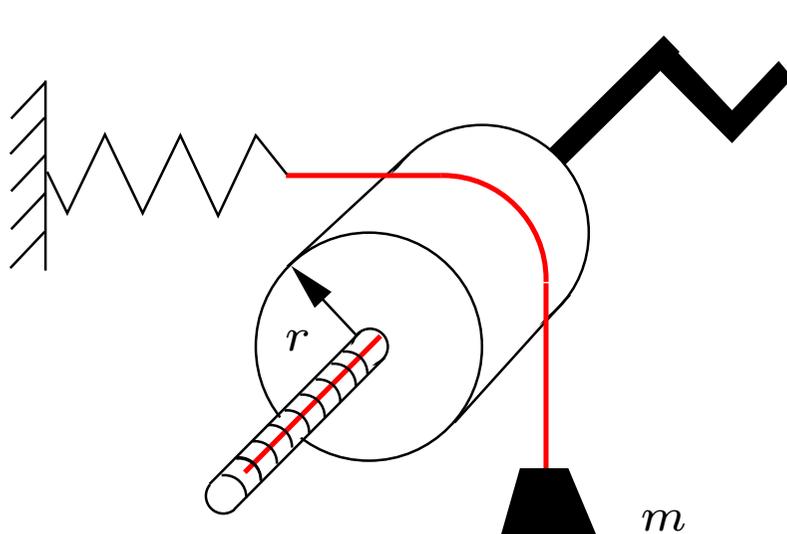


# Wärmelehre

Betrachten wir mehrere Körper, die sich in einem Wärmebad befinden, so sagt uns die Erfahrung, dass sie alle dieselbe Temperatur haben werden. Verbinden wir einen heißen Körper mit einem kalten (z.B. indem ein Schmied ein Arbeitsstück in Wasser eintaucht) so sagt uns die Erfahrung, dass sich der heiße Körper abkühlt und der kalte erwärmt. Zum Heizen einer Alphütte brauchen wir bei kaltem Wetter mehr Holz als bei warmem, also muss Wärme mengenmäßig (quantitativ) erfasst werden können. Eine der Schwierigkeiten des Verständnisses der Wärme ist auch unser ungenaues (menschliches) Erfassen der Temperatur.



Der Arzt Julius Robert Mayer hat 1842 gezeigt, dass mechanische Energie quantitativ in Wärme umgesetzt wird. Damit war es erstmals möglich, den Begriff "Wärme" quantitativ zu erfassen.

# Die Temperatur

Die Erfahrung lehrt uns, dass verschiedene Materialien bei verschiedenen Temperaturen erstarren oder sich verflüssigen. Dadurch kann unser Wärmeempfinden objektiviert, bzw. eine Temperaturskala definiert werden. Für eine lineare Temperaturskala sind ein Nullpunkt und ein Fixpunkt erforderlich.

**Fahrenheit** hat als Nullpunkt die kälteste Eis-Salz-Mischung gewählt, die er herstellen konnte und als willkürlich gewählten  $100^{\circ}\text{F}$  Fixpunkt die Temperatur des menschlichen Blutes,  $37,7^{\circ}\text{C}$ .

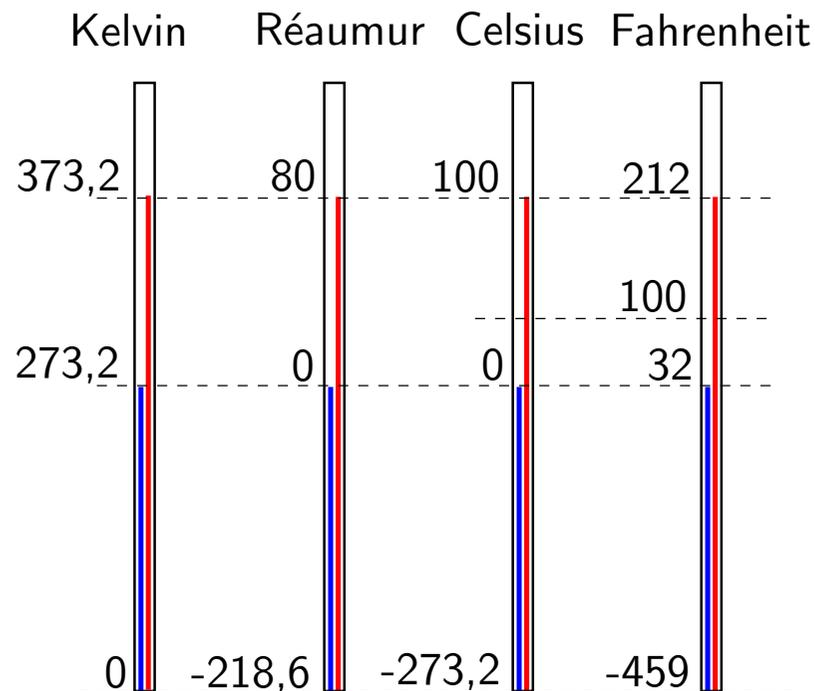
**Celsius** hat 1741 (in Schweden) die Celsius-Skala eingeführt, bei der der Nullpunkt ( $0^{\circ}\text{C}$ ) beim Schmelzpunkt von Eis und ein Fixpunkt von  $100^{\circ}\text{C}$  beim Sieden von Wasser gewählt wurden. Heute gebräuchlich sind in der Wissenschaft die Kelvin- und Celsius-Skala<sup>1</sup>.

Die **Kelvin**-Skala wählt als Nullpunkt den sog. absoluten Nullpunkt (siehe später) und als Fixpunkt z.Zt. noch den sog. Tripelpunkt von Wasser bei einem Druck

---

<sup>1</sup>Im technischen Bereich ist die Fahrenheit-Skala in den USA immer noch gebräuchlich.

von 6,13 mbar und einer Temperatur von 273,16 K. Die Gradeinteilung wurde abgeschafft, die Einheit der Kelvinskala ist das Kelvin (nicht das Grad Kelvin). Die **Réaumur**-Skala hat denselben Nullpunkt wie die Celsius-Skala, den Fixpunkt aber bei 100° wurde bei 80°R gewählt.



