

Physikalisches A-Praktikum

Versuch 6

Spezifische Wärme der Luft und Gasthermometer

Praktikanten:	Nils Kanning Steffen Klemer
Durchgeführt am:	13.07.2006
Gruppe:	12
Assistent:	Thomas Koeppel

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	4
2	Theorie	4
2.1	Ideale Gase	4
2.2	Thermische Ausdehnung	5
2.3	Das Gasthermometer	6
2.4	Beziehung zwischen den Temperaturskalen	7
2.5	Spezifische Wärme eines idealen Gases bei konstantem Volumen . . .	7
3	Durchführung	9
3.1	Bestimmung des Absoluten Nullpunktes	9
3.2	Spezifische Wärme und Freiheitsgrade von Luft	9
4	Auswertung	10
4.1	Absoluter Nullpunkt	10
4.2	Spezifische Wärme und Freiheitsgrade von Luft	10
5	Einordnung der Ergebnisse	11
A	Tabellen und Grafiken	13

1 Einleitung

Wenn wir über Temperaturen reden, verwenden wir im Alltag meistens Angaben in der Celsiuskala. So beträgt die Umgebungstemperatur an einem Sommertag oft 30°C oder mehr und Wasser kocht unter Normaldruck bei etwa 100°C . Wir wissen jedoch genauso gut, dass es auch negative Temperaturen wie zum Beispiel frostige -15°C im Winter gibt. Es stellt sich nun die Frage, wie diese Temperaturangaben mit dem, sich aus der kinetischen Gastheorie ergebenden, Begriff einer absoluten Temperatur vereinbaren lassen. Dieser Frage soll im ersten Teil des Versuchs mit Hilfe eines Gasthermometers nachgegangen werden. Das Ziel ist die Bestimmung des absoluten Nullpunkts der Celsiuskala.

Im zweiten Teil des Versuchs wird die spezifische Wärme von Luft bestimmt. Diese Größe gibt Aufschluss darüber, wie viel Energie einem konstanten Luftvolumen zugeführt werden muss, um die Temperatur um einen definierten Betrag zu erhöhen.

2 Theorie

2.1 Ideale Gase

Für die in diesem Versuch anstehenden Untersuchung werden wir Luft verwenden und sie als näherungsweise *ideales Gas* betrachten.

In diesem sehr einfachen Modell der kinetischen Gastheorie werden die Moleküle als Punktmassen betrachtet. Diese wechselwirken nicht miteinander. Sie führen lediglich Stöße mit dem sie umgebenden Gefäß aus.

Wir wollen nun den in einem idealen Gas herrschenden Druck p genauer untersuchen. Dazu betrachten wir ein begrenztes Volumen V . In diesem befinden sich N Moleküle der gleichen Masse m . Die Anzahl der Teilchen pro Volumen definieren wir nun als *Anzahldichte* n :

$$n = \frac{N}{V}$$

Wir nehmen weiter an, dass das Volumen in der x -Richtung unseres Koordinatensystems durch eine Fläche A begrenzt wird. Von unserem Interesse sind nun Teilchen, welche eine Geschwindigkeitskomponente v_x in x -Richtung haben. Die Anzahldichte dieser Teilchen bezeichnen wir mit n_x . Damit ein solches Molekül in der Zeitspanne τ einen Stoß mit der Begrenzungsfläche A ausführt, muss es sich in einem Volumen $v_x\tau A$ vor dieser Fläche befinden. Kommt es zu solch einem elastischen Stoß, so wird die Geschwindigkeitskomponente v_x des Moleküls invertiert. Damit ist der Impulsübertrag vom Molekül auf die begrenzende Wand:

$$2mv_x$$

Die Anzahl N_x der Moleküle in dem für Stöße relevanten Volumen erhalten wir über die Anzahldichte:

$$N_x = n_x v_x \tau A$$

Somit erhalten wir für die auf die Wand wirkende Kraft:

$$F = \frac{2mv_x N_x}{\tau} = 2n_x m v_x^2 A$$

Es wirkt also der Druck:

$$p = \frac{F}{A} = 2n_x m v_x^2$$

An dieser Stelle fließt nun die Überlegung ein, dass sowohl die Geschwindigkeiten der Gasmoleküle, als auch der Druck in alle Richtungen gleich verteilt ist. Damit gilt für die Mittelwerte der Geschwindigkeitsquadrate:

$$\overline{v_x^2} = \overline{v_y^2} = \overline{v_z^2}$$

Da sich auf Grund obiger Überlegung gleich viele Moleküle in positive wie in negative x -Richtung bewegen, erhalten wir nun für den Druck:

$$p = \frac{1}{2} 2nm \overline{v_x^2}$$

Nun setzt sich die Gesamtgeschwindigkeit eines Moleküls mit $v^2 = v_x^2 + v_y^2 + v_z^2$ aus den einzelnen Komponenten mit gleichen mittleren Quadraten zusammen und es folgt:

$$p = \frac{1}{3} nm \overline{v^2}$$

Ersetzt man die Anzahldichte, so erhält man:

$$pV = \frac{1}{3} N m \overline{v^2}$$

Darin identifiziert man die mittlere kinetische Energie eines Moleküls und schreibt:

$$pV = \frac{2}{3} N \overline{E}_{\text{kin}}$$

Experimente zeigen, dass das Produkt aus p und V bei konstanter Teilchenzahl N proportional mit der Temperatur wächst (siehe auch Kap. 2.2). Hierüber definiert man folglich eine absolute Temperatur T :

$$\overline{E}_{\text{kin}} = \frac{1}{2} m \overline{v^2} = \frac{3}{2} kT$$

Diese Temperatur wird häufig in der Einheit *Kelvin* – K angegeben.

Nun können wir die Zustandsgleichung eines idealen Gases zunächst mit der BOLTZMANN-Konstanten k und der Anzahl der Teilchen N ausdrücken:

$$pV = NkT \tag{1}$$

Analog kann auch die Anzahl der Mole ν und die *allgemeine Gaskonstante* R verwendet werden:

$$pV = \nu RT \tag{2}$$

2.2 Thermische Ausdehnung

Nun kehren wir zunächst von der eben definierten absoluten Temperatur T ab und verwenden die historisch gewachsenen Temperaturangaben der Celsiuskala. Diese bezeichnen wir im Folgenden mit T_C .

Erhöht man die Temperatur eines idealen Gases bei konstantem Druck, also *isobar*, so dehnt sich das Gas aus. Empirisch findet man den Zusammenhang:

$$V(T_C) = V_0(1 + \gamma T_C)$$

Diese Relation wird als *BOYLE-MARIOTTE-Gesetz* bezeichnet. Dabei ist V_0 das Volumen bei einer Temperatur von 0°C und γ eine von Gas unabhängige Konstante.

Ebenso findet man bei konstantem Volumen das *GAY-LUSSAC-Gesetz*:

$$p(T_C) = p_0(1 + \gamma T_C) \quad (3)$$

Auch hier ist γ eine Konstante und ganz analog ist p_0 der Druck bei 0° . Experimentell findet man:

$$\gamma = \frac{1}{273,15^\circ\text{C}}$$

2.3 Das Gasthermometer

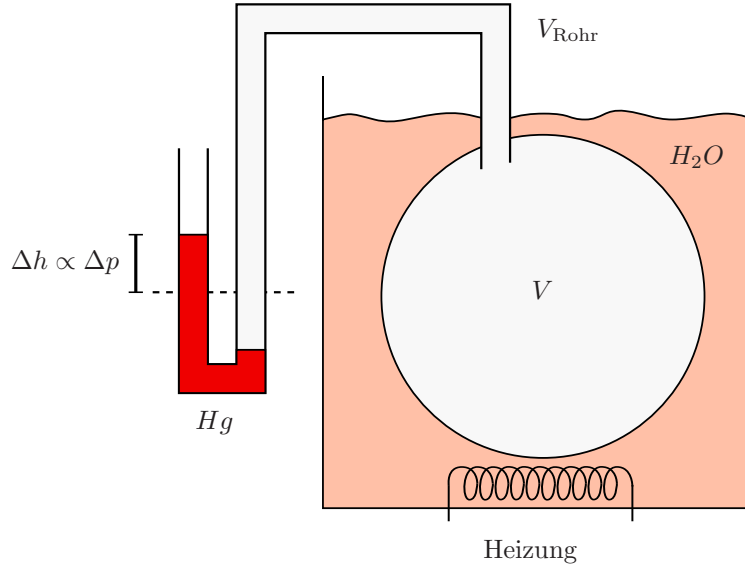


Abbildung 1: Schematische Darstellung eines Gasthermometers

Diese Erkenntnisse können nun zur Temperaturmessung mit Hilfe eines Gasthermometers (siehe Abb. 1) verwendet werden. Dazu wird ein Gasvolumen V in ein Wasserbad (H_2O), welches zunächst die Temperatur $T_C = 0^\circ$ hat, gebracht. Das Gasvolumen ist über ein dünnes Rohr mit dem Volumen $V_{\text{Rohr}} \ll V$ mit einem U-Rohr, in dem sich eine Quecksilbersäule befindet, verbunden. Die Höhe der Quecksilbersäule in diesem Zustand wird als Nulllage bezeichnet. Wird nun die Temperatur des Wasserbads erhöht, so steigt auch die Temperatur T_C des Gases. Da das Volumen des Rohres V_{Rohr} klein im Vergleich zum Gesamtvolumen V ist, verläuft die Zustandsänderung näherungsweise *isochor*. Gleichzeitig führt die Druckänderung zu einem Anstieg der Quecksilbersäule (Hg). Mittels Gl. 3 kann nun die Celsius-temperatur T_C berechnet werden:

$$T_C = \frac{p(T_C) - p_0}{p_0 \gamma} = \frac{\Delta p}{p_0 \gamma} \quad (4)$$

