

Physikalisches Anfängerpraktikum
Universität Dortmund / Fachbereich Physik

Protokoll zu Versuch 202
Bestimmung von C_p/C_v an verschiedenen Gasen
am 29.11.2005

von
Christophe Cauet und Tobias Brambach
Protokoll vom 15. Dezember 2005

1 Einleitung

Der Quotient aus der Änderung der Wärmeenergie dq und der damit verbundenen Temperaturänderung dT wird als **Molwärme** C bezeichnet. Je nachdem, welche Rahmenbedingungen gelten, verhält sich diese Größe jedoch unterschiedlich. Wenn zum Beispiel der Druck konstant gehalten wird (C_p), muss ein Teil der zugeführten Wärmemenge genutzt werden, um das Volumen des Gases zu vergrößern. Gegenüber eines analogen Vorgangs, bei dem das Volumen konstant gehalten wird (C_V), ist somit die Temperaturänderung kleiner. Daher ist C_p grundsätzlich größer als C_V .

Die in der Natur vorkommenden Gase können bei Zimmertemperatur ($\approx 20^\circ\text{C}$) und Barometerdruck relativ gut durch das Modell des **Idealen Gases**¹ genähert werden. Für die weiteren Berechnungen wird daher dieses Modell verwendet.

Wir berechnen zunächst theoretisch das Verhältnis der beiden Größen C_p und C_V , um es dann im Experiment für verschiedene Gase zu bestimmen.

2 Theorie

2.1 Die Differenz und der Quotient der Molwärmern

Der **Erste Hauptsatz** der Thermodynamik besagt, dass die Änderung der inneren Energie dU eines geschlossenen Systems gleich der von außen zugeführten Wärme dq und der von außen aufgewandten mechanischen Arbeit dA sein muss.

$$dU = dq + dA \quad (2.1)$$

Bei Idealen Gasen ist eine solche Arbeitsleistung stets mit einer Volumenänderung verbunden. Für die Ausdehnung eines Gases um das Volumenelement dV wird die Arbeit $p dV$ benötigt (dabei ist p der Gasdruck). Diese Arbeit wird vom System nach außen abgegeben.

$$\Rightarrow dU = dq - p dV \quad (2.2)$$

Daraus folgt für einen isochoren Prozess ($dV = 0$) mit einem Mol eines idealen Gases:

$$C_V := \left(\frac{dU}{dT} \right)_V = \left(\frac{dq}{dT} \right)_V \quad (2.3)$$

$$C_V dT = dU. \quad (2.4)$$

¹In idealen Gasen geht man davon aus, dass die Molekülvolumen sehr klein sind und die Moleküle keinerlei Kräfte aufeinander ausüben. Bei Zusammenstößen gelten die Gesetze des elastischen Stoßes.

Und entsprechend für einen isobaren Prozess ($dp = 0$):

$$C_p := \left(\frac{dq}{dT} \right)_p \quad (2.5)$$

$$C_p dT - p dV = dU. \quad (2.6)$$

Aus (2.6) und (2.4) erhalten wir die Differenz der spezifischen Wärmen

$$(C_p - C_V) dT = p dV \quad (2.7)$$

$$(C_p - C_V) = p \left(\frac{dV}{dT} \right)_p. \quad (2.8)$$

Mit der allgemeinen Gasgleichung ($R =$ allgemeine Gaskonstante)

$$pV = RT \quad (2.9)$$

erhalten wir für die Differenz der Molwärmen

$$C_p - C_V = R \quad (2.10)$$

und für ihr Verhältnis

$$\kappa := \frac{C_p}{C_V} = \frac{C_V + R}{C_V}. \quad (2.11)$$

Um κ berechnen zu können, müssen wir also C_V bestimmen. Dieses bekommen wir aus (2.3), wenn wir die Innere Energie eines Idealen Gases kennen.

