M 8 Messung mit dem KUNDT'schen Rohr

1. Aufgabenstellung

1.1 Bestimmen Sie die Schallgeschwindigkeit in Festkörpern und Gasen.

1.2 Berechnen Sie die Frequenz der für den Versuch verwendeten Schwingung.

1.3 Berechnen Sie den Elastizitätsmodul E des Festkörpers.

1.4 Berechnen Sie den Adiabatenexponenten χ für Luft und für das vorgegebene Gas.

1.5 Diskutieren Sie die Fehlerquellen und führen Sie eine Größtfehlerberechnung zu Ihren Ergebnissen durch.

2. Theoretische Grundlagen

Stichworte zur Vorbereitung :
harmonische Schwingung, stehende Wellen, Schallwellen, KUNDT'sches Rohr, Elastizitätsmodul

Literatur :

A. Recknagel	Schwingungen und Wellen, Wärmelehre Kap. 1.8, 1.9, 1.11, 2.1, 2.2, 2.3, Verlag Technik Berlin
W. Ilberg	Physikalisches Praktikum für Anfänger, Mechanik Kap. 8.0, 8.1, BSB B. G. Teubner Verlagsgesellschaft, Leipzig 1979
Grimsehl	Lehrbuch der Physik, Bd. I, Kap. 9.1, 9.9, 10.4, BSB B. G. Teubner Verlagsgesellschaft, Leipzig 1991
Gerthsen, Vogel	Physik, Kap. 4.4.3.; 4.4.4.; 4.5. Springer 1993
Bergmann-Schäfer	Lehrbuch der Experimentalphysik, Bd. I, Kap. 85 W. de Gruyter 1990

2.1 Kennzeichen von Wellen

Unter einer Welle versteht man einen zeitlich und räumlich periodischen Vorgang, bei dem sich ein Schwingungszustand mit bestimmter Geschwindigkeit ausbreitet. Eine eindimensionale Welle, bei der sich der Schwingungszustand in Richtung der x-Achse ausbreitet und von der y- und z-Koordinate unabhängig ist, kann durch Gl. (1) beschrieben werden

$$\psi\left(t,x\right) = \psi_0 \sin\left[\omega\left(t - \frac{x}{c}\right)\right] \tag{1}$$

Gl. (1) stellt eine ebene harmonische Welle dar, deren Schwingungszustand (Phase) sich mit der Geschwindigkeit c in Richtung der x-Achse ausbreitet,

wobei $\psi\ (t,x)$ der Momentanwert der periodischen physikalischen Größe

ψ_0 die Amplitude und

ω die Kreisfrequenz der Schwingung ist.

Das Argument der Sinusfunktion, in diesem Fall $\omega\left(t - \frac{x}{c}\right)$, ist die Phase. Sie charakterisiert den Schwingungszustand zu einem bestimmten Zeitpunkt bzw. an einem bestimmten Ort. Entsprechend der zeitlichen und räumlichen Periodizität einer Welle kann sie auf zwei verschiedene Arten dargestellt werden (Abb.1). Einmal entnimmt man der Abbildung die Wellenlänge λ (Abb. 1a) als Periodizität, zum anderen die Schwingungsdauer λ (Abb. 1b).

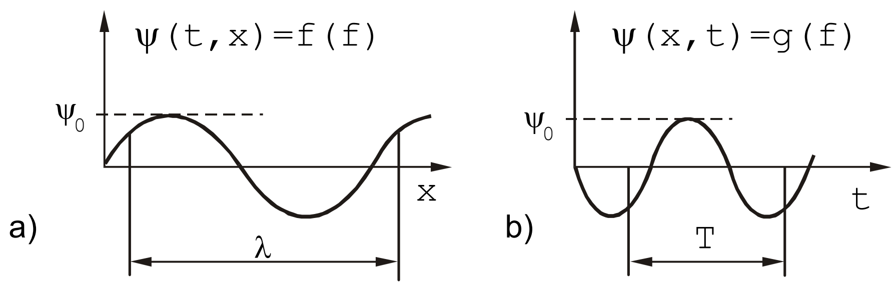

Abb. 1: Darstellungsformen einer Welle

a) Fester Zeitpunkt b) fester Ort

Die Wellenlänge λ und die Frequenz f einer Welle sind über die Ausbreitungsgeschwindigkeit c miteinander verknüpft

$$f \cdot \lambda = c \quad . \tag{2}$$

Ein weiteres allgemeines Kennzeichen jeder Welle ist der Energietransport, denn zur Erzeugung einer Welle muss man eine bestimmte Arbeit aufwenden, die sich dann als Energie durch den Raum mit der Welle fortpflanzt. Der zeitliche Mittelwert der in einem Volumenelement enthaltenen Energie ist proportional dem Quadrat der Wellenamplitude.

