

WÄRMELEHRE

ein Physik-Skript für die Promotion 157c

Alex Gertsch

Zürich im Juli 2026

Inhaltsverzeichnis

1	Temperaturskalen	1
1.1	Thermische Ausdehnung und die Erfindung des Thermometers	2
1.2	Verschiedene Temperaturskalen	4
1.3	Die Entdeckung des absoluten Nullpunktes	4
2	Temperaturänderungen und Phasenübergänge	7
2.1	Lernziele Kapitel 2	7
2.2	Innere Energie, Wärme, thermisches Gleichgewicht	8
2.3	Wärmeleistung	10
2.4	Vom Eis zum Wasserdampf	11
2.5	Übergangswärmen	17
2.6	Erwärmung bei festem Aggregatzustand	19
2.7	Mischungsversuche	21
3	Das Teilchenmodell der Wärmelehre	25
3.1	Lernziele Kapitel 3	25
3.2	Das Teilchenmodell nach Dalton	26
3.3	Unser Gebrauch des Dalton'schen Teilchenmodells	27
3.4	Das Teilchenmodell in Richard Feynmans Worten	29
3.5	Mikroskopische Deutung der inneren Energie	29
3.6	Die Maxwell-Boltzmann-Verteilung in Gasen	31
3.7	Die Grenzen des Dalton'schen Teilchenmodells	35
4	Der 1. Hauptsatz der Wärmelehre	36
4.1	Lernziele Kapitel 4	37
4.2	Die Energieerhaltung in der Wärmelehre	37
4.3	Wärme- und Arbeitsprozesse mit Gasen	38
5	Wärmetransport	42
5.1	Lernziele Kapitel 5	44
5.2	Wärmestrom und Wärmestromdichte	45
5.3	Konvektion – Wärmetransport durch Verschiebung von Materie	46
5.4	Konvektion als Folge von Temperaturunterschieden	50
5.5	Wärmeleitung – Wärmetransport durch Materie hindurch	51
5.6	Wärmestrahlung – Wärmetransport losgelöst von Materie	56

6 Strahlungsgesetze	59
6.1 Lernziele Kapitel 6	60
6.2 Wechselwirkungen zwischen Strahlung und Materie	61
6.3 Das theoretische Konzept des schwarzen Körpers	62
6.4 Die spektrale Intensität der Schwarzkörperstrahlung	63
6.5 Das Wiensche Verschiebungsgesetz	66
6.6 Das Stefan-Boltzmann-Gesetz	67
6.7 Graue Körper – reale Temperaturstrahler	69
6.8 Intensitätsabnahme bei punktförmigen Strahlern	70
6.9 Die Albedo	71
A Thermometertypen	73
B Thermische Daten verschiedener Stoffe	75
C Zu Richard P. Feynman	79
D Das Teilchenmodell aus Richard Feynmans Sicht	81

Kapitel 1

Temperaturskalen

Die **Temperatur** ist eine physikalische Grösse, zu der wir viel Alltagserfahrung mitbringen. Wir sind uns die Zimmertemperatur – ca. $20\text{ }^{\circ}\text{C}$ – gewohnt und wissen, wie es sich anfühlt, wenn draussen $0\text{ }^{\circ}\text{C}$ oder über $30\text{ }^{\circ}\text{C}$ herrschen. In der Wettervorhersage werden Temperaturangaben gemacht, nach denen wir relativ zuverlässig unsere Bekleidung ausrichten können.

Mit unserer Haut als Sinnesorgan können wir zwischen **kalten** und **heissen Zuständen** von Körpern unterscheiden. Dieses Empfinden ist allerdings **subjektiv**, d.h., es ist von der einzelnen Person, ihrer Erfahrung und unmittelbaren Vorgeschichte, und zudem von weiteren Umständen, z.B. vom Wind, abhängig. Mehrere Menschen können sich oft nicht einigen, ob z.B. das Bad gerade angenehm warm oder schon zu heiss ist. Für die Wissenschaft soll die Temperatur aber unbedingt ein **objektives Mass** für den Wärmezustand eines Körpers sein!

Was beschreibt die Temperatur makroskopisch?

*Mit der Angabe einer **Temperatur** wird objektiv beschrieben, wie heiss resp. kalt ein Körper ist.*

Makroskopisch bedeutet wörtlich “mit blossen Auge erkennbar”. In der Physik meinen wir damit jeweils Objekte alltäglicher Grössenordnung ($> \frac{1}{10}\text{ mm}$). Das Wort **Körper** meint nicht nur Festkörper, sondern ebenso Flüssigkeits- und Gasmengen. Typische Körper unserer Betrachtung sind beispielsweise ein Stück Metall, das Wasser in einem Glas oder die Luftmenge in einem Gasbehälter.¹

Auf **mikroskopischer** Ebene, also auf Grössenordnung der **Teilchen**, aus denen sich ein Körper zusammensetzt, werden wir die Temperatur allerdings neu interpretieren müssen. Sie hat etwas mit der Bewegung dieser Teilchen und mit ihrem Bindungszustand – wie stark sie aneinander “haften” – zu tun. So wird die Temperatur zu einem Mass für die kinetische und die potentielle Energie dieser Teilchen. Dazu aber mehr in Kapitel 3.

Achtung! Der Ausdruck “**mikroskopisch**” sollte nicht missverstanden werden als “unter dem Mikroskop sichtbar”. Er stammt aus dem Griechischen und bedeutet lediglich “im Kleinen” resp. “auf kleiner Grössenordnung”. **Atome** und **Moleküle** können nämlich auch unter dem besten optischen Mikroskop nicht einzeln gesehen werden. Dafür sind sie zu klein!

¹Mache einen Unterschied zwischen den Ausdrücken “**Körper**” und “**Stoff**”! Beim Stoff geht es um die Art des Materials. Mit einer Stoffangabe sage ich nichts über die vorhandene Menge. Dagegen bezeichnet ein Körper immer eine klar abgegrenzte Stoffmenge. Beispiele von Stoffen: Eisen, Wasser, Luft, etc.

1.1 Thermische Ausdehnung und die Erfindung des Thermometers

Fast alle Stoffe dehnen sich bei Erwärmung aus. Man spricht von einer **thermischen Ausdehnung**. Bei Festkörpern und Flüssigkeiten ist dieser Effekt ziemlich klein. Bei Gasen hingegen ist er gut beobachtbar, solange man dafür sorgt, dass der Druck gleich bleibt. Obwohl die thermische Ausdehnung fester Stoffe minimal ist, muss man sie bei Bauten und technischen Installationen unbedingt berücksichtigen, wie Abb. 1.1 zeigt.



Abbildung 1.1: Bei **Bahngleisen** muss eine Ausdehnungsmöglichkeit gegeben sein, sonst kann es bei Hitze zu einer **Gleisverwerfung** kommen (oben links). Die **Oberleitungen** müssen mit **Radspannern** ständig gleich stark gespannt werden, sonst würden sie durchhängen (oben rechts). Auch **Strassenbrücken** muss die Möglichkeit für eine thermische Ausdehnung gegeben werden (unten links). Diese wird in der Regel überwacht (unten rechts).

Im Jahr 1742 benutzte der schwedische Wissenschaftler **Anders Celsius** (1701 – 1744) die relativ starke thermische Ausdehnung von Quecksilber zur Konstruktion eines **Thermometers** resp. zur Definition einer universell nutzbaren **Temperaturskala**:

- i. **Eiswasser** (= Gemisch aus flüssigem Wasser und Eis) hat bei **Normdruck**² per Definition die Temperatur 0 °C. Dies ist der **Schmelz-** oder **Gefrierpunkt** von Wasser (bei Normdruck).
- ii. **Siedendes Wasser** (= Gemisch aus flüssigem Wasser und Wasserdampf) hat bei **Normdruck** per Definition die Temperatur 100 °C. Dies ist der **Siede-** oder **Kondensationspunkt** von Wasser (bei Normdruck).
- iii. Ein mit **Quecksilber** gefülltes **Steigrohr** wird einmal in Eiswasser und einmal in siedendes Wasser gehalten. In beiden Situationen wird die Steighöhe des Quecksilbers markiert und mit 0 °C resp. mit 100 °C beschriftet. Die Distanz zwischen den beiden Markierungen wird in 100 gleich lange Grad-Schritte eingeteilt.

Damit ist das Thermometer – zumindest für den Bereich von 0 °C bis 100 °C – fertig.³

Bemerke, dass diese Definition einer Temperaturskala nicht trivial ist! Zunächst musste man nämlich realisieren, dass die Temperatur-Fixpunkte eines Stoffes, also Siede- und Gefrierpunkt, bei bestimmtem Druck immer bei denselben Kälte- resp. Wärmezuständen liegen. D.h., man musste z.B. bemerkt haben, dass sich das Quecksilber-Steigrohr immer auf dieselbe Höhe einstellte, wenn man es in Eiswasser resp. siedendes Wasser hielt.

Heute gibt es zahlreiche verschiedene Arten von Thermometern. Das Quecksilber-Steigrohr hat mehr oder weniger ausgedient. In Anhang A werden verschiedene gebräuchliche Thermometertypen beschrieben.

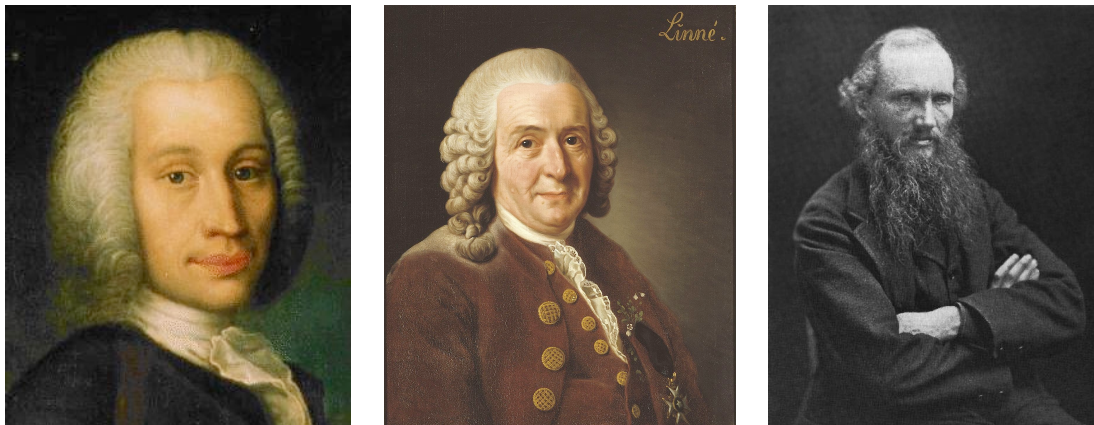


Abbildung 1.2: Anders Celsius (1701 – 1744), Carl von Linné (1707 – 1778) und Baron Kelvin of Largs (1824 – 1907).

²Der Normdruck beträgt 1.013 bar und entspricht damit im Wesentlichen dem einen Bar Luftdruck, dem wir als Menschen an der Erdoberfläche ständig ausgesetzt sind.

³Nebenbei: Celsius hatte zuerst den Gefrierpunkt von Wasser auf 100° und den Siedepunkt auf 0° festgelegt – natürlich noch ohne den eigenen Namen hinzuzufügen. **Carl von Linné** (1707 – 1778), ein für die Botanik und die Zoologie durchaus bedeutender Mitprofessor von Celsius an der Universität von Uppsala, vertauschte (kurz nach Celsius' Tod) die beiden Werte auf die noch heute gebräuchliche Form.

1.2 Verschiedene Temperaturskalen

Im Alltag messen wir die Temperatur in **Grad Celsius** °C. Diese Einheit ist nicht die vom **SI** (= internationales Einheitensystem) verwendete, aber sie ist eng mit jener verwandt.

Die SI-Einheit für die Temperatur ist das **Kelvin K**. Man hat die Kelvin-Skala eingeführt, weil ihr Nullpunkt dem **absoluten Nullpunkt** der Temperatur entspricht: "Kälter geht's nimmer." Dem entsprechend bezeichnet man die Temperaturangabe in Kelvin oft als **absolute Temperatur**.

Zu jeder physikalischen Grösse gehört neben der Einheit auch ein **Symbol** (Formelzeichen). Für **Celsius-Temperaturen** verwenden wir ein kleines griechisches Theta: ϑ , für absolute Temperaturen hingegen ein grosses lateinisches T .

Was **Temperaturschritte** resp. **Temperaturabstände** zwischen zwei Temperaturwerten angeht, so sind 1 °C und 1 K gleich gross. Für solche Temperaturschritte schreiben wir mit Symbolen typischerweise $\Delta\vartheta$ resp. ΔT . Es gilt:

$$\frac{\Delta\vartheta}{^{\circ}\text{C}} = \frac{\Delta T}{\text{K}}$$

Der absolute Nullpunkt der Temperatur liegt bei -273.15°C und umgekehrt gehört der Nullpunkt der Celsius-Skala zu einer absoluten Temperatur von 273.15 K (vgl. Abb. 1.3). Für Temperaturwerte gilt folglich:

$$\begin{aligned}\text{Celsius-Temperatur:} \quad \vartheta &= \left(\frac{T}{\text{K}} - 273.15 \right) ^{\circ}\text{C} \\ \text{Absolute Temperatur:} \quad T &= \left(\frac{\vartheta}{^{\circ}\text{C}} + 273.15 \right) \text{K}\end{aligned}$$

Z.B. schreiben wir für den Kondensationspunkt von Stickstoff-Gas (N_2) bei Normdruck in der Celsius-Skala $\vartheta = -195.82^{\circ}\text{C}$, während diese Temperatur in der Kelvin-Skala mit $T = 77.33 \text{ K}$ angegeben wird.⁴ Der Kondensationspunkt von Helium-Gas (He) liegt bei nur gerade $T = 4.15 \text{ K}$, also bei unglaublich tiefen $\vartheta = -269.00^{\circ}\text{C}$. Zwischen den Kondensationspunkten dieser beiden Gase liegt ein bezüglich des Zahlenwertes gleich grosser Temperaturabstand von $\Delta\vartheta = 73.18^{\circ}\text{C}$ resp. $\Delta T = 73.18 \text{ K}$.

1.3 Die Entdeckung des absoluten Nullpunktes

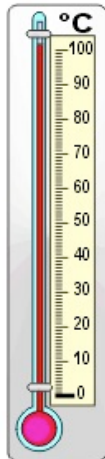
1848 schlug der britische Physiker **Baron Kelvin of Largs**⁵ (1824 – 1907) eine neue Skala für die Temperatur vor, die einen **absoluten Nullpunkt der Temperatur** einführte. Er behauptete also, dass es eine Temperatur gibt, welche nicht unterschritten werden kann. Dies ist in Experimenten tatsächlich der Fall. Nicht einmal ganz erreichen lässt sich dieser absolute Nullpunkt. Heute bildet diese Aussage eine der grundlegenden theoretischen Annahmen der Physik. Man nennt sie den **dritten Hauptsatz der Wärmelehre**.

⁴In der Kelvin-Skala kann es keine negativen Temperaturwerte geben!

⁵Baron Kelvin hiess vor seiner Adligsprechung im Jahre 1892 William Thomson. Den neuen Namen hat er selber ausgesucht – nach dem Bach *Kelvin*, welcher durch den Park der Glasgower Universität fliesst.

Celsius-Skala:

nach Anders Celsius,
schwedischer Astronom
(*27.11.1701, +25.4.1744)



**Siedepunkt
des Wassers**



100°C

**100 gleichgroße
Skalenteile**



0°C

**Schmelzpunkt
des Wassers**

Kelvin-Skala:

nach Lord Kelvin,
(*1824, +1907)

**Beginn der Temperatur-
skala am absoluten
Nullpunkt (-273,15°C)**

**Schmelzpunkt
des Wassers**



273,15K

**Siedepunkt
des Wassers**

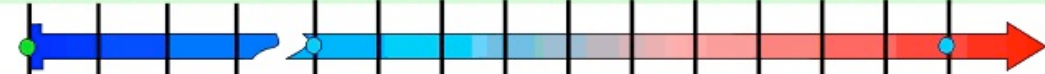


373,15K

**verschobene
Celsius-Skala**

Grad Celsius-Werte:

-273°C -263°C -253°C -243°C ... 0°C 10°C 20°C 30°C 40°C 50°C 60°C 70°C 80°C 90°C 100°C ...



