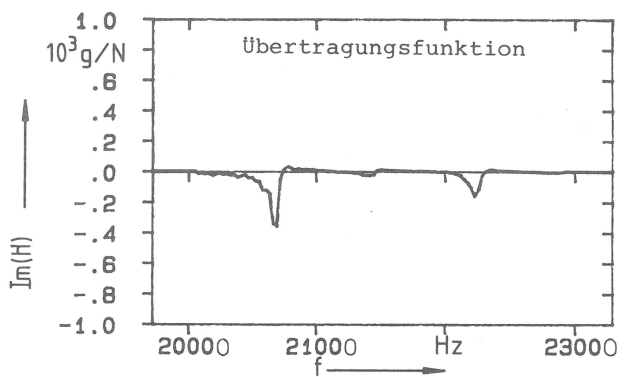
c) Zoom, Anzahl der Mittelungen = 2



d) Zoom, Anzahl der Mittelungen = 5



e) Zoom, Anzahl der Mittelungen = 10



f) Zoom, Anzahl der Mittelungen = 40

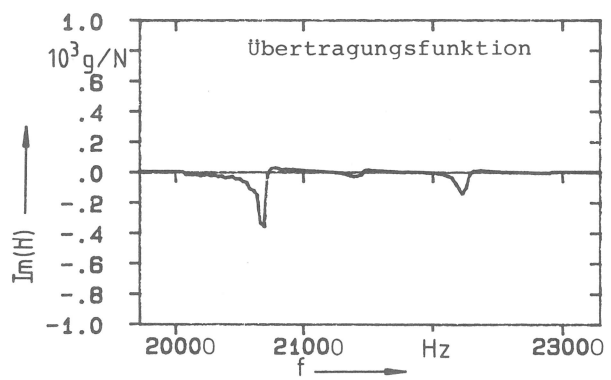
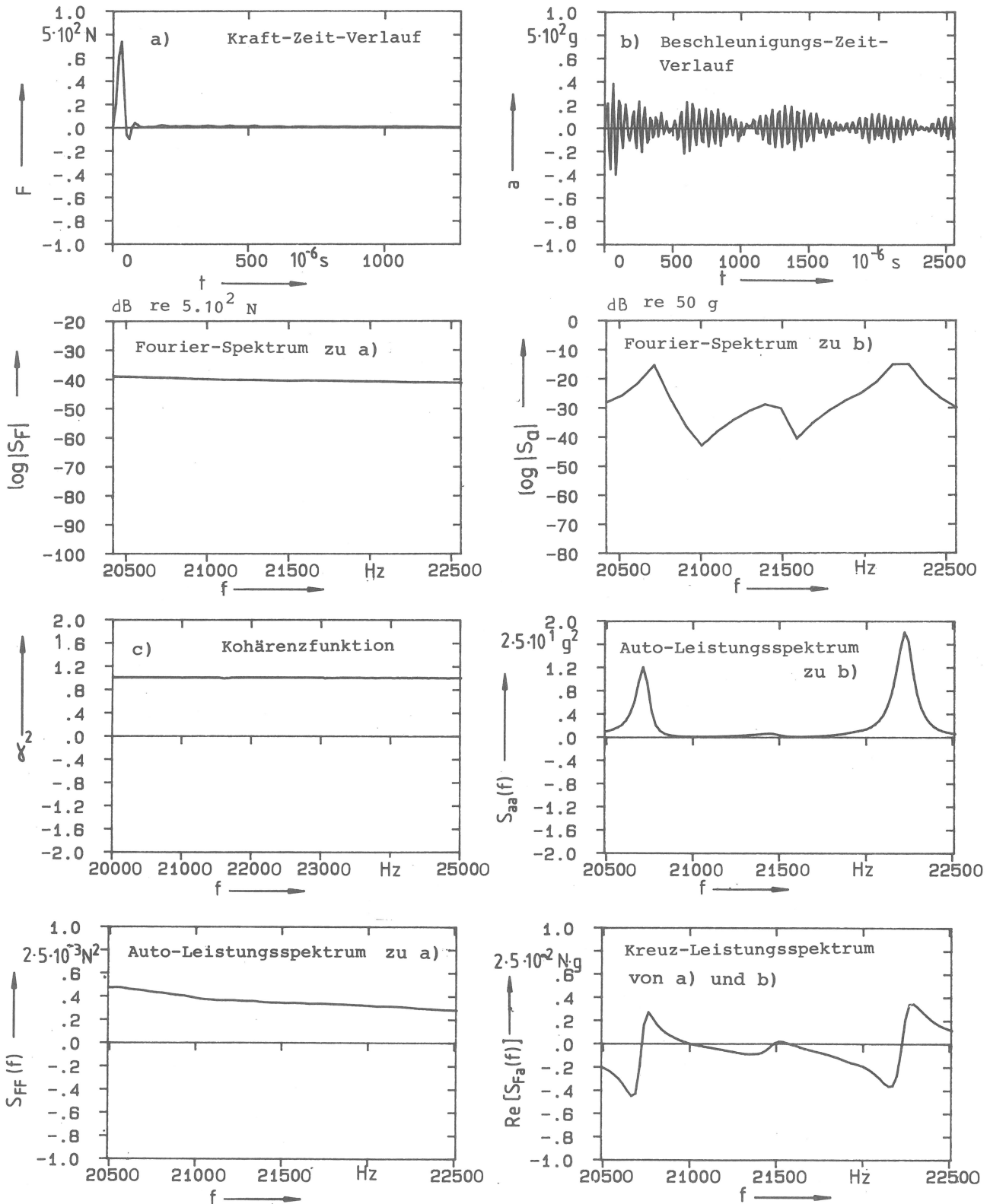


Abb. 3.11
Beeinflussung der Kohärenz- und Übertragungsfunktion durch die Anzahl der gemittelten Meßsignale bei Stoßerregung

3.2.2.3 Durchführung der Messungen der Übertragungsfunktionen

Wie anfangs dargelegt, wurde für die Untersuchung der periodischen Vorgänge beim Kerbschlagbiegeversuch zur Ermittlung der Störquellen zunächst das Verfahren der Modalanalyse angewendet. Die dabei erforderliche rechnerische Verarbeitung der experimentell gewonnenen Eingangs- und Ausgangssignale erfolgte in einem Rechner HP-5451C, der über eine 350 m lange abgeschirmte Meßsignalleitung mit dem Pendelhammer verbunden ist. Die Analyse wurde mittels eines Software-Paketes der Firma LMS (Belgien) durchgeführt. Einzelne Prozeduren wurden dabei jedoch modifiziert bzw. erweitert.

Am Hammerblatt gemessene typische Übertragungsfunktionen der Pendelmaschine sind in Abb. 3.12 dargestellt.



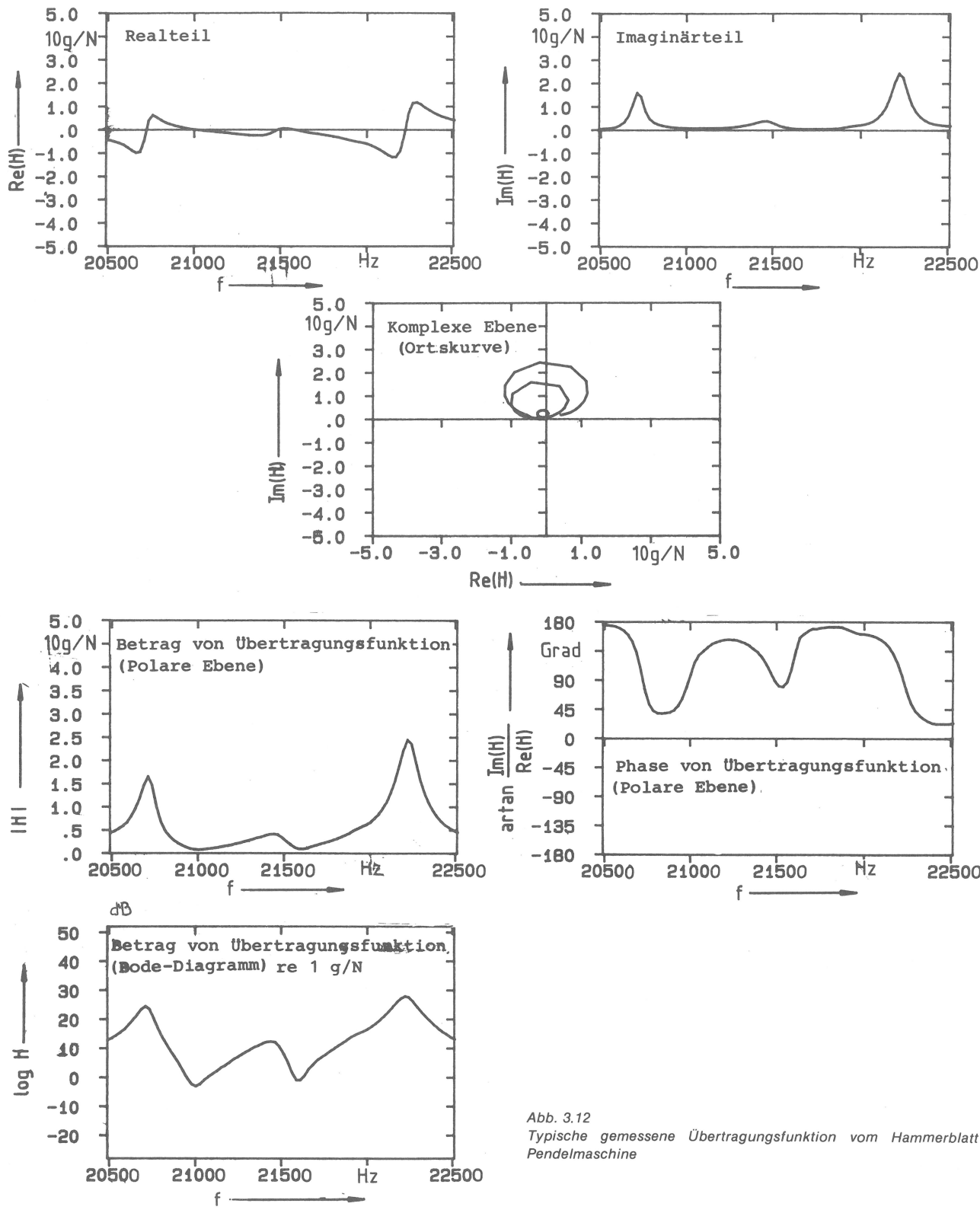


Abb. 3.12
Typische gemessene Übertragungsfunktion vom Hammerblatt der Pendelmaschine

3.2.3 Kurvenanpassung und Identifikation der Modal-Parameter

Bei der Modal-Analyse läßt sich eine angenäherte Information über die Eigenfrequenzen, Dämpfungsfaktoren und Modal-Vektoren eines äquivalenten theoretischen Modelles mit Hilfe einer Kurvenanpassung aus den gemessenen Übertragungsfunktionen gewinnen. Dafür stehen mehrere Methoden der Kurven-Anpassung zur Verfügung. Bei der Ermittlung der gesuchten Größen werden nachfolgend verschiedene Wege aufgezeigt.

3.2.3.1 Vorgehen im Frequenzbereich

Nach Gl. (3.23) gilt für die Übertragungsfunktion allgemein

$$H_{ij}(i\Omega) = \frac{X_i}{F_j} = \frac{-1}{m_{ij}\Omega^2} + \sum_{k=1}^n \left[\frac{U_{ijk} + iV_{ijk}}{-\sigma_k + i(\Omega - \omega_k)} + \frac{U_{ijk} - iV_{ijk}}{-\sigma_k + i(\Omega + \omega_k)} \right] + S_{ijk} \quad (3.54)$$

wobei der erste Term, der Reziprokwert des Trägheitsterms, wegen der Proportionalität zu Ω^{-2} besonders die niederen Moden und S_{ij} , die residuelle Compliance, besonders durch die höheren Moden bestimmt sind. Unbekannt ist $4n + 2$. Die Summe der quadratischen Abweichungen E^* zwischen den gemessenen und den rechnerischen Daten kann so dargestellt werden:

$$E^* = \sum_{r=1}^m [\operatorname{Re}(H_{ij})_e - \operatorname{Re}(H_{ij})_a]^2 + [\operatorname{Im}(H_{ij})_e - \operatorname{Im}(H_{ij})_a]^2 \quad (3.55)$$

wobei m die Anzahl der Datenpunkte und die Indizes

„ r “ die lfd. Nummer der Meßpunkte im Frequenzbereich,

„ e “ die experimentellen Daten,

„ a “ die rechnerischen Daten

kennzeichnen.

Die Summe der quadratischen Abweichungen muß minimiert werden. Durch Differenzieren der Frequenzgänge nach den unbekanntem Größen q ergeben sich für dieses Minimum

$$\frac{\partial E}{\partial q_g} = -2 \sum_{r=1}^m [\operatorname{Re}(H_{ij})_e - \operatorname{Re}(H_{ij})_a] \frac{\partial \operatorname{Re}(H_{ij})_a}{\partial q_g} + [\operatorname{Im}(H_{ij})_e - \operatorname{Im}(H_{ij})_a] \frac{\partial \operatorname{Im}(H_{ij})_a}{\partial q_g} \quad (3.56)$$

$$g = 1, \dots, (4n + 2)$$

$(4n + 2)$ Bestimmungsgleichungen. Diese Gleichungen sind jedoch für σ_k und ω_k nichtlinear, weil beide nur in quadratischer Form auftreten.

Methode der linearen kleinsten Quadrate

Hierbei wird vorausgesetzt, daß σ_k und ω_k mittels anderer Verfahren schon bestimmt sind. Die Gleichung

$$\frac{\partial E}{\partial q_g} = 0 \quad (3.57)$$

hat dann nur die Größen U_k, V_k, m_{ij} und S_{ij} als unbekannte Parameter mit der Anzahl $(2n + 2)$ und ist für diese Parameter linear. Damit können die Modalverschiebungen mit Hilfe der konventionellen Methode der linearen kleinsten Quadrate berechnet werden.

Methode der nichtlinearen kleinsten Quadrate

Die Übertragungsfunktionen werden zunächst als Taylor-Reihen dargestellt und dann die höheren Terme vernachlässigt:

$$(H_{ij})_a^* = (H_{ij})_a + \sum_{g=1}^{4n+2} \frac{\partial (H_{ij})_a}{\partial q_g} \cdot \Delta q_g ; \quad (3.58)$$

dabei kennzeichnet „*“ den Näherungswert. Diese Gleichungen sind für Δq_g linear. Somit ist auch

$$\frac{\partial E}{\partial q_g} = 0 \quad (3.59)$$

linear.

Für zunächst gewählte Anfangswerte von q_g und verschiedene Differenzen Δq_g kann jeweils ein neuer q_g -Wert durch Iteration berechnet werden. Für jeden neuen Δq -Wert gilt

$$q_{\text{neu}} = q_{\text{alt}} + \Delta q \quad (3.60)$$

Wenn der kleinste quadratische Fehler z. B. kleiner als 1 % ist, kann der Iterationsprozeß beendet werden.

3.2.3.2 Vorgehen im Zeitbereich

Auf der Basis des bekannten Zusammenhanges zwischen dem Frequenzgang und der Einheitsimpuls-Antwort des Systems kann folgende Gleichung gewonnen werden:

$$h_{ij}(t) = \sum_{k=1}^n [(U_{ijk} + i V_{ijk}) e^{(\sigma_k + i \omega_k)t} + (U_{ijk} - i V_{ijk}) e^{(\sigma_k - i \omega_k)t}] \quad (3.61)$$

Diese wird weiter umgeschrieben zu

$$\begin{aligned}
h_{ij}(t) &= 2 \sum_{k=1}^n [U_{ijk} e^{\sigma_k t} \cos(\omega_k t) + V_{ijk} e^{\sigma_k t} \sin(\omega_k t)] \\
&= 2 \operatorname{Re} \left(\sum_{k=1}^n B_{ijk} e^{s_k t} \right) \\
&= 2 \operatorname{Re} \left(\sum_{k=1}^n B_{ijk} e^{s_k m \Delta t} \right),
\end{aligned} \tag{3.62}$$

wobei

$$\begin{aligned}
B_{ijk} &= U_{ijk} + i V_{ijk}, \\
t &= m \Delta t, \quad \Delta t \text{ Abtastintervall, } m = 0, 1, \dots, 2n
\end{aligned}$$

sind.

Setzt man $Y_k = e^{s_k \Delta t}$, so ist

$$\begin{aligned}
h_{ij}(t_m) &= 2 \operatorname{Re} \left(\sum_{k=1}^n B_{ijk} Y_k^m \right), \\
t_m &= m \Delta t.
\end{aligned} \tag{3.63}$$

Weiterhin wird eine Gruppe von neuen Variablen definiert [21]:

$$\sum_{m=0}^{2n} \alpha_m Y^m = \prod_{\substack{k=1 \\ k \neq 0}}^{k=n} (Y - Y_k) = 0. \tag{3.64}$$

Die $2n$ Wurzeln dieser Gleichung sind die unbekanntenen komplexen Exponenten $e^{s_k t}$.

Wenn $t_m = 0 \cdot \Delta t$, läßt sich Gl. (3.63) schreiben zu

$$h_{ij}(0) = 2 \operatorname{Re} (B_{ij1} Y_1^0 + B_{ij2} Y_2^0 + \dots). \tag{3.65}$$

Wenn $t_m = 1 \cdot \Delta t$, dann gilt auch

$$h_{ij}(\Delta t) = 2 \operatorname{Re} (B_{ij1} Y_1^1 + B_{ij2} Y_2^1 + \dots). \tag{3.66}$$

Gl. (3.63) kann für $t_m = m \Delta t$, $m = 0, 1, \dots, 2n$ in ähnlicher Weise geschrieben werden.

Durch Multiplikation mit α_m ergibt sich

$$\begin{aligned}
\alpha_0 h_{ij}(0) &= \alpha_0 B_{ij1} Y_1^0 + \alpha_0 B_{ij2} Y_2^0 + \dots \\
\alpha_1 h_{ij}(\Delta t) &= \alpha_1 B_{ij1} Y_1^1 + \alpha_1 B_{ij2} Y_2^1 + \dots \\
&\dots \\
\alpha_{2n} h_{ij}(2n \Delta t) &= \alpha_{2n} B_{ij1} Y_1^{2n} + \alpha_{2n} B_{ij2} Y_2^{2n} + \dots
\end{aligned}$$

$$\sum_{m=0}^{2n} \alpha_m h(t_m) = B_{ij1} \sum_{m=0}^{2n} \alpha_m Y_1^m + B_{ij2} \sum_{m=0}^{2n} \alpha_m Y_2^m + \dots = 0. \tag{3.67}$$

Wenn $\alpha_{2n} = 1$, dann ist

$$\sum_{m=0}^{2n-1} \alpha_m h(t_m) = -h(t_{2n}). \quad t_m = 0, \Delta t, \dots, 2n \Delta t \tag{3.68}$$

Ähnliche Gleichungen können für verschiedene Gruppen von Datenpunkten z. B. $t_m = p \Delta t$, $(p+1) \Delta t, \dots$ (Abb. 3.13) abgeleitet werden:

$$\sum_{m=0}^{2n-1} \alpha_m h(t_{m+p}) = -h(t_{2n+p}) \tag{3.69}$$

Die α -Koeffizienten werden durch Minimieren von E^* , also der Summe der quadratischen Abweichungen zwischen gemessenen und rechnerischen Daten ermittelt:

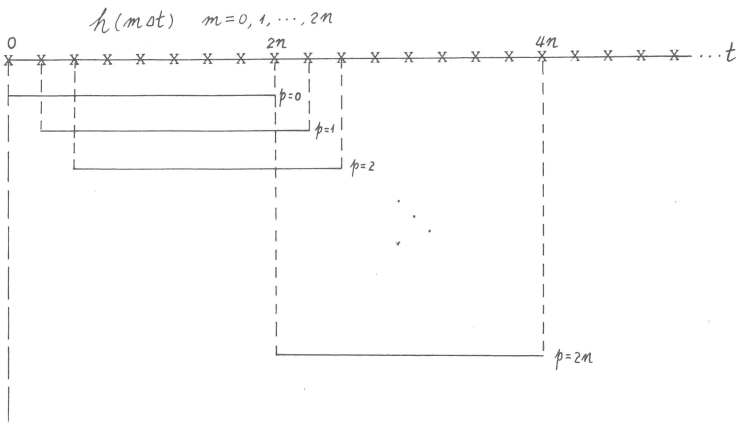


Abb. 3.13
Auswahl der Datenpunkte im Zeitbereich

$$\begin{aligned} \text{Min } E^* &= \sum_{p=0}^{\ell} [h(t_{2n+p})_e - h(t_{2n+p})_a]^2 \\ &= \sum_{p=0}^{\ell} [h(t_{2n+p})_e + \sum_{m=0}^{2n-1} \alpha_m h(t_{m+p})_e]^2 \end{aligned} \tag{3.70}$$

wobei „e“ „experimentell“
 „a“ „rechnerisch“
 „l“ eine große Anzahl gemessener Daten kennzeichnen.

Zum Minimieren von E^* wird die Gl. (3.70) nach α_k differenziert und die Ableitung gleich null gesetzt:

$$\frac{\partial E}{\partial \alpha_k} = 2 \sum_{p=0}^{\ell} [h(t_{2n+p}) + \sum_{m=0}^{2n-1} \alpha_m h(t_{m+p})] h(t_{k+p}) = 0, \tag{3.71}$$

oder

$$\sum_{p=0}^{\ell} \sum_{m=0}^{2n-1} \alpha_m h(t_{m+p}) h(t_{k+p}) = - \sum_{p=0}^{\ell} h(t_{2n+p}) h(t_{k+p}). \tag{3.72}$$

Die Matrix-Darstellung dieser Gleichung ist:

$$\sum_{p=0}^{\ell} \begin{bmatrix} h(t_p) & h(t_p) & h(t_p) h(t_{p+1}) & \dots & h(t_p) h(t_{p+2n-1}) \\ h(t_{p+1}) h(t_p) & & & & \\ \vdots & & & & \\ \vdots & & & & \\ h(t_{p+2n-1}) h(t_p) & & & & h(t_{p+2n-1}) h(t_{p+2n-1}) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \alpha_0 \\ \alpha_1 \\ \vdots \\ \alpha_{2n-1} \end{bmatrix} = - \sum_{p=0}^{\ell} \begin{bmatrix} h(t_p) & h(t_{p+2n}) \\ h(t_{p+1}) h(t_{p+2n}) \\ \vdots \\ h(t_{p+2n-1}) h(t_{p+2n}) \end{bmatrix} \tag{3.73}$$

Die Matrix-Koeffizienten lassen sich in der Form der Autokorrelations-Funktion

$$\sum_{p=0}^{\ell} h(t_{m+p}) h(t_{k+p}) = R_{m,k} \tag{3.74}$$

darstellen. Daraus folgt

$$\begin{aligned} \sum_{m=0}^{2n-1} \alpha_m R_{p+1,k} &= R_{p+2n,k} \\ k &= 0, 1, \dots, 2n-1 \end{aligned} \tag{3.75}$$

mit der Matrix-Form

$$\begin{bmatrix} R_{0,0} & R_{1,0} & \dots & R_{2n-1,0} \\ R_{0,1} & R_{1,1} & & R_{2n-1,1} \\ \vdots & \vdots & & \vdots \\ R_{0,2n-1} & & \dots & R_{2n-1,2n-1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \alpha_0 \\ \alpha_1 \\ \vdots \\ \alpha_{2n-1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} R_{2n,0} \\ R_{2n,1} \\ \vdots \\ R_{2n,2n-1} \end{bmatrix}, \quad (3.76)$$

Sind die α -Koeffizienten errechnet, können die Wurzeln der Gleichung

$$\prod_{\substack{k=-n \\ k \neq n}}^{k=n} (Y - Y_k) = \sum_{m=0}^{2n} \alpha_m Y^m = 0 \quad (3.77)$$

gewonnen werden. Damit lassen sich die Eigenkreisfrequenzen ω_k und die Abklingkonstante σ_k aus den Beziehungen

$$\omega_k = \frac{1}{\Delta t} \cdot \text{Im} [\ln(Y_k)] , \quad (3.78)$$

$$\sigma_k = \frac{1}{\Delta t} \cdot \text{Re} [\ln(Y_k)] \quad (3.79)$$

ermitteln.

Die komplexen Modal-Vektoren sind dann durch die Gleichung (3.62) oder (3.63) gegeben, die auch als sogenannte Vandermode-Matrix geschrieben werden kann:

$$\begin{bmatrix} 1 & 1 & \dots & 1 & \dots \\ \text{Re}(Y_1) & \text{Re}(Y_2) & \dots & \text{Im}(Y_1) & \dots \\ \text{Re}(Y_1)^2 & \text{Re}(Y_2)^2 & \dots & \text{Im}(Y_1)^2 & \dots \\ \vdots & \vdots & & \vdots & \\ \vdots & \vdots & & \vdots & \end{bmatrix} \begin{bmatrix} U_{ij1} \\ U_{ij2} \\ U_{ij3} \\ \vdots \\ \vdots \\ V_{ij1} \\ V_{ij2} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} h(0 \Delta t) \\ h(1 \Delta t) \\ h(2 \Delta t) \\ \vdots \\ \vdots \\ h((2n-1)t) \end{bmatrix} \quad (3.80)$$

Zur Ermittlung der optimalen Anzahl der Freiheitsgrade des Systems soll die Summe der quadratischen Abweichungen mit Hilfe der Methode der kleinsten Quadrate im Zeitbereich berechnet werden. Wird eine geringere Anzahl von Freiheitsgraden des Systems als physikalisch vorliegend angenommen, führt die Kurven-Anpassung zu größeren Abweichungen. Eine höhere Anzahl von Freiheitsgraden des Systems führt jedoch zu Abweichungen, die durch den Rauschpegel der Messungen verursacht werden. Bei der Anpassung an die vorliegende Kurvenform nimmt bei dem verwendeten Programm die Anzahl der Freiheitsgrade des Systems bis 35 zu; dann wird die Summe der quadratischen Abweichungen berechnet. Wenn diese Summe konstant wird, heißt das, daß die Abweichung dann nur noch durch die Geräusche verursacht wird. Der Einlauf in den Bereich einer konstanten Summe der quadratischen Abweichung weist dann auf die optimale Anzahl der Freiheitsgrade hin, die den tatsächlich vorliegenden physikalischen Verhältnissen des Systems entspricht. Die Eigenfrequenzen und Dämpfungsgrade wurden mit Hilfe der Methode der kleinsten Quadrate im Zeitbereich bestimmt. Die Modal-Verschiebungen wurden mit Hilfe der Methode der linearen kleinsten Quadrate im Frequenzbereich identifiziert.

4. Durchführung der Modal-Analyse an einem Pendelhammer

Zur umfassenden Ermittlung der Eigenschwingungsformen, der Eigenkreisfrequenzen und der Dämpfungen der Störschwingungen beim Kerbschlagbiegeversuch wurde die Modal-Analyse zunächst an den entkoppelten Elementen der Struktur, d. h. am Hammerblatt und am Widerlager getrennt durchgeführt. In einem zweiten Schritt erfolgte dann die Analyse an der über eine Kerbschlagprobe miteinander verspannten Struktur.

4.1 Untersuchung von Einzelkomponenten ohne Kraftschluß mit einer Kerbschlagprobe

4.1.1 Hammerblatt ohne Schlagfinne

Das Hammerblatt wurde für die Analyse zunächst von der Pendelstange getrennt und auch die Schlagfinne demontiert (Abb. 4.1). Der Ablauf der Identifikation der Modalparameter ist schematisch in Abb. 4.2 dargestellt. Mit Hilfe der Methode der kleinsten Quadrate im

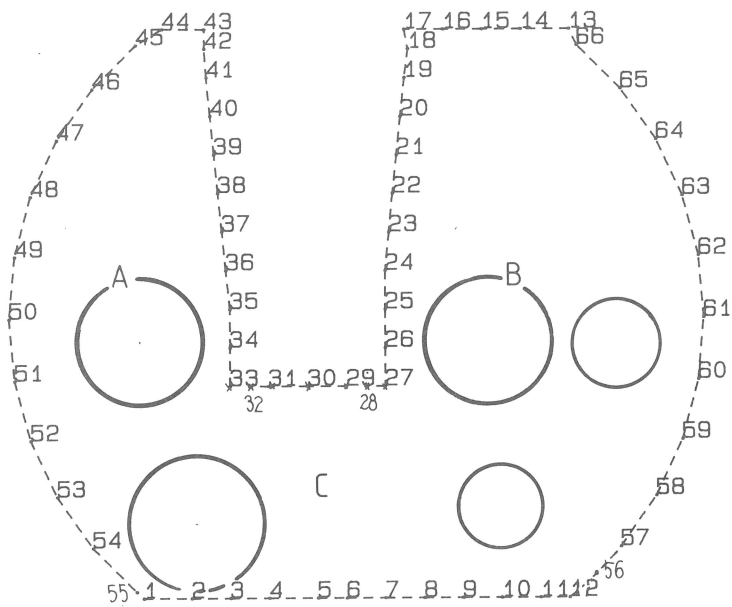


Abb. 4.1
Hammerblatt ohne Finne; vereinfachte Darstellung der Geometrie für die Modalanalyse.
Numerierung der Anregungspunkte

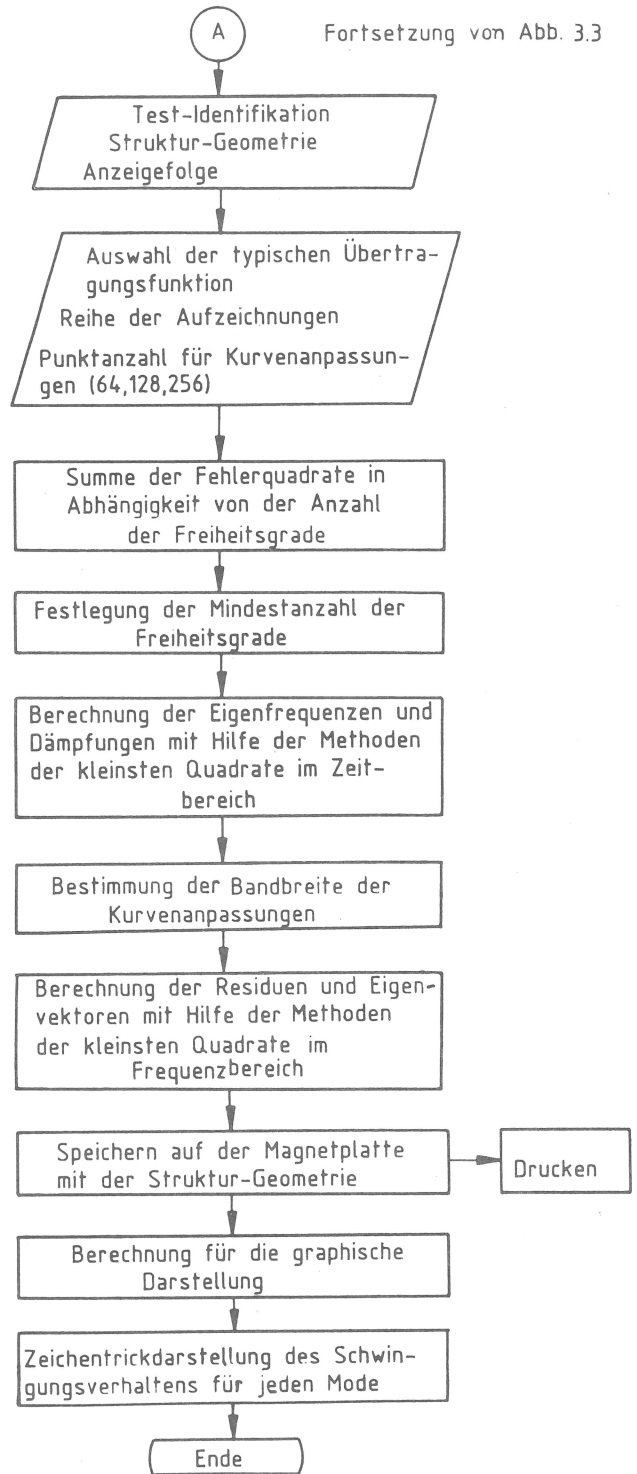


Abb. 4.2
Schematisches Flußdiagramm für die Identifikation der Modal-Parameter

Zeitbereich wurden die Eigenfrequenzen und der Dämpfungsgrad berechnet. Danach wurden die Modal-Vektoren ebenfalls mittels der Methode der kleinsten Quadrate im Frequenzbereich ermittelt.

Der Beschleunigungsaufnehmer wurde im Schlagmittelpunkt des Hammerblattes (Punkt 30, Abb. 4.1) befestigt. Mit dem kleinen, mit einem Kraftaufnehmer versehen Hammer Typ B wurden dann 66 Punkte auf der Peripherie des Hammerblattes in der Richtung senkrecht zur Kontur angestoßen und anschließend die Übertragungsfunktionen nach dem in Abb. 2.3 dargestellten Schema ermittelt.

