

Grundpraktikum der Physik 2002



Versuch 9:

Kundtsches Staubrohr und Quinckesches Resonanzrohr

Korrigierte Version

Sebastian Schnur
sebastianx@web.de

Michael Diez
m@dcomp.de

Oktober 2002

INHALTSVERZEICHNIS

INHALTSVERZEICHNIS	2
1 THEORETISCHE GRUNDLAGEN.....	3
1.1 SCHWINGUNGEN UND WELLEN	3
1.2 D’ALEMBERT- GLEICHUNG	4
1.2.1 Mathematische Beschreibung	4
1.2.2 Wellengleichung für Flüssigkeiten und Gase	4
1.2.3 Ausbreitungsgeschwindigkeiten für verschiedene Medien:.....	5
1.3 INTERFERENZ.....	6
1.3.1 Konstruktive Interferenz.....	6
1.3.2 Destruktive Interferenz	6
1.4 STEHENDE WELLEN UND RESONANZ	6
2 VERSUCHSBESCHREIBUNG.....	8
2.1 KUNDT’SCHES STAUBROHR	8
2.2 QUINCKESCHES RESONANZROHR	8
3 VERSUCHSAUSWERTUNG	9
3.1 KUNDT’SCHES STAUBROHR	9
3.2 QUINCKESCHES RESONANZROHR.....	10
3.2.1 Messung in Luft.....	10
3.2.2 Messung mit CO ₂	11
4 FEHLERDISKUSSION.....	13
4.1 KUNDT’SCHES STAUBROHR	13
4.2 QUINCKESCHES RESONANZROHR.....	13
5 LITERATURVERZEICHNIS	14

1 THEORETISCHE GRUNDLAGEN

1.1 Schwingungen und Wellen

Unter Schwingungen versteht man in der Physik eine, sich ausbreitende Störung in / auf einem Träger. Diese Störung kann räumlich oder zeitlich periodisch sein. Verläuft die Störung nun räumlich und zeitlich periodisch, so spricht man von einer Welle.

Wellen charakterisieren sich dadurch, dass sie Energie transportieren, ohne dabei Masse zu transportieren. Wellen entstehen durch Anregung, oder Störung. In dem Ausbreitungsmedium sind die einzelnen Teile aneinander gekoppelt, welche dann von der Störung ausgelenkt werden.

Man unterscheidet die beiden Klassen von Wellen: Longitudinal- und Transversalwellen. Bei Longitudinalwellen (Schallwellen wäre ein Beispiel dafür), ist die Schwingungsrichtung der Teilchen parallel zur Ausbreitungsrichtung der Welle. Bei Transversalwellen, wie z.B. eine Seilwelle, schwingen die Teilchen senkrecht zur Ausbreitungsrichtung. Longitudinalwellen können sich in allen Medien ausbreiten, Transversalwellen sind dagegen auf den Festkörper beschränkt, da z.B. bei Flüssigkeiten und Gasen die rückstellende Kraft fehlt. Der einfachste Fall einer Welle wäre eine solche transversale Seilwelle, da diese sich nur linear ausbreitet. Wasseroberflächenwellen sind z.B. ein Vertreter der ebenen (zweidimensionalen) Wellen. Die dritte Klasse wären die Raumwellen (dreidimensional).

Wellen sind (mathematisch) gekennzeichnet durch;

1. Wellenlänge λ : Abstand zweier aufeinanderfolgender Punkte einer Welle, welche die gleiche Phase besitzen. Ebenso charakteristisch wie die Wellenlänge ist die Wellenzahl

$$k = \frac{2\pi}{\lambda}$$

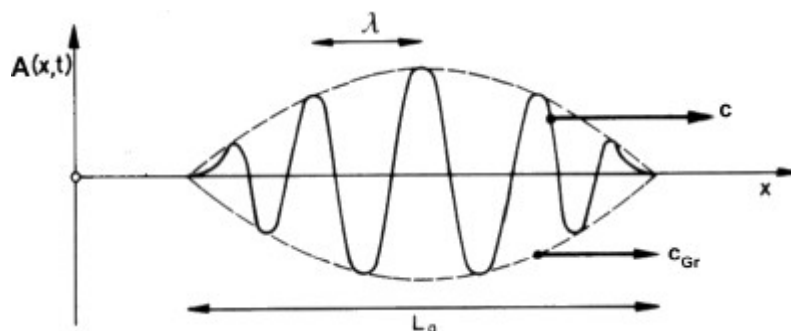
2. Periodendauer T : ist die Zeit, die für eine vollständige Schwingung benötigt wird. Der Kehrwert der Periodendauer ist die Frequenz $\nu = \frac{1}{T}$. Die Frequenz ist also die Anzahl

der pro Zeiteinheit (meistens sec) ausgeführten Schwingungen. Man verwendet auch die Kreisfrequenz: $\omega = 2\pi\nu$