Dabei ist $\Delta p = 2\rho_{\text{Hg}}g\Delta h$, wobei Δh die Höhenänderung der Quecksilbersäule, ρ_{Hg} die Dichte von Quecksilber und g die Fallbeschleunigung ist.

2.4 Beziehung zwischen den Temperaturskalen

In diesem Abschnitt wollen wir einen Zusammenhang zwischen der Absoluten Temperaturangabe in Kelvin und der Celsius Temperatur herstellen.

Hierzu betrachten wir ein ideales Gas bei einer Temperatur T_0 , die der Celsius Temperatur $T_C = 0^\circ$ entspricht. Das Volumen und den Druck bei dieser Temperatur bezeichnen wir mit V_0 und p_0 . Nach der allgemeinen Gasgleichung (Gl. 2) gilt nun:

$$p_0 V_0 = \nu R T_0$$

Durch erneute Anwendung von Gl. 2 kann nun der Druck in Abhängigkeit von den oben definierten Größen angegeben werden:

$$p = p_0 \frac{V_0}{V} \frac{T}{T_0}$$

Nun betrachten wir isochore Zustandsänderungen. Somit gilt $V_0 = V$ und wir erhalten zusammen mit Gl. 3:

$$T = T_0(1 + \gamma T_C)$$

Um nun den absoluten Nullpunkt der Celsius Temperatur zu bestimmen, betrachtet man nun den Fall $T = 0K$:

$$T_C(0K) = -\frac{1}{\gamma} \quad (5)$$

Nun ist die Kelvintemperatur so definiert, dass eine Temperaturänderung um $1K$ einer Änderung um $1^\circ C$ entspricht. Damit ergibt sich mit einem experimentell ermittelten $\gamma = 1/273,15^\circ C$ die Umrechnung:

$$T(K) = T(^{\circ}C) + 273,15$$

2.5 Spezifische Wärme eines idealen Gases bei konstantem Volumen

Die spezifische Wärme bei konstantem Volumen c_V wurde bereits in *Versuch 7 – Der Adiabatenexponent* eingeführt. Hier soll nun eine Möglichkeit zur Bestimmung dieser Größe gezeigt werden.

Hierzu wird ein ideales Gas in einem Kolben mit dem Volumen V mit einem Manometer verbunden (Abb. 2). Dabei hat das Verbindungsrohr ein vernachlässigbar kleines Volumen. Wird nun dem Gas eine Wärmemenge dQ zugeführt, so kann die Zustandsänderung als isochor angenommen werden. Nach dem ebenfalls in *Versuch 7* diskutieren *ersten Hauptsatz* für ideale Gase gilt in diesem Fall bei der Betrachtung eines Mols:

$$dU = c_V dT = \frac{f}{2} R dT \quad (6)$$

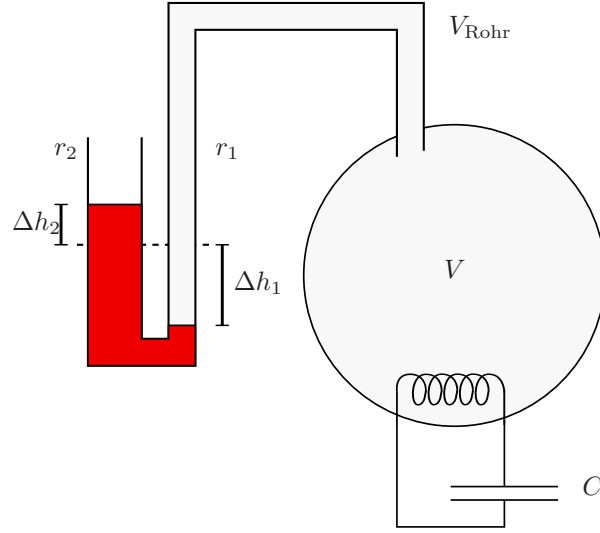


Abbildung 2: Versuchsanordnung zur Bestimmung der spezifischen Wärme c_V

Nun drücken wir die Temperaturänderung dT mit Hilfe der allgemeinen Gasgleichung für ein Mol (vgl. Gl. 2) aus. Durch Anwendung der Produktregel ergibt sich:

$$Vdp + pdV = RdT$$

Ebenso wird beim Ersetzen der Änderung der inneren Energie dU mit Hilfe des ersten Hauptsatzes verfahren:

$$dU = dQ - pdV$$

Durch Einsetzen dieser beiden Gleichungen in Gl. 6, kann sowohl die Anzahl der Freiheitsgrade des Gases f als auch die spezifische Wärme bei konstantem Volumen c_V des Gases bestimmt werden. Wir kehren nun von der Betrachtung infinitesimaler Größen ab und schreiben:

$$f \approx 2 \frac{\Delta Q - p\Delta V}{V\Delta p + p\Delta V} \quad (7)$$

$$c_V \approx R \frac{\Delta Q - p\Delta V}{V\Delta p + p\Delta V} \quad (8)$$

In der Versuchsanordnung entspricht die Volumensänderung des Gases ΔV der Höhenänderung Δh_1 der Flüssigkeitssäule, der mit dem Gas verbundenen Seite des Manometers (Radius r_1):

$$\Delta V = \pi r_1^2 \Delta h_1 \quad (9)$$

Für die Druckänderung muss zusätzlich auch die andere Seite des Manometers mit einer Änderung der Flüssigkeitssäule um Δh_2 und einem Radius r_2 betrachtet werden. Zunächst muss die Masse, und damit auch das Volumen, der angehobenen mit jener der abgesenkten Flüssigkeitssäule übereinstimmen:

$$\Delta V = \pi r_1^2 \Delta h_1 = \pi r_2^2 \Delta h_2$$

Somit ergibt sich:

$$\Delta h_2 = \Delta h_1 \frac{r_1^2}{r_2^2}$$

Für die Druckänderung Δp gilt nun:

$$\Delta p = \varrho g(\Delta h_1 + \Delta h_2) = \varrho g \Delta h_1 \left(1 + \frac{r_1^2}{r_2^2}\right) \quad (10)$$

Hier ist ϱ die Dichte der Flüssigkeitssäule.

In der praktischen Ausführung des Versuchs werden wir als Ausgangsdruck den umgebenden Luftdruck p verwenden. Die Druckdifferenz Δp ist dann die Abweichung von diesem Druck.

Die Zufuhr der Wärmemenge ΔQ wird über einen Kondensator der Kapazität C realisiert. Dieser wird zunächst mit einer Spannung U geladen und dann über einen Heizdraht im Gasvolumen V entladen. Dabei wird auf Grund des großen ohmschen Widerstands des Heizdrahts der größte Teil der Energie des Kondensators W (vgl. *Versuch 10 – Die Potentialwaage*) in Wärme umgewandelt. Wir können also annehmen:

$$\Delta Q = W = \frac{1}{2} C U^2 \quad (11)$$

3 Durchführung

3.1 Bestimmung des Absoluten Nullpunktes

Hierzu bedienen wir uns des bereits gezeigten Gasthermometers mit dem Unterschied, dass das Druckmessgerät ein geschlossenes System mit einer digitalen Anzeige war. Da es nur Druckdifferenzen anzeigen konnte, wurde die Luft zuerst mit Eiswasser bei geöffnetem Ventil auf 0°C abgekühlt und erst anschließend das Ventil für die Messung geschlossen. Somit ist die Druckdifferenz in diesem Fall etwa 0 Pa . Nun haben wir das Wasser unter Rühren auf 100°C erwärmt und anschließend wieder abgekühlt und dabei alle 5°C die Druckdifferenz bestimmt.

3.2 Spezifische Wärme und Freiheitsgrade von Luft

Die Versuchsanordnung ist in der Abb. 2 zu sehen. Durch Laden des Kondensators auf eine bestimmte Spannung U und anschließendes Entladen, kann dem Gas eine definierte Energiemenge zugeführt werden (Gl. 11). Dies wurde für einige Spannungen zwischen 100 und 500 V vorgenommen und die sich ergebende maximale Druckdifferenz Δp bestimmt. Zwischen den Messungen wurde der Glaszylinder, in dem sich das Gas befand, geöffnet, um einen schnellen Temperatur- und Gasaustausch zu ermöglichen. Somit herrschte zu Beginn jeder Messung der Umgebungsdruck, der ebenfalls notiert wurde. Außerdem haben wir das Innenvolumen V des Zylinders gemessen.

