ENERGIE UND ENTROPIE

EINE LEICHT VERSTÄNDLICHE DARSTELLUNG IHRES WESENS UND DER GRUNDLAGEN DER ENERGIEWIRTSCHAFT

VON

DIPL.-ING. W. LEHMANN

MIT 8 TEXTFIGUREN

BERLIN
VERLAG VON JULIUS SPRINGER
1921

ISBN-13: 978-3-642-90030-3 e-ISBN-13: 978-3-642-91887-2
DOI: 10.1007/978-3-642-91887-2

Vorwort.

Die Leute, welche das Perpetuum mobile erfinden wollen, sind auch heute noch nicht ausgestorben, ein Zeichen dafür, daß der Energiebegriff durchaus noch nicht bis ins Volk gedrungen ist. Die Zahl derjenigen aber, welche den Entropiebegriff nicht kennen, ist maßlos groß. Es hat dies seinen Grund in einer Unterlassungssünde der heutigen Zeit, welche hauptsächlich ihr Augenmerk auf die Forschungsfortschritte, und viel zu wenig auf die Verbreitung der Erkenntnisse richtet. Dadurch entstehen Mängel, welche besonders die Lehrer an Fachschulen empfinden, deren Lehrstoff durch den Fortschritt ständig vergrößert, schließlich nicht mehr bewältigt werden kann. Hier kann nur eine schnellere Volksbildung helfen, so daß das junge Geschlecht in eine modernere Welt geboren und mit den Grundbegriffen bereits in der frühen Jugend bekannt wird.

Frankfurt a. M., Januar 1921. **Der Verfasser.**

Inhaltsverzeichnis.

I. Die Energie.

Was ist Energie? Ist es die menschliche Eigenschaft, die wir Tatkraft nennen? Nicht diese wollen wir im folgenden betrachten, sondern das, was der Physiker Energie nennt. Es ist dies ein Etwas, welches auch jedem leblosen Körper in mehr oder minder hohem Maße innewohnt, und welches wir bei jedem Geschehen täglich und stündlich beobachten können. Das Wirken der Energie ist uns deshalb etwas so Alltägliches, daß es schon der Wirkung gewaltiger Energiemengen bedarf, um unsere Aufmerksamkeit zu erregen. Staunend sehen wir einen modernen Riesenkran Lasten von vielen Tonnen Gewicht spielend in schwindelnde Höhen heben: dazu ist Energie nötig! Die tosenden, tiefstürzenden Wassermassen des Niagarafalles verraten uns die gewaltige Energie des Stromes. Die Energie des Blitzes ist es, die im Gewittersturm die mächtigsten Bäume zersplittert, und die Energie des Windes, die sie entwurzelt. Die gleiche Windenergie dreht aber auch in friedlicher Arbeit unsere Windmühlen. Energie ist es auch, wenn uns die Glut einer allesverzehrenden Feuersbrunst ins Gesicht schlägt, wie es ebenso auch Energie ist, wenn uns die Sonne ihre warmen Strahlen sendet, ohne die es kein Wachsen und Gedeihen gibt. Energie ruht auch im Boden, in unseren kostbaren Kohlelagern. Nach ihrer Auferstehung leitet sie der Mensch in Form elektrischer Energie auf dünnen Drähten zu segensreicher Arbeit ins weite Land.

Die Energieformen.

Die mechanische Arbeit. Wenn wir einen Körper von G Kilogramm Gewicht um h Meter in die Höhe heben, so haben wir eine mechanische Arbeit A getan, deren Größe durch das Produkt: Gewicht mal Hubhöhe bestimmt ist, also:

$$A = G \cdot h \quad \ldots\ldots\ldots \quad (1)$$

Um beispielsweise 20 kg um 2 m in die Höhe zu heben, ist eine Arbeit von 20 mal 2 = 40 Meterkilogramm zu verrichten. Genau die gleiche Arbeit wäre zu tun, wenn 40 kg um 1 m zu heben wären, oder 10 kg um 4 m. Bei der Verrichtung einer Arbeit muß aber keineswegs immer ein vertikaler Weg zurückgelegt werden. Wenn zur Verschiebung eines schweren Tisches 5 kg Druck nötig sind, so benötigt man zu einer horizontalen Verschiebung desselben um 2 m eine mechanische Arbeit von $5 \cdot 2 = 10$ mkg. Wir verrichten aber keine Arbeit, wenn der Druck auf den Tisch keine Bewegung hervorruft, weil zu einer Arbeit nicht nur eine Kraft, sondern auch eine Bewegung gehört. Es ist auch für die Größe der verrichteten Arbeit ganz gleichgültig, ob die Hebung des Gewichtes oder die Verrückung des Tisches schnell oder ganz langsam erfolgt, weil wir unter mechanischer Arbeit eben nur das Produkt Kraft mal Weg verstehen.

Die Bewegungsenergie. Das gehobene Gewicht besitzt eine Arbeitsfähigkeit, die wir verschieden ausnutzen können. Wir können z. B. mit ihr eine Uhr tagelang im Gang halten, wir können den Körper auch frei fallen lassen, dann dient die Arbeitsfähigkeit $G \cdot h$, die wir ihm bei der Hebung erteilt haben, zur Erzeugung einer Geschwindigkeit. Die Fallgesetze lehren, daß der Körper nach dem Durchfallen der früheren Hubhöhe h, wenn er also wieder an der alten Stelle anlangt, eine Geschwindigkeit v bekommen hat, die sich aus folgender Beziehung berechnen läßt:

$$v = \sqrt{2 \cdot g \cdot h},$$

worin g die Fallbeschleunigung = 9,81 m ist. Die Hubhöhe h ergibt sich hieraus zu:

$$h = \frac{v^2}{2 \cdot g}.$$

Setzt man diesen Wert in die Arbeitsgleichung 1 ein, so ergibt sich:

$$A = G \cdot h = G \cdot \frac{v^2}{2 \cdot g} = \frac{G \cdot v^2}{g \cdot 2}.$$

Der Ausdruck $G : g$ ist für jeden Körper eine unveränderliche Größe, den man bekanntlich seine Masse m nennt. Nach Einführung dieser Bezeichnung geht die obige Arbeitsgleichung über in:

$$A = \frac{m \cdot v^2}{2} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (2)$$

Gleichung 1 und 2 stellen die Größe A auf zwei verschiedene Weisen dar, und zwar Gleichung 1 durch die mechanische Arbeit Kraft mal Weg, Gleichung 2 hingegen durch einen Ausdruck, welcher um so größer ist, je größer die Körpermasse und je größer das Quadrat der Geschwindigkeit ist. Die beiden Ausdrücke $G \cdot h$ und $m \cdot v^2 : 2$ sind nichts weiter, als verschiedene Ausdrucksformen dessen, was wir Energie nennen. Die mechanische Arbeit $G \cdot h$ hat sich während des Durchfallens der Höhe h vollständig in die Bewegungsenergie $m \cdot v^2 : 2$ umgewandelt. Jeder bewegte Körper besitzt also eine derartige Energie, die besonders bei schneller Bewegung gewaltige Werte annehmen kann, wissen wir doch z. B., daß die Bewegungsenergie einer Granate hinreicht, um eine dicke Panzerplatte zu durchbohren. Die Bewegungsenergie eines Körpers läßt sich auch leicht wieder in die Energieform der mechanischen Arbeit zurückverwandeln. Ein auf horizontaler Bahn rollender Eisenbahnwagen bleibt z. B. nicht stehen, wenn eine Steigung beginnt, sondern er wird die Steigung ein Stück weit hinauflaufen, bis seine Bewegungsenergie, die zur Hebung des Wagens auf der Steigung dient, aufgebraucht ist.

Die Spannungsenergie. Ebenso wie zur Hebung eines Gewichtes, müssen wir auch eine mechanische Arbeit verrichten, wenn wir eine Feder spannen wollen. Aus Erfahrung wissen wir jedoch, daß die Kraft, welche eine Zusammendrückung oder auch eine Dehnung der Feder hervorruft, nicht konstant, sondern um so größer ist, je stärker die Durchbiegung der Feder ist. Wenn eine Kraft P eine Durchbiegung von h Zentimeter hervorruft, so erzeugt die halbe Kraft nur die halbe Durchbiegung und anfangs ist die nötige Kraft überhaupt Null. Während der Durchbiegeweg h zurückgelegt wird, muß demnach die Kraft von Null bis P wachsen. Im Mittel hat sie also den Wert $P : 2$. Die zur Spannung der Feder aufgewendete Arbeit beträgt infolgedessen: Mittlere Kraft mal Durchbiegeweg, also:

$$A = \frac{P}{2} \cdot h \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (3)$$

Diese Spannungsenergie einer Feder läßt sich ebenfalls in die anderen Energieformen verwandeln. Wir können durch eine gespannte Feder ein Gewicht heben lassen, wir können mit ihr auch einen Körper in Bewegung setzen, also Bewegungsenergie erzeugen. Beim Stoß eines Eisenbahnwagens gegen einen Prellbock findet eine doppelte Energieverwandlung statt. In der ersten Hälfte der Stoßzeit wird die Bewegungsenergie des auftreffenden Wagens in die Spannungsenergie der Pufferfedern umgesetzt, während in der zweiten Hälfte sich die gespannten Federn im Rückstoß wieder entladen und ihre Energie dem Wagen als Bewegungsenergie zurückgeben. Das gleiche Doppelspiel können wir bei dem Stoß eines jeden elastischen Körpers beobachten.

Die Wärmeenergie. Wir wollen nun noch einmal die Hebung eines Gewichtes G betrachten. Zur Hebung um h Meter müssen wir eine mechanische Arbeit $A = G \cdot h$ verrichten. Das gehobene Gewicht besitzt eine ebenso große Arbeitsfähigkeit, die in dem fallenden Gewicht vollkommen in Bewegungsenergie umgewandelt wird. Sobald der Körper in die alte Lage herabgefallen ist, besitzt er die Bewegungsenergie $m \cdot v^2 : 2$, die gleich $G \cdot h$ ist. Was geschieht nun aber mit dieser Energie, wenn der Körper unten auf den Boden aufschlägt? Da er nachher in Ruhe ist, besitzt er keine Bewegungsenergie mehr. Da er ferner nicht mehr gehoben ist, besitzt er auch keine Arbeitsfähigkeit mehr. Dennoch ist die ihm vorher innewohnende Energie nicht verschwunden, sie hat sich in Wärmeenergie verwandelt, welche die Temperatur des Körpers und der Aufschlagstelle um ein geringes über diejenige der Umgebung erhöht. Noch deutlicher können wir den Versuch machen, wenn wir das Gewicht an einer Schnur langsam durch die Hand niedergleiten lassen. Dann spüren wir die Wärme, in welche die früher verrichtete mechanische Arbeit übergeht. Wärme ist demnach nichts weiter, als eine besondere Form der Energie.

Die mechanische Wärmetheorie. Diese Tatsache hat Veranlassung gegeben zu der Untersuchung, wie sich denn ein warmer Körper überhaupt von einem kalten unterscheidet, und man hat gefunden, daß bei den festen Körpern die kleinsten

Teilchen, die Moleküle, nicht ruhen, sondern in fortgesetzter, schneller, schwingender Bewegung begriffen sind, und daß die Geschwindigkeit dieser Bewegung im warmen Körper eine größere ist als im kalten. Es leuchtet ein, daß die Wärmeenergie eines Körpers demnach gar nichts Neues, sondern weiter nichts, als die Summe der Bewegungsenergie aller Moleküle zusammen ist. Das wesentliche Unterscheidungsmerkmal dieser Wärmeenergie von der früher betrachteten Energie eines bewegten Körpers besteht nur darin, daß die Bewegungsrichtung der Moleküle eine ungeordnete, regellose ist, während alle Teile des als Ganzes bewegten Körpers parallele Bahnen beschreiben.

Während bei den festen Körpern die Moleküle nur schwingende Bewegungen ausführen können, besteht bei den Gasen kein fester Zusammenhang zwischen denselben, und infolgedessen bewegen sich die Gasmoleküle auf gradlinigen, aber regellosen Bahnen. Bei der riesigen Anzahl der Moleküle eines Gases kann ein Gasmolekül freilich nicht lange seinen geraden Weg fortsetzen, weil es entweder gegen andere Moleküle oder gegen die Gefäßwände prallt. Bei diesen Zusammenstößen ändert sich meist die Bewegungsrichtung, ferner wird auch je nach der Stoßrichtung die Molekülgeschwindigkeit vermindert, bzw. erhöht. Ein Gefäß, welches Gas enthält, ist also von einem riesigen Schwarm regellos durcheinander schwirrender Moleküle erfüllt, deren Geschwindigkeit auch wieder von der Temperatur abhängt. Je höher diese ist, um so lebhafter werden die Moleküle. Wenn wir mit unseren Fingern eine höhere Temperatur spüren, so ist dies nichts weiter, als der heftigere Schlag der schneller bewegten Moleküle gegen die Nervenenden unserer Fingerspitzen. Da der Schlag der Moleküle aber um so größer ist, je größer ihre Bewegungsenergie $m \cdot v^2 : 2$ ist, fühlen wir also gewissermaßen die Größe der Bewegungsenergie. Bei der Abkühlung wird sich natürlich die Geschwindigkeit der Moleküle vermindern, und es entsteht die Frage: Bei welcher Temperatur bewegen sich die Moleküle überhaupt nicht mehr? Die Gasgesetze lehren, daß dies bei -273° C der Fall sein müßte, also bei einer sehr tiefen Temperatur, die bisher nie erreicht werden konnte und wohl auch nie erreicht werden wird. Bei diesem absoluten Nullpunkt ist alles Leben erloschen, alle Moleküle verharren in vollständiger Ruhe. Wenn wir eine Temperatur vom absoluten Nullpunkt aus rechnen, so sprechen wir von der absoluten Temperatur eines Körpers, die demgemäß immer um 273° größer als die gewöhnliche ist.