3. Amplitude A : größtmögliche Auslenkung eines Teilchens aus seiner Ruhelage.
4. Phasengeschwindigkeit c : Die Phasengeschwindigkeit ist die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Phase einer Welle. Sie errechnet sich zu: $c = \frac{\omega}{k} = \lambda\nu$

5. Gruppengeschwindigkeit c_{Gr} : Geschwindigkeit mit der sich die Einhüllende der Wellenpakete bewegt. Sie ist definiert durch $c_{Gr} = \frac{d\omega}{dk}$.

Stimmt die Phasengeschwindigkeit mit der Gruppengeschwindigkeit überein, so spricht man von einer dispersionsfreien Welle. Ist jedoch $c_{Gr} < c$, so handelt es sich um normale Dispersion; falls $c_{Gr} > c$, so spricht man von anormaler Dispersion. Ein Beispiel dafür wären die Tsunamis. Bei Dispersion einer Welle läuft diese auseinander.



Der Zusammenhang zwischen Phasengeschwindigkeit und Gruppengeschwindigkeit ist wie folgt gegeben:

$$c_{Gr} = c_{Ph} - \lambda \frac{dc_{Ph}}{d\lambda}$$

1.2 D'Alembert- Gleichung

1.2.1 Mathematische Beschreibung

Eine sich periodisch ausbreitende Welle kann mathematisch folgendermaßen dargestellt werden:

$$A(x,t) = f(x \pm ct) = f\left(x \pm \frac{x}{\lambda}, t \pm nT\right),$$

wobei λ die Wellenlänge und T die Periodendauer ist.

Der Ausdruck $x \pm ct$ wird als Phase der Welle bezeichnet. Von einer harmonischen Welle spricht man, wenn die Auslenkung Sinusform hat:

$$A(x,t) = A_0 \sin(\omega t + kx + j).$$

Im komplexen kann die Welle dann folgendermaßen beschrieben werden:

$$A(x,t) = A_0 e^{i(kx + \omega t + j)}.$$

Nimmt man davon den Real- oder Imaginärteil, so ergibt sich im Reellen wieder obige Darstellung. Hierbei ist k wieder die Wellenzahl, ω die Kreisfrequenz und j die Phase.

1.2.2 Wellengleichung für Flüssigkeiten und Gase

Zur Herleitung wird ein Volumenelement einer Flüssigkeit oder eines Gases betrachtet. Dieses Element hat den Querschnitt A. Auf die linke Wand wirkt der Druck p(x). Auf die rechte der Druck p(x+dx). In dem Volumenelement ströme nun eine Flüssigkeit oder ein Gas mit der Geschwindigkeit (links) von v(x) und rechts mit v(x+dx).

Betrachten wir uns nun den Druck etwas näher und entwickeln ihn nach Taylor:

$$p(x+dx) = p(x) + p'(x)dx + \dots$$

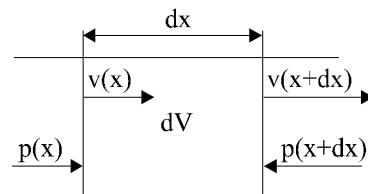
Mit $p = \frac{F}{A}$ folgt daraus:

$$F(x+dx) - F(x) = A p'(x)dx$$

Mit $F = F(x) - F(x+dx) = m \dot{v}$ und $m = \rho A dx$ folgt daraus:

$$A p'(x)dx = - \rho A \dot{v} dx$$

$$\Rightarrow \dot{v} = - \frac{1}{\rho} p'$$



Ebenso verfahren wir mit der Geschwindigkeitsdifferenz $v(x + dx) - v(x) = v'(x)dx$ (Taylor). Diese bewirkt ja eine Volumenänderung dV, da sich der Abstand der Begrenzungsflächen in der Zeit dt um $v'dt$ verschoben hat: $dV = A dx v' dt$.

