

DIE KULTUR DER GEGENWART
HERAUSGEGEBEN VON PAUL HINNEBERG

PHYSIK

UNTER REDAKTION VON E. WARBURG

BEARBEITET VON

F. AUERBACH · F. BRAUN · E. DORN · A. EINSTEIN · J. ELSTER · F. EXNER
R. GANS · E. GEHRCKE · H. GEITEL · E. GUMMICH · F. HASENÖHRL
F. HENNING · L. HOLBORN · W. JÄGER · W. KAUFMANN · E. LECHER
H. A. LORENTZ · O. LUMMER · ST. MEYER · M. PLANCK · O. REICHENHEIM
F. RICHARZ · H. RUBENS · E. v. SCHWEIDLER · H. STARKE · W. VOIGT
E. WARBURG · E. WIECHERT · M. WIEN · W. WIEN · O. WIENER · P. ZEEMAN

SONDERABDRUCK

IM BUCHHANDEL NICHT ERHÄLTICH



Hasenöhrle

1915

LEIPZIG UND BERLIN

DRUCK UND VERLAG VON B. G. TEUBNER

DIE KULTUR DER GEGENWART
HERAUSGEGEBEN VON PAUL HINNEBERG

P H Y S I K

UNTER REDAKTION VON E. WARBURG

BEARBEITET VON

F. AUERBACH · F. BRAUN · E. DORN · A. EINSTEIN · J. ELSTER · F. EXNER
R. GANS · E. GEHRCKE · H. GEITEL · E. GUMMICH · F. HASENÖHRL · F. HENNING
L. HOLBORN · W. JÄGER · W. KAUFMANN · E. LECHER · H. A. LORENTZ
O. LUMMER · ST. MEYER · M. PLANCK · O. REICHENHEIM · F. RICHARZ
H. RUBENS · E. v. SCHWEIDLER · H. STARKE · W. VOIGT · E. WARBURG
E. WIECHERT · M. WIEN · W. WIEN · O. WIENER · P. ZEEMAN

SONDERABDRUCK AUS TEIL III ABTEILUNG III: DES GESAMTWERKES IM BUCHHANDEL NICHT ERHÄLTlich



VERLAG VON B. G. TEUBNER IN LEIPZIG UND BERLIN 1915

COPYRIGHT 1915 BY B. G. TEUBNER IN LEIPZIG.

ALLE RECHTE, EINSCHLIESSLICH DES ÜBERSETZUNGSRECHTS, VORBEHALTEN.

32.

DIE ERHALTUNG DER ENERGIE UND
DIE VERMEHRUNG DER ENTROPIE.

VON

F. HASENÖHRL.

Das Prinzip von der Erhaltung der Energie und das von der Ver- Einleitung.
mehrung der Entropie nehmen unter allen Naturgesetzen den obersten Rang
ein. Sie beziehen sich nicht nur auf das Gebiet der Wärmelehre; die oft ge-
brauchte Bezeichnungsweise erster und zweiter Hauptsatz der Thermodynamik
ist eine zu enge. Die beiden Prinzipien haben vielmehr für das Gesamtgebiet
der menschlichen Erfahrung Geltung. Alles was wir in der Natur messend ver-
folgen können, jeder physikalische oder chemische Prozeß, der Wärmetrans-
port von der Sonne zu den Planeten, die Erscheinungen in unserer Atmosphäre,
die Arbeit der Dampfmaschine, die tiefgehende Veränderung der Materie in
der Retorte des Chemikers, alles fügt sich in den Rahmen dieser beiden Haupt-
sätze. Die beiden Prinzipien gehören ferner zu dem am besten gesicherten Be-
sitze der Wissenschaft; durch eine Reihe genial durchgeführter Abstraktionen
aus der Beobachtung zum Teil alltäglicher Erscheinungen gewonnen, sind sie
reine Erfahrungssätze und können nur durch gänzlich neue Erfahrungen um-
gestoßen werden.

Man versucht oft, den Energiesatz durch die Annahme zu erklären, daß alle
Energie mechanischer Natur sei. Ohne den Wert einer solchen „kinetischen
Theorie“ im geringsten zu verkennen, müssen wir doch feststellen, daß die bei-
den Hauptsätze ganz unabhängig von derartigen metaphänomenalen Vorstel-
lungen, denen naturgemäß der Charakter der Hypothese anhaftet, formuliert
sind. Sie sind ausschließlich aus der Erfahrung über Wahrnehmbares ge-
wonnen.

I.

Das Prinzip von der Erhaltung der Energie, mit dem wir uns Prinzip
der Erhaltung
der Energie.
zuerst beschäftigen wollen, ist die Zusammenfassung und Verallgemeinerung
einer Reihe von Gesetzen, deren Gültigkeit für ein beschränktes Gebiet schon
längst erkannt war. So hatte man ein Gesetz von der Erhaltung der lebendigen
Kraft und ebenso ein Gesetz von der Erhaltung des Wärmestoffes aufgestellt,
welche beide, in gewissen Fällen zutreffend, sehr oft zu unrichtigen Resultaten
führten. Für die mechanische Energie als solche gilt im allgemeinen kein Er-
haltungsgesetz, ebensowenig für die Wärmeenergie; es gilt nur ein Gesetz von
der Erhaltung der gesamten Energie, wie es in voller Allgemeinheit wohl zu-
erst von Helmholtz ausgesprochen wurde.

Wir wollen vor allem den Stand der Frage vor den epochemachenden Arbeiten von R. Mayer, Joule und Helmholtz skizzieren.

Erhaltung
der
mechanischen
Energie.

Wie eben erwähnt, war damals der Satz von der Erhaltung der lebendigen Kraft schon längst bekannt. Nachdem bereits Stevin (1548—1620) die Bedeutung der mechanischen Arbeit, das ist des Produktes Kraft mal Weg, erkannt hatte, scheint zuerst Huygens (1629—1695) den Satz von der Erhaltung der lebendigen Kraft verwendet zu haben. Er erkannte, daß die lebendige Kraft, die kinetische Energie, wie man jetzt sagt, das ist das Produkt aus der Masse in das halbe Quadrat der Geschwindigkeit, die Größe $m \frac{v^2}{2}$, gleich sei der Arbeit, welche die beschleunigende Kraft leisten mußte, um die Masse m von der Ruhe auf die Geschwindigkeit v zu bringen.

Nach unserer jetzigen Terminologie sprechen wir von der kinetischen und von der potentiellen Energie. Die erstere ist durch Bewegung bedingt; die letztere ist vom Bewegungszustande unabhängig und hängt bloß von der Lage ab, welche der betrachtete Körper inne hat. Sie wird durch die Arbeit gemessen, welche von einer Kraft geleistet werden mußte, um den Körper von einem beliebig zu wählenden Standardpunkte aus in die momentane Lage zu bringen.

Das einfachste Beispiel ist hier die Bewegung einer Masse unter dem Einfluß der Schwere. Auf jeden Körper wirkt die Schwerkraft mit einer Intensität, welche dem Gewichte G gleich ist. (Das Gewicht ist dem Produkte „Masse“ m mal Beschleunigung der Erdschwere g gleich; man setzt also $G = mg$.) Wird ein Körper um das Stück h gehoben, so ist die dabei zu leistende Arbeit gleich dem Produkte Kraft mal Weg, also gleich $G \cdot h$. Es ist demnach die potentielle Energie im „Niveau“ h gleich $G \cdot h$ oder auch gleich mgh . Aus elementaren Gesetzen der Mechanik, die wir hier wohl als bekannt voraussetzen dürfen, folgt:

$$\frac{m}{2} v^2 + Gh = C,$$

worin C eine Konstante, eine im Verlaufe des Vorganges unveränderliche Größe ist. In Worten sagt obige Gleichung: Die Summe der kinetischen und der potentiellen Energie ist konstant. Diese Beziehung, deren Gültigkeit für den Fall der Bewegung eines Körpers unter dem Einfluß der Schwere wohl bekannt ist, gilt nun, wie die höhere Mechanik lehrt, für alle rein mechanischen Vorgänge; sie drückt den Satz von der Erhaltung der Energie in der Mechanik aus.

Im Gegensatz zu anderen Formen der Energie bezeichnet man oft die mechanische Energie, ob sie kinetisch oder potentiell ist, als Arbeit schlechtweg.

Einheit
der
mechanischen
Energie.

Die Einheit der mechanischen Energie, der Arbeit, ist das Kilogramm-meter (kgm). 1 kgm ist die Arbeit, welche erforderlich ist, ein Kilogramm-Gewicht einen Meter hoch zu heben.

Wärmestoff; ver-
meintliche Erhal-
tung desselben.

Wir können die alte Stofftheorie der Wärme von einem ähnlichen Standpunkte aus beurteilen. Nach dieser Theorie, deren bedeutendster Vertreter Black (1728—1799) war, ist die Wärme ein Stoff, der zwar von einem

Körper zum anderen übergehen kann, dessen Gesamtmenge aber unveränderlich ist. Jeder Körper enthält eine bestimmte Menge von diesem Wärmestoffe; steigt oder sinkt seine Temperatur um t Grade, so muß ihm die Wärmestoffmenge Ct zugeführt bzw. entzogen worden sein. Die Größe C , welche für jeden Körper charakteristisch ist, heißt „Wärmekapazität“; sie ist seinem Gewichte proportional, d. h. es ist $C = Gc$, in welcher Gleichung G das Gewicht des Körpers, c eine Materialkonstante, die „spezifische Wärme“, bedeutet. Spezifische Wärme. Man setzt konventionell die spezifische Wärme des Wassers bei 15°C . gleich 1, die des Kupfers z. B. ist dann 0,09. Die Einheit der Wärmemenge ist dementsprechend die Wärmemenge, welche die Temperatur von 1 g Wasser von $14,5^{\circ}\text{C}$. um einen Grad, also auf $15,5^{\circ}\text{C}$. erhöht. Diese Einheit heißt Grammkalorie (g-kal). In der Technik wird die tausendmal so große Einheit, die Kilogrammkalorie (kg-kal) verwendet. Sie bewirkt die Erhöhung der Temperatur von 1 kg Wasser um ein Grad C. (vgl. Artikel 4 und 5). Wärmeeinheit.

Die fruchtbarste Anwendung dieser Vorstellung von der Unveränderlichkeit der Wärmemenge ist vielleicht die folgende: Seien zwei Körper von der Temperatur t_1 bzw. t_2 und der Wärmekapazität C_1 bzw. C_2 gegeben. Man bringe dieselben in Berührung, so daß sich die Temperaturdifferenz ausgleicht; wie groß ist die Ausgleichstemperatur t ? Ist t_1 größer als t_2 , so gibt der erste Körper die Wärmemenge $C_1(t_1 - t)$ ab; der zweite nimmt die Wärmemenge $C_2(t - t_2)$ auf. Nach dem Gesetz von der Erhaltung der Wärmemenge müssen diese beiden Wärmemengen einander gleich sein, d. h. es muß

$$C_1(t_1 - t) = C_2(t - t_2)$$

sein, woraus

$$t = \frac{C_1 t_1 + C_2 t_2}{C_1 + C_2}$$

folgt. Die letzte Gleichung spricht die sog. Mischungsregel von Richmann (1711–1753) aus, die auch jetzt noch beständig Anwendung findet.

In diesem Falle bleibt also die Menge des Wärmestoffes, der Wärmeenergie, wie man heute sagen würde, tatsächlich unverändert.

Wie schon betont, lehrt uns aber die Beobachtung alltäglicher Vorgänge, daß der Satz von der Erhaltung der mechanischen Energie, wie auch der Satz von der Erhaltung der Wärmeenergie nur sehr beschränkte Gültigkeit haben kann: Die rollende Kugel kommt auch auf horizontaler Bahn allmählich zur Ruhe; der Hammer des Schmiedes verliert auf dem Amboß plötzlich seine gesamte lebendige Kraft, die Säge erfordert einen beständigen Aufwand von Arbeit. In all diesen Fällen geht mechanische Energie als solche verloren, in all diesen Fällen entsteht Wärme. Unhaltbarkeit der früheren Theorien.

Es ist selbstverständlich, daß auch die früheren Forscher sich dieser Tatsache nicht verschließen konnten. Und zwar war die vor Mayer und Joule übliche Erklärung des Entstehens von Wärme durch Reibung etwa folgende: Der Wärmeinhalt eines Körpers ist $C \cdot t$; also gleich der Wärmekapazität mal der (von einem beliebig zu wählenden Standardpunkt ab gezählten) Temperatur. Sinkt die Temperatur, so wird der Wärmeinhalt geringer: der Körper gibt Die frühere Erklärung des Entstehens der Reibungswärme.

Wärme ab. Aber es ist auch denkbar, daß die Temperatur ungeändert bleibt, während die Größe C abnimmt; es wird dann der Wärmehalt $C \cdot t$ gleichfalls kleiner und der Körper muß wieder Wärme abgeben, oder, wie wir auch sagen können, entwickeln. Wäre nun etwa die spezifische Wärme der Sägespäne beträchtlich kleiner, als die des massiven Holzes, so würde nach obigem das Entstehen von Wärme bei der Verwandlung von Holz in Holzspäne verständlich. In gleicher Weise könnte man das Entstehen von Wärme in ähnlichen Fällen, etwa beim Hämmern, durch eine mit der Änderung der Konsistenz Hand in Hand gehende Änderung der spezifischen Wärme zu erklären versuchen.

Dieselbe
ist unhaltbar.

Diese Theorie war gewiß geistvoll erdacht; es ist aber dem jetzigen Physiker ganz unverständlich, daß man nicht sofort darangegangen ist, sie durch Messung der spezifischen Wärme des Holzes und jener der Holzspäne zu prüfen. Diese Unterlassung ist nur durch den Einfluß einer, mehrere Jahrhunderte hindurch fortgesetzten, einseitig philosophisch spekulativen Methode zu erklären. Nur wenigen erwählten Geistern war es klar, daß ein naturwissenschaftliches Problem nicht durch Nachdenken allein zu lösen sei; daß es vielmehr vor allem auf die Beobachtung ankomme; daß die Entscheidung einer Frage ausschließlich vom Experimente ausgehen kann. Ein Forscher solcher Art war Graf Rumford (1753—1814). Als Leiter einer Kanonengießerei in München beobachtete er die gewaltige Wärmeentwicklung beim Bohren der Geschütze, wodurch seine Aufmerksamkeit auf solche Erscheinungen und ihre Erklärung gelenkt wurde. Rumford bestimmte nun wirklich die spezifische Wärme des kompakten Kanonenmaterials und jene der vom Bohrer ausgeschleuderten Metallspäne und konstatierte, daß diese beiden Größen einander vollkommen gleich seien. Dadurch war die Unhaltbarkeit der herrschenden Theorie nachgewiesen (vgl. Artikel 5).

Noch schlagender war ein Experiment von Sir Humphry Davy (1778 bis 1829). Derselbe ließ zwei Eisstücke von $-1,7^{\circ}\text{C}$. aneinander reiben und brachte sie dadurch zum Schmelzen. Nun bedarf es aber bekanntlich einer beträchtlichen Zufuhr von Wärme, um 1 kg Eis von 0°C . in Wasser von 0°C . zu verwandeln (80 kg-kal. per Kilogramm, die „Schmelzwärme“); überdies ist die spezifische Wärme des Wassers beinahe doppelt so groß als die des Eises. Demnach ist der damals herrschenden Theorie nach auch der Wärmehalt eines Kilogramm flüssigen Wassers nahe doppelt so groß als jener eines Kilogramm Eises; woher stammt also die zum Schmelzen des Eises nötige Wärme? (Vgl. Artikel 5.)

Äquivalenz
von Arbeit
und Wärme.

