

BAM-BERICHT Nr. 14

DER BUNDESANSTALT FÜR
MATERIALPRÜFUNG (BAM)
BERLIN

Untersuchungen zur Amplituden – abhängigkeit der Ultraschalldämpfung in Metallen bei 20 kHz

von Eberhard Fischer

Inhaltsverzeichnis

	Seite
1. Liste der verwendeten Symbole	
2. Einleitung	1
3. Ursachen der Dämpfung	2
3.1. Versetzungsdämpfung	2
3.2. Magnetoelastische Dämpfung	2
4. Dämpfungstheorien	4
4.1. Grundzüge der Granato-Lücke-Theorie	4
4.2. Verbesserung der Granato-Lücke-Theorie	5
4.3. Temperaturabhängigkeit der Dämpfung	5
4.4. Magnetoelastische Dämpfung in ferromagnetischen Werkstoffen	6
5. Meßprinzip	7
5.1. Bestimmung der Dämpfung	7
5.1.1. Diskussion verschiedener Meßmethoden	7
5.1.2. Angewendetes Meßverfahren	7
5.1.3. Auswahl einer geeigneten Probenform	8
5.2. Bestimmung der Dehnungsamplitude	8
6. Gerätetechnik	9
6.1. Beschreibung der erforderlichen Betriebsarten	9
6.1.1. Funktionsweise bei Dauerbetrieb	9
6.1.2. Funktionsweise bei Impulsbetrieb	10
6.2. Erläuterung der Funktionselemente der Schwingeranordnung	10
6.2.1. Der elektroakustische Wandler	10
6.2.2. $\lambda/2$ -Zwischenstück und gestufter Schnelletransformator	11
6.2.3. Die Probe	11
6.2.4. Vorrichtung zur Magnetisierung der Probe	11
6.3. Aufzeichnung der Meßergebnisse	11
6.3.1. Aufzeichnung des Leistungswertes	11
6.3.2. Aufzeichnung des Amplitudenwertes der Dehnung	12
6.4. Abbildung der Anordnung	12
7. Meßtechnik	13
7.1. Bestimmung der Verlustenergie ΔW (ohne Magnetfeld)	13
7.2. Bestimmung der Verlustenergie ΔW (mit Magnetfeld)	14
7.3. Bestimmung der gespeicherten elastischen Energie W	15
7.4. Bestimmung der Dehnungsamplitude ϵ_d	15
7.5. Berechnung der Dämpfung	15
8. Ergebnisse	16
8.1. Einfluß der Probenvorbehandlung auf die Dämpfung	16
8.2. Temperaturabhängigkeit der Dämpfung	16
8.3. Einfluß der Magnetisierung	16
8.4. Einfluß unterschiedlicher Korngrößen	17
9. Diskussion der Meßergebnisse	18
10. Zusammenfassung	19

11. Anhang	20
11.1. Elektrotechnischer Anhang	20
11.1.1. Anschwing- und Begrenzungsschaltung	20
11.1.1.1. Dauerbetrieb	20
11.1.1.2. Impulsbetrieb	21
11.1.2. Der Generator	21
11.1.2.1. Die Treiberstufe	21
11.1.2.2. Die Endstufe	22
11.1.2.3. Gitterspannungsstabilisation und Sicherung	22
11.1.2.4. Netzversorgung und Einschaltvorgang des Generators	22
11.1.3. Verstärker und Stabilisationsschaltungen	23
11.2. Literaturverzeichnis	25

1. Liste der verwendeten Symbole

a	= Länge des Mittelteils der Hantelprobe
A	= Effektive Masse der Versetzung pro Einheitslänge ($= \rho \pi b^2$)
b	= Betrag des Burgersvektors (bei Stahl ca. $2,5 \cdot 10^{-8}$ cm)
B	= Geschwindigkeitsabhängiger Reibungskoeffizient im Saitenmodell
c_D	= Dehnwellengeschwindigkeit ($= (E/\rho)^{1/2}$)
C	= Spannungskoeffizient im Saitenmodell ($= 2Gb^2/\pi (1 - \nu)$)
C_1, C_2	= Koeffizienten des amplitudenabhängigen Verlustfaktors
C_1	= $8Gb^2TL_n^3\Gamma/\pi^4CL_cRE$
C_2	= Γ/REL_c
d	= Durchmesser des Mittelteils der Hantelprobe
D	= Durchmesser der Enden der Hantelprobe
δ	= Verlustfaktor ($\delta = \Delta/\pi = \Delta W/2\pi W$) = $\frac{\text{Verlustenergie}}{\text{gesamte max. gespeicherte Energie des schwingenden Systems}}$
δ_E	= Verlustfaktor in den dicken Enden der Hantelprobe
δ_H	= Verlustfaktor der amplitudenabhängigen Dämpfung = $(C_1/\epsilon_0) \exp(-C_2/\epsilon_0)$
δ_I	= frequenzabhängiger Verlustfaktor ($= sL_c^4 \omega$)
Δ	= logarithmisches Dekrement ($= \pi \delta = \Delta W/2W$)
E	= Elastizitätsmodul
ϵ_0	= gesamte Dehnungsamplitude ($= \epsilon_{el} + \epsilon_{dis}$)
ϵ_d	= Dehnungsamplitude im Mittelteil der Hantelprobe ($= \sigma_m/c_D^2 \rho$)
ϵ_{el}	= Elastischer Anteil der Dehnungsamplitude ($= \sigma/E$)
ϵ_{dis}	= Versetzungsanteil der Dehnungsamplitude ($= (\Lambda b/l) \cdot \int_0^1 \xi(y) dy$)
η	= elektroakustischer Wirkungsgrad
f_m	= Bindungskraft zwischen Versetzung und Fehlstelle ("pinning-point")
f	= Frequenz der anregenden periodischen Kraft
G	= Schermodul
Γ	= charakteristische Spannung (bei Eintreten des Losreißprozesses) $\Gamma = \pi f_m/4 b L_c$
ξ	= Auslenkung der Versetzung
ξ_0	= mechanische Amplitude an der Einspannstelle der Probe

l	=	Versetzungslänge
L_c	=	Schleifenlänge
L_n	=	Netzwerklänge
λ	=	Wellenlänge
Λ	=	Versetzungsdichte
N_{el}	=	elektrische Wirkleistung
N_{el}^{mag}	=	elektrische Wirkleistung bei Magnetisierung der Hantelprobe
N_{vk}	=	Verlustleistung in den dicken Enden der Hantelprobe
ν	=	Poissonsche Zahl
ω	=	Frequenz der anregenden Schallwelle
R	=	Orientierungsfaktor der Gleitebene einer Versetzung
ρ	=	Dichte
s	=	Koeffizient des frequenzabhängigen Verlustfaktors $s = \frac{8Gb^2}{\pi^5 C^2} \Lambda^5!$
σ	=	Spannung
σ_m	=	Spannungsamplitude im Mittelteil der Hantelprobe
T	=	Orientierungsfaktor eines Systems von Gleitebenen
W	=	elastische Energie
ΔW	=	Verlustenergie $\Delta W = \frac{\eta N_{el} - N_{vk}}{f}$
ΔW^{mag}	=	Verlustenergie bei magnetisch gesättigtem Mittelteil der Hantelprobe
v_o	=	Schnelle am Einspannende der Probe $v_o = \omega \xi_o$
x, y	=	Ortskoordinaten

Im Bereich höherer Belastungsamplituden, vor allen Dingen im kHz-Bereich, finden amplitudenabhängige Dämpfungsmessungen Anwendung bei der Untersuchung vieler metallphysikalischer Phänomene. Diese Messungen werden oft zur Überprüfung verschiedener Dämpfungstheorien herangezogen. Weiterhin hat sich gezeigt, daß die Reproduzierbarkeit von Dauerschwingversuchen im Ultraschallbereich die Kenntnis der amplitudenabhängigen Dämpfung voraussetzt [1]. Einmal kann über solche Dämpfungsmessungen der Leistungsbedarf von Dauerschwingproben ermittelt werden und zum anderen können verschiedentlich auftauchende Hinweise in der Literatur über mögliche Zusammenhänge zwischen Dauerwechselfestigkeit einerseits und Anstieg der amplitudenabhängigen Dämpfung bei bestimmten Belastungswerten andererseits geklärt werden.

Im weiteren Verlauf der Arbeit zeigte sich, daß die Bestimmung verschiedener metallphysikalischer Parameter - wie z. B. der Schleifenlänge von Versetzungen - aus der Amplitudenabhängigkeit der Dämpfung verglichen werden kann mit der Bestimmung der gleichen Parameter aus der Frequenzabhängigkeit der Ultraschalldämpfung. Bei der

Durchführung der Untersuchungen hat sich gezeigt, daß die Amplitudenabhängigkeit der Dämpfung empfindlich auf die Vorgeschichte der Probe reagiert. Dieser Umstand kann von Bedeutung für die Untersuchung des Einflusses von Alterung, Ermüdung u. a. auf Werkstoffe mit Hilfe dieser Messung sein.

Nach Angaben in der Literatur scheinen solche Messungen auch zur Untersuchung des Einflusses von γ - und Neutronenbestrahlung auf metallische Werkstoffe geeignet zu sein [2].

Das erste Ziel der Diplomarbeit war, ein Gerät aufzubauen, mit dem die Dämpfung bei großen Amplituden und Belastungsfrequenzen zuverlässig gemessen werden kann.

Die daran anschließenden Versuche, die eigentlich nur als Vorversuche für weitere Experimente gedacht waren, erwiesen sich als sehr aufschlußreich. Sie lassen u. a. die Vermutung zu, daß die bisher entwickelten Dämpfungstheorien auch auf polykristalline Werkstoffe angewendet werden können.

3. Ursachen der Dämpfung

Die Dämpfung gehört zu den strukturempfindlichen Eigenschaften eines Festkörpers. Sie hat ihre Ursache in der inneren und äußeren Reibung, die im Inneren eines Festkörpers und an seiner Oberfläche entstehen. Die an der Halterung einer schwingenden Probe auftretenden Reibungsverluste, die Strömungsreibung und die Schallabstrahlung durch die Probe selbst, bestimmen die äußere Reibung. Ihre Größe wird daher durch die Art der Halterung, die Probengeometrie und das umgebende Medium festgelegt. Die innere Reibung dagegen kann nur auf den Einfluß strukturentingter Eigenschaften des Probenmaterials zurückgeführt werden. Die Thermoelastizität, die spannungsinduzierten atomaren Umordnungen sowie die magnetoelastischen Effekte bestimmen hauptsächlich diese Art der Dämpfung. Im Zusammenhang mit der in dieser Arbeit vornehmlich untersuchten Amplitudenabhängigkeit der Dämpfung in ferromagnetischem Stahl interessieren besonders die spannungsinduzierten atomaren Umordnungen und die magnetoelastischen Effekte.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden deshalb folgende Dämpfungsursachen untersucht (zur Definition des die Dämpfung beschreibenden Verlustfaktors siehe Abschnitt 1. "Liste der verwendeten Symbole"):

3.1. Versetzungsdämpfung

Freie Gitterversetzungen vermögen Spannungsänderungen in einer Probe zu folgen und können sich unter bestimmten Bedingungen bewegen. Der Bewegungsablauf ähnelt bei kleinen Amplituden dem einer gespannten Saite und weist wegen des damit verbundenen Resonanzcharakters eine Frequenzabhängigkeit der Dämpfung auf. Bei größeren Amplituden treten durch Hysteresiserscheinungen Verluste auf. Diese Verluste sind wegen der Hysterese amplitudenabhängig und nicht mehr frequenzabhängig.

3.2. Magnetoelastische Dämpfung

Die magnetoelastische Dämpfung ist allgemein eine Folge der Wechselwirkung einer periodischen äußeren Kraft mit dem Magnetisierungsvektor und ruft dabei eine spannungsinduzierte Magnetisierungsänderung hervor. Diese Änderung basiert auf verschiedenen elementaren Prozessen, wie z.B. irreversible und reversible Bewegung der Blochwände und Rotation der Weißschen Bezirke.

4.1. Grundzüge der Granato-Lücke-Theorie

Die Grundlage zu einer umfassenden Dämpfungstheorie aufgrund der Versetzungsbewegung in Einkristallen schufen Granato und Lücke (G. u. L.) 1956 [3, 4]. In dem von Köhler [5] vorgeschlagenen Versetzungsmodell sind zwei Längen von entscheidender Bedeutung: Die Netzwerklänge L_N und die Schleifenlänge L_C (Abb. 1).

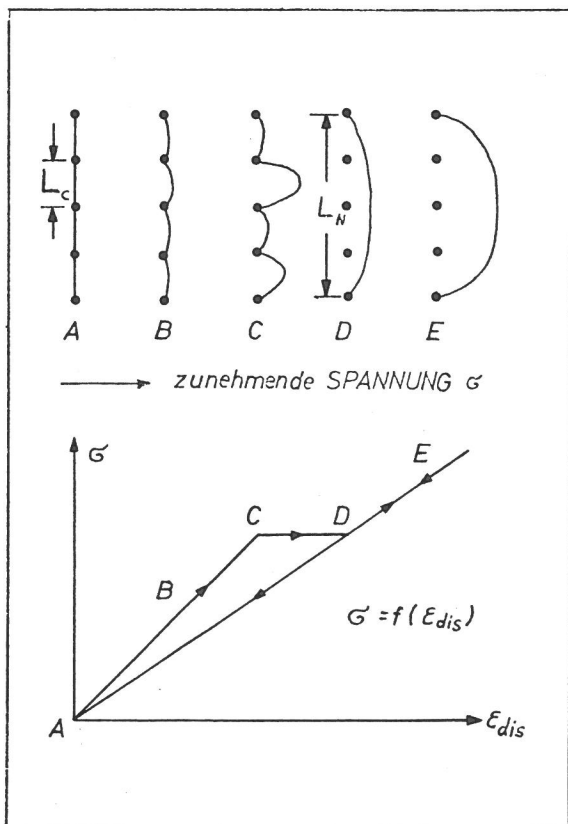


Abb. 1
Versetzungmodell nach Granato und Lücke mit Spannungs-Verzerrungsdiagramm

Die Netzwerklänge ergibt sich aus den Abständen der Knoten, die durch Überschneidung mit ande-

ren Versetzungen entstehen. Die Schleifenlänge L_C wird durch die Verankerungspunkte, den sogenannten "pinning-points" - das sind kristallographische Fehlorderungen -, längs der Versetzung festgelegt.

Wirkt auf die Probe eine periodische kleine äußere Spannung, so verhält sich die Versetzung wie eine eingespannte Saite der Länge L_C (Abb. 1, Zustand B). Die damit verbundenen Resonanzerscheinungen ergeben die frequenzabhängige Dämpfung.

Bei größeren Amplituden kann die Losreißspannung der größten Schleifenlänge erreicht werden, wodurch das ganze Versetzungssegment von den Verankerungspunkten bei gleicher Spannung losgerissen wird (Abb. 1, Zustand C-D). Ein weiteres Losreißen von den Netzwerkknoten ist aus energetischen Gründen nicht möglich. Das physikalische Verhalten des Modells wird daher in diesem Zustand durch die Netzwerklänge L_N beeinflusst. Da die Versetzung bei Entlastung elastisch in die Ausgangslage zurückgeht (E-D-A), erhält man eine Hysteresis. Die dabei auftretenden Verluste sind proportional zur eingeschlossenen Fläche und treten wegen der Trägheit der Versetzungsbewegung nur im kHz-Bereich oberhalb einer durch den Losreißprozeß festgelegten Amplitude auf.

