

C

Biblioteka Politechniki Krakowskiej



100000299903

250

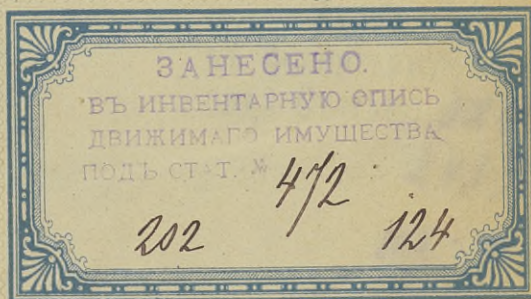
К

ЗАНЕСЕНО.
ВЪ ИНВЕНТАРНУЮ ОПИСЬ
ДВИЖИМАГО ИМУЩЕСТВА
ПОДЪ СТАТ. №

472
202. 124

№ półki	7
№ książki na półce	36
№ inwent	176
№ działów katalogu	536

THEORIE DER WÄRME.



S. Liepmann

THEORIE DER WÄRME.

VON

J. CLERK MAXWELL. M. A.

LL. D. Edin. F. R. SS. L. & F.

Ehrenmitglied des Trinity College und Professor der Experimentalphysik an
der Universität Cambridge.

AUTORISIRTE DEUTSCHE AUSGABE.

ÜBERSETZT

NACH

DER VIERTEN AUFLAGE DES ORIGINALS.

Dr.

Privatdocent an der Universität
an der vereinigten

ЗАНЕСЕНО.
ВЪ ИНВЕНТАРНУЮ ОПИСЬ
ДВИЖИМАГО ИМУЩЕСТВА
ПОДЪ СТАТ. №

202

472

124

MIT IN DEN TEXT F

BRAUNSCHWEIG,

DRUCK UND VERLAG VON FRIEDRICH VIEWEG UND SOHN.

1878.



II. 11329

Alle Rechte vorbehalten.

Akc. Nr. 1520/53

VORREDE DES VERFASSERS

ZUR

VIERTEN AUSGABE.

Der Zweck dieses Buches ist, den wissenschaftlichen Zusammenhang darzulegen zwischen den vielen und mannigfaltigen Punkten, bis zu welchen unsere Kenntniss von den Wärmeerscheinungen ausgedehnt ist. Der erste Schritt im Fortschritt der Wärmelehre ist die Erfindung des Thermometers, durch welchen die Aufzeichnung und Vergleichung von Temperaturen möglich gemacht wurde. Der zweite Schritt ist das Messen der Wärmemengen oder die Calorimetrie. Die ganze Wissenschaft der Wärme ist auf die Thermometrie und Calorimetrie gegründet; sind diese Operationen verstanden, so können wir den dritten Schritt thun — übergehen zu der Aufsuchung der Beziehungen zwischen Wärme- und mechanischen Eigenschaften der Substanzen, welche den Inhalt der Thermodynamik bilden. Dieser Theil gründet sich ganz auf die Betrachtung der inneren Energie eines Systems von Körpern als abhängig von der Temperatur und dem physikalischen Aggregatzustand sowohl, wie von der Gestalt, Bewegung und gegenseitigen Stellung dieser Körper. Von dieser Energie ist indessen nur ein Theil nutzbar für den Zweck, mechanische Arbeit hervorzubringen; obgleich die Energie selbst unzerstörbar ist, so ist der nutzbare Theil durch Wirkung von gewissen Naturprocessen wie Leitung

und Strahlung von Wärme, Reibung und Viskosität einer stetigen Verminderung unterworfen. Diese Processe, durch welche Energie zur Quelle von Arbeit unbrauchbar gemacht wird, werden zusammen unter dem Namen „Zerstreuung der Energie“ gefasst und bilden den Inhalt des nächsten Theiles des Buches. Das letzte Capitel ist der Erklärung verschiedener Erscheinungen mit Hülfe der Hypothese gewidmet, dass die Körper aus Molekülen bestehen, deren Bewegung die Wärme dieser Körper bildet.

Um bei der Behandlung dieser Gegenstände nicht die nothwendigen Grenzen des Buches zu überschreiten, hat es sich als nothwendig ergeben, Alles wegzulassen, was nicht ein wesentlicher Bestandtheil der Ideenfolge ist, in welcher sich die Wärmelehre entwickelt hat, oder was den Leser nicht wirklich bei der Bildung seines eigenen Urtheils über diese Lehre unterstützt.

Aus diesem Grunde sind verschiedene wichtige Versuche nicht aufgeführt, sowie manche Illustrationen der Wärmetheorie durch Naturerscheinungen übergangen. Der Leser wird indessen diesen Theil in grösserer Ausführlichkeit in verschiedenen ausgezeichneten Werken finden, welche in der letzten Zeit erschienen sind.

(Es folgt für das eingehendere Studium ein Hinweis auf die Werke von:

Dixon: „Treatise on Heat“ [Hodges und Smith 1849];
Balfour-Stewart; Deschanel „Natural Philosophy“
Part. II., übersetzt ins Englische von Prof. Everett;
Prof. Rankine „On the Steam Engine“; Prof. Tait
„Thermodynamics“; Prof. Tyndall „Heat as a Mode of
Motion; und die Werke von Clausius.)

VORREDE DES ÜBERSETZERS.

Von verschiedenen Seiten dazu angeregt, habe ich mit Bewilligung des Verfassers die Uebersetzung von Clerk Maxwell's „Theory of Heat“ übernommen. Der Name des englischen Autors bürgt allein ganz abgesehen von dem Umstande, dass die englische Ausgabe innerhalb weniger Jahre vier Auflagen erlebt hat, dafür, dass der Versuch, dieses Werk einem grösseren Publicum leichter zugänglich zu machen, vollkommen gerechtfertigt ist.

Maxwell's „Theory of Heat“ zeichnet sich aus durch die ungemein klare und dabei knappe Definition aller Begriffe, welche sich beim Ausbau der neueren Wärmetheorie gebildet haben, und durch die einfache Art und Weise, in welcher der Zusammenhang der einzelnen Naturerscheinungen mit der Wärmelehre und die Ableitung der Gesetzmässigkeiten der ersteren dargestellt werden.

Der Leser wird die neuesten Untersuchungen verarbeitet finden und, nachdem er das ihm in dem vorliegenden Werke Gebotene in sich aufgenommen hat, einen vollkommenen, klaren Ueberblick und Einblick in das Wesen und die Ausdehnung der neueren Wärmetheorie besitzen.

Als ein nicht zu gering anzuschlagender Vortheil des Maxwell'schen Buches erscheint es, dass der Gebrauch von

höherer Mathematik vermieden ist. Die Darstellung ist ganz elementar. Dadurch werden auch die Resultate, zu deren Ableitung bislang höhere Mathematik benutzt wurde, demjenigen verständlich, welcher sich in der Mathematik nicht weiter ausgebildet hat.

Die Uebersetzung ist eine möglichst wortgetreue. Die im englischen Texte gegebenen Zahlenbeispiele sind in Meter, Gramme und Celsius-Grade umgerechnet.

Für speciellere Details und namentlich für eine ausführlichere mathematische Begründung verweise ich ausser auf die in Maxwell's Vorrede genannten ausländischen Bücher auf die betreffenden Werke von Clausius, C. Neumann und Zeuner über die mechanische Wärmetheorie und auf O. E. Meyer, Kinetische Theorie der Gase.

Vor Kurzem ist eine andere Uebersetzung desselben Buches erschienen (von Herrn Dr. F. Auerbach) zu einer Zeit, als der Satz meiner Uebersetzung schon beinahe vollendet war. Jener gegenüber muss darauf aufmerksam gemacht werden, dass die vorliegende Uebersetzung die einzige vom englischen Autor autorisirte ist. Herr Auerbach hat es, gestützt auf den Umstand, dass die englische Verlagsbuchhandlung sich das Recht der Uebersetzung nicht vorbehalten hat, nicht für nöthig befunden, Herrn Maxwell um die Erlaubniss zur Uebersetzung zu ersuchen. Dementgegen erscheint es mir als ein Gebot der Schicklichkeit im wissenschaftlichen Verkehr sich mit dem Autor, dessen Werk man zu übersetzen gedenkt, zunächst in Verbindung zu setzen.

Dass der betreffende Herausgeber der andern Uebersetzung willkürlich Streichungen vorgenommen, z. B. das ganze Capitel über Höhenmessung ausgelassen hat, kann als nichts weniger denn eine Verbesserung angesehen werden. Maxwell hat gewiss nicht ohne Grund den Inhalt dieses

Capitels eingeflochten. Er gewinnt in demselben an einem leicht verständlichen, interessanten Beispiel Begriffe, die im Folgenden verwerthet werden und erläutert an eben demselben Beispiel eine Berechnungsmethode, auf welche er im Vorhergehenden nur hatte hinweisen können. Merkwürdigerweise wird trotz der Auslassung des genannten Capitels in der erwähnten Uebersetzung auf S. 215 gemäss des englischen Originals die nähere Auseinandersetzung einer Methode, welche Maxwell dann in dem Capitel über Höhenmessung giebt, versprochen; es verlautet aber in der That später über diese Methode in der betreffenden Uebersetzung nichts.

Die Verlagsbuchhandlung, bei welcher die vorliegende Uebersetzung erscheint, hat auch hier wieder durch die würdige Ausstattung ihren alten Ruf bewährt.

Berlin, am 10. November 1877.

Dr. F. Neesen.

Erstes Capitel.

Einleitung.

Der Unterschied zwischen warmen und kalten Körpern ist einem Jeden vertraut. Derselbe ist in unserer Vorstellung verbunden mit dem Unterschied der Empfindungen, welche wir bei Berührung verschiedener Körper fühlen, je nachdem dieselben warm oder kalt sind. Die Stärke dieser Empfindung ist Abstufungen fähig, so dass wir bei der Berührung einen Körper für wärmer oder kälter als einen anderen halten können. Die Worte heiss, warm, kühl, kalt sind in unserer Vorstellung mit einer Reihe von Empfindungen verbunden, die, wie wir annehmen, mit Rücksicht auf die Wärme eine entsprechende Reihe von Zuständen des betreffenden Körpers angeben.

Wir gebrauchen deshalb diese Worte als Namen für diese Zustände eines Körpers oder es sind dieselben, wissenschaftlich gesprochen, die Temperaturbezeichnungen, indem das Wort „heiss“ eine hohe Temperatur angiebt, das Wort „kalt“ eine niedrige und die dazwischen liegenden Ausdrücke dazwischen liegende Temperaturen, während das Wort „Temperatur“ selbst ein allgemeiner Ausdruck ist, der jedem dieser Zustände beigelegt werden kann.

Da der Zustand eines Körpers sich continuirlich vom Kalten zum Warmen ändern kann, so müssen wir das Vorhandensein einer

unbegrenzten Anzahl von Zwischenzuständen annehmen, welche wir Zwischentemperaturen nennen. Wir können irgend einer Anzahl von einzelnen Graden der Temperatur Namen geben und dann jedwede andere Temperatur ausdrücken nach dem Verhältniss ihres Platzes zwischen diesen Graden.

Demnach ist die Temperatur eines Körpers eine Grösse, welche angiebt, wie warm oder wie kalt dieser ist.

Wenn wir sagen, dass die Temperatur eines Körpers höher oder niedriger als die eines anderen ist, so meinen wir damit, dass der erste Körper wärmer oder kälter ist, als der zweite; zugleich aber fasst diese Sprachweise es in sich, dass wir den Zustand der beiden Körper auf eine gewisse Temperaturscala beziehen. Durch den Gebrauch des Wortes „Temperatur“ fixiren wir daher in unseren Gedanken die Ueberzeugung, dass es möglich ist nicht nur zu „fühlen“, sondern auch zu „messen“, wie warm ein Körper ist.

Worte dieser Art, welche dieselben Sachen ausdrücken wie Worte der gewöhnlichen Sprache, sie aber ausdrücken in einer Weise, dass sich an diese Worte eine genaue numerische Festsetzung anschliessen kann, werden „wissenschaftliche Ausdrücke“ genannt, weil sie zum Wachsthum der Wissenschaft beitragen.

Wir könnten uns denken, dass Jemand, welcher sorgfältig seine Sinne ausgebildet hat, im Stande sein würde, bei einfacher Berührung eines Gegenstandes den Platz desselben innerhalb der Temperaturscala zu bestimmen. Indess lehrt die Erfahrung, dass die Schätzung der Temperatur durch einfache Berührung von einer grossen Mannigfaltigkeit von Umständen abhängt, von denen einige sich ergeben aus dem Gefüge und dem sonstigen Zustand des Körpers, andere aus der Temperatur der Hand und dem Gesundheitszustand der Person, welche die Schätzung unternimmt.

Wenn z. B. die Temperatur eines Stückes Holz dieselbe ist, wie die eines Stückes Eisen und viel höher als die der Hand, so werden wir doch das Eisen für wärmer halten, als das Holz, weil jenes seine Wärme der Hand rascher mittheilt; wogegen wir, wenn die Temperatur beider Stücke wieder einander gleich

aber viel niedriger als die der Hand ist, das Eisen für kälter halten würden als das Holz.

Ein anderes bekanntes Experiment zeigt dasselbe. Wir tauchen hinreichend lange eine Hand in heisses Wasser, die andere in kaltes Wasser. Wenn wir dann beide nach einander oder selbst gleichzeitig in dasselbe Gefäss mit lauwarmem Wasser bringen, so wird dieses Wasser der erwärmten Hand kalt, der abgekühlten Hand warm erscheinen.

In der That sind unsere Empfindungen jeglicher Art von so vielen veränderlichen Bedingungen abhängig, dass wir für alle wissenschaftliche Zwecke es vorziehen, die Schätzung des Zustandes der Körper aufzubauen auf die beobachteten Wirkungen derselben auf einige Apparate, deren Bedingungen einfacher und weniger veränderlich sind als die unserer Sinne.

Die Eigenschaften der meisten Körper ändern sich, wenn die Temperatur dieser sich ändert. Einige von diesen Veränderungen gehen plötzlich vor sich und dienen dazu bestimmte Temperaturen als „Vergleichspunkte“ anzugeben; andere gehen continuirlich vor sich und dienen dazu um andere Temperaturen durch Vergleich mit den eben erwähnten Vergleichstemperaturen zu messen.

So ist z. B., wie die Versuche ergeben, die Temperatur, bei welcher das Eis schmilzt, unter gewöhnlichen Umständen immer ein und dieselbe, wenn auch dieselbe, wie wir später sehen werden, durch Druckveränderung ein klein wenig verändert wird. Die Temperatur des Dampfes, welcher sich beim Kochen des Wassers entwickelt, ist gleichfalls constant, wenn der Druck constant bleibt.

Daher geben diese beiden Erscheinungen — das Schmelzen des Eises und das Kochen des Wassers — augenscheinlich zwei Temperaturen an, die wir als Vergleichspunkte benutzen können. Die Lage dieser hängt ab von den Eigenschaften des Wassers und nicht von dem Zustande unserer Sinne.

Andere Zustandsänderungen, welche bei mehr oder weniger bestimmten Temperaturen eintreten, wie das Schmelzen des Waxes oder des Bleies, das Sieden der Flüssigkeiten mit bestimmter Zusammensetzung, werden gelegentlich benutzt

um anzugeben, wann diese Temperaturen erreicht sind. Das Schmelzen des Eises und das Sieden des reinen Wassers unter einem Normaldruck bleiben aber die wichtigsten Vergleichstemperaturen der modernen Wissenschaft.

Diese Erscheinungen der Zustandsänderungen dienen indess nur dazu um eine gewisse Anzahl von einzelnen Temperaturen festzustellen. Um Temperaturen allgemein zu messen, müssen wir einige Eigenschaften einer Substanz benutzen, die sich continuirlich mit der Temperatur verändert.

Das Volumen der meisten Substanzen wächst bei gleichbleibendem Druck continuirlich, wenn die Temperatur steigt. Es giebt allerdings Ausnahmen von dieser Regel; und andererseits stehen die Ausdehnungen der verschiedenen Substanzen im Allgemeinen nicht in demselben Verhältniss. Jedoch kann jede Substanz, bei welcher ein, wenn auch nur kleines, Wachsthum der Temperatur eine Zunahme des Volumens hervorbringt, benutzt werden, um Temperaturwechsel anzuzeigen.

Quecksilber und Glas z. B. dehnen sich beide bei Erwärmung aus; aber die Ausdehnung des Quecksilbers ist grösser als die des Glases. Wenn desshalb ein kaltes Glasgefäss mit kaltem Quecksilber ganz voll gefüllt und dann das Gefäss nebst dem in ihm befindlichen Quecksilber gleichmässig erwärmt wird, so dehnt sich einerseits das Glasgefäss aus, andererseits auch das Quecksilber; dieses jedoch in stärkerem Maasse, so dass dasselbe überlaufen wird. Ist das Gefäss mit einem langen Halse versehen, so wird das aus jenem austretende Quecksilber in den Hals hineinsteigen; ist der Hals eine enge Röhre mit einer feinen Theilung versehen, so kann der Betrag des aus dem Gefäss gepressten Quecksilbers genau gemessen werden.

Dies ist das Princip des gewöhnlichen Quecksilber-Thermometers, dessen Construction später genauer beschrieben wird. Augenblicklich betrachten wir dasselbe einfach als ein Instrument, dessen Angaben wechseln, wenn die Temperatur wechselt, aber immer dieselben bleiben, wenn die Temperatur des Instrumentes dieselbe ist.

Die Ausdehnung anderer Flüssigkeiten sowie die von

festen Körpern und Gasen können ebenfalls für thermometrische Zwecke benutzt werden; ebenso werden die thermoelektrischen Eigenschaften der Metalle sowie die Aenderung des elektrischen Widerstandes der letzteren mit der Temperatur zu Untersuchungen über Wärme benutzt. Indessen müssen wir zuerst die Theorie der Temperatur an und für sich studiren, ehe wir die Eigenschaften der verschiedenen Substanzen in Beziehung auf die Temperatur untersuchen, und für diesen Zweck wollen wir das oben beschriebene Quecksilber-Thermometer benutzen.

Das Quecksilber-Thermometer.

Dieses Thermometer besteht aus einer Glasröhre, die in eine Kugel endigt. Die Kugel und ein Theil der Röhre ist mit Quecksilber gefüllt, der Rest der Röhre aber leer. Wir setzen voraus, dass die Röhre auf irgend eine Weise eingetheilt ist, so dass die Höhe des Quecksilbers in derselben beobachtet und aufgezeichnet werden kann. Wir wollen indessen weder annehmen, dass die Röhre überall denselben Querschnitt hat, noch, dass die einzelnen Abtheilungen, die Grade, von gleicher Grösse sind, so dass die Scala dieses ersten Thermometers als eine durchaus willkürliche angesehen werden muss. Mit Hülfe dieses Thermometers können wir uns nun schon vergewissern, ob eine Temperatur höher oder niedriger als eine andere oder gleich derselben ist; aber wir können nicht behaupten, dass der Unterschied zwischen zwei Temperaturen *A* und *B* grösser oder geringer ist wie der zwischen zwei anderen Temperaturen *C* und *D*.

Wir wollen nun voraussetzen, dass bei jeder Beobachtung die Temperatur des Quecksilbers und die des Glases gleich sind und zwar an allen Stellen des Thermometers dieselbe. Der Stand des Quecksilbers gegen die Scala auf der Glasröhre hängt dann von der Temperatur des Thermometers ab. Da wir noch keine vollkommenere thermometrische Scala aufgestellt haben, so wollen wir den an der Scala abgelesenen

Stand des Quecksilbers vorläufig nennen: „die Temperatur nach der willkürlichen Scala des Thermometers.“

Der Stand des Thermometers giebt zunächst dessen eigene Temperatur an; wenn wir nun dasselbe in nahe Berührung mit einer anderen Substanz bringen, z. B. wenn wir es hinreichend lange in eine Flüssigkeit tauchen, so finden wir, dass der Stand des Thermometers höher oder niedriger wird, jenachdem die Flüssigkeit wärmer oder kälter als das Thermometer ist, und dass der Stand stationär wird, wenn wir das Thermometer eine genügende Zeit lang in Berührung mit der Flüssigkeit lassen. Wir wollen diesen letzten Stand „die Temperatur der Substanz“ nennen. Beim weiteren Eindringen werden wir finden, dass wir ein Recht zu dieser Bezeichnung haben.