$$\frac{dV}{V} = v' dt$$

Diese Volumenänderung führt zu einer Druckänderung

$$\frac{dV}{V} = -\kappa dp$$

und daraus ergibt sich schließlich:

$$v' = -\kappa \dot{p}$$

Differenziert man nun v' nach t und \dot{v} nach x , so erhält man die gemischten Ableitungen, die man nach Satz von Schwarz vertauschen darf, da es sich um stetige Funktionen handelt und so erhält man schließlich:

$$\ddot{p} = \frac{1}{rk} p'', \text{ bzw. } \ddot{v} = \frac{1}{rk} v''$$

Allgemein lautet die D'Alembert Gleichung:

$$\Delta \vec{g}(\vec{r}, t) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{g}(\vec{r}, t)}{\partial t^2} = 0$$

und ihre allgemeine Lösung:

$$\vec{g}(\vec{r}, t) = \vec{f}(\vec{r} - c\vec{t}) + \vec{h}(\vec{r} + c\vec{t})$$

Die Kompressibilität κ ist mit dem Adiabatenexponent $\gamma = \frac{c_p}{c_v}$ verbunden. Aus der Poisson-Gleichung $pV^\gamma = \text{const.}$ folgt durch das vollständige Differential $V^\gamma dp + \gamma p V^{\gamma-1} dV = 0$. Löst man nun diese Gleichung auf: $\frac{dV}{V} = -\frac{1}{\gamma} \frac{dp}{p}$, woraus man dann schließlich durch Gleichsetzen $\kappa = \frac{1}{p\gamma}$ gewinnt.

In Festkörpern muss bei der Herleitung der d'Alembert Gleichung den Druck p durch die Spannung σ und die Volumenänderung durch das Hooke'sche Gesetz in der Form $\frac{dV}{V} = -\frac{1}{E} d\sigma$

Ersetzt werden. Man gelangt schließlich zu

$$\ddot{v} = \frac{E}{\rho} v''.$$

1.2.3 Ausbreitungsgeschwindigkeiten für verschiedene Medien:

Aus der Lösung der d'Alembert Gleichung folgt mit dem Ansatz $f=f(x \pm ct)$ und anschließenden Koeffizientenvergleich:

$$c = \sqrt{\frac{k}{r}}, \text{ oder allgemein:}$$

Die Ausbreitungsgeschwindigkeit ergibt sich aus „Wurzel aus Modul durch Dichte“:

Festkörper:	Longitudinalwellen:	$c = \sqrt{\frac{E}{\rho}}$	E: Elastizitätsmodul
	Transversalwellen:	$c = \sqrt{\frac{G}{\rho}}$	G: Torsionsmodul

Seilwellen: $c = \sqrt{\frac{\sigma}{\rho}}$ σ : Seilspannung

Flüssigkeiten: $c = \sqrt{\frac{K}{\rho}}$ K : Kompressionsmodul

Gase: $c = \sqrt{\frac{\kappa p}{\rho}} = \sqrt{\kappa \frac{RT}{M}}$ κ : Adiabatenexponent

1.3 Interferenz

Unter Interferenz versteht man die ungestörte Überlagerung mehrerer Wellen am gleichen Ort. Da die d'Alembert Gleichung linearer Natur ist, gehorcht sie dem Superpositionsprinzip, wie durch den vorigen Satz beschrieben. Die Amplituden der Wellen addieren sich.

1.3.1 Konstruktive Interferenz

Ist ein Spezialfall der Überlagerung mehrerer Wellen, nämlich genau dann, wenn sich Wellen gleicher Frequenz und gleicher Phase (Phasendifferenz ist Null) überlagern. Es kommt zur maximal möglichen Verstärkung.

1.3.2 Destruktive Interferenz

Der andere Extremfall der Überlagerung. Wellen gleicher Frequenz, aber entgegengesetzter Phase überlagern sich. Haben die Wellen auch noch die gleiche Amplitude, so löschen sich diese vollständig aus.

1.4 Stehende Wellen und Resonanz

Eine weitere Form der Welleninterferenz sind die stehenden Wellen. Sie entstehen, wenn sich zwei Wellen mit gleicher Frequenz, Amplitude und Phasenverschiebung, aber verschiedenen Laufrichtungen überlagern. Solche Wellen entstehen meist durch Reflexion. Dabei ist zu beachten, dass wenn eine Welle an einem dichteren Medium (festes Ende) reflektiert wird, dass sie dann einen Phasensprung von π macht.

Stehende Wellen zeichnen sich durch ortsfeste Knoten und Bäuche aus, welche sich im Abstand von $\frac{\lambda}{4}$ abwechseln.