Stimmen bei einer Welle Schwingungsrichtung und Ausbreitungsrichtung überein, so bezeichnet man die Welle als Longitudinalwelle. Ist die Schwingungsrichtung senkrecht zur Ausbreitungsrichtung, so heißt diese Welle Transversalwelle. Da bei Longitudinalwellen Verdichtungen und Verdünnungen auftreten, sind solche in allen Medien möglich, die Volumenelastizität besitzen, d.h. in festen, flüssigen und gasförmigen Stoffen. In festen elastischen Stoffen sind auch Transversalwellen möglich, weil im Festkörper Scherkräfte auftreten können.

2.2 Stehende Wellen

Jede Überlagerung von Wellen bezeichnet man als Interferenz, falls das Prinzip von der ungestörten Superposition gilt, d.h. jede Welle breitet sich so aus, als ob die anderen Wellen nicht vorhanden wären. Eine wichtige Interferenzerscheinung erhält man, wenn sich zwei Wellen gleicher Amplitude und Wellenlänge, aber entgegengesetzter Fortpflanzungsrichtung, überlagern. Addiert man z.B. zu der durch Gl. (1) dargestellten Welle $\psi_1(t,x)$ eine Welle

$$\psi_2(t,x) = \psi_0 \sin\left[\omega\left(t + \frac{x}{c}\right)\right] , \tag{3}$$

die sich in Richtung der negativen x-Achse ausbreitet und keine Phasendifferenz gegenüber $\psi_1(t,x)$ hat, so erhält man durch Überlagerung eine resultierende Welle Ψ_R, deren Ausdruck sich mit Hilfe des Additionstheorems vereinfachen lässt:

$$\begin{aligned} \psi_R &= \psi_1 + \psi_2 = \psi_0 \sin\left[\omega\left(t - \frac{x}{c}\right)\right] + \psi_0 \sin\left[\omega\left(t + \frac{x}{c}\right)\right] \\ \psi_R &= 2\,\psi_0 \cos\frac{\omega x}{c} \sin\omega t = 2\,\psi_0 \cos\frac{2\pi x}{\lambda} \sin\omega t \quad . \end{aligned} \tag{4}$$

In Gl. (4) tritt das charakteristische Argument $\left[\omega\left(t \pm \frac{x}{c}\right)\right]$ einer Welle, das die Ausbreitung der Phase darstellt, nicht mehr auf. Man bezeichnet deshalb die resultierende Welle als stehende Welle. Die Zeit t und die Ortskoordinate x erscheinen getrennt voneinander in zwei verschiedenen Faktoren. Dabei stellt $\sin \omega t$ eine im ganzen Raum phasengleiche Schwingung dar.

Den Ausdruck $2\,\psi_0 \cos \frac{2\pi\, x}{\lambda} = \psi'_0\,(x)$ kann man als Amplitude auffassen, die eine periodische Funktion von x mit der Periode λ ist. Für alle Raumpunkte, die der Beziehung

$$\frac{2\pi\, x}{\lambda} = (2n+1)\,\frac{\pi}{2} \quad \text{mit} \quad n = 0,1,2,\ldots \tag{5}$$

genügen, wird die resultierende Welle ψ_R gleich Null. Man bezeichnet diese Stellen der Ruhe als <u>Schwingungsknoten</u>, die Maximalwerte von ψ_R als <u>Schwingungsbäuche</u>.

Auch andere physikalische Größen der Wellen zeigen die gleiche Periodizität. So gibt es bei Longitudialwellen außerdem Druckbäuche und –knoten. In einer Verdichtung einer Longitudialwelle herrscht maximaler, in einer Verdünnung minimaler Druck. Der Druck p einer in x-Richtung sich ausbreitenden Longitudialwelle ist proportional der räumlichen Veränderung des Momentanwertes, d.h. aus Gl. (4) folgt

$$p \sim \frac{\partial \psi_R}{\partial x} = \frac{4\pi\,\psi_0}{\lambda} \sin \frac{2\pi x}{\lambda} \sin \omega t \quad . \tag{6}$$

Aus Gl. (6) kann man ablesen, dass $p=0$ wird an den Stellen x, an denen die Schwingungsbäuche liegen. Die Druckknoten fallen mit den Schwingungsbäuchen zusammen und umgekehrt.

