

# Gasthermometer und Sättigungsdampfdruck

Gegenstand dieses Versuchs sind verschiedene thermodynamische Zustandsänderungen. Im ersten Versuchsteil wird über ein Gas ein Thermometer realisiert, indem an diesem eine isochore Zustandsänderung durchgeführt wird. Im zweiten Versuchsteil wird die Dampfdruckkurve von Wasser aufgenommen und so ein Teil des Phasendiagramms von Wasser ermittelt. Im dritten Versuchsteil wird die Wärmekapazität verschiedener Metalle bestimmt.

## Vorkenntnisse

Temperaturbegriff – Temperaturskala – Temperaturmessung – Hauptsätze der Thermodynamik – kinetische Gastheorie – Gesetz von Boyle-Mariotte – Gesetz von Gay-Lussac – Zustandsgleichung des idealen Gases – Zustandsgleichung des realen Gasen, Maxwell-Konstruktion, kritischer Punkt – Zustandsänderungen – Dampfdruck und dessen Temperaturabhängigkeit – Luftdruckmessung – Phasendiagramm von Wasser

## Literatur

K. Lüders, G. von Oppen, Bergmann-Schäfer – Lehrbuch der Experimentalphysik – Band 1 Mechanik, Akustik, Wärme, De Gruyter, 2008.

D. Meschede, Gerthsen Physik, 25. Auflage, Springer Spektrum, 2015.

## Physikalische Grundlagen

### Das ideale Gas

Das Modell des idealen Gases wird im Wesentlichen durch zwei Voraussetzungen definiert:

- Das Gas besteht aus punktförmigen Masseteilchen, d.h. die Gasmoleküle besitzen verschwindendes Eigenvolumen.
- Zwischen den Gasteilchen besteht keine Wechselwirkung, d.h. die Energie ist vollständig gegeben durch den kinetischen Anteil.

Der Zustand eines Gases ist allgemein durch die Zustandsgrößen Druck  $p$ , Volumen  $V$  und Temperatur  $T$  eindeutig bestimmt. Bei einer gegebenen Gasmenge können je zwei dieser Variablen unabhängig voneinander geändert werden, die dritte ist dann durch die beiden anderen bestimmt. Beim idealen Gas wird dieser Zusammenhang durch die Zustandsgleichung des idealen Gases vermittelt, die lautet

$$pV = nRT \quad (1)$$

In dieser Gleichung bedeutet  $n$  die Anzahl der Mole, die Größe  $R$  wird universelle Gaskonstante genannt, sie hat also für alle Gase den gleichen Wert von  $8.314 \text{ J}/(\text{K mol})$ . Die in Gl. (1) auftretende Temperatur ist die absolute Temperatur, die in Kelvin angegeben wird. Soll die Gleichung so umgeschrieben werden, dass die Temperatur in Grad Celsius angegeben wird, so gilt folgende Umrechnung (mit  $T_0 = 273,15 \text{ K}$ ,  $\alpha = 1/T_0$ , sowie  $T$ , der Temperatur in Kelvin, und  $t$ , der Temperatur in Grad Celsius)

$$T = T_0 (1 + \alpha t). \quad (2)$$

Damit lässt sich Gl. (1) schreiben als

$$pV = nRT_0 (1 + \alpha t). \quad (3)$$

Setzt man  $t = 0^\circ\text{C}$ , so erhält man für das Produkt aus Druck  $p(0^\circ\text{C}) = p_0$  und Volumen  $V(0^\circ\text{C}) = V_0$

$$p_0 V_0 = nRT_0 \quad (4)$$

und man kann schreiben

$$pV = p_0 V_0 (1 + \alpha t). \quad (5)$$

Von dieser Gleichung aus kommt man zu den verschiedenen Formen der Gasgesetze, die für den Fall gelten, dass ein der drei Variablen konstant gehalten wird.

