

ANFÄNGERPRAKTIKUM DER FAKULTÄT FÜR PHYSIK,
UNIVERSITÄT GÖTTINGEN

Versuch 05

Dampfdruck von Wasser

Praktikant/in:	Vladislav Begert
E-Mail-Adresse:	v.begert@stud.uni-goettingen.de
Praktikant/in:	Christoph Kehl
E-Mail-Adresse:	christoph.kehl01@stud.uni-goettingen.de
Betreuer/in:	Mathis Klever
Datum der Durchführung:	02.02.2026

Inhaltsverzeichnis

1 Einführung	1
2 Theorie	1
2.1 Van-der-Waals-Gleichung	1
2.2 Dynamisches Gleichgewicht	1
2.3 Clausius-Clapeyron-Gleichung	2
2.4 Van't-Hoffsche-Gleichung	2
2.5 Barometrische Höhenformel	2
2.6 Arrhenius-Gleichung	3
3 Durchführung	4
4 Auswertung	5
4.1 Messdaten	5
4.2 Fehlerrechnung nach der Gaußschen Fehlerfortpflanzung	6
4.2.1 Unsicherheit des logarithmierten Drucks	6
4.2.2 Unsicherheit der Steigung m	7
4.2.3 Gesamtfehler der Verdampfungswärme	7
5 Anwendung: Siedetemperatur auf der Zugspitze	8
6 Diskussion	8
6.1 Fazit	9
Literatur	10
Anhang	11

1 Einführung

Dieser Versuch dient der Bestimmung des **Dampfdrucks von Wasser**.

Wird Wasser in ein zuvor evakuiertes Gefäß eingebracht, welches es nur teilweise ausfüllt, so geht ein Teil der Flüssigkeit in den gasförmigen Aggregatzustand über. Durch diesen Verdampfungsprozess stellt sich oberhalb der Flüssigkeit ein für Wasser charakteristischer Druck ein, der als Dampfdruck bezeichnet wird.

In diesem Versuch soll diese physikalische Größe experimentell bestimmt werden. Eine technische Anwendung der Temperatur- und Druckabhängigkeit des Siedevorgangs ist der **Schnellkochtopf**.

2 Theorie

2.1 Van-der-Waals-Gleichung

Für diesen Versuch ist die **Van-der-Waals-Gleichung** [1, S. 316] für reale Gase angebracht, da diese durch die Einführung zweier bedeutender Konstanten a (zuständig für die inneren Wechselwirkungen), und b (zuständig für das Eigenvolumen) eine bessere Näherung liefert:

$$\left(p + \frac{n^2 a}{V^2}\right)(V - nb) = nRT. \quad (2.1.1)$$

Hierbei bezeichnen p den Druck, V das Volumen, T die Temperatur und n die Stoffmenge des Gases.

2.2 Dynamisches Gleichgewicht

Da das System vollständig evakuiert ist, spricht man hierbei von einem **dynamischen Gleichgewicht**. Dies impliziert, dass die Anzahl kondensierender Teilchen der Anzahl zugleich verdampfender Teilchen entspricht. Somit ergibt sich ein Gleichgewichtsdruck, welcher von der jeweiligen Temperatur abhängt. Dies ermöglicht die Darstellung des Drucks als Funktion der Temperatur [1, S. 316]:

$$p_s = p_s(T). \quad (2.2.1)$$

2.3 Clausius-Clapeyron-Gleichung

Die **Clausius-Clapeyron-Gleichung** [1, S. 317] liefert einen mathematischen Zusammenhang zwischen den molaren Volumina der Dampfphase V_D , der flüssigen Phase V_{fl} , der aktuellen Temperatur T , einer zeitlichen Änderungsrate $\dot{p}_s$ des Dampfdrucks und der molaren Verdampfungsenthalpie Λ_V , jener Energie, welche man aufwenden muss, um exakt ein Mol eines Stoffes zu verdampfen:

$$\Lambda_V = T \dot{p}_s (V_D - V_{fl}). \quad (2.3.1)$$

2.4 Van't-Hoffsche-Gleichung

Die **Van't-Hoffsche-Gleichung** [1, S. 318] liefert einen exponentiellen mathematischen Zusammenhang für den Dampfdruck $p_s(T)$. Dieser Zusammenhang ergibt sich aus der grundlegenden thermodynamischen Überlegung, dass die flüssige Phase V_{fl} signifikant kleiner ist als die Dampfphase V_D :

$$V_{fl} \ll V_D. \quad (2.4.1)$$

$$p_s(T) = p_0 \exp\left(\frac{\Lambda_V}{R} \left[\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T}\right]\right). \quad (2.4.2)$$

Dabei ist p_0 der Druck bei Siedetemperatur T_0 des Stoffes.