Am festen Ende des Wellenträgers bildet sich immer ein Schwingungsknoten, am losen Ende ein Schwingungsbauch aus.

Resonanz, der Zustand überlagerter Schwingungen mit maximaler Amplitude, tritt nur bei bestimmten Frequenzen auf, den Eigenfrequenzen.

- Zwei offene, bzw. zwei geschlossene Enden:

In diesen beiden Fällen ergeben sich für die Eigenfrequenzen die gleichen Nebenbedingungen. Es gilt der Zusammenhang zwischen Wellenlänge und Länge des Trägermediums wie folgt:

$$L = n \frac{\lambda}{2}, \quad n \in \mathbb{N}$$

Das heißt: die Stab muss von der Länge sein, dass ein beliebig Vielfaches einer halben Wellenlänge „darin Platz hat“.

- Ein offenes und ein geschlossenes Ende:

Hier ergibt sich der Zusammenhang:

$$L = (2n-1) \frac{\lambda}{4}, n \in \mathbb{N}$$

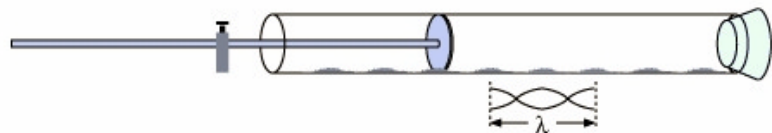
In Worten bedeutet dies, dass der Wellenträger genau so groß sein muss, dass ein ungeradzahlig Vielfaches einer viertel Wellenlänge „darin Platz hat“.

2 VERSUCHSBESCHREIBUNG

2.1 Kundt'sches Staubrohr

Ist die Schallgeschwindigkeit in Luft bekannt, kann man mit dem Kundt'schen Staubrohr die Schallgeschwindigkeit in einem Festkörper bestimmen.

Dazu wird ein Metallstab bei $\frac{1}{4}$ und $\frac{3}{4}$ seiner Länge fest eingespannt. Der an einem Ende angebrachte Stempel ragt ein wenig in das Staubrohr hinein. Im innern der Röhre wird etwas Korkpulver verteilt und von der anderen Seite mit einem verschiebbaren Stempel abgeschlossen.



Nun wird der Metallstab mit einem feuchten Lappen zu Schwingungen angeregt. Aus den erzwungenen Schwingungen werden durch die Einspannungen alle Nicht-Eigenschwingungen unterdrückt. Im Stab bildet sich nun eine stehende Welle mit der Eigenfrequenz aus. Zwischen den beiden Einspannungen ist folglich genau ein Schwingungsbauch, so dass sich eine Wellenlänge auf die gesamte Länge der Stabes erstreckt.

In der Glasröhre wird nun die Luft zu Resonanzschwingungen (bei geeigneter Position des verschiebbaren Stempels) erregt. Das Korkpulver beginnt zu „hüpfen“ und es bildet sich ein Schwingungsmuster aus.

Da die Frequenzen beider Schwingungen gleich sein müssen lässt sich aus Gleichung (1.1) $c = \lambda \nu$ die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Transversalwelle im Metallstab berechnen:

$$\frac{c_{\text{Luft}}}{\lambda_{\text{Luft}}} = \frac{c_{\text{Metall}}}{\lambda_{\text{Metall}}}$$

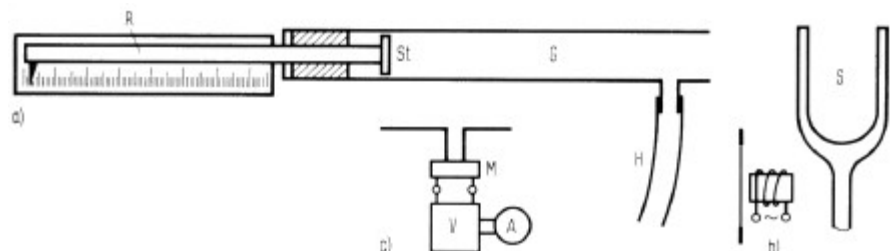
Um die Wellenlänge der stehenden Welle in der Glasröhre zu berechnen, misst man den Abstand n aufeinanderfolgender Knoten und erhält daraus die Wellenlänge der Schwingung im Metallstab.