Die Geschwindigkeit, welche die Moleküle eines Gases besitzen, ist wegen der fortgesetzten Zusammenstöße natürlich eine wechselnde. Während aber nur wenige der Moleküle sich gerade ganz langsam und ebenso nur wenige ausnehmend schnell bewegen, wird die überwiegende Menge mit einer mittleren Geschwindigkeit fliegen, die sich der Durchschnittsgeschwindigkeit aller Moleküle nähert. Diese Durchschnittsgeschwindigkeit beträgt bei Wasserstoffgas bei der Temperatur des schmelzenden Eises 1844 m in der Sekunde und bei Sauerstoffgas 461 m in der Sekunde. Daß sich die sehr leichten Wasserstoffmoleküle bei gleicher Temperatur schneller bewegen müssen als die schwereren Sauerstoffmoleküle, ist leicht einzusehen. Denn wenn wir mit der Hand in beiden Gasen gleiche Temperatur gespürt haben, heißt dies, daß der Schlag der Wasserstoffmoleküle gegen unsere Nerven ebenso stark ist wie derjenige der Sauerstoffmoleküle. Wenn aber ein leichtes Molekül einen ebenso kräftigen Schlag wie ein schwereres ausüben soll, muß es eben entsprechend schneller fliegen. Die sehr große Geschwindigkeit der Moleküle führt natürlich um so häufiger zu Zusammenstößen, je mehr Moleküle in einem Raum vorhanden sind, je stärker also ein Gas komprimiert ist. Schon bei gewöhnlichem Luftdruck kann ein Molekül nicht einmal ein tausendstel Millimeter ohne Anstoß frei zurücklegen. Die Zahl der Zusammenstöße, die ein einziges Molekül in einer Sekunde erlebt, geht deshalb in die Millionen.

Zustandsänderungen eines Gases. Ein in einem Raum eingesperrtes Gas übt erfahrungsgemäß einen Druck gegen die Wände aus. Dieser Druck ist nichts weiter als der fortwährende Anstoß der zahllosen Gasmoleküle. Es leuchtet ein, daß der Gasdruck um so größer sein muß, je größer die absolute Temperatur des Gases ist, weil doch der höheren Temperatur eine höhere Molekülgeschwindigkeit entspricht. Um ein Gas, welches nach Abb. 1 in einem Zylinder mit beweglichen Kolben eingeschlossen ist, zusammenzudrücken, zu komprimieren, muß man mechanische Arbeit aufwenden, umgekehrt kann das Gas, wenn es sich ausdehnt (expandiert) wie eine gespannte Feder mechanische Arbeit verrichten. Bei dieser Kompression und Expansion eines Gases sind zwei Fälle zu unterscheiden: 1. die Zylinderwände sind vollkommen wärmedurchlässig, so daß sich jeder Temperaturunterschied im Inneren mit der vollständig konstanten Außentemperatur sofort ausgleicht. Es ist klar, daß dann die Temperatur des eingeschlossenen Gases bei allen möglichen Zuständen durchaus konstant bleiben muß. Eine solche Zustandsänderung nennt man eine isothermische. 2. Die Zylinderwände sind vollkommen wärmedicht. Die dann vorsichgehende Zustandsänderung des Gases nennt man adiabatisch.

Die isothermische Zustandsänderung. Wir wollen zunächst die isothermische Kompression bei wärmedurchlässigem Zylinder betrachten. Die Temperatur des eingeschlossenen Gases bleibt also die gleiche, während wir den Kolben hineinschieben und infolgedessen auch die Geschwindigkeit der Moleküle sowie ihre Schlagstärke. Sobald wir aber den Kolben so weit vorgeschoben haben, daß unser Gas nur noch den halben Raum einnimmt, liegen die Moleküle doppelt so dicht und es treffen den Kolben in der gleichen Zeit doppelt so viel Molekülstöße wie vorher.

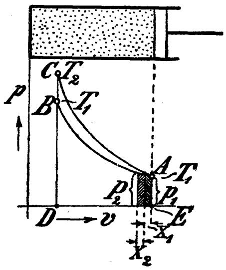

Fig. 1.

Der Druck auf den Kolben, der anfangs p_1 war, ist deshalb jetzt auf den doppelten Wert gestiegen. In gleicher Weise würde einer Volumenverringerung auf ein Viertel ein vierfacher Druck entsprechen. Trägt man sich die Drucke unter den einzelnen Kolbenstellungen vertikal auf, so erhält man nach Fig. 1 die Linie *AB*, die sogen. Isotherme. Die mechanische Arbeit, welche wir zur Verschiebung des Kolbens von *E* bis *D* aufwenden müssen, kann durch die Fläche *ABDE* dargestellt werden, denn zu der kleinen Verschiebung x_1 muß eine Arbeit $p_1 \cdot x_1$ und zur weiteren Verschiebung x_2 die Arbeit $p_2 \cdot x_2$ aufgewendet werden. Diese Arbeiten stellen sich durch die schraffierten Rechtecksstreifen dar, die in ihrer Gesamtheit die Fläche *ABDE* ergeben. Was ist nun mit dieser zugeführten

Energie geschehen? So lange der Kolben ruht, werden die auf denselben stoßenden Gasmoleküle mit der gleichen Geschwindigkeit zurückgeschleudert, mit welcher sie ankommen. Wenn wir aber den Kolben hineinbewegen, so ist die Rückstoßgeschwindigkeit der Moleküle um die Kolbengeschwindigkeit größer als die vorherige Geschwindigkeit. Die Moleküle erhalten also durch die Kolbenbewegung eine höhere Geschwindigkeit, d. h. die Temperatur steigt. Nach unserer Voraussetzung soll aber die Gastemperatur wegen der Wärmedurchlässigkeit des Zylinders nicht steigen können, so daß die ganze der Fläche *ABDE* entsprechende zugeführte mechanische Arbeit in Wärme verwandelt durch die Zylinderwand nach außen abströmt. Wenn wir dann das zusammengedrückte Gas wieder expandieren lassen, subtrahiert sich die Kolbengeschwindigkeit von der Molekülgeschwindigkeit, so daß eine Verringerung der Geschwindigkeit der Moleküle eintritt, die nur deshalb nicht zu einer allgemeinen Erniedrigung der Gastemperatur führt, weil von draußen Wärme in den Zylinder hineinströmt. Die von dem Gas verrichtete Arbeit ist ebenso groß, wie die bei der Kompression aufgewendete, also durch *BAED* dargestellt.

Die adiabatische Zustandsänderung. Bei einer adiabatischen Kompression in einem wärmedichten Zylinder wird durch die Kolbenbewegung natürlich auch die Molekülgeschwindigkeit erhöht. Ein Abströmen der erzeugten Wärme nach außen ist aber unmöglich, so daß die Gastemperatur wachsen muß. Es ist klar, daß infolge der höheren Temperatur der Druck bei der adiabatischen Kompression höher ausfallen muß, als bei der isothermischen. In Fig. 1 stellt *AC* die Adiabate dar. Die dabei aufgewendete Arbeit wird durch die Fläche *ACDE* dargestellt. Dieselbe kann nicht wie bei der isothermischen Kompression in Form von Wärme aus dem Zylinder entweichen, sondern dient zur Gaserwärmung, dessen Temperatur von der Anfangstemperatur T_1 auf T_2 wächst. Bei der adiabatischen Expansion des gespannten Gases wird die von demselben verrichtete Arbeit *CAED* dem Wärmevorrat des Gases entnommen, welches sich demgemäß von T_2 auf T_1 abkühlt.

Wenn wir uns an der Kolbenstange eine Kraft angebracht denken, die in jedem Augenblick gleich und entgegengesetzt dem Gasdruck ist, so herrscht in jeder Kolbenstellung Gleichgewicht. Wenn wir also von Verlusten absehen, ist sowohl die isothermische, als auch die adiabatische Zustandsänderung umkehrbar, und wir können die Drucklinie nach Belieben abwärts expandierend oder aufwärts komprimierend durchlaufen.

Die elektrische Energie. Wir wollen nun das früher erwähnte, gehobene Gewicht noch einmal betrachten. Zur Hebung desselben um h Meter mußten wir eine mechanische Arbeit von $G \cdot h$ mkg aufwenden. Jetzt wollen wir diese Arbeit aber nicht durch Fallenlassen in Bewegungsenergie verwandeln, sondern wir wollen uns denken, daß das schwere Gewicht auf eine der oberen Schaufeln eines Wasserrades geschoben werde und dann, das Rad drehend, langsam niedersinke. Sobald das Gewicht wieder unten angelangt ist, hat es seine Arbeitsfähigkeit verloren, und mit dieser Energie ist die mit dem Wasserrad vielleicht verbundene Mühle ein Weilchen bewegt worden. Mit dem Wasserrad könnte aber auch eine Dynamomaschine gekuppelt sein. Dann würde die mechanische Arbeit $G \cdot h$ des niedersinkenden Gewichtes auf die elektrische Maschine übertragen und in dieser in elektrische Energie verwandelt. Wir erkennen also, daß auch die Elektrizität nichts weiter ist, als eine Form der Energie. Führen wir die in der Dynamo erzeugte elektrische Energie mittels Leitungsdrähten einem Elektromotor zu, so wird die elektrische Energie in demselben wieder in mechanische Arbeit zurückverwandelt. Wir könnten den erzeugten Strom auch durch einen Heizwiderstand leiten und würden in diesem die ursprünglich aufgewendete mechanische Arbeit in Form von Wärme zurückerhalten.

Die strahlende Energie. Auch in den elektrischen Glühbirnen wird der größte Teil der zugeführten elektrischen Energie in Wärme verwandelt, aber doch nicht ganz. Ein sehr geringer Teil der Energie wird infolge der hohen Temperatur als strahlende Energie in den Raum ausgestrahlt. Diese Energiestrahlen, die in um so größerer Menge von einem Körper ausgesandt werden, je wärmer er ist, pflanzen sich bekanntlich auch durch den vollständig leeren Raum fort und sind als eine Wellenbewegung von winziger Wellenlänge festgestellt worden.

In ihrer Wirkung ist die strahlende Energie in hohem Maße von der Wellenlänge der schwingenden Strahlen abhängig. Strahlen von geringster Wellenlänge sind uns unter dem Namen der Röntgenstrahlen bekannt, die zwar dem Auge nicht sichtbar sind, aber alle Stoffe mit geringem spezifischen Gewicht leicht durchdringen. Energiestrahlen von etwa 0,0004 mm bis 0,0008 mm Wellenlänge sind die Lichtstrahlen, und zwar ist blaues Licht kurzwellig, das rote hingegen langwellig. Das weiße Licht der Sonne ist ein Gemisch aller möglichen farbigen Lichtstrahlen, wie wir sie getrennt bei dem Regenbogen bewundern, also ein Gemisch von Lichtstrahlen verschiedener Wellenlänge. Energiestrahlen von mehr als 0,0008 mm Wellenlänge wirken nicht mehr auf das Auge, wohl aber auf die Haut, weil diese strahlende Energie beim Auftreffen in Wärme übergeht. Die Energiestrahlen von mehr als 3 mm Wellenlänge bezeichnet man schließlich als elektrische Strahlen. Dieselben breiten sich jedoch nicht mehr gradlinig aus, sobald die Wellenlänge größere Werte erreicht, wie sie in der drahtlosen Telegraphie üblich sind, nämlich Wellenlängen von mehreren hundert, ja sogar einigen tausend Metern.