Es mangelt hier der Raum, ausführlich sämtliche Arbeiten anderer Forscher zu erwähnen, welche die Lösung all dieser Schwierigkeiten, die Erkenntnis der Äquivalenz von Wärme und mechanischer Arbeit vorbereitet haben. Der erlösende Gedanke, die Annahme einer Verwandlung von Arbeit in Wärme und umgekehrt lag in der ersten Hälfte des 19. Jahrhunderts sozusagen in der Luft. Wir verstehen, daß dieser Gedanke von mehreren Forschern gleichzeitig gefaßt wurde. Die Frage nach der Priorität ist hier, wie überall,

sachlich belanglos; das Verdienst eines Forschers wird dadurch nicht geringer, daß ein anderer vielleicht ein halbes Jahr früher ähnliche Wege einschlug.

Wir besprechen zuerst das Werk von Robert Mayer (1814—1878), das R. Mayer. 1842 unter dem Titel „Bemerkungen über die Kräfte der unbelebten Natur“ erschien. Dem eigentümlichen Bildungsgange Mayers entsprechend ist diese Schrift in recht ungewöhnlichem Stile verfaßt. Philosophische und metaphysische Gedanken wechseln mit physikalischen Erwägungen, der Zusammenhang ist oft schwer zu verfolgen, und es ist nicht zu verwundern, daß der Redakteur der Zeitschrift, welcher Mayer zuerst sein Manuskript einsandte, damit nichts anzufangen wußte. Mayers Schreibweise war unklar; daß aber seine Gedanken klar waren, das beweist die von ihm durchgeführte Berechnung des mechanischen Äquivalents der Wärme aus bereits damals bekannten Daten.

Nach Mayer ist weder die mechanische Energie als solche unzerstörbar, noch der Wärmestoff. Wenn aber mechanische Energie verschwindet, so entsteht an ihrer Stelle eine bestimmte Menge Wärme und umgekehrt. Und zwar verwandeln sich 427 kgm Arbeit in 1 kg-kal. Wärme. Die Zahl 427 kgm/kg-kal. heißt das mechanische Äquivalent der Wärmeeinheit oder kurz das mechanische Wärmeäquivalent.

Die Methode, nach der Mayer diese Zahl berechnet hat, war etwa folgende: Wir denken uns 1 kg eines Gases, etwa Luft, von 0° C. in einem Zylinder befindlich, der durch einen beweglichen Kolben abgeschlossen ist. Der Zylinder habe etwa einen Querschnitt von 1 m². Der Kolben werde durch ein Gewicht $P = 10330$ kg niedergehalten; wir könnten uns ebenso auf jedem cm² des Kolbens ein Gewicht von 1,033 kg lastend denken. 1,033 kg ist gleich dem Gewichte einer Quecksilbersäule von 1 cm² Querschnitt und 76 cm Höhe. Der Druck (die Kraft per cm²), den eine Quecksilbersäule von 76 cm Höhe auf die Bodenfläche ausübt, heißt eine „Atmosphäre“; es lastet also ein Druck von einer Atmosphäre auf dem Kolben. Er stellt sich so ein, daß der Druck der Luft im Zylinder dem Drucke des Gewichtes P gerade das Gleichgewicht hält, dann übt die Luft eben nach oben gleichfalls den Druck einer Atmosphäre aus, sie „steht unter dem Drucke einer Atmosphäre“. (Von dem Drucke der außerhalb des Zylinders befindlichen Luft sehen wir hier ab; wir denken uns etwa den ganzen Apparat in einem luftleeren Raum aufgestellt.)

Nun ist das spezifische Gewicht der Luft bei 0° C. und einer Atmosphäre Druck 1,293 (kg per m³); das Volumen eines Kilogramm Luft ist also unter den gleichen Bedingungen $1 : 1,293 = 0,773$ m³. Da der Querschnitt unseres Zylinders 1 m² sein soll, ist die Höhe h gleich 0,773 m.

Nun denken wir uns die Temperatur der betrachteten Luftmenge durch entsprechende Wärmezufuhr von 0° C. auf 1° C. erhöht, und zwar soll dabei das Gewicht P unverändert auf dem Kolben lasten. Da wir gerade 1 kg Luft vor uns haben, ist dazu eine Wärmemenge nötig, welche gleich der spezifischen Wärme ist; wir bezeichnen dieselbe mit c_p und nennen sie die „spezifische Wärme bei konstantem Druck“. Es ist ferner bekannt, daß die Luft

Mayers Berechnung des mechanischen Wärmeäquivalents.

Erwärmung bei konstantem Druck.

(und alle anderen sog. permanenten Gase) sich bei der Erwärmung von 0°C. auf 1°C. um nahe $\frac{1}{273}$ ihres Volumen ausdehnt, wenn, wie in unserem Falle, der Druck während der Erwärmung unverändert bleibt. Infolge dieser Ausdehnung hebt sich der Kolben, und zwar um $\frac{1}{273}$ von h , das ist um $0,773 : 273 = 0,00283 \text{ m}$; um diese Strecke hebt also die Luft das Gewicht P ; sie leistet dabei die Arbeit $10330 \text{ kg} \times 0,00283 \text{ m} = 29,2 \text{ kgm}$.

Erwärmung
bei konstantem
Volumen.

Die in dem Zylinder eingeschlossene Luft kann aber auch auf andere Art erwärmt werden: Wir denken uns wieder die Temperatur von 0°C. auf 1°C. erhöht, wobei aber nicht der Druck, sondern das Volumen der Luft unverändert erhalten werden soll. Es soll also der Kolben in seiner ursprünglichen Lage bleiben; der Druck wird jetzt natürlich zunehmen. Die Wärmemenge, welche nötig ist, um 1 kg Luft bei konstantem Volumen um 1°C. zu erwärmen, heißt „spezifische Wärme bei konstantem Volum“; wir bezeichnen sie mit c_v .

Schon zur Zeit Mayers war es bekannt, daß c_p und c_v verschieden groß seien, und zwar ist für Luft $c_p - c_v = 0,068$. Man braucht also zur Erwärmung derselben Luftmenge im ersten Falle um $0,068 \text{ kg-kal.}$ mehr als im zweiten. Die Luft wird aber in beiden Fällen in gleichem Maße, um 1°C. erwärmt; woher also dieser Unterschied? Die Antwort ist: Im ersten Falle (konstanter Druck) wurde nicht nur die Luft erwärmt, sondern es wurde auch ein Gewicht gehoben und dabei die Arbeit von $29,2 \text{ kgm}$ geleistet, während im zweiten Falle (konstantes Volumen) nichts dergleichen geschehen ist. Die Differenz von $0,068 \text{ kg-kal.}$ muß daher in dieser geleisteten Arbeit ihr Äquivalent finden. Bezeichnen wir diese Äquivalenz direkt als Gleichheit, so ist:

$$29,2 \text{ kgm} = 0,068 \text{ kg-kal.}$$

$$430 \text{ kgm} = 1 \text{ kg-kal.}$$

(Diese Zahl ist nur in den zwei ersten Stellen als sicher anzusehen, da die Bestimmung von $c_p - c_v$ sehr schwierig ist. Wir werden weiter unten genauere Methoden zur Bestimmung der Äquivalentzahl kennen lernen.)

Wir bemerken vor allem, daß Mayer nicht die Zahl 430 , sondern 367 kgm/kg-kal. erhalten hat. Es standen ihm nämlich nicht genügend genaue Daten zur Verfügung, insbesondere waren die spezifischen Wärmen der Luft damals nur approximativ bestimmt. Wir haben hier die Mayersche Methode reproduziert, dabei aber die Zahlen eingesetzt, welche jetzt als richtig gelten. (Auf eine prinzipielle Ungenauigkeit der Mayerschen Methode kommen wir weiter unten zu sprechen.)

Die Differenz
der beiden spezi-
fischen Wärmen
ist nur bei Gasen
beträchtlich.

Da alle Körper mit steigender Temperatur eine Volumveränderung erfahren, müßte bei allen Körpern zwischen der spezifischen Wärme bei konstantem Druck und jener bei konstantem Volumen unterschieden werden. Es zeigt sich jedoch, daß bei festen und flüssigen Körpern die Differenz $c_p - c_v$ meist sehr klein ist; nur bei gasförmigen Körpern hat sie einen beträchtlichen Wert. Dies liegt daran, daß die Gase unter allen Körpern weitaus die größte thermische Ausdehnung haben; während sich ein Gas pro Grad etwa um $\frac{1}{273}$ seines Volumens ausdehnt, beträgt dieser Bruchteil z. B. beim Quecksilber nur $0,00018$, ist also etwa 20 mal so klein. Daher ist auch die Arbeit, die

das Quecksilber bei der thermischen Ausdehnung unter Überwindung des äußeren Druckes leistet, caeteris paribus 20mal so klein als oben berechnet wurde, demzufolge auch der Unterschied der beiden spezifischen Wärmen viel geringer wird als bei den Gasen.

Es war zweifellos ein außerordentlich glücklicher, wirklich genialer Gedanke, die Differenz der beiden spezifischen Wärmen eines Gases zur Berechnung des mechanischen Wärmeäquivalentes zu benutzen. Zu Mayers Zeit waren die experimentellen Daten, welche die Basis einer solchen Berechnung hätten bilden können, sehr spärlich; seine Leistung ist daher um so höher anzuschlagen.

Bedeutung
der Entdeckung
Mayers.

Natürlich ist aber die Frage nach der Äquivalenz von Arbeit und Wärme durch eine einzige solche Berechnung durchaus nicht erledigt. Es wäre ja von vornherein denkbar, daß die Verhältniszahl (430 kgm/kg-kal.) von äußeren Bedingungen abhängig sei, daß etwa in einem Falle mehr, in einem anderen Falle weniger Kilogramm eine Kalorie liefern. Diese Frage wurde weitgehend durch die fundamentalen Versuche, welche der englische Forscher I. P. Joule (1818 bis 1889) unabhängig von Mayers Schrift in den Jahren 1840—1849 ausführte, beantwortet.

Es ist kaum ein größerer Gegensatz denkbar, als der zwischen Mayer und Joule. Mayer besitzt die größte spekulative Begabung; Joule ist der geborene Experimentator, den vor allem die Tatsachen interessieren. Mayer scheint nie, auch wo es sehr nahegelegen hätte, das Bedürfnis empfunden zu haben, ein Experiment zu machen, während für Joule der Versuch der Ausgangspunkt der Forschung ist.

Joule untersucht nach einer prinzipiell sehr einfachen Methode die Verwandlung von Arbeit in Wärme: Ein Schaufelrad bewegt sich in einem mit Flüssigkeit gefüllten Gefäße; die Flüssigkeitsreibung erzeugt Wärme, die Temperatur der Flüssigkeit steigt. Die erzeugte Wärmemenge ist leicht aus der Temperaturerhöhung und der Wärmekapazität zu berechnen. Andererseits ist zur Bewegung des Schaufelrades ein beständiger Aufwand von mechanischer Arbeit erforderlich. Wird das Schaufelrad etwa durch ein sinkendes Gewicht getrieben, so ist diese Arbeit gleich der Größe des Gewichtes mal der Strecke, um die es gesunken ist; sie kann daher leicht in Kilogramm berechnet werden. Setzt man die erzeugte Wärme der verbrauchten Arbeit äquivalent, so kann die Anzahl Kilogramm berechnet werden, welche einer Kilogrammkalorie gleichwertig ist.

Experimentelle
Bestimmung
des
mechanischen
Wärme-
äquivalents.

Vom prinzipiellen, theoretischen Standpunkte aus beurteilt liegt die Leistung Joules darin, daß er eine Beziehung gerade zwischen Wärmemenge und Arbeit sucht. Daß Bewegungen Wärmeeffekte hervorbringen können, das war natürlich schon lange vor Joule bekannt; hätte er aber etwa einen Zusammenhang zwischen Temperaturerhöhung und Geschwindigkeit oder dergleichen gesucht, so würden seine Versuche zu keinem Ergebnisse geführt haben. Aber auch die experimentelle Arbeit Joules ist ein Meisterwerk ersten Ranges. Wir können hier natürlich nicht auf die Details seiner Versuchsanordnung eingehen; doch ist es auch ohnedem klar, daß derartige Präzisionsversuche, bei denen jeder nicht in Rechnung gezogene Wärmeverlust ein unrichtiges Resultat be-

dingen muß, außerordentlich schwierig sind. Dies fällt um so mehr ins Gewicht, als Joule vor 70 Jahren natürlich nicht über die Hilfsmittel eines modernen Laboratoriums verfügte.

Joule hat seine Versuche in mannigfacher Weise variiert. Er ließ das Schaufelrad in Wasser, in Quecksilber laufen; er konnte den Vorgang kurze oder lange Zeit dauern lassen, also wenig oder viel Arbeit in Wärme verwandeln: das Verhältnis der gewonnenen Wärme zur verlorenen Arbeit ergab sich innerhalb der Versuchsfehler stets gleich groß.

Feststellung
der Äquivalenz
von Wärme
und Arbeit.

Dasselbe Resultat ergaben ferner sehr zahlreiche Versuche, die von Joule selbst und vielen anderen Forschern nach den mannigfachsten Methoden durchgeführt wurden. Man kann es jetzt wohl als sicherstehend ansehen, daß Wärme und mechanische Arbeit einander äquivalent sind, daß sie sich ineinander verwandeln lassen, und daß diese Verwandlung stets in einem bestimmten Verhältnisse vor sich geht. Dieses Verhältnis, der Umrechnungsfaktor von Kalorien in Kilogrammometer, heißt das mechanische Äquivalent der Wärmeeinheit oder kurz das mechanische Wärmeäquivalent.

Das mechanische
Äquivalent einer
kg-kal. ist
427 kgm.

Zieht man die zahlreichen Bestimmungen dieser letzten Größe in Rechnung und berücksichtigt die Genauigkeit, welche jeder einzelnen derselben zukommt, so kann man jetzt 427 kgm/kg-kal. als den wahrscheinlichsten Wert des mechanischen Wärmeäquivalents bezeichnen.

Wir tragen den eben auseinandergesetzten Tatsachen am besten Rechnung, wenn wir, wie bereits mehrfach angedeutet, Wärme und Arbeit als verschiedene Formen eines Dinges, der Energie auffassen. In gewissem Sinne sind Arbeit und Wärme dasselbe.

Andere Formen
der Energie.

Überblicken wir die anderen physikalisch-chemischen Erscheinungsgebiete, so erkennen wir sofort, daß auch andere Formen der Energie angenommen werden müssen. Wird z. B. ein Leiter elektrisch geladen, so ist dazu ein bestimmter Aufwand mechanischer Arbeit nötig (etwa an der Kurbel der Elektrisiermaschine). Diese Arbeit kann — wenigstens prinzipiell — durch eine geeignete Vorrichtung beim Entladen des Leiters wieder gewonnen werden. Es ist daher konsequent, dem elektrisch geladenen Leiter eine bestimmte elektrische Energie zuzuschreiben, deren Betrag eben der Arbeit gleich ist, welche beim Laden des Leiters aufgewendet werden mußte. So bedarf es einer Arbeit von 0,006 kgm, um eine Kugel von 10 cm Radius auf 100000 Volt (vgl. Artikel 13) zu laden; 0,006 kgm ist daher die elektrische Energie der geladenen Kugel. Man kann diese Energie sehr leicht in Form von Wärme wiedergewinnen: wir verbinden die Kugel leitend mit der Erde, die Elektrizität fließt ab und erwärmt dabei den Leitungsdraht; die dabei entwickelte Wärme ist $\frac{0,006}{427} = 0,000014$ kg-kal.

Elektrische
Energie.

Energie
der chemischen
Kräfte.

Von der größten Bedeutung im Haushalte der Natur ist die Energie der chemischen Kräfte. Jedermann weiß, daß zahlreiche chemische Reaktionen unter Abgabe oder auch unter Absorption gewaltiger Energiemengen vor sich gehen. Die Form der abgegebenen Energie ist verschieden; bei der Verbren-

nung wird Wärme frei; das im Zylinder des Motors explodierende Gasgemisch leistet Arbeit; bei der Verwandlung von Blei, Bleisuperoxyd und Schwefelsäure in Bleisulfat (Akkumulator) kommt elektrische Energie zutage.