2.2 Quinckesches Resonanzrohr

Das Quinckesche Resonanzrohr dient zur Bestimmung der Schallgeschwindigkeit in verschiedenen Gasen. Das Gas in dem senkrecht gelagerten Rohr wird durch eine Schallquelle (Frequenzgenerator mit Lautsprecher) zu Schwingungen angeregt. Mit Hilfe eines Stempels kann man die Länge des Rohres so verkürzen, dass sich im Rohr eine Stehende Welle ausbilden kann. Wann man genau eine stehende Welle hat, wird mittels eines Mikrophons und eines daran angeschlossenen Voltmeters ermittelt (Schwingungsamplitude proportional zur Energie).

Misst man beim Verschieben des Stempels den Abstand n aufeinanderfolgender Maxima und erhält nach Teilen durch $n-1$ die Wellenlänge $\frac{\lambda}{2}$

$$\rightarrow c = \frac{2l}{n-1} \nu$$



3 VERSUCHSAUSWERTUNG

3.1 Kundt'sches Staubrohr

Behandelt man Luft in erster Näherung als ideales Gas, so erhält man für das Verhältnis von c_{ϑ} (Schallgeschwindigkeit bei c °C) zu $c_{0^{\circ}\text{C}} = 331,6\text{ms}^{-1}$ (Schallgeschwindigkeit bei 0°C; Stöcker):

$$c_c = \frac{\sqrt{k \cdot R \cdot (273,16\text{K} + c \cdot \text{K} / ^{\circ}\text{C}) \cdot M^{-1}}}{\sqrt{k \cdot R \cdot 273,16\text{K} \cdot M^{-1}}} \cdot c_{0^{\circ}\text{C}} = \sqrt{1 + \frac{c}{273,16^{\circ}\text{C}}} \cdot c_{0^{\circ}\text{C}}$$

Daraus errechnet sich bei uns für die Schallgeschwindigkeit in Luft bei gemessener Temperatur von $21,5^{\circ}\text{C} \pm 0,5^{\circ}\text{C}$ ein Wert von:

$$c_{\text{Luft}} = 344,40 \frac{\text{m}}{\text{s}} \text{ mit dem Größtfehler, berechnet nach:}$$

$$\Delta c_{\text{Luft}} = \left| \frac{\partial c_c}{\partial c} \right| \Delta c \approx 0,24 \frac{\text{m}}{\text{s}}$$

Mit diesem Wert lässt sich mit Hilfe von $\frac{c_{\text{Luft}}}{l_{\text{Luft}}} = \frac{c_{\text{Metall}}}{l_{\text{Metall}}}$ und $l_{\text{Metall}} =$ Länge des Stabs die Schallgeschwindigkeit von Messing bestimmen zu:

$$c_{\text{Messing}} = \frac{l \cdot c_{\text{Luft}} (n-1)}{2a}, \text{ wobei } a \text{ der Abstand des ersten und den } n\text{-ten Maximum voneinander ist.}$$

Der Größtfehler errechnet sich mit $\Delta a = 2\text{mm}$, $\Delta c = 0,5 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ und $\Delta l = 2\text{mm}$ zu:

$$\Delta c_{\text{Messing}} = \left| \frac{c_{\text{Luft}} (n-1)}{2a} \right| \Delta l + \left| \frac{l(n-1)}{2a} \right| \Delta c_{\text{Luft}} + \left| \frac{l \cdot c_{\text{Luft}} (n-1)}{2a^2} \right| \Delta a$$

Folgende Messergebnisse haben wir bei einer Stablänge von $l = 1,598 \text{ m} \pm 0,002 \text{ m}$ und einer Ablesegenauigkeit von $\Delta a = 2\text{mm}$ erzielt:

Stempel rel. Position [mm]	Ende rel. Position [mm]	Abstand [m]	Anzahl der Maxima	Schallgeschwindigkeit Messing [$\frac{\text{m}}{\text{s}}$]	Größtfehler [$\frac{\text{m}}{\text{s}}$]
33	337	0,304	4	3620,76	33,6090
43	347	0,304	4	3620,76	33,6090
38	338	0,300	4	3669,04	34,3789
42	343	0,301	4	3656,85	34,1837
47	349	0,302	4	3644,74	33,9904
116	345	0,229	3	3604,95	41,2297
37	268	0,231	3	3573,74	40,6025
42	343	0,301	4	3656,85	34,1837
42	339	0,297	4	3706,10	34,9758
34	334	0,300	4	3669,04	34,3789
116	267	0,151	2	3644,74	58,1277