Aufgrund der Linienspannung der Versetzung kann das Versetzungssegment der Länge L_C als eingespannte Saite aufgefaßt werden. Als Bewegungsgleichung erhält man unter Berücksichtigung einer geschwindigkeitsabhängigen Reibung die für diesen Fall typische Differentialgleichung:

$$-A \omega^2 \xi + jB\omega \xi - C \frac{\partial^2 \xi}{\partial y^2} = b\sigma(x, y, \omega) \quad \text{mit } j\omega = \frac{d}{dt} \quad (1)$$

wobei die Auslenkung $\xi = \xi(x, y, \omega)$ der Versetzung aus der Ruhelage die Randbedingung

$$\xi = \xi(x, 0, \omega) = \xi(x, l, \omega) = 0$$

erfüllt (Abb. 2), b der Betrag des Burgersvektors

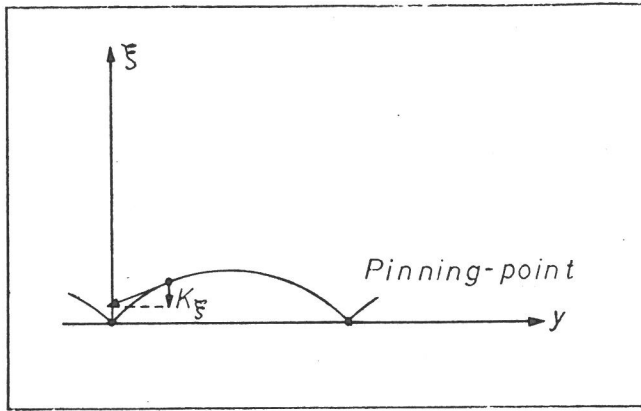


Abb. 2
Die Auslenkung (ξ) der Versetzung und die ξ -Komponente der durch die Linienspannung hervorgerufenen Kraft

und $\sigma = \sigma(x, y, \omega)$ die äußere periodische Spannung mit der Kreisfrequenz ω ist. Für die drei Konstanten ergeben sich folgende Beziehungen:

$$\begin{aligned} A &= \pi \rho b^2 \\ B &= (1/10 c_T) \cdot 3 k T Z / b^2 \quad [6] \quad (2) \\ C &= 2 G b^2 / (1 - \nu) \pi \end{aligned}$$

Die dabei auftretenden Konstanten stellen folgende Größen dar: ρ = Dichte, c_T = Transversalwellengeschwindigkeit, k = Boltzmannkonstante, G = Schubmodul, ν = Poissonsche Zahl ($\nu_{Fe} = 0,337$) und Z = Atomzahl pro Zelle.

A stellt die effektive Masse dar, während der Term in B die Dämpfungskraft pro Einheitslänge ist. Der Term in C gibt die Kraft pro Einheitslänge an, die durch die Linienspannung der gebogenen Versetzung hervorgerufen wird.

Die zur Lösung notwendige zweite Differentialgleichung erhält man durch das Newtonsche Gesetz:

$$\frac{\partial^2 \sigma}{\partial x^2} + \rho \omega^2 \varepsilon_0 = 0 \quad (3)$$

Die Dehnung setzt sich aus dem elastischen (ε_{el}) und anelastischen (ε_{dis}) Anteil zusammen²:

$$\varepsilon_0 = \varepsilon_{el} + \varepsilon_{dis} \quad (4)$$

Der elastische Anteil wird durch das Hookesche Gesetz bestimmt:

$$\varepsilon_{el} = \sigma / G \quad (5)$$

Die durch die Versetzungen bei einer Versetzungsdichte λ hervorgerufene Dehnung berechnet sich nach:

$$\varepsilon_{dis} = (\lambda b / l) \cdot \int_0^1 \xi(y) dy \quad (6)$$

Gleichung (4) bis (6) in (3) eingesetzt liefert die zweite Differentialgleichung:

$$\frac{\partial^2 \sigma}{\partial x^2} + \frac{\rho}{G} \omega^2 \sigma = \frac{-\lambda \rho b}{1} \omega^2 \int_0^1 \xi(y) dy \quad (7)$$

Die näherungsweise Lösung dieses simultanen Gleichungssystems führt unter Berücksichtigung einer Exponentialverteilung für die Schleifenlänge L_C bei kleinen Amplituden auf folgenden Verlustfaktor für die Dämpfung:

$$\delta_I = s L_C^4 \omega \quad - \text{siehe Fußnote 3} \quad (8)$$

wobei ω die Kreisfrequenz der äußeren erregenden Kraft und s eine von C , B und λ abhängige Größe ist. Der so abgeleitete Dämpfungsfaktor beschreibt die frequenzabhängigen, jedoch amplitudenunabhängigen Verluste, die durch die Modellvorstellung von Granato und Lücke denen einer eingespannten Saite der mittleren Länge L_C entsprechen. Er weist daher die für diese Probleme typische Abhängigkeit von der vierten Potenz der Länge auf.

Wächst die äußere Kraft so stark an, daß die Bindungskraft zwischen Versetzung und "pinning-point" aufgehoben wird, so setzt ein Losreißprozeß ein. Das logarithmische Dekrement Δ bzw. der Verlustfaktor δ kann dann mit Hilfe der Definition

$$\Delta = \pi \delta = \frac{\Delta W}{2W} \quad (9)$$

bestimmt werden (ΔW ist die Verlustenergie und W die elastisch gespeicherte Energie). ΔW berechnet sich aus der eingeschlossenen Fläche im Spannungs-Versetzungsdehnungsdiagramm (Abb. 1) zu:

$$\Delta W = 2 \int_0^{\sigma_0} (\varepsilon_{1dis}(\sigma) - \varepsilon_{2dis}(\sigma)) d\sigma \quad (10)$$

wobei σ_0 die Spannung im Punkt D ist und $\varepsilon_{1dis}(\sigma)$ bzw. $\varepsilon_{2dis}(\sigma)$ dem idealisierten Verlauf (AD bzw. AC) der Versetzungsdehnung in jeweils einer viertel Periode der äußeren, anregenden periodischen Kraft entspricht. Diese beiden Funktionen können dann über Gleichung (6) berechnet werden. Entscheidend ist dabei, daß die sich für $\xi(x, y, \omega)$ ergebende Lösung der gekoppelten Differentialgleichungen ((1), (7)) im Bereich tiefer Frequenzen unabhängig von ω wird. Dadurch sind die gesuchten Funktionen im wesentlichen nur von der Versetzungslänge abhängig ($\varepsilon_{idis} \sim L^3$). Da die Län-

² Index stammt von "Dislocation" (Versetzung), da der anelastische Anteil der Dehnung hier durch Versetzungen verursacht wird

³ Index von "independent" (unabhängig) abgeleitet, da dieser Dämpfungsanteil amplitudenunabhängig ist

gen L_N und L_C statistischen Verteilungen unterworfen sind, gilt dies auch für die Wahrscheinlichkeit w_1 , daß der Losreißprozeß eintritt ($w_1 = (1 + \Gamma/\sigma) \exp(-\Gamma/\sigma)$, $\Gamma =$ kritische Losreißspannung). Unter Berücksichtigung der statistischen Verteilung von L_C , L_N und w_1 ergibt sich als Verlustfaktor für die amplitudenabhängige, jedoch frequenzunabhängige Dämpfung:

$$\delta_H = (C_1/\epsilon_0) \exp(-C_2/\epsilon_0) \quad \text{- siehe Fußnote 4 -} \quad (11)$$

wobei C_2 u. a. eine Funktion von L_C ist, während C_1 zusätzlich noch von L_N abhängt (Formeln für C_1 und C_2 siehe Symbolliste). Aus Gleichung (8) und (11) folgt dann als theoretischer Verlauf der Dämpfung die in Abb. 3 dargestellte Abhängigkeit.

Zur Untersuchung des amplitudenabhängigen Anteils eignet sich die halblogarithmische Darstellung:

$$\log(\delta_H \epsilon_0) = f(1/\epsilon_0) \quad (12)$$

die einen Linearverlauf ergeben muß (Abb. 3).

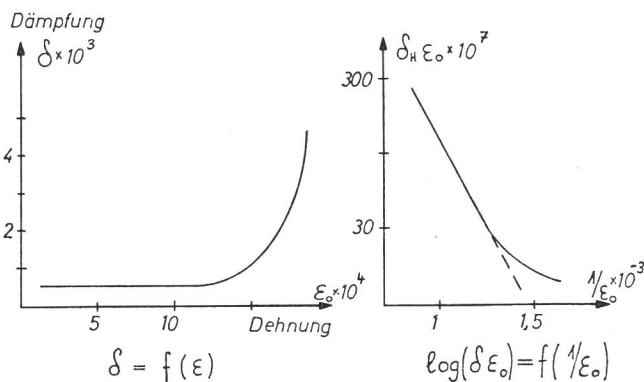


Abb. 3
Granato-Lücke-Theorie: Theoretischer Dämpfungsverlauf

Man kann dann sowohl aus dem amplitudenabhängigen Teil nach Gleichung (11) bzw. (12) als auch aus dem frequenzabhängigen Teil nach Gleichung (8) die Schleifenlänge L_C berechnen, um so ein Kriterium für die Anwendbarkeit der Theorie zu gewinnen.

4.2. Verbesserungen der G. und L.-Theorie

Die von G. und L. für kleine Amplituden berechnete Dämpfung liegt meist um einige Größenordnungen unter den gemessenen Werten [7]. Rogers [8] zeigte, daß die Diskrepanz durch Substitution von L_N an Stelle von L_C in Gleichung (8) (Abschnitt 3.1.) beseitigt werden kann. Diese Korrektur führt auf eine differenziertere Modellvorstellung, bei der zwei verschiedene Versetzungssysteme für die Dämpfung in den unterschiedlichen Ampli-

tudenbereichen verantwortlich sind. Im Bereich kleiner Amplituden wird die Dämpfung hauptsächlich durch Schraubenversetzungen hervorgerufen. Sie werden aufgrund fehlender Wechselwirkung mit Fehlstellen nur durch Versetzungsknoten fixiert, wodurch die mittlere Länge der Versetzungssegmente von L_C auf L_N anwächst. Für den Dämpfungsfaktor folgt dann an Stelle von (8)

$$\delta_I \sim L_N^4 \omega \quad (13)$$

Bei G. und L. liegen die die Versetzung fixierenden Punktfehler auf einer Geraden. Swartz und Weertman [10] sowie Gelli [11] lösen sich von dieser idealisierenden Vorstellung und nehmen eine Verteilung dieser Punkte in einem Koaxialzylinder längs der Ruhelage der Versetzung an. Die freie Beweglichkeit der Versetzung wird auch durch weiter entfernt liegende Fehler behindert. Das Verhalten der amplitudenabhängigen Dämpfung wird durch Gleichung (11) (Abschnitt 3.1.) beschrieben, solange sich die Versetzung in dieser Umgebung, der sogenannten Cottrell-Atmosphäre [9], aufhält. Löst sich die Versetzung bei noch größeren Amplituden aus diesem Bereich, so berechnen sich die Verluste nach:

$$\delta_H = \epsilon_0^p \quad (14)$$

wobei p weder frequenz- noch amplitudenabhängig ist.

4.3. Temperaturabhängigkeit der Dämpfung

Die von G. und L. entwickelte Dämpfungstheorie läßt außer acht, daß die thermische Aktivierung der Versetzung den Losreißprozeß fördert. Abschätzungen zeigen [12], daß der thermisch aktivierte Losreißprozeß bei Zimmertemperatur eine große Wahrscheinlichkeit hat. Trotz dieser Tatsache beschreibt - wie auch diese Arbeit beweist - das zugrundegelegte Versetzungsmodell die Dämpfung bei diesen Temperaturen recht gut. Die bisher unternommenen Versuche, auch den Temperatureinfluß in der G. und L.-Theorie zu berücksichtigen, brachten keinen analytischen Ausdruck für die Dämpfung im Bereich der Zimmertemperatur [15]. Im Bereich von 100 °K ist dagegen die Abhängigkeit des Dämpfungsfaktors bekannt [13, 14]. Bei höheren Temperaturwerten muß man sich bis jetzt mit recht groben Näherungen begnügen [16], die analog zu Gleichung (12) im Abschnitt 4.1. zu:

$$\ln(\delta \epsilon_0) = d_1 + d_2/\epsilon_0 \quad (15)$$

führen (d_1 und d_2 sind frequenz- und temperaturabhängige Konstanten), wobei diese Beziehung nur für den amplitudenabhängigen Anteil der Dämpfung gilt.

⁴ Index H von Hysteresisverlusten abgeleitet

4.4. Magnetoelastische Dämpfung in ferromagnetischen Werkstoffen

Da hier in der vorliegenden Arbeit ausschließlich mit ferromagnetischen Proben gearbeitet worden ist, muß der magnetoelastische Anteil der Dämpfung berücksichtigt werden [17]. Da nur die durch die Versetzungsmechanismen entstehende Dämpfung interessiert, muß der magnetoelastische An-

teil abgezogen werden. Eine Berechnung dieses Anteils würde wegen der zu groben Abschätzungen einen zu großen Fehler in die Bestimmung der versetzungsbedingten Dämpfung einführen. Zweckmäßiger erscheint es deshalb, die ferromagnetischen Proben durch starke magnetische Felder zu sättigen, um die Bewegungsmöglichkeit der Weißschen Bezirke als Ursache der magnetoelastischen Dämpfung zu beseitigen.

5.1. Bestimmung der Dämpfung

5.1.1. Diskussion verschiedener Meßmethoden

Aus der Vielzahl der zur Diskussion stehenden Methoden zur Messung der Dämpfung sollen hier einige diskutiert werden. Bei Dämpfungsmessungen im Hz-Bereich werden vorzugsweise Kraft- und Dehnungsgeber verwendet, die die Aufzeichnung einer Verlustellipse gestatten, über deren Fläche dann der Verlustfaktor bestimmt werden kann. Da jedoch im kHz-Bereich geeignete Kraftgeber nicht existieren, müssen hier andere Methoden herangezogen werden.

Bei der meist benutzten Methode wird in der Probe durch eine äußere Wechselkraft eine konstante Amplitude erzeugt. Durch Abschalten der äußeren Kraft entsteht bei geeigneter Anordnung eine freie gedämpfte Schwingung, aus der über das logarithmische Dekrement der Dämpfungsfaktor bestimmt werden kann [18]. Da die Amplitude aber ein ganzes Spektrum in der Zeit des Abklingens durchläuft, ist eine eindeutige Zuordnung zwischen Amplitude und Dämpfung nicht gegeben, somit also das Verfahren zumindest nicht sehr genau.

Eine zweite Möglichkeit besteht in der Messung der Bandbreite der Resonanzkurve einer Probe [19]. Diese Art der Dämpfungsbestimmung ist sehr aufwendig, da sie besondere gerätetechnische Probleme aufwirft, wie z. B. breitbandige Erregung einer Probe mit nachgeregelter Amplitude und nicht zu vernachlässigender Erwärmung der Probe.

5.1.2. Angewendetes Verfahren

So erschienen uns Methoden eine genauere Dämpfungsbestimmung zu gewährleisten, bei denen die Dämpfung aus der Definition

$$\delta = \frac{\Delta W}{2\pi W} \quad (9)$$

bestimmt wird. Dabei muß die Verlustenergie ΔW und die elastisch gespeicherte Energie W ermittelt werden.