Die Frequenzgänge nach Abb. 4.3 zeigen, daß Eigenfrequenzen bei (ca. 2 bis 7) kHz und (20 bis 22) kHz liegen; die beim Kerbschlagbiegeversuch festgestellten Störschwingungsfrequenzen liegen bei (18 bis 26) kHz. In den Frequenzbereichen (4 bis 8) kHz und (20 bis 23) kHz wurde nochmals eine Modal-Analyse mit der Zoom-Transformation durchgeführt.

Die kleinsten Fehlerquadrate wurden global für alle Frequenzgänge der in Abb. 4.1 dargestellten 66 Versuchspunkte mit unterschiedlicher Anzahl von Freiheitsgraden berechnet. Die sich dabei ergebende Abhängigkeit der Summe der kleinsten Fehlerquadrate ist in Abb. 4.4 dargestellt. Es zeigt sich, daß vom 25. Freiheitsgrad ab das kleinste Fehlerquadrat konstant bleibt. Das bedeutet, daß das Hammerblatt ohne Schlagfinne als ein System mit 25 Freiheitsgraden angenommen werden kann.

Die auffälligen Eigenfrequenzen, der jeweils zugeordnete Dämpfungsgrad und die Modal-Vektoren von zwei Punkten an der Verbindungsstelle Finne-Hammerblatt (Abb. 4.1) sind in der Tabelle 4.1 zusammengestellt:

Tabelle 4.1
Modal-Parameter des Hammerblattes ohne Schlagfinne

Ifd. Nr.	Eigenfrequenz [kHz]	Dämpfungsgrad [%]	Modal-Beschleunigung [m/s ²]	
			Punkt 30	Punkt 31
1	4,45	0,206	6,21	5,6
2	5,31	0,779	0,516	0,562
3	6,43	0,353	0,995	0,989
4	7,69	0,812	0,582	0,775
5	20,70	0,091	17,8	21,2
6	21,45	0,133	4,6	5,42
7	22,25	0,176	14,8	1,25

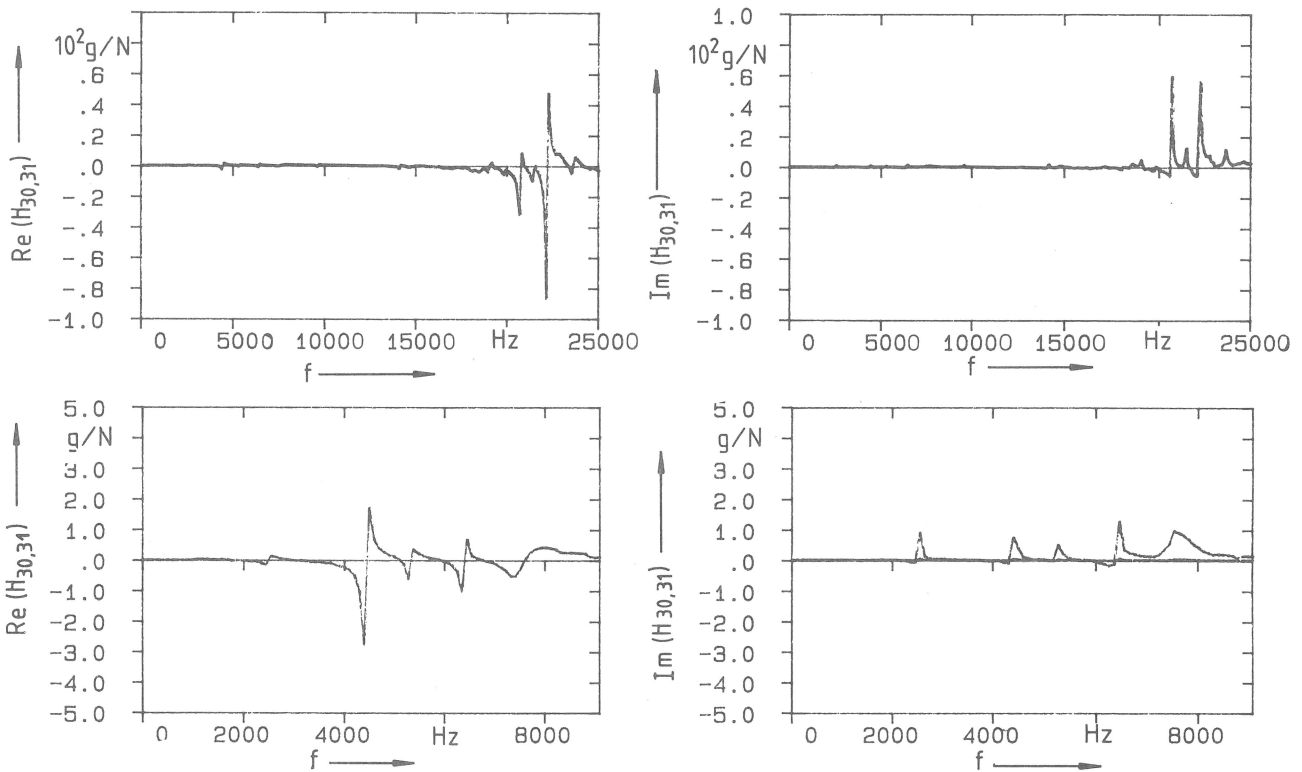


Abb. 4.3
Frequenzgang des Hammerblattes ohne Schlagfinne zwischen Punkt 30 und 31

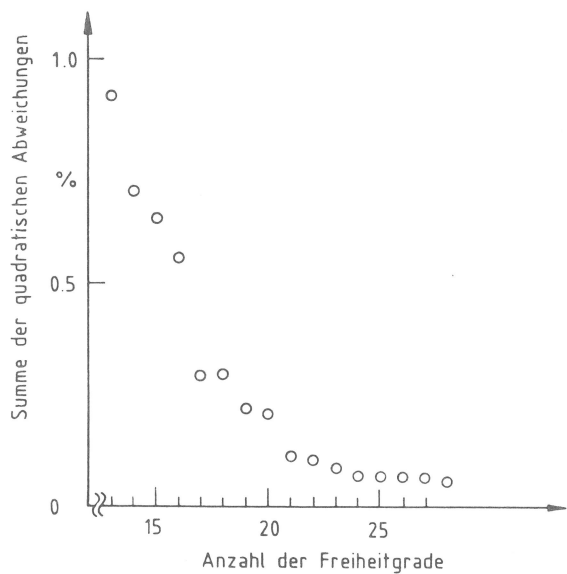


Abb. 4.4
Summe der kleinsten Fehlerquadrate von Einheitsimpuls-Antwortfunktionen des Systems in Abhängigkeit von der Anzahl der Freiheitsgrade

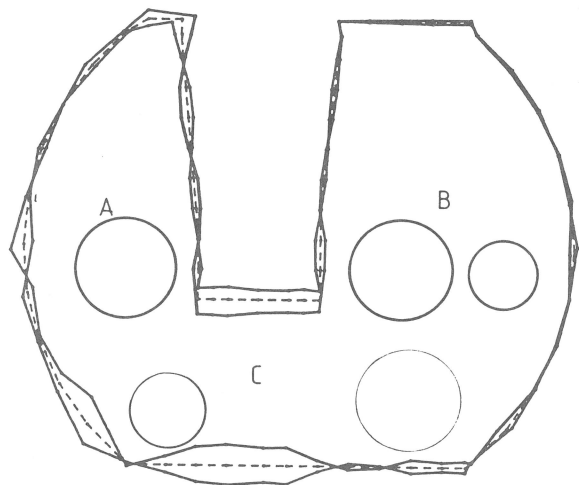


Abb. 4.5
Eigenschwingungsform des Hammerblattes ohne Schlagfinne für die Eigenfrequenz 20,7 kHz

Die ausgeprägten Moden sind mit lfd. Nummern versehen; zwischen diesen liegen noch weitere, weniger ausgeprägte Moden. Es wird deutlich, daß die Moden mit den Eigenfrequenzen 20,70 kHz und 22,25 kHz die ausgeprägtesten sind. Die Eigenschwingungsform für die Eigenfrequenz von 20,70 kHz zeigt Abb. 4.5. Es ist zu erkennen, daß sich der Teil A des Hammerblattes in Biegeresonanz 4. Ordnung befindet und im Teil C longitudinale Resonanz vorliegt, die aus der longitudinalen Schwingung zwischen Fennaufnahmefläche und Rücken herrührt. Die Eigenschwingungsform für die Eigenfrequenz von 22,25 kHz (Abb. 4.6) zeigt, daß sich Teil A und Teil B des Hammerblattes gleichzeitig in Biegeresonanz 4. Ordnung befinden und der Teil C ebenfalls longitudinale Resonanz zeigt. Das Bild der Eigenschwingungsform für die Eigenfrequenz 4,45 kHz zeigt, daß die Teile A, B und C sich gleichzeitig in Biegeresonanz 2. Ordnung befinden. Die Eigenschwingungsform für die Eigenfrequenz von 5,31 kHz (Abb. 4.8) zeigt schließlich, daß der Teil A sich in longitudinaler Resonanz mit etwas Kopplung mit der Biegeresonanz 2. Ordnung befindet und eine lokale Resonanz infolge der großen konstruktiv bedingten Löcher des Hammerblattes (Abb. 4.8) vorliegt.

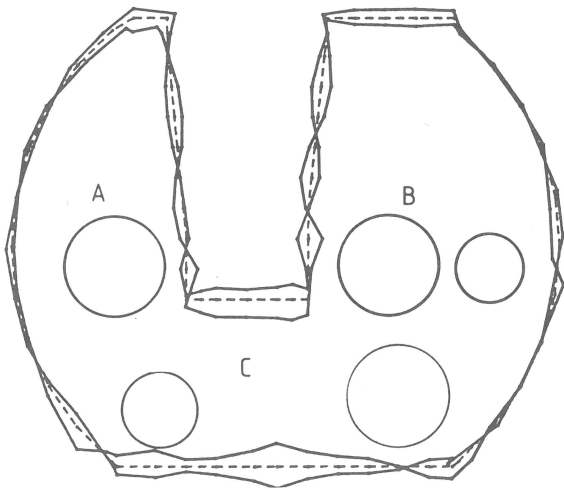


Abb. 4.6
Eigenschwingungsform des Hammerblattes ohne Schlagfinne für die Eigenfrequenz 22,2 kHz

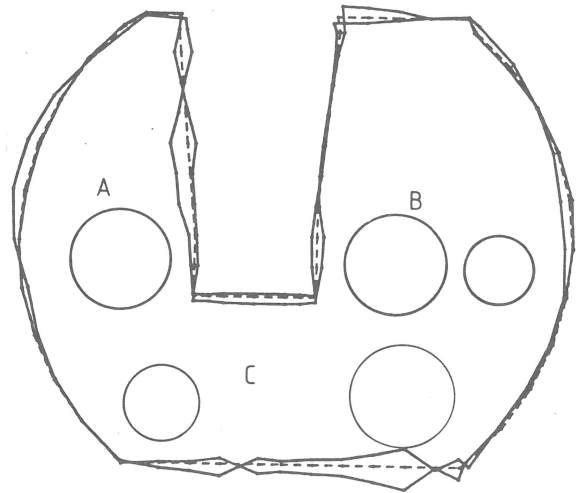


Abb. 4.7
Eigenschwingungsform des Hammerblattes ohne Schlagfinne für die Eigenfrequenz 4,45 kHz

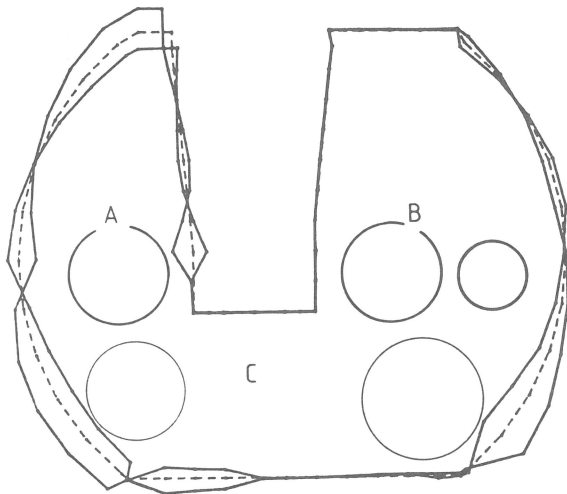


Abb. 4.8
Eigenschwingungsform des Hammerblattes ohne Schlagfinne für die Eigenfrequenz 5,31 kHz

4.1.2 Im Pendelhammer montiertes Hammerblatt incl. Schlagfinne

In einem zweiten Schritt wurde die Modal-Analyse an dem in der Pendelmaschine eingebauten, aber *frei* hängenden Hammerblatt ohne Probenkontakt durchgeführt. Das Hammerblatt einschließlich Schlagfinne ist in Abb. 4.9 schematisch dargestellt. — Die ermittelten Eigenfrequenzen liegen in diesem Falle zwischen (18 und 26) kHz und die Anzahl der Schwingungsmoden ist deutlich höher als am separaten Hammerblatt. Die Eigenfrequenzen, der jeweilige Dämpfungsgrad und die Modal-Beschleunigung von zwei Punkten an der Finne sind in der Tabelle 4.2 dargestellt.

Tabelle 4.2
Modal-Parameter des Hammerblattes mit Schlagfinne

Ifd. Nr.	Eigenfrequenz [kHz]	Dämpfungsgrad [%]	Modal-Beschleunigung [m/s ²]	
			Punkt 27	Punkt 28
1	18,21	0,424	0,0626	0,0916
2	18,51	0,399	0,160	0,366
3	18,93	0,397	0,551	0,672
4	19,33	0,268	3,23	3,22
5	19,81	0,371	-0,379	0,382
6	20,23	0,436	0,641	0,936
7	20,65	0,232	-0,524	0,773
8	20,96	0,313	-0,676	-0,749
9	21,22	0,538	1,11	-0,525
10	22,07	0,331	0,363	-0,635
11	22,29	0,400	-0,365	-1,57
12	23,03	0,076	-0,270	-0,154
13	23,37	0,367	-0,548	1,37
14	23,58	0,387	-0,296	0,658
15	24,11	0,479	-0,111	-0,0993
16	24,62	0,204	0,209	0,279
17	25,08	0,604	-0,203	-0,133
18	25,55	0,455	0,0487	-0,0122
19	25,77	0,142	-0,0520	0,322

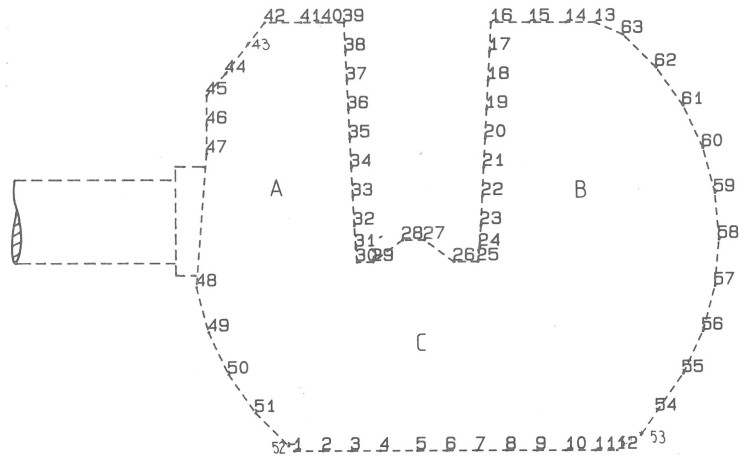


Abb. 4.9
In der Pendelmaschine eingebautes Hammerblatt mit Schlagfinne

Es zeigt sich ein besonders ausgeprägter Mode mit einer Eigenfrequenz von 19,33 kHz sowie weitere Moden mit 22,29 kHz, 23,37 kHz, 21,22 kHz und 20,23 kHz.

Die Eigenschwingungsform (Abb. 4.10) für die Eigenfrequenz von 19,33 kHz, die ähnlich dem Mode für die Eigenfrequenz von 20,70 kHz des separaten Blattes ist, zeigt, daß Teil A in Biegeresonanz 4. Ordnung ist. Bei Teil C ist eine longitudinale Resonanz erkennbar, die auch aus der longitudinalen Schwingung zwischen Finne und Hammerblattrücken resultiert. Infolge der hier vorhandenen Finne sind die Eigenfrequenzen geringer als bei fehlender Finne. Der Mode mit der Eigenfrequenz 20,23 kHz (Abb. 4.11) zeigt, daß Teil A und B in longitudinaler Resonanz — aber außer Phase — schwingen.

Der Mode mit der Eigenfrequenz 21,22 kHz (Abb. 4.12) zeigt, daß sich Teil A in Biegeresonanz 3. Ordnung und Teil B in Biegeresonanz 2. Ordnung befinden und gleichzeitig im Teil C longitudinale Resonanz zwischen Finne und Rücken vorliegt.

Aus der Darstellung des Modes mit der Eigenfrequenz 23,37 kHz in Abb. 4.13 ist ersichtlich, daß Teil A in Biegeresonanz 3. Ordnung vorliegt, Teil B nur unbedeutend schwingt und Teil C nur im Bereich der Finne Resonanzen zeigt ohne deutliche longitudinale Schwingung.

Abb. 4.14 zeigt die Verhältnisse für den Mode mit der Eigenfrequenz 22,29 kHz; danach befinden sich die Teile A, B und C gleichzeitig in Biegeresonanz 3. Ordnung. Eine ähnliche Resonanz mit einer Frequenz von 23,58 kHz ist aus Abb. 4.15 ersichtlich.

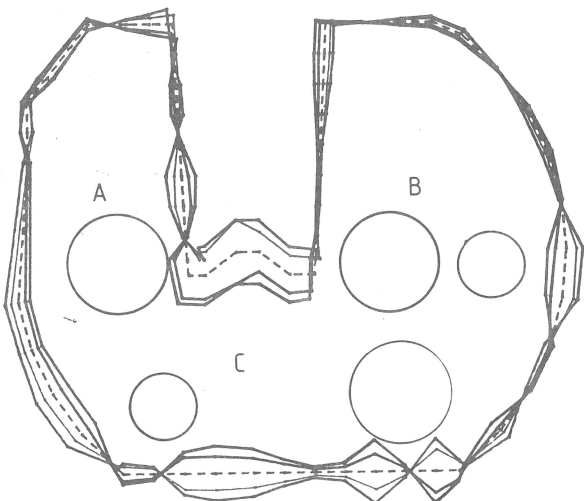


Abb. 4.10
Eigenschwingungsform des Hammerblattes mit Schlagfinne für die Eigenfrequenz 19,3 kHz

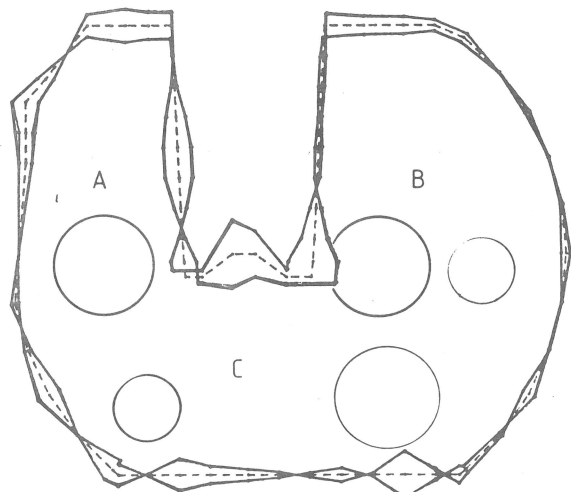


Abb. 4.11
Eigenschwingungsform des Hammerblattes mit Schlagfinne für die Eigenfrequenz 20,2 kHz

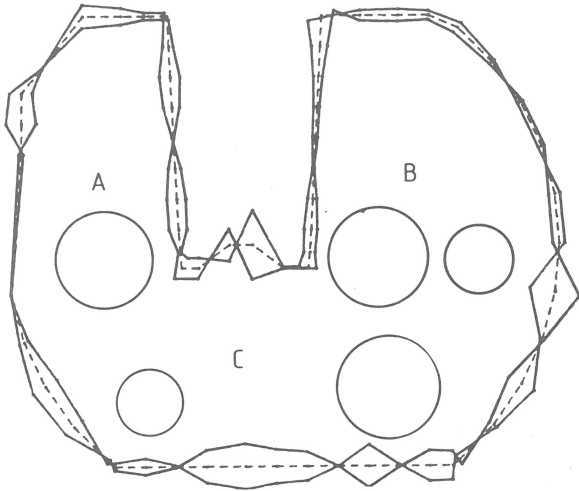


Abb. 4.12
Eigenschwingungsform des Hammerblattes mit Schlagfinne für die Eigenfrequenz 21,2 kHz

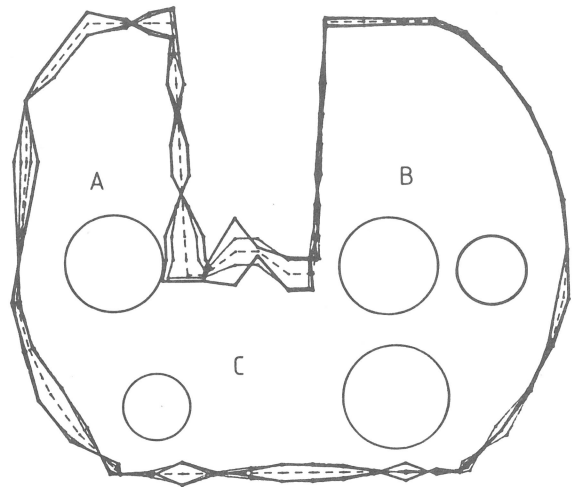


Abb. 4.13
Eigenschwingungsform des Hammerblattes mit Schlagfinne für die Eigenfrequenz 23,4 kHz

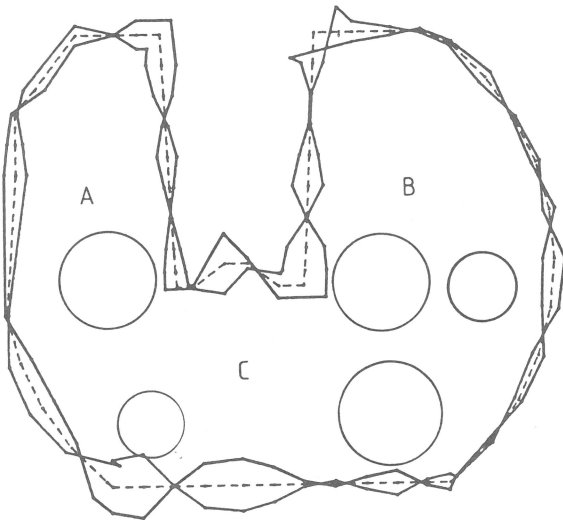


Abb. 4.14
Eigenschwingungsform des Hammerblattes mit Schlagfinne für die Eigenfrequenz 22,3 kHz

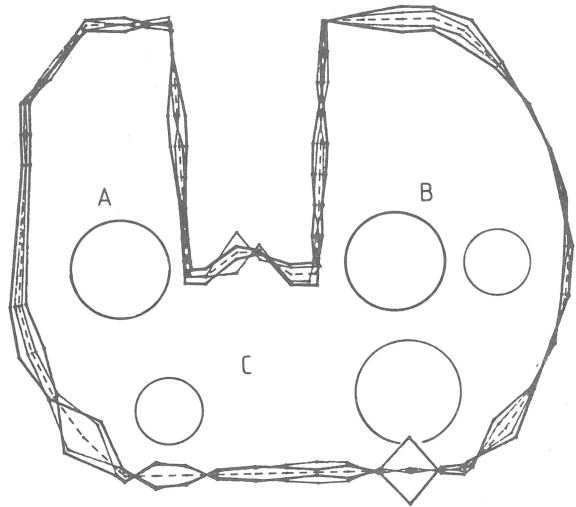


Abb. 4.15
Eigenschwingungsform des Hammerblattes mit Schlagfinne für die Eigenfrequenz 23,6 kHz

4.1.3 Im Pendelhammer montiertes Widerlager

Die Kerbschlagbiegeprobe wird von zwei Widerlagern aufgenommen, die in *Abb. 4.16* schematisch dargestellt sind. Die Position der Probe auf dem Widerlager ist angedeutet. Die Anzahl der Erregungspunkte senkrecht zur jeweiligen Fläche beträgt hier 31. Der Beschleunigungsaufnehmer wurde am Punkt 5 in der Richtung z angebracht. Die Ergebnisse der Modalanalyse für dieses Widerlager sind in der *Tabelle 4.3* aufgelistet.

Tabelle 4.3
Modal-Parameter des Widerlagers ohne Kraftschluß

lfd. Nr.	Eigenfrequenz [kHz]	Dämpfungsgrad [%]	Modal-Beschleunigung [m/s ²] Punkt 5, z-Richtung
1	19,92	1,57	0,565
2	20,31	0,67	1,09

Es ist offensichtlich, daß der Hauptmode eine Eigenfrequenz von 20,31 kHz hat. Die Eigenform nach *Abb. 4.17* bei 20,31 kHz zeigt, daß sich das Widerlager verbiegt und tordiert. Die modalen Beschleunigungen betragen am Punkt 5:

z-Richtung 1,09 m/s²
x-Richtung 0,697 m/s²

an Punkt 9:

z-Richtung 1,31 m/s²

x-Richtung 1,26 m/s²

y-Richtung 0,426 m/s²

Die Hauptverformungsrichtung ist also die z-Richtung.

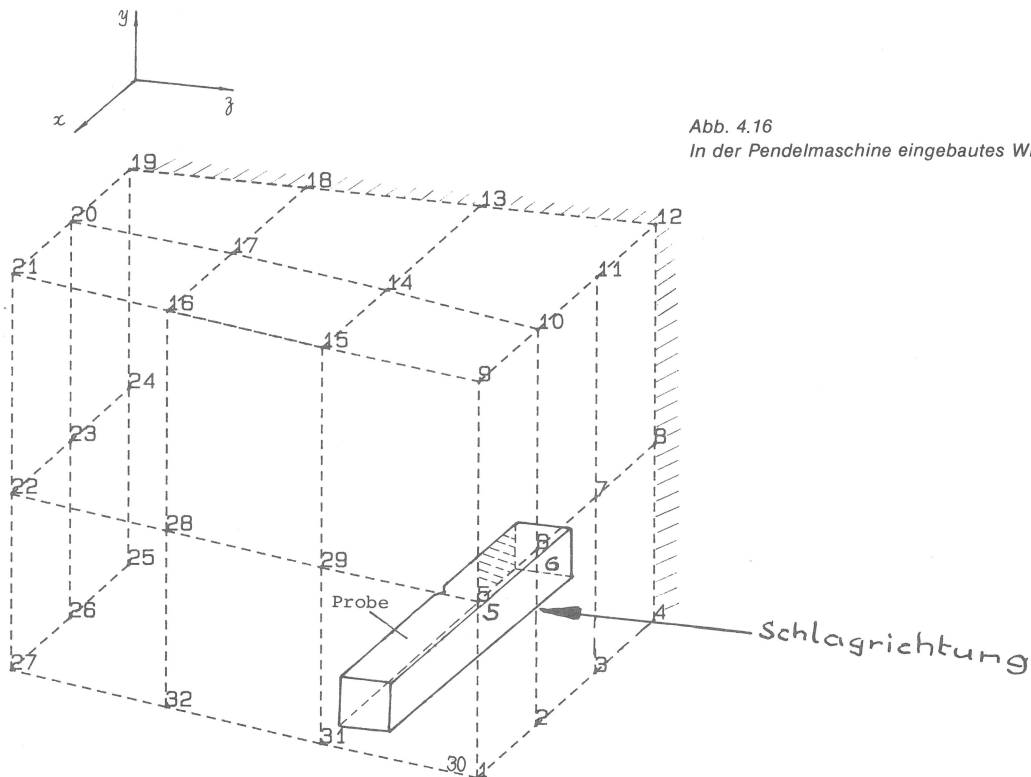


Abb. 4.16
In der Pendelmaschine eingebautes Widerlager

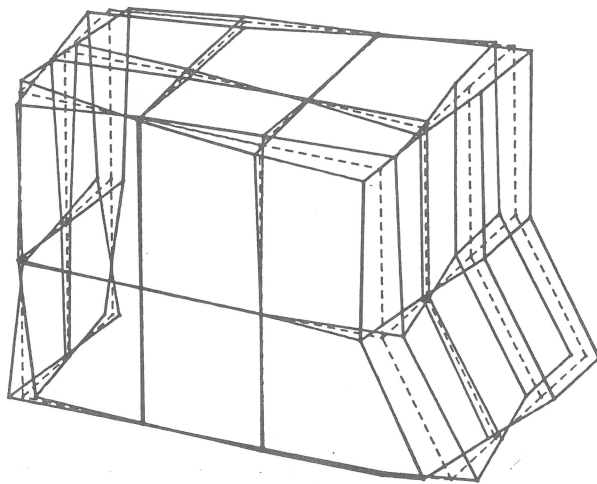


Abb. 4.17
Eigenschwingungsform des Widerlagers für die
Eigenfrequenz 20,31 kHz

4.2 Untersuchung der Strukturkomponenten bei Kraftschluß über eine Kerbschlagprobe

In diesem Schritt wurde die Modalanalyse an der kompletten Pendelmaschine unter Kopplung der besonders untersuchten Komponenten durch mechanische Verspannung des Systems Hammerblatt-Probe-Widerlager durchgeführt (Abb. 4.18). In Annäherung an die tatsächlichen Verhältnisse beim Kerbschlagversuch wurde eine Verspannkraft von 10 kN verwirklicht. Dazu wurde das Hammerblatt vom Rücken her mittels eines dünnen (10 mm Durchmesser) hochfesten Stahlseiles gegen Probe und Widerlager gedrückt. Die Verspannkraft wurde dabei mittels eines kleinen hydraulischen Zylinders auf dieses symmetrisch um das Hammergestell geführte Seil aufgebracht.

Zur Klärung eines möglichen Einflusses auf die Eigenschwingungen bei einer Ankopplung von Hammerblatt und Widerlager wurde auch hier die Modal-Analyse zunächst auf das Hammerblatt bzw. das Widerlager beschränkt (Abschn. 4.2.1 und 4.2.2). Dazu wurde ein Beschleunigungsaufnehmer auf dem Rücken des Hammerblattes befestigt und die Kontur des Hammerblattes an verschiedenen Stellen angeschlagen. Auf diese Weise konnten die Übertragungsfunktionen allein des Hammerblattes gemessen werden. In ähnlicher Weise wurde auch beim Widerlager vorgegangen.

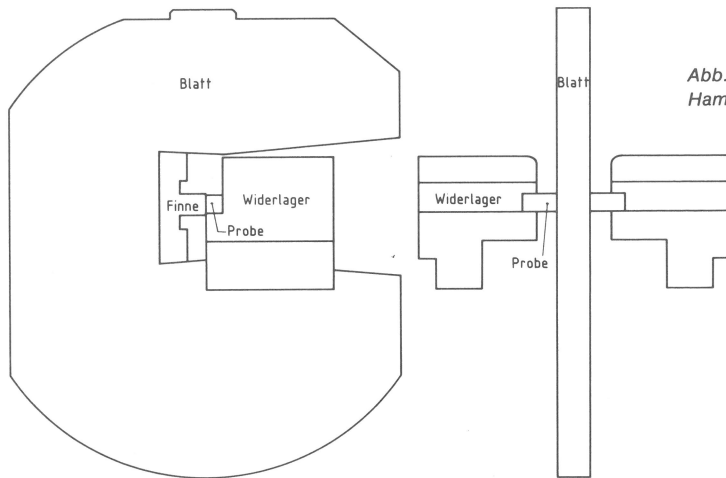


Abb. 4.18
Hammerblatt-Schlagfinne-Probe-Widerlager

Im nächsten Schritt (Abschn. 4.2.3) erfolgten dann die Messungen zur Ermittlung der Übertragungsfunktionen für das gesamte System Hammerblatt-Probe-Widerlager. Der Beschleunigungsaufnehmer befand sich wiederum auf dem Rücken des Hammerblattes, doch wurde in diesem Falle das Widerlager unmittelbar neben der Probenauflage angeschlagen. Der ausgewertete mechanische Impuls durchläuft in diesem Falle also das gesamte gekoppelte System.

4.2.1 Hammerblatt incl. Schlagfinne

Die gefundenen Moden und Modalparameter dieser Komponente sind in der *Tabelle 4.4* aufgelistet:

Tabelle 4.4
Modal-Parameter des Hammerblattes bei Kraftschluß

Ifd. Nr.	Eigenfrequenz [kHz]	Dämpfungsgrad [%]	Modal-Beschleunigung [m/s ²]	
			Punkt 27	Punkt 28
1	17,67	0,48	1,62	1,27
2	18,12	0,37	1,14	0,89
3	18,56	0,30	12,6	9,5
4	19,30	0,59	1,15	0,82
5	19,44	0,35	0,92	0,43
6	19,79	0,52	1,43	1,10
7	20,10	0,40	1,33	1,08
8	20,30	0,54	0,33	3,70
9	20,57	0,52	1,86	1,35
10	20,62	0,51	2,6	2,3
11	20,80	0,21	1,69	1,70
12	21,11	0,25	1,19	1,01
13	21,37	0,57	0,36	0,34
14	21,94	0,11	0,73	0,58
15	22,29	0,46	0,28	0,21
16	22,68	0,19	3,5	2,9
17	23,00	0,092	0,62	0,56
18	24,08	0,26	0,090	0,164
19	24,42	0,53	0,182	0,34
20	24,65	0,41	0,27	0,34
21	25,16	0,35	0,149	0,26
22	25,46	0,28	0,128	0,21
23	25,77	0,20	0,56	0,92
24	26,22	0,20	0,89	0,72

Ein Vergleich der Modalbeschleunigungen zeigt, daß der Mode für die Eigenfrequenz von 18,56 kHz am stärksten ausgeprägt ist; der nächst wichtigere Mode ist der mit der Eigenfrequenz von 22,68 kHz. Die Eigenschwingungsform des Modes 18,56 kHz (*Abb. 4.19*) zeigt, daß die longitudinalen Schwingungen zwischen Schlagfinne und Rückseite des Hammerblattes reflektiert werden. Die Eigenschwingungsform des Modes 22,68 kHz (*Abb. 4.20*) weist darauf hin, daß sich Teil A und Teil B gegenphasig bewegen.

