
Der Dampfdruck von Wasser

Praktikanten: Silke Andrea Teepe
Gerald Loitz
Marcel Kramer

Betreuer: Alexander Schmelev

Testat:

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theorie	1
2.1	VAN-DER-WAALS-Gleichung	1
2.2	MAXWELL-Geraden	2
2.3	CLAUSIUS-CLAPEYRON Gleichung	2
3	Durchführung	4
4	Auswertung	4
5	Diskussion	4

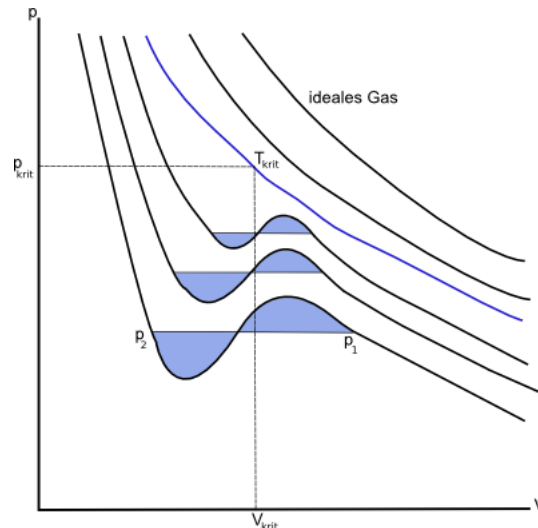


Abbildung 1: Isothermen der VAN-DER-WAALS-Gleichung mit MAXWELL-Geraden¹

1 Einleitung

2 Theorie

2.1 Van-der-Waals-Gleichung

Für ideale Gase gilt die Zustandsgleichung $p \cdot V = n \cdot R \cdot T$. Doch für reale Gase kann diese Gleichung nicht gelten.

Zum einen hat ein reales Gas bei 0 K im Gegensatz zum idealen Gas immernoch ein *Eigen volumen*, da die Gasmoleküle nicht punktförmig sind. Dieses Eigen volumen, das offensichtlich proportional zur Teilchenanzahl ist, muss folglich vom Gesamtvolumen abgezogen werden, also $V \rightarrow V - b \cdot n$ mit der *Eigen volumenkonstante* b .

Zum anderen wirken Dipol-Dipol- und VAN-DER-WAALS-Kräfte zwischen den Teilchen. Wie in Versuch 5 beschrieben, sind diese Kräfte proportional zur Teilchenzahl an der Oberfläche, da sich die Kräfte im Inneren aufheben, und proportional zum mittleren Abstand der Teilchen. Da sowohl die Teilchenanzahl an der Oberfläche, als auch der mittlere Teilchenabstand proportional zur Teilchendichte n/V ist, ist der Druck p in einem realen Gas um den *Binnendruck* $a \cdot \frac{n^2}{V^2}$ größer, also $p \rightarrow p + a \cdot \frac{n^2}{V^2}$ mit der *Binnendruckkonstanten* a .

Unter Einbeziehung dieser Korrekturterme ergibt sich die VAN-DER-WAALS-Gleichung

$$\left(p + a \cdot \frac{n^2}{V^2} \right) \cdot (V - b \cdot n) = n \cdot R \cdot T \quad (1)$$

$$\Leftrightarrow p = \frac{n \cdot R \cdot T}{V - b \cdot n} - a \cdot \frac{n^2}{V^2}$$

¹<https://lp.uni-goettingen.de/get/text/655> Abb. 732

2.2 Maxwell-Geraden

Wie man in der Abbildung 1 erkennen kann, haben die Isothermen der VAN-DER-WAALS-Gleichung für Temperaturen unter T_k ein Maximum und ein Minimum. Dieser Bereich verletzt den zweiten Hauptsatz der Thermodynamik, denn wenn bei isothermer Expansion der Druck steigt, müssten bei steigendem Volumen mehr Teilchen auf eine konstante Fläche treffen, also müsste die Teilchendichte am Rand steigen und somit in der Mitte sinken. Damit würde die Entropie sinken, was ein Widerspruch zum 2. Hauptsatz ist.

Um dieses Problem zu lösen, werden die MAXWELL-Geraden als isobare Verbindungsstücke so eingefügt, dass die Flächen zwischen der Isothermen der VAN-DER-WAALS-Gleichung und der MAXWELL-Geraden oberhalb und unterhalb dieser Geraden gleich groß sind (siehe Abbildung 1). In diesem Bereich der Isothermen findet der Übergang von flüssig nach gasförmig statt.

Für höhere Temperaturen wird die MAXWELL-Gerade immer kleiner bis bei der kritischen Temperatur T_k ein Sattelpunkt anstatt der Extrema vorliegt und es folglich keine MAXWELL-Gerade mehr gibt. Damit findet auch kein Aggregatzustandswechsel für Temperaturen über T_k mehr statt. Da ein Sattelpunkt vorliegt folgt aus der VAN-DER-WAALS-Gleichung

$$T_k = \frac{8}{27} \cdot \frac{a}{R \cdot b} \quad (2)$$

und damit

$$V_k = 3 \cdot b \quad \text{und} \quad (3)$$

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

2.3 Clausius-Clapeyron Gleichung

Wenn man ein mol einer Flüssigkeit in ein Gefäß mit einem größeren Volumen als V_{fl} füllt, werden manche Moleküle verdampfen und es bildet sich eine Gasmenge über der Flüssigkeit mit dem Druck p_s . Da zum austreten aus der Flüssigkeit Energie aufgewendet werden muss, kühlt sich die Flüssigkeit bzw. es muss eine Energiemenge Λ_V hinzugefügt werden um die Temperatur konstant zu halten.

