

Physikalisches A-Praktikum

Versuch 8

Der Dampfdruck von Wasser

Praktikanten: Nils Kanning
Steffen Klemer
Durchgeföhrt am: 15.06.2006
Gruppe: 12
Assistent: Thomas Koepe

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	4
2	Theorie	4
2.1	VAN-DER-WAALS Gleichung	4
2.2	Die MAXWELL-Gerade	5
2.3	Die CLAUSIUS-CLAPEYRON Gleichung	7
2.4	Widerstandsthermometer	9
3	Durchführung	9
4	Auswertung	9
4.1	Verdampfungswärme	9
4.2	Siedepunkt von Wasser bei Normaldruck	10
4.3	Dampfdruck von Wasser am Gefrierpunkt	10
5	Einordnung der Ergebnisse	10
5.1	Siedetemperatur von Wasser auf der Zugspitze	11
A	Tabellen und Grafiken	13

1 Einleitung

Schon im ausgehenden 2. Jahrhundert wurde in Alexandria mit einem Schnellkochtöpf gekocht. Das bereits damals erkannte Prinzip ist einfach: Je weniger heißer Dampf entweichen kann, desto mehr bleibt für die Speisen. Aber der entscheidende Punkt ist, dass sich unter großem Druck auch der Siedepunkt des Wassers erhöht und das Essen folglich bei einer höheren Temperatur schneller gar wird.

Aber warum ist das eigentlich so und wie kann man es quantifizieren? Genau dieser Frage wollen wir in diesem Versuch nachgehen.

2 Theorie

In den bisherigen Versuchen¹ haben wir Gase immer als *ideal* angesehen. Wir nahmen also an, ihre Teilchen hätten keine Ausdehnung und der Energieübertrag würde einzig durch elastische Stöße vollführt, ansonsten sollten keine Kräfte wirken. Bei hohen Temperaturen und leichten Gasen führt diese Annahme auch zu brauchbaren Ergebnissen. Der Fakt, dass sich Gase unterhalb einer bestimmten Temperatur verflüssigen, geht aus der idealen Gasgleichung aber beispielsweise nicht hervor.

2.1 Van-Der-Waals Gleichung

Mit zwei kleinen Erweiterungen bekommen wir eine neue Zustandsgleichung, die reale Gase sehr gut beschreibt.

Eigen volumenkonstante In unserer Vorstellung von Atomen und Molekülen besitzen diese eine Ausdehnung. Es ist also sinnvoll, das vom Gas eingenommene Volumen mit

$$V_{real} = V - nb$$

zu beschreiben. n ist hierbei die Teilchenzahl und V das messbare Volumen. Die Konstante b ist also ein Maß für das Volumen eines Teilchens.

Binnendruckkonstante Beim Übergang vom flüssigen in den gasförmigen Zustand werden die elektrostatischen Anziehungskräfte zwischen den Teilchen nicht schlagartig komplett verschwinden. Auch hierbei ist also ein Term sinnig, der den gemessenen Druck p korrigiert. Wie schon im *Versuch 5 Viskosität* gesehen, erzeugen diese intermolekularen Kräfte vor allem an der Oberfläche eine nach innen gerichtete Kraft. Im Inneren hebt sie sich im Mittel auf. Sie ist näherungsweise proportional zur Teilchendichte und dem mittleren Abstand der Teilchen. Damit bekommen wir nun

$$p_{real} = p + a \frac{n^2}{V^2}$$

Hierbei ist n wieder die Teilchenzahl und V das Volumen. Die Größe a ist die besprochene Binnendruckkonstante.

¹Wie z.B im Versuch 7 Adiabatenexponent

Setzen wir dies in die Gleichung des idealen Gases ein, so erhalten wir

$$(p + a \frac{n^2}{V^2})(V - nb) = nk_B T$$

oder bezogen auf 1 mol und angepassten a, b

$$(p + a \frac{1}{V^2})(V - b) = RT \quad (1)$$

mit der BOLTZMANNkonstanten k_B und der *universellen Gaskonstanten* R .