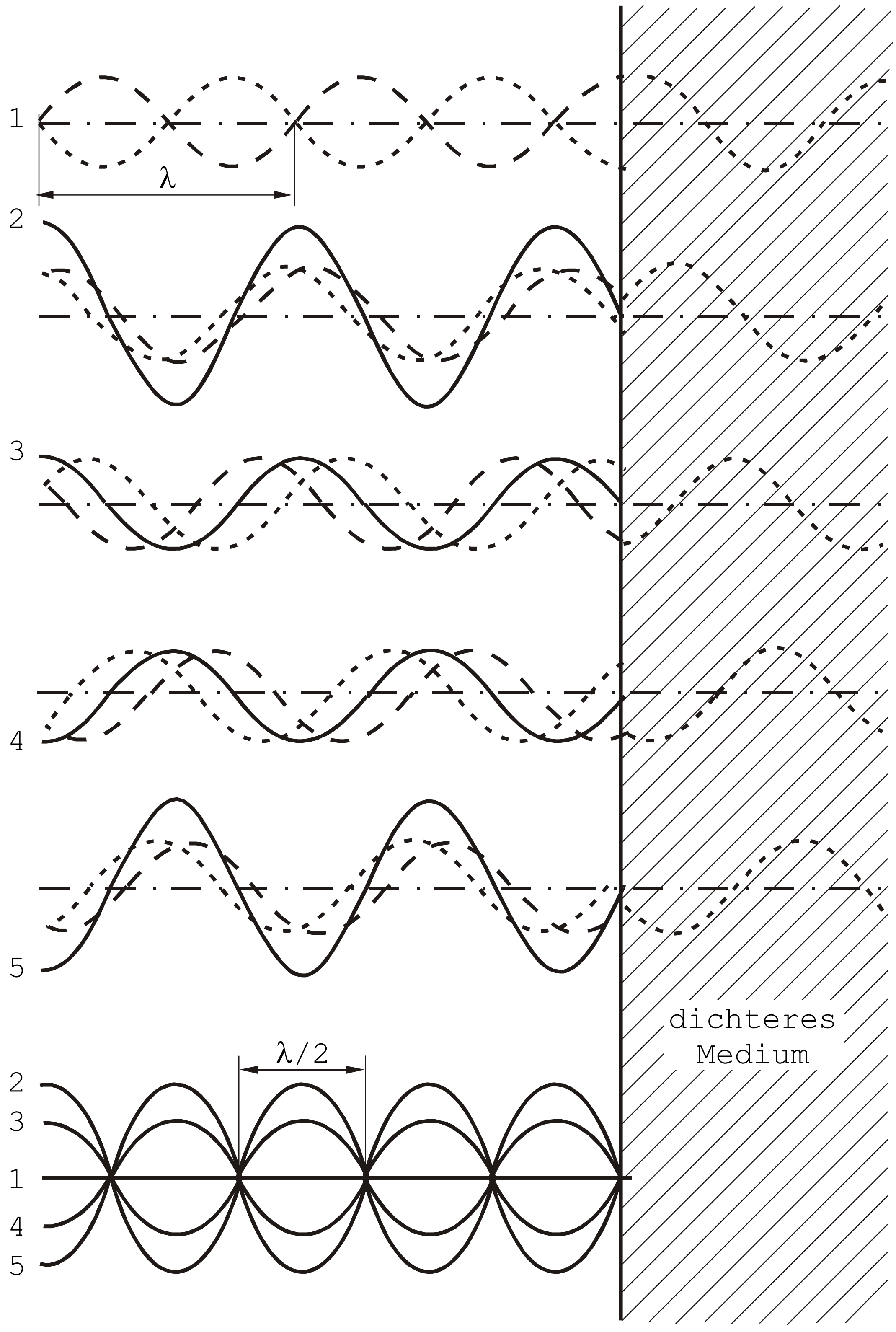

Abb. 2: Ausbildung einer stehenden Welle

2.3 Erzeugung stehender Wellen

Zur experimentellen Erzeugung stehender Wellen lässt man z.B. eine Welle an einem Hindernis so reflektieren, dass sie in sich selbst zurückläuft. Die einlaufende Welle (punktierte Kurve, Abb. 2) erleidet bei Reflexion am dichteren Medium einen Phasensprung von π (entspricht $\lambda/2$) und überlagert sich mit der reflektierten Welle (gestrichelte Kurve) zu einer resultierenden Welle (ausgezogene Kurve). In Abb. 2 ist in den Darstellungen 1-5 die einlaufende Welle jeweils um $\frac{\lambda}{5}$ verschoben. Rechts von der Grenzlinie des dichteren Mediums ist jeweils die um $\frac{\lambda}{2}$ verschobene einlaufende Welle eingezeichnet, deren Spiegelung an der Grenzlinie die reflektierte Welle ergibt. Im untersten Teilbild sind die resultierenden Wellen für die 5 dargestellten Zustände zusammengezeichnet. Aus Abb. 2 entnimmt man, dass in Abständen von $\frac{\lambda}{2}$ Schwingungsknoten entstehen, nämlich an den Stellen $x = (2n+1)\frac{\lambda}{4}$ nach Gl. (5). Infolge des Phasensprungs π bei Reflexion am dichteren Medium befindet sich an der Reflexionsstelle ein Knoten.

Breitet sich eine Welle in einem Stab, einer Flüssigkeits- oder einer Gassäule aus, so wird sie an beiden Enden reflektiert. Es entsteht nur dann ein stationäres Interferenzfeld, wenn Wellenlänge und Ausdehnung des Mediums (Länge des Stabes, der Gassäule) in einem bestimmten Verhältnis stehen. Statt von stehenden Wellen spricht man auch von Eigenschwingungen des Körpers. Erregt man einen Körper mit einer seiner Eigenfrequenzen, dann besteht zwischen dem Erreger (1) und dem angeregten Körper (2) Resonanz, d.h., ihre Frequenzen sind gleich und damit ist nach Gl. (2)