Wir werden in dieser Vorlesung für Temperaturen in der Kelvinskala das Symbol  $T$  verwenden, für Temperaturen in der Celsius-Skala das Symbol  $\theta$ .

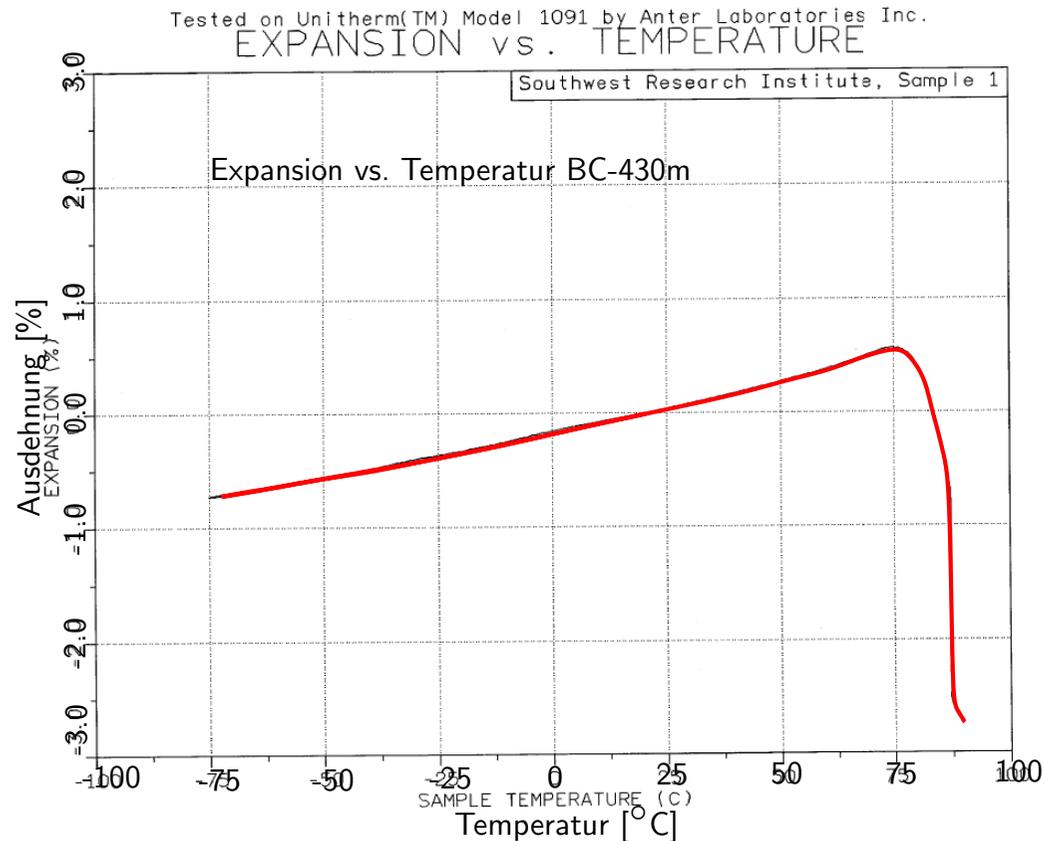
$$T = T_K = \theta + 273,15,$$

$$\theta = T_C = T - 273,15,$$

$$\theta = T_C = \frac{5}{9} (T_F - 32),$$

$$T_F = \frac{9}{5} \theta + 32.$$

# Thermische Ausdehnung



Körper dehnen sich mit zunehmender Temperatur aus. Links ist eine Messung des sog. **linearen Ausdehnungskoeffizienten**  $\alpha$  für einen Plastikszintillator für unser Instrument RAD für die NASA-Mission MSL dargestellt. Die Länge eines Körpers nimmt mit der Temperatur ungefähr linear zu:

$$L(\theta) = L(0) (1 + \alpha \cdot \theta).$$

Der lineare Ausdehnungskoeffizient  $\alpha$  ist also

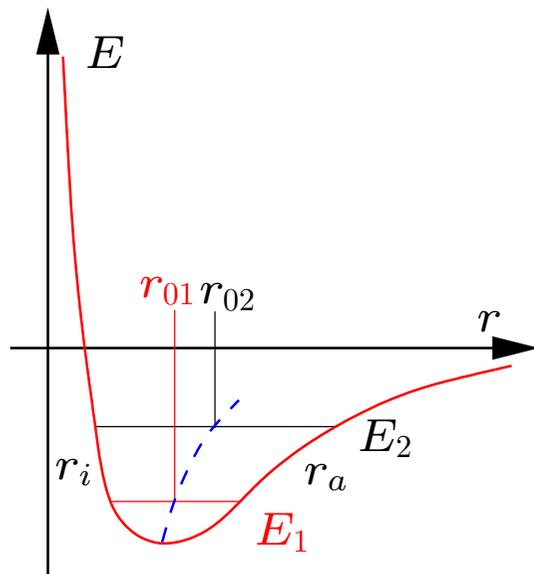
$$\alpha = \frac{L(\theta) - L(0)}{L(0) \cdot \theta} = \frac{\Delta L}{L \cdot \theta}.$$

Bei isotropen Medien ist der lineare Längenausdehnungskoeffizienten in alle Richtungen gleich<sup>2</sup>, das Volumen eines Körpers dehnt sich also mit der Temperatur folgendermaßen aus. Mit  $V_0 = V(\theta = 0^\circ)\text{C}$ ,

$$\begin{aligned} V(\theta) &= V_0 (1 + \alpha\theta)^3 \\ &\approx V_0 (1 + 3\alpha\theta) \quad \text{für } \alpha\theta \ll 1, \\ &= V_0 (1 + \gamma\theta), \quad \text{wo } \gamma = 3\alpha. \end{aligned}$$

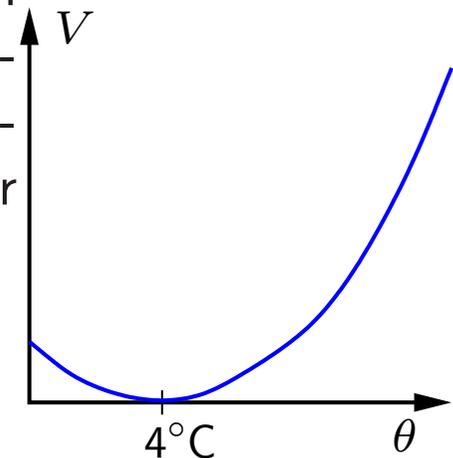
---

<sup>2</sup>Bei nicht-isotropen Medien muss für jede Richtung ein eigener linearer Ausdehnungskoeffizient  $\alpha_i$  bestimmt werden.