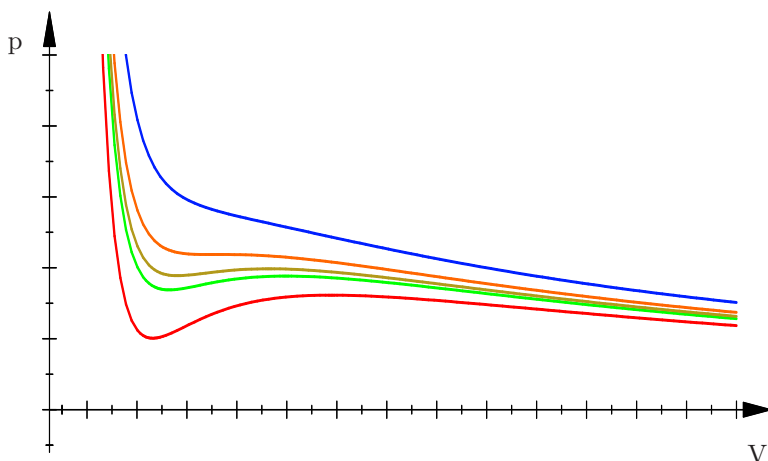


Abbildung 1: VAN-DER-WAALS Isothermen im p-V Diagramm

Dies ist die VAN-DER-WAALS-Gleichung und sie beschreibt das Verhalten realer Gase sehr genau. Offensichtlich können die beiden Stoffkonstanten a und b nur positiv sein, da sowohl das Volumen, als auch der Innendruck nicht kleiner als 0 werden können. In Abb. 1 sind einige Isothermen dieses Modells zu sehen. Bei großen Temperaturen und kleinen Teilchendichten geht es, wie erwartet, in das Modell des idealen Gases über. Die mittleren Bereiche mit den lokalen Extrema machen aber dennoch Probleme, da sie in Experimenten nicht auftreten.

2.2 Die Maxwell-Gerade

Hierfür betrachten wir zuerst den 2. *Hauptsatz der Thermodynamik*, dieser besagt:

In einem abgeschlossenen System kann die Entropie nicht abnehmen.
Ein System strebt immer in den wahrscheinlichsten Zustand.

Der Zusammenhang dieser beiden Aussagen verdeutlicht sich in der Definition der Entropie S über

$$S = k_B \ln W$$

mit der BOLTZMANNkonstanten k_B und der Wahrscheinlichkeit eines Zustandes W .

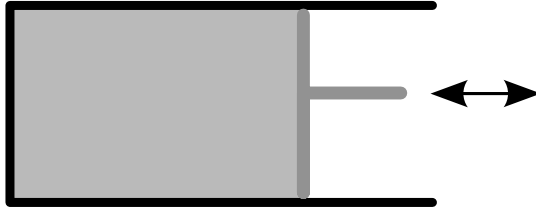


Abbildung 2: Schema des Gedankenexperiments

Nun kann mit einem kleinen Gedankenexperiment das Problem der beiden Extrema verdeutlicht werden. Hierzu nehmen wir ein Gas in einem abgeschlossenen Zylinder mit einem beweglichen Kolben (siehe Abb. 2). Die Temperatur soll, z.B. durch ein Wasserbad, konstant gehalten werden. Nun durchlaufen wir einfach eine der Isothermen, kommen also von hohem Druck und kleinem Volumen. Dabei müsste hinter dem Minimum der Druck aber wieder ansteigen, was zu einer lokalen Erhöhung der Teilchenzahl in der Nähe des Kolbens führen würde. Dies ist aber nicht mit dem 2. Hauptsatz zu vereinen, da dieser Zustand unwahrscheinlicher ist, als der vorherige. Schließlich befinden sich nun mehr Teilchen im rechten Teil, als im linken. Alternativ kann dieses Problem auch mit der *isothermen Kompressibilität* κ verdeutlicht werden. Sie ist definiert durch

$$\kappa = -\frac{1}{V} \frac{\partial V(T, p)}{\partial p}$$

und kann nicht negativ werden, würde sich ein System unter äußerem Druck doch sonst ausdehnen. Somit zerfällt das System in 2 Teilsysteme mit unterschiedlichen Dichten.

