

## MESSUNG DER HYPERSCHALLDÄMPFUNG IN QUARZ

VON W. EISENMENGER, H. KINDER und K. LASSMANN

III. Physikalisches Institut der Universität Göttingen

### Zusammenfassung

Zur Bestimmung der Hyperschalldämpfung in zylindrischen Quarzstäben für Longitudinalwellen in  $x$ -Richtung werden zwei Meßanordnungen für den Frequenzbereich 0,5 GHz bis 2,5 GHz sowie für die Frequenz von 10 GHz bei Temperaturen von 4 °K bis 273 °K beschrieben. Im niedrigeren Frequenzbereich erfolgte eine Rauschbefeuerung des Empfangssignals durch elektronische Abtastung und Summation. Neben der Temperatur- und Frequenzabhängigkeit der Dämpfung wurden Geometrieinflüsse bei der Hyperschallanregung und Ausbreitung näher untersucht. Dabei traten Modeninterferenz und Keilwinkelfehler (Parallelitätsabweichungen der Stabendflächen) besonders deutlich in Erscheinung.

### Summary

Two measuring arrangements are described by which the hypersound attenuation of longitudinal waves propagating in the  $x$ -direction of a cylindrical quartz bar can be determined in the frequency range from 0.5 Gc/s to 2.5 Gc/s and at 10 Gc/s for temperatures between 4 °K and 273 °K. In the lower frequency range the separation of the received signal from noise was made by electronic sampling and summation. Besides the temperature and frequency dependence of the attenuation the influence of the geometry of the bars at the hypersound excitation and propagation were investigated in detail. Mode interferences arising from deviations of the end surfaces of the bars from parallelism became markedly evident.

### Sommaire

On décrit deux dispositifs de mesures destinés à déterminer l'amortissement d'ondes longitudinales en direction  $X$  dans des barreaux cylindriques de quartz, l'un pour des fréquences de 0,5 GHz à 2,5 GHz, l'autre pour des fréquences de 10 GHz et pour des températures de 4 °K à 273 °K. Dans la gamme des fréquences basses, on a pu supprimer, par exploration électronique et intégration, le bruit superposé au signal transmis. Outre la variation de l'amortissement avec la température et la fréquence on a recherché également l'influence de facteurs géométriques sur l'excitation et la propagation des ondes sonores à très haute fréquence. Là, diverses sortes d'interférences et le manque de parallélisme des faces terminales des barreaux apparaissent très nettement.

### I. Einleitung

Untersuchungen der Hyperschalldämpfung in Festkörpern (Frequenz oberhalb  $10^9$  Hz [1]) können ebenso wie Ultraschalldämpfungsmessungen nach dem Pulsdurchstrahlungs- oder dem Pulsechoverfahren erfolgen. Anregung und Nachweis von monochromatischen Hyperschallwellen wurden erstmalig von BARANSKI [2], BÖMEL und DRANSFELD [3] durch die Methode der Oberflächenanregung und Abtastung bei piezoelektrischen Kristallen (Quarz) durchgeführt.

Weitere Anregungs- und Nachweisverfahren im Sinne des elektroakustischen Wandlers beruhen auf der Magnetostriktion bei ferromagnetischer Resonanz in Aufdampfschichten [4], [5], auf der Kopplung mit Spinwellen in Ferriten [6], auf der Ausnutzung des Piezoeffektes in der elektrisch veränderlichen Verarmungszone bestimmter Halbleiter

[7] sowie neuerdings auf der Möglichkeit, orientierte Aufdampfschichten von piezoelektrischen Materialien [8] herzustellen. Neben dem bekannten optischen Nachweis [3] wurden darüber hinaus auch optische Verstärkung und Anregung durch BRILLOUIN-Streuung [9] verwirklicht; ferner kann eine akustische Energiedichtemessung über die Spinphonon-Wechselwirkung bei der paramagnetischen Resonanz [10] erfolgen.

Wenn auch alle genannten Methoden grundsätzlich Dämpfungsmessungen gestatten, so ist die Oberflächenanregung trotz ihres geringen Wirkungsgrades vorzuziehen. Die Gründe hierfür sind: große Bandbreite, Unabhängigkeit von Magnetfeld und Temperatur (soweit nur auf die unmittelbare Anregung bezogen), die Möglichkeit, Transversal- oder Longitudinalwellen anzuregen, und relativ einfache Herstellung der zur Anregung und zum Empfang benötigten Kristalle.

Bei der vorliegenden Untersuchung wurde daher auch von dem Verfahren der Oberflächenanregung und Abtastung Gebrauch gemacht.

Hyperschalldämpfungsmessungen in Festkörpern sind im Bereich tiefer Temperaturen besonders interessant, da der mitunter störende Einfluß thermischer Gitterschwingungen herabgesetzt wird. Mit ansteigender Temperatur kann die Dämpfung auch so groß werden, daß eine Messung nicht mehr möglich ist (siehe Quarz bei 10 GHz). In solchen Fällen setzt also schon das Experiment die Verwendung tiefer Temperaturen voraus.

Im folgenden werden zwei Meßeinrichtungen zur Bestimmung der Hyperschalldämpfung nach dem Pulsdurchstrahlungsverfahren im Frequenzbereich 0,5 GHz bis 2,5 GHz sowie bei der Frequenz 10 GHz und im Temperaturbereich von 4 °K bis 273 °K beschrieben.

Untersucht wurden die Longitudinalwellendämpfung in  $\alpha$ -Quarzstäben sowie Einflüsse der Stab- und Feldgeometrie auf die Hüllkurve der beobachteten Impulsechfolgen.

Weiterhin wurde durch Anwendung des Summations- oder Exhaustionsverfahrens die relative Dämpfungsmessgenauigkeit erhöht beziehungsweise eine Störfreiheit durchgeführt.

## 2. Die Meßeinrichtungen

Wegen der Breitbandigkeit der piezoelektrischen Oberflächenanregung können Dämpfungsmessungen grundsätzlich bei allen Frequenzen in einer einzigen Meßeinrichtung im Kryostaten durchgeführt werden. Zur Transformation der elektrischen Generator- und Empfängerimpedanz von ca. 60  $\Omega$  auf den wesentlich höhohmigeren Wirkanteil der Wandlerimpedanz der Kristalloberflächen muß man jedoch Resonatoren verwenden. Bei der hohen Frequenz von 10 GHz können die Resonatoren noch ganz im Kryostaten Platz finden; was im niedrigeren Frequenzbereich weniger leicht möglich ist.

Aus diesem Grunde wurden für die verschiedenen Frequenzbereiche zwei Meßeinrichtungen gewählt, wobei der untere Frequenzbereich von 0,5 GHz bis 2,5 GHz durch eine besondere Resonatoranordnung in einer Apparatur lückenlos überstrichen werden konnte.

### 2.1. Apparatur bei den Frequenzen 0,5 GHz bis 2,5 GHz

#### 2.1.1. Die Meßeinrichtung im Kryostaten

Resonatoranordnung und Kryostat für diesen Frequenzbereich sind in Bild 1 dargestellt. Im unteren Bildteil befindet sich der  $\alpha$ -Quarzstab von

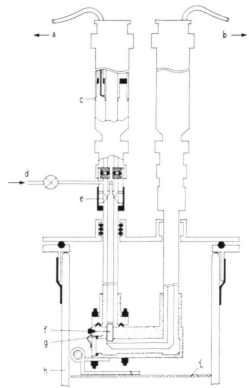


Bild 1. Meßeinrichtung im Frequenzbereich 0,5 GHz bis 2,5 GHz.

- a Senderzuleitung,
- b Empfängerzuleitung,
- c Kurzschlußschieber,
- d Vakuumumpenanschluß,
- e Justier Vorrichtung des Innenleiters,
- f Quarzstab,
- g Messingblock,
- h Glas-DeWear-Gefäß,
- i Wärmeaustauscher.