2.2 Die Innere Energie eines Idealen Gases

Auf die Wand (Abbildung 1) wirkt pro Stoß die Kraft

$$F = \frac{d\vec{p}}{dt}, \quad (2.12)$$

da die Kraft gleich der zeitlichen Ableitung des Impulses² \vec{p} ist. Im Zeitintervall Δt treffen nun Z Moleküle mit der Masse m und der mittleren Geschwindigkeit v auf die Wand und übertragen dabei den Impuls

$$\Delta\vec{p} = Z \cdot 2mv_x \quad (2.13)$$

$$v_x = v \cos \vartheta.$$

²Die Vektorschreibweise wird hier nur zur Unterscheidung von Druck p und Impuls \vec{p} verwendet

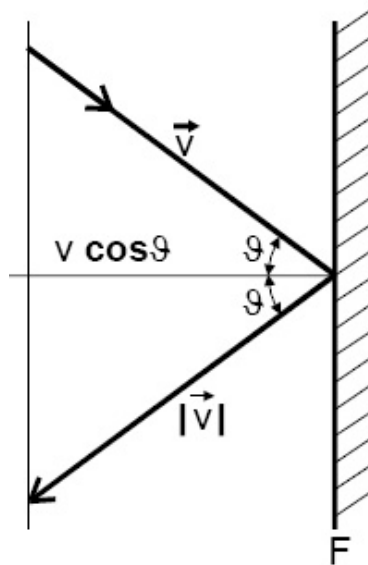


Abbildung 1: Skizze zur Darstellung des Impulsübertrags eines Moleküls auf eine Wand

Die Teilchendichte aller N Teilchen im Volumen V wird mit $n = \frac{N}{V}$ angegeben. Da die Bewegungsrichtungen gleichmäßig verteilt sein sollen, bewegen sich $n_x = n/2$ Teilchen auf die Wand zu.

$$\Rightarrow Z = n_x A v_x \Delta t \quad (2.14)$$

Für den Druck gilt damit

$$\begin{aligned} p = \frac{F}{A} &= \frac{1}{A} \cdot \frac{d}{dt} \left[\frac{n}{2} \cdot A \cdot v_x \cdot \Delta t \cdot m \cdot v_x \right] \\ &= n \cdot m \cdot v_x^2. \end{aligned} \quad (2.15)$$

Da sich nicht alle Teilchen mit der gleichen Geschwindigkeit bewegen, müssen wir den Mittelwert $\langle v_x^2 \rangle$ betrachten. Weiterhin gilt

$$\langle v_x^2 \rangle = \langle v_y^2 \rangle = \langle v_z^2 \rangle = \frac{1}{3} \langle v^2 \rangle \quad (2.16)$$

und damit für den Druck

$$\begin{aligned} p &= n \cdot m \langle v_x^2 \rangle \\ &= n \cdot m \cdot \frac{1}{3} \langle v^2 \rangle \\ &= \frac{2}{3} \cdot n \cdot \langle E_{kin} \rangle. \end{aligned} \quad (2.17)$$

Unter Betrachtung von 1 Mol eines Idealen Gases mit N_L (**LOSCHMIDT'sche Zahl**) Teilchen, erhalten wir mit $n = \frac{N_L}{V}$, da die gesamte Innere Energie des Gases aus kinetischer Energie besteht (Ideales Gas),

$$p \cdot V = \frac{2}{3} N_L \langle E_{kin} \rangle = \frac{2}{3} U. \quad (2.18)$$

Mit der Gasgleichung (2.9) folgt dann

$$C_V = \left(\frac{dU}{dT} \right)_V = \frac{3}{2} R. \quad (2.19)$$

Aus Beziehung (2.16) entnehmen wir, dass die kinetische Energie gleichmäßig über die drei **translatorischen Freiheitsgrade** des Moleküls verteilt ist. Die daraus abgeleitete mittlere Energie

$$\langle E_{kin} \rangle = \frac{1}{2} kT \quad (2.20)$$

($k = R/N_L$ BOLTZMANN'sche Konstante) gilt ebenso für die Energie aus Rotationen und Oszillationen (**Äquipartitionsgesetz**), so dass wir für ein Molekül mit f Freiheitsgraden die mittlere Energie als