$$\frac{c_1}{c_2} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \quad . \tag{7}$$

Bei einer Gassäule, die durch ein dichteres Medium abgeschlossen ist und an deren Enden deshalb Schwingungsknoten auftreten, tritt Resonanz auf, wenn die Länge der Gassäule der Bedingung

$$\ell = n \cdot \frac{\lambda}{2} \qquad n = 1, 2, 3, \ldots \tag{8}$$

genügt.

Bei einem Stab hängt die Eigenschwingung von der Art der Einspannung ab. An der Einspannstelle tritt ein Schwingungsknoten auf. Spannt man einen Stab der Länge L in der Mitte ein, so tritt die Grundschwingung auf und es gilt

$$L = \frac{\lambda}{2} \quad . \tag{9}$$

Daneben können auch Oberschwingungen mit einer Frequenz $K\, f$ $(K = 1, 2, 3, \ldots)$ auftreten. Wird der Stab entsprechend Abb. 3 eingespannt, so ist die Stablänge L gleich der Wellenlänge λ_{St} .

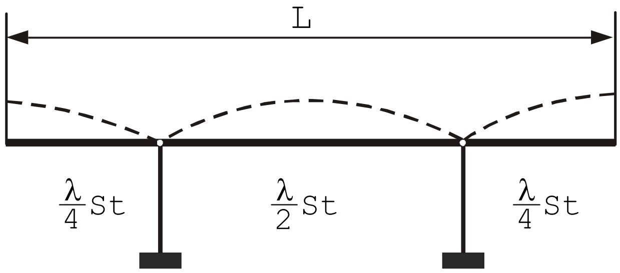

Abb. 3: Longitudinalschwingung im Erregerstab

2.4 KUNDT'sches Rohr

Zur Bestimmung der Schallgeschwindigkeit in festen Körpern und Gasen mit Hilfe von stehenden Wellen dient eine Anordnung (Abb. 4), die von KUNDT angegeben wurde. In ein mit Gas gefülltes Glasrohr G, dessen eine Seite durch einen Reflektor R abgeschlossen ist, wird auf der anderen Seite durch eine schwingende Kreisscheibe K Schall eingekoppelt. Als Schallgeber dient ein Metallstab St., der zu Longitudinalschwingungen erregt wird.

