M8 - Schallgeschwindigkeit von Gasen

Aufgabenstellung:

1) Bestimmen Sie die Schallgeschwindigkeit in Luft und in einem anderen, vorgegebenen Gas.
2) Berechnen Sie die zugehörigen Adiabatenexponenten.
3) Überprüfen Sie den Einfluss der Temperatur auf die Schallgeschwindigkeit in Luft.
4) Diskutieren Sie die Fehlerquellen und führen Sie eine Größtfehlerrechnung zu allen Ergebnissen durch.

Stichworte zur Vorbereitung:

harmonische Schwingung, stehende Wellen, Schallwellen, KUNDT'sches Rohr, Adiabatenexponent, ideales Gas

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. 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

1 Theoretische Grundlagen

1.1 *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 Gleichung (1) beschrieben werden

$$\Psi(t,x) = \Psi_0 \sin\left[\omega\left(t - \frac{x}{c}\right)\right]. \tag{1}$$

Gleichung (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). Die örtliche Periodizität ist gegeben durch die Wellenlänge λ (Abb. 1a), die Zeitliche durch die Schwingungsdauer T (Abb. 1b).

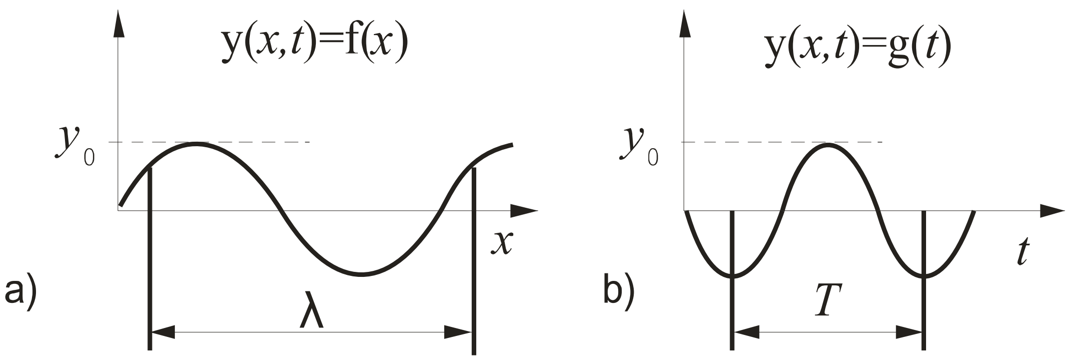

Abb.1: Darstellungsformen einer Welle für a) einen festen Zeitpunkt und b) einen festen Ort

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

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

Ein weiteres allgemeines Kennzeichen jeder Welle ist der Energietransport. 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 zu 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 in Festkörpern Scherkräfte auftreten können.

1.2 *Stehende Wellen*

Jede Überlagerung von Wellen bezeichnet man als Interferenz, falls das Prinzip von der ungestörten Superposition gilt. Das bedeutet, 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 Gleichung (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:

$$\Psi_\mathrm{R} = \Psi_1 + \Psi_2 = \Psi_0 \sin\left[\omega\left(t - \frac{x}{c}\right)\right] + \Psi_0 \sin\left[\omega\left(t + \frac{x}{c}\right)\right], \tag{4a}$$

$$\Psi_\mathrm{R} = 2\Psi_0 \cos\frac{\omega x}{c} \sin\omega t = 2\Psi_0 \cos\frac{2\pi x}{\lambda} \sin\omega t. \tag{4b}$$

In Gleichung (4b) tritt das charakteristische Argument $\omega\left(t \pm \frac{x}{c}\right)$ einer Welle, welches 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 $2\Psi_0 \cos\frac{2\pi x}{\lambda}$ kann man als Amplitude auffassen, die eine periodische Funktion von x mit der Periode λ ist. Für alle Raumpunkte, die der Beziehung