Bei in Resonanz schwingenden Proben kann die elastisch gespeicherte Energie aus der Schwingamplitude am Einspannende der Probe berechnet werden. Dabei geht man zweckmäßigerweise von der Beziehung:

$$W(x) = \frac{F}{2} \int_{x_1}^{x_2} \frac{\sigma^2(x)}{E} dx \quad (16)$$

aus, wobei F der Querschnitt, E der Elastizitätsmodul, $\sigma(x)$ die Spannung in der Probe und $x_2 - x_1$ die Probenlänge ist. Die Spannung kann bei in Resonanz schwingenden stabförmigen Proben aus der am Einspannende bzw. am frei schwingenden anderen Ende vorliegenden Schnelle v_0 abgeleitet werden:

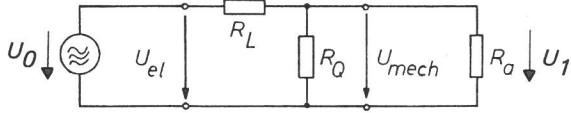
$$\sigma(x) = \frac{E}{\omega} \frac{\partial}{\partial x} \left(v_0 \cos \frac{2\pi}{\lambda} x \right) \quad (17)$$

Die Messung der Verlustenergie ΔW ist allerdings aufwendiger. Hierfür sind im akustischen Bereich zwei Methoden interessant: Bei der ersten wird die Leistung über eine akustische Lecherleitung der Länge $n\lambda/2$ (n ganzzahlig) der Probe zugeführt. Aus der Messung der Bewegungsamplitude an bestimmten Stellen der Leitung kann die Wirkleistung, die der Probe zugeführt wird, berechnet werden. Da bei diesem Verfahren zu erwarten ist, daß wegen der Länge der Anordnung parasitäre Schwingungen nicht zu vermeiden sind, wurde dieses Konzept nicht verwirklicht.

In der im Rahmen dieser Arbeit erstellten Anordnung wird die Verlustleistung pro Periode ΔW durch die elektrische Wirkleistung N_{el} , die einem elektroakustischen Wandler zur Aufrechterhaltung der Probenschwingung bei einer bestimmten Amplitude zugeführt werden muß, bestimmt. Voraussetzung ist, daß die mechanische Verlustleistung N_{mech} in der Probe über den Wirkungsgrad η des elektroakustischen Wandlers aus der schnell meßbaren elektrischen Wirkleistung N_{el} genau genug ermittelt werden kann. Es wird folgender Zusammenhang vorausgesetzt:

$$\Delta W = \frac{N_{mech}}{f} = \frac{\eta N_{el}}{f} \quad (f = \text{Frequenz}) \quad (18)$$

Einerseits verlangt die Bestimmung von ΔW zweckmäßigerweise einen von der Amplitude und damit auch von der Leistung unabhängigen Wirkungsgrad. Zum anderen folgt jedoch aus der Beziehung $N_{\text{mech}} = \eta N_{\text{el}}$, daß bei einer verlustlosen Probe (realisierbar durch Leerlaufbetrieb ohne Probe) $N_{\text{mech}} = 0$ ist. Die Gleichung kann daher nur durch $\eta = 0$ erfüllt werden; der gewünschte konstante Wirkungsgrad scheint auf den ersten Blick nicht möglich. Diese Schwierigkeit wird überwunden, wenn man von folgendem Ersatzschaltbild für den Wandler ausgeht:



wobei R_a der Lastwiderstand ist (Probe), während R_L bzw. R_Q die Verluste in dem elektroakustischen Wandler als Längs- bzw. Querwiderstand wiedergeben (U_0 bzw. U_1 ist die Ausgangs- bzw. Eingangsspannung am Wandler, R_L symbolisiert die Kurzschlußverluste, R_Q die Leerlaufverluste).

Für die Eingangsleistung N_{el} ergibt sich:

$$N_{\text{el}} = U_1^2 \frac{1}{R_L + \frac{R_Q \cdot R_a}{R_Q + R_a}} = U_0^2 \frac{\frac{R_Q \cdot R_a}{R_Q + R_a}}{\left(R_L + \frac{R_Q \cdot R_a}{R_Q + R_a} \right)^2}$$

Für die Ausgangsleistung N_{mech} folgt:

$$N_{\text{mech}} = U_1^2 \frac{1}{R_a}$$

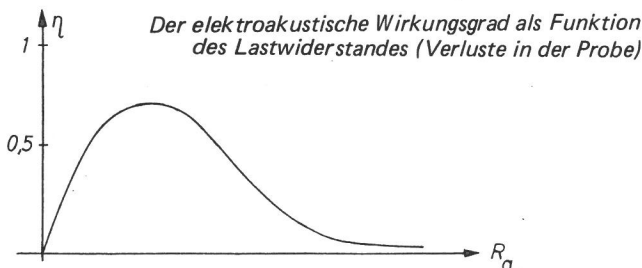
Eine einfache Umrechnung ergibt die Beziehung:

$$N_{\text{mech}} = N_{\text{el}} \frac{1}{1 + 2 \frac{R_L}{R_a} + R_a \left(\frac{R_L}{R_Q} + \frac{1}{R_Q} \right) + \frac{R_L}{R_a}}$$

Der Vergleich mit (18) führt für η auf:

$$\eta = \frac{1}{1 + 2 \frac{R_L}{R_Q} + R_a \left(\frac{R_L}{R_Q} + \frac{1}{R_Q} \right) + \frac{R_L}{R_a}}$$

Stellt man η als Funktion von R_a dar, erhält man qualitativ folgende Abhängigkeit:



Im Leerlaufbetrieb ($R_a \rightarrow \infty$, entspricht verlustloser Probe) wie auch bei Kurzschlußverlusten ($R_a = 0$, unendlich schwere Masse als Probe) ist der Wirkungsgrad Null. Das Maximum der Kurve ist durch die meßtechnisch nur schwer zugänglichen Widerstände R_L und R_a bestimmt. R_a muß durch Versuche so gewählt werden, daß η optimal groß wird.

Damit folgt, daß der durch Gleichung (18) definierte Wirkungsgrad η bei vorgegebenem akustischen Widerstand nur für eine bestimmte Probenform, d.h. also fester Widerstand R_a , ermittelt werden kann.

5.1.3. Auswahl einer geeigneten Probenform

Um eine eindeutige Zuordnung zwischen Amplitude und Dämpfung zu gewährleisten, muß neben der schon erwähnten zeitlichen Konstanz der Amplitude auch eine örtliche längs eines definierten Probenabschnitts vorliegen. Ein $\lambda/2$ -langer Stab - bei 20 kHz in Stahl sind dies etwa 125 mm -, der in Resonanz schwingt, erfüllt wegen seiner sinusförmigen Spannungsverteilung diese Bedingung nicht und ist deshalb ungeeignet.

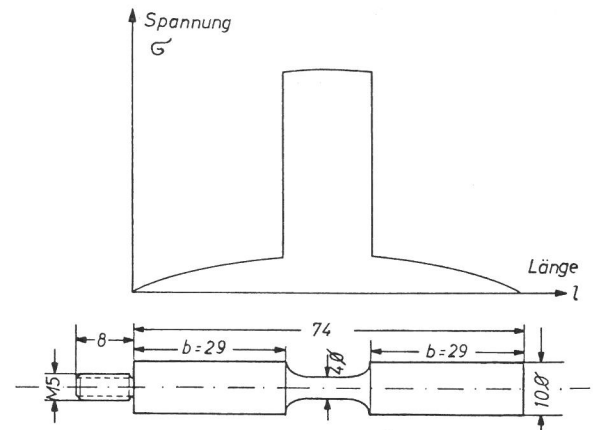


Abb. 4 Probenform mit dem dazugehörigen idealisierten Spannungsverlauf

Durch eine hantelförmige Probe wird erreicht, daß mit der Querschnittsveränderung im Mittelteil (Abb. 4) eine wesentlich größere, fast konstante maximale Spannung vorliegt gegenüber sehr kleinen Spannungen in den dicken Enden. Dies ist der interessierende Bereich, da hier eine örtlich fast konstante Spannung gegeben ist. Die Hantelprobe kann zur Veranschaulichung ihrer physikalischen Eigenschaften als ein Masse (= dickere Enden) - Feder (= Mittelteil) - System aufgefaßt werden.

Die im mittleren dünnen Teil der Hantelprobe gespeicherte elastische Energie kann nach Korrektur der längs des dicken Probenabschnittes vom Ende zur Mitte hin auftretenden Schnelleabnahme aus der an den Enden der Probe berührungslos gemessenen akustischen Schnelle bestimmt werden.

5.2. Bestimmung der Dehnungsamplitude

Die Bestimmung der Dehnungsamplitude im Mittelteil der Hantelprobe kann mit Hilfe des Hooke'schen Gesetzes auf die dort vorhandene Spannung zurückgeführt werden. Die Spannung wiederum wird, wie bei der Ermittlung der gespeicherten elastischen Energie unter Berücksichtigung der genannten Korrektur, durch die Schnelle am Einspannende bestimmt.

6.1. Beschreibung der erforderlichen Betriebsarten

Das Meßprinzip erfordert eine genaue Wirkungsgradbestimmung, damit die Umrechnung der leicht zu messenden elektrischen Wirkleistung (z. B. mit einem Wattmeter) in die nur umständlich zu erfassende mechanische Verlustleistung (z. B. durch kalorimetrische Messung) nicht durch einen zu großen Fehler belastet wird. Die Wirkungsgradbestimmung erfolgt durch eine kalorimetrische Messung. Zur Erzielung einer hinreichenden Genauigkeit bei der Ermittlung der mechanischen Verlustleistung muß ein möglichst großer Wirkungsgrad des elektroakustischen Wandler gefordert werden. Daher wird hier ein keramischer Wandler (Pb(Zr Ti)O₃-BaTiO₃) verwendet, der nach Herstellerangaben Wirkungsgrade bis zu 80% ermöglicht. Zudem muß der Wirkungsgrad bis auf wenige Prozent genau bestimmt werden. Dabei ist ein Dauerbetrieb des Gerätes erforderlich, um ein genügend starkes Anwachsen der Temperatur zu erzeugen. Hierbei soll die Belastungsamplitude der Probe konstant bleiben. Dies ist am besten durch eine Regelung zu erreichen.

Andererseits würde die bei einer Dämpfungsmessung im Dauerbetrieb entstehende Erwärmung das Meßergebnis verfälschen.

Da eine Kühlung nur schwer bestimmbare Verluste mit sich bringen würde, muß für die eigentliche Dämpfungsmessung ein impulsartiger Betrieb verwendet werden. Diese beiden unterschiedlichen Funktionen des Gerätes werden durch einen Steuerteil gewährleistet, der einerseits eine konstant geregelte Amplitude liefern kann und andererseits bei einem Impulsbetrieb eine einstellbare Belastung abgeben kann.

Anhand eines Blockschaltbildes sollen zunächst die wesentlichen Funktionen der Apparatur erläutert werden.

6.1.1. Funktionsweise bei Dauerbetrieb

Im Dauerbetrieb wird der durch den Startimpuls ausgelöste Anschwingimpuls im Generator in drei

Stufen verstärkt und regt den mechanisch vorgespannten Blei-Zirkonat-Titanat-Schwinger (kurz PZT-Schwinger) an (Abb. 5). Über ein $\lambda/2$ -Zwischenstück zur Halterung der Anordnung und einen gestuften Schnelletransformator werden an der Einspannstelle der Probe sehr große Schalleamplituden erzeugt. Die an der Einspannstelle angebrachte elektrodynamische Sonde übernimmt drei Funktionen:

- 1) Erzeugung eines Signals zur Aufrechterhaltung von Schwingungen in der selbstschwingenden Schaltung
- 2) Meßwertgeber für den Regelkreis und
- 3) Meßwertgeber zur Messung der Schnelle.

Das von der Sonde abgegebene Signal steuert über Regler und Amplitudenbegrenzung den Generator. Damit ist der Rückkoppelkreis geschlossen; die selbsterregte Schwingung hält sich aufrecht. Die Schwingfrequenz ist durch die Resonanzfrequenz des akustischen Systems gegeben. Bei einem zu großen Anwachsen der Temperatur in der Probe steigt aufgrund der zunehmenden Dämpfung in der Probe der Leistungsbedarf für eine konstante, durch die Regelung vorgegebene Amplitude an. Um die Endstufe des Generators vor Überbelastung zu schützen, ist eine automatische Sicherung eingebaut, die bei zu großer Leistung ausgelöst wird.

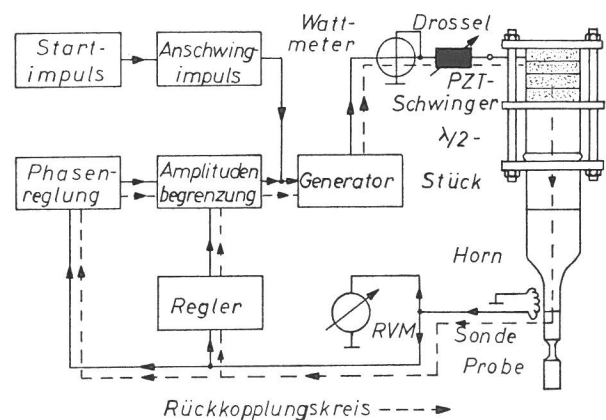


Abb. 5
Blockschaltbild für den Dauerbetrieb

Die elektrische Leistungsmessung wird am Ausgang des Generators mit einem schnellen Wattmeter mit Hallmultiplikator vorgenommen. Der im Rückkoppelungskreis liegende induktive Widerstand (Drossel) ermöglicht, die Phasendifferenz zwischen Spannung und Strom, die durch die Kapazität des Schwingers hervorgerufen wird, auszugleichen, so daß der Generator mit einem fast rein ohmschen Widerstand belastet wird.

6.1.2. Funktionsweise bei Impulsbetrieb

Auch im Impulsbetrieb (Abb. 6) wird mit einem Rückkoppelungsverfahren gearbeitet. Hier löst der Startimpuls über eine Verzögerung den Anschwingimpuls aus, der dann wie im Dauerbetrieb über den Generator in die Schwingeranordnung gelangt. Gleichzeitig wird über einen Tastimpuls-generator eine Torschaltung geöffnet, die dem Rückkoppelungskreis nur in der Öffnungszeit den Aufbau einer selbsterregten Schwingung gestattet. Damit der Anschwingimpuls sicher in die Öffnungszeit des Tores fällt, muß dieser verzögert ausgelöst werden.

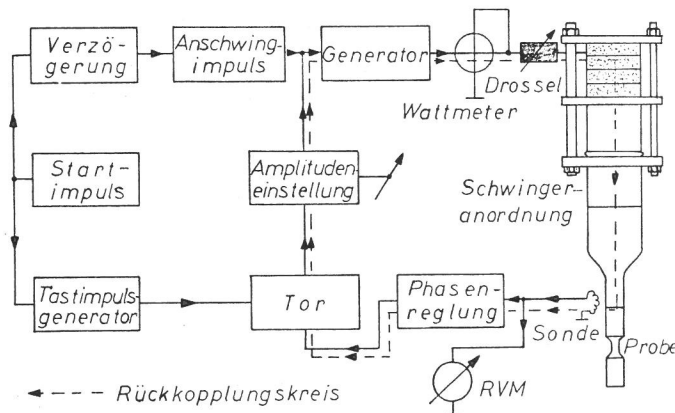


Abb. 6
Blockschaltbild für den Impulsbetrieb

Durch die Amplitudeneinstellung wird dem Rückkoppelungskreis die maximale Amplitude der selbsterregten Schwingung vorgeschrieben. Die durch den Tastimpuls-generator gegebene Zeit (100 bis 800 ms) bestimmt die Öffnungsdauer des Tores und damit auch die Dauer der Belastung im Impulsbetrieb.