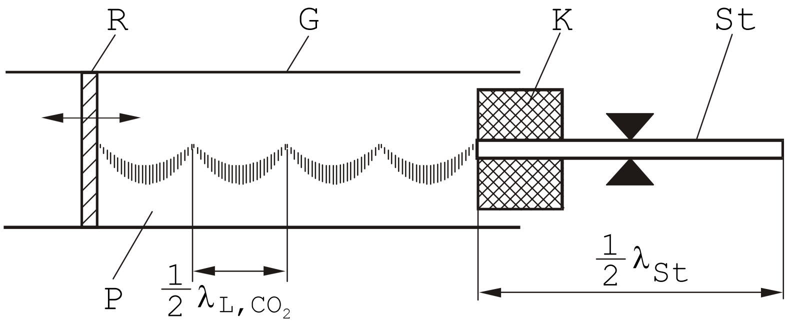

Abb. 4: KUNDT'sches Rohr

Durch Verschieben des Reflektors in Längsrichtung erreicht man, dass sich einlaufende und reflektierte Wellen zu einer stehenden Welle überlagern. Zur Sichtbarmachung der stehenden Welle in der Gassäule dient Korkpulver P, das sich fein verteilt in der Glasröhre befindet. Bei Ausbildung der stehenden Welle bleibt das Korkpulver in den Schwingungsknoten in Ruhe, in den Schwingungsbäuchen wird es maximal aufgewirbelt. Es ergibt sich eine Verteilung, wie sie in Abb. 4 gezeichnet ist. Oft kann in den KUNDT'schen Staubfiguren eine Eigenstruktur (Querrippen) beobachtet werden (Abb. 5).

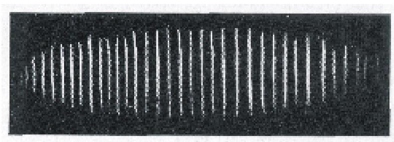

Abb. 5: Querrippe zwischen zwei Schwingungsknoten einer KUNDT'schen Staubfigur

Diese eigenartigen Querrippen werden irrtümlicherweise oft auf Oberschwingungen der Luft (Gas) zurückgeführt. Maßgebend für die Rippenbildung sind in erster Linie die Intensität der stehenden Welle und die Teilchengröße. Haben die Staubteilchen keine einheitliche Größe, so bilden sich keine scharfen Rippen. Mit der Größe der Teilchen wächst auch der Abstand der Rippen, derer Schärfe sehr stark von der Intensität der stehenden Welle abhängt. Diese Tatsachen machen deutlich, dass die Rippenbildung auf besondere Luftströmungen im Rohr zurückgeführt werden muss und zwar treten während des Schwingens der Luft Zirkulationsströmungen zwischen Wand und Achse des Rohres auf. Da die Korkteilchen diesen Strömungen nicht folgen können, geben sie zu einer Wirbelbildung Anlass, die von der Teilchengröße abhängt und ihrerseits das Entstehen der Querrippe verursacht.

Für den Abstand x zwischen der ersten und letzten gut erkennbaren Knotenstelle gilt bei n dazwischen liegenden Schwingungsbäuchen:

$$x = n\,\frac{\lambda}{2} \quad , \tag{11}$$

da der Abstand benachbarter Knotenstellen gerade eine halbe Wellenlänge beträgt. Da die Frequenz der Schallwellen in verschiedenen Medien (wie hier in Metall, Gas) gleich ist, gilt für die Schallgeschwindigkeit in diesen Medien:

$$v_M = \lambda_M\ f \qquad\qquad v_G = \lambda_G\ f \quad . \tag{12}$$

Bei Kenntnis der Schallgeschwindigkeit in einem Medium, z.B. Luft, lassen sich daher die Schallgeschwindigkeiten in den anderen Medien berechnen.

Die Bestimmung der Schallgeschwindigkeit mit Hilfe des KUNDT'schen Rohres ist damit ein vergleichendes Messverfahren.

Zur weiteren Auswertung von Messungen am KUNDT'schen Rohr soll als nächstes eine Formel für die Ausbreitungsgeschwindigkeit einer Longitudialwelle in einem Metallstab abgeleitet werden.