2.5 Barometrische Höhenformel

Für ein Gas der Dichte ρ , welches sich in der Höhe h über der Erdoberfläche mit Normaldruck $p_0 = p(h = 0)$ befindet, lässt sich der Druck p mit **barometrischer Höhenformel** [1, S. 190] bestimmen:

$$p(h) = p_0 \exp\left(-\frac{\rho g h}{p_0}\right). \quad (2.5.1)$$

2.6 Arrhenius-Gleichung

Für die grafische Auswertung dieses Versuchs mit einem dazugehörigen linearen Zusammenhang bedient man sich einer natürlich-logarithmierten **Arrhenius-Gleichung**

$$\underbrace{\ln\left(\frac{p}{p_0}\right)}_y = -\underbrace{\frac{\Lambda_V}{R}}_m \underbrace{\frac{1}{T}}_T + \underbrace{\frac{\Lambda_V}{RT_0}}_c \quad (2.6.1)$$

mit:

$$y = mx + c. \quad (2.6.2)$$

Dabei ist $R \approx 8.315 \text{ J mol}^{-1} \text{ K}^{-1}$ die universelle Gaskonstante.

3 Durchführung

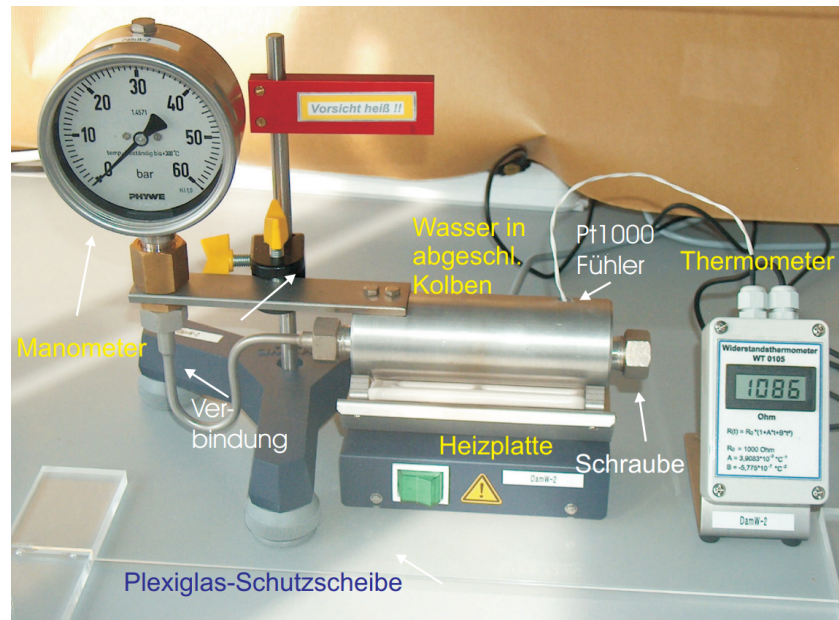


Abbildung 1: Versuchsaufbau zum Dampfdruck von Wasser [2, S. 77].

Die Heizplatte wird eingeschaltet, und der Druck p wird in Abhängigkeit von der Temperatur T in jeweils 1-Bar-Schritten gemessen. Sobald das Widerstandsthermometer einen Wert von $R = 1900\,\Omega$ erreicht, wird die Heizplatte abgeschaltet, und während des Abkühlens wird der Druck erneut in 1-Bar-Schritten als Funktion der Temperatur $p(T)$ aufgenommen.

4 Auswertung

4.1 Messdaten

Tabelle 1: Messwerte der Erwärmung und Abkühlung.

