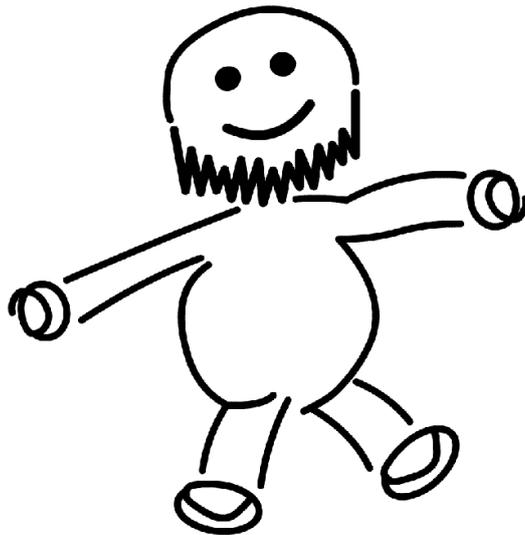


Physikalisches Praktikum für das Hauptfach Physik

Versuch 08

Dampfdruck von Wasser

Sommersemester 2005



Name:	Daniel Scholz
Mitarbeiter:	Hauke Rohmeyer
E-Mail:	physik@mehr-davon.de
Gruppe:	13
Assistent:	Dagmar Steinhauser
Durchgeführt am:	2. Juni 2005
Protokoll abgeben:	9. Juni 2005
Protokoll verbessert:	—

Unterschrift:

Testiert: _____

1 Einleitung

Bringt man in ein zuvor evakuiertes Gefäß eine Flüssigkeit ein, die es nur zum Teil ausfüllt, so wechselt ein Teil der Flüssigkeit den Aggregatzustand: die Flüssigkeit verdampft und über ihr stellt sich ein für sie charakteristischer Druck ein. Die Flüssigkeit besteht aus Molekülen, die sich in regelloser Bewegung befinden. Jedes Molekül hat eine bestimmte kinetische Energie, die bei einigen dieser Moleküle so groß ist, dass sie die intermolekularen Anziehungskräfte überwinden können und aus der Oberfläche der Flüssigkeit austreten [siehe dazu Versuch 05: Kapillarität und Viskosität]. Dieser Prozess wird Verdampfung genannt. Teilweise treten die nun außerhalb der Flüssigkeit vorhandenen Gasmoleküle auch wieder in die Flüssigkeit ein, da sie aufgrund von Stoßprozessen im Außenraum an Energie verlieren. So stellt sich ein dynamisches Gleichgewicht ein.

In diesem Versuch soll nun die entscheidende Größe gemessen werden, der Dampfdruck von Wasser.

Der Schnellkochtopf

Das grundlegende Prinzip dieses Versuches wird auch beim Schnellkochtopf ausgenutzt. Die Druckabhängigkeit der Siedetemperatur wird genutzt, damit das Garen unter leicht erhöhtem Druck erfolgen kann. Während der Ankochzeit bildet sich Wasserdampf, der die Luft aus dem Topfinneren verdrängt. Ist die Luft vollständig aus dem Topf verdrängt, so strömt Dampf aus dem Ventil, im Topfinneren baut sich ein Überdruck auf. Den Druckanstieg regelt ein Überdruckventil, das in der Regel auf zwei Garstufen einstellbar ist. Infolge höheren Drucks erhöht sich auch der Siedepunkt des Wassers. So kocht die Flüssigkeit erst bei 105°C bis 120°C . Die höhere Temperatur im Topf bewirkt eine Verkürzung der Garzeit und hat somit auch einen niedrigeren Energieverbrauch zur Folge.

2 Theorie

2.1 Reale Gase

Ein Gas lässt sich nicht für alle Temperaturen mit der Zustandsgleichung des idealen Gases

$$p \cdot V = n \cdot R \cdot T$$

beschreiben [siehe Versuch 06: Spezifische Wärme der Luft und Gasthermometer].

Zum Beispiel verflüssigen sich bei vorgegebenem Druck alle Gase unterhalb einer bestimmten Temperatur. Ein physikalischer Vorgang, den die Zustandsgleichung des idealen Gases überhaupt nicht wiederzugeben vermag.

Auch kann man aus der mathematischen Form der idealen Zustandsgleichung erkennen, dass sie nicht für alle Temperaturen das Verhalten der Gase in Übereinstimmung mit der Erfahrung zu beschreiben erlaubt. Wählt man zum Beispiel bei einem endlichen Druck $p \neq 0 \text{ Pa}$ die Temperatur $T = 0 \text{ K}$, so folgt aus der idealen Gasgleichung zwangsläufig $V = 0$. Dies ist ein Widerspruch zur Wirklichkeit, denn alle Gase sind nach unserer Erfahrung aus Atomen oder Molekülen mit einem von Null verschiedenen Volumen aufgebaut. Ein Verschwinden des Gasvolumens bei $T = 0 \text{ K}$ ist deshalb unmöglich.