Die Wärmeausdehnung ist eine Folge der Asymmetrie des inneratomaren Potentials in einem Körper. Bei tiefen Temperaturen ist die kinetische Energie der Atome im Körper klein, und die Auslenkung ihrer Schwingungen ihre Ruhelage  $r_0$  klein. Bei höheren Temperaturen ist die kinetische Energie größer und damit die Auslenkung größer. Aufgrund der Asymmetrie vergrößert sich dann der mittlere Abstand der Atome (blau gestrichelte Linie).

Die spezielle Struktur der Wassermoleküle führt zur bekannten **Anomalie des Wassers**. Wassereis kontrahiert bei zunehmender Temperatur und Wasser nimmt bei  $\theta = 4^\circ\text{C}$  ein Volumenminimum<sup>3</sup>. Darüber dehnt sich Wasser bei zunehmender Temperatur aus.



<sup>3</sup>Warum frieren Fische im Teich nicht ein, wenn dessen Oberfläche gefroren ist?

# Thermometer

Die thermische Ausdehnung von festen, flüssigen und gasförmigen Stoffen wird für Thermometer verwendet. Das nicht-lineare Verhalten des thermischen Ausdehnungskoeffizienten kann dabei die Temperaturmessung verfälschen. Wird nämlich die Gradeinteilung z.B. der Celsius-Skala linear zwischen  $0^{\circ}\text{C}$  und  $100^{\circ}\text{C}$  eingeteilt, so werden ein Quecksilber und ein Alkoholthermometer bei  $50^{\circ}$  nicht dieselbe Temperatur anzeigen. Weil Quecksilberthermometer oft als Eichnormale verwendet werden, sollte also in diesem Fall dieser Messung vertraut werden.

Ferner spielt bei der exakten Temperaturmessung auch die unterschiedliche Ausdehnung z.B. des Glases und der Flüssigkeit eine Rolle.

Beispiele für andere Thermometer sind Bimetallstreifen, Thermoelemente, Widerstandsthermometer und Dampfdruckthermometer. Bei sehr hohen Temperaturen ( $T > 1000\text{K}$ ) wird mit Strahlungsthermometern oder Strahlungspyrometern das durch die Probe ausgesandte Licht verwendet.

## Thermische Ausdehnung von Gasen

Auch Gase dehnen sich mit zunehmender Temperatur aus. Dies wird am besten mit der Volumenänderung sichtbar.

$$V(\theta) = V_0 (1 + \gamma\theta).$$

Dies ist das **Gesetz von Gay-Lussac**. Interessanterweise haben die meisten Gase fast identische Volumenausdehnungskoeffizienten  $\gamma$ , wie die nachfolgende Tabelle zeigt. Für ein ideales Gas gilt  $\gamma = 1/273,15 \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ .

Gas	$\gamma/\text{K}$ $\times 10^{-3}$	Gas	$\gamma/\text{K}$ $\times 10^{-3}$	Gas	$\gamma/\text{K}$ $\times 10^{-3}$
Luft	3,674	Sauerstoff	3,674	Stickstoff	3,674
Wasserstoff	3,662	Helium	3,660	Neon	3,662
Argon	3,671	Kohlendioxid	3,726	ideales Gas	3,661

## Absolute Temperaturskala

Formal muss nach den soeben aufgestellten Überlegungen das Volumen eines Gases bei  $\theta = -273,15^\circ\text{C}$  Null sein. Dies tritt zwar nicht wirklich ein, aber diese Beobachtung hat man ausgenutzt, um die absolute Temperaturskala zu definieren:

$$T = 273,15\text{K} + \theta = \frac{1}{\gamma} + \theta.$$

Die Temperatur  $T = 0$  heißt **absoluter Nullpunkt**. Diese hier sehr salopp eingeführte absolute Temperaturskala stimmt genau mit der später noch zu besprechenden thermodynamischen Temperaturskala, die von **Kelvin** eingeführt worden ist, überein.

Natürlich nimmt das Volumen eines Gases auf dem Weg zu sehr tiefen Temperaturen nicht exakt nach dem Gesetz von Gay-Lussac ab, dieses gilt nur innerhalb von Temperaturbereichen, in denen das Gas gasförmig ist (also nicht kondensiert oder gar fest wird).

## Zustandsgleichung idealer Gase

Komprimiert man ein Gasvolumen, so ändert sich sowohl das Volumen wie auch der Druck. Der Druck ist proportional zur Dichte des Gases,  $p = \rho \cdot \text{const} = (m/V) \cdot \text{const}$ . Bei konstanter Temperatur<sup>4</sup> muss wegen der Massenerhaltung ( $m = \text{const}$ ) gelten:

$$p_1 \cdot V_1 = p_2 \cdot V_2 = p \cdot V = \text{const.} \quad \text{für } T = \text{const.}$$

Dies ist das **Gesetz von Boyle-Mariotte**. Man kann sich einfach davon überzeugen, dass dieses Gesetz auch Energieerhaltung ausdrückt<sup>5</sup>.