Die Leistungs- und Amplitudenmessung erfolgt wie im Dauerbetrieb.

6.2. Funktionselemente der Schwingeranordnung⁵

Die Schwingeranordnung setzt sich aus vier in Resonanz schwingenden Elementen zusammen (Abb. 7): Dem elektroakustischen Wandler, dem $\lambda/2$ -Zwischenstück, dem gestuften Schnelleittransformator und schließlich der Probe. In Abbildung 7

⁵ Die Beschreibung der rein elektrotechnischen Teile der Anordnung ist im Anhang (Abschnitt 11.1.) wiedergegeben

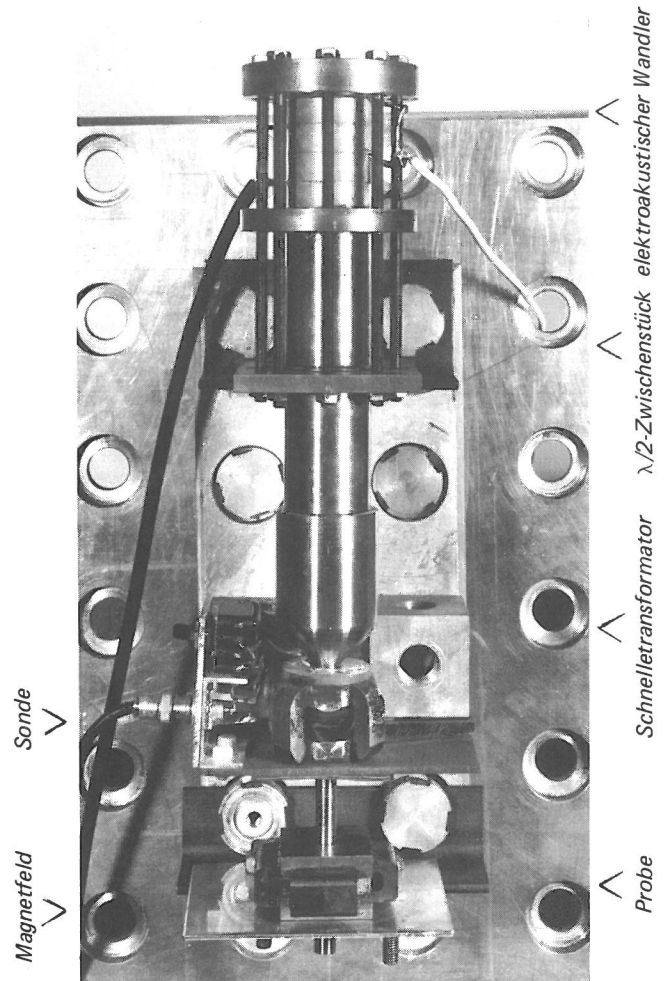


Abb. 7
Schwingeranordnung

sind noch die elektrodynamische Sonde zur Amplitudenmessung und die Vorrichtung zur Erzeugung eines Magnetfeldes in der Probe abgebildet.

6.2.1. Der elektroakustische Wandler

Für die Erzeugung der mechanischen Schwingungen in der Probe ist ein elektroakustischer Wandler erforderlich, der einen möglichst hohen elektroakustischen Wirkungsgrad und eine Resonanzfrequenz von ca. 20 kHz aufweist, da dies die vorläufige Meßfrequenz sein soll. Nach eingehenden Vorversuchen stellte sich eine aus vier PZT-Schwingern kombinierte Anordnung als optimal heraus. Diese vier Schwinger sind mechanisch hintereinander geschaltet (elektrisch dagegen parallel) und haben eine Resonanzfrequenz von ca. 80 kHz. Eine Ankopplung von Zusatzmassen an die Enden des Schwingerpaketes läßt bei geeigneter mechanischer Vorspannung einerseits die Eigenfrequenz auf ca. 20 kHz absinken und bewirkt andererseits größere mögliche Amplituden. Diese Schwingeranordnung ist der heute üblichen sogenannten "Sandwichbauweise" ähnlich.

Wie sich weiter ergab, ist das Anschwingverhalten entscheidend vom Material der zur mechanischen Vorspannung verwendeten Stäbe abhängig.

6.2.2. $\lambda/2$ -Zwischenstück und gestufter Schnelltransformator

Die Halterung der gesamten Schwingeranordnung kann nur in einem Bewegungsknoten erfolgen. Um einen solchen zu erzwingen, ist ein $\lambda/2$ -Zwischenstück eingebaut worden, das im Bewegungsknoten einen konzentrischen Ring enthält, der zur Befestigung der Anordnung dient. Um parasitäre Schwingungen zu vermeiden, ist eine genaue Justierung der Stäbe und der Grundplatte, die gegen den konzentrischen Ring drückt, notwendig.

Der sich daran anschließende gestufte Schnelltransformator (auch als Horn bezeichnet) erzeugt eine seinem Querschnittsverhältnis proportionale Schnelleüberhöhung an der Einspannstelle der Probe.

$\lambda/2$ -Zwischenstück und Schnelltransformator sind zur Erzielung einer geringen Dämpfung aus Titan gefertigt. Die Leerlaufrezonanz (ohne Probe) dieser Anordnung liegt bei 20,8 kHz.

6.2.3. Die Probe

Die Probe hat - wie bereits in Abschnitt 4.1.3. erwähnt - hantelförmige Geometrie, damit im Mittelteil eine annähernd konstante Amplitude entsteht. Die Maße der Probe wurden errechnet unter Zugrundelegung einer gemessenen Dehngeschwindigkeit von $c_D = 5,25$ km/s (gemessen mit longitudinalen und transversalen Ultraschallwellen der Frequenz 2 MHz im Impulsschoverfahren und daraus berechnet) und einer Resonanzfrequenz von 20,8 kHz. Die genaue Anpassung der errechneten Maße erfolgte empirisch und zwar so, daß die Leerlaufrezonanzfrequenz von der Resonanzfrequenz der Anordnung mit der Probe nicht um mehr als ± 10 Hz abweicht. Damit wird erreicht, daß an der Koppelstelle zwischen Probe und gestuftem Schnelltransformator eine minimale Belastung vorliegt (Spannungsknoten) und damit Verluste an dieser Stelle vernachlässigt werden können.

Die verwendeten Stahlproben wiesen ein Ferrit-Perlit-Gefüge (ca. 0,5% Kohlenstoffgehalt) auf und hatten einen Korndurchmesser von 10 bis 25 μm (Abb. 8).

6.2.4. Vorrichtung zur Magnetisierung der Probe

Um die magnetoelastische Dämpfung in den ferromagnetischen Proben zu beseitigen, wird eine magnetische Sättigung des interessierenden Mittelteils der Hantelprobe herbeigeführt. Diese Sättigung kann auf zwei Arten erfolgen: Einmal kann parallel zur Belastungsrichtung und zum anderen quer zur Belastungsrichtung magnetisiert werden (Abb. 9).

Die an der Oberfläche der Probe gemessene Tangentialfeldstärke (200 bis 250 Oe) läßt wegen der hundertfach größeren Permeabilität des Probenmaterials den Schluß zu, daß sich das Mittelteil der Hantelprobe in der Sättigung befindet.

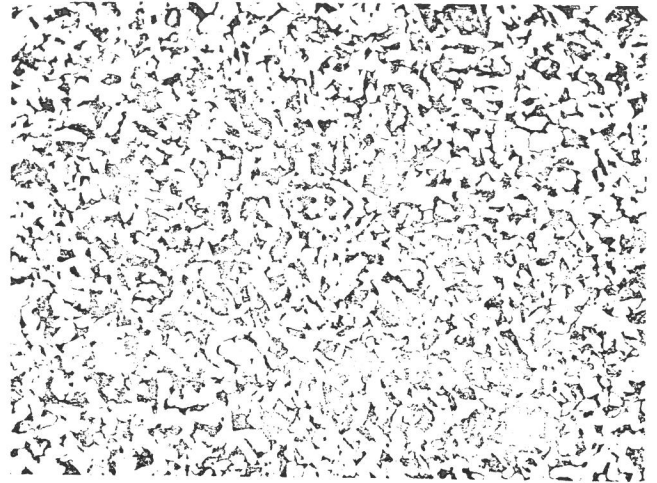
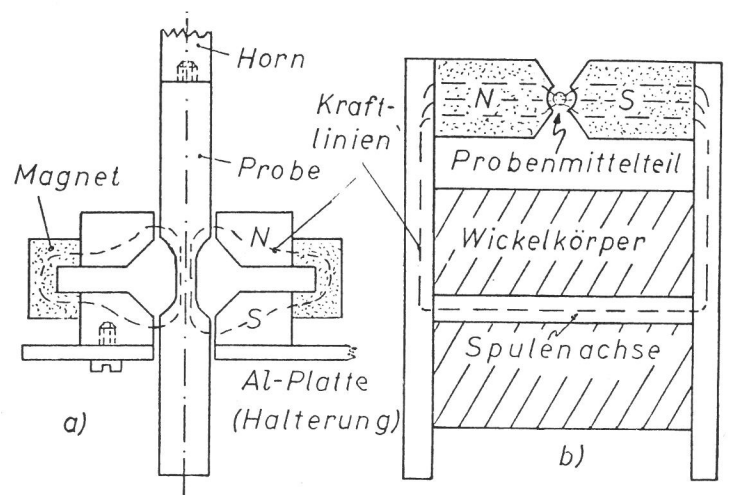


Abb. 8
Ferrit-Perlit-Gefüge der Stahlprobe (Korndurchmesser $\sim 10 \mu\text{m}$, Ätzung durch zweiprozentige alkoh. HNO_3) Vergrößerung 1 : 200



Magnetisierung durch
Permanetmagneten

Magnetisierung durch
Strom in der Spule

Abb. 9
Schematische Darstellung der Magnetisierungsvorrichtung a) parallel und b) quer zur Belastungsrichtung

6.3. Aufzeichnung der Meßergebnisse

Die kurze Versuchsdauer von ca. 175 ms läßt ein Ablesen an Zeigerinstrumenten nicht zu; es wird daher zur Aufzeichnung der Meßergebnisse ein schneller Schreiber verwendet (Typ Oszilloscript der Fa. Philips, Grenzfrequenz 300 Hz).

6.3.1. Aufzeichnung des Leistungswertes

Wie bereits in Abschnitt 6.1.1. erläutert worden ist, wird die Dämpfungsmessung auf eine elektrische Leistungsmessung zurückgeführt. Das zur Verfügung stehende Wattmeter (der Fa. Bell, Modell HPM 501) weist einen zusätzlichen Ausgang auf, dessen Ausgangsspannung dem Produkt der Augenblickwerte von Strom und Spannung proportional ist. Einerseits ist dieser Spannungswert zu klein (Eichung 33 μV pro Watt), um ihn direkt auf den Schreiber geben zu können, zum anderen

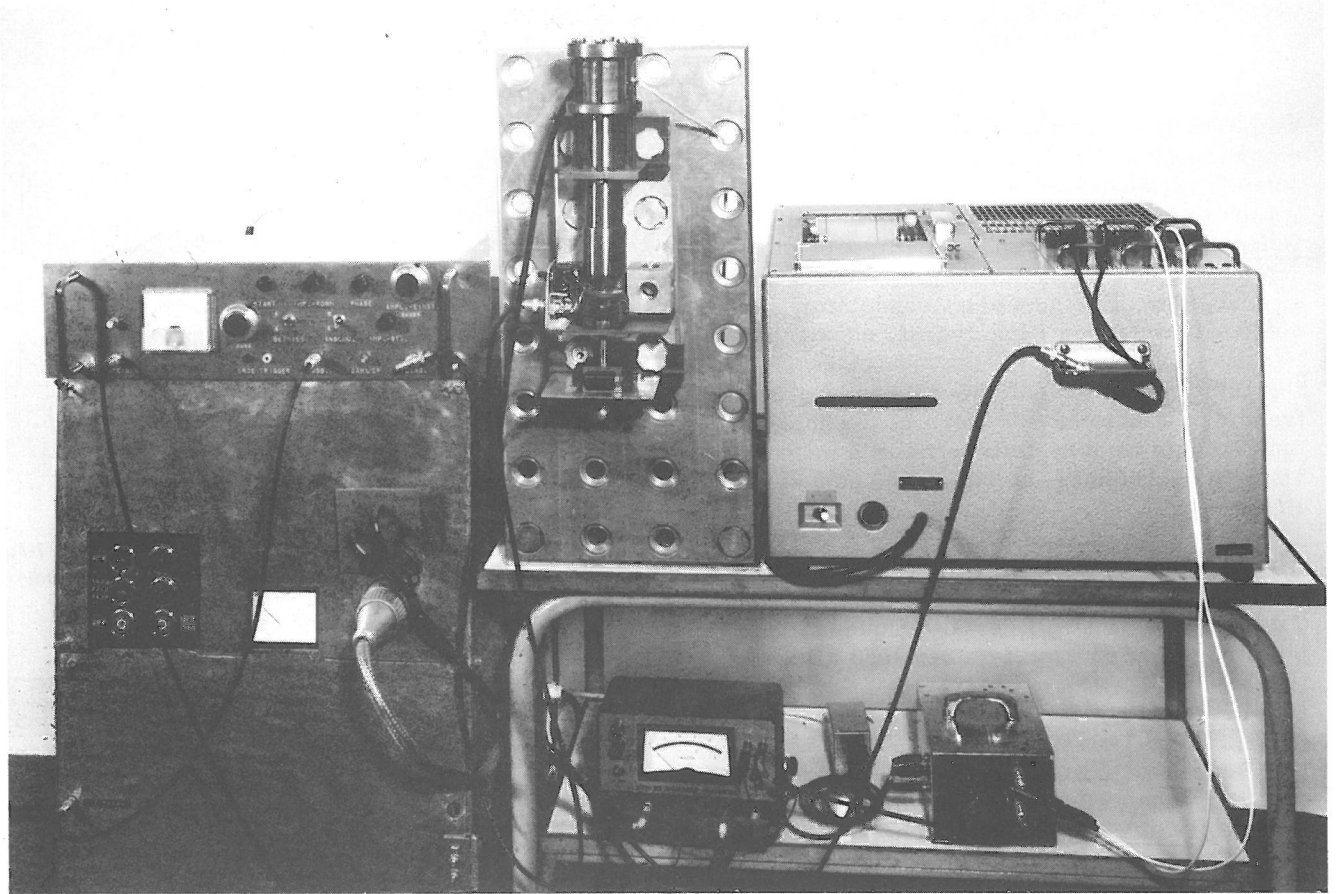


Abb. 10

Der Meßplatz (räumliche Anordnung:
Steuerteil
Generator

Schwingeranordnung
Wattmeter

Schreiber
Verstärker für
Leistungswert)

enthält das Produkt einen Wechselanteil (40 kHz) und einen Gleichanteil; nur dieser interessiert, da er der über die Zeit gemittelte Leistungswert, d.h. die Wirkleistung ist.