Nehmen wir nun ein Gefäss mit Wasser, das etwa die Temperatur der Luft haben möge, so dass es sich selbst überlassen dieselbe Temperatur beibehalten würde. Nehmen wir dazu ein zweites Gefäss aus dünnem Kupferblech oder Weissblech, füllen es mit Wasser, Oel oder irgend einer anderen Flüssigkeit und tauchen es eine Zeit lang in das grössere Gefäss mit Wasser. Wenn wir dann mit Hülfe unseres Thermometers die Temperaturen der beiden Flüssigkeiten in den beiden Gefässen vor und nach dem Einsenken des kupfernen Gefässes bemerken, so werden wir finden, dass, wenn die Gefässe ursprünglich gleiche Temperatur hatten, die Temperatur beider dieselbe geblieben ist. War dagegen die Temperatur der einen Flüssigkeit höher als die der anderen, so ergiebt sich, dass die Flüssigkeit, welcher die höhere Temperatur zukam, kälter und die, welche die niedrige Temperatur zeigte, wärmer wird, so dass, wenn die beiden Gefässe mit den beiden Flüssigkeiten genügende Zeit lang in Berührung bleiben, letztere zuletzt beide dieselbe Temperatur erreichen, von welchem Punkte an kein Temperaturwechsel mehr stattfindet.

Der Verlust an Temperatur, den der warme Körper erleidet, ist im Allgemeinen nicht gleich dem Temperaturgewinn des kalten; es ist aber offenbar, dass die beiden gleichzeitigen Erscheinungen ein und dieselbe Ursache haben, und dieser

Uebergang kann genannt werden: „der Uebergang von Wärme von dem warmen zum kalten Körper.“

Wir haben hier zum ersten Male das Wort „Wärme“ gebraucht. Untersuchen wir zunächst, was wir damit meinen.

Wir fanden, dass die Abkühlung des warmen Körpers und die Erwärmung des kalten gleichzeitig als Theile ein und derselben Erscheinung vor sich gehen und wir nannten diese Erscheinung den Uebergang von Wärme vom wärmeren Körper zum kälteren. „Wärme“ ist also ein Etwas, welches von einem Körper auf den anderen übertragen werden kann, in der Weise, dass die Wärme in dem einen sich verringert und in dem anderen in gleichem Maasse wächst. Wenn Wärme einem Körper mitgetheilt wird, so wächst im Allgemeinen die Temperatur des letzteren; manchmal indess treten andere Wirkungen ein, wie z. B. Veränderung des Aggregatzustandes. Wenn Wärme einen Körper verlässt, so sinkt entweder die Temperatur oder es verändert sich in anderer Weise der Zustand des Körpers. Wenn keine Wärme in den Körper ein- oder aus ihm heraustritt, wenn ausserdem keine Aggregatzustandsänderung noch eine mechanische Einwirkung stattfindet, so wird die Temperatur des Körpers constant bleiben.

Wärme kann daher von einem Körper in einen anderen übergehen, gerade so wie Wasser von einem Gefäss in das andere gegossen werden kann; sie kann auch in einem Körper irgend welche Zeit zurückgehalten werden, gerade wie Wasser in einem Gefässe aufbewahrt werden kann. Wir haben daher das Recht dazu, von „Wärme“ zu sprechen als von einer messbaren Grösse und sie gleich anderen messbaren Grössen mathematisch zu behandeln, so lange sie eben als Wärme bestehen bleibt. Wir werden indessen finden, dass wir kein Recht dazu haben, Wärme als eine Substanz zu behandeln, denn sie kann in ein Etwas verwandelt werden, welches keine Wärme und sicherlich überhaupt keine Substanz ist, nämlich in mechanische Arbeit.

Wir müssen daher stets eingedenk sein, dass wenn wir auch der Wärme den Charakter einer messbaren Grösse zugestehen, dass wir ihr doch nicht den Rang einer Substanz

geben. Wir müssen uns mit unserem Urtheil über das Wesen der Wärme gedulden, bis wir grössere Klarheit über letzteres gewonnen haben.

Solche Klarheit wird durch Versuche über die Reibung gegeben, bei welchen mechanische Arbeit, anstatt dass dieselbe von einem Theil der Maschine auf den anderen übertragen wird, augenscheinlich verloren geht, während zu derselben Zeit und auf derselben Stelle Wärme erzeugt wird. Die Menge dieser Wärme ist ausserdem genau proportional der verlorenen Arbeit. Wir haben daher Grund anzunehmen, dass Wärme von derselben Natur ist wie mechanische Arbeit; d. h. sie ist eine der Formen der Energie.

Im achtzehnten Jahrhundert, als manche neue Thatsachen in Bezug auf die Einwirkung der Wärme auf die Körper entdeckt und zugleich grosse Fortschritte in der Erkenntniss der chemischen Wirkung der Substanzen gemacht wurden, führte man das Wort „Caloric“¹⁾ ein, um die Wärme als eine messbare Grösse zu bezeichnen. So lange das Wort nur dieses bezeichnen sollte, konnte es mit Nutzen angewandt werden. Die Form dieses Wortes passte sich jedoch dem Hange der damaligen Chemiker an, nach neuen „imponderablen“ Substanzen zu suchen, so dass das Wort Caloric nicht bloss „Wärme“ bezeichnete, sondern auch zugleich aussprach, dass Wärme ein unzerstörbares, unwägbares Fluidum sei, das sich selbst in die Poren der Körper eindrängt, letztere ausdehnend und auflösend und schliesslich sie verflüchtigend, das dabei mit den Körpern in bestimmter Menge sich verbindet und so „latent“ wird, aber wieder erscheint, wenn diese Körper ihren Zustand ändern. In der That kam es dazu, dass das Wort Caloric, nachdem es einmal eingeführt war, bald in sich schloss, dass die Existenz von etwas Materiellem als Wärme wirklich erwiesen sei, wenn auch diese materielle Wärmesubstanz wahrscheinlich von viel feinerer Natur sei, als die damals neu entdeckten Gase. Der Wärmestoff gleicht diesen Gasen in der

1) Anm. des Uebers. In Deutschland ist für dieselbe Grösse der Ausdruck „Flogiston“ bekannter.

Unsichtbarkeit und in der Eigenschaft, in festen Körpern eingeschlossen zu sein. Er unterscheidet sich von ihnen dadurch, dass das Gewicht desselben auch durch die feinste Wage nicht bestimmt werden konnte. Trotzdem war in den Gedanken mancher bedeutenden Männer kein Zweifel daran, dass „Caloric“ ein Fluidum sei, welches alle Körper durchdringe, wahrscheinlich auch die Ursache jeder Abstossung, ja möglicherweise selbst die Ausdehnung aller Körper bewirke.

Da sich Ideen dieser Art immer mit dem Wort Caloric verbanden und da dieses Wort in nicht geringem Maasse das Mittel wurde, diese Ideen, welche sämmtlich jetzt als falsch erkannt worden sind, zu verkörpern und zu verbreiten, so wollen wir so viel wie möglich das Wort Caloric in der Wärmetheorie vermeiden. Wir werden es dagegen von Nutzen finden, dort, wo wir uns auf die irrige Theorie beziehen, welche voraussetzt, dass Wärme eine Substanz ist, dort diese Theorie die „Calorictheorie der Wärme“ zu nennen.

Von dem Worte „Wärme“, obgleich ein Wort aus der Umgangssprache und kein wissenschaftlicher Ausdruck, werden wir dagegen finden, dass es hinreichend frei von Zweideutigkeit ist, wenn wir es gebrauchen, um eine messbare Grösse auszudrücken, weil es nämlich mit Worten verbunden sein wird, die ausdrücklich Grössen bezeichnen und dabei angeben, von wie viel Wärme wir sprechen.

Wir haben mit dem Worte „Wärme“ nur zu thun als mit einem abstracten Begriff, welcher die Eigenschaften warmer Körper wiedergiebt. Wenn wir von einer bestimmten Wärme sprechen, wie etwa von der Wärme der frisch gemolkenen Milch, so werden wir immer das mehr wissenschaftliche Wort „Temperatur“ benutzen und dementsprechend von der Temperatur der frisch gemolkenen Milch sprechen.

Wir werden niemals das Wort „Wärme“ gebrauchen um die Empfindung für Wärme zu bezeichnen. In der That wird es in der gewöhnlichen Sprache, die keine Namen für Empfindungen hat, nie so benutzt, wenn nicht die Empfindung selbst von grösserer Wichtigkeit für uns ist, als ihre physikalische Ursache, wie z. B. in dem Fall von Schmerz u. s. w.

Der einzige Ausdruck, den wir für diese Empfindung haben, ist: „Empfindung der Wärme.“

Wenn wir eines Beiwortes bedürfen, um zu bezeichnen, dass eine Erscheinung sich auf Wärme bezieht, so bezeichnen wir dieses dem bisherigen Sprachgebrauch gemäss entweder durch Vorsetzung des Substantives „Wärme“ oder durch das Adjectiv „thermisch“. Wir sprechen von Wärmeerscheinungen oder von thermischen Erscheinungen. So reden wir z. B. von der Wärmeleitung einer Substanz oder von einer Wärmestrahlung, um die Leitung und Strahlung der Wärme von der Leitung der Elektrizität und der Strahlung des Lichtes zu unterscheiden. Die Lehre von der Wärme überhaupt ist wohl (nach Dr. Whewell und Anderen) „Thermotik“ genannt. Die Theorie der Wärme, bei welcher Wärme als eine Form der Energie aufgefasst wird, hat den Namen „Thermodynamik“ erhalten. Nach diesem Vorgange mag die Theorie des Gleichgewichts der Wärme „Thermostatik“ und die der Bewegung der Wärme „Thermokinematik“ genannt werden.

Das Instrument, mit welchem die Wärme der Körper bestimmt wird, heisst Thermometer. Die Lehre von der Construction und dem Gebrauch des Thermometers soll „Thermometrie“ genannt werden.

Der Apparat, mit welchem die Menge der Wärme gemessen wird, heisst „Calorimeter“, vermuthlich, weil er zu der Zeit erfunden wurde, wo die Wärme Calorik hiess. Der Name hat sich nun einmal eingebürgert und ist sehr passend, weil er sich hinreichend von dem Worte „Thermometer“ unterscheidet. Die Lehre von der Messung der Wärmemengen soll Calorimetrie genannt werden.

Einer gewissen Menge von Wärme, mit welcher alle anderen Wärmemengen verglichen werden sollen, wird der Name „Wärmeeinheit“ gegeben. Dieses ist die Menge von Wärme, welche erforderlich ist, um eine bestimmte Wirkung hervorzubringen, z. B. um 1 Kg. Eis zu schmelzen oder um die Temperatur eines Kilogramms Wasser von einer bestimmten Temperatur auf eine bestimmte andere zu erhöhen. Eine gewisse Wärmeeinheit wird von einzelnen Autoren „Calorie“ genannt.

Wir haben bis jetzt zwei Fundamentalbegriffe aus der Wärmelehre gewonnen, den Begriff der Temperatur oder der Eigenschaft eines Körpers, welche sich äussert in seiner Fähigkeit, andere Körper zu erwärmen; und den Begriff von Wärme als einer messbaren Grösse, welche von wärmeren Körpern auf kältere übertragen werden kann. Wir werden die weitere Entwicklung dieser Begriffe in den Capiteln über Thermometrie und Calorimetrie weiter verfolgen. Zunächst müssen wir jetzt unsere Aufmerksamkeit auf den Process lenken, durch welchen Wärme von einem Körper auf einen anderen übertragen wird.

Dieser Process wird die Diffusion der Wärme genannt. Die Diffusion der Wärme bringt immer nur Wärme von einem wärmeren Körper auf einen kälteren, indem sie den warmen Körper abkühlt und den kalten erwärmt. Dieser Process würde so lange fortgehen, bis alle Körper auf dieselbe Temperatur gebracht wären, wenn es nicht gewisse andere Vorgänge gäbe, in welchen die Temperatur eines Körpers verändert wird, die unabhängig sind von irgend einem Austausch von Wärme mit anderen Körpern, z. B. wenn Verbrennung oder andere chemische Processe stattfinden oder wenn irgend eine Aenderung in der Gestalt, dem Bau oder dem sonstigen physikalischen Zustand des Körpers eintritt.

Die Temperaturänderungen eines Körpers, die von anderen Ursachen herrühren, als dem Uebertragen der Wärme von anderen Körpern, werden wir untersuchen, wenn wir dazu kommen, die verschiedenen physikalischen Zustände der Körper auseinanderzusetzen. Wir beschäftigen uns jetzt nur mit dem Uebergang von Wärme auf einen Körper oder aus demselben heraus; dieses findet stets durch Diffusion statt und immer von einem wärmeren Körper zu einem kälteren.

Man hat den Vorgang der Diffusion in drei Erscheinungsformen beobachtet — „Leitung, Fortführung und Strahlung.“

„Leitung“ ist das Abfliessen der Wärme in einem ungleichmässig erwärmten Körper von Stellen mit höherer zu Stellen mit niedrigerer Temperatur.

Unter „Fortführung“ versteht man die Bewegung des warmen Körpers selbst, indem dieser dabei seine Wärme mit sich führt. Wenn derselbe bei dieser Bewegung Körpern näher gebracht wird, die kälter wie er selbst sind, so wird er diese rascher erwärmen, als wenn er ihnen nicht näher gebracht worden wäre. Der Name „Fortführung“ wird solchen Processen beigelegt, bei welchen die Diffusion der Wärme rascher erfolgt durch die Bewegung des warmen Körpers von einem Platze zum anderen, wenn auch schliesslich die Wärmeübertragung selbst doch durch Leitung stattfindet.

Bei der „Strahlung“ verliert der wärmere und gewinnt der kältere Körper Wärme vermöge eines Vorganges, welcher in einem dazwischen liegenden Medium erfolgt und bei welchem dieses Medium selbst sich nicht erwärmt.

Bei jeder dieser drei Arten der Wärmediffusion suchen die Temperaturen der Körper, zwischen denen der Process stattfindet, sich auszugleichen. Wir wollen augenblicklich die „Fortführung“ der Wärme nicht mehr besprechen, weil dieselbe keine reine Wärmeerscheinung ist. Sie hängt nämlich davon ab, dass ein warmer Körper von einem Ort zum anderen fortbewegt wird, entweder durch menschliche Kräfte wie wenn z. B. ein Stück heisses Eisen aus dem Feuer genommen und in den Theekessel gelegt wird, oder durch eine besondere physikalische Eigenschaft des erwärmten Körpers, wie wenn z. B. Wasser, welches durch Berührung mit dem Boden eines auf dem Feuer stehenden Kessels erwärmt wird, sich bei dieser Erwärmung ausdehnt, und dann einen aufsteigenden Strom bildet, indem es dem kälteren und deshalb dichteren Wasser Platz macht und dessen frühere Stelle einnimmt. In jedem solchen Falle von Fortführung geschieht die schliessliche und allein directe Uebertragung der Wärme durch Leitung. Die einzige Wirkung der Bewegung des warmen Körpers ist die, dass die ungleich warmen Theile näher an einander gebracht werden, wodurch der Austausch der Wärme erleichtert wird. Wir wollen andererseits die Leitung der Wärme als eine That-sache hinnehmen ohne zur Zeit zu versuchen, eine Theorie des Vorganges zu bilden, durch welchen jene stattfindet. Wir

behaupten sogar nicht, dass die Diffusion der Wärme durch Leitung immer besteht in einer Uebertragung der Wärme nur vom wärmeren zum kalten Körper. Alles, was wir behaupten ist das, dass die vom warmen auf den kalten Körper übertragene Wärmemenge stets grösser ist, als die Wärmemenge, welche, wenn dieses überhaupt eintritt, von dem kalten auf den warmen Körper übergeht.

Ueber Leitung.

In den Versuchen, welche wir beschrieben haben, geht die Wärme von einem Körper zum anderen über durch eine dazwischen liegende Substanz hindurch, wie z. B. von dem Gefäss mit Wasser durch die Glaskugel des Thermometers zu dem Quecksilber innerhalb der Kugel.

Dieser Vorgang, bei welchem Wärme von wärmeren zu kälteren Theilen eines Körpers übergeht, wird „Leitung der Wärme“ genannt. Wenn Wärme mittelst Leitung einen Körper durchzieht, so muss die Temperatur des letzteren in den Theilen, von welchen die Wärme kommt, höher sein, als in den, zu welchen diese strömt. Die Menge der Wärme, welche durch irgend eine dünne Schicht der Substanz hindurchgeht, hängt ab von dem Unterschied der Temperaturen an den entgegengesetzten Seiten dieser Schicht. Wenn wir z. B. einen silbernen Löffel in eine Tasse mit heissem Thee legen, wird

Fig. 1.



der im Thee befindliche Theil des Löffels bald warm werden, während der Theil ausserhalb des Thees im Vergleich zu jenem kalt ist. Wegen dieser Ungleichheit der Temperatur beginnt die Wärme augenblicklich längs des Metalles zu fliessen von *A* nach *B*.

Die Wärme erhitzt zunächst *B* ein wenig und macht so *B* wärmer als *C*; dann fliesst sie von *B* nach *C*; daher wird nach einiger Zeit das Ende des Löffels sich warm anfühlen. Das wesentliche Erforderniss zur „Leitung“ der Wärme ist das, dass letztere an jedem Punkt des von ihr beschriebenen Weges von wärmeren Theilen zu kälteren Theilen des Körpers übergehen muss. Keine Wärme kann von *A* bis *E* geleitet werden, bevor nicht *A* wärmer als *B* gemacht worden ist, *B* wärmer als *C*, *C* als *D*, *D* als *E*. Um dieses zu bewirken ist eine gewisse Menge von Wärme erforderlich, welche dazu verwandt wird um nach einander alle dazwischen befindlichen Theile des Löffels zu erwärmen, so dass einige Zeit, nachdem der Löffel in die Tasse gelegt wurde, keine Temperaturveränderung mehr am Ende des Löffels bemerkt werden kann.

Wir können daher „Leitung“ der Wärme definiren als ein Fortfliessen der Wärme durch einen Körper, welches abhängt von den Ungleichheiten der Temperatur an den aneinandergrenzenden Theilen des Körpers.

Wenn ein Theil eines Körpers durch Leitung erwärmt wird, so muss der Theil, durch welchen hindurch die Wärme zu ihm kommt, wärmer sein, als er selbst, und die Theile noch weiter von ihm ab, den Wärmestrang hinauf, noch wärmer.

Wenn wir weiter den Versuch mit dem Löffel in der Tasse Thee wiederholen mit einem Löffel aus Neusilber neben dem silbernen, so werden wir finden, dass das Ende des silbernen Löffels sich lange vor dem des neusilbernen erwärmt. Tauchen wir einen Löffel von Knochen oder Horn hinein, so werden wir, so lange wir auch warten mögen, nicht im Stande sein, eine Erwärmung des Löffelendes zu bemerken.

Das beweist, dass Silber rascher die Wärme leitet wie Neusilber und letzteres rascher wie Knochen oder Horn. Der Grund, weshalb das Ende des Löffels niemals so heiss wird, wie der Thee selbst, ist der, dass die zwischen diesem Ende und der Flüssigkeit liegenden Theile des Löffels sich abkühlen, theils durch Abgeben ihrer Wärme an die sie berührende Luft, theils durch Strahlung in den Raum.

Um zu beweisen, dass die erste Wirkung der Wärme auf das Thermometer die ist, die Substanz zu erwärmen, aus welcher die Kugel besteht und dass die Wärme die innere Flüssigkeit nicht erreichen kann, bevor die Kugel erwärmt worden ist, braucht man nur ein Thermometer zu nehmen mit einer grossen Kugel, den Stand der Flüssigkeit in der Röhre zu beobachten und dann ein wenig warmes Wasser über die Kugel zu giessen. Die Flüssigkeit in der Röhre wird zunächst fallen und dann erst anfangen zu steigen; ein Beweis, dass die Kugel anfang sich auszudehnen, bevor die Flüssigkeit sich ausdehnte.

Ueber Strahlung.

An einem ruhigen Wintertage fühlen wir die Sonnenstrahlen als warm, selbst wenn das Wasser gefriert und das Eis hart und trocken ist.

Bei der Beobachtung des Thermometers finden wir, dass dieses, wenn die Sonnenstrahlen auf dasselbe fallen, eine Temperatur weit über dem Gefrierpunkt anzeigt, während die Kugel unmittelbar umgebende Luft eine Temperatur unter dem Gefrierpunkt hat.