Die x-Achse liegt in der Längsachse des Stabes. Infolge einer longitudialen Verformung werden Teilchen des Stabes mit einer Ruhelage bei x_0 an die Stelle x verschoben. Für die Verschiebung eines Teilchens kann man schreiben:

$$u\left(x, t\right) = x - x_0 \quad . \tag{13}$$

Auf Grund der Teilchenauslenkung wird aus einem Ausgangsvolumenelement $dV=Adx_0$ ein Volumenelement der Größe Adx. Durch Differentation von Gl. (13) nach x bei konstant gehaltener Zeit t erhält man die relative Längenänderung des Volumenelementes

$$\frac{d\left(x - x_0\right)}{dx} = \frac{\partial u}{\partial x} \quad . \tag{14}$$

Nach dem HOCKE'schen Gesetz besteht zwischen einer elastischen Spannung σ und der dadurch verursachten Verformung (in dem hier betrachteten Fall Dehnung) der Zusammenhang

$$\sigma = E \frac{\Delta \ell}{\ell} \quad , \tag{15}$$

wobei E den Elastizitätsmodul und $\frac{\Delta \ell}{\ell}$ die relative Längenänderung bedeutet. Mit Gl. (14) ergibt sich daraus

$$\sigma = E \frac{\partial u}{\partial x} \quad . \tag{16}$$

Diese Spannung gelte für die linke Seite des herausgegriffenen Volumenelementes der Masse $dm=DAdx$ des Stabes. Allgemein wird sich der Spannungszustand längs dx um $d\sigma = \frac{\partial \sigma}{\partial x} dx$ ändern. Die auf das Masseelement wirkende Kraft $dF=Ad\sigma$ ist mit Gl. (16)

$$dF = A\,E \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} dx \quad . \tag{17}$$

Andererseits ruft diese Kraft an dem Element die Beschleunigung $a \sim \frac{\partial^2 u}{\partial t^2}$ hervor. Mit der NEWTON'schen Bewegungsgleichung $dF=adm$ bzw.

$$A\,E \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} dx = \rho\, A\, dx \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \tag{18}$$

folgt dann:

$$\frac{\rho}{E} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = 0 \quad , \tag{19}$$

die Wellengleichung für den betrachteten Stab. Andererseits gilt generell für jedes eindimensionale Wellenproblem die Wellengleichung

$$\frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = 0 \quad , \tag{20}$$

wobei v die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Welle bedeutet. Durch Vergleich von Gl. (19) und (20) erhält man den Zusammenhang zwischen den elastischen Eigenschaften des Mediums und der Fortpflanzungsgeschwindigkeit von Wellen in diesem Medium

$$v^2 = \frac{E}{\rho} \quad . \tag{21}$$

Diese Beziehung kann benutzt werden, um aus den Materialkonstanten eines Festkörpers die Schallgeschwindigkeit in diesem Stoff zu bestimmen. Umgekehrt wird mit Hilfe von Ultraschallerzeugung in den Materialien deren Elastizitätsmodul ermittelt.

Beispiel für die Größenordung der Schallgeschwindigkeit in Festkörpern:

Blei: $v_{Pb} = 1200\ m\ s^{-1}$; Aluminium: $v_{Al} = 5040\ m\ s^{-1}$.

Betrachtet man statt eines Stabes eine Flüssigkeits- oder Gassäule, so kann man einen zu Gl. (21) analogen Ausdruck herleiten. Im Gegensatz zu Festkörpern sind Flüssigkeiten und Gase nur durch eine einzige elastische Konstante charakterisiert, den Kompressionsmodul Q, der durch die Gleichung

$$-\Delta\ p = Q\,\frac{\Delta\ V}{V} \tag{22}$$

definiert ist, wobei $\frac{\Delta\ V}{V}$ die relative Volumenänderung und Δp die dazu nötige Druckänderung bedeutet.