Zur Gewinnung einer umfassenden Übersicht über die Moden und zum Vergleich der Verhältnisse bei freiem und verspanntem, d. h. angekoppeltem Hammerblatt wurden die Übertragungsfunktionen zwischen den Punkten 5 und 27 (*Abb. 4.9*) ermittelt. Die Übertragungsfunktion des Hammerblattes bei 10 kN Ankoppelungskraft zeigt, daß der Mode mit der Eigenfrequenz 18,56 kHz eindeutig vorherrschend ist (*Abb. 4.21*). Diese Frequenz ist gegen die des freien Hammerblattes (*Abb. 4.22*) um ca. 0,8 kHz verschoben.

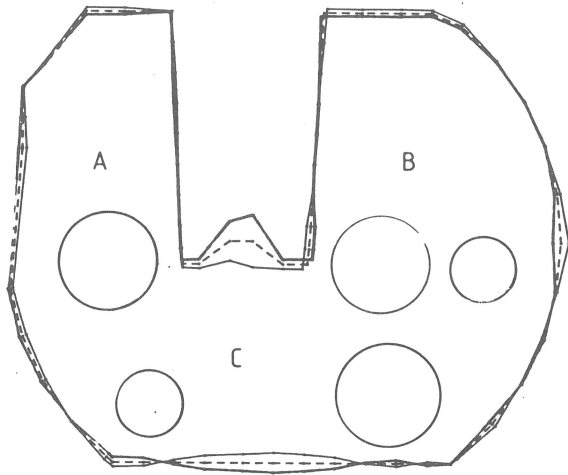


Abb. 4.19
Eigenschwingungsform des Hammerblattes mit Schlagfinne bei Kraftschluß für die Eigenfrequenz 18,6 kHz

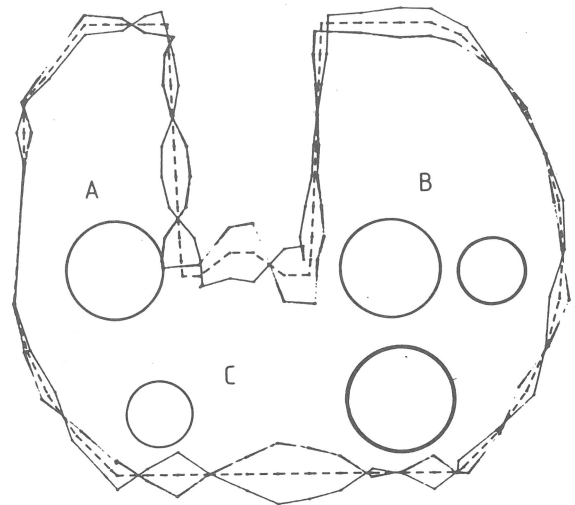


Abb. 4.20
Eigenschwingungsform des Hammerblattes mit Schlagfinne bei Kraftschluß für die Eigenfrequenz 22,7 kHz

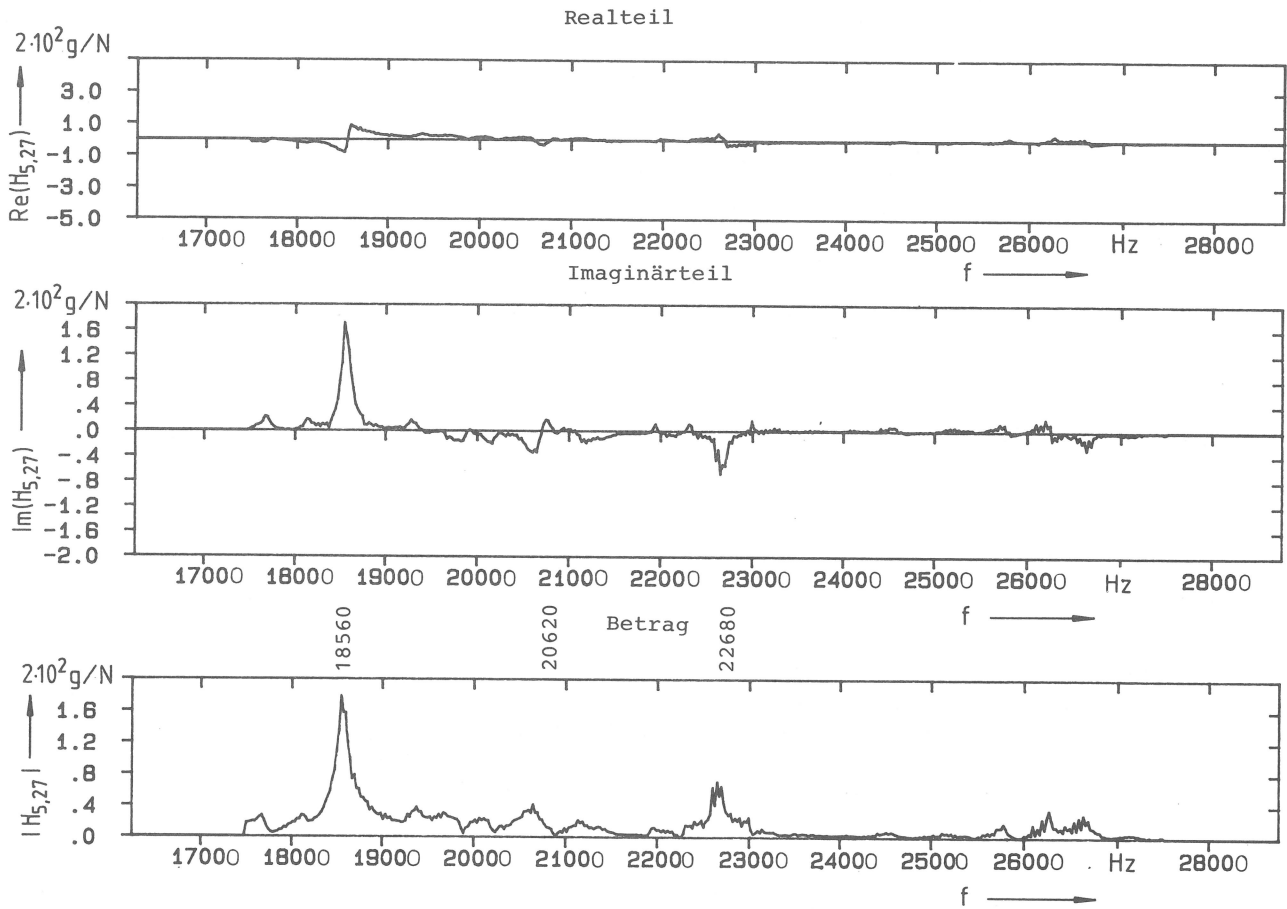


Abb. 4.21
Übertragungsfunktion des Hammerblattes mit Schlagfinne unter 10 kN Vorspannkraft zwischen Punkt 5 und 27

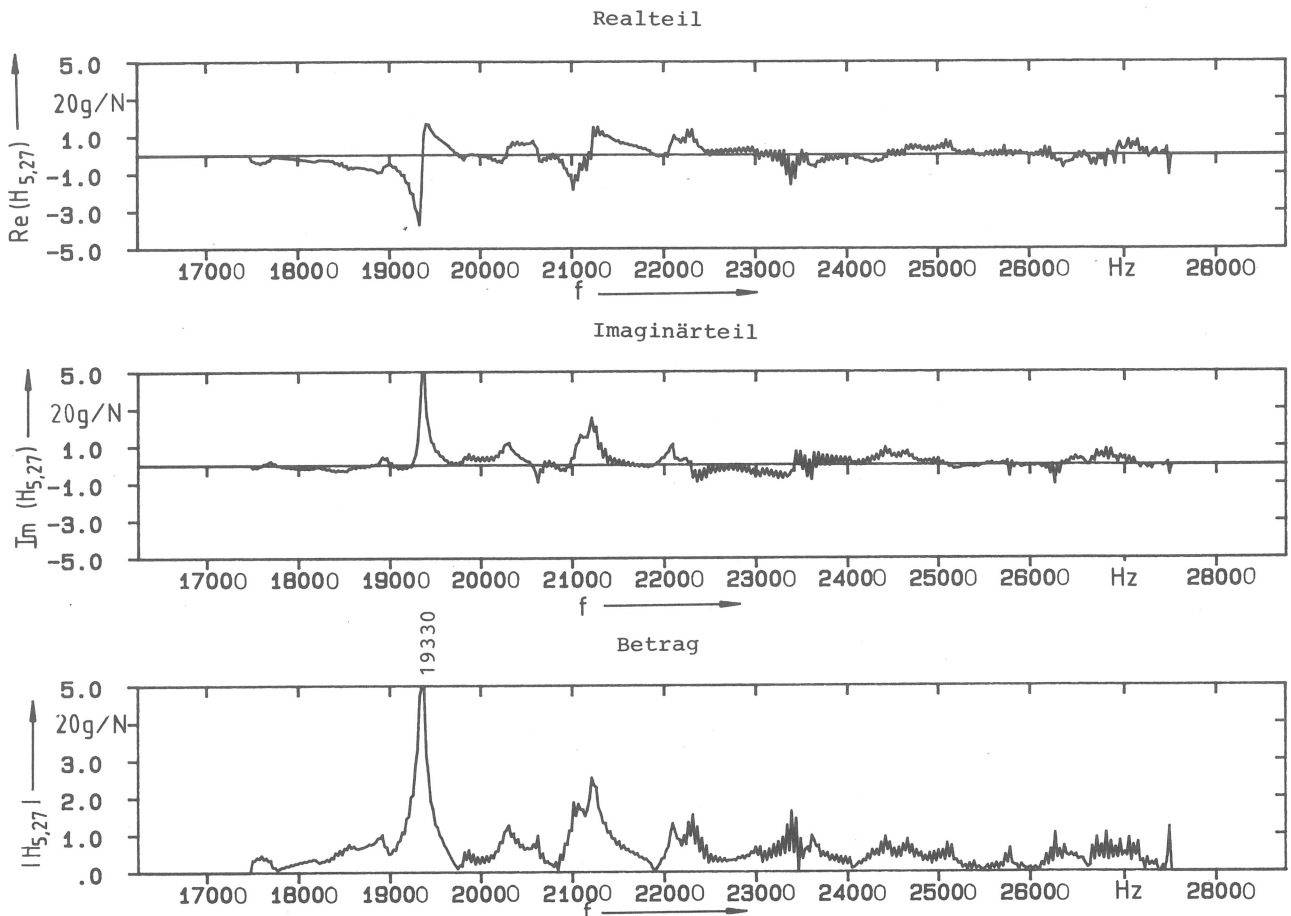


Abb. 4.22 Übertragungsfunktion des freien Hammerblattes mit Schlagfinne zwischen Punkt 5 und 27

4.2.2 Widerlager

Die untersuchten Moden und Modalparameter des Widerlagers bei einer Verspannkraft von 10 kN zeigt *Tabelle 4.5*:

lfd. Nr.	Eigenfrequenz [kHz]	Dämpfungsgrad [%]	Modal-Beschleunigung [m/s ²] Punkt 5, z-Richtung
1	19,89	0,44	1,61
2	25,63	0,30	0,90

Tabelle 4.5
Modal-Parameter des Widerlagers bei Kraftschluß

Die Ankopplungsstelle zwischen Probe und Widerlager liegt am Punkt 5 (Abb. 4.16). Daher sind die dort vorliegenden Modal-Beschleunigungen wichtig. In Verbindung mit der Übertragungsfunktion des Punktes 5, d. h. der Admittanz des Anregungspunktes wird dann deutlich, daß die Hauptschwingungsmoden die mit den Frequenzen 19,89 kHz und 25,63 kHz sind (Abb. 4.23). Die entsprechenden Eigenschwingungsformen sind in *Abb. 4.24 und 4.25* dargestellt. Die beiden Modeformen sind ähnlich und stellen eine Kombination von Biege- und Torsionsdeformationen dar; lediglich die Seitenfläche y-z bewegt sich in unterschiedlicher Art und Weise.

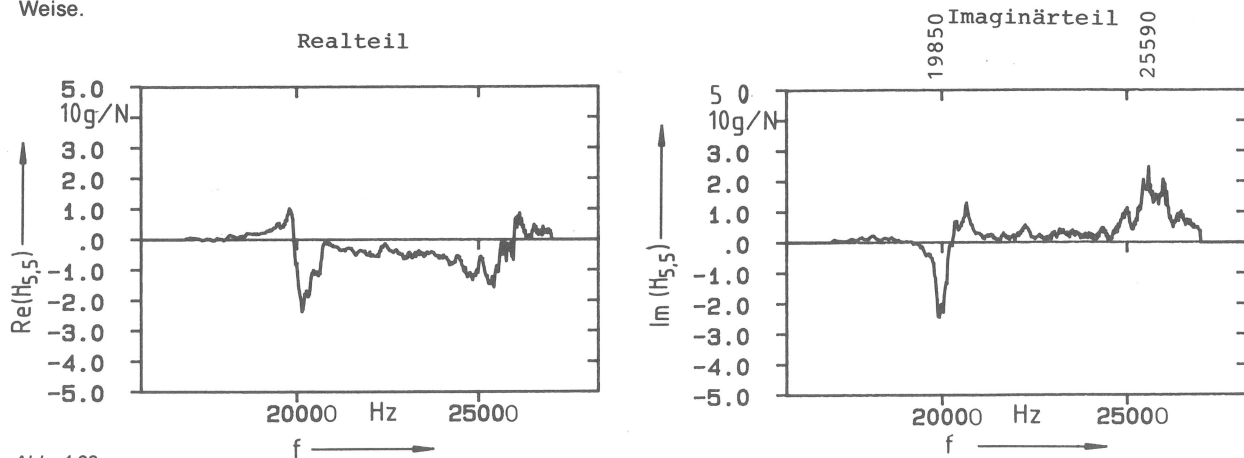


Abb. 4.23 Übertragungsfunktion des Widerlagers Punkt 5 (z-Richtung)

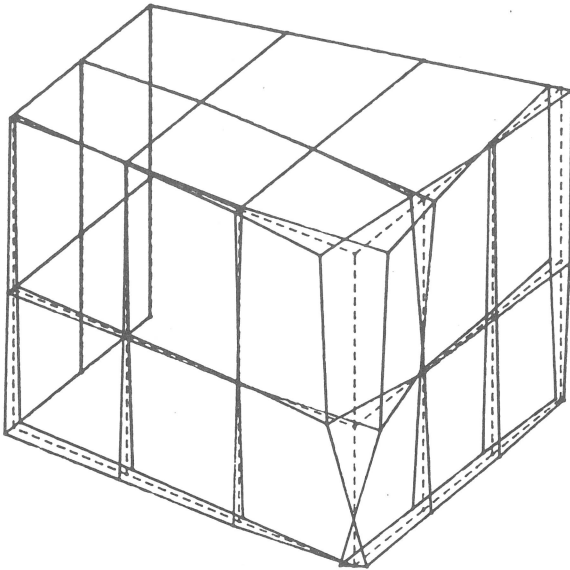


Abb. 4.24
Eigenschwingungsform des Widerlagers unter 10 kN-Vorspannkraft für die Eigenfrequenz 19,89 kHz

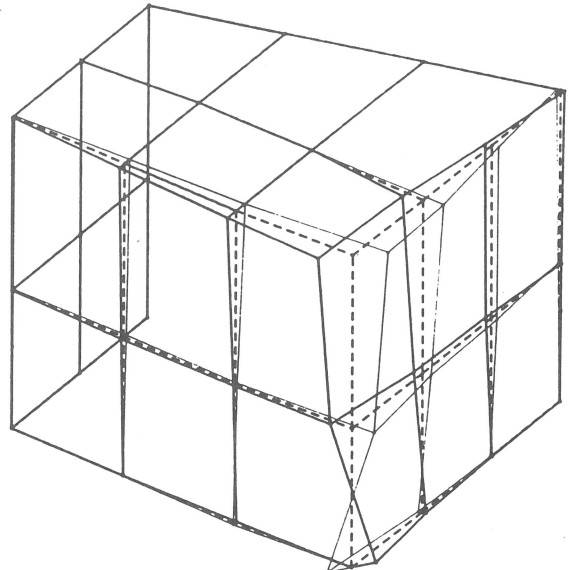


Abb. 4.25
Eigenschwingungsform des Widerlagers unter 10 kN-Vorspannkraft für die Eigenfrequenz 25,63 kHz

4.2.3 Die Übertragungsfunktionen für das Gesamtsystem Hammerblatt-Probe-Widerlager

Zur Ermittlung des Übertragungsverhaltens des Systems Hammerblatt-Probe-Widerlager wurde die Übertragungsfunktion zwischen Punkt 9 des Widerlagers (Abb. 4.14) und Punkt 5 des Hammerblattes (Abb. 4.9) gemessen. Auch hier sind wieder zwei Moden ausgeprägt (Abb. 4.26): der mit einer Eigenfrequenz von 18,5 kHz entspricht der longitudinalen Schwingung im Hammerblatt und der mit der Eigenfrequenz von 25,5 kHz der Biege- und Torsionsschwingung des Widerlagers.

Werden nun die Ergebnisse zusammengefaßt, so kann gesagt werden, daß die Hauptmoden des Systems Hammerblatt-Probe-Widerlager auch unter einer Ankopplungskraft von 10 kN die mit den Eigenfrequenzen von 18,6 kHz und 25,6 kHz sind.

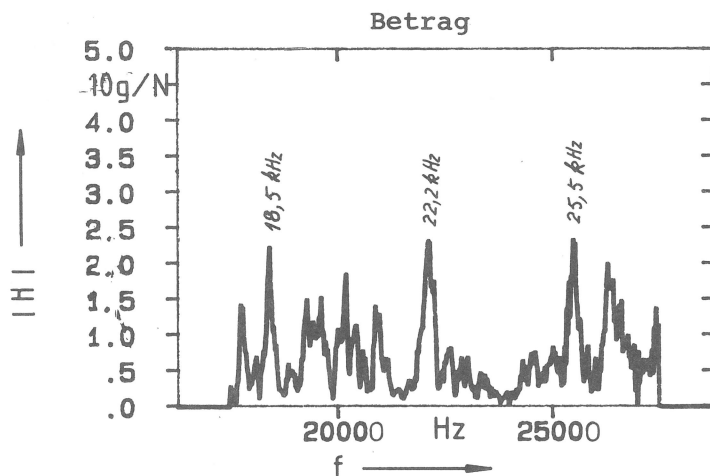


Abb. 4.26
Übertragungsfunktion zwischen Hammerblatt (Punkt 5) und Widerlager (Punkt 9)

5. Ursachen der Störschwingungen

Nach den Ergebnissen der Analyse der transienten Schlagkraft-Zeit-Signale beim Kerbschlagbiegeversuch auf dem als Beispiel untersuchten 300 J-Pendelhammer liegen die Frequenzen der überlagerten Störschwingungen bei 18,7 kHz und 25,7 kHz; Schwingungen mit 25,7 kHz treten nur mit wenigen Perioden gleich nach dem Erreichen der Ligamentplastizierung auf. Diese Störschwingungs-Frequenzen sind sowohl durch eine Analyse der Dehnungssignale des Hammerblattes (18,6 ... 18,8) kHz als auch anhand von Beschleunigungsmessungen am Widerlager (25,6 kHz) nachgewiesen.

Auch die Ergebnisse der Modal-Analyse am Pendelhammer bestätigen diese Frequenzen als Eigenfrequenzen des Hammerblattes und des Widerlagers. Sie ergaben darüber hinaus, daß die beiden ausgeprägten Moden eine Longitudinalschwingung des Hammerblattes zwischen Schlagfinne und Hammerblatt-Rücken mit der Eigenfrequenz 18,6 kHz und eine Biege- und Torsionsschwingung des Widerlagers mit einer Eigenfrequenz von 25,6 kHz darstellen. Die Verspannung des Systems über die Kerbschlagprobe kann deren mechanische Impedanz und damit auch die Eigenfrequenzen verändern. Bei Berücksichtigung einer

derartigen Ankopplung durch die relativ weiche Probe stimmen die beiden Eigenfrequenzen 18,6 kHz und 25,6 kHz mit den beobachteten Frequenzen der im Schlagkraft-Zeit-Signal beobachteten Störschwingungen mit Frequenzen von 18,7 kHz und 25,7 kHz gut überein.

Damit kann die Schlußfolgerung gezogen werden, daß die Störschwingungen mit Frequenzen von 18,7 kHz und 25,7 kHz einmal durch die Longitudinal-Eigenschwingungen des Hammerblattes, zum anderen durch Biege- und Torsionseigenschwingung des Widerlagers verursacht werden.

6. Die Abschwächung der Störschwingungen

6.1 Übersicht

Zur Verminderung von Störschwingungen stehen folgende Möglichkeiten zur Verfügung:

Modifikationen der Erregungsspektren und /oder des Erregungspunktes, Veränderungen der Konstruktionsparameter der Struktur und /oder Verwendung zusätzlicher dämpfender oder tilgender Hilfsmittel.

Das Erregungsspektrum müßte so geändert werden, daß die der Störschwingung entsprechende Spektrumslinie vermindert oder ganz beseitigt wird. Eine Schwingungsanregung ist auch nicht zu erwarten, wenn die Erregung auf einen Knoten einwirkt. Weiterhin könnten die Konstruktionsparameter der Struktur so geändert werden, daß die Eigenfrequenzen der Struktur nicht mit den energiereichen Erregungsspektrums-Linien zusammenfallen. Schließlich können zusätzliche Dämpfungsschichten oder -elemente sowie Schwingungstilger eingesetzt werden.

Die beiden erstgenannten Maßnahmen können jedoch nicht realisiert werden, ohne den Kerbschlagbiegeversuch mit seinen weitgehend genormten Komponenten zu ändern. Sehr viel einfachere Möglichkeiten werden jedoch in der Erhöhung der Dämpfung des Schlaghammers gesehen. Daher werden zunächst die grundsätzlichen Arten einer Dämpfung betrachtet, um dann aus Ergebnissen von Grundsatzversuchen an einfachen Strukturen die erforderlichen dämpfenden Maßnahmen am Schlaghammer entwickeln und erproben zu können.

Bezüglich der Dämpfung stehen drei Grundtypen zur Verfügung:

Materialdämpfung

Diese basiert auf dem Effekt, daß Werkstoffe neben ihren elastischen oder plastischen Eigenschaften auch die Besonderheit zeigen, daß sie in ihrem Volumen Verformungs-Energie in Wärme umsetzen können. Die Wirksamkeit der Dämpfung hängt dabei von den speziellen Eigenschaften des Werkstoffes ab. Die üblichen technischen Werkstoffe sind in diesem Zusammenhang wie folgt zu kennzeichnen:

- viskoelastische Werkstoffe

Bei diesen Stoffen wird die viskose Eigenschaft zumeist als ideal-linear angenommen. Viele Kunststoffe, z. B. Thermoplaste und Elastomere, können als viskoelastische Werkstoffe aufgefaßt werden. Typische technische Eigenschaften solcher Werkstoffe sind:

Schubmodul 1 . . . 20 GPa

Verlustfaktor 0,1 . . . 2

Poissonsche Zahl rd. 0,5

- Metalle

Diese Werkstoffe verhalten sich z. T. unter höheren Belastungen zunehmend nichtlinear, d. h. bei höheren periodischen Spannungen treten plastische Deformationen auf. Der zeitliche Verlauf der Spannungen und der Temperaturen beeinflußt stark die Dämpfungseigenschaften dieser Werkstoffe. Die Verlustfaktoren liegen im Bereich 10^{-5} bis 10^{-2} .

Dämpfung bei Nutzung von Relativbewegungen

Hierbei wird Schwingungsenergie durch Reibung zwischen einzelnen Elementen eines Systems dissipiert. Im Gegensatz zur Materialdämpfung findet die Energie-Umsetzung nicht innerhalb des Werkstoffes des schwingenden Systems, sondern auf den Oberflächen der Strukturelemente statt. Die Reibung kann dabei als trockene (Coulombsche) oder als viskose Reibung wirksam werden. Darüber hinaus sind zusätzlich angekoppelte Visko-Dämpfer zwischen der schwingenden Struktur und einem Bezugspunkt möglich.

Abstrahlungsdämpfung

Die Energiedissipation erfolgt hier weder innerhalb des Werkstoffes noch auf den Oberflächen der Strukturelemente, sondern

außerhalb des Systems im Kontakt mit einem Umgebungsmedium. In bezug auf die konstruktive Ausführung können unterschiedliche Anordnungen verwendet werden. Beispielsweise sind zusätzliche Dämpfungsschichten wie folgt einzusetzen:

- als freie Schichten (Oberfläche),
- als Schubspannungen übertragende (constrained) Schichten,
- Sandwich-Konstruktionen.

Alle diese Mechanismen der Dämpfungen spielen eine Rolle bei der Abschwächung von Störschwingungen. Es ist erforderlich, für eine bestimmte Konstruktion in Abhängigkeit von der Art der Störschwingungen die jeweils angemessene Dämpfungsart auszuwählen und zu optimieren.

6.2 Erhöhung der Dämpfung der longitudinalen Schwingungen des Hammerblattes

Störschwingungen, die in der Praxis häufig auftreten, zeigen sich zumeist in Form von Biege- und /oder Torsionsschwingungen mit zumeist ausgeprägten Moden im Bereich niedriger Frequenzen. Wenig ist der Literatur über die Dämpfung hochfrequenter longitudinaler Störschwingungen zu entnehmen.

Die vorangestellten Untersuchungen haben ergeben, daß das Hammerblatt zwischen Schlagfinne und Hammerrücken starke longitudinale Schwingungen mit einer Eigenfrequenz von 18,6 kHz zeigt. Diese hochfrequenten Störschwingungen werden im wesentlichen durch den steilen Kraftanstieg zu Beginn des Kerbschlagversuches angeregt. Das erregende Spektrum kann aber wegen der festliegenden Versuchsbedingungen (Schlaggeschwindigkeit; Steifigkeit der Anordnung) nicht entscheidend modifiziert werden. Auch einer durchgreifenden konstruktiven Änderung der Prüfanordnung zum Zwecke der Variation der Eigenschwingungen sind Grenzen gesetzt. Daher kommt den Möglichkeiten einer Dämpfung hier die entscheidende Bedeutung zu.

Eine Dämpfung unter Nutzung von Relativbewegungen wird in diesem Fall schwierig sein. Ähnlich schwierig ist die Verwendung eines Tilgers mit einer bis zu ca. 20 kHz abgestimmten Resonanzfrequenz. Das Hammerblatt befindet sich in der Luft, so daß keine nennenswerten Anteile der Schwingungsenergie in die Luft „abgestrahlt“ werden. Besondere Bedeutung kommt der Frage zu, ob die Schwingungsenergie in eine andere Komponente der Struktur übertragen und dann durch Materialdämpfung dissipiert werden kann.

6.2.1 Grundsatzversuche

6.2.1.1 Longitudinale Schwingung eines eindimensionalen homogenen Stabes mit Eigendämpfung

Zur Untersuchung der Abschwächung longitudinaler Schwingungen und zur Klärung der Leistungsfähigkeit des Meßverfahrens zur Bestimmung des Verlustfaktors des Werkstoffes wird von der grundlegenden elementaren Theorie der longitudinalen Schwingungen eines eindimensionalen Stabes mit Eigendämpfung ausgegangen.

Dazu werden folgende Annahmen getroffen:

- die Länge des Stabes ist unendlich, so daß Quereffekte vernachlässigt werden können.
- der Querschnitt ist gleichmäßig.
- der Stab ist zylindrisch.
- der Werkstoff des Stabes ist isotrop und homogen.
- der Verlustfaktor und der dynamische E-Modul sind von der Frequenz unabhängig.
- es gilt das Hookesche Gesetz.

Die grundlegende Wellengleichung für einen derartigen Stab lautet [60, 62]

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} - \frac{1}{\underline{C}^2} \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = \frac{f(x, t)}{\underline{E} S} \quad (6.1)$$

mit

x	die Orts-Koordinate des untersuchten Elementes des Stabes
ξ	die elastische Verschiebung des untersuchten Elements des Stabes aus der Ruhelage
t	die Zeit
$\underline{C} = \left(\frac{\underline{E}}{\rho}\right)^{1/2}$	die komplexe Schallgeschwindigkeit
ρ	die Dichte des Werkstoffes des Stabes
$\underline{E} = E_d (1 + i\eta)$	der komplexe E-Modul
E_d	der dynamische E-Modul
η	der Verlustfaktor
$f(x, t)$	die äußere Kraft.

Die komplexe Schallgeschwindigkeit läßt sich umschreiben zu:

$$\underline{C}^2 = \frac{\underline{E}}{\rho} = \frac{E_d (1 + i\eta)}{\rho} = C_0^2 (1 + i\eta) \quad (6.2)$$

Durch die Reihenentwicklung bei Vernachlässigung der höheren Glieder ist mit $\eta \ll 1$

$$C_0 = \underline{C} (1 - i\eta/2) . \quad (6.3)$$

Der komplexe Wellenvektor \underline{k} wird definiert zu

$$\underline{k} = \frac{\Omega}{\underline{C}} = \frac{\Omega}{C_0} (1 - i\eta/2) = k_0 (1 - i\eta/2) , \quad (6.4)$$

wobei $k_0 = \Omega/C_0$ gesetzt wurde.

Für einen frei schwingenden Stab hat die Wellengleichung die Form

$$\frac{\partial^2 \underline{\xi}}{\partial x^2} = \frac{1}{\underline{C}^2} \frac{\partial^2 \underline{\xi}}{\partial t^2} . \quad (6.5)$$

Der allgemeine exponentielle Lösungssatz für ebene harmonische Wellen

$$\underline{\xi}(x, t) = \hat{\underline{\xi}}(x) e^{i\Omega t} \quad \text{mit} \quad (6.6)$$

$$\hat{\underline{\xi}}(x) = \underline{A} \exp(-i\underline{k}x) + \underline{B} \exp(i\underline{k}x) , \quad (6.7)$$

soll herangezogen werden, wobei \underline{A} und \underline{B} als komplexe Amplituden von jeweils in $+x$ - und $-x$ -Richtung laufenden Wanderwellen aufgefaßt werden können, die durch Anpassung an die Anfangsbedingungen bestimmbar sind.

Die mechanische Impedanz \underline{Z} wird definiert als das Verhältnis der erregenden Wechselkraft zu der durch sie erzeugten Schwinggeschwindigkeit:

$$\underline{Z} = \frac{\underline{f}_x}{\underline{v}_x} = \frac{-\sigma_{xx} S}{\underline{v}_x} , \quad (6.8)$$

wobei

$$\underline{v}_x = \partial \underline{\xi} / \partial t = i\Omega \underline{A} \exp[i(\Omega t - \underline{k}x)] + i\Omega \underline{B} \exp[i(\Omega t + \underline{k}x)] , \quad (6.9)$$

$$\sigma_{xx} = \underline{E} \cdot \partial \underline{\xi} / \partial x = -i\underline{k} \underline{E} \underline{A} \exp[i(\Omega t - \underline{k}x)] + i\underline{k} \underline{E} \underline{B} \exp[i(\Omega t + \underline{k}x)] \quad (6.10)$$

Stabspannung

S Fläche des Stabquerschnittes

bedeuten.

Dann gilt mit (6.6), (6.7) und (6.8)

$$\underline{Z} = \underline{Z}_0 \frac{\underline{A} \exp(-i\underline{k}x) - \underline{B} \exp(i\underline{k}x)}{\underline{A} \exp(-i\underline{k}x) + \underline{B} \exp(i\underline{k}x)} , \quad (6.11)$$

wobei $\underline{Z}_0 = \rho \underline{C} S$ die Kennimpedanz des Stabes ist.