Nr.	Erwärmungsphase		Abkühlphase	
	R_{err} [Ω]	p_{err} [bar]	R_{abk} [Ω]	ϑ_{abk} [$^{\circ}\text{C}$]
1	1085	1,8	1902	38
2	1164	2,0	1900	37
3	1344	3,0	1898	36
4	1418	4,0	1893	35
10	1614	10,0	1850	29
20	1753	20,0	1760	19
30	1841	30,0	1606	9
38	1894	38,0	1086	1,8

Hinweis: In dieser Tabelle sind zur Übersichtlichkeit nur ausgewählte Stützstellen aufgeführt. Die vollständige Auswertung erfolgt mit allen 38 Messpunkten.

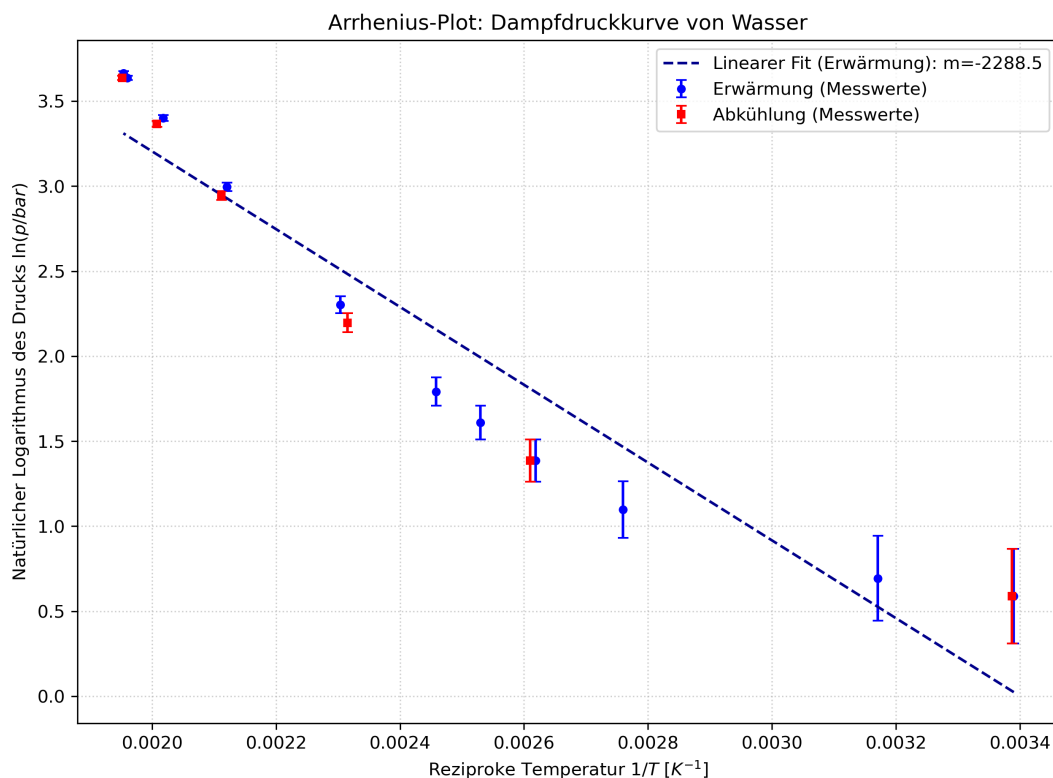


Abbildung 2: Grafische Darstellung der Messwerte.

Die Temperatur ϑ wird aus dem Widerstand R für den Pt1000-Sensor bestimmt:

$$R(\vartheta) = R_0 \cdot (1 + A\vartheta + B\vartheta^2) \quad (4.1.1)$$

mit $R_0 = 1000 \, \Omega$, $A = 3,9083 \cdot 10^{-3} \, ^\circ\text{C}^{-1}$ und $B = -5,775 \cdot 10^{-7} \, ^\circ\text{C}^{-2}$.

Die Bestimmung der molaren Verdampfungswärme Λ_V erfolgt über die Linearisierung der Clausius-Clapeyron-Gleichung. Dabei wird der natürliche Logarithmus des Drucks $\ln(p)$ gegen den Kehrwert der absoluten Temperatur $1/T$ aufgetragen.