4 Auswertung

4.1 Absoluter Nullpunkt

Zunächst wird zur Bestimmung des absoluten Nullpunkts der Celsiusskala der Umgebungsdruck p_0 benötigt. Dabei entspricht die gemessene Höhe der Quecksilbersäule des Barometers in mm dem Druck in der Einheit $Torr$. Mit der Relation $1 Torr = 133,4 Pa$ erhalten wir:

$$p_0 = 100143(40) Pa$$

Hierbei wurde der Messfehler der Höhe der Quecksilbersäule mit $0,3 mm$ angenommen. Mit diesem ergab sich über die Fehlerfortpflanzung der obige Fehler von p_0 .

Auf Grund von Gl. 4, erwarten wir einen linearen Zusammenhang zwischen der Druckdifferenz Δp und der Temperatur T_C .

$$\Delta p = p_0 \gamma T_C$$

Die Proportionalitätskonstante $p_0 \gamma$ bestimmen wir durch lineare Regression. Das verwendete Messgerät zur Bestimmung der Druckdifferenz zwischen der Luft im Gasthermometer und der Umgebung zeigte auch bei geöffnetem Ventil eine kleine Differenz von etwa $100 Pa$ an. Aus diesem Grund verwenden wir zur Regression eine Gerade der Form:

$$y = \alpha x + \beta$$

Relevant für diese Auswertung ist jedoch nur der Wert von α . Die verwendeten Messdaten sind in Tab. 1 zusammengetragen, sowie in Abb. 3 und Abb. 4 zusammen mit den Regressionsgraden dargestellt. Für die Erwärmung und die Abkühlung des Gasthermometers erhalten wir die Werte:

$$\begin{aligned} \alpha_{\text{Erwärmung}} &= 341(2) Pa \text{ } ^\circ C^{-1} \\ \alpha_{\text{Abkühlung}} &= 341(3) Pa \text{ } ^\circ C^{-1} \end{aligned}$$

Dies ergibt das gewichtete Mittel:

$$\bar{\alpha} = 341(2) Pa \text{ } ^\circ C^{-1}$$

Bei der Regression ging lediglich der Fehler der Temperaturbestimmung ein.

Nun identifizieren wir $\bar{\alpha}$ mit der Proportionalitätskonstanten $p_0 \gamma$. Der absolute Nullpunkt ist nach Gl. 5:

$$T_C(0K) = -\frac{1}{\gamma} = -\frac{p_0}{\bar{\alpha}}$$

Wir erhalten unter Berücksichtigung der Fehler von $\bar{\alpha}$ und p_0 den Wert:

$$T_C(0K) = -293(2)^\circ C$$

4.2 Spezifische Wärme und Freiheitsgrade von Luft

Vor Beginn der Auswertung der Messreihen muss zunächst der herrschende Luftdruck berechnet werden. Mit einem gemessenen Luftdruck p_0 von $751,6(3) Torr$ erhalten wir nach der bereits oben angewandten Relation:

$$p_0 = 100205(40) Pa$$

Der Messfehler kommt genau wie im vorherigen Versuchsteil zustande.

Nun wird aus dem gemessenen Radius r und der ebenfalls bestimmten Höhe h das Volumen V des Zylinders über $V = \pi r^2 h$ ermittelt:

$$V = 2,55(6) \cdot 10^{-3} \text{ m}^3$$

Hier gingen die Fehler des Radius und der Höhe des Zylinders ein.

Nun kann mit der Auswertung der Messreihe begonnen werden. Im Folgenden wird die Vorgehensweise bei der Auswertung erläutert. Die Ergebnisse sind in Tab. 2 und Tab. 3 zusammengestellt.

Zunächst wurde aus den Messungen der Wassersäule die tatsächliche Auslenkung Δh dieser Säule bestimmt. Dazu wurde zu den gemessenen Größen gegebenenfalls die Verschiebung durch eine neue Nulllage der Messeinrichtung hinzu addiert. In den Fehler von Δh geht lediglich jener der gemessenen Größe ein.

Nun benötigen wir die aus der Praktikumsanleitung ersichtlichen Radien des Manometers und die Dichte von Wasser:

$$\begin{aligned} \rho &= 1000 \text{ kg/m}^3 \\ r_1 &= 2,0 \cdot 10^{-3} \text{ m} \\ r_2 &= 9,2 \cdot 10^{-3} \text{ m} \end{aligned}$$

Diese wurden ohne Fehlerwerte übernommen.

Hierüber kann nun leicht mit Hilfe von Gl. 9 bzw. Gl. 10 die kleine Änderung des Gasvolumens ΔV bzw. die Druckänderung Δp bestimmt werden. Dabei wird der Fehler von Δh berücksichtigt.

Weiter wurde aus der angelegten Spannung U die Ladung ΔQ des Kondensators mit Hilfe von Gl. 11 berechnet. Auf Grund einer Parallelschaltung zweier Kondensatoren ergibt sich mit den Werten aus der Praktikumsanleitung:

$$C = 20 \cdot 10^{-6} \text{ F}$$

Bei der Berechnung des Fehlers von ΔQ wurde der Messfehler von U berücksichtigt.