10 mm Länge und 3 mm Durchmesser in einem Messingblock, der für einen möglichst guten Wärmeaustausch innerhalb des Meßsystems sorgt. Die vertikale Anordnung gestattet auch Messungen an längeren Quarzen sowie an Proben, die zwischen zwei Quarze (Sende- und Empfangs Quarz) eingefügt sind.

#### 2.1.2. Oberflächenanregung und Wahl der Resonatoren

Die Oberflächenanregung erfolgt an der oberen Quarzfläche. Letztere befindet sich im hochfrequenten elektrischen Feld vor dem Ende des Innenleiters der Koaxialzuleitung. Auf Grund des Piezoeffektes herrschen in dem vom elektrischen Feld durchsetzten oberen Quarzvolumen gleichphasige mechanische Wechselspannungen. Dabei wird die Bedingung der Spannungsfreiheit an der Quarzoberfläche durch die Abstrahlung einer Schallwelle mit entgegengesetzter gleicher mechanischer Spannungsamplitude erfüllt.

Wegen des Piezoeffektes führt die Schallwelle am Kristall eine Polarisationswelle (Ladungswelle),

die bei der Reflexion am freien Ende in der Abtastelektrode einen entsprechenden Wechselstrom induziert.

Zur Abschätzung der elektroakustischen Impedanz der Endfläche als Wandler genügt es zum Beispiel, die mit einer bestimmten elektrischen Feldstärke verknüpfte mechanische Spannung anzugeben. Über den akustischen Wellenwiderstand erhält man daraus die zugehörige Schallschnelle sowie die abgestrahlte Leistung. Aus der Leistung ergibt sich unter Berücksichtigung der Elektrodenspannung der Realteil  $R_q$  der Wandlerimpedanz der Quarzfläche: (Näherung für den ebenen Fall):

$$R_q = \frac{\epsilon F}{c_{ak} k^2 C^2} \quad (1)$$

mit

- $\epsilon$  = Dielektrizitätskonstante,
- $F$  = Querschnitt,
- $c_{ak}$  = Schallgeschwindigkeit,
- $C$  = Elektrodenkapazität,
- $k$  = Kopplungsfaktor.

Mit den verwendeten Quarzabmessungen kann man ein  $R_q$  von etwa  $50 \text{ M}\Omega$  abschätzen. Diese hohe Impedanz ist auf Sende- beziehungsweise Empfängerimpedanzen von ca.  $60 \Omega$  herabzutransformieren. Kapazitive Anteile der Impedanz liegen im Ersatzschaltbild parallel und werden bei der Anregung (siehe unten) in die Resonatorkapazität einbezogen.

Im Dezimeterwellenbereich erfolgt die genannte Widerstandstransformation zweckmäßigerweise mit  $\lambda/4$  Leitungsresonatoren, wobei die Resonatorverluste eine obere Grenze darstellen. Der Resonanzwiderstand am kapazitiven Ende eines Leitungsresonators beträgt:

$$R_0 = Q_0 Z \quad (2)$$

$Q_0$  = Resonatorgüte bei schwacher Kopplung,  
 $Z$  = Wellenwiderstand der Leitung.

Als Beispiel resultiert mit  $Z = 60 \Omega$  und  $Q = 10^3$  eine  $R_0$  von  $60 \text{ k}\Omega$ . Bei Anpassung an die Sendeimpedanz (magnetische Koppelschleife) sinkt der Widerstand auf den halben Wert. Somit folgt für den elektroakustischen Wirkungsgrad

$$\eta = \frac{1}{2} \frac{Q_0 Z}{R_q} \quad (3)$$

Selbst unter Verwendung von Leitungsresonatoren kann man daher bei der Oberflächenanregung und Abtastung nur elektroakustische Wirkungsgrade bis  $10^{-3}$  erwarten (siehe auch [3]). Eine weitere Erhöhung der Resonatorgüte ist grundsätzlich nur soweit zulässig, als die zur Pulsübertragung erforderliche Bandbreite nicht unterschritten wird. Für die Dämpfungsmessungen bedeutet es eine wesentliche Vereinfachung, daß zusätzliche Verluste bei der Reflexion der Schallimpulse an der Quarzgrenz-

fläche wegen des geringen elektroakustischen Wirkungsgrades vernachlässigbar klein sind.

Bei der Meßanordnung in Bild 1 befinden sich die Kurzschlußschieber im Sende- und Empfangsresonator außerhalb des Kryostaten. Hierdurch ist ein wesentlich einfacherer Aufbau mit großem Abstimmbereich möglich, wobei die Resonatoren in Oberwellen betrieben werden. Der Wirkungsgrad bei gleichmäßig verteilten Leitungsverlusten sinkt dann gemäß  $1/(2n+1)$ , wobei  $n(1+2n)\lambda/4$  die Resonatorlänge ist. Da in der vorliegenden Anordnung Verluste im Kurzschlußschieber, in der Kuppelung zwischen Ober- und Unterteil des Resonators sowie in Isolierstützen überwiegend waren, zeigte sich bei Oberwellenbetrieb nur eine geringe Verschlechterung des Wirkungsgrades.

Weitere Einzelheiten des Resonatoraufbaus sind vor allem durch die Verwendung bei tiefen Temperaturen bestimmt.

Die Koaxialleitungen im Kryostaten bestehen aus versilbertem Neusilberrohr von  $0,2 \text{ mm}$  Wandstärke zur Erzielung eines hohen Wärmewiderstandes bei geringen elektrischen Verlusten.

Resonatoren und Leitungen im Kryostaten können evakuiert werden. Dies ist nötig, um zu vermeiden, daß auf der Quarzoberfläche oder an anderen Stellen Luft kondensiert, was zu Störungen Anlaß gibt (zum Beispiel zusätzliche Dämpfung bei der Schallreflexion an den Quarzstrirflächen). Ferner bestehen Unterschiede in der thermischen Ausdehnung zwischen Außen- und Innenleiter der Koaxialleitung. Aus diesem Grund können die Innenleiter durch eine Justiervorrichtung auf möglichst geringe Abstände zu den Quarzflächen gebracht werden.

### 2.1.3. Der Kryostat

Zum Aufbau des Kryostaten wurden Glas-DEWAR-Gefäße verwendet. Die Temperatur konnte im ganzen Meßbereich durch geeignete Regelung für die Dauer der Messung auf  $\pm 0,1 \text{ }^\circ\text{K}$  konstant gehalten werden. Zur Kühlung dienten flüssiges Helium, flüssiger Wasserstoff beziehungsweise flüssiger Stickstoff, wobei Temperaturen oberhalb der jeweiligen Siedepunkte durch Wärmeaustausch im Dampfraum über dem Flüssigkeitsspiegel erzielt wurden. Die Temperaturmessung erfolgte im Bereich oberhalb  $20 \text{ }^\circ\text{K}$  mit einem Platinwiderstandsthermometer. Unterhalb  $40 \text{ }^\circ\text{K}$  bis  $4 \text{ }^\circ\text{K}$  wurde ein Kohlewiderstandsthermometer verwendet. Als Fixpunkte zur Eichung dienten die Siedepunkte von Helium, Wasserstoff, Stickstoff und Sauerstoff. Im Überschneidungsbereich der beiden Thermometer von  $20 \text{ }^\circ\text{K}$  bis  $40 \text{ }^\circ\text{K}$  zeigten sich Abweichungen der Eichkurven von  $0,3 \text{ }^\circ\text{K}$ . Diese Differenz kann als Unsicherheit der Temperaturangabe angesehen werden.