Daher ist die Wärme, welche wir fühlen und welche das Thermometer ebenfalls anzeigt, diesem nicht vermittelt Leitung durch die Luft mitgetheilt, weil die Luft kalt ist und ein kalter Körper einen anderen durch Leitung nicht wärmer machen kann als er selbst ist. Die Art und Weise, auf welche die Wärme den Körper erreicht, welchen sie erwärmt ohne die von ihr durchdrungene Luft zu erwärmen, heisst „Strahlung“. Körper, welche die Strahlung der Wärme durch sich hindurch zulassen, werden „diathermane Körper“ genannt, dagegen diejenigen, durch welche die Wärme nicht hindurch gehen kann, ohne sie selbst warm zu machen, „athermane Körper“. Dasjenige, welches durch das Medium während dieses Processes hindurchgeht, wird allgemein „strahlende Wärme“

genannt, obgleich dasselbe, so lange es sich in dem Zustande als strahlende Wärme befindet, keine von den Eigenschaften besitzt, welche Wärme von anderen Formen der Energie unterscheiden, da ja die Temperatur der Körper, durch welche jenes hindurchgeht und die anderen physikalischen Eigenschaften derselben, auf keine Weise von dem Durchgang der strahlenden Wärme berührt werden, vorausgesetzt, dass der Körper vollkommen diatherman ist. Ist letzterer nicht vollkommen diatherman, so behält er mehr oder weniger von den Wärmestrahlen zurück und wird selbst warm, anstatt die ganze Menge der strahlenden Wärme an die ihn umgebenden Körper abzugeben.

Die charakteristische Eigenschaft der strahlenden Wärme ist die, dass sie gleich dem Licht in Strahlen sich vorwärts bewegt, woher der Name „strahlend“. Diese Strahlen haben alle physikalischen Eigenschaften der Lichtstrahlen; sie sind der Reflexion, Brechung, Interferenz und Polarisirung fähig. Sie können durch das Prisma in verschiedene Arten zerlegt werden, gerade wie das Licht in die dasselbe zusammensetzenden Farben zerlegt wird. Einige der Wärmestrahlen sind identisch mit Lichtstrahlen, während andere Arten von Wärmestrahlen keinen Eindruck auf unsere Augen machen. Wenn wir z. B. eine convexe Glaslinse nehmen und dieselbe in den Weg der Sonnenstrahlen bringen, so wird ein Körper, der in den Brennpunkt dorthin, wo ein kleines Sonnenbild sich bildet, gelegt wird, ausserordentlich heiss werden, während die Linse selbst und die Luft, durch welche die Strahlen hindurchgehen, ganz kalt bleiben. Wenn wir die Strahlen, ehe sie den Brennpunkt erreichen, auf die Oberfläche von Wasser fallen lassen, so dass die Strahlen sich in einem Brennpunkt im Innern des Wassers vereinigen, so wird letzteres, wenn es im Brennpunkt ganz klar ist, ruhig bleiben; lassen wir dagegen den Brennpunkt auf ein Stäubchen im Wasser fallen, so werden die Strahlen dort aufgehalten, das Stäubchen erwärmt sich, das Wasser, welches ihm zunächst sich befindet, dehnt sich durch Aufnahme dieser Wärme aus, so dass ein aufsteigender Wasserstrom hervorgerufen wird und das Staubtheilchen mit diesem

im Wasser zu steigen beginnt. Diese Erscheinung beweist, dass die Strahlung, nur wenn sie aufgehalten wird, eine erwärmende Wirkung auf den Gegenstand, auf welchen sie fällt, ausübt.

Mittelst eines genau concaven Metallstückes, das man, wenn es heiss ist, gegen eine klare Eisscheibe drückt, erst von der einen Seite, dann von der anderen, kann man leicht eine Linse von Eis herstellen; und eine solche Linse kann an einem sonnigen Tage als Brennglas gebraucht werden. Es steht indess dieses Experiment, welches früher sehr in Ansehen war, in Bezug auf sein Interesse weit hinter einem anderen zurück, das Prof. Tyndall aussann, in welchem die Wärme anstatt durch das Eis concentrirt zu werden, im Eise selbst concentrirt wird. Wir nehmen ein Stück klares Eis, geben ihm eine ebene Oberfläche parallel mit der ursprünglichen Oberfläche des Sees oder mit den Schichten von Blasen, die gewöhnlich in grossen Eisstücken gefunden werden; dann lassen wir die durch ein gewöhnliches Brennglas convergent gemachten Sonnenstrahlen auf diese Oberfläche fallen, so dass sie in dem Eise ihren Brennpunkt haben. Das Eis, welches nicht vollkommen diatherman ist, wird durch die Strahlen erwärmt werden, im Brennpunkte indess in weit höherem Grade als irgendwo anders. Desshalb wird das Eis am Brennpunkte in seinem Innern zu schmelzen beginnen. Dabei bilden die Theile, welche zuerst schmelzen, regelmässig geformte Krystalle, so dass wir schliesslich auf dem Wege der Strahlen eine Anzahl von sechseckigen Sternen sehen, die aus dem Eise geschnitten sind und Wasser enthalten. Indessen füllt das Wasser sie nicht ganz aus, weil Wasser geringeres Volumen hat als das Eis, aus welchem es entsteht; zum Theil sind die Sterne daher leer.

Versuche über die erwärmende Wirkung der Strahlung beweisen, dass nicht nur die Sonne, sondern alle warmen Körper strahlende Wärme abgeben. Wenn der Körper heiss genug ist, so wird seine Ausstrahlung sichtbar; man sagt dann, der Körper sei „rothglühend“. Ist er noch heisser, so sendet er nicht allein rothe, sondern Strahlen von jeder Farbe aus; man sagt dann, er sei „weissglühend“. Ist ein Körper zu kalt, um sichtbare Strahlen auszusenden, so sendet er noch un-

sichtbare Wärmestrahlen aus, welche durch ein hinreichend empfindliches Thermometer bemerkt werden können. Es hat nicht den Anschein, als ob irgend ein Körper so kalt werden könne, um keine Strahlen mehr auszusenden. Der Grund, warum nicht alle zu leuchten scheinen, liegt in unserem Auge, welches nur für bestimmte Strahlen empfänglich ist; wir sehen nur mittelst Strahlen dieser Art, die von einem sehr heißen Körper entweder direct von diesem kommen oder nach Reflexion oder Zerstreuung an der Oberfläche anderer Körper.

Wir werden sehen, dass die Ausdrücke „Wärmestrahlung“ und „strahlende Wärme“ wissenschaftlich nicht ganz correct sind und mit Vorsicht gebraucht werden müssen. Wärme wird zwar sicher von einem Körper einem anderen mitgetheilt durch den Vorgang, welchen wir Strahlung nennen und der in dem Raume zwischen beiden Körpern stattfindet; wir haben indessen kein Recht von diesem Vorgange der Strahlung als von „Wärme“ zu sprechen. Wir haben „Wärme“ definirt so, wie dieselbe in warmen Körpern auftritt, und haben gesehen, dass alle Wärme von derselben Art ist. Die Strahlung zwischen Körpern unterscheidet sich aber von dieser Wärme, wie wir dieselbe früher definirt haben, dadurch dass sie 1) die Körper, durch welche sie geht, nicht erwärmt, und 2) von mannigfach verschiedener Art ist. Daher wollen wir von nun an nur allgemein von Strahlung sprechen; wo wir von „strahlender Wärme“ sprechen, gedenken wir nicht eine neue Art von Wärme zu bezeichnen, sondern die Strahlung mit Rücksicht auf ihren thermischen Effect zu betrachten.

Die verschiedenen physikalischen Zustände der Körper.

Man findet, dass die Körper sich in verschiedener Weise unter der Wirkung von Kräften verhalten. Wenn wir auf einen Körper nach einer Richtung hin einen Druck z. B. in dessen

Längsrichtung ausüben vermittelt einer Zange oder eines Schraubstockes, während der Körper sich frei nach allen anderen Richtungen bewegen kann, so finden wir, dass, im Falle der Körper ein Stück kaltes Eisen ist, sehr wenig Wirkung erzielt wird, sobald der Druck nicht sehr gross ist. Ist der Körper aber ein Stück Gummi, so wird dieses der Länge nach zusammengedrückt und biegt sich nach den Seiten aus, kommt aber bald in einen Zustand des Gleichgewichts, in welchem es dauernd den Druck aushält. Nehmen wir indess statt des Gummis Wasser, so können wir diesen Versuch überhaupt nicht anstellen, denn das Wasser fliesst seitwärts weg und die Backen der Zange kommen zusammen ohne einen bemerkbaren Druck ausgeübt zu haben.

Körper, welche einen, wenn auch noch so leichten Druck in der Längsrichtung aushalten können, ohne durch seitlichen Druck unterstützt zu sein, heissen „feste Körper“; jene, welche das nicht können, werden „Fluida“ genannt. Wir werden sehen, dass bei einem Fluidum im Ruhezustande der Druck in jedem Punkt nach allen Richtungen hin gleich sein muss; dieser Druck wird der „Druck des Fluidums“ genannt.

Es giebt zwei grosse Classen von Fluida. Wenn wir in ein geschlossenes Gefäss eine kleine Menge von einem Fluidum der ersten Classe, von der Art, wie das Wasser, thun, wird diese das Gefäss zum Theil füllen; der Rest des letzteren bleibt leer oder enthält ein anderes Fluidum. Fluida, denen diese Eigenschaft zukommt, heissen Flüssigkeiten. Wasser ist eine Flüssigkeit. Wenn wir ein wenig Wasser in eine Flasche giessen, so wird dasselbe auf dem Boden liegen und durch eine scharfe Oberfläche von der darüber befindlichen Luft oder der gasförmigen Wassersubstanz getrennt sein.

Wenn andererseits das Fluidum, welches wir in das verschlossene Gefäss bringen, zur zweiten Classe gehört, so wird es, wie klein auch die Menge, die wir hinein bringen, sein mag, sich ausdehnen und das ganze Gefäss erfüllen, wenigstens den Theil desselben, der nicht von einer Flüssigkeit eingenommen ist.

Fluida, welche diese Eigenschaft besitzen, heissen „Gase“. Luft ist ein Gas. Wenn wir ein Gefäss zunächst luftleer machen und dann die geringste Quantität von Luft hineinbringen, so wird diese sich augenblicklich ausdehnen, bis sie das ganze Gefäss ausfüllt, so dass in einem Cubikcentimeter an der einen Stelle ebenso viel Luft ist als in demselben Volumen an einer anderen Stelle des Gefässes.

Es kann ein Gas wegen dieser Eigenschaft nicht wie eine Flüssigkeit in einem offenstehenden Gefäss aufbewahrt werden.

Der Unterschied zwischen einem Gase und einer Flüssigkeit besteht daher darin, dass ein Gas, wie gross der Raum auch sein mag, in welchen es gebracht wird, sich ausdehnt und auf jeden Theil seiner Hülle einen Druck ausübt; wogegen eine Flüssigkeit sich nur um einen sehr kleinen Bruchtheil ihres Volumens ausdehnt, selbst wenn der Druck bis auf Null vermindert wird. Einige Flüssigkeiten können sogar eine hydrostatische Spannung oder negativen Druck aushalten, ohne dass ihre Theile von einander getrennt werden.

Die drei hauptsächlichen Zustände, in denen die Körper auftreten, sind also der feste, der flüssige und der gasförmige Zustand.

Die meisten Substanzen haben die Fähigkeit, in allen drei Zuständen zu existiren. Wasser z. B. besteht in der Form von Eis, Wasser und Dampf. Einige wenige feste Körper, wie die Kohle, hat man bis jetzt noch nicht schmelzen können; einige wenige Gase, wie Sauerstoff, Wasserstoff und Stickstoff, sind noch nicht verflüssigt oder in den festen Zustand übergeführt. Indessen müssen wir diese als Ausnahmefälle betrachten, welche als solche vorhanden sind wegen der Beschränktheit des Umfanges der Temperatur und des Druckes, über den wir bisher bei unseren Versuchen gebieten können.

Die gewöhnlichen Wirkungen der Wärme auf die Veränderung des physikalischen Zustandes der Körper sollen nun folgendermaassen beschrieben werden. Wir wollen uns halten an einen bestimmten Körper, an den Aenderungen des Wassers, als an einem allgemein vertrauten Beispiel, und, wenn es nöthig ist, die abweichenden Erscheinungen anderer Körper angeben.

Wasser existirt bei der niedrigsten Temperatur, bei welcher es beobachtet worden ist, in der festen Form als Eis. Wenn Wärme sehr kaltem Eis oder einem anderen festen Körper zugeführt wird — indess nicht bei der Schmelztemperatur —, so geschieht Folgendes:

1) Es steigt die Temperatur.

2) Es dehnt sich im Allgemeinen der Körper aus. (Die einzige Ausnahme unter festen Körpern macht, so viel mir bekannt wurde, das Jodid von Silber, welches, wie Fizeau fand, bei steigender Temperatur sich zusammenzieht.¹⁾)

3) Es vermindert sich gewöhnlich die Härte des Körpers oder sein Widerstand gegen eine Aenderung der Gestalt. Diese Erscheinung ist bei einigen Körpern mehr ins Auge fallender als bei anderen. Sie ist sehr auffallend beim Eisen, welches, wenn es heiss gemacht wird, jedoch nicht so weit, dass es zu schmelzen anfängt, weich wird und leicht zu schmieden ist. Die Festigkeit von Glas, Harzen, Fetten und gefrorenen Oelen ändert sich sehr durch Temperaturwechsel. Auf der anderen Seite glaubt man, dass Stahldraht bei 100° steifer ist wie bei 0°; weiter ist durch Versuche von Joule und Thomson nachgewiesen, dass die Längenelasticität des Kautschuks zwischen bestimmten Grenzen mit der Temperatur zunimmt. Eis wird sehr weich, wenn es seinem Schmelzpunkte sehr nahe ist.

4) Es befindet sich eine Menge von festen Körpern beständig an ihrer freien Oberfläche in dem Zustande der Verdampfung oder Verwandlung in den gasartigen Zustand. Wohl bekannte Beispiele hiervon sind: Kampher, die Jodide und Carbonate des Ammoniaks. Wenn diese festen Körper nicht in verkorkten Flaschen aufbewahrt werden, so verschwinden sie durch Verdampfung; es ist der Dampf, welcher von ihnen aufsteigt, durch seinen Geruch und seine chemische Wirksamkeit zu erkennen. Eis geht an seiner Oberfläche gleichfalls in den Zustand des Dampfes über, so dass in einem trockenen Klima während eines langen Frostes grosse Eisstücke kleiner werden und zuletzt verschwinden.

¹⁾ Anm. d. Uebers. Kautschuck zieht sich in heisses Wasser geworfen zunächst auch zusammen.

Es giebt andere feste Körper, welche nichts von ihrer Substanz auf diesem Wege der Verdampfung zu verlieren scheinen, wenigstens können wir bei ihnen keinen Verlust an Masse nachweisen. Indessen ist es wahrscheinlich, dass solche Körper, welche durch ihren Geruch erkannt werden, ausserordentlich langsam verdampfen. So haben Eisen und Kupfer beide einen wohl bekannten Geruch. Derselbe kann allerdings auch von einer chemischen Thätigkeit an der Oberfläche herrühren, welche Wasserstoff oder irgend ein anderes Gas, das mit einer sehr geringen Menge des Metalls verbunden war, frei macht.

Das Schmelzen.

Wenn die Temperatur eines festen Körpers auf eine genügende Höhe gestiegen ist, so beginnt der Körper zu schmelzen, d. i. in eine Flüssigkeit überzugehen. Nehmen wir an, es sei ein kleiner Theil des festen Körpers geschmolzen und es werde zunächst keine Wärme mehr zugeführt, bis die Temperaturen der übrig gebliebenen festen Substanz und der Flüssigkeit sich ausgeglichen haben. Wenn dann weiter ein klein wenig Wärme mehr zugeführt wird und die Temperaturen sich wieder ausgeglichen haben, so wird mehr flüssige und weniger feste Masse vorhanden sein. Dabei ist indess, sobald die Flüssigkeit und der feste Körper dieselbe Temperatur haben, diese Temperatur stets die des Schmelzpunktes der betreffenden Substanz.

Wenn daher die theilweise geschmolzene Masse wohl unter einander gemischt bewahrt wird, so dass die festen und flüssigen Theile dieselbe Temperatur besitzen, so muss letztere die Schmelztemperatur des festen Körpers sein und es wird kein Wachsen der Temperatur durch Zuführung von Wärme bewirkt werden, bevor nicht der feste Körper ganz in Flüssigkeit verwandelt ist.

Die Wärme, welche erforderlich ist um eine gewisse Menge eines festen Körpers beim Schmelzpunkte in eine Flüssigkeit

von derselben Temperatur überzuführen heisst die latente (gebundene) Schmelzwärme.

Sie heisst latente Wärme, weil ihre Einwirkung auf den Körper dessen Temperatur nicht steigert oder denselben nicht erwärmt.

Diejenigen, welche behaupteten, Wärme sei eine Substanz, setzten daher voraus, dass die latente Wärme in der Flüssigkeit in einem verborgenen oder gebundenen Zustand existire; und nach dieser Richtung hin unterschieden sie dieselbe von jener Wärme, welche, einem Körper zugeführt, diesen wärmer macht, seine Temperatur erhöht. Diese Wärme nannten jene fühlbare Wärme. Man sagte daher, ein Körper besäße eine gewisse Wärmemenge in sich. Ein Theil dieser Wärme wurde „gefühlbare Wärme“ genannt und ihr die Temperatur des Körpers zugeschrieben; den anderen Theil nannte man „latente Wärme“; sie sollte die flüssige oder gasartige Form des Körpers bedingen.

Wenn wir indess von einer Menge Wärme als der latenten Schmelzwärme eines Kilogramms Wasser sprechen, so meinen wir in diesem Buche nur die Thatsache, dass diese Menge Wärme aufgewandt werden muss um ein Kilogramm schmelzendes Eis in Wasser zu verwandeln.

Wir stellen keine Behauptung auf über den Zustand, in welchem die Wärme im Wasser vorhanden ist; wir behaupten nicht einmal, dass die dem Eise mitgetheilte Wärme noch als Wärme in ihm existirt.

Ausser dem Uebergang vom Festen zum Flüssigen tritt gewöhnlich beim Vorgange des Schmelzens auch ein Wechsel des Volumens ein. Wasser von Eis gebildet hat geringeres Volumen als das Eis, wie man an dem Schwimmen des Eises im Wasser sehen kann, so dass das Totalvolumen von Eis und Wasser beim Vorwärtsschreiten des Schmelzens sich verringert.

Andererseits dehnen sich manche Substanzen während des Schmelzens aus, so dass die festen Theile in die Flüssigkeit niedersinken. In diesem Falle wächst das Volumen der ganzen Masse während ihres Schmelzens.

Professor J. Thomson¹⁾ hat aus den Grundsätzen der dynamischen Theorie der Wärme gefolgert, dass, wenn ein Druck auf eine Mischung von Eis und Wasser ausgeübt wird, nicht bloss beides, Eis und Wasser, durch denselben zusammengepresst wird, sondern dass zu gleicher Zeit auch eine kleine Menge des Eises schmilzt, so dass die ganze Compression wächst wegen der durch dieses Schmelzen entstandenen Volumverringering. Da die zum Schmelzen dieser letzteren Menge Eis erforderliche Wärme dem Rest der Masse entzogen wird, so wird die Temperatur des Ganzen fallen.

Hieraus folgt, dass der Schmelzpunkt für Eis durch Druck erniedrigt wird. Dieser theoretische Schluss wurde von Sir W. Thomson durch den Versuch bestätigt.

Ist die Substanz eine derjenigen, welche sich beim Schmelzen ausdehnen, so wirkt der Druck in der Weise, dass etwas von der Mischung erstarrt und die Schmelztemperatur erhöht wird. Die meisten der Substanzen, aus welchen die Erdkruste besteht, dehnen sich beim Schmelzen aus. Daher wird ihr Schmelzpunkt unter grossem Drucke steigen. Wäre nun die Erde ganz im geschmolzenen Zustande gewesen als die Theile der Oberfläche anfangen zu erstarren, so würden diese in die geschmolzene Masse hineingesunken sein und würden, wenn sie in eine grosse Tiefe hinabgesunken wären, doch noch fest geblieben sein bei dem enormen Druck, den sie auszuhalten hatten, selbst bei einer Temperatur, die weit über dem Schmelzpunkt desselben Körpers an der Oberfläche liegt. Es ist daher keine nothwendige Folgerung, dass im Innern der Erde die Körper sich in einem flüssigen Zustand befinden, selbst wenn dort die Temperatur weit über der des Schmelzpunktes der Gesteine in unseren Schmelzöfen ist.

