

<i>INHALTSVERZEICHNIS</i>	1
---------------------------	---

Inhaltsverzeichnis

1	Theoretische Grundlagen	2
1.1	Definitionen und Begriffe	2
1.2	Hauptsätze der Thermodynamik	4
1.3	Zustandsgrößen	5
1.4	Zustandsgleichungen	6
1.4.1	Gleichung eines idealen Gases	6
1.4.2	Van-der-Waals-Gleichung	6
1.4.3	Poisson'sche Zustandsgleichung	7
2	Experiment	8
2.1	Bestimmung von κ nach Rüchardt	8
2.2	Bestimmung von κ nach Clément-Désormes	11

1 Theoretische Grundlagen

siehe auch [1]

1.1 Definitionen und Begriffe

In der Thermodynamik versteht man unter einem **System** einen bestimmten räumlichen Bereich, der von dem Rest des Universums durch (evtl. nur gedachte) Grenzen getrennt ist. Ist zwischen dem System und seiner Umgebung weder der Austausch von Energie in irgendeiner Form noch der von Materie möglich, so spricht man von einem abgeschlossenen System. Ist nur der Austausch von Energie, nicht aber von Materie möglich, so bezeichnet man dieses System als geschlossen. Bei einem sogenannten offenen System ist sowohl ein Materie- wie auch ein Energieaustausch mit der Umgebung möglich.

Als **Wärmeenergie** eines Systems bezeichnet man die ungeordnete kinetische Energie der Moleküle des Systems. Im Mittel ist diese für alle Teilchen gleich

$$\langle W \rangle = \frac{1}{2} m \langle v^2 \rangle = \frac{3}{2} k_B T \quad (1)$$

Der zweite Teil der Gleichung folgt aus längeren statistischen Überlegungen. k_B ist die Boltzmannkonstante und T die absolute Temperatur. T ist ein Maß für die Wärmeenergie.

Betrachtet man ein makroskopisches System von zwei Körpern, von denen der eine wärmer als der andere ist, so stellt man fest, daß, wenn sich die beiden Körper berühren, sich die Temperaturen angleichen. Aus dem Energieerhaltungssatz folgt, daß die Energiemenge, die der wärmere Körper abgibt gleich derjenigen sein muß, die der kältere aufnimmt. Daraus ergibt sich

$$\Delta Q = cm\Delta T \quad (2)$$

wobei ΔQ die übertragene Wärmeenergie, c die spezifische Wärmekapazität, m die Masse des betrachteten Körpers und ΔT seine Temperaturdifferenz ist.

Neben den drei Raumrichtungen, in denen sich ein Teilchen bewegen kann, bleibt ihm noch die Möglichkeit zu rotieren. Hat man es nicht mit einzelnen Atomen, sondern mit Molekülen zu tun, so können auch noch Eigenschwingungen entlang der Bindungsachsen auftreten. Diese Möglichkeiten der Energiespeicherung nennt man **Freiheitsgrade**. Aus quantenmechanischen Überlegungen ergibt sich, daß bei Zimmertemperatur die Schwingungsfreiheitsgrade und z.T. auch die der Rotation „eingefroren“ sind. Betrachtet man z.B. ein Heliumatom, das man als Kugel nähern kann, muß hier von 3 Freiheitsgraden der Translation ausgegangen werden.

Hieraus kann man erkennen, daß die Anzahl der Freiheitsgrade temperaturabhängig ist. Somit ist auch die Fähigkeit eines Moleküls, Energie aufzunehmen, temperaturabhängig. Makroskopisch betrachtet äußert sich dies im Anstieg der Wärmekapazität mit der Temperatur. Sind viele Freiheitsgrade vorhanden, so ist auch viel Energie nötig, um die drei Freiheitsgrade der Translation anzuregen und somit eine Temperaturänderung zu bewirken, da diese nach dem Äquipartitionsprinzip (siehe unten) immer gleichmäßig angeregt werden müssen.

Da die Frage, wie sehr die Schwingungsfreiheitsgrade bei mehratomigen Molekülen bei Zimmertemperatur bereits angeregt sind, schwer zu beantworten ist, rechnen wir mit fünf Freiheitsgraden. Die tatsächlichen Werte der einzelnen Gase weichen selbstverständlich etwas von diesem Näherungswert ab.

Ein Beispiel: Freiheitsgrade des CO_2 Das CO_2 ist linear aufgebaut. Zusätzlich zu den drei Freiheitsgraden der Translation kommen noch zwei Freiheitsgrade der Rotation, sowie folgende Schwingungsfreiheitsgrade:

- Die beiden Sauerstoffatome schwingen gegensinnig, der Kohlenstoff bleibt in Ruhe.
- Die beiden Sauerstoffatome schwingen gleichsinnig auf der Verbindungsachse. Damit der Molekülschwerpunkt erhalten bleibt, schwingt das Kohlenstoffatom in die entgegengesetzte Richtung.
- Alle drei Atome schwingen senkrecht zur Verbindungsgerade in einer Ebene. Dabei schwingen die beiden Sauerstoffatome in die eine, der Kohlenstoff in die andere Richtung.
- Die gleiche Schwingung findet auf der zur obigen Ebene senkrecht stehenden Ebene statt.