Die chemische Energie. Die strahlende Energie ist für uns und unsere Erde von allergrößter Bedeutung, denn nahezu alle Energie, welche die Erde empfängt, erhält sie in dieser strahlenden Form von der Sonne. Alles menschliche Leben und jedes Wachstum der Pflanzen müßte aufhören, wenn einmal die energiespendenden Strahlen der Sonne versiegen sollten. Denn deren strahlende Energie ist es, welche in dem Blattgrün der Pflanzen aus der Kohlensäure der Luft neuen Holzstoff oder Stärke und Zucker bildet. Der Holzstoff liefert uns bei der Verbrennung in unseren Feuerungen die Sonnenenergie in Form von Wärme zurück. Er enthält also die strahlende Energie der Sonne in einer neuen, gebundenen Form, die wir chemische Energie nennen. In gleicher Weise wird auch die chemische Energie der Stärke, die sich besonders reichlich in den Kartoffelknollen und in den Getreidekörnern bildet, nach der Nahrungsaufnahme im menschlichen und tierischen Körper in Wärme umgewandelt, allerdings mit dem einen Unterschied gegenüber den Feuerungen, daß auch ein Teil der Energie in den Muskeln in mechanische Energie verwandelt werden kann. Da wir in unseren Kohlelagern auch den Holzstoff verschütteter und verkohlter Urwälder erkennen, und da ferner die Energie, die wir unseren Wasserfällen entnehmen, auch der strahlenden Sonne entstammt, müssen wir diese als die alleinige Energiespenderin für unsere Erde betrachten.

Das Gesetz von der Erhaltung der Energie. Wir wissen nunmehr, daß die Energie in zahlreichen verschiedenen Formen vorkommt, und daß eine Umwandlung aus einer Form in die andere möglich ist. Die Erfahrung hat uns nun ein wichtiges Gesetz geliefert, nämlich das Gesetz von der Erhaltung der Energie, welches lehrt, daß die Menge der Energie bei jeder Umwandlung durchaus unveränderlich ist. Energie kann nie verschwinden, nie verloren gehen, und ebenso kann niemals Energie neu entstehen. Die Energie der niederstürzenden Wassermassen des Niagara ist auch, wenn keine Turbine sie entführt, nicht verschwunden, weil die Wassermassen unten um ein sehr Geringes wärmer abfließen, als sie oben zuströmten. Auch die Wärmeenergie, die wir aus der chemischen Energie der Kohle in unseren Öfen entwickeln, ist nicht verschwunden. Zunächst erhöht sie die Temperatur unseres Zimmers und verteilt sich dann allmählich über die ganze Erde, so daß wir sie in ihrer Winzigkeit nicht mehr empfinden können. Auch die gewaltige Energie, die wir zum Betriebe unserer Fabriken, zum Antrieb der Werkzeugmaschinen und zum Formen der Gebrauchsgegenstände benötigen, geht zum allergrößten Teil in Wärme über, womit sie uns zwar entschwunden, aber nicht verschwunden ist.

Bei der Umwandlung der Energie aus einer Form in die andere bleibt die Energiemenge unverändert. Eine bestimmte mechanische Arbeit muß deshalb immer dieselbe Bewegungsenergie liefern, niemals mehr und niemals weniger. Ein Gewicht, zu dessen Hebung A Meterkilogramm erforderlich waren, kann beim Fallen nur eine Bewegungsenergie von A mkg erlangen, und wenn es auf den Boden aufschlägt, entsteht eine Wärmemenge, die der Größe der Bewegungsenergie genau entspricht. Da man die Wärmeenergie leider in anderen Massen, nämlich in Wärmeeinheiten (WE) oder Kilokalorien mißt, braucht man zur Berechnung der Wärmemenge allerdings noch einen Umrechnungsfaktor. Man hat gefunden, daß

$$426 \text{ mkg} = 1 \text{ WE} \quad \ldots \ldots \quad (4)$$

ist, wobei unter 1 WE bekanntlich die Wärmemenge verstanden wird, die zur Erwärmung von 1 kg Wasser um 1° erforderlich ist. Ein Gewicht von 426 kg würde demnach bei einer Fallhöhe von einem Meter gerade so viel Wärme beim Aufschlagen liefern, daß 1 Liter Wasser davon um 1° wärmer würde. Die elektrische Energie wird in noch anderen Einheiten angegeben, und es ist

$$1 \text{ Kilowattstunde} = 860 \text{ WE} \quad \ldots \quad (5)$$

oder

$$1 \text{ mkg} = 9{,}81 \text{ Wattsekunden} \quad \ldots \quad (6)$$

Die strahlende Energie und die chemische Energie wird in Wärmeeinheiten gemessen. Die vollständige Verbrennung von 1 kg reinem Kohlenstoff liefert 8100 WE, diejenige von 1 kg Wasserstoff 34000 WE.

Das Perpetuum mobile. Aus dem Erhaltungsgesetz der Energiemengen geht hervor, daß einer Maschine niemals mehr Energie entnommen werden kann, als man ihr andererseits zuführt. Eine Dynamo, welche 1 mkg mechanische Arbeit in einer bestimmten Zeit aufnimmt, kann in der gleichen Zeit nicht mehr als 9,81 Wattsek. an elektrischer Energie abgeben. Eine Maschine, die ohne Zufuhr von Energie dennoch Energie liefert, die also Energie aus nichts erzeugt, ist ganz unmöglich. Diese Maschine, die man ein Perpetuum mobile nennt, ist lange Zeit vergeblich gesucht worden.

Der Wirkungsgrad. Die praktischen Maschinen liefern nicht nur keine neue Energie, sondern sie vollziehen die Energieumwandlung stets nicht einmal vollkommen in der von uns beabsichtigten Weise. Ein Elektromotor wird z. B. die ihm zugeführte elektrische Energie nie ganz in mechanische Arbeit verwandeln, sondern ein geringer Teil derselben geht dabei nutzlos in Wärme über. Diese unbeabsichtigt entstandene Wärme nennt man meistens den Verlust der Maschine, wobei aber zu beachten ist, daß diese Energie durchaus nicht verschwunden ist, sie teilt sich der Umgebung mit und ist deshalb nur für unsere Zwecke verloren. Nennen wir die einer Maschine zugeführte Energie A_1, die von der Maschine wieder in anderer Form abgegebene A_2, so ist A_1 stets größer als A_2 und $A_1 - A_2$ geht ohne Nutzen für uns als Wärme in die Umgebung. Das Verhältnis der abgegebenen zur zugeführten Energie nennt man den Wirkungsgrad η einer Maschine, also:

$$\eta = \frac{A_1}{A_2} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (7)$$

Es ist klar, daß man bei jeder Maschine bestrebt sein muß, den Wirkungsgrad möglichst dem Wert 1 zu nähern, der dann erreicht sein würde, wenn die zugeführte Energie gleich der abgeführten wäre.

Die Aufspeicherung der Energie. Da die Energie eines bestimmten Raumgebietes sich wohl verwandeln und von einem Ort zum anderen fortpflanzen kann, aber in ihrer Gesamtheit stets unveränderlich bleibt, muß man folgern, daß es auch Orte gibt, an denen sie sich aufhält, wenn sie sich nicht umwandelt und nicht fortpflanzt, Orte, an denen die Energie aufgespeichert ist. Die bekannteste Energieaufspeicherung besteht darin, daß man Gewichte in gehobenem Zustand hält und bei Energiebedarf ganz oder teilweise niedersinken läßt. Wir besitzen z. B. in unseren großen Talsperren riesige Energiespeicher, in welchen die überschüssige Arbeitsfähigkeit der Wassermassen der kälteren Jahreszeit aufbewahrt und bei Bedarf im Sommer freigegeben wird. Geringere Energiemengen speichert man mit Vorliebe in gespannten Federn auf, weil diese wegen ihrer geringen Trägheit die Energie rascher freigeben können, als es bei gehobenen Gewichten möglich ist. Auch Bewegungsenergie kann aufgespeichert werden. Wie stets in der Technik, kann man auch in diesem Falle die bewegten Massen keine geradlinige Bahn durchlaufen lassen, weil wir uns auf einen engen Raum beschränken müssen. Wir müssen deshalb die Bewegung sozusagen aufwickeln, also der bewegten Masse eine Kreisbahn vorschreiben. Energiespeicher dieser Art sind die Schwungräder unserer Maschinen, in denen zuweilen ganz beträchtliche Energiemengen bereitgehalten werden. Die Schwungräder schwerer Walzenstraßen enthalten z. B. oft mehr als 10 Millionen mkg Bewegungsenergie, eine Energie, die hinreichte, um das gewaltige Schwungradgewicht mehrere hundert Meter in die Höhe zu heben. Der Aufspeicherung von Bewegungsenergie ist eine Grenze gesetzt durch die Festigkeit der Schwungmassen. Bei zu großer Geschwindigkeit würden dieselben durch die Schleuderkraft zerstört werden. Man kann auch die Bewegungsenergie nicht beliebig lange aufspeichern, weil es praktisch unmöglich ist, eine Schwungmasse völlig reibungslos zu lagern. Infolgedessen wird ständig ein geringer Bruchteil der Bewegungsenergie nutzlos in Wärme verwandelt. Die elektrische Energie, die sich sonst am besten handhaben läßt, besitzt nur eine sehr geringe Aufspeichermöglichkeit. Um den stromdurchflossenen Leiter bildet sich zwar ein magnetisches Feld, welches Energie enthält, aber diese aufgespeicherte Energie ist uns eher unangenehm, weil sie beim Ausschalten eines Stromkreises entweichen muß und sich unter Feuererscheinung an den Schalterkontakten in Wärme verwandelt. Auch die elektrische Energie, welche sich in dem elektrischen Feld zwischen Leitern verschiedener Polarität aufspeichert, kann selbst dann keine großen Werte erreichen, wenn man die Pole sehr dicht und mit großer Fläche gegenüberstellt, wie dies bei den elektrischen Kondensatoren (Leydener Flaschen) der Fall ist. Auffallend für die elektrische Energie ist, daß sie ihren Sitz nicht in dem Leiter selbst, sondern in dem den Leiter umgebenden, nichtleitenden Raum hat. Nun könnte man einwenden: die elektrische Energie wird doch in den Akkumulatoren aufgespeichert! Dies trifft nicht zu, denn bei der Ladung eines Akkumulators wird die zugeführte elektrische Energie benutzt, um die Bleiplatten c h e m i s c h zu verändern. Die elektrische Energie geht also in chemische über und wird als solche aufbewahrt. Bei der Entladung des Akkumulators bildet sich dann rückwärts aus der chemischen Energie wieder elektrische. Die chemische Energie zeichnet sich vor allen Energieformen dadurch aus, daß sie sich am leichtesten aufbewahren läßt. Zehren wir doch heute noch von den Vorräten chemischer Energie, die seit tausenden von Jahren in den Kohlelagern unter der Erde schlummern. Die chemische Energie einer einzigen Kanne Benzin genügt, um einen Kraftwagen viele Kilometer weit zu treiben. Von der Aufbewahrung von Wärmeenergie machen wir zwar auch in der Technik Gebrauch, doch leidet diese Aufspeicherung auch unter dem Nachteil, daß im Laufe der Zeit einige Energie entschwindet, weil wir einen vollkommenen Wärmeisolator leider nicht besitzen.

Die Energieverluste. Wir wollen nun noch einige Vorgänge vom energetischen Standpunkt aus betrachten. Den Energievorrat unserer Kohlenschätze nutzen wir im allgemeinen in der Weise aus, daß wir deren chemische Energie in der Dampfkesselfeuerung in Wärme von hoher Temperatur umwandeln. Diese Wärme leiten wir unter Benutzung des Dampfes als Energieträger in die Dampfturbinen, in denen die Wärmeenergie in mechanische Arbeit übergeht. Es ist einleuchtend, daß der Dampf, welcher die Turbine verläßt, wesentlich kühler sein muß als der Eintrittsdampf, und zwar entsprechend der in Arbeit verwandelten Wärmemenge. Die von der Turbine entwickelte mechanische Arbeit fließt durch die Welle der gekuppelten Dynamo zu und wird in dieser in elektrische Energie umgesetzt. In der praktischen Anlage zweigen aber leider von diesem die Maschinen durchfließenden Energiestrom unbeabsichtigt Seitenzweige ab. Schon in der Kesselfeuerung wird ein nicht vernachlässigbarer Betrag von Wärmeenergie sich durch Leitung und Strahlung der Umgebung mitteilen und für unsere Zwecke verloren sein. Ein gleicher Verlust entsteht bei der Fortleitung des heißen Dampfes, und schließlich setzt sich sowohl in der Turbine als auch in der Dynamo nicht der ganze Energiestrom um, sondern ein Teil geht auch hier in Wärme über und dient nur dazu, die Temperatur der Erde um eine Spur zu erhöhen. Was geschieht nun weiter mit der doch immerhin beträchtlichen Energiemenge, die unsere elektrischen Kraftwerke liefern? Soweit sie zur Beleuchtung dient, geht sie restlos in Wärme über, und soweit sie, in Elektromotoren in mechanische Arbeit umgeformt, zum Antrieb von Werkzeugmaschinen, Mühlen u. dgl. dient, ist ihr Endzustand auch wieder Wärme mit der niedrigen Temperatur der Umgebung, und wenn wir schließlich die Energie zur Hebung der Bausteine eines Hauses verwenden, so wird auch diese Energie, wenn auch erst nach vielen Jahren, in Wärme übergehen, wenn das Haus wieder niedergerissen wird.