In dem betrachteten Fall einer Gassäule gilt $\Delta V = A\Delta a$ und $V = Aa$ (a = Länge der Gassäule). Da $-\Delta p = \sigma$ ist, erkennt man die Analogie zu Gl.(15) und demzufolge auch für die Schallgeschwindigkeit zu Gl.(21), nur dass an die Stelle des Elektrizitätsmoduls E der Kompressionsmodul Q tritt. Für Flüssigkeiten und Gase gilt demnach

$$v^2 = \frac{Q}{\rho} \quad . \tag{23}$$

Auf Grund des großen Kompressionsmoduls ergeben sich in Flüssigkeiten Fortpflanzungsgeschwindigkeiten, die etwa zwischen $800\ m\ s^{-1}$ und $1800\ m\ s^{-1}$

liegen (z.B. in Wasser von 20°C ist $v = 1485\ m\ s^{-1}$). Betrachtet man die Gase als sogenannte ideale Gase, so lässt sich für V folgendes ableiten:

Bei infinitesimal kleinen Druckänderungen dp (dazugehörige Volumenänderung dV) gilt nach Gl.(22)

$$Q = -V \frac{dp}{dV} \quad . \tag{24}$$

Da die Gaskompressionen bei der Ausbreitung des Schalls sehr schnell und demzufolge ohne Wärmeaustausch – also adiabatisch – erfolgen, muss zur Berechnung von $\frac{dp}{dV}$ die adiabatische Zustandsgleichung verwendet werden.

Diese lautet: $pV^{\chi} = const.$ mit dem Adiabatenexponenten $\chi = \frac{c_p}{c_V}$, dem Verhältnis der spezifischen Wärmekapazitäten bei konstantem Druck und konstantem Volumen. Da $pV^{\chi} = const.$ ist, muss die Änderung dieser Produktgröße $d(pV^{\chi}) = 0$ sein:

$$d\left(p\,V^{\chi}\right) = V^{\chi}\,dp + p\,\chi\,V^{\chi-1}\,dV = 0$$

$$\frac{dp}{dV} = -\frac{p}{V}\chi \quad .$$

Der Vergleich mit Gl. (24) ergibt : $Q = p\,\chi$

und mit Gl. (23):

$$v^2 = \frac{p\,\chi}{\rho} \quad . \tag{25}$$

Ersetzt man $\rho = \frac{m}{V} = \frac{n\,M}{V}$ mit Hilfe der Zustandsgleichung für ideale Gase $p\ V = n\ R\ T$, so erhält man $\rho = \frac{p\,M}{R\,T}$.

(R = 8,31JK^{-1} mol^{-1}, allgemeine Gaskonstante)

Für die Ausbreitungsgeschwindigkeit gilt somit:

$$v^2 = \frac{\chi\,R\,T}{M} \quad . \tag{26}$$

Die Ausbreitungsgeschwindigkeit von Schallwellen in Gasen ist proportional $\sqrt{T}$ jedoch unabhängig vom Druck bzw. von der Gasdichte. Das gilt streng nur für ideale Gase. Diese Tatsache lässt sich im molekularen Bild anschaulich erklären.
In Gasen wirken keine koppelnden Kräfte, der Schall in ihnen ist deshalb stets eine Longitudinalwelle.
Wird eine Schallwelle z.B. durch eine Stimmgabel erzeugt, werden die Moleküle dicht an der Gabel in Richtung der Stimmgabelbewegung angestoßen. Durch Zusammenprall mit etwas entfernteren Molekülen (in der nächsten dünnen Luftschicht) übertragen sie die erhaltene Energie auf diese. Diese ihrerseits stoßen Moleküle der nächsten Schicht an und so pflanzt sich die Energie durch das Gas fort.
Da die Gasmoleküle eine verhältnismäßige lange Strecke (die sogenannte mittlere freie Weglänge) zurücklegen müssen, ehe sie Moleküle in der nächsten Schicht treffen, wird die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Schalls im wesentlichen durch die Geschwindigkeit der Wärmebewegung der Moleküle bestimmt. Da die Wärmegeschwindigkeit der Teilchen bei fester Temperatur unabhängig davon ist, ob das Gas komprimiert oder verdünnt ist und da die kinetische Energie der Moleküle proportional der absoluten Temperatur $\left(v \sim \sqrt{T}\right)$ ist, ist der oben erwähnte Effekt erklärlich.
Durch Umstellen der Gl. (25) lässt sich der Adiabatenexport χ berechnen.

3. Versuchsdurchführung

3.1 Messung in Luft

Für die Temperaturabhängigkeit der Schallgeschwindigkeit in Luft v_L gilt im Bereich der Zimmertemperatur als gute Näherung folgende Korrekturformel:

$$v_L \;/\; m\,s^{-1} = 331{,}6 + 0{,}6\,\frac{\vartheta}{°C}\quad, \tag{27}$$

wobei ϑ die Zimmertemperatur in °C ist. Durch den Gehalt an Wasserdampf ändert sich die Schallgeschwindigkeit (gegenüber trockener Luft) nur unmerklich.