Wo immer bei einem Vorgange Energie in irgendeiner Form abgegeben (aufgenommen) wird, schreiben wir den betreffenden Substanzen vor dem Vorgange einen größeren (kleineren) Energieinhalt zu, als nachher. Zu solchen Vorgängen gehören nach dem früheren: Abgabe von Wärme, von Elektrizität, Leistung von Arbeit; chemische Umwandlungen, Änderung des Aggregatzustandes u. dgl. m. So muß man z. B. einem Kilogramm flüssigen Wassers von 0° C. einen um 80 kg-kal. größeren Energieinhalt zuschreiben als einem Kilogramm Eis derselben Temperatur, weil die Verwandlung von Eis in Wasser unter Aufnahme von 80 kg-kal. (Schmelzwärme), die Verwandlung von Wasser in Eis unter Abgabe derselben Wärmemenge vor sich geht (vgl. Artikel 7).

(Die Arbeit bei der durch das Schmelzen bedingten Volumänderung ist zu vernachlässigen. Bei der Verdampfung, die stets von beträchtlicher Volumänderung begleitet ist, wäre diese Vernachlässigung nicht erlaubt.)

Wir können demnach jedem Körper (jedem System von Körpern) einen bestimmten, quantitativ in Kilogrammtern oder auch in Kalorien angebbaren Energieinhalt zuschreiben. Derselbe hängt von der Temperatur des Körpers ab; von dem Druck, unter welchem er steht; von der elektrischen Ladung, vom Aggregatzustande (falls derselbe nicht schon durch Temperatur und Druck gegeben ist), eventuell noch von anderen Faktoren, welche hier in Betracht kommen können. Wir sagen, der Energieinhalt, die (innere) Energie des Körpers ist eine „Funktion des Zustandes“. Gibt der Körper nach außen — etwa an andere Körper — Energie in irgendeiner Form ab, so vermindert sich sein Energieinhalt um den gleichen Betrag.

In diesem Ausspruche ist der Energiesatz in seiner allgemeinsten Form enthalten. Wir können denselben etwa noch in folgender Weise präziser formulieren: Jedem Körper (jedem System von Körpern) kommt eine bloß vom augenblicklichen Zustande abhängige, zahlenmäßig angebbare Qualität zu, welche wir Energie (Energieinhalt, innere Energie) nennen; ihre Änderung ist ein Maß der nach außen abgegebenen Arbeit, Wärme oder dergleichen.

In dieser Formulierung ist die Definition der Energie enthalten; daß eine solche Größe, eine solche Funktion des Zustandes tatsächlich existiert, das ist der Inhalt des Energiesatzes.

Der Begriff spezieller Formen der Energie, wie Arbeit oder Wärme ist uns geläufig, dagegen können wir uns keine Vorstellung von der Energie im allgemeinen bilden. Das liegt aber in der Natur der Sache: Die Energie stellt eine Fähigkeit dar, gewisse Wirkungen hervorzubringen; eine Fähigkeit als solche ist aber niemals direkt wahrnehmbar; nur ihre Wirkungen treten in die Erscheinung.¹⁾

¹⁾ Nach der früheren Terminologie bezeichnete man das, was wir jetzt Energie nennen, als „Kraft“, während jetzt der Ausdruck Kraft ausschließlich für das Produkt Masse mal Be-

Erhaltung
der Energie.

Man spricht von der Erhaltung der Energie. Darunter ist folgendes zu verstehen: Wir denken uns ein nach außen abgeschlossenes System, das ist eine Anzahl von Körpern, welche nur untereinander in Wechselwirkung treten können. In einem solchen System können mannigfache Veränderungen vor sich gehen; dabei muß aber der gesamte Energieinhalt erhalten bleiben; er kann seinen Betrag nicht ändern. Verliert nämlich ein Teil des Systems infolge von Arbeitsleistung, Wärmeabgabe oder dergleichen an Energie, so muß die Energie der übrigen Teile des Systems um den gleichen Betrag zunehmen, denn auf einen der letzteren muß, wenn das System nach außen abgeschlossen ist, die abgegebene Wärme, oder die geleistete Arbeit übertragen worden sein. Die Energie kann daher wohl von einem Teil des Systems auf einen anderen übertragen werden, der gesamte Energieinhalt des abgeschlossenen Systems muß aber ungeändert bleiben.

Wenn die Welt ein endliches, abgeschlossenes System wäre, so wäre der Energieinhalt des Universums konstant.

Kreisprozeß,
Unmöglichkeit
eines
Perpetuum
mobile.

Keht ein Körper nach einer Reihe von Zustandsänderungen wieder zum Anfangszustand zurück, durchläuft der Körper einen „Kreisprozeß“, so hat er nach Ablauf des letzteren wieder dieselbe Energie wie zu Beginn. Es muß demnach die algebraische Summe der während des Kreisprozesses abgegebenen Energien gleich Null sein; der Körper hat gleich viel Energie abgegeben wie aufgenommen. Dieser Satz spricht die Unmöglichkeit eines Perpetuum mobile aus. Ein Perpetuum mobile wäre eine periodisch funktionierende Maschine, die beständig Energie, etwa Arbeit liefern würde. Während einer „Periode“ durchlaufen die Körper, aus denen die Maschine besteht, einen Kreisprozeß; die während desselben abgegebene Energie, falls diese nur in Form von mechanischer Arbeit zutage tritt, die geleistete Arbeit kann nach obigem nicht von Null verschieden sein.

Es ist bekannt, daß, namentlich in früherer Zeit, zahllose, zum Teil sehr geistvoll ersonnene Versuche gemacht worden sind, ein solches Perpetuum mobile zu erfinden; all diese Bemühungen waren vergeblich. Würde es doch einmal gelingen, eine solche Maschine zu konstruieren, so würde der Energiesatz fallen. Ganz ausgeschlossen ist diese letztere Eventualität natürlich nicht, ihre Wahrscheinlichkeit ist aber wohl außerordentlich gering. Wir sehen heute ge-

schleunigung, für die Ursache der Beschleunigung, wenn wir so sagen dürfen, verwendet wird. Diese Änderung der Terminologie scheint jedoch keine glückliche zu sein. Das deutsche Wort Kraft bedeutet im Sprachgebrauche des gewöhnlichen Lebens geradezu die Fähigkeit, Arbeit zu leisten. Der Ausdruck „Kraft“ oder vielleicht, um die Verwechslung mit der beschleunigenden Kraft auszuschließen, „Arbeitskraft“ wäre ein sehr passender Terminus für das, was wir jetzt Energie nennen. — Das Wort Energie kommt zuerst wohl bei Aristoteles vor. Derselbe unterscheidet zwischen dem $\deltaυνάμει \deltaν$, das bloß die Fähigkeit hat zu existieren, und dem $\epsilonνεργεία \deltaν$, das wirklich ist. (Die Wurzel des Wortes $\epsilonνεργεία$, $\epsilonργον$ entspricht genau dem Stamm des Wortes Wirklichkeit, Werk.) Energie ist Arbeit $\deltaυνάμει \deltaν$. Wir gebrauchen demnach das Wort Energie in einem seiner ursprünglichen Bedeutung gerade entgegengesetzten Sinn. (Vgl. A. Höfler, Studien zur Philosophie der Mechanik, Wiss. Beilage d. Jahresber. d. Wiener phil. Ges. 1897.)

rade das Mißlingen aller Versuche, ein Perpetuum mobile zu konstruieren, als den sichersten Beweis des Energiesatzes an. Und so haben die früheren Mechaniker ebenso wenig wie die Alchimisten ihr Ziel erreicht; dennoch war ihre Arbeit nicht vergeblich; sie hat der Wissenschaft genützt, wenn auch in ganz anderem Sinne, als es jene erhofft hatten.

Die allgemeine Formulierung des Energiesatzes verdankt man Hermann H. Helmholtz. Helmholtz (1821—1894). In der klassischen Abhandlung „Über die Erhaltung der Kraft“ ist das Gesetz zum ersten Male umfassend und einwandfrei behandelt. Helmholtz geht von dem Satze der Unmöglichkeit eines Perpetuum mobile aus und verfolgt seine Konsequenzen auf allen Gebieten der Physik. Joule und namentlich Mayer hatten, wie wir bei aller Bewunderung ihrer Leistungen sagen müssen, das Problem etwas einseitig angefaßt; bei Helmholtz staunen wir über den weiten Blick, über die den Gegenstand voll beherrschende Kritik des damals 25jährigen Mannes, dessen Werk wirklich die Basis unserer jetzigen Naturanschauung geworden ist.

Wir wollen noch einige einfache Anwendungen des Energiesatzes kurz besprechen. Beschränken wir uns erst auf den Fall, daß Arbeit und Wärme die einzig ins Spiel kommenden Energiearten seien, so kann für jeden Körper eine Gleichung von der Form

$$U_2 - U_1 = Q + A \cdot W \quad (1)$$

aufgestellt werden. Darin verstehen wir unter U_1 und U_2 den Betrag der inneren Energie des betrachteten Körpers in zwei aufeinander folgenden Zuständen, den Zuständen 1 und 2, wie wir kurz sagen wollen. Die Zunahme der Energie $U_2 - U_1$ ist gleich der während der Zustandsänderung zugeführten Wärmemenge Q mehr der in Form von Arbeit (etwa bei einer Kompression) zugeführten Energie W . Wir messen U und Q in kg-kal., die Arbeit W jedoch in Kilogrammster; wir mußten daher in Gleichung (1) W mit dem Umrechnungsfaktor $A = 1/427$ multiplizieren.

Wir können diesen Satz leicht auf ein ideales Gas anwenden. Während im allgemeinen die innere Energie als Funktion des Zustandes von Temperatur und Druck abhängt, ist die Energie eines Gases nach einem Versuch von Gay Lussac nur von der Temperatur, nicht aber vom Druck abhängig; und zwar ist die Differenz der Energie einer bestimmten Gasmenge in zwei Zuständen der Temperaturdifferenz direkt proportional.

Eine wichtige Rolle spielen die sog. „adiabatischen“ Zustandsänderungen, welche ohne Wärmezufuhr oder Abgabe vor sich gehen. Sie finden statt, wenn das Gas in eine für Wärme undurchlässige Hülle eingeschlossen ist, oder wenn die Zustandsänderung so rasch vor sich geht, daß kein merkbarer Wärmeaustausch stattfinden kann.

In diesem Falle ist die Zunahme der Energie und damit auch die Zunahme der Temperatur der (auf Kompression des Gases) verwendeten Arbeit proportional. Bei adiabatischer Kompression steigt die Temperatur, bei adiabatischer Expansion sinkt sie.

Eine bekannte Verwertung dieser Tatsache ist das sog. pneumatische

Feuerzeug, in welchem die in einem Messingzylinder befindliche Luft durch rasches Hineindrücken eines Kolbens so stark erwärmt werden kann, daß ein gleichfalls im Zylinder befindlicher Feuerschwamm ins Glühen gerät.

Adiabatischen Kompressionen und Expansionen kommt ferner eine große Bedeutung für die Vorgänge in unserer Atmosphäre zu. Die relativ hohe Temperatur des Alpenföhn ist nach der Erklärung von Hann eine Folge der nahezu adiabatischen Kompression, welche die Luft erfährt, wenn sie vom Hauptkamme der Alpen in die Täler hinabstreicht. Der absolute Feuchtigkeitsgrad ändert sich dabei nicht, die relative Feuchtigkeit wird daher geringer, wodurch die Trockenheit des Föhn ihre Erklärung findet.

Wenn eine bestimmte Gasmenge einmal bei konstantem Drucke, ein andermal bei konstantem Volumen um 1°C. erwärmt wird, so liegen nach der Erwärmung in beiden Fällen verschiedene Zustände vor. Nur die Temperatur ist in beiden Fällen dieselbe, der Druck ist verschieden. Die Energie hängt aber nur von der Temperatur ab, sie hat also auch nach der Erwärmung in beiden Fällen denselben Wert. Daß in beiden Fällen verschieden große Wärmemengen zuzuführen sind (c_p und c_v), liegt daher nur daran, daß im ersten Falle Arbeit geleistet wurde, im zweiten nicht. Die Berechnung Mayers, die wir oben mitgeteilt haben, ist demnach richtig; hätte er dieselbe statt an Luft etwa an Quecksilber durchgeführt, so hätte er ein ganz unrichtiges Resultat erhalten. Daß Mayer zu seiner Berechnung gerade ein Gas gewählt hat, war in einem gewissen Sinne ein glücklicher Zufall, denn er scheint darüber nicht in Klarheit gewesen zu sein, daß die Unabhängigkeit der Energie vom Druck eine notwendige Voraussetzung seiner Methode sei.

Anwendung
des
Energiesatzes
auf elektrische
Vorgänge.

Wir sprachen weiter oben von der potentiellen Energie im Sinne der Mechanik; sie wird durch die Arbeit gemessen, welche geleistet werden mußte, um den betrachteten Körper von einem beliebig zu wählenden Standardpunkte aus in seine momentane Lage zu bringen. Unter dem Potential eines bestimmten Punktes im Raume versteht man eine GröÙe, welche der Arbeit gleich ist, welche nötig ist, die Masseneinheit (1 g etwa) vom Standardpunkte nach dem gewählten Orte zu bringen.

Ganz analog wird das elektrische Potential V definiert. Als Standardpunkt oder vielmehr als Standardniveau wählt man hier stets die Erde, der man das Potential 0 zuschreibt. Das Potential eines Leiters (auf dem Leiter hat das Potential einen konstanten Wert, wenn die Elektrizität in Ruhe ist) ist dann gleich der Arbeit, welche nötig ist, die Einheit der positiven Elektrizitätsmenge von einem Punkte, an dem das Potential 0 herrscht, auf den Leiter zu bringen. (Wenn ein einzelner Leiter eine positive Ladung besitzt, so ist auch sein Potential positiv; die oben angeführte Arbeit hat die Abstoßung zu überwinden, welche die bereits vorhandene positive Ladung der Annäherung einer weiteren positiven Ladung entgegensetzt.) Um die Elektrizitätsmenge e vom Potential 0 auf das Potential V zu bringen, ist die Arbeit $e \cdot V$ zu leisten. Derselbe Betrag elektrischer Energie geht verloren, wenn die Elektrizitätsmenge e vom Potential V (von einem auf das Potential V geladenen Leiter) zum Potential 0

(zur Erde etwa) abfließt. Fließt die Elektrizitätsmenge ϵ vom Potential V_1 zum Potential V_2 ab, so geht die elektrische Energie $\epsilon(V_1 - V_2)$ als solche verloren.

Eine derartige Bewegung von Elektrizität stellt einen elektrischen Strom dar. Die „Stromstärke“ wird durch die in der Zeiteinheit transportierte Elektrizitätsmenge gemessen; so wird ein Draht von einem Strom der Stärke I durchflossen, wenn während einer Sekunde sein Querschnitt von der Elektrizitätsmenge I passiert wird. Sind die beiden Enden des Drahtes auf dem Potential V_1 bzw. V_2 , so geht dabei in der Sekunde die elektrische Energie $I(V_1 - V_2)$ als solche verloren. Diese Energie kommt als sog. Stromwärme wieder zum Vorschein; der elektrische Strom produziert demnach in einer Sekunde die Wärmemenge $I(V_1 - V_2)$. Stromwärme.

Nach dem Ohmschen Gesetze ist die Potentialdifferenz ($V_1 - V_2$), die Spannung, wie man meistens sagt, gleich dem Produkte aus Stromstärke I und Widerstand R ; also:

$$V_1 - V_2 = IR.$$

Demnach ist die Stromwärme:

$$I(V_1 - V_2) = I^2 R,$$

also auch gleich dem Quadrate der Stromstärke multipliziert mit dem Widerstand (Gesetz von Joule) (vgl. Artikel 20).