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

genügen, wird die resultierende Welle Ψ_R gleich Null. Man bezeichnet diese Stellen der Ruhe als Schwingungsknoten, die Maximalwerte von Ψ_R als Schwingungsbäuche. Auch andere physikalische Größen der Wellen zeigen die gleiche Periodizität. So gibt es bei Longitudinalwellen außerdem Druckbäuche und -knoten. In einer Verdichtung einer Longitudinalwelle herrscht maximaler, in einer Verdünnung minimaler Druck. Der Druck p einer sich in x-Richtung ausbreitenden Longitudinalwelle ist proportional der räumlichen Veränderung des Momentanwertes, d.h. aus Gleichung (4) folgt

$$p \propto \frac{\partial \Psi_\mathrm{R}}{\partial x} = -\frac{4\pi\Psi_0}{\lambda}\sin\frac{2\pi x}{\lambda}\sin\omega t = \frac{4\pi\Psi_0}{\lambda}\cos\left(\frac{2\pi x}{\lambda}+\frac{\pi}{2}\right)\sin\omega t\,. \tag{6}$$

Gleichung (6) verdeutlicht eine Verschiebung um $\pi/2$ zwischen Schwingungs- und Druckamplitude. Dadurch sind an den Schwingungsknoten die Orte der größten Druckänderung (Druckbäuchen) zu finden. Umgekehrt kommt es an den Schwingungsbäuchen zu keiner Druckänderung (Druckknoten).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 bis 5 die einlaufende Welle jeweils um $\lambda/5$ verschoben.

Rechts von der Grenzlinie des dichteren Mediums ist jeweils die um $\lambda/2$ 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 $\lambda/2$ Schwingungsknoten entstehen, nämlich an den Stellen $x = (2n+1)\frac{\lambda}{4}$ nach Gleichung (5). Infolge des Phasensprungs π bei Reflexion am dichteren Medium befindet sich an der Reflexionsstelle ein Knoten.

1.3 *Erzeugung stehender Wellen*

Breitet sich eine Welle in einem Stab, einer Flüssigkeits- oder 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 oder 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 Gleichung (2)

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

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

$$l = n\frac{\lambda}{2}\ \mathrm{mit}\, n = 1, 2, 3, \ldots \tag{8}$$

genügt.