Jeder Mensch und jedes Tier besitzt in dem Fett und der Muskelsubstanz seines Körpers einen Energieschatz in chemischer

Form, der nach Belieben verausgabt werden kann. Wenn wir Holz spalten, so geht chemische Energie des Körpers teils in Wärme zur Heizung desselben, teils in mechanische Arbeit zur Erzeugung der Bewegungsenergie der Axt über. Nach dem Auftreffen der Axt ist aber auch diese Energie in Wärme übergegangen und teilt sich der Umgebung mit. So könnten wir noch eine Fülle weiterer Beispiele betrachten, kämen aber stets zu dem gleichen Endergebnis, daß die uns zur Verfügung stehende Energie, die chemische Energie der Kohlenschätze, die strahlende Energie der Sonne oder die Arbeitsfähigkeit unserer Wasserfälle in letzter Linie als Wärmestrom in das weite Wärmemeer der Erde mündet.

II. Die Entropie.

Der Wert der Energie. Wir wissen nun, daß eine mechanische Arbeit von 426 mkg die gleiche Energie darstellt wie eine WE, und daß 1 Kilowattstunde einer Wärme von 860 WE gleichwertig ist. Die Preise, welche für Energiemengen verschiedener Form gezahlt werden, entsprechen aber diesen Zahlen ganz und gar nicht. Nach den Preisen der Vorkriegszeit würden z. B. 1000 WE aus elektrischer Energie etwa 47 Pfg., und ebenso viel Wärme aus Kohlen nur etwa 0,2 Pfg. kosten. Aber auch die Wärmeenergie selbst wird je nach der Höhe ihrer Temperatur verschieden bewertet. 1 Liter Wasser von 100° ist uns mehr wert, als 10 Liter Wasser von 10°. Ebenso ist uns die aus einem Zentner Kohle entwickelte Wärme lieber, als die Milliarden Wärmeeinheiten, die das Weltmeer enthält. Die mechanische Energie, die im täglichen Leben selten als solche verkauft wird, wird ebenso hoch bewertet wie die elektrische. Die chemische Energie hingegen wird nur deshalb ebenso schlecht wie die Wärme bezahlt, weil wir heute noch fast stets die chemische Energie erst in Wärme umwandeln müssen, um sie verwerten zu können. Der Grund für die ungleiche Bewertung der Energieformen liegt in dem schon beschriebenen Streben jeder Energie, möglichst in Wärme überzugehen, und zwar in Wärme niedrigster Temperatur. Wir kennen keine Maschine, die nicht einen Teil der ihr zugeführten Energie nutzlos in Wärme umwandelt, und wir kennen keine Bewegung, bei der nicht unbeabsichtigterweise auch etwas Wärme entstünde, und weil wir trotz aller Mühe und trotz aller Aufwendungen doch niemals verhüten können, daß sich bei allem Geschehen ungewollt auch Wärme bildet, die sich um so mehr jeder weiteren Verwendung entzieht, je niedriger ihre Temperatur ist, sehen wir sie als eine entartete, als eine wertlosere Energie an. Die Wärme nimmt demnach unter den Energieformen eine einzigartige Ausnahmestellung ein, die nach unseren früheren Betrachtungen wohl dadurch begründet ist, daß dieselbe zwar ebenfalls eine Bewegungsenergie wie die mechanische ist, aber eine völlig ungeordnete und regellose. Außer dem Streben der Energie, in Wärme überzugehen, müssen wir aber noch ein Weiteres erkennen. Die Energie strebt auch, sich auf einen möglichst großen Raum zu verteilen. Die Anhäufung von Wärme in einem warmen Körper läßt sich z. B. nicht lange aufrecht erhalten, schon nach kurzer Zeit hat sich der Körper abgekühlt, d. h. sein Wärmeüberschuß hat sich über die ganze Umgebung zerstreut. Zusammengefaßt läßt sich also etwa sagen: In der Natur herrscht einmal das Streben, Wärme aus anderen Energieformen zu bilden, und ferner, diese Energie auf den ganzen Raum zu verteilen. Das Streben der Natur ist demnach ein alles ausgleichendes, und wenn uns die Sonne nicht ständig neue Energie lieferte, so würden wir bald ein glattes Wärmemeer ohne Temperaturunterschiede und ohne andere Energieformen auf unserer Erde haben, und dieser Zustand wäre das Ende alles Lebens und Geschehens.

Das Streben der Energie zum Bewegungszustand höchster Wahrscheinlichkeit. Wir wissen aus Erfahrung, daß zwei Sandkörnchen A und B (Fig. 2a), die in einem Abstand a nebeneinander liegen, wegen der unvermeidlichen Erschütterungen, oder aus anderen Gründen, voraussichtlich nach längerer Zeit weiter auseinander gekommen sein werden. Könnten nicht auch die Körner näher zusammen gekommen sein? Zweifellos! Und wenn wir hundertmal den gleichen Versuch machten, würden wir sicherlich auch einige Male Sandkörner beobachten, die einander näher gekommen wären. Meistens aber würden wir das Gegenteil sehen, weil dies wahrscheinlicher ist. Betrachten wir z. B. Körnchen B. Dasselbe hat bei einer Erschütterung ganz allgemein die Möglichkeit, sich nach allen Richtungen der Windrose zu verschieben. Bei einem Teil der möglichen Verschiebungen r, nämlich der in Fig. 2 ausgezogenen BC, BD bis BE, entfernen sich die Körner voneinander, während bei einer der nicht gezeichneten Verschiebungen BE, BF bis BC eine Annäherung stattfindet. Es sind also viel mehr Entfernungsmöglichkeiten als Annäherungsmöglichkeiten vorhanden, und deshalb ist ein Auseinanderrücken der Sandkörner wahrscheinlicher. Fig. 2b lehrt uns außerdem, daß mit zunehmender Entfernung der Körner die Wahrscheinlichkeit des Auseinanderkommens kleiner wird. Wenn wir uns nun neben dem Sandkorn B ein zweites B' denken, welches ebenfalls eine Verrückung erleidet, so ist die Wahrscheinlichkeit, daß sich B und B' in derselben Richtung verschieben, äußerst gering. Vielmehr ist es weitaus wahrscheinlicher, daß beide Richtungen willkürlich verschieden, also regellos sind. Zusammenfassend können wir also von derartigen Sandkörnern behaupten: Wenn Verschiebungen überhaupt möglich sind, so werden dieselben 1. regellos nach allen möglichen Richtungen erfolgen und 2. werden die Körner ihren Abstand vergrößern. Dieses Doppelstreben werden wir wohlgemerkt nur deshalb beobachten, weil es wahrscheinlich ist. Jetzt entsinnen wir uns aber, daß wir bei der Energie das gleiche Doppelstreben erkannt hatten. Auch sie ist bestrebt, 1. in regellose Bewegungsenergie, nämlich in Wärme überzugehen, und 2. trachtet sie außerdem darnach, sich möglichst weit über den Raum zu verteilen. Wir können deshalb auch wohl von der Energie sagen, daß sie diesem Zustand nur deshalb zustrebt, weil er wahrscheinlicher ist. In diesem Drang zum wahrscheinlichsten Energiezustand liegt das größte Naturgesetz, welches wir kennen, ein Gesetz, das jedem Geschehen seine Richtung weist.

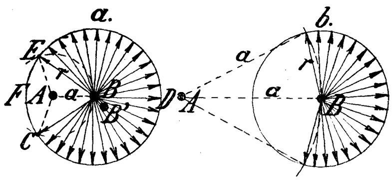

Fig. 2.

Es ist uns zuerst bei dieser Feststellung etwas unbehaglich, sind wir doch gewohnt, anzunehmen, daß jedes Geschehen nach starren, unbeugsamen Gesetzen verläuft, und nun soll das größte aller Gesetze ein Wahrscheinlichkeitsgesetz sein, bei dem Ausnahmen immerhin denkbar wären? Wir wollen zum besseren Verständnis ein Beispiel betrachten. In einem Raum A (Fig. 3a) sei ein Gas eingeschlossen, welches aber nur aus einem einzigen Gasmolekül m bestehe. Dasselbe habe der Temperatur entsprechend eine ganz bestimmte Geschwindigkeit und fliege in dem Raum A wie eine Billardkugel unaufhörlich hin und her. Wenn wir aber nun die Trennwand, welche Raum A von B scheidet, fortnehmen, so wird das Gasmolekül auch sehr schnell in den Raum B gelangen, so daß es jetzt also alle Wände beider Räume betrommelt, d. h. auf dieselben einen Druck ausübt. Aber schon nach Zurücklegung des in Fig. 3a eingezeichneten, ziemlich kurzen Weges tritt wieder das Molekül in den früheren Raum zurück, und wenn wir nun schnell die Trennwand einschieben könnten, wäre der ursprüngliche Zustand wieder hergestellt. In Fig. 3b ist die gleiche Überlegung mit zwei Gasmolekülen m_1 und m_2 gemacht. Die eingezeichneten Wege lehren, daß es jetzt sehr viel länger dauert, bis einmal der Fall eintritt, daß beide Moleküle wieder in den Raum A zurückgekehrt sind. Bei vier Molekülen nach Fig. 3c können wir aber schon recht lange auf den Augenblick warten, in dem sich alle vier gerade einmal wieder im Raume A zusammengefunden haben, weil die Wahrscheinlichkeit für diesen Fall ziemlich klein ist. Wie steht es nun aber erst, wenn wir eine wirkliche Gasmenge mit Milliarden Molekülen beobachten? Auch dann wäre der Fall denkbar, daß zu einer Zeit einmal zufällig alle Moleküle in den Raum A zurückgeflogen wären, aber dieser Zufall hat eine so außerordentlich geringe Wahrscheinlichkeit für sich, daß es vielleicht einer über alle Begriffe langen Zeit bedürfte, um ihn abzuwarten. Ein so unwahrscheinliches Geschehen dürfen wir deshalb ruhig als unmöglich bezeichnen. In der Tat hat ja auch niemals ein Mensch beobachtet, daß sich ein Gas von selbst auf einen geringeren Raum zusammengezogen hätte. Wir sehen also auch hier, daß eine durch Erfahrung festgestellte Gesetzmäßigkeit nur ein Wahrscheinlichkeitsgesetz ist.

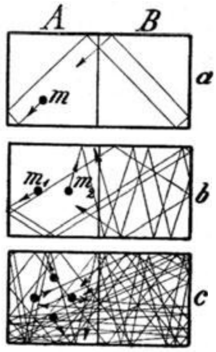

Fig. 3.

Das Perpetuum mobile 2. Art. Wir wollen nun einmal annehmen, es käme in Fig. 3 auch bei hoher Molekülzahl oft vor, daß sich alle Moleküle zufällig wieder im Raum A zusammenfänden. Dann könnte man das Gas expandieren und dabei mechanische Arbeit verrichten lassen. Hierauf müßte man warten, bis sich die Moleküle wieder in den alten Raum zurückgefunden hätten und könnte dann das gleiche Gas wiederum arbeitsverrichtend expandieren lassen usf. bis in alle Ewigkeit. Wir hätten damit also ein Perpetuum mobile, welches sich aber doch sehr wesentlich von dem früheren unterscheidet. Während das frühere Energie aus nichts erzeugen sollte, braucht dies hier nicht der Fall zu sein. Denn wenn wir das Gas z. B. isothermisch expandieren lassen, so strömt ja nach dem früher Gesagten so viel Wärme aus der Umgebung in den Zylinder hinein, wie der verrichteten mechanischen Arbeit entspricht. Die Rückführung der Moleküle in den ursprünglichen Raum soll aber nach unserer Voraussetzung von selbst, also ohne Energieaufwand vor sich gehen. Wir sehen also, daß die Bedingung der Erhaltung der Energiemengen durchaus erfüllt ist, denn unsere Maschine nimmt, wenn wir von Verlusten einmal absehen, ebenso viel Wärmeenergie aus der Umgebung auf, als sie mechanische Energie abgibt. Dieses Perpetuum mobile, welches an und für sich möglich sein könnte, ist eben nach dem früheren so außerordentlich unwahrscheinlich, daß es für unsere Begriffe doch unmöglich ist. Man nennt es ein Perpetuum mobile 2. Art. Auch auf andere Weise läßt sich noch ein solches ausdenken. Da eine nicht unbeträchtliche Anzahl Moleküle eines Gases eine höhere Geschwindigkeit als der Durchschnitt haben, wäre es denkbar, die schneller fliegenden Moleküle abzusondern. Diese abgetrennte Gasmenge hätte dann eine höhere Temperatur und ihre Wärmeenergie könnte dann in bekannter Weise ausgenutzt werden. Auch dieser Vorgang ist unendlich unwahrscheinlich.