## 2.1.4. Elektronische Apparatur

Der Aufbau der elektronischen Apparatur ist schematisch in Bild 2 wiedergegeben.

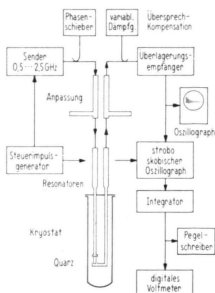


Bild 2. Schema der elektronischen Anordnung. Phasenschieber und variables Dämpfungsglied sind verbunden.

## 2.1.4.1. Sende- und Empfangsteil

Sendeimpulse von max. 50 W Spitzenleistung und etwa 1  $\mu$ s Impulsdauer wurden durch Kathodentastung eines Scheibentriodensenders gewonnen. Der Trägerfrequenzbereich des Senders erstreckte sich von 300 MHz bis 2750 MHz, die Pulsfolgefrequenz konnte von 300 Hz bis 20 kHz variiert werden.

Die Sendeenergie wird unter Zwischenschaltung von Stichleitung und Posaune (Beseitigung kleinerer Fehlanpassung) der Koppelschleife in der Kurzschlußelevane des Resonators zugeführt.

Ebenso befindet sich zwischen Empfänger und Empfangsresonator ein zusätzliches Anpassungsglied. Außerdem wurde zur Vermeidung einer Empfängerübersteuerung durch das Übersprechsignal eine Kompensationsschleife mit veränderlichem Dämpfungs- und Phasenglied eingefügt; siehe Bild 2.

Die Zwischenfrequenz des verwendeten Überlagerungsempfängers betrug 25 MHz bei einer Bandbreite von 2 MHz. Für den Gegentakt-Mischteil konnte im Meßbereich lineares Verhalten festgestellt werden. Dagegen mußte die Gleichrichter-kennlinie für den jeweils vorliegenden Amplitudenbereich der Echofolge bei konstanter Amplitude des überlagerten Rauschens gesondert bestimmt werden. Die Echoimpulsfolge wurde zunächst unter Berücksichtigung der Gleichrichter-kennlinie nach dem Oszillographen-schirmbild ausgewertet.

## 2.1.4.2. Rauschbefreiung

Eine Verbesserung des Signal-Rauschverhältnisses kann durch das Summationsverfahren (Integrationsverfahren, Exhaustion) erzielt werden. Hierzu wurde ein stroboskopischer Oszillograph benutzt. Dieser greift aus der gesamten Impulsechfolge ein kurzes Abtastzeitintervall heraus und liefert die zugehörige Spannung des Empfängerausgangssignals. Durch Wiederholung mit der Folgefrequenz des Steuergenerators und Mittelung (Integration) wird so eine Rauschbefreiung durchgeführt; vergleiche Bild 2.

Bei fest eingestelltem Abtastzeitpunkt erhält man die Amplitudenwerte einzelner Impulsechos (Anzeige mit Digitalvoltmeter). Wird der Abtastzeitpunkt kontinuierlich verändert, so kann die Impulsechfolge zum Beispiel auf einem Pegelschreiber wiedergegeben werden; siehe Bild 4. Die Verbesserung des Signal-Rauschverhältnisses ist bei Amplitudenanzeige durch Gl. (4) gegeben.

$$\frac{\sqrt{U_2^2}}{\sqrt{U_1^2}} = \frac{1}{\sqrt{n}} \quad (4)$$

$\sqrt{U_1^2}$ ;  $\sqrt{U_2^2}$  = mittlere Rauschspannung vor und nach Integration mit

$n$  =  $\nu_F \tau$  der Gesamtzahl der Proben für die Dauer der Integration,

$\nu_F$  = Folgefrequenz,

$\tau$  = Integrationszeit beziehungsweise Zeitkonstante der Integration.

Außerdem gilt für die vollständige Wiedergabe der gesamten Impulsechfolge die aus der Frequenzuntersetzung folgende Bedingung:

$$T = \tau \frac{\nu_0}{\nu_F} \quad (5)$$

$T$  = Notwendige Zeit zur Wiedergabe des gesamten Signalverlaufes innerhalb der Folgeperiode,

$\tau$  = Integrationszeit  $\sim 1/\nu_2$ ;  $\nu_2$  Bandbreite am Ausgang des Integrators,

$\nu_0$  = Signalbandbreite,

$\nu_F$  = Folgefrequenz des Steuergenerators.

Die höchste zulässige Folgefrequenz ist durch die Dauer der Echozüge gegeben. Mit dem mittleren Wert  $\nu_F = 20$  kHz,  $\nu_0 = 2$  MHz;  $\tau = 10$  s erhält man  $T = 10^3$  s, also eine verhältnismäßig lange Zeit für die vollständige Wiedergabe des Signals. Es wurden daher bei der Messung der Temperaturabhängigkeit der Dämpfung nur die Amplituden von höchstens vier Echoimpulsen bestimmt.

## 2.2. Apparatur bei 10 GHz

### 2.2.1. Meßsystem im Kryostaten

Die Meßanordnung im Kryostaten ist in Bild 3 wiedergegeben. Auch hier werden zur Verbesserung der elektroakustischen Anpassung bei der Oberflächenanregung und Abstimmung Koaxialresonatoren verwendet, die jedoch als  $\lambda/4$ -Resonatoren ausgeführt wurden und sich ganz im Kryostaten befinden.

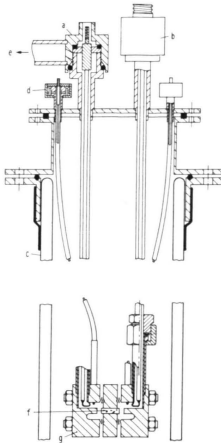


Bild 3. Meßanordnung bei der Frequenz 10 GHz.

- a Sendezuleitung,
- b Empfängerzuleitung,
- d Resonatorabstimmung,
- e Vakuumpumpenanschluß,
- f Quarzstab,
- g Resonatoren mit Quarzhalterung.

Die elektromagnetische Ein- und Auskopplung erfolgt über magnetische Koppelschleifen am Ende der Koaxialzuleitungen. Letztere wurden ebenso wie die Resonatoren aus den bereits genannten Gründen evakuiert. Der  $\alpha$ -Quarzkristall, Durchmesser 3 mm, Länge 10 mm, befindet sich in einem Zwischenstück, das vakuumdicht zwischen die Resonatoren eingefügt ist. Eine kapazitive Frequenznachstimmung ( $\Delta \approx 70$  MHz) der Resonatoren erfolgt durch verschiebbare Metallstifte. Als Resonatormaterial wurde wegen seiner guten elektrischen und thermischen Leitfähigkeit Kupfer verwendet.

Mit polierten Innenflächen konnte bei elektrischer Anpassung eine Güte von etwa 500 erzielt werden. Als elektroakustischer Wirkungsgrad wurde aus den Quarzdimensionen, siehe Gl. (3), ein Wert  $\eta = 10^{-4}$  abgeschätzt.

Zur besseren Wärmeisolation sind die oberflächenversilberten Koaxialzuleitungen sowie die Führungen der Abstimmungstifte auch hier aus Neusilberrohr mit 0,2 mm Wandstärke hergestellt.

Als Kühlmittel dienten wieder flüssiges Helium beziehungsweise flüssiger Wasserstoff, wobei Temperaturen oberhalb der Siedepunkte durch Wärmeaustausch im Dampfraum eingestellt wurden.

### 2.2.2. Elektronischer Teil der Apparatur

Zur Erzeugung des Sendesignals diente ein Impulsmagnetron mit der Spitzenleistung von 50 kW, der Impulsdauer 0,5  $\mu$ s und der Trägerfrequenz 9,38 GHz. Um eine Resonatorerwärmung mit Sicherheit zu vermeiden, wurde eine Folgefrequenz von 3 Hz gewählt. Eine Abschwächung der dem Senderesonator zugeführten Leistung erfolgte durch Fehlanpassung mit einem zwischengeschalteten E-H-Glied.