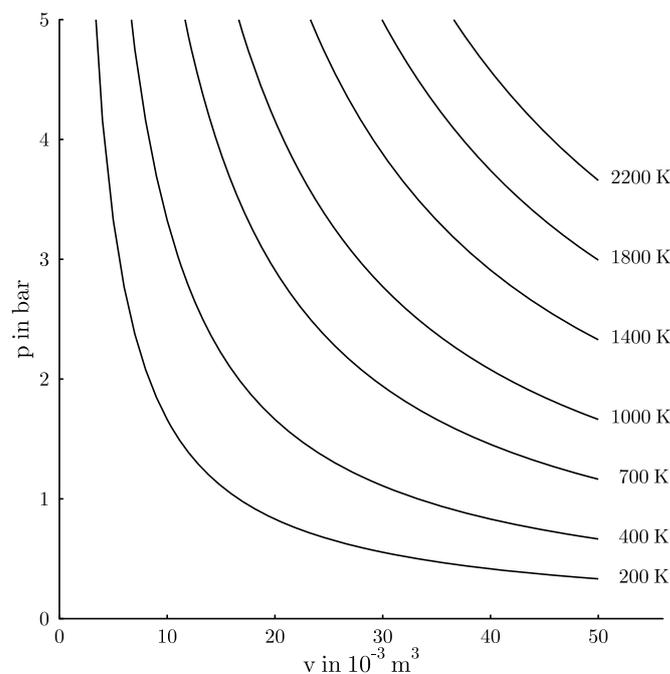


Abb. 1: Isothermen des idealen Gases.

1. Bei einer **isothermen** Zustandsänderung ( $T = \text{const.}$ ) folgt aus Gl. (1) das *Boyle'sche Gesetz*

$$pV = \text{const.} \quad (6)$$

Die dieser Gleichung entsprechenden Kurven heißen *Isothermen* des idealen Gases. Im  $p$ - $V$ -Diagramm ergeben sich Hyperbeln ( $V \sim 1/p$ ). Zudem ist

$$\kappa = -\frac{1}{V_0} \left( \frac{\partial V}{\partial p} \right)_t \quad \text{mit} \quad V_0 = V(0^\circ\text{C}). \quad (7)$$

In diesem Fall stellt  $\kappa$  die Kompressibilität dar.

2. Bei einer **isobaren** Zustandsänderung ( $p = \text{const.}$ ) wird aus Gl. (4)

$$V = V_0(1 + \alpha t) \quad (8)$$

Dieser Zusammenhang wird als *Gay-Lussac'sches Gesetz* bezeichnet, wobei  $\alpha$  hier die Bedeutung eines Volumenausdehnungskoeffizienten hat. Es ist

$$\alpha = \frac{1}{V_0} \left( \frac{\partial V}{\partial t} \right)_p \quad \text{mit} \quad V_0 = V(0^\circ\text{C}). \quad (9)$$

3. Bei einer **isochoren** Zustandsänderung ( $V = \text{const.}$ ) erhält man das *Gay-Lussac'sche Gesetz* der Form

$$p = p_0(1 + \beta t) \quad (10)$$

In diesem Fall stellt  $\beta$  den Druckkoeffizienten dar. Es ist

$$\beta = \frac{1}{p_0} \left( \frac{\partial p}{\partial t} \right)_V \quad \text{mit} \quad p_0 = p(0^\circ\text{C}). \quad (11)$$

Für ideale Gase haben  $\alpha$  bzw.  $\beta$  in den Gl. (8) bzw. (10) den Wert  $1/273.15 \text{ K}^{-1}$ .