Daraus resultiert eine mittlere Schallgeschwindigkeit in Messing von $3642,5 \frac{m}{s} \pm 37,57 \frac{m}{s}$

Mit der Dichte aus einem Tabellenwerk für Messing lässt sich der Elastizitätsmodul bestimmen.

$$\rho_{\text{Messing}} = 8,52 \cdot 10^3 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}. \text{ Mit}$$

$$E_{\text{Messing}} = c_{\text{Messing}}^2 \cdot r_{\text{Messing}}$$

$$\Delta E_{\text{Messing}} = \left| 2c_{\text{Messing}} \cdot r_{\text{Messing}} \right| \Delta c_{\text{Messing}}$$

ergibt sich ein E-Modul von $11,30 \cdot 10^{10} \text{ Pa}$. Der Größtfehler beträgt dabei $2,33 \cdot 10^9 \text{ Pa}$. Der Vergleich mit dem Tabellenwert von $9,8 \cdot 10^{10} \text{ Pa}$ ergibt eine relative Abweichung von 15,3%.

3.2 Quinckesches Resonanzrohr

Die Schallgeschwindigkeit errechnet sich mit $c = Iu$ wobei sich I bei uns auf dem Abstand der Maxima, sowie der Anzahl der Maxima errechnen lässt.

Damit ergibt sich der Größtfehler mit $\Delta v = 3 \text{ Hz}$ und $\Delta x = 5 \text{ mm}$ zu:

$$\Delta c = \frac{2}{n-1} (n \Delta x + x \Delta n)$$

3.2.1 Messung in Luft

Frequenz [Hz]	Δf [Hz]	Position unten [mm]	Position oben [mm]	Anzahl Maxima	Abstand der Maxima [m]	Schallgeschwindigkeit [$\frac{m}{s}$]	Größtfehler [$\frac{m}{s}$]
998	3	32	533	3	0,501	333,33	2,3327
998	3	31	535	3	0,504	335,33	2,3387
2023	3	8	502	6	0,494	333,12	1,8427
2023	3	8	589	7	0,581	335,82	1,6540
3014	3	32	549	9	0,517	346,28	1,6842
3014	3	40	553	9	0,513	343,60	1,6816
4026	3	6	560	13	0,554	343,14	1,4945
4026	3	4	560	13	0,556	344,38	1,4954

Daraus resultiert eine mittlere Schallgeschwindigkeit in Luft von $339,37 \frac{m}{s} \pm 1,82 \frac{m}{s}$

Mit der aus dem Diagramm per linearer Regression ermittelte Steigung erhält man eine Schallgeschwindigkeit von $344,83 \frac{m}{s}$.

Mit der theoretischen Schallgeschwindigkeit bei $21,5^\circ\text{C}$ von $c_{\text{Luft}} = 344,40 \frac{m}{s} \pm 0,5 \frac{m}{s}$ (siehe Kundt) stimmt dieser Wert gar hervorragend überein.

Den Adiabatenexponent von Luft erhält man aus

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

Den dazugehörigen Größtfehler berechnet man aus

$$\Delta k = \frac{2cM}{RT} \Delta c + \frac{c^2 M}{RT^2} \Delta T$$

Mit den Werten von $M_{Luft} = 28,96 \frac{g}{mol}$ und $R = 8,31 \frac{J}{molK}$ (aus Stöcker), sowie dem Wert für die

Schallgeschwindigkeit in Luft von $339,37 \frac{m}{s} \pm 1,82 \frac{m}{s}$ erhält man als Adiabatenexponent:

$$k = 1,362 \pm 0,01176.$$

3.2.2 Messung mit CO₂

Frequenz [Hz]	Δf [Hz]	Position unten [mm]	Position oben [mm]	Anzahl Maxima	Abstand der Maxima [m]	Schallge- schwindigkeit [$\frac{m}{s}$]	Größtfehler [$\frac{m}{s}$]
1014	3	28	543	4	0,515	261,11	1,7865
1014	3	26	535	4	0,509	258,06	1,7775
2021	3	4	634	8	0,630	318,31	1,4830
2021	3	70	530	7	0,460	265,62	1,5491
3015	3	65	463	9	0,398	266,66	1,6053
3015	3	32	463	10	0,431	259,89	1,4646
3997	3	48	447	12	0,399	265,80	1,5318
3997	3	45	447	12	0,402	267,80	1,5333
3997	3	45	479	13	0,434	266,88	1,4302