Der Einfluss der Temperatur kann nun einfach mittels des Gesetzes von Gay-Lussac

---

<sup>4</sup>die auch so hoch sein muss, dass das Gas immer gasförmig bleibt,

<sup>5</sup>Tun sie dies als Übung!

einbezogen werden. Mit  $V(\theta) = V_0(1 + \gamma\theta)$  folgt aus den vorigen Überlegungen

$$p \cdot V = p'V'\gamma \left( \frac{1}{\gamma} + \theta \right) = p' \cdot V'\gamma T.$$

$p' \cdot V'$  ist nach Boyle-Mariotte konstant. Wählen wir  $p' = p_0 = 1\text{atm} = 1,01325$  bar, so ist  $V'$  das Volumen  $V_0$ , welches das Gas bei  $\theta = 0^\circ\text{C}$  einnimmt. Dieses hängt nur von der Menge des Gases ab. Ein Mol eines jeden Gases nimmt dasselbe Volumen,  $V_{m0}$  ein,

$$V_{m0} = 22,4 \text{ dm}^3/\text{mol} \quad \text{bei } \theta = 0^\circ\text{C} \quad \text{und } p_0 = 1,01325 \text{ bar.}$$

Wir wollen  $V'$  durch  $V_{m0}$  ausdrücken. Mit der Dichte  $\rho = m/V' = M/V_{m0}$ , wo  $M$  die sog. **molare Masse** des Gases ist, haben wir  $V' = (m/M) \cdot V_{m0}$ . Den

Vorfaktor  $\nu = m/M$  gibt die Gasmenge in mol an. Damit haben wir

$$p \cdot V = \nu p_0 V_{m0} \gamma T,$$

worin das Produkt  $p_0 V_{m0} \gamma$  konstant ist und in der sog. **molaren Gaskonstante**  $R$  zusammengefasst werden,

$$R = p_0 V_{m0} \gamma = \frac{1,01325 \cdot 22,4 \times 10^{-3} \text{ Nm}^3}{273,15} \frac{\text{J}}{\text{m}^2 \text{ K}} = 8,31 \frac{\text{J}}{\text{mol K}}.$$

Damit lautet die **Zustandsgleichung für ein ideales Gas**

$$p \cdot V = \nu R T.$$

## Die Avogadro- und Boltzmannkonstanten

Ein Gas besteht aus Molekülen und es ist oft von Vorteil, die Zustandsgleichung mit der Anzahl Molekülen auszudrücken. Sei  $m_0$  die Masse eines einzelnen Moleküls, so ist die Anzahl Moleküle  $N = m/m_0$ , oder, für ein Mol des Gases,

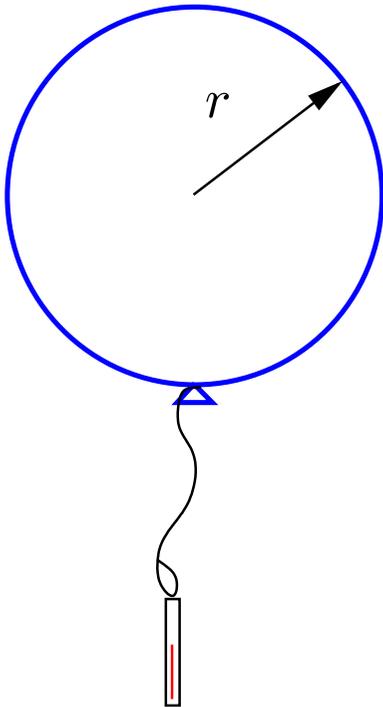
$$N_A = M/m_0 = 6,0221358(41) \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}.$$

$N_A$  ist die sog. **Avogadro-Konstante**. Damit kann die Zustandsgleichung umgeschrieben werden zu

$$p \cdot V = N \frac{R}{N_A} T = N k T.$$

$k = 1,380662(44) \cdot 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$  ist die sog. **Boltzmann-Konstante**, die wir in der Thermodynamik noch kennenlernen werden.

## Übung: Ballon



Ein Kind verliert an einem Fest auf Meereshöhe bei  $20^{\circ}\text{C}$  seinen Ballon, welcher nun in die Höhe steigt. Der Einfachheit halber nehmen wir an, seine Hülle habe keine Oberflächenspannung, der Druck im Ballon sei also immer derselbe, wie in der Umgebung. Auf Meereshöhe hatte der Ballon, den wir kugelförmig nähern, einen Radius von 20cm. Ein Physiker beobachtet den Ballon in 500 Metern Höhe mit einem sehr genauen Teleskop und stellt fest, dass sich der Radius um 5,5 Promille vergrößert hat. Ein am Ballon angehängtes Thermometer zeigt  $17^{\circ}\text{C}$  an<sup>6</sup>. Was für ein Umgebungsdruck herrscht in der Höhe des Ballons?

---

<sup>6</sup>Es war ein wissenschaftlich interessiertes Kind. . .

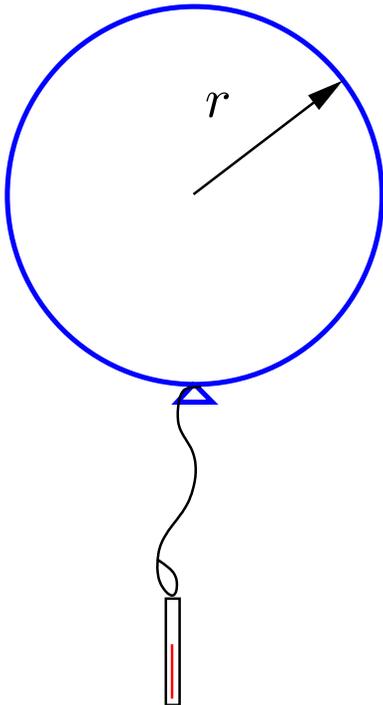
## Lösung: Ballon

Der Ballon ist aufgestiegen, war also mit Helium gefüllt, was wir als ideales Gas behandeln. Deshalb gilt die Zustandsgleichung für ein ideales Gas,

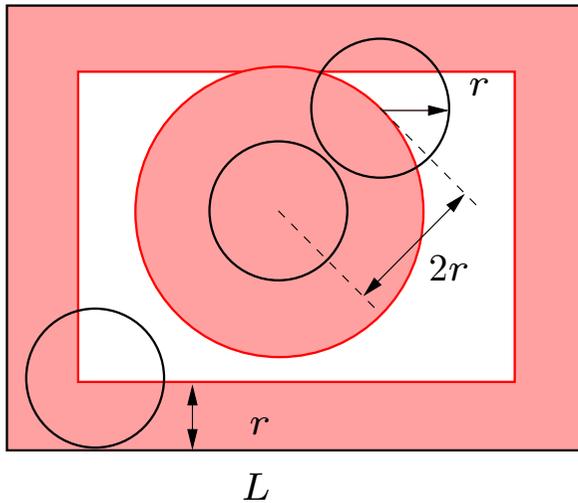
$$p_0 V_0 T_{500} = p_{500} V_{500} T_0, \implies p_{500} = p_0 \frac{V_0 T_{500}}{V_{500} T_0}.$$