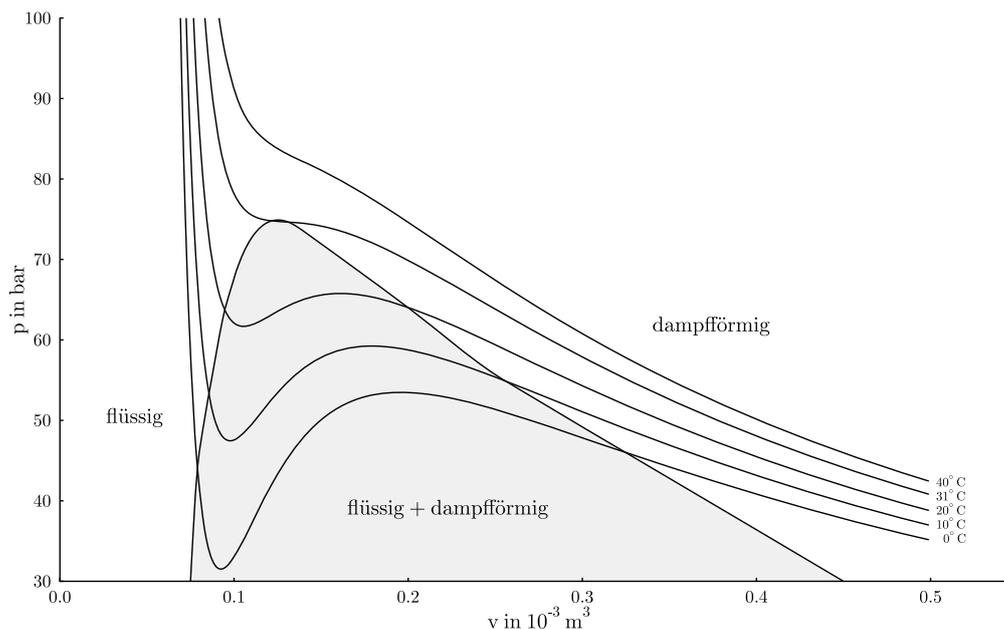
Die Gay-Lussac'schen Gleichungen gelten in ihrer Form auch für reale Gase, jedoch müssen dann die entsprechenden Koeffizienten getrennt als Volumen- bzw. Ausdehnungskoeffizient bestimmt werden, wobei diese Größen unter Umständen selbst temperaturabhängig sein können.

## Das reale Gas

Die Ableitung der Zustandsgleichung für das ideale Gas wurde unter Vernachlässigung der Umstände vorgenommen, dass beim realen Gas anziehende Kräfte zwischen den Molekülen vorhanden sind (*van-der-Waals-Wechselwirkung*) und dass die Teilchen ein endliches Eigenvolumen einnehmen.

Unter Berücksichtigung dieser Voraussetzungen hat Johannes Diderik van der Waals die allgemeine Zustandsgleichung für ideale Gase wie folgt erweitert:

- Die Druckverringerng durch die attraktive Wechselwirkung wird durch einen Term proportional zu  $1/V_M^2$  berücksichtigt.  $V_M$  steht für das Molvolumen des Gases.

Abb. 2: Isothermen eines realen Gases am Beispiel von  $\text{CO}_2$ .

- Das Eigenvolumen der Teilchen wird eingerechnet, indem vom Molvolumen, das als Gasraum zur Verfügung steht, eine Größe  $b$  abgezogen wird.  $b$  heißt *Kovolumen* und ist von der Größenordnung des Eigenvolumens.

Für ein Mol des Gases gilt dann

$$\left(p + \frac{a}{V_M^2}\right) \cdot (V_M - b) = RT \quad (12)$$

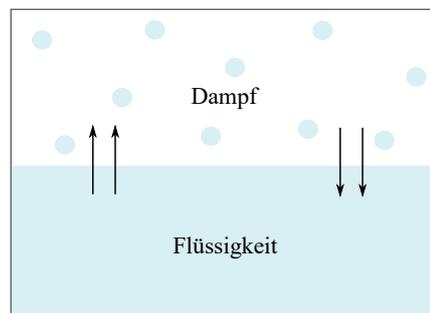
Die Größen  $a$  und  $b$  sind hierbei für jedes Gas individuell zu bestimmende Konstanten. Im Fall von Kohlenstoffdioxid<sup>1</sup> sind diese  $a = 3,6 \cdot 10^{-6} \text{ bar m}^6 \text{ mol}^{-2}$  und  $b = 4,3 \cdot 10^{-5} \text{ m}^3 \text{ mol}^{-1}$ . Die Isothermen eines realen Gases haben im  $p$ - $V$ -Diagramm das in Abb. 2 dargestellte Aussehen. Es fällt hierbei auf, dass die Isothermen für niedrige Temperaturen ein Maximum und ein Minimum haben. Zu einem Druck kann also es laut der Van-der-Waals-Gleichung (12) mehrere Volumina geben, wobei man diese mit einer dichteren (flüssig) und einer verdünnten Phase (gasförmig) identifizieren kann. Im grau gekennzeichneten Übergangsbereich in Abb. 2 koexistieren flüssige und gasförmige Phase. Die Isotherme folgt im Gleichgewicht jedoch nicht dem Kurvenverlauf, sondern einer Horizontalen (Isobare). Mit Hilfe einer Maxwell'schen Konstruktion an den Isothermen kann der tatsächliche Verlauf der Kurve abgeleitet werden.