$$\langle E \rangle = \frac{f}{2} kT \quad (2.21)$$

schreiben können. Entsprechend gilt für ein Mol eines Gases

$$U = \frac{f}{2} RT. \quad (2.22)$$

Mit den Beziehungen (2.3) und (2.5) erhalten wir dann noch

$$C_V = \frac{f}{2} R \quad (2.23)$$

$$\kappa = \frac{C_V + R}{C_V} = \frac{f + 2}{f} \quad (2.24)$$

2.3 Berechnung der Molwärme für Moleküle verschiedener Gestalt

Im einfachsten Fall haben die Gasmoleküle nur drei Freiheitsgrade der Translation. Dies gilt für Gase mit einatomigen Molekülen. Die Molwärme ist dann

$$C_V = \frac{3}{2} R; \quad \kappa = \frac{5}{3}. \quad (2.25)$$

Zweiatomige, starre Moleküle haben zusätzlich zwei Freiheitsgrade der Rotation. Da sie keine Ausdehnung senkrecht zu ihrer Rotationsachse haben, ist eine Rotation nur in zwei Dimensionen möglich. Bei starren Molekülen bleiben die beteiligten Atome relativ zueinander in Ruhe (keine Oszillation).

$$\Rightarrow C_V = \frac{5}{2}R; \quad \kappa = \frac{7}{5} \quad (2.26)$$

Manche dreiatomige, starre Moleküle sind in Form einer gewinkelten Strecke angeordnet. Diese haben drei Freiheitsgrade der Rotation.

$$\Rightarrow C_V = 3R; \quad \kappa = \frac{4}{3} \quad (2.27)$$

In nicht-starren Molekülen, können die einzelnen Atome noch Schwingungen gegeneinander ausführen. Die Anzahl der Freiheitsgrade für diese Schwingungen ergibt sich aus der Anzahl n der Atome in einem Molekül, von der man die Anzahl der Rotations- und Translationsfreiheitsgrade abziehen muss. Für die mittlere Energie pro Freiheitsgrad gilt $\langle E \rangle = kT$, da bei Oszillationen sowohl potentielle als auch kinetische Energie auftritt. Diese sind im Mittel beide gleich. Es folgt

$$C_V = 3(n - 1)R; \quad (n > 2) \quad (2.28)$$

für allgemeine und

$$C_V = \left(3n - \frac{5}{2}\right)R; \quad (n > 1) \quad (2.29)$$

für gestreckte Moleküle.

2.4 Quantenmechanische Einschränkungen

Alle bisherigen Rechnungen setzen voraus, dass die Quantenmechanik keine Rolle spielt. Für die Rotation und Translation kann man das auch annehmen, da die Energiequanten ΔE klein gegen kT sind, für die Oszillation jedoch leider nicht. Dies hat zur Folge, dass die Molwärmen für nicht-starre Moleküle in Wirklichkeit kleiner sind, als in (2.28) und (2.29) erwartet. Die Größe der Energiequanten für molekulare Oszillationen mit der Eigenfrequenz ν ist

$$\Delta E = z h \nu; \quad (z = 1, 2, \dots). \quad (2.30)$$

Aus Messungen dieser Eigenfrequenzen weiß man, dass diese Energien erheblich größer sind, als die für Translations- oder Rotationsbewegungen. Daher ist für klei-

ne Temperaturen die Anzahl der Moleküle, deren Energie groß genug ist um eine Schwingung anzuregen sehr klein. Das heißt nicht alle Moleküle schwingen. Bei hinreichend großen Temperaturen müssten zwar eigentlich alle Moleküle schwingen, jedoch sind sie dann meist dissoziiert.

Aus quantenmechanischen Überlegungen erhalten wir für die Molwärme von Gasen mit nicht-starren Molekülen

$$C_V = 3R + R \sum_{i=1}^{3n-6} \left(\frac{h\nu_i}{kT} \right) \frac{e^{h\nu_i/kT}}{(e^{h\nu_i/kT} - 1)^2} \quad (2.31)$$

$$C_{V,gestreckt} = \frac{5}{3}R + R \sum_{i=1}^{3n-5} \left(\frac{h\nu_i}{kT} \right) \frac{e^{h\nu_i/kT}}{(e^{h\nu_i/kT} - 1)^2} \quad (2.32)$$

und analog dazu für $\kappa_n = \frac{C_V+R}{C_V}$ bei einem Molekül mit n Schwingungszuständen