Der Entropiesatz. Alle Wasser der Erde eilen zu Tal und streben wo immer es sei zum weiten Meer. Wohl können wir auch einmal das Wasser zwingen bergauf zu laufen, aber nur dann, wenn wir ihm, wie in dem langen Schenkel eines Saughebers gleichzeitig einen um so tieferen Fall erlauben. Jeder

Mensch und jedes Tier wird mit jedem Tage älter. Mögen sich auch viele der Körperzellen ständig erneuern, verjüngen, der Körper als Ganzes eilt dem Alter und der endlichen Auflösung zu. Ganz ähnlich strebt auch die Energie einem fernen Ziele zu, dem Zustand höchster Wahrscheinlichkeit, und sie tut dies auf zweierlei Weise, einmal durch den Übergang in die regellose Bewegungsenergie der Wärme und das andere Mal durch Verteilung über den endlosen Raum. Man könnte auch bei der Energie von einem Alterungsvorgang sprechen und von einem endlichen Tode, wenn alle Energie zu Wärme niedrigster Temperatur geworden ist. In diesem Sinne gesprochen wird also die Energie immer älter, und damit wertloser, niemals jünger. Es gibt kein Geschehen auf unserer Erde, bei welchem die wirkenden Energien den umgekehrten Weg gingen. Insbesondere unter dem Einfluß des Menschen kann wohl die Energie eines Körpers sich verjüngen, also in einen weniger wahrscheinlichen Zustand übergehen, aber nur dann, wenn die Energie eines anderen, an dem Vorgang mitbeteiligten Körpers dabei um so mehr altert, so daß der Gesamtenergiezustand dennoch ein wahrscheinlicherer wird. Könnten wir vielleicht diese Alterung der Energie eines Körpers mathematisch ausdrücken? Wir wissen doch, daß die Energiealterung um so größer ist, 1. je mehr Energie bei einem Geschehen überhaupt in die Wärmeform übergeht und 2. je mehr sich dieselbe über den Raum verteilt. Oder etwas anders ausgedrückt: 1. die Energiealterung ist um so größer, je größer die Energie q ist, die ein Körper in Form von Wärme empfängt und 2. die Energiealterung ist um so größer, je kleiner die absolute Temperatur T des Körpers ist, weil eine hohe Temperatur doch eine Anhäufung von Wärmeenergie bedeutet, und weil dieselbe doch bestrebt ist, sich bei hinreichend großem Raum derart zu zerstreuen, daß die absolute Temperatur Null erreicht würde.

Beides zusammengefaßt kann also die Energiealterung eines Körpers bei einem Geschehen durch den Ausdruck $q:T$ ausgedrückt werden. Wir wollen hinfort statt des Energiealters den allgemein üblichen Ausdruck »Entropie« gebrauchen und mit dem Buchstaben S bezeichnen. Besitzt also ein Körper die Entropie S_1, und es wird ihm bei der absoluten Temperatur T eine geringe Wärmemenge q zugeführt, so vergrößert sich seine Entropie auf den Wert S_2. Der Entropiezuwachs beträgt also:

$$S_2 - S_1 = \frac{q}{T} \quad \ldots \ldots \ldots \quad (8)$$

wobei vorausgesetzt ist, daß die Wärmemenge q so gering sei, daß durch sie keine nennenswerte Änderung der Temperatur T hervorgerufen werde. Die Berechnung der Entropieänderung eines Körpers ist sehr einfach, wenn bei der Zu- oder Abführung der Wärme die Temperatur konstant bleibt, wie dies z. B. bei der Verdampfung von Wasser bei konstantem Druck der Fall ist. Dann ist die Entropieänderung einfach gleich der gesamten zugeführten Wärme, dividiert durch die konstante, absolute Temperatur. Weniger einfach ist die Rechnung, wenn die Temperatur mit der Wärmezufuhr steigt, wie es bei jeder gewöhnlichen Erwärmung der Fall ist. Um z. B. 1 kg Wasser von 50° auf 80° zu erwärmen, müssen wir 30 WE zuführen. Anfangs ist die absolute Temperatur $273 + 50 = 323°$ und zum Schluß $273 + 80 = 353°$. Wir können uns nun die Wärmemenge von 30 WE in eine Anzahl Teile von der Größe q zerlegt denken, bilden für jeden Teil den Ausdruck $q : T$, worin T die mittlere Temperatur während der Zuführung von q ist und addieren dann alle Quotienten. In unserem Beispiel würde sich ergeben, wenn wir die 30 WE in 5 Teile von je $q = 6$ WE zerlegen:

$$S_2 - S_1 = \frac{6}{326} + \frac{6}{332} + \frac{6}{338} + \frac{6}{344} + \frac{6}{350} = 0{,}0888.$$

Eine genaue Berechnung erfolgt durch die Beziehung:

$$S_2 - S_1 = G \cdot c \cdot \log \text{nat.} \frac{T_2}{T_1} \quad \ldots \ldots \quad (9)$$

worin G das Körpergewicht in kg, c die spez. Wärme, T_1 die absolute Anfangstemperatur und T_2 die Endtemperatur bedeutet.

Die Entropie bei Wärmeleitung. Wir wollen nun einen wirklichen Erwärmungsvorgang betrachten. Es sei 1 kg Wasser von 0° und 1 kg von 100° gegeben. Beide werden derart in Verbindung gebracht, daß sich die Wärme ausgleichen kann, und man erhält dann bekanntlich 2 kg Wasser von 50°. Wir wissen aus Erfahrung, daß dieser Vorgang wirklich möglich ist und müssen deshalb folgern, daß die Entropie der beteiligten

Körper dabei zunehmen muß. Wir berechnen nun in der früheren Weise die Entropiezunahme, welche das eine kg Wasser bei der Erwärmung von 0 auf 50° erfährt und bekommen 0,16088. Die Entropieabnahme des zweiten kg Wassers, welches sich von 100 auf 50° abkühlt, ist hingegen 0,14393, so daß insgesamt bei dem Ausgleichsvorgang eine Entropievermehrung von 0,16088 — 0,14393 = 0,01695 eintritt.

Umkehrbare Vorgänge. Wenn wir den vorstehenden Vorgang in umgekehrter Richtung durchlaufen wollten, wenn wir also aus den 2 kg Wasser von 50° 1 kg von 0° und 1 kg von 100° machen wollten, so müßte dazu die Entropie um 0,01695 abnehmen. Unsere Erkenntnis lehrt uns aber, daß dies unmöglich ist. Es geht ferner hieraus hervor, daß nur solche Geschehen umkehrbar sein können, bei denen die Entropie aller beteiligten Körper zusammen weder ab- noch zunimmt. Solche umkehrbaren Vorgänge haben wir bereits in Fig. 1 betrachtet. Sobald wir an dem Kolben eine Gegenkraft anbrachten, welche dem Gasdruck in jedem Augenblick das Gleichgewicht hielt, konnte die Adiabate oder auch die Isotherme nach Belieben in jeder Richtung durchlaufen werden. In diesem Falle muß also die Entropie aller beteiligten Körper unverändert bleiben. Wir können allerdings dann nicht erwarten, daß der Vorgang ganz von selbst vor sich geht, denn dazu müßte ja die Entropie wachsen, es bedarf vielmehr zum mindesten eines Anstoßes. Die umkehrbaren Vorgänge mit der Entropieänderung Null bilden demnach die Grenze zwischen den möglichen und unmöglichen Geschehnissen, jedes wirkliche Geschehen erfordert eine Entropiezunahme. (Entropiesatz.)

Wir wollen den umkehrbaren, isothermischen Vorgang nach Fig. 1 noch einmal betrachten. Das Gas sei in dem Zylinder auf ein kleines Volumen zusammengedrückt und expandiere arbeitsverrichtend. Da bei der isothermischen Expansion die Temperatur T_1 konstant bleibt, muß die in Arbeit verwandelte Wärme Q aus der Umgebung in den Zylinder hineinströmen. Die Umgebung erleidet dabei eine Entropieabnahme $Q : T_1$, und da die Gesamtentropie wegen der Umkehrbarkeit des Vorganges doch unverändert bleibt, muß die Gasentropie um den gleichen Betrag $Q : T_1$ zunehmen. Es leuchtet auch ein, daß die Gasentropie dabei zunehmen muß, denn die Wärmeenergie des Gases, die allerdings während der Expansion konstant bleibt, verteilt sich nachher über einen wesentlich größeren Raum, und dies war ja doch ein Kennzeichen der Entropiezunahme.

Bei der adiabatischen Expansion kann keine Wärme in den Zylinder hineinströmen, weil wir ihn völlig wärmedicht voraussetzen. Die zur Arbeitsverrichtung nötige Wärme muß deshalb dem Wärmeinhalt des Gases entnommen werden, wodurch sich dieses von T_2 auf T_1 abkühlt. Da der Vorgang umkehrbar ist, und da nur ein Körper, nämlich das Gas, an dem Vorgang beteiligt ist, muß seine Entropie unverändert bleiben. Man kann sich vorstellen, daß durch die Abkühlung eine Entropieabnahme eintreten will, die durch die Entropiezunahme, welche die Verteilung der Energie auf den größeren Raum bedingt, gerade ausgeglichen wird.

Die Umwandlung von Wärme in mechanische Arbeit.

Angenommen, uns stände ein großer heißer Körper zur Verfügung, dessen Wärmeinhalt so beträchtlich wäre, daß seine Temperatur T_1 nicht merklich abnehme, wenn wir ihm eine Wärmemenge Q_1 entziehen. Diese Wärme Q_1 möchten wir nun in mechanische Arbeit umwandeln, wobei es uns hier völlig gleichgültig sei, auf welche Weise dies geschehe. Ist dies möglich? Wenn wir dem Heizkörper Q_1 Wärmeeinheiten entnehmen, so sinkt seine Entropie um $Q_1 : T_1$. Ein zweiter Körper, dessen Entropie um mindestens ebenso viel stiege, ist aber nicht vorhanden, weil doch die Energie Q_1 nachher nicht mehr als Wärme vorhanden ist. Der Vorgang ist also unmöglich, weil es ein Geschehen mit Entropieverminderung wäre. Um den Vorgang möglich zu machen, bleibt uns nichts weiter übrig, als einen weiteren Körper, den wir sonst gar nicht nötig hätten, an dem Vorgang zu beteiligen, und dafür zu sorgen, daß dessen Entropie um mindestens ebenso viel steigt, wie diejenige des ersten Körpers sinkt. Wir können dies auf zweierlei Weise versuchen. Einmal können wir eine Entropiezunahme des zweiten Körpers dadurch bekommen, daß wir ihn als Gas eine Volumvergrößerung vornehmen lassen, wodurch sich seine Energie auf größeren Raum verteilt, oder wir können ihm bei konstantem Volumen eine

Wärmemenge zuführen, wodurch ebenso seine Entropie wächst. Den ersten Fall hatten wir bereits in Fig. 1 betrachtet: Ein Gas expandiert isothermisch und entnimmt aus der Umgebung, die in unserem Falle den Heizkörper darstellt, so viel Wärme, wie bei der Expansion an mechanischer Arbeit verrichtet wird. Die Wärme Q_1 wird also restlos in mechanische Arbeit umgesetzt. Trotzdem steht nicht die ganze der Fläche *BAED* entsprechende Arbeit zu unserer Verfügung, weil ein Teil zur Überwindung des äußeren Luftdruckes aufgewendet werden muß. Es ist aber ferner noch zu beachten, daß wir bei weiterem Arbeitsbedarf immer neue Gasmengen expandieren lassen müßten, und daß schließlich alle Gase und der Raum der ganzen Erde nicht hinreichten, um die riesigen Arbeitsmengen hervorzubringen, die unsere Technik braucht. Wir beschreiten deshalb jetzt den zweiten Weg und nehmen einen Körper zur Hilfe, dem wir gleichzeitig mit der Umwandlung von Wärme in Arbeit eine gewisse Wärmemenge zuführen, ohne daß das Volumen wächst. Durch Zufuhr einer Wärmemenge Q_2 bei der konstanten Temperatur T_2 erleidet er eine Entropiezunahme von $Q_2 : T_2$. Diese Zunahme muß also mindestens gleich sein der früheren Entropieabnahme $Q_1 : T_1$ des Heizkörpers, weil sonst die Arbeitsgewinnung unmöglich ist, also:

$$\frac{Q_1}{T_1} = \frac{Q_2}{T_2} \quad \ldots \ldots \ldots \quad (10)$$

Praktisch heißt dies: **Wir können nicht die ganze Wärme Q_1 in mechanische Arbeit verwandeln, sondern müssen einen Teil davon, nämlich Q_2, in Form von Wärme einem anderen Körper nutzlos zuführen.** Da Q_2 immer kleiner als Q_1 ist, muß nach Gl. 10 auch die Temperatur T_2 immer niedriger als T_1 sein. Hätten wir z. B. $Q_1 = 100$ WE einem Heizkörper von 200° C entnommen, so wäre dessen Entropie um $100 : (273 + 200) = 0{,}211$ gesunken. Um den Vorgang möglich zu machen, müssen wir von den 100 WE einen Teil Q_2 einem Kühlkörper zuleiten, wodurch sich dessen Entropie mindestens um $Q_2 : T_2 = 0{,}211$ vergrößern muß. Angenommen die Temperatur des Kühlkörpers sei 50° C, so wäre die Verlustwärme $Q_2 = 0{,}211 \cdot (273 + 50) = 68$ WE. Stände uns hingegen ein Kühler von der Temperatur des schmelzenden Eises zur Verfügung, so brauchten wir nur $Q_2 = 0{,}211 \cdot 273 = 57{,}5$ WE abzuführen, und hätten wir schließlich einen Körper von der absoluten Temperatur Null, so wäre Q_2 gleich Null, d. h. wir brauchten überhaupt keine Wärme abzuführen und könnten die ganze zugeführte Wärme Q_1 in mechanische Arbeit umsetzen. Leider ist dieser Fall niemals durchführbar, weil wir Körper so tiefer Temperatur nicht zur Verfügung haben.