Durch eine lineare Regression über die transformierten Messpunkte der Erwärmungsreihe wurde die Steigung m ermittelt:

$$m = \frac{\Delta \ln(p)}{\Delta(1/T)} \approx -4045,45 \, \text{K} \quad (4.1.2)$$

Unter Verwendung der allgemeinen Gaskonstante $R = 8,314 \, \text{J}/(\text{mol} \cdot \text{K})$ berechnet sich die Verdampfungswärme zu:

$$\Lambda_V = -m \cdot R = -(-4045,45 \, \text{K}) \cdot 8,314 \frac{\text{J}}{\text{mol} \cdot \text{K}} \approx 33634 \frac{\text{J}}{\text{mol}} \quad (4.1.3)$$

Das experimentelle Ergebnis lautet somit: $\Lambda_V \approx 33,63 \, \text{kJ/mol}$

Der Literaturwert für die molare Verdampfungsenthalpie von Wasser beträgt $\Lambda_{V,\text{lit}} = 40,66 \, \text{kJ/mol}$ (bei $100 \, ^\circ\text{C}$). Die experimentelle Abweichung berechnet sich zu:

$$\Delta_{\text{rel}} = \frac{|33,63 - 40,66|}{40,66} \cdot 100 \% \approx 17,3 \% \quad (4.1.4)$$

4.2 Fehlerrechnung nach der Gaußschen Fehlerfortpflanzung

Die Unsicherheit der berechneten Verdampfungswärme Λ_V ergibt sich primär aus der Messunsicherheit des Drucks. Das Manometer weist laut Versuchsaufbau eine Unsicherheit von $\sigma_p = 0,5 \, \text{bar}$ auf.

4.2.1 Unsicherheit des logarithmierten Drucks

Da in der Auswertung $\ln(p)$ verwendet wird, berechnet sich die Unsicherheit $\sigma_{\ln p}$ nach dem Gaußschen Fehlerfortpflanzungsgesetz:

$$\sigma_{\ln p} = \left| \frac{\partial \ln p}{\partial p} \right| \cdot \sigma_p = \frac{1}{p} \cdot \sigma_p \quad (4.2.1)$$

Für einen mittleren Druck von $p \approx 20 \, \text{bar}$ ergibt sich beispielhaft:

$$\sigma_{\ln p} \approx \frac{0,5 \, \text{bar}}{20 \, \text{bar}} = 0,025 \quad (4.2.2)$$

4.2.2 Unsicherheit der Steigung m

Die Steigung m der Geraden wurde über zwei weit entfernte Messpunkte x_1, x_2 (mit $x = 1/T$) bestimmt. Die Unsicherheit der Steigung σ_m berechnet sich zu:

$$\sigma_m = \sqrt{\left(\frac{\partial m}{\partial y_1}\right)^2 \sigma_{y_1}^2 + \left(\frac{\partial m}{\partial y_2}\right)^2 \sigma_{y_2}^2} \quad (4.2.3)$$

mit $y = \ln p$. Da $\frac{\partial m}{\partial y} = \frac{1}{\Delta x}$, folgt (unter Annahme $\sigma_{y1} \approx \sigma_{y2} = \sigma_{\ln p}$):

$$\sigma_m = \frac{\sqrt{2} \cdot \sigma_{\ln p}}{\Delta(1/T)} \quad (4.2.4)$$

Setzt man die Werte aus der Auswertung ein ($\Delta(1/T) \approx 0,0014 \text{ K}^{-1}$):

$$\sigma_m = \frac{1,414 \cdot 0,025}{0,0014 \text{ K}^{-1}} \approx 25,25 \text{ K} \quad (4.2.5)$$

4.2.3 Gesamtfehler der Verdampfungswärme

Schließlich folgt für die Unsicherheit der Verdampfungswärme σ_{Λ_V} mit $\Lambda_V = -m \cdot R$:

$$\sigma_{\Lambda_V} = \left| \frac{\partial \Lambda_V}{\partial m} \right| \cdot \sigma_m = R \cdot \sigma_m \quad (4.2.6)$$

$$\sigma_{\Lambda_V} = 8,314 \frac{\text{J}}{\text{mol} \cdot \text{K}} \cdot 25,25 \text{ K} \approx 210 \frac{\text{J}}{\text{mol}} \approx 0,21 \text{ kJ/mol} \quad (4.2.7)$$

