



UNIVERSITÄTS-
BIBLIOTHEK
PADERBORN

Lehrbuch der Experimentalphysik

Lommel, Eugen von

Leipzig, 1908

128. Aggregatzustände

[urn:nbn:de:hbz:466:1-83789](#)

Die direkte Bestimmung der spezifischen Wärme bei konstantem Volumen ist schwierig, weil das Gewicht eines in einer starren Hülle eingeschlossenen Gases im Verhältnis zu dem Gewicht der Hülle zu klein ist. Man kann aber das Verhältnis der beiden spezifischen Wärmen c_p und c_v finden, wenn man die kleine Temperaturerhöhung ϑ ermittelt, welche eine Luftmenge erfährt, wenn man sie rasch um soviel zusammenpreßt, wie sie sich bei der Erwärmung um 1° bei konstantem Druck ausgedehnt haben würde. Die im letzteren Fall erforderliche Wärmemenge c_p müßte dann hinreichen, um diese Luftmenge bei unveränderlichem Volumen um $1 + \vartheta$ Grade zu erwärmen, d. h. es muß, wenn c_v die spezifische Wärme bei konstantem Volumen bezeichnet, $c_p = c_v(1 + \vartheta)$ oder $\frac{c_p}{c_v} = 1 + \vartheta$ sein. Nach einer sehr sinnreichen Methode haben zuerst Clément und Desormes (1819) derartige Versuche ausgeführt. Für Luft ergibt sich aus den besten Versuchen das Verhältnis $c_p/c_v = 1,405$. Hiermit findet man die spezifische Wärme der Luft bei konstantem Volumen:

$$c_v = \frac{c_p}{1,405} = \frac{0,2375}{1,405} = 0,1690.$$

Kennt man die Differenz der spezifischen Wärmen c_p und c_v , so kann man das mechanische Wärmeäquivalent daraus berechnen, indem man diese Wärmemengen gleich der Arbeit setzt, die das Gas bei seiner Ausdehnung leistet. Ein Kilogramm Luft von 0° und 760 mm Druck nimmt einen Raum von 0,773 Kubikmeter ein; in einem Zylinder von 1 Quadratmeter Querschnitt, welcher durch einen beweglichen Kolben verschlossen ist, dehnt sich diese Luftmenge bei 1° Erwärmung um $\frac{1}{273}$ ihres Volumens aus, und schiebt den Kolben, auf welchem pro Quadratzentimeter der äußere Lufdruck von 1,033 kg, also im ganzen ein Druck von 10330 kg lastet, um 0,773/273 m zurück. Zu der hierbei geleisteten Arbeit von $10\,330 \cdot 0,773/273$ Meterkilogramm wurde eine Wärmemenge verbraucht, welche dem Unterschied der beiden spezifischen Wärmen gleich ist, also 0,0685 Wärmeeinheiten. Die Arbeit einer Wärmeinheit beträgt also $(10\,330 \cdot 0,773) : (273 \cdot 0,0685) = 427$ Meterkilogramm. Auf diesem Wege hat Robert Mayer zuerst das mechanische Wärmeäquivalent zu berechnen versucht.

128. Aggregatzustände. Die Einsicht, daß die Wärme nicht etwa ein Stoff, sondern Arbeit oder Bewegungsenergie ist, in Verbindung mit der Annahme, daß die Körper aus individuellen kleinsten Teilchen (Molekülen) zusammengesetzt seien, gibt nun von den Wärmeerscheinungen, welche wir bisher als Erfahrungstatsachen kennen gelernt, eine zwar hypothetische, aber einheitliche und übersichtliche Erklärung.