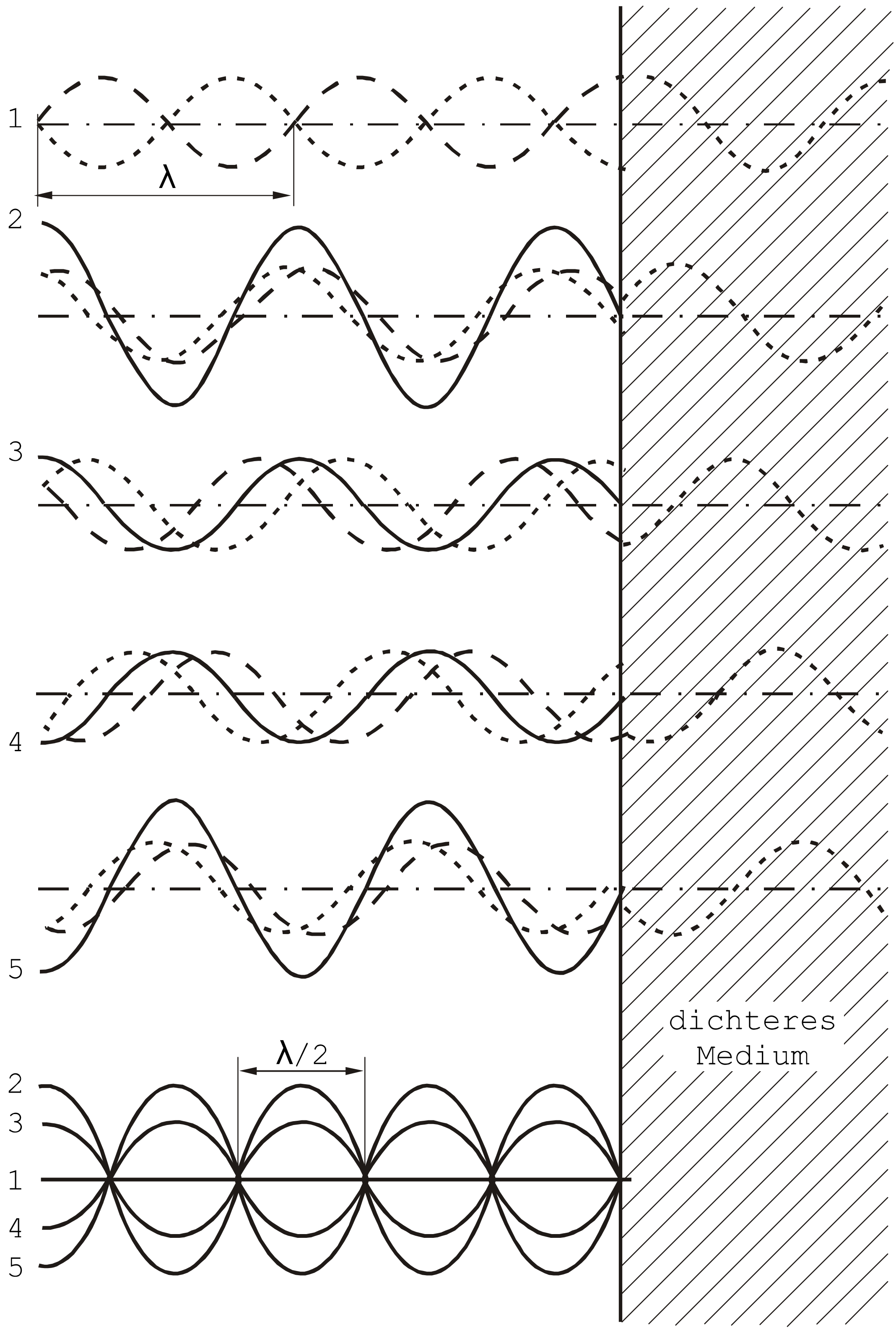

Abb. 2: Ausbildung einer stehenden Welle

1.4 *Schallausbreitung in einem Medium*

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

$$x = n\frac{\lambda}{2}, \tag{9}$$

da der Abstand benachbarter Knotenstellen gerade eine halbe Wellenlänge beträgt. Die Frequenz der Schallwellen ist in verschiedenen Medien gleich, wodurch für die Schallgeschwindigkeit in verschiedenen Medien M1 und M2 folgender Zusammenhang gilt:

$$c_{\mathrm{M1}} = \lambda_{\mathrm{M1}} f \qquad\qquad c_{\mathrm{M2}} = \lambda_{\mathrm{M2}} f. \tag{10}$$

Bei Kenntnis der Schallgeschwindigkeit in einem Medium (z.B. Luft) lassen sich daher die Schallgeschwindigkeiten in anderen Medien berechnen, auch wenn die Frequenz unbekannt ist. Zur weiteren Auswertung der Messungen soll als nächstes eine Formel für die Ausbreitungsgeschwindigkeit einer Longitudinalwelle in einem Metallstab abgeleitet werden.

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

$$u(x,t) = x - x_0. \tag{11}$$

Auf Grund der Teilchenauslenkung wird aus einem Ausgangsvolumenelement $\mathrm{d}V = A\mathrm{d}x_0$ ein Volumenelement der Größe $A\mathrm{d}x$. Durch Differentiation von Gleichung (11) nach x bei konstant gehaltener Zeit t erhält man die relative Längenänderung des Volumenelementes

$$\frac{\mathrm{d}(x - x_0)}{\mathrm{d}x} = \frac{\partial u}{\partial x}. \tag{12}$$