Daher erfolgt eine Verstärkung mit gleichzeitiger Herausfilterung des Gleichwertes durch einen Tiefpaß (Schaltung siehe Abschnitt 11.1., Abbildung 26). Die Eigenschaften der integrierten Schaltungen (Typ μA 709) bedingen zur Erzielung einer stabilen und drifffreien 60 dB Verstärkung (d.h. tausendfache Verstärkung) eine Aufspaltung in zwei 30 dB Stufen. Der zweite Verstärker ist dann mit dem Tiefpaß kombiniert. Die Grenzfrequenz des Tiefpasses mußte wegen einer eingestreuten 50 Hz-Brummspannung des Netztesiles auf 35 Hz gelegt werden. Um einen großen Störabstand für die 50 Hz Störung zu erzielen, muß der Tiefpaß über eine große Steilheit verfügen, die durch zwei T-Glieder gewährleistet wird. Die Grenzfrequenz von 35 Hz bedeutet eine Anstiegszeit von ca. 14 ms. Sie ist für 100 ms Impulsdauer noch ausreichend klein.

6.3.2. Aufzeichnung des Amplitudenwertes der Dehnung

Die von einer elektrodynamischen Sonde berührungslos aufgenommene Schnelleamplitude wird zur Aufzeichnung des Amplitudenwertes einem Meßverstärker (Schaltung siehe Abbildung 27, Abschnitt 11.1.) zugeführt, der eine dem Spitzenwert der Schnelle entsprechende Gleichspannung dem Schreiber liefert. Die Sonde arbeitet nach folgendem Prinzip: In einem konstanten Magnetfeld, das durch Polschuhe eine geeignete Form erhält, werden in der Oberfläche der Probe bei Erregung durch die Schnelle einer einfallenden mechanischen Welle Wirbelströme erregt, deren magnetisches Wechselfeld in einer Meßspule einer der Schnelle und der konstanten magnetischen Induktion proportionale Spannung erzeugt [20].

6.4. Abbildung der Anordnung

Die in Abschnitt 6. beschriebenen Funktionselemente der Apparatur - unter Berücksichtigung der im Anhang beschriebenen rein elektrotechnischen Elemente - ergeben dann am Meßplatz obiges Bild (Abb. 10)

Voraussetzung der Dämpfungsmessung ist die genaue Bestimmung

- 1) der mechanischen Verlustleistung im Mittelteil der Hantelprobe,
- 2) der Dehnungsamplitude.

7.1. Bestimmung der Verlustenergie ΔW (ohne Magnetfeld)

Die Genauigkeit der Bestimmung der mechanischen Verlustleistung hängt wesentlich von dem elektroakustischen Wirkungsgrad des Wandlers ab. Der Wirkungsgrad der Anordnung wurde durch kalorimetrische Messungen bis auf zwei Prozent genau bestimmt. Die durch die zugeführte mechanische Energie erwärmte Probe gibt einen Teil der Energie an das kältere Wasser eines Dewargefäßes ab. Ist der Temperatenausgleich eingetreten, so kann aus der zum Ausgleich benötigten Zeit, der Temperaturerhöhung und der Masse des Wassers die Wärmemenge bestimmt werden, die der zugeführten mechanischen Energie äquivalent ist. Der gemessene Wirkungsgrad liegt bei den verwendeten Hantelproben bei 63% (63,3%) und ist bis auf $\pm 1\%$ von der Amplitude unabhängig.

Über die elektrische Wirkleistungsmessung kann zwar bei bekanntem Wirkungsgrad die mechanische Leistung, die der Probe zugeführt wird, bestimmt werden, die im mittleren Teil der Hantelprobe umgesetzte Leistung ist allerdings geringer. Man muß die in den dicken Enden der Hantelprobe umgesetzte Leistung berücksichtigen. Gleichung (18) (Abschnitt 5.1.2.) erfährt daher folgende Korrektur:

$$\Delta W = \frac{\eta N_{el} - N_{vk}}{f} \quad (19)$$

wobei nun ΔW die Verlustenergie im Mittelteil der Hantelprobe, ηN_{el} die gesamte der Probe zugeführte mechanische Leistung und N_{vk} (vk = Abkürzung für Verlustkorrektur) die in den dicken Enden umgesetzte Verlustleistung ist.

Die Bestimmung des Korrekturterms kann auf zwei verschiedene Arten erfolgen. Man kann ein-

mal bei einer idealisierten Hantelprobe, d.h. also einer Probe mit sprunghaftem Querschnittsübergang, das Verhältnis V der Energien berechnen, die einmal in den Enden (ΔW_E) und zum anderen im Mittelteil der Probe (ΔW_M) verloren gehen. Durch Einsetzen von Gleichung (16) in Gleichung (9) (Abschnitt 5.1.2.) ergibt sich unter Voraussetzung einer konstanten Dämpfung, die nach der Granato-Lücke-Theorie im Bereich kleiner Amplituden gegeben ist, die Beziehung:

$$W = \frac{F}{E} \delta \int_{x_1}^{x_2} \sigma^2(x) dx \quad (19a)$$

Unter Verwendung von Gleichung (17) (Abschnitt 5.1.2.) für $\sigma(x)$ folgt:

$$W = -\frac{E}{\omega^2} \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 v_0^2 \delta F \int_{x_1}^{x_2} \sin^2 \frac{2\pi}{\lambda} x dx \quad (19b)$$

Einsetzen der Integrationsgrenzen für die einzelnen Bereiche führt auf:

$$V(a, b, \lambda) = \frac{2D^2 \left(\frac{b}{2} - \frac{\lambda}{8\pi} \sin \frac{4\pi}{\lambda} b\right) \sin^2 \frac{\pi a}{\lambda}}{d^2 \left(\frac{a}{2} + \frac{\lambda}{4\pi} \sin \frac{2\pi}{\lambda} a\right) \cos^2 \frac{2\pi b}{\lambda}} = \frac{\Delta W_E}{\Delta W_M}$$

wobei d der Durchmesser des Mittelteils und D der Durchmesser der Enden der Hantelprobe ist (δ kürzt sich heraus; a, b = Länge des Mittelteils bzw. Länge der Enden der Hantelprobe - vgl. Abbildung 4, Abschnitt 5.1.3.). Mit Hilfe der Randbedingungen für die Schnelle und für die Kraft an den Stellen der Querschnittsveränderungen der Hantelprobe kann dann z.B. die Länge a durch b ersetzt werden. Untersucht man die Abhängigkeit dieses Verhältnisses von der Probenabmessung b bei konstanter Resonanzfrequenz (d.h., daß mit zunehmendem b die Länge des Mittelteils a abnimmt) und bei konstanter Dämpfung, also bei kleinen Amplituden, so ergibt sich die Darstellung in Abbildung 11.

Bei der für die Arbeit ausgewählten Probenabmessung (vgl. Abbildung 4, $b = 29$ mm $\lambda = 252$ mm)

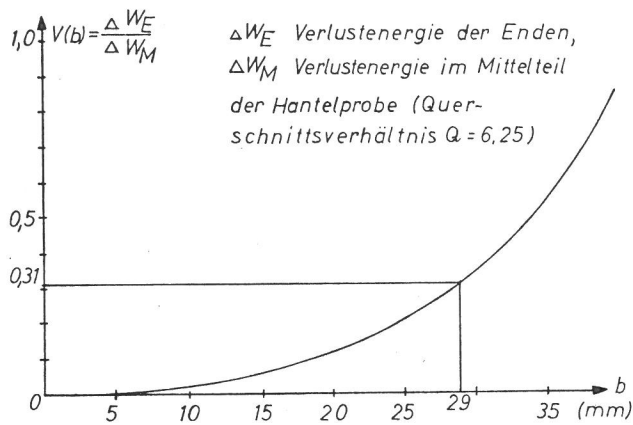


Abb. 11
 Energieverteilung in einer Hantelprobe als Funktion der Länge b der dicken Enden bei konstanter Resonanzfrequenz und konstanter Dämpfung

erhält man $V(b = 29 \text{ mm}) = 0,31$. Daraus folgt, daß etwa ein Viertel der der Probe zugeführten mechanischen Leistung in den dicken Enden umgesetzt wird:

$$\begin{aligned}
 V = 0,31 \quad \Delta W_E &= \Delta W_M \cdot 0,31 && \text{mit} \\
 \Delta W &= \Delta W_E + \Delta W_M && \text{folgt} \\
 1,31 \Delta W_E &= 0,31 (\Delta W_E + \Delta W_M)
 \end{aligned}$$

so erhält man:

$$\Delta W_E = 0,24 \Delta W \quad \text{Division mit } f \text{ (Frequenz)}$$

ergibt:

$$N_{V_k} = 0,24 N_{el} \eta \quad (20)$$

Dieses Ergebnis in Gleichung (19) berücksichtigt, führt für ΔW auf:

$$\Delta W = \eta \cdot 0,76 N_{el} / f.$$

Eine zweite Möglichkeit der Bestimmung von N_{V_k} beruht auf einer experimentellen Methode. Aufgrund von Gleichung (9) (Abschnitt 5.1.2.) bestimmt man zunächst bei kleinen Amplituden den Verlustfaktor in einer $\lambda/2$ -langen Stabprobe, die aus dem gleichen Material wie die Hantelprobe besteht und den Durchmesser des dicken Endes hat. Damit ist dann auch der Verlustfaktor der dicken Enden δ_E der Hantelprobe bekannt. Unter Berücksichtigung von Gleichung (16) (Abschnitt 5.1.2.) ergibt sich mit diesem Dämpfungswert die Korrektur N_{V_k} zu:

$$N_{V_k} = 2 \pi \delta_E f \cdot \underbrace{\frac{F}{E} \int_0^b \sigma^2(x) dx}_{W_{V_k}} \quad (21)$$

Diese zweite Methode, die ebenfalls voraussetzt, daß die Dämpfung bei kleinen Amplituden konstant

ist, ist jedoch sehr aufwendig, da zu jeder Hantelprobe eine Stabprobe erforderlich ist, die aus gleichem Material gefertigt und in gleicher Weise vorbehandelt sein muß.

Weitere Korrekturen, die z.B. durch die Luftreibung oder durch Verluste an der Einspannstelle erforderlich wären, sind nicht nötig bzw. können vernachlässigt werden, was durch Kontrollmessungen bestätigt worden ist.

7.2. Bestimmung der Verlustenergie ΔW bei Anwesenheit eines Magnetfeldes

Berücksichtigt man bei den verwendeten Stahlproben den magnetoelastischen Anteil der Dämpfung, so kommt man bei Verwendung einer Sättigungsmagnetisierung für den Mittelteil der Hantelprobe zu folgendem Korrekturverfahren: Man bestimmt in der unmagnetisierten Hantelprobe die Korrekturleistung für die dicken Enden auch der ersten oben angegebenen Methode aus der Kenntnis der theoretischen Verteilung der Verlustenergie über der Probe. Die Messungen hierzu müssen in einem Amplitudenbereich vorgenommen werden, in dem noch keine Amplitudenabhängigkeit der Dämpfung vorliegt. Da jedoch bei den mit dieser Anordnung im Mittelteil der Hantelprobe maximal erreichbaren Amplituden aufgrund der Spannungsverteilung (vgl. Abbildung 4) die Dämpfung in den dicken Enden stets amplitudenunabhängig ist, kann dort die Verlustleistung pro Periode (ΔW) nach Gleichung (19b) bestimmt werden. Die dort auftretende quadratische Abhängigkeit zwischen Verlustenergie und Amplitude im dicken Bereich der Hantelprobe ermöglicht eine Extrapolation der Verlustenergie zu großen Amplitudenwerten.

Würde man die Verlustleistung auch bei großen Amplituden in den Enden der Hantelprobe experimentell bestimmen, so wird die Dämpfung im Mittelteil mit Sicherheit amplitudenabhängig; die Voraussetzung zur Anwendung der Korrektur nach Gleichung (20) ist dann nicht mehr gegeben. Zusätzlich werden durch die großen Amplituden die Eigenschaften der Probe so stark verändert, daß die Belastung einen wesentlichen Einfluß auf die weiteren Messungen an dieser Probe hat.

Neben dieser Korrekturmessung bei kleinen Amplituden ist noch die eigentliche Messung mit Sättigungsmagnetisierung des Mittelteils über den gesamten zur Verfügung stehenden Amplitudenbereich erforderlich. Da nur das Mittelteil magnetisiert wird, muß bei der Bestimmung von ΔW die Korrekturleistung N_{V_k} der unmagnetisierten Probe berücksichtigt werden. Es sind daher stets zwei Meßreihen an einer Probe vorzunehmen. Für die Verlustenergie im Mittelteil der magnetisierten Hantelprobe ergibt sich somit:

$$\Delta W_{\text{mag}} = \frac{\eta (N_{el}^{\text{mag}}(\epsilon_d) - N_{el}(\epsilon_d) \cdot 0,24)}{f} \quad (22)$$

wobei die Differenz stets bei gleichen Amplitudenwerten der Dehnung im Mittelteil (ϵ_d) zu bilden ist. $N_{el}^{\text{mag}}(\epsilon_d)$ wird bei ϵ_d gemessen, während

$N_{el}(\epsilon_d)$ durch die oben beschriebene Extrapolation gewonnen wird.

7.3. Bestimmung der elastisch gespeicherten Energie W

Zur Berechnung der Dämpfung ist die elastisch gespeicherte Energie W zu bestimmen. Geht man von Gleichung (16) (Abschnitt 5.1.2.) aus, und bedenkt man, daß die Spannung im Mittelteil den annähernd konstanten Wert σ_m hat, so erhält man bei Integration über das Mittelteil der Hantelprobe ($x_2 = b + a$ und $x_1 = b$)

$$W = \frac{1}{2} \sigma_m^2 \frac{1}{c_D^2 \rho} a \frac{d^2 \pi}{4} \quad (23)$$

wobei der Elastizitätsmodul durch die Dehnwellengeschwindigkeit c_D und die Dichte ρ ersetzt worden ist und d der Durchmesser des Mittelteils der Probe ist ($c_D = (E/\rho)^{1/2}$ ist gültig, weil $d \ll \lambda$ erfüllt ist).

Die hier angegebene Spannung kann nach Gleichung (17) (Abschnitt 5.1.2.) auf die Schnelle v_0 am Einspannende bezogen werden:

$$\sigma_m = v_0 \rho c_D \frac{D^2}{d^2} \sin\left(\frac{2\pi f}{c_D} b\right) \quad (24)$$

wo $v_0 = \omega \xi_0$ und D der Durchmesser der dicken Enden ist.

Dieser Gleichung liegt eine idealisierte Hantelprobe zugrunde, d. h. eine Probe mit sprungartigen Querschnittsübergängen. Sie stellt eine sinnvolle Abschätzung der Gleichung für σ_m dar, die von kontinuierlichen Querschnittsübergängen ausgeht (zur exakten Ableitung siehe [1]).