Das Empfangssignal wurde (Anpassung E-H-Glied) einem Überlagerungsempfänger zugeführt und nach Demodulation oszillographisch angezeigt. Den Dämpfungsbestimmungen lagen Schirmbildphotographien zugrunde, wobei die Amplitudenlinearität des Empfangszweiges mittels eines geeichten Mikrowellendämpfungsbauelementes geprüft wurde.

## 3. Meßergebnisse

### 3.1. Zur Auswertung bei der Dämpfungsbestimmung

Bei der Dämpfungsbestimmung aus Impulsmessungen im Bereich hoher Dämpfungen kann man meist einen exponentiellen Abfall der Impulsamplituden feststellen; dagegen beobachtet man bei kleinen Materialdämpfungen Impulsechos, deren Hüllkurve keineswegs exponentiell abfällt. Vergleiche Bild 4 und Bild 5 als Beispiel für Meßresultate an  $\alpha$ -Quarzstäben bei der Temperatur von 10 °K. Als Ursache hierfür kommen geometrische Eigenschaften der Schallanregungen und -ausbreitung im Quarzstab in Betracht, die durch Kristallabmessungen, Anisotropie und akustische Wellenlänge bedingt sind (siehe unten). Im allgemeinen setzt man voraus, daß diese Eigenschaften bei fester Frequenz temperaturunabhängig sind, beziehungsweise nur geringfügigen Änderungen unterliegen. Man kann außerdem zeigen, daß der Hüllkurvenverlauf bei

endlicher Materialdämpfung als Produkt aus reinem Geometrieinfluß (Hüllkurve bei verschwindender Materialdämpfung) und einem rein exponentiellen Amplitudenabfall durch Materialdämpfung darstellbar ist, solange der Dämpfungsexponent klein gegenüber der Wellenzahl bleibt.

Für den nichtexponentiellen Hüllkurvenverlauf mit dem schwächsten beobachteten Amplitudenabfall kann eine Grunddämpfung wie folgt definiert werden: Bei logarithmischer Amplituden- und linearer Zeitauftragung wird die Hüllkurventangente schwächster Neigung eingezeichnet. Die Neigung der Hüllkurventangente ergibt dann die Grunddämpfung  $\alpha_0$ . Diese Grunddämpfung setzt sich aus Geometrieinfluß und restlicher Materialdämpfung  $\alpha_{0M}$  zusammen, so daß letztere im allgemeinen der Ungleichung  $\alpha_{0M} \leq \alpha_0$  gehorcht.

Zur Auswertung der Messung höherer Dämpfung (Temperatur) wird die gemessene Impulsamplitude durch die Amplitude des entsprechenden Echos bei der Grunddämpfung dividiert. Aus dem nun erhaltenen rein exponentiellen Amplitudenabfall ergibt sich die Dämpfungszunahme  $\alpha(T)$  gegenüber  $\alpha_0$ . Die Grunddämpfung  $\alpha_0$  entspricht somit der Un-

sicherheit des Absolutwertes der Materialdämpfung. Die genannte Auswertung wurde sowohl bei der Messung weniger Echoimpulsamplituden (Rauschbefreiung mittels Sampling-Verfahren) als auch bei der Messung des vollständigen Echoimpulsbildes angewendet.

### 3.2. Ergebnisse der Dämpfungsmessungen im Bereich 500 MHz bis 2500 MHz

Die Dämpfungsmessungen wurden an einem  $x$ -Quarzstab mit den folgenden Daten ausgeführt:

Material: Einkristall aus Naturquarz,

Orientierung:  $x$ -Richtung in Längsachse auf  $\pm 1'$  (Winkelminute),

Abmessungen: Länge 10 mm, Durchmesser 3 mm, Ebenheit der Endflächen:  $\pm 0,03 \mu\text{m}$ ,

Keilwinkel zwischen den parallelen Endflächen:  $1''$  (Winkelsekunde).

Bild 4 bis 8 zeigen Impulsechogramme, die bei  $10^\circ\text{K}$  und den Frequenzen 0,5 GHz, 1 GHz, 1,5 GHz, 2 GHz und 2,5 GHz mit Hilfe eines logarithmischen Pegelschreibers in Verbindung mit dem Sampling-Verfahren aufgenommen wurden.

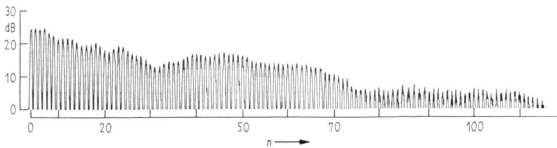


Bild 4. Impulsechogramme bei  $10^\circ\text{K}$  und logarithmischer Pegelschreiberdarstellung. Frequenz 0,5 GHz.

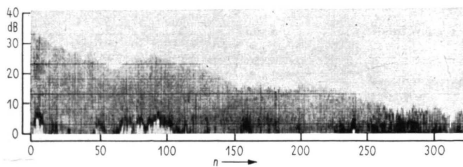


Bild 5. Impulsechogramme bei  $10^\circ\text{K}$  und logarithmischer Pegelschreiberdarstellung. Frequenz 1 GHz.

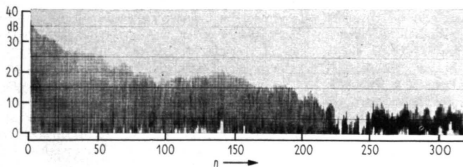


Bild 6. Impulsechogramme bei  $10^\circ\text{K}$  und logarithmischer Pegelschreiberdarstellung. Frequenz 1,5 GHz.

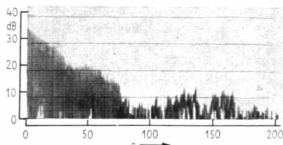


Bild 7. Impulsechfolgen bei 10 °K und logarithmischer Pegelschreiberdarstellung. Frequenz 2 GHz.

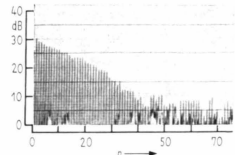


Bild 8. Impulsechfolgen bei 10 °K und logarithmischer Pegelschreiberdarstellung. Frequenz 2,5 GHz.

Diese Impulsbilder dienen nach Berücksichtigung der Gleichrichtercharakteristik im Demodulator zur Bestimmung der Grunddämpfung und wurden nach dem oben beschriebenen Auswerteverfahren bei der Ermittlung der Temperaturabhängigkeit der Materialdämpfung berücksichtigt. Bild 9 zeigt die

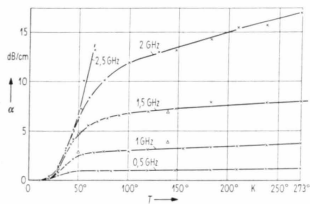


Bild 9. Frequenz und Temperaturabhängigkeit der Longitudinalwellendämpfung in z-Richtung.

△ BÖMMELE und DRANSFELD,  
× eigene Messung.

Ergebnisse der Messung im gesamten Temperaturbereich, wobei die Grunddämpfung (Messung bei 10 °K), die sich bei allen Frequenzen zu etwa 0,04 dB/cm ergab, so klein ist, daß sie nicht eingetragen wurde. Die reinen Meßfehler betragen bei Dämpfungswerten von 1 dB/cm etwa ± 0,05 dB/cm und nehmen bis zum Wert ± 0,3 dB/cm bei 9 dB/cm zu. Oberhalb 10 dB/cm kann nur noch ein durchgehen-

der Impuls beobachtet werden, so daß die Dämpfung nur aus dem Vergleich mit der entsprechenden Impulsamplitude bei kleineren Dämpfungen hervorgeht. Das erfordert eine konstante Sendeleistung und Resonatordämpfung bei verschiedenen Temperaturen. Der Meßfehler betrug unter diesen Bedingungen schätzungsweise 1 dB/cm. In Bild 9 wurden zum Vergleich einige Werte von BÖMMELE und DRANSFELD [3] eingetragen.