Das Volumen einer Kugel ist gegeben durch  $V = \frac{4\pi}{3} r^3$ . Damit kann  $V_0/V_{500}$  einfach ausgerechnet werden,  $V_0/V_{500} = 0,984$ . Einsetzen liefert

$$p_{500} = p_0 \cdot 0,984 \cdot \frac{T_{500}}{T_0} = 1013 \text{hPa} \cdot 0,984 \cdot \frac{290,15}{293,15} = 986,6 \text{hPa}.$$



# Zustandsgleichung realer Gase



Moleküle in realen Gasen haben im Gegensatz zu idealen Gasen ein Eigenvolumen  $V_a$  und üben aufeinander Kräfte aus. In einem Volumen  $L^3$  mit einem Molekül vom Radius  $r$ , steht diesem nur das Volumen  $(L - 2r)^3$  zur Verfügung. Fügen wir ein zweites Molekül hinzu, so hat es nur noch ein Volumen

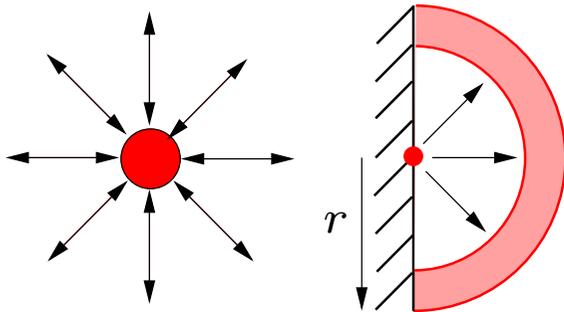
$$V_2 = (L - 2r)^3 - \frac{4\pi}{3}(2r)^3 = (L - 2r)^3 - 8V_a$$

zur Verfügung. Damit steht dem  $n$ -ten Molekül  $V_n = (L - 2r)^3 - (n - 1)8V_a$  zur

Verfügung. Sind im Volumen  $N$  Moleküle, so teilen sie sich das mittlere Volumen

$$V_N = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N V_n = (L - 2r)^3 - 8V_a \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N (n - 1) \approx L^3 - 4NV_a.$$

Somit muss für ein reales Gas das Eigenvolumen als Korrektur berücksichtigt werden:  $V \longrightarrow (V - b)$ , wo  $b = 4NV_a$ .



Im Inneren eines Gases heben sich die gegenseitig wirkenden Kräfte auf. Am Rande gilt dies aber nicht. Auf ein Molekül am Rande des Volumens wirken die Kräfte von allen Molekülen im inneren Halbraum. Von den Molekülen im Abstand  $r$  wirkt eine Kraft, die proportional zu  $1/r^2$  und zur Anzahl

Moleküle  $n_A = \rho \cdot 4\pi \cdot r^2 dr$  im Abstand  $r$  ist. Deshalb ist

$$F_A \propto \frac{\alpha n_A}{r^2} = 4\pi \cdot \alpha dr \rho \implies F_A \propto \rho.$$

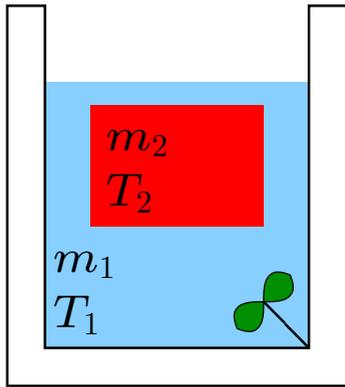
Die Gesamtkraft ist  $F_{\text{tot}} = \sum F_i = n_i F_i = n_i F_A$  pro Einheitsfläche  $A$ . Die Anzahl Moleküle  $n_i$  ist wieder proportional zur Dichte  $\rho$ , womit für die Gesamtkraft pro Einheitsfläche  $A$  gilt

$$\frac{F_{\text{tot}}}{A} \propto \frac{\rho \cdot F_A}{A} \propto \frac{\rho^2}{A} \implies \frac{F_{\text{tot}}}{A} = \frac{a}{V^2},$$

Der Druck  $p \doteq F/A$  muss entsprechend korrigiert werden. Damit lautet die Zustandsgleichung für ein reales Gas, die sog. **van der Waals Gleichung**

$$\left(p + \frac{a}{V^2}\right) \cdot (V - b) = \nu RT.$$

## Wärmemenge



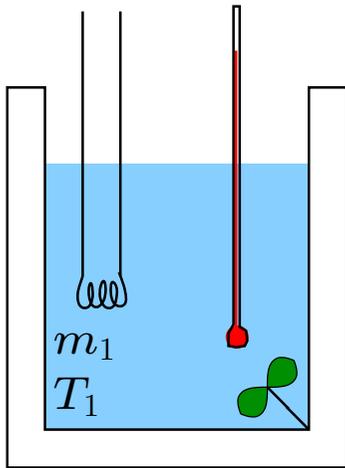
Bringen wir einen Körper der Masse  $m_2$  und Temperatur  $T_2$  in eine Flüssigkeit der Masse  $m_1$  und Temperatur  $T_1 < T_2$ , so wird sich diese um  $\Delta T_1 = T_m - T_1$  auf die Mischtemperatur  $T_m$  erwärmen und jener um  $\Delta T_2 = T_2 - T_m$  abkühlen. Nehmen wir als Körper einen Körper mit doppelt so großer Masse, so könnten wir eine Flüssigkeitsmenge der Masse  $2m_1$  um dieselbe Temperaturdifferenz erwärmen. Der Körper gibt also an die

Flüssigkeit die Wärmemenge  $\Delta Q$  ab:

$$\Delta Q = cm\Delta T, \quad \text{wo } [c] = \frac{\text{J}}{\text{kg K}}$$

Der Proportionalitätsfaktor  $c$  hängt dabei von der Beschaffenheit des Körpers ab und ist eine Materialkonstante, die sog. **spezifische Wärmekapazität**.