7.4. Bestimmung der Dehnungsamplitude ϵ_d

Die Bestimmung der Dehnungsamplitude im Mittelteil der Hantelprobe erfolgt über das Hookesche

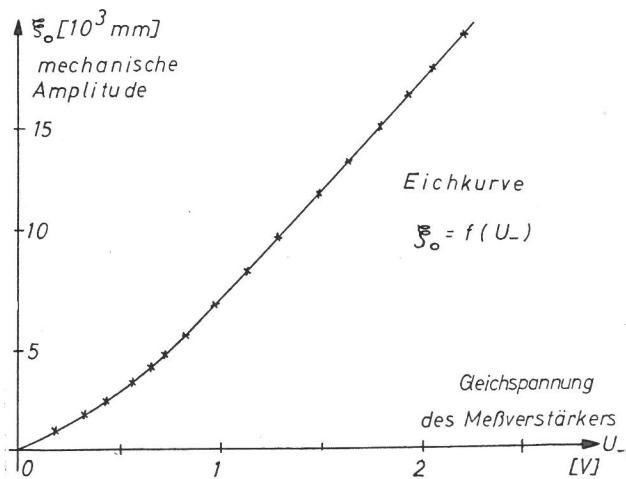


Abb. 12
Eichkurve zur Berechnung der mechanischen Amplituden aus den Gleichspannungswerten des Meßverstärkers

Gesetz, wobei wieder der Elastizitätsmodul durch Dehnwellengeschwindigkeit und Dichte ersetzt wird:

$$\epsilon_d = \frac{\sigma_m}{c_D^2 \rho} \quad (25)$$

Die Spannung σ_m kann durch die Messung der Schnelle am Einspannende der Hantelprobe bestimmt werden. Diese Schnelle wird dort berührungslos mit der elektrodynamischen Sonde, die über eine mikroskopische Messung von ξ_0 geeicht wird, gemessen. Die Genauigkeit der Eichung liegt bei 1,5%. Die Umrechnung der vom Meßverstärker gelieferten Gleichspannungswerte in mechanische Amplituden ξ_0 ist der Eichkurve (Abb. 12) zu entnehmen.

7.5. Berechnung der Dämpfung

Unter Berücksichtigung der Werte für die folgenden Konstanten

$f = 20,8$ kHz	(Frequenz)	$\lambda = 252$ mm	(Wellenlänge in Fe)
$\rho = 7,85$ g/cm ³	(Dichte)	$c_D = 5,25 \cdot 10^3$ m/s	(Dehnwellengeschw.)
$d = 4,0$ mm	(Durchmesser im Mittelteil)	$D = 10$ mm	(Durchmesser d. Enden)
$a = 9,7$ mm	(Länge des Mittelteils)	$b = 29$ mm	(Länge der Enden)

erhält man für

- 1) die Dämpfung $\delta = \frac{7,2 \cdot 10^{-5}}{\xi_0^2} (N_{el}^{mag}(\epsilon_d) - 0,24 N_{el}(\epsilon_d))$
- 2) die Dehnungsamplitude $\epsilon_d = 1,092 \cdot 10^{-1} \xi_0$
- 3) die Spannung $\sigma_m = 2,41 \cdot 10^2 \xi_0$ [kp]

Die Genauigkeit der Bestimmung der Dämpfung liegt unter Berücksichtigung aller Meßfehler, wie Fehler der Dehnungsmessung, Fehler der Leistungsmessung und Fehler des Wirkungsgrades bei ca. 6%.

Um einen Eindruck von den aufgezeichneten Meßwerten zur Bestimmung der amplitudenabhängigen Dämpfung zu vermitteln, wurde ein beliebiger Meßpunkt herausgegriffen (Abb. 13). Man erkennt an dem Verlauf der Schreiberkurven, daß auch während der relativ kurzen Belastungsdauer nach dem Einschwingvorgang eine Veränderung der Amplitude und der elektrischen Wirkleistung zu beobachten ist.

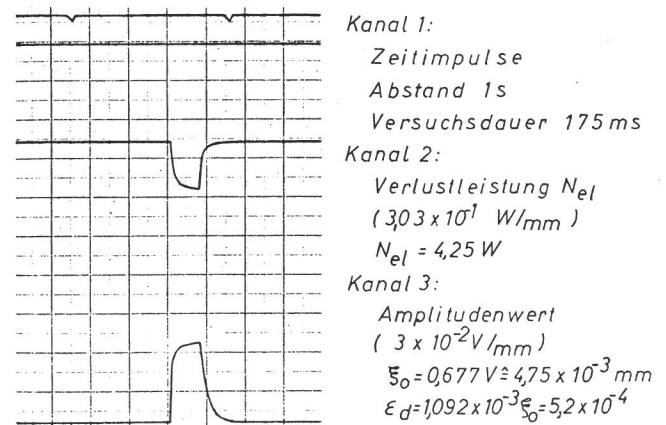


Abb. 13:
Schreiberkurven im Impulsbetrieb

8. Ergebnisse

Die Versuche, über die hier berichtet wird, sind eigentlich nur Vorversuche. Ziel der Diplomarbeit war es, ein Verfahren zur Dämpfungsmessung zu entwickeln. Jedoch sind die Ergebnisse der Vorversuche so aufschlußreich und erfolgversprechend, daß hier darüber berichtet werden soll.

Es wurde ein Einfluß von Vorbehandlung, Temperatur, Magnetisierung und Korngröße auf die amplitudenabhängige Dämpfung bei polykristallinen Stahlproben (St 37) festgestellt.

8.1. Einfluß der Probenvorbehandlung

Wie man aus Abbildung 14 erkennen kann, ist die Dämpfung stark von der Vorgeschichte der Probe abhängig. Es wurde zunächst der Dämpfungsverlauf einer jungfräulichen Hantelprobe, also einer noch nicht vorbelasteten Probe, aufgenommen (Kurve 1). Wiederholt man diese Meßreihe z. B. viermal und trägt erneut die Dämpfung über der Amplitude auf, so erhält man die durch Kurve 2 dargestellte Abhängigkeit. Bei mehr als hundertmaliger Wiederholung ergibt sich schließlich Kurve 3. Wie bei allen anderen Kurven entsteht das anfangs erwähnte typische Bild des Dämpfungsverlaufs nach der Granato-Lücke-Theorie: Bei

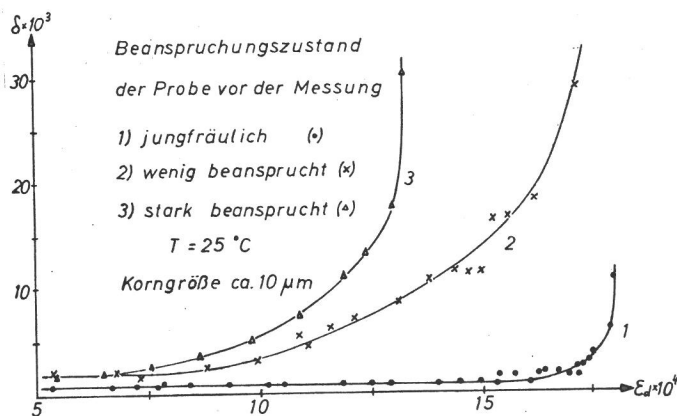


Abb. 14
Die Dämpfung δ als Funktion der Amplitude bei verschiedenen Beanspruchungszuständen

kleinen Amplituden ist die Dämpfung konstant, mit Einsetzen des Losreißprozesses beginnt der amplitudenabhängige Dämpfungsanteil. Aus Abbildung 14 ist der Amplitudenbereich zu erkennen, bei dem die Dämpfung untersucht worden ist. Er entspricht einer Spannung von 5 bis ca. 40 kp/mm².

8.2. Temperaturabhängigkeit der Dämpfung

Bei Untersuchungen des Temperatureinflusses bei gleichem Beanspruchungszustand erkennt man die doch recht starke Temperaturabhängigkeit im amplitudenabhängigen Dämpfungsbereich (Abb. 15). Mit zunehmender Temperatur erfolgt der Anstieg des amplitudenabhängigen Dämpfungsanteils schon bei kleineren Dehnungsamplituden. Dies deutet darauf hin, daß der Losreißprozeß von Versetzungen, wie bereits anfangs bemerkt, thermisch aktiviert ist.

8.3. Einfluß der Magnetisierung

In Abbildung 16 ist der Einfluß verschieden orientierter magnetischer Felder untersucht worden. Man sieht, wie stark die Dämpfungswerte durch ein Feld parallel zur Belastungsrichtung reduziert werden (ca. 80%). Dagegen ist der Effekt durch ein

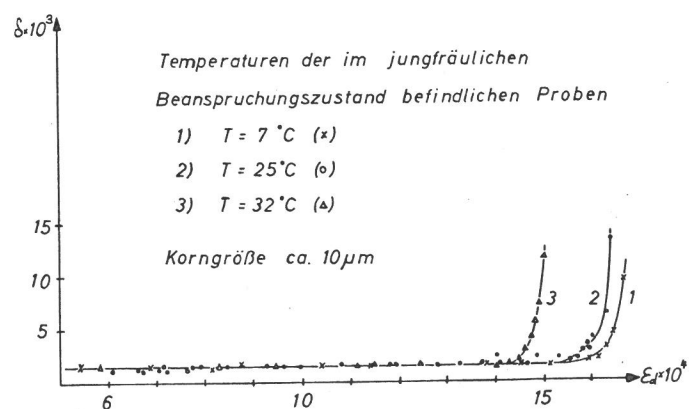


Abb. 15
Temperatureinfluß auf die amplitudenabhängige Dämpfung

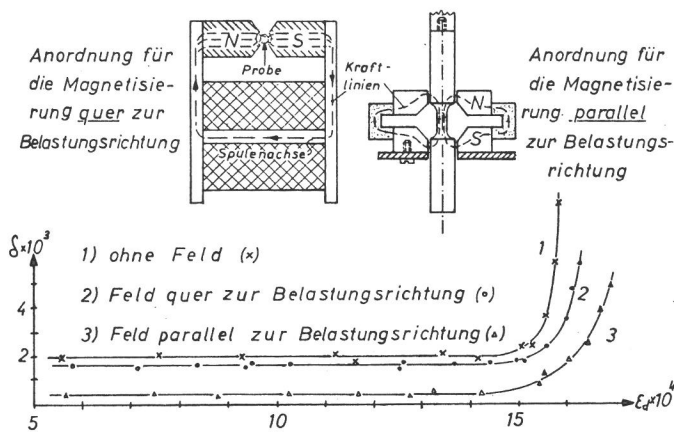


Abb. 16
Einfluß der Magnetisierung auf die Dämpfung bei verschiedener Feldrichtung

Querfeld fast zu vernachlässigen (ca. 10 bis 20 %iges Absinken des Dämpfungswertes). Die Ursache dieses unterschiedlichen Verhaltens liegt in der Anisotropie der magnetostriktiven Eigenschaften. Die bei der Magnetisierung auftretenden makroskopischen Wirbelströme an den Stellen der Einleitung des magnetischen Flusses in die Probe beeinflussen die Messung nicht.

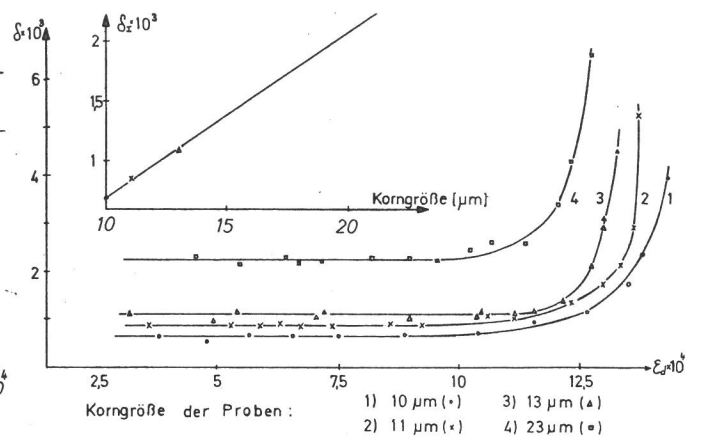


Abb. 17
Einfluß unterschiedlicher Korngrößen auf die Dämpfung

8.4. Einfluß unterschiedlicher Korngrößen

Im vierten Komplex der Messungen ist der Einfluß der unterschiedlichen Korngrößen auf die Dämpfung untersucht worden (Abb. 17). Dabei stieg die Dämpfung mit zunehmender Korngröße an.

Als interessantes Ergebnis ist bei der Messung festzustellen, daß sich ein linearer Zusammenhang zwischen Korngrößendurchmesser und amplitudenabhängiger Dämpfung bei dem untersuchten Material ergibt.

9. Diskussion der Meßergebnisse

Zur Überprüfung der erzielten Meßergebnisse eignet sich besonders die Schleifenlänge L_C , da sie sowohl aus dem amplitudenunabhängigen Dämpfungsanteil nach Gleichung (8) (Abschnitt 4.1.) als auch aus der Steigung des amplitudenabhängigen Dämpfungsanteils in halblogarithmischer Darstellung (Gleichung 12, Abschnitt 4.1.) berechnet werden kann. Es wurden nach diesem Verfahren u. a. auch die vier Kurven untersucht, die eine Abhängigkeit von der Korngröße zeigen. Sie ergaben für die Schleifenlänge die in Abb. 18 eingetragenen Werte.

Die angegebenen Vergleichswerte für das gleiche Material, die mit einem Ultraschallimpuls-Echoverfahren zur Messung der Frequenzabhängigkeit der Dämpfung im MHz-Bereich ermittelt worden sind, führen auf die gleichen Daten, wie sie mit

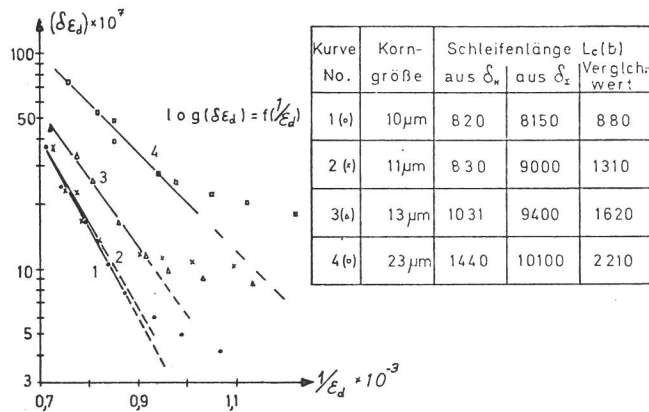


Abb. 18
Untersuchung zur Schleifenlänge L_C nach der G. u. L.-Theorie

der hier beschriebenen Anordnung im amplitudenabhängigen Dämpfungsbereich (δ_H) gewonnen wurden [21]. Zwischen beiden Schleifenlängenwerten aus δ_I und δ_H tritt jeweils ein Unterschied von etwa einer Zehnerpotenz auf. Hier liegt also - um es noch einmal deutlich zu machen - ein Widerspruch vor, da zwischen den Ergebnissen der beiden Verfahren, die die Schleifenlänge aus dem frequenzabhängigen Dämpfungsanteil bestimmen, ein Unterschied von einer Zehnerpotenz besteht. Die im Abschnitt 4.2. behandelten Verbesserungen der G. u. L.-Theorie [7, 8] lassen den - vorerst noch vorsichtigen - Schluß zu, daß der in dieser Arbeit bestimmte Wert nicht die Schleifenlänge L_C sondern die Netzwerklänge L_N darstellt. Der Unterschied von einer Zehnerpotenz bei der Bestimmung der Schleifenlänge würde im übrigen einen Unterschied von vier Zehnerpotenzen im Verlustfaktor δ_I (wegen $\delta_I \sim L^4$) nach sich ziehen. Man kann daher ziemlich sicher einen Meßfehler wegen der großen Diskrepanz ausschalten.