Sir W. Thomson hat bewiesen, dass wenn die Erde als Ganzes nicht härter wäre als ein Glasball von demselben Umfang, die Anziehung des Mondes und der Sonne sie aus ihrer Form bringen und auf der Oberfläche Ebbe und Fluth erregen würde, so dass das Festland sich heben und senken würde,

¹⁾ Transactions of the Royal Society of Edinburgh 1849.

gerade wie es das Meer thut, nur nicht ganz so viel wie letzteres. Es ist wahr, dass diese Bewegung so sanft und regelmässig vor sich gehen würde, dass wir dieselbe auf directem Wege zwar nicht bemerken könnten; aber ihre Wirkung würde auch die sein, das wohl beobachtbare Sinken und Anschwellen der Ebbe und Fluth des Meeres zu verkleinern und es viel geringer zu machen, als es thatsächlich ist.

Es scheint demnach aus dem, was wir über die Grösse der Ebbe und Fluth des Oceans wissen, zu folgen, dass die Erde im Ganzen härter ist als Glas und folglich kein sehr grosser Theil ihres Innern flüssig sein kann. Die Einwirkung des Druckes auf den Schmelzpunkt der Körper ermöglicht es, diesen Schluss zu vereinigen mit der Beobachtung, dass die Temperatur zunimmt, je tiefer wir in die Erdkruste hinabsteigen und mit den Schlüssen über die Höhe der Temperatur im Erdinnern, welche aus dieser Thatsache mit Hülfe der Theorie über die Wärmeleitung abgeleitet sind.

Wirkung der Wärme auf Flüssigkeiten.

Wird Wärme einer Flüssigkeit zugeführt, so sind ihre Wirkungen folgende:

1) Die Wärme erwärmt die Flüssigkeit. Die Menge Wärme, welche erforderlich ist um die Temperatur einer Flüssigkeit um einen Grad zu erhöhen, ist im Allgemeinen grösser als diejenige, welche gebraucht wird, um die Temperatur desselben Körpers in fester Form um einen Grad zu erhöhen. Im Allgemeinen ist ausserdem bei hohen Temperaturen mehr Wärme erforderlich um die Flüssigkeit um einen Grad zu erwärmen, als bei niedrigen.

2) Die Wärme verändert das Volumen. Die meisten Flüssigkeiten dehnen sich bei einer Temperaturerhöhung aus; Wasser indess zieht sich zusammen in dem Bereich zwischen 0° und 4° C., dehnt sich darnach aber aus, zuerst langsam, nachher schneller.

3) Die Wärme ändert den physikalischen Zustand. Flüssigkeiten, wie Oel, Theer u. s. w., welche träge in ihren inneren Bewegungen sind, nennt man „zähe“. Werden sie erhitzt, so nimmt ihre Zähigkeit gewöhnlich ab und sie werden beweglicher. Dies ist selbst beim Wasser der Fall, wie Versuche von O. E. Meyer zeigen.

Wenn Schwefel erhitzt wird, so unterliegt der geschmolzene Schwefel bei seiner Temperaturerhöhung verschiedenen auffallenden Veränderungen; geschmolzen ist er zuerst beweglich, wird dann bei höherer Temperatur auffallend zähe, noch mehr erhitzt indess wieder beweglich.

4) Wärme verwandelt Flüssigkeiten oder feste Körper in Dampf. Wenn eine Flüssigkeit oder ein fester Körper in ein Gefäss gethan wird, dessen übriger Theil leer ist, so geben dieselben Theile ihrer eigenen Substanz ab in der Form von Gas. Dieser Vorgang wird Verdampfung genannt; das abgegebene Gas wird gewöhnlich der Dampf der festen oder flüssigen Substanz genannt. Der Verdampfungsprocess geht so lange fort bis die Dichtigkeit des Dampfes in dem Gefässe eine gewisse Grösse erreicht hat, welche nur von der Temperatur abhängt.

Ist auf irgend eine Weise, z. B. durch Bewegung eines Kolben, das Gefäss grösser gemacht, so wird mehr Dampf gebildet werden, bis die Dichtigkeit dieselbe ist, wie vorher. Wird der Kolben niedergedrückt und somit das Gefäss verkleinert, so geht etwas von dem Dampfe in den flüssigen Zustand über, aber die Dichtigkeit des zurückgebliebenen Dampfes bleibt dieselbe.

Enthält der von Flüssigkeit freie Theil des Gefässes neben dem Dampf der Flüssigkeit Luft oder andere Gase, die nicht chemisch auf die Flüssigkeit wirken, so wird genau dieselbe Menge Dampf erzeugt wie vorher. Indess ist die Zeit, welche der Dampf gebraucht um die entfernteren Theile des Gefässes zu erreichen, grösser wie vorher, weil dasselbe sich durch die Luft auf eine Art von Durchsickern verbreitet.

Diese Gesetze der Verdampfung wurden von Dalton entdeckt.

Die Verwandlung der Flüssigkeit in Dampf erfordert eine gewisse Menge von „latenter Wärme“, welche gewöhnlich grösser ist, als die latente Schmelzwärme derselben Substanz.

Bei allen Körpern hängt die Dichtigkeit, der Druck und die Temperatur so zusammen, dass, wenn wir zwei von ihnen kennen, die Grösse des dritten bestimmt ist. Im Falle die Dämpfe nur mit der Flüssigkeit oder den festen Körpern in Berührung bleiben, aus welchen sie entstanden sind, so existirt für jede Temperatur eine bestimmte Dichtigkeit jener, welche die grösste ist, welche der Dampf bei dieser Temperatur haben kann, ohne in die flüssige oder feste Form verdichtet zu werden.

Demnach ist für jede Temperatur ein Maximum des Druckes vorhanden, welchen der Dampf ausüben kann.

Ein Dampf, welcher das Maximum der Dichtigkeit und des Druckes besitzt, das seiner Temperatur entspricht, heisst „gesättigter Dampf“. Letzterer ist dann gerade auf dem Punkte der Verdichtung; die kleinste Abnahme der Temperatur oder Zunahme des Druckes wird verursachen, dass eine kleine Menge des Dampfes sich verdichtet. Professor Rankine beschränkt den Gebrauch des Wortes „Dampf“ allein auf den Fall des gesättigten Dampfes; ist der Dampf nicht auf dem Punkte der Verdichtung, so nennt er ihn „überhitzten Dampf“ oder einfach „Gas“.

Das Sieden.

Wenn eine Flüssigkeit in einem offenen Gefässe bis zu einer Temperatur erhitzt wird, bei welcher der Druck ihres Dampfes von derselben Temperatur grösser ist, als der Druck in irgend einem Punkte im Innern der Flüssigkeit, so wird letztere an diesem Punkte anfangen zu verdampfen, so dass sich dort eine Dampfblase bildet. Dieser Vorgang, bei welchem Dampfblasen im Innern der Flüssigkeit gebildet werden, heisst Sieden oder Kochen.

Wird Wasser auf gewöhnliche Weise durch Mittheilung von Wärme an den Boden eines Gefässes erhitzt, so erwärmt

sich die unterste Schicht des Wassers zuerst, sie dehnt sich dabei aus, wird leichter als das kältere Wasser über ihr und steigt daher allmählig in die Höhe, so dass eine langsame Circulation des Wassers unterhalten und die ganze Wassermasse nach und nach erwärmt wird, obschon die unterste Schicht immer die heisseste bleibt. Beim Steigen der Temperatur wird die absorbirte Luft, welche sich stets im gewöhnlichen Wasser vorfindet, vertrieben und steigt geräuschlos in kleinen Blasen auf. Zuletzt wird das in Berührung mit dem erhitzten Metall stehende Wasser so heiss, dass trotz des Druckes der Atmosphäre auf die Oberfläche, trotz des hinzukommenden Druckes des Wassers selbst in dem Kessel und trotz der Cohäsion der Wassertheile unter einander, etwas von dem auf dem Boden befindlichen Wasser in Dampf verwandelt wird, der eine Blase bildend sich an dem Boden des Kessels ansetzt. Sobald erst eine Blase gebildet ist, geht die Verdampfung des Wassers rings um dieselbe rasch vor sich, so dass sie bald grösser wird und vom Boden des Kessels aufsteigt. Wenn die oberen Schichten des Wassers, in welche die Blase emporsteigt, noch unter der Siedetemperatur sich befinden, so wird die Blase verdichtet, ihre Wände stossen an einander mit einem scharfen Geräusch. Wir nennen dasselbe „das Singen“. Das Aufsteigen der Blase bewegt nun die oberen Schichten des Wassers heftiger als die blosser Ausdehnung, so dass letzteres bald an allen Theilen erhitzt und zum Kochen gebracht wird. Dann vergrössern sich die Blasen während ihres ganzen Aufsteigens rasch, platzen in der Luft, werfen das Wasser umher und machen das wohl bekannte, sanftere, mehr rollende Geräusch des Siedens.

Der Dampf ist, wenn er aus den Blasen hervorbricht, ein unsichtbares Gas. Wenn er indess in kältere Luft eintritt, kühlt er sich ab bis unter seinen Condensationspunkt; ein Theil desselben bildet dann eine aus kleinen Tropfen bestehende Wolke, die in der Luft schwebt. Indem die Wolke von Tropfen sich zerstreut und mit trockener Luft mischt, wird in jedem Cubikmeter die Quantität von Wasser verringert, während der Umfang eines jeden Theiles der Wolke wächst. Die kleinen Tropfen beginnen zu verdunsten, sobald genügend Raum für

den Dampf vorhanden ist, der bei der betreffenden Temperatur der Atmosphäre gebildet wird. So verschwindet die Wolke wieder in dünne Luft.

Die Temperatur, bis zu welcher Wasser erhitzt werden muss, ehe es siedet, hängt zunächst ab von dem Druck der Atmosphäre in der Weise, dass die Siedetemperatur um so höher liegt, je grösser der Druck ist. Indess muss die Temperatur des Wassers beim Sieden etwas höher sein als die, bei welcher der Druck des Dampfes gleich ist dem Druck der Atmosphäre, denn um Blasen zu bilden hat der Dampfdruck nicht nur den Druck der Atmosphäre und den einer gewissen Wasserhöhe zu überwinden, sondern auch die Cohäsion zwischen den einzelnen Theilen des Wassers, deren Wirkung in der Zähigkeit der Blasen und Tropfen sichtbar ist. Daher ist es möglich, Wasser 11° C. über seinen Siedepunkt zu erhitzen, ohne dass Aufwallen eintritt. Wirft man nun einige Metallspäne in das Wasser, so wird ein wenig Luft an der Oberfläche der Späne mit herunter ins Wasser gebracht; der Verdampfungsprocess beginnt dann an der Berührungsstelle dieser Luft und des heissen Wassers mit einer solchen Schnelligkeit, dass ein gewaltsames Sieden entsteht, das sich meistens bis zu einer Explosion steigert.

Wenn ein Dampfstrom aus einem Kochgefäss in ein Gefäss mit kaltem Wasser geleitet wird, so tritt zunächst Verdichtung des Dampfes ein, begleitet von einem sehr lauten singenden oder rasselnden Geräusch, ausserdem eine rasche Erwärmung des Wassers. Wenn das Wasser hinreichend erhitzt ist, so wird der Dampf nicht mehr verdichtet, sondern entweicht in Blasen und nun kocht das Wasser.

Als Beispiel anderer Art wollen wir annehmen, dass das Wasser nicht rein ist, sondern etwas Salz enthält, entweder gewöhnliches Salz oder schwefelsaures Natron oder irgend eine andere Substanz, welche das Bestreben hat sich mit Wasser zu vereinigen und von welcher das Wasser erst getrennt werden muss, ehe es verdunsten kann. Wasser, welches solche Substanzen aufgelöst enthält, muss auf eine höhere Temperatur, als der Siedepunkt von reinem Wasser ist, gebracht werden,

bevor es kocht. Andererseits siedet Wasser, welches Luft oder Kohlensäure enthält, bei einer niedrigeren Temperatur wie reines Wasser, so lange bis das Gas ausgetrieben ist.

Wenn Dampf von 100° C. in ein Gefäß geleitet wird, welches eine concentrirte Auflösung eines der genannten Salze enthält, die das Bestreben haben sich mit Wasser zu vereinigen, so wird die Verdichtung des Dampfes durch dieses Bestreben gefördert, sie wird daher vor sich gehen, selbst wenn die Lösung weit über den gewöhnlichen Siedepunkt erhitzt ist. In dieser Weise hat P. Spence¹⁾ durch Zuführung von Dampf von 100° eine starke Lösung von salpetersaurem Natron auf 121° C. erhitzt.

Wenn Wasser von einer Temperatur unter 100° in ein Gefäß gethan und dann mit Hülfe einer Luftpumpe der Druck der Luft auf die Oberfläche immer mehr erniedrigt wird, so beginnt Verdampfung; das Wasser an der Oberfläche wird dabei kälter als die inneren Wassertheile. Fahren wir mit der Luftverdünnung fort, so wird der Druck erniedrigt auf den Druck, welchen Dampf von der Temperatur der inneren Flüssigkeitstheile ausübt. Das Wasser beginnt zu kochen gerade wie auf gewöhnlichem Wege. Während es kocht, fällt die Temperatur rasch, da die verschwindende Wärme gebraucht wird, um das Wasser zu verdampfen.

Dieses Experiment kann in folgender Weise ohne eine Luftpumpe ausgeführt werden. Man koche Wasser in einer Flasche über einer Gasflamme oder Spirituslampe, verkorke die Flasche rasch noch während des Kochens und nehme sie von der Flamme weg. Das Kochen wird bald aufhören; wenn man indess nur ein wenig kaltes Wasser über die Flasche giesst, so wird etwas von dem Dampf im oberen Theile der letzteren verdichtet, der Druck des übrig bleibenden Dampfes wird dadurch verringert und das Wasser beginnt wieder zu kochen. Das Experiment kann noch in schlagender Weise angestellt werden, indem man die Flasche ganz in kaltes Wasser taucht. Der Dampf wird wie vorher verdichtet, das Wasser

¹⁾ Transactions of the British Association 1869, p. 75.

indess, obgleich rascher abgekühlt, als wenn bloss kaltes Wasser über die Flasche gegossen würde, behält seine Wärme länger als der Dampf und führt daher noch einige Zeit fort zu kochen.

Der gasförmige Zustand.

Die charakteristische Eigenschaft der Gase ist ihre Fähigkeit einer unbegrenzten Ausdehnung. Wenn der Druck sich verringert, so wächst das Volumen des Gases; es geschieht dieses Wachsen aber in dem Maasse, dass, bevor der Druck auf Null gesunken ist, das Volumen des Gases grösser ist, als das irgend eines Gefässes, in welchem wir dasselbe fassen können.

Dieses ist die Eigenschaft, welche eine Substanz nothwendig besitzen muss, um ein Gas genannt werden zu können. Man hat gefunden, dass die wirklich vorhandenen Gase, wenn auch nicht genau, so doch mit einem grösseren oder geringeren Grade von Genauigkeit einige gewisse numerische Gesetze erfüllen, welche speciell als „Gesetze der Gase“ bezeichnet werden.

Boyle's oder Mariotte's Gesetz.

Das erste Gesetz drückt die Beziehung zwischen dem Druck und der Dichtigkeit des Gases aus bei constanter Temperatur und wird gewöhnlich in folgender Form ausgesprochen: „Das Volumen einer Gasmenge ändert sich umgekehrt proportional dem Druck.“

Dieses Gesetz wurde durch Robert Boyle entdeckt und von ihm 1662 in einem Anhang zu seinem Werke: „New Experiments, Physico-mechanical, etc., touching the Spring of the Air“ veröffentlicht.

Mariotte stellte 1667 in seiner Abhandlung: „De la Nature de l'Air“ dasselbe Gesetz auf und bewies es durch sorg-

fältige Versuche. Von den Schriftstellern des Continents wird es daher gewöhnlich als Mariotte's Gesetz bezeichnet.

Dieses Gesetz kann auch folgendermaassen gefasst werden:

„Der Druck eines Gases ist proportional der Dichtigkeit des letzteren.“

Von Professor Rankine ist noch eine andere Fassung desselben Gesetzes vorgeschlagen, welche dasselbe nach meiner Meinung ausserordentlich verständlich macht.

Wenn wir nämlich ein verschlossenes leeres Gefäss nehmen und 1 mgr Luft hineinbringen, so übt diese Luft, wie wir wissen, einen gewissen Druck auf jedes Quadratcentimeter der Oberfläche des Gefässes aus. Fügen wir nun ein zweites Milligramm Luft hinzu, so wird dieses genau denselben Druck auf die Seiten des Gefässes ausüben, den es verursacht haben würde, wenn das erste Milligramm Luft nicht vorher dagewesen wäre, so dass also jetzt der Druck verdoppelt sein wird. Demnach können wir als Eigenschaft eines vollkommenen Gases aufstellen, dass jeder Theil des letzteren auf die Wände des Gefässes den gleichen Druck ausübt, wie der ist, den derselbe ausüben würde, wenn die anderen Gastheile nicht vorhanden sein würden.

Dalton dehnte dieses Gesetz aus auf Gemische von verschiedenen Arten von Gasen.

Wir haben schon gesehen, dass, wenn verschiedene Theile desselben Gases zusammen in ein Gefäss gethan werden, der Druck auf jeden Theil der Gefässwand gleich ist der Summe der Drucke, welche die einzelnen Gastheile ausüben, wenn sie allein in dem Gefässe wären.

Dalton's Gesetz behauptet nun, dass dasselbe gilt für einzelne Mengen von verschiedenen Gasen, die sich in demselben Gefäss befinden, und dass der Druck des Gemenges gleich ist der Summe der Drucke, welche von den einzelnen Gastheilen ausgeübt werden, wenn letztere bei derselben Temperatur getrennt in das Gefäss gebracht worden wären.

Dies Dalton'sche Gesetz wird zuweilen in solcher Weise ausgesprochen, als ob Theile von verschiedenartigen Gasen sich gegen einander anders verhalten wie Theile ein und der-

selben Gasart, und es wird dasselbe dementsprechend so gefasst, dass, wenn Gase verschiedener Art in ein Gefäss gethan werden, jedes sich verhält, als wäre es in einem leeren Raume.

Richtig verstanden ist diese Fassung correct. Indess könnte das Gesetz, so ausgesprochen, zu der Meinung verleiten, dass bei Gasen gleicher Art ein anderes Verhalten, wie jenes bei Gasen verschiedener Art, stattfindet, während zwischen den beiden Fällen kein Unterschied vorhanden ist.

Ein anderes von Dalton aufgestelltes Gesetz sagt aus, dass das Maximum der Dichtigkeit eines Dampfes, welcher in Verbindung mit der zugehörigen Flüssigkeit steht, nicht durch die Gegenwart von anderen Gasen geändert wird. Indess ist durch Regnault gezeigt worden, dass, wenn der Dampf einer Substanz Neigung hat sich mit dem Gase zu verbinden, die vom Dampfe erreichbare Maximaldichtigkeit etwas zunimmt.

Vor Dalton's Zeiten wurde angenommen, dass die Ursache der Verdampfung in der Neigung des Wassers läge, sich mit der Luft zu verbinden und dass Wasser in der Luft aufgelöst würde, gerade wie Salz sich in Wasser auflöst.

Dalton bewies, dass der Wasserdampf ein Gas ist, welches gerade an der Oberfläche des Wassers eine gewisse Maximaldichtigkeit hat und welches sich allmählig in dem über dem Wasser befindlichen Raum zerstreut, gleichgültig, ob dieser mit Luft gefüllt ist oder nicht, bis entweder, wenn der Raum begrenzt ist, die Dichtigkeit des Dampfes durchweg das Maximum erreicht hat, oder, wenn der Raum gross genug, alles Wasser verdunstet ist.

Ein Vorhandensein von Luft ist zu diesem Processe so wenig nothwendig, dass im Gegentheil, je mehr Luft vorhanden ist, um so langsamer die Verdampfung vor sich geht, weil der Dampf die Luft erst durchdringen muss in dem langsamen Vorgang der Diffusion.

Jene von Regnault entdeckte Erscheinung, dass die Dichtigkeit des Dampfes etwas zunimmt bei Gegenwart eines Gases, welches Neigung hat, sich mit jenem zu verbinden, ist der einzige Fall, der für die Ansicht spricht, dass eine Flüssigkeit durch ein Gas aufgelöst wird.