# Wärmekapazität und spezifische Wärmekapazität

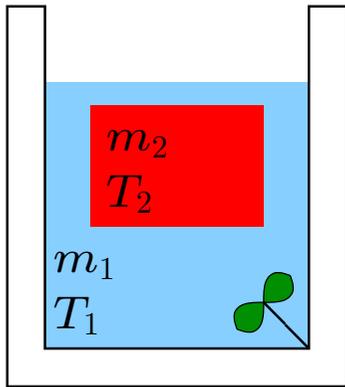


Geben wir in ein mit Wasser der Masse  $m_1$  und Temperatur  $T_1$  gefülltes Dewargefäß einen Tauchsieder, so können wir sehr genau die Energiemenge  $\Delta W = U \cdot I \cdot \Delta t$  messen, die wir dem Wasser zuführen. Nach der Erkenntnis von Julius Robert Mayer können wir also auch die **Wärmemenge**  $\Delta Q$ , die dem Wasser zugefügt wurde, sehr genau messen. Wir stellen fest, dass  $\Delta T$  proportional zu  $\Delta W$  ist. Es gilt,

$$\Delta W = \Delta Q = cm\Delta T.$$

Die Wärmemenge wird heute in J gemessen, früher wurde dazu die Kalorie cal bzw. kcal verwendet, welche die Wärmemenge bezeichnet, welche benötigt wird um 1 g (bzw. 1 kg) Wasser von  $14,5^\circ\text{C}$  auf  $15,5^\circ\text{C}$  zu erwärmen.

1 cal = 4,1868 J, 1 kcal = 4,1868 kJ.



Kalorimeter,  $C_K$

Wir wiederholen das Experiment links und wollen die Temperatur der Flüssigkeit im Gleichgewicht bestimmen. Der Körper 2 bringt die Wärmemenge  $\Delta Q = c_2 m_2 \Delta T_2$  in die Flüssigkeit ein. Die Flüssigkeit und das Kalorimeter mit **Wärmekapazität**  $C_K$  teilen sich die Wärmemenge  $\Delta Q$  und erwärmen sich um  $\Delta T_1$ .

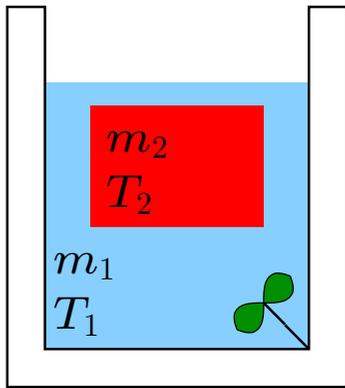
$$\Delta Q = c_2 m_2 (T_2 - T_m) = (c_1 m_1 + C_K) (T_m - T_1).$$

Die Gleichung kann leicht nach  $T_m$  aufgelöst werden,

$$T_m = \frac{(c_1 m_1 + C_K) T_1 + c_2 m_2 T_2}{c_1 m_1 + c_2 m_2 + C_K}.$$

Umgekehrt kann natürlich aus der Messung der Mischtemperatur die spezifische Wärmekapazität des Körpers oder die Wärmekapazität des Kalorimeters bestimmt werden. Wärmemengen pro Mol heißen **spezifische Molwärme**.

## Beispiel: Bestimmung der Wärmekapazität des Kalorimeters



Kalorimeter,  $C_K$

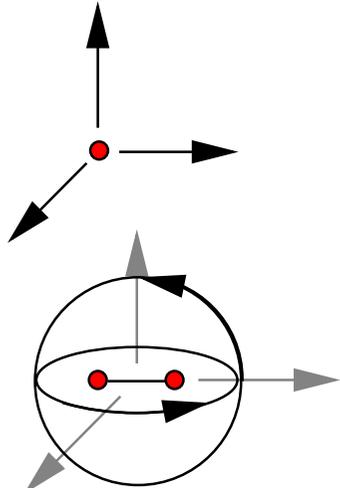
Ein Aluminium-Quader mit 2 cm Kantenlänge und der Temperatur  $90^\circ\text{C}$  wird in einen Deziliter Wasser der Temperatur  $10^\circ$  eingebracht. Die Mischtemperatur betrage  $12^\circ$ . Bestimmen Sie die Wärmekapazität des Kalorimeters.

Lösung: Wir formen die Gleichung der vorigen Seite um und lösen nach  $C_K$  auf:

$$C_K = \frac{c_{\text{Al}}m_{\text{Al}}(T_{\text{Al}} - T_m) - c_{\text{W}}m_{\text{W}}(T_m - T_1)}{T_m - T_1}.$$

Die Masse des Al-Quaders  $m_{\text{Al}} = \rho_{\text{Al}}V_{\text{Al}} = 2.707 \cdot 10^3 \text{kg/m}^3 \cdot (0.02)^3 \text{m}^3 = 0,02166 \text{ kg}$ , die des Wassers ist  $m_{\text{W}} = \rho_{\text{W}}V_{\text{W}} = 10^3 \text{kg/m}^3 \cdot 10^{-4} \text{m}^3 = 0,1 \text{ kg}$ . Mit  $c_{\text{Al}} = 897 \text{ J/kg/K}$  und  $c_{\text{W}} = 4187 \text{ J/kg/K}$  erhalten wir  $C_K = 339 \text{ J/K}$ .