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

$$\sigma = E\frac{\Delta l}{l}, \tag{13}$$

wobei E den Elastizitätsmodul und $\frac{\Delta l}{l}$ die relative Längenänderung bedeutet. Mit Gleichung (13) ergibt sich daraus

$$\sigma = E\frac{\partial u}{\partial x}. \tag{14}$$

Diese Spannung gelte für die linke Seite des herausgegriffenen Volumenelementes der Masse $\mathrm{d}m = \phi A \mathrm{d}x$ des Stabes. Allgemein wird sich der Spannungszustand längs $\mathrm{d}x$ um $\mathrm{d}\sigma = \frac{\partial\sigma}{\partial x}\mathrm{d}x$ ändern. Die auf das Masseelement wirkende Kraft $\mathrm{d}F = A\mathrm{d}\sigma$ ist mit Gleichung (14)

$$\mathrm{d}F = AE\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}\,\mathrm{d}x. \tag{15}$$

Andererseits ruft diese Kraft an dem Element die Beschleunigung $a \propto \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}$ hervor. Mit der NEWTON'schen Bewegungsgleichung $\mathrm{d}F = a\mathrm{d}m$ bzw.

$$AE\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}\,\mathrm{d}x = \rho A\mathrm{d}x\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \tag{16}$$

folgt dann:

$$\frac{\rho}{E}\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = 0, \tag{17}$$

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

$$\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = 0, \tag{18}$$

wobei c die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Welle bedeutet. Durch Vergleich von Gleichung (17) und (18) erhält man den Zusammenhang zwischen den elastischen Eigenschaften des Mediums und der Fortpflanzungsgeschwindigkeit von Wellen in diesem Medium

$$c^2 = \frac{E}{\rho}. \tag{19}$$

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 Größenordnung der Schallgeschwindigkeit in Festkörpern:

Blei: $c_{\mathrm{Pb}} = 1200\ \mathrm{m/s}$ Aluminium: $c_{\mathrm{Al}} = 5040\ \mathrm{m/s}$.

Betrachtet man statt eines Stabes eine Flüssigkeits- oder Gassäule, so kann man einen zu Gleichung (19) 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

$$-\Delta p = Q\frac{\Delta V}{V} \tag{20}$$

definiert ist, wobei $\frac{\Delta V}{V}$ die relative Volumenänderung und Δp die dazu nötige Druckänderung ist. In dem betrachteten Fall einer Gassäule gilt $\Delta V = A\Delta a$ und $V = Aa$ mit a der Länge der Gassäule. Da $-\Delta p = \sigma$ ist, erkennt man die Analogie zu Gleichung (14). Demzufolge ist auch der Ausdruck für die Schallgeschwindigkeit analog, nur dass an die Stelle des Elektrizitätsmoduls E der Kompressionsmodul Q tritt. Für Flüssigkeiten und Gase gilt demnach

$$c^2 = \frac{Q}{\rho}. \tag{21}$$

Auf Grund des großen Kompressionsmoduls ergeben sich in Flüssigkeiten Fortpflanzungsgeschwindigkeiten, die etwa zwischen $800\ \mathrm{ms}^{-1}$ und $1800\ \mathrm{ms}^{-1}$ liegen (z.B. in Wasser von 20 °C ist $c = 1485\ \mathrm{ms}^{-1}$). Betrachtet man die Gase als sogenannte ideale Gase, so lässt sich für das Volumen V folgendes ableiten: Bei infinitesimal kleinen Druckänderungen $\mathrm{d}p$ (dazugehörige Volumenänderung $\mathrm{d}V$) gilt nach Gleichung (21)

$$Q = -V\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}V}. \tag{22}$$

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

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

$$\mathrm{d}(pV^{\kappa}) = V^{\kappa}\mathrm{d}p + p\kappa V^{\kappa-1}\mathrm{d}V = 0$$

$$\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}V} = -\frac{p}{V}\kappa\,.$$

Der Vergleich mit Gleichung (22) ergibt: $Q = p \cdot \kappa$

und mit Gleichung (21):

$$c^2 = \frac{p\kappa}{\rho}. \tag{23}$$

Ersetzt man $\rho = \frac{m}{V} = \frac{nM}{V}$ mit Hilfe der Zustandsgleichung für ideale Gase $pV = nRT$, so erhält man $\rho = \frac{pM}{RT}$.