Das Boyle'sche Gesetz wird von keinem der vorhandenen Gase vollkommen erfüllt. Es folgen demselben ziemlich genau die Gase, welche wir nicht zu Flüssigkeiten verdichten können; andere Gase folgen ihm um so mehr, je höher die Temperatur derselben über dem betreffenden Verdichtungspunkt liegt.

Sobald ein Gas seinem Verdichtungspunkt nahe ist, wächst die Dichtigkeit rascher, als der Druck. Ist es gerade an seinem Verdichtungspunkt, so verdichtet der geringste Zuwachs von Druck das Ganze zu einer Flüssigkeit; in flüssiger Form nimmt dann die Dichtigkeit sehr langsam mit dem Drucke zu.

Gesetz von Charles oder Gay-Lussac.

Das zweite Gesetz der Gase wurde von Charles¹⁾ entdeckt; gewöhnlich wird es indess das Gay-Lussac'sche oder das Dalton'sche Gesetz²⁾ genannt. — Es lautet folgendermaassen:

„Das Volumen eines Gases dehnt sich bei gleichbleibendem Drucke, wenn die Temperatur des Gases vom Gefrierpunkt bis zum Siedepunkt steigt, stets um denselben Bruchtheil dieses Volumens aus, von welcher Art auch das Gas sein mag.“

Durch die sorgfältigen Versuche von Regnault, Rudberg, B. Stewart und Anderer wurde gefunden, dass das Volumen der Luft bei gleichbleibendem Druck zwischen 0° C.

¹⁾ Professor der Physik am Conservatoire des Arts et Métiers, Paris. Geboren 1746, gestorben 1823. Bekannt, weil er zuerst Wasserstoff in Ballons benutzt hat.

²⁾ Dalton veröffentlichte 1801 zuerst dieses Gesetz. Gay-Lussac veröffentlichte dasselbe 1802 unabhängig von Dalton. In seinem Aufsatz (Ann. de Chimie XLIII, p. 157, 1802) spricht er indessen aus, dass Bürger Charles fünfzehn Jahre vor dem Datum seines Aufsatzes die Gleichmässigkeit der Ausdehnung bei den hauptsächlichsten Gasen bemerkt hat; da aber Charles diese Resultate niemals veröffentlichte, wurde Dalton mit denselben nur durch einen Zufall bekannt.

und 100° C. sich von 1 bis auf 1.3665 ausdehnt. Demnach würden 30 Cbcm Luft von 0° C. sich bei der Erhitzung auf 100° C. etwa bis zu 41 Cbcm ausdehnen.

Nehmen wir für alle Temperaturen die Richtigkeit des Boyle'schen Gesetzes an, und ist das Gesetz von Charles für irgend einen Druck richtig, z. B. für den der Atmosphäre, so ist leicht zu beweisen, dass das Gesetz von Charles für jeden anderen Druck richtig sein muss. Nennen wir nämlich das Volumen V und den Druck P , so können wir das Product der numerischen Werthe von Volumen und Druck zunächst schreiben VP und das Boyle'sche Gesetz sagt aus, dass dieses Product, vorausgesetzt, dass die Temperatur constant ist, ebenfalls stets constant ist. Wird nun dann weiter gezeigt, dass, wenn P einen gegebenen Werth behält, V stets im Verhältniss von 1 zu 1.3665 wächst, wenn die Temperatur vom Gefrierpunkt auf den Siedepunkt steigt, so muss das Product VP bei dem besonderen Druck in demselben Maasse anwachsen. Durch das Boyle'sche Gesetz wissen wir aber, dass das Product VP nicht von dem Werthe des Druckes abhängt, sondern für jeden Druck, wenn die Temperatur dieselbe bleibt, denselben Werth hat. Demnach wird, wie gross auch der Druck sein mag, das Product VP wachsen im Verhältniss von 1 zu 1.3665, wenn die Temperatur von 0° C. auf 100° C. steigt.

Das Gesetz der Gleichheit der Ausdehnung der Gase, welches ursprünglich für die Ausdehnung von 0° auf 100° aufgestellt wurde, ist für alle Temperaturen, bei welchen es bis jetzt geprüft wurde, als richtig erkannt worden.

Es scheint demnach, dass Gase sich von den anderen Zuständen der Materie nicht allein unterscheiden durch ihre Fähigkeit der unbegrenzten Ausdehnung, wegen deren sie jedes Gefäss, wie gross es auch sein mag, ausfüllen, und durch die grosse Wirkung, welche Wärme auf ihre Ausdehnung ausübt, sondern auch durch die Gleichmässigkeit und Einfachheit der Gesetze, welche diese Veränderungen regeln. Beim festen und flüssigen Zustand ist die Wirkung einer gegebenen Aenderung des Druckes oder der Temperatur auf die Veränderung

des Volumens der Körper verschieden für jeden Körper. Nehmen wir aber andererseits von zwei beliebigen Gasen gleiche Volumina, welche bei derselben Temperatur und demselben Druck abgemessen sind, so werden die Volumina beider einander gleich bleiben, wenn wir die Gase auf dieselbe andere Temperatur oder anderen Druck bringen; und dies geschieht, selbst wenn die beiden Gase ganz und gar von einander in ihrer chemischen Natur und Dichtigkeit abweichen, vorausgesetzt, dass sie beide sich in dem vollkommen gasförmigen Zustand befinden.

Dies ist nur eine von den vielen bemerkenswerthen Eigenschaften, welche den gasförmigen Zustand der Materie als denjenigen auszeichnet, in welchem die physikalischen Eigenschaften am einfachsten sind.

Bei unserer Beschreibung der physikalischen Eigenschaften von Körpern in ihrer Beziehung zur Wärme haben wir mit den „festen“ Körpern begonnen, welche wir am leichtesten handhaben können, sind dann zu den „flüssigen“ übergegangen, welche sich in offenen Gefässen halten lassen und kamen dann zu den „Gasen“, welche aus offenen Gefässen entschlüpfen und welche im Allgemeinen unsichtbar sind. Das ist die natürliche Ordnung bei dem ersten Studium dieser verschiedenen Zustände. Sobald wir uns indess mit den hauptsächlichsten Zügen dieser verschiedenen Zustände der Materie vertraut gemacht haben, ist die umgekehrte Reihenfolge der wissenschaftlichste Gang der Untersuchung. Wir beginnen dann mit den Gasen wegen der grösseren Einfachheit ihrer Gesetze, gehen dann zu den Flüssigkeiten über, deren verwickeltere Gesetzmässigkeiten uns in viel unvollkommener Weise bekannt sind und schliessen mit dem Wenigen, was bisher über die Constitution der festen Körper bekannt ist.

Zweites Capitel.

Thermometrie oder Lehre von der Temperatur.

Definition der Temperatur. — „Die Temperatur eines Körpers ist sein Wärmezustand genommen in Bezug auf die Fähigkeit, anderen Körpern Wärme mitzutheilen.“

Definition von höherer und niedrigerer Temperatur. — „Wenn zwei Körper in Wärmeverbindung mit einander treten und einer derselben Wärme verliert, der andere Wärme gewinnt, so sagt man, dass jener Körper, welcher Wärme abgibt, eine höhere Temperatur hat als derjenige, welcher Wärme von ihm empfängt.“

Zusatz. — „Wenn zwei Körper in Wärmeverbindung treten und keiner von ihnen Wärme gewinnt oder verliert, so sagt man, die beiden Körper haben gleiche Temperatur oder dieselbe Temperatur. Man sagt, die beiden Körper sind dann im Wärmegleichgewicht.“ Wir haben hierin ein Mittel, die Temperaturen von irgend welchen zwei Körpern mit einander zu vergleichen, um zu bestimmen, welcher von denselben die höhere Temperatur besitzt; weiter auch ein Kennzeichen für die Temperaturgleichheit, welches von der Natur der einzelnen Körper unabhängig ist. Aber wir haben noch kein Mittel, numerisch den

Unterschied zwischen zwei Temperaturen zu schätzen, der Art, dass wir z. B. behaupten können, dass eine gewisse Temperatur genau in der Mitte zwischen zwei anderen Temperaturen liegt.

Gesetz der gleichen Temperaturen. — „Körper, deren Temperaturen gleich der ein und desselben dritten Körpers sind, haben auch unter einander gleiche Temperaturen.“ Dieses Gesetz ist nicht selbstverständlich, sondern drückt die Thatsache aus, dass eine Menge Oel und eine Menge Wasser in dasselbe Gefäss gebracht, sich dann im Wärmegleichgewicht befinden, wenn ein Stück Eisen im Wärmegleichgewicht ist sowohl mit dem Wasser, wenn es in einem besonderen Gefäss in dasselbe eingetaucht wird, als auch mit dem Oel, wenn es ohne Temperaturänderung aus dem Wasser in ein anderes Gefäss in das Oel gebracht wird. Dasselbe ist der Fall bei irgend drei anderen Substanzen.

Dieses Gesetz sagt daher viel mehr aus als der Grundsatz Euklid's: „Dinge, welche demselben dritten Dinge gleich sind, sind unter einander gleich.“ Es ist der Grundstein der ganzen Wissenschaft von der Wärmemessung. Wenn wir nämlich ein Thermometer nehmen, etwa ein solches, wie wir es schon beschrieben haben, und dasselbe in innige Berührung mit verschiedenen Körpern bringen, indem wir es in Flüssigkeiten tauchen oder in Löcher, die in festen Körpern gemacht sind, einlassen, so finden wir, dass das Quecksilber in der Röhre steigt oder fällt bis es einen bestimmten Punkt erreicht hat, bei welchem es stehen bleibt. Wir wissen dann, dass das Thermometer weder wärmer noch kälter wird, sondern im Wärmegleichgewicht mit dem umgebenden Körper sich befindet. Aus diesem folgt nach dem Gesetze der gleichen Temperaturen, dass die Temperatur des letzteren Körpers dieselbe ist, wie die des Thermometers; die Temperatur des Thermometers selbst erkennt man aber an der Höhe, bis zu welcher das Quecksilber in der Röhre gestiegen ist.

Daher unterrichtet uns der „Stand“ des Thermometers — d. i. die von der Kuppe des Quecksilberfadens auf der Scala des Thermometers angegebene Zahl von Graden — ebenso gut über die Temperatur der umgebenden Substanz, als über

die des Quecksilbers im Thermometer. Auf diese Weise kann das Thermometer gebraucht werden, um die Temperaturen von irgend welchen zwei Körpern zu vergleichen und zwar zu derselben Zeit oder zu verschiedenen Zeiten in der Art, dass wir uns mittelst desselben vergewissern, ob die Temperatur des einen höher oder niedriger ist als die des anderen. Wir können auf diese Weise die Temperatur der Luft an verschiedenen Tagen vergleichen. Wir können ermitteln, dass Wasser auf der Spitze eines Berges bei einer niedrigeren Temperatur siedet als am Ufer des Meeres, dass Eis an allen Stellen der Erde bei derselben Temperatur schmilzt.

Zu diesem Zwecke ist es eigentlich nothwendig, dasselbe Thermometer nach verschiedenen Plätzen zu bringen und es mit grosser Vorsicht vor Schadhafwerden zu schützen. Denn wenn es zerstört und ein neues angefertigt würde, so würden wir keine Gewissheit haben, dass durch denselben Stand der beiden Thermometer auch dieselbe Temperatur angegeben wird.

So verloren die durch 16 Jahre hindurch aufgezeichneten Temperaturbeobachtungen von Rinieri¹⁾ in Florenz ihren wissenschaftlichen Werth nach der Aufhebung der Accademia del Cimento und der vermeintlichen Zerstörung der Thermometer, mit welchen die Beobachtungen angestellt worden waren. Als aber Antinori im Jahre 1829 eine Anzahl der zu den alten Beobachtungen wirklich gebrauchten Thermometer wieder entdeckte, war Libri²⁾ im Stande, dieselbe mit Reaumur's Scala zu vergleichen und so zu zeigen, dass das Klima von Florenz durch die Zerstörung der Wälder auf den Apenninen im Winter nicht merklich kälter geworden sei.

Bei der Herstellung von künstlichen Maassen zum Messen von Grössen irgend welcher Art ist es wünschenswerth, Mittel zu haben, die Maasse mit einander zu vergleichen, entweder direct oder durch Hülfe eines in der Natur vorkommenden Objectes oder einer solchen Erscheinung, welche leicht herzustellen und keiner Veränderung unterworfen ist. Beide Me-

¹⁾ Schüler von Galilei; gestorben 1647.

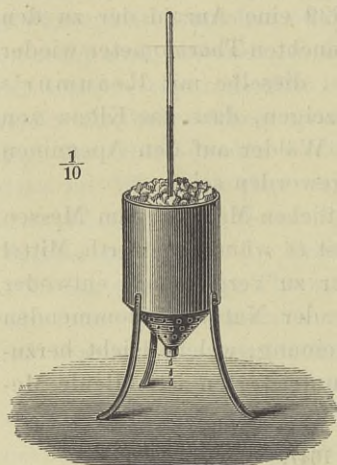
²⁾ Annales de Chimie et de Physique, XLV (1830).

thoden werden bei der Anfertigung der Thermometer angewandt.

Wir haben schon zwei natürliche Erscheinungen angeführt, welche bei bestimmten Temperaturen stattfinden — das Schmelzen des Eises und das Sieden des Wassers. Auf den Vortheil, der sich bei der Anwendung dieser Temperaturen zur Bestimmung zweier Punkte auf der Scala des Thermometers ergibt, wurde von Sir Isaac Newton hingewiesen (Scala Graduum Caloris, Phil. Trans. 1701).

Der erste dieser Vergleichspunkte wird gewöhnlich der „Gefrierpunkt“ genannt. Um ihn zu bestimmen, wird das Thermometer in ein Gefäß gesetzt, das mit gestossenem und durch und durch mit Wasser befeuchtetem Eis oder Schnee angefüllt ist. Liegt die Temperatur der äusseren Luft über dem Gefrierpunkt, so liefert das Schmelzen des Eises schon das im Gefässe nöthige Wasser. So lange wie jeder Theil des Gefässes eine Mischung von Wasser und Eis enthält, bleibt die Temperatur dieser Mischung constant. Denn wenn etwa Wärme in das Gefäß eindringt, kann diese nur etwas von dem Eise schmelzen; wird dagegen Wärme abgegeben, so friert etwas von dem Wasser.

Fig. 2.



Die Mischung kann weder wärmer noch kälter werden, bis entweder alles Eis geschmolzen oder alles Wasser gefroren ist.

Das Thermometer wird nun eine genügende Zeit lang ganz in die Mischung von Eis und Wasser versenkt, so dass das Quecksilber Zeit hat, einen stationären Punkt zu erreichen. Dann wird der Stand der Kuppe des Quecksilbers in der Röhre durch einen Strich auf der Glasröhre bezeichnet. Wir wollen diesen Punkt den „Gefrierpunkt“ nennen. Derselbe kann auf

diese Weise mit ausserordentlicher Genauigkeit bestimmt werden, da, wie wir später sehen werden, die Temperatur des schmelzenden Eises unter verschiedenen Drucken fast dieselbe ist.

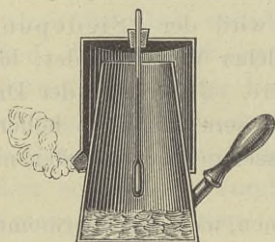
Der andere Vergleichspunkt wird der „Siedepunkt“ genannt. Die Temperatur, bei welcher Wasser siedet, hängt ab von dem Druck der Atmosphäre. Je grösser der Druck der Luft auf die Oberfläche des Wassers ist, desto höher ist die Temperatur, auf welche das Wasser gebracht werden muss, ehe es zu sieden beginnt.

Um den Siedepunkt zu bestimmen, wird die Thermometer-
röhre durch ein Loch eingesetzt in den Deckel eines langen Gefässes, in dessen unterem Theil Wasser lebhaft kocht, so dass der ganze obere Theil, in dem das Thermometer sich befindet, voller Dampf ist. Wenn das Thermometer die Temperatur des Dampfstromes angenommen hat, zieht man die Röhre durch das Loch in dem Deckel des Gefässes empor, bis die Spitze der Quecksilbersäule sichtbar wird. Dann macht man einen Strich auf das Glasrohr, um den Siedepunkt zu markiren.

Bei einer sorgfältigen Bestimmung des Siedepunktes darf kein Theil des Thermometers in das kochende Wasser eintauchen, weil, wie Gay-Lussac gefunden hat, die Temperatur des Wassers in verschiedenen Arten von Gefässen nicht immer dieselbe ist, vielmehr das Wasser in verschiedenen Gefässarten bei verschiedenen Temperaturen siedet. Hingegen wurde von Rudberg nachgewiesen, dass die Temperatur des Dampfes, welcher von kochendem Wasser aufsteigt, in jeder Art von Gefässen dieselbe ist und nur von dem Drucke auf die Oberfläche des Wassers abhängt. Deshalb lässt man das Thermometer nicht bis ins Wasser hinabreichen, sondern hängt es nur in dem aufsteigenden Dampf auf. Um sicher zu sein, dass die Temperatur des Dampfes, wenn dieser das Thermometer erreicht, dieselbe ist, wie die, welche derselbe hat, wenn er vom kochenden Wasser aufsteigt, wird das Gefäss oft durch einen sogenannten Dampfmantel geschützt. Man richtet es mit demselben so ein, dass ein Dampfstrom die Aussenseiten des Gefässes umspielt. Dadurch wird das Gefäss auf gleiche Temperatur mit dem

Dampfstrom gebracht, so dass dieser sich auf seinem Wege vom Wasser zum Thermometer nicht abkühlen kann.

Fig. 3.



Wenn wir z. B. ein langes, enges Gefäss, wie etwa eine Kaffeekanne, nehmen und die Oeffnung desselben und zum Theil auch seine Wände bedecken mit einem weiteren Gefäss, dessen Boden nach oben gekehrt ist, und ferner darauf achten, dass zum Entweichen des Dampfes Raum genug vorhanden ist, so wird ein Ther-

момeter, in den Dampf einer kleinen Quantität kochenden Wassers in dieser Kanne gehängen, genau auf den Siedepunkt steigen, welcher dem gleichzeitigen Stande des Barometers entspricht.

Um die Höhe des Quecksilbers in der Röhre zu markiren, ohne das Thermometer abzukühlen, müssen wir letzteres durch einen Korken oder ein Stück Gummi im Dampfmantel, durch welchen der Dampf strömt, hindurch aufwärts ziehen, bis wir gerade die Spitze der Quecksilbersäule sehen können. Dann ritzen wir einen Strich auf das Glas zur Bezeichnung des Siedepunktes. Dieser Versuch, in welchem wir das Thermometer dem Dampf von kochendem Wasser aussetzen, ist sehr wichtig; denn es giebt derselbe nicht nur ein Mittel, Thermometer zu graduiren und graduirte zu prüfen, sondern er ermöglicht es auch, da die Temperatur, bei welcher Wasser siedet, vom Drucke abhängt, diesen letzteren durch Kochen von Wasser zu bestimmen, wenn wir nicht im Stande sind, ihn durch Hülfe des dazu bestimmten Instrumentes, des Barometers, zu messen.

Wir haben nun zwei durch Striche auf der Röhre des Thermometers markirte Vergleichspunkte erhalten, — den Gefrierpunkt und den Siedepunkt. Wir wollen vorläufig voraussetzen, dass, als der Siedepunkt markirt wurde, der Barometer den Normaldruck von 759,5 mm bei 0° auf der Höhe des Meeres und in der Breite von London angab. In diesem

Falle ist der Siedepunkt der Normalsiedepunkt. In jedem anderen Falle muss derselbe berichtigt werden.

Unser Thermometer wird nun mit jedem anderen richtig angefertigten Thermometer bei diesen beiden Temperaturen übereinstimmen.

Um andere Temperaturen anzugeben, müssen wir eine Scala construiren — entweder auf der Röhre selbst oder auf einem passenden Theile des Apparates, der nahe an der Röhre und gut an derselben befestigt ist.

Zu diesem Zwecke theilen wir, nachdem wir festgesetzt haben, welche Werthe wir dem Gefrierpunkt und dem Siedepunkt geben wollen, den Zwischenraum zwischen diesen Punkten in so viele gleiche Theile als Grade zwischen jenen sind, und setzen die Reihe dieser gleichen Theile nach oben und nach unten auf der Scala fort, so weit wie die Röhre des Thermometers reicht.