Aus diesen Größen wurde nun zu jedem Messwert mit Gl. 7 die Zahl der Freiheitsgrade f sowie die spezifische Wärme c_V von Luft bestimmt. Dabei wurde für den Druck p der Luftdruck p_0 verwendet. Die Fehler der beiden Größen ergeben sich unter Berücksichtigung der Fehler von ΔQ , ΔV , V , Δp und p .

Durch jeweiliges Bilden des gewichteten Mittels bekommen wir schließlich:

$$\begin{aligned} \bar{f} &= 5,5(5) \\ \overline{c_V} &= 23(2) \text{ Jmol}^{-1} \text{ K}^{-1} \end{aligned}$$

Abschließend wurde in Abb. 5 die Druckänderung Δp gegen die zugeführte Energie ΔQ aufgetragen.

5 Einordnung der Ergebnisse

Das Ergebnis der ersten Messreihe ist erfreulich. Der bestimmte Nullpunkt liegt lediglich etwa 8% unter dem Literaturwert¹ von $-273,15^\circ \text{ C}$. Bei der Einordnung

¹W. Demtröder: Experimentalphysik 1, S. 284.

dieses Ergebnisses ist zu beachten, dass nicht das gesamte Gasvolumen durch das umgebende Wasserbad temperiert wurde. Der obere Teil des Kolbens, an dem über ein Rohr auch das Druckmessgerät angebracht war, ragte aus dem Wasser hinaus. Somit sollte zumindest bei der Mehrzahl der Temperaturen, die größer als die Umgebungstemperatur waren, die gemessene Druckdifferenz zu gering gewesen sein. Damit ist der wahre Proportionalitätsfaktor größer als die bestimmte Steigung der Regressionsgeraden. Hierüber kann die Abweichung unseres Messwerts nach unten bis zu einem gewissen Grad erklärt werden.

Da Luft ein Gasgemisch aus vielen verschiedenen Gasen mit teilweise unterschiedlichen Freiheitsgraden und ausgedehnten Molekülen ist, sollte sie in der Nähe der Normalbedingungen eigentlich nicht als ein ideales Gas betrachtet werden. Dies war auch schon im *Versuch 7 – Der Adiabatenexponent* zu sehen. Betrachtet man trotz dieser Einschränkungen, dass Luft zum Großteil aus Stickstoff und Sauerstoff, beides geradlinige Moleküle, besteht, so waren durch die Messung etwa 5 Freiheitsgrade zu erwarten. Der gemessene Wert von etwa 5,5 liegt somit, insbesondere bei Berücksichtigung des Fehlerintervalls, im Bereich des zu erwartenden Werts. Da sich die Bestimmung der spezifischen Wärme c_V der Luft, von jener der Freiheitsgrade, nur um einen Zahlenfaktor unterscheidet, ist der erhaltene Wert ähnlich gut.

Wenig erstaunlich ist der Fakt, dass die Messwerte einen praktisch linearen Zusammenhang zwischen Δp und ΔQ liefern, war doch die Volumenänderung im Manometer bezogen auf das Zylindervolumen vernachlässigbar klein. Bei der Auswertung fiel hierbei auf, dass die relativ großen Fehler der Einzelmessungen (Tab. 3) fast ausschließlich durch den Fehler der Druckdifferenz $\sigma_{\Delta p}$ hervorgerufen wurden. Dieser wiederum ergibt sich direkt aus dem Fehler der Höhendifferenz Δh der Wassersäule des Manometers.

So stellt insgesamt eine präzisere Messung dieser Größe einen guten Ansatzpunkt zur Verbesserung der Messwerte dar.