($R = 8{,}31\ \mathrm{J\,K^{-1}\,mol^{-1}}$, allgemeine Gaskonstante)

Für die Ausbreitungsgeschwindigkeit gilt somit:

$$c^2 = \frac{\kappa RT}{M}. \tag{24}$$

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 ($c \propto \sqrt{T}$) ist, ist der oben erwähnte Effekt erklärlich. Durch Umstellen der Gleichung (24) lässt sich der Adiabatenexponent κ berechnen.

2 Versuchsdurchführung

2.1 *Allgemeine Vorgehensweise*

Der zur Schallerzeugung genutzte Lautsprecher ist an einem Frequenzgenerator (Hinweise zur Bedienung beachten!) angeschlossen, sodass verschiedene Signalformen und Frequenzen gewählt werden können. Am Frequenzgenerator wird eine Sinusspannung im Bereich von 700 Hz bis 4000 Hz eingestellt. Dies wird durch den großen Drehregler realisiert, wenn die Frequenzeinstellung gewählt ist (nicht die Amplitudeneinstellung!). Die Amplitude ist am Frequenzgenerator auf 1 % zu regeln, da bei zu großen Lautstärken das Mikrofon übersteuert.

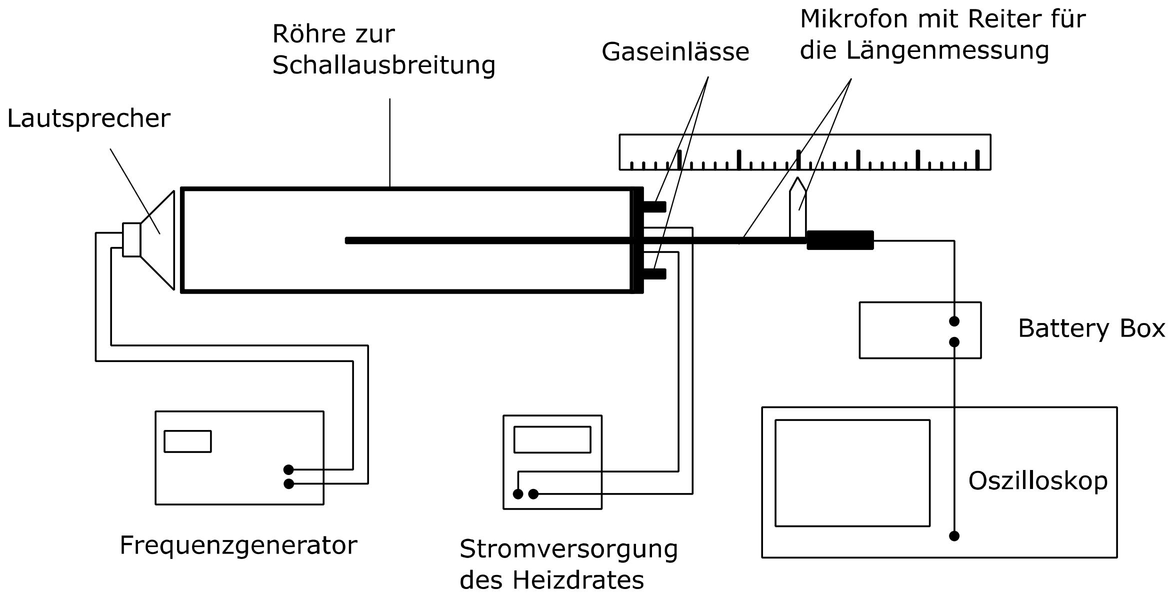

Abb. 3: Schematischer Versuchsaufbau

Es ist darauf zu achten, dass zur Messung neben dem Oszilloskop auch die sog. „Battery Box“ des Mikrofons eingeschaltet sein muss. Diese Box ist zur Schonung der Batterien wieder abzuschalten, falls sie längere Zeit nicht benötigt wird, insbesondere am Versuchsende. Verschiebt man nun das Mikrofon innerhalb der Plexiglasröhre, so kann man auf dem angeschlossenen Oszilloskop die Amplitude der Schallwelle am Ort der Mikrofonspitze darstellen. Durch Verschieben wird die Wegdifferenz x von erstem und letztem Schwingungsknoten bestimmt sowie die Anzahl n der dazwischen liegenden Schwingungsbäuche. Am Frequenzgenerator und am Oszilloskop ist die Verstärkung so einzustellen, dass die Knoten optimal vermessen werden können. Die Wellenlänge λ berechnet sich zu:

$$\lambda = \frac{2x}{n}. \tag{25}$$

2.2 *Messung in Luft*

Die Schallgeschwindigkeit in Luft c_L soll für zwei einzustellende Frequenzen bestimmt werden. Die Messungen sind jeweils 5-mal zu wiederholen.

2.3 *Messung an einem vorgegebenen Gas*

Das Einregeln des erforderlichen Gasdruckes am Reduzierventil der Druckgasflasche und das Öffnen der übrigen Ventile erfolgt nur durch den Betreuer!