Von dieser Theilung sind noch drei verschiedene Arten in Gebrauch. Da wir oft Temperaturen nach einer anderen Scala angegeben finden, als die ist, deren wir selbst uns bedienen, so ist es nothwendig, die Grundsätze zu kennen, nach welchen diese verschiedenen Scalen gebildet werden.

Die hundertgradige Scala wurde von Celsius¹⁾ eingeführt. Bei ihr wird der Gefrierpunkt mit 0° bezeichnet und „Nullpunkt“ genannt. Der Siedepunkt wird bezeichnet mit 100°.

Die augenscheinliche Einfachheit dieser Art, den Zwischenraum zwischen den beiden Punkten in 100 gleiche Theile zu theilen, jeden derselben einen Grad zu nennen und alle Temperaturen von dem Gefrierpunkte an zu rechnen, hatte zur Folge, dass dieselbe sehr allgemein, namentlich im Verein mit dem französischen Decimalsystem, von den Männern der Wissenschaft angenommen wurde, vorzüglich auf dem Continent von Europa. Wahr ist, dass der Vortheil des Decimalsystems beim Messen der Temperatur nicht so gross ist, wie in anderen Fällen, wenn auch in diesem System das Behalten

1) Professor der Astronomie an der Universität von Upsala.

der Gradnamen für den Gefrierpunkt und den Siedepunkt sehr erleichtert ist. Es ist aber noch der Vorthail, dass die Eintheilung für die rohesten Zwecke nicht zu fein ist, während für genaue Zwecke die einzelnen Grade wieder in Zehntel und Hundertel eingetheilt werden können.

Die anderen beiden Scalen sind benannt nach den Namen derjenigen, welche dieselben einführten.

Fahrenheit, aus Danzig, construirte um 1714 zuerst mit einander vergleichbare Thermometer. Auf Fahrenheit's Scala ist der Gefrierpunkt mit 32° bezeichnet und der Siedepunkt mit 212° , der Zwischenraum zwischen beiden in 180 gleiche Theile getheilt und die Theilung in derselben über und unter die festen Punkte ausgedehnt. Ein Punkt 32° unter dem Gefrierpunkt wird Nullpunkt oder 0° genannt. Temperaturen unter diesem Punkte werden durch die Anzahl der Grade unter Null bezeichnet.

Diese Scala wird ganz allgemein in Englisch sprechenden Ländern zu Zwecken des täglichen Lebens gebraucht, auch für wissenschaftliche Zwecke, wenn auch die hundertgradige Scala bei denen in Gebrauch kommt, die wünschen, dass Ausländer ihren Resultaten leicht folgen.

Der einzige Vorthail, welcher der Fahrenheit'schen Scala ausser ihrer frühen Einführung, ihrer allgemeinen Verbreitung und ihrer gegenwärtigen Benutzung von so vielen unserer Landsleute zugeschrieben werden kann, besteht darin, dass Quecksilber sich für jeden Grad nach dieser Scala beinahe genau um ein Zehntausendstel seines Volumens bei 142° F. ausdehnt und dass die kälteste Temperatur, welche wir durch Mischung von Schnee und Salz erreichen können, nahe gleich dem Nullpunkt der Fahrenheit'schen Scala ist.

Um Temperaturen, die nach Fahrenheit angegeben sind, mit denen der hundertgradigen Scala zu vergleichen, hat man nur daran zu denken, dass 0° Celsius gleich 32° Fahrenheit ist und dass 5 Grade Celsius gleich sind 9 Graden Fahrenheit.

Die dritte Thermometerscala ist die von Réaumur. Auf derselben wird der Gefrierpunkt mit 0° bezeichnet und der Siedepunkt mit 80° . Ich kann keinen einzigen Vorthail an

dieser Scala erkennen. Auf dem Continent von Europa wird sie ziemlich viel für medicinische und häusliche Zwecke benutzt. 4 Grade Réaumur entsprechen 5 Graden Celsius und 9 Graden Fahrenheit.

Das Dasein dieser drei verschiedenen Thermometerscalen liefert ein Beispiel für die Unzuträglichkeit, die aus dem Mangel eines einheitlichen Maasssystems entspringt. Alles, was wir über die Vergleichung der drei Scalen gesagt haben, hätte fortgelassen werden können, wenn von Allen, die Thermometer gebrauchen, nur eine von diesen Scalen angenommen worden wäre. Statt unsere Zeit auf die willkürlichen Vorschläge verschiedener Menschen zu verwenden, könnten wir weiter vorwärts gegangen sein in der Erforschung der Gesetze der Wärme und der der Eigenschaften der Körper.

Wir werden später Gelegenheit haben, eine Scala zu gebrauchen, welche in ihrem Nullpunkte von allen denen abweicht, die wir betrachtet haben; aber wir werden dann Gründe für die Annahme derselben beibringen, die aus der Beschaffenheit der Dinge und nicht aus der Vorliebe der Menschen stammen.

Sind zwei Thermometer von derselben Glassorte gemacht, haben sie Röhren von derselben Weite, sind mit derselben Flüssigkeit gefüllt und dann auf dieselbe Weise getheilt, so können sie für gewöhnliche Zwecke als übereinstimmende Instrumente angesehen werden in der Weise, dass es, wenn sie auch nie wirklich mit einander verglichen sind, nur geringen Unterschied machen wird, ob wir bei der Bestimmung der Temperatur eines Körpers uns des einen oder des anderen bedienen.

Wünschen wir indess grosse Genauigkeit bei der Messung von Temperaturen, so dass die von verschiedenen Beobachtern an verschiedenen Instrumenten gemachten Beobachtungen unter einander verglichen werden können, so ist die einzige genügende Methode die, sich zur Wahl eines Thermometers als Normalthermometer zu vereinigen und alle anderen mit demselben zu vergleichen.

Alle Thermometer müssen aus Röhren gemacht werden,

deren Querschnitt überall so gleichmässig wie möglich ist. Bei einem Normalthermometer muss indess doch die innere Weite calibriert werden, d. h. man muss die Grösse derselben in kurzen Zwischenräumen der ganzen Länge nach messen.

Zu diesem Zwecke bringt man in das Rohr, ehe die Kugel angeblasen wird, etwas Quecksilber und führt dieses durch das Rohr, indem man hinter das Quecksilber Luft in die Röhre hineinpresst. Letzteres geschieht dadurch, dass man die Luft aus einem kleinen Gummiball, welcher am Ende der Röhre befestigt ist, ausquetscht.

Wenn die Länge des Quecksilberfadens genau dieselbe bleibt beim Hindurchgehen durch das Rohr, so muss der Querschnitt des letzteren überall gleich sein; indess selbst bei den besten Röhren weichen die einzelnen Querschnitte immer ein klein wenig von einander ab.

Bringen wir aber einen kleinen Quecksilberfaden in das Rohr, markiren beide Enden des Fadens, schieben denselben um seine eigene Länge weiter vorwärts, bis das eine Ende genau bei dem Zeichen sich befindet, bei welchem vorher das andere war, markiren dann dieses letztere in der neuen Lage, schieben das Quecksilber wieder weiter u. s. f., so werden wir eine Reihe von Zeichen auf dem Rohre haben, für welche der Rauminhalt der Röhre zwischen zwei auf einander folgenden Zeichen stets derselbe ist und zwar gleich dem des Quecksilberfadens.

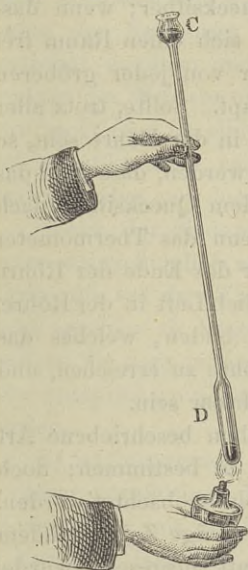
Nach dieser Methode, die von Gay-Lussac erfunden wurde, kann eine Anzahl von Abtheilungen auf dem Rohre markirt werden, von denen jede denselben Raum enthält. Obgleich diese nun wahrscheinlich nicht mit den Graden übereinstimmen, welche sich ergeben, wenn die Röhre zu einem Thermometer gemacht wird, so wird es doch leicht sein, die Theilung des Instrumentes in Grade umzuändern, indem man sie mit einem eigenen Factor multiplicirt. Beim Gebrauch eines Normalthermometers unterzieht man sich zum Zwecke der Genauigkeit gerne dieser Mühe.

Ist die Röhre auf diese Weise vorbereitet, so wird das eine Ende erhitzt, bis es anfängt zu schmelzen, und dann zu

einer Kugel aufgeblasen, indem man Luft in das andere Ende hineinbläst. Das Letztere geschieht, um die Einführung von Feuchtigkeit in das Rohr zu vermeiden, nicht mit dem Munde sondern mittelst eines Gummiballes, welcher am Ende der Röhre befestigt ist.

Die Röhre des Thermometers ist gewöhnlich so eng, dass Quecksilber nicht eindringt aus Gründen, die wir erklären

Fig. 4.



werden, wenn wir zu den Eigenschaften der Flüssigkeiten kommen. Daher bedient man sich folgender Methode, um das Thermometer zu füllen. Man rollt Papier um das offene Ende der Röhre, baucht die so gebildete Papierröhre um das offene Ende der Glasröhre etwas aus; so entsteht eine Höhlung, in welche man etwas Quecksilber eingiesst. Dieses wird indessen in die Thermometerröhre nicht hinunterlaufen, theils weil diese und die Kugel schon voll Luft sind und theils weil ein gewisser Druck erforderlich ist, um Quecksilber in eine so enge Röhre hineinzutreiben. Die Kugel wird daher etwas erwärmt, damit sich die Luft in derselben ausdehnt, wobei etwas von der letzteren durch das Quecksilber entweicht. Sobald die Kugel erkaltet, wird der Druck der Luft in der Kugel geringer, als der Druck der äusseren Luft;

der Unterschied dieser Drucke genügt das Quecksilber in die Röhre zu treiben, in welcher es herunterläuft und dann die Kugel theilweise füllt.

Um den Rest der Luft und jegliche Feuchtigkeit aus dem Thermometer auszutreiben, wird die Kugel allmählig weiter erwärmt, bis das Quecksilber siedet. Die Luft und der Wasserdampf entweichen mit dem Dampfe des Quecksilbers. Indem man weiter kocht, werden die letzten Reste von Luft durch das Quecksilber an dem Ende der Röhre hinausgetrieben.

Hört das Kochen auf, so läuft das Quecksilber in die Röhre zurück, welche dann vollkommen mit demselben ausgefüllt ist.

Während das Thermometer noch wärmer ist, als irgend welche Temperatur, bei welcher es künftig gebraucht werden soll und während das Quecksilber oder der Dampf desselben jenes noch vollständig ausfüllt, wird eine Löthrohrflamme an das obere Ende der Röhre gebracht, um dieselbe zuzuschmelzen und so zu verschliessen. Eine Röhre, so durch ihre eigene Substanz verschlossen, heisst „hermetisch verschlossen“ ¹⁾.

In der Röhre ist nun nichts wie Quecksilber; wenn dasselbe sich zusammenzieht und so über sich einen Raum frei lässt, so ist dieser Raum entweder leer von jeder gröberen Materie oder enthält nur Quecksilberdampf. Sollte, trotz aller unserer Vorsichtsmaassregeln, noch Luft in der Röhre sein, so kann diese leicht dadurch nachgewiesen werden, dass man das Thermometer umkehrt und etwas von dem Quecksilber nach dem Ende der Röhre laufen lässt. Wenn das Thermometer vollkommen ist, so wird das Quecksilber das Ende der Röhre erreichen und letztere ganz ausfüllen. Blieb Luft in der Röhre, so wird dieselbe ein elastisches Kissen bilden, welches das Quecksilber verhindert, das Ende der Röhre zu erreichen, und sie wird in Form einer kleinen Blase sichtbar sein.

Wir haben nun zunächst auf die schon beschriebene Art und Weise den Gefrier- und Siedepunkt zu bestimmen; doch müssen dabei gewisse Vorsichtsmaassregeln beobachtet werden. Zuerst ist Glas eine Substanz, in welcher einige Zeit, nachdem sie starker Hitze oder einer grossen Kraft ausgesetzt wurde, innere Veränderungen vor sich gehen. In der That ist Glas einigermaassen ein weicher Körper. Man hat nämlich gefunden, dass, nachdem das Thermometer gefüllt und verschlossen worden war, das Volumen der Kugel ein wenig abnahm und dass diese Aenderung im Anfange verhältnissmässig rasch vor sich geht und nur allmählig unmerkbar wird, wenn die Kugel sich ihrem endgültigen Zustande nähert. Diese Thatsache

¹⁾ Von Hermes oder Mercur, dem vermeintlichen Erfinder der Chemie. — Johnson's Dict.

verursacht ein Steigen des Gefrierpunktes um $0,3^{\circ}$ oder $0,5^{\circ}$. Wenn nach dieser Verschiebung des Nullpunktes das Quecksilber wieder zum Sieden gebracht wird, so kehrt der Nullpunkt in seine alte Lage zurück und steigt wiederum allmählig.

Diese Veränderung des Nullpunktes wurde von Flaugergues¹⁾ entdeckt. Sie kann als vollkommen beendet angesehen werden im Verlauf von fünf oder sechs Monaten²⁾. Um den Irrthum zu vermeiden, welcher sich dadurch in die Scala einschleichen würde, sollte womöglich an dem Instrumente der Nullpunkt erst einige Monate nach der Füllung bestimmt werden, und da auch die Bestimmung des Siedepunktes des Wassers eine kleine Depression des Gefrierpunktes verursacht (das ist eine Ausdehnung der Kugel), so sollte der Gefrierpunkt nicht nach dem Siedepunkt bestimmt werden, sondern lieber vor demselben.

Wenn der Siedepunkt bestimmt wird, so hat das Barometer wahrscheinlich nicht Normalhöhe. Man muss daher die Marke, die auf dem Thermometer gemacht ist, beim Graduiren nicht ansehen als Bezeichnung für den normalen Siedepunkt, sondern für denjenigen, welcher der beobachteten Barometerhöhe entspricht, und dieser kann aus den Tabellen gefunden werden.

Es ist keineswegs eine leichte Aufgabe, ein Thermometer in dieser sorgfältigen Weise herzustellen. Selbst wenn zwei Thermometer mit der äussersten Vorsicht verfertigt sind, kann es kommen, dass ihre Angaben an anderen Punkten wie dem Gefrier- und Siedepunkte nicht übereinstimmen wegen des Unterschiedes in den Gesetzen der Ausdehnung des Glases an den beiden Thermometern. Diese Unterschiede sind indessen gering, wenn alle Thermometer womöglich von derselben Glasorte verfertigt werden.

1) Ann. de Chimie et de Physique, XXI, p. 333 (1822).

2) Dr. Joule findet indess, dass das Steigen des Gefrierpunktes eines feinen Thermometers 26 Jahre gedauert hat, wenn auch die Aenderungen dann ausserordentlich klein sind. — Phil. Soc. Manchester, Feb. 22, 1870.

Da aber ein Haupterforderniss der Thermometrie das ist, dass alle Thermometer vollkommen unter einander vergleichbar sind und da Thermometer leicht von einem Platz zum anderen gebracht werden können, so ist die beste Art dieses Erforderniss zu erfüllen die, dass alle Thermometer direct oder indirect mit einem einzigen Normalthermometer verglichen werden. Zu diesem Zwecke werden die Thermometer, nachdem sie alle genau graduirt sind, mit dem Normalthermometer zusammen in ein Gefäss gebracht, dessen Temperatur beträchtliche Zeit hindurch constant erhalten werden kann. Jedes Thermometer wird dann mit dem Normalthermometer verglichen. Eine Correctionstabelle wird für jedes Thermometer entworfen, indem man in dieselbe die einzelnen Grade des Thermometers einschreibt, nebst der Correction, welche an den einzelnen Graden angebracht werden muss, um dieselben auf die Grade des Normalthermometers zurückzuführen. Diese Correction wird die Eigencorrection für den betreffenden Grad genannt. Ist sie positiv, so muss sie letzterem hinzugefügt werden, ist sie negativ, so muss sie im Gegentheil von ihm abgezogen werden.

Indem man das Gefäss, in welchem sich die Thermometer befinden, auf verschiedene Temperaturen bringt, wird die Correction dieser Thermometer für diese Temperatur festgestellt. Die Reihe der Correctionen für jedes Thermometer wird gehörig zusammengestellt und dann mit letzterem aufbewahrt.

Jedes Thermometer kann zur Controlle an das Observatorium von Kew gesandt werden. Es wird dann von diesem mit einer Correctionstabelle zurückgeschickt, bei deren Anwendung die Beobachtungen, welche mit diesem Thermometer gemacht werden, vergleichbar sind mit denen, welche mit dem Normalthermometer in Kew oder einem anderen auf gleiche Weise corrigirten Thermometer angestellt werden. Die Kosten für die Anstellung dieser Vergleichung sind sehr gering im Vergleich zu den Kosten für die Anfertigung eines Original-Normalthermometers. Der wissenschaftliche Werth aller mit einem solchen verglichenen Thermometer angestellten Beobachtungen ist ausserdem grösser als der von Beobachtungen, die mit

einem noch so sorgfältig angefertigten Thermometer gemacht sind, das nicht mit einem vorhandenen bekannten Normalthermometer verglichen worden ist.

Ich habe ziemlich weitläufig den Process beschrieben, wie die Thermometerscalen construirt und die Copieen derselben vervielfältigt werden, weil die praktische Herstellung dieser Scala ein ausgezeichnetes Beispiel für die Methode ist, nach welcher wir fortschreiten müssen in der wissenschaftlichen Beobachtung eines solchen Phänomens, wie das der Temperatur, welche wir für jetzt noch lieber als eine „Eigenschaft“ ansehen, die grösserer oder geringerer Intensität fähig ist, als eine „Grösse“, die wir zu anderen Grössen derselben Art addiren oder von ihnen subtrahiren können.

Eine Temperatur kann, soweit wir bis jetzt in der Erkenntniss der Wärme vorgeschritten sind, nicht einfach zu einer anderen Temperatur addirt werden, so dass die gebildete Zahl eine Temperatur ist, welche gleich ist der Summe der beiden zusammensetzenden Temperaturen. Wenn wir erst im Stande sind, einen bestimmten Sinn mit einer solchen Operation, wie die genannte Addition, zu verbinden und das Resultat dieser Operation genau zu bestimmen, so wird unsere Vorstellung von Temperatur zu dem Range einer „Grösse“ erhöht werden. Für den Augenblick indessen müssen wir uns begnügen, die Temperatur als eine Eigenschaft der Körper zu betrachten und zufrieden sein damit, dass jeden einzelnen Temperaturen aller Körper stets ihre eigenen Plätze auf derselben Scala zukommen.

Wir haben z. B. ein Recht zu dem Ausspruch, dass die Temperaturen des frierenden und des siedenden Wassers sich um 100° C. unterscheiden, aber wir haben kein Recht zu der Behauptung, dass diese Differenz dieselbe ist, wie die zwischen den Temperaturen 300° und 400° nach derselben Scala. Noch weniger können wir behaupten, dass die Temperatur von

$$244^{\circ} \text{ F.} = 32^{\circ} \text{ F.} + 212^{\circ} \text{ F.},$$

dass sie also gleich wäre der Summe der Temperatur des frierenden und der des siedenden Wassers. In derselben Weise könnten wir, wenn wir, um die Zeit zu messen, nichts ausser der Aufeinanderfolge unserer eigenen Gedanken hätten, im

Stande sein, jeder Begebenheit in unserer eigenen Erfahrung ihren bestimmten, der Zeit nach geordneten Platz in einer Reihenfolge von Thatsachen zu geben; aber wir hätten kein Mittel, den Zwischenraum an Zeit zwischen einem Paar von Begebenheiten und einem anderen Paare zu vergleichen, wenn nicht etwa zufällig das eine Paar von Begebenheiten von dem anderen eingeschlossen wäre, in welchem Falle der Zwischenraum zwischen den ersteren der kleinere sein muss. Nur durch Beobachtung der gleichmässigen oder periodischen Bewegung von Körpern und durch Feststellung der Bedingungen, unter welchen gewisse Bewegungen immer in derselben Zeit vor sich gehen, sind wir in den Stand gesetzt, die Zeit zu messen, zuerst nach Tagen und Jahren, welche durch die Himmelsbewegungen angezeigt werden, und dann nach Stunden, Minuten und Secunden, angezeigt durch die Pendel unserer Uhren; bis wir jetzt schliesslich im Stande sind, nicht allein die Schwingungsdauer der verschiedenen Lichtarten zu berechnen, sondern auch die Schwingungsdauer eines Wasserstoffmolecüls, das durch die elektrische Entladung in einer Glasröhre in Bewegung gesetzt wird, zu vergleichen mit der Schwingungsdauer eines anderen Wasserstoffmolecüls in der Sonne, welches dort einen Theil eines grossen Ausbruchs einer rosigen Wolke bildet. Und weiter vermögen wir es, diese beiden Schwingungsdauern zu vergleichen mit der Schwingungsdauer eines auf dem Sirius befindlichen Wasserstoffmolecüls, welches nicht seine eigenen Schwingungen der Erde mittheilt, sondern nur verhindert, dass Schwingungen, die im Körper jenes Sternes entstanden sind, uns erreichen.