Bei hohen Temperaturen gibt es keinen definierten Übergang zwischen Gas und Flüssigkeit mehr, das Gas ist für alle Drücke gasförmig und die Isothermen nähern sich allmählich der idealen Hyperbelform. Die Temperatur, bei der die Isotherme einen Sattelpunkt aufweist, wird *kritische Temperatur* genannt. Oberhalb dieser Temperatur lässt sich ein Gas auch durch noch so hohen Druck nicht mehr verflüssigen. In Abb. 2 ist zudem zu sehen, dass ein reales Gas dem idealen Gaszustand umso näher kommt, je höher die Temperatur ist (vergleichend dazu die Isothermen des idealen Gases in Abb. 1). Andererseits zeigt sich, dass Abweichungen vom idealen Gas bei hohen Drücken und kleinen Volumina auftreten. Das ist zu erwarten, da in diesen Fällen die Molekülabstände klein sind und somit die attraktiven Kräfte stärker werden und ferner das Eigenvolumen der Moleküle einen größeren Einfluss hat.

<sup>1</sup>D. Meschede, Gerthsen Physik, 25. Auflage, Springer Spektrum, 2015

## Sättigungsdampfdruck

Aus jeder Flüssigkeitsoberfläche treten durch Wärmebewegung einige Moleküle in den Dampfraum, d.h. in den Raum oberhalb der Flüssigkeit. Andererseits gelangen Moleküle aus dem Dampfraum in die Flüssigkeitsoberfläche und werden dort festgehalten (Kondensation). Die Zahl der an den Dampfraum abgegebenen Teilchen hängt von der Stärke ihrer Wärmebewegung in der flüssigen Phase, d.h. von der Temperatur der Flüssigkeit, und von der Ablöseenergie  $E_a$  ab, die ein Teilchen beim Austritt aus der Grenzfläche verliert.



Die Zahl der auf die Grenzfläche auftreffenden Teilchen hängt zusätzlich vom Druck im Dampfraum ab.

Im thermodynamischen Gleichgewicht treten ebensoviele Teilchen aus der Flüssigkeit aus, wie eingefangen werden. Daraus ergibt sich ein Zusammenhang zwischen dem Dampfdruck  $p_D$ , der Temperatur  $T$  und der Austrittsenergie  $E_a$ . Den sich im Gleichgewicht einstellende Druck  $p_D$  bezeichnet man als *Sättigungsdampfdruck* der Flüssigkeit bei der entsprechenden Temperatur. Der Sättigungsdampfdruck ist, hinreichende Flüssigkeitsmenge vorausgesetzt, unabhängig von der Größe des Dampfraumes.

In dem gegebenen Temperaturbereich gilt folgende Gleichung für den Sättigungsdampfdruck (Boltzmann-Statistik)

$$p_D = \hat{p} e^{-\frac{E_a}{kT}} \quad (13)$$

Hier sind  $T$  die absolute Temperatur und  $k$  die Boltzmannkonstante.

## Wärmekapazität

Die Wärmekapazität eines Körpers ist in erster Näherung gegeben durch den Differenzenquotienten

$$c = \frac{\Delta Q}{\Delta T} \quad (14)$$

mit der Wärmemenge  $Q$  und der Temperatur  $T$ . Da die Wärmekapazität im Allgemeinen selbst eine Funktion der Temperatur und weiterer Parameter wie Druck  $p$  und Volumen  $V$  ist, darf  $\Delta T$  nicht zu groß werden. Die Konsequenz ist:

- Die Wärmekapazität bedarf der Angabe der Bezugstemperatur  $T$ .
- Der Differenzenquotient ist durch den partiellen Differentialquotienten zu ersetzen.