Wir wollen die Bedeutung dieser Gesetze an dem Beispiele einer normalen Beleuchtungsinstallation erläutern. Die Abnahmestellen der Leitung sollen etwa die Spannung (die Potentialdifferenz) 100 Volt haben. Wir denken uns dieselben durch eine Glühlampe, deren Widerstand 200 Ohm beträgt, verbunden; nach dem Ohmschen Gesetz wird dann die letztere von einem Strom von der Stärke $100/200 = \frac{1}{2}$ Ampere durchflossen. Die in der Sekunde erzeugte Wärme ist dann nach obigem:

$$\begin{aligned} 100 \text{ Volt} \cdot \frac{1}{2} \text{ Ampere} &= 50 \text{ Voltampere,} \\ &= 50 \text{ Watt} = \frac{1}{20} \text{ Kilowatt.} \end{aligned}$$

Ein Voltampere, gleich einem Watt, ist die Einheit des „Effektes“, der per Sekunde verbrauchten Energie; gleichviel ob die Energie, wie in unserem Falle, in Form von Wärme oder in anderer Form wieder zutage kommt. Ein Watt ist demnach der Effekt eines Stromes von der Stärke eines Ampere und der Spannung eines Volt; das heißt also die von einem derartigen Strom per Sekunde entwickelte Wärme. Effekt des elektrischen Stromes.

Eine andere oft verwendete Einheit des Effektes ist die Pferdestärke (P.S.). Eine Pferdestärke ist die Leistung von 75 kgm per Sekunde. Genaue Messungen haben ergeben, daß eine Pferdestärke gleich 736 Watt ist. Wir können demnach folgende Beziehungen aufstellen:

$$\begin{aligned} 1 \text{ Watt} &= \frac{1}{736} \text{ P.S.} = \frac{75}{736} \text{ kgm per Sekunde} = \text{ca. } 0,1 \text{ kgm per Sekunde} \\ &= \frac{1}{427} \cdot 0,1 \text{ kg-kal. per Sekunde} = 0,00024 \text{ kg-kal. per Sekunde.} \end{aligned}$$

Für die Lichtstärke einer Lampe ist nur der Effekt, die in der Zeiteinheit erzeugte Wärme maßgebend; so verbraucht eine 50kerzige Metallfaden-Glüh-

lampe ca. 50 Watt. Wenn dieselbe eine Stunde lang brennt, so hat sich die elektrische Energie 50 Wattstunden gleich $\frac{1}{20}$ Kilowattstunden in Wärme verwandelt.

Nach dem Obigen ist 1 Kilowattstunde = 3600000 Wattsekunden = 360000 kgm = 860 kg-kal.

Preis der elektrischen Energie.

Der Stromkonsument hat dem Elektrizitätswerk die verbrauchte Energie zu zahlen; er zahlt daher weder die Ampere noch die Volt, sondern die Kalorien, oder vielmehr, nach dem in der Elektrotechnik ausschließlich verwendeten Maßsystem, die verbrauchten Kilowattstunden. So beträgt in Deutschland der Preis der Kilowattstunde durchschnittlich 50 Pfennige; da nach dem Früheren eine Kilowattstunde = 860 kg-kal. ist, ist der Preis einer kg-kal. elektrischer Energie ca. 0,06 Pfennig. Das Erwärmen eines Liters Wasser von 0° auf 100° kostet demnach im elektrischen Kochapparate 6 Pfennig.

Preis der Energie der Kohle.

Es ist nicht uninteressant, diesen Preis mit dem Preise der Energie in anderen Formen zu vergleichen. Ein Kilogramm hochwertiger Kohle kostet etwa 4 Pfennig. Da bei der Verbrennung eines Kilogramm Kohle ca. 7000 kg-kal. entwickelt werden, ist hier der Preis einer Kalorie 0,0006 Pfennig, also etwa der hundertste Teil des früheren. (Daß die elektrische Energie aus anderen Gründen wertvoller ist als die der Kohle, wird der zweite Hauptsatz lehren.)

Der elektrische Strom wird von der Dynamomaschine geliefert, welche ihrerseits von einer Dampfmaschine getrieben wird. In der Dampfmaschine wird die Verbrennungswärme der Kohle in Arbeit umgesetzt. Es ist also der Energieinhalt der Kohlen, welcher nach den mannigfachsten Umwandlungen in der Glühlampe als Wärme zutage tritt.

Wasserkraft.

Außer der Kohle kommt für die Technik noch die lebendige Kraft des fließenden Wassers als Energiequelle in Betracht. So repräsentieren die Wasserkräfte unserer Alpen einen ungeheuren, nie versiegenden Energievorrat, der heutzutage nicht im entferntesten ausgenützt ist. Wenn einmal, wie schon oft vorausgesagt wurde, die Kohlenlager der Erde erschöpft sein werden, wird es wohl die Energie der Flüsse sein, welche alle unsere Maschinen in Gang erhalten wird.

Energie des Rheinfalles.

Wir wollen zum Beispiele die Energie des Rheinfalles bei Schaffhausen berechnen. Es stürzt dort im Mittel eine Wassermasse von 250 m^3 per Sekunde über eine etwa 20 m hohe Terrasse hinab. Da 1 m^3 Wasser 1000 kg wiegt, ist die „Leistung“ des Rheinfalles

$$250 \cdot 1000 \cdot 20 \text{ kgm per Sekunde} = 5000000 \text{ kgm/sek.} = 67000 \text{ P.S.} \\ = 50000 \text{ Kilowatt} = 12000 \text{ kg-kal./sek.}$$

Es ist nicht uninteressant, diese Zahlen ins Praktische zu übersetzen. 50000 Kilowatt reichen gerade aus, eine Million 50kerziger Metallfaden-Glühlampen zum Leuchten zu bringen. In einer Stunde liefert der Rheinfall 50000 Kilowattstunden; für eine so große, in Form von Elektrizität gelieferte Energiemenge müßte man nach den oben angegebenen Daten 25 000 Mark zahlen.

12000 kg-kal. werden von 1,7 kg hochwertiger Kohle bei der Verbrennung abgegeben. Der Rheinfall ist also einem Bergwerk gleichwertig, welches in der

Sekunde 1,7 kg, in 24 Stunden 145 Tonnen hochwertiger Kohle zu liefern vermag.

Die hier angegebenen Zahlen sind natürlich nur von theoretischer Bedeutung; auch die vollendetste maschinelle Einrichtung könnte nur einen kleinen Bruchteil dieser gewaltigen Energiemengen nutzbar machen. Dasselbe gilt aber auch von der Energie der Kohlen, deren Ausnützbarkeit auch aus anderen Gründen, die wir bei Besprechung des zweiten Hauptsatzes kennen lernen werden, wesentlich beschränkt ist. Es ist sicher, daß die rationelle Ausnützung der Wasserkraft von Jahr zu Jahr fortschreitet, und so ist es nicht unwahrscheinlich, daß unsere bisher als arm geltenden Alpenländer einmal zu den reichsten zählen werden.

Wir wollen endlich noch die der Erde von der Sonne zugestrahlte Energie besprechen. Die Beobachtungen mehrerer Forscher haben ergeben, daß die Sonne einem Quadratmeter der Erdoberfläche in der Minute 21 kg-kal. zusendet. Das wäre in 12 Stunden etwa 15 000 kg-kal., das ist der Energieinhalt von ca. 2 kg Kohle. Ausgedehnte Strahlungsfelder könnten also beträchtliche Energiemengen liefern. Man hört manchmal von Projekten, derartige Strahlungsfelder in einem Lande mit starker Insolation, etwa in Tibet zu errichten, doch ist daraus niemals Ernst geworden. Das hat auch seine Ursache; die so gewonnene Energie könnte, wie uns der zweite Hauptsatz lehren wird, nur in sehr beschränktem Maße nutzbar gemacht werden.

Energie der
Sonnenstrahlen.

II.

Wir wollen nun zur Besprechung des zweiten Hauptsatzes der Wärmelehre, des Entropiesatzes schreiten. Das Verständnis dieses letzteren Gesetzes ist viel schwieriger, als das des Energiesatzes. Der wesentliche Inhalt des Energieprinzips ist heute wohl jedem Gebildeten geläufig; ein gründliches Beherrschen des Entropiesatzes jedoch setzt sehr eingehendes Studium voraus. Wir müssen uns daher hier darauf beschränken, den Inhalt des zweiten Wärmesatzes nur in großen Zügen zu skizzieren.

Der Energiesatz stellt die Äquivalenz von Arbeit und Wärme fest; wo immer mechanische Energie verschwindet, um als Wärme wieder zum Vorschein zu kommen, oder umgekehrt, geschieht dies in einem bestimmten, durch das mechanische Wärmeäquivalent gegebenen Verhältnis. Doch sagt der Energiesatz gar nichts darüber aus, wann, wodurch veranlaßt und in welchem Sinne solche Energieverwandlungen vor sich gehen.

In welchem
Sinne gehen
Energieverwand-
lungen vor sich?

Qualitativ gibt uns hier schon die Beobachtung der Erscheinungen des täglichen Lebens Aufschluß. Die Verwandlung von Arbeit in Wärme geht in der Natur beständig vor sich; sie kann von uns jederzeit ohne besondere Vorkehrungen veranlaßt werden. Jegliche Bewegung erfährt ja einen Reibungswiderstand, jegliche Bewegung ist daher von einer „Energieverwandlung“ im genannten Sinne begleitet. Viel schwieriger ist die Veranlassung der umgekehrten Energieverwandlung, der Verwandlung von Wärme in Arbeit. Die tiefste Kulturstufe kennt eine Vorrichtung, welche beliebig viel Arbeit in

Die Verwand-
lung von Arbeit
in Wärme ist vor
jener von
Wärme in Arbeit
bevorzugt.

Wärme verwandelt, den Feuerbohrer; die Konstruktion einer Maschine dagegen, in welcher die entgegengesetzte Energieverwandlung unbeschränkt vor sich geht, wie der Dampfmaschine oder des Heißluftmotors, setzt einen hohen Grad von Wissen und Intelligenz voraus. Die Verwandlung von Arbeit in Wärme ist offenbar in der Natur vor der entgegengesetzten Energieverwandlung, der Verwandlung von Wärme in Arbeit bevorzugt.

Temperatur einer Wärmemenge. Vom Standpunkte des Energiesatzes ist nicht allein Arbeit und Wärme völlig gleichwertig, es ist auch ganz irrelevant, ob eine bestimmte Wärmemenge von einem Körper hoher oder tiefer Temperatur stammt. Ob wir eine Wassermasse von, sagen wir 1000 kg Gewicht und der Temperatur 100°C . durch Entziehung einer kg-kal. um $\frac{1}{1000}^{\circ}$ abkühlen, oder ob wir 1000 kg Wasser von 10°C . um den gleichen Betrag, um $\frac{1}{1000}^{\circ}$ abkühlen, die dabei gewonnene Kilo-gramm-Kalorie repräsentiert in beiden Fällen dieselbe Energiemenge, sie liefert in beiden Fällen in Arbeit verwandelt 427 kgm.

Vom Standpunkte des zweiten Hauptsatzes aus müssen wir jedoch unterscheiden, ob eine bestimmte Wärmemenge einem heißeren oder kälteren Körper entnommen wird. Wir hatten bisher nur mit dem Begriff der Temperatur eines Körpers zu tun; im folgenden wollen wir auch von der Temperatur einer Wärmemenge sprechen und dieselbe gleich der Temperatur des Körpers setzen, aus dem sie stammt. Soll diese Definition auch für größere Wärmemengen eindeutig sein, so muß der Körper, aus dem die betrachtete Wärmemenge stammt, eine sehr große Wärmekapazität haben, damit sich seine Temperatur während der Wärmeabgabe nur unmerklich ändert. (Entzieht man etwa einem kg Wasser von 100°C . eine kg-kal., so sinkt seine Temperatur auf 99°C .; es ist aber jetzt nicht möglich, der dabei gewonnenen Kalorie eine bestimmte Temperatur zuzuschreiben, da der Körper, aus dem sie stammt, das Wasser, während der Wärmeabgabe alle Temperaturen zwischen 99° und 100° hatte. Man könnte dieser Kalorie höchstens eine mittlere Temperatur zwischen 99° und 100°C . zuschreiben.)

Wir wollen uns nun einen großen Körper von der Temperatur 100°C ., ein „Wärmereservoir“ von 100°C . denken. Demselben soll eine Kalorie entzogen, und diese letztere auf ein Wärmereservoir von etwa 10°C . übertragen werden. Wir sagen dann kurz: Es hat sich eine Wärmemenge von 100° in eine Wärmemenge von 10° verwandelt; und zwar wollen wir auch einen solchen Vorgang eine Energieverwandlung nennen, und zwischen der Verwandlung von Wärme höherer Temperatur in Wärme tieferer Temperatur und der Verwandlung von Wärme tieferer Temperatur in solche höherer Temperatur unterscheiden.

Die Verwandlung von Wärme höherer Temperatur in solche tieferer Temperatur ist vor der umgekehrten Verwandlung bevorzugt. Man erkennt ohne weiteres, daß in der Natur die erste dieser beiden Energieverwandlungen bevorzugt ist. Jeder „Temperaturausgleich“ durch Wärmeleitung oder Strahlung ist eine Verwandlung von Wärme höherer Temperatur in solche tieferer Temperatur. Die Wärme geht stets von selbst vom heißeren Körper auf den kälteren über; der erstere kühlt sich ab, der letztere erwärmt sich.

Man kann auch die umgekehrte Verwandlung, die Verwandlung von Wärme tieferer Temperatur in solche von höherer Temperatur veranlassen. Das geschieht in der Kältemaschine, etwa in der Maschine von Linde. Denken wir uns z. B. eine solche Maschine in einem Raume von 15°C . aufgestellt, während die Luft in der Maschine bereits auf -50° abgekühlt sein mag; soll die letztere noch tiefer abgekühlt werden, so wird ihr weiter Wärme entzogen, und dieselbe auf die Körper der Umgebung übertragen. Wir haben hier eine Verwandlung von Wärme von -50° in solche von 15° vor uns; es bedarf aber dazu einer besonderen Vorrichtung, der Kältemaschine.

Solche Überlegungen bewogen Clausius (1822—1888), die hier in Betracht kommenden Energieverwandlungen in zwei Klassen einzuteilen:

Zwei Klassen
von Energie-
verwandlungen.

I. Positive Energieverwandlungen:

- a) Verwandlung von Arbeit in Wärme.
- b) Verwandlung von Wärme höherer Temperatur in Wärme tieferer Temperatur.

II. Negative Energieverwandlungen:

- a) Verwandlung von Wärme in Arbeit.
- b) Verwandlung von Wärme tieferer Temperatur in Wärme höherer Temperatur.

Nach dem Obigen gehen die positiven Verwandlungen in der Natur beständig von selbst vor sich, während die negativen allem Anscheine nach nur durch besondere Vorrichtungen veranlaßt werden können. Da alle physikalischen und chemischen Vorgänge von Energieverwandlungen begleitet sind, scheint bei jedem Vorgange ein bestimmter Sinn, eine bestimmte Richtung vor der entgegengesetzten den Vorzug zu haben.

Diese Überlegungen legen uns die Frage nahe, ob es in der Natur Vorgänge gibt, welche, ohne daß die äußeren Umstände verändert würden, sowohl im einen, als auch im anderen Sinne vor sich gehen können. Einen solchen Vorgang könnte man „umkehrbar“, „reversibel“ nennen. Rein mechanische Vorgänge, d. h. Vorgänge, bei denen ausschließlich mechanische Energie ins Spiel kommt, sind reversibel: Wird ein fallender Körper plötzlich aufgehalten, und ihm eine Geschwindigkeit erteilt, welche jener, welche er gerade hatte, gleich, aber entgegengesetzt ist, so erreicht er genau wieder das Niveau, aus dem er fallen gelassen wurde, und zwar in einer Zeit, welche der früheren Fallzeit ebenfalls genau gleich ist. Der Körper macht dabei alle Zustände, in denen er sich früher befunden hatte, in entgegengesetzter Reihenfolge durch. Würden alle Planeten in einem bestimmten Augenblicke gestoppt, und ihnen eine Geschwindigkeit erteilt, welche der früheren gleich und entgegengesetzt ist, so würde das Planetensystem alle früheren Konfigurationen in umgekehrter Zeitfolge durchlaufen.