0K 10K 20K 30K ... 273K 283K 293K 303K 313K 323K 333K 343K 353K 363K 373K ...

Kelvin-Werte:

**absoluter
Nullpunkt**

**Schmelzpunkt
von Wasser**

**Siedepunkt
von Wasser**

Abbildung 1.3: Skalenvergleich: Die Celsius- und die Kelvin-Skala unterscheiden sich nur um eine Nullpunktverschiebung. Temperaturabstände sind in beiden Skalen gleich gross.

Welche Beobachtungen führten Lord Kelvin auf seine Vermutung eines absoluten Nullpunktes?

- Bei Abkühlung eines Gases nimmt der Druck linear zur Temperatur ab, sofern man das Volumen konstant hält (= **Gesetz von Amontons**). Nimmt man an, dass sich diese Abhängigkeit gegen tiefere Temperaturen hin immer weiter fortsetzt, so würde man irgendwann eine Temperatur erreichen, bei welcher der Druck ganz verschwindet. Und weniger als kein Druck würde keinen Sinn ergeben. . .
- Ganz analog können wir im Versuch feststellen, dass sich bei Abkühlung eines Gases das Volumen linear zur Temperatur verkleinert, sofern der Druck konstant gehalten wird (= Gesetz von **Gay-Lussac**). Würde sich dieser Zusammenhang hin zu tieferen Temperaturen immer weiter fortsetzen, so müsste irgendwann eine Temperatur erreicht sein, bei der das Gasvolumen auf Null gesunken ist. Und ein Volumen kleiner als Null würde ebenso keinen Sinn ergeben.

Beide experimentellen Befunde – wohlgernekt im Bereich alltäglicher Temperaturen zwischen 0°C und 100°C – deuten also bereits die Existenz eines absoluten Nullpunktes der Temperatur an.

Abb. 1.4 zeigt ein paar Datenpunkte, gewonnen mit dem **Gasthermometer** unserer physikalischen Sammlung. Bei konstant gehaltenem Druck wurde die Celsius-Temperatur ϑ des Gases auf verschiedene Werte eingestellt und dabei das Gasvolumen V resp. die Steighöhe des Gases in einem Röhrchen mit konstanter Querschnittsfläche gemessen. Man sieht, wie die Datenpunkte enorm gut auf einer Geraden liegen. Diese Gerade kann nach links fortgesetzt werden und schneidet so irgendwann die horizontale Achse, wo das Gasvolumen gleich Null wäre.⁶ Dort müsste der absolute Nullpunkt der Temperatur liegen. Im Schulzimmerversuch ergab sich bereits mit relativ wenig Aufwand ein nicht allzu schlechter Wert von $\vartheta_0 = (-262.5 \pm 2.1)^{\circ}\text{C}$.⁷

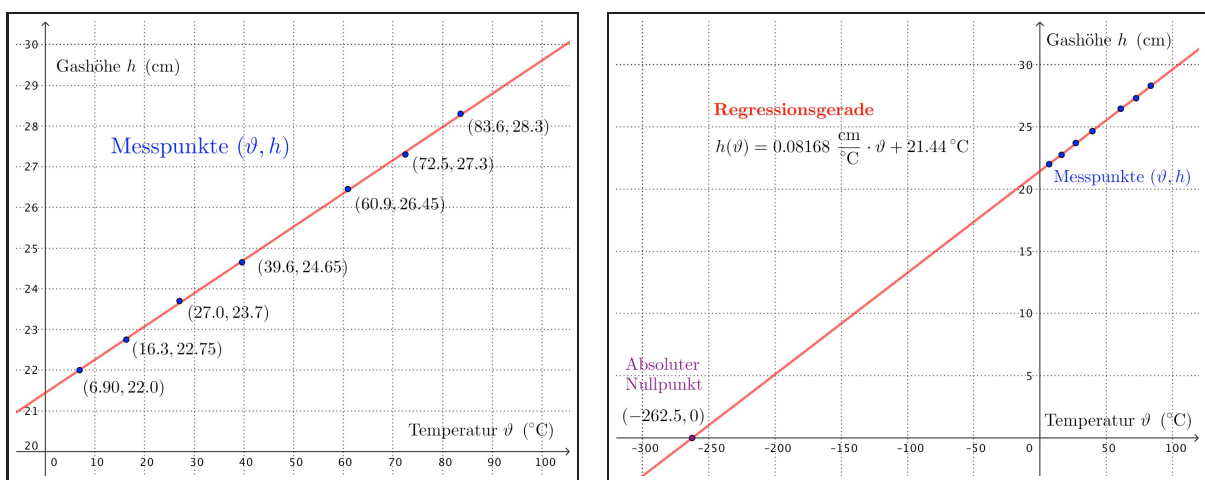


Abbildung 1.4: Der absolute Nullpunkt ergibt sich dort, wo die Regressionsgerade durch die Datenpunkte die ϑ -Achse schneidet. Dort würde das Gasvolumen den Wert 0 annehmen.

⁶Das mathematische Verfahren, die optimale Gerade zu finden und damit Voraussagen über den Bereich ausserhalb der erhobenen Messdaten zu machen, nennt man **lineare Regression**. Damit werden wir es früher oder später sicher auch mal zu tun haben.

⁷So ein $\pm$ -Fehlerbereich bedeutet, dass der tatsächliche Wert für den absoluten Nullpunkt mit etwa 68 % Wahrscheinlichkeit innerhalb des Temperaturintervalls $[(-262.5 - 2.1)^{\circ}\text{C}; (-262.5 + 2.1)^{\circ}\text{C}]$ und mit etwa 95 % Wahrscheinlichkeit innerhalb von $[(-262.5 - 4.2)^{\circ}\text{C}; (-262.5 + 4.2)^{\circ}\text{C}]$ liegt. Allerdings berücksichtigen diese Fehlerbereiche nur die sogenannten **zufälligen Fehler**, also dass jede einzelne Messung mit kleinen Unsicherheiten belegt ist. Nicht berücksichtigt sind hingegen systematische Fehler. In unserem Schulzimmerversuch könnte es z.B. gut sein, dass die Temperatur bei hohen Werten tendentiell systematisch zu niedrig gemessen wird, weil sich das Wasser, dessen Temperatur gemessen wird, im Gasthermometer weiter aussen und somit näher bei der kälteren Umgebung befindet als das Glasröhrchen mit dem Gas, dessen Verhalten wir eigentlich ausmessen wollen. So kann es kommen, dass der genauere Wert von -273.15°C eben ausserhalb des von uns erhaltenen Fehlerbereichs liegt.

Kapitel 2

Temperaturänderungen und Phasenübergänge

Im ersten Abschnitt dieses Kapitels werden die Begriffe **innere Energie**, **Wärme**, **thermischer Kontakt** und **thermisches Gleichgewicht** eingeführt.

Anschliessend wird betrachtet, wie sich ein Körper bei Veränderung seiner inneren Energie verhält. Grundsätzlich gibt es zwei mögliche Reaktionen: Die **Temperatur ändert sich** oder ein **Phasenübergang läuft ab**. Selbstverständlich können beide Phänomene kombiniert, d.h. hintereinander, auftreten, wenn man immer weiter Energie zu- oder abführt.

Dabei lernen wir verschiedene **Materialkonstanten** kennen. Das sind alles Grössen, welche bestimmte Eigenschaften eines Stoffes beschreiben.¹ Dazu gehören die **Temperaturfixpunkte**, d.h. **Schmelz-** und **Siedepunkte**, die **spezifischen Schmelz-** und **Verdampfungswärmen**, sowie die **spezifischen Wärmekapazitäten**.

Zum Schluss wird gezeigt, wie man bei **Wärmeprozessen**, also bei Wärmeentzug oder -zufuhr, Berechnungen anstellt und wie sich damit z.B. Endtemperaturen vorhersagen lassen.

2.1 Lernziele Kapitel 2

- Ich bin in der Lage, die Begriffe **innere Energie**, **Wärme**, **thermischer Kontakt** und **thermisches Gleichgewicht** zu erläutern.
- Ich weiss, dass eine **Energiezufuhr** bei einem Körper einen **Temperaturanstieg** hervorruft, ausser wenn sich dieser Körper in einem **Phasenübergang (Aggregatzustandsänderung)** befindet.
- Ich weiss, dass sich ein **thermisches Gleichgewicht** selbständig, durch **genügend langes Warten** einstellt.
- Ich kann erläutern, weshalb ein **thermisches Gleichgewicht** zwischen zwei Körpern zwar bedeutet, dass die beiden Körper die **gleiche Temperatur** haben, dies aber nichts darüber aussagt, welcher der beiden Körper **mehr innere Energie** besitzt.

¹Generationen von Physikern, Materialwissenschaftlern und Ingenieuren haben sich bis heute damit auseinander gesetzt, diese Materialkonstanten genau zu ermitteln und zu tabellieren. Wir befinden uns in der komfortablen Situation, dass uns diese Tabellen jetzt einfach zur Verfügung stehen.

- Ich weiss, dass die **SI-Einheit** der Wärme das **Joule (J)** ist, und kenne die auf Seite 9 aufgeführten **Referenzenergiemengen** auswendig.
- Ich bin in der Lage, den **Temperaturverlauf** in Abbildung 2.5 auf Seite 16 zu zeichnen und zu erläutern. Ich weiss, dass diese Kurve sowohl den Verlauf bei **Wärmezufuhr**, als auch bei **Wärmeentzug** darstellt.
- Ich kann mittels Proportionalitätsüberlegungen auf die **Gleichungen (2.2) und (2.3)** schliessen. Ich kann zudem erläutern, wie dabei Materialkonstanten eingeführt werden.
- Ich bin in der Lage, die **Gleichungen (2.2) und (2.3)** bei **Phasenübergängen** und **Erwärmungen** einzelner Körper **anzuwenden**.
- Ich kenne die **Definitionen** der neuen **Materialkonstanten**, also der **spezifischen Übergangswärmen** und der **spezifischen Wärmekapazitäten** (inkl. **SI-Einheiten**).
- Ich halte mich bei Rechnungen an die **Vorzeichenkonvention** von Seite 20.
- Ich weiss, was unter einer **Wärmeleistung** zu verstehen ist und kann **Gleichung (2.1)**, sowie die **Einheit Kilowattstunde (kWh)** in Aufgaben **anwenden**.
- Ich kann **Mischungstemperaturen** berechnen. Mir ist klar, dass dies aufgrund des **Energieerhaltungsprinzips** möglich ist. Zudem kann ich erklären, weshalb der berechnete Wert meistens etwas grösser ist als der tatsächlich gemessene.
- Ich bin in der Lage, **mit dem Energieerhaltungsprinzip weitere Berechnungen zu Mischungsversuchen** anzustellen. So kann ich beispielsweise spezifische Wärmekapazitäten ermitteln oder auf Anfangstemperaturen zurückschliessen.
- **Fakultativ:** Ich bin in der Lage, die verschiedenen Unterschiede zwischen den beiden Kurven auf Seite 13 zu erläutern (**Konvektionsströmungen**, **Verdunstung**, etc.).
- Ich kann die **Gleichung (2.4) ganz allgemein aus dem Energieerhaltungsprinzip herleiten**. Ich weiss, dass eine Mischungstemperatur das **gewichtete Mittel** aus den Anfangstemperaturen der beteiligten Körper ist.

2.2 Innere Energie, Wärme, thermisches Gleichgewicht

Ein zentrales Einführungsbeispiel: Berühre ich einen kalten, nicht allzu grossen Metallklotz, so wird meine Hand spürbar kälter, der Klotz hingegen wird wärmer.

In der Mechanik hatten wir festgehalten, dass alle Körper **innere Energie** in sich aufnehmen können. Reibungsarbeit führt beispielsweise dazu, dass sich die innere Energie der aneinander reibenden Körper erhöht. Ob ein Körper "viel" oder "wenig" innere Energie in sich gespeichert hat, bemerken wir mitunter an seiner Temperatur.

In unserem Beispiel bedeutet diese Idee der inneren Energie von Körpern nun, dass meine Hände innere Energie verlieren und die innere Energie des Klotzes zunimmt. Das passiert aber nur, solange meine Hände wärmer sind als der Klotz.

Zu einem derartigen Austausch von innerer Energie aufgrund eines Temperaturunterschieds wollen wir ein paar weitere wichtige Fachbegriffe definieren.

Begriffe rund um den Austausch von innerer Energie aufgrund eines Temperaturunterschieds zwischen zwei Körpern (vgl. Abb. 2.1)

*Wir betrachten zwei Körper unterschiedlicher Temperatur. Wird diesen Körpern ermöglicht aufgrund ihres Temperaturunterschieds innere Energie auszutauschen, so befinden sie sich einem **thermischen Kontakt**.*

*Bei einem thermischen Kontakt gibt stets der wärmere Körper innere Energie an den kälteren ab. Diesen aufgrund einer Temperaturdifferenz hervorgerufenen Übertrag an innerer Energie – und nur diesen! – bezeichnen wir als **Wärme** Q .*

*Es wird solange Wärme übertragen, bis beide Körper die gleiche Temperatur haben. Diesen Endzustand nennt man **thermisches Gleichgewicht**. Es stellt sich automatisch ein, wenn man lange genug wartet.*

Kurz: Bei Körpern unterschiedlicher Temperatur wird bei thermischem Kontakt solange Wärme vom heisseren auf den kälteren übertragen, bis sie sich im thermischen Gleichgewicht befinden, also dieselbe Temperatur aufweisen.

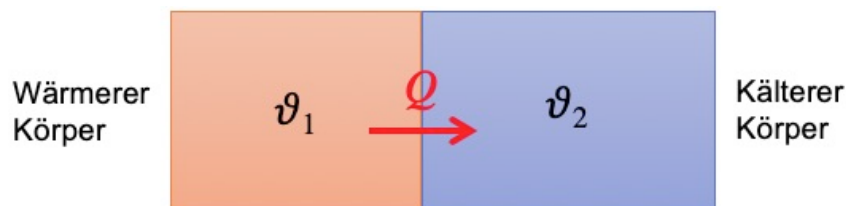


Abbildung 2.1: Wärmeübertragung im thermischen Kontakt: Der Körper mit der höheren Temperatur ϑ_1 gibt netto innere Energie an den Körper mit der niedrigeren Temperatur ϑ_2 ab. Den Übertrag an innerer Energie bezeichnen wir als Wärme Q .

Anmerkungen zur Wärme und zum thermischen Gleichgewicht

- Wärme ist übertragene (innere) Energie. Daraus folgt für die **SI-Einheit** der Wärme:

$$[Q] = [E] = \text{J} = \text{Joule} := \frac{\text{kg} \cdot \text{m}^2}{\text{s}^2}$$

Wir merken uns bereits jetzt die folgenden Vergleichsgrößen:

Referenzenergiemengen

*Mit einer Energiemenge von **1 Joule** kann man eine **Tafel Schokolade** (100 Gramm) um 1 Meter anheben!*

*Um **1 Kilogramm flüssiges Wasser** um 1°C zu erwärmen, benötigt man eine Wärmemenge von **4182 Joule**!*

- Man könnte denken, ein **thermischer Kontakt** bedeute stets eine Berührung zweier Körper. In unserem Alltag ist diese Idee nicht so falsch, denn tatsächlich wird bei einer Berührung besonders gut Wärme übertragen. Man spricht von einer **Wärmeleitung**.

Ein thermischer Kontakt kann aber bereits ohne physische Berührung existieren. Jeder Körper sendet nämlich aufgrund seiner Temperatur eine **(elektromagnetische) Wärmestrahlung** aus und kann die Strahlung anderer Körper aufnehmen. So würde sich auch bei voneinander getrennten Körpern mit der Zeit ein thermisches Gleichgewicht einstellen. Die entscheidende Formulierung ist “wenn man lange genug wartet”.