Zwei Eigenschwingungen, die wie die letzten beiden beschriebenen Schwingungen des CO_2 frequenz- und somit energiegleich sind (harmonischer Oszillator), bezeichnet man als **entartet**.

Da alle drei Raumrichtungen untereinander gleichberechtigt sind, wird sich die Energie aus (1) gleichmäßig auf die drei Freiheitsgrade der Translation verteilen. Es ergibt sich weiter, daß auch auf alle weiteren Freiheitsgrade jeweils der gleiche Energiebetrag

$$E = \frac{1}{2}k_B T \quad (3)$$

entfällt. Dies nennt man das **Äquipartitionsprinzip**.

Hieraus folgt für die Energie eines einzigen Teilchens

$$\begin{aligned} E_{\text{Teilchen}} &= \frac{f}{2} k_B T \\ \Delta E_{\text{Teilchen}} &= \frac{f}{2} k_B \Delta T \end{aligned} \tag{4}$$

Sei jetzt weiter m die Masse eines Teilchens und M die Masse eines Körpers, so enthält dieser $n = \frac{M}{m}$ Teilchen.

$$\begin{aligned} E_{\text{Körper}} &= n \frac{f}{2} k_B T \\ \Delta E_{\text{Körper}} &= \underbrace{\frac{Mf}{m2}}_{=: C_V} k_B \Delta T \\ c_V &:= \frac{C_V}{M} \end{aligned} \tag{5}$$

C_V heißt Wärmekapazität eines Körpers. Sie besagt, welche Wärme ΔQ nötig ist, um diesen Körper um ΔT zu erwärmen. c_V heißt spezifische Wärmekapazität eines Stoffes, das Volumen wird jeweils als konstant betrachtet. Davon zu unterscheiden ist die spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck c_P . Es gilt $c_P > c_V$, da sich die zugeführte Wärme auf Volumenarbeit und Temperaturerhöhung aufteilt.

1.2 Hauptsätze der Thermodynamik

Die Grundlage der Thermodynamik bilden ihre Hauptsätze:

Nullter Hauptsatz: Befindet sich ein Körper A sowohl mit dem Körper B als auch mit dem Körper C im thermodynamischen Gleichgewicht, so befinden sich auch die Körper B und C im thermodynamischen Gleichgewicht.

Erster Hauptsatz: Für die innere Energie gilt:

$$dU = \delta W + \delta Q \tag{6}$$

Dies bedeutet, daß keine Energie erzeugt oder vernichtet werden kann, und somit auch kein perpetuum mobile Erster Art existieren kann.

Zweiter Hauptsatz: Es kann kein perpetuum mobile Zweiter Art geben, d.h. es kann keine zyklisch arbeitende Wärmekraftmaschine geben, die keinen anderen Effekt bewirkt, als Wärme aus einem Reservoir zu entnehmen

und eine äquivalente Menge an Arbeit zu verrichten. Oder anders ausgedrückt: Die Entropie, die ein Maß für die Wahrscheinlichkeit des Zustandes eines Systems darstellt, strebt immer ihrem Maximum zu. Die Änderung der Entropie beträgt für einen reversiblen Prozeß

$$dS = \frac{\delta Q_{rev}}{T} \quad (7)$$

Unter einem reversiblen Prozeß versteht man einen Vorgang, der ohne Energiezufuhr in beide Richtungen ablaufen kann. Dies ist nur möglich, wenn die Änderung der Entropie gleich Null ist. Im Gegensatz dazu läuft ein irreversibler Prozeß nur in eine Richtung freiwillig ab, wie z.B. das Mischen zweier Gase. In der Realität laufen alle Vorgänge irreversibel ab. Um einen Prozeß als reversibel betrachten zu können, nimmt man an, daß er quasi-statisch verläuft, d.h. er besteht aus unendlich vielen, infinitesimal kleinen Zustandsänderungen.

Dritter Hauptsatz: Strebt die Temperatur eines Systems gegen den absoluten Nullpunkt T_0 , so strebt seine Entropie gegen einen festen Wert S_0 . Bei einem ideal geordneten Kristall gilt $S_0 = 0$. Der Dritte Hauptsatz besagt aber auch, daß der absolute Temperaturnullpunkt niemals erreicht werden kann.

1.3 Zustandsgrößen

Wird der Zustand einer Stoffmenge *wegunabhängig* durch eine bestimmte Größe beschrieben, so spricht man von einer Zustandsgröße. Dies ist z.B. bei der Temperatur T , dem Volumen V und dem Druck p der Fall, jedoch z.B. bei der geleisteten Arbeit δW ist dies nicht der Fall.

Betrachtet wir jetzt zwei Prozesse für ein ideales Gas (siehe unten). Für den Ersten gelte $\delta W = 0$, für den Zweiten $\delta Q = 0$.

$$dU = \delta Q + 0 = c_{V,m} n dT \quad (8)$$

$$dU = 0 + \delta W = -p dV \quad (9)$$

$$(8) = (9) \Rightarrow c_{V,m} n dT + p dV = 0$$

$$\underbrace{\left(c_{V,m} + \frac{p dV}{n dT} \right)}_{=: c_{p,m}} n dT = 0$$

$$\text{mit } pV = nRT \Rightarrow c_{p,m} - c_{V,m} = R \quad (10)$$

Den Quotienten der beiden spezifischen Wärmekapazitäten

$$\kappa = \frac{c_p}{c_v} \quad (11)$$

bezeichnet man als Adiabatenexponenten eines Gases.