In einem der folgenden Capitel werden wir den weiteren Fortschritt unserer Kenntniss von der Temperatur als von einer „Grösse“ betrachten.

Das Luftthermometer.

Das erste Thermometer, erfunden von Galilei, war ein Luftthermometer. Es bestand aus einer Glaskugel mit einem

langen Halse. Die Luft in der Kugel wurde erwärmt und dann der Hals in eine gefärbte Flüssigkeit getaucht. Wenn die Luft in der Kugel erkaltete, stieg die Flüssigkeit im Halse; je niedriger die Temperatur in der Kugel, desto höher die Flüssigkeit in der Röhre. Wenn die Kugel in den Mund eines Patienten gesteckt und der Punkt bemerkt wurde, bis zu welchem die Flüssigkeit in der Röhre sank, so konnte ein Arzt hieran sehen, ob das Leiden des Kranken Fiebernatur hatte oder nicht. Solch ein Thermometer hat verschiedene auf der Hand liegende Vorzüge. Es ist leicht herzustellen und giebt grössere Ausschläge für denselben Temperaturwechsel als ein Thermometer, welches irgend eine Flüssigkeit als thermometrische Substanz enthält. Ueberdies erfordert die Luft weniger Wärme um sich zu erwärmen, als eine gleiche Kugel von irgend einer Flüssigkeit, so dass das Luftthermometer in seinen Anzeigen sehr rasch ist. Die grosse Unbequemlichkeit des Instrumentes indessen, als ein Mittel Temperaturen zu messen, ist die, dass die Höhe der Flüssigkeitssäule in der Röhre eben sowohl von dem Drucke der Atmosphäre abhängt als von der Temperatur der Luft in der Kugel. Das Luftthermometer kann also für sich allein uns nichts über Temperatur sagen. Wir müssen zu gleicher Zeit das Barometer zu Rathe ziehen, um den Stand des Luftthermometers zu berichtigen. Daher muss das Luftthermometer, wenn es von irgend einem wissenschaftlichen Werth sein soll, zusammen mit dem Barometer gebraucht werden, und seine Angaben sind erst von Nutzen, nachdem eine gewisse Rechnung angestellt worden ist. Dieser Umstand stellt dasselbe als Mittel, Temperaturen zu messen, gegenüber dem Quecksilberthermometer in einen grossen Nachtheil. Wenn aber die Untersuchungen, welche wir führen, von so wichtiger Natur sind, dass wir die Arbeit einer doppelten Beobachtung und zahlreicher Rechnungen nicht scheuen, so können die Vorzüge des Luftthermometers auch wieder überwiegend sein.

Wir haben gesehen, dass auch bei Uebereinkommen über eine bestimmte Temperaturscala, nachdem auf unseren Thermometern zwei feste Vergleichstemperaturen bezeichnet und der

Zwischenraum zwischen diesen in gleiche Theile getheilt ist, dass doch zwei Thermometer, welche verschiedene Flüssigkeiten enthalten, im Allgemeinen nicht übereinstimmen, ausgenommen an ihren Vergleichspunkten.

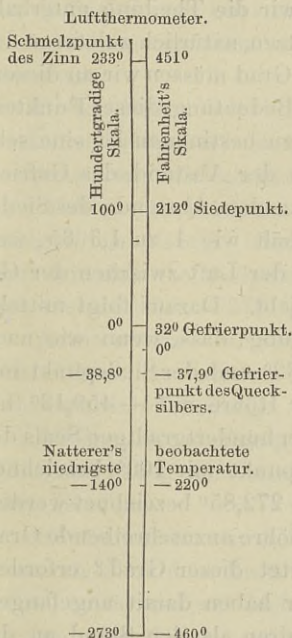
Im Falle wir nun andererseits bei dem Luftthermometer einen constanten Druck herstellen können, so werden, wenn wir auch statt Luft irgend ein anderes Gas nehmen, alle Angaben dieselben sein, wie mit Luft, vorausgesetzt, dass die Angaben der verschiedenen Thermometer an einem der Vergleichspunkte dieselben sind. Es folgt hieraus, dass die durch ein Luftthermometer angegebene Temperaturscala vor der durch Quecksilber oder sonst einen festen oder flüssigen Körper angegebenen den Vortheil hat, dass, während keine zwei Flüssigkeiten in ihrer Ausdehnung längs der Scala gleich gemacht werden können, alle Gase mit einander übereinstimmen. In Ermangelung eines anderen besseren Grundes für die Wahl einer Temperaturscala ist die Uebereinstimmung so vieler Substanzen ein Grund, weshalb die durch die Ausdehnung der Gase gebildete Temperaturscala als von grossem wissenschaftlichen Werthe betrachtet werden muss. Im Verlaufe unseres Studiums werden wir finden, dass wissenschaftliche Gründe von viel höherem Werthe vorhanden sind, die uns in den Stand setzen, eine Temperaturscala aufzustellen, welche nicht begründet ist auf eine wahrscheinliche Eigenschaft der Gase der obigen Art, sondern auf eine genauere Kenntniss der Eigenschaften der Wärme. Es hat sich herausgestellt, dass diese Scala innerhalb der Grenzen, in welchen dieselbe näher untersucht ist, sehr nahe mit der des Luftthermometers übereinstimmt.

Es giebt noch einen anderen Grund praktischer Art zu Gunsten des Gebrauches von Luft als thermometrische Substanz. Die Luft bleibt nämlich im gasförmigen Zustande, sowohl bei der höchsten als bei der niedrigsten Temperatur, die wir herzustellen vermögen, und es ist kein Anzeichen dafür, dass sie sich in einem dieser Fälle einer Aenderung ihres Aggregatzustandes nähert. Daher ist Luft oder ein anderes permanentes Gas von dem grössten Nutzen, um Temperaturen zu messen, welche weit von den festen Vergleichspunkten ab-

liegen, z. B. die des frierenden Quecksilbers oder des schmelzenden Silbers.

Wir werden die Methode, nach welcher die Luft praktisch als thermometrische Substanz benutzt wird, näher kennen lernen, wenn wir zur „Gasometrie“ — Messung der Eigen-

Fig. 5.



schaften der Gase — kommen. Mittlerweile wollen wir das Luftthermometer in seiner einfachsten Form betrachten, nämlich in der eines langen Rohres von überall gleichem Querschnitt, an einem Ende geschlossen, mit Luft oder einem anderen Gase gefüllt, welches von der äusseren Luft getrennt ist durch eine kurze Säule von Quecksilber, Oel oder einer anderen Flüssigkeit, die sich frei in der Röhre bewegen kann, während sie zu gleicher Zeit jede Verbindung zwischen der eingeschlossenen Luft und der Atmosphäre verhindert. Wir setzen ferner voraus, dass der Druck auf die eingeschlossene Luft in irgend einer Weise während der Dauer der Versuche, die wir näher beschreiben wollen, constant gehalten wird.

Das Luftthermometer wird zunächst mit Eis und eiskaltem Wasser umgeben. Wir wollen annehmen, dass die oberste Grenzfläche der Luft nun auf dem mit „Gefrierpunkt“ bezeichneten Punkte steht. Das Thermometer wird dann mit Dampf umgeben, der sich aus Wasser entwickelt, das unter einem Atmosphärendruck von 760 mm Quecksilber siedet. Es möge die Oberfläche der eingeschlossenen Luft jetzt an dem mit „Siedepunkt“ bezeichneten Punkte stehen. Auf diese Weise werden die beiden festen Vergleichstemperaturen auf dem Rohre markirt.

Um die Thermometerscala zu vervollständigen, müssen wir den Zwischenraum zwischen Siedepunkt und Gefrierpunkt in eine Anzahl gleicher Theile theilen — wie viel, steht in unserer Wahl — und diese Theilung auf dem ganzen Rohre unter dem Gefrierpunkt und über dem Siedepunkt in Theilen von derselben Länge fortsetzen.

Schliesslich werden wir, wenn wir die Theilung unterhalb des Gefrierpunktes weit genug fortsetzen, natürlich zuletzt an das Ende der Röhre kommen. Welchen Grad müssen wir an diesem Punkte anschreiben, und was ist die Bedeutung dieses Punktes?

Den Grad am Ende der Röhre zu bestimmen ist eine sehr einfache Sache. Wir wissen, dass der Abstand des Gefrierpunktes vom Ende der Röhre sich zu dem Abstände des Siedepunktes vom Ende der Röhre verhält wie 1 zu 1,3665, weil dieses Verhältniss die Ausdehnung der Luft zwischen der Gefrier- und der Siedetemperatur angiebt. Daraus folgt mittelst einer leichten arithmetischen Rechnung, dass, wenn wie nach Fahrenheit der Gefrierpunkt mit 32° und der Siedepunkt mit 212° bezeichnet wird, das Ende der Röhre mit $-459,13^{\circ}$ bezeichnet werden muss. Ist wie bei der hundertgradigen Scala der Gefrierpunkt mit 0° und der Siedepunkt mit 100° bezeichnet, so muss das Ende der Röhre mit $-272,85^{\circ}$ bezeichnet werden. Dieses ist dann der am Ende der Röhre anzuschreibende Grad.

Die andere Frage: was bedeutet dieser Grad? erfordert eine sorgfältige Ueberlegung. Wir haben damit angefangen, das Maass der Temperatur zu definiren als den Stand an der Scala des Thermometers, wenn letzteres jener Temperatur ausgesetzt ist. Wenn nun der Stand am Ende der Röhre wirklich beobachtet werden könnte, so würde das bedeuten, dass das Volumen der Luft auf Nichts reducirt wäre. Es ist kaum nöthig zu sagen, dass wir keine Aussicht haben, je solch einen Stand zu beobachten. Wäre es möglich, einer Substanz alle Wärme zu entziehen, die sie enthält, so würde ja wahrscheinlich doch eine ausgedehnte Substanz übrig bleiben und einen bestimmten Raum einnehmen. Solch eine Entfernung aller Wärme aus einem Körper ist nie bewirkt worden, so dass wir über die Temperatur nichts aussagen können, die durch ein

Luftthermometer angegeben werden würde, welches in Verbindung mit einem vollständig aller Wärme beraubten Körper gebracht worden wäre. Indessen sind wir sicher, dass diese Temperatur über -272.85° C. liegen würde.

Es ist ausserordentlich vortheilhaft, vorzüglich, wenn man auf Gase bezügliche Fragen behandelt, die Temperatur nicht vom Gefrierpunkte oder von dem Nullpunkte Fahrenheit's an zu rechnen, sondern vom Ende der Röhre des Luftthermometers an.

Dieser Punkt wird dann der „absolute Nullpunkt“ des Luftthermometers genannt und die von ihm an gezählten Temperaturen: die „absoluten Temperaturen“. Wahrscheinlich ist die Ausdehnung eines vollkommenen Gases etwas geringer wie 1:3665. Setzen wir sie etwa gleich 1:366, so wird der absolute Nullpunkt nach Fahrenheit bei -460° , nach Celsius bei $-273\frac{1}{3}^{\circ}$ liegen.

Addiren wir 460° zu den gewöhnlichen Graden nach Fahrenheit, so erhalten wir die absolute Temperatur nach Fahrenheit's Theilung.

Addiren wir zu den gewöhnlichen Graden nach Celsius $273\frac{1}{3}^{\circ}$, so haben wir die absolute Temperatur nach Celsius'schen Graden.

Häufig werden wir Gelegenheit haben, von absoluten Temperaturen nach dem Luftthermometer zu sprechen. Geschieht dieses, so meinen wir nichts anderes, als das, was wir eben ausgesprochen haben, — nämlich eine Temperatur vom Ende der Röhre eines Luftthermometers an gezählt. Wir behaupten damit nichts über den Zustand eines aller Wärme beraubten Körpers, von welchem Zustande wir keine experimentelle Kenntniss haben.

Eine der wichtigsten Anwendungen des Begriffes der absoluten Temperatur ist die, dass mit Hülfe derselben die Form der beiden von Charles resp. von Boyle entdeckten Gesetze vereinfacht wird. Die Gesetze können in dem Satze vereinigt werden, dass „das Product von Volumen und Druck bei jedem Gase proportional der absoluten Temperatur ist“.

Haben wir z. B. Gasmengen unter verschiedenen Bedingungen in Hinsicht der Temperatur und des Druckes durch ihr Volumen zu messen, so können wir diese Volumina auf das Volumen zurückführen, welches die Gase bei irgend einer Normaltemperatur und einem Normaldruck haben würden.

So ist, wenn V, P, T das wirkliche Volumen, Druck und absolute Temperatur ist und V_0 das Volumen bei dem Normaldruck P_0 und der Normaltemperatur T_0

$$\frac{VP}{T} = \frac{V_0 P_0}{T_0}$$

oder

$$V_0 = V \frac{P}{P_0} \cdot \frac{T_0}{T}$$

Haben wir nur die relativen Mengen des Gases bei verschiedenen Messungen in derselben Reihe von Experimenten zu vergleichen, so können wir P_0 und T_0 als Einheiten annehmen und uns nur der Grösse $\frac{VP}{T}$ bedienen, ohne diese immer mit $\frac{T_0}{P_0}$ zu multipliciren, welches ja eine constante Zahl ist¹⁾.

Der grosse wissenschaftliche Werth, welchen die mit Hülfe des Luft- oder Gasthermometers aufgestellte Temperaturscala bietet, rührt von der durch die Versuche von Joule und Thomson festgestellten Thatsache her, dass die auf die Ausdehnung der permanenten Gase gegründete Temperaturscala beinahe genau dieselbe ist, wie die allein aus thermodynamischen Betrachtungen gewonnene, welche unabhängig ist von den besonderen Eigenschaften des zur Wärmemessung benutzten Körpers. Diese Uebereinstimmung ist experimentell bestätigt, allerdings nur für die Temperaturen zwischen 0° C. und 100° C. Nehmen wir indessen die Moleculartheorie der Gase an, so muss das Volumen eines vollkommenen Gases genau proportional sein der absoluten Temperatur, wie dieselbe durch die

¹⁾ Wegen einer vollständigen Kenntniss der Methoden zur Gasmessung wird der Leser auf Bunsen's: „Gasometrische Methoden“ verwiesen.

thermodynamische Scala angegeben wird. Es ist nun wahrscheinlich, dass, je mehr die Temperatur steigt, desto mehr die Eigenschaften der vorhandenen Gase sich denen eines theoretisch vollkommenen Gases nähern.

Die Construction aller Thermometer, die wir geschildert haben, ist gegründet auf die Messung der Ausdehnung einer Substanz bei einem Steigen der Temperatur. In gewissen Fällen ist es zweckmässig, die Temperatur einer Substanz aus der Wärmemenge zu bestimmen, welche diese abgibt, wenn sie sich auf eine Normaltemperatur abkühlt. So z. B. können wir, wenn ein Stück Platin, welches in einem Ofen erhitzt wurde, in Wasser geworfen wird, die Temperatur des Ofens schätzen nach der dem Wasser mitgetheilten Wärme. Man hat behauptet, dass diese Methode, Temperaturen zu messen, wissenschaftlicher sei als die auf die Ausdehnung der Körper gegründete. Es würde das auch der Fall sein, wenn dieselbe Menge Wärme immer dieselbe Temperatursteigerung hervorbrächte, welches auch die ursprüngliche Temperatur des Körpers wäre. Aber die spezifische Wärme der meisten Körper wächst bei steigender Temperatur, und sie wächst für verschiedene Substanzen in verschiedenem Maasse, so dass diese Methode keine absolute Temperaturskala geben kann. Nur für die Gase behält die spezifische Wärme einer gegebenen Menge von Substanz bei allen Temperaturen denselben Werth.

Es giebt dann noch zwei Methoden Temperaturen zu messen, welche auf elektrische Eigenschaften der Körper gegründet sind. Wir können innerhalb der Grenzen dieses Werkes nicht auf die Theorie dieser Methoden eingehen und müssen daher die Leser auf Werke über Elektrizität verweisen. Eine dieser Methoden beruht auf der Thatsache, dass in einem Leitungskreise, welcher von zwei verschiedenen Metallen gebildet wird, eine elektromotorische Kraft entsteht, wenn eine der Berührungsstellen der verschiedenen Metalle wärmer ist als die andere, so dass in dem Kreise ein galvanischer Strom erzeugt wird, dessen Intensität mit Hülfe eines Galvanometers gemessen werden kann. Auf diese Weise können sehr kleine Temperaturunterschiede zwischen den Enden eines Metall-

stückes erkannt werden. Ist also ein Stück Eisendraht an beiden Enden an einen Kupferdraht gelöthet, und befindet sich die eine Löthstelle an einem Ort, an den wir kein gewöhnliches Thermometer hinbringen können, so vermögen wir doch die Temperatur desselben zu ermitteln, wenn wir die andere Löthstelle in ein Gefäß mit Wasser tauchen und die Temperatur dieses so lange ändern, bis kein Strom mehr entsteht. Die Temperatur des Wassers wird dann gleich sein der Temperatur der nicht zu erreichenden Löthstelle.

Elektrische Ströme, welche durch Temperaturverschiedenheit an verschiedenen Stellen einer geschlossenen metallischen Leitung entstehen, werden thermo-elektrische Ströme genannt. Eine Einrichtung, durch welche die elektromotorischen Kräfte, welche von einer Anzahl von Verbindungsstellen ausgehen, zusammenaddirt werden können, heisst eine „Thermosäule“. Dieselbe wird bei Versuchen über den Wärmeeffect der Strahlung benutzt, weil sie für Temperaturänderungen, die durch geringe Wärmemengen hervorgebracht werden, empfindlicher ist, wie jedes andere Instrument.

Professor Tait¹⁾ hat gefunden, dass, wenn t_1 und t_2 die Temperaturen der warmen und der kalten Verbindungsstelle zweier Metalle bezeichnen, dass dann die elektromotorische Kraft des durch diese beiden Metalle gebildeten Leitungskreises ist:

$$A (t_1 - t_2) [T - \frac{1}{2} (t_1 + t_2)],$$

worin A eine Constante bedeutet, welche von der Natur der Metalle abhängt, und T eine Temperatur, die auch von den Metallen abhängt in der Art, dass, wenn ein Leiter um so viel wärmer wie T ist, als der andere kälter wie T , kein Strom entsteht. T kann die neutrale Temperatur der beiden Metalle genannt werden. Für Kupfer und Eisen ist diese ungefähr 284° C.

Die andere Methode, Temperaturen an einem Orte zu messen, wohin wir kein Thermometer bringen können, ist ge-

¹⁾ Proceedings of the Royal Society of Edinburgh, 1870—1871.

gründet auf das Wachsen des elektrischen Widerstandes eines Metalles bei steigender Temperatur. Diese Methode wurde erfolgreich von Siemens¹⁾ angewandt. Zwei Rollen derselben Art von feinem Platindraht werden so ausgeglichen, dass sie denselben Widerstand haben. Ihre Enden werden mit langen, dicken Kupferdrähten verbunden, so dass die Rollen, wenn es nöthig ist, weit vom Galvanometer angebracht werden können. Diese Kupferenden sind ebenfalls so ausgeglichen, dass sie für beide Rollen denselben Widerstand haben. Der Widerstand dieser Kupferdrähte muss im Vergleich mit dem der Rollen klein sein. Eine der Rollen ist dann z. B. auf den Grund des Meeres versenkt; die andere wird in ein Gefäss mit Wasser gebracht, dessen Temperatur so lange geändert wird, bis der Widerstand der beiden Rollen derselbe ist. Indem man nun mit einem Thermometer die Temperatur des Gefässes mit Wasser misst, kann man daraus die des Meeresbodens herleiten.