Eine zweckmäßige Zustandsgleichung für reale Gase wurde von Van der Waals entwickelt. Er erkannte, dass die wesentlichen Eigenschaften realer Gase durch Einführung von zwei Korrekturgliedern a und b in die Zustandsgleichung des idealen Gases beschrieben werden können. Mit den beiden für das betrachtete Gas charakteristischen Konstanten $a > 0$ und $b > 0$ gewann Van der Waals aus der idealen Gasgleichung nun die Beziehung

$$\left(p + a \frac{n^2}{V^2}\right) \cdot (V - nb) = n \cdot R \cdot T,$$

dabei ist p der Druck, T die Temperatur, V das Volumen, R die Gaskonstante, n die Stoffmenge in mol , a die **Binnendruckkonstante** sowie b die **Eigenmolmenkonstante** des Gases [siehe unten].

Diese Gleichung wird als **Van der Waalsche Zustandsgleichung** für reale Gase bezeichnet.

Binnendruckkonstante

Der Binnendruck ist eine pro Flächeneinheit nach innen wirkende Kraft. Sie führt dazu, dass auf die Teilchen untereinander eine anziehende Kraft wirkt, die sich in der Mitte des Gases aufhebt, am Rand jedoch wirksam ist.

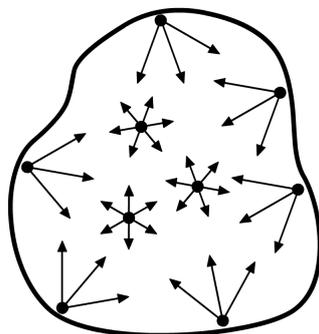


Abbildung 1: Kräfte des Binnendruckes

Die anziehende Kraft wird im Allgemeinen als Dipolwechselwirkung angenommen. Die Druckverringerung hängt von der Zahl der Teilchen an der

Oberfläche [proportional zur Teilchendichte] und dem mittleren Abstand der Teilchen [ebenfalls ungefähr proportional zur Teilchendichte] ab. Diese Druckverringeringung muss zum realen Druck hinzuaddiert werden, um den Druck eines idealen Gases zu erhalten:

$$p \mapsto p + a \cdot \frac{n^2}{V^2}.$$

Eigenvolumenkonstante

Das Eigenvolumen ist das von den n Teilchen eingenommene Volumen. Es wird vom eigentlichen Volumen abgezogen, dabei ist die Volumenkorrektur proportional zur Teilchenzahl n :

$$V \mapsto V - nb.$$

2.2 Zweiter Hauptsatz der Wärmelehre

Der zweite Hauptsatz der Thermodynamik kann in mehreren äquivalenten Versionen formuliert werden. So zum Beispiel folgende:

Version 1

Wärme kann nie von selbst von einem Körper niedrigerer auf einen Körper höherer Temperatur übergehen.

Version 2

Alle Prozesse, die in der Natur ohne äußere Einwirkungen ablaufen, sind irreversibel. Der Wirkungsgrad einer beliebigen Wärmekraftmaschine ist also immer kleiner als 1.

Version 3 - allgemeine Version

Die Entropie eines geschlossenen Systems kann nicht abnehmen. Ein System geht also nie von selbst in einen bedeutend unwahrscheinlicheren Zustand über.

2.3 Isothermen der Van der Waals Gleichung

Die Graphen, die die Zustandsveränderungen bei konstanten Temperatur beschreiben, nennt man Isothermen. Die folgende Abbildung zeigt die Isothermen der Van der Waals Gleichung:

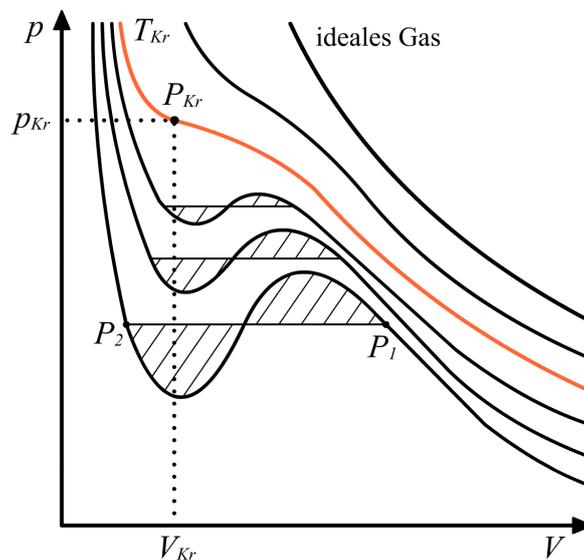


Abbildung 2: Isothermen der Van der Waals Gleichung

Die Abbildung macht zudem deutlich, wie die Isothermen für große Temperaturen gegen diejenigen konvergieren, die durch die ideale Gasgleichung vorhergesagt werden. Betrachtet man jedoch nur den folgenden Abschnitt der Graphen,