Eine Deutung des steilen Dämpfungsanstieges oberhalb 20 °K als Folge der endlichen Einstellzeit des thermischen Gleichgewichts zwischen verschiedenen thermischen Phononenzweigen (Phononenrelaxation) wurde von BÖMMELE und DRANSFELD [3] gegeben. Genauere Berechnungen des Dämpfungsverlaufs finden sich bei WOODRUFF und EIRENREICH [11] sowie bei BATEMAN und MASON [12].

Bei Temperaturen oberhalb 100 °K (Relaxationszeit kurz gegenüber Schallperiode) sollte die Dämpfung eine quadratische Frequenzabhängigkeit aufweisen. Die entsprechende Darstellung der Meßresultate (siehe Bild 10) bei 140 °K zeigt, daß die

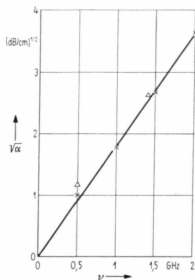


Bild 10. Frequenzabhängigkeit der Dämpfung bei 140 °K.

△ BÖMMELE und DRANSFELD,  
× eigene Messung.

ses Verhalten im Rahmen der Meßgenauigkeit beobachtet wird. Weiterhin ist nach [11] im Bereich hoher Temperaturen Temperaturunabhängigkeit der Dämpfung im Gegensatz zu den Meßresultaten, siehe Bild 9, zu erwarten.

### 3.3. Ergebnisse der Dämpfungsmessungen bei 9,38 GHz

Zur Dämpfungsmessung bei 9,38 GHz wurde derselbe Quarzstab wie bei den früheren Messungen verwendet. Es zeigte sich, daß dieser Quarzstab als

einzig von 12 Quarzstäben verschiedener Herkunft die erforderliche Planparallelität der Endflächen aufwies. In Bild 11 ist eine bei 4,2 °K durch Schirmbildphotographie gewonnene Echofolge wiedergegeben. Die aus dem Impulsabstand berechnete Longitudinalwellengeschwindigkeit betrug  $(5,72 \pm$

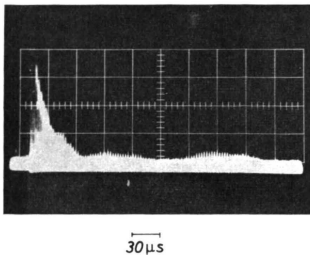


Bild 11. Echoimpulsfolge bei 9,38 GHz und 4,3 °K.

$0,03) \cdot 10^5$  cm/s in Übereinstimmung mit dem aus den tabellierten elastischen Konstanten berechneten Wert von  $5,70 \cdot 10^5$  cm/s. Bei der Auswertung der Temperaturabhängigkeit der Dämpfung ergab sich bei 4,2 °K eine Grunddämpfung von 0,11 dB (Bild 11). Dieser Wert änderte sich bis 15 °K um weniger als 0,1 dB/cm. Den Dämpfungsverlauf oberhalb 15 °K gibt Bild 12 wieder (ohne Grunddämp-

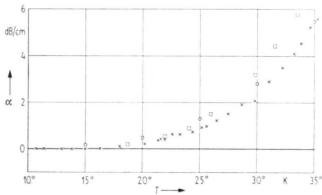


Bild 12. Temperaturabhängigkeit der Longitudinalwellendämpfung in z-Richtung bei 9,38 GHz.

□ JACOBSEN,  
○ WOODRUFF UND EHRENRICH,  
× eigene Messung.

fung). Die Punkte × entsprechen arithmetischen Mittelwerten aus Einzelmessungen bei konstanter Temperatur mit einer Streuung von  $\pm 0,3$  dB/cm. Zum Vergleich sind Meßwerte von JACOBSEN [13]

eingetragen. Bei den möglichen Gründen für die Abweichungen ist ein Temperaturfehler bei der eigenen Messung nicht ausgeschlossen.

Ein Vergleich mit dem theoretischen Dämpfungsverlauf wurde auf Grund der Arbeit von WOODRUFF und EHRENRICH [11] durchgeführt (siehe eingetragene Punkte ○). Bei der Frequenz von 10 GHz ist im Meßtemperaturbereich die Relaxationszeit für die Einstellung des thermischen Gleichgewichts zwischen verschiedenen Phononenzweigen groß gegenüber der Schallperiode ( $\omega \tau > 1$ ). Unter dieser Bedingung gilt für den Dämpfungsverlauf

$$\alpha(T) = \frac{\pi \gamma^2 \omega c_v T}{8,7 \cdot 4 \rho c^3} \quad [\text{dB cm}^{-1}] \quad (5)$$

mit

$\gamma$  = GRÜNEISEN-Konstante (effektiver Mittelwert),

$\omega$  = Schallfrequenz,

$c_v$  = spezifische Wärme,

$T$  = absolute Temperatur,

$\rho$  = Dichte,

$c$  = Mittlere Schallgeschwindigkeit aller an der thermischen Gesamtenergie beteiligten Phononen.

Für  $c_v(T)$  wurden Daten von WESTRUM (zitiert in [14]) eingesetzt. Die mittlere Schallgeschwindigkeit aller beteiligten Phononen wird am zweckmäßigsten aus einem Zusammenhang mit der DEBYE-Temperatur von Quarz berechnet (siehe WALCOTT [15]). Man erhält  $c = 2,9 \cdot 10^5$  cm/s. Der hier benutzte effektive Mittelwert der GRÜNEISEN-Konstante ist von der Art der Deformation durch die Schallwelle abhängig, vor allem von der Polarisierung. Entsprechende Angaben auf Grund anderer Messungen liegen nicht vor. Es erfolgte daher bei 35 °K eine Anpassung von Gl. (5) an die Meßresultate, woraus sich der Wert mit  $\gamma = 0,13$  in der richtigen Größenordnung von 1 ergab. Hinsichtlich der Anwendbarkeit von Gl. (5) muß jedoch betont werden, daß die Ableitungen in [11] den Fall  $\omega \tau < 1$  voraussetzen.

Der Vergleich mit dem Experiment zeigt, daß die Form des Dämpfungsanstieges gut wiedergegeben wird. Die Frage, inwieweit die Extrapolation auf den Fall  $\omega \tau > 1$  gerechtfertigt ist, wird in der genannten Arbeit näher diskutiert.

#### 3.4. Geometrieinflüsse bei der Schallausbreitung

Für den nichtexponentiellen Verlauf der Hüllkurve sind mehrere Ursachen bekannt [16]. Die Betrachtung der Feldgeometrie der Anregung sowie der Frequenzabhängigkeit der Hüllkurvenform liefert Aussagen über die Art der Geometrieinflüsse.



3.4.1. Die elektrische Feldgeometrie bei der Oberflächenanregung<sup>1</sup>

Die  $x$ -Achse in Quarz ist eine reine Modenachse für Longitudinal- und Transversalwellen. Die Lage der Polarisationsvektoren ist in Bild 13 veranschaulicht. Sämtliche zugehörigen Wellenvektoren und Energieausbreitungsvektoren fallen in die  $x$ -Richtung.

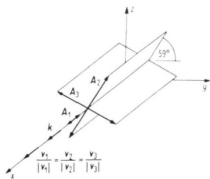


Bild 13. Polarisationsrichtungen für die Ausbreitung parallel zur  $x$ -Achse.  $A_1$ , longitudinal;  $A_2, A_3$  transversal;  $v_1, v_2, v_3$  Phasengeschwindigkeiten.