Um diese Energiemenge für ein zu bestimmen betrachte man folgenden CARNOT-Prozess:

- 1 \rightarrow 2: isobare und isotherme Verdampfung von $V_1 = V_{fl}$ bis $V_2 = V_D$ bei $T_1 = T + dT$ und $p_1 = p_s + dp_s$, also eine MAXWELL-Gerade
- 2 \rightarrow 3: adiabatisch infinitesimal auf $T_2 = T$ und $p_2 = p_s$ reduziert und kein Aggregatzustandswechsel
- 3 \rightarrow 4: isobare und isotherme Konsensierung von $V_2 = V_D$ bis $V_1 = V_{fl}$ bei $T_2 = T$ und $p_2 = p_s$, also eine MAXWELL-Gerade

- 4 → 1: adiabatisch infinitesimal auf $T_1 = T + dT$ und $p_1 = p_s + dp_s$ erhöht und kein Aggregatzustandswechsel

Die verrichtete Arbeit ist somit

$$\begin{aligned}\Delta W_1 &= (p_s + dp_s) \cdot (V_{fl} - V_D) \quad \text{von } 1 \rightarrow 2 \\ \Delta W_2 &= p_s \cdot (V_D - V_{fl}) \quad \text{von } 3 \rightarrow 4 \\ \Rightarrow \Delta W &= \Delta W_1 + \Delta W_2 = dp_s \cdot (V_{fl} - V_D)\end{aligned}\tag{5}$$

Da es sich um einen CARNOT-Prozess handelt gilt für den Wirkungsgrad

$$\eta = -\frac{\Delta W}{\Delta Q} = \frac{T_{warm} - T_{kalt}}{T_{warm}} = \frac{T + dT - T}{T + dT} = \frac{dT}{T + dT} \approx \frac{dT}{T}$$

wobei $\Delta Q = \Lambda_V$ die hinzugefügte Energie ist. Es gilt also die CLAUSIUS-CLAPEYRON Gleichung

$$\begin{aligned}\Lambda_V &= -dp_s \cdot (V_{fl} - V_D) \cdot \frac{T}{dT} \\ &= T \cdot \frac{dp_s}{dT} \cdot (V_D - V_{fl})\end{aligned}\tag{6}$$

Aus der idealen Gasgleichung folg für $n = 1$ mol

$$p_s \cdot V_D \approx R \cdot T.$$

Wenn der Außendruck nicht zu hoch ist gilt im Allgemeinen $V_D \gg V_{fl}$. Durch einsetzen erhält man

$$\begin{aligned}\Lambda_V &= T \cdot \frac{dp_s}{dT} \cdot \frac{R \cdot T}{p_s} \\ \Leftrightarrow \frac{\Lambda_V \cdot dT}{R \cdot T^2} &= \frac{dp_s}{p_s}\end{aligned}$$

durch beidseitiges Integrieren erhält man

$$\ln(p_s) = -\frac{\Lambda_V}{R \cdot T} + \text{const}\tag{7}$$

mit der Randbedingung $p_s(T_0) = p_0$ folgt die Dampfdruckformel

$$p_s = p_0 \cdot \exp \left[\frac{\Lambda_V}{R} \cdot \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} \right) \right]\tag{8}$$

3 Durchführung

Zur Messung des Dampfdrucks von Wasser ist ein abgeschlossener Kolben zum Teil mit Wasser gefüllt. Dieser Kolben ist auf einer Heizplatte platziert, wodurch dieser erhitzt werden kann. Die Temperatur kann an dem angeschlossenen Pt1000 Widerstandsthermometer abgelesen werden. Der Druck an einem verbundenen Manometer. Aufgrund der hohen Temperatur die während des Experiments erreicht wird gehört aus Sicherheitsgründen auch eine Plexiglas-Schutzscheibe zum Versuchsaufbau. Der beschriebene Aufbau ist auch in Abbildung 2 zu sehen.

Ziel des Experimentes ist es, die Temperatur in Abhängigkeit des Drucks zu messen. Dazu schaltet man zunächst die Heizplatte ein und notiert dann die entsprechenden Werte von den beiden Messgeräten. Es empfiehlt sich dabei eine Skaleneinteilung von 1-2 bar zu wählen. Sobald entweder 45 bar oder $1900\ \Omega$ ($240\ ^\circ\text{C}$) erreicht sind ist die Heizplatte auszuschalten und die Messung für das Abkühlen zu wiederholen.

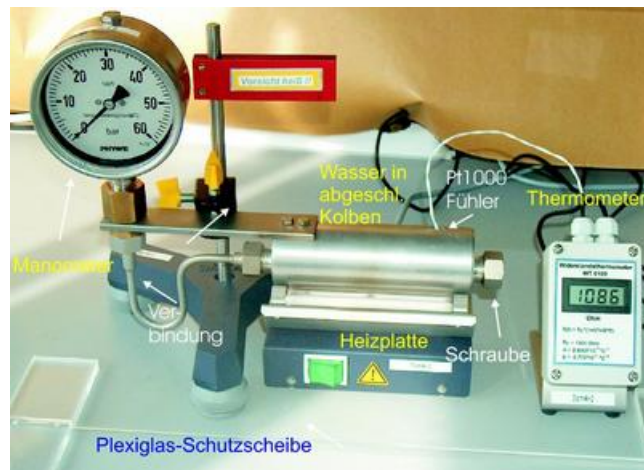


Abbildung 2: Aufbau des Experiments²

4 Auswertung

5 Diskussion

Literatur

²<https://lp.uni-goettingen.de/get/text/3644>