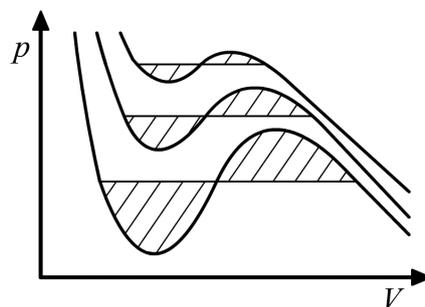


Abbildung 3: Abschnitt der Graphen

so lässt sich leicht ein Widerspruch zum zweiten Hauptsatz aufweisen. Um dies zu verstehen, führen wir folgendes Gedankenexperiment durch:

Es ist ein Zylinder gegeben, der mit einer Flüssigkeit gefüllt ist. Diese wird durch einen beweglichen Kolben an einem Ende am Abfließen gehindert.

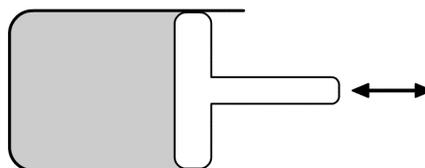


Abbildung 4: Zylinder mit Flüssigkeit und Kolben

Außerdem befindet sich das gesamte Konstrukt in einem Wasserbad, so dass die Temperatur während des Versuchs konstant bleibt. Ein Durchlaufen des Graphen von rechts nach links entspricht der Verkleinerung des Volumens und damit einem Hereindrücken des Kolbens.

Der Graph lässt nur den Schluß zu, dass sich der Druck zunächst verringert, dann allerdings wieder ansteigt. Um das zu erreichen, müssten die Moleküle, für die zuvor noch ein kleineres Volumen ausreichte, gegen den Kolben stoßen [Druck = Kraft / Fläche]. Dadurch befänden sich allerdings zu jedem Zeitpunkt mehr Teilchen in dem rechten als in dem linken Teil des Gefäßes. Da sich somit eine Ordnung einstellt, müsste sich die Entropie verkleinern, was einen Widerspruch zum zweiten Hauptsatz darstellt.

2.4 Korrektur der Van der Waals Gleichung

Um die Van der Waals Gleichung nun korrigieren zu können, verlässt man sich auf experimentelle Ergebnisse. Führt man das oben beschriebene Gedankenexperiment durch, so zeigt sich, dass die Flüssigkeit verdampft.

Dies spiegelt sich in den Isothermen durch die sogenannte *Maxwell Gerade* wieder, die so durch den Graphen gelegt wird, dass oberhalb dieselbe Fläche eingeschlossen wird wie unterhalb [siehe Abbildung 2]. Bei steigender Temperatur verkürzt sich die Gerade immer weiter. Es existiert ein kritischer Punkt P_{Kr} , dem eine kritische Temperatur T_{Kr} entspricht, bei der keine Gerade durch die Isotherme mehr gelegt werden kann.

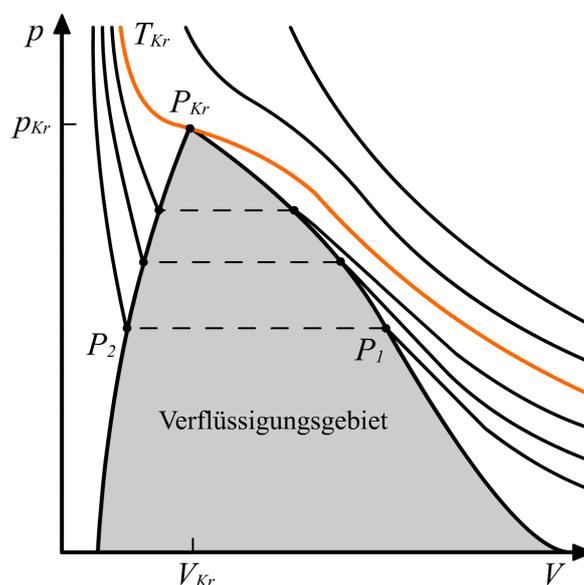


Abbildung 5: Isothermen und das Verflüssigungsgebiet

Experimentell lässt sich verifizieren, dass tatsächlich oberhalb dieser Temperatur kein Wechsel des Aggregatzustandes mehr stattfindet, d.h. das Gas wird sich auch bei noch so hohem Druck nicht mehr verflüssigen.