$$\kappa_n = \frac{4 + \sum_{i=1}^{3n-6} \left(\frac{h\nu_i}{kT} \right) \frac{e^{h\nu_i/kT}}{(e^{h\nu_i/kT}-1)^2}}{3 + \sum_{i=1}^{3n-6} \left(\frac{h\nu_i}{kT} \right) \frac{e^{h\nu_i/kT}}{(e^{h\nu_i/kT}-1)^2}} \quad (2.33)$$

$$\kappa_{n,gestreckt} = \frac{\frac{7}{2} + \sum_{i=1}^{3n-5} \left(\frac{h\nu_i}{kT} \right) \frac{e^{h\nu_i/kT}}{(e^{h\nu_i/kT}-1)^2}}{\frac{5}{2} + \sum_{i=1}^{3n-5} \left(\frac{h\nu_i}{kT} \right) \frac{e^{h\nu_i/kT}}{(e^{h\nu_i/kT}-1)^2}} \quad (2.34)$$

2.5 Beschreibung einer Abhängigkeit zwischen κ und der Schallgeschwindigkeit in Gasen

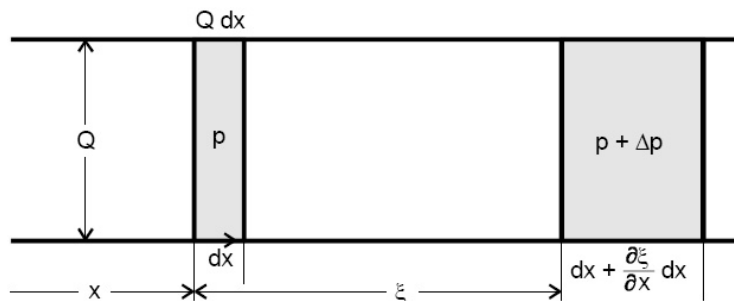


Abbildung 2: Skizze zur Darstellung der Ausbreitung einer Druckwelle in einem gasgefüllten Rohr

In einem Idealen Gas finden Wechselwirkungen zwischen den Molekülen nur in Form von elastischen Stößen statt. Eine Störung in einem solchen Medium, zum Beispiel in Form einer Schallwelle breitet sich daher longitudinal aus. Die Schwingung ist dann eine Druckschwankung Δp entlang der Schwingungsrichtung. Wir betrachten

ein Volumenelement $dV = Q dx$ an der Stelle x in einem gasgefüllten Rohr vom Querschnitt Q (siehe Abbildung 2). An der Stelle $x + \xi$ beträgt der Druck $p + \Delta p$ und das zugehörige Volumenelement dV vergrößert sich um das Stück $\delta(dV)$. Mit $\Delta p \ll p$ gilt

$$\delta(dV) = Q \frac{\partial \xi}{\partial x} dx. \quad (2.35)$$

Der Zusammenhang zwischen dieser Volumenänderung und der Druckänderung Δp folgt mit dem Kompressionsmodul

$$\eta := -V \frac{dp}{dV} \quad (2.36)$$

aus

$$\eta = -\frac{dV}{\delta(dV)} \Delta p \quad (2.37)$$

und ist somit

$$\Delta p = -\eta \frac{\partial \xi}{\partial x}. \quad (2.38)$$

Die Druckänderung $d(\Delta p)$, wenn man um das Stück dx in x-Richtung fortschreitet, liefert dann mit einer TAYLOR-Entwicklung von $\Delta p(x + dx)$ um die Stelle x

$$d(\Delta p) = -\eta \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} dx. \quad (2.39)$$

Die rücktreibende Kraft auf das Volumenelement $Q dx$ aufgrund des Druckunterschieds $d(\Delta p)$ an den Stirnflächen ist

$$dF = -Q(\Delta p + d(\Delta p)) + Q\Delta p = Q\eta \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2}. \quad (2.40)$$

Dagegen wirkt die Trägheitskraft der Masse $\rho Q dx$ des Volumenelements dV mit der mittleren Gasdichte ρ , die wir mit NEWTONS $F = ma$ schreiben können als

$$dF_T = Q\rho dx \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} \quad (2.41)$$

Daraus folgt die Wellengleichung

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = \frac{\eta}{\rho} \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2}. \quad (2.42)$$