Reversible
und irreversible
Vorgänge.

Ein reversibler Prozeß kann auch dadurch charakterisiert werden, daß er vollständig rückgängig gemacht werden kann. Ein Vorgang ist „vollständig rückgängig“ gemacht, wenn nicht nur die an demselben unmittelbar beteiligten Körper, sondern auch alle anderen Körper denselben Zustand haben,

wie zuvor. Jeder Vorgang kann schlechtweg rückgängig gemacht werden; wenn aber dabei an anderen Körpern, die am ursprünglichen Prozeß nicht beteiligt waren, Veränderungen zurückgeblieben sind, kann man nur von einem unvollständigen Rückgängigwerden sprechen.

Rein
mechanische
Vorgänge sind
reversibel.

Rein mechanische Vorgänge sind also reversibel; wir müssen uns aber sofort klarmachen, daß ein rein mechanischer Vorgang nur als Abstraktion Bedeutung hat. Die Gesetze der Mechanik, auf die wir uns eben gestützt haben, das Fallgesetz, die Keplerschen Gesetze gelten nur, wenn die Bewegung keinen Widerstand erfährt. Reibung, Luftwiderstand sind aber immer vorhanden; stets verwandelt sich ein Teil der mechanischen Energie in Wärme. Eine Verwandlung von lebendiger Kraft in Wärme infolge der Reibung ist aber offenbar irreversibel. Es kann nicht geschehen, daß der infolge der Reibung zur Ruhe gekommene Billardball auf Kosten der Wärme des Billardbrettes wieder in Bewegung kommt.

Alle
tatsächlichen
Vorgänge sind
irreversibel.

Es gibt also keinen wirklich reversiblen mechanischen Vorgang. Doch steht es in unserer Macht, die Reibung und die sonstigen Bewegungswiderstände immer mehr zu reduzieren und damit den Vorgang immer mehr dem widerstandslosen, dem reversiblen Vorgang zu nähern. Und zwar hat, wie wir später sehen werden, das reversible Geschehen als idealer Grenzfall, den wir zwar nicht erreichen, dem wir uns aber beliebig nähern können, für den Entropiesatz die größte Bedeutung.

Reversibel
und irreversibel
Ausdehnung.

Es ist in Hinblick auf das Folgende noch von Wichtigkeit, zu untersuchen, ob die Ausdehnung eines Körpers unter Überwindung des äußeren Druckes reversibel ist oder nicht. Denken wir uns etwa (wie oben S. 665) ein Gas, das sich in einem durch einen beweglichen Kolben verschlossenen Zylinder befindet. Je nachdem der Gasdruck kleiner oder größer ist, als der von oben auf dem Kolben lastende äußere Druck, bewegt sich der Kolben nach abwärts oder nach aufwärts; die Bewegung kann also nur in einem Sinne geschehen. Es bedarf einer äußeren Einwirkung, einer Verminderung bzw. einer Vermehrung des von außen auf dem Kolben lastenden Druckes, um die Bewegung des Kolbens im entgegengesetzten Sinne vor sich gehen zu lassen. Der von uns betrachtete Vorgang ist also irreversibel; doch können wir uns auch hier beliebig der Reversibilität nähern, ohne daß es allerdings möglich wäre, sie zu erreichen. Wird nämlich der äußere Druck so reguliert, daß er stets nur ganz wenig vom Gasdruck verschieden ist, so bedarf es nur einer ganz kleinen äußeren Einwirkung, einer ganz kleinen Änderung des äußeren Druckes, um den Vorgang in einen oder im anderen Sinne verlaufen zu lassen. Je geringer die Differenz zwischen dem äußeren Drucke und dem Drucke des Gases ist, desto mehr nähert sich der Prozeß der Reversibilität, desto langsamer geht er allerdings auch vor sich. (Bei vollkommener Gleichheit der beiden Drucke bleibt natürlich der Kolben in Ruhe.) Als Grenzfall hat auch hier der reversible Vorgang, die reversible, unendlich langsame Expansion bzw. Kompression Bedeutung.

Wir wollen noch folgendes konstatieren: Wenn sich ein Körper unter Überwindung eines äußeren Druckes um einen bestimmten Bruchteil seines Volu-

mens ausdehnt, so ist die dabei geleistete Arbeit am größten, wenn die Expansion reversibel erfolgt. Denken wir uns wieder den äußeren Druck durch ein auf einem Kolben lastendes Gewicht dargestellt. Je größer dieses bei der Expansion gehobene Gewicht, je größer der überwundene äußere Druck ist, desto größer ist die geleistete Arbeit. Nun muß der äußere Druck natürlich kleiner sein als der Gasdruck, damit die Expansion überhaupt eintritt; je geringer aber die Differenz dieser beiden Drucke ist, desto größer ist die geleistete Arbeit. Der Grenzwert, die maximale Arbeit, wird erreicht, wenn der äußere Druck nur unmerklich kleiner ist als der Gasdruck, wenn die Expansion reversibel vor sich geht.

Die bei einer Expansion geleistete Arbeit ist am größten, wenn die Expansion reversibel ist.

Wir erkennen ferner leicht, daß auch der Vorgang der Wärmeübertragung durch Leitung oder Strahlung irreversibel ist; die Wärme geht stets vom heißeren Körper auf den kühleren über, das Umgekehrte findet nicht statt. Wenn aber die Temperaturdifferenz zwischen den beiden in Wärmeaustausch stehenden Körpern sehr gering ist, bedarf es wieder bloß einer sehr geringen äußeren Einwirkung, einer sehr kleinen Temperaturänderung eines der beiden Körper, um den Wärmetransport in entgegengesetztem Sinne zu veranlassen; wir nähern uns damit wieder dem reversiblen, auch hier unendlich langsam verlaufenden Prozesse.

Reversibler und irreversibler Wärmetransport.

Nach diesen Auseinandersetzungen sind wir imstande, den zweiten Hauptsatz nach der Formulierung von Clausius auszusprechen: „Wärme kann nicht von selbst aus einem kälteren in einen wärmeren Körper übergehen.“ Dieser Satz ist so zu verstehen: Wenn Wärme aus einem kälteren in einen wärmeren Körper übergeht, wenn also eine Verwandlung von Wärme tieferer Temperatur in solche von höherer Temperatur stattfindet, so muß diese (negative) Verwandlung von entsprechenden positiven Verwandlungen begleitet, von den letzteren „kompensiert“ sein. Ein Vorgang, der nichts anderes bewirken würde, als daß ein kalter Körper noch weiter abgekühlt, ein wärmerer noch weiter erwärmt wird, ist unmöglich. Die andere, gleichfalls von Clausius herrührende Formulierung des Theorems ist deutlicher: „Ein Wärmeübergang aus einem kälteren in einen wärmeren Körper kann nicht ohne Kompensation stattfinden.“

Der II. Hauptsatz. Formulierung von Clausius.

William Thomson, der nachmalige Lord Kelvin (1824—1907), ist von einem anderen Theorem ausgegangen, das jedoch, wie wir sehen werden, dieselbe Bedeutung hat, wie der Satz von Clausius. Thomson postuliert den Satz von der Unmöglichkeit eines „Perpetuum mobile zweiter Art“. Aus dem Energiesatz folgt die Unmöglichkeit eines Perpetuum mobile schlechweg, eines „Perpetuum mobile erster Art“, wie wir jetzt sagen wollen, d. i. einer periodisch funktionierenden Maschine, die Energie aus nichts schafft. Unter einem Perpetuum mobile zweiter Art versteht man eine periodisch funktionierende Maschine, die nichts bewirkt, als Abkühlung eines Wärmereservoirs und Leistung von Arbeit. Die Existenz einer derartigen Maschine wäre mit dem Energiesatz keineswegs in Widerspruch; sie würde ja nur Energie verwandeln; die geleistete Arbeit ginge auf Kosten des Energieinhaltes des

Formulierung von Thomson.

mit der Maschine in Verbindung stehenden Wärmereservoirs. Für die Technik wäre sie ebenso wertvoll, wie ein Perpetuum mobile im engeren Sinne. Es stehen uns ja Wärmereservoirs von praktisch unerschöpflichem Inhalte zur Verfügung; eine Maschine, die Arbeit leistete und gleichzeitig etwa das Weltmeer um ein Minimum abkühlen würde, hätte praktisch dieselbe Bedeutung wie ein Perpetuum mobile erster Art.

Die Sätze
von Clausius und
von Thomson
sind mit der Er-
fahrung des täg-
lichen Lebens in
Einklang.

Die Sätze von Clausius und Thomson sind in Einklang mit dem, was, wie früher auseinandergesetzt wurde, die Beobachtung alltäglicher Erscheinungen lehrt: Während die positiven Energieverwandlungen für sich, ohne daß sonst etwas geschieht, unkompensiert, von selbst, vor sich gehen können, sind die negativen Verwandlungen wesentlich beschränkt. Eine negative Verwandlung muß also, wenn es sich um einen periodisch wiederholbaren Vorgang handelt, stets von einer positiven begleitet sein. Es hat dies gewiß die Entdeckung des Energiesatzes erschwert. Wäre die Verwandlung von Wärme in Arbeit ebenso einfach zu veranlassen, wie etwa die Erzeugung von Wärme durch Reibung, so hätte man viel leichter die Äquivalenz dieser beiden Energiearten erkannt.

Kombination
von Energie-
verwandlungen.

Die hier in Betracht kommenden Kombinationen sind die folgenden:

1. Eine Verwandlung von Wärme in Arbeit, begleitet von einer Verwandlung von Wärme höherer Temperatur in solche von tieferer Temperatur (Dampfmaschine).
2. Eine Verwandlung von Wärme tieferer Temperatur in solche von höherer Temperatur, begleitet von einer Verwandlung von Arbeit in Wärme (Kältemaschine).

Soll demnach in einer periodisch funktionierenden Maschine Wärme in Arbeit verwandelt werden, so müssen mindestens zwei Wärmereservoirs verschiedener Temperatur ins Spiel kommen; die Verwandlung von Wärme in Arbeit ist dann (entsprechend Fall 1) von einem Wärmeübergang vom höher temperierten Reservoir zum tiefer temperierten begleitet.

Die Sätze von
Clausius und von
Thomson sind
gleichbedeutend.

Wir können uns nun leicht davon überzeugen, daß aus dem Satz von Thomson jener von Clausius folgt. Wäre das Theorem von Clausius unrichtig, so könnte ein Teil des Wärmeinhalts eines einzigen, ursprünglich vorgegebenen Reservoirs ohne Kompensation auf höhere Temperatur gebracht werden. Man hätte dann zwei Reservoirs verschiedener Temperatur zur Verfügung, und zwar hätte das neu hinzugekommene die höhere Temperatur. Wir können nun einen Teil des Wärmeinhaltes des letztgenannten Reservoirs in Arbeit verwandeln, während der Rest auf das tiefer temperierte, ursprünglich allein vorhandene Reservoir übergeht, welcher letzterer Vorgang den ersteren kompensiert. Das neu hinzugekommene Reservoir ist jetzt erschöpft und braucht daher nicht mehr in Betracht gezogen zu werden. Das Resultat des ganzen Vorganges ist demnach ein Gewinn von Arbeit auf Kosten eines einzigen vorgegebenen Reservoirs. Da der betrachtete Prozeß ferner beliebig oft wiederholt werden kann, könnte er zur Darstellung eines Perpetuum mobile zweiter Art verwendet werden. Das letztere ist aber nach dem Satze von Thom-

son unmöglich; wir müssen daher bei der eben angestellten Überlegung von falschen Prämissen ausgegangen sein; d. h. der Satz von Clausius kann nicht unrichtig sein. Es folgt also der Satz von Clausius aus jenem von Thomson.

Wir können auch zeigen, daß umgekehrt aus dem Satz von Clausius jener von Thomson folgt. Wäre nämlich das Theorem von Thomson unrichtig, könnte man mit Hilfe eines Perpetuum mobile zweiter Art einem einzigen Wärmereservoir beliebig viel Wärme entziehen und dieselbe ohne Kompensation in Arbeit verwandeln, so könnte die letztere, da die Verwandlung von Arbeit in Wärme durch nichts beschränkt ist, in Wärme beliebig hoher Temperatur umgesetzt werden. Das Resultat all dieser Prozesse wäre eine unkompenzierte Verwandlung von Wärme tieferer Temperatur in solche höherer Temperatur. Da dies nach dem Theorem von Clausius nicht möglich ist, müssen wir von falschen Prämissen ausgegangen sein, d. h. der Satz von Thomson kann nicht unrichtig sein.

Der Satz von Clausius und der Satz von Thomson sind demnach äquivalent; jeder der beiden Sätze folgt aus dem anderen.

Wir wollen uns nun die Wirkungsweise einer „Wärmekraftmaschine“, einer Maschine, welche periodisch funktionierend Wärme in Arbeit verwandelt, schematisch klarzumachen suchen. Nach dem Obigen muß die Maschine mit zwei Wärmereservoirs verschiedener Temperatur in Verbindung gebracht werden können. In der Maschine selbst befindet sich die „arbeitende Substanz“ (in der Dampfmaschine das Wasser bzw. der Wasserdampf), welche während einer Periode der Maschine einen Kreisprozeß den sog. Carnot'schen Kreisprozeß durchläuft. Die arbeitende Substanz kann von den Reservoiren Wärme erhalten, oder an die letzteren abgeben, sie kann ferner durch Volumänderung unter Überwindung eines Druckes Arbeit leisten.

Wir wollen die beiden Wärmereservoirs mit R_1 und R_2 bezeichnen; die Temperatur derselben sei t_1 bzw. t_2 ; und zwar sei t_1 größer als t_2 . Während einer Periode der Maschine soll nun R_1 an die arbeitende Substanz die Wärme Q_1 abgeben. Diese Wärme kann nicht gänzlich in Arbeit verwandelt werden; nur ein Teil von Q_1 etwa q setzt sich in Arbeit um; der Rest $Q_1 - q = Q_2$, wie wir setzen wollen, geht die Form von Wärme beibehaltend auf R_2 über. Bezeichnet wieder A die Zahl $\frac{1}{427}$ kg-kal./kgm, so ist die gewonnene Arbeit W mit q durch die Gleichung $A \cdot W = q$ verknüpft. Da ferner $Q_1 - q = Q_2$ ist, können wir

$$Q_1 = Q_2 + A \cdot W \quad (2)$$

setzen, welche Gleichung der Ausdruck des ersten Hauptsatzes ist, nach welchem der gesamte Betrag der Energie unverändert bleiben muß.

Da nach Ablauf einer Periode die arbeitende Substanz wieder den Anfangszustand erreicht hat, also auch dieselbe Energie besitzt, wie zuvor, läßt sich das Resultat einer Periode im Gang der Maschine wie folgt zusammenfassen:

R_1 hat die Wärmemenge Q_1 abgegeben.

R_2 hat die Wärmemenge Q_2 aufgenommen.

Die Wärme $Q_1 - Q_2$ hat sich in Arbeit verwandelt.

Schema
einer Wärme-
kraftmaschine.

Dampfmaschine.

Ein Beispiel einer solchen Wärmekraftmaschine ist, wie bereits erwähnt, die Dampfmaschine. Die Verbrennungsgase der Kohle und das Kühlwasser des Kondensators sind die beiden Wärmereservoirs, das Wasser (in flüssigem und gasförmigem Zustand) ist die arbeitende Substanz. Die Verbrennungsgase der Kohle R_1 geben an das Wasser im Kessel die Wärme Q_1 ab; infolge dieser Wärmezufuhr verwandelt sich das Wasser in Dampf, strömt in den Zylinder und bewegt unter Arbeitsleistung den Kolben, worauf der in den Kondensator gelangte Dampf an das Kühlwasser so viel Wärme (Q_2) abgibt, daß er wieder flüssig wird. Ist das nunmehr wieder flüssig gewordene Wasser durch die Speisepumpe in den Kessel zurückgebracht, so ist eine Periode der Maschine zu Ende. Das Wasser hat dabei einen Kreisprozeß durchlaufen; es befindet sich zum Schluß im selben Zustande, wie zu Beginn. Das Resultat einer solchen Periode ist also folgendes: Die Verbrennungsgase haben die Wärmemenge Q_1 abgegeben, welche sich zum Teil in Arbeit (W) verwandelt hat, zum Teil aber (Q_2) auf das Kühlwasser des Kondensators übergegangen ist.