Unterhalb dieser Temperatur beginnt im Punkt P_1 die Verflüssigung des Gases. Bis zur Verflüssigung des gesamten Gases verläuft dann die Isotherme parallel zur V -Achse entlang der Maxwell Gerade. Dem Endpunkt der Verflüssigung entspricht der Schnittpunkt P_2 der waagerechten Geraden mit der betrachteten Isotherme. Eine weitere Volumenverringerng führt dann wegen der praktischen Inkompressibilität der Flüssigkeit zu einem raschen Druckanstieg.

2.5 Carnot Prozess

Eine Carnot Maschine kann wieder durch ein "Zylinder-Kolben-System" beschrieben werden. Im Zylinder befindet sich ein Arbeitsgas, das dort ständig verbleibt und in der Modellvorstellung abwechselnd mit Wärmereservoirs der Temperatur T_A und T_B in Kontakt gebracht wird. Der Kreisprozess besteht aus vier Teilschritten:

- (1) Von $1 \rightarrow 2$ erfolgt eine isotherme Expansion, bei der die Wärme Q_C zugeführt wird.
- (2) Der isothermen Expansion folgt eine adiabatische Expansion von $2 \rightarrow 3$, bei der auch eine Abkühlung auf die Temperatur $T_B < T_A$ stattfindet.
- (3) Es schließt sich eine isotherme Kompression von $3 \rightarrow 4$ an. Dabei wird auf dem Temperaturniveau T_B die Wärme Q_D dem Arbeitsgas entzogen.
- (4) Von $4 \rightarrow 1$ wird das Arbeitsgas im Zylinder adiabatisch weiterkomprimiert, bis der Anfangszustand erreicht ist.

Ein Carnot-Prozess besteht also aus zwei Isothermen und zwei Adiabaten. Die hierbei umgesetzte Arbeit ergibt sich aus der Fläche, die im p - V Diagramm eingeschlossen wird.

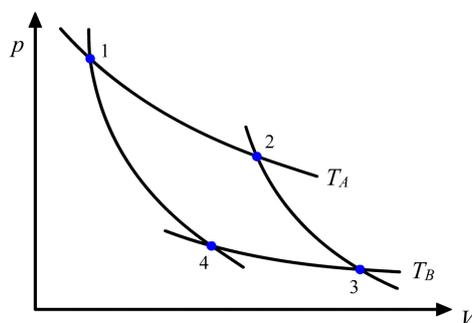


Abbildung 6: p - V Diagramm zum Carnot Prozess

Der Wirkungsgrad berechnet sich zu

$$\eta = -\frac{\Delta W}{\Delta Q} = \frac{T_A - T_B}{T_A} = 1 - \frac{T_B}{T_A} < 1.$$

2.6 Die Clausius-Clapeyron Gleichung

Wenn Moleküle aus einer Flüssigkeit in den Dampfraum treten, müssen sie Arbeit gegen die Anziehungskräfte leisten, die die Flüssigkeit zusammenhalten [siehe Versuch 05: Kapillarität und Viskosität]. Deswegen gelingt nur den energiereicheren Molekülen das Austreten aus der Flüssigkeit und es bleiben im Durchschnitt energieärmere Moleküle zurück. Die Flüssigkeit kühlt sich ab, es tritt Verdunstungskälte auf. Wenn die Temperatur konstant bleiben soll, muss man der Flüssigkeit die spezifische Verdampfungsenergie Λ zuführen, um ein Kilogramm davon zu verdampfen. Wenn Dampf kondensiert, wird natürlich die gleiche Energie als Kondensationsenergie wieder frei.

Den Zusammenhang zwischen Verdampfungsenergie und der Steigung der Dampfdruckkurve liefert die **Clausius-Clapeyron** Gleichung. Zu ihrer Herleitung betrachten wir den folgenden Carnot Prozess:

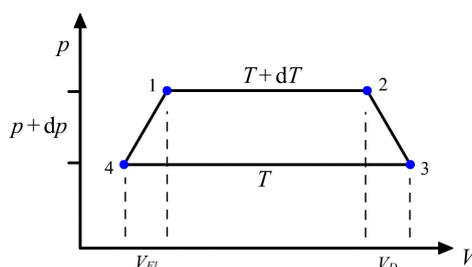


Abbildung 7: Kreisprozess zur Herleitung der Clausius-Clapeyron Gleichung

Die Abbildung beschreibt einen Kreisprozess, bei dem ein Kilogramm einer Flüssigkeit in einem Zylinder abwechselnd verdampft und kondensiert wird. Im Zustand 1 ist praktisch aller Dampf kondensiert, das Volumen ist V_{Fl} . Nun verdampft man bei konstanter Temperatur $T + dT$ die Flüssigkeit, indem man das Gefäß in einen Wärmebehälter mit der Temperatur $T + dT$ taucht und durch reversibles Zurückziehen des Kolbens den Aggregatzustand der Flüssigkeit ändert [1 \rightarrow 2]. Dabei leistet der Zylinderinhalt unter Zufuhr der Verdampfungsenergie Λ die Arbeit

$$\Delta W_1 = -(p + dp) \cdot (V_D - V_{Fl}).$$

Die Wärmezufuhr dient teils zur Loslösung der Flüssigkeitsmoleküle, teils zur Arbeitsverrichtung $-\Delta W_1$. Nun kühlt man durch adiabatische Expansion um dT ab und gelangt zum Zustand 3. Der Zylinder wird nun in einen Wärmespeicher mit der Temperatur T getaucht und das Gas wird langsam

isotherm komprimiert, bis bei Zustand 4 aller Dampf wieder kondensiert ist.

Da dT hinreichend klein ist, lassen sich die Näherungen

$$V_D = V_{D_3} = V_{D_2} \quad \text{und} \quad V_{Fl} = V_{Fl_3} = V_{Fl_2}$$

verwenden. Beim Übergang von 3 nach 4 wird damit die Arbeit

$$\Delta W_2 = p \cdot (V_D - V_{Fl})$$

aufgewandt. Schließlich wird der Kreisprozess durch Erwärmen der Flüssigkeit von T auf $T+dT$ abgeschlossen. Die Arbeiten an den Übergängen $2 \rightarrow 3$ und $4 \rightarrow 1$ sind wieder vernachlässigbar klein. Es gilt somit

$$-\Delta W = -\Delta W_1 - \Delta W_2 = dp \cdot (V_D - V_{Fl}).$$

Der Wirkungsgrad dieses reversiblen Kreisprozesses ergibt sich wie bei dem Carnot Prozess aus der schon erwähnten Relation

$$\eta = -\frac{\Delta W}{\Delta Q} = \frac{dp \cdot (V_D - V_{Fl})}{\Lambda} = \frac{T + dT - T}{T + dT} = \frac{dT}{T + dT} \approx \frac{dT}{T}.$$

Man erhält nun für ein Volumen V die Gleichung von Clausius-Clapeyron:

$$\Lambda_V = T \cdot \frac{dp}{dT} \cdot (V_D - V_{Fl}).$$

Im Allgemeinen sind die Drücke nicht zu hoch, es gilt also $V_{Fl} \ll V_D$. Wendet man nun das ideale Gasgesetz an [wobei die Stoffmenge als $n = 1 \text{ mol}$ angenommen wird], so gilt

$$p \cdot V_D = R \cdot T.$$

Man erhält somit

$$\Lambda_V = T \cdot \frac{dp}{dT} \cdot \frac{R \cdot T}{p} \quad \Leftrightarrow \quad \frac{dp}{p} = \frac{\Lambda \cdot dT}{R \cdot T^2}.$$

Durch Trennung der Variablen sowie durch das Einsetzen von Grenzen ergibt sich nun

$$\log p \Big|_{p_0}^p = -\frac{\Lambda}{R \cdot T} \Big|_{T_0}^T,$$

also ist die **Dampfdruckformel**

$$p = p_0 \cdot \exp\left(\frac{\Lambda}{R} \cdot \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T}\right)\right).$$

2.7 Widerstandsthermometer

Während des Versuches wird ein Pt1000 Widerstandsthermometer verwendet, daher soll dieses hier kurz erklärt werden.

Das Thermometer dient zur Messung der Temperatur innerhalb des geschlossenen Zylinders. Pt bedeutet dabei, dass der Messfühler aus reinem Platin besteht. 1000 bedeutet, dass das Gerät bei 0°C einen Widerstand R_0 von genau $1000\ \Omega$ hat. Für Temperaturen $K > 0^\circ\text{C}$ steigt der Widerstand R mit der Temperatur an, es gilt

$$R(K) = R_0 \cdot (1 + AK + BK^2),$$

dabei sind $A = 3,9083 \cdot 10^{-3} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$ und $B = -5,775 \cdot 10^{-7} \text{ }^\circ\text{C}^{-2}$ stoffspezifische Koeffizienten des Messfühlers. Der aktuelle Widerstand wird über einen Messverstärker ermittelt und ausgegeben, somit kann auch die aktuelle Temperatur berechnet werden. Der Fehler des Widerstandsmessfühlers liegt systematisch bei

$$\Delta K = 0,3^\circ\text{C} + 0,005K.$$

3 Aufgaben

Bevor es mit dem eigentlichen Versuch losgeht, soll nun noch die folgende Aufgabe diskutiert werden:

3.1 Aufgabe 1

Berechnen die Siedetemperatur von Wasser auf der Zugspitze.