A Tabellen und Grafiken

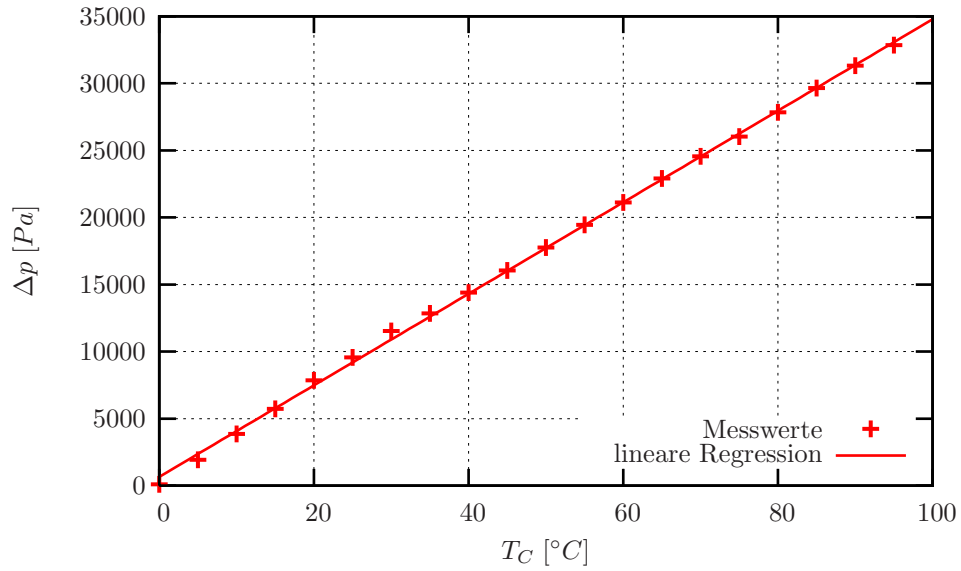


Abbildung 3: Die am Gasthermometer beim Erwärmen gemessene Druckdifferenz Δp über der Temperatur T_C

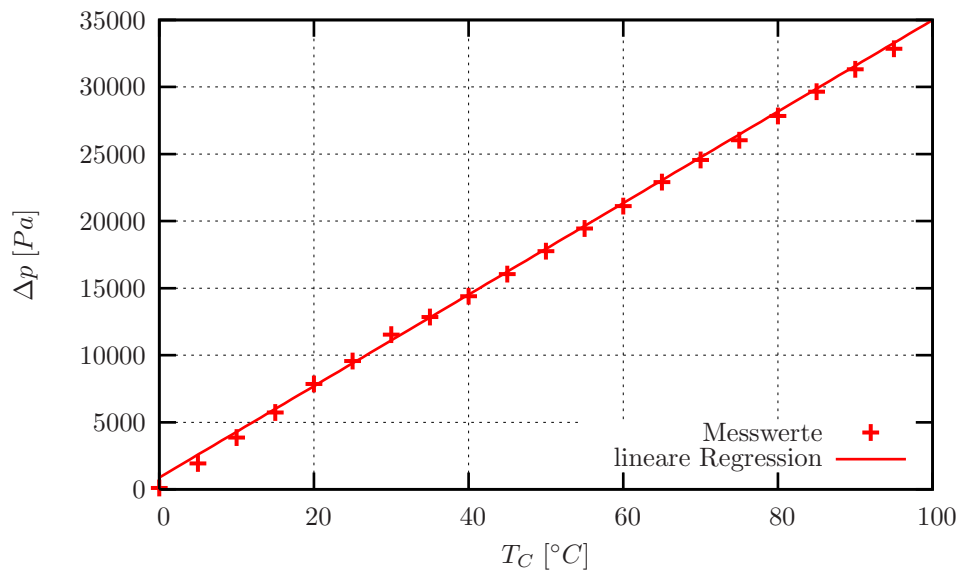


Abbildung 4: Die am Gasthermometer beim Abkühlen gemessene Druckdifferenz Δp über der Temperatur T_C

T_C [$^{\circ}C$]	Δp [Pa]	
	Erwärmung	Abkühlung
0	100	100
5	1920	1940
10	3860	3900
15	5720	6080
20	7860	7960
25	9560	9740
30	11540	11180
35	12840	13020
40	14400	15460
45	16040	16360
50	17760	18260
55	19440	19880
60	21120	21520
65	22900	23260
70	24560	24940
75	26040	26560
80	27840	28100
85	29660	29460
90	31320	31460
95	32860	32400