Zur Verdeutlichung: Warme Gegenstände nehmen wir aufgrund ihrer Strahlung bereits aus der Distanz wahr. Z.B. lässt sich eine Heizung, ein Feuer, aber auch die Sonne auf diese Weise erspüren.

So spannend das gerade klingen mag, wir werden erst in Kapitel 5 näher auf die verschiedenen Arten des Wärmetransports eingehen.

- Grundsätzlich läuft die Übertragung von Wärme umso schneller ab, je grösser die **Temperaturdifferenz** zwischen den beiden Körpern ist. Deshalb verbrennt man sich z.B. an einer heissen Kochplatte die Finger: Aufgrund des grossen Temperaturunterschieds zwischen Platte und Finger wird in kurzer Zeit viel Energie übertragen!
- Ein präzisierender Rückblick zu Thermometern: In aller Regel bringen wir ein Thermometer in einen thermischen Kontakt mit dem Körper, dessen Temperatur gemessen werden soll. Was passiert dabei genau?

Bei vielen Thermometertypen warten wir einfach ab, bis sich das thermische Gleichgewicht einstellt. Dann hat das Thermometer die gleiche Temperatur wie der Körper und zeigt diese aufgrund irgendeiner Messmethode dann auch an. Damit das Warten nicht allzu lange dauert, sollte das Thermometer selber relativ wenig Masse aufweisen, sodass eine Temperaturübernahme keinen grossen Wärmeübertrag erforderlich macht. Ausserdem würde ein zu grosses Thermometer wohl auch einen grösseren Wärmeübertrag bedeuten, was vielleicht sogar zu einer Temperaturänderung des Körpers und somit zu einer Verfälschung des Messresultates führen dürfte.

Das Gegenbeispiel ist das Infrarot-Thermometer, das alleine mittels Analyse der von einem Körper ausgesendeten Wärmestrahlung dessen Temperatur angeben kann.

2.3 Wärmeleistung

Wird Wärme an einen Körper abgegeben, so spielt es oft auch eine Rolle, wie schnell dies passiert. D.h., es geht nicht nur um die netto übertragene Wärmemenge, sondern um die sogenannte **Wärmeleistung**.²

Repetition: Unter einer **Leistung** P (engl.: *power*) verstehen wir in der Physik stets den Energieumsatz pro Zeitspanne und geben ihr das Symbol P :

$$P := \frac{\Delta E}{\Delta t} = \frac{\text{Energieumsatz}}{\text{dafür benötigte Zeit}}$$

²Wie lange muss ich auf das heisse Wasser warten, wenn ich den Teekoher anstelle?

Mit der **Wärmeleistung** meinen wir die pro Zeit übertragene Wärmemenge:

Definition der Wärmeleistung

Wird einem Körper in der Zeitspanne Δt die Wärmemenge Q zugeführt, so sprechen wir von einer **Wärmeleistung** P , welche gegeben ist durch:

$$P := \frac{Q}{\Delta t} \quad (2.1)$$

Anmerkungen zur Definition der Wärmeleistung

- Die Wärmeleistung beschreibt häufig einen wichtigen Teil eines Versuchssettings, z.B. wie stark ein Backofen heizt. Oft verwenden wir deshalb noch spezifischere Bezeichnungen, wie z.B. **Heiz-** oder **Kühlleistung**.
- Zur Leistung gehört eine eigene SI-Einheit, das **Watt**:

$$[P] = \frac{[\Delta E]}{[\Delta t]} = \frac{\text{J}}{\text{s}} =: \text{Watt} = \text{W}$$

Die Zerlegung des Watts in SI-Basiseinheiten ist für uns nicht wichtig ($\text{W} = \frac{\text{kg} \cdot \text{m}^2}{\text{s}^3}$), dafür umso mehr der Zusammenhang mit der Energieeinheit Joule:

$$\text{J} = \text{W} \cdot \text{s} \quad \text{“Ein Joule ist eine Wattsekunde.”}$$

- Da es in der Wärmelehre zumeist um grössere Energiemengen geht, machen auch grössere Energieeinheiten Sinn (vgl. Ende des Abschnitts 2.2 auf Seite 9). Mit der Leistungseinheit Watt wird hier gleich eine weitere, sehr gebräuchliche und grosse Energieeinheit eingeführt, die **Kilowattstunde (kWh)**:

$$\text{Kilowattstunde} = \text{kWh} = \underbrace{1000 \text{ W}}_{=\text{kW}} \cdot \underbrace{3600 \text{ s}}_{=\text{h}} = 3\,600\,000 \text{ J}$$

2.4 Vom Eis zum Wasserdampf

Verschiedene thermische Eigenschaften von Materialien werden durch sogenannte **Materialkonstanten** beschrieben. Gleich mehrere solche Materialwerte werden in diesem Kapitel eingeführt. Der hier dokumentierte Versuch bildet die Grundlage für diese nachfolgenden Definitionen.

Der Versuchsaufbau ist recht einfach (vgl. Abb. 2.2). In einem **Kalorimeter** – d.h. in einer Thermosflasche für physikalische Versuche resp. in einem gut isolierten Gefäss – befindet sich zu Beginn Eiswasser. Während dem Vorgang wird die Temperatur im Glas über ein Widerstandsthermometer elektronisch erfasst – pro Sekunde zwei Messwerte. Abb. 2.3 zeigt den Temperaturverlauf.

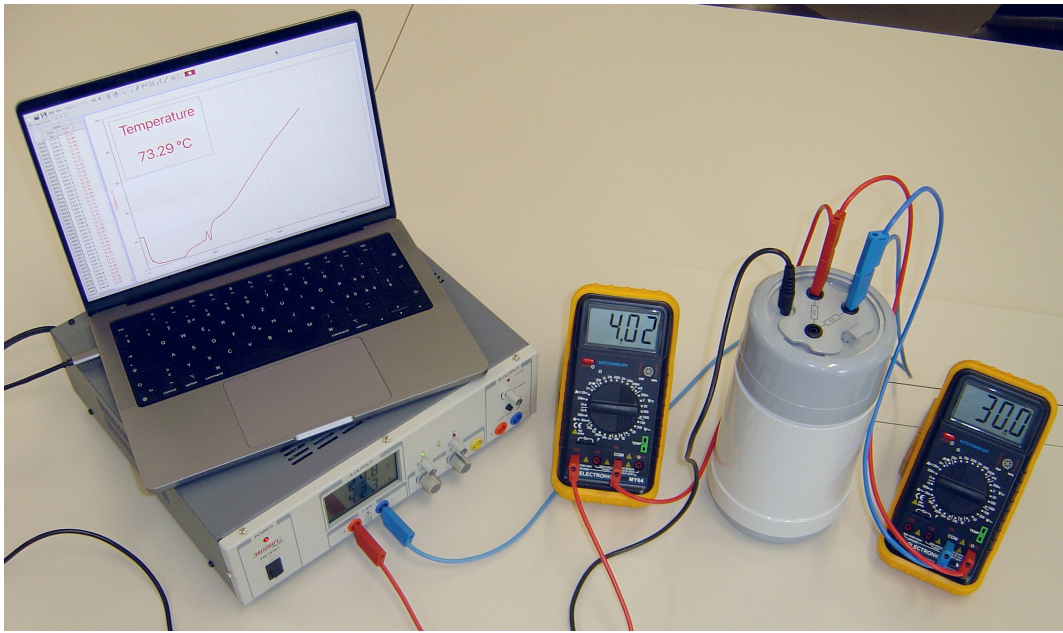


Abbildung 2.2: Erwärmung von Wasser: Durch die Wärmewirkung eines elektrischen Stromes wird dem Wasser im Kalorimeter (grauer Behälter rechts) kontinuierlich Wärme zugeführt.

Erläuterungen zum Versuch

- Den bei registrierten Temperaturverlauf sehen wir in Abb. 2.3 oben auf der nächsten Seite. Diesen Verlauf wollen wir nun verstehen und auch quantitativ analysieren.
- Anfangs befindet sich der Temperatursfühler³ noch nicht im Wasser, sondern an der Luft bei einer Temperatur von etwas über 20 °C. Ein paar Sekunden nach Messbeginn wird er ins Eiswasser gegeben, wo er sich rasch abkühlt und sich dem Fixpunkt annähert. Die 0 °C werden allerdings nicht ganz erreicht, weil erstens nicht lange genug gewartet wird und zweitens diese 0 °C effektiv nur genau dort herrschen, wo sich flüssiges und festes Wasser berühren. In unserem Eiswasser gibt es aber relativ grosse Eiskwürfel. Das Setting ist also nicht ganz ideal um den Eispunkt mit einer Messung zu erfassen.
- Etwa zum Zeitpunkt $t = 280 \text{ s}$ nach dem Start der Messung wird der Strom in zwei Heizdrähten eingeschaltet, die sich im Wasser befinden. Über beiden Drähten herrscht eine **Spannung** von $U = 30.0 \text{ V}$, die bewirkt, dass in den Drähten eine **Stromstärke** von $I = 4.02 \text{ A}$ fließt. Wie wir in der Elektrizitätslehre lernen werden, ergibt das Produkt aus diesen beiden Angaben direkt die **elektrische Leistung** P_{el} , die in den Drähten umgesetzt wird:

$$P_{\text{el}} = U \cdot I = 30.0 \text{ V} \cdot 4.02 \text{ A} = 120.6 \text{ W}$$

Diese Leistung würde eigentlich die Drähte erwärmen, wenn diese nicht sofort durch das Wasser gekühlt würden. D.h., die 120.6 W sind als eine an das Wasser abgegebene **Heizleistung** zu verstehen. Pro Sekunde erhält das Wasser von den beiden Drähten eine Wärmemenge von 120.6 J.

³Hierbei handelt es sich um ein elektrisches **Widerstandsthermometer** (vgl. Anhang A), das via einem Interface mit dem Computer verbunden wird und zweimal pro Sekunde einen Messwert liefert.

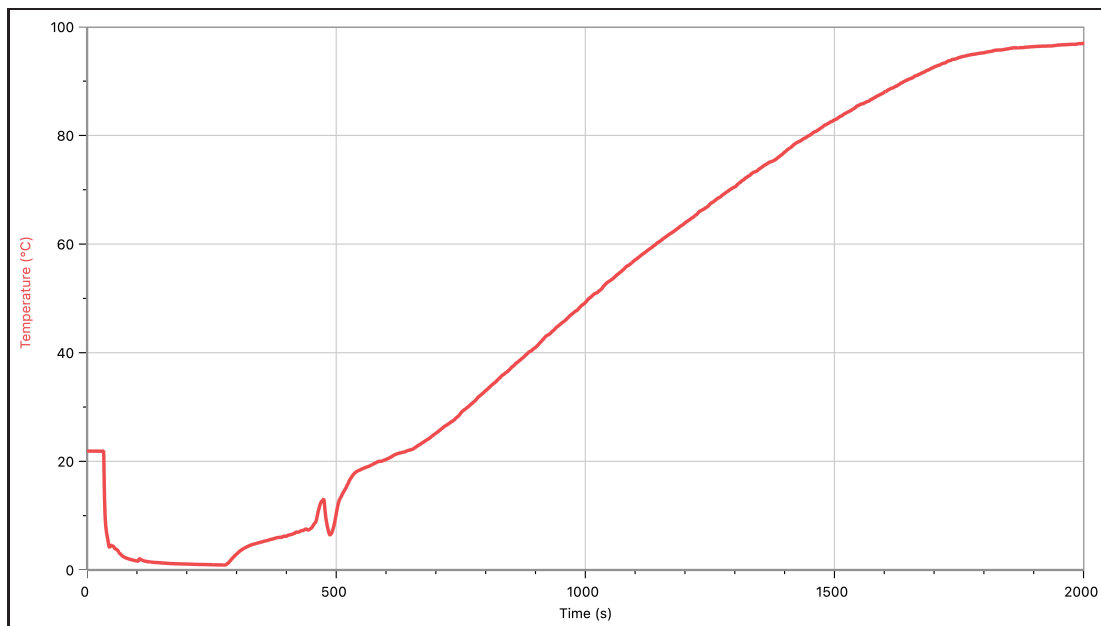


Abbildung 2.3: Realer Temperaturverlauf bei der Erwärmung des Wassers im Kalorimeter.

- Bereits kurz nach dem Einschalten des Stroms steigt die Temperatur merklich an. Das ist unerwartet. Dieses Eiswasser sollte doch eigentlich auf 0°C bleiben, bis alles Eis geschmolzen ist. Was ist los mit dem Fixpunkt?!

Erklärung: Nur in einem perfekten Gemisch aus Eis und Wasser herrscht eine Temperatur von exakt 0°C . Bei unserem Versuch sind die Eisklumpen aber immer noch recht gross und der Fixpunkt ist lediglich genau an der Oberfläche des Eises, dort wo flüssiges Wasser und Eis wirklich auf kleinstem Raum zusammen sind, realisiert. Unsere Temperatursonde befindet sich nicht oder zumindest nicht ausschliesslich an einem solchen Ort. Ihre sensitive Spitze ist von Wasser umgeben, welches das Heizen nun bereits spürt. Kommt dazu, dass mit fortschreitender Zeit immer weniger Eis vorhanden ist.

- In der Umgebung der Sensorspitze stellt sich zwischen $t = 300\text{ s}$ und 650 s keine konstante Temperatur oder ein gleichmässiger Temperaturverlauf ein. Wir beobachten zum Teil starke Temperaturschwankungen.

Erklärung: Noch ist nicht alles Eis geschmolzen. Aufgrund der Temperaturunterschiede im Wasser entstehen in diesem sogenannte **Konvektionsströmungen**, die durch die unterschiedlichen Dichten von Wasser bei verschiedenen Temperaturen verursacht werden. Warmes Wasser steigt und kälteres sinkt ab. So wird das Wasser ständig umgewälzt und bei unserem Temperaturfühler kommt immer mal wieder etwas wärmeres oder etwas kälteres Wasser vorbei. Tatsächlich erhält man bei jeder Wiederholung des Versuchs während dieser Zeitspanne zwischen dem Einschalten des Stroms und dem abgeschlossenen Schmelzvorgang der Eiskwürfel immer wieder andere Temperaturverläufe, die sich sehr voneinander unterscheiden können.

- Sobald das Eis vollständig geschmolzen ist (etwa zum Zeitpunkt $t = 650\text{ s}$), kann die ganze Heizleistung des Drahtes für die **Erwärmung** des Wassers verwendet werden. Ab diesem Moment verläuft der Temperaturanstieg bemerkenswert **linear**, also gleichmässig. Diese Beobachtung werden wir später im Abschnitt 2.6 quantitativ weiter verwenden.

- Gegen das Ende des Anstiegs flacht die Steigung deutlich ab.

Erklärung: Je wärmer das Wasser wird, umso schneller **verdunstet** es. Dies ist eine Vorstufe zum Sieden. Das Wasser siedet noch nicht, aber trotzdem geht schon etwas Wasser vom flüssigen in den gasförmigen Zustand (Wasserdampf) über. Diese Verdunstung kühlt allerdings das Wasser, wie wir uns im Kapitel 3 genauer überlegen werden, wodurch die Temperatur des verbleibenden Wassers eben langsamer ansteigt.

- Auf etwa 95 °C (etwa bei $t = 1750$ s) beginnt das Wasser zu siedeten. Die Messkurve zeigt ein starkes Abflachen.

Wir halten fest: Auf dem Siedepunkt wird die zugeführte Energie offenbar nur noch für den **Phasenübergang**, also für den Wechsel des Aggregatzustandes verwendet.

- Weshalb findet das Sieden nicht bei 100 °C statt. Was ist mit dem Fixpunkt los?

Antwort: Nur bei sogenanntem **Normdruck** (= 1.013 bar) liegt der Siedepunkt des Wassers genau bei 100 °C. Dies ist im Wesentlichen der mittlere Luftdruck auf Meereshöhe. Bei uns in Zürich – das Gymi Unterstrass liegt auf 440 m.ü.M. – ist der Luftdruck bereits etwas geringer, was den Siedepunkt leicht nach unten verschiebt.