Als Gas wird entweder CO_2 oder Argon verwendet. Der Gasschlauch wird an der Mikrofonseite auf eine der Anschlussstutzen des Rohres gesteckt. Dabei ist zu beachten, dass Gase, welche schwerer sind als Luft, unten einströmen sollten und leichtere oben. Man lässt das Gas einige Minuten strömen, ehe man mit der Messung beginnt. Die Messung wird wie bei Luft, aber mit strömendem Gas und nur für eine Frequenz durchgeführt.

2.4 *Temperaturabhängigkeit der Schallgeschwindigkeit*

Da der Teilversuch in Luft durchgeführt wird, sollte der Lautsprecher einige Minuten vor der Durchführung aus der Anordnung entfernt werden, damit das vorher benutzte Gas schneller aus der Röhre ausströmen kann. Eventuell kann die Verwendung eines Föns dies zusätzlich beschleunigen. Für die Temperaturabhängigkeit der Schallgeschwindigkeit in Luft gilt im Bereich der Zimmertemperatur in guter Näherung folgende Korrekturformel:

$$c_\mathrm{L}/\mathrm{ms}^{-1} = 331{,}6 + 0{,}6\,\frac{\vartheta}{°\mathrm{C}}, \tag{26}$$

wobei ϑ die Temperatur in °C ist. Durch den Gehalt an Wasserdampf ändert sich die Schallgeschwindigkeit (gegenüber trockener Luft) nur unmerklich. Da es schwierig ist mit dem Heizdraht eine gleich bleibende Temperatur innerhalb der Röhre zu realisieren, sollen hier 2 bis 3 Messungen pro Knoten ausreichen. Um Beschädigungen zu vermeiden ist die Leistung des Stromversorgungsgeräts für den Heizdrahte so zu wählen, dass die Temperatur innerhalb der Röhre 80 °C nicht überschreit.

Ist die Messtemperatur erreicht, ist es zweckmäßig kurz zu warten, bis sich innerhalb des Röhrenvolumens ein ungefähres Gleichgewicht zwischen Aufheizen durch den Heizdraht und Abkühlung eingestellt hat. Unter Umständen ist dazu die Leistung des Versorgungsgerätes zu erniedrigen.

3 Kontrollfragen

3.1 Erläutern Sie den Unterschied zwischen Schwingungen und Wellen.

3.2 Erläutern Sie das Zustandekommen stehender Wellen.

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

3.4 Leiten Sie die Näherungsformel Gleichung (26) für die Schallgeschwindigkeit in Luft her.

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

3.6 Was versteht man unter dem Begriff Oberschwingung?