Damit kann abschließend resümiert werden, daß diese Arbeit u. a. zwei wichtige Ergebnisse gebracht hat: Einmal ist es mit dem im Rahmen der Diplomarbeit erstellten Gerät möglich, nach dem hier entwickelten Meßverfahren die Dämpfung (für metallphysikalische Verhältnisse) relativ genau in Abhängigkeit von der Amplitude zu bestimmen. Zum anderen lassen die Meßergebnisse die Vermutung zu, daß die G. u. L.-Theorie nicht nur für Einkristalle, sondern überraschenderweise auch für polykristalline Stoffe (zunächst jedoch nur für Stahl) die Amplitudenabhängigkeit der Dämpfung beschreiben kann.

Im Rahmen der Diplomarbeit wurde eine Anordnung zur Messung des amplitudenabhängigen Versetzungsanteils der Ultraschalldämpfung in ferromagnetischen Materialien entwickelt. Zur Messung und Berechnung der Dämpfung nach

$$\delta = \Delta W / 2\pi W$$

wird ein Impulsverfahren angewendet, um Temperatureinflüsse zu vermeiden. Die Bestimmung der der Hantelprobe vom Generator über den elek-

troakustischen Wandler zugeführten Verlustenergie ΔW erfolgt über eine elektrische Leistungsmessung. Die elastische Energie W wird aus der berührungslos gemessenen Amplitude am Einspannende der Hantelprobe ermittelt.

Es wurde ein Einfluß von Vorbehandlung, Temperatur und Korngröße bei polykristallinen, magnetisch gesättigten Stahlproben (St 37) auf die Dämpfung festgestellt. Die dabei erzielten Meßergebnisse stimmen gut überein mit den von einem Versetzungsmodell ausgehenden Dämpfungstheorien (z. B. Granato-Lücke-Theorie).

11.1. Elektrotechnischer Anhang

11.1.1. Anschwing- und Begrenzungsschaltung

11.1.1.1. Dauerbetrieb

Die für den Dauerbetrieb erforderliche konstant geregelte Amplitude stellt an den Anschwingvorgang zwei Forderungen. Einmal muß der Sollwert der Amplitude möglichst schnell erreicht sein; zum anderen darf ein Überschwingen nicht zugelassen werden.

Diese Forderung ist in aller Strenge für die Wirkungsgradbestimmung nicht nötig. Sie ergibt sich aus dem Wunsch, das gebaute Gerät auch für Dauerschwingversuche im Ultraschallgebiet einzusetzen, wie dies bei einem anderen Gerät, das nach dem gleichen Regelverfahren arbeitet, auch getan wird [1].

Die Regelschaltung ist daher so konzipiert worden, daß zusätzlich für den Einschwingvorgang eine mit der Zeit veränderliche Begrenzung der Schwingamplitude vorgesehen ist. Die Begrenzung regelt mit Auslösen des Startimpulses die Amplitude sehr stark herunter, läßt aber mit zunehmenden

der Zeit immer größere Amplitudenwerte zu. Mit Beendigung des Einschwingvorgangs bestimmt dann nur noch die durch den Sollwert des Reglers vorgegebene Begrenzung die Schwingungsamplitude. Es erscheint daher sinnvoll, den Anschwingimpuls erst dann auszulösen, wenn die Begrenzungsschaltung eine Amplitude durchläßt, die einerseits kein Überschwingen verursacht, andererseits aber in der Lage ist, im Rückkopplungskreis eine Schwingung aufzubauen.

Diesen zeitlichen Ablauf erreicht man durch eine geeignete Kombination von Impulsformern, das sind mono- und bistabile Multivibratoren (Abb. 19). Der negative Startimpuls stößt sowohl den bistabilen Multivibrator als auch den monostabilen Impulsformer I_1 an. Durch den bistabilen Multivibrator wird über eine Phasenumkehr die Regel- und Begrenzungsschaltung in Betrieb gesetzt. Die negative Abfallflanke von I_1 löst einerseits über einen weiteren Impulsformer I_2 den von I_3 erzeugten Anschwingimpuls aus. Andererseits wird von I_1 der bistabile Multivibrator wieder in den ursprünglichen Schaltzustand versetzt. Durch die große Zeitkonstante im Phasenumkehrglied wird die sprunghafte Spannungsänderung am bistabilen Multivibrator durch einen exponentiellen Abfall ersetzt. Mit diesem Impulsverlauf am Ausgang der Umkehrstufe wird während des Einschwingvorgangs die Regelung der Amplitudenbegrenzung vorgenommen.

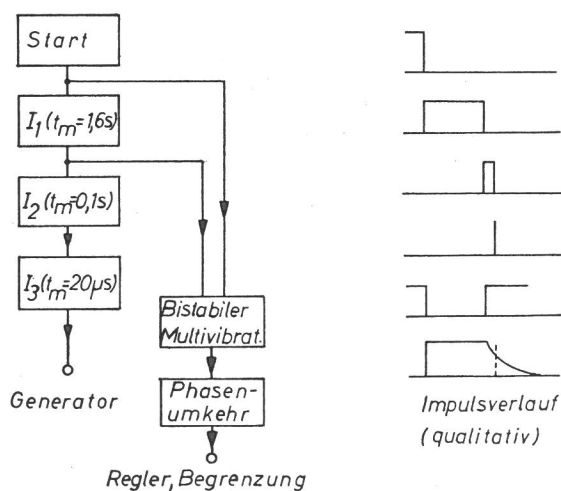


Abb. 19
Anschwingvorgang im Dauerbetrieb ($I_k(t_m)$ ist ein monostabiler Multivibrator mit der Schaltzeit t_m)

Zur weiteren Erläuterung der Schaltung genügt eine schematische Darstellung (Abb. 20). Aufgrund des Spannungsabfalls an der Diode D_3 wird das höchste Potential U_S des Kollektors T_7 festgelegt. Bei Auslösen des Startimpulses hat das Potential U_P hinter der Phasenumkehrstufe in etwa den gleichen Wert wie U_S . Die am Kollektor von T_7 auftretende Wechselamplitude von ca. $10,5 V_{SS}$ kann über den Widerstand R_6 daher nicht übertragen werden.

Es ergibt sich für den Augenblick des Startimpulses die größtmögliche Begrenzung der Wechselamplitude. Die Begrenzung über die Diode D_5 spielt in der Zeit $t \leq t_{m1}$ keine Rolle. Nach Ablauf der Schaltzeit t_{m1} (1,6 sec) fällt das Potential

U_p exponentiell ab. Die nach $t_{m1} + t_{m2}$ durch den Anschwingimpuls ausgelöste Schwingung steuert über die Sonde und die Phaseeinstellung sowohl den Schmitt-Trigger als auch den Regler. Die Phaseeinstellung erfolgt am Transistor T_5 durch Änderung des Widerstandswertes R_5 im RC-Glied. Der sich daran anschließende Schmitt-Trigger verwandelt die sinusförmigen Schwingungen in Rechteckimpulse, deren obere Spannung durch das Potential U_s fixiert wird. Die untere variable Begrenzung erfolgt durch das während des Anschwingvorganges exponentiell abfallende Potential U_p über die Diode D_4 . Bei genügender Größe der begrenzten Rechteckimpulse kann sich eine selbsterregte Schwingung bilden. Die Amplitude dieser Schwingung kann solange ansteigen, bis der durch R_3 an den Dioden D_2 eingestellte Sollwert erreicht ist. Dann erfolgt die Begrenzungsregelung über die Dioden D_5 und D_6 .

11.1.1.2. Anschwing- und Begrenzungsschaltung im Impulsbetrieb

Die entsprechende Schaltung im Impulsbetrieb vereinfacht sich insofern, als wegen der Kürze der Versuchszeit auf eine Regelung der Amplitude verzichtet werden kann. Es ist daher nur eine Begrenzung notwendig, die im Prinzip wie im Dauerbetrieb arbeitet. Zusätzlich muß die Schaltung noch so ausgerichtet werden, daß die von der Torschaltung kommenden Impulse eine Unterbrechung der selbsterregten Schwingung herbeiführen können.

Damit der Anschwingimpuls in das Öffnungsintervall der Torschaltung fällt, wird er durch den Impulsformer I_2 verzögert (Abb. 21). Die im PZT-Schwinger erzeugten Schwingungen gelangen wie im Dauerbetrieb über die elektrodynamische Sonde zur Phaseeinstellung. Im Schmitt-Trigger werden sie zu Rechteckimpulsen umgewandelt und gelangen in die Amplitudenbegrenzung (Abb. 22).

Die Begrenzung der oberen Flanke des Rechtecks wird wieder durch die Diode D_3 vorgenommen. Der Sollwert wird am Potentiometer R eingestellt, der die Basis des Transistors T_2 und dadurch das Potential am Punkt P steuert. Die Potentialverhältnisse an der Diode D_2 bestimmen die Begrenzung der unteren Flanke. Die Torschaltung wird durch einen monostabilen Multivibrator I_4 gebildet, dessen Rechteckimpuls das Potential der Basis des Transistors T_1 und damit auch das der Dioden D_1 (Punkt Q) festlegt. Nach Ablauf der Schaltzeit von I_4 (150 bis 800 ms) geht die Basisspannung auf Null, T_1 steuert durch, und das Potential im Punkt Q liegt so hoch, daß über D_1 ein Strom fließen kann; die selbsterregte Schwingung bricht wegen der dadurch erzeugten Begrenzung zusammen.

11.1.2. Der Generator

Der Generator setzt sich aus einem Vorverstärker, einer Gegentaktstufe und einer Endstufe zusammen.

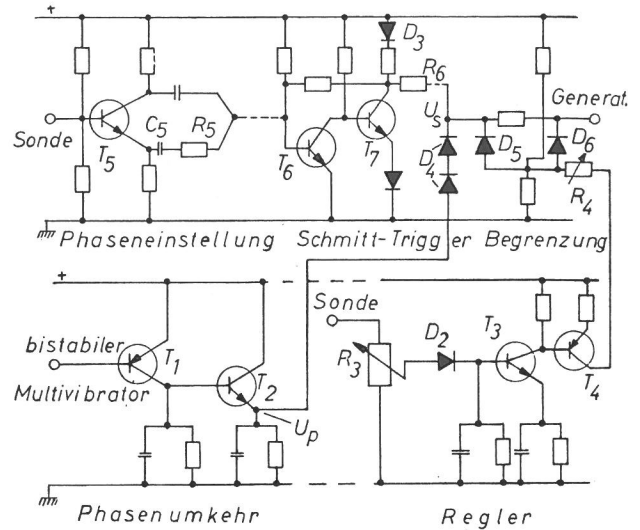


Abb. 20
Amplitudenregelung im Dauerbetrieb (schematisch)

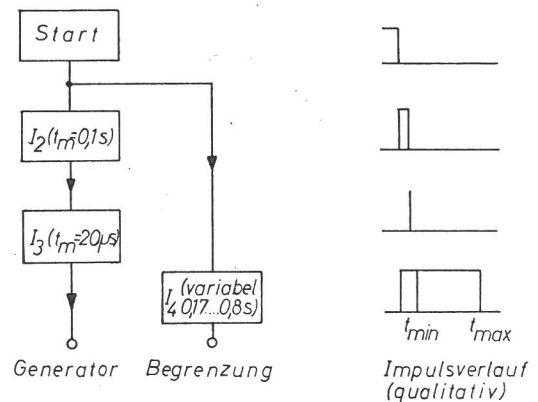


Abb. 21
Anschwingvorgang im Impulsbetrieb

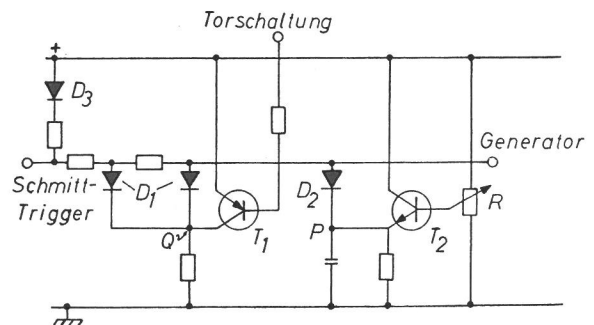
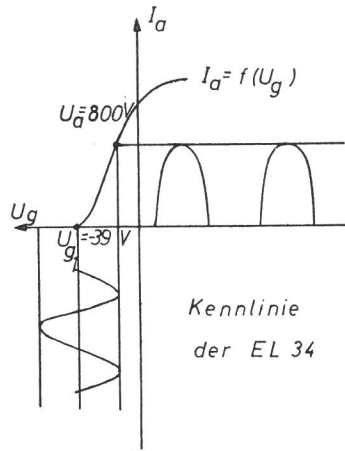


Abb. 22
Begrenzungsschaltung im Impulsbetrieb

11.1.2.1. Die Treiberstufe

Die Gegentakt-Treiberstufe arbeitet wie auch die Endstufe bei einer Frequenz von 20,8 kHz. Sie erzeugt die zum Steuern der Endröhre erforderliche Leistung. Die beiden Treiberröhren EL 34 laufen im B-Betrieb.



Wichtige
Daten der EL 34
für den B-Betrieb

Anodensp. $U_a = 800\text{ V}$
Gittersp. $U_{g1} = -39\text{ V}$
Gittersp. $U_{g2} = 400\text{ V}$
Anodenst. $I_a = 91\text{ mA}$
Gitterst. $I_{g2} = 19\text{ mA}$
Leistung $N_o = 100\text{ W}$
Heizspann. $U_h = 63\text{ V}$

Abb. 23
Erläuterung des B-Betriebes der Treiberstufe

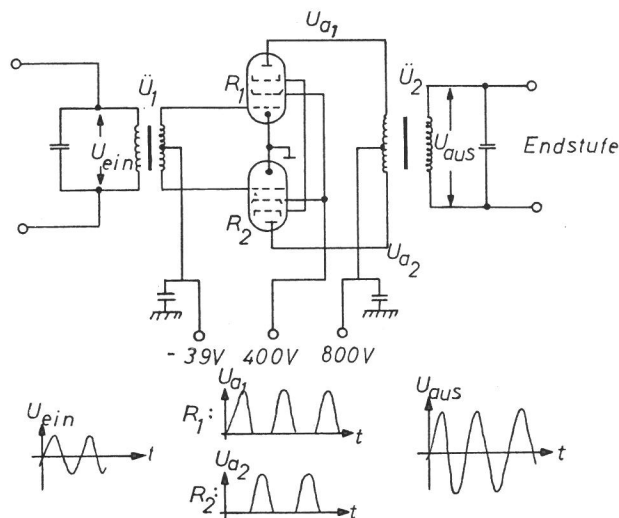
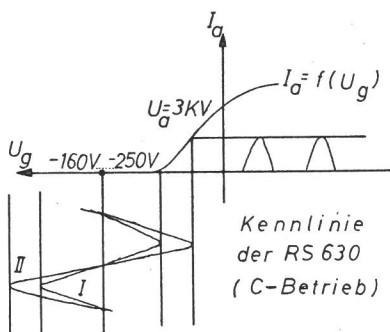
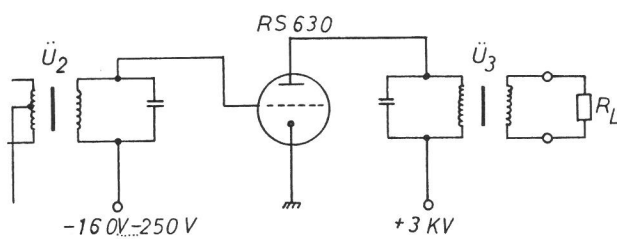


Abb. 24
Zur Funktionsweise der Treiberstufe



Wichtige Daten
der RS 630

$U_a = 3\text{ kV}$
 $U_g = -160\text{ V} \dots -250\text{ V}$
 $I_a = 360\text{ mA}$
 $I_g = 69\text{ mA}$
 $N = 840\text{ W}$

Abb. 25
Funktionsweise der Endstufe

11.1.2.2. Die Endstufe

Die Triode RS 630 der Leistungsstufe arbeitet im C-Betrieb, d.h. der Arbeitspunkt liegt sehr weit im negativen Gitterspannungsbereich. Dadurch fließt in die Leistungstriode nur dann ein impulsförmiger Strom, wenn die Aussteuerspannung einen bestimmten Wert überschritten hat. Aufgrund des im Anodenkreis liegenden, auf die Periode der Gitterspannung abgestimmten Schwingkreises entsteht dennoch eine sinusförmige Spannung, die um den Gleichspannungswert von $U_a = 3\text{ kV}$ oszilliert. Diese hohen Spannungen erfordern für den Ausgangsübertrager neben einer ausreichenden Isolation zwischen den einzelnen Wicklungslagen (Hostaphanfolie) eine Lagerung in einem Ölbad. Die maximale Ausgangsleistung liegt bei 650 Watt.