Aus ihrer allgemeinen Form

$$\vec{\nabla} \vec{r} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{r}}{\partial t^2} = 0 \quad (2.43)$$

können wir die Schallgeschwindigkeit ableiten.

$$c^2 = \frac{\eta}{\rho}. \quad (2.44)$$

Bei den Druckänderungen während der Schallübertragung handelt es sich um einen adiabatischen Vorgang, da ein Wärmeaustausch zwischen den Druckböden und Knoten aufgrund der kurzen Schwingungsdauer kaum möglich ist. Die POISSON'sche Gleichung liefert

$$pV^\kappa = \text{const.} \quad (2.45)$$

Aus der Definition von κ erhalten wir dann

$$\eta = -V \left(\frac{dp}{dV} \right)_{ad} = \kappa V \text{const} \frac{V^{-\kappa}}{V} = \kappa p. \quad (2.46)$$

Und durch Einsetzen der allgemeinen Gasgleichung (2.9)

$$p = \frac{RT}{V} = \frac{\rho RT}{M} \quad (2.47)$$

mit M als Molekulargewicht. Damit gilt dann für die Schallgeschwindigkeit

$$c^2 = \frac{\eta}{\rho} = \frac{\kappa RT}{M}. \quad (2.48)$$

3 Durchführung

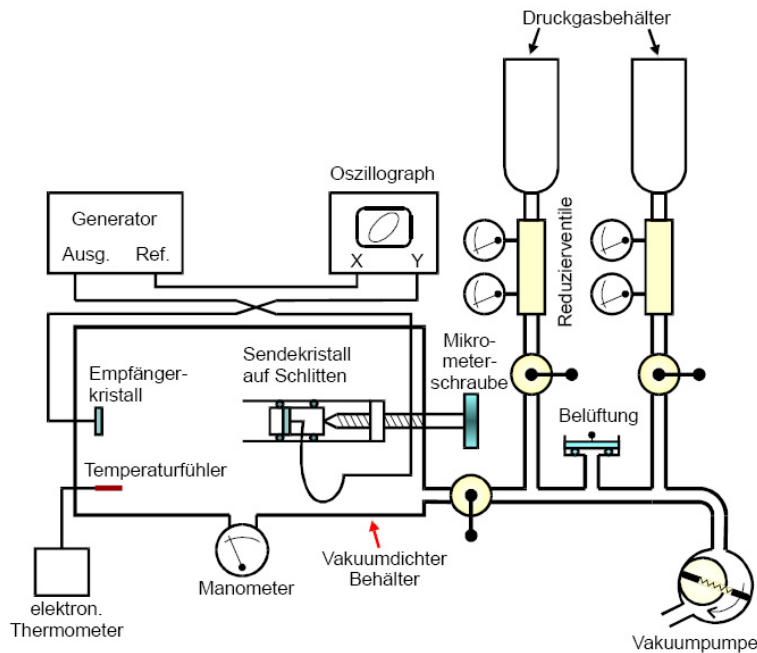


Abbildung 3: Skizze zur Beschreibung des Versuchsaufbaus

Zur Durchführung des Versuchs benutzen wir einen vakuumdichten Behälter. Dieser wird so weit wie möglich evakuiert (ca. 2 mbar) und daraufhin wird das zu untersuchende Gas eingefüllt. Im Innern des Behälters befinden sich zwei piezoelektrische Kristalle. Einer davon wird durch einen Sinusgenerator zum Schwingen ange-regt. Der andere nimmt die Schwingungen auf und verwandelt diese in elektrischen Wechselspannung. Beide Wechselspannungen werden an einem Oszilloskop abgegrif-fen und gegeneinander abgebildet. Dadurch werden elliptische Lissajous-Figuren er-zeugt. Wenn die Schwingungen des Senderkristalls gleich- oder gegenphasig zu den Schwingungen des Empfängerkristalls sind, entarten diese Figuren zu Geraden. Da einer der Kristalle mit Hilfe eines Präzisionsschlittens und einer Mikrometerschraube um eine Strecke von ca. 40 mm verschoben werden kann, kann nun gemäß der Beziehung

$$c = \lambda \nu \quad (3.1)$$

die Schallgeschwindigkeit gemessen werden, wobei ν vom Generator vorgegeben wird. $\frac{\lambda}{2}$ entspricht dabei der Strecke, welche der Schlitten durchläuft um von einer entar-teten Lissajous-Figur zur nächsten zu gelangen.