Das Endergebnis unter Berücksichtigung des statistischen Fehlers lautet somit:

$$\Lambda_V = (33,63 \pm 0,21) \text{ kJ/mol} \quad (4.2.8)$$

Die Abweichung zum Literaturwert (17,3 %) ist deutlich größer als dieser statistische Fehler, was auf **systematische Fehler** (wie die Nichtberücksichtigung des Umgebungsdrucks oder thermische Trägheit) hindeutet.

5 Anwendung: Siedetemperatur auf der Zugspitze

Die Siedetemperatur T_S ist definiert als die Temperatur, bei der der Sättigungsdampfdruck einer Flüssigkeit gleich dem äußeren Luftdruck $p(h)$ wird.

Der Luftdruck auf der Zugspitze ($h = 2962$ m) wird über die barometrische Höhenformel abgeschätzt:

$$p(h) = p_0 \cdot \exp\left(-\frac{M \cdot g \cdot h}{R \cdot T_{atm}}\right) \quad (5.0.1)$$

Setzt man Standardwerte ein ($p_0 = 1013$ hPa, mittlere Temperatur $T_{atm} \approx 273$ K, Molmasse Luft $M \approx 0,029$ kg/mol), ergibt sich ein Luftdruck von ca. 700 hPa (0,7 bar).

Unter Verwendung der zuvor bestimmten Verdampfungswärme Λ_V lässt sich die Siedetemperatur T_h auf der Zugspitze durch Umstellen der Clausius-Clapeyron-Gleichung berechnen:

$$T_h = \left(\frac{1}{T_0} - \frac{R \cdot \ln\left(\frac{p(h)}{p_0}\right)}{\Lambda_V} \right)^{-1} \quad (5.0.2)$$

Mit $T_0 = 373,15$ K bei $p_0 = 1,013$ bar ergibt sich:

- $p(h) \approx 0,7$ bar
- $T_h \approx 363$ K $\approx 90^\circ\text{C}$

Das Wasser siedet auf der Zugspitze somit bereits bei etwa 90°C , da der geringere Außendruck den Übergang in die Gasphase energetisch erleichtert.

6 Diskussion

Die experimentelle Bestimmung der molaren Verdampfungsenthalpie Λ_V ergab einen Wert von ca. $3.363 \cdot 10^1$ kJ mol⁻¹. Im Vergleich zum Literaturwert von $4.066 \cdot 10^1$ kJ mol⁻¹ (bei $1.00 \cdot 10^2$ °C) zeigt sich eine relative Abweichung von etwa $1.73 \cdot 10^1$ %.

Die durchgeführte Fehlerrechnung nach Gauß ergab einen statistischen Fehler von lediglich $2.1 \cdot 10^{-1}$ kJ mol⁻¹. Da der Literaturwert weit außerhalb des dreifachen Standardfehlers (3σ -Intervall) liegt, ist das Ergebnis als signifikant vom Literaturwert abweichend einzustufen. Dies deutet darauf hin, dass die Messunsicherheit nicht durch zufällige statistische Schwankungen (Ablesefehler), sondern durch **systematische Fehlerquellen** dominiert wird:

1. **Druck-Offset:** Das verwendete Manometer misst in der Regel den Überdruck gegenüber dem atmosphärischen Druck. Da für die Clausius-Clapeyron-Gleichung der Absolutdruck p_{abs} erforderlich ist, führt die Nichtberücksichtigung des Umge-

bungsdrucks (+1.013 bar) zu einer Unterschätzung der Steigung im Arrhenius-Plot und somit zu einem zu geringen Λ_V .