Im folgenden wird ein Stab mit endlicher Länge l betrachtet, der bei $x = 0$ erregt wird. Die Endimpedanz ist dann durch

$$\begin{aligned} \underline{Z}_T &= \underline{Z}_0 \frac{\underline{A} \exp(-i\underline{k}l) - \underline{B} \exp(i\underline{k}l)}{\underline{A} \exp(-i\underline{k}l) + \underline{B} \exp(i\underline{k}l)} \\ &= \underline{Z}_0 \frac{1 - (\underline{B}/\underline{A}) \exp(2i\underline{k}l)}{1 + (\underline{B}/\underline{A}) \exp(2i\underline{k}l)} \end{aligned} \quad (6.12)$$

gegeben. Der komplexe Reflexions-Koeffizient ist definiert zu

$$\underline{R}^* = \frac{\underline{B}}{\underline{A}} \exp(2i\underline{k}l) = \frac{\underline{Z}_0 - \underline{Z}_T}{\underline{Z}_0 + \underline{Z}_T} , \quad (6.13)$$

woraus sich

$$\underline{Z}_T = \underline{Z}_0 \frac{1 - \underline{R}^*}{1 + \underline{R}^*} \quad (6.14)$$

ergibt. Aufgrund von Gl. (6.9), (6.10) und (6.13) kann $+\underline{R}^*$ als Reflexionskoeffizient der Geschwindigkeit \underline{v}_x , $-\underline{R}^*$ als Reflexionskoeffizient der Spannung σ_{xx} interpretiert werden. Der Stab wurde bei $x = 0$ mit der Kraft f_1 erregt und gleichzeitig die Geschwindigkeit v_1 bei $x = 0$ gemessen. Die Admittanz des Erregungspunktes wird dann definiert zu

$$\underline{Y}_{11} = \frac{1}{\underline{Z}_{11}} = \frac{\underline{v}_1}{\underline{f}_1} = \frac{\underline{Z}_0 \cosh(i\underline{k}l) + \underline{Z}_T \sinh(i\underline{k}l)}{\underline{Z}_0 [\underline{Z}_0 \sinh(i\underline{k}l) + \underline{Z}_T \cosh(i\underline{k}l)]} . \quad (6.15)$$

Bei extremen Fällen, z. B. wenn das Ende des Stabes frei ist, wird $\underline{Z}_T = 0$. Daraus folgt dann

$$\underline{Y}_{-11} = \frac{1}{\underline{Z}_0} \coth(i k \ell) \quad (6.16)$$

Die entsprechende Beschleunigungsadmittanz des Erregungspunktes läßt sich durch

$$\underline{Y}_{-11}^a = \frac{\underline{a}_1}{\underline{f}_1} = \frac{i \Omega \underline{v}_1}{\underline{f}_1} = \frac{i \Omega}{\underline{Z}_0} \coth(i k \ell) \quad (6.17)$$

darstellen. Wird ein Stab an einem Ende $x = 0$ erregt und die Beschleunigung am anderen Ende $x = 1$ des Stabes gemessen, dann wird die Übertragungsadmittanz definiert zu

$$\underline{Y}_{-12}^a = \frac{\underline{a}_2}{\underline{f}_1} = \frac{i \Omega}{\underline{Z}_0 \sinh(i k \ell)} \quad (6.18)$$

6.2.1.2 Die longitudinale Schwingung eines zusammengesetzten Stabes mit Eigendämpfung

Ein kombinierter Stab sei aus zwei jeweils homogenen Stäben zusammengesetzt, die gleichen Querschnitt besitzen und dessen Komponenten mit „1“ und „2“ bezeichnet werden. Die mechanische Verbindung an der Schnittstelle sei perfekt, und zwar ohne jeden Energie-Verlust. Für Stab 2 beträgt die mechanische Impedanz an der Schnittstelle

$$\underline{Z}_{22} = \underline{Z}_{02} \tanh(i k_2 \ell_2) \quad (6.19)$$

wobei $\underline{Z}_{02} = \rho_2 \underline{C}_2 S_2$ Kennimpedanz des Stabes 2 und ℓ_2 die Länge des Stabes 2

sind.

Für Stab 1 soll \underline{Z}_{22} dessen End-Impedanz \underline{Z}_T sein, d. h. $\underline{Z}_{22} = \underline{Z}_T$. Damit ergibt sich

$$\underline{Z}_{-11} = \underline{Z}_{01} \frac{\underline{Z}_{01} \tanh(i k_1 \ell_1) + \underline{Z}_{02} \tanh(i k_2 \ell_2)}{\underline{Z}_{01} + \underline{Z}_{02} \tanh(i k_1 \ell_1) \tanh(i k_2 \ell_2)} \quad (6.20)$$

Die Beschleunigungsadmittanz des Erregungspunktes bei $x = 0$ kann ausgedrückt werden zu

$$\underline{Y}_{-11}^a = \frac{\underline{a}_1}{\underline{f}_1} = \frac{i \Omega}{\underline{Z}_{-11}} = \frac{i \Omega}{\underline{Z}_{01}} \cdot \frac{1 + (\underline{Z}_{02}/\underline{Z}_{01}) \tanh(i k_1 \ell_1) \cdot \tanh(i k_2 \ell_2)}{\tanh(i k_1 \ell_1) + (\underline{Z}_{02}/\underline{Z}_{01}) \tanh(i k_2 \ell_2)} \quad (6.21)$$

An der Schnittstelle $x_1 = \ell_1$ oder $x_2 = 0$ wird der Reflexions-Koeffizient aus folgender Beziehung berechnet:

$$\underline{R}^* = \frac{1 - \frac{\rho_2 \underline{C}_2 S_2}{\rho_1 \underline{C}_1 S_2} \tanh(i k_2 \ell_2)}{1 + \frac{\rho_2 \underline{C}_2 S_2}{\rho_1 \underline{C}_1 S_1} \tanh(i k_2 \ell_2)} \quad (6.22)$$

Wenn $S_1 = S_2$, gilt

$$\underline{R}^* = \frac{1 - \left(\frac{\rho_2 \underline{C}_2}{\rho_1 \underline{C}_1}\right) \tanh(i k_2 \ell_2)}{1 + \left(\frac{\rho_2 \underline{C}_2}{\rho_1 \underline{C}_1}\right) \tanh(i k_2 \ell_2)} \quad (6.23)$$

6.2.1.3 Zur Ermittlung der dynamischen Eigenschaften von Werkstoffen

Die dynamischen Eigenschaften umfassen u. a. den dynamischen E-Modul E_d und den Verlustvektor η . Diese Größen hängen von

- der Vorspannung,
- der Amplitude der Wechselbelastungen,
- der Temperatur und
- der Frequenz der Wechselbelastungen

ab. Der hier verwendete Dämpfungswerkstoff ist unter folgenden Bedingungen eingesetzt:

- freier Zustand, d. h. ohne mechanische Vorspannung;

- die Amplitude der Wechselbelastungen ist extrem gering; Messungen am Hammerblatt ergaben ca. 0,4 N/mm², wobei im Dämpfungswerkstoff dann ähnliche Spannungsamplituden vorliegen dürften;
- Raumtemperatur.

Daher bleibt als wichtigste Abhängigkeit die von der Frequenz zu klären.

Die herkömmliche Ermittlung basiert auf dem Kelvin-Voigt-Modell mit einem Freiheitsgrad; es stehen drei Methoden zur Verfügung [63]:

- Abklingverfahren (z. B. DIN 53 520) zur Bestimmung des logarithmischen Dekrements Λ ,
- Bandpaß-Methode: Im Frequenzgang-Diagramm wird die Bandbreite $\Delta\Omega = \Omega_2 - \Omega_1$ zwischen den Frequenzen mit halber Leistung entsprechend dem 0,707fachen des Maximums bei ω_n ermittelt.
- Hystereseschleifen-Methode: Aus dem Kraft-Deformations-Diagramm wird die relative Dämpfung ψ als Verhältnis der dissipierten Energie zur Dehnungsenergie z. B. nach DIN 740 (S. 8) ermittelt.

Die Dämpfungsparameter stehen miteinander in folgender Beziehung:

$$\Lambda = \ln \frac{x_n}{x_{n+1}} ; \quad (\Lambda/2 \pi) / \sqrt{1 + (\Lambda/2 \pi)^2} = D$$

$$Q = \frac{\Delta\Omega}{\omega_n} ; \quad 1/2 Q = D = \eta_p/2$$

$$\psi ; \quad \psi/4 \pi = D$$

wobei η_p der Verlustfaktor der Probe ist.

Im vorliegenden Fall wird statt des Kelvin-Voigt-Modells ein eindimensionaler Stab mit gleichmäßig verteilter Masse untersucht. Der Frequenzgang des Stabes wird mittels eines FFT-Analysators nach der Stoßerregungsmethode ermittelt und danach mit Hilfe der Bandpaß-Methode η_p gefunden. Dabei sind noch folgende Fragen zu klären:

Welche Rolle spielt die Dispersion bezüglich der Genauigkeit von η_p ,

Unter welchen Bedingungen repräsentiert der Verlustfaktor der Probe η_p auch den Verlustfaktor des Werkstoffes η ,

Welche Voraussetzungen sind bei Anwendung der Bandpaß-Methode zu beachten?

Zur Beschreibung der longitudinalen Schwingungen eines eindimensionalen elastischen Kontinuums (Stab), bei dem die Querbewegungen nicht vernachlässigt werden können, steht als einziger exakter Ansatz die Pochhammer-Chree-Theorie [57] zur Verfügung. Die Erweiterung dieses Ansatzes auf viskoses Material ist sehr aufwendig. Daher soll hier der Näherungsansatz von Love [65] verwendet werden. Nach diesem Ansatz wird die Wellengleichung eines zylindrischen Stabes durch

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} - \frac{\mu^2 a^2}{8} \frac{\partial^4 \xi}{\partial x^2 \partial t^2} = \underline{C}^2 \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} \quad (6.24)$$

beschrieben, wobei

a der Radius des Stabes

$\mu = \mu_d (1 + 1 \eta_\mu)$ das komplexe Poissonsche Verhältnis

μ_d das dynamische Poissonsche Verhältnis und

η_μ der Verlustfaktor des Poissonschen Verhältnisses

sind.

Für harmonische Schwingungen

$$\xi(x, t) = \hat{\xi}(x) e^{i\Omega t} \quad (6.25)$$

kann die Gleichung umgeschrieben werden:

$$\frac{d^2 \hat{\xi}}{d x^2} = - \frac{1}{\underline{C}^2} \left[1 - \left(\frac{\Omega}{\underline{C}} \right)^2 \cdot \frac{\mu^2 a^2}{8} \right] \Omega^2 \hat{\xi} ; \quad (6.26)$$

daraus ergibt sich

$$\underline{\sigma}_{xx} = \underline{E} \left[1 - \left(\frac{\Omega}{C} \right)^2 \cdot \frac{\mu^2 a^2}{8} \right] \frac{d\xi}{dx} \quad (6.27)$$

Es ist ersichtlich, daß die Wellenfortpflanzung nicht nur durch den komplexen E-Modul, sondern besonders durch den sog. scheinbaren komplexen E-Modul (Zeichen „ \underline{E} “, „ \hat{E} “), beeinflusst wird:

$$\underline{E}' = \underline{E} \left[1 - \left(\frac{\Omega}{C} \right)^2 \cdot \frac{\mu^2 a^2}{8} \right] = E'_d (1 + i\eta') \quad (6.28)$$

Durch Umformen ergibt sich

$$\eta'/\eta = 1 + \frac{\pi^2}{2} \mu_d^2 \left(\frac{a}{\lambda'} \right)^2 (1 - \eta_\mu^2 - 2 \eta_\mu/\eta) \quad (6.29)$$

und

$$E'_d/E_d = \left[1 + \frac{\pi^2}{2} \mu_d^2 \left(\frac{a}{\lambda'} \right)^2 (1 - \eta_\mu^2) \right]^{-1} \quad (6.30)$$

wobei $\lambda' = (E'_d/\rho)^{1/2} \cdot \Omega^{-1}$ die Wellenlänge ist.

Wenn $\mu_d = 0,33$ und $\eta_\mu = 0$ sind, können die relativen Abweichungen zwischen dem scheinbaren und dem wahren dynamischen E-Modul der *Tabelle 6.1* entnommen werden:

Tabelle 6.1
Relative Abweichungen zwischen den scheinbaren und dem wahren dynamischen E-Modul

$\frac{a}{\lambda'}$	$(\eta' - \eta)/\eta$ [%]	$(E'_d - E_d)/E_d$ [%]
0,05	+ 0,13	- 0,13
0,075	+ 0,30	- 0,30
0,100	+ 0,54	- 0,53
0,125	+ 0,84	- 0,83
0,150	+ 1,21	- 1,20
0,200	+ 2,20	- 2,10

Danach ist der scheinbare Verlustfaktor etwas größer als der wahre und der scheinbare dynamische E-Modul etwas kleiner als der wahre.

Mit den so ermittelten Abweichungen von 0,54 % bzw. 1,21 % lassen sich dann die Frequenzen für einige der verwendeten homogenen Stäbe berechnen (*Tabelle 6.2*). Der Durchmesser d der Proben (Stahl, Aluminium, Magnesium, E-W *) beträgt jeweils 18 mm.

Tabelle 6.2
Obere Grenzfrequenzen f_0 für max. rel. Abweichungen von + 0,54 bzw. + 1,21 % und die angegebene Stabform für die vier untersuchten Werkstoffe

$\frac{a}{\lambda'}$	f_0 (kHz)			
	Stahl	Aluminium	Magnesium	Dämpfungswerkstoff E-W *) ($C = 1\,250$ m/s)
0,100	58 kHz	57 kHz	56 kHz	13,9 kHz
0,150	86 kHz	85 kHz	84 kHz	21 kHz

Die Phasengeschwindigkeit nach dem Pochhammer-Chree-Ansatz und dem Love-Ansatz stimmt im Bereich $a/\lambda < 1$, z. B. $a/\lambda < 0,4$ gut überein.

Der Zusammenhang zwischen η_p und η lautet $\eta = \eta_p (\beta/\alpha)$, wobei das Verhältnis β/α von den Formen der Dämpfungsspannungsfunktion und der Spannungs-Funktion in den Proben abhängig ist.

Bei gleichmäßiger Spannungsverteilung ist $\beta/\alpha = 1$, d. h. der gemessene Faktor η_p der Probe ist gleichzeitig auch der Verlustfaktor η des Werkstoffes. In diesem Zusammenhang ist es also notwendig, die Spannungsverteilung im zylindrischen Stab zu ermitteln, bzw. zu klären, ob angenommen werden kann, daß im untersuchten Stab ebene Wellen vorliegen.

Gemäß dem exakten Pochhammer-Chree-Ansatz [64] lautet die axiale und radiale Verschiebungsverteilung v_x bzw. v_r des isotropen zylindrischen elastischen Stabes bei der Randbedingung $\underline{\sigma}_{rx} \Big|_{r=a} = 0$:

$$\underline{v}_x = \hat{v}_x \cos n\theta \exp [i (\underline{k} x - \Omega t)] \quad (6.31)$$

$$\underline{v}_r = \hat{v}_r \cos n\theta \exp [i (\underline{k} x - \Omega t)] \quad (6.32)$$

*) E-W ist ein Dämpfungswerkstoff, der später noch näher erklärt wird

wobei

$$\hat{v}_x = \left\{ [2 (ka)_n^2 - \gamma^2] J_1 (\beta_n a) J_0 (\alpha_n a \frac{r}{a}) + 2 \alpha_n a \beta_n a J_1 (\alpha_n a) J_0 (\beta_n a \frac{r}{a}) \right\} K, \quad (6.33)$$

$$\hat{v}_r = \frac{\alpha_n a}{(ka)_n} \left\{ [2 (ka)_n^2 - \gamma^2] J_1 (\beta_n a) J_1 (\alpha_n a \frac{r}{a}) - 2 (ka)_n J_1 (\alpha_n a) J_1 (\beta_n a \frac{r}{a}) \right\} K \quad (6.34)$$

$$\gamma = \Omega a / C_t ;$$

$$\alpha = (\Omega / C_l)^2 - k^2 ;$$

$$\beta = (\Omega / C_t)^2 - k^2 ;$$

K eine Konstante und J_0 und J_1 die Bessel-Funktionen erster Art und nullter bzw. erster Ordnung sowie n ein

Parameter sind.

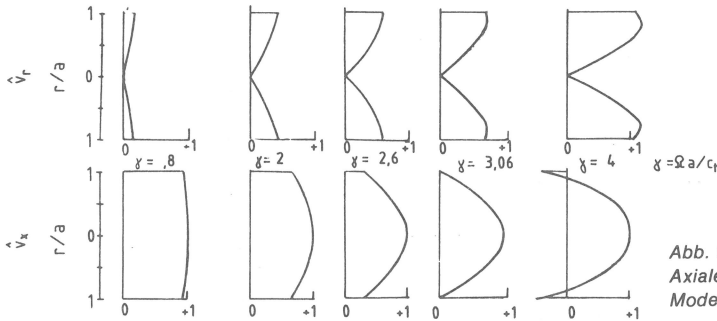


Abb. 6.1
Axiale und radiale Verschiebungsverteilungen für den longitudinalen Mode erster Ordnung

Der Wert $n = 0$ kennzeichnet dabei den symmetrischen Schwingungsmodus, bezogen auf longitudinale Schwingungen; C_l und C_t sind die Phasengeschwindigkeiten der longitudinal bzw. quer fortschreitenden Wellen im unendlich ausgedehnten Medium. Die Phasengeschwindigkeit des Stabes C' und die Verschiebungsverteilung hängen von $\gamma = \Omega a / C_t$ und μ ab (s. Abb. 6.1). Zwischen C_l und C_t besteht der Zusammenhang

$$\nu^2 = (C_t / C_l)^2 = (1 - 2\mu) / (1 - \mu) . \quad (6.35)$$

Bei $\mu = 0,33$ ist $C_t \approx C_l / 2$ und $\gamma = \Omega a / C_t \approx 4 \pi (a / \lambda_l)$, wobei λ_l die Wellenlänge (longitudinal) im unendlichen ausgedehnten Medium ist. Die hier verwendeten Proben haben eine Länge von ca. 0,11 m und einen Durchmesser von ca. 0,01 m, so daß bei Resonanz der Halbwellen (erster Mode) $\gamma = 0,286$ ist. Der Darstellung der Verhältnisse in Abb. 6.1 kann entnommen werden, daß für die vorliegende Probe die axiale Verschiebung ausreichend gleichmäßig ist.

Für die Spannungsverteilung im Stab kann dann geschrieben werden [64]:

$$\text{Normalspannung} \quad \sigma_{xxn} = \hat{\sigma}_{xxn} (r) \exp [i (k_n x - \Omega t)] K, \quad (6.36)$$

$$\hat{\sigma}_{xxn} (r) = \frac{1}{(ka)_n} \left\{ [2 (ka)_n^2 - \gamma^2] [2 (ka)_n^2 + \gamma^2 (1 - \nu^2)] J_1 (\alpha_n a) J_0 (\beta_n a \frac{r}{a}) + 4 (ka)_n^2 \alpha_n a \beta_n a \cdot J_1 (\alpha_n a) J_0 (\beta_n a \frac{r}{a}) \right\} \quad (6.37)$$

$$\text{Schubspannungen} \quad \sigma_{rxn} = \hat{\sigma}_{rxn} (r) 2 i \exp [i (k_n x - \Omega t)] K, \quad (6.38)$$

$$\hat{\sigma}_{rxn} (r) = (\alpha_n a) [2 (ka)_n^2 - \gamma^2] [J_1 (\beta_n a) J_1 (\alpha_n a \frac{r}{a}) - J_1 (\alpha_n a) J_1 (\beta_n a \frac{r}{a})] . \quad (6.39)$$

$\hat{\sigma}_{xxn} (r)$ und $\hat{\sigma}_{rxn} (r)$ sind in Abb. 6.2 a dargestellt. Die Normalspannung $\hat{\sigma}_{xx} (a)$ bei $r = a$ und das Maximum der Schubspannung $\hat{\sigma}_{rx} (\max)$ sind in Abb. 6.2 b übereinander aufgetragen. Es zeigt sich, daß die Schubspannung gegen Null geht und die Normalspannung fast gleichmäßig verteilt ist, wenn $\gamma < 0,5$.

Die Verlustfaktor-Werte η können mit Hilfe der klassischen Bandpaß-Methode ermittelt werden. Zur Beurteilung der Bandbreiten stehen entweder die Quadratur-Parameterannäherung oder die Kreis Anpassungs-Parameterschätzung zur Verfügung. Die Voraussetzungen für die Quadratur-Parameterannäherung sind:

- das System hat geschwindigkeitsproportionale Dämpfung, und zwar unabhängig von der Frequenz;
- die Beiträge der entkoppelten niederen und höheren Moden können vernachlässigt werden.

Die folgenden Bedingungen sind für die Kreis Anpassungs-Parameterschätzung Voraussetzung:

- das System ist nur gering gedämpft;
- die unterschiedlichen Moden sind nur schwach miteinander gekoppelt.

Am Beispiel der Abb. 6.3 ist dargestellt, daß die ausgewerteten Bandbreiten nach den beiden Verfahren übereinstimmen. Der η -Wert

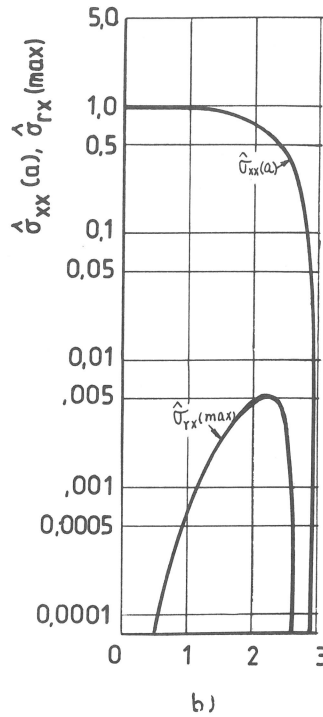
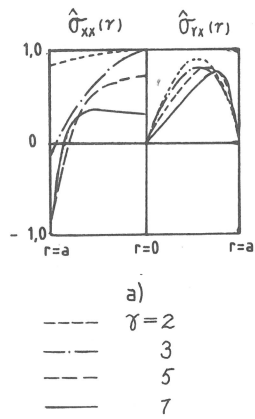


Abb. 6.2
 a) Verteilung der axialen und radialen Spannungen
 b) Die Frequenzabhängigkeit der Spannungen für den longitudinalen Mode erster Ordnung

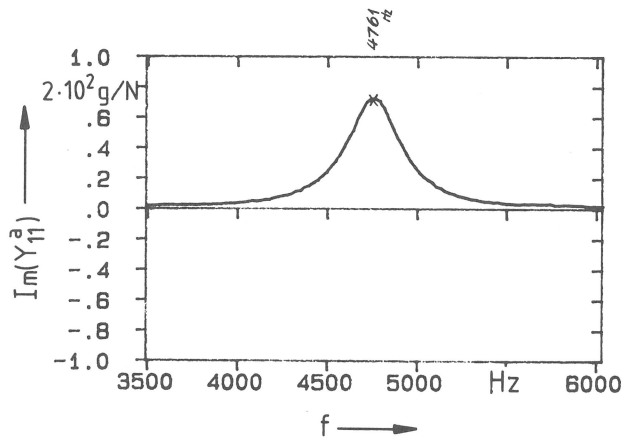
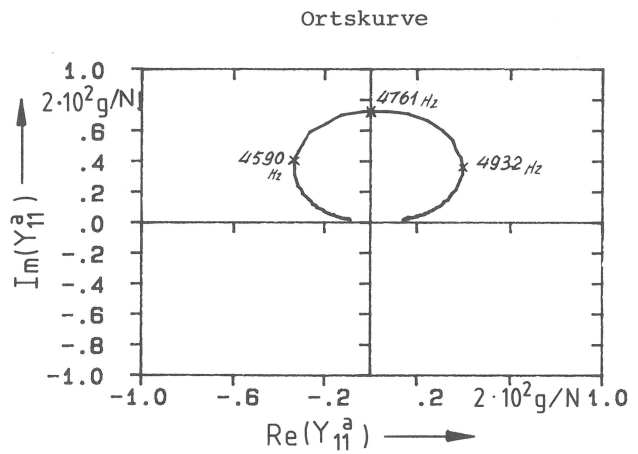
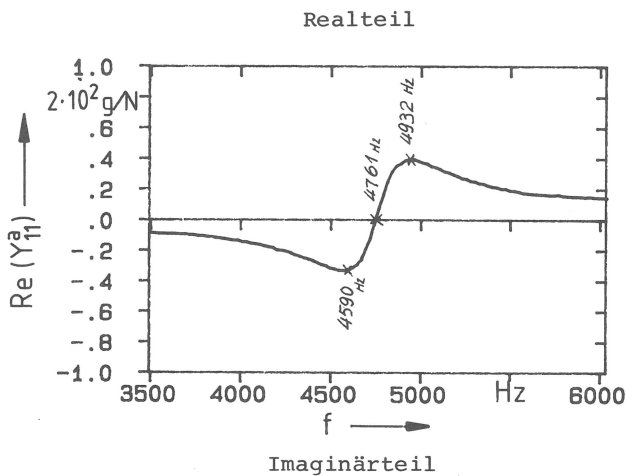


Abb. 6.3
 Frequenzgang der Probe zur Bestimmung des Verlustfaktors

der geprüften Probe beträgt 7,2 %. Die Moden sind deutlich voneinander getrennt, weil die Haupteigenschwingungen die in axialer (longitudinaler) Richtung sind.

6.2.1.4 Entwicklung eines Dämpfungswerkstoffes

Von einem Dämpfungswerkstoff, der der Abschwächung longitudinaler Wellen bei höheren Frequenzen dienen soll, muß gefordert werden:

- Anpassung der Kennimpedanz an die zu dämpfende Komponente,
- hoher Verlustfaktor,
- weitgehende Frequenzunabhängigkeit des Verlustfaktors im Bereich höherer Frequenzen.

Vorhandene Dämpfungswerkstoffe, über die in der Literatur berichtet wird oder die markt­gängig sind, dienen zumeist der Abschwächung von Biege- und/oder Torsion-Schwingungen. Sie werden in Form von Schichten angewendet, unterliegen dann starken Schubdeformationen und können so Dehnungsenergie dissipieren. Derartige Systeme sind für die Abschwächung von longitudinalen Schwingungen nicht brauchbar.

Einige verfügbare Dämpfungswerkstoffe sind nachstehend in *Tabelle 6.3* aufgelistet:

Tabelle 6.3
Technische Daten einiger Kunststoffe bei Raumtemperatur [63, 66, 67, 68]

	Dichte [$\frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$]	E-Modul [M Pa]	Kennimpedanz [$\frac{\text{kg}}{\text{sm}^2}$]	Verlustfaktor [%]	
				100 Hz	10 kHz
Naturkautschuk	0,9 ... 1,4 · 10 ³	1,8	4 ... 5 · 10 ⁴	2	20
Polyamid	1,13 · 10 ³	2 ... 3,5 · 10 ³	1,5 ... 2,0 · 10 ⁶	10	
Epoxidharz	1,1 · 10 ³	3,1 · 10 ³	1,85 · 10 ⁶	4,6	

Naturkautschuk, Polyamid und Epoxydharz gehören zu den Elastomeren, zu den Thermoplasten bzw. zu den Duroplasten. Die meisten Elastomere haben nur eine sehr geringe Kennimpedanz. Je höher die Frequenz der Belastung, desto größer ist der Verlustfaktor. Im Gegensatz zu Elastomeren ist für die meisten Thermoplaste der Verlustfaktor um so kleiner, je höher die Frequenz wird. Z. B. beträgt der Verlustfaktor η von PMMA 6 % bei 100 Hz, aber 4 % bei 10 kHz [67]. Duroplaste haben einen etwas höheren E-Modul als Thermoplaste. Ein Vorteil von Duroplasten ist die Möglichkeit, Beimengungen aus anderen Materialien einfach einbringen zu können.

Anhand dieser Überlegungen wurde das folgende Konzept verfolgt: Verwendung von Epoxyd-Gießharz, Wolframpulver und einem Lösungsmittel, z. B. Aceton oder Äthylglykol. Das feine Wolframpulver (Korngröße ca. 1 μm) erhöht die Dichte und den E-Modul des Werkstoffes und damit die Kennimpedanz des Werkstoffes erheblich. Das Lösungsmittel kann die Fließfähigkeit des Werkstoffes verbessern und den Verlustfaktor etwas erhöhen. Beispielsweise ist eine Modifikation des entwickelten Werkstoffes (Abkürzung „E-W“) mit folgendem Massenmischungsverhältnis untersucht worden:

Epoxydharz /Wolframpulver /Aceton = 100 /400 /20.

Die technischen Eigenschaften der E-W-Mischung sind im Vergleich zum reinen Epoxidharz im folgenden dargestellt:

Tabelle 6.4
Vergleich zwischen Epoxydharz und E-W bei Raumtemperatur

	Dichte [$\frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$]	E-Modul [M Pa]	Kennimpedanz [$\frac{\text{kg}}{\text{sm}^2}$]	Verlustfaktor [%]
Epoxydharz	1,1 · 10 ³	3,1 · 10 ³	1,85 · 10 ⁶	4,6
E-W	4,4 · 10 ³	6,0 · 10 ³	5,2 · 10 ⁶	7,5

Die Dichte wurde durch Wägung, der E-Modul aus der Eigenfrequenz der o. a. Stabproben und der Verlustfaktor nach Abschnitt 6.2.1.3 ermittelt.

Es ist ersichtlich, daß die Dichte durch die Beimengung des Wolframpulvers um den Faktor 4, der E-Modul um den Faktor 2 und damit die Kennimpedanz um den Faktor ca. 3 größer geworden sind. Der Verlustfaktor ist nur um den Faktor 1,6 größer geworden. Die Einwirkung einer Beimengung von Aceton auf die Eigenschaft der E-W-Wirkung ist aus *Abb. 6.4* ersichtlich. Die vergleichende Untersuchung mit den Mischungsverhältnissen Epoxydharz /W-Pulver /Aceton = 100 /400 /20 bzw. 100 /500 /20 ergab, daß die Mischung mit dem höheren Wolframgehalt einen Verlustfaktor von rd. 8 %, die mit dem geringen Gehalt einen von 7,5 % hat, bei jeweils gleicher Kennimpedanz von rd. 5 · 10⁶ kg /sm². Ein höherer Gehalt an Wolframpulver erhöht somit den Verlustfaktor der E-W-Kombination. Wenn jedoch zuviel Wolframpulver beigemischt wird, muß auch mehr Lösungsmittel dazugegeben werden, damit die Fließfähigkeit erhalten bleibt. Dies führt aber zur Entstehung zahlreicher Luftbläschen und zur Verminderung der Festigkeit.

Die Frequenzabhängigkeit des Verlustfaktors für E-W wurde mit mehreren Gruppen der Proben statistisch untersucht. Die Proben mit den Abmessungen ca. 0,110 m (Länge) und 0,010 m (Durchmesser) zeigen Verlustfaktoren < 10 %. Die η - und E_d -Werte für den ersten longitudinalen Mode mit einer Frequenz von ca. 5 kHz und für den zweiten longitudinalen Mode mit einer Frequenz von ca. 10 kHz wurden aus der Übertragungsadmittanz der Probe (siehe *Abb. 6.5*) berechnet. Die Verlustfaktoren η_1 und η_2 wurden dazu mittels Bandpaß-Methode ermittelt. Das statistische Ergebnis zeigt, daß $[(\eta_2 - \eta_1) / \eta_1] < \pm 0,01$, d. h. der Verlustfaktor der E-W-Kombination ist nahezu unabhängig von der Frequenz.

Der dynamische Modul E_d ist durch

$$\underline{C}^2 = (E_d / \rho) (1 + i\eta) = (f_k \cdot 2 l / k)^2 \tag{6.40}$$

gegeben, wobei f_k die Eigenfrequenz des k.-Modes und l die Länge der Proben sind. Das statistische Ergebnis ergibt

$$[(E_{d2} - E_{d1})/E_{d1}] \approx + 0,02$$

d. h. der dynamische Modul E_d ist mit zunehmender Frequenz nur ganz leicht erhöht. Damit kann angenommen werden, daß der dynamische Modul E_d näherungsweise frequenzunabhängig ist. Die Genauigkeit der Ermittlungen der Verlustfaktoren und der dynamischen E-Moduln durch die Quereffekte beträgt nach dem Love-Ansatz für die untersuchten Proben $\pm 0,03\%$ für den ersten Mode und $\pm 0,11\%$ für den zweiten Mode.