- Die Messkurve suggeriert, dass die Temperatur auch beim Sieden noch leicht ansteigt. . .

Erklärung: Das Wasser siedet zuerst in der Nähe der Heizdrähte. Hinterher dauert es ein Weilchen, bis dieses Sieden im ganzen Behälter stattfindet, also der Siedepunkt überall erreicht ist. Da sich das Thermometer nicht ganz in der Nähe des Heizdrahtes befindet, sehen wir diese Verzögerung.

Wir haben nun die diversen Effekte kennengelernt, die den **realen Temperaturverlauf**, der von unserem Thermometer erfasst wird, mit beeinflussen und so den “idealen” Messversuch stören. Wir können uns nun aber gut vorstellen, wie denn das ganz perfekte Versuchssetting aussehen müsste und welcher **theoretische Temperaturverlauf** sich damit ergeben würde.⁴

Das ideale Messsetting: Der ganze Versuch müsste bei Normdruck stattfinden. D.h. der Druck im Kalorimeter müsste durch eine zusätzliche Regelung stets auf 1.013 bar gehalten werden, sodass die Fixpunkte von Wasser wirklich bei 0 °C und 100 °C liegen.

Weiter würden wir mit idealem Eiswasser starten. Diese ideale Phasenmischung würde wohl aus vielen sehr kleinen Eiskristallen im Wasser bestehen. Wenn ein paar davon Schmelzen, müsste man trotzdem garantieren, dass trotzdem überall noch Kristalle vorhanden sind, dass das Eis also nicht oben auf schwimmt. Man müsste also für eine andauernde perfekte Durchmischung sorgen, die dann auch garantieren würde, dass innerhalb des Eiswassers und später im flüssigen Wasser immer und überall die gleiche Temperatur herrscht, die dann auch von unserem Thermometer angezeigt würde.

Stellen wir uns nun also vor, wir würden über dieses ideale Messsetting verfügen. Welchen Temperaturverlauf würden wir nun beobachten?

⁴Derartige Messperfektionierungen strebt man bei genaueren Versuchen selbstverständlich an. Sie sind aber alles andere als einfach herzustellen. Deshalb ist eine Präzisionsmessung in aller Regel etwas ungeheuer Aufwändiges, das auch rasch ins Geld gehen kann!

Wenn wir mit dem idealen Setting auch kontrollieren, dass der Verdunstungseffekt wegfällt, dann würde das Wasser sicher schön gleichmässig erwärmt, sobald es einmal flüssig ist. Und sobald es den Siedepunkt bei 100 °C erreicht hat, würde die zugeführte Heizleistung nur noch für das Verdampfen verwendet. Das dürfte umgekehrt auch für den Schmelzpunkt gelten. Solange es im Wasser noch Eiskristalle gibt, kann noch keine Erwärmung erfolgen.

Abb. 2.4 zeigt den Vergleich zwischen diesem theoretischen und dem realen Temperaturverlauf. Abgesehen von den oben erklärten Abweichungen entsprechen sich die Kurven gar nicht so schlecht. Wir dürfen also davon ausgehen, dass dieser theoretische Temperaturverlauf das Grundgerüst des Vorgangs bildet, und folgen:

Phasenübergänge und Erwärmung eines Körpers

Wird einem (aus einem bestimmten Stoff bestehenden) Körper gleichmässig Wärme zugeführt, so befindet er sich entweder in einem bestimmten Aggregatzustand (reine Phase) und erwärmt sich gleichmässig (die Temperatur steigt gleichmässig an),

oder

*er vollzieht einen **Phasenübergang (= Änderung des Aggregatzustandes)** auf einem seiner Temperaturfixpunkte, auf welchem beide beteiligten Phasen nebeneinander existieren (= Phasengemisch).*

Während einem Phasenübergang wird alle zugeführte Wärme für diesen Übergang verwendet – also nicht für eine Änderung der Temperatur!

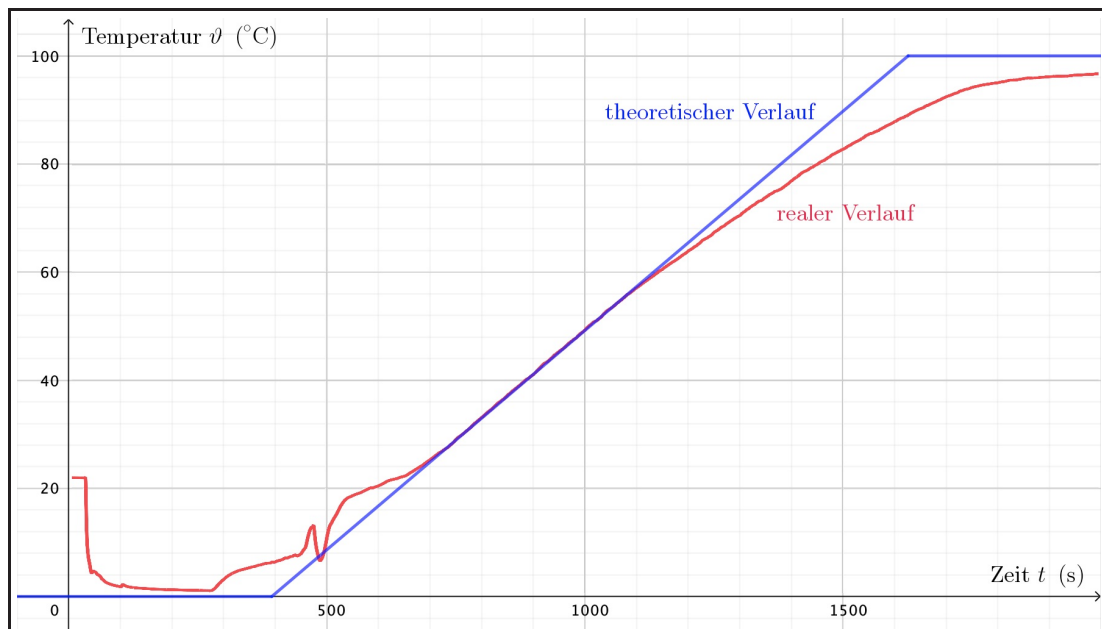


Abbildung 2.4: Vergleich zwischen theoretischem und realem Temperaturverlauf bei der Erwärmung des Wassers.

Wie stark sich die Temperatur ändert oder ob der Phasenübergang vollständig passiert, hängt natürlich davon ab, wie viel Wärme der Körper erhält. Zudem dürfte wichtig sein, aus welchem Stoff der Körper besteht und wie viel Stoff da vorhanden ist. Diese quantitativen Aspekte sollen im weiteren Verlauf des Kapitels näher unter die Lupe genommen werden.

Wir können aber bereits bei unserem Versuch eine erste quantitative Auswertung vornehmen, und zwar genau aufgrund des theoretischen Temperaturverlaufs in Abb. 2.4:

- i. Im Kalorimeter befand sich eine Wassermenge von insgesamt gerade etwa 350 g.
- ii. Gemäss dem theoretischen Verlauf werden etwa $\Delta t = 1220$ s für die Erwärmung von 0°C bis 100°C benötigt.
- iii. Da wir die Heizleistung kennen ($P_{\text{el}} = P_{\text{Heiz}} = 120.6\text{ W}$), können wir diese Zeitspanne in eine zugeführte Wärmemenge umrechnen:

$$Q = P_{\text{Heiz}} \cdot \Delta t = 120.6\text{ W} \cdot 1220\text{ s} \approx 147\,000\text{ J}$$

Zur Erwärmung von 0.35 kg flüssigem Wasser um 100°C benötigt man 147 kJ Wärme.

In unseren Diagrammen könnten wir anstelle der Zeit auch direkt die zugeführte Wärmemenge auf der horizontalen Achse auftragen. Das wird in Abb. 2.5 gezeigt, wobei der Temperaturverlauf für 1 kg Wasser dargestellt wird, das vom absoluten Nullpunkt bis über den Siedepunkt hinaus erwärmt wird.

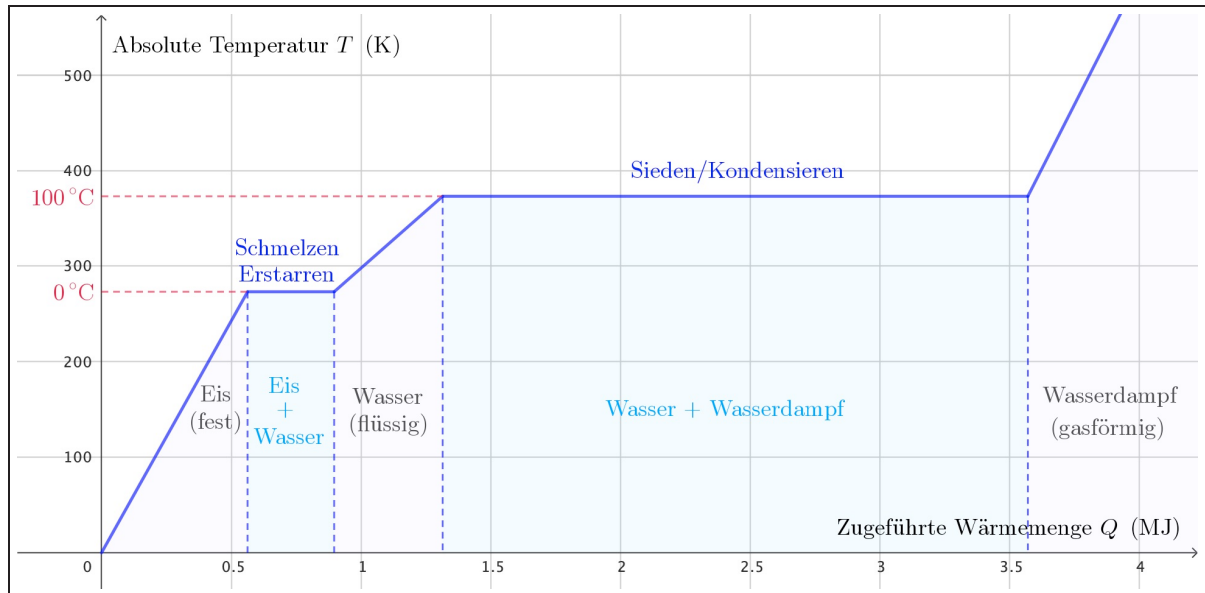


Abbildung 2.5: Wasser erwärmt sich entweder gleichmässig mit der zugeführten Wärme oder macht einen Phasenübergang. Beachte vor allem, wie viel Wärme alleine für den Übergang “flüssig → gasförmig” benötigt wird. Die Wärmemengen beziehen sich auf 1 kg Wasser.

Achtung! Die Temperaturachse verwendet die Kelvin-Temperaturskala (SI). Deshalb befindet sich der Schmelzpunkt bei $273\text{ K} = 0^\circ\text{C}$ und der Siedepunkt bei $373\text{ K} = 100^\circ\text{C}$.

2.5 Übergangswärmen

Auf Wärmezufuhr reagieren Stoffe mit einer Temperaturerhöhung oder, falls die Temperatur gerade einem Fixpunkt entspricht, mit einer Änderung des Aggregatzustandes. Letzteres Verhalten soll nun quantifiziert werden. Konkret wollen wir wissen, wie viel Wärme einem Körper zugeführt werden muss, damit er den kompletten Phasenübergang vollzieht.

Zunächst sollten wir wissen, auf welchen Temperaturen die Fixpunkte der verschiedenen Stoffe liegen. Diese Fixpunkte wurden für fast jeden bekannten Stoff erhoben. Sie sind in Tab. B.4 in Anhang B angeführt. Die Fixpunkte werden mit speziellen Symbolen gekennzeichnet: ϑ_f für den **Schmelzpunkt** und ϑ_v für den **Siedepunkt**. Beachte, dass sich die in dieser Tabelle angegebenen Fixpunktdaten auf den Normdruck beziehen!

Formale Überlegungen zu Phasenübergängen

- Es ist klar, dass die für einen Phasenübergang benötigte Wärmemenge Q direkt **proportional** zur vorhandenen Masse m sein muss:⁵

$$Q \sim m$$

- Aus dieser Proportionalität können wir folgern, dass es eine **Proportionalitätskonstante** – wir wollen sie L nennen – gibt, sodass gilt:

$$Q = L \cdot m$$

- Schliesslich kann man vom physikalischen Standpunkt her erwarten, dass bei einem Phasenübergang das Material eine Rolle spielen wird.⁶ Diese Materialabhängigkeit muss in der gesuchten Gesetzmässigkeit zum Ausdruck kommen. Daraus folgt, dass die soeben eingeführte Proportionalitätskonstante zwischen Wärme und Masse das Material beschreiben muss. Der Proportionalitätskonstante L muss also die Bedeutung einer **Materialkonstanten** zugewiesen werden.

Halten wir zusammenfassend fest:

Wärmeumsatz bei Phasenübergängen

Damit ein Körper einen Phasenübergang vollständig durchführt, muss ihm am Temperaturfixpunkt die (latente) Übergangswärme Q zugeführt oder entzogen werden:

$$Q = L \cdot m \quad (2.2)$$

Dabei ist L eine Materialkonstante, die spezifische Übergangswärme des Stoffes.

⁵Es wäre völlig unlogisch, wenn man z.B. zum Schmelzen von 3 kg Eis nicht dreimal soviel Energie benötigen würde wie für das Schmelzen von 1 kg. Schliesslich könnte man die 3 kg ja in drei 1 kg-Stücke zerlegen und dann einzeln schmelzen. Würde man nun eine andere Energiemenge für den Übergang benötigen, so würde das den Energieerhaltungssatz aufs Härteste verletzen! Man könnte dann Maschinen bauen, mit denen eine Energieerzeugung durch Phasenübergänge möglich wäre.

⁶Warum sollte man für das Schmelzen von 1 kg Eis ausgerechnet exakt gleich viel Wärme brauchen wie für das Schmelzen von 1 kg Stahl? Auch die Experimente zeigen etwas anderes.

Anmerkungen zum Wärmeumsatz bei Phasenübergängen

- Das Wort **latent** bedeutet im Lateinischen “verborgen”. Übergangswärmen sind latent, weil man einem flüssigen oder gasförmigen Körper die in ihm enthaltenen Übergangswärmen anhand seiner Temperatur nicht anmerkt. Beim Phasenübergang führen wir dem Körper Wärme zu oder entziehen sie ihm, beobachten dabei aber keine Temperaturänderung. In diesem Sinne bleiben Übergangswärmen eben verborgen.
- Die beiden zu einem Phasenübergang gehörenden Übergangswärmen (z.B. Schmelz- und Erstarrungswärme) haben bei einem bestimmten Körper stets den gleichen Betrag. Das gilt ebenfalls für die spezifischen Übergangswärmen, welchen man die folgenden Kennzeichnungen gibt:

L_f = **Spezifische Schmelz-** resp. **Erstarrungswärme.**

L_v = **Spezifische Verdampfungs-** resp. **Kondensationswärme.**

L_s = **Spezifische Sublimations-** resp. **Resublimationswärme.**

Ja, es gibt Stoffe, die beim üblichen Luftdruck von etwa 1 bar die flüssige Phase überspringen und direkt vom festen in den gasförmigen Zustand wechseln. Das bekannteste Beispiel ist Kohlendioxid CO_2 , das man im festen Zustand als **Trockeneis** bezeichnet. Diese Art von Phasenübergang nennt man **Sublimation** resp. **Resublimation**.

- Die SI-Einheit der spezifischen Übergangswärmen ergibt sich zu:

$$Q = L \cdot m \quad \Rightarrow \quad [L] = \frac{[Q]}{[m]} = \frac{\text{J}}{\text{kg}}$$

Wie in vielen Fällen, so ist die Einheit auch hier für das Verständnis der neuen Grösse von Nutzen. In der spezifischen Übergangswärme steckt die folgende Aussage:

“Pro Kilogramm benötigt man eine bestimmte Anzahl Joule, damit der Stoff den entsprechenden Phasenübergang vollständig durchführt.”