Lösung

Der Druck p am Gipfel der Zugspitze mit der Höhe $h = 2962\ \text{m}$ beträgt nach der barometrischen Höhenformel

$$p = p_0 \cdot \exp\left(-\frac{\rho gh}{p_0}\right) = 69964.4\ \text{Pa},$$

dabei ist $p_0 = 101300\ \text{Pa}$ der Normaldruck, $\rho = 1.29\ \text{kg/m}^3$ die Dichte von Luft und $g = 9.81\ \text{m/s}^2$ die Erdbeschleunigung.

Die Siedetemperatur ist als die Temperatur definiert, bei der der Dampfdruck gleich dem auf ihr lastenden Umgebungsdruck ist. Nach der oben hergeleitete Dampfdruckkurve

$$p = p_0 \cdot \exp\left(\frac{\Lambda}{R} \cdot \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T}\right)\right)$$

erhalten wir also

$$T = -\frac{1}{\log\left(\frac{p}{p_0}\right) \cdot \frac{R}{\Lambda} - \frac{1}{T_0}} = 362.7 \text{ K},$$

dabei ist $T_0 = 373 \text{ K}$ und $\Lambda = 40590 \text{ J/mol}^1$ die Verdampfungswärme von Wasser.

Die Siedetemperatur von Wasser auf der Zugspitze ist also 89.6°C .

4 Versuchsdurchführung

Ein mit Wasser gefüllter Kolben ist mit einem Manometer verbunden und wird von einem Heizstrahler langsam erwärmt. Die Druckänderung wird als Funktion der Temperatur $p(T)$ am Manometer abgelesen und es wird Druck sowie Temperatur [in unserem Falle also der Widerstand] notiert. Der Versuch wird beendet, wenn entweder 1900Ω oder 45 bar erreicht werden, je nachdem, was zuerst eintritt.

Im zweiten Teil des Versuches ist wieder die Druckänderung als Funktion der Temperatur $p(T)$ zu messen, nur diesmal beim Abkühlen des Kolbens.

5 Auswertung

5.1 Druckkurven

Aus der Gleichung $R = R_0 \cdot (1 + AK + BK^2)$ des Widerstandsthermometers können nun die Temperaturen x in $^\circ\text{C}$ durch

$$x = -\frac{A}{2B} - \sqrt{\frac{A^2}{4B^2} - \frac{R_0 - R}{R_0 B}}$$

berechnet werden. Dabei ist R jeweils der gemessene Widerstand in Ω und A, B, R_0 sind Konstanten wie in 2.7 beschrieben.

Die Druckkurven als Arrheniusplot ergeben sich nun durch Auftragen von $\log(p)$ gegen $1/T$.

¹nach Meschede D. (2001): "Gerthsen Physik". 21. Auflage, Springer Verlag, Seite 264.