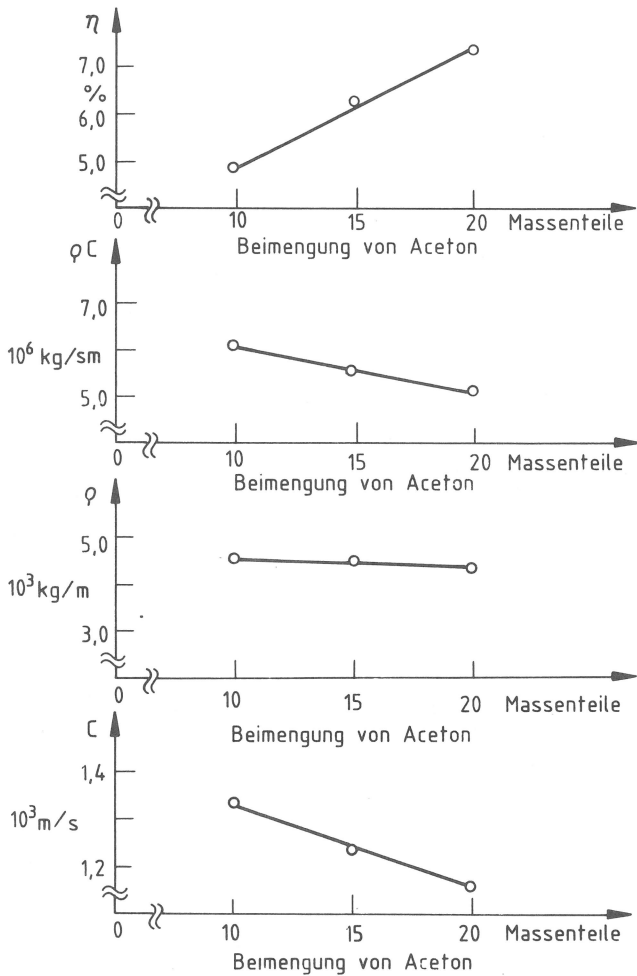


Abb. 6.4
Einfluß der Beimengung von Aceton auf die Eigenschaften der E-W-Kombination
(Epoxyharz 100 Massenteile)

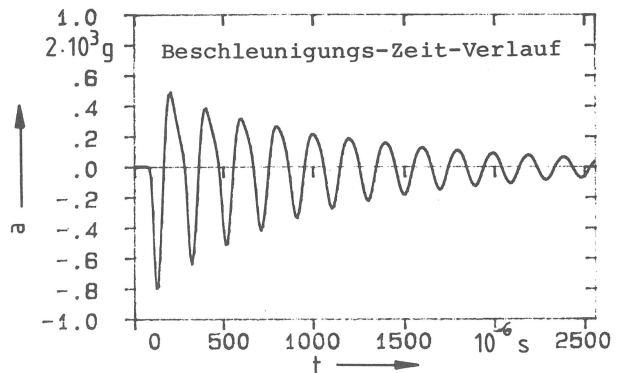
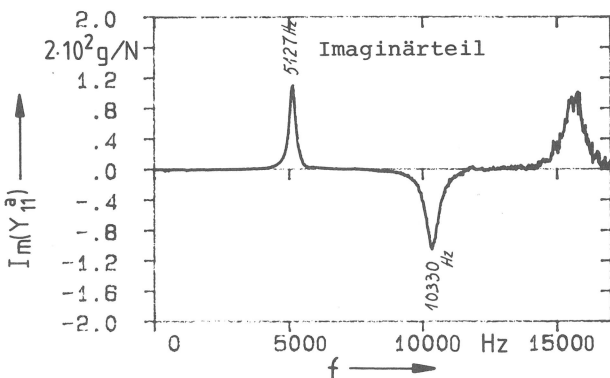
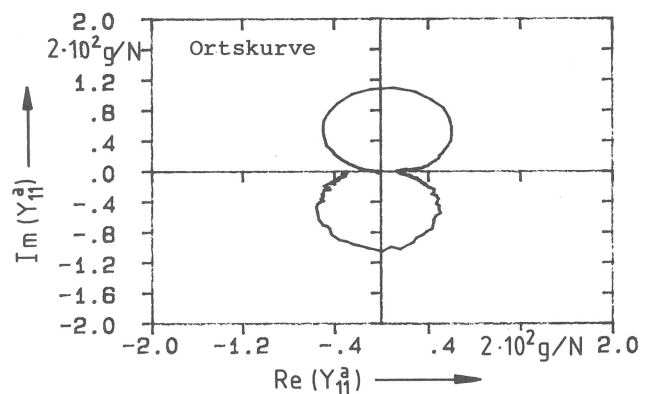
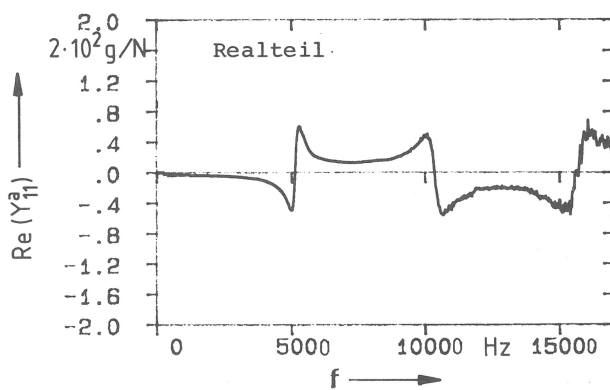


Abb. 6.5
Frequenzgang der Probe für zwei Moden

6.2.1.5 Erregungspunkt-Admittanz von zusammengesetzten Stäben

Zur Ermittlung der Einflüsse der Geometrie und der Anordnung des Dämpfungswerkstoffes auf die Abschwächungen longitudinaler Schwingungen wurden drei unterschiedlich gestaltete zusammengesetzte Stäbe (Abb. 6.6), die alle einen Durchmesser von 0,018 m hatten, untersucht. Für alle Stäbe wurde die Erregungspunkt-Admittanz Y_{11}^a am Ende der Metall-Komponente gemessen. Diese Anordnung entspricht den Verhältnissen am Hammerblatt des Schlagwerkes, dessen Finne durch einen Stoß angeregt wird. Dabei werden an der gleichen Stelle die Störschwingungen aufgenommen.

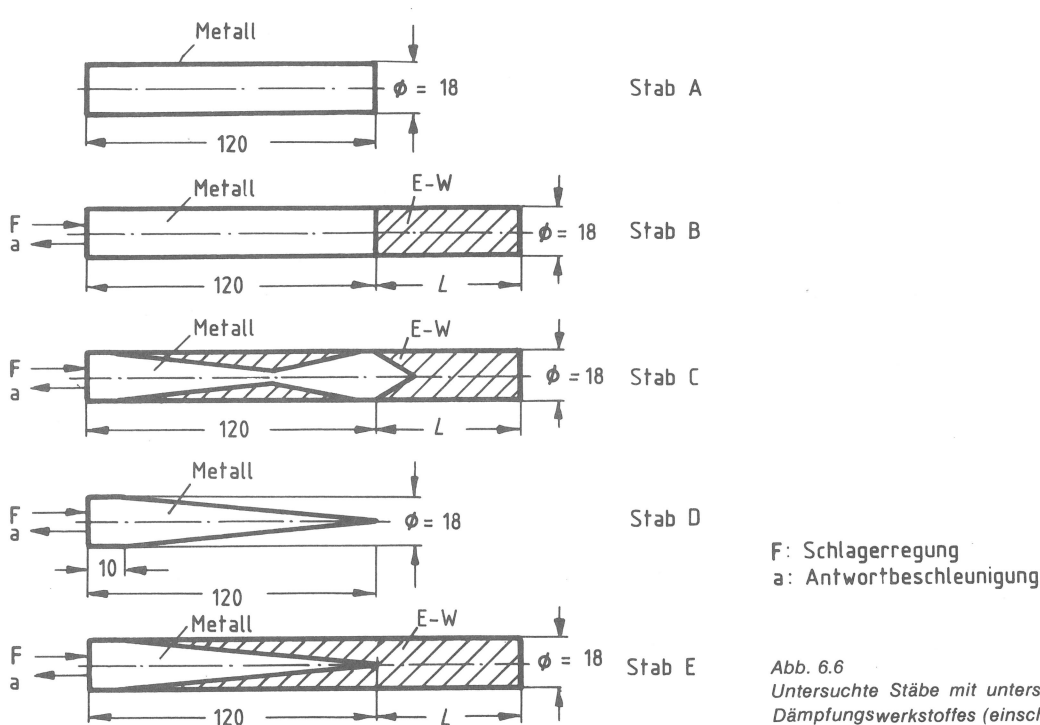


Abb. 6.6
Untersuchte Stäbe mit unterschiedlicher Anordnung des Dämpfungswerkstoffes (einschl. Tabelle 6.6)

Zunächst wurde die Erregungspunkt-Admittanz der Stabformen A und D aus den metallischen Werkstoffen Stahl St 37 k, Aluminium AlMgSi 0,5-F22 und Magnesium AZ 31b, aber jeweils *ohne* den Dämpfungsteil, untersucht. Die Ergebnisse sind für Aluminium als Beispiel in Abb. 6.7 und 6.8 dargestellt. Unterschiede liegen vor bezüglich der Anzahl der Moden, der Beträge der Admittanz und der Dämpfungsgrade D. Der Dämpfungsgrad der Stabform D (Konus) ist mindestens um das 3fache höher als für die Stabform A (Zylinder). Die Beträge $|Y_{11}^a|$ sind für die Stabform D mindestens um den Faktor 6 geringer als für Form A. Weiterhin ist wichtig, daß die Eigenfrequenz des ersten longitudinalen Modes für die Stabform D (4,8 kHz) um den Faktor 4 geringer ist als die der Stabform A (20,5 kHz). Diese Unterschiede sind dadurch bedingt, daß die Spannungswellen im Konus an der Außenkontur mehrfach reflektieren, also die Laufstrecken verlängert werden und somit mehr Dehnungsenergie dissipiert wird.

Entsprechende Untersuchungen erfolgten dann mit den zusammengesetzten Stäben *mit* Dämpfungsteil. Die Erregungspunkt-Admittanz und der Dämpfungsgrad der drei Stabformen B, C, E für Stahl ist als Beispiel in Abb. 6.9 dargestellt. Es ist ersichtlich, daß sowohl für die Maxima der Erregungspunkt-Admittanz $\text{Im}(Y_{11}^a)_{\text{max}}$ wie auch für die entsprechenden Dämpfungsgrade ein linearer Zusammenhang zur Länge des Dämpfungsteiles vorliegt. Bezüglich der Dämpfung ist Stabform E (Konus) wirksamer als Stabform C (tailliert) — diese ist wiederum wirksamer als Stabform B (Zylinder). Die Diagramme der Admittanzen für die Stabformen mit jeweils gleicher Länge $l = 0,18$ m sind in den Abb. 6.10, 6.11 und 6.12 dargestellt.

Die größten Admittanzen $\text{Im}(Y_{11}^a)_{\text{max}}$ treten für die Stabformen B, C und E bei 21,5 kHz, 12 kHz und 4,6 kHz auf, sind also im wesentlichen durch die Spannungswellen innerhalb der metallischen Komponenten gegeben. Die Geometrieinflüsse auf die Dämpfung der Stabkombinationen sind nahezu gleich für Stahl, Aluminium und Magnesium. Bezüglich der Kennimpedanzanpassung liegen jedoch Unterschiede vor. In den Abb. 6.13 und 6.16 sind die Diagramme der Admittanzen für Aluminium- und Magnesiumstäbe der Form B und D zusammengestellt. Die Amplituden $\text{Im}(Y_{11}^a)$ der ersten vier Moden für die Formen E sind bei Aluminium und Magnesium fast gleich; die Energie wird nicht auf einen Mode konzentriert, sondern auf mehrere Moden fast gleichmäßig aufgeteilt (siehe Abb. 6.14 und 6.16).

Die Ankopplungsfläche zwischen dem Metall- und dem Dämpfungsteil ist bei Form B senkrecht zur Richtung des Fortschreitens der Spannungswellen angeordnet. Es ist daher möglich, Reflexion und Durchlässigkeit zu beobachten. Wie ein Vergleich mit Abb. 6.10, 6.13 und 6.15 zeigt, werden die ersten Moden mit Frequenzen von ca. 6 ... 7 kHz durch ein Durchlaufen der Wellen zwischen den Enden der zusammengesetzten Stäbe verursacht. Die höheren Moden mit Frequenzen von 20 ... 21 kHz sind dagegen durch Reflexion der Wellen allein innerhalb der Metall-Komponente bedingt. Die Impedanz-Verhältnisse zwischen Metall und Dämpfungswerkstoff E-W und die Verhältnisse der Erregungspunkt-Admittanzen zwischen dem ersten und dem letzten Mode wurden ebenfalls berechnet; sie sind in Tabelle 6.5 zusammengefaßt. Die Übersicht aller Meßergebnisse von zusammengefaßten Stäben ist in Tabelle 6.6 gegeben.

Metall	Impedanz-Verhältnis		$\text{Im}(Y_{11}^a)$ dritter Mode
	$\frac{(\rho C)_{\text{Metall}}}{(\rho C)_{\text{E-W}}}$		
St 37	6,8		25
AlMgSi 0,5-F22	2,3		5,3
AZ 31b (Magnesium-Legierung)	1,5		1,8

Tabelle 6.5
Impedanz-Verhältnisse für Metall und E-W und Verhältnisse von $\text{Im}(Y_{11}^a)$ für den ersten und den dritten Mode bei der Stabform B

Tabelle 6.6
Übersicht der Meßergebnisse von zusammengesetzten Stäben

Metall	Form des Stabes	Eigenfrequenz [Hz]	Dämpfungsgrad [%]	Imaginärteil der Erregungspunkt-Admittanz [g/N]
St 37 k	B	6.031	2,0	4,6
		14.121	1,1	9,8
		21.490	0,56	116
	C	12.090	0,83	56
		27.910	1,5	16
AlMgSi 0,5-F22	A	4.566	1,3	22
		11.330	1,6	8,0
		16.610	2,0	9,4
	D	21.810	1,7	5,6
		20.500	0,07	$3,1 \times 10^3$
		6.104	4,4	12
AZ 31 b	B	14.240	2,5	17,8
		20.070	1,9	64
	E	4.800	0,5	134×10^2
		10.500	0,6	200×10^2
		17.730	0,2	524×10^2
AZ 31 b	E	4.419	3,0	30
		9.888	2,5	22
		14.900	2,0	24
	B	19.460	2,3	20
		24.170	2,1	13,4
AZ 31 b	B	7.276	2,0	64
		15.530	1,4	112
		21.860	0,89	110
	E	4.834	1,8	54
		10.210	1,7	46
		15.170	1,5	40
			42	

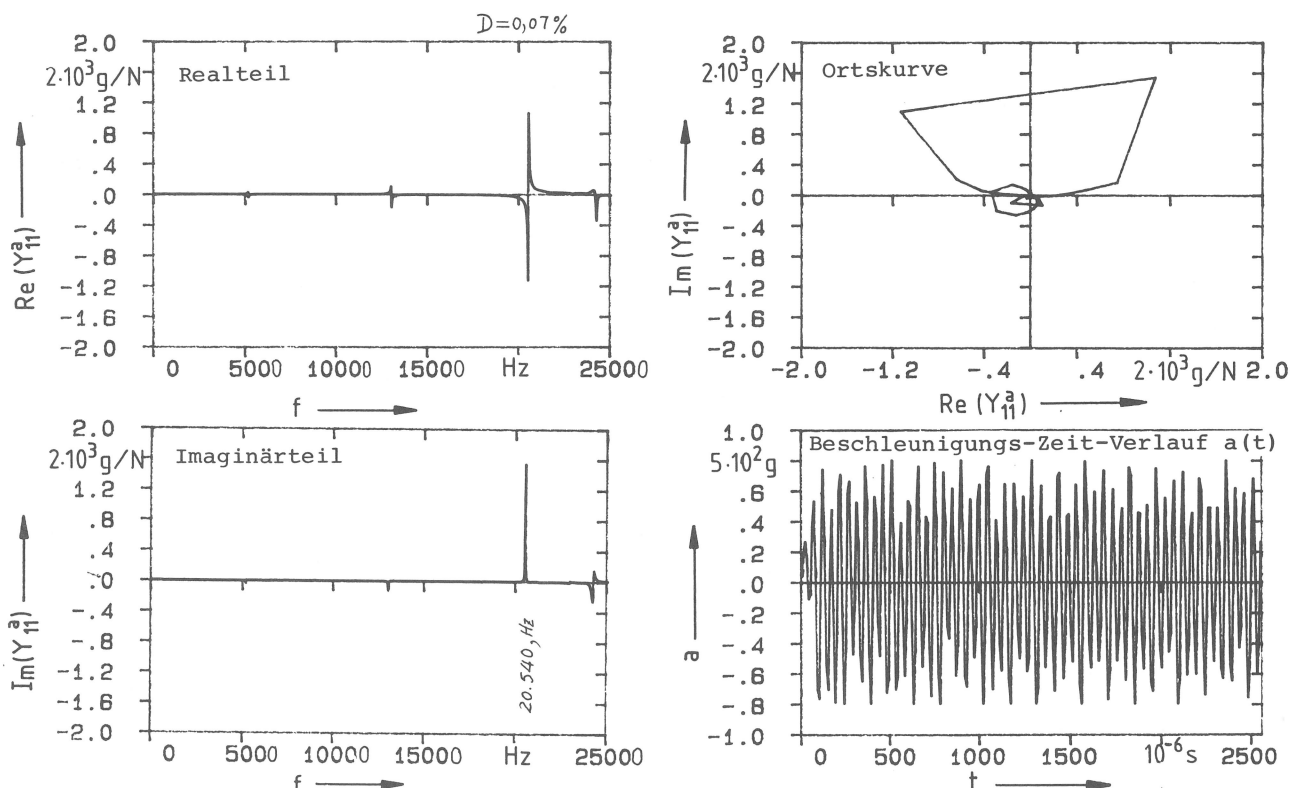


Abb. 6.7
Erregungspunkt-Admittanz des zylindrischen Stabes (Stab A) mit Aluminium

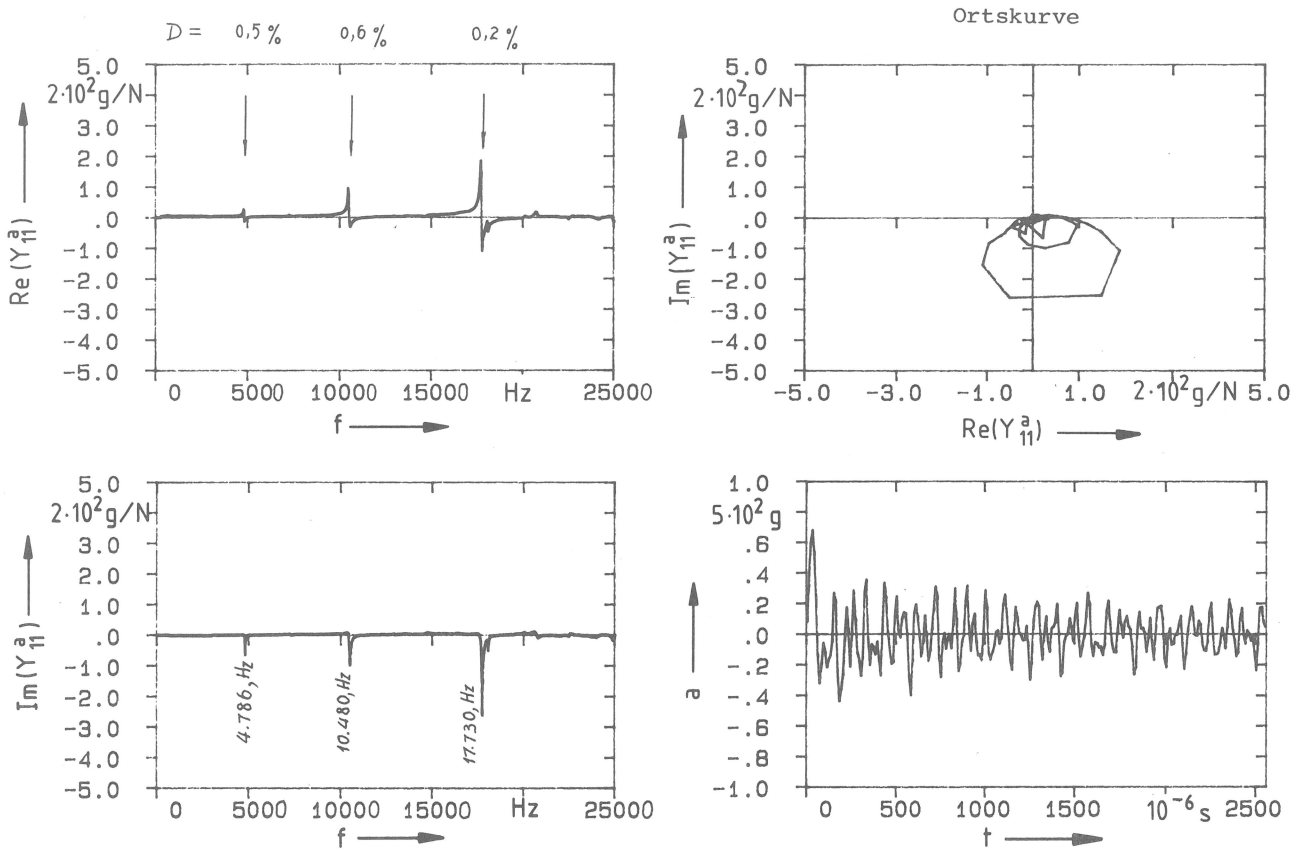


Abb. 6.8
Erregungspunkt-Admittanz des Stabes D mit Aluminium

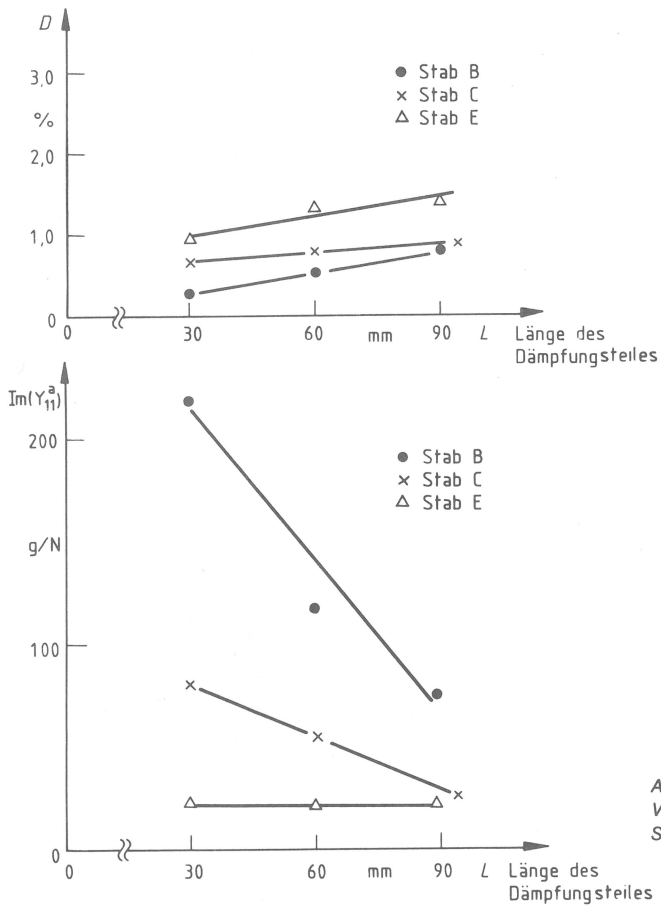


Abb. 6.9
Vergleich der Erregungspunkt-Admittanzen und Dämpfungsgrade von Stäben aus Stahl, kombiniert mit E-W für die Stäbe B, C und E