## Innere Energie eines Gases



Die **innere Energie**  $U$  eines Gases im Volumen  $V$  setzt sich zusammen aus der gesamten Energie (Translationsenergie, Rotationsenergie und Schwingungsenergie) seiner  $N$  Moleküle. Der **Gleichverteilungssatz** der Thermodynamik sagt, dass sich diese Energie auf alle **Freiheitsgrade** der Bewegung (Translation, Rotation, Schwingung) gleichmäßig verteilt. Ein einatomiges "Molekül" hat nur 3 translatorische Freiheitsgrade, ein zweiatomiges Molekül hat 3 translatorische und, in der

Regel, 2 rotatorische Freiheitsgrade. Je nach Temperatur können Freiheitsgrade der Schwingung dazukommen. Die innere Energie teilt sich also auf die gesamte Anzahl Freiheitsgrade  $f$ ,  $U = \frac{1}{2}fNkT$ . Erwärmen wir ein Gas mit der Wärmemenge  $\Delta Q$ , so erwärmt es sich um  $\Delta T$ , denn  $\Delta Q = \Delta U = \nu C_V \cdot \Delta T$ . Wegen  $\Delta U = (1/2)f\nu R\Delta T$  gilt  $C_V = \frac{1}{2}f \cdot R$ .  $C_V$  ist die spezifische Molwärme bei konstantem Volumen.

## Latente Wärmen und Phasenänderungen II

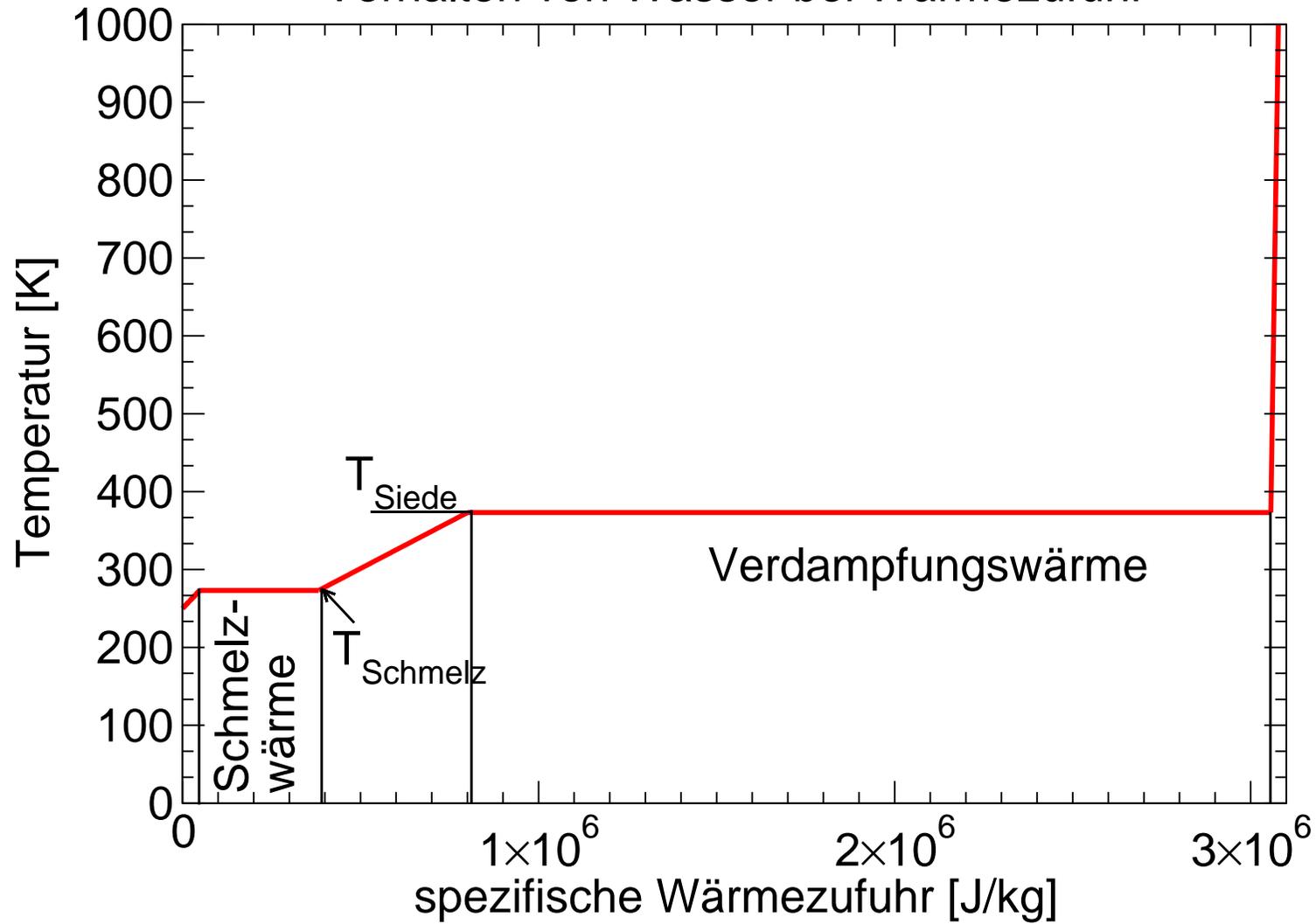
Das Schmelzen von Eis oder das Verdampfen von Wasser braucht Energie. Die dafür pro Kilogramm notwendige Wärmemenge heißt spezifische Schmelzwärme  $L_f$  bzw. Verdampfungswärme  $L_v$ . Molare Version wird  $\Lambda_f$  bzw.  $\lambda_v$  geschrieben.

Das Schmelzen von Schnee braucht fast soviel Wärmezufuhr wie das Kochen des entstandenen Wassers!

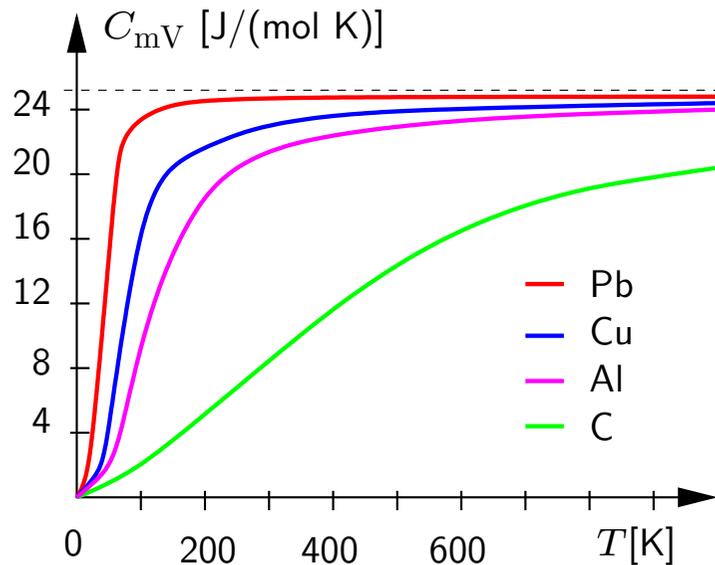
Kondensiert der Wasserdampf bzw. gefriert das Wasser, wird diese Wärme wieder freigesetzt. Sie heißt dann oft spezifische Kondensationswärme bzw. Erstarrungswärme.