Bildet man jetzt weiter das Verhältnis der benötigten Energien, um einen Körper zum einen bei konstantem Druck (Volumenarbeit und Erwärmsungsarbeit), zum anderen bei konstantem Volumen (nur Erwärmsungsarbeit) um eine Temperaturdifferenz dT zu erwärmen, so ergibt sich:

$$\begin{aligned}\delta Q &= C_V dT = \frac{f}{2} n R dT \\ \delta W &= p dV = n R dT \\ \kappa = \frac{c_p}{c_v} &= \frac{\delta Q + \delta W}{\delta Q} = \frac{\frac{f}{2} + 1}{\frac{f}{2}} = \frac{f+2}{f}\end{aligned}\quad (12)$$

1.4 Zustandsgleichungen

Mit Hilfe der Zustandsgleichungen kann man, wenn genügend Zustandsgrößen bekannt sind, andere Zustandsgrößen eines Systems berechnen.

1.4.1 Gleichung eines idealen Gases

Für ein ideales Gas gilt die Gleichung

$$pV = N_A k_B T = nRT \quad (13)$$

Man bezeichnet (13) als Zustandsgleichung eines idealen Gases. Sie stimmt mit den experimentell ermittelten Gesetzmäßigkeiten von Boyle-Mariotte ($P \propto V^{-1}$ bei $T = \text{const}$), Gay-Lussac ($P \propto T$ bei $V = \text{const}$) und Charles ($V \propto T$ bei $P = \text{const}$) überein.

Zur Vereinfachung definiert man $R = N_A k$ als allgemeine Gaskonstante, wobei N_A hier die Avogadrozahl ist.

Bei hohen Temperaturen und niedrigen Drücken stimmen die Vorhersagen aus der idealen Gasgleichung gut mit experimentellen Befunden überein, senkt man jedoch die Temperatur zu stark oder erhöht den Druck zu sehr, so machen sich die Kohäsionskräfte immer mehr bemerkbar, die ja in der Herleitung völlig vernachlässigt werden.

1.4.2 Van-der-Waals-Gleichung

Die van-der-Waals-Gleichung ist der Zustandsgleichung des idealen Gases sehr ähnlich. Man nimmt jetzt jedoch an, daß die Gasteilchen ein Eigenvolumen, das sog. Kovolumen nb haben und sich gegenseitig anziehen. Auf Grund dieser Kohäsionskräfte ist der Druck eines van-der-Waals-Gases um den sog. Binnendruck $a \left(\frac{n}{V}\right)^2$ kleiner als der des idealen Gases. Es ergibt sich

$$\left(p + \left(\frac{n}{V}\right)^2 a\right)(V - nb) = nRT \quad (14)$$

1 THEORETISCHE GRUNDLAGEN

7

1.4.3 Poisson'sche Zustandsgleichung

Betrachtet man einen adiabatischen Prozeß, so gilt $\Delta Q = 0$, und es folgt aus dem ersten Hauptsatz $dU = \delta W = -p dV$. Weiter gilt:

$$\begin{aligned} mc_V dT &= -p dV \\ c_{V,m} \frac{dT}{T} + R \frac{dV}{V} &= 0 \end{aligned} \tag{15}$$

und nach Integration:

$$\begin{aligned} c_{V,m} \ln \frac{T}{T_0} + R \ln \frac{V}{V_0} &= 0 \\ \Rightarrow T V^{R/c_{V,m}} &= T V^{(c_{p,m} - c_{V,m})/c_{V,m}} = T V^{\kappa - 1} = \text{const} \end{aligned} \tag{16}$$

(17)

Mit Hilfe der allgemeinen Gasgleichung läßt sich Gleichung (16) umformen und es ergibt sich:

$$pV^\kappa = \text{const.} \tag{18}$$

Ein adiabatischer Prozeß, der zusätzlich noch reversibel abläuft ($dS = 0$), wird als isentrop bezeichnet.

2 Experiment

2.1 Bestimmung von κ nach Rüchardt

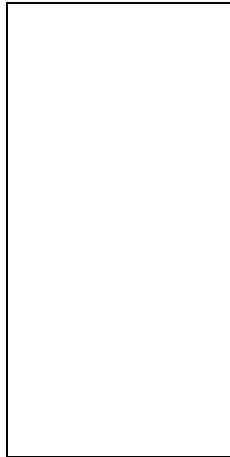


Abbildung 1:
Versuchsaufbau

Man verwendet einen großen Zylinder mit Volumen V , an dem nach oben ein Rohr mit Querschnitt A angebracht ist, in dem sich seitlich ein kleines Loch befindet. Für dieses Rohr benötigt man einen exakt passenden Kolben der Masse m . Läßt man diesen von oben in das Rohr gleiten, so kann bis zu dem Moment, in dem er das seitliche Loch verschließt, ein Druckausgleich zwischen dem Zylinder und der Umgebung stattfinden. Nun komprimiert der noch weiter fallende Kolben das Gas im Zylinder, bis er schließlich zum Stillstand kommt. Wegen der Druckdifferenz an den beiden Enden des Kolbens dehnt sich das Gas im Zylinder wieder aus und hebt dabei den Kolben über das seitliche Loch. Nun beginnt der Vorgang erneut und es stellt sich eine gedämpfte harmonische Schwingung ein. Läßt man jetzt kontinuierlich Gas einströmen, so lassen sich die Reibungsverluste kompensieren. Man erhält eine ungedämpfte harmonische Schwingung, deren Periodendauer mit Hilfe einer Lichtschranke gemessen werden kann. Da der Kolben immer nur sehr kurz einen Druckausgleich zwischen dem Zylinder und der Umgebung zuläßt, kann man diesen Prozeß in guter Näherung als adiabatisch betrachten. Nach (18) gilt nun:

$$pV^\kappa = (p + \Delta p)(V + \Delta V)^\kappa \quad (19)$$

Weil $\Delta V \ll V$ ist, kann man schreiben ([2]):

$$(V + \Delta V)^\kappa = V^\kappa \left(1 + \frac{\Delta V}{V}\right)^\kappa \quad (20)$$

$$\approx V^\kappa + \kappa V^{\kappa-1} \Delta V \quad (21)$$

2 EXPERIMENT

9

Damit und mit 19 bestimmt man die Änderung des Drucks zu

$$\Delta p = -\kappa p \frac{\Delta V}{V}. \quad (22)$$

Multipliziert man diese Druckänderung mit dem Querschnitt A der Röhre, so erhält man die auf die Kugel wirkende rücktreibende Kraft

$$\Delta F = -\kappa \frac{p}{V} A^2 \Delta x \quad (23)$$

und hieraus die Richtkraft

$$D = -\frac{\Delta F}{\Delta x} = \frac{\kappa p A^2}{V}. \quad (24)$$

Die Schwingungsdauer T der Kugel hängt dann mit ihrer Masse und der Richtkraft D gemäß

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{m}{D}} = 2\pi \sqrt{\frac{mV}{\kappa p A^2}} \quad (25)$$

zusammen, woraus die Endformel

$$\kappa = \left(\frac{2\pi}{T}\right)^2 \frac{mV}{A^2 p} \quad (26)$$

$$= \frac{64m T^2}{p D^4 V} \quad (27)$$

folgt. Zu beachten ist noch, daß p nicht gleich dem Luftdruck in der Umgebung ist, sondern daß er sich aus dem barometrischen Luftdruck p_{Luft} und einem Korrekturdruck $p_{Korrektur}$ zusammensetzt, wobei $p_{Korrektur}$ aus der Gewichtskraft des Pfropfens folgt:

$$p = p_{Luft} + p_{Korrektur} = p_{Luft} + \frac{mg}{A} \quad (28)$$

Das Volumen V unseres Rezipienten ließ sich über einen großen Bereich variieren, so daß es möglich war, bei mehreren Volumina Messungen zu machen. Es ergibt sich ein $T^2 - V$ -Diagramm, dessen Steigung mittels linearer Regression ermittelt wird. Sie entspricht dem Quotienten $\frac{V}{T^2}$. Die verwendeten Gase waren Kohlenstoffdioxid, Stickstoff und Argon.

Messungen am Versuchsaufbau. Die Masse des Pfropfens beträgt $m = 11,7g \pm 0,1g$. Sein Durchmesser (und damit der der Steigröhre) beträgt $D = 16,5mm \pm 0,1mm$. Der Luftdruck beträgt $p_{Luft} = 691Torr \pm 0,5Torr = 92124Nm^{-2} \pm 67Nm^{-2}$. Damit ergibt sich nach (28) p zu $p = 92661Nm^{-2} \pm 84Nm^{-2}$.

Mit diesen Angaben lassen sich nun die Adiabatenexponenten der untersuchten Gase (CO_2 , Ar und N_2) berechnen:

Kohlendioxid CO_2 Mit linearer Regression (Grafik 1) ergibt sich der Quotient $\frac{T^2}{V} = 81,932s^2m^{-3}$. Um den Fehler zu ermitteln, wurden in das Diagramm Fehlerbalken eingezeichnet. Der Fehler ist allerdings so klein, daß diese nicht sichtbar sind. Die Postulation eines Fehlers für diesen Quotienten scheint deshalb nicht sinnvoll.

Der Adiabatenexponent $\kappa_{Kohlendioxid}$ bestimmt sich nach der Größtfehlerformel zu

$$\kappa_{Kohlendioxid} = 1,33 \pm 0,04 \quad (29)$$

Argon Ar Mit linearer Regression in Grafik 2 ergibt sich hier der Quotient $\frac{T^2}{V} = 67,044s^2m^{-3}$. Damit ist

$$\kappa_{Argon} = 1,63 \pm 0,05 \quad (30)$$

Stickstoff N_2 Hier ergibt die lineare Regression (Grafik 3) einen Quotienten $\frac{T^2}{V} = 73,294s^2m^{-3}$ und