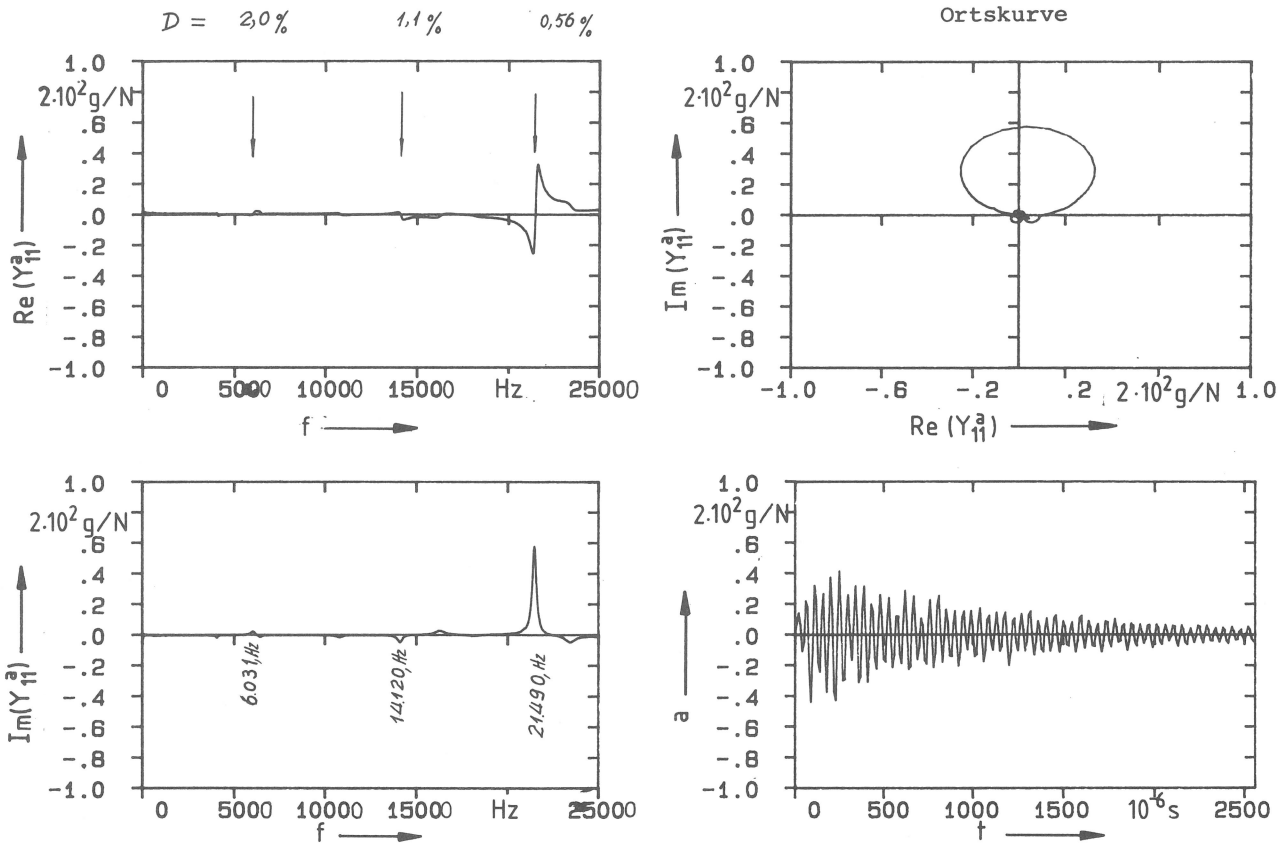


Abb. 6.10
Erregungspunkt-Admittanz des Stabes aus Stahl und E-W, Stab B

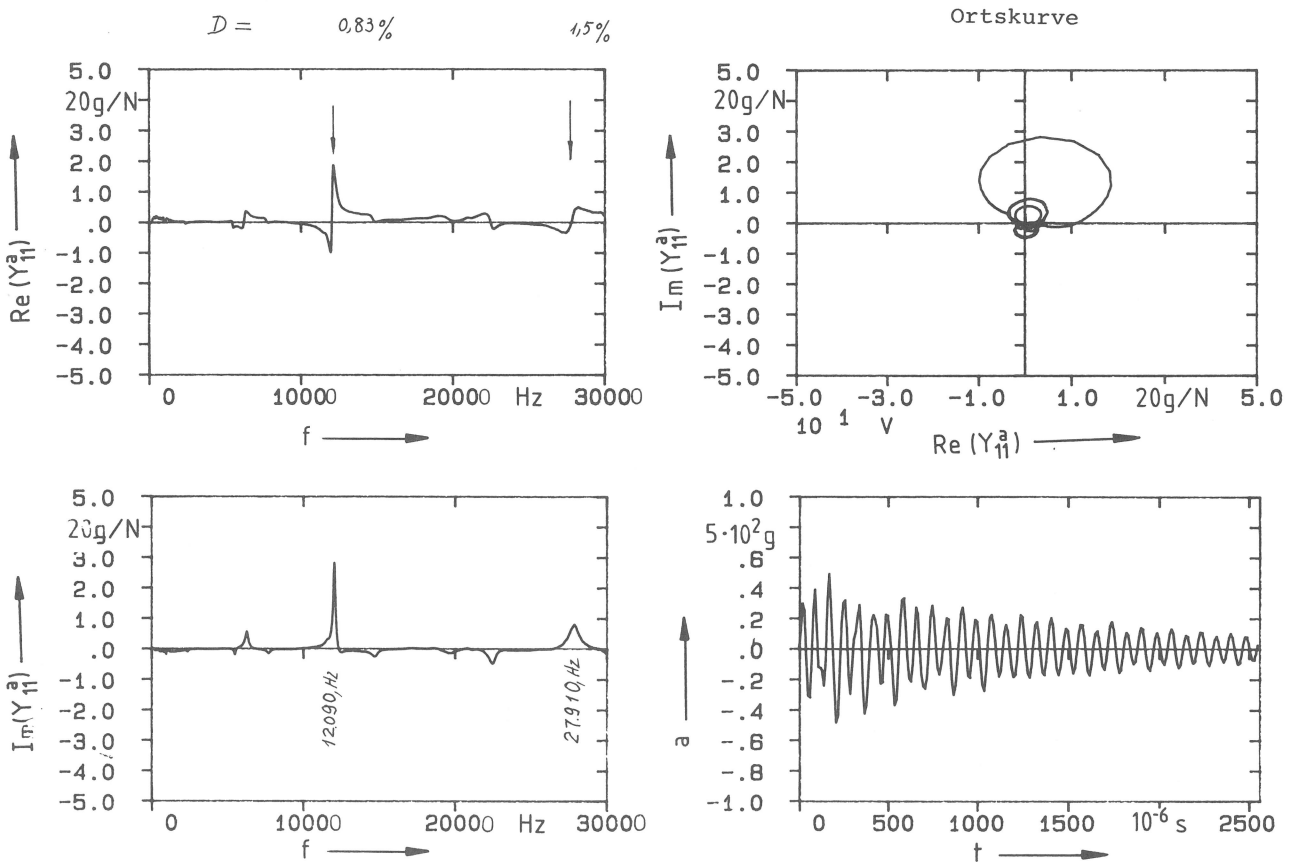


Abb. 6.11
Erregungspunkt-Admittanz des Stabes aus Stahl und E-W, Stab C

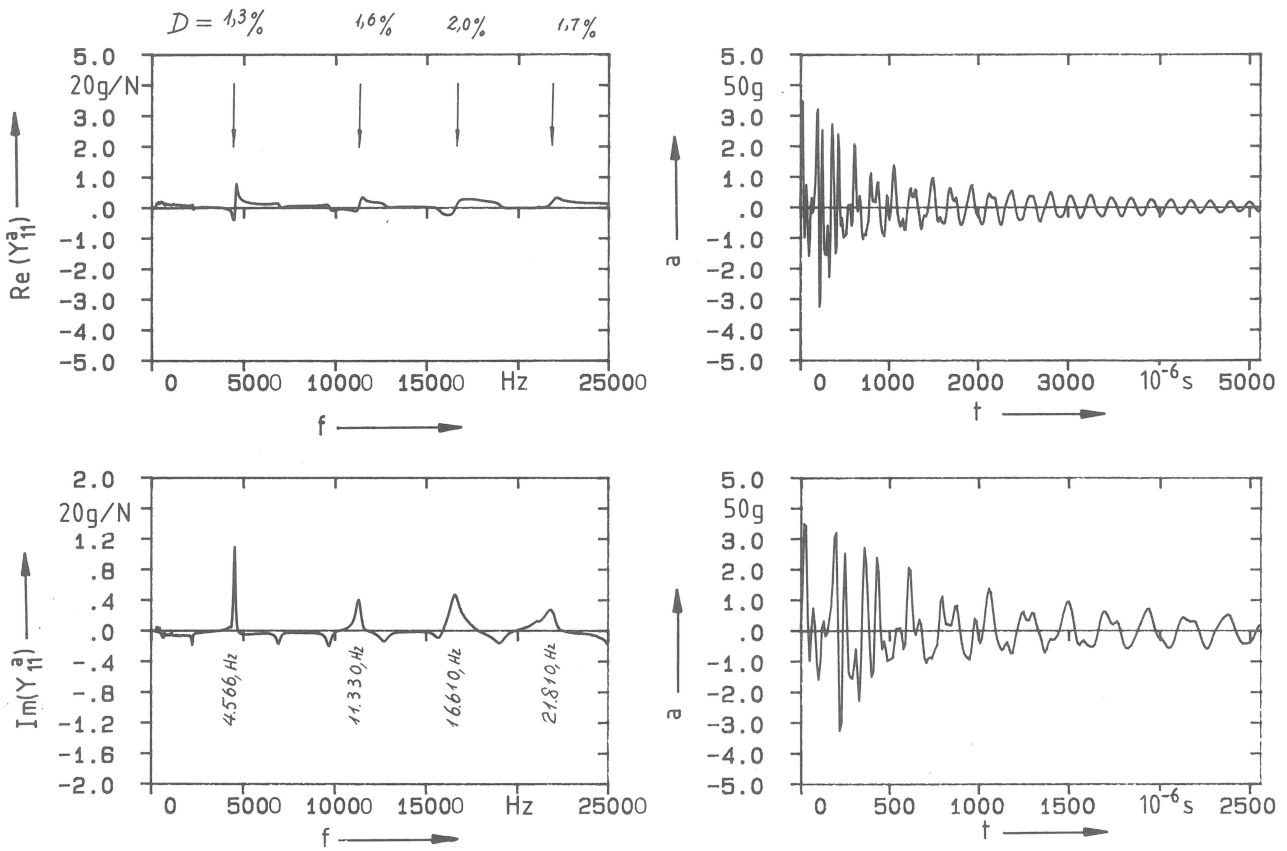


Abb. 6.12
Erregungspunkt-Admittanz des Stabes aus Stahl und E-W, Stab E

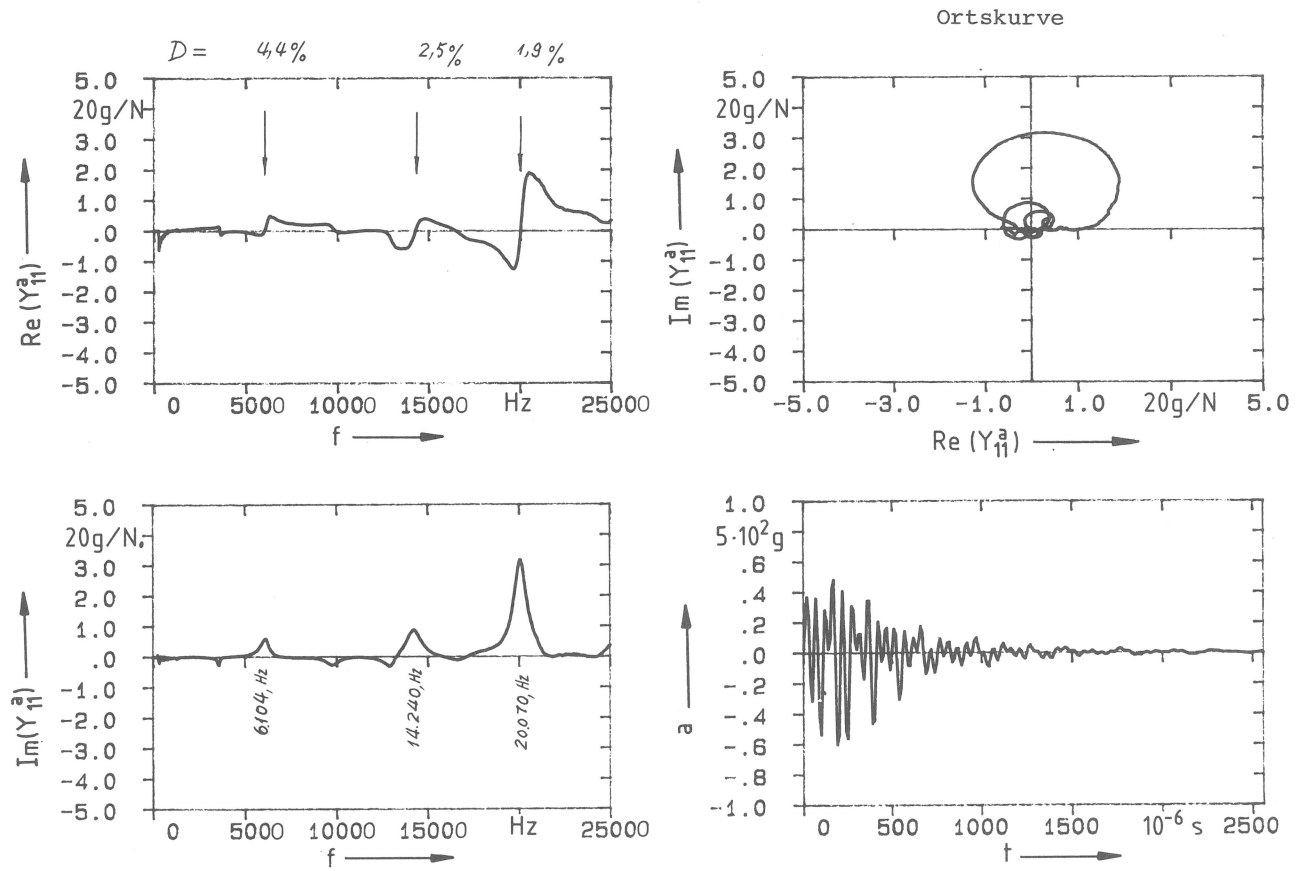


Abb. 6.13
Erregungspunkt-Admittanz des Stabes aus Aluminium und E-W, Stab B

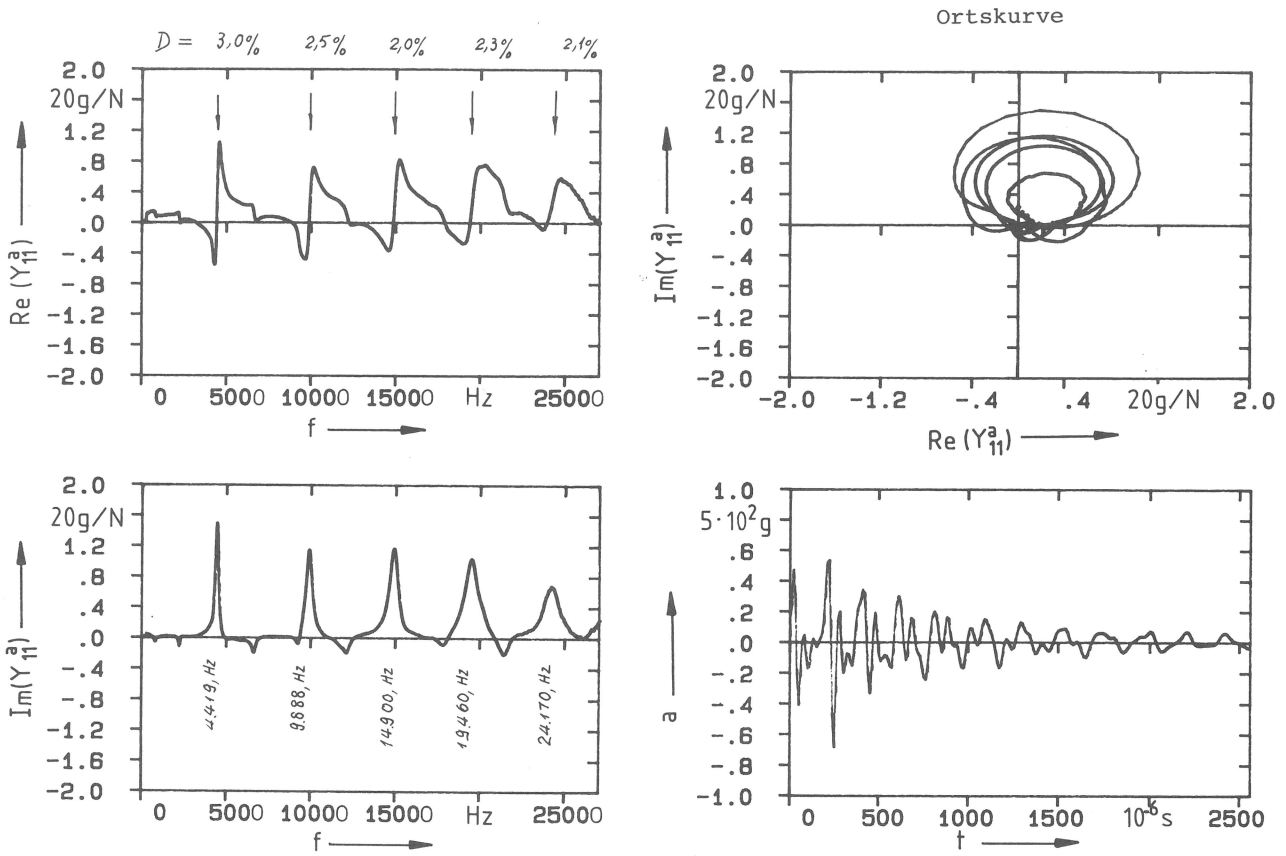


Abb. 6.14 Erregungspunkt-Admittanz des Stabes aus Aluminium und E-W, Stab E

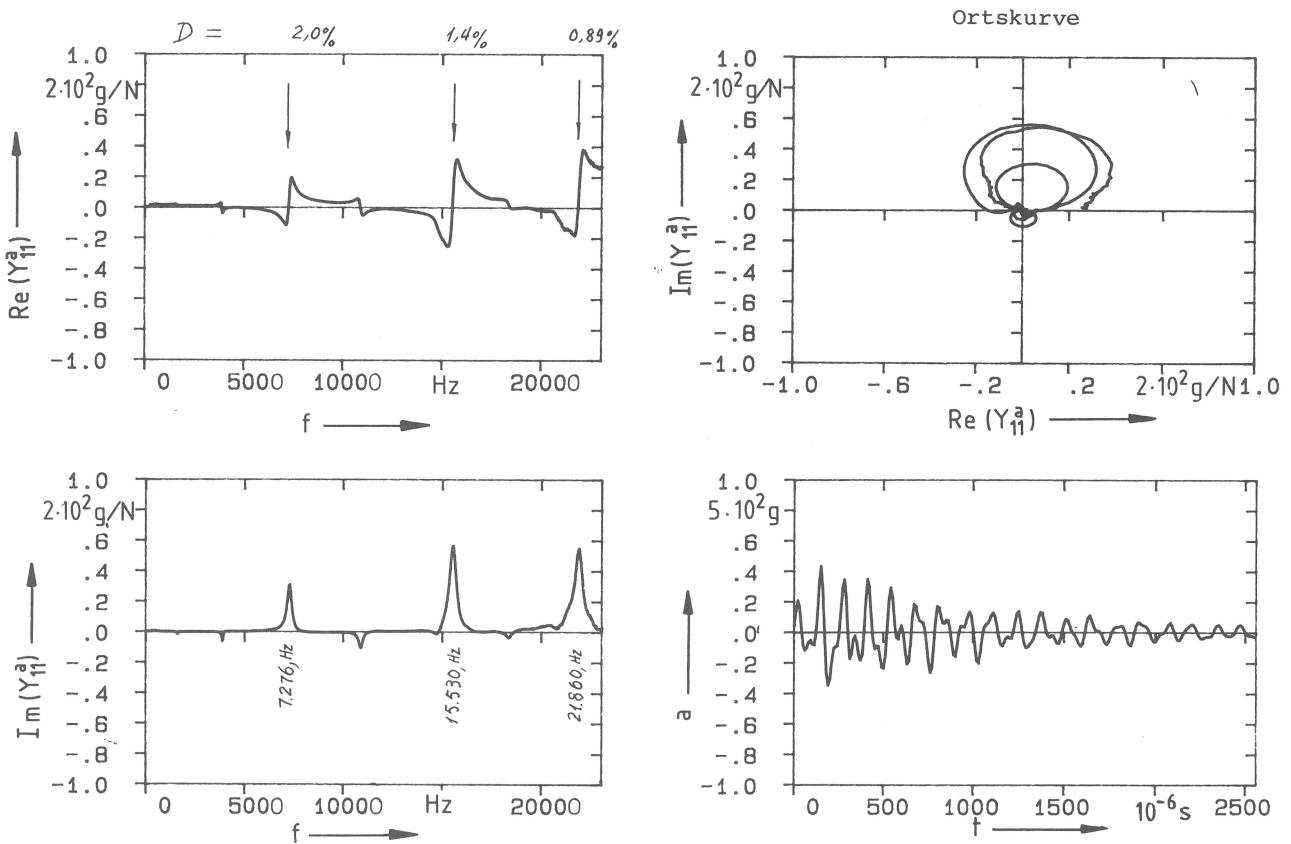


Abb. 6.15 Erregungspunkt-Admittanz des Stabes aus Magnesium und E-W, Stab B

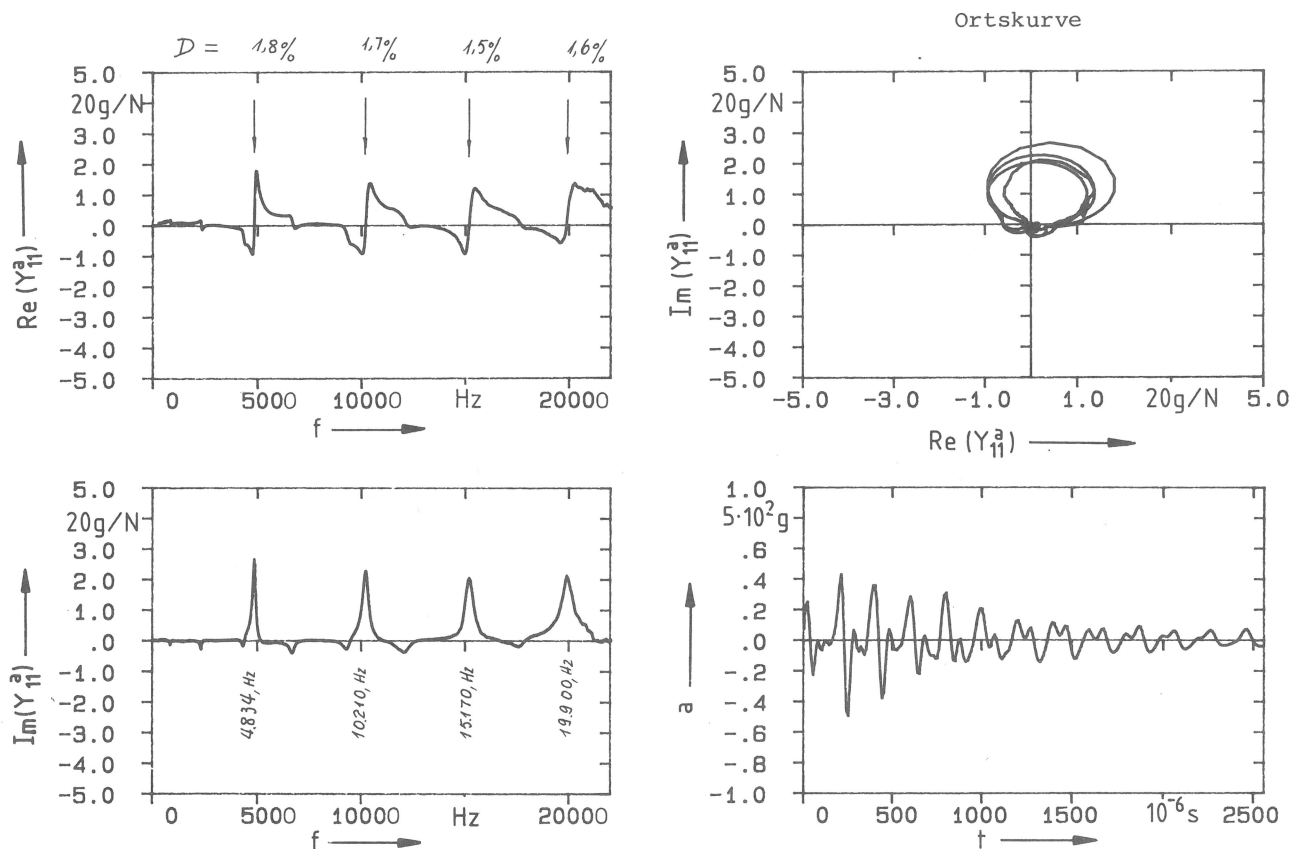


Abb. 6.16
Erregungspunkt-Admittanz des Stabes aus Magnesium und E-W, Stab E

6.2.1.6 Erregungspunkt-Admittanzen verschiedener zusammengesetzter Scheiben

Zur weiteren Annäherung an die Verhältnisse des Hammerblattes wurden Scheiben untersucht. Form und Anordnung der Dämpfungsteile in den Scheiben wurden ähnlich denen bei den zusammengesetzten Stäben gewählt (Abb. 6.17); die Dicke der Scheiben betrug wie beim Hammerblatt 0,016 m, die Verlängerung aus dem Dämpfungswerkstoff war 0,03 m lang. Die Diagramme der Erregungspunkt-Admittanzen der Scheiben aus der Aluminium-Legierung sind in den Abb. 6.18 ... 20 zusammengestellt. Ein Vergleich der Imaginärteile der Erregungspunkt-Admittanzen $Im(Y_{11}^a)$ für die drei Scheibenformen ist in Abb. 6.21 dargestellt. Die Hauptmoden liegen bei 19 kHz für die Scheibenform A und bei 8 kHz für die Scheibenform C. Die Beträge $Im(Y_{11}^a)$ unterscheiden sich bei den Formen A und C um den Faktor 2,5; die Form B liegt immer dazwischen (Tabelle 6.7).

Form der Scheiben	Eigenfrequenz [Hz]	Dämpfungsgrad [%]	Imaginärteil der Erregungspunkt-Admittanz [g/N]
A	10.600	1,8	6,8
	19.370	1,5	16,2
	23.250	1,9	12,2
B	9.449	1,7	12,8
	16.800	2,0	8,8
C	8.082	1,8	6,0
	16.880	2,0	6,4
	21.950	1,2	7,0

Tabelle 6.7
Übersicht der Meßergebnisse von zusammengesetzten Scheiben aus Aluminium

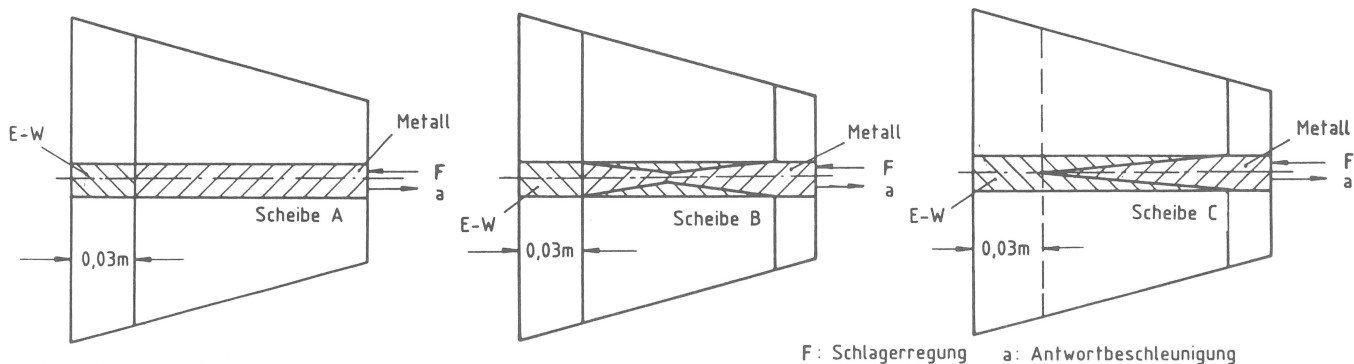


Abb. 6.17
Zusammengesetzte Scheiben in drei Formen (die schraffierten Teile kennzeichnen die Querschnitte)

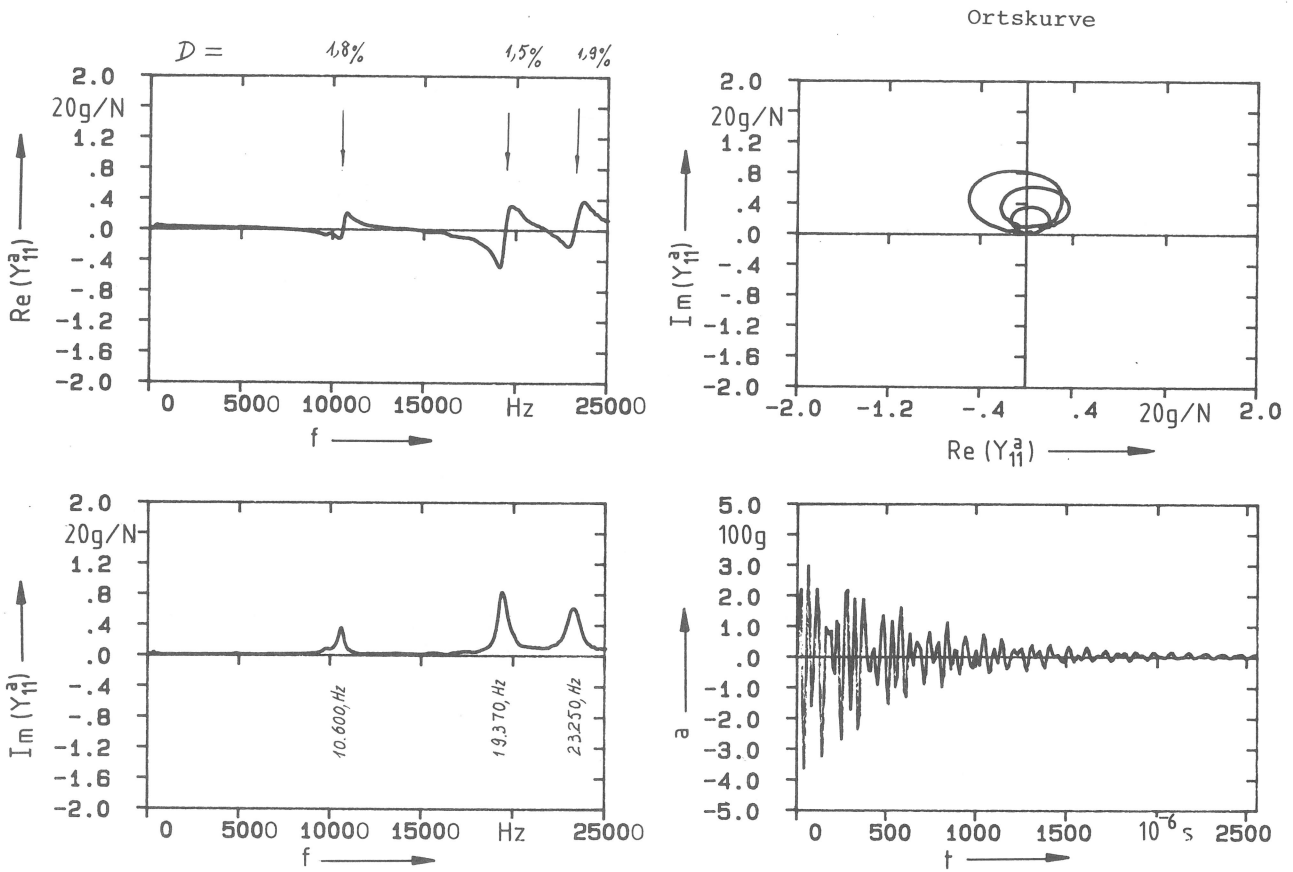


Abb. 6.18 Erregungspunkt-Admittanz der Platte aus Aluminium und E-W, Scheibe A

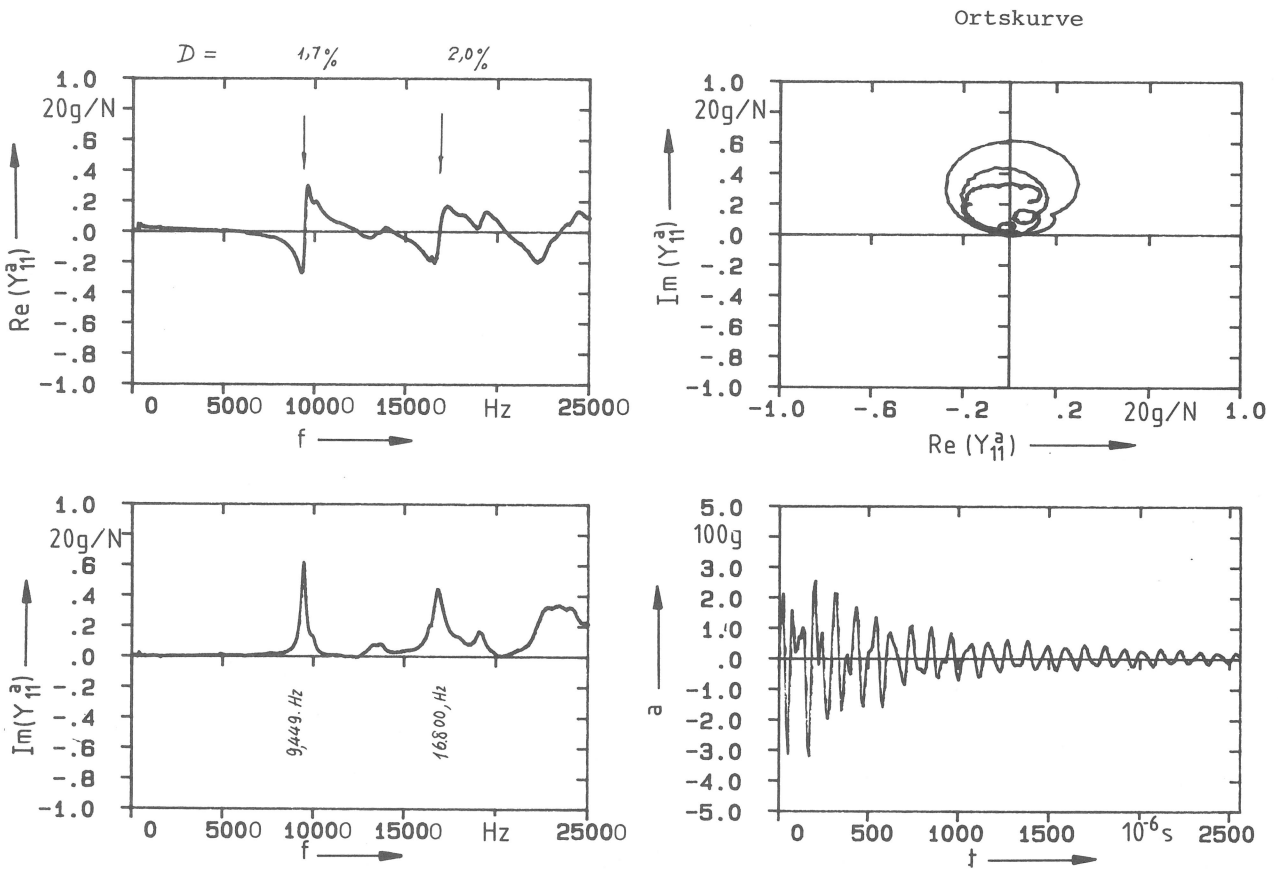


Abb. 6.19 Erregungspunkt-Admittanz der Platte aus Aluminium und E-W, Scheibe B

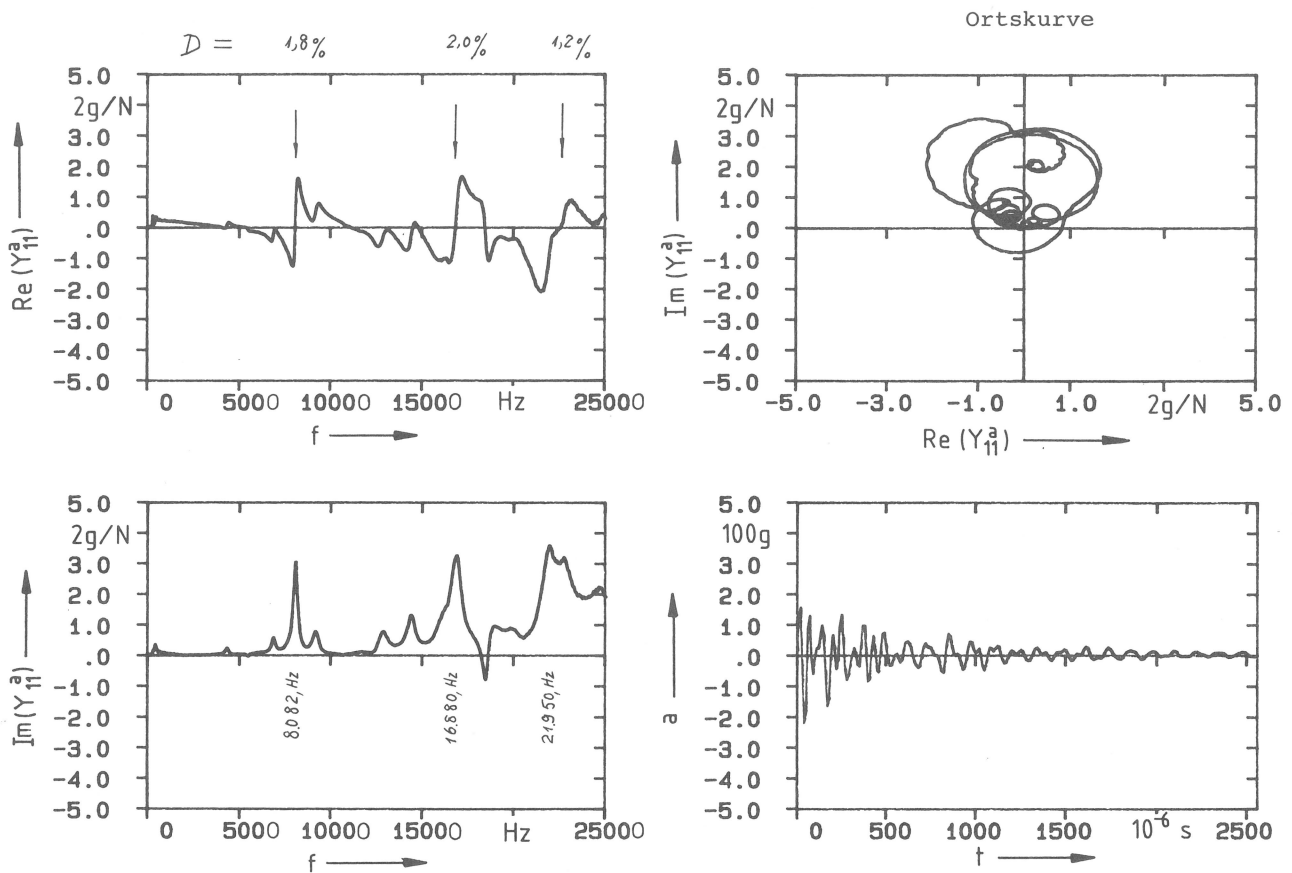


Abb. 6.20
Erregungspunkt-Admittanz der Platte aus Aluminium und E-W, Scheibe C

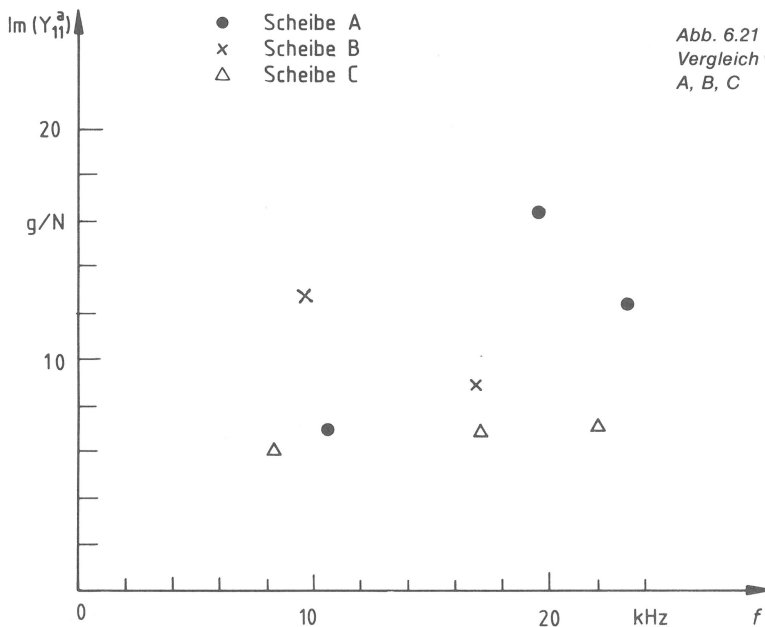


Abb. 6.21
Vergleich von Erregungspunkt-Admittanzen für die drei Scheibenformen A, B, C

6.2.2 Anwendung auf das Hammerblatt

Für die Modifikation des Hammerblattes wurden drei Konzepte verfolgt. Zunächst wurde lediglich eine zusätzliche Stahlscheibe (siehe Abb. 6.22) auf dem Rücken des Blattes befestigt. Die Vorstellung dazu war, daß die Spannungswellen nicht direkt zur Schlagfinne, sondern in andere Richtungen reflektiert werden sollen.

Der Schlagkraft-Zeit-Verlauf mit dieser Modifikation zeigt aber (s. Abb. 6.22), daß die Störschwingungen im Vergleich mit dem Schlagkraft-Zeit-Verlauf (siehe Abb. 6.23) des nicht modifizierten Pendelhammers nicht merklich vermindert sind.

In einem zweiten Schritt wurde ein zusätzliches Dämpfungsteil aus E-W auf den Rücken des Hammerblattes angegossen (siehe Abb. 6.24). Es wurde erwartet, daß damit die Spannungswellen durch Material-Dämpfung im E-W-Teil gedämpft werden. Tatsächlich sind die Störschwingungen durch diese Maßnahme deutlich vermindert (siehe Abb. 6.24 im Vergleich zu Abb. 6.23).