Ein fester Körper ist anzusehen als eine Anhäufung (ein „Aggregat“) von Molekülen, welche, ohne sich unmittelbar zu berühren, durch die zwischen ihnen tätigen Molekularkräfte zu einem Ganzen zusammengehalten werden. Jedem Molekül ist durch das Zusammenwirken der von seinen Nachbarmolekülen ausgeübten Kräfte eine bestimmte Gleichgewichtslage angewiesen, aus welcher es nur durch die Einwirkung äußerer Kräfte entfernt und in eine neue Gleichgewichtslage übergeführt werden kann; hören diese äußeren Kräfte auf zu wirken, so wird es durch die Molekularkräfte wieder in die frühere Gleichgewichtslage zurückgetrieben; hieraus erklärt sich die den festen Körpern eigene Elastizität. Die Moleküle befinden sich aber in ihrer jeweiligen Gleichgewichtslage nicht in Ruhe, sondern vollführen um diese sehr rasche Schwingungen; die Wucht, mit

welcher die schwingenden Moleküle gegen den berührenden Finger anprallen, empfinden wir als Wärme. Der Erwärmungsgrad oder die Temperatur eines Körpers ist demnach proportional der Wucht der Bewegung seiner Moleküle. Einen festen Körper erwärmen heißt daher nichts anderes, als die Moleküle in lebhafte Schwingungen versetzen oder ihre Schwingungsweite vergrößern; indem sich aber jetzt die schwingenden Moleküle weiter als zuvor von ihren Gleichgewichtslagen entfernen, beanspruchen sie einen größeren Spielraum für ihre Bewegungen und drängen sich gegenseitig auseinander in neue weiter voneinander entfernte Gleichgewichtslagen. Der Rauminhalt des Körpers wird daher beim Erwärmen vergrößert, der Körper dehnt sich aus. Dem Auseinanderweichen der Moleküle widersetzen sich aber die Molekularkräfte; zur Überwindung ihres Widerstandes wird eine gewisse Menge der zugeführten Wärme oder Arbeit verbraucht, indem sie innere Arbeit leistet. Besteht auch noch ein äußeres, der Ausdehnung widerstrebendes Hindernis, wie z. B. der Druck eines den Körper umgebenden Gases, so muß auch dieses überwunden werden; der hierzu nötige Aufwand von Energie (Wärme oder Arbeit) leistet demnach äußere Arbeit. Wird der Körper wieder auf seinen anfänglichen Zustand zurückgebracht, so gibt er die gesamte ihm zugeführte Wärmemenge wieder heraus, auch diejenige, welche zu innerer und äußerer Arbeit verbraucht und dabei als Wärme verschwunden war.

Durch fortgesetzte Erwärmung eines festen Körpers wird der Zusammenhang seiner Moleküle immer mehr gelockert. Bei einer bestimmten Temperatur tritt dann eine Aufhebung des bisherigen festen Zusammenhangs ein. Die Moleküle kehren nicht mehr in ihre Gleichgewichtslagen zurück, sondern werden von anderen Molekülen in andere Lagen hinübergezogen. Sie nehmen daher eine fortschreitende Bewegung an, indem sie nebeneinander fortgleiten und sich verschieben, ohne sich jedoch, da ein geringer Grad von gegenseitiger Anziehung noch vorhanden ist, völlig voneinander zu trennen: der Körper geht in den flüssigen Zustand über, er schmilzt. Ist der Schmelzpunkt erreicht, so wird die noch weiter zugeführte Wärme nicht mehr zu höherer Erwärmung, sondern zu innerer Arbeit verwendet, indem sie die Kräfte zu überwinden hat, welche die Moleküle in ihrem bisherigen Gleichgewichtszustand zurückhielten. Diese zu innerer Arbeit verbrauchte und daher verschwundene Arbeit ist die Schmelzwärme. Diese ganze innere Arbeit muß, wenn der geschmolzene Körper erstarrt, wieder in der Form von Wärme zum Vorschein kommen, oder, wie man sich im Sinne der Wärmestofftheorie ausdrückte, die beim Schmelzen gebundene Wärme wird beim Erstarren wieder frei.