Reversible
und irreversible
Arbeitsweise der
Wärmekraftmaschine.

Wir wollen uns nun die Frage vorlegen, ob eine Wärmemaschine, wie wir sie gerade betrachtet haben, reversibel arbeitet oder nicht. Die Temperatur der Verbrennungsgase der Kohle ist etwa 2000° , die des Wassers im Kessel liegt zwischen 100° und 200° ; daher ist der Wärmeübergang von der Feuerung zum Kesselwasser, und damit der ganze in der Wärmekraftmaschine stattfindende Prozeß irreversibel. Würde man jedoch statt der Verbrennungsgase der Kohle einen Heizkörper verwenden, dessen Temperatur nur sehr wenig höher ist als die des Wassers, würde ferner der auf den Kolben wirkende äußere Druck so geregelt, daß die Arbeitsweise des Zylinders nahe reversibel ist, so würde auch der ganze Vorgang in unserer Maschine der Reversibilität beliebig nahe gebracht werden können, wobei allerdings der Gang der Maschine immer langsamer würde.

Nutzeffekt
der Wärmekraftmaschine.

Es ist nun offenbar von der größten Wichtigkeit zu erfahren, wie sich die (z. B. von den Verbrennungsgasen abgegebene) Wärmemenge Q_1 in die beiden Teile Q_2 und $A \cdot W$ entsprechend Gleichung (2) aufteilt. Je größer W , die gewonnene Arbeit ist, je geringer damit Q_2 , die nutzlos an R_2 (z. B. an das Kühlwasser) abgegebene Wärme ist, desto größer ist der „Nutzeffekt“, desto ökonomischer arbeitet die Maschine. Wir erkennen leicht, daß der kleinstmögliche Wert von W gleich Null ist; denn dann wäre $Q_1 = Q_2$, und der ganze Vorgang bestünde in einem Wärmetransport von R_1 auf R_2 , d. i. von höherer Temperatur auf tiefere, einem Prozeß, der ja unkompensiert, von keiner anderen Energieverwandlung begleitet, vor sich gehen kann. Andererseits muß aber der größtmögliche Wert von $A \cdot W$ kleiner sein als Q_1 ; wäre nämlich $A \cdot W = Q_1$, so müßte $Q_2 = 0$ sein, d. h. das zweite Reservoir R_2 käme gar nicht ins Spiel, und unsere Maschine würde ein Perpetuum mobile zweiter Art darstellen, was ja nach Thomson ausgeschlossen ist. Der größtmögliche Wert von $A \cdot W$, welcher der am meisten ökonomischen Arbeitsweise der Maschine entspricht, muß also zwischen 0 und Q_1 liegen.

Wir können uns nun überzeugen, daß diese letztgenannte günstigste Ar-

beitsweise die reversible ist. Wir wissen bereits, daß die vom Kolben geleistete Arbeit am größten ist, wenn die Volumänderung des im Zylinder befindlichen Wasserdampfes reversibel vor sich geht. Ferner kann auch die andere mögliche Ursache der Irreversibilität, ein großer Temperaturunterschied zwischen den Verbrennungsgasen und dem Kesselwasser nur ungünstig sein. Es ist ja der Temperaturunterschied der beiden Wärmereservoirs die notwendige Vorbedingung für die Arbeit der Maschine; diese Temperaturdifferenz muß daher möglichst ausgenützt werden. Der Temperaturunterschied zwischen Wärmereservoir und arbeitender Substanz wird aber gar nicht ausgenützt; je kleiner er ist, desto zweckdienlicher ist die Maschine eingerichtet.

Die reversibel arbeitende Maschine hat den größten Nutzeffekt.

Wir sind leider nicht imstande, die Berechnung des größtmöglichen Wertes von W hier genau wiederzugeben. Wir müssen uns damit begnügen, anzuführen, daß die zuerst von Clausius durchgeführte Analyse für diesen größten, der reversiblen Arbeitsweise entsprechenden Wert den Ausdruck:

Formel für den maximalen Nutzeffekt.

$$A \cdot W = Q_1 \cdot \frac{t_1 - t_2}{t_1 + 273} \quad (3)$$

ergeben hat.

Dieser Ausdruck lehrt, daß W nur von der Temperatur der beiden Wärmereservoirs abhängig ist; es kommt gar nicht auf die Beschaffenheit der Maschine an. Ob letztere eine Dampfmaschine, ein Heißluftmotor oder dergleichen ist, wenn sie nur reversibel arbeitet, sie liefert stets dasselbe Quantum Arbeit.

Der Bruch

$$\frac{t_1 - t_2}{t_1 + 273}$$

ist stets kleiner als 1, wenn t_2 größer als -273° ist. Wenn dagegen $t_2 = -273^\circ$ ist, so ist der Wert des Bruches 1, und es wird $A \cdot W = Q_1$, d. h. die gesamte von R_1 abgegebene Wärme verwandelt sich in Arbeit. Verschiedene Erwägungen haben zu der Ansicht geführt, daß -273° die tiefste Temperatur ist, welche überhaupt möglich ist. Man nennt daher -273° den „absoluten Nullpunkt der Temperatur“, und die von -273° gerechnete Temperatur in Celsiusgraden die „absolute Temperatur“; d. h. man setzt $T = t + 273$. Diese Definition ist ungenau; sie wird weiter unten (S. 688) richtig gestellt werden. Dann nimmt Gleichung (3) die Form

$$A \cdot W = Q_1 \cdot \frac{T_1 - T_2}{T_1}$$

an. Setzt man ferner diesen Wert von $A \cdot W$ in Gleichung (2) ein, so erhält man:

$$-\frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} = 0; \quad \frac{Q_1}{T_1} = \frac{Q_2}{T_2} \quad (4)$$

Diese Gleichungen gelten, wie gesagt, nur für den Fall, daß die Maschine reversibel arbeitet. Wenn das nicht der Fall ist, so ist die gewonnene Arbeit kleiner; es ist dann:

Nutzeffekt bei irreversibler Arbeitsweise.

$$A \cdot W < Q_1 \frac{T_1 - T_2}{T_1}$$

woraus

$$-\frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} > 0; \quad \frac{Q_1}{T_1} < \frac{Q_2}{T_2}$$

folgt. Wir können allgemein

$$-\frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} \geq 0$$

setzen, in welcher Gleichung das obere Zeichen für reversible, das untere für irreversible Arbeitsweise der Maschine gilt.

Nutzbare
Energie.

Wir entnehmen all diesen Erwägungen, daß auch die vollkommenste, reversibel arbeitende Maschine, da kein Wärmereservoir von der Temperatur -273° zur Verfügung steht, nicht die gesamte einem Reservoir entzogene Wärme in Arbeit verwandeln kann. Wir haben weiter oben aus der Beobachtung alltäglicher Erscheinungen geschlossen, daß die Verwandlung von Wärme in Arbeit schwerer vor sich geht, als die umgekehrte Verwandlung von Arbeit in Wärme. Diese Beschränkung der Verwandelbarkeit der Wärme bleibt also auch bestehen, wenn wir uns nicht mit Vorgängen des gewöhnlichen Lebens begnügen, sondern wenn uns die denkbar beste, die reversibel arbeitende Maschine zur Verfügung steht.

Die Arbeit, die mechanische Energie, ist offenbar für uns wertvoller als Wärme; denn die erstere ist unbeschränkt in die Energieform überzuführen, welche gerade gebraucht wird, während dies von der Wärme nicht gilt. Man bezeichnet daher oft die Arbeit geradezu als die nutzbare Energie.

Entwertung
der Energie.

Vergegenwärtigen wir uns die Definition der positiven und der negativen Energieverwandlungen, so sehen wir, daß die ersteren mit einer „Entwertung“ der Energie verbunden sind. Daß dies von der (positiven) Verwandlung von Wärme in Arbeit gilt, ist ohne weiteres klar. Aber auch die Verwandlung von Wärme höherer Temperatur in Wärme tieferer Temperatur und der damit verbundene Temperatúrausgleich hat eine derartige Entwertung der Energie zur Folge. Die Verwandlung von Wärme in nutzbare, mechanische Energie ist ja, wie wir eben ausführlich auseinandergesetzt haben, wesentlich an Temperaturdifferenzen gebunden; einem einzigen Wärmereservoir von gleichförmiger Temperatur kann keine nutzbare Energie entnommen werden. Ein Temperatúrausgleich, das Verschwinden von Temperaturdifferenzen ist daher ungünstig.

Wir haben anderseits erkannt, daß die positiven Verwandlungen in der Natur beständig, unbeschränkt vor sich gehen; die physikalischen und chemischen Vorgänge im Universum haben demnach eine ununterbrochene Entwertung der Energie zur Folge. Es besteht die Tendenz, alle mechanische Energie in Wärme zu verwandeln und alle Temperaturdifferenzen auszugleichen.

Tendenz
gegen einen
Endzustand.

Ein nach außen abgeschlossenes, endliches System strebt daher einem bestimmten Zustande, einem Endzustande zu, der dadurch charakterisiert ist, daß alle Körper des Systems dieselbe Temperatur haben, und daß die ganze Bewegungsenergie in Wärme verwandelt ist, also alle Körper in Ruhe sind. Ist dieser Endzustand erreicht, so kann auch nicht der kleinste Teil der Energie des Systems in Arbeit verwandelt, nutzbar gemacht werden. Obwohl die Energie des Systems ihrem Betrage nach unverändert geblieben ist, ist sie doch gänz-

lich entwertet. Ein nach außen abgeschlossenes, relativ kleines System von Körpern, etwa eine in einem wärmeundurchlässigen Gefäße eingeschlossene Flüssigkeit erreicht diesen Endzustand in kurzer Zeit: Wenn auch anfangs die Flüssigkeit in Bewegung und in ihren verschiedenen Teilen auf verschiedener Temperatur war, so kommt sie doch bald zur Ruhe und nimmt eine in allen Teilen gleichförmige Temperatur an. Könnte man das Universum als ein endliches, abgeschlossenes System ansehen, so müßte man auch der ganzen Welt einen derartigen, allerdings in weiter Ferne liegenden Endzustand prophezeien.

Der mathematische Ausdruck dieser Erkenntnis ist der Entropiesatz, Die Entropie, dessen Bedeutung wir im folgenden noch kurz skizzieren wollen. Die Entropie S eines Körpers ist eine Funktion des Zustandes, d. h. eine nur von den momentanen Werten des Druckes, der Temperatur und ev. der anderen Zustandsvariablen abhängige Größe, deren Änderung bei reversibler Zustandsänderung (aber nur dann) gleich der zugeführten Wärme, dividiert durch die absolute Temperatur, ist. Man vergleiche diese Definition mit jener der Energie: Energie ist eine Funktion des Zustandes, deren Änderung der zugeführten Wärme, Arbeit usw. gleich ist.

Es soll also

$$S_2 - S_1 = \frac{Q}{T} \quad (5)$$

Entropie-
änderung
bei reversiblen
Prozessen.

sein, wobei S_1 und S_2 sich auf zwei Zustände 1 und 2 beziehen, deren letzterer unter Zufuhr der Wärme Q aus dem ersteren reversibel hervorgegangen ist. Die absolute Temperatur hat während des Vorgangs den konstanten Wert T . Falls sich die letztere während der Zustandsänderung verändert hat, was ja im allgemeinen der Fall ist, setzen wir:

$$S_2 - S_1 = \sum \frac{Q}{T}, \quad (6)$$

wobei die rechte Seite dieser Gleichung die Summe aller zugeführten Wärmemengen, jede durch den jeweiligen Wert der Temperatur dividiert bedeutet. (Eine andere Definition der Entropie ist in den Artikeln 5 und 12 gegeben.)

Unter der Entropie eines Systems von Körpern versteht man die Summe der Entropien der Bestandteile des Systems. (Die obige Definition setzt voraus, daß man von einer bestimmten Temperatur des betrachteten Körpers reden kann, daß also der Körper in allen Teilen dieselbe Temperatur hat. Ist das nicht der Fall, so denken wir uns den Körper in Teile geteilt, welche so klein sind, daß man jedem derselben eine bestimmte Temperatur zuschreiben kann, und setzt wieder die Entropie des ganzen Körpers gleich der Summe der Entropien seiner Teile.)

Die Entropie eines Körpers ist nach ihrer Definition eine Funktion des Zustandes und durch diesen allein gegeben; es ist ganz irrelevant, auf welche Weise, „auf welchem Wege“ der betrachtete Körper in den momentanen Zustand gelangt ist; ob er den letzteren durch eine Reihe von reversiblen oder irreversiblen Zustandsänderungen erreicht hat, ist für den Wert der Entropie belanglos. Es ist demnach auch für die Differenz der Entropiewerte zweier aufeinander folgenden Zustände irrelevant, ob der betrachtete Körper durch re-

versible oder irreversible Prozesse aus dem ersten Zustand in den zweiten gelangt ist. Die Gleichung:

$$S_2 - S_1 = \sum \frac{Q}{T} \quad (6)$$

gilt aber nur für den reversiblen Übergang aus dem Zustand 1 in den Zustand 2, d. h. die Entropiedifferenz zweier Zustände kann nur bei einem reversiblen Übergang durch Q/T gemessen werden. Damit also die Entropiedifferenz zweier Zustände gemessen werden kann, muß wenigstens die Möglichkeit eines reversiblen Überganges vom einen Zustande zum anderen vorausgesetzt werden.

Entropie-
änderung
bei irreversiblen
Prozessen.

Im Gegensatz zur Gleichung (6) gilt für irreversible Vorgänge die Beziehung:

$$S_2 - S_1 > \sum \frac{Q}{T}. \quad (7)$$

Auf den Beweis dieser Relation gehen wir hier nicht näher ein, erwähnen jedoch, daß ihm wieder die Voraussetzung zugrunde liegt, daß außer dem in Betracht gezogenen irreversiblen Übergang von 1 nach 2 auch ein reversibler Prozeß existiert, der diese beiden Zustände ineinander überführt. Diese Voraussetzung läßt sich nicht allgemein beweisen, doch ist es gelungen, den meisten in der Natur stattfindenden Zustandsänderungen einen reversiblen Prozeß zuzuordnen. Der letztere ist natürlich niemals streng realisierbar, er bleibt stets ein „Gedankenexperiment“. Eben dieses Gedankenexperiment, der zur Berechnung der Entropie, oder vielmehr der Entropiedifferenz dienende reversible Prozeß charakterisiert die Methode der Thermodynamik gegenüber jener der anderen Kapitel der theoretischen Physik. Die Auffindung eines solchen, wenigstens prinzipiell reversiblen Prozesses, bietet freilich oft die größte Schwierigkeit.

Kombinieren wir die Beziehungen (6) und (7), so erhalten wir

$$S_2 - S_1 \geq \sum \frac{Q}{T},$$

worin das obere Zeichen für reversible, das untere für irreversible Prozesse gilt.

Wenden wir diese Gleichung auf ein abgeschlossenes System an, das weder von außen Wärme erhält, noch solche nach außen abgibt, so sind sämtliche Größen Q gleich Null zu setzen, und wir erhalten:

$$S_2 - S_1 \geq 0$$

Der
Entropiesatz.

d. h. die Entropie eines nach außen abgeschlossenen Systems kann nur zunehmen; im Grenzfall der reversiblen Zustandsänderung bleibt die Entropie ungeändert.

Dieses grundlegende Theorem, der Entropiesatz, ist der mathematische Ausdruck der Tatsache, daß in der Natur alle Energieverwandlungen mit Vorliebe in einem bestimmten Sinne vor sich gehen, daß ein abgeschlossenes System die Tendenz hat, sich einem Endzustande zu nähern. Die Annäherung an diesen Endzustand ist von Entropiezunahme begleitet; ist der Endzustand, das definitive Gleichgewicht erreicht, so hat die Entropie ihren größtmöglichen Wert, den Maximalwert.