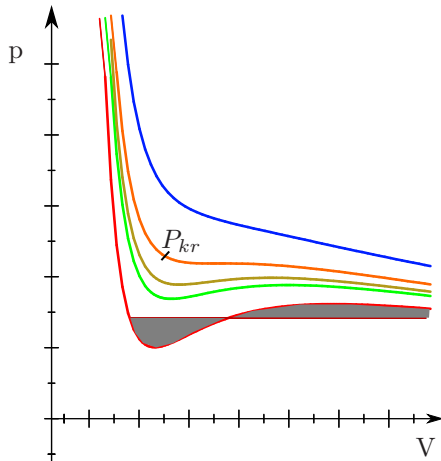


Abbildung 3: Maxwell-Gerade im p-V-Diagramm

Mit experimentell ermittelten Daten kann aber auch dies korrigiert werden. Es zeigt sich nämlich, dass in dem geschilderten Experiment das System tatsächlich noch vor Erreichen des Minimums anfängt zu verdampfen. Im Diagramm wird dies durch die so genannte **Maxwell-Gerade** (siehe Abb. 3) dargestellt. Es stellt sich heraus, dass die eingeschlossene Fläche ober- und unterhalb dieser Strecke gleich groß ist. Mit zunehmender Temperatur verkürzt sie sich offensichtlich immer weiter, bis sie nur noch einem Punkt entspricht. Diesen nennt man *kritischen Punkt* P_{kr} . Bei noch höheren Temperaturen, als dieser *kritischen*, sind die Phasenübergänge fließend und nicht mehr abgrenzbar. Das Gas verflüssigt sich praktisch nicht mehr.

Die kritische Temperatur, als Gleichung mit nur einem Sattelpunkt, kann nun leicht zu

$$T_{kr} = \frac{8}{27} \frac{a}{Rb} \quad (2)$$

bestimmt werden. Daraus leiten sich dann durch die VAN-DER-WAALS-Gleichung

$$V_{kr} = 3b \text{ sowie} \quad (3)$$

$$p_{kr} = \frac{1}{27} \frac{a}{b^2} \quad (4)$$

ab. Man kann nun den kritischen Punkt experimentell ermitteln und daraus a und b bestimmen, um schließlich das Gas komplett beschreiben zu können.

Bei niedrigen Temperaturen fängt eine Flüssigkeit entsprechend in einem Punkt P_1 an zu verdampfen, verläuft entlang der Isobaren bis zu einem Punkt P_2 , bei dem sie komplett im gasförmigen Zustand vorliegt und verläuft nun wieder entlang einer Isothermen der VAN-DER-WAALS-Gleichung.

2.3 Die Clausius-Clapeyron Gleichung

Überlässt man eine Flüssigkeit sich selbst in einem Raum, der größer ist, als ihr Volumen, so werden sich ab und an energiereiche Teilchen aus dem Verbund lösen, da es in der MAXWELL-BOLTZMANN-Verteilung eine kleine Wahrscheinlichkeit dafür gibt, dass sie auftreten. Dies erzeugt eine Dampfphase über der flüssigen. Damit bleiben aber auch energieärmere Teilchen zurück und die Temperatur sinkt. Dies bezeichnet man auch als *Verdunstungskälte*. Damit die Temperatur konstant bleibt, muss also ständig Wärme zugeführt werden. Diese wird als *Verdampfungsenergie* bezeichnet. Betrachtet man hierbei 1kg bei definierten Bedingungen, so erhält man die *spezifische Verdampfungsenergie*, erneut eine Stoffkonstante. Beim Kondensieren von Dampf, also dem umgekehrten Prozess, wird diese natürlich wieder frei und man spricht von *Kondensationsenergie*.

Nun ist ein Zusammenhang zwischen dieser Energie und den Bedingungen, denen das Gas ausgesetzt ist, erstrebenswert. Dies bietet die CLAUSIUS-CLAPEYRON-Gleichung.

$$Q_D = T \frac{dp_s}{dT} (V_D - V_{Fl}) \quad (5)$$

Hierbei ist Q_D die Verdampfungswärme, p_s der Dampfdruck sowie V die Volumina des Dampfes und der Flüssigkeit.

Für ihre Herleitung betrachten wir einen CARNOTSchen Kreisprozess aus 2 Adiabaten und 2 Isothermen. Er ist in Abb. 4 zu sehen. Die Strecken AB und CD beschreiben hier die VAN-DER-WAALS Isothermen. Wir betrachten nun 1 mol einer Flüssigkeit. Im Punkt A ist der gesamte Dampf kondensiert. Bei der nun folgenden isothermen und isobaren Verdampfung muss die Wärmemenge $\delta Q_1 = Q_D$ zugeführt werden. Bei B ist sie vollständig verdampft. Entlang der Adiabaten BC werden Temperatur und Druck um einen infinitesimalen Betrag verringert, dabei bleibt das System in der Dampfphase. Anschließend komprimieren wir es wieder isotherm und -bar und wir landen im Punkt D. Der Dampf kondensiert unter Abgabe der Wärmemenge δQ_2 . CD entspricht der MAXWELL-Geraden. Durch Erhöhung der Temperatur und des Drucks gelangen wir wieder zu A.