Tabelle 1: Daten der Messreihen am Gasthermometer

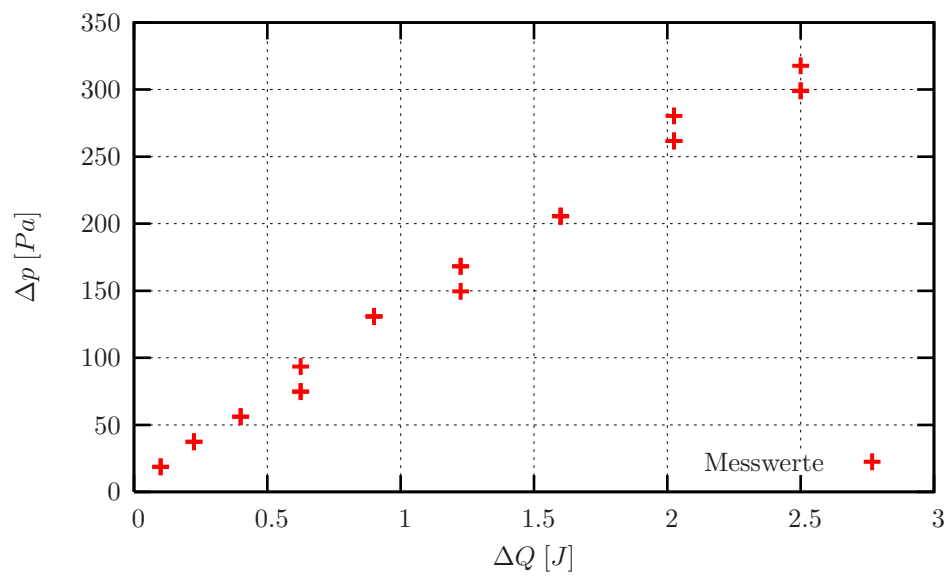


Abbildung 5: Die Druckdifferenz über der zugeführten Energie

U [V]	Δh [m]	$\sigma_{\Delta h}$ [m]	ΔQ [J]	$\sigma_{\Delta Q}$ [J]	ΔV [$10^{-7} m^3$]	$\sigma_{\Delta V}$ [$10^{-8} m^3$]	Δp [Pa]	$\sigma_{\Delta p}$ [Pa]
100	0,002	0,001	0,1	0,01	0,25	1,25	18,6	9,3
100	0,002	0,001	0,1	0,01	0,25	1,25	18,6	9,3
150	0,004	0,001	0,225	0,015	0,50	1,25	37,3	9,3
150	0,004	0,001	0,225	0,015	0,50	1,25	37,3	9,3
200	0,006	0,001	0,4	0,02	0,57	1,25	56,0	9,3
200	0,006	0,001	0,4	0,02	0,75	1,25	56,0	9,3
250	0,008	0,001	0,625	0,025	1,00	1,25	74,7	9,3
250	0,008	0,001	0,625	0,025	1,00	1,25	74,7	9,3
250	0,01	0,001	0,625	0,025	1,25	1,25	93,4	9,3
300	0,014	0,001	0,9	0,03	1,75	1,25	130,8	9,3
300	0,014	0,001	0,9	0,03	1,75	1,25	130,8	9,3
300	0,014	0,001	0,9	0,03	1,75	1,25	130,8	9,3
350	0,018	0,001	1,225	0,035	2,26	1,25	168,2	9,3
350	0,018	0,001	1,225	0,035	2,26	1,25	168,2	9,3
350	0,016	0,001	1,225	0,035	2,01	1,25	149,5	9,3
400	0,022	0,001	1,6	0,04	2,76	1,25	205,6	9,3
400	0,022	0,001	1,6	0,04	2,76	1,25	205,6	9,3
400	0,022	0,001	1,6	0,04	2,76	1,25	205,6	9,3
450	0,028	0,001	2,025	0,045	3,51	1,25	261,6	9,3
450	0,028	0,001	2,025	0,045	3,51	1,25	261,6	9,3
450	0,03	0,001	2,025	0,045	3,76	1,25	280,3	9,3
500	0,032	0,001	2,5	0,05	4,02	1,25	299,0	9,3
500	0,032	0,001	2,5	0,05	4,02	1,25	299,0	9,3
500	0,034	0,001	2,5	0,05	4,27	1,25	317,7	9,3

Tabelle 2: Zwischenergebnisse der Bestimmung der spezifischen Wärme c_V und der Freiheitsgrade f von Luft

U [V]	f [—]	σ_f [—]	c_V [Jmol ⁻¹ Kg ⁻¹]	σ_{c_V} [Jmol ⁻¹ Kg ⁻¹]
100	3,8	5,8	16,1	24,4
100	3,8	5,8	16,1	24,4
150	4,3	4,4	18,2	18,3
150	4,3	4,4	18,2	18,3
200	5,2	3,9	21,6	16,3
200	5,2	3,9	21,6	16,3
250	6,1	3,6	25,4	15,3
250	6,1	3,6	25,4	15,3
250	4,8	2,9	20,2	12,2
300	5,0	2,5	20,8	10,5
300	5,0	2,5	20,8	10,5
300	5,0	2,5	20,8	10,5
350	5,3	2,2	22,1	9,5
350	5,3	2,2	22,1	9,5
350	5,9	2,5	24,9	10,7
400	5,6	2,1	23,6	8,9
400	5,6	2,1	23,6	8,9
400	5,6	2,1	23,6	8,9
450	5,6	1,8	23,5	7,8
450	5,6	1,8	23,5	7,8
450	5,2	1,7	21,9	7,3
500	6,1	1,8	25,4	7,6
500	6,1	1,8	25,4	7,6
500	5,7	1,7	23,9	7,2

Tabelle 3: Ergebnisse der Bestimmung der spezifischen Wärme c_V und der Freiheitsgrade f von Luft