Daraus resultiert eine mittlere Schallgeschwindigkeit in CO₂ von $270,01 \frac{m}{s} \pm 1,57 \frac{m}{s}$

Trägt man wiederum diese Messwerte in eine Tabelle sein, so erkennt man, dass ein Messpunkt für 2021 Hz komplett aus der Reihe fällt. Woran dies liegen mag, wollen wir in der Fehlerdiskussion betrachten. Berücksichtigt man jedoch diesen Punkt bei der linearen Regression nicht, so ergibt sich ein, über die Steigung ermittelter Wert für die Schallgeschwindigkeit in CO₂ für $270,72 \frac{m}{s}$. Beide

Werte weichen damit von der theoretischen Schallgeschwindigkeit von CO₂ bei 20,0°C ($258 \frac{m}{s}$) um ca. 4,7 % ab.

Berücksichtigt man diesen Ausreißer bei 2021 Hz bei der Mittelwertberechnung nicht, so ergibt sich ein mittlerer Wert von $263,98 \frac{m}{s} \pm 1,58 \frac{m}{s}$. Dieser Wert weißt damit immerhin eine relative Abweichung von nur 2,3% auf.

Den Adiabatenexponent von CO_2 erhält man aus

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

Den dazugehörigen Größtfehler berechnet man aus

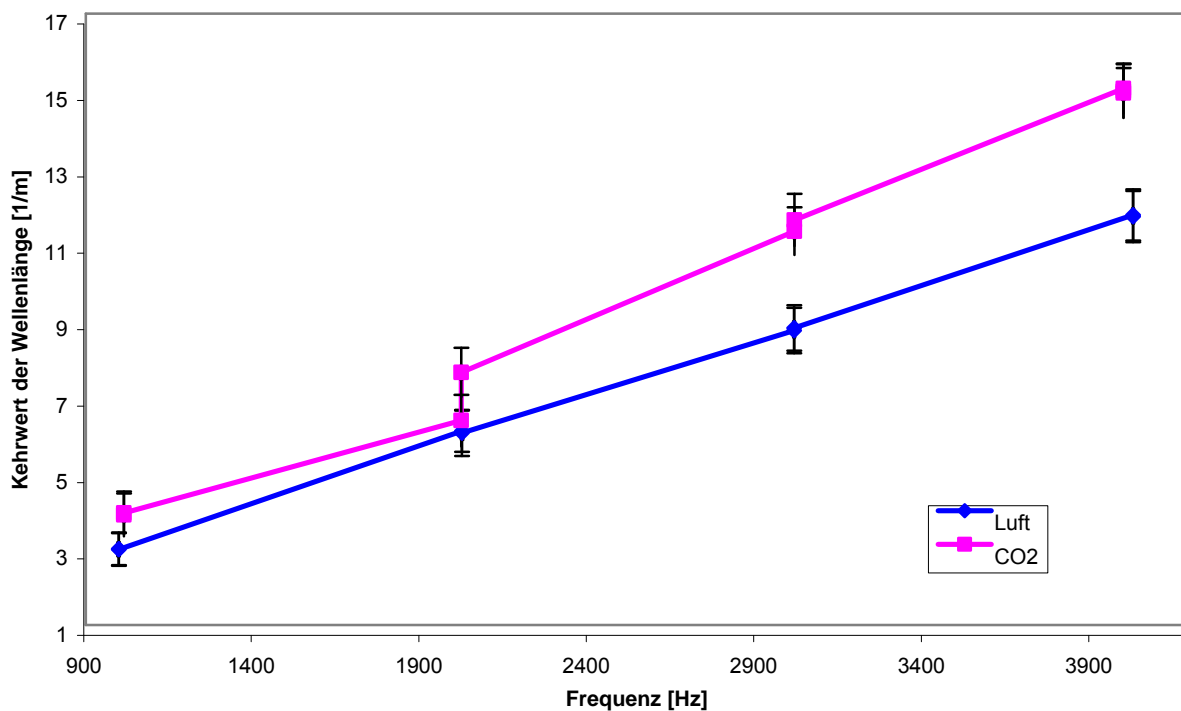
$$\Delta \mathbf{k} = \frac{2cM}{RT} \Delta c + \frac{c^2 M}{RT^2} \Delta T$$

Mit den Werten von $M_{\text{CO}_2} = 44 \frac{\text{g}}{\text{mol}}$ und $R = 8,31 \frac{\text{J}}{\text{molK}}$ (aus Stöcker), sowie dem Wert für die

Schallgeschwindigkeit in CO_2 von $270,01 \frac{\text{m}}{\text{s}} \pm 1,57 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ erhält man als Adiabatenexponent:

$$\mathbf{k} = 1,31 \pm 0,00872.$$

Von dem Literaturwert $\kappa=1,29$ (bei 20°C) erhält man somit eine relative Abweichung um 1,55%.