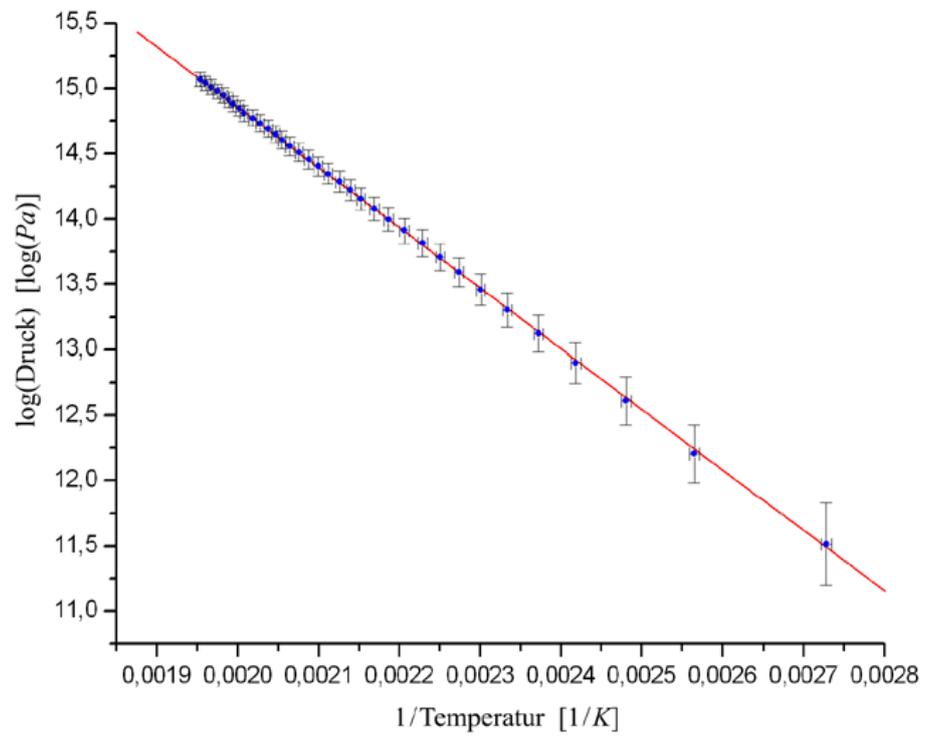
Erwärmen

Abbildung 8: Arrheniusplot für die Erwärmung

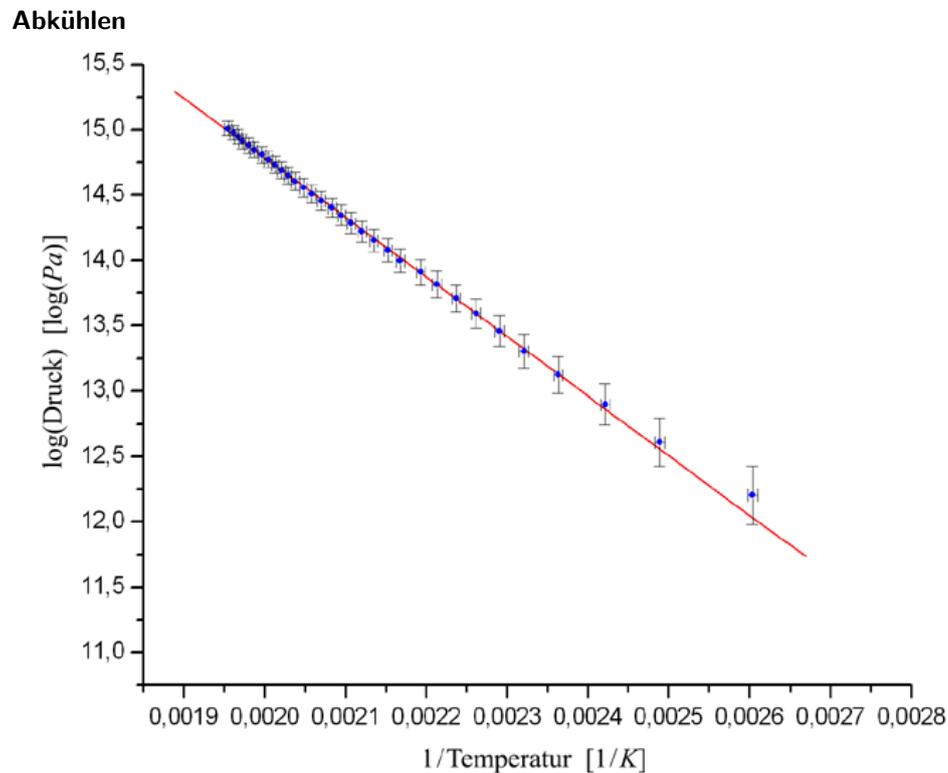


Abbildung 9: Arrheniusplot für die Abkühlung

5.2 Verdampfungswärme Λ

Aus der Steigung m dieser Geraden lässt sich nun die Verdampfungswärme des Wassers bestimmen. Für m gilt

$$m = \frac{d \log p}{d(1/T)}.$$

Die Druckkurven wurden so aufgetragen, dass nun nach der Dampfdruckformel gerade

$$\begin{aligned} m &= \frac{d \log p}{d(1/T)} = \frac{d \log [p_0 \exp(\Lambda/R \cdot (1/T_0 - 1/T))]}{d(1/T)} \\ &= \frac{d(\log p_0 + \Lambda/RT_0 - \Lambda/RT)}{d(1/T)} = -\frac{\Lambda}{R} \end{aligned}$$

gilt. Man erhält also

$$\Lambda = -m \cdot R.$$

Durch lineare Regression erhalten wir die Steigung m und berechnen damit folgende Werte:

	m [1/K]	Λ
Erwärmen	$-4626.5 \pm 11,5$	38446 ± 95 J/mol
Abkühlen	-4555.4 ± 27.0	37855 ± 224 J/mol

Durch Anwenden des gewichteten Mittelwertes erhalten wir das Endergebnis

$$\Lambda = (38356 \pm 87) \text{ J/mol.}$$

5.3 Siedepunkt des Wassers unter Normaldruck

Setzt man die Druckkurven

$$\log p = \frac{m}{T} + b$$

fort [Extrapolation], so erhalten wird den Siedepunkt T_S des Wassers bei Normaldruck $p = 101300 \text{ Pa}$ aus der Formel

$$T_S = \frac{m}{\log p - b},$$

siehe dazu auch Aufgabe 1 auf Seite 10.