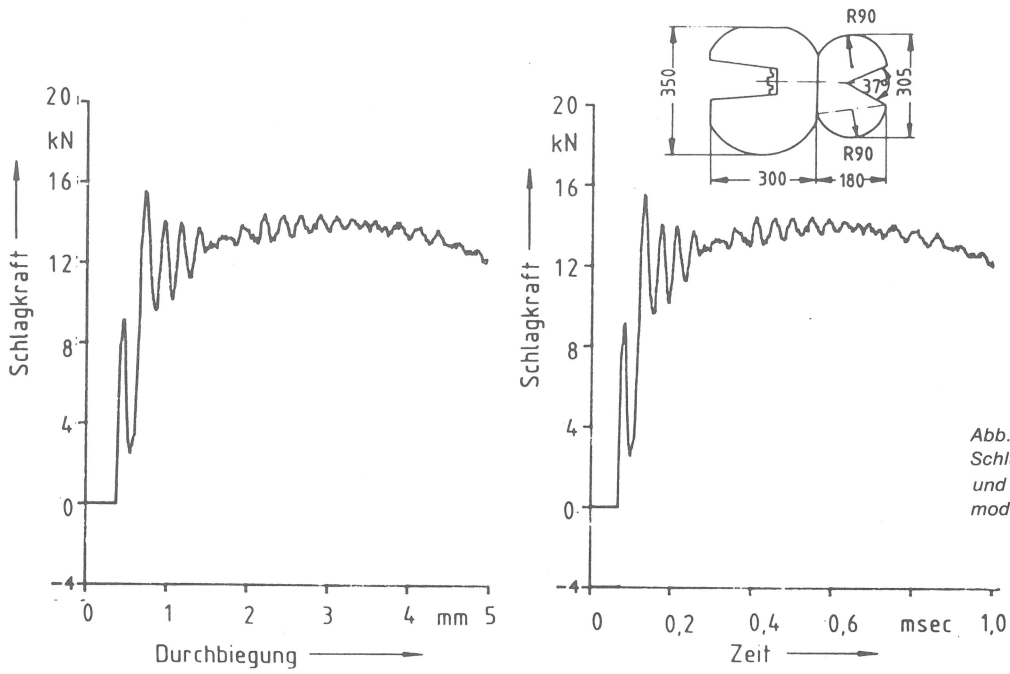


Abb. 6.22
Schlagkraft-Durchbiegungs-Diagramm
und Schlagkraft-Zeit-Verlauf für
modifiziertes Hammerblatt aus Stahl

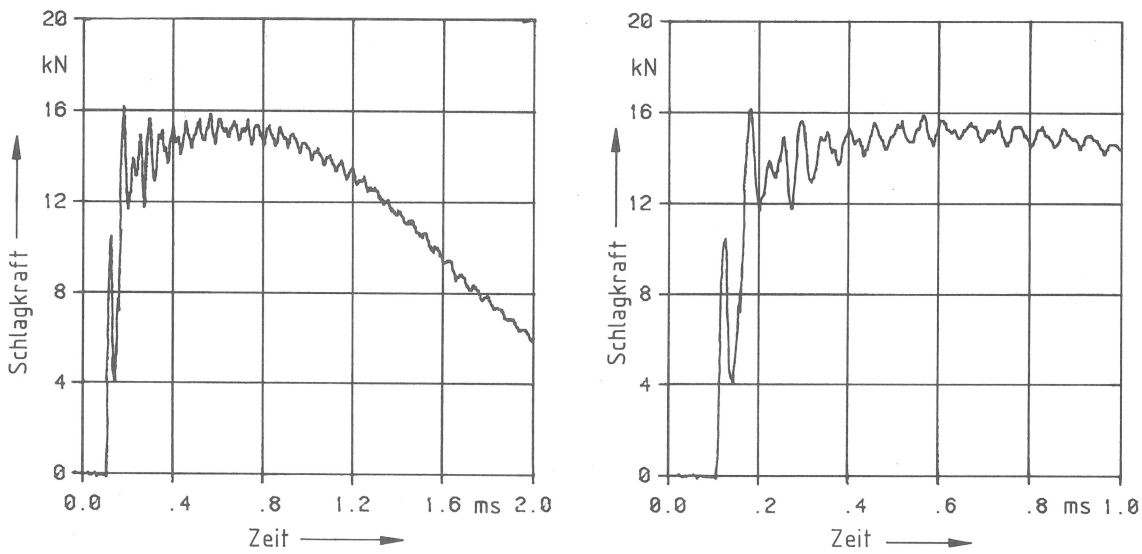


Abb. 6.23
Schlagkraft-Zeit-Verlauf mit unterschiedlichem Zeitmaßstab dargestellt, konventionelles Hammerblatt

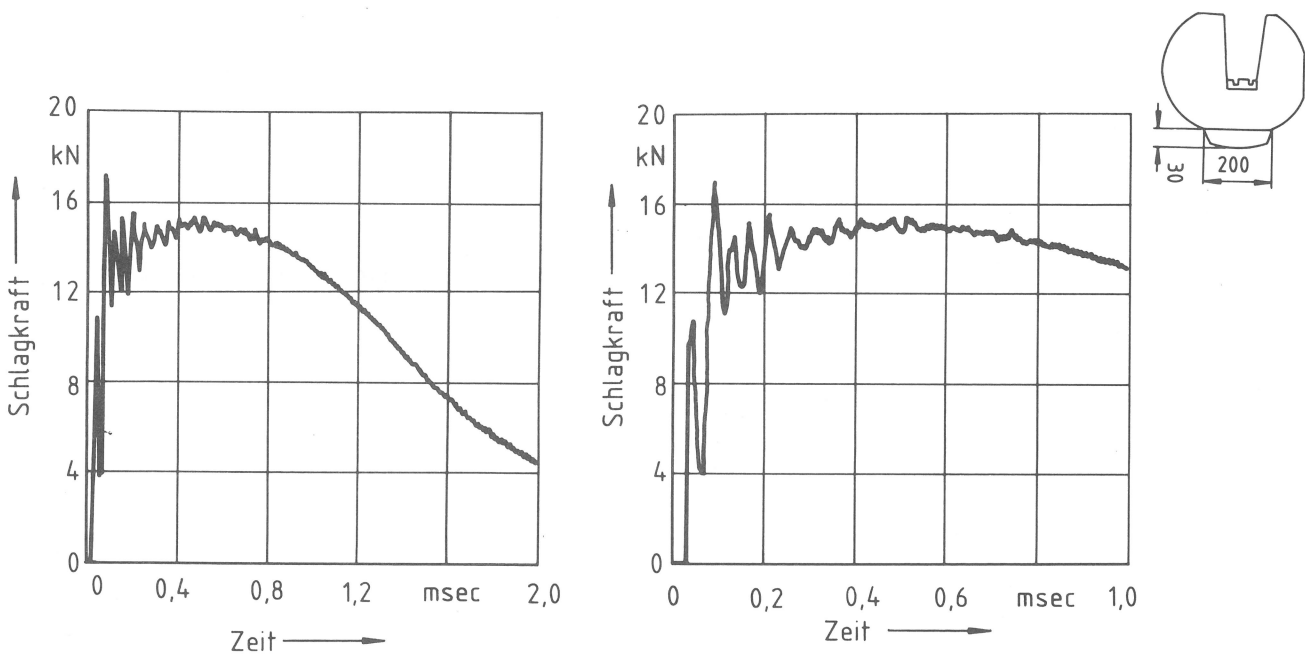


Abb. 6.24
Schlagkraft-Zeit-Verlauf des Hammerblattes mit E-W-Dämpfungsteil (oben rechts)

Schließlich wurde das Hammerblatt auf der Grundlage der oben beschriebenen Untersuchungen an zusammengesetzten Stäben und Scheiben völlig neu konzipiert (siehe Abb. 6.25). Der Querschnitt des Hammerblattes hat am Rücken eine spitzwinklige Kontur. Der E-W-Dämpfungsteil wird auf dem spitzwinkligen Bereich des Hammerblattes angegossen. Die Modifikation wurde aus den Werkstoffen St 52-3, AlZnMgCu 0,5 bzw. AZ 31 b (Magnesiumlegierung) gefertigt.

Es wurden dann wieder Erregungspunkt-Admittanzen der neuen Hammerblätter (jeweils ohne Schlagfinne) an der Verbindungsstelle zur Finne ermittelt (Abb. 6.25). Zum Vergleich mit der Admittanz des konventionellen Hammerblattes (siehe Abb. 6.26) ist die Erregungspunkt-Admittanz des neuen Hammerblattes aus Aluminium/E-W-Zusatzteil als Beispiel dargestellt (siehe Abb. 6.27); danach kann nur ein schwach ausgeprägter Mode mit einer Eigenfrequenz von ca. 17 kHz identifiziert werden. Im übrigen wird die Energie in einem breiten Frequenzbereich dissipiert.

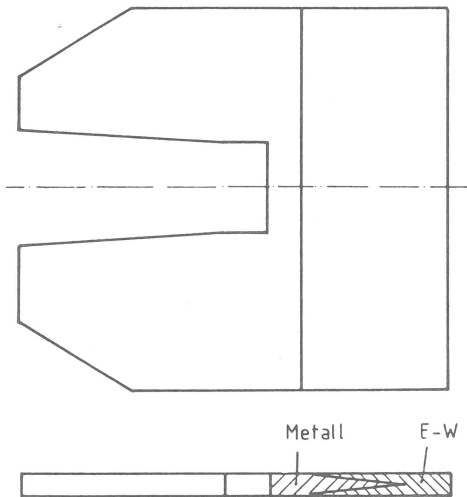


Abb. 6.25 Schematische Darstellung des neu konzipierten Hammerblattes [71]

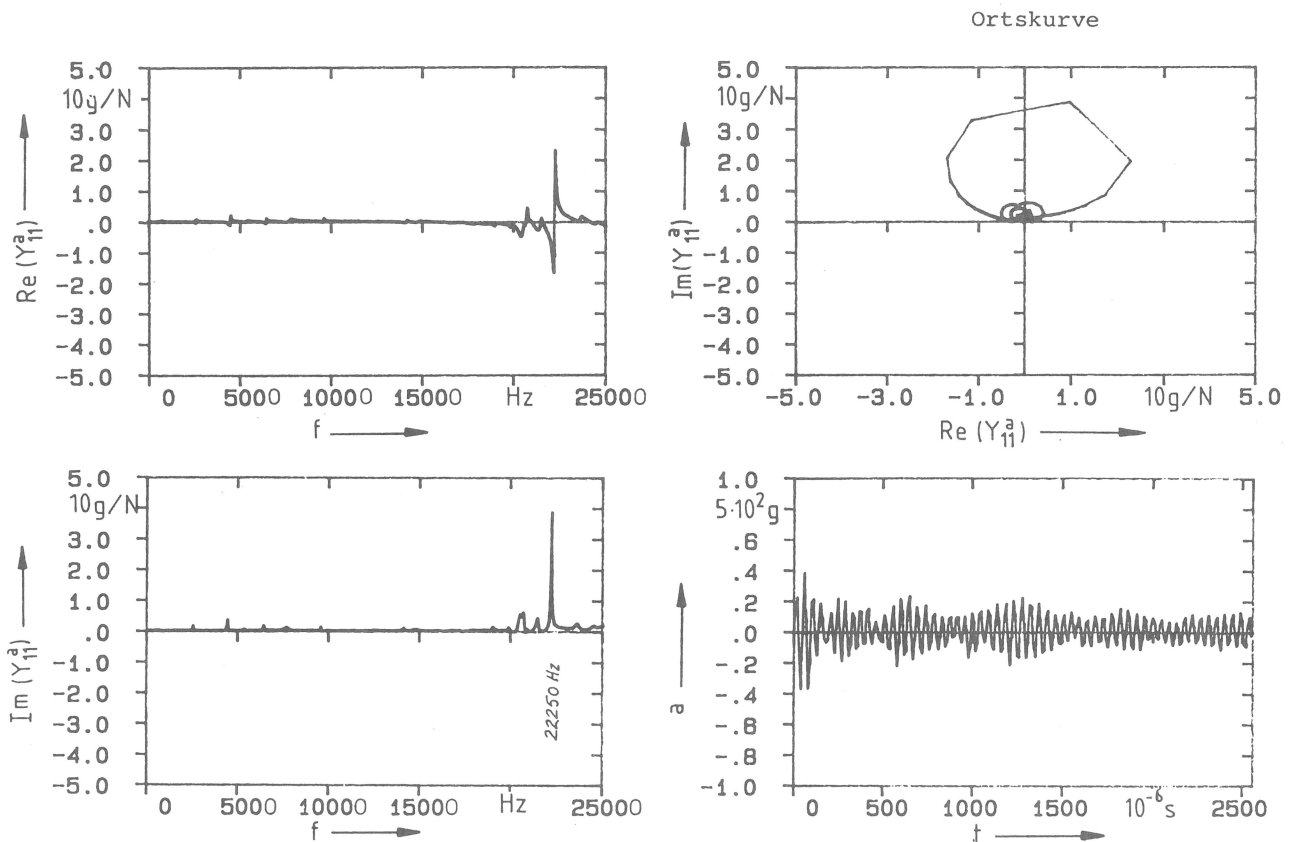


Abb. 6.26 Erregungspunkt-Admittanz des konventionellen Hammerblattes

Die mit den modifizierten Hammerblättern aus den Werkstoffen St 52-3, AlZnMgCu 0,5 bzw. AZ 31 b (Magnesium-Legierung) ermittelten Schlagkraft-Zeit-Verläufe sind in den Abb. 6.28 ... 30 dargestellt. Es ist deutlich zu erkennen, daß die vom Hammerblatt verursachten Störschwingungen zum großen Teil beseitigt werden. Das Ausmaß der Dämpfung der Störschwingungen ist wegen der besseren Impedanzanpassung bei dem Aluminium- und dem Magnesium-Blatt erwartungsgemäß besser als beim Stahl-Blatt.

Form	Werkstoff
	St 37 k
	St 37 k + E-W
	a) St 37 k + E-W b) AlMgSi 0,5 - F 22 + E-W c) AZ 31 b + E-W

Tabelle 6.8
Übersicht über die modifizierten Hammerblätter

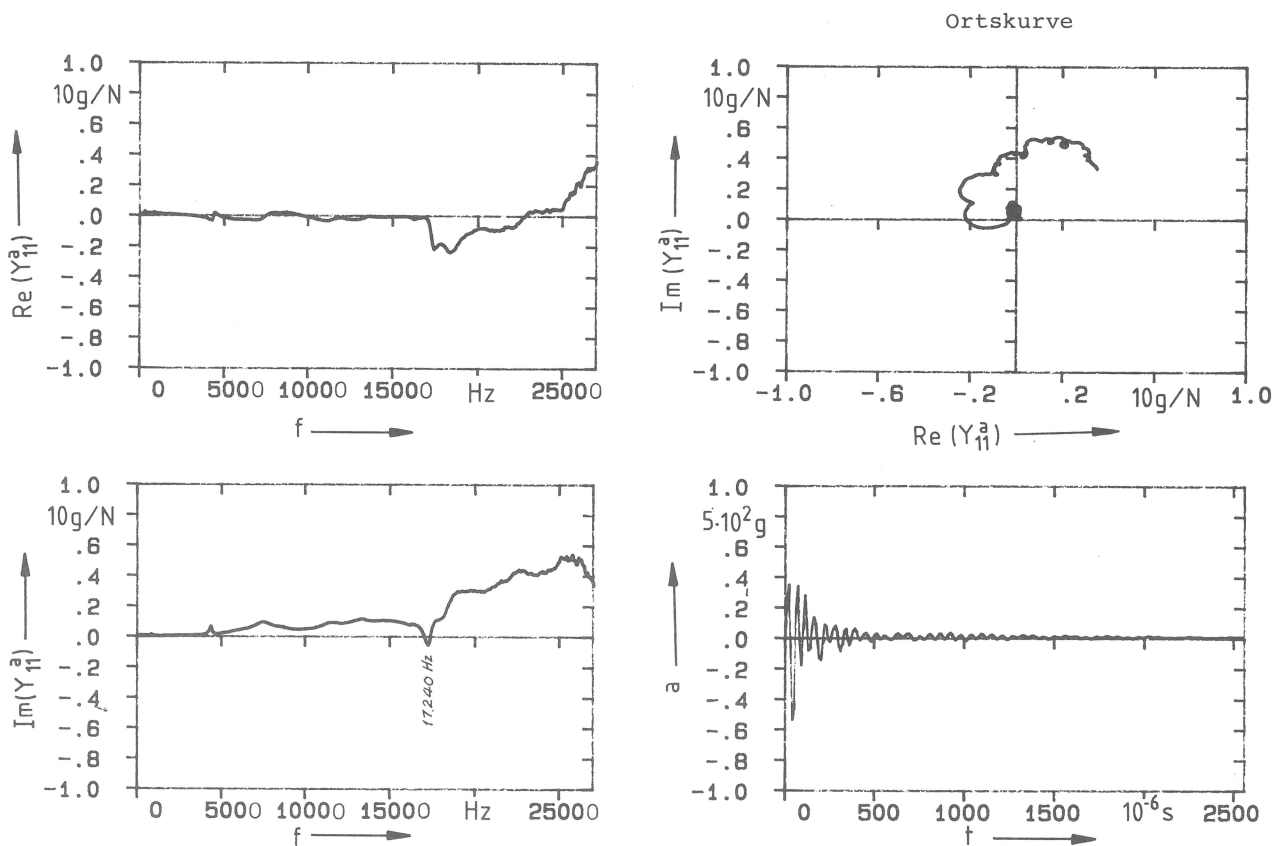


Abb. 6.27
Erregungspunkt-Admittanz des modifizierten Hammerblattes mit Aluminium/E-W-Zusatzteil

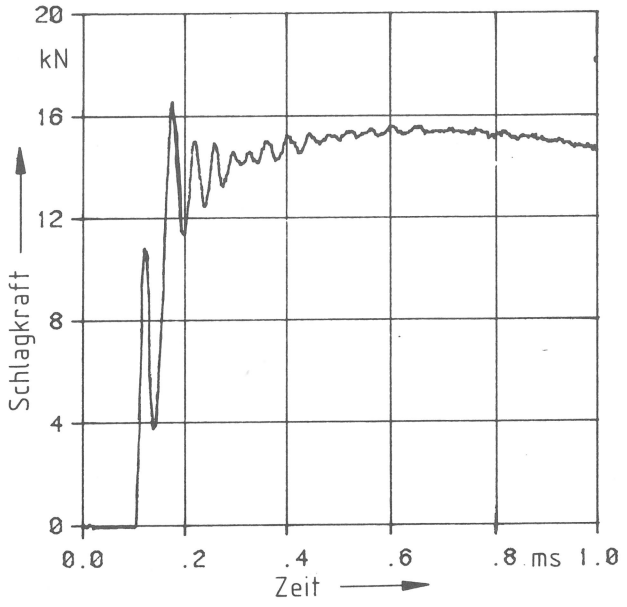
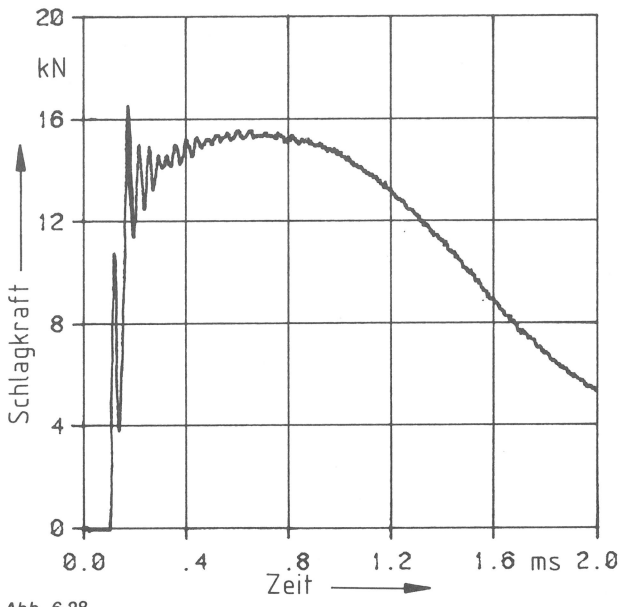


Abb. 6.28
Kerbschlagbiegeversuch, Schlagkraft-Zeit-Verlauf mit dem modifizierten Hammerblatt aus Stahl

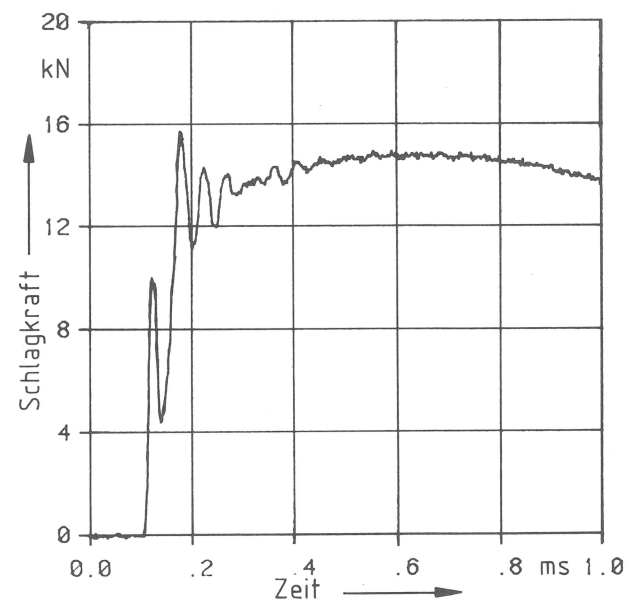
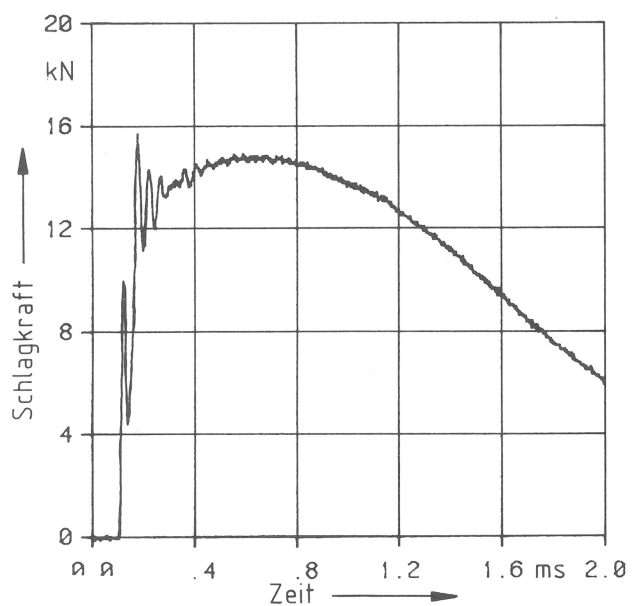


Abb. 6.29
Kerbschlagbiegeversuch, Schlagkraft-Zeit-Verlauf mit dem modifizierten Hammerblatt mit Aluminium /E-W-Zusatzteil

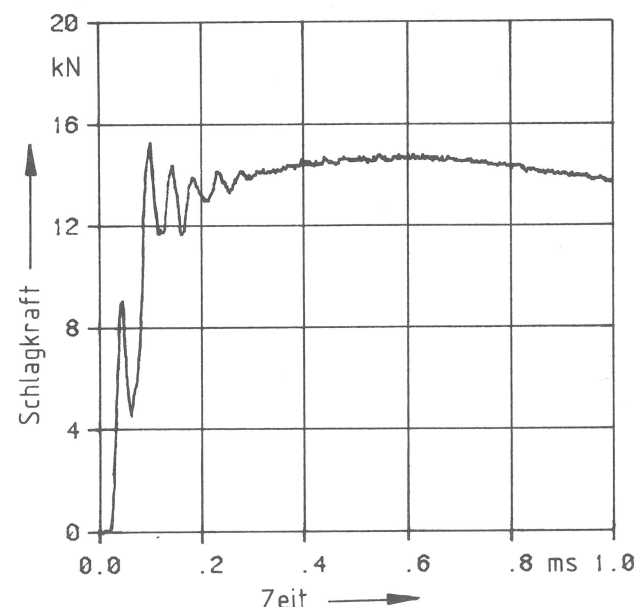
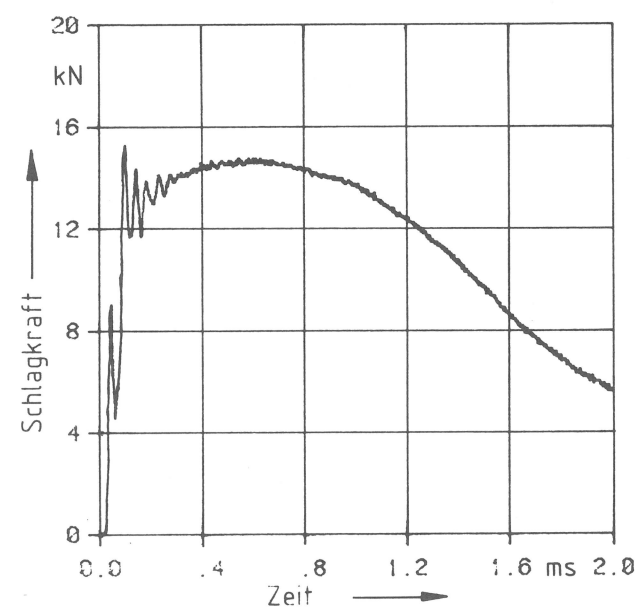


Abb. 6.30
Kerbschlagbiegeversuch, Schlagkraft-Zeit-Verlauf mit dem modifizierten Hammerblatt mit Magnesium /E-W-Zusatzteil

7. Zusammenfassung

Seit den ersten Versuchen einer Instrumentierung der Pendelhämmer bei Kerbschlagbiegeversuchen mit Hilfe von als Dynamometer ausgebildeten Schlagfinnen vor rd. 20 Jahren werden zusätzlich zur integralen Aussage über die von der Probe verbrauchte Schlagarbeit zunehmend auch Kraft-Zeit- bzw. Kraft-Durchbiegungs-Diagramme ermittelt. Hinsichtlich der für Aussagen über den Werkstoff zur Verfügung stehenden Größen stellt das einen erheblichen Fortschritt dar.

Mit Bekanntwerden der transienten Kraft-Verläufe wurde auch festgestellt, daß diesen ausgeprägte Störschwingungen überlagert sind. Diese Störschwingungen beeinflussen einmal die tatsächliche wirksame Belastung bzw. Verformung der Probe im Sinne eines kombiniert stoßartig-periodischen Vorganges, wobei die Auswirkung auf das Bruchverhalten besonders im Bereich plastischer Probendeformationen noch nicht geklärt ist. Zum anderen ist die quantitative Auswertung der Schlagkraft-Durchbiegungs-Diagramme anhand signifikanter Punkte durch die Störschwingungen in den verschiedenen Prüfbereichen unterschiedlich beeinträchtigt.

Es sind nur wenige Versuche bekannt, die Ursachen der Störschwingungen zu analysieren und damit die gemessenen Frequenzen auch rechnerisch zu erfassen. Die bisher vorgeschlagenen Maßnahmen zur Beseitigung der Störschwingungen, nämlich elektronische Filterung der Meßsignale oder drastische Verminderung der Schlaggeschwindigkeit, führen zu stark verfälschten Ergebnissen bzw. sind in der Praxis nicht ohne völlige Umstellung des überall genormten Prüfverfahrens möglich. Über mechanische Maßnahmen zur Vermeidung oder Herabsetzung der Intensität der Störschwingungen liegen bisher keine verwertbaren Angaben vor.

Zur Analyse mechanischer Strukturen wird heute mit Erfolg die Methode der Finiten Elemente angewendet, und zwar auch unter Berücksichtigung dynamischer Effekte. Im vorliegenden Fall bleibt zunächst offen, wo Systemgrenzen für eine derartige Analyse festzulegen und die dort wirksamen Randbedingungen zu wählen sind. Ebenso ist im vorliegenden Fall eine exakte Erfassung der Koppelungsbedingungen zwischen Probe und Schlagfinne bzw. Auflager schwierig. Da hier ein ausgeführtes System (Pendelhämmer) ohnehin zur Verfügung stand, lag die Anwendung des Verfahrens der Modal-Analyse nahe. Eine Besonderheit bei der praktischen Durchführung lag noch darin, daß sich der Frequenzbereich der Störschwingungen bis zu 25 kHz erstreckt und damit außerordentlich hoch liegt. Zur Ermittlung der mechanischen Admittanzen für diesen Frequenzbereich mußte gezielt ein Meßhammer-Satz entwickelt werden, mit dem die Modal-Analyse am Pendelhämmer durchgeführt werden konnte.

Die Ergebnisse zeigen, daß beim vorliegenden Untersuchungs-Objekt die Störschwingungen zum einen durch longitudinale Eigenschwingungen mit einer Eigenfrequenz von 18,7 kHz im Hammerblatt zwischen Schlagfinne und Hammerrücken und zum anderen durch Biege- und Torsionseigenschwingungen des Widerlagers mit einer Eigenfrequenz von 25,7 kHz verursacht werden. Diese Ergebnisse und die einer Fourier-Analyse der sowohl dem Schlagkraft-Zeit-Signal als auch dem Dehnungs-Zeit-Signal im Hammerblatt beim Kerbschlagbiegeversuch überlagerten Störschwingungen stimmen gut überein.

Die Ergebnisse zeigen ferner, daß es bei der Analyse derartiger Störschwingungen und besonders beim Auffinden der Ursachen nicht ausreicht, nur den näheren Bereich der Probe, also einschließlich Schlagfinne und gegebenenfalls starr angenommener Auflager zu betrachten, wie das bei einigen FD-Rechnungen der Fall ist. Es ist vielmehr notwendig, auch Strukturelemente im Fernfeld der im vorliegenden Fall relativ kleinen ISO-V-Probe großräumig in die Untersuchung einzubeziehen, um alle Schwingungsmoden im interessierenden Frequenzbereich zu erfassen. Dieser Forderung entspricht die Modalanalyse eher als die auf eine Nachbildung der Struktur angewiesenen Verfahren der Finiten Elemente und Finiten Differenzen.

Zur Abschwächung der longitudinalen Schwingungen aus dem Hammerblatt wurden unterschiedliche stab- und scheibenförmige Strukturmodelle teilweise auch in Verbindung mit einem neu entwickelten Dämpfungswerkstoff mit höherer Kennimpedanz untersucht. Weiterhin wurden verschiedene Modifikationen des Hammerblattes entwickelt und untersucht. Die Schlagkraft-Zeit-Verläufe, die auf dem als Beispiel untersuchten Pendelhämmer unter Einsatz eines optimierten gedämpften Hammerblattes aufgenommen wurden, zeigen, daß die Störschwingungen beim Kerbschlagbiegeversuch durch gezielte dämpfende Maßnahmen beträchtlich vermindert werden können.

Die vom Widerlager verursachten Störschwingungen müssen in einem weiteren Schritt durch entsprechende Modifikationen am Widerlager abgeschwächt werden. Hier liegen Eigenschwingungen in Biege- und Torsionsmoden vor, zu deren Dämpfung andere Maßnahmen, als für das Hammerblatt angewendet, geeigneter sind.