Man muss ferner bei der Erwärmung oder Abkühlung die Nebenbedingung

$$p = \text{const.} \quad \text{oder} \quad V = \text{const.} \quad (15)$$

unterscheiden. Dementsprechend ist die Wärmekapazität definiert

$$c_p(T) = \left( \frac{\partial Q}{\partial T} \right)_{T,p} \quad \text{bzw.} \quad c_V(T) = \left( \frac{\partial Q}{\partial T} \right)_{T,V} \quad (16)$$

Homogene Stoffe werden charakterisiert durch die Wärmekapazität pro Masse. Diese stoffspezifische Größe  $c_p$  bzw.  $C_V$  nennt man spezifische Wärme oder spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck bzw. bei konstantem Volumen. Hat ein homogener Stoff die Masse  $m$ , so gilt

$$c_p(T) = m C_p(T) \quad \text{bzw.} \quad c_V(T) = m C_V(T). \quad (17)$$

Beim Bezug auf ein Mol der homogenen Substanz gelangt man zur Molwärme  $C_{p,\text{mol}}$  bzw.  $C_{V,\text{mol}}$  mit dem Zusammenhang ( $M$ : molare Masse)

$$c_p(T) = \frac{m}{M} C_{p,\text{mol}}(T) \quad \text{bzw.} \quad c_V(T) = \frac{m}{M} C_{V,\text{mol}}(T) \quad (18)$$

$c_p$  unterscheidet sich von  $c_V$  um die bei der Temperaturerhöhung gegen den Druck geleistete Arbeit infolge der Volumenänderung  $dV$

$$c_p - c_V = \left( \frac{\partial Q}{\partial T} \right)_p - \left( \frac{\partial Q}{\partial T} \right)_V \quad (19)$$

$$= \frac{\alpha^2 V T}{\kappa} \quad (20)$$

mit dem thermischen Volumenausdehnungskoeffizienten  $\alpha = \frac{1}{V} \left( \frac{\partial V}{\partial T} \right)_p$  und der isothermen Kompressibilität  $\kappa = -\frac{1}{V} \left( \frac{\partial V}{\partial p} \right)_T$ . Bei Festkörpern ist diese Differenz wegen der geringen thermischen Ausdehnung jedoch zu vernachlässigen, sodass im Folgenden ausschließlich von der Idealisierung  $V = \text{const.}$  ausgegangen wird.

### Regel von Dulong-Petit

Nach der klassischen Theorie wird die innere Energie eines festen Körpers im thermodynamischen Gleichgewicht als Summe der Schwingungsenergie harmonischer Oszillatoren dargestellt. Aus der Boltzmann-Statistik folgt ein Energiebeitrag der Größe  $kT$  pro Schwingungskomponente für jeden Oszillator. Bei Bewegungsmöglichkeiten in den drei voneinander unabhängigen Koordinatenrichtungen und  $N_A$  Atomen ( $N_A$ : Avogadro-Konstante) wird die Gesamtenergie pro Mol durch die Schwingungsenergie von  $3N$  harmonischen Oszillatoren dargestellt. Durch Differenzieren nach der Temperatur erhält man für die Molwärme bei konstantem Volumen

$$C_{V,\text{mol}} = \frac{\partial}{\partial T}(3 N k T) = 3 N k \approx 25 \frac{\text{J}}{\text{mol K}} \quad (21)$$

Diese Beziehung gilt nur für Elemente. Bei Verbindungen ist die Zahl der Atome pro Molekül zu berücksichtigen. Nach der klassischen Theorie ist also die Molwärme unabhängig vom Material und konstant. Dieses Ergebnis wird experimentell für Festkörper bei hohen Temperaturen ( $T > 300 \text{ K}$  bei Metallen) recht gut bestätigt.