- Einige spezifische Übergangswärmen finden sich in Tab. B.2. Wiederum wurden die Werte bei Normdruck erhoben.⁷ Feststellung: Die spezifischen Verdampfungswärmen sind bei allen Stoffen wesentlich grösser als die spezifischen Schmelzwärmen.

⁷Die Werte gelten streng genommen nur bei Normdruck! Zu unserem Glück sind die Abweichungen aber nicht allzu gross, wenn man sich nicht allzu weit vom Normdruck entfernt, was im Alltag ja der Fall ist.

2.6 Erwärmung bei festem Aggregatzustand

Nun wollen wir uns mit der quantitativen Beschreibung der Erwärmungsphasen beschäftigen.

Formale Überlegungen zur Erwärmung

- Sicher ist die für einen bestimmten Temperaturanstieg benötigte Wärmemenge Q bei direkt **proportional** zur Körpermasse m :⁸

$$Q \sim m$$

- In unserer eigenen Messung (vgl. Abb. 2.3 auf Seite 13) haben wir uns von der Linearität des Temperaturverlaufs in Abhängigkeit von der zugeführten Wärmemenge überzeugt. Diese und andere Messungen zeigen, dass die für einen Temperaturanstieg $\Delta\vartheta$ benötigte Wärmemenge Q bei einem bestimmten Körper direkt proportional zu eben diesem Temperaturanstieg ist:⁹

$$Q \sim \Delta\vartheta$$

- Jetzt haben wir zwei Proportionalitäten, welche sich beide in einer einzigen Gleichung zusammenfassen lassen. Dabei muss wiederum eine **Proportionalitätskonstante** eingeführt werden. Diese nennen wir willkürlich c :

$$Q = c \cdot m \cdot \Delta\vartheta$$

- Auch bei der Erwärmung ist zu erwarten, dass das Material mitbestimmt, wie viel Wärme bei für einen bestimmten Temperaturanstieg erforderlich ist.¹⁰ Die Proportionalitätskonstante c ist also nicht universell, sondern entspricht einer weiteren Materialkonstante, die den Namen **spezifische Wärmekapazität** trägt.

Wärmeumsatz bei Temperaturänderungen

Damit sich die Temperatur eines Körpers der Masse m in einem bestimmten Aggregatzustand um einen bestimmten Wert $\Delta\vartheta$ verändert, muss ihm die Wärme Q zugeführt werden:

$$Q = c \cdot m \cdot \Delta\vartheta \quad (2.3)$$

*Dabei ist c eine Materialkonstante, die **spezifische Wärmekapazität** des Stoffes.*

⁸Um 2 kg Eisen von 20 °C auf 100 °C zu erwärmen, muss ich sicher doppelt soviel Wärme aufbringen, wie wenn ich den gleichen Vorgang mit nur 1 kg Eisen durchführe.

⁹Will ich einen Liter Wasser von 25 °C auf 45 °C erwärmen, so brauche ich dafür halb so viel Wärme zuzuführen, wie für einen Anstieg auf eine Endtemperatur von 65 °C. Oder anders: Ich brauche für die Erwärmung von 45 °C auf 65 °C noch einmal soviel Wärme zuzuführen wie von 25 °C auf 45 °C.

¹⁰Tatsächlich macht das Material einen grossen Unterschied: Um beispielsweise 1 kg Wasser um eine bestimmte Temperaturdifferenz zu erwärmen, braucht man über das Zehnfache der Wärmemenge, welche für den gleichen Temperaturanstieg von 1 kg Kupfer notwendig ist.

Anmerkungen zum Wärmeumsatz bei Temperaturänderungen

- Die spezifische Wärmekapazität c eines Stoffes sagt, wie viel Wärme Q notwendig ist, um eine bestimmte Menge dieses Stoffes (Masse m) um einen bestimmten Temperaturunterschied $\Delta\vartheta$ zu erwärmen. Dies ist die eigentliche Definition dieser Grösse:

$$c := \frac{Q}{m \cdot \Delta\vartheta}$$

- Aus dieser Definition folgt sofort die Grundeinheit der spezifischen Wärmekapazität:

$$[c] = \frac{[Q]}{[m] \cdot [\Delta\vartheta]} = \frac{\text{J}}{\text{kg} \cdot ^\circ\text{C}}$$

Lesebeispiel: Kupfer hat eine spezifische Wärmekapazität von $383 \frac{\text{J}}{\text{kg} \cdot ^\circ\text{C}}$:

*“Um 1 kg Kupfer um 1 °C zu erwärmen, benötigt man eine Wärmemenge von 383 J.”
 (“383 J pro Kilogramm Kupfer und pro Grad Celsius.”)*

- Gleichung (2.3) gilt ebenso für das Abkühlen von Körpern. Sie sagt also auch, wie viel Wärme frei wird, wenn sich ein Körper um eine bestimmte Temperaturdifferenz abkühlt. In diesem Zusammenhang soll eine Konvention (Abmachung) eingeführt werden:

Vorzeichenkonvention bei Wärmeprozessen

Einem Körper zugeführte Wärmemengen haben ein positives, vom Körper abgegebene Wärmemengen hingegen ein negatives Vorzeichen.

Diese Konvention stimmt mit Gleichung (2.3) überein, falls wir konsequent festlegen, dass eine **Temperaturänderung** $\Delta\vartheta$ stets aus der **Differenz zwischen Endtemperatur ϑ_2 und der Anfangstemperatur ϑ_1** berechnet wird – und nicht umgekehrt!

$$\Delta\vartheta := \vartheta_2 - \vartheta_1$$

Auf diese Weise werden Temperaturerhöhungen positiv und Temperatursenkungen negativ, und genauso die zugehörigen Wärmemengen (da Masse und spezifische Wärmekapazität stets positive Grössen sind).

- Tab. B.3 listet die spezifischen Wärmekapazitäten einiger Stoffe bei Normdruck auf. Bei Festkörpern und Flüssigkeiten ist der Druck sekundär und man darf den Tabellenwert ohne grossen Fehler bei anderen Druckbedingungen benutzen. Bei Gasen ist das im Prinzip auch so, allerdings mit der wichtigen Einschränkung, dass sich der Druck während dem betrachteten Vorgang nicht ändern darf.¹¹

¹¹In der physikalischen Fachsprache ausgedrückt: Die angegebenen Werte für die spezifischen Wärmekapazitäten von Gasen gelten nur bei **isobaren Prozessen**.

- Schliesslich noch kurz zurück zu unserem Einstiegsversuch, also der Erwärmung von Wasser. Auf Seite 16 hatten wir notiert, dass wir für die Erwärmung von 0.35 kg Wasser um 100 °C eine Wärmemenge von 147 kJ benötigen. Daraus können wir nun ja ganz direkt die spezifische Wärmekapazität von Wasser bestimmen:

$$c = \frac{Q}{m \cdot \Delta\vartheta} = \frac{147\,000\text{ J}}{0.35\text{ kg} \cdot 100\text{ °C}} = 4200 \frac{\text{J}}{\text{kg} \cdot \text{°C}} \approx 4182 \frac{\text{J}}{\text{kg} \cdot \text{°C}}$$

Tatsächlich bestätigt unser Kalorimeter-Experiment sehr gut den Tabellenwert für die spezifische Wärmekapazität von Wasser (zum Glück!).

Natürlich wird im Kalorimeter nicht nur das Wasser, sondern auch noch der innere Plastikbehälter, der Plastikdeckel und das Gestänge mit den Heizdrähten erwärmt. Dabei handelt es sich aber um wenig Masse und Stoffe mit sehr geringer Wärmekapazität, sodass sich kaum eine Verfälschung ergibt.

2.7 Mischungsversuche

In den vorangegangenen Abschnitten dieses Kapitels haben wir erfahren, wie ein Körper auf eine Änderung seiner inneren Energie reagiert: Er verändert seine Temperatur oder wechselt seinen Aggregatzustand. Dabei haben wir allerdings immer nur einen einzelnen Körper betrachtet. Wir nahmen stets an, dass wir von aussen bestimmen können, wie viel Wärme er aufnimmt oder abgibt. Dies war durchaus gerechtfertigt, denn wie wir in Abschnitt 2.2 auf Seite 9 festgehalten haben, findet ein Wärmeaustausch immer zwischen Körpern unterschiedlicher Temperatur statt. Das bedeutet, dass wir die Wärmezufuhr oder -abgabe eines einzelnen Körpers durch die Veränderung seiner Umgebungstemperatur steuern können.¹²

In diesem Abschnitt soll nun die Fragestellung etwas variieren. Wir überlassen das Steuern dem Energieerhaltungsprinzip. Diese Aussage möchte ich an einem Musterbeispiel erläutern.



Abbildung 2.6: Das Glas wird bei einer Temperatur von ca. 1300 °C geblasen und in die gewünschte Form gebracht.

¹²Die Paradebeispiele hierfür sind der Backofen und der Kühlschrank.

In einer Glasbläserei – das Beispiel eines Mischungsversuches

Frage: In einer Glasbläserei soll ein eben geblasenes Glasstück mit einer Masse von $m_G = 210\text{ g}$ und einer Temperatur von $\vartheta_G = 1300\text{ °C}$ durch ein Bad in einer Wanne mit 4.2 Liter Wasser und einer Temperatur von $\vartheta_W = 17\text{ °C}$ abgekühlt werden.

Welche Endtemperatur wird sich im Wasserbehälter einstellen?

Antwort: Vom Formalismus her kennen wir bereits alles Notwendige. Wir brauchen nur noch zwei sinnvolle Annahmen aufzustellen, und die Lösung liegt auf der Hand.

Annahme “Abgeschlossenes System”: Die beiden Wärme austauschenden Körper seien von ihrer Umgebung energetisch isoliert. Nur zwischen ihnen wird Energie ausgetauscht. Ansonsten geht weder Energie verloren, noch wird welche erzeugt. Wir sagen: die beiden Körper bilden ein **abgeschlossenes System** im Sinne des **Energieerhaltungsprinzips**.

D.h., die vom Glas abgegebene Wärmemenge Q_G ist vom Betrag her gleich der vom Wasser aufgenommenen Wärmemenge Q_W :

$$Q_W = -Q_G$$

Das Minuszeichen auf der rechten Seite muss eingesetzt werden, weil Q_G wegen unserer Vorzeichenkonvention von Seite 20 eine negative Grösse ist (vom Glas abgegebene Wärme), während links Q_W positiv ist (vom Wasser aufgenommene Wärme).

In der Realität macht die Umgebung zwangsläufig am Wärmeaustausch mit, und es wird sich eine geringere Endtemperatur einstellen, als wir in der Theorie berechnen. Schliesslich sind Glas und Wasser sicher wärmer als ihre Umgebung, was zu einer Wärmeabgabe aus dem System führt. In erster Linie werden auch der Wasserbehälter und die umgebende Luft am Wärmeaustausch teilnehmen.

Dennoch ist die Annahme nicht so falsch, denn vor allem zwischen Wasser und Glas läuft der Wärmeaustausch sehr rasch ab, sodass wir mittels unserer Berechnung ein gutes Resultat für die Wasser- (und Glas-)Temperatur nach dem Eintauchen erhalten.

Annahme “Keine Aggregatzustandsänderungen”: Wir nehmen vereinfachend an, dass bei diesem Vorgang weder das Glas, noch das Wasser ihren Aggregatzustand ändern. Diese Annahme ist natürlich recht fragwürdig. Ein Teil des Wassers wird beim ersten Kontakt direkt verdampfen, und das Glas ist zu Beginn in einem halb flüssigen Zustand. Andererseits kann die Annahme aber nicht ganz so falsch sein. Denn verdampfen tut wirklich nur eine sehr geringe Wassermenge, und das Glas ist doch schon ziemlich fest, es behält immerhin seine Form von alleine.

Zwischen Glas und Wasser wird sich ein thermisches Gleichgewicht einstellen. Sie werden die gleiche **End- oder Mischungstemperatur** ϑ_E aufweisen. Da wir Temperaturunterschiede stets als Differenz von End- und Anfangstemperatur berechnen, können wir für die beiden hier auftretenden Temperaturdifferenzen schreiben:

$$\Delta\vartheta_G = \vartheta_E - \vartheta_G < 0 \quad \text{und} \quad \Delta\vartheta_W = \vartheta_E - \vartheta_W > 0$$

Der Rest ist ein Zusammenfügen von Formeln und führt schliesslich auf das Lösen einer linearen Gleichung mit der Unbekannten ϑ_E :¹³

$$\begin{aligned}
 Q_W &= -Q_G && | (2.3) \text{ einsetzen} \\
 \Rightarrow c_W \cdot m_W \cdot \Delta\vartheta_W &= -c_G \cdot m_G \cdot \Delta\vartheta_G && | \Delta\vartheta \text{'s einsetzen} \\
 \Rightarrow c_W \cdot m_W \cdot (\vartheta_E - \vartheta_W) &= -c_G \cdot m_G \cdot (\vartheta_E - \vartheta_G) && | \text{ausmultiplizieren} \\
 \Leftrightarrow c_W \cdot m_W \cdot \vartheta_E - c_W \cdot m_W \cdot \vartheta_W &= c_G \cdot m_G \cdot \vartheta_G - c_G \cdot m_G \cdot \vartheta_E
 \end{aligned}$$

Alle Grössen ausser ϑ_E sind vorgegeben (c_G findet man in Tab. B.3 unter Quarzglas).

Im Allgemeinen hat eine solche Gleichung eine eindeutige Lösung, was genau unserer Alltagserfahrung entspricht. Es stellt sich eben eine ganz bestimmte Endtemperatur ϑ_E ein. Das Lösungsverfahren sollte aus der Mathematik bekannt sein:

Auflösung einer linearen Gleichung nach einer Unbekannten x

1. **Separation:** Alle Terme, welche x enthalten, auf die eine, alle anderen Terme auf die andere Seite der Gleichung bringen.
2. **Ausklammern:** x ausklammern.
3. **Division:** Durch die Klammer bei x teilen.

Ich führe das Verfahren an obiger Gleichung vor:

$$\begin{aligned}
 c_W \cdot m_W \cdot \vartheta_E - c_W \cdot m_W \cdot \vartheta_W &= c_G \cdot m_G \cdot \vartheta_G - c_G \cdot m_G \cdot \vartheta_E && | \text{Separation} \\
 \Leftrightarrow c_W \cdot m_W \cdot \vartheta_E + c_G \cdot m_G \cdot \vartheta_E &= c_W \cdot m_W \cdot \vartheta_W + c_G \cdot m_G \cdot \vartheta_G && | \text{ausklammern} \\
 \Leftrightarrow \vartheta_E \cdot (c_W \cdot m_W + c_G \cdot m_G) &= c_W \cdot m_W \cdot \vartheta_W + c_G \cdot m_G \cdot \vartheta_G && | \text{Division} \\
 \Leftrightarrow \vartheta_E &= \frac{c_W \cdot m_W \cdot \vartheta_W + c_G \cdot m_G \cdot \vartheta_G}{c_W \cdot m_W + c_G \cdot m_G}
 \end{aligned}$$

Schliesslich müssen die konkreten Werte in das formale Resultat eingesetzt werden. 1 Liter Wasser hat ziemlich genau 1 kg Masse. Also hat das vorhandene Wasser eine Masse von $m_W = 4.2 \text{ kg}$:

$$\vartheta_E = \frac{4182 \frac{\text{J}}{\text{kg} \cdot ^\circ\text{C}} \cdot 4.2 \text{ kg} \cdot 17 ^\circ\text{C} + 710 \frac{\text{J}}{\text{kg} \cdot ^\circ\text{C}} \cdot 0.21 \text{ kg} \cdot 1300 ^\circ\text{C}}{4182 \frac{\text{J}}{\text{kg} \cdot ^\circ\text{C}} \cdot 4.2 \text{ kg} + 710 \frac{\text{J}}{\text{kg} \cdot ^\circ\text{C}} \cdot 0.21 \text{ kg}} = 27.8 ^\circ\text{C} \approx 28 ^\circ\text{C}$$

Beachte, dass sich die Einheiten der spezifischen Wärmekapazitäten und der Massen sowohl im Zähler, als auch im Nenner ausklammern und anschliessend wegkürzen lassen. Die Einheiten dieser Grössen spielen für einmal also keine Rolle, solange man überall die gleichen einsetzt.