Über die Anregungsmöglichkeiten dieser Wellenarten durch Oberflächenanregung gibt der Deformationstensor des inversen Piezoeffektes Auskunft. In der reduzierten Tensorform lauten die entsprechenden Beziehungen [17] für Wellen in  $x$ -Richtung:

- 1)  $x_x = d_{11} E_x$  (longitudinale Verrückung in Richtung bezogen auf  $x$ -Achse),
- 2)  $y_x = -2 d_{11} E_y$  (transversale Verrückung in Richtung bezogen auf  $x$ -Achse),
- 3)  $z_x = -d_{14} E_y$  (transversale Verrückung in Richtung bezogen auf  $x$ -Achse).

Für Transversalwellenanregung ist somit ein elektrisches Feld in  $y$ -Richtung erforderlich, wobei wegen der Lage der transversalen Polarisationsrichtungen gegenüber der  $z$ - und  $y$ -Achse immer beide Transversalwellen angeregt werden.

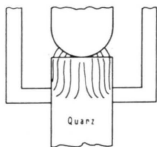


Bild 14. Elektrodenanordnung und Feldverlauf bei gleichzeitiger Anregung der drei Wellenarten.

<sup>1</sup> Die Ergebnisse dieses Abschnittes entstammen einer früheren Untersuchung von H. SCHWEFFE.

Die gleichzeitige Anregung aller drei Wellenformen im  $x$ -Quarzstab kann zum Beispiel mit einer abgerundeten Elektrode erfolgen, wobei neben der  $E_x$ -Komponente am Rand der Staboberfläche auch  $E_y$ -Komponenten vorhanden sind (siehe Bild 14).

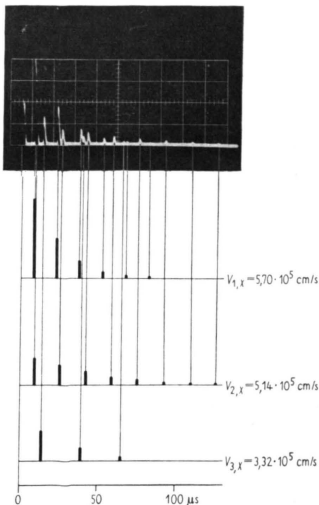


Bild 15. Echofolge und Zuordnung zu den drei Wellenarten bei Ausbreitung in  $x$ -Richtung  
 $V_{1X}$  = Longitudinalwelle,  
 $V_{2X}, V_{3X}$  = Transversalwellen.

Echoimpulsmessungen bei Zimmertemperatur liefern das in Bild 15 gezeigte Oszillogramm, wobei die Zuordnung der Echoimpulse zu den einzelnen Wellentypen gezeigt ist. Die beobachteten Ausbreitungsgeschwindigkeiten konnten durch Rechnung bestätigt werden. Hierbei fällt auf, daß die Ausdrücke für die Geschwindigkeit der beiden Transversalwellen in  $x$ -Richtung mit den entsprechenden Ausdrücken für reine Transversalwellen in Stäben nach dem AC- und BC-Schnitt übereinstimmen. Messungen bei AC- und BC-Schnitt siehe [3]. Nimmt man einmal an, daß das Dämpfungsverhalten durch komplexe Elastizitätskonstanten beschrieben werden kann, so muß auch die Dämpfung entsprechender Transversalwellen im X-; AC- und BC-Stab über-

einstimmende Werte ergeben. Dieses Verhalten wurde im Rahmen der Meßgenauigkeit beobachtet; siehe Bild 16.

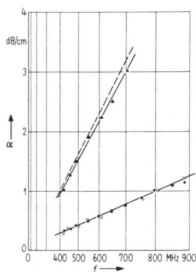


Bild 16. Dämpfung der Transversalwellen in  $x$ -Richtung im Frequenzbereich 400 MHz bis 900 MHz bei Zimmertemperatur, verglichen mit der Dämpfung entsprechender Transversalwellen bei AC- oder BC-Schnitt.

- ○ ○  $V_{1,BC}$  Transversalwelle BC-Schnitt,
- ● ●  $V_{3,X}$  Transversalwelle 2, X-Schnitt,
- — —  $V_{1,AC}$  Transversalwelle AC-Schnitt  
(BÖHMEL),
- ▲ ▲ ▲  $V_{3,X}$  Transversalwelle 3, X-Schnitt,

Bei den Dämpfungsmessungen im Bereich tiefer Temperaturen sollte das Auftreten von Transversalwellen vermieden werden. Letzteres ist durch ebene Elektroden, deren Durchmesser mit dem Durchmesser des Quarzstabes übereinstimmt, zu erreichen, wenn der Abstand zwischen Quarzendfläche und Elektrode möglichst gering gemacht wird. Eine solche Anordnung führt zu einer nahezu konstanten Schallamplitudenverteilung über der gesamten Endfläche des Stabes (Kolbenstrahler), die man durch Superposition entsprechender akustischer Wellenleitermoden darstellen kann.

### 3.4.2. Verhalten des Quarzstabes als akustischer Wellenleiter

Die Schallausbreitung in einem zylindrischen Quarzstab (schallweiche Berandung) erfolgt (auch bei ideal planparallelen Endflächen) in Form verschiedener Schwingungsmoden (analog zu Hohlleitermoden). Für den zylindrischen isotropen Festkörper wird dieses Verhalten durch die POCHHAMMER-Lösung (siehe zum Beispiel REDWOOD [18]) beschrieben. Im Bereich der vorliegenden Messungen, das heißt unter der Bedingung Wellenlänge klein gegenüber Querabmessungen des Stabes, kann man die sogenannte Modenkonversion, das heißt teil-

weise Umwandlung von Longitudinal- in Transversalmoden bei der Reflexion an der Zylinderwand, vernachlässigen. Eine Lösung der Wellengleichung für einen anisotropen akustischen Hohlleiter wurde von MORSE [19] gegeben. Sie bezieht sich jedoch auf die Ausbreitung in Richtung der sechszähligen Achse eines hexagonalen Kristalls und ist nur mit erheblichem numerischen Aufwand auszuwerten. Im folgenden wird daher eine isotrope Näherung betrachtet, die naturgemäß nur qualitative Aussagen zuläßt. Nach [18] erfolgt die Schallausbreitung in Form von Hohlleitermoden mit dem Dispersionsgesetz

$$k_m = \sqrt{k_0^2 - \left(\frac{\gamma_{0m}}{a}\right)^2} \quad (6)$$

$k_0$  = Longitudinalwellenzahl im unendlich ausgedehnten Medium,

$k_m$  = Wellenzahl der Mode  $m$ ,  $m = 1, 2, \dots$ ,

$\gamma_{0m}$  =  $m$ -te Nullstelle der BESSEL-Funktion  $J_0$ ,

$a$  = Stabradius.

Bei der Zerlegung der etwa kolbenförmigen Anregungsamplitude der Staboberfläche nach den beteiligten Moden ergeben sich für die Moden mit  $m = 1$  und  $m = 2$  die größten Amplitudenwerte. Betrachtet man die räumliche Interferenz nur dieser beiden Moden in  $x$ -Richtung, so folgt mit den Stababmessungen und der Frequenz ein Abstand der Schwebungsminima  $x_s$  von

$$x_s = 1,25 \cdot 10^{-7} \nu \quad (7)$$

(Zahlenwerte:  $x_s$  in cm,  $\nu$  in Hz).