Die nutzbar in Arbeit umgewandelte Wärme ist gleich $Q_1 - Q_2$. Der Wirkungsgrad unserer Umwandlung ist demnach im Höchstfalle nur:

$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1}.$$

Aus Gl. 10 ist:

$$Q_2 = Q_1 \cdot \frac{T_2}{T_1},$$

dies an Stelle von Q_2 eingesetzt ergibt:

$$\eta = 1 - \frac{T_2}{T_1} \quad \dots\dots \quad (11)$$

Wir erkennen auch aus dieser Beziehung, daß der Wirkungsgrad der Umwandlung um so höher wird, je tiefer die Kühltemperatur T_2 ist, und daß bei $T_2 = 0$ der Wirkungsgrad gleich 1 wird. Wir sehen ferner aber auch, daß der Wirkungsgrad um so besser wird, je höher die Temperatur T_1 der zugeführten Wärme ist. Wärme hoher Temperatur gestattet demnach die Gewinnung eines höheren Prozentsatzes an mechanischer Arbeit, wodurch sie für uns wertvoller ist, als diejenige niederer Temperatur.

Der Carnotsche Kreisprozeß. Um die Umwandlung von Wärme in Arbeit praktisch durchführen zu können, müssen wir nun aber doch auf die Ausdehnung eines Gases oder Dampfes zurückgreifen, weil wir keine Möglichkeit haben, ohne Ausdehnung Arbeit zu gewinnen. Wir wollen dabei aber nicht immer neue Gasmengen expandieren lassen, sondern in einem Kreisprozeß die Ausdehnung durch eine folgende Kompression wieder aufheben, so daß wir mit der gleichen Gasmenge eigentlich ewig arbeiten könnten. Wenn das Gas in Verbindung mit dem Heizkörper steht und bei der konstanten Temperatur T_1 die Wärmemenge Q_1 aufnimmt, verrichtet es isothermisch expandierend die Arbeit 12ba (Fig. 4). Würden wir nun eine Kompression von

2 nach 1 folgen lassen, so müßte von uns dieselbe Arbeit 21ab aufgewendet werden, wobei die Wärmemenge Q_1 in den Heizkörper zurücktritt. Ein Arbeitsgewinn wäre aber durch diesen Hin- und Hergang nicht erzielt worden. Wir lassen deshalb auf die Isotherme $1 \rightarrow 2$ eine Adiabate $2 \rightarrow 3$ folgen, bei welcher das Gas wärmedicht abgeschlossen ist und sich auf die Temperatur T_2 des Kühlkörpers abkühlt. Es verrichtet dabei die Arbeit 23cb. Hierauf bringt man das Gas mit dem Kühlkörper in Wärmeverbindung und komprimiert isothermisch von $3 \rightarrow 4$, wobei die Arbeit 34dc verbraucht und als Wärme Q_2 in den Kühler übergeht. Um wieder an den Ausgangspunkt zurückzugelangen, setzen wir noch eine adiabatische Kompression $4 \rightarrow 1$ an, welche die Arbeit 41ad verbraucht.

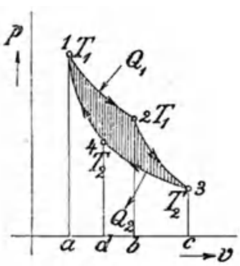

Fig. 4.

Ein solcher Vorgang wird ein Carnotscher Kreisprozeß genannt. Nachdem das Gas wieder im Punkt 1 angelangt ist, befindet es sich genau in dem gleichen Zustand wie früher. Während aber bei der Gesamtexpansion die Arbeit 123ca von dem Gas verrichtet wurde, mußte zur Kompression nur die Arbeit 341ac aufgewendet werden, so daß die schraffierte Fläche 12341 den Arbeitsgewinn darstellt. Das Gas hat dafür während der isothermischen Expansion $1 \rightarrow 2$ eine Wärme Q_1 aus dem Heizkörper aufgenommen, wovon ein Teil Q_2 allerdings während der Kompression $3 \rightarrow 4$ wieder an den Kühler abgeführt wird. Wir erkennen: Da das Gas immer nur vorübergehend expandiert und stets wieder in seinen Ausgangspunkt zurückkehrt, verhält sich die Wärmeumwandlung in Arbeit wie der früher betrachtete zweite Fall, bei welchem wir einem Kühlkörper eine Wärmemenge Q_2 zuführen mußten, damit die Umwandlung überhaupt möglich war. Die damaligen Betrachtungen über den Wirkungsgrad gelten in gleicher Weise auch hier.

Die Erzeugung von Elektrizität aus Wärme. Gewöhnlich wird die Wärmeenergie zuerst in mechanische Arbeit und dann erst in elektrische Energie verwandelt. Es gibt aber auch einen Weg, um Elektrizität direkt aus Wärme zu gewinnen. Zwei

Drähte verschiedenen Materials werden nach Fig. 5 an den Stellen A und B verlötet. Sobald man die Lötstelle A erhitzt und die Stelle B abkühlt, entsteht in dem geschlossenen Stromkreis ein elektrischer Strom. Auch diese Umwandlung folgt dem oben aufgestellten Gesetz. Von der Wärmemenge Q_1, welche an der Lötstelle A zugeführt wird, geht nur ein Teil in elektrische Energie über. Der Rest Q_2 wird an der Lötstelle B nutzlos an den Kühlkörper B abgeführt, weil der elektrische Strom stets das Bestreben hat, die Ursache seiner Entstehung, d. h. die hohe Temperatur bei A und die niedrige Temperatur bei B zu beseitigen.

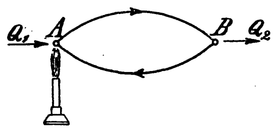

Fig. 5.

Die Muskelmaschine. Auch in dem tierischen Muskel geht eine Energieumwandlung vor sich. Wir wissen nur nicht, ob die mechanische Arbeit, welche der Muskel verrichtet, direkt aus der chemischen Energie desselben entstanden ist, oder ob die chemische Energie zuerst in Wärme und dann erst in Arbeit übergeht, wie es bei unseren Wärmekraftmaschinen geschieht. Untersuchungen haben nun ergeben, daß der Wirkungsgrad eines Muskels $\eta = 0{,}3$ bis $0{,}4$ betragen kann. Würde derselbe 0,3 sein, und nimmt man als tiefste Temperatur die Körpertemperatur von 37° C an, so müßte als Wärmemaschine betrachtet die Temperatur der umzuwandelnden Wärme nach Gl. 11 den hohen Betrag von 206° C haben. Dies ist nicht gut denkbar und man möchte daraus schließen, daß die chemische Energie des Muskels direkt in Arbeit übergeht.

Vergeude keine Energie, verwerte sie! Diese von W. Ostwald aufgestellte Forderung ist dem heutigen Techniker schon gar geläufig geworden, sie sollte jedoch eine Richtlinie für jeden Menschen zu jeder Zeit sein. Wie man in der Technik von jeher anstrebt, Maschinen mit höchstem Wirkungsgrad zu bauen, wie man sich bemüht, auch die Abwärme, welche früher nutzlos entschwand, noch nützlich zu machen, wie man schließlich auch jeden Arbeitsvorgang, jeden Handgriff auf das unumgänglich notwendige Mindestmaß an Energieverbrauch beschränken gelernt hat, so sollte man auch im täglichen Leben sein Augenmerk mehr auf die Zweckmäßigkeit aller Handlungen richten. Freilich kann auch der beste Maschinenbauer keine Maschine bauen, welche die zugeführte Energie restlos umwandelt. Aber durch geschickten Bau und saubere Ausführung ist es doch möglich, einen Wirkungsgrad zu erzielen, der sich dem Idealwert 1 stark nähert. Gibt es doch große elektrische Maschinen, welche einen Wirkungsgrad $\eta = 0{,}96$ haben, in denen also nur 4% der zugeführten Energie ohne Nutzen in Wärme übergeht.

Mit einem guten Wirkungsgrad allein ist aber die Forderung dieses Kapitels noch nicht erschöpft. Wir wissen doch, daß gleiche Mengen von Energie durchaus noch nicht gleichwertig sind, wenn sie in verschiedenen Formen vorkommen, daß es hochwertige Energie und die minderwertigere Wärme gibt, und daß der Wert der Energie um so geringer sein wird, je weiter die Energiezerstreuung, die Entropie gewachsen ist. Wir sollen deshalb nicht nur keine Energie vergeuden, sondern wir sollen auch keine hochwertige Energie nutzlos in minderwertige Wärme verwandeln. Es ist uns bekannt, daß es keinen Vorgang in der Welt gibt, bei dem nicht die Entropie wächst. Und da doch die zerstreute Wärmeenergie für uns wertlos geworden ist, fordern wir, daß alle Geschehen möglichst so einzurichten sind, daß die Entropie dabei nur äußerst wenig wächst. Die umkehrbaren Prozesse erfüllen diese Forderung in vollkommenster Weise, denn bei ihnen nimmt die Entropie nicht zu, weil die dabei auftretende Entropievermehrung durch eine ebenso große Verminderung aufgehoben wird. Leider sind die umkehrbaren Prozesse nur gedachte, ideale Geschehen, denen man sich in Wirklichkeit wohl nähern, die man aber nie erreichen kann.

Der Wirkungsgrad 2. Art. Als wir in dem früheren Beispiel zwei Wassermengen zum Wärmeaustausch brachten, trat auf der einen Seite eine Entropieabnahme, auf der anderen Seite eine größere Entropiezunahme auf. In gleicher Weise können wir bei jedem Vorgang unterscheiden. Nennen wir das Verhältnis der Entropieverminderung zur Entropievermehrung den Wirkungsgrad 2. Art oder den entropischen Wirkungsgrad, so haben wir demnach anzustreben, daß Verminderung und

Vermehrung sich aufheben, daß also nicht nur der gewöhnliche Wirkungsgrad, sondern auch der entropische Wirkungsgrad sich möglichst dem Wert 1 nähert.

Der Carnotsche Kreisprozeß besteht aus vier Einzelvorgängen isothermischer, bzw. adiabatischer Art. Sowohl bei der Isotherme, als auch bei der Adiabate ist nach dem Früheren die Entropieabnahme gleich der gleichzeitig auftretenden Zunahme, so daß beim Durchlaufen dieses umkehrbaren Kreisprozesses der entropische Wirkungsgrad 1 sein muß. Unsere wirklichen Wärmekraftmaschinen erreichen diesen Grenzwert niemals.

Die Umwandlung hochwertiger Energie in Wärme. Es gelingt uns bekanntlich ohne Schwierigkeiten, mechanische Arbeit oder auch elektrische Energie restlos in Wärme umzuwandeln, weil dabei infolge der Wärmebildung eine große Entropiezunahme, aber keine Abnahme eintritt. Der 2. Wirkungsgrad ist demnach Null. Wir erkennen hieraus, daß es wegen dieses schlechten Wirkungsgrades 2. Art höchst unratsam ist, aus hochwertiger Energie, wie sie die mechanische Arbeit oder die Elektrizität darstellt, minderwertige Wärme zu erzeugen, und fragen uns, ob es nicht einen Weg gibt, den entropischen Wirkungsgrad zu verbessern. Nehmen wir an, daß wir eine Wärmemenge Q_1 bei der konstanten Temperatur T_1 entwickeln sollen. Die dabei auftretende Entropiezunahme beträgt $Q_1 : T_1$. Wir wissen aber, daß wir eine so große Entropiezunahme gar nicht nötig haben, daß vielmehr schon eine unendlich kleine Zunahme genügte, um den Vorgang möglich zu machen. Wir können deshalb mit unserem Wärmeentwicklungsvorgang einen zweiten Vorgang verbinden, bei dem eine Entropieabnahme eintritt. Natürlich darf diese Abnahme aber allerhöchstens gleich $Q_1 : T_1$ sein, und man könnte sie beispielsweise durch die Anhäufung von Energie erzielen, vielleicht durch die Kompression eines Gases. Eine isothermische Kompression nach Fig. 1 erfordert den Arbeitsaufwand *ABDE*, wobei die Wärme Q_1 bei der konstanten Temperatur T_1 nach außen abgeführt wird. Sobald wir also die geforderte Wärme Q_1 durch die Kompression eines Gases aus mechanischer Arbeit entwickeln, wird die große Entropievermehrung durch eine ebenso große Verminderung ausgeglichen und der zweite Wirkungsgrad erreicht den Wert 1.