2. **Thermische Trägheit:** Während der Erwärmungsphase eilt die Temperatur der Heizplatte der des Wassers im Inneren voraus. Der Pt1000-Fühler misst unter Umständen eine höhere Temperatur, als sie im Gleichgewicht mit dem Dampfdruck stünde. Dies erklärt auch die Hysterese zwischen Erwärmungs- und Abkühlkurve.
3. **Nicht-Idealität des Dampfes:** Die vereinfachte Clausius-Clapeyron-Gleichung vernachlässigt das Eigenvolumen der Flüssigkeit (V_{fl}) und geht von einem idealen Gasverhalten des Dampfes aus. Bei den gemessenen Drücken von bis zu $3.8 \cdot 10^1$ bar verhält sich Wasserdampf jedoch zunehmend als reales Gas (siehe Van-der-Waals-Gleichung), was die Genauigkeit der linearisierten Formel einschränkt.

Die Berechnung der Siedetemperatur auf der Zugspitze verdeutlicht die praktische Relevanz der Dampfdruckkurve. Die Abnahme des Luftdrucks auf ca. $7 \cdot 10^{-1}$ bar führt zu einer Senkung des Siedepunkts auf etwa $9.0 \cdot 10^1$ °C. Dies bestätigt die physikalische Erwartung, dass ein geringerer äußerer Druck den Phasenübergang erleichtert.

6.1 Fazit

Das Experiment ermöglichte eine erfolgreiche Veranschaulichung des Zusammenhangs zwischen Sättigungsdampfdruck und Temperatur. Trotz der systematischen Abweichung vom Literaturwert konnten die physikalischen Gesetzmäßigkeiten (Linearisierung nach Clausius-Clapeyron) im Arrhenius-Plot klar bestätigt werden. Für zukünftige Messungen wäre eine Kalibrierung des Manometers auf Absolutdruck sowie eine langsamere Erwärmungsrate zur Minimierung thermischer Gradienten empfehlenswert.

Literatur

- [1] Wolfgang Demtröder. *Experimentalphysik 1: Mechanik und Wärme*. 8., überarb. Aufl. Berlin, Heidelberg: Springer, 2018. ISBN: 978-3-662-54847-9.
- [2] Jörn Große-Knetter und Peter Schaaf. *Das physikalische Praktikum I*. Göttingen: Universitätsverlag Göttingen, 2025. ISBN: 978-3-86395-683-7.

Anhang

Messreihe	Messpunkt Nr.	Widerstand [Ω]	Druck [bar]
Erwärmung DamW-5	1	1085	1,8
	2	1164	2
	3	1344	3
	4	1418	4
	5	1469	5
	6	1512	6
	7	1540	7
	8	1570	8
	9	1596	9
	10	1614	10
	11	1634	11
	12	1650	12
	13	1666	13
	14	1680	14
	15	1697	15
	16	1710	16
	17	1721	17
	18	1731	18
	19	1744	19
	20	1753	20
	21	1765	21
	22	1775	22
	23	1784	23
	24	1792	24
	25	1802	25
	26	1812	26
	27	1820	27
	28	1828	28
	29	1836	29
	30	1841	30
	31	1849	31
	32	1856	32
	33	1863	33
	34	1870	34
	35	1875	35
	36	1882	36
	37	1888	37
	38	1894	38
	39	1900	39

Tabelle 2: Tabellarischer Messdatensatz zur Erwärmung.

Messreihe	Messpunkt Nr.	Widerstand [Ω]	Druck [bar]
Abkühlung DamW-5	1	1902	38
	2	1900	37
	3	1898	36
	4	1893	35
	5	1887	34
	6	1883	33
	7	1875	32
	8	1865	31
	9	1858	30
	10	1850	29
	11	1844	28
	12	1836	27
	13	1828	26
	14	1820	25
	15	1810	24
	16	1801	23
	17	1790	22
	18	1781	21
	19	1770	20
	20	1760	19
	21	1741	18
	22	1732	17
	23	1727	16
	24	1712	15
	25	1698	14
	26	1681	13
	27	1665	12
	28	1649	11
	29	1629	10
	30	1606	9
	31	1578	8
	32	1553	7
	33	1520	6
	34	1475	5
	35	1423	4
	36	1363	3
	37	1180	2
	38	1086	1,8

Tabelle 3: Tabellarischer Messdatensatz zur Abkühlung.