Umgekehrt kann das Kriterium des definitiven, stabilen Gleichgewichtes darin gesehen werden, daß die Entropie des abgeschlossenen Systems den größten, mit dem als gegeben anzusehenden Betrag der Energie verträglichen Wert besitzt. Die Auffindung des Gleichgewichtes ist daher mit der Auffindung des Zustandes größter Entropie identisch. Diese Methode ist hauptsächlich von W. Gibbs (1839—1903) mit dem größten Erfolg zur Bestimmung der Bedingungen des chemischen Gleichgewichtes verwendet worden.

Wir wollen den Satz von der Vermehrung der Entropie noch an einigen Beispielen erläutern:

1. Das betrachtete System bestehe aus zwei Wärmereservoirs, deren absolute Temperatur T_1 bzw. T_2 sei, und aus einer Wärmekraftmaschine, welche, wie oben auseinandergesetzt wurde, zwischen den beiden Wärmereservoirs läuft. Nach außen sei das System ganz abgeschlossen. Wie groß ist die Änderung der Gesamtentropie, wenn die Maschine gerade eine Periode absolviert hat? Die Entropie der arbeitenden Substanz hat nach Ablauf der Periode wieder denselben Wert wie zu Beginn; die arbeitende Substanz hat ja wieder den Anfangszustand, ihre Entropie wieder den Anfangswert erreicht. Dagegen hat die Entropie von R_2 um Q_2/T_2 zugenommen, die Entropie von R_1 um Q_1/T_1 abgenommen. (Q_2 wurde dem Reservoir R_2 zugeführt, Q_1 dem Reservoir R_1 entzogen.) Die gesamte Änderung der Entropie des Systems, d. i. aller ins Spiel kommenden Körper ist nach dem früheren größer, oder mindestens gleich:

$$\frac{Q_2}{T_2} - \frac{Q_1}{T_1}.$$

Anwendung des Entropiesatzes auf die Wärmekraftmaschine.

Dieser Ausdruck ist aber nach dem früheren gleich oder größer als Null, je nachdem der Vorgang reversibel oder irreversibel verlaufen ist; unter keiner Bedingung ist er negativ. Daher kann die Gesamtentropie unseres Systems nur zugenommen haben; bloß im Grenzfall der Reversibilität bleibt sie ungeändert.

2. Das betrachtete System bestehe aus zwei Körpern, die in Wärmeaustausch durch Leitung oder Strahlung stehen. Der eine Körper, dessen Temperatur T_1 sein möge, soll etwa die Wärmemenge Q abgeben; der andere, dessen Temperatur T_2 sei, erhält diese Wärme zugeführt. Die Entropie des ersten Körpers nimmt dann um Q/T_1 ab, während jene des zweiten Körpers um Q/T_2 zunimmt. Die Änderung der gesamten Entropie ist demnach:

$$-\frac{Q}{T_1} + \frac{Q}{T_2} = Q \left(\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1} \right).$$

Auf den irreversiblen Wärmetransport.

Damit aber die Wärme Q tatsächlich vom erstgenannten Körper auf den zweiten übergehe, muß T_1 größer sein als T_2 ; es ist also $1/T_2 - 1/T_1 > 0$. Die Änderung der gesamten Entropie ist wieder positiv.

3. Die Erzeugung von Wärme aus Arbeit, etwa durch Reibung hat auch stets eine Zunahme der Entropie zur Folge. In diesem Falle wird ja den ins Spiel kommenden Körpern Wärme ausschließlich zugeführt, es ist also Q/T positiv, woraus die Richtigkeit unserer Behauptung hervorgeht.

Auf das Entstehen der Reibungswärme.

Diese Beispiele werden genügen, dem Leser klar zu machen, daß positive Energieverwandlungen die Entropie vermehren, negative sie vermindern. Die ersteren können unkompensiert vor sich gehen; die letzteren müssen von positiven Energieverwandlungen begleitet sein, welche die durch erstere bedingte Zunahme der Entropie zum mindesten wieder wett machen.

Freie Energie.

Eine wichtige Verwertung des Entropiebegriffes ist die folgende: Beziehen wir den allgemeinen Ausdruck des ersten Hauptsatzes, wie er etwa durch Gleichung (1) Seite 671 gegeben ist, auf einen bei konstanter Temperatur verlaufenden, „isothermen“ Vorgang, so kann nach (5)

$$Q = T(S_2 - S_1)$$

gesetzt werden. Daher nimmt Gleichung (1) die Form an:

$$U_2 - U_1 = T(S_2 - S_1) + AW,$$

woraus leicht

$$AW = (U_2 - TS_2) - (U_1 - TS_1)$$

folgt. Die Größe $U - TS$, deren Bedeutung zuerst J.W. Gibbs erkannt hat, nannte H. v. Helmholtz freie Energie. Bezeichnen wir sie mit F , so ist

$$AW = F_2 - F_1,$$

d. h. bei isothermer Zustandsänderung kann die dem Körper in Form von Arbeit zugeführte Energie durch die Zunahme der freien Energie gemessen werden. (Bei adiabatischer Zustandsänderung ist es die innere Energie U , deren Änderung gleich der Arbeit ist.)

Die vom Körper bei isothermer Zustandsänderung geleistete Arbeit ist gleich der Abnahme der freien Energie.

Diese Sätze gelten natürlich, ebenso wie (5) nur für den Fall der reversiblen Zustandsänderung; verläuft der Prozeß irreversibel, so ist die geleistete Arbeit kleiner als die Abnahme der freien Energie.

Die freie Energie ist ebenso wie Energie U und Entropie S bloß Funktion des augenblicklichen Zustandes des betrachteten Körpers.

Da zahlreiche, namentlich chemische Vorgänge am leichtesten isotherm beobachtet werden können, spielt die freie Energie in der physikalischen Chemie eine wichtige Rolle.

Die
Thomsonsche
Temperatur-
skala (vgl.
Artikel 3 und 5).

Bei der Begründung und der mathematischen Formulierung des Entropiesatzes spielt die Temperatur eine fundamentale Rolle. So haben wir uns überzeugt, daß das Verhältnis der zugeführten und abgegebenen Wärmemengen bei einem Carnotschen Kreisprozeß entsprechend (4) durch die Gleichung:

$$\frac{Q_1}{Q_2} = \frac{T_1}{T_2} \quad (4)$$

gegeben ist. Unter T verstanden wir die absolute, d. h. die von -273° ab gezählte Celsiustemperatur. In dieser Definition liegt jedoch eine Ungenauigkeit, welche wir nunmehr richtig stellen wollen.

Wir machen uns vor allem klar, daß die durch die Ausdehnung des Quecksilbers festgelegte Celsiusskala eine vollkommen willkürliche Temperaturskala ist. Ebensogut wie das Quecksilber könnte ein anderer Körper die Rolle der

„thermometrischen Substanz“ spielen; er würde eine andere Temperaturskala liefern, die natürlich ebenso willkürlich wäre, wie die von Celsius. Es wäre nun von vornherein sehr unwahrscheinlich, daß eine so allgemeine und so einfache Beziehung wie Gleichung (4) gerade für die nach Celsiusgraden gemessene Temperatur gilt. Es ist das auch tatsächlich gar nicht der Fall; versteht man unter T die ab -273^0 gezählte Celsius-temperatur, so gilt Gleichung (4) nur angenähert, durchaus nicht genau. Es macht sich hier der Mangel einer rationalen Temperaturdefinition geltend, dem durch Thomsons absolute Temperaturskala abgeholfen ist. Thomson benützt eben die Gleichung (4) zur Definition der Temperatur. Die linke Seite dieser Gleichung, das Verhältnis zweier Wärmemengen ist ja durch Messung bestimmbar, prinzipiell ebenso gut wie das Verhältnis der Volumina einer bestimmten Menge Quecksilber in zwei verschiedenen Zuständen. Es ist dann klar, daß alle die eben aufgestellten Beziehungen ganz exakt gelten müssen, wenn man, wie das auch geschieht, unter T die nach der Thomsonschen Skala gemessene Temperatur, die absolute Temperatur versteht.

Wir haben bereits festgestellt, daß die Relation (4) angenähert auch dann erfüllt ist, wenn die Temperatur mit dem Quecksilberthermometer gemessen wird. Daraus geht hervor, daß die Skala des letzteren nicht allzu sehr von der absoluten verschieden sein kann. Noch besser stimmt mit derselben die am Gasthermometer abgelesene Temperatur überein. (Bei „unendlicher“ Verdünnung sind die Angaben des Gasthermometers mit der absoluten Skala identisch, vgl. Artikel 3.)

Die im vorhergehenden besprochenen Konsequenzen der beiden Wärme- sätze stellen selbstredend nur einen sehr kleinen Bruchteil dessen dar, was uns diese beiden Theoreme lehren. Es sind ja alle Vorgänge in der Natur von thermischen Erscheinungen begleitet; die thermodynamischen Hauptsätze sind daher für alle Gebiete der anorganischen Naturwissenschaft die obersten Prinzipien. Vor allem gilt dies von den stets mit „Wärmetönungen“ verbundenen chemischen Umwandlungen. Hier sind die beiden Hauptsätze die Basis einer außerordentlich bedeutungsvollen, neuen Wissenschaft, der physikalischen Chemie geworden. Ob auch die Vorgänge im lebenden Organismus den beiden Hauptsätzen gehorchen, ist, namentlich was den Entropiesatz anlangt, eine Frage, von deren Beantwortung wir heute noch sehr weit entfernt sind.

Besonderes Interesse beansprucht die Anwendung der Thermodynamik auf das Universum. Wir haben uns bereits weiter oben folgendes klar gemacht: Wenn die Welt ein endliches, abgeschlossenes System ist, so bleibt ihre Energie konstant, während ihre Entropie einem Maximum zustrebt. Ist dasselbe erreicht, so befindet sich das Universum im Zustande vollkommenen Gleichgewichtes. Alle Bewegung hat aufgehört, alle Körper haben dieselbe Temperatur. Dieser Endzustand müßte zwar nach sehr langer, aber doch endlicher Zeit eintreten. Da derselbe offenbar noch nicht erreicht ist, da die Entropie der Welt ihrem Maximalwert noch ferne ist, glaubten einige Forscher annehmen zu müssen, daß die Entropie der Welt vor sehr langer, aber doch vor endlich langer

Anwendungs-
gebiet
der beiden
Hauptsätze.

Anwendung auf
das Universum.

Zeit durch ein mit den Naturgesetzen nicht in Einklang stehendes Ereignis vermindert worden sei und knüpften daran einen Gottesbeweis, der als eine wesentliche Verbesserung des alten Beweises vom „Primus Motor“ angesehen wurde.

Derartige Spekulationen sind aber an die Voraussetzung der Endlichkeit des Universums gebunden. Nichts berechtigt uns zu dieser Annahme; weiter als die Leistungsfähigkeit unserer Fernrohre reicht unsere Kenntnis vom Weltall nicht; ob das Universum endlich oder unendlich ist, ob in allen seinen Teilen die von uns beobachteten Naturgesetze gelten oder nicht, davon wissen wir nichts.

Wert der
verschiedenen
Energieformen.

Wir sind ferner jetzt in der Lage, den Wert der uns von der Natur zur Verfügung gestellten Energiequellen besser einzuschätzen, als dies allein vom Standpunkte des Energiesatzes aus möglich war. Am wertvollsten ist die Energie in Form von Arbeit, wie sie etwa eine Wasserkraft liefert. Der Wert der Wärme ist von der Temperatur abhängig. Nur die Wärme, deren Temperatur wesentlich höher ist als die ihrer Umgebung, kann z. T. nutzbar gemacht werden. Der Wärmehalt des Weltmeeres ist praktisch wertlos; die Energie der Kohle dagegen, die in Form von Verbrennungswärme hoher Temperatur zutage tritt, ist wertvoll.

Die in einem Strahlungsfelde, wie oben (S. 675) besprochen, aufgesammelte Sonnenwärme hätte trotz der hohen Sonnentemperatur bloß die Temperatur der Körper, welche eben die Sonnenstrahlen absorbieren; dieselbe wird nicht wesentlich höher sein als die der umgebenden Körper. Die auf diesem Wege gewonnene Energie wäre also nur zum geringen Teile nutzbar zu machen; sie wäre relativ von geringem Werte. (Würde die Temperatur des die Sonnenstrahlen absorbierenden Körpers sehr hoch gehalten, so wäre die gewonnene Energie wertvoller.)

Dagegen läßt sich die Energie, welche der elektrische Strom liefert, leicht in allen Formen nutzbar machen. Es ist daher nicht zu verwundern, daß auch der Preis der elektrischen Energie ein relativ sehr hoher ist.

Literatur.

Betreffs der Entwicklung der Ansichten über das Wesen der Wärme vor der Entdeckung der beiden Hauptsätze sei auf das bekannte Werk von E. MACH „Die Prinzipien der Wärmelehre“ verwiesen. Der Leser findet dort eine äußerst anziehend geschriebene Darstellung der Arbeiten der älteren Forscher, welche — es betrifft dies allerdings nur diese Kapitel — auch dem der Physik ferner stehenden leicht verständlich ist. Auch die vorliegende Darstellung ist, was das Historische betrifft, durch die Schriften Machs beeinflusst.

Die erste Arbeit von ROBERT JULIUS MAYER „Bemerkungen über die Kräfte der unbelebten Natur“ ist in LIEBIG'S Annalen XII. 1842 erschienen. In Zusammenhang damit steht die später erschienene Schrift „Die organische Bewegung in ihrem Zusammenhang mit dem Stoffwechsel“. (Heilbronn 1845.)

Die grundlegenden Arbeiten von JOULE sind in den Proceedings of the Royal Society in London sowie in der Zeitschrift Philosophical Magazine erschienen. Später ist eine Gesamtausgabe seiner Werke herausgegeben worden.

Die Arbeiten von MAYER und jene von JOULE sind auch in dem eben zitierten Werke von MACH ausführlich besprochen.

CLAUSIUS hat seine Entdeckungen in verschiedenen Zeitschriften veröffentlicht; er hat sie dann in seinem Werke „Die mechanische Wärmetheorie“ zusammengefaßt. Desgleichen sind die Arbeiten von WILLIAM THOMSON in seinen „Mathematical and Physical Papers“ gesammelt herausgegeben. Als Vorgänger von CLAUSIUS und THOMSON ist der französische Physiker S. CARNOT (1796—1832) anzusehen. Derselbe erkannte, daß die Arbeitsleistung einer Wärmekraftmaschine an den Übergang von Wärme auf tiefere Temperatur gebunden ist. Da ihm aber der Energiesatz nicht bekannt war, konnte er zu keinem definitiven Resultate gelangen.

Außer den bereits zitierten grundlegenden Abhandlungen sollen hier noch folgende Werke angeführt werden, welche geeignet sind, ein tieferes Eindringen in das von uns behandelte Gebiet zu vermitteln: Das bereits zitierte Buch, E. MACH „Die Prinzipien der Wärmelehre“. 2. Aufl. Leipzig 1900, ferner M. PLANCK „Das Prinzip der Erhaltung der Energie“. 2. Aufl. Leipzig 1908.

Die eben genannten Werke sind wohl in erster Linie für den Fachmann geschrieben; von populären Darstellungen ist besonders zu empfehlen: H. v. HELMHOLTZ „Über die Wechselwirkung der Naturkräfte und die darauf bezüglichen neuesten Ermittlungen der Physik“. Ferner von demselben „Über die Erhaltung der Kraft“. Diese beiden Schriften finden sich in den „Vorträgen und Reden“ von HELMHOLTZ, Braunschweig 1884. L. BOLTZMANN „Der zweite Hauptsatz der mechanischen Wärmetheorie“. Populäre Schriften, Leipzig 1905.