Es gibt jedoch noch eine zweite Möglichkeit, um mechanische Arbeit in die entsprechende Wärmemenge Q rationell umzuwandeln. Wenn diese Wärme einem ersten Körper zugeführt werden soll, so tritt eine Entropievergrößerung $Q : T_1$ ein. Wir können also wieder einen zweiten Vorgang mit einer Entropieverminderung parallel laufen lassen, etwa in der Weise, daß wir einem zweiten Körper von der Temperatur T_2 eine Wärmemenge Q_2 entziehen und sie auch dem ersten Körper zuführen. Damit der Vorgang möglich ist, muß nur die Entropieverminderung des zweiten Körpers höchstens gleich der gesamten Entropiezunahme des ersten Körpers durch Q und Q_2 sein, also:

$$\frac{Q + Q_2}{T_1} = \frac{Q_2}{T_2} \quad \ldots\ldots \quad (12)$$

Da der linke Zähler größer als der rechte ist, muß auch T_1 größer als T_2 sein. Es ist also durch die Gewinnung einer Wärmemenge Q aus hochwertiger Energie möglich, zugleich noch eine Wärmemenge Q_2 einem Körper niederer Temperatur zu entnehmen und sie vereint mit Q einem wärmeren Körper zuzuführen.

Auch hier gestattet der Carnotsche Kreisprozeß die einfachste Durchführung. Wir haben nur nötig denselben (Fig. 4) in umgekehrter Richtung zu durchlaufen. Die bei einem Kreislauf aufgewendete und in Wärme übergeführte mechanische Arbeit ist durch die Fläche 32143 dargestellt. Bei der Expansion 4→3 wird dem Kühlkörper eine Wärmemenge Q_2 entnommen, während bei der Kompression 2→1 dem wärmeren Heizkörper die größere Wärme $Q_1 = Q + Q_2$ zugeführt wird. Wir sind auf diese Weise in der Lage, den Kühlkörper immer weiter abzukühlen und, wenn es sich um das Wasser einer Eismaschine handelt, schließlich zum Gefrieren zu bringen. Wir können das Verfahren auch ebenso gut benutzen, um der Umgebung eine Wärme Q_2 zu entnehmen, die wir zusammen mit der aus der Arbeit entstandenen Wärme Q einem Körper zur Erwärmung zuführen. Unter Preisgabe einer geringen Menge hochwertiger Energie läßt sich auf diese Weise eine ziemlich große Wärmemenge der Umgebung entziehen und auf eine höhere Temperatur heben. Man spricht deshalb auch von einer „Wärmepumpe“.

Die Erwärmung eines kälteren Körpers durch einen wärmeren ist stets ein nicht umkehrbarer Vorgang und mit einer starken Entropievermehrung verbunden. Sie wäre nur dann umkehrbar, wenn der Wärme abgebende Körper die gleiche Temperatur wie der Wärme empfangende Körper hätte, aber dann käme ja der Wärmestrom gar nicht zustande. Wir müssen also schon notwendig einen Heizkörper von etwas höherer Temperatur haben, und damit ist dann auch eine geringe Entropievermehrung unvermeidlich. Je größer wir aber die Temperaturdifferenz wählen, um so mehr wächst die Entropie bei dem Wärmeaustausch, um so schlechter ist also der entropische Wirkungsgrad. Es wäre hiernach nicht ratsam, in einer Feuerung mit hoher Temperatur einen wesentlich kühleren Körper zu erwärmen. Wenn wir dies praktisch doch oft tun, so spielt dabei die Zeit, welche der Wärmeaustausch beansprucht, eine Rolle. Dieselbe ist um so größer, je kleiner die Temperaturdifferenz ist. Wir könnten nun den entropischen Wirkungsgrad bei einem Erwärmungsvorgang dadurch verbessern, daß wir gleichzeitig mit dem entropiemehrenden Erwärmungsvorgang einen zweiten Vorgang mit Entropieabnahme verlaufen ließen, also z. B. die Gewinnung von mechanischer oder elektrischer Energie aus Wärme. Wenn uns eine Feuerung, die eine Temperatur von 900° C hat, zur Verfügung steht, und wir wollten mit ihr bei normalem Luftdruck Wasser verdampfen, so wäre dieser Vorgang also auch dann noch unrationell, wenn es uns gelänge, jeden Wärmeverlust zu vermeiden. Denn wenn wir dem Wasser von 100° z. B. 1000 WE zuführen, steigt seine Entropie um $1000 : 373^\circ = 2{,}68$. Diejenige der Feuerung fällt dabei nur um $1000 : 1173^\circ = 0{,}85$, so daß eine Entropiezunahme von $2{,}68 - 0{,}85 = 1{,}83$ bei dem Vorgang eintritt. Da dieselbe unnötig ist, dürften wir der Feuerung noch eine weitere Wärmemenge Q entziehen, die restlos in hochwertige Energie umwandelbar ist, wenn wir nur dafür sorgen, daß die dadurch entstehende Entropieverminderung $Q : 1173^\circ$ nicht den Wert 1,83 überschreitet. Die umwandelbare Wärme Q beträgt also $1173 \cdot 1{,}83 = 2147$ WE. Jetzt erst ist bei dem Vorgang eine Entwertung der Energie vermieden ($\eta_{\mathrm{II}} = 1$).

Die adiabatische Expansion bei konstanter Energie.

Ein Gas, welches nach Fig. 3 in einem Raum A eingeschlossen ist, expandiere nach Fortnahme der Trennwand in den ebenfalls wärmedichten Raum B. Nach Beendigung des Vorgangs muß das Gas die gleiche Temperatur haben wie zu Anfang, weil weder Energie zu- noch abgeführt worden ist. Man kann sich die Zustandsänderung in drei Einzelgeschehen zerlegt denken: 1. in die Verteilung der Energie des Raumes A auf den ganzen Raum $A + B$, wodurch die Entropie zunimmt, 2. in die bei dieser adiabatischen Expansion auftretende Temperaturabnahme, wodurch die Entropie um ebensoviel abnimmt, wie sie durch Vorgang 1 zugenommen hat und 3. in die Umwandlung der Bewegungsenergie des nach B strömenden Gases in Wärme, wodurch die Temperatur wieder auf den alten Wert kommt und die Entropie steigt. Der Gesamtvorgang hat also eine Entropiezunahme zur Folge und ist deshalb nicht umkehrbar. Man hätte die Entropiezunahme dadurch vermeiden können, daß man die Bewegungsenergie des strömenden Gases demselben irgendwie entzogen hätte, wodurch man zugleich noch mechanische Energie aus Wärme gewonnen hätte.

Die Gewinnung von Bewegungsenergie aus Wärme.

In dem vorstehenden Beispiel ist die Gasströmung nach Raum B dadurch entstanden, daß die Moleküle, welche sich auf die Trennwand zu bewegen, nach Fortnahme derselben ungehindert weiterfliegen können. Der Gasstrom ist also weiter nichts, als die fliegenden Gasmoleküle. Infolge der früheren Regellosigkeit der Molekularbewegung wird es in der Gasströmung aber auch jetzt zahllose Moleküle geben, deren Bewegungsrichtung quer zur Strömungsrichtung ist, so daß die meßbare Geschwindigkeit des Gasstromes als der Mittelwert der Geschwindigkeiten aller Moleküle in Richtung des Stromes aufgefaßt werden kann. Dieser Mittelwert, der übrigens auch mit der Schallfortpflanzungsgeschwindigkeit in dem Gas übereinstimmt, ist natürlich kleiner als die früher genannte Geschwindigkeit der Moleküle und beträgt etwa $^2/_3$ davon.

Wenn es uns irgendwie gelänge, die Bewegung der Moleküle vollkommen zu ordnen, so daß sich alle in gleicher, paralleler Richtung bewegten, dann hätten wir die Wärmeenergie gänzlich in Bewegungsenergie umgewandelt. Der Gasstrom müßte in diesem Falle die Temperatur Null haben, weil die regellose Bewegung, welche doch die Wärmeenergie kennzeichnet, jetzt völlig fehlt. Derselbe übt aber auch senkrecht zur Bewegungsrichtung gar keinen Druck mehr aus, weil die parallel bewegten Moleküle doch nur einen Stoß in Richtung der Bewegung ausüben können.

In der Technik benutzt man zur Gleichrichtung von Molekularbewegungen Ausströmdüsen. Fig. 6 stellt eine solche dar. Im Raum A befinde sich vielleicht Dampf von höherem Druck, während in B der Druck Null sei. Bei ihrem regellosen Lauf treffen die Dampfmoleküle in A auch auf die Düsenöffnung, und weil sie dort nicht gegen andere Moleküle stoßen, fliegen sie ungehindert weiter und es bildet sich ein Dampfstrom, welcher, wie oben betrachtet, die engste Stelle C mit der höchst möglichen Geschwindigkeit, der Schallgeschwindigkeit des Dampfes durcheilt. Mit dieser teilweisen Gleichrichtung der Moleküle begnügt sich aber die Technik nicht, sondern sie fügt hinter C eine längere Düsenerweiterung an, welche einem langgestreckten Hohlspiegel ähnelt, der etwa in C seinen Brennpunkt habe. Die noch nicht parallel gerichteten Moleküle werden deshalb bei ihrem Anstoß gegen die Wände in die Bewegungsrichtung des Strahles reflektiert. Die Gleichrichtung nimmt demnach mit zunehmender Entfernung von C zu. Je mehr aber die Moleküle gleich gerichtet sind, um so größer muß ihre mittlere Geschwindigkeit in Richtung des Strahles sein, und um so tiefer muß die Temperatur und der Druck gegen die Düsenwand sinken. Die Höchstgeschwindigkeit, welche der Dampfstrahl bei völliger Gleichrichtung erlangen könnte, ist die früher genannte Geschwindigkeit, mit der sich die einzelnen Moleküle sonst regellos bewegten.

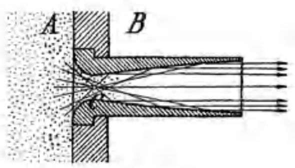

Fig. 6.

In praktischen Fällen wird der Raum B nicht leer, sondern mit Dampf niederen Druckes erfüllt sein, und es hat nur Zweck, die Gleichrichtung so weit zu treiben, bis der Druck des Dampfstrahles auf denjenigen im Raum B gesunken ist. Eine Berechnung der Strahlgeschwindigkeit ist sehr leicht, weil doch die

Bewegungsenergie an der Mündung notwendig gleich der Abnahme der Wärmeenergie sein muß. Wenn wir z. B. im Raum A überhitzten Dampf von 10 Atm. Druck und 300° haben, welcher in einer Düse adiabatisch auf 2 Atm. und 120° C expandiert, so hat 1 kg des ersteren Dampfes einen Wärmeinhalt von 728 WE, des letzteren Dampfes aber nur 645 WE. Beim Übergang von 1 kg Dampf sind demnach 728 — 645 = 83 WE in Bewegungsenergie verwandelt worden, also (nach Gl. 4) $83 \cdot 426 = 35\,300$ mkg. So groß muß also die durch Gl. 2 ausgedrückte Bewegungsenergie sein, also:

$$\frac{m \cdot v^2}{2} = \frac{G \cdot v^2}{g \cdot 2} = 35\,300 \text{ mkg}.$$

Hierin ist nach unserer Annahme $G = 1$ kg und $g = 9{,}81$. Folglich die Dampfgeschwindigkeit:

$$v = \sqrt{\frac{35\,300 \cdot 2 \cdot 9{,}81}{1}} = 832 \text{ m/Sek.}$$

Die Wirkungsweise der Dampfturbine. Es gilt nun noch, die Bewegungsenergie eines Dampfstrahles auf ein Rad zu übertragen. Dies geschieht in den Dampfturbinen derart, daß der Dampfstrahl, welcher in einer Düse oder einem Leitrad die Geschwindigkeit c_1 erlangt hat, nach Fig. 7 durch die Schaufeln eines Laufrades aus seiner Richtung abgelenkt wird. Er übt durch diese Ablenkung ein Drehmoment auf das Rad aus. Da dasselbe eine Umfangsgeschwindigkeit u hat, bewegt sich der Dampfstrahl, vom Rad aus betrachtet, mit der kleineren scheinbaren Geschwindigkeit w_1, mit welcher er sich auch zwischen den Schaufeln fortbewegt. Es wäre nun am vorteilhaftesten, wenn der Dampfstrahl seine ganze Bewegungsenergie an das Rad abgäbe, wenn derselbe also beim Austritt die wirkliche Geschwindigkeit Null hätte. Praktisch geht dies leider nicht ganz, weil doch der Dampf noch genügend Geschwindigkeit haben muß, um von selbst austreten zu können. Vom Rad aus ge-

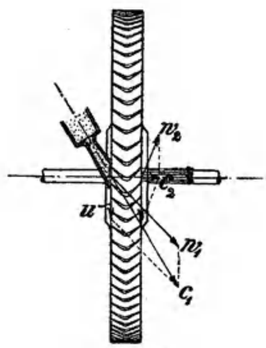

Fig. 7.

sehen, sei seine scheinbare Austrittsgeschwindigkeit w_2, seine wirkliche Austrittsgeschwindigkeit ist jedoch wegen der Drehung des Rades nur c_2.