4 Auswertung

4.1 Experimentelle Bestimmung von κ

Es soll jetzt für die Gase Luft, Argon und CO_2 mit der oben beschriebenen Methode die Größe κ experimentell bestimmt werden. Wir arbeiten bei der Resonanzfrequenz der Piezokristalle von $\nu = 38.8$ kHz. Die Messungen finden bei Raumtemperatur und einem Druck von ca. 1 bar statt. Tabelle 1 zeigt die gemessenen Werte.

D_{Luft} [mm], $n = 7$	D_{Argon} [mm], $n = 9$	D_{CO_2} [mm], $n = 10$
32.14	37.14	34.65
32.14	37.10	34.67
32.13	37.09	34.67
32.13	37.10	34.66
32.13	37.10	34.67
32.16	37.12	34.67

Tabelle 1: Abstände D_i je $n \cdot \lambda/2$ Wellenlängen

Der Mittelwert einer Messreihe mit N unabhängigen Messwerten λ_i berechnet sich über

$$\bar{\lambda} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \lambda_i \quad (4.1)$$

und wir erhalten einen mittleren Fehler $\sigma_{\bar{\lambda}}$ des Mittelwertes und seinen relativen Fehler r_{λ} aus:

$$\sigma_{\bar{\lambda}} = \sqrt{\frac{1}{N(N-1)} \sum_{i=1}^N (\lambda_i - \bar{\lambda})^2} \quad (4.2)$$

$$\text{und } r_{\lambda} = \frac{\sigma_{\bar{\lambda}}}{\bar{\lambda}}. \quad (4.3)$$

Mit $\lambda_i = 2/n \cdot D_i$, sind wir jetzt in der Lage κ zu berechnen³.

$$\begin{aligned} \kappa &= \frac{c^2 M}{RT} \\ c &= \lambda \nu. \end{aligned} \quad (4.4)$$

³Konstanten: $R = 8.314 \frac{\text{J}}{\text{mol}\cdot\text{K}}$, $M_{\text{Luft}} = 29.30$ g/mol, $M_{\text{Argon}} = 39.94$ g/mol, $M_{CO_2} = 44.01$ g/mol

Die Wellenlängen können wir also angeben. Für Luft erhalten wir

$$\begin{aligned}\lambda &= (9.182 \pm 0.001) \text{ mm} \\ &= 9.182 \cdot (1 \pm 0.0001) \text{ mm},\end{aligned}$$

in Argon

$$\begin{aligned}\lambda &= (8.246 \pm 0.002) \text{ mm} \\ &= 8.246 \cdot (1 \pm 0.0002) \text{ mm}\end{aligned}$$

und in CO_2

$$\begin{aligned}\lambda &= (6.9330 \pm 0.0007) \text{ mm} \\ &= 6.9330 \cdot (1 \pm 0.0001) \text{ mm}.\end{aligned}$$

Die Messungen finden bei unterschiedlichen Temperaturen statt. Tabelle 2 beinhaltet diese inklusive einem auf die Messung angenommenen absoluten Fehler von 0.05 K, der aus der Messungenauigkeit des Thermometers resultiert. Die Bestimmung der Temperatur der Luft liefert unterschiedliche Werte für Anfang und Ende des Messvorgangs (20.6 °C und 21.0 °C); wir nutzen im folgenden den Mittelwert⁴.

Luft [K]	Argon [K]	CO_2 [K]
293.96 ± 0.1	295.36 ± 0.05	295.76 ± 0.05

Tabelle 2: Temperatur während der unterschiedlichen Messungen

Analog zu Formel (4.3) bestimmen wir den relativen Fehler r_T und können dann mit einem Fehler $r_\nu = 0.001\%$ auf die Frequenz, den Fehler auf κ über eine GAUSS'sche Fehlerfortpflanzung ermitteln.

$$r_\lambda = \sqrt{4r_\lambda^2 + 4r_\nu^2 + r_T^2} \quad (4.5)$$

$$\sigma_\kappa = r_\kappa \kappa$$

⁴Die aufgenommenen Werte weichen jeweils um 0.2 K vom Mittelwert, diese Differenz nutzen wir als Abschätzung auf den Fehler. Der wahre Fehler ist auf jeden Fall kleiner, da die Temperatur kontinuierlich angestiegen ist.