Literatur

Kapitel 1 und 2

- [1] Gmelins Handbuch der anorganischen Chemie, 8. Auflage.
Deutsche Chemische Gesellschaft, System-Nummer 59: Eisen, Teil C — Lieferung 2, Prüfung der Kerbschlagzähigkeit, 1939,
Verlag Chemie, Berlin
- [2] Helms, R., u. S. Ledworuski:
Reference Material for proof test of method and apparatus for notched-bar impact tests.
Proc. Internat. Symp. on Production and Use of Reference Materials, 247 — 258, Berlin, Nov. 13 — 16, 1979
- [3] Helms, R., H.-J. Kühn u. S. Ledworuski:
Zur werkstoffmechanischen Beurteilung des Kerbschlagbiegeversuches.
BAM-Ber. 82, April 1982
- [4] Venzi, S., A. H. Priest u. M. J. May:
Influence of inertial load in instrumented impact tests.
„Impact Testing of Metals“, ASTM STP 466, 1970, pp. 165 — 180
- [5] Ireland, D. R.:
Procedures and problems associated with reliable control of the instrumented impact test.
ASTM STP 563, „Instrumented Impact Testing“, 1974
- [6] Saxton, H. J., D. R. Ireland u. W. L. Server:
Analysis and control of inertial effects during instrumented impact testing.
„Instrumented Impact Testing“, ASTM STP 563, 1974, pp. 50 — 73
- [7] Kohlhaas, E.:
Einfluß des Beschleunigungsstoßes auf die Lasteinleitung beim Kerbschlagbiegeversuch, Materialprüfung 24 (1982), Nr. 3, März
- [8] Norris, Jr., D. M.:
Computer simulation of the Charpy-V-Notch toughness test.
Engineering fracture mechanics 11 (1979), p. 261 — 274
- [9] Stöckl, H.:
Numerical simulation of brittle fracture in impacted bend specimens.
Eingereicht für Intern. Conf. on „Dynamics Mechanical Properties and Fracture Dynamics of Engineering Materials“,
16. — 18. 6. 1983, Vaticce, CSSR
- [10] Böhme, W. u. J. F. Kalthoff:
The behavior of notched bend specimens in impact testing.
Int. Journ. Fracture 20, pp. R139 — 143, 1982
- [11] Kalthoff, J. F., W. Böhme, S. Winkler u. W. Klemm:
Measurements of dynamic stress intensity factors in impacted bend specimens.
CSNI Specialist meeting on „Instrumented Precracked Charpy Testing“, Electric Power Research Institute, Palo Alto, California,
Dec. 1 — 3, 1980
- [12] Kalthoff, J. F., W. Böhme u. S. Winkler:
Analysis of impact fracture phenomena by means of the shadow optical method of caustics.
VIIth Int. Conf. Experimental Stress Analysis, Haifa, Israel, Aug. 23 — 27, 1982
- [13] Böhme, W. u. J. F. Kalthoff:
Untersuchungen des Bruchverhaltens schlagbelasteter Dreipunktbiegeproben unter Einsatz verschiedener Meßverfahren der
Spannungsanalyse.
15. Sitzung des Arbeitskreises Bruchvorgänge im Deutschen Verband für Materialprüfung, Darmstadt, 22./23. Feb. 1983
- [14] Scherber, H.:
Untersuchungen zum Einfluß der Verformungsgeschwindigkeit auf die im Bereich des ebenen Dehnungszustandes ermittelte
Bruchzähigkeit ferritischer Stähle.
Diss. TH Aachen, 1974
- [15] Veith, H., J. Ziebs u. R. Helms:
Correlation between Charpy test results and those from larger specimens and structures on the basis of general yield.
CSNI Specialist's Meeting on Instrumented Precracked Charpy Testing, Palo Alto, Cal., 1 — 3 Dec., 1980
- [16] Aurich, D., R. Helms, H. Veith u. K. Wobst:
Abschätzung der Anwendungsgrenzen des Kollapskonzeptes mittels des Kerbschlagbiegeversuches.
Tagungsband 13. Sitzung des DVM-AK „Bruchvorgänge“, 6. u. 7. Okt. 1981, Hannover
- [17] Fearneough, G. D., u. C. J. Hoy:
Mechanism of deformation and fracture in the Charpy test as revealed by dynamic recording of impact loads.
Journal, Iron and Steel Institute, Vol. 202, 1964, p. 912
- [18] Ireland, D. R., u. J. Aleszka:
Dynamic fractures toughness measurements from instruments from impact testing of precracked Charpy specimens.
Meeting and panel discussion about industrial systems for crack speed and propagation resistance prediction, Milano, Italy, 1979

- [19] Server, W. L., u. D. R. Ireland:
Nonstandard test techniques utilizing the instrumented Charpy and Izod tests.
ASTM STP 563, „Instrumented impact testing“, 1974
- [20] Feuerstein, M.:
Der Kerbschlagbiegeversuch mit dem instrumentierten Pendelschlagwerk.
Symposium der MFL-Gruppe in Moskau, 1982
- Kapitel 3, 4 und 5**
- [21] Brown, D. L., R. J. Allemang, R. Zimmermann u. M. Mergeay:
Parameter estimation techniques for modal analysis.
SAE Paper No. 790029, 1979
- [22] Brown, D. L., G. Carbon u. K. Ramsey:
Survey of excitations techniques applicable to the testing of automotive structures.
SAE Paper 770029, 1977
- [23] Budd, R. W.:
MODAPS — a real time data processing system for modal vibration testing.
Proceedings, 1971 annual technical meeting, Institute of environmental science, pp. 169 — 177
- [24] Ewins, D. J.:
Measurement and application of mechanical impedance data.
Part 1, Vol. 14, No. 4, Dec. 1975, pp. 3 — 12; Part 2, Vol. 15, No. 1, March 1979, pp. 23 — 33; Part 3, Vol. 15, No. 12, June 1976, pp. 7 — 17
- [25] Ewins, D. J.:
State-of-the Art Assessment of mobility measurement techniques (SAMM)-summary of results.
Journal of the society of environmental engineers, March 1981
- [26] Favour, J. D., et al:
Transient test techniques for mechanical impedance and modal survey testing.
Shock and Vibration Bull., Vol. 42, Jan. 1972, pp. 71 — 82
- [27] Flannelly, W. G., A. Berman u. N. Giansante:
Research on structural dynamic testing by impedance methods.
AD — 756 390
- [28] Garda, J. A., B. K. Wada u. J. C. Chen:
Experience in using modal synthesis within project requirements.
Shock and Vibration Bull., Vol. 46, Part 5, 1976, pp. 213 — 230
- [29] Gordon, R. W., u. H. F. Wolfe:
Modal investigation of lightweight aircraft structures using digital techniques.
Shock and Vibration Bull., Vol. 47, Part 3, Sept. 1977, pp. 61 — 77
- [30] Goyder, H. G. D.:
Structural modelling by the curve fitting of measured frequency response data.
ISVR Technical Report No. 87, Univ. of Southampton, Oct. 1976
- [31] Hall, B. M., et al:
Linear estimation of structural parameters from dynamic test data.
A1AA/ASME 11th SSDMC, Apr. 1970, pp. 193 — 197
- [32] Halvorsen, W. G.:
Impulse techniques for structural frequency response testing.
Sound and Vibration, Nov. 1977
- [33] Harris, C. M., u. C. E. Crede ed.:
„Shock and Vibration Handbook“, 2-edition, Mc-Graw-Hill, 1976
- [34] Henderson, J. P., u. M. L. Drake:
Vibration control using additive damping and FFT analysis.
SAE Paper 790220
- [35] Hewlett-Packard Co.:
HP-5451C Fourier analyzer system operating manual, Vol. 1, Sec. 2 system operating
- [36] Ibrahim, S. R.:
The experimental determination of vibration parameters from time responses.
Shock and Vibration Bull., Vol. 46, Part 5, 1976, pp. 187 — 195
- [37] Klosterman, A. L., u. J. R. Lemon:
Building block approach to structural dynamics.
ASME publication, 69-VIBR-30

- [38] Klosterman, A. L., u. J. R. Lemon:
Dynamic design analysis via the building block approach.
Shock and Vibration Bull., Vol. 42, 1972, pp. 97 — 104
- [39] Klosterman, A. L., u. W. A. McClelland:
Combining experimental and analytical techniques for dynamic system analysis.
„Theory and practice in finite element structural analysis“, Univ. of Tokyo Press, 1973
- [40] Mains, R. M., u. W. E. Noonan:
Stiffness, mass and damping matrices from measured mobilities.
A1AA Paper No. 74 — 388
- [41] Mantus, M.:
Development and evaluation of the impulse transfer function technique.
NASA CR 112025, Jan. 1972, 34 p.
- [42] Miramand, N., J. F. Billaud u. F. Leleux:
Identification of structural modal parameters by dynamic tests at a single point.
Shock and Vibration Bull., Vol. 46, Part 5, 1976, pp. 197 — 212
- [43] Nied, H. A.:
Modal analysis of gas turbine buckets using a digital test system.
Journal of engineering for Power, Vol. 102, Apr. 1980, p. 357 — 367
- [44] Plunkett, R. ed.:
Mechanical impedance methods for mechanical vibrations.
ASME annual meeting, New York, Dec. 1958
- [45] Potter, R., u. M. Richardson:
Mass, stiffness and damping matrices from measured modal parameters.
Advances in instrumentation, Vol. 29, Part 2, 1974
- [46] Ramsey, K. A.:
Effective measurements for structural dynamics testing.
Sound and Vibration, Part 1, Vol. 9, Nov. 1975, pp. 24 — 35; Part 2, Vol. 10, Apr. 1976, pp. 18 — 31
- [47] Randall, R. B.:
Frequency analysis.
Bruel & Kjaer, 1977
- [48] Raney, J. P., et al (NASA):
Identification of structural systems by use of near-resonance testing.
NASA-TN-D-5069, Feb. 1969, pp. 40
- [49] Recharadson, M.:
Modal analysis using digital test systems.
Seminar on understanding digital control and analysis in vibration test systems, 1976
- [50] Richardson, M., u. R. Potter:
Identification of the modal properties of an elastic structure from measured transfer function data.
Proceedings of the 20th international instrumentation Symposium-Albuquerque, N.M., Vol. 20, Instrumentation in the aerospace industry, 1974
- [51] Russel, R. H., u. J. C. Deel:
Modal analysis: Trouble-Shooting to product design.
Sound and Vibration, Nov. 1977
- [52] Salyer, R. A.:
Hybrid techniques for modal survey control and data appraisal.
Shock and Vibration Bull., Vol. 41, Part 3, Dec. 1970, pp. 25 — 42
- [53] Sisson, T., R. Zimmermann u. J. Martz:
Determination of modal properties of automotive bodies and frames using transient testing techniques.
SAE Transactions, 730502
- [54] Smith, S., R. C. Stround, G. A. Hamma, W. L. Hallauer u. R. C. Yee:
Modalab A, a new system for structural dynamic testing.
Shock and Vibration Bull., Vol. 45, 1975, pp. 15 — 17
- [55] Snoeys, R., D. Roesems, V. Vandeurzen u. P. Vanhonacker:
Survey of modal analysis applications.
Annals of the CIPP, Vol. 28, Dec. 1979
- [56] Thomson, W. T.:
Theory of vibration with applications.
Prentice-Hall, Inc. 1972

- [57] Timoshenko, S.:
Vibration problems in engineering.
D. Van Nostrand Comp., Inc., Princeton, N.Y., 1937
- [58] Tlustý, J.:
Some applications of shock excitation technique in machine tool structural analysis.
Proceedings of the North American metalworking research conference, May 1973
- [59] Walgrave, S. C., u. J. M. Ehlbeck:
Understanding modal analysis.
SAE Paper 780 695, 1978

Kapitel 6

- [60] Stühler, W.:
Mechanische Schwingungslehre und Maschinendynamik.
Vorlesungs-Script, TU Berlin, 1973
- [61] Patel, B. W., G. E. Warnaka u. D. J. Mead:
New structural damping technique for vibration control.
Shock and Vibration Bull. n. 48, Sept. 1978
- [62] Snowdon, J. C.:
Vibration and shock in damped mechanical systems.
John Wiley & Sons, Inc. N.Y., 1968
- [63] Peters, J., et al:
The measurement of the elastic and loss moduli of rubber and rubberlike materials.
Klasse der Wetenschappen, Jaargang 43, 1981, Nr. 3, Paleis der Academien, Brussel
- [64] Zemanek, J.:
An experimental and theoretical investigation of elastic wave propagation in a cylinder.
J. Acou. S.A., Vol. 51, No. 1, 1972, p. 265
- [65] Pritz, T.:
Apparent complex Young's modulus of a longitudinal vibrating viscoelastic rod.
J. Sound and Vibration, Vol. 77 (1), 1981, p. 93
- [66] Becker, G. W.:
Mechanische Relaxationsmessungen in nicht weichgemachten hochpolymeren Kunststoffen.
Kolloid-Z. 140 (1955), S. 1
- [67] Schreyer, G.:
Konstruieren mit Kunststoffen.
Carl Hanser Verlag, München, 1972
- [68] Stoffhütte,
4. Auflage, Verlag von Wilhelm Ernst & Sohn, Berlin, 1967
- [69] Lazan, J. B.:
Damping of materials and members in structural mechanics.
Pergamon Press, Oxford, 1968
- [70] Scott, R. A.:
Linear elastic wave propagation.
An annotated bibliography: Part 1.
The Shock and Vibration Digest, Nr. 2, 1978
- [71] Dong, X. Q.:
DP Anmeldung P 3309 952.9-52, 19. 03. 1983

Bisher erschienene Forschungsberichte der BAM

Nr. 1/September 1968

Forschung und Entwicklung in der Bundesanstalt für Materialprüfung (BAM)

Rechenschaftsbericht für den Bundesminister für Bildung und Wissenschaft

Nr. 2/Juli 1970 (vergriffen)

Zum Problem des Feuchtigkeitsschutzes von Dehnungsmeßstreifen und Halbleitern

von Dr.-Ing. Götz Andreae

Nr. 3/September 1970 (vergriffen)

Über das mechanische Verhalten von Aluminium-Stahl-Freileitungsseilen als Beispiel für Verbundbauteile

von Dr.-Ing. Josef Ziebs

Nr. 4/Dezember 1970 (vergriffen)

Formbeständigkeit von Holz gegenüber Feuchtigkeit — Grundlagen und Vergütungsverfahren

von Dr. rer. nat. Arno Burmester

Nr. 5/März 1971

Die Bedeutung der Netzstellenart und der Netzwerkkettendichte für die Beschreibung der elastischen Eigenschaften und des Abbaus von elastomeren Netzwerken

von Dr. rer. nat. Norbert Steiner

Nr. 6/April 1971

Zur Problematik der Prüfung und Beurteilung des Luftschallschutzes von Bauelementen bei unterschiedlichen Einbaubedingungen

von Prof. Dr.-Ing. Paul Schneider

Nr. 7/Juli 1971

Chromatographie und chemische Konstitution — Untersuchungen über den Einfluß der Struktur organischer Verbindungen auf das Verhalten bei der Dünnschicht-Chromatographie

von Dr.-Ing. Hans-Joachim Petrowitz

Nr. 8/November 1971

Zum Spannungs-Dehnungs-Verhalten von Baustählen bei Wechselbeanspruchung

von Dr.-Ing. Helmut Veith

Nr. 9/November 1971

Untersuchung über die sichernde Wirkung poröser Massen in Acetylenflaschen

von Dr.-Ing. Karl-Heinz Möller

Nr. 10/Januar 1972

Untersuchungen über die Korngrößenbestimmung mit Ultraschall zur Entwicklung einer für die Praxis geeigneten zerstörungsfreien Meßmethode

von Dr.-Ing. Dietmar Aurich und Prof. Dr. phil. Erich Martin

Nr. 11/Februar 1972

Beitrag zur Kenntnis der Schnittriefenbildung und Schnittgütwerte beim Brennschneiden

von Dr.-Ing. Hans-Joachim Krause

Nr. 12/Mai 1972

Über Veränderungen von Nylon-6-Fasern beim Texturieren

von Dir. u. Prof. Dr. rer. nat. Hubert Feuerberg

Nr. 13/Juni 1972

Festkörperlagerung und Verschleiß von Eisen, Kobalt, Kupfer, Silber, Magnesium und Aluminium in einem Sauerstoff-Stickstoff-Gemisch zwischen 760 und $2 \cdot 10^{-7}$ Torr

von Dr.-Ing. Karl-Heinz Habig (Berichter), Prof. Dr.-Ing. Kurt Kirschke, Dr.-Ing. Wolfgang-Werner Maennig und Dipl.-Phys. Harald Tischer

Nr. 14/Juli 1972

Untersuchungen zur Amplitudenabhängigkeit der Ultraschalldämpfung in Metallen bei 20 kHz

von Eberhard Fischer

Nr. 15/August 1972

Studie und Probleme der chemischen Edelmetall-Analyse

von Dir. u. Prof. Dr.-Ing. Heinz Pohl

Nr. 16/August 1972

Über Ausführung und Aussagefähigkeit des Normbrandversuches nach DIN 4102, Blatt 2, im Hinblick auf die Nachbildung natürlicher Schadensfeuer

von Dr.-Ing. Erwin Knublauch

Nr. 17/August 1972

Aktivierungsanalyse mit schnellen Neutronen, Photonen und geladenen Teilchen

von Dr.-Ing. Peter Reimers

Nr. 18/Januar 1973

Das Sprödbruchverhalten des Baustahles R St 37-2 N in geschweißten Konstruktionen, dargestellt mit Hilfe der Methode des Temperaturvergleiches

von Dr.-Ing. Werner Struck

Nr. 19/Januar 1973

Die Bestimmung von Grenzflächentemperaturen bei tribologischen Vorgängen

Literaturrecherche von Dipl.-Phys. K. Kaffanke und Dr.-Ing. H. Czichos

Nr. 20/April 1973

Brandrisiko elektrischer Leitungen und Installationen in Wänden

von Dipl.-Ing. R. Rudolphi

Nr. 21/Juli 1973

Die kontinuumsmechanische Erfassung des zeitlichen Ablaufs der elastisch-plastischen Dehnungen bei der Zerrüttung

Literaturrecherche von Dipl.-Phys. D. Klaffke und Dr.-Ing. W. Maennig

Nr. 22/Juli 1973

Untersuchungen für ein Prüfverfahren zur Bemessung der Brandschutzbekleidung von Stahlstützen

von Dipl.-Ing. R. Rudolphi und Dr.-Ing. E. Knublauch

Nr. 23/November 1973

Reichs- und preußische Landesanstalten in Berlin Ihre Entstehung und Entwicklung als außeruniversitäre Forschungsanstalten und Beratungsorgane der politischen Instanzen

von Prof. Dr. rer. nat. habil. Walter Ruske

Nr. 24/November 1973

Das Brandverhalten von Holzstützen unter Druckbeanspruchung

von Dipl.-Ing. J. Stanke, Ing. grad. E. Klement und Dipl.-Ing. R. Rudolphi

Nr. 25/Dezember 1973

Über das Brandgeschehen vor der Fassade eines brennenden Gebäudes unter besonderer Berücksichtigung der Feuerbeanspruchung von Außenstützen

von Dr.-Ing. E. Knublauch

Nr. 26/August 1974

Der Elektronen-Linearbeschleuniger der BAM — Eigenschaften und erste Anwendungen —

von Dipl.-Ing. P. Jost, Dr.-Ing. P. Reimers und Dr.-Ing. P. Weise

Nr. 27/August 1974

Untersuchungen zum Schallfeld von Winkelprüfköpfen für die Materialprüfung mit Ultraschall

von Dr.-Ing. Hermann Wüstenberg

Nr. 28/August 1974

Zum Ablauf von Gasexplosionen in mit Rohrleitungen verbundenen Behältern

von Prof. Dr. rer. nat. Hans-Jürgen Heinrich

Nr. 29/August 1974

Theorie der dissipativen Luftschalldämmung bei einem idealisotropen porösen Material mit starrem Skelett für senkrechten, schrägen und allseitigen Schalleinfall

von Prof. Dr.-Ing. P. Schneider

Nr. 30/September 1974 (vergriffen)

The Application of Systems Thinking and Systems Analysis to Tribology

von Dr. Horst Czichos und Dr. Geert Salomon

Nr. 31/August 1975

Untersuchungen zur Klärung des Verhaltens thermoplastischer Kunststoffe bei Wechseldehnungsbeanspruchung

von Dr.-Ing. Gerhard Fuhrmann

Nr. 32/September 1975

Ein thermo-elektrisches Netzwerkverfahren zur Berechnung stationärer Temperatur- und Wärmestromverteilungen mit Anwendungsbeispielen

von Dipl.-Ing. Reinald Rudolphi und Dr.-Ing. Bernhard Böttcher

Nr. 33/November 1975

Die Bestimmung der Temperaturleitfähigkeit von Baustoffen mit Hilfe eines nichtstationären Meßverfahrens

von Dipl.-Ing. Armin Wagner, Dipl.-Phys. Gerhard Kieper und Dipl.-Ing. Reinald Rudolphi

Nr. 34/Januar 1976 (vergriffen)

Untersuchungen zur Vergütung von Holzwerkstoffen

von Dipl.-Forsting. Dr. rer. sylv. Hans-Joachim Deppe

Nr. 35/Januar 1976

Der Widerstand von Platten, die als Beplankungsmaterial leichter Wände verwendet werden, gegenüber dem Aufprall harter Körper — Vorschlag für ein Prüfverfahren —

von Dipl.-Ing. Ernst Limberger

- Nr. 36/Januar 1976 (vergriffen)
Wärme- und Feuchtigkeitsleitung in Beton unter Einwirkung eines Temperaturgefälles
von Dipl.-Ing. Jürgen Hundt
- Nr. 37/Februar 1976
Die stoßartige Beanspruchung leichter, nichttragender Bauteile durch einen mit der Schulter gegenprallenden Menschen — Vorschlag für ein Prüfverfahren —
von Dr.-Ing. Werner Struck
- Nr. 38/Juni 1976
Verschleißuntersuchungen an gas-, bad- und ionisiertem Stahl 42 CrMo 4
von Dr.-Ing. Karl-Heinz Habig
- Nr. 39/Juni 1976
Untersuchung der viskoelastischen Eigenschaften von Flüssigkeiten (mit nicht-Newton'schem Fließverhalten) insbesondere bei höherer Scherbeanspruchung
von Prof. Dr.-Ing. K. Kirschke und Dipl.-Phys. G. Kempf
- Nr. 40/Juni 1976
Zum Untergrundabzug bei energiedispersiven Spektren nach verschiedenen Verfahren
von Dr. rer. nat. H. Hantsche
- Nr. 41/Okttober 1976
Optische Eigenschaften cholesterinischer Flüssigkeiten
von Dr. rer. nat. Bernhard Böttcher
- Nr. 42/Okttober 1976
Ermittlung der Mindestzündenergie brennbarer Gase in Mischung mit Luft
von Dr.-Ing. Siegmund Dietlen
- Nr. 43/Okttober 1976
Das Sprödbruchverhalten geschweißter Bauteile aus Stahl mit zäh-sprödem Übergang im Bruchverhalten, dargestellt mit Hilfe der Methode des Temperaturvergleiches
von Dr.-Ing. Werner Struck
- Nr. 44/November 1976
Berechnung von räumlichen, linear elastischen Systemen, die aus finiten Stab- und Balkenelementen zusammengesetzt sind, unter Verwendung des Programms „Stab-Werk“
von Dipl.-Ing. W. Matthees
- Nr. 45/Dezember 1976
Untersuchung des Elektrodenverhaltens im Vakuum aufgedampfter Metallschichten
von Dr.-Ing. W. Paatsch
- Nr. 46/Mai 1977 (vergriffen)
Versuchsergebnisse zur Festigkeit und Verformung von Beton bei mehraxialer Druckbeanspruchung
Results of Test Concerning Strength and Strain of Concrete Subjected to Multiaxial Compressive Stresses
von Dipl.-Ing. Gerald Schickert und Dipl.-Ing. Helmut Winkler
- Nr. 47/Juni 1977
Bautechnische Einflüsse auf die Tragfähigkeit von Kunststoffdübeln für Fassadenbekleidungen
von Dr.-Ing. Arno Plank
- Nr. 48/Okttober 1977
Setzung von Fundamenten infolge dynamischer Last, angewendet auf die Fundamente einer geplanten Schnellbahn
von Dr.-Ing. U. Holzöhner
- Nr. 49/Dezember 1977
Untersuchungen zur Anwendung von Mikrowellen in der zerstörungsfreien Prüfung
von Dr.-Ing. Günther Wittig
- Nr. 50/Juni 1978 (vergriffen)
Zur Meßtechnik für die Sicherheitsbeurteilung und -überwachung von Spannbeton-Reaktordruckbehältern
von Prof. Dipl.-Phys. Norbert Czaika, Dipl.-Phys. Norbert Mayer, Dipl.-Ing. Claus Amberg, Dipl.-Ing. Götz Magiera, Dr.-Ing. Götz Andreae und Dipl.-Ing. Winfried Markowski
- Nr. 51/Juni 1978
Auswirkung von chemischen und physikalisch-technologischen Einflußfaktoren auf das Beständigkeitsverhalten von Oberflächenbeschichtungen auf der Basis von Reaktionsbeschichtungsstoffen
von Dr. rer. nat. J. Sickfeld
- Nr. 52/August 1978
Zum Einfluß der Gleitgeschwindigkeit auf das tribologische Verhalten von Werkstoffen hoher Härte bei reiner Festkörperreibung
von Dr.-Ing. Aleksandar Tomov
- Nr. 53/Okttober 1978
Bemessung und Optimierung beheizbarer Straßen- und Brückenbeläge
von Rolf Günter Rohrmann und Reinald Rudolphi
- Nr. 54/Okttober 1978
Magnetisches Verhalten dünner Eisenschichten bei mechanischer Wechselbeanspruchung
von Dr.-Ing. Harro Sander
- Nr. 55/November 1978
Beobachtung und Orientierungsbestimmung der Oberflächenkristallite polykristalliner 99,999 %-Al-Proben bei Biegewechselbeanspruchung
von Dr.-Ing. Dieter Klaffke
- Nr. 56/Januar 1979
Stabilität von Sandwichbauteilen
von Dipl.-Ing. W. Brünner und Prof. Dr.-Ing. C. Langlie
- Nr. 57/März 1979
Untersuchungen an Prüfmitteln für die Magnetpulverprüfung
Investigations on Inspection-Media for Magnetic-Particle-Testing
von Dipl.-Ing. Meinhard Stadthaus
- Nr. 58/März 1979
Ermittlung des Bauteilwiderstandes aus Versuchsergebnissen bei vereinbartem Sicherheitsniveau
von Dr.-Ing. Werner Struck
- Nr. 59/Juli 1979
Ermittlung der Verformungen biegebeanspruchter Stahlbetonbalken mit der Methode der Finiten Elemente unter besonderer Berücksichtigung des Verbundes zwischen Beton und Stahl
von Dr.-Ing. Günther Plauk
- Nr. 60/August 1979
Untersuchungen zur Erfassung der Kaltformbarkeit von Feinblechen beim Strecken
von Dr.-Ing. H. Spreckelmeyer, Dr.-Ing. R. Helms und Dr.-Ing. J. Ziebs
- Nr. 61/Dezember 1979
Beschreibung von Problemen der höheren Farbmetrik mit Hilfe des Gegenfarbensystems
von Dr. Klaus Richter
- Nr. 62/Dezember 1979
Geomagnetobiologisch bedingter Zusammenhang zwischen der Fraßaktivität von Termiten und der Zahl der Sterbefälle
von Dir. Dr. u. Prof. Dr.-Ing. Wolfgang Gerisch und Prof. Dr. habil. Dr. h. c. Günther Becker
- Nr. 63/Dezember 1979
Untersuchungen an Stopfbuchsen von Ventilen und Schiebern für Gase
von Dipl.-Ing. E. Behrend und Dipl.-Ing. J. Ludwig
- Nr. 64/Februar 1980
Ermittlung der Schwingungserregung beim Betrieb schienengebundener Fahrzeuge in Tunneln sowie Untersuchung des Einflusses einzelner Parameter auf die Ausbreitung von Erschütterungen im Tunnel und dessen Umgebung
von Dr.-Ing. Werner Rücker
- Nr. 65/Februar 1980
Untersuchungen über den Einfluß des Spannungszustandes auf bruchmechanische Kennwerte
von Dr.-Ing. Peter Schmidt, Dr.-Ing. Dietmar Aurich, Dr.-Ing. Rolf Helms, Dr.-Ing. Helmut Veith und Dr.-Ing. Josef Ziebs
- Nr. 66/Mai 1980
Auswirkung von Druckentlastungsvorgängen auf die Umgebung
von Dr. rer. nat. Martin Hattwig
- Nr. 67/Mai 1980
Beitrag zur dynamischen Analyse von vorgespannten und vorbelasteten Feder-Masse-Systemen mit veränderlicher Gliederung unter stoßartiger Beanspruchung
von Dr.-Ing. Wolfgang Matthees
- Nr. 68/Mai 1980
Oberflächenmeßverfahren unter besonderer Berücksichtigung der Stereomeßtechnik.
Entwicklung eines volleuzentrischen Präzisions-Goniometers
von Dr. rer. nat. Dieter Petersohn
- Nr. 69/Juni 1980
Untersuchungen zur Integrität des Liners von Reaktorsicherheitschillen (Containments) in Stahlbeton- und Spannbetonbauweise
von Dr.-Ing. Frank Buchhardt und Dipl.-Ing. Peter Brandl
- Nr. 70/August 1980 (vergriffen)
Schwellenwerte beim Betondruckversuch
von Dr.-Ing. Gerald Schickert
- Nr. 71/August 1980
Untersuchungen über durch den Boden gekoppelte dynamische Wechselwirkungen benachbarter Kernkraftwerksbauten großer Masse unter seismischen Einwirkungen
von Dr.-Ing. Wolfgang Matthees und Dipl.-Ing. Götz Magiera

- Nr. 72/September 1980
Übertragbarkeit der Ergebnisse von Brandprüfungen am Beispiel von Stahl- und Holzstützen
von Dr.-Ing. Reinald Rudolphi
- Nr. 73/November 1980
Vergleichende Untersuchungen zum Tragverhalten von Klemmkupplungen für Stahlrohrgerüste nach bestehenden deutschen Prüfvorschriften und geplanten europäischen bzw. internationalen Prüfnormen
von Dipl.-Ing. Peter Wegener
- Nr. 74/November 1980
ALGOL-Computerprogramm zur Berechnung zweidimensionaler instationärer Temperaturverteilungen mit Anwendungen aus dem Brand- und Wärmeschutz
von Dr.-Ing. Reinald Rudolphi und Dipl.-Inform. Renate Müller
- Nr. 75/November 1980
Beitrag zur Kenntnis des zeitlichen und örtlichen Druckverlaufs bei der plötzlichen Entlastung unter Druck stehender Behälter und Behälterkombinationen
von Dir. u. Prof. Dr. Hans-Jürgen Heinrich
- Nr. 76/November 1980
Deformationsverhalten von Rein- und Reinstaluminium sowie Cu 99,9 und St 37 bei Biegewechselbeanspruchung im Rasterelektronenmikroskop
von Dr.-Ing. Dieter Klafke und Prof. Dr.-Ing. Wolfgang-Werner Maennig
- Nr. 77/April 1981
Untersuchung des Verhaltens von Lagerzementen
von Dipl.-Ing. Michael Gierloff und Dr.-Ing. Matthias Maultzsch
- Nr. 78/September 1981
Dynamische Wechselwirkung eines Schienen-Schwelensystems mit dem Untergrund
von Dr.-Ing. Werner Rücker
- Nr. 79/Dezember 1981
Ein Beitrag zur Untersuchung der wasserstoffbeeinflussten Kaltrißneigung höherfester niedriglegierter Feinkornbaustähle mit dem Implantversuch
von Dr.-Ing. Volker Neumann
- Nr. 80/Dezember 1981
Ursachen des Teileinsturzes der Kongreßhalle in Berlin-Tiergarten
von Dr.-Ing. Arno Plank, Dr.-Ing. Werner Struck und Dr.-Ing. Manfred Tzschätzsch
- Nr. 81/Dezember 1981
Graphisch-rechnerisches Verfahren zum Erfassen der Zündhäufigkeit zündbarer Stoffe; Anwendung auf Datenmaterial aus dem Bereich der Statistik
von Dipl.-Ing. Jürgen Schmidt
- Nr. 82/April 1982
Zur werkstoffmechanischen Beurteilung des Kerbschlagbiegeversuches
Assessment of the mechanical behaviour of materials in the notched bar impact test
von Rolf Helms, Hans-Joachim Kühn und Siegmund Ledworuski
- Nr. 83/Juli 1982
Tribologisches Verhalten von thermoplastischen Kunststoffen — Kontaktdeformation, Reibung und Verschleiß, Oberflächenuntersuchungen —
von Prof. Dr.-Ing. Horst Czichos und Dr.-Ing. Paul Feinle
- Nr. 84/Juli 1982
Übertragbarkeit der Ergebnisse von Brandprüfungen im Kleinprüfstand (Vergleichsversuche)
von Dipl.-Inform. Renate Müller und Dr.-Ing. Reinald Rudolphi
- Nr. 85/ISBN 3-88314-231-X/Oktober 1982
Technische Materialforschung und -prüfung — Entwicklungstendenzen und Rahmenvorschläge für ein EG-Programm „Basic Technological Research“ — Materials Research and Testing — Development Trends and Outline Proposals for a Community Programme “Basic Technological Research“ —
von Prof. Dr. Horst Czichos
- Nr. 86/ISBN 3-88314-232-8/November 1982
Zur quantitativen Kennzeichnung des Verwitterungsverhaltens von Naturwerksteinen anhand ihrer Gefügemerkmale
von Dr.-Ing. Konrad Niesel und Dr. rer. nat. Peter Schimmelwitz
- Nr. 87/ISBN 3-88314-240-9/Dezember 1982
Einfluß baupraktischer Umgebungsbedingungen auf das Korrosionsverhalten von Spannstählen vor dem Injizieren
von Dr.-Ing. Bernd Isecke und Dr.-Ing. Wolfgang Stichel
- Nr. 88/ISBN 3-88314-254-9/Februar 1983
Untersuchungen zur Ausbreitung von Longitudinalwellen an Oberflächen bei der Materialprüfung mit Ultraschall
von Dr.-Ing. Anton Erhard
- Nr. 89/ISBN 3-88314-263-8/April 1983
Untersuchungen zur Zerfallsfähigkeit von Distickstoffoxid
von Dr. rer. nat. Dietrich Conrad und Dr.-Ing. Siegmund Dietlen
- Nr. 90/ISBN 3-88314-264-6/April 1983
Kinetische Grenztragfähigkeit von stoßartig belasteten Stahlbetonbauteilen
Kinetic Load Bearing Capacity of Impulsively Loaded Reinforced Concrete Members
von Dr.-Ing. Klaus Brandes, Dipl.-Ing. Ernst Limberger und Dipl.-Ing. Jürgen Herter
- Nr. 91/ISBN 3-88314-265-4/April 1983
Dreidimensionale Analyse von unbewehrtem Beton mit nichtlinear-elastischem Materialgesetz
von Dr.-Ing. Michael Weber
- Nr. 92/ISBN 3-88314-266-2/August 1983
Ausbreitung von Erschütterungen durch den Boden
von Dipl.-Ing. Lutz Auersch
- Nr. 93/ISBN 3-88314-283-2/August 1983
Unterdrückung stick-slip-induzierter Kurvengeräusche schienengebundener Fahrzeuge durch eine physikalisch-chemische Oberflächenbehandlung der Schienen
von Dr. rer. nat. Peter Studt
- Nr. 94/ISBN 3-88314-284-0/August 1983
Untersuchungen der Störschwingungen beim Kerbschlagbiegeversuch und deren Abschwächungen
von Dr.-Ing. Xian-Quan Dong
- Nr. 95/ISBN 3-88314-289-1/August 1983
Über die Fokussierung des Schallfeldes von Ultraschall-Prüfköpfen mit Fresnelschen Zonenplatten
von Dr.-Ing. Manfred Römer