$$\kappa_{Stickstoff} = 1,49 \pm 0,05 \quad (31)$$

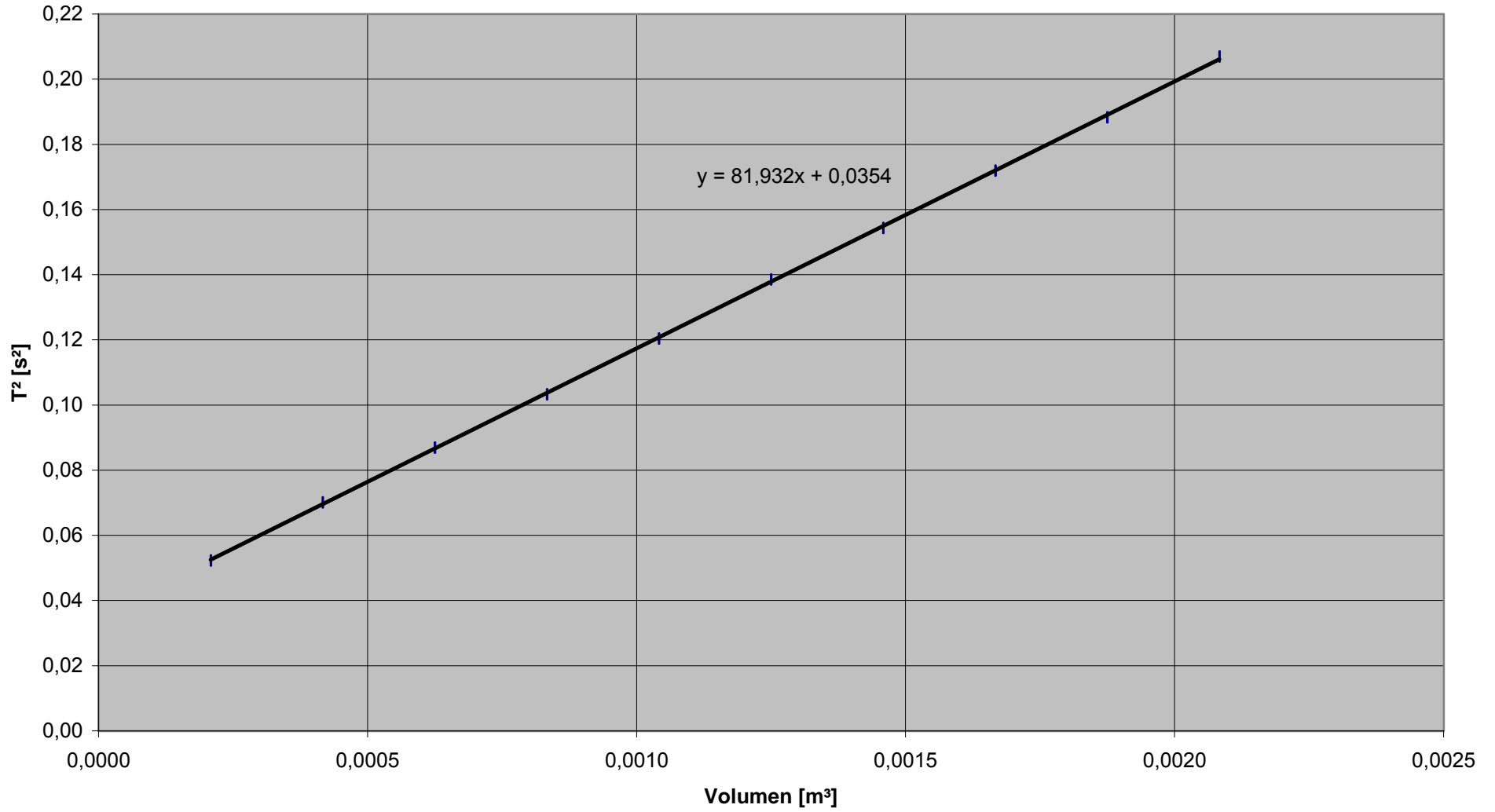
Ein Vergleich mit Literaturwerten ([1]) ergibt folgende relative Fehler:

Gas	$\kappa_{gemessen}$	$\kappa_{Literatur}$	relativer Fehler
Kohlendioxid	$1,33 \pm 0,04$	1,30	2,3%
Argon	$1,63 \pm 0,05$	1,67	2,5%
Stickstoff	$1,49 \pm 0,05$	1,40	6,4%