Die Entropie des Dampfes. Die Berechnung der Entropiezunahme bei der Erzeugung von Dampf geht genau nach der früheren Rechnung vor sich. Gehen wir von 1 kg Wasser von 0° C aus und setzen beispielsweise einen konstanten äußeren Druck von 1 Atm. voraus, so wird die Verdampfung erst bei 100° C beginnen. Bis dahin sind dem Kilogramm Wasser 100 WE zugeführt worden, und seine Entropie berechnet sich zu 0,31. Um diese Wassermenge nun zu verdampfen, um sie aus Wasser von 100° in gesättigten Dampf von ebenfalls 100° zu verwandeln, muß man ihr bekanntlich 539 WE zuführen. Da die absolute Temperatur dabei konstant $273 + 100 = 373^\circ$ bleibt, hat die Entropie vom Beginn der Verdampfung bis zu deren Schluß um $539 : 373 = 1{,}445$ zugenommen und beträgt jetzt $0{,}31 + 1{,}445 = 1{,}755$. Führt man dem Dampf bei konstantem Druck von 1 Atm. noch mehr Wärme zu, so wird er überhitzt, wobei seine Temperatur und sein Volumen steigen. Die zur Erwärmung von 1 kg um 1° nötige Wärme — die spefische Wärme c_p — ist gleich 0,48. Um den Dampf also von 100° auf 110° zu überhitzen, braucht man $0{,}48 \cdot 10 = 4{,}8$ WE. Da die mittlere Temperatur während dieses Vorgangs $105 + 273 = 378^\circ$ ist, nimmt die Entropie um $4{,}8 : 378 = 0{,}0127$ zu und beträgt dann $0{,}31 + 1{,}445 + 0{,}0127 = 1{,}7677$. Die in dem kg Dampf bei 110° enthaltene Wärme beträgt $100 + 539 + 4{,}8 = 643{,}8$ WE. Läßt man den Dampf bei konstantem Druck wieder abkühlen, so sinkt auch die Entropie. Bei 100° geht derselbe aus dem überhitzten Zustand in den gesättigten über. Bei weiterer Wärmeentziehung sinkt aber die Temperatur nicht, sondern ein Teil des Dampfes geht in Wasser über, welches meistens in Form feiner Nebel dem Dampf beigemischt ist und den sog. nassen Dampf verursacht. Sei die Abkühlung so weit getrieben, daß das Trockendampfgewicht $x = 0{,}9$ ist, daß also von dem gesättigten Dampf $0{,}1 = 10\,\%$ in Wasser übergegangen ist, so sind von der Verdampfungswärme nur noch $0{,}9 \cdot 539 = 485$ WE vorhanden, während die Flüssigkeitswärme, welche zur Erwärmung von 1 kg Wasser von 0° bis auf die Verdampfungstemperatur 100° nötig war, mit 100 WE noch ganz vorhanden ist. Der Wärmeinhalt dieses feuchten Dampfes ist demnach $485 + 100 = 585$ WE. Die Wärmeentziehung beträgt also $639 - 585 = 54$ WE und damit die Entropieabnahme $54 : 373 = 0{,}145$. Der feuchte Dampf hat demnach noch die Entropie $1{,}775 - 0{,}145 = 1{,}61$.

Das Entropiediagramm. Der Ingenieur wendet den Grundsatz »Vergeude keine Energie« auch auf seine geistige Arbeit an. Da er die Entropie und den Wärmeinhalt von Wasserdampf verschiedener Spannung häufig wissen muß, berechnet er sich diese Werte so, wie wir es im vorigen Abschnitt für 1 kg Dampf von 1 Atm. gemacht haben, ein- für allemal für alle Drucke und trägt die Ergebnisse in einem Achsensystem nach Fig. 8 zeichnerisch auf. Wir erkennen darin unsere früheren Rechnungsergebnisse. Bei Beginn der Verdampfung und 1 Atm. (Punkt *a*) ist der Wärmeinhalt 100 WE bei einer Entropie 0,31. Nach beendeter Verdampfung (Punkt *b*) ist der Wärmeinhalt auf 639 WE, die Entropie auf 1,755 gestiegen. *b*—*c* stellt die Überhitzung dar (die Fig. 8 rechts stellt einen vergrößerten Ausschnitt der linken Abbildung dar). Die Linie *e*—*f* bildet die Grenzlinie zwischen den überhitzten und den gesättigten (und feuchten) Dämpfen. Im Überhitzungsgebiet sind ferner noch alle Punkte gleicher Temperatur durch Linien miteinander verbunden worden, ebenso bei den feuchten Dämpfen alle Punkte gleichen Feuchtigkeitsgrades.

Die Verwendung des Entropiediagrammes. Dieselbe ist überaus einfach, wenn man bedenkt, daß bei der isothermischen Zustandsänderung die Temperatur unveränderlich bleibt, während bei der adiabatischen Zustandsänderung die Entropie konstant bleibt. Wenn in einer Dampfmaschine Dampf von 15 Atm. 350° adiabatisch auf 1 Atm. expandieren soll, so muß sich dieser Vorgang im Diagramm durch die vertikale Gerade $g-h$ darstellen, weil nur für diese Gerade die Entropie konstant $= 1{,}7$ bleibt. Wir erkennen, daß der Endzustand *h* im Gebiet der feuchten Dämpfe liegt, und daß das Trockendampfgewicht dann $x = 0{,}96$ ist.

Wenn wir Dampf von 2 Atm. und $x = 0{,}9$ isothermisch auf

0,5 Atm. expandieren lassen, so kommt die Linie konstanter Temperatur *i—k—l* in Frage.

Um die Geschwindigkeit zu berechnen, welche ein Dampfstrahl in einer Turbinendüse erlangt, brauchen wir nur im Diagramm das Wärmegefälle abzugreifen und in der früher geübten Weise in Bewegungsenergie umzurechnen. Wenn z. B. Dampf von 15 Atm. 350° adiabatisch in der Düse auf 1 Atm. expandiert, so stellt die Linie *g—h* ein Wärmegefälle von 752 — 618

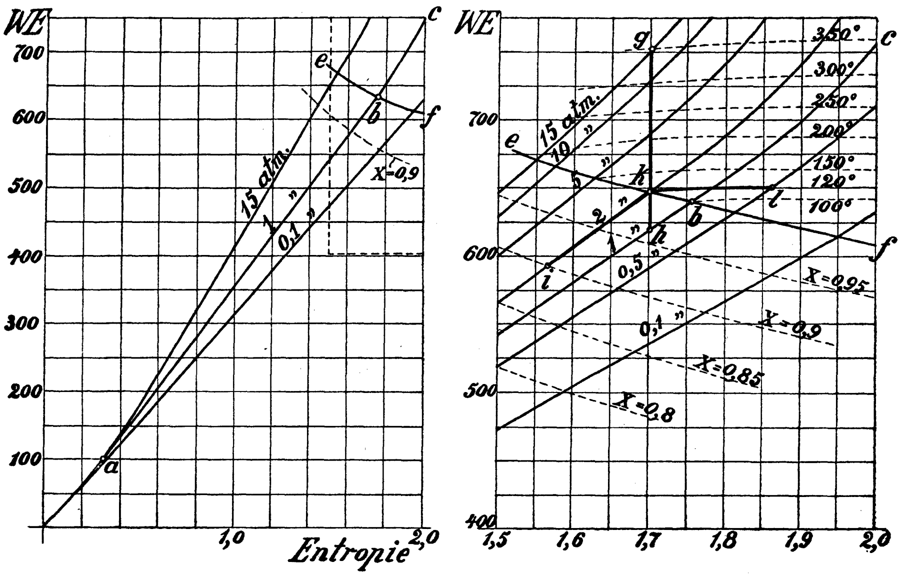

Fig. 8.

= 134 WE = 134 · 426 = 57000 m/kg dar. Dieser Bewegungsenergie entspricht eine Dampfgeschwindigkeit von 1060 m/Sek. Eine so hohe Geschwindigkeit hätten wir nicht erreicht, wenn die Düse eine einfache Öffnung ohne die gleichrichtende Erweiterung gewesen wäre. In diesem Falle wäre die Höchstgeschwindigkeit die früher erwähnte Schallgeschwindigkeit gewesen. Wir wollen einmal annehmen, in Fig. 6 fehle die Düsenerweiterung. Dann würde die Dampfgeschwindigkeit natürlich Null sein, wenn im Raum *A* ebenso wie im Raum *B* gesättigter Dampf von 1 Atm. Druck vorhanden wäre, weil ebensoviel Moleküle von A nach B, wie von B nach A durch die Öffnung fliegen. Aber schon eine Erhöhung des Druckes in A auf 1,2 Atm. würde nach Fig. 8 ein Wärmegefälle von 7,5 WE und damit eine Dampfgeschwindigkeit von 250 m/Sek. hervorrufen. Bei einem Druck von 1,5 Atm. in A würde eine Dampfgeschwindigkeit von 382 m/Sek. und bei etwa 1,75 Atm. schon die höchste, der Schallgeschwindigkeit entsprechende Geschwindigkeit von etwa 430 m/Sek. erreicht. Es hätte also bei einer solchen Düse gar keinen Sinn, den Druck im Raume A noch größer zu machen, und es wäre nötig, höhere Druckunterschiede in eine Anzahl hintereinander geschalteter Druckstufen zu zerlegen.

In besonders einfacher Weise kann man das Entropiediagramm auch zur Bestimmung der Leistung und des Dampfverbrauchs einer Turbine benutzen. Wenn derselben z. B. Dampf von 15 Atm. 350° zugeführt wird, der schließlich adiabatisch auf den Kondensatordruck von 0,1 Atm. expandiert ist, so gibt uns Fig. 8 das nützliche Wärmegefälle zu $752 - 538 = 214$ WE je kg Dampf an. Für 860 WE, die nach Gl. 5 einer Kilowattstunde entsprechen, wären also $860 : 214 = 4$ kg Dampf erforderlich, so daß die Turbine bei einer Leistung von 1000 Kilowatt stündlich $4 \cdot 1000 = 4000$ kg Dampf aufnehmen müßte. Die unvermeidlichen Verluste sind natürlich hierbei nicht berücksichtigt. Hätte man statt mit überhitztem, mit gesättigtem Dampf von 15 Atm. gearbeitet, so betrüge das Wärmegefälle nur $670 - 490 = 180$ WE und für 1000 KW Leistung wären stündlich 4788 kg Dampf nötig.

Der Kreisprozeß der Dampfturbine. Wenn der Dampf die Turbine expandierend durchlaufen hat, tritt er in den Kondensator ein, wo er infolge äußerer Kühlung zu Wasser kondensiert. Das entstandene Kondenswasser wird dem Dampfkessel wieder als Speisewasser zugeführt und macht somit einen Kreislauf, wobei es nur als Träger der Energie zwischen Kesselfeuerung und Turbine dient. Auch hier können wir, wie bei dem Carnotschen Prozeß, vier Einzelvorgänge unterscheiden: 1. die Wärmezufuhr Q_1, die hier allerdings in dem Kessel und dem mit ihm hintereinander geschalteten Überhitzer erfolgt, 2. die adiabatische Expansion in der Turbine, 3. die Wärmeentziehung Q_2 im Kondensator und 4. das Zurückdrücken des Kondenswassers in den Dampfkessel. Zu dieser Kesselspeisung ist nur eine verschwindend geringe Energie nötig, weil das Wasservolumen im Verhältnis zum Dampfvolumen so klein ist, und es könnte scheinen, als sei dies ein wesentlicher Vorteil gegenüber dem Carnotschen Prozeß, bei welchem das Gas doch unter großem Energieaufwand durch adiabatische Kompression zurückgeführt werden mußte. Dem ist aber nicht so, denn dem Dampf muß im Kondensator dafür auch die sehr große Verdampfungswärme nutzlos entzogen werden.

Der thermische Wirkungsgrad ist das Verhältnis der Nutzenergie zur aufgewendeten. Nach den Zahlenwerten des vorigen Abschnittes werden 214 WE in mechanische Arbeit umgewandelt, während bei der, dem Kondensatordruck von 0,1 Atm. entsprechenden Temperatur von 45° C zur Dampferzeugung 752 — 45 = 707 WE aufzuwenden sind. Der Wirkungsgrad ist demnach 214 : 707 = 0,303. Ein Carnotscher Kreisprozeß zwischen denselben Temperaturen 350° und 45° ergäbe nach Gl. 11 den Wirkungsgrad

$$1 - \frac{273 + 45}{273 + 350} = 0{,}49.$$