Betrachten wir die Energiebilanzen: Auf dem Stück AB wird die Arbeit

$$\Delta W_1 = (p_s + dp_s)(V_{Fl} - V_D)$$

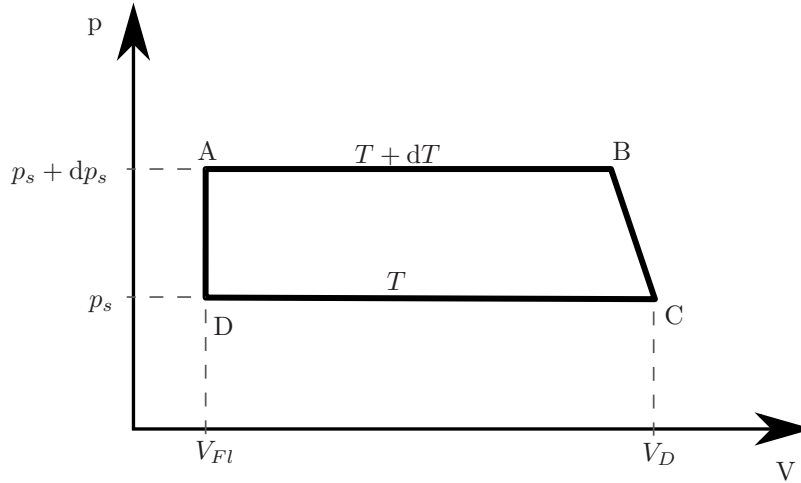


Abbildung 4: Carnot Prozess

vom System verrichtet, auf CD

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

von ihm aufgenommen. Die führt zur Gesamtarbeit

$$\Delta W = \Delta W_1 + \Delta W_2 = (V_{Fl} - V_d)dp_s.$$

Der Wirkungsgrad jeder reversibel arbeitenden Wärmekraftmaschine, also auch des CARNOT-Prozesses ist

$$\eta = \frac{T_{\text{Hei\ss}} - T_{\text{Kalt}}}{T_{\text{Hei\ss}}} = \frac{T + dT - T}{T + dT} \approx \frac{dT}{T}$$

kann aber auch geschrieben werden als

$$\eta = \frac{|\Delta W|}{\Delta Q_1} = \frac{(V_D - V_{Fl}) dp_s}{Q_D} \quad \text{und damit}$$

$$Q_D = T \frac{dp_s}{dT} (V_D - V_{Fl})$$

Somit ist also die Verdampfungswärme proportional zur Steigung der Dampfdruckkurve $p_s(T)$.

Für kleine äußere Drücke ist aus der Erfahrung heraus sicherlich $V_D \gg V_{Fl}$. Mit dem idealen Gasgesetz für 1mol folgt dann aus

$$p_s V_D \approx RT$$

und Gl. 5

$$\frac{1}{p_s} \frac{dp_s}{dT} = \frac{Q_D}{RT^2}$$

$$\Rightarrow \ln p_s = -\frac{Q_D}{RT} + C \quad (6)$$

Mit der Randbedingung $p_s(T_0) = p_0$ ergibt dies schließlich

$$p_s = p_0 \cdot \underbrace{e^{Q_D/RT_0}}_A \cdot e^{-Q_D/(RT)} = p_0 \cdot \exp\left(\frac{Q_D}{R} \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T}\right)\right) \quad (7)$$

$$p_s = p_0 \cdot A \cdot e^{-Q_D/(RT)}$$

2.4 Widerstandsthermometer

Zur Messung der Temperatur verwenden wir ein Standard-Widerstandsthermometer Pt1000. Es besteht also aus Platin und hat bei 0°C einen Widerstand von genau $1000\ \Omega$ ($R_0 = 1000\ \Omega$). Die Temperaturabhängigkeit des Widerstandes ergibt sich zu

$$R(T) = R_0 \cdot (1 + AT + BT^2) \quad (8)$$

mit $A_{Pt} = 3,9083 \cdot 10^{-3}\ \text{C}^{-1}$ sowie $B_{Pt} = -5,775 \cdot 10^{-7}\ \text{C}^{-2}$.