Vergleicht man hiermit die logarithmischen Echarstellungen Bild 4 bis Bild 8, die bei der Temperatur von  $10^\circ\text{C}$  und verschiedenen Frequenzen für den bei den Dämpfungsmessungen (siehe oben) benutzten Quarz (Keilwinkel ca.  $1''$ ) erhalten wurden, so erkennt man, daß der Abstand der ausgeprägtesten Minima proportional zur Frequenz zunimmt. Im Unterschied zur Rechnung zeigt sich jedoch eine abweichende Proportionalitätskonstante, gemäß

$$x_{SE} = 2,2 \cdot 10^{-7} \nu$$

(Zahlenwerte:  $x_{SE}$  in cm,  $\nu$  in Hz),

$x_{SE}$  = experimentell ermittelter Abstand der Minima. Auf Grund der richtigen Wiedergabe des Frequenzganges kann die Lage der Hüllkurvenminima nur durch Modeninterferenz erklärt werden, im Gegensatz zum Keilwinkelfehler (siehe unten). Auch ein anderer Quarz mit ähnlichen Herstellungstoleranzen (siehe Bild 17, linearer Amplitudenmaßstab) zeigt einen mit der angegebenen experimentellen Beziehung übereinstimmenden Abstand der Hüllkurvenminima. Die Abweichung vom berechneten Proportionalitätsfaktor kann nur als Fehler im Zusammen-

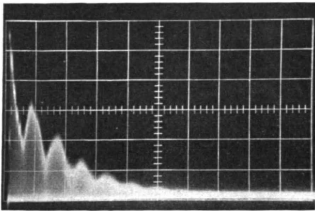


Bild 17. Lage der Modeninterferenzminima bei einem anderen Quarzstab.  $T = 4^\circ\text{K}$ ; Frequenz 500 MHz; 60 Echos/cm. Vergleiche Bild 4.

hang mit der isotropen Näherung gedeutet werden. Eine Vergleichsmessung an einem Quarzstab mit geringerem Durchmesser bestätigte dieses Ergebnis. Bei Berücksichtigung höherer Moden ergibt sich eine Feinstruktur der Hüllkurve, vergleiche [18], die hier nicht näher betrachtet werden soll.

Es entsteht nun die Frage, ob der Absolutwert der Materialdämpfung auf Grund der Kenntnisse über die geometrische Ursache des Hüllkurvenverlaufs genauer abgeschätzt werden kann. Setzt man voraus, daß die Schallausbreitung sich überwiegend auf die beiden ersten Moden beschränkt, so sollten die Amplituden (Interferenzmaxima) der Hüllkurve bei Fehlen von Materialdämpfung mit steigender Echozahl nicht abnehmen. Eine endliche Materialdämpfung muß dann einen exponentiellen Abfall der Maxima zur Folge haben. Dieses Verhalten ist in Bild 18 zu erkennen (Oszillogramm mit momentan-

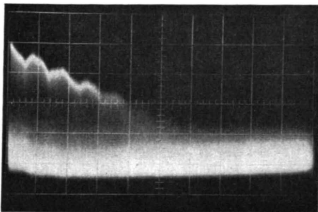


Bild 18. Impulsechoverlauf (logarithmiert) für den Meßquarz.  $T = 10^\circ\text{K}$ ;  $\nu = 500$  MHz; 60 Echos/cm.

logarithmischem Verstärker, Quarz mit Keilwinkel  $1^\circ$ ). Daraus kann man jedoch nicht folgern, daß die beobachtete Grunddämpfung von 0,04 dB/cm überwiegend auf Materialdämpfung zurückzuführen ist.

Weitere Geometrieinflüsse, deren quantitative Erfassung in Verbindung mit der Modeninterferenz jedoch Schwierigkeiten bereitet, sind: Keilwinkelfehler und Unebenheit der Endflächen, siehe unten, sowie Schwankungen des Stabquerschnittes und Streuung an der Zylinderwand. (Die Zylinderoberfläche des Meßquarzes war feinmattiert.) Eine gegenüber der Grunddämpfung schärfere Eingrenzung der Materialdämpfung kann daher nicht erfolgen.

### 3.4.3. Einfluß des Keilwinkels der Endflächen

Bei der Oberflächenabtastung wird über den gesamten Quarzquerschnitt nach Betrag und Phase der Schallamplitude gemittelt. Schließen die beiden Endflächen des Kristalls bei Parallelitätsfehlern den Keilwinkel  $\delta$  ein, so ist die Wellenfront des ersten durchgehenden Impulses um den Winkel  $\delta$ , die des  $n$ -ten Signals um den Winkel  $(2n+1)\delta$  gegen die Empfangsfläche geneigt. Das Mittel über die kreisförmige Fläche ergibt dann bei Materialdämpfung 0 (unter Vernachlässigung der Modeninterferenz sowie einer etwaigen Randabschattung bei schräglau-fendem Schallstrahl) eine Art Spaltfunktion der Hüllkurve gemäß:

$$H(n) = H_0 \left| \frac{2 J_1 [k a (2n+1)\delta]}{k a (2n+1)\delta} \right| \quad (8)$$

$a$  = Radius des Quarzstabes,

$k$  = Wellenzahl,

$J_1$  = BESSEL-Funktion 1. Ordnung.

Für einen Quarzstab mit großem Keilwinkel sind in Bild 19 bis 23 Echofolgen bei  $T = 10^\circ\text{K}$  und den

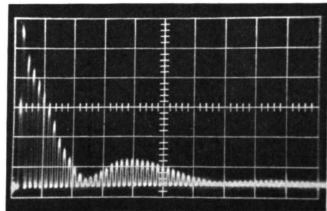
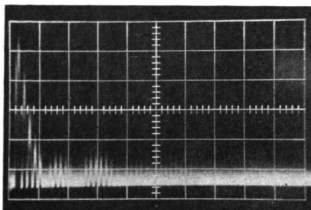
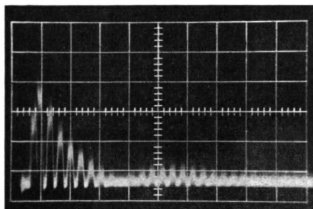
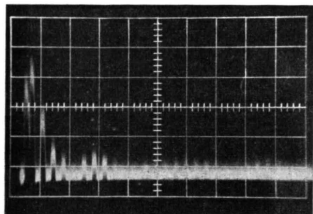
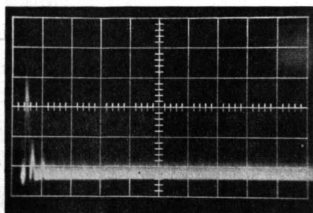


Bild 19. Einfluß eines größeren Keilwinkelfehlers in Abhängigkeit von der Frequenz.  $T = 10^\circ\text{K}$ .  $\nu = 0,5$  GHz.

Frequenzen 0,5 GHz, 1,0 GHz, 1,5 GHz, 2 GHz und 2,5 GHz wiedergegeben. Die beobachteten Minima der Hüllkurve sind wesentlich stärker ausgeprägt als bei den Bildern zur Modeninterferenz. Sie treten trotz gleichen Frequenzbereiches in wesentlich gerin-

Bild 20. Wie Bild 19, aber  $\nu = 1$  GHz.Bild 21. Wie Bild 19, aber  $\nu = 1,5$  GHz.Bild 22. Wie Bild 19, aber  $\nu = 2$  GHz.Bild 23. Wie Bild 19, aber  $\nu = 2,5$  GHz.

gerem Abstand als bei der Modeninterferenz auf. Charakteristisch ist jedoch die Abnahme der Periodenlänge mit ansteigender Frequenz. Gerade dieses Verhalten kann nicht durch Modeninterferenz erklärt werden. Dagegen liefert die Auftragung von  $(2n+1)^{-1}$  (mit  $n$  der Echonommer des ersten Minimums) über der Frequenz eine Gerade; siehe Bild 24. Dies entspricht der aus der Gl. (8) folgen-

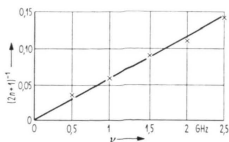


Bild 24. Echonommer des ersten Minimums in Abhängigkeit von der Frequenz.

den Bedingung für die erste Null-Stelle der Bessel-Funktion  $J_1$ :

$$ka(2n+1)\delta = \gamma_{11},$$

$\gamma_{11}$  = erste Null-Stelle der Bessel-Funktion.