## Vorbereitende Aufgaben

Leiten Sie aus der Van-der-Waals-Gleichung (12) für das reale Gas die kritische Temperatur  $T_c$  sowie die Größen  $V_{\text{mol},c}$  und  $p_c$  als Funktion von  $a$  und  $b$  her. Gehen Sie dazu wie folgt vor:

1. Bestimmen Sie die Temperatur, bei der die Isotherme einen Sattelpunkt aufweist ( $\frac{\partial p}{\partial V_{\text{mol}}} = 0$  und  $\frac{\partial^2 p}{\partial V_{\text{mol}}^2} = 0$ ). Dies ist die kritische Temperatur  $T_c$ . Im Verlauf der Rechnung erhalten Sie zunächst einen Ausdruck für  $V_{\text{mol},c}$ , mit welchem Sie dann  $T_c$  erhalten können.

- Bestimmen Sie  $p_c$ , indem Sie  $V_{\text{mol},c}$  und  $T_c$  in die nach  $p$  aufgelöste Van-der-Waals-Gleichung einsetzen.

Berechnen Sie nun  $T_c$ ,  $V_{\text{mol},c}$  und  $p_c$  für Kohlenstoffdioxid. Es sind  $a_{\text{CO}_2} = 3,6 \cdot 10^{-6} \text{ bar m}^6 \text{ mol}^{-2}$  und  $b_{\text{CO}_2} = 4,3 \cdot 10^{-5} \text{ m}^3 \text{ mol}^{-1}$  (s. Abschnitt „Das reale Gas“).

Nennen und beschreiben Sie Möglichkeiten, wie man über Messungen von thermodynamischen Zustandsänderungen an einem (idealen) Gas ein Thermometer realisieren kann?

## Experiment

### 1. Temperaturbestimmung durch Messung von Zustandsgrößen eines Gases

In diesem Versuchsteil wird ein *Gasthermometer nach Jolly* (Philipp von Jolly, 1809 – 1884) benutzt, welches auf einer isochoren Zustandsänderung eines (möglichst: idealen) Gases beruht. Eine mit Luft gefüllte, gläserne Hohlkugel befindet sich dazu in einem Becherglas, welches so weit mit Wasser gefüllt ist, dass das Wasser die Glaskugel zu ca. 3/4 umgibt (s. Abb. 3). Im ursprünglichen Experiment nach Jolly wurde der Druck der Luft im Inneren der Hohlkugel über eine Quecksilbersäule gemessen. Im Praktikumsversuch wird das Quecksilber-Manometer durch ein analoges Differenzdruckmanometer ersetzt, welches die Differenz zum Außendruck  $\Delta p$  misst. Der Umgebungsdruck am Versuchstag kann über das Barometer am Versuchsplatz bestimmt werden, sodass über eine Messung von  $\Delta p$  der absolute Druck in der Glaskugel bestimmt werden kann.

Das Wasser im Becherglas kann über eine Heizplatte erwärmt werden. Ein Magnetrührer sorgt für eine gleichmäßige Temperaturverteilung des Wassers im Inneren des Becherglases. Die Temperatur des Wassers wird über ein kalibriertes Flüssigkeitssäulenthermometer gemessen.

Schalten Sie zu Beginn des Versuchs zunächst den Magnetrührer ein und warten Sie ca. 2 min bis zum Ablesen der Anfangstemperatur  $t_{\text{Anfang}}$ . Bestimmen Sie nun auch den Anfangsdruck  $p_{\text{Anfang}}$ . Beachten Sie, dass dieser Differenzdruck zum Außendruck je nach Außendruck und -temperatur am Versuchstag auch schon zu Beginn des Versuchs  $\neq 0$  sein kann.

Heizen Sie nun über die Heizplatte das Wasser langsam und schrittweise um etwa  $5^\circ\text{C}$  auf und notieren Sie sich die zugehörige Druckänderung, die das Manometer gegenüber dem Umgebungsdruck anzeigt. Fahren Sie so bis zu einer Temperatur von ca.  $80^\circ\text{C}$  fort. Warten Sie vor jedem Ablesen auf das Einstellen des thermischen Gleichgewichts.