Dies wird z. B. in Restaurants benutzt, um mit heißem Wasserdampf Milch schnell zu erwärmen.

# Verhalten von Wasser bei Wärmezufuhr



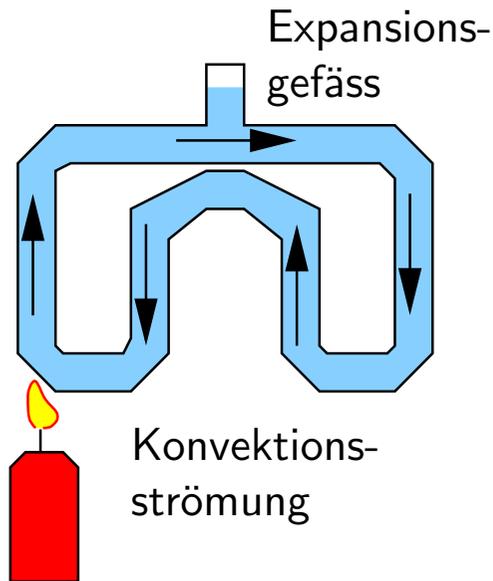
## Spezifische Wärmekapazität II



Die spezifische Wärmekapazität von Festkörpern lässt sich mit der klassischen Physik nicht verstehen. Bei hohen Temperaturen wird aber interessanterweise die molare Wärmekapazität bei konstantem Druck der meisten Stoffe konstant und beträgt ca.  $25 \text{ J}/(\text{mol K})$ . Bei tiefen Temperaturen nimmt sie ab um bei  $T = 0$  den Wert 0 zu erreichen. Die Konstantz  $C_{mV} \approx 25 \text{ J}/(\text{mol K})$  nennt man das Gesetz von **Dulong-Petit**. Die Erklärung für die verschiedenen Kurven links kann

erst im Rahmen der Atom- und Molekülphysik erfolgen. Bei tiefen Temperaturen können nicht mehr alle Schwingungen im Körper angeregt werden, was mit einem Verlust an Freiheitsgraden und damit einer Reduktion von  $c$  einhergeht. Ein ähnliches Verhalten zeigen auch Gase bei tiefen Temperaturen.

# Wärmetransport durch Konvektion

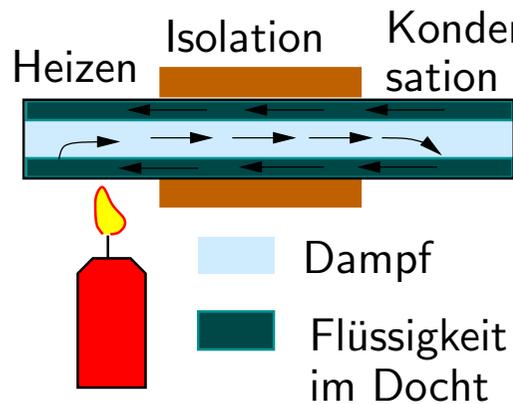


Wärme wird in der irdischen Umwelt durch Konvektion transportiert, in extraterrestrischen Raum hauptsächlich durch Strahlung. Der eigentlich seltenere Wärmetransport durch Wärmeleitung (durch Wände, Kleider, Fell, etc.) wird durch Diffusion beschrieben. Links ist ein Beispiel für einen pumpenlosen Heizungskreislauf gezeigt. Die Erwärmung links führt zu einer verringerten Dichte der Flüssigkeit und sie beginnt zu steigen. Rechts kühlt sie ab, verdichtet sich und sinkt ab. Dadurch kommt die Konvektionsströmung zustande. Dabei wird pro Zeiteinheit

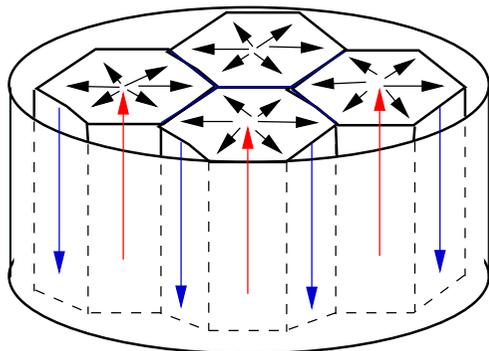
$\Delta t$  eine Wärmemenge  $cm$  transportiert.<sup>7</sup> Um am Zielort eine effiziente Wärmeübertragung zu gewährleisten wird dort oft das von Siemens 1857 erstmals eingesetzte Gegenstromprinzip angewendet.

<sup>7</sup>Bei Fernheizungen wird oft Dampf verwendet, der am Zielort kondensiert wird und seine latente Wärme freisetzt.

# Wärmerohr und Bénard-Instabilität



Eine sehr effiziente Art Wärme zu transportieren ist das Wärmerohr ("heat pipe"). Dabei wird links eine Flüssigkeit solange erhitzt, bis sie sich in Dampf verwandelt. Sie fließt nach rechts durch ein isoliertes Rohr und kondensiert unter Abgabe der latenten Wärme am Zielort (rechtes Ende). Von dort fließt die Flüssigkeit wieder durch den Docht nach links zurück, weil sie ja dort verdampft wird.



Wird eine Flüssigkeit von unten erhitzt, so setzt bei Überschreitung eines kritischen Temperaturgradienten und bei geeigneten Randbedingungen die sog. **Bénard-Instabilität** ein. Dabei bilden sich Konvektionsmuster in denen sich die warme und kalte Flüssigkeit "selbst-organisiert" bewegen wie z.B. die Granulation auf der Sonnenoberfläche auf.