ϑ_E ist erstaunlich niedrig – im lauwarmen Bereich. Wasser ist, dank seiner sehr grossen spezifischen Wärmekapazität ein sehr gutes Kühlmittel! Es wurde gerade mal um $11 ^\circ\text{C}$ erwärmt. In der Realität würde ϑ_E noch tiefer liegen, weil zusätzlich Wärme an die Umgebung verloren geht, das System aus Glas und Wasser also nicht abgeschlossen ist.

¹³Linear heisst, die Unbekannte ϑ_E kommt maximal mit der Potenz 1 vor.

Die Mischungstemperatur beliebig vieler Körper

Soweit zum Beispiel der Glasbläserei. Im Folgenden wird das formale Resultat weiter beleuchtet. Wir hatten gefunden:

$$\vartheta_E = \frac{c_W \cdot m_W \cdot \vartheta_W + c_G \cdot m_G \cdot \vartheta_G}{c_W \cdot m_W + c_G \cdot m_G}$$

Man sieht diesem Resultat in keiner Weise an, welcher der beiden Körper zu Beginn der heissere war. Man könnte Glas und Wasser miteinander vertauschen und es würde genau das gleiche Resultat herauskommen. Wir können also ganz allgemein für die Mischungstemperatur von zwei beliebigen Körpern (1 und 2) schreiben:

$$\vartheta_E = \frac{c_1 \cdot m_1 \cdot \vartheta_1 + c_2 \cdot m_2 \cdot \vartheta_2}{c_1 \cdot m_1 + c_2 \cdot m_2}$$

Dieses Resultat hat die Form einer **gewichteten Mittelung** der beiden Anfangstemperaturen. ϑ_1 und ϑ_2 fliessen in die Berechnung der Endtemperatur ϑ_E mit ein, allerdings unterschiedlich stark. Wie stark hängt einerseits von den vorhandenen Massen m_1 und m_2 , andererseits von den spezifischen Wärmekapazitäten c_1 und c_2 ab. Verwenden wir die Bezeichnungen aus der Mathematik, so heisst das Produkt $c_1 \cdot m_1$ **Gewicht** der Temperatur ϑ_1 . Analog ist $c_2 \cdot m_2$ das Gewicht der Temperatur ϑ_2 .¹⁴

Wollen wir die Mischungstemperatur für mehr als nur zwei Körper berechnen, so funktioniert alles ganz analog und man findet schliesslich die logische Verallgemeinerung der eben erhaltenen Formel für zwei Körper:

Mischungstemperatur bei n Körpern

*Besteht ein abgeschlossenes System aus n Körpern mit Massen $m_1, \dots, m_n$, spezifischen Wärmekapazitäten $c_1, \dots, c_n$ und Anfangstemperaturen $\vartheta_1, \dots, \vartheta_n$, so wird sich nach entsprechender Wartezeit ein thermisches Gleichgewicht auf der End- oder Mischungstemperatur ϑ_E einstellen. Diese entspricht dem **gewichteten Mittel** der Anfangstemperaturen, wobei das einzelne Gewichte das Produkt aus der jeweiligen spezifischen Wärmekapazität und der Masse ist:*

$$\vartheta_E = \frac{c_1 \cdot m_1 \cdot \vartheta_1 + \dots + c_n \cdot m_n \cdot \vartheta_n}{c_1 \cdot m_1 + \dots + c_n \cdot m_n} \quad (2.4)$$

¹⁴Hier werden gerade mathematische Zusammenhänge geschildert, die uns eigentlich schon längst bekannt sind: Soll in einem Fach die Semesternote berechnet werden, so geht das nämlich genau gleich – eben mit einer gewichteten Mittelung: Angenommen, eine Note zählt einfach, eine zweite doppelt, dann rechnen wir einmal die erste plus zweimal die zweite und teilen das Ganze durch drei. Das entspricht genau der hier gefundenen Gleichung für die Endtemperatur. Jede Note wird im Zähler mit ihrem Gewicht multipliziert, und im Nenner steht die Summe der Gewichte.

Kapitel 3

Das Teilchenmodell der Wärmelehre

Das in diesem Kapitel vorgestellte Modell denkt sich alle Körper aufgebaut aus einfachen, kleinen Teilchen (**Atome, Moleküle**). Mit dieser Vorstellung lassen sich viele makroskopische Phänomene bereits ziemlich gut mikroskopisch begründen. Nach seinem Erfinder nennen wir es das **Dalton'sche Teilchenmodell**.

In diesem Zusammenhang wollen wir zudem die **Maxwell-Boltzmann-Verteilung** kennenlernen. Sie beschreibt, mit welcher Wahrscheinlichkeit wir bestimmte Teilchengeschwindigkeiten in Flüssigkeiten und Gasen antreffen. Daraus wird sich für uns ein genauere Vorstellung für das mikroskopische Bild von Temperatur ergeben.

3.1 Lernziele Kapitel 3

- Ich kann definieren, was wir nach Dalton unter einem **Teilchen** verstehen.
- Ich kann die Bedeutung der **Maxwell-Boltzmann-Verteilung** als **Wahrscheinlichkeitsverteilung** für Teilchengeschwindigkeiten erläutern und diese Verteilung grob skizzieren. Ich weiss zudem, wie sich die Maxwell-Boltzmann-Verteilung verändert, wenn der Körper erwärmt oder abgekühlt wird.
- Ich bin in der Lage, einige grundlegende makroskopisch beobachtbare Phänomene der Wärmelehre mit dem **Teilchenmodell** auf mikroskopischer Ebene zu erklären. Dazu gehören die **Eigenschaften eines Stoffes in den verschiedenen Aggregatzuständen**, die **mikroskopischen Geschehnisse bei Phasenübergängen**, die **Temperatur als Mass für die mittlere Bewegung der Teilchen**, der **Druck als Resultat der Teilchenbewegungen**, die **Erhöhung der Temperatur** bei Verkleinerung des Gasvolumens unter konstantem Druck, das **Verdunsten einer Flüssigkeit**, sowie die **Einstellung des thermischen Gleichgewichts durch Wärmeleitung**, d.h. durch direkten Kontakt.
- Ich kenne ein paar Beispiele, in welchen das Dalton'sche Teilchenmodell zur Erklärung eines Phänomens nicht ausreicht. D.h., ich kann ein paar **Grenzen des Modells** aufzeigen.

3.2 Das Teilchenmodell nach Dalton

John Dalton, ein englischer Lehrer, setzte sich zeitlebens mit verschiedenen Fragen der Chemie und der Physik auseinander. Besonders interessierte er sich für chemische Prozesse. Aus diesem Interesse erwuchs ein ganz neues Verständnis für chemische Reaktionen im Allgemeinen. So war er es, der als Erster erkannte:

“Die chemische Synthese und Analyse geht nicht weiter als bis zur Trennung der Atome und ihrer Wiedervereinigung. Keine Neuerschaffung oder Zerstörung des Stoffes liegt im Bereich chemischer Wirkung. Wir können ebensowohl versuchen, einen neuen Planeten dem Sonnensystem einzuverleiben, oder einen anderen zu vernichten, als ein Atom Wasserstoff zu erschaffen oder zu zerstören. Alle Änderungen, welche wir hervorbringen können, bestehen in der Trennung von Atomen (...) und in der Vereinigung von solchen (...)”

Mit anderen Worten: Dalton behauptete als erster Naturwissenschaftler, dass es Atome, also kleinste unteilbare Teilchen, tatsächlich gibt, und dass diese durch chemische Prozesse nur umgruppiert, nicht aber verändert werden können. Hier die drei Grundaussagen seines Modells, mit welchen auch wir in oft arbeiten werden.

Das Dalton'sche Teilchenmodell

1. *Die gesamte Materie besteht aus auf chemischem und physikalischem Wege unteilbaren, unsichtbaren Atomen.*
2. *Die Atome eines Elementes sind untereinander gleich, unterscheiden sich aber von den Atomen anderer Elemente durch Masse, Grösse und andere Eigenschaften.*
3. *Jeweils eine ganze Zahl von Atomen bilden chemische Verbindungen.*

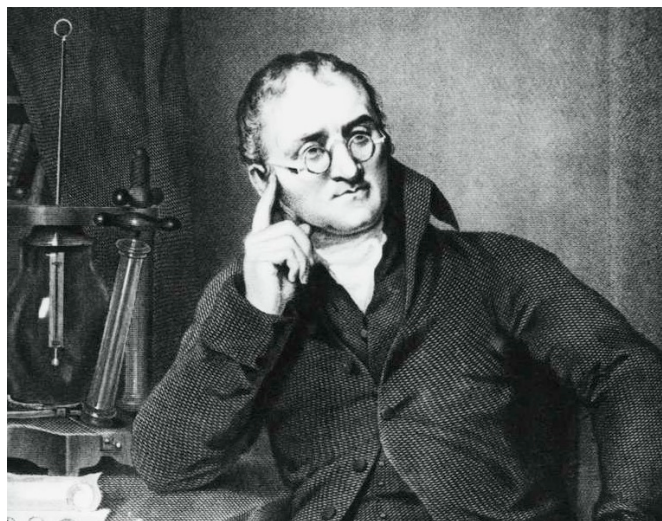


Abbildung 3.1: John Dalton (1766 – 1844).

Einzelne Teile des Dalton'schen Teilchenmodells haben sich bis heute erhalten, andere mussten verändert – auf den neuesten Stand gebracht – werden. Z.B. "wissen" wir heute, dass Atome sehr wohl teilbar sind. Sie bestehen aus einer **Hülle**, die elektrisch negativ geladene **Elektronen** enthält, und einem **Kern**, welcher aus elektrisch neutralen **Neutronen** und positiv geladenen **Protonen** aufgebaut ist. Die Anzahl Protonen bestimmt also, wie stark der Kern geladen ist. Dadurch wird vorgegeben, wie viele Elektronen sich wie um den Kern anordnen können. Diese Anordnungen bestimmen das chemische Verhalten, d.h., welchem Element das Atom zugeordnet wird.

In der Chemie bleiben die Atomkerne unberührt und somit ist es unmöglich, durch chemische Prozesse die Elementzugehörigkeit eines Atoms zu verändern. Das entspricht genau Daltons Aussage der Existenz von Elementen. Es gibt jedoch physikalische Prozesse, sogenannte **Kernreaktionen**, welche die Anzahl der Protonen und Neutronen in einem Kern verändern, wodurch sich eben auch das Element, zu dem das Atom gehört, verändert.¹ Auf solche Prozesse, wie auch auf chemische Reaktionen, werden wir hier allerdings nicht eingehen.

Dalton hatte übrigens bereits erkannt, dass sein Modell Lücken aufwies. So konnte er z.B. überhaupt nicht erklären, woher denn die verschiedenen Eigenschaften der Elemente herrühren. Er wusste also gar nichts über das Wesen der chemischen Bindung, d.h. über den Atomaufbau und das Verhalten von Elektronen in Atomhüllen. Aber immerhin hat er herausgefunden, dass es solche Verbindungen gibt, und dass es nur ein paar Elemente gibt, aus welchen sich sämtliche Stoffe zusammensetzen.

3.3 Unser Gebrauch des Dalton'schen Teilchenmodells

Wie schon gesagt: Das Dalton'sche Teilchenmodell ist heute nicht mehr up to date.² Trotzdem ist es nicht einfach falsch und viele Überlegungen, die wir damit anstellen, liefern eine sehr gute Vorstellung für das, was da in der mikroskopischen Teilchenwelt passiert, wenn wir auf makroskopischer Grössenordnung einen bestimmten Vorgang beobachten, so z.B. das Verdampfen, das Verdunsten, das Schmelzen, die Wärmeleitung, die Einstellung des thermischen Gleichgewichts durch Abwarten, usw. Auf Seite 28 findet sich eine praktische Übersicht unserer Vorstellung der Teilchen in den drei Aggregatzuständen.

Teilchen in der Wärmelehre

*In der Wärmelehre verstehen wir unter einem **Teilchen** ein einzelnes Atom oder ein einzelnes Molekül, d.h. eine Gruppe von Atomen, welche als Einheit klar definiert ist.*

¹Kernreaktionen wurden erst um etwa 1900 im Zusammenhang mit der Radioaktivität entdeckt. Man kann sich kaum vorstellen, wie erstaunt die damaligen Wissenschaftler waren, als sie zum ersten Mal erkannten, dass es Elementumwandlungen gibt. Ein gewisser **Ernest Rutherford** erhielt für diese Entdeckung im Jahre 1908 den Nobelpreis für Chemie – vier Jahre vor seiner Entdeckung des Atomkerns.

²Dalton veröffentlichte seine Hypothesen anfangs des 19. Jahrhunderts. Kein Wunder also, dass gerade dies das Jahrhundert werden sollte, in welchem die Wärmelehre ihre grössten und durchschlagendsten Erfolge feierte und es bravourös fertig brachte, ihre Aussagen auf die Gesetze der Mechanik und die Statistik von Vielteilchensystemen zurückzuführen.

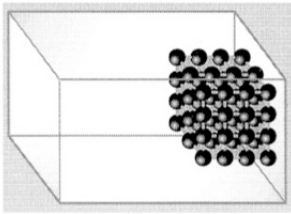
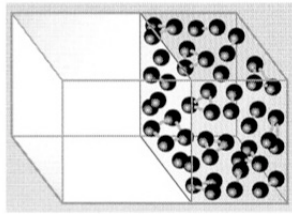
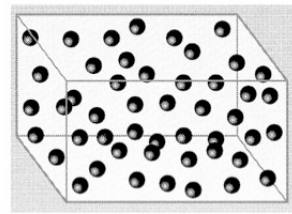
Aggregatzustand	Bild	Teilchenmodell resp. Vorstellung im Kleinen	passendes und beobachtbares Verhalten im Grossen	Erklärung der inneren Energie (= Bild der Temperatur im Kleinen)	Grenzen des Modells
fest		Teilchen sind mit ihren Nachbarn fest verbunden	• feste Form • festes Volumen • das Zerbrechen des Körpers erfolgt längs vorgegebenen Ebenen	• Teilchen schwingen auf ihren Plätzen hin und her • Zudem existieren u.U. Schwingungen im Teilcheninnern	z.B. kann nicht erklärt werden, weshalb manche Festkörper den elektrischen Strom gut leiten und andere hingegen gut isolieren
flüssig		Teilchen können sich gegenseitig beliebig verschieben, bleiben aber eng beieinander	• keine feste Form • festes Volumen • Druck und Auftrieb	• Kinetische Energie der Teilchen • potentielle Energie der Teilchen (beweg- voneinander getrennt) • Bewegungen im Teilcheninnern	z.B. können die Oberflächenspannung von Flüssigkeiten und die Kapillarkräfte in dünnen Gefässen nur unbefriedigend erklärt werden.
gasförmig		Teilchen sind frei im Raum beweglich und stossen gelegentlich aneinander	• keine feste Form • kein festes Volumen: Gas nimmt den ihm gewährten Raum komplett ein • Druck und Auftrieb	• Kinetische Energie der Teilchen • potentielle Energie der Teilchen (beweg- voneinander getrennt) • Bewegungen im Teilcheninnern	z.B. kann nicht erklärt werden, weshalb gewisse Gase farblos sind oder uns der Himmel blau erscheint.

Abbildung 3.2: Die drei Aggregatzustände im Teilchenmodell.

3.4 Das Teilchenmodell in Richard Feynmans Worten

Anstatt, dass ich nun selber anhand einiger Beispiele erläutere, wie gut Daltons Teilchenmodell funktioniert und viele Phänomene zu erklären vermag, überlasse ich dies **Richard P. Feynman**, einem Physiker und Nobelpreisträger des 20. Jahrhunderts. Er war unter anderem dafür bekannt komplizierte Sachverhalte anschaulich zu erläutern. . .