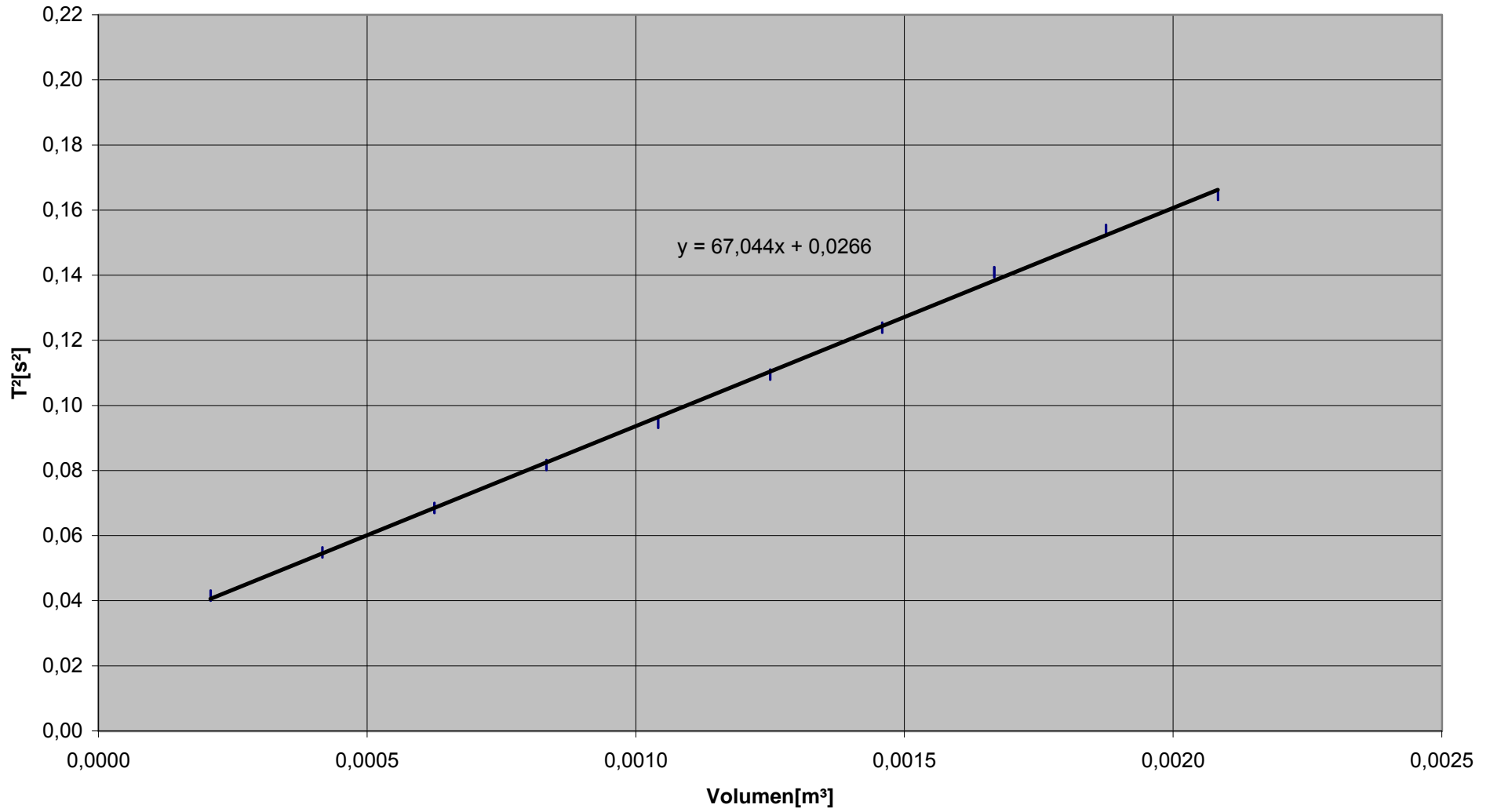
Fehlerdiskussion

- Bei dieser Methode ist es schwer einzuschätzen, ob der Glaszylinder vollständig mit den zu untersuchenden Gas gefüllt ist, oder ob Luft eingedrungen ist. Dieses Problem können wir allerdings weitgehend ausschließen, da wir zuerst den kompletten Zylinder vollständig und vorsichtig mit dem zu untersuchenden Gas füllten und dann Messung für Messung den Kolben hineinpressten. Dadurch konnte zwischen den Messungen keine Luft in den Zylinder eindringen, da dort ja immer ein leichter Überdruck herrscht.
- Der Schwinger dichtet das Rohr sicherlich nicht völlig ab. Im oberen Bereich der Steigröhre sind deshalb Verunreinigungen durch Luft möglich.
- Aufgrund von unberücksichtigten Reibungseffekten führt der Schwinger keine harmonische Schwingung aus. Dieser Fehler wird durch Einstellung kleiner Amplituden möglichst klein gehalten.