11.1.2.3. Gitterspannungsstabilisation und automatische Sicherung

Um einen festen Arbeitspunkt für die Röhren zu erhalten, ist eine Regelung der negativen Gittervorspannung wünschenswert (Abb. 28). Dieser stabile C-Betrieb der Senderöhre ist insbesondere erforderlich, um ein Anschwingen nur durch die zuvor beschriebenen Vorgänge zu erzielen, nicht etwa durch Störimpulse, Rauschen usw., wie dies bei einem gleitenden C-Betrieb möglich wäre. Daneben ist eine Stabilisierung der Gittervorspannung nötig, da sonst die Gittervorspannung durch die Schwankungen der Netzspannung beeinflusst wird.

Der Gitterstrom schaltet bei zu großen Werten über eine Triggerschaltung die Anodenspannung der Senderöhre ab, um eine Überlastung zu vermeiden. Damit wird zugleich erreicht, daß bei ungünstiger Abstimmung des mechanischen Schwingers (d.h. großer Gitterstrom) die Senderöhre geschützt wird.

11.1.2.4. Netzversorgung und Einschaltvorgang des Generators

Die Netzversorgung erfolgt über das Drehstromnetz. Dabei werden Spannungen bis zu 800 V aus einer Phase (220 V ~) erzeugt. Die Gleichrichtung wird mit der üblichen Brückenschaltung mit anschließender Siebung durchgeführt (Abb. 29). Die 3 kV Gleichspannung werden durch Drehstrombrückenschaltung mit darauffolgender Gleichrichtung gewonnen. Diese Schaltung liefert eine Gleichspannung mit geringer Welligkeit, so daß die Siebmittel zur Glättung nur geringen Aufwand erfordern.

Da die Heiz- und Gitterspannung der Endröhre stets vor Einschalten der Anodenspannung zugeführt werden muß, erfordert dies eine besondere Einschaltvorrichtung (Abb. 29), die mit Hilfe gegenseitig verriegelter Schaltschütze realisiert wird.

11.1.3 Verstärker- und Stabilisationsschaltungen

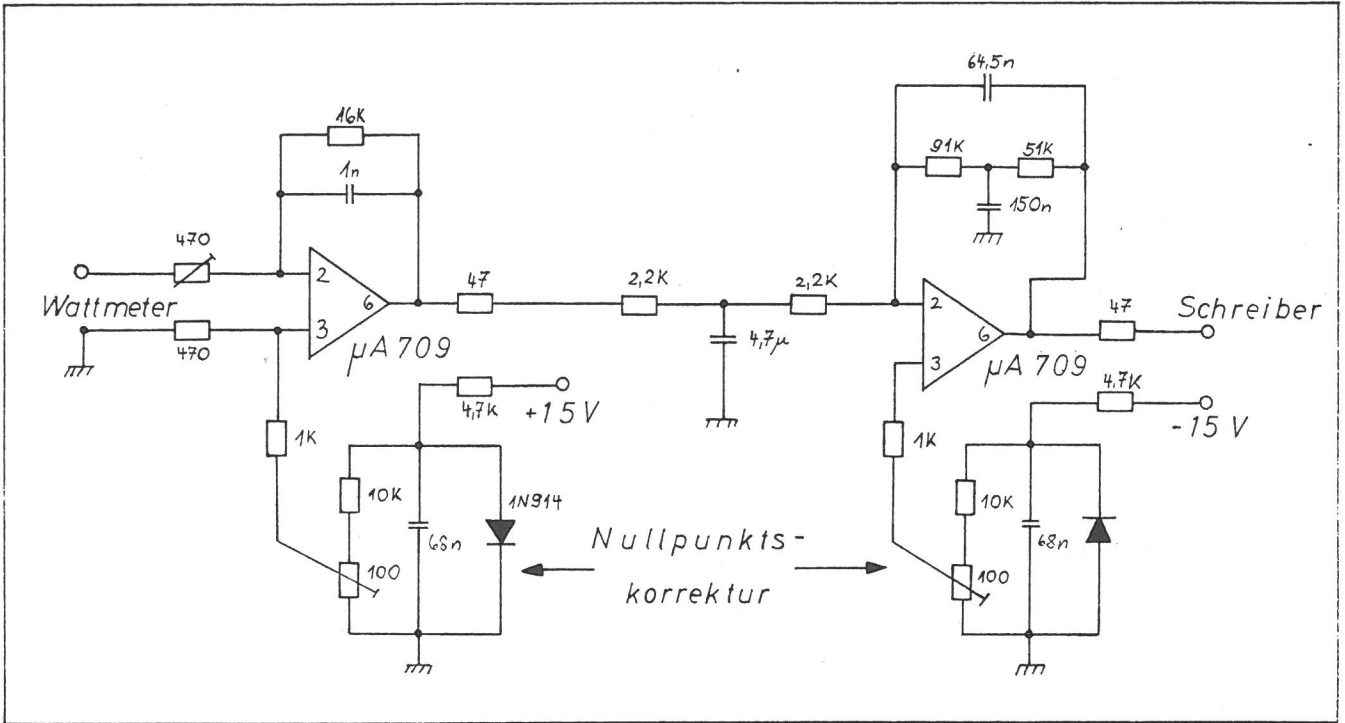


Abb. 26
60 dB Verstärker mit Tiefpass ($f_g = 35$ Hz)

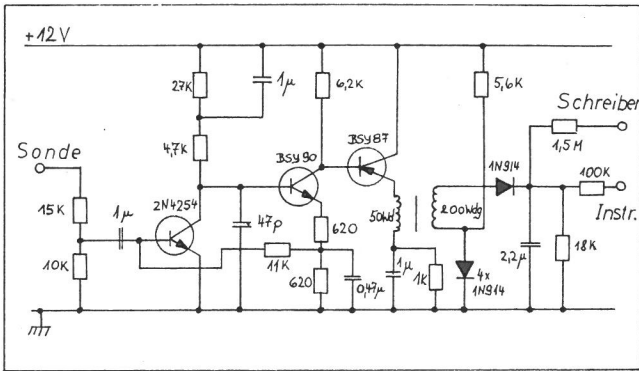


Abb. 27
Meßverstärker mit Gleichrichter zur Aufzeichnung des Amplitudenwertes (vgl. Abschnitt 6.3.2.)

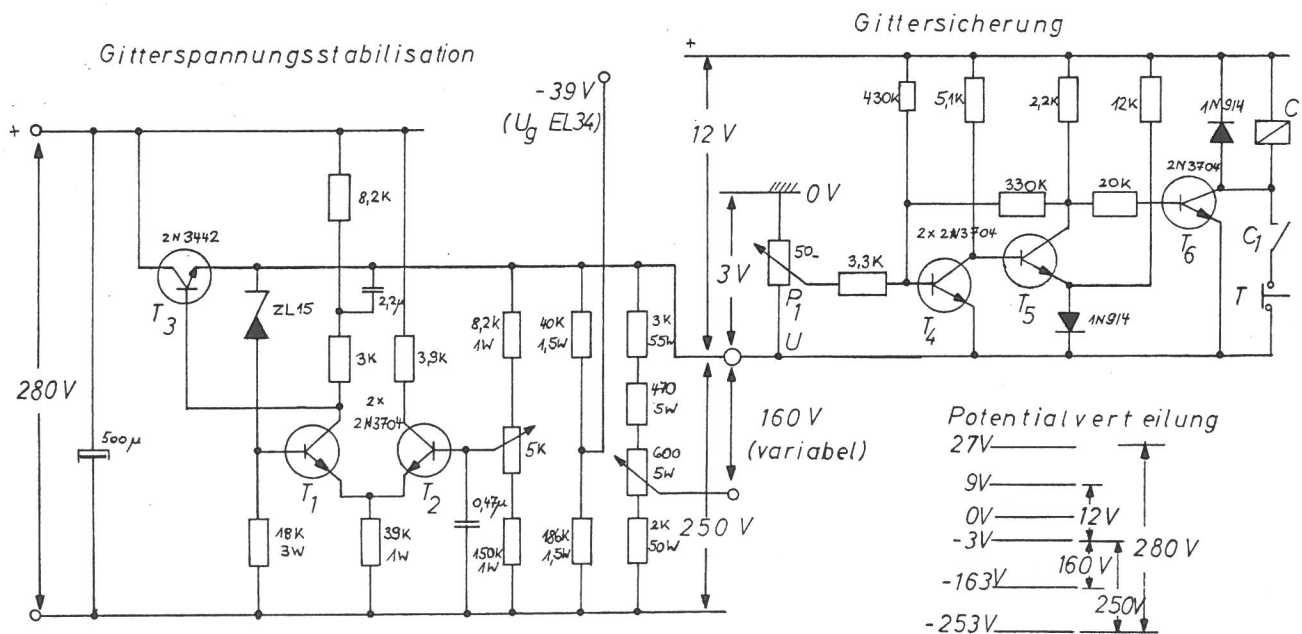


Abb. 28
Gitterspannungsstabilisation und Sicherung

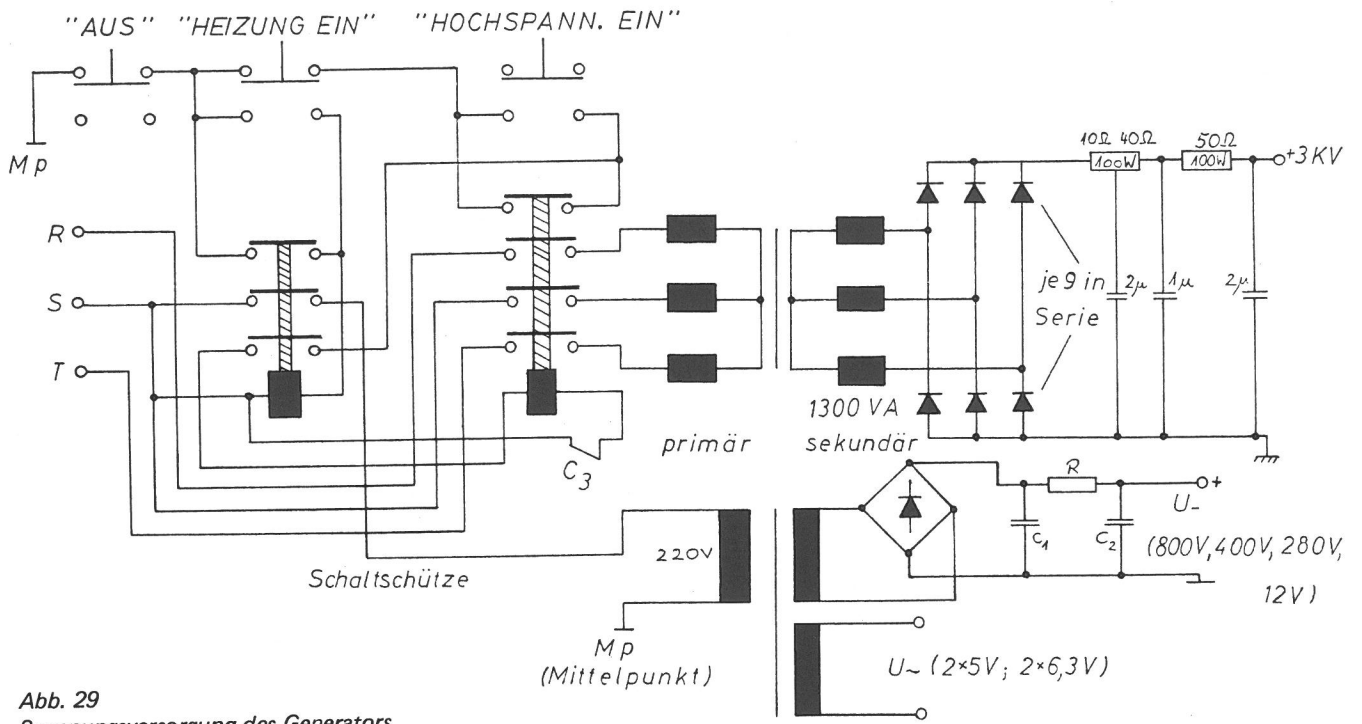


Abb. 29
Spannungsversorgung des Generators

- [1] Bock, W. u. H. Wüstenberg: Materialprüf. 12 (1970) No. 5, S. 156
- [2] Fiore, N.: J. Appl. Phys. 37, 878 (1966)
- [3] Granato, A. u. K. Lücke: J. Appl. Phys. 27, 583 (1956)
- [4] Granato, A. u. K. Lücke: J. Appl. Phys. 27, 789 (1956)
- [5] Köhler, J.S.: Imperfections in Nearly Perfect Crystals (John Wiley N. Y. 1952)
- [6] Leibfried, G.: Z. Phys. 127, 344 (1950)
- [7] Hutchison, T.S. u. D.H. Rogers: J. Appl. Phys. 33, 792 (1962)
- [8] Rogers, D.H.: J. Appl. Phys. 33, 781 (1962)
- [9] Cottrell, A.H.: Dislocations and Plastic Flow in Crystals The Clarendon Press, Oxford, 1953
- [10] Swartz, J.C. u. J. Weertman: J. Appl. Phys. 32, 1860 (1961)
- [11] Gelli, D.: J. Appl. Phys. 33, 1547 (1962)
- [12] Teutonico, L.J., Granato, A. u. K. Lücke: J. Appl. Phys. 35, 220 (1964)
- [13] Bordoni, P.: Proc. of the "Int. School of Phys. E. Fermi" course 27 p. 425 (1963)
- [14] Seeger, A. u. P. Schiller: Phys. Acoust. (Mason, Vol. III, A)
- [15] Peguin, P. u. H.K. Birnbaum: J. Appl. Phys. 39, 4428 (1968)
- [16] Lücke, K., Granato, A. u. L.J. Teutonico: J. Appl. Phys. 39, 5181 (1968)
- [17] Bratina, W.: Phys. Acoust. in Mason Vol. III, Part A, p. 226 (1966)
- [18] Stepanov, V.A. u. V.A. Chelnokov: Sov. Phys. sol. state 10, 173 (1968)
- [19] Plénard, E.: Foundry Trade J. 27, 541 (1966)
- [20] Wüstenberg, H.: 6. Internat. Conference of Nondestructive Testing, June, Hannover 1970
- [21] Aurich, D.: Private Mitteilung (wird noch veröffentlicht)