Der Fehler σ_{T_S} berechnet sich dabei durch

$$\sigma_{T_S} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_m}{\log p - b}\right)^2 + \left(\frac{m \cdot \sigma_b}{(\log p - b)^2}\right)^2}.$$

Durch lineare Regression erhalten wir die Steigung m [wie oben] sowie den Achsenabschnitt b und berechnen damit folgende Werte:

	m	b	T_S
Erwärmen	$-4626.5 \pm 11,5$	24.11 ± 0.02	$367.58 \pm 0.91 \text{ K}$
Abkühlen	-4555.4 ± 27.0	23.90 ± 0.06	$368.21 \pm 2.18 \text{ K}$

Durch Anwenden des gewichteten Mittelwertes erhalten wir das Endergebnis

$$(94.52 \pm 0.84) ^\circ\text{C}.$$

5.4 Dampfdruck des Wassers bei 0°C

Der Dampfdruck p bei der Temperatur $T = 0^\circ\text{C} = 273.115 \text{ K}$ ergibt sich nun aus der gleichen Formel, welche schon bei dem Siedepunkt verwendet wurde:

$$p = \exp\left(\frac{m}{T} + b\right).$$

Der Fehler σ_p berechnet sich dabei durch

$$\sigma_{T_S} = \sqrt{\left(\frac{\exp(m/T + b) \cdot \sigma_m}{T}\right)^2 + (\exp(m/T + b) \cdot \sigma_b)^2}.$$

Wir berechnen damit folgende Werte:

	m	b	p
Erwärmen	$-4626.5 \pm 11,5$	24.11 ± 0.02	$1306.1 \pm 63.0 Pa$
Abkühlen	-4555.4 ± 27.0	23.90 ± 0.06	$1366.7 \pm 154.5 Pa$

Durch Anwenden des gewichteten Mittelwertes erhalten wir das Endergebnis

$$(1314.7 \pm 58.3) Pa.$$

6 Diskussion

[Im Vergleich zu anderen Versuchen war die Theorie sowie die Auswertung erträglich, auch wenn es wie immer recht lange gedauert hat.]_{Daniel}

[Nach dem Versuch zur Gravitationswaage war dieser Versuch auch angenehmer in der Durchführung.]_{Hauke}

6.1 Vergleich zu den Literaturwerten und Fehlerdiskussion

Es werden nun noch unsere Endergebnisse mit den Literaturwerten verglichen:

Verdampfungswärme

Messergebnis	Literaturwert	Abweichung
$38356 \pm 87 J/mol$	$40590 J/mol$	5.82 %

Unser Messergebnis weicht mit 5.82% nur recht gering vom Literaturwert¹ ab. Es ist jedoch zu bemerken, dass der Literaturwert nicht in unserem Fehlerbalken liegt. Da der Fehler nur aus der linearen Regression entstand, können wir auch keine Messfehler falsch eingeschätzt haben.

Siedepunkt bei Normaldruck

Messergebnis	Literaturwert	Abweichung
$94.52 \pm 0.84 ^\circ C$	$100 ^\circ C$	5.80 %

Auch dieses Ergebnis weicht mit 5.80% nur wenig vom Literaturwert² ab, welcher wieder nicht im Fehlerbalken liegt. Zu dem erfreulichen Ergebnissen bislang haben auch sicherlich die neuen Instrumente beigetragen. Es war uns möglich, Daten von 0 bar bis über 30 bar aufzunehmen, wodurch genügend Messdaten vorhanden waren.

¹nach Meschede D. (2001): "Gerthsen Physik". 21. Auflage, Springer Verlag, Seite 264.

²nach <http://de.wikipedia.org/wiki/S%C3%A4ttigungsdampfdruck>. Abrufdatum war der 03.06.2005.

Dampfdruck bei $0^{\circ}C$

Messergebnis	Literaturwert	Abweichung
$1314.7 \pm 58.3 Pa$	$611.15 Pa$	114.9 %

Lediglich das Ergebnis des Dampfdruckes ist weniger erfreulich. Da die Auswertung hier einem exponentiellen Gesetz folgt, verändern kleine Abweichungen des Ergebnis extrem. Würde sich der Achsenabschnitt b um nur 4% verschieben, so würde sich das Ergebnis um mehr als 400% ändern.