4 FEHLERDISKUSSION

4.1 Kundt'sches Staubrohr

Hier müssen wir leider erkennen, dass wir mit über 7 % Abweichung vom Literaturwert bei der Schallgeschwindigkeit in Messing, und mit über 15 % Abweichung vom Literaturwert bei der E-Modul-Bestimmung keine Glanzleistung bei diesem Versuchsteil vollbracht haben.

Dennoch wollen wir versuchen diese Messergebnisse zu erläutern. Die Hauptfehlerquelle liegt sicherlich bei der Ableseungenauigkeit der Knotenabstände. So konnten wir die Lage der Knoten, welche sich im Korkpulver zwar abzeichneten, nur erraten. Zwischen zwei Bäuchen (Anhäufungen im Korkpulver) waren oftmals mehr als 4 cm Freiraum. Im Nachhinein betrachtet ist unsere angenommene Ableseungenauigkeit von 2 mm auch eher illusorisch. Bei einer realistischen Ungenauigkeit von 5 mm wäre der Fehler wahrscheinlich so groß, dass fast jeder Literaturwert damit bestätigt werden könnte. Zusätzlich ist die Einstellung des verschiebbaren Stempels sehr schwierig gewesen, da Verschiebungen um nochmals 2mm an der Resonanzfigur kaum etwas geändert haben. Außerdem bezieht sich der Literaturwert des E-Moduls z.B. auch auf Raumtemperaturen von 20°C. Da wir aber bei 21,5°C (oder sogar noch mehr, da die Türe gegen später offen stand) gemessen haben, ändert sich am Fehler mit Sicherheit auch noch mal was. Andere Fehler, wie die Abweichung der Dichte, oder der Legierung des verwendeten Stabes von dem Literaturwert müssten zwar auch berücksichtigt werden, machen aber sicherlich nur einen kleinen Teil des Fehlers aus.

4.2 Quinckesches Resonanzrohr

Die Messungen in diesem Versuchsteil sind uns weitaus besser gelungen, als die davor. Die Abweichungen, die wir trotzdem haben, sind sicherlich da herzuführen, dass die Intensitätsmaxima in der Röhre nicht genau bestimmbar waren. Es war auch hier schwierig ein solches Maximum genau zu lokalisieren, da das Messgerät sich auch etwas träge bei dem Ausschlag verhielt. So konnte man den gleichen Quantitativen Ausschlag nach Verrückung des Stempels und wieder Einstellung der Position nur bedingt erreichen.

Eine weitere Fehlerquelle stellten sicherlich die anderen Gruppen dar, die mit Ihren Frequenzen (Lautsprechern) zum Teil einen solchen Lärm erzeugten, dass wir den Ton unseres eigenen Lautsprechers nicht mehr hören konnten.

Bei der Messung in CO₂ spielte es sicherlich bei der ein oder anderen Messung eine Rolle, dass sich in dem Rohr nicht nur CO₂, sondern auch noch etwas Luft befand und wir somit eine Mischung aus CO₂ und Luft gemessen haben. Eine solche Luft- CO₂-Gemisch Messung könnte auch den Ausreißer bei 2021Hz erklären, da der Wert ja doch sehr dem in Luft ähnelt.

Eine weitere Fehlerquelle mag auch die ungenügende Temperaturbestimmung des CO₂ Gases sein. Beim Ausströmen aus der Druckflasche kühlte es sich durch adiabatische Expansion ab.

5 LITERATURVERZEICHNIS

- (1) H. Jex. *Skript zu Grundlagen der Physik I*. Universität Ulm, 2000/2001
- (2) Kuchling. *Taschenbuch der Physik*. Fachbuchverlag Leipzig, 8. Auflage
- (3) P. Tipler. *Physik*. Spektrum Akademischer Verlag
- (4) W. Demtröder. *Experimentalphysik I*. Springer-Verlag
- (5) W. Walcher. *Praktikum der Physik*. Teubner Studienbücher, 6. Auflage
- (6) J.Meckler, J.Götz. *Versuchsprotokoll Nr.4 Drillachse*. 1998