Der Endgültige Wert für κ beträgt also:

$$\begin{aligned}\kappa_{Luft} &= (1.522 \pm 0.01) \\ &= 1.522 \cdot (1 \pm 0.010) \\ \kappa_{Argon} &= (1.665 \pm 0.004) \\ &= 1.665 \cdot (1 \pm 0.002) \\ \kappa_{CO_2} &= (1.295 \pm 0.003) \\ &= 1.295 \cdot (1 \pm 0.002)\end{aligned}$$

5 Diskussion

Das CO_2 -Molekül besitzt folgende Eigenfrequenzen:

$$\begin{aligned}\nu_{1/2} &= 19.9 \text{ THz} \\ \nu_3 &= 40 \text{ THz} \\ \nu_4 &= 70 \text{ THz}\end{aligned}$$

Aus den Theorieformeln (2.25), (2.26), (2.27) erhalten wir folgende Werte. Für ein einatomiges Molekül $\kappa = 1.667$, für ein zweiatomiges & starres Molekül $\kappa = 1.4$ und für ein dreiatomiges & starres & gewinkeltes Molekül $\kappa = 1.333$ (gestreckt: $\kappa = 1.4$). Nicht starre Moleküle berechnen sich nach den Formeln (2.28) und (2.29) zu $\kappa = 1.286$ für ein zweiatomiges Molekül, bzw. $\kappa = 1.167$ ($\kappa = 1.154$) für ein gewinkeltes (gestrecktes) dreiatomiges Molekül. Unter Berücksichtigung quantenmechanischer Effekte (Formel (2.33)) bekommen wir außerdem für ein gestrecktes dreiatomiges Molekül $\kappa = 1.290$ und für die gewinkelte Version $\kappa = 1.253$.

Vergleicht man dies zuerst einmal mit den Werten für Luft, fällt auf dass keiner der Referenzwerte exakt das Messergebnis trifft. Da Luft jedoch maßgeblich aus O_2 und N_2 Molekülen besteht, sollte κ nahe dem Theoriewert für zweiatomige, starre Moleküle anzutreffen sein. Der gemessene Wert weicht von dem Referenzwert für ein starres Molekül nach oben ab. Daher ist davon auszugehen, dass die Moleküle bei Zimmertemperatur immer noch starr sind, da der Wert sonst nach unten abweichen würde. Der berechnete Wert für Argon, ein einatomiges Edelgas, von $\kappa = (1.665 \pm 0.004)$ entspricht in sehr guter Näherung dem Theoriewert $\kappa = 1.667$ für einatomige Moleküle. Auch das CO_2 -Molekül mit einem experimentell ermittelten Wert von $\kappa = (1.295 \pm 0.003)$ liegt wie zu erwarten nahe an dem theoretisch vorhergesagten Wert $\kappa = 1.290$ für ein dreiatomiges, gestrecktes Molekül unter Berücksichtigung der Energiequantelung. Unter Umständen sind bei der Messung systematische

Fehler aufgetreten, die sich natürlich nicht in den statistischen Fehlern niederschlagen. Zum Beispiel ist die Zusammensetzung von Luft einigen Schwankungen unterworfen. Desweiteren war das Vakuum im Innern des Behälters, bevor das zu untersuchende Gas eingefüllt wurde, nicht perfekt. Zudem wurde die Messung nicht exakt bei Atmosphärendruck durchgeführt, was weitere kleine Abweichungen verursacht haben könnte.

6 Literatur & Bildnachweise

Sämtliche Abbildungen in den Abschnitten 2 und 3 sind aus dem Praktikumsskript entnommen. Bestimmung von C_p/C_V an verschiedenen Gasen mit Ultraschall (202)
Experimentelle Übungen für Physiker

Version vom 15. Dezember 2005

<http://berniers-lee.physik.uni-dortmund.de/praktikum/>

AP-Anleitungen/freie\%20Elektronen/Versuch\%20Nr.202.pdf