DIE KULTUR DER GEGENWART

IHRE ENTWICKLUNG UND IHRE ZIELE

HERAUSGEGEBEN VON PROF. PAUL HINNEBERG

VERLAG VON B. G. TEUBNER IN LEIPZIG UND BERLIN

Vom naturwissenschaftlichen Teil III, Abteilung III
„Anorganische Naturwissenschaften“ erschien soeben

Band I

PHYSIK

UNTER REDAKTION VON
E. WARBURG

PRÄSIDENT DER PHYSIKALISCH-TECHNISCHEN REICHSANSTALT IN CHARLOTTENBURG

BEARBEITET VON

F. AUERBACH · F. BRAUN · E. DORN · A. EINSTEIN · J. ELSTER · F. EXNER
R. GANS · E. GEHRCKE · H. GEITEL · E. GUMLICH · F. HASENÖHRL · F. HENNING
L. HOLBORN · W. JÄGER · W. KAUFMANN · E. LECHER · H. A. LORENTZ
O. LUMMER · ST. MEYER · M. PLANCK · O. REICHENHEIM · F. RICHARZ
H. RUBENS · E. v. SCHWEIDLER · H. STARKE · W. VOIGT · E. WARBURG
E. WIECHERT · M. WIEN · W. WIEN · O. WIENER · P. ZEEMAN

Mit 106 Abbildungen im Text
[VIII u. 762 S.] Lex. 8. 1914



Geh. M. 22.—, geb. M. 24.—
in Halbfranz geb. M. 26.—

VORWORT

In dem Rundschreiben, durch welches der Unterzeichnete zur Mitarbeit an dem vorliegenden Bande der Kultur der Gegenwart einlud, wurde der Plan desselben folgendermaßen gekennzeichnet.

„Das Werk wendet sich an das ganze akademisch gebildete Publikum, erstens an die Physiker von Fach und andere Kreise von gründlicher physikalischer Bildung, zweitens an Fernerstehende, z. B. die Vertreter der Geisteswissenschaften. Es ist die Forderung zu stellen, daß das Werk beide Kategorien interessiert. Diese Forderung zu erfüllen ist zweifellos schwer, aber, wie Darstellungen von Bessel, von Helmholtz, Lord Kelvin u. a. beweisen, möglich; die Arbeit scheint dankbar in unserer Zeit, in welcher das Interesse an der Physik sowohl durch die neuen Entdeckungen wie durch technische Anwendungen weite Kreise ergriffen hat. Die Lösung der Aufgabe würde, wie mir scheint, erleichtert, wenn man, entsprechend der beabsichtigten Verknüpfung der verschiedenen Wissensgebiete, in der Experimentalphysik die Anwendungen auf die Nachbargebiete (Chemie, Astronomie, Biologie, Technik) nach Möglichkeit berücksichtigte und ferner den historischen Gesichtspunkt mehr in den Vordergrund rückte. Wenn auch in den Werken von Poggendorff, Rosenberg u. a. sehr wertvolles historisches Material niedergelegt ist, so fehlt

es doch an zusammenhängenden historischen Darstellungen einzelner Wissensgebiete von den Ausgangspunkten bis auf die Gegenwart. Solche Darstellungen könnten den Physiker und Nichtphysiker gleichmäßig interessieren.

Es braucht kaum gesagt zu werden, daß es sich um nichts weniger handelt als etwa um ein populäres Lehrbuch der Physik. Ein Lehrbuch sollte vollständig, fest in sich zusammenhängend und aus einem Guß sein, kann daher nur von einem geschrieben werden. Dagegen würde in der Kultur der Gegenwart die Physik von vielen zu bearbeiten sein und als ein Komplex einzelner Essays ohne festen Zusammenhang erscheinen, wobei auf Vollständigkeit im Sinne eines Lehrbuchs zu verzichten wäre.

Wenn es gelänge, die geeigneten Mitarbeiter zu gewinnen, so stände zu hoffen, daß man ein Dokument von bleibendem Wert erhielte, aus welchem auch spätere Generationen sich über den Stand der Physik zu unserer Zeit unterrichten könnten.“

Ob diese Hoffnung sich erfüllt hat, muß die Zukunft lehren. Jedenfalls hat sich die Voraussetzung erfüllt, an welche diese Hoffnung geknüpft wurde, wofür der Unterzeichnete denjenigen Herren, welche der Einladung zur Mitarbeit gefolgt sind, seinen besten Dank hierdurch ausspricht.

Daß 36 Artikel von 32 Autoren verfaßt, in bezug auf die Darstellung, insbesondere in bezug auf Popularität und Ausführlichkeit etwas verschieden ausfallen würden, war vorauszusehen. Dem Physiker von Fach ist vielleicht auch das ihm Bekannte, wenn es in übersichtlicher und gefälliger Form gebracht wird, willkommen. Dem Fernerstehenden werden einige Partien Schwierigkeiten bereiten, doch dürfte das Meiste jedem wissenschaftlich Gebildeten verständlich sein. Wie oben bemerkt, sah die ursprünglich dem Werk zugrunde gelegte Disposition, an welcher im Lauf der Arbeit nichts wesentliches geändert wurde, Vollständigkeit im Sinne eines Lehrbuches nicht vor. Hoffentlich ist aber Vollständigkeit erreicht in bezug auf die Darstellung der Ideen, welche die Wissenschaft der Physik in unserer Zeit bewegen.

Charlottenburg, 16. Juli 1914.

E. WARBURG.

INHALTSVERZEICHNIS

MECHANIK

- | | | |
|--|------------------|---------------|
| 1. Die Mechanik im Rahmen der allgemeinen Physik . . . | VON E. WIECHERT. | Seite
1—78 |
|--|------------------|---------------|

AKUSTIK

- | | | |
|---|------------------|--------|
| 2. Historische Entwicklung und kulturelle Beziehungen . . . | VON F. AUERBACH. | 79—100 |
|---|------------------|--------|

WÄRMELEHRE

- | | | |
|---|-----------------|---------|
| 3. Thermometrie | VON E. WARBURG. | 101—111 |
| 4. Kalorimetrie | VON L. HOLBORN. | 112—117 |
| 5. Entwicklung der Thermodynamik | VON F. HENNING. | 118—127 |
| 6. Mechanische und Thermische Eigenschaften der Materie in den drei Aggregatzuständen | VON L. HOLBORN. | 128—153 |
| 7. Umwandlungspunkte, Erscheinungen bei koexistierenden Phasen | VON L. HOLBORN. | 154—178 |

	Seite
8. Wärmeleitung	VON W. JAEGER. 179—186
9. Wärmestrahlung	VON H. RUBENS. 187—208
10. Theorie der Wärmestrahlung	VON W. WIEN. 209—222
11. Experimentelle Atomistik	VON E. DORN. 223—250
12. Theoretische Atomistik	VON A. EINSTEIN. 251—263

ELEKTRIZITÄTSLEHRE

13. Entwicklung der Elektrizitätslehre bis zum Siege der Faradayschen Anschauungen	VON F. RICHARZ. 265—296
14. Die Entdeckungen von MAXWELL und HERTZ	VON E. LECHER. 297—310
15. Die MAXWELLSche Theorie und die Elektronentheorie	311—333 VON H. A. LORENTZ.
16. Ältere und neuere Theorien des Magnetismus	VON R. GANS. 334—348
17. Die Energie degradierenden Vorgänge im elektromagnetischen Feld	349—358 VON E. GUMBLICH.
18. Die drahtlose Telegraphie	VON F. BRAUN. 359—381
19. Schwingungen gekoppelter Systeme	VON M. WIEN. 382—407
20. Das elektrische Leitungsvermögen	VON H. STARKE. 408—449
21. Die Kathodenstrahlen	VON W. KAUFMANN. 450—457
22. Die positiven Strahlen	VON E. GEHRCKE UND O. REICHENHEIM. 458—466
23. Die Röntgenstrahlen	VON W. KAUFMANN. 467—477
24. Entdeckungsgeschichte und Grundtatsachen der Radioaktivität	VON J. ELSTER UND H. GEITEL. 478—494
25. Radioaktive Strahlungen und Umwandlungen	VON ST. MEYER UND E. V. SCHWEIDLER. 495—513

LEHRE VOM LICHT

26. Entwicklung der Wellenlehre des Lichtes	VON O. WIENER. 517—574
27. Neuere Fortschritte der geometrischen Optik	VON O. LUMMER. 575—603
28. Spektralanalyse	VON F. EXNER. 604—621
29. Struktur der Spektrallinien	VON E. GEHRCKE. 622—626
30. Magnetooptik	VON P. ZEEMAN. 627—650

ALLGEMEINE GESETZE UND GESICHTSPUNKTE

31. Verhältnis der Präzisionsmessungen zu den allgemeinen Zielen der Physik	VON E. WARBURG. 651—660
32. Die Erhaltung der Energie und die Vermehrung der Entropie	VON F. HASENÖHRL. 661—691
33. Das Prinzip der kleinsten Wirkung	VON M. PLANCK. 692—702
34. Die Relativitätstheorie	VON A. EINSTEIN. 703—713
35. Phänomenologische und atomistische Betrachtungsweise	VON W. VOIGT. 714—731
36. Verhältnis der Theorien zueinander	VON M. PLANCK. 732—737

Das illustrierte Probeheft der naturwissenschaftlich-technischen Teile III und IV der „Kultur der Gegenwart“ mit zahlreichen Probetexten steht Interessenten auf Wunsch kostenfrei zur Verfügung.

NEUERE PHYSIKALISCHE LITERATUR.

- Abraham, M.**, Theorie der Elektrizität. In 2 Bd. I. Bd. Einführung in die Maxwellsche Theorie der Elektrizität. Von A. Föppl. 4. Aufl. Von M. Abraham. Mit 11 Fig. [XVIII u. 410 S.] gr. 8. 1912. In Leinw. geb. n. M. 11.—. II. Bd. Elektromagnetische Theorie der Strahlung. Von M. Abraham. 2. Aufl. Mit 6 Fig. [XI u. 404 S.] gr. 8. 1908. In Leinw. geb. n. M. 10.—.
- Auerbach, F.**, Physik in graphischen Darstellungen. 1373 Figuren auf 213 Tafeln mit erläuterndem Text. [X, 213 u. 28 S.] 4. 1912. Geh. n. M. 9.—, in Leinwand geb. n. M. 10.—.
- Brill, A.**, Das Relativitätsprinzip. Eine Einführung in die Theorie. Mit 6 Figuren. 2. Auflage. [IV u. 34 S.] gr. 8. 1914. Geh. n. M. 1.20.
- Ebert, H.**, Lehrbuch der Physik. Nach Vorlesungen der Techn. Hochschule zu München. In 2 Bänden. I. Band. Mechanik. Wärmelehre. Mit 168 Abbildungen. [XX u. 661 S.] gr. 8. 1911. In Leinwand geb. n. M. 14.—. II. Band. [Unter der Presse.]
- Einstein, A. und M. Großmann**, Entwurf einer verallgemeinerten Relativitätstheorie und einer Theorie der Gravitation. [38 S.] gr. 8. 1913. Geh. n. M. 1.20.
- Grimsehl, E.**, Lehrbuch der Physik. Zum Gebrauch beim Unterricht, bei akademischen Vorlesungen und zum Selbststudium. 3., vermehrte und verbesserte Auflage. In 2 Bänden. gr. 8. 1914. Geh. n. M. 15.—, in Leinw. geb. n. M. 16.—. I. Bd. Mechanik, Wärmelehre, Akustik und Optik. Mit 1065 Figuren und 2 farbigen Tafeln. [XX u. 966 S.] II. Bd. [Unter der Presse.]
- Kohlrausch, Fr.**, Lehrbuch der praktischen Physik. 12. Aufl. In Gemeinschaft mit H. Geiger, E. Grüneisen, L. Holborn, W. Jaeger, E. Orlich, K. Scheel, O. Schönrock herausg. von E. Warburg. Mit 389 Abbildungen. [XXXI u. 742 S.] gr. 8. 1914. In Leinwand geb. n. M. 11.—.
- Lecher, E.**, Lehrbuch der Physik für Mediziner und Biologen. Mit 499 Abbildungen. [VII u. 451 S.] gr. 8. 1912. Geh. n. M. 8.—, in Leinwand geb. n. M. 9.—.
- Lorentz, H. A.**, Abhandlungen über theoretische Physik. In 2 Bänden. Band I. Mit 40 Figuren im Text. [IV u. 489 S.] gr. 8. 1907. Geh. n. M. 16.—, in Leinwand geb. n. M. 17.—. Auch in 2 Lieferungen:
— Das Relativitätsprinzip. Drei Vorlesungen, gehalten in Teylers Stiftung zu Haarlem. Bearbeitet von W. H. Keesom. [II u. 52 S.] gr. 8. 1914. Geh. n. M. 1.40.
— A. Einstein, H. Minkowski, das Relativitätsprinzip. Mit Anmerkungen von A. Sommerfeld, einem Vorwort von O. Blumenthal sowie einem Bildnis H. Minkowski. [IV u. 89 S.] gr. 8. 1913. Geh. n. M. 3.—, in Leinwand geb. n. M. 3.60.
- Meyer, St., und E. v. Schweidler**, Radioaktivität. [Unter der Presse.]
- Planck, M.**, Das Prinzip der Erhaltung der Energie. 3. Aufl. [XVI u. 278 S.] 8. 1914. In Leinwand geb. n. M. 6.—.
- Richarz, F.**, Anfangsgründe der Maxwellschen Theorie verknüpft mit der Elektronentheorie. Mit 69 Fig. [IX u. 246 S.] gr. 8. 1909. Geh. n. M. 7.—, in Leinwand geb. n. M. 8.—.
- Starke, H.**, Experimentelle Elektrizitätslehre, verbunden mit einer Einführung in die Maxwellsche und die Elektronentheorie der Elektrizität und des Lichts. 2., auf Grund der Fortschritte der Wissenschaft umgearbeitete Auflage. Mit 334 Abbildungen. [XVI u. 662 S.] gr. 8. 1910. Geh. n. M. 12.—.
- Voigt, W.**, Magneto- und Elektrooptik. Mit 75 Figuren. [XIV u. 396 S.] gr. 8. 1908. In Leinw. geb. n. M. 14.—.
— Lehrbuch der Kristall-Physik (mit Ausschluß d. Kristalloptik). Mit 213 Fig. u. 1 Taf. [XXIV u. 964 S.] gr. 8. 1910. Geh. n. M. 30.—, in Leinw. geb. n. M. 32.—.
- Volterra, V.**, Drei Vorlesungen über neuere Fortschritte der mathematischen Physik, gehalten im September 1909 an der Clark-University. Mit Zusätzen und Ergänzungen des Verfassers. Deutsch von E. Lamla in Berlin. Mit 19 Figuren und 2 Tafeln. [IV u. 85 S.] gr. 8. 1914. Geh. n. M. 3.—.
- Vorträge über die kinetische Theorie der Materie und der Elektrizität.** Gehalten in Göttingen auf Einladung der Kommission der Wolfskehlstiftung von M. Planck, P. Debye, W. Nernst, M. v. Smoluchowski, A. Sommerfeld und H. A. Lorentz. Mit Beiträgen von H. Kamerlingh-Onnes und W. H. Keesom. Mit einem Vorwort von D. Hilbert und 7 in den Text gedruckten Figuren. [IV u. 196 S.] gr. 8. 1914. Geh. n. M. 7.—, in Leinwand geb. n. M. 8.—.
- Weber, R. und R. Gans**, Repertorium der Physik. In 2 Bänden. I, 1: Mechanik, Hydrodynamik und Akustik. [Unter der Presse.] I, 2: Wärme, Kapillarität, kinetische Gastheorie. [Unter der Presse.] II. Elektrizität, Magnetismus, Optik.
- Wien, W.**, Über Elektronen. 2. Aufl. [39 S.] gr. 8. 1909. n. M. 1.40.
— Vorlesungen über neuere Probleme der theoretischen Physik. Gehalten an der Columbia-Universität in Neuyork im April 1913. Mit 11 Figuren im Text. [IV u. 76 S.] gr. 8. 1913. Geh. n. M. 2.40.