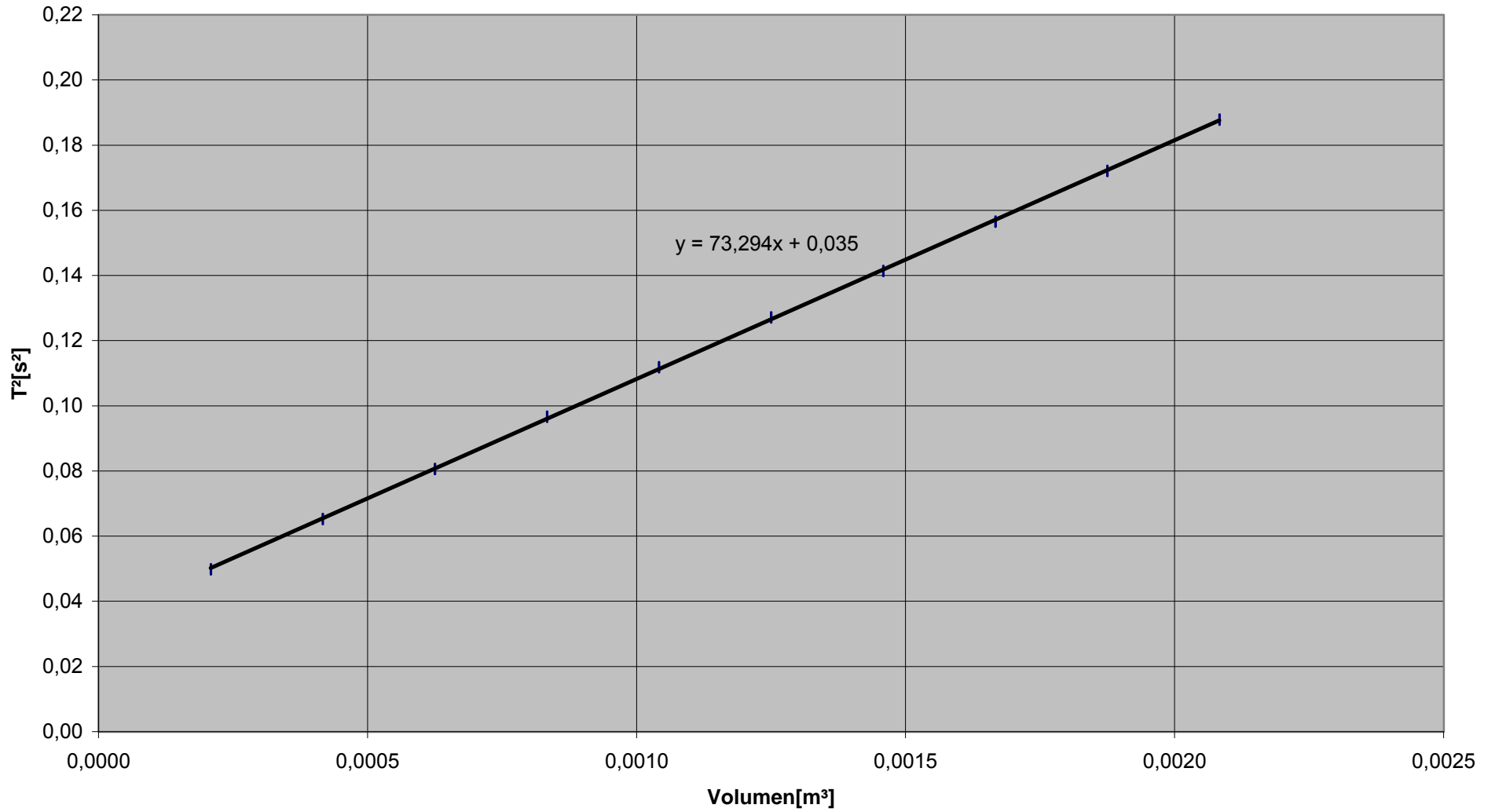
V-T² - Diagramm für Kohlenstoffdioxid



V-T² - Diagramm für Argon



V-T² - Diagramm für Stickstoff



2.2 Bestimmung von κ nach Clément-Désormes

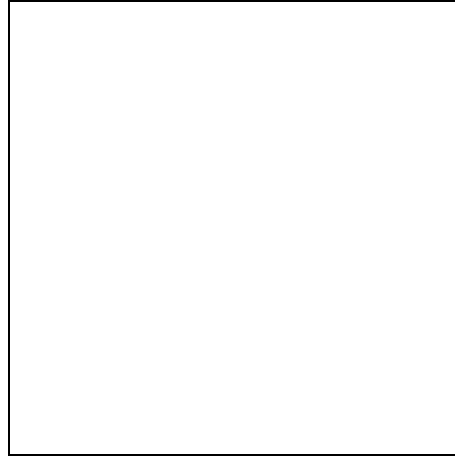


Abbildung 2: Versuchsaufbau

Entgegen der [2] entnommenen Abbildung wird die doppelte Öffnung oben am Glas durch eine einzelne ersetzt, aber das Prinzip bleibt: An einem Glaszylinder ist neben dem Dreiwegehahn ein mit Wasser gefülltes U-Rohr angebracht, welches als Manometer dient. Der Dreiwegehahn kann entweder einen kleinen Blasebalg mit dem Glaszylinder verbinden, den Glaszylinder zum Druckausgleich mit der Umgebung verbinden, oder, um einen Druckabfall im Rezipienten über den porösen Gummi von Blasebalg und Schlauch zu verhindern, den Zylinder völlig abschließen.

- Zunächst einmal erzeugt man mit Hilfe des Blasebalgs im Glaszylinder einen Überdruck Δp_1 . Jetzt wartet man einige Zeit, bis sich die Temperatur im Inneren des Gefäßes der Umgebungstemperatur angeglichen hat. Nun gilt $V = V_0$ und $T = T_0$.
- Anschließend verbindet man den Zylinder mit der Umgebung und wartet, bis sich der Druck angeglichen hat, *aber möglichst nicht länger*. Jetzt gilt $V = V_0 + \Delta V$, $p = p_0$ und $T = T_0 - \Delta T$.
- Sofort schließt man den Hahn wieder, um einen Temperatúrausgleich bei offenem Hahn zu vermeiden. Für das Volumen gilt jetzt wieder $V = V_0$.
- Wartet man wieder den Temperatúrausgleich ab, so steigt der Druck auf den Wert $p = p_0 + \Delta p_2$ an, und die Temperatur steigt auf $T = T_0$.