3 Durchführung

In diesem Versuch werden die im Theorieteil beschriebenen Beziehungen für Wasser untersucht.

Dazu wird zunächst ein teilweise mit Wasser gefüllter Kolben mit einem Heizstrahler langsam erwärmt. Während dieser Erwärmung wird mit einem Manometer der Druck im Kolben und mit dem bereits diskutierten Widerstandsthermometer die Temperatur gemessen. Wenn eine Temperatur von etwa 240°C (dies entspricht einem Widerstand von $1900\ \Omega$) erreicht ist, wird der Heizstrahler ausgeschaltet. Völlig analoge Messungen werden auch bei der Abkühlung des Kolbens durchgeführt.

4 Auswertung

4.1 Verdampfungswärme

Um später die Verdampfungswärme Q_D von Wasser bestimmen zu können, werden zunächst die gemessenen Widerstände R in Temperaturen T umgerechnet. Mit Gl. 8 erhalten wir:

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

Die so erhaltenen Temperaturen T sind in Abhängigkeit vom gemessenen Dampfdruck p_s in Tab. 2 und Tab. 3 aufgeführt.

Aus der Beschreibung der Dampfdruckkurve im Theorieteil wissen wir, dass der Dampfdruck p_s exponentiell mit der inversen Temperatur $1/T$ verknüpft ist (Gl. 7). Hieraus erhalten wir die auch schon in der Theorie (Gl. 6) gezeigte Gesetzmäßigkeit:

$$\ln p_s = -\frac{Q_D}{R} \frac{1}{T} + C \quad (9)$$

Nun tragen wir für die Erwärmung und die Abkühlung getrennt den logarithmierten Druck $\log p$ gegen die inverse Temperatur $1/T$ auf (Abb. 5 und Abb. 6). Auf Grund der vorhergegangenen Überlegungen erwarten wir, dass die sich ergebene Kurve eine Gerade ist. Deren Steigung m bestimmen wir durch lineare Regression und identifizieren:

$$m = -\frac{Q_D}{R}$$

Damit erhalten wir mit $R = 8,314472\ \text{J/molK}$ schließlich die Verdampfungswärme Q_D . Die berechneten Werte sind in Tab. 4 zu finden.

Bei der linearen Regression wurde bei den Drücken p_S ein Fehler von $0,5 \cdot 10^5 Pa$ verwendet. Dieser entspricht einem halben Skalenteil des Messgeräts. Da so die Bestimmung der Drücke nicht sehr genau ist und bei dem verwendeten Regressionsverfahren nur Fehler einer Größe berücksichtigt werden können, wurde der dagegen kleine Fehler der errechneten Temperaturen nicht verwendet und aus diesem Grund auch nicht weiter beachtet.

In die Fehlerrechnung für die Verdampfungswärme Q_D ging lediglich der, bei der linearen Regression erhaltene, Fehler von m unmittelbar mit ein.

Durch Bilden des gewichteten Mittels der beiden bestimmten Verdampfungswärmen erhalten wir als Ergebnis:

$$\overline{Q_D} = 35036(192) J/mol$$

4.2 Siedepunkt von Wasser bei Normaldruck

Bei der linearen Regression wurde neben der Steigung m auch der Achsenabschnitt C (Gl. 9) bestimmt. Somit können wir bei einem Normaldruck $p_n = 101300 Pa$ die Geradengleichung nach T auflösen. Diese Temperatur ist nun jene, bei der, bei gegebenem Druck, die Verdampfung einsetzt - die Siedetemperatur T_S :

$$T_S = \frac{m}{\log p_n - C}$$

Unter Berücksichtigung der Fehler von m und C erhalten wir die in Tab. 5 aufgeführten Werte. Der gewichtete Mittelwert beider dort genannten Ergebnisse liegt bei:

$$\overline{T_S} = 83(6) ^\circ C$$

4.3 Dampfdruck von Wasser am Gefrierpunkt

Ganz analog zu der obigen Berechnung können wir uns auch eine Temperatur $T_0 = 0^\circ C$ vorgeben und nach dem Dampfdruck p_s bei dieser Temperatur fragen. Erneut mit Gl. 9 erhalten wir:

$$p_S = \exp\left(\frac{m}{T_0} + C\right)$$

Die Ergebnisse dieser Berechnung befinden sich in Tab. 6. Erneut gingen die Fehler von m und C in die Berechnung ein. Der gewichtete Mittelwert ist:

$$\overline{p_S} = 2808(218) Pa$$

5 Einordnung der Ergebnisse

Der Vergleich mit Literaturwerten² offenbart recht große Abweichungen unserer Werte zu diesen. Die Verdampfungsenergie liegt zwar noch in der gleichen Größenordnung, hat aber bereits eine Abweichung von 15%. Dies liegt in keinsten Weise im Fehlerintervall, zumal der Fit sehr gut in die gemessenen Werte passt und die Fitmethode die Fehler beachtet. Hierbei muss folglich ein systematischer Fehler vorliegen. Dafür kommen einige Punkte in Betracht. Am wahrscheinlichsten werden ein

²Die Werte von Q_D sowie T_S sind aus dem Skript, p_S ist mit Gl. 7 aus Skriptangaben berechnet

	Gemessener Wert	Literaturwert
Q_D	35000(200) J/mol	40642 J/mol
T_S	83(6) °C	100 °C
p_S	2800(220) Pa	687 Pa

Tabelle 1: Vergleich unserer mit Literaturwerten

schlecht geeichtes Manometer oder ein ungünstig platzierter Temperaturfühler sein. Auch eine Verunreinigung des Wassers im Kolben wäre denkbar.

Das Ergebnis der Siedepunktsbestimmung liegt prozentual näher am Literaturwert, da unser vorheriges Ergebnis nur logarithmisch eingeht. Aber die Abweichung ist auch hierbei viel zu hoch, als dass der Wert für irgendeine quantitative Aussage zu gebrauchen wäre.

Der letzte Auswertungspunkt ist in dieser Hinsicht nicht einmal mehr für qualitative Aussagen tauglich. Dies war nun aber zu erwarten, geht doch der fehlerbehaftete Wert exponentiell ein.

Die endgültige Ursache für die Verschiebung des Arrheniusplot konnten wir leider nicht klären.

5.1 Siedetemperatur von Wasser auf der Zugspitze

Mit unseren Werten können wir nun auch die gestellte Aufgabe lösen. Gesucht ist die Siedetemperatur, also die Temperatur, bei der der Dampfdruck gleich dem Umgebungsdruck ist. Für den Umgebungsdruck gilt bekanntlich die Höhenformel

$$p = p_0 e^{-\varrho gh/p_0}.$$

Bei Normbedingungen sind

$$\begin{aligned} p_0 &= 1,013 \text{ bar} \\ \varrho &= 1,29 \text{ kg/m}^3 \\ g &= 9,81 \text{ m/s}^2 \end{aligned}$$

Nun können wir in guter Näherung annehmen, dass sich die Temperatur und die Gewichtskonstante zwischen der Erdoberfläche und der Zugspitze nicht ändern. Damit ist für $h = 2962 \text{ m}$

$$p = 69,969 \text{ kPa}$$

Nehmen wir die Gl. 7 und lösen diese nach T auf, ergibt sich

$$T = -\frac{1}{\ln\left(\frac{p}{p_0}\right) \frac{R}{Q_D} - \frac{1}{T_0}}.$$

Mit der Siedetemperatur $T_0 = 83^\circ \text{ C}$ bei Normdruck und dem eben ermittelten Wert für p erhalten wir:

$$T = 82^\circ \text{ C}$$

für unsere etwas weltfremden Werte. Mit den Literaturwerten aus Tab. 1 ergibt sich ein etwas glaubwürdigeres Ergebnis:

$$T_g = 90^\circ \text{ C}.$$

Die Siedetemperatur liegt auf der Zugspitze demzufolge bereits 10° C unter den meist angenommenen 100° C .