Stellen Sie den Gasdruck  $p$  in Abhängigkeit von der Temperatur graphisch in einem  $p$ - $t$ -Diagramm dar. Für ein ideales Gas ergibt sich für eine isochore Zustandsänderung Gl. (10), also

$$p = p_0 (1 + \beta t) = p_0 + m \cdot t.$$

Hierbei bezeichnet  $p_0$  den Druck bei  $0^\circ\text{C}$  und  $\beta$  den Druckkoeffizienten. Eine lineare Funktion  $p(t)$  wie in Gl. (10) ist vollständig beschrieben, wenn zwei Punkte festgelegt sind. Der Druck  $p_0$  kann daher mit Hilfe des Anfangsdrucks  $p_{\text{Anfang}}$  und der Anfangstemperatur  $t_{\text{Anfang}}$  eliminiert werden.

Fitten Sie die Daten  $p(t)$  linear an und diskutieren Sie Ihre Ergebnisse. Bestimmen Sie den Druckkoeffizienten  $\beta$  von Luft. Bestimmen über eine Extrapolation Ihrer Daten den Schnittpunkt mit der  $t$ -Achse. *Welche Bedeutung hat dieser Schnittpunkt? Eignet sich Luft als Arbeitsgas für ein Gasthermometer?*

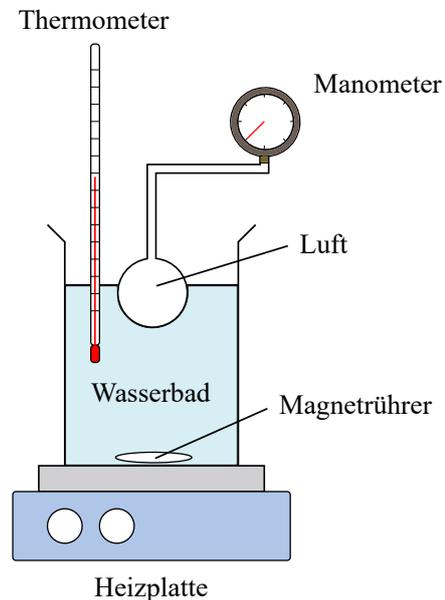


Abb. 3: Aufbau des Gasthermometers.

## 2. Dampfdruckkurve von Wasser

Nehmen Sie für den Temperaturbereich von Raumtemperatur bis etwa  $90^\circ\text{C}$  die Dampfdruckkurve von Wasser auf. Der Versuchsaufbau ist in Abb. 4 dargestellt. In einem Glasgefäß kann Wasser über einen Heizdraht erwärmt werden. Die Temperatur des Wassers kann dabei über ein Flüssigkeitssäulenthermometer gemessen werden. Der Deckel des Gefäßes ist mit einer Dichtung versehen, sodass dieses mit Hilfe einer Wasserstrahlpumpe evakuiert werden kann, wenn den Hahn H1 zur Pumpe geöffnet ist. Mit Hilfe eines Belüftungshahns H2 kann ein Druckausgleich im Glasgefäß gegenüber Umgebungsdruck vorgenommen werden. Der Druck im Gefäß kann über ein analoges Zeigermanometer abgelesen werden. Belüften Sie das Gefäß zu Beginn des Versuchs vorsichtig über den Hahn H2 und stellen Sie die Anzeige des Manometers auf die Nullmarke. Dieser Stellung entspricht der Außendruck, der bereits im ersten Versuchsteil am Barometer abgelesen wurde. Das Manometer gibt den Druck relativ vom Normaldruck an. Nehmen Sie die Wasserstrahlpumpe bei geschlossenem H1 in Betrieb. Beginnen Sie mit den Messungen bei Raumtemperatur. Evakuieren die das Gefäß, indem Sie H1 vorsichtig öffnen. Nähert sich der Druck im Gefäß dem Dampfdruck von Wasser, beginnt das Wasser zu sieden. Schließen Sie dann sofort H1 und warten Sie einen kurzen Moment, bevor Sie den Druck vom Manometer ablesen ( $p = p_D$ , Dampfdruck). Belüften Sie im Anschluss das System über H2.