In Anhang C findet sich eine Kurzbiographie Feynmans. Anhang D enthält einen Abschnitt aus seinen weltweit bekannten *Feynman Lectures on Physics*. Dort erklärt uns also ein wahrer Meister des Faches, wie gut das Dalton'sche Atommodell ist. Für den Stoffinhalt obligatorische Lektüre ist Feynmans Abschnitt "1–2 Materie ist aus Atomen aufgebaut", also die Seiten D.4 bis D.8. Alles weitere ist auch sehr spannend und ganz bestimmt mit Aha-Momenten gespickt, aber im Moment für unser aktuelles Thema im Moment nicht zentral wichtig.

Allerdings wird in Feynmans Text ein Ausdruck etwas anders verwendet, als wir es gewohnt sind: Wenn wir dort das Wort **Wärme** lesen, sollten wir es durch den Begriff **innere Energie** ersetzen. Die Wärme ist und bleibt für uns ein Übertrag an innerer Energie zwischen zwei Körpern unterschiedlicher Temperatur.³

3.5 Mikroskopische Deutung der inneren Energie

Ich halte hier gleich nochmals Feynmans wichtigsten Punkt fest: *"Alle Dinge sind aus Atomen aufgebaut – aus kleinen Teilchen, die in permanenter Bewegung sind, einander anziehen, wenn sie ein klein wenig voneinander entfernt sind, sich aber gegenseitig abstossen, wenn sie aneinander gepresst werden.*

Dank unserer Vorbildung bemerken wir, wie der Gedanke von Energie ins Spiel kommt: Sich bewegende Teilchen haben kinetische Energie, und offenbar bevorzugen die Teilchen relativ zueinander bestimmte Positionen – nicht zu nahe, aber auch nicht zu weit voneinander entfernt – das bedeutet, es kommt potenzielle Energie (= Energie der Lage) ins Spiel.

Etwas später schreibt Feynman: *"Nun ist die zitternde Bewegung (der Wassermoleküle in einem Wassertropfen) das, was wir als Wärme (besser: innere Energie) darstellen. Wenn wir die Temperatur erhöhen, verstärken wir die Bewegung. Wird das Wasser erhitzt, so wird das Zittern verstärkt und das Volumen zwischen den Atomen (leicht) vergrößert. Bei weiterer Erwärmung wird der Punkt erreicht, an dem die Anziehung zwischen den Molekülen nicht mehr zum Zusammenhalt ausreicht, dann fliegen sie auseinander und werden voneinander getrennt. Das ist natürlich der Herstellungsprozess von Wasserdampf; bei Temperaturerhöhung fliegen die Teilchen aufgrund der heftigeren Bewegung auseinander."*

In diesen paar Sätzen sagt Feynman, was der Wassertropfen auf mikroskopischer Ebene mit zugeführter Wärme anstellt. Die Teilchen werden schneller und bei einer bestimmten Geschwindigkeit werden die anziehenden Kräfte zwischen den Teilchen überwunden. Sowohl für das schneller Werden, als auch für das Brechen der Teilchenbindungen, wird Energie benötigt.

³Im englischen Sprachgebrauch wird für die innere Energie das Wort **heat** verwendet, was ein Linguistiker – also kein Physiker – natürlich mit Hitze oder Wärme übersetzt.

Makroskopisch wissen wir seit Kapitel 2 ja genau, was passiert, wenn dem Wasser Wärme, also Energie zugeführt wird: Zunächst wird es heisser (Erwärmung) und dann, bei 100 °C, verdampft es (Phasenübergang). Jetzt können wir das makroskopische und das mikroskopische Bild in Übereinstimmung bringen!

Mit der **inneren Energie** meint man im Prinzip die gesamte in den Teilchen eines Körpers gespeicherte Energie. Für die Wärmelehre sind dabei aber nur zwei Formen von Teilchenenergie relevant:⁴

Kinetische Energie (= Bewegungsenergie): Die Teilchenbewegungen im Innern eines Körpers können im Mittel mehr oder weniger intensiv sein. D.h., die mittlere kinetische Energie kann verschiedene Werte annehmen.

Bei einer Temperaturänderung ändert sich mikroskopisch ausschliesslich die mittlere kinetische Energie resp. Geschwindigkeit der Teilchen.⁵

Potentielle Energie (= Lageenergie): Sind die Teilchen in einem bestimmten thermischen Zustand des Körpers eher weit voneinander entfernt, so besitzt dieser Zustand im Vergleich zu einem anderen Zustand, in welchem die Teilchen eher nahe (aber nicht zu nahe) beieinander liegen, mehr potentielle Energie. Grund dafür sind die zwischen den Teilchen herrschenden und je nach Abstand verschieden starken anziehenden (und abstossenden) Kräfte.

Während einem Phasenübergang ändert sich mikroskopisch ausschliesslich die mittlere potentielle Energie der Teilchen.

Definition der inneren Energie

*Als **innere Energie** eines Körpers verstehen wir in der Wärmelehre die Summe über die kinetischen und potentiellen Energien sämtlicher Teilchen, aus welchen ein Körper besteht.*

Denken wir an das mikroskopische Bild von Temperatur, so wird nun z.B. auch klar, was sich dabei auf mikroskopischer Grössenordnung abspielt, wenn sich zwei Körper unterschiedlicher Temperatur berühren: Die mittlere Bewegungsintensität der Teilchen, aus welchen der wärmere Körper besteht, ist zu Beginn grösser als diejenige der Teilchen des kälteren Körpers. Kommen die beiden Körper in Kontakt, so werden die Teilchen des kälteren Körpers durch das Zittern der Teilchen des wärmeren Körpers zu stärkerer Bewegung angeregt. D.h., die im Mittel schnelleren Teilchen geben im Schnitt mehr Bewegungsenergie an die im Mittel langsameren Teilchen ab, als von diesen zurückgegeben wird. Halte ich beide Körper genug lange aneinander, so werden sie schliesslich die gleiche Temperatur aufweisen. Auf mikroskopischer Ebene haben sich die mittleren Bewegungsintensitäten der Teilchen einander angeglichen.

⁴Streng genommen beinhaltet die innere Energie noch weitere Formen von Energie, z.B. **chemische Energie** und **Massenenergie**. Da sich bei den von uns betrachteten thermischen Prozessen allerdings nur die potentielle und die kinetische Energie der Teilchen verändern, können wir diese weiteren Energieformen ohne Fehler vernachlässigen.

⁵Das "ausschliesslich" stimmt nicht zu 100 %, denn bei einer Temperaturzunahme werden die meisten Stoffe auch ein wenig grösser, was als Veränderung der potentiellen Energie verstanden werden muss. Der Effekt ist allerdings so gering, dass wir für den Merksatz das "ausschliesslich" so stehen lassen können.

3.6 Die Maxwell-Boltzmann-Verteilung in Gasen

Die Teilchen in Flüssigkeiten und Gasen haben verschiedene Geschwindigkeiten. Bei den ständigen Stößen untereinander wird kinetische Energie ausgetauscht, sodass ein Teilchen im einen Moment schnell und im nächsten schon wieder langsam unterwegs sein kann.

Die Temperatur des Gases oder der Flüssigkeit ist ein Mass für die mittlere Teilchengeschwindigkeit $\bar{v}$ resp. für die mittlere kinetische Energie $\bar{E}_{\text{kin}}$ der Teilchen.

Zudem kommt es bei der Geschwindigkeit auch auf die Teilchensorte an. Bei vorgegebener Temperatur sind schwere Teilchen im Mittel sicher langsamer als leichte Teilchen, denn ein schweres Teilchen muss sich eben weniger schnell bewegen, um dieselbe kinetische Energie zu besitzen wie ein schnelles, aber leichtes Teilchen.⁶

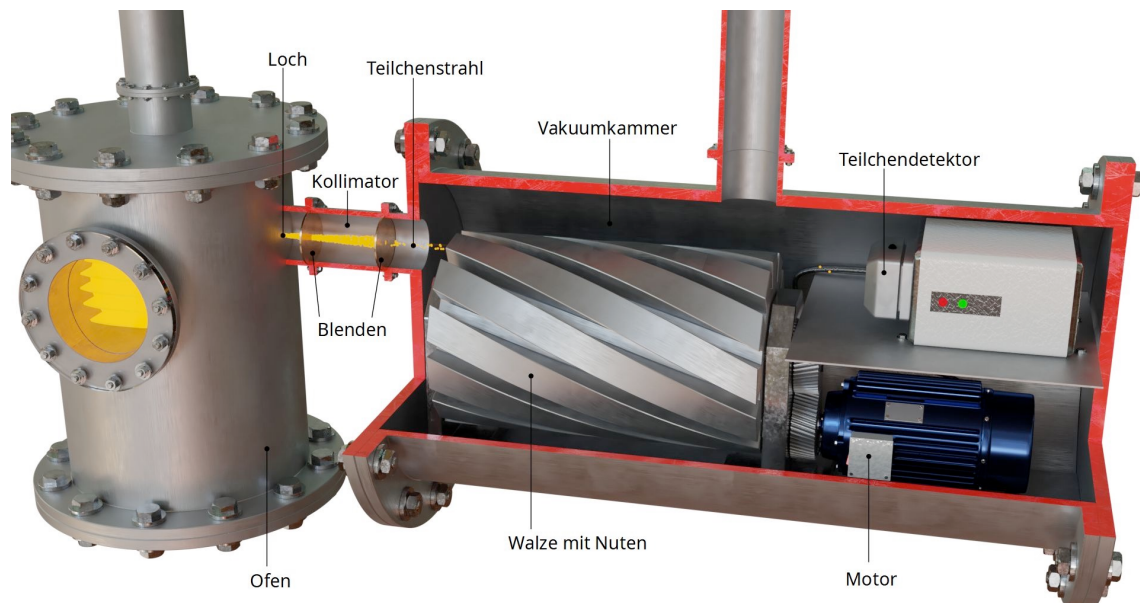


Abbildung 3.3: Ein Geschwindigkeitsfilter.

In einem Ofen wird das Gas auf eine konstante Temperatur T erhitzt. Durch ein Loch können die Gasteilchen aus dem Ofen entweichen. Hinter dem Loch sorgen zwei Blenden – als Kollimator (= Strahlbündeler) bezeichnet – für einen scharf begrenzten, horizontalen Teilchenstrahl. In diesem Strahl bewegen sich die Teilchen mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten in dieselbe Richtung. Der Teilchenstrahl ist auf eine rotierende Trommel gerichtet. Am Umfang dieser Trommel sind mehrere Nuten in axialer Richtung spiralförmig eingefräst (analog zu den Gewindegängen von Schrauben). Nur Teilchen, deren Geschwindigkeiten in einem gewissen Bereich liegen, gelangen bei gegebener Drehzahl durch die geschlitzte Trommel. Zu schnelle Teilchen werden innerhalb der Nut auf die linke Wandseite prallen. Zu langsame Teilchen werden mit der rechten Wandseite kollidieren. Die durchkommenden Teilchen werden im Detektor gezählt. Durch die Zählung bei verschiedenen Geschwindigkeiten erhält man die Geschwindigkeitsverteilung der Gasteilchen bei der Temperatur T . Für mehr Erläuterung (inkl. Video) empfiehlt sich die Website tec-science.com/de/thermodynamik-waermelehre/kinetische-gastheorie/ermittlung-der-geschwindigkeitsverteilung-in-einem-gas.

⁶Kinetische Energie: $E_{\text{kin}} = \frac{m \cdot v^2}{2}$. Die Geschwindigkeit ist wegen dem Quadrat für die Grösse der kinetischen Energie zwar wichtiger, aber die Masse spielt doch auch eine Rolle.

Betrachten wir nun eine Gasmenge aus lauter identischen Teilchen, deren Temperatur sich unter dem aktuellen Druck nicht allzu nahe am Kondensationspunkt (oder Sublimationspunkt) befindet. Durch raffinierte Messmethoden lässt sich ermitteln, mit welcher Häufigkeit die verschiedenen Teilchengeschwindigkeiten in diesem Gas vorkommen (vgl. z.B. Abb. 3.3).

Abb. 3.4 zeigt das Resultat einer solchen Messung mit Stickstoff-Gas bei 20 °C. Die dabei erhaltene Kurve nennt man **Maxwell-Boltzmann-Verteilung**. Sie steigt vom Nullpunkt auf, erreicht bei der am häufigsten vorkommenden Geschwindigkeit $v_{\max}$ ihren Maximalwert und schmiegt sich schliesslich asymptotisch wieder der liegenden Achse an. Dieser Schwanz gegen hohe Geschwindigkeiten ist sehr wichtig. Zu ihm gehört die Aussage, dass man auch in relativ kalten Gasen immer wieder auf Teilchen mit sehr grossen Geschwindigkeiten trifft.

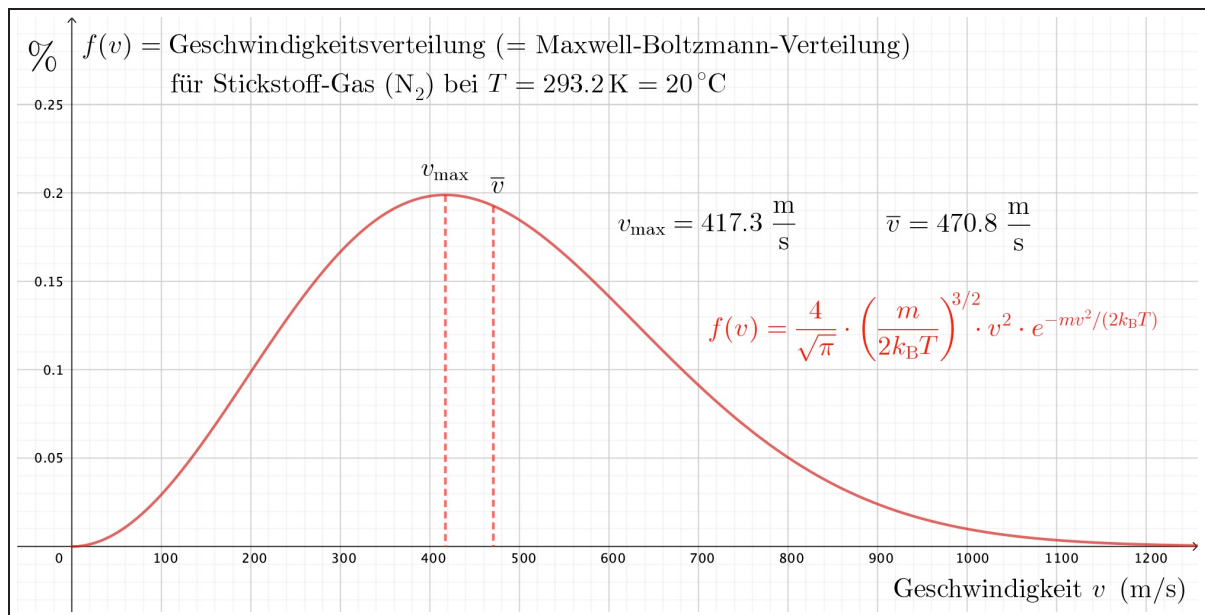


Abbildung 3.4: Die Maxwell-Boltzmann-Verteilung für das zweiatomige Stickstoff-Gas (N_2) bei Zimmertemperatur (20 °C). Dies entspricht in etwa der Geschwindigkeitsverteilung der Moleküle in normaler Luft, denn diese besteht ja zu etwa 80 % aus N_2 -Molekülen.

Zum Verständnis der Maxwell-Boltzmann-Verteilung

Jeder Geschwindigkeit v auf der liegenden Achse wird durch die Maxwell-Boltzmann-Verteilung ein Wert $f(v)$ zugeordnet. Dieser gibt den **Prozentsatz** der Teilchen an, welche in einem beliebigen Moment eine Geschwindigkeit zwischen v und $v + 1 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ aufweisen.