A Tabellen und Grafiken

p_s [$10^5 Pa$]	$\log(p_s)$ [$\log(Pa)$]	T [K]	$1/T$ [1/K]
3.0(5)	12.61(20)	380.790	0.00263
4.0(5)	12.90(13)	398.013	0.00251
5.0(5)	13.12(10)	408.924	0.00245
6.0(5)	13.30(08)	416.664	0.00240
7.0(5)	13.46(07)	424.422	0.00236
8.0(5)	13.59(06)	430.588	0.00232
9.0(5)	13.71(06)	436.766	0.00229
10.0(5)	13.82(05)	442.417	0.00226
11.0(5)	13.91(05)	447.808	0.00223
12.0(5)	14.00(04)	452.668	0.00221
13.0(5)	14.08(04)	455.642	0.00219
14.0(5)	14.15(04)	459.160	0.00218
15.0(5)	14.22(03)	462.952	0.00216
16.0(5)	14.29(03)	466.207	0.00214
17.0(5)	14.35(03)	470.008	0.00213
18.0(5)	14.40(03)	472.726	0.00212
19.0(5)	14.46(03)	475.990	0.00210
20.0(5)	14.51(03)	478.441	0.00209
21.0(5)	14.56(02)	481.166	0.00208
22.0(5)	14.60(02)	483.621	0.00207
23.0(5)	14.65(02)	486.077	0.00206
24.0(5)	14.69(02)	488.809	0.00205
25.0(5)	14.73(02)	490.996	0.00204
26.0(5)	14.77(02)	493.458	0.00203
27.0(5)	14.81(02)	495.374	0.00202
28.0(5)	14.85(02)	497.566	0.00201
29.0(5)	14.88(02)	499.210	0.00200
30.0(5)	14.91(02)	501.405	0.00199
31.0(5)	14.95(02)	503.051	0.00199
32.0(5)	14.98(02)	505.248	0.00198
33.0(5)	15.01(02)	507.172	0.00197
34.0(5)	15.04(01)	509.097	0.00196
35.0(5)	15.07(01)	510.747	0.00196
36.0(5)	15.10(01)	512.399	0.00195

Tabelle 2: Messergebnisse beim Erhitzen des Kolbens

$p_s [10^5 Pa]$	$\log(p_s) [\log(Pa)]$	$T [K]$	$1/T [1/K]$
3.0(5)	12.61(20)	378.148	0.00264
4.0(5)	12.90(10)	396.950	0.00251
5.0(5)	13.12(10)	409.723	0.00244
6.0(5)	13.30(10)	419.336	0.00238
7.0(5)	13.46(10)	427.637	0.00233
8.0(5)	13.59(10)	434.615	0.00230
9.0(5)	13.71(10)	439.993	0.00227
10.0(5)	13.82(10)	445.381	0.00224
11.0(5)	13.91(10)	450.777	0.00221
12.0(5)	14.00(04)	455.100	0.00219
13.0(5)	14.08(04)	459.971	0.00217
14.0(5)	14.15(03)	463.765	0.00215
15.0(5)	14.22(03)	467.292	0.00213
16.0(5)	14.29(03)	470.551	0.00212
17.0(5)	14.35(03)	473.813	0.00211
18.0(5)	14.40(03)	477.351	0.00209
19.0(5)	14.46(03)	480.075	0.00208
20.0(5)	14.51(03)	483.347	0.00206
21.0(5)	14.56(02)	485.803	0.00205
22.0(5)	14.60(02)	487.988	0.00204
23.0(5)	14.65(02)	490.448	0.00203
24.0(5)	14.69(02)	492.910	0.00202
25.0(5)	14.73(02)	494.826	0.00202
26.0(5)	14.77(02)	497.291	0.00201
27.0(5)	14.81(02)	499.758	0.00200
28.0(5)	14.85(02)	501.404	0.00199
29.0(5)	14.88(02)	503.325	0.00198
30.0(5)	14.91(02)	504.973	0.00198
31.0(5)	14.95(02)	506.622	0.00197
32.0(5)	14.98(02)	508.271	0.00196
33.0(5)	15.01(02)	510.196	0.00196
34.0(5)	15.04(01)	511.572	0.00195
35.0(5)	15.07(01)	512.949	0.00194
36.0(5)	15.10(01)	514.051	0.00194

Tabelle 3: Messergebnisse beim Abkühlen des Kolbens

	$m [K]$	$Q_D [J/mol]$
Erhitzen	-4127(27)	34314(224)
Abkühlen	-4245(57)	35295(374)