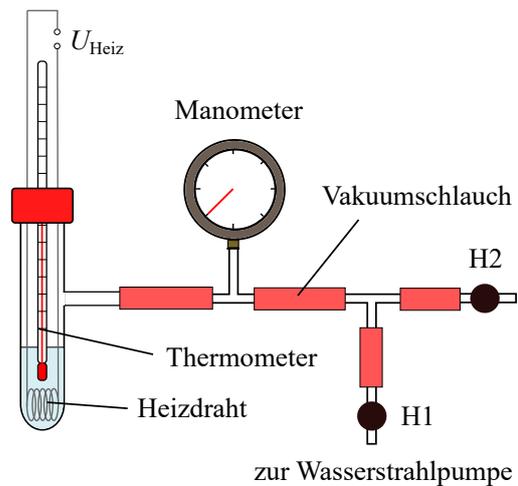


Abb. 4: Aufbau zur Aufnahme der Dampfdruckkurve von Wasser.

Um den Dampfdruck bei höheren Temperaturen zu bestimmen, wird das Wasser im Gefäß über den Heizdraht geheizt. Unterbrechen Sie das Heizen beim Erreichen der gewünschten Temperatur und gehen Sie für die Bestimmung des Dampfdrucks wieder so vor wie bei der Messung bei Raumtemperatur. Evakuieren Sie das System nur dann, wenn nicht geheizt wird. Beachten Sie, dass die Temperatur im Gefäß durch die hohe Verdampfungsenthalpie sinken kann.

Nehmen Sie auf diese Weise die Dampfdruckkurve von Wasser im Bereich von Raumtemperatur bis etwa  $90^\circ\text{C}$  in  $5^\circ\text{C}$ -Schritten auf. Stellen Sie den Dampfdruck als Funktion der Temperatur graphisch dar. Tragen Sie Ihre Messdaten nun als Arrhenius-Plot auf ( $\ln p_D$  über  $1/T$ ). *Warum?* Bestimmen Sie so nach Gl. (13) die Ablöseenergie  $E_a$  und  $\hat{p}$  aus der Steigung und dem Achsenabschnitt. Diskutieren Sie Ihre Ergebnisse.

## 3. Spezifische Wärme von Metallen / Überprüfung der Regel von Dulong-Petit

Bestimmen Sie die spezifische und die molare Wärmekapazität dreier Metall-Proben. Für die Versuchsdurchführung steht als hinreichend gut thermisch abgeschlossenes System ein Dewar-Gefäß zur Verfügung. Füllen Sie das Dewargefäß mit 150 g Wasser von Raumtemperatur. Erhitzen Sie dann zusätzlich Wasser in einem Wasserkocher auf  $> 90^\circ\text{C}$  und hängen Sie die erste metallene Probe in das heiße Wasser. Warten Sie einige Minuten auf das thermische Gleichgewicht.

Nehmen Sie die Probe aus dem Wasserbad und stellen Sie diese in das Dewar-Gefäß. Messen Sie nun die Temperatur im Dewar-Gefäß als Funktion der Zeit über einen Zeitraum von 5 min. Zur Bestimmung der Temperaturdifferenz genügt wegen der guten Isolation des Dewar-Gefäßes die Temperaturmessung vor dem Eintauchen und nach dem Temperaturengleich im Dewar.

Wiederholen Sie die Messung für die zwei weiteren Metall-Proben. Bestimmen Sie ebenfalls die Masse der Proben.

Bestimmen Sie die spezifische und die molare Wärmekapazität der drei Metall-Proben. Die spezifische Wärme des Wassers beträgt  $c_{\text{H}_2\text{O}} = 4.18 \text{ J/g K}$ . Im betrachteten Temperaturintervall ist diese hinreichend konstant. Die Wärmekapazität des Kalorimeters beträgt  $C_{\text{K}} = 60 \text{ J/K}$ . Die Gesamtwärmekapazität des Systems ist also:  $C_{\text{gesamt}} = C_{\text{K}} + m_{\text{H}_2\text{O}} \cdot c_{\text{H}_2\text{O}} + C_{\text{Probe}}$ .

Stellen Sie Ihre Ergebnisse in einer Tabelle zusammen und diskutieren Sie diese. *Um welche Metalle könnte es sich bei den drei Proben handeln?* Stellen Sie einen Vergleich mit Literaturwerten an. Überprüfen Sie zudem die Regel von Dulong-Petit.