Die Maxwell-Boltzmann-Verteilung macht also eine **statistische Aussage** über die Geschwindigkeitsverteilung der Teilchen in jedem beliebigen Moment. Betrachte ich ein einzelnes Teilchen, so zeigt mir diese Verteilung, mit welcher **Wahrscheinlichkeit** ich dieses Teilchen mit einer Geschwindigkeit zwischen v und $v + 1 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ antreffen.

Die am häufigsten vorkommende Geschwindigkeit $v_{\max}$ ist, wie wir in Abb. 3.4 erkennen können, nicht gleich der mittleren Geschwindigkeit $\bar{v}$. Letztere ist etwas grösser. Die senkrechte Linie unter $\bar{v}$ halbiert die Fläche unter dem Graphen.

Ein kurzes Zahlenbeispiel, um das Verständnis der Maxwell-Boltzmann-Verteilung zu verdeutlichen: Bei $v = 800 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ lesen wir in Abb. 3.4 einen Wert von etwa 0.05 % ab. Das bedeutet, dass zu jedem beliebigen Zeitpunkt etwa 0.05 % aller Teilchen, also etwa jedes zweitausendste Teilchen, das wir im Gas antreffen, eine Geschwindigkeit zwischen $800 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ und $801 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ aufweist.

Picken wir uns in irgendeinem Moment ein einzelnes Stickstoff-Molekül heraus, so besteht eine Chance von 0.05 %, dass es gerade eine Geschwindigkeit zwischen $800 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ und $801 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ aufweist. Die Statistik für alle Teilchen wird also bei der Anwendung auf ein einzelnes Teilchen zu einer Wahrscheinlichkeitsaussage.⁷

Verändern wir die Temperatur, so ändert sich dadurch auch das Aussehen der Maxwell-Boltzmann-Verteilung. Dies zeigt Abb. 3.5. Man sieht die Verteilungen für Stickstoff-Gas bei 100 K, 300 K und 900 K. Die häufigste Geschwindigkeit $v_{\max}$ verschiebt sich bei höheren Temperaturen weiter nach rechts, während der gesamte Bauch der Verteilung flacher wird.

Die Fläche unter dem Funktionsgraphen muss bei allen Temperaturen gleich gross sein, nämlich gleich 1 (= 100 % Gesamtwahrscheinlichkeit). Wir sehen, wie die Wahrscheinlichkeit, schnellere Teilchen anzutreffen bei höheren Temperaturen immer grösser wird. Wir bemerken: Die mittlere Teilchengeschwindigkeit $\bar{v}$ wandert mit Zunahme der Temperatur schneller nach rechts als die wahrscheinlichste Geschwindigkeit $v_{\max}$.

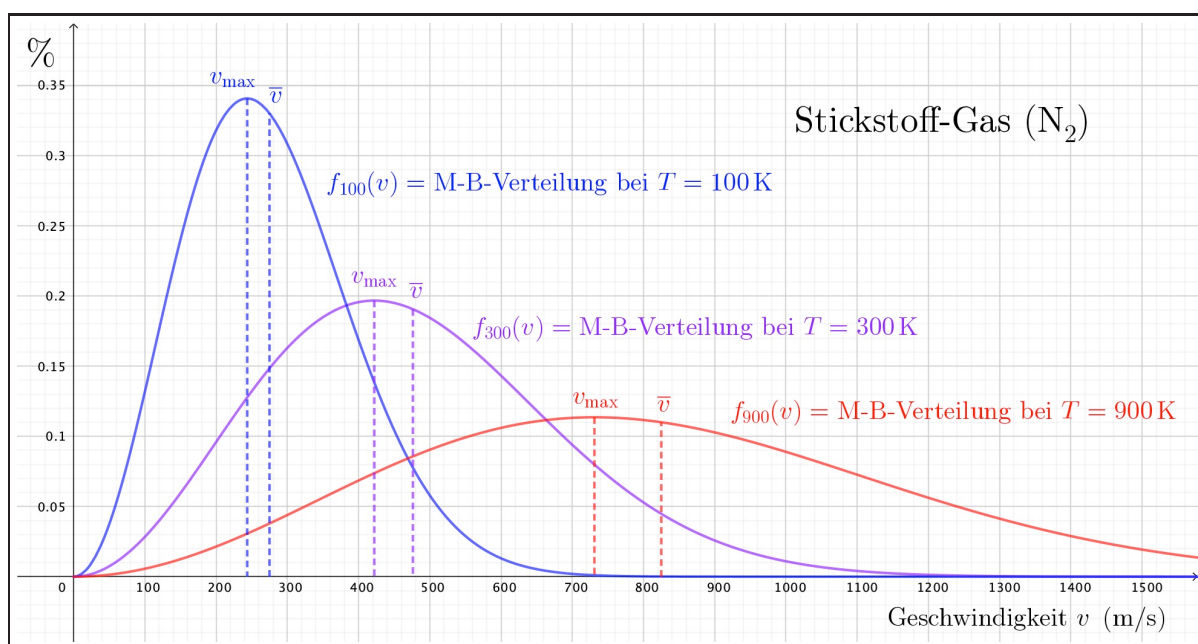


Abbildung 3.5: Die Maxwell-Boltzmann-Verteilung für N_2 -Gas bei -173°C , 27°C und 627°C .

⁷Das ist der grundlegende Zusammenhang: Jede statistische Aussage für die Gesamtheit entspricht einer Wahrscheinlichkeit für den Einzelfall – egal ob wir über Teilchen sonst irgendetwas sprechen.

Die Maxwell-Boltzmann-Verteilung ist hervorragend verstanden. Einer der wohl bedeutendsten Theoretiker des 19. Jahrhunderts, der Österreicher **Ludwig Boltzmann** (vgl. Abb. 3.6), hat sich um diese Erkenntnis verdient gemacht. Bei seinen Überlegungen ging er von einem **Vielteilchensystem** aus, in welchem die Teilchen der Newton'schen Mechanik folgend wie Billiardkugeln elastisch aneinanderstossen und so Energie miteinander austauschen. Ausgehend von dieser einfachen Annahme leitete Boltzmann unter Anwendung relativ anspruchsvoller Mathematik (insbesondere einer gehörigen Portion Statistik und Analysis) eine Formel für die Geschwindigkeitsverteilung her, welche sich perfekt mit den erhaltenen Messresultaten deckt. Dieser Teil der Wärmelehre wird daher häufig als **statistische Mechanik** bezeichnet.

Wir werden die Formel für die Maxwell-Boltzmann-Verteilung nicht anwenden, der Vollständigkeit halber möchte ich sie hier aber dennoch notieren – auch damit wir uns mal eine etwas kompliziertere Funktion mit physikalischer Bedeutung vor Augen geführt haben:

$$f(v) = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \cdot \left(\frac{m}{2k_B T} \right)^{3/2} \cdot v^2 \cdot e^{-mv^2/(2k_B T)} \quad (3.1)$$

Dabei ist m die Teilchenmasse und k_B die sogenannte **Boltzmann-Konstante** mit einem Wert von $k_B = 1.381 \cdot 10^{-23} \frac{\text{J}}{\text{K}}$.

Gleichung (3.1) sieht man sehr schön an, wie die Ränder der Graphen in Abb. 3.4 und Abb. 3.5 erzeugt werden: Bei kleinen Geschwindigkeiten geht der Exponent $-\frac{mv^2}{2k_B T}$ gegen 0 und somit wird der Exponentialterm $e^{-mv^2/(2k_B T)}$ in etwa gleich 1. In diesem Fall bestimmt nur noch der Faktor v^2 das Verhalten der Funktion. In der Nähe von $v = 0$ verläuft der Graph also parabelförmig. Bei grossen Geschwindigkeiten dominiert hingegen das exponentielle Abfallverhalten des Exponentialterms $e^{-mv^2/(2k_B T)}$ über das Geschwindigkeitsquadrat v^2 und es ergibt sich der asymptotisch gegen 0, also gegen die v -Achse gehende Schwanz.

Mit ein bisschen Differentialrechnung (die im Gymi in der 3. Klasse behandelt wird) lässt sich zeigen, dass die am häufigsten vorkommende Geschwindigkeit von der Quadratwurzel der Temperatur abhängig ist:

$$v_{\max} = \sqrt{\frac{2k_B T}{m}} \quad (3.2)$$

Wir wollen diese Formel sofort anwenden und erfahren, welche Teilchengeschwindigkeit in Stickstoffgas ($\approx$ Luft) bei Zimmertemperatur ($20.00^\circ = 293.15 \text{ K}$) am häufigsten vorkommt. Dabei haben Stickstoffmoleküle (N_2) eine Masse von:

$$m = 2 \cdot m_A = 2 \cdot 14.0 \text{ u} = 4.650 \cdot 10^{-26} \text{ kg}$$

Mit dieser Masse folgt für die wahrscheinlichste Geschwindigkeit:

$$v_{\max} = \sqrt{\frac{2k_B T}{m}} = \sqrt{\frac{2 \cdot 1.381 \cdot 10^{-23} \frac{\text{J}}{\text{K}} \cdot 293.15 \text{ K}}{4.650 \cdot 10^{-26} \text{ kg}}} = 417 \frac{\text{m}}{\text{s}}$$

Das entspricht der Angabe in Abb. 3.4. Wir haben es in unserem Alltag also ständig mit irre schnellen Teilchen in der uns umgebenden Luft zu tun. Zum Glück ist deren Masse so klein, dass wir nichts spüren von den andauernden Stössen, wenn diese Teilchen auf unsere Haut treffen.

Abschliessend wollen wir aus dieser kurzen Betrachtung der Maxwell-Boltzmann-Verteilung vor allem mitnehmen, dass in Gasen – und dies gilt in ähnlicher Weise auch für Flüssigkeiten – auch bei niedrigen Temperaturen grosse Teilchengeschwindigkeiten vorkommen. Diese sind zwar nicht häufig, aber eben doch immer wieder vorhanden.

3.7 Die Grenzen des Dalton'schen Teilchenmodells

Das Teilchenmodell lässt uns viele Phänomene auf mikroskopischer Ebene anschaulich verstehen. Beispiele dafür finden sich genügend in Feynmans Text im Anhang **D**. Sobald wir jedoch die Phänomene der Wärmelehre verlassen, zeigen sich die Lücken des Modells, quasi die Leerstellen, die während dem 19. Jahrhundert von den Naturwissenschaftlern tatsächlich als solche empfunden wurden – das Neuland, welches es noch zu entdecken galt.

Hier sei lediglich eine knappe und höchst unvollständige Liste von Fragen angeführt, zu deren Beantwortung das Teilchenmodell nicht ausreicht:

- Was ist die chemische Bindung eigentlich? Was passiert bei chemischen Reaktionen?
- Wie kann ein Gegenstand Licht aussenden oder reflektieren? Wie kommen überhaupt die Farben von Körpern zustande?
- Wie kommt es bei Flüssigkeiten wie z.B. Wasser zu einer Oberflächenbildung?
- Weshalb leiten manche Materialien den elektrischen Strom und andere nicht?
- Weshalb sind manche Materialien magnetisch und andere nicht?



Abbildung 3.6: Ludwig Boltzmann (1844 – 1906).

Anhang A

Thermometertypen

Sämtliche Thermometer messen die Temperatur indirekt, indem sie eine andere, von der Temperatur abhängige Grösse, wie z.B. das Volumen oder den elektrischen Widerstand eines Körpers, erfassen, um die entsprechende Temperatur anzuzeigen.

Flüssigkeitsthermometer: Eine Flüssigkeit befindet sich in einem dünnen Rohr. Wird der zu messende Körper mit dem Gefäss berührt, so nimmt die Flüssigkeit dessen Temperatur an, sie ändert daraufhin ihr Volumen. Das bedeutet, dass sich die Höhe der Flüssigkeitssäule im selben Verhältnis ändert: Die Höhe der Flüssigkeitssäule im Rohr ist ein Mass für die Temperatur. Nach diesem Prinzip funktioniert auch das klassische **Fieberthermometer** mit Quecksilber als Steigflüssigkeit.

Flüssigkeitsthermometer funktionieren nur in Temperaturbereichen, in denen die Steigflüssigkeit wirklich flüssig ist. Ausserdem sind nicht alle Stoffe gleichermassen für ein Flüssigkeitsthermometer geeignet.¹

Bimetallthermometer: Hier krümmt sich ein aus zwei verschiedenen Metallen bestehender Streifen je nach Temperatur mehr oder weniger stark. Ein daran befestigter Zeiger gibt auf einer Skala die Temperatur des Streifens an.

Flüssigkristalle: Bestimmte Flüssigkristalle wechseln je nach Temperatur ihre Farbe. So kann man von °C zu °C verschiedene Kristalle zur Farbänderung bringen. Die Farbreihe mehrerer Kristalle zeigt dann die Temperatur an.

Widerstandsthermometer: Der elektrische Widerstand eines geeigneten Leiters kann bereits bei kleinen Temperaturänderungen deutlich variieren. Mit diesem Effekt können Temperaturen elektronisch gemessen werden.

Thermoelement: Eine andere elektrische Art der Temperaturbestimmung ist ein sogenanntes Thermoelement. In einem Messfühler sind z.B. die Enden eines Eisen- und eines Kupferdrahtes miteinander verbunden, die beiden anderen Enden sind an ein Messgerät angeschlossen. Je nach Temperatur entsteht eine elektrische Spannung zwischen den beiden Metallen, die das Messgerät zur Temperaturanzeige verwendet. Thermoelemente eignen sich besonders zur Messung von sehr grossen und sehr kleinen Temperaturen.

¹Z.B. ist Wasser im Temperaturbereich zwischen 0 °C und 10 °C als Steigflüssigkeit schlichtweg unbrauchbar. Grund: Von 0 °C auf 4 °C nimmt das Volumen ab, und über 4 °C wächst das Flüssigkeitsvolumen mit steigender Temperatur. Dies ist eine Auswirkung der **Anomalie des Wassers**.

Infrarot-Thermometer (= Pyrometer): Besonders gebräuchlich zur Messung der Körpertemperatur sind heutzutage die kontaktlosen Infrarot-Messgeräte (Messung z.B. im Ohr). Jeder Körper sendet aufgrund seiner Temperatur eine elektromagnetische Strahlung aus, aus deren Messung und Analyse das Gerät auf die Temperatur des Körpers schliessen kann. Diese Temperaturstrahlung werden wir im zweiten Teil der Wärmelehre (Kapitel 6) näher beleuchten.

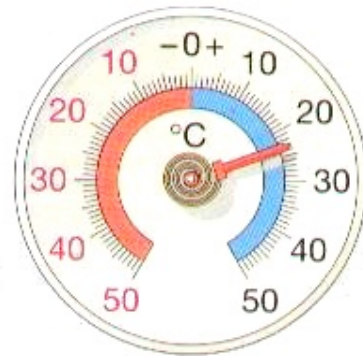
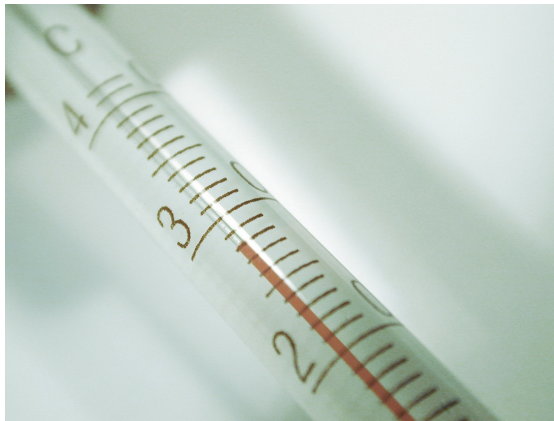


Abbildung A.1: Verschiedene Thermometertypen: Oben links die Skala eines Flüssigkeitsthermometers, oben rechts ein Bimetallthermometer zur Messung der Aussentemperatur, in der Mitte links ein Widerstandstempersensor, rechts davon ein Flüssigkristallthermometer und schliesslich unten ein Infrarot-Thermometer zur Messung der menschlichen Körpertemperatur (im Ohr).