Tabelle 4: Verdampfungswärme Q_D

	$m [K]$	$C [-]$	$T_s [K]$
Erhitzen	-4127(27)	23.14(3)	355(6)
Abkühlen	-4245(57)	23.3(1)	361(26)

Tabelle 5: Siedetemperatur T_S bei Normaldruck

	$m [K]$	$C [-]$	$p_s [Pa]$
Erhitzen	-4127(27)	23.14(3)	3075(274)
Abkühlen	-4245(57)	23.3(1)	2343(362)

Tabelle 6: Dampfdruck bei 0 °C

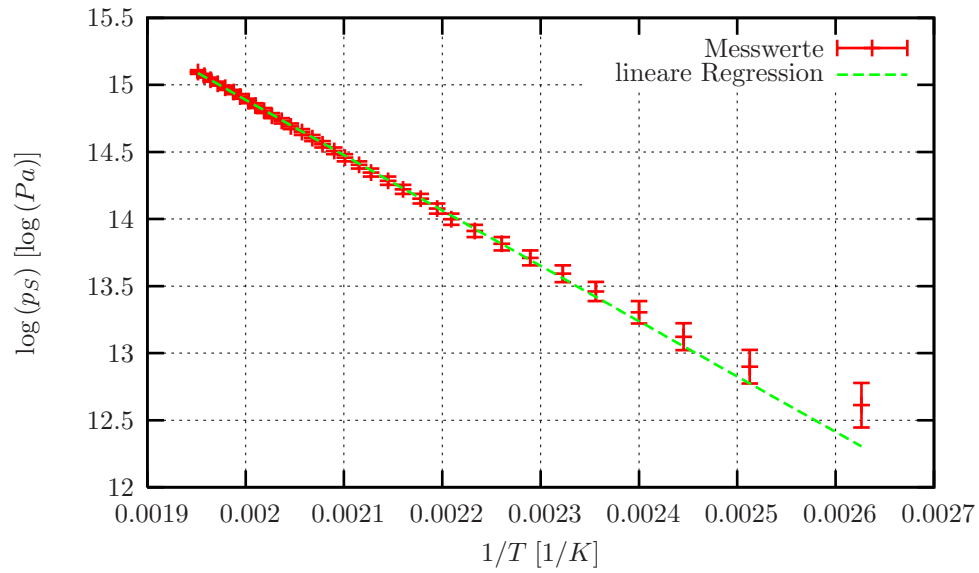


Abbildung 5: Arrheniusplot des Erhitzens

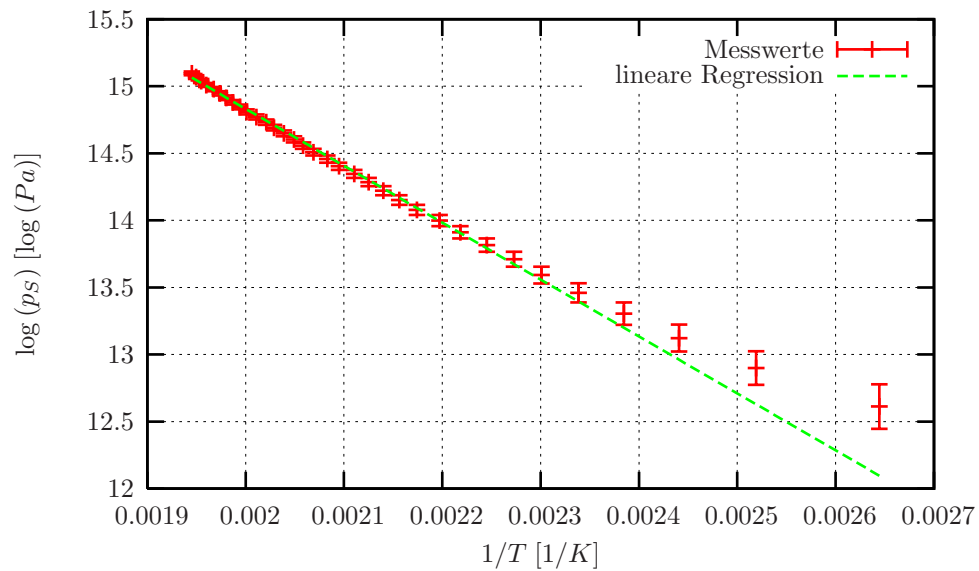


Abbildung 6: Arrheniusplot des Abkühlens