Betrachtet man den Prozeß, während der der Hahn zum Druckausgleich geöffnet ist, als adiabatisch, so gilt hier (18) und es folgt (siehe [3]):

$$T_1^\kappa \cdot p_1^{1-\kappa} = T_2^\kappa \cdot p_2^{1-\kappa} \quad (32)$$

2 EXPERIMENT

12

Andererseits hält man beim nächsten Übergang das Volumen konstant. Daher liefert die ideale Gasgleichung die Beziehung

$$\frac{V}{nR} = \frac{T_1}{p_3} = \frac{T_2}{p_2} = \text{const.} \quad (33)$$

Erhebt man diese Gleichung in die κ -Potenz und dividiert sie durch (32), so ergibt sich

$$\left(\frac{p_1}{p_3}\right)^\kappa = \frac{p_1}{p_2}. \quad (34)$$

Hieraus folgt durch Logarithmieren:

$$\kappa(\ln p_1 - \ln p_3) = \ln p_1 - \ln p_2 \quad (35)$$

und durch Einsetzen der Werte für $p_1 = p_{Luft} + \varrho gh_1$, $p_2 = p_{Luft}$ und $p_3 = p_{Luft} + \varrho gh_2$

$$\kappa = \frac{\ln(p_{Luft} + \varrho gh_1) - \ln p_{Luft}}{\ln(p_{Luft} + \varrho gh_1) - \ln(p_{Luft} + \varrho gh_2)} \quad (36)$$

Da ϱgh_1 und ϱgh_2 klein gegen p_{Luft} sind, erhält man mit der Stirling-Näherung $\ln(1 + \varepsilon) \approx \ln(1) + \varepsilon$ die Endformel

$$\kappa = \frac{h_1}{h_1 - h_2}. \quad (37)$$

Wir erhalten folgende Messtabelle:

Messung	$h_1[m]$	$h_2[m]$	$\Delta h[m]$
1	$0,258m \pm 0,001m$	$0,052m \pm 0,001m$	$0,103m \pm 0,1m$
2	$0,258m \pm 0,001m$	$0,053m \pm 0,001m$	$0,103m \pm 0,1m$
3	$0,258m \pm 0,001m$	$0,059m \pm 0,001m$	$0,100m \pm 0,1m$
4	$0,256m \pm 0,001m$	$0,027m \pm 0,001m$	$0,115m \pm 0,1m$
5	$0,256m \pm 0,001m$	$0,051m \pm 0,001m$	$0,103m \pm 0,1m$
6	$0,258m \pm 0,001m$	$0,045m \pm 0,001m$	$0,107m \pm 0,1m$
7	$0,259m \pm 0,001m$	$0,062m \pm 0,001m$	$0,099m \pm 0,1m$
8	$0,258m \pm 0,001m$	$0,059m \pm 0,001m$	$0,100m \pm 0,1m$
9	$0,246m \pm 0,001m$	$0,057m \pm 0,001m$	$0,095m \pm 0,1m$
10	$0,258m \pm 0,001m$	$0,061m \pm 0,001m$	$0,099m \pm 0,1m$

Es ergeben sich für die Höhen die Mittelwerte mit der Standardabweichung $h_1 = 0,257m \pm 0,004m$ und $h_2 = 0,053m \pm 0,010m$, woraus sich κ nach (37) mit der Größtfehlerformel berechnet zu

$$\kappa = 1,26 \pm 0,07. \quad (38)$$

Im Vergleich mit dem Literaturwert 1,40 aus [1] für trockene Luft ergibt sich eine relative Abweichung von 11,1% .

Fehlerdiskussion

- Bei der Bestimmung des Adiabatenexponenten von Luft nach der Methode von Clément-Désormes ist der Vergleich zwischen dem Literaturwert und dem gemessenen Wert eigentlich nicht möglich, da die Messung nicht unter den idealisierten Bedingungen des Literaturwerts (trockene Luft) durchgeführt wird. An einem regnerischen Herbsttag wie dem unsren ist von einer sehr hohen Luftfeuchtigkeit auszugehen, wodurch ein deutlicher Fehler zu erwarten ist.
- Das Entweichen der Luft aus dem Rezipienten ist kein adiabatischer Vorgang, da er nicht in infinitesimal kurzer Zeit abläuft. Auch ist sehr schwer zu entscheiden, wann der Dreiweghahn geschlossen werden soll, d.h. wann der Druckausgleich mit der Umgebung stattgefunden hat. Uns unerklärlich ist, warum selbst nach längerer Öffnung des Rezipienten am Manometer immer noch eine Druckdifferenz von etwa $0,2\text{cm}$ vorhanden ist.
- Über die Dichtheit des Dreiweghahns sowie die Dicke des Glases und damit über die Abgeschlossenheit des Systems werden keine Angaben gemacht.

Literatur

- [1] J. Meckler / J.R. Götz (1998): Versuch Nr. 10: Bestimmung des Adiabatenexponenten κ von Gasen; Ulm, Universität Ulm
- [2] W. Walcher (1994): Praktikum der Physik; 7., überarbeitete und ergänzte Auflage; Stuttgart: Teubner
- [3] Bergmann / Schaefer (1998): Lehrbuch der Experimentalphysik; Bd.1: Mechanik, Relativität, Wärme; 11., völlig neubearbeitete Auflage; Berlin / New York: de Gruyter
Seiten 1060f.