An der eingespannten Stelle des Metallstabes befindet sich der Schwingungsknoten, an den freien Stabenden entstehen Schwingungsbäuche. Je nach Anzahl der Einspannstellen entspricht die Stablänge $\frac{1}{2}\lambda_M$ oder λ_M .

Man klopft mit dem Gummistopfen leicht auf das Glasrohr, damit sich der Korkstaub zu einem schmalen Band ordnet und dreht das Glasrohr vorsichtig so weit um seine horizontale Längsachse, bis das Korkpulver gerade beginnt abzurutschen. Nun reibt man den Metallstab mit einem Lappen in seiner Längsrichtung. Die, in dem Metallstab entstehenden Wellen, hört man als unangenehmen Quietschton. Gleichzeitig verschiebt man die Reflexionsplatte am anderen Ende des Glasrohres langsam, bis sich stehende Schallwellen in der Luftsäule ausbilden. Das Korkpulver fällt in den Schwingungsbäuchen an der Glaswand herab. Es bilden sich girlandenartige Figuren. Man legt den Maßstab unterhalb des Glasrohres an und misst den Abstand x_L der äußersten gut ausgebildeten Knoten. Aus der Anzahl n_L der dazwischenliegenden halben Wellenlänge findet man die Wellenlänge λ_L zu:

$$\lambda_L = \frac{2\, x_L}{n_L} \quad . \tag{28}$$

3.2 Messung an einem vorgegebenen Gas

Das Einregeln des erforderlichen Gasdruckes am Reduzierventil der Druckgasflasche erfolgt nur durch den betreuenden Assistenten! Der Schlauch wird vorsichtig so auf den seitlichen Anschlussstutzen des Glasrohres gesteckt, dass er gerade festhält. Er darf auf keinen Fall straff über den Stutzen gezogen werden, weil dabei das Glasrohr leicht springen kann. Man lässt das Gas einige Minuten strömen, ehe man mit der Messung beginnt. Die Messung wird wie bei Luft, aber mit strömendem Gas durchgeführt. Das Gasdruck darf jedoch nicht größer sein als eben beschrieben, damit der Korkstaub nicht aus dem Rohr herausgeblasen wird. Die Reflexionsplatte darf auch nicht zu nahe an den Korkstaub herangeführt werden, weil sonst durch die vergrößerte Gasgeschwindigkeit am Rand der Platte der Korkstaub ebenfalls weggeblasen werden kann.

4. Arbeitsgang

4.1 Messen Sie die Wellenlänge λ des Schalls in Luft sowie in einem gegebenen Gas (z.B. CO_2) je 10 mal.

4.2 Berechnen Sie die Mittelwerte der Wellenlänge sowie die zugehörigen Fehler (Fehlerberechnung).

4.3 Messen Sie die Länge des Metallstabes und lesen Sie die Zimmertemperatur ab.

4.4 Berechnen Sie die gesuchten Größen und ermitteln Sie die zugehörigen Fehler mittels Größtfehlerberechnung.

4.5 Angaben zur Auswertung

$\rho_{Messing} = 8{,}4 gcm^{-3}$

$\rho_{Al} = 2{,}7 gcm^{-3}$

$\rho_{Stahl} = 7{,}87 gcm^{-3}$

$\rho_{CO_2} = 0{,}00198 gcm^{-3}$

$\rho_{Ar} = 0{,}00178 gcm^{-3}$

5. Kontrollfragen

5.1 Erläutern Sie den Unterschied zwischen Schwingungen und Wellen.

5.2 Erläutern Sie das Zustandekommen stehender Wellen.

5.3 Was ist Schall und wovon ist seine Ausbreitungsgeschwindigkeit in Gasen abhängig?

5.4 Leiten Sie die Näherungsformel Gl. (26) für die Schallgeschwindigkeit in Luft ab.

5.5 Bei einer stehenden Welle entstehen Knoten und Bäuche der Geschwindigkeit. An welchen Stellen liegen sie.

5.6 Was versteht man unter dem Begriff Oberschwingung?