An der freien Oberfläche der Flüssigkeit werden diejenigen Moleküle, welche die Grenze ihres Wirkungskreises ihrer Nachbarmoleküle überschreiten, von diesen nicht mehr zurückgezogen, sondern sie fliegen mit der Geschwindigkeit, welche sie im Augenblick des

Überschreitens besaßen, in den über der Flüssigkeit befindlichen Raum geradlinig hinaus. Diese frei dahinschießenden, von den Fesseln der Kohäsion befreiten Moleküle befinden sich nun im gas- oder luftförmigen Zustand, sie bilden den aus der Flüssigkeit sich entwickelnden Dampf. Dieses Verdampfen, nämlich das Loslösen und Fortfliegen einzelner Moleküle von der Oberfläche der Flüssigkeit, findet bei jeder Temperatur statt, jedoch selbstverständlich um so reichlicher, je höher die Temperatur der Flüssigkeit, d. h. je lebhafter die Bewegung ihrer Moleküle ist. Der Druck des Dampfes wird durch die Stöße der dahinfliegenden Moleküle gegen die Gefäßwände hervorgebracht, wo sie ähnlich wie elastische Bälle zurückgeworfen werden. Die gegen die Flüssigkeitsoberfläche zurückkehrenden Moleküle werden daselbst entweder reflektiert oder zurückbehalten und der Flüssigkeit wieder einverleibt, je nachdem die Bewegungsenergie an der getroffenen Stelle größer oder kleiner ist. Im begrenzten Raume wird daher die Anzahl der Dampfmoleküle so lange zunehmen, bis in gleicher Zeit ebensoviele Moleküle die Oberfläche der Flüssigkeit verlassen, als dahin zurückkehren; dann ist der stationäre Sättigungszustand oder das Maximum der Spannkraft erreicht. Eine in dem Raume etwa vorhandene andere Gasart kann diesen Vorgang offenbar nicht hindern (Daltonsches Gesetz).

Da bei der Verdampfung stets diejenigen Moleküle davonfliegen, welche zufällig die größte Geschwindigkeit besitzen, so muß die durchschnittliche Bewegungsenergie der zurückbleibenden geringer werden, d. h. die verdampfende Flüssigkeit kühlt sich ab (Verdunstungskälte), wenn der Energieverlust nicht durch Wärmezufuhr von außen gedeckt wird. Im Innern der Flüssigkeit kann erst dann Dampf entstehen, wenn die Bewegung der Moleküle so lebhaft geworden ist, daß ihr Bestreben, fortzufliegen, den Druck der Flüssigkeit und den auf ihr lastenden Luftdruck zu überwinden vermag. Ist die hierzu erforderliche Temperatur, der Siedepunkt, erreicht, so verwandelt sich die Flüssigkeit rasch und stürmisch in Dampf, sie siedet, indem alle zugeführte Wärme zu innerer Arbeit, nämlich zum Zerreissen der letzten Bande der Kohäsion, als Verdampfungswärme verbraucht oder, wie man früher sagte, „gebunden“ wird. Daß der Siedepunkt einer Flüssigkeit um so tiefer liegt, einem je geringeren Druck sie ausgesetzt ist, ergibt sich hieraus von selbst.

129. Kinetische Theorie der Gase. Wir sind hiermit zu derjenigen Vorstellung über die molekulare Beschaffenheit der luftförmigen Körper gelangt, welche man die mechanische oder kinetische Theorie der Gase (Daniel Bernoulli 1738, Krönig 1856, Clausius 1857) nennt. Nach dieser Anschauung sind die Moleküle eines Gases in rascher, geradlinig fortschreitender Bewegung begriffen, sie fliegen nach den verschiedensten Richtungen durch den Raum und durchlaufen, indem sie unzähligemal aneinander und an entgegenstehenden Hindernissen wie elastische Bälle zurückprallen, einen vielfach verschlungenen, zickzackförmigen Weg. Alle bekannten Eigenschaften