Aus der Steigung der Geraden wurde der Keilwinkel zu  $50''$  berechnet. Eine entsprechende Darstellung für die zweiten Nullstellen lieferte denselben Keilwinkel. Bei dem für die Dämpfungsmessungen benutzten Quarz, Keilfehler  $1''$ , sollte nach der angegebenen Beziehung die erste Null-Stelle bei der Frequenz 500 MHz in der Gegend der Echozahl 500 auftreten. Für denselben Quarz ist bei 10 GHz eine Null-Stelle in der Gegend des 25-ten Echos zu erwarten. Der Vergleich mit Bild 11 zeigt, daß ein entsprechendes Hüllkurvenminimum auftritt. Somit erscheint der Hüllkurvenverlauf zur Bestimmung der Grunddämpfung bei 10 GHz vorwiegend durch den Keilwinkel bestimmt. Das erste Minimum durch Modeninterferenz liegt bei der nicht mehr beobachteten Echozahl 500.

Eine Abschätzung des Keilwinkleinflusses im Hinblick auf die stärkere Eingrenzung des Absolutwertes der Materialdämpfung erscheint auch bei der 10 GHz-Messung ( $T = 4,2^\circ\text{K}$ ) wegen der Formabweichungen der Hüllkurve von dem durch Gl. (8) gegebenen Verlauf nicht mehr sinnvoll (das dritte Maximum der Hüllkurve ist höher als das zweite Maximum). Eine entsprechende Rechnung hinsichtlich des dritten Maximums liefert unter Berücksichtigung der Nullstellenlage eine rein geometrische Grunddämpfung von  $\alpha_{0th} = 0,19$  dB/cm gegenüber der gemessenen Grunddämpfung von nur 0,11 dB/cm. Somit müßte eine restliche Materialdämpfung negativ sein, was aber in diesem Fall sicher unsinnig ist.

### 3.4.4. Unebenheit der Endflächen

Die Unebenheit der Endflächen hat qualitativ einen ähnlichen Einfluß wie der Keilwinkel. Man kann sich den Quarzstab in einzelne Teilstäbe mit verschiedenen Keilwinkeln zerlegt denken. Bei der Oberflächenabtastung erhält man eine Mittelung über die Signale aller Teilstäbe, so daß im allgemeinen wegen der unterschiedlichen Keilwinkel und Stablängen ein Amplitudenabfall der Echoimpulse ohne ausgeprägte Hüllkurvenminima zu erwarten ist. Die Ebenheitsfehler wirken sich somit auch ähnlich wie Streuverluste aus. Sind die Ebenheitsabweichungen klein gegenüber der Schallwellenlänge, so wird die Lage der Hüllkurvenminima bei Modeninterferenz oder bei einem endlichen mittleren Keilwinkel der Endflächen nur wenig beeinflusst. Die Ebenheitstoleranz betrug bei den verwendeten Quarzen  $\pm 3 \cdot 10^{-6}$  cm gegenüber einer minimalen Schallwellenlänge von  $5,7 \cdot 10^{-5}$  cm bei 10 GHz.

### 3.4.5. Orientierungsfehler

Weicht die  $x$ -Richtung des Kristalls von der Richtung der Oberflächennormalen ab, so liegt auch der Vektor der Energieausbreitungsgeschwindigkeit (Gruppengeschwindigkeit) nicht mehr in der Stabachse. Ein Teil des Schallstrahls wird also durch die Zylinderwand abgeschattet. Im Gegensatz zum Keilwinkelleinfluß nimmt diese Abschattung bei planparallelen Endflächen mit steigender Echozahl nicht zu, der Schallstrahl wird in sich selbst reflektiert. Bei einer Orientierungstoleranz von  $1^\circ$  beträgt der einmalige Abschattungsanteil maximal 0,1%. Ein rein geometrischer Einfluß auf das Dämpfungsmeßresultat ist nicht zu erwarten, solange man eine Änderung der Materialdämpfung vernachlässigt.

Von allen genannten Einflüssen läßt sich abschließend feststellen, daß bei einem Quarz mit geringem Keilwinkelfehler der nicht-exponentielle Verlauf der Hüllkurve im Bereich niedriger Frequenzen vorwiegend durch Modeninterferenz, dagegen bei der höheren Frequenz von 10 GHz vorwiegend durch den Keilwinkelfehler bestimmt ist.

Die Verfasser danken Herrn Prof. Dr. phil. Dr. Ing. E. h. E. MEYER für sein reges und förderndes

Interesse am Fortgang der Arbeit. Unser Dank gilt ferner Herrn Prof. Dr. R. HILSCH (I. Physikalisches Institut der Universität Göttingen) und seinen Mitarbeitern Dr. G. v. MINNIGERODE und Dr. H. SANDER.

Ihre wertvolle Beratung bei der Entwicklung der Tieftemperatureinrichtung und ihre großzügige Unterstützung bei der Bereitstellung der nötigen Kühlmittel machten diese Untersuchung überhaupt erst durchführbar.

Besonders möchten wir der Akademie der Wissenschaften zu Göttingen für ihre Unterstützung durch Sachmittel danken.

(Eingegangen am 5. März 1965.)

### Schrifttum

- [1] BERGMANN, L., Der Ultraschall. S. Hirzel Verlag, Stuttgart 1954.
- [2] BARANSKY, K. N., Sov. Phys. Dokl. **2** [1957], 237.
- [3] BÖMMEL, H. E. und DRANSFELD, K., Phys. Rev. Letters **2** [1959], 298. Phys. Rev. **117** [1960], 1245.
- [4] BÖMMEL, H. E. und DRANSFELD, K., Phys. Rev. Letters **3** [1959], 83.
- [5] POMERANTZ, M., Phys. Rev. Letters **7** [1961], 312.
- [6] SPENCER, E. G., DENTON, R. T. und CHAMBERS, R. P., Phys. Rev. **125** [1962], 1950.
- [7] FOSTER, N. F., IEEE Trans. **UE-10** [1963], 39.
- [8] FOSTER, N. F., Thin Film CdS Transducer, Ultrasonics Symposium, Washington D.C. 1963.
- [9] CHIAO, R. Y., TOWNES, C. H. und STOICHEFF, B. P., Phys. Rev. Letters **12** [1964], 592.
- [10] SHIREN, N. S., Phys. Rev. Letters **6** [1961], 168.
- [11] WOODRUFF, T. O. und EHRENREICH, H., Phys. Rev. **123** [1961], 1553.
- [12] MASON, W. P. und BATEMAN, T. B., J. Acoust. Soc. Amer. **36** [1964], 644.
- [13] JACOBSEN, E. H., J. Acoust. Soc. Amer. **32** [1960], 949.
- [14] LORD, R. C. und MORROW, J. G., J. Chem. Phys. **26** [1957], 232.
- [15] WALCOTT, N. M., J. Chem. Phys. **31** [1959], 536.
- [16] JACOBSEN, E. H., General Electric Report No 59-RL-2295 M 1959.
- [17] MASON, W. P., Piezoelectric Crystals and their Application to Ultrasonics. D. van Nostrand, New York 1949.
- [18] REDWOOD, M., Mechanical Waveguides. Pergamon Press, New York 1960, S. 84.
- [19] MORSE, R. W., J. Acoust. Soc. Amer. **26** [1954], 1018.