Siemens fand, dass der Widerstand der Metalle durch eine Formel von folgender Form ausgedrückt werden kann:

$$R = \alpha \sqrt{T} + \beta T + \gamma,$$

worin R den Widerstand, T die absolute Temperatur und α, β, γ Coefficienten bezeichnen. Von diesen ist α der grösste; der von ihm abhängende Widerstand wächst wie die Quadratwurzel der absoluten Temperatur, so dass der Widerstand langsamer zunimmt, als die Temperatur steigt. Das zweite Glied βT ist proportional der Temperatur und kann der Ausdehnung der Substanz zugeschrieben werden. Das dritte Glied ist constant.

¹⁾ Proceedings of the Royal Society, April 27, 1871.

Drittes Capitel.

Calorimetrie.

Nachdem wir die Grundlagen der Thermometrie oder die Methode der Bestimmung von Temperaturen auseinander gesetzt haben, sind wir im Stande zu verstehen, was man Calorimetrie oder Methode zur Messung der Mengen von Wärme nennt.

Wenn Wärme einem Körper zugeführt wird, bringt sie Wirkungen verschiedener Art hervor. In den meisten Fällen erhöht sie die Temperatur des Körpers; im Allgemeinen verändert sie sein Volumen oder seinen Druck, und in manchen Fällen verwandelt sie den Aggregatzustand vom festen in den flüssigen oder vom flüssigen in den gasförmigen.

Jede Wirkung der Wärme kann als Mittel benutzt werden, Mengen von Wärme zu messen bei Anwendung des Grundsatzes, dass, wenn auf zwei gleich grosse Mengen derselben Substanz bei demselben Zustand Wärme so einwirkt, dass sie denselben Erfolg hervorbringt, dass dann die Mengen von Wärme in beiden Fällen einander gleich sind.

Wir beginnen damit einen Normalkörper zu wählen und die Normalwirkung der Wärme auf ihn zu definiren. Wählen wir etwa ein Kilogramm Eis von der Temperatur des Gefrierpunktes als Normalkörper und definiren wir als Wärmeeinheit die Menge von Wärme, welche diesem Kilogramm Eis zugeführt werden muss, damit dasselbe in ein Kilogramm Wasser

ebenfalls von der Temperatur des Gefrierpunktes verwandelt wird. Dies ist ein Beispiel des Gebrauchs einer bestimmten Zustandsverwandlung zum Behuf der Definition, was man unter einer Wärmemenge versteht. Die genannte Wärmeinheit wurde praktisch verwandt in den Versuchen von Lavoisier und Laplace.

Man misst nach diesem System eine Menge Wärme nach der Anzahl der Kilogramme (oder Pfunde) von Eis von der Temperatur des Gefrierpunktes, welche von jener Wärmemenge in Wasser von derselben Temperatur verwandelt werden.

Wir können ebenso eine andere Messmethode anwenden, indem wir zur Definition von Wärmemengen als Maass der letzteren die Anzahl der Kilogramme Wasser von der Temperatur des Siedepunktes nehmen, welche von dieser Wärmemenge in Dampf von derselben Temperatur verwandelt werden.

Diese Methode wird oft angewendet, um die Wärmemenge zu bestimmen, welche durch Verbrennen von Feuerung erzeugt wird.

Keine von diesen Methoden erfordert den Gebrauch eines Thermometers.

Eine andere Methode, die sich auf den Gebrauch des Thermometers stützt, ist die, als Wärmeeinheit jene Wärmemenge anzunehmen, welche der Masseneinheit Wasser (1 Kilogramm oder 1 Pfund) von einer Normaltemperatur (der der grössten Dichtigkeit 39° F. oder 4° C. oder gelegentlich einer für Arbeiten im Laboratorium passenderen Temperatur, etwa 62° F. oder 15° C.) zugeführt, die Temperatur dieses Wassers um einen Grad (Fahrenheit oder Celsius) erhöht.

Nach dieser Methode wird eine Menge Wärme durch die Menge Wasser von der Normaltemperatur gemessen, welche durch diese Wärmemenge um einen Grad erwärmt wird.

Alles, was in diesen Methoden der Wärmemessung vorausgesetzt wird, ist das, dass, wenn eine bestimmte Menge von Wärme erforderlich ist, um eine bestimmte Wirkung hervorzubringen auf ein Kilogramm Wasser, welches in einem bestimmten Zustand sich befindet, dass dann ebensoviel Wärme nöthig ist, um dieselbe Wirkung auf ein anderes gleiches Kilo-

gramm Wasser hervorzurufen, so dass die doppelte Wärmemenge für zwei Kilogramm, die dreifache für drei Kilogramm und so weiter erforderlich ist.

Wir haben indess kein Recht zu der Behauptung, dass, weil eine Wärmeeinheit 1 Kg Wasser von 4° C. um einen Grad erhöht, deshalb zwei Wärmeeinheiten dasselbe Wasser um zwei Grad erhöhen werden, denn die Wärmemenge, welche erforderlich ist um Wasser von 5° auf 6° zu bringen, kann verschieden sein von der, welche es von 4° auf 5° bringt. In der That ist durch Versuche ermittelt worden, dass, um 1 Kg Wasser um 1° zu erwärmen, bei hohen Temperaturen mehr Wärme nothwendig ist, als bei niedrigen.

Messen wir aber Wärme nach einer der schon beschriebenen Methoden entweder durch die Menge einer besonderen Substanz, welche durch jene Wärme von einem leicht zu beobachtenden Zustand in einen anderen versetzt wird ohne Aenderung der Temperatur, oder durch die Menge einer besonderen Substanz, welche durch jene Wärme von einer gegebenen Temperatur auf eine bestimmte andere gebracht wird, so können wir stets die Mengen von Wärme als „mathematische Grössen“ behandeln und sie addiren oder subtrahiren wie wir wollen.

Indessen haben wir zu allernächst noch nachzuweisen, dass die Wärme, welche, indem sie auf irgend eine Weise einem Körper zugeführt oder diesem entnommen wird, eine gegebene Veränderung an diesem hervorbringt, dass diese Wärme stets eine Grösse ist, die genau vergleichbar ist mit jener, welche ein Kilogramm Eis schmilzt und nur dadurch von derselben abweicht, dass sie um so viel grösser oder kleiner ist.

In anderen Worten, wir haben zu zeigen, dass Wärme jeglicher Art, ob dieselbe nun stammt von unserer Hand, oder warmem Wasser, oder Dampf, oder rothglühendem Eisen, oder der Sonne, oder von irgend einer anderen Quelle, auf dieselbe Weise gemessen werden kann, und dass die Menge von jeder dieser Wärmearten, welche erforderlich ist um eine bestimmte Veränderung hervorzurufen, wie z. B. ein Kilogramm Eis zu schmelzen, ein Kilogramm Wasser zu verkochen, oder das

Wasser von einer Temperatur auf eine andere zu erwärmen, genau dieselbe ist, von welcher Quelle die Wärme auch kommen mag.

Um zu ermitteln, ob diese Wirkungen von irgend Etwas ausser der zugeführten Wärme abhängen — z. B. ob sie auf irgend welche Weise von der Temperatur der Wärmequelle abhängig sind — wollen wir zwei Versuche anstellen. In dem ersten wird eine gewisse Menge Wärme (sagen wir die von einer Kerze während der Zeit, dass ein Centimeter derselben verbrannt ist, ausgestrahlte Wärme) direct benutzt, um Eis zu schmelzen. In dem zweiten wird dieselbe Menge Wärme einem Stück Eisen von der Temperatur des Gefrierpunktes zugeführt, so dass dieses sich erwärmt; darauf wird das Eisen in Eis geworfen, um eine bestimmte Menge desselben zu schmelzen, während das Eisen selbst auf seine frühere Temperatur erkaltet.

Hängt nun die Menge von geschmolzenem Eis ab von der Temperatur der Wärmequelle oder von irgend einem anderen Umstand als der zugeführten Menge Wärme, so wird die geschmolzene Eismenge in diesen beiden Fällen eine verschiedene sein. Denn im ersten Falle rührt die Wärme direct von einer sehr heissen Flamme her, während in dem zweiten dieselbe Wärmemenge von dem vergleichsweise kalten Eisen kommt.

Es ist nun durch den Versuch festgestellt, dass kein solcher Umstand existirt und daher ist die Wärme, wenn wir sie nehmen in Bezug auf ihre Fähigkeit, Dinge zu erwärmen und den Aggregatzustand zu ändern, eine genau messbare Grösse und keiner Veränderung in Eigenschaft oder Art unterworfen.

Ein anderer Grundsatz, dessen Richtigkeit durch calorimetrische Versuche nachgewiesen wurde, ist der, dass wenn ein Körper in einem gegebenen Zustande zuerst erwärmt wird, so dass er durch eine gewisse Reihe von Zuständen geht, deren jeder durch die betreffende Temperatur und das Volumen bestimmt ist, und wenn er dann abgekühlt wird, so dass er in entgegengesetzter Reihenfolge genau dieselbe Reihe von Zuständen durchmacht, dass dann die Wärmemenge, welche während des Erwärmens dem Körper zugeführt wurde, gleich

jener ist, welche von letzterem abgegeben wird. Jene, welche die Wärme als eine Substanz ansahen und sie Caloric nannten, sahen diesen Grundsatz als selbstverständlich an und nahmen ihn gewöhnlich schweigend an. Wir werden indessen sehen, dass, obgleich der Satz, sowie wir ihn angaben, richtig ist, dennoch, wenn die Reihe der Zustände während des Erwärmungsprocesses verschieden ist von der während des Erkalten, die ausgegebene und empfangene Wärme verschieden sein kann. In der That kann Wärme durch gewisse Processe erzeugt oder zerstört werden und dies beweist, dass Wärme keine Substanz ist. Dadurch, dass wir finden, wodurch Wärme erzeugt und wodurch sie vernichtet wird, können wir hoffen, die Natur der Wärme zu bestimmen.

In den meisten Fällen, in welchen wir Wärmemengen messen, geht die Wärme, welche wir messen, von einem Körper auf einen anderen über, wobei einer dieser Körper das Calorimeter oder Wärmemesser selbst ist. Wir nehmen an, dass die Wärmemenge, welche einen Körper verlässt, derjenigen gleich ist, welche der andere empfängt, vorausgesetzt, 1) dass keiner der beiden Körper von einem dritten Wärme empfängt oder an diesen abgibt und 2) dass keinerlei Wirkung zwischen den Körpern stattfindet, ausser der, dass sie Wärme geben und empfangen.

Die Richtigkeit dieser Annahme muss durch Versuche bewiesen werden, indem man eine Anzahl Körper von verschiedenen Temperaturen nimmt und zunächst die Wärmemenge feststellt, welche einem jeden derselben für sich gegeben oder genommen werden muss, damit derselbe auf eine Normaltemperatur gebracht wird. Wenn nun die Körper wieder auf ihre ursprüngliche Temperatur gebracht werden und es ermöglicht wird, dass sie auf irgend eine Weise Wärme miteinander austauschen, so wird man finden, dass die Totalsumme von Wärme, welche erforderlich ist um das System auf die Normaltemperatur zu bringen, dieselbe ist, wie die, welche aus den Resultaten der ersten Versuchsreihe sich ergibt.

Wir gehen nun über zur Beschreibung der Versuchsmethode, durch welche die Richtigkeit dieser Resultate nach-

gewiesen und nach welchen Wärmemengen gewöhnlich gemessen werden.

In einigen der früheren Versuche von Black über die zum Schmelzen des Eises und Sieden des Wassers nothwendige Wärme wurde die Wärme durch eine Flamme zugeführt. Da man annahm, dass die Zufuhr von Wärme während der ganzen Zeit gleichmässig erfolgt sei, so schloss man, dass die Menge der zugeführten Wärme der Zeit proportional sei, während welcher die Zufuhr geschah. Eine Methode dieser Art ist augenscheinlich sehr unvollkommen; um sie genau zu machen, sind zahlreiche Vorsichtsmaassregeln und Hilfsuntersuchungen nothwendig in Bezug auf die Gesetze der Erzeugung von Wärme durch eine Flamme und die Einwirkung dieser Wärme auf den Körper, welcher erwärmt wird. Eine andere Methode, welche ebenfalls auf die Beobachtung der Zeit begründet ist, verdient mehr Vertrauen. Wir wollen sie unter dem Namen Abkühlungsmethode beschreiben.

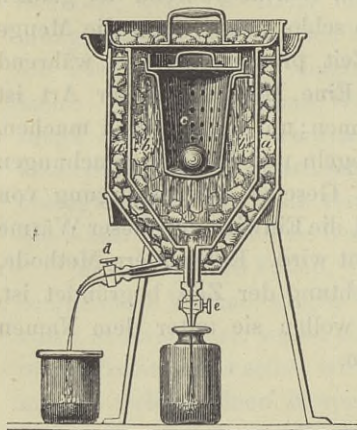
Eiscalorimeter.

Wilcke, ein Schwede, benutzte zuerst das Schmelzen des Schnees zur Messung der Wärme, welche von einem Körper während des Erkaltens abgegeben wird. Die Hauptschwierigkeit bei dieser Methode ist die, sich zu vergewissern, dass alle Wärme, welche der Körper abgibt, aufgewandt wird, um Eis zu schmelzen und dass keine andere Wärme das Eis erreichen kann, so dass durch diese etwas Eis schmilzt, und dass andererseits dem Wasser keine Wärme entzogen wird, so dass dieses wieder gefriert. Diese Bedingung wurde zuerst durch das Calorimeter von Laplace und Lavoisier erfüllt, dessen Beschreibung in den Memoiren der französischen Akademie der Wissenschaften von 1780 gegeben ist. Das Instrument selbst wird aufbewahrt auf dem Conservatoire des Arts et Métiers.

Dieser Apparat, welcher später den Namen Calorimeter erhielt, besteht aus drei Gefässen, eins in dem anderen.

Das erste oder innerste Gefäss, welches wir den „Empfänger“ nennen können, ist bestimmt, den Körper aufzunehmen,

Fig. 6.



von welchem die zu messende Wärme abgegeben wird. Dasselbe ist von dünnem Kupferblech gemacht, damit die Wärme rasch in das zweite Gefäss gelangen kann. Dieses zweite, das eigentliche Calorimeter, umgiebt das erste vollständig. Der untere Theil des Raumes zwischen den beiden Gefässen ist mit gestossenem Eis von der Temperatur des Gefrierpunktes (Schmelzpunktes) angefüllt; das erste Gefäss wird dann bedeckt mit einem Deckel, welcher selbst ein Gefäss voll von Eis-

stücken ist. Wenn das Eis in dem zweiten Gefäss schmilzt, entweder in dem unteren Theil oder am Deckel des ersten Gefässes, so sickert das Wasser herunter, geht durch ein Sieb, welches verhindert, dass etwas von dem Eis mit fortgeht, und sammelt sich in einem zum Auffangen desselben unter dem Apparate aufgestellten Gefäss. Das dritte Gefäss, welches wir den „Eismantel“ nennen können, umgiebt vollständig das zweite und ist wie dieses mit einem oberen Deckel versehen, um das zweite ganz zu decken. Beides, Gefäss und Deckel sind voll von zerstoßenem Eis von der Temperatur des Gefrierpunktes. Das Wasser, welches von diesem schmelzenden Eis gebildet wird, läuft in ein anderes Gefäss als das ist, welches das Wasser aus dem eigentlichen Calorimeter aufnimmt.

Wir setzen nun voraus, dass im Empfänger nichts ist und dass die Temperatur der umgebenden Luft über dem Gefrierpunkt liegt. Jegliche Wärme, welche in das äussere Gefäss tritt, wird etwas von dem Eis in dem Eismantel schmelzen,

aber nicht durch diesen hindurchdringen, so dass kein Eis im Calorimeter geschmolzen wird. So lange wie Eis in dem Mantel und dem Calorimeter ist, wird die Temperatur dieser beiden Gefässe dieselbe sein und zwar die des Gefrierpunktes. Daher kann nach dem Gesetze über das Gleichgewicht der Wärme keine Wärme durch das zweite Gefäss gehen, weder nach aussen noch nach innen. Wird daher Eis im Calorimeter geschmolzen, so muss die Wärme vom Empfänger kommen.

Die Temperatur des Empfängers möge nun zunächst auch die des Gefrierpunktes sein. Die beiden Deckel werden dann für einen Augenblick sorgfältig aufgehoben und ein Körper von hoher Temperatur in den Empfänger gebracht, darauf die Deckel rasch wieder geschlossen. Wärme wird nun von diesem Körper durch die Wände des Empfängers in das Calorimeter dringen. Eis wird geschmolzen werden und der Körper selbst sich abkühlen. Dieser Vorgang geht so lange weiter, bis der Körper bis auf die Temperatur des Gefrierpunktes erkaltet ist; darnach schmilzt kein Eis mehr.

Wenn wir die Menge des beim Schmelzen des Eises entstandenen Wassers messen, so können wir nach derselben die Wärmemenge abschätzen, welche von dem Körper abgegeben wird während seiner Abkühlung von seiner ursprünglichen Temperatur bis zu der des Gefrierpunktes. Der Empfänger befindet sich beim Beginne und am Ende des Versuches auf der Temperatur des Gefrierpunktes, so dass die Erwärmung und darauf folgende Abkühlung desselben das Resultat nicht beeinflusst.

Nichts kann vollkommener sein, als die Theorie und der Plan dieses Apparates. Er ist Laplace und Lavoisier würdig, und in ihren Händen gab er gute Resultate. Die hauptsächlichste Unzugänglichkeit beim Gebrauch kommt daher, dass das Wasser sich an das zerstoßene Eis anhängt statt abzufließen, so dass es unmöglich ist, genau zu bestimmen, wie viel Eis geschmolzen ist.

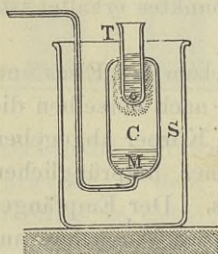
Um diese Quelle der Ungenauigkeit zu vermeiden, schlug Sir John Herschel vor, die Zwischenräume des Eises mit Wasser von der Temperatur des Gefrierpunktes zu füllen und

die Menge des geschmolzenen Eises aus der Verringerung des Volumens zu bestimmen, welche das Ganze erfährt, da, wie wir später sehen werden, das Volumen des Wassers geringer ist als das des Eises, aus welchem das Wasser gebildet wurde. Ich habe keine Kenntniss davon, ob dieser Vorschlag zu einer Versuchsmethode entwickelt wurde.

Bunsen¹⁾ ersann unabhängig davon ein auf demselben Princip gegründetes Calorimeter, bei dessen Gebrauch indessen die Quellen der Ungenauigkeit entfernt sind; ausserdem sind die physikalischen Constanten desselben mit einem solchen Grade von Genauigkeit bestimmt, wie es selten bei Untersuchungen ähnlicher Art erreicht ist.

Bunsen's Calorimeter ist, sowie es von seinem Erfinder erdacht ist, ein kleines Instrument. Der Körper, welcher die zu messende Wärme abgibt, wird erwärmt in einem Reagenz-

Fig. 7.



glas, das von einem Dampfstrom von bekannter Temperatur umspült wird. Er wird dann, so rasch es geht in das Reagenzglas *T* des Calorimeters gebracht, welches Wasser von 0° enthält. Der Körper sinkt auf den Boden und theilt dem Wasser Wärme mit. Das erwärmte Wasser steigt in dem Glase nicht empor, denn zwischen 0° und 4° vergrößert zugeführte Wärme die Dich-

tigkeit. Es bleibt daher auf dem Boden des Glases, wo es fortwährend den Körper umgibt. Seine Wärme kann nur durch Leitung entweichen, aufwärts durch Wasser oder durch die Wände des Reagenzglases, die, weil sie sehr dünn sind, einen besseren Abzugschanal darbieten. Das Reagenzglas ist von Eis von 0° im Calorimeter *C* umgeben, so dass, sobald ein Theil des Wassers in dem Glase auf höhere Temperatur wie 0° gebracht ist, Leitung durch die Wände stattfindet und Theile des Eises schmelzen. Das wird so lange fortgehen, bis Alles in dem Glase *T* wieder auf 0° zurückgekommen ist. Die

¹⁾ Pogg. Ann. Sept. 1870, und Phil. Mag. 1871.

ganze Menge des durch die vom inneren Gefässe kommende Wärme geschmolzenen Eises ist ein genaues Maass der Wärme, welche der warme Körper abgibt, indem er sich bis auf 0° C. erkaltet.

Um jeden Wärmeaustausch zwischen dem Calorimeter C und den umgebenden Körpern zu verhindern, wird jener in ein Gefäss gesetzt, gefüllt mit frisch gefallenem Schnee, der frei von Schmutz ist. Dieser Schnee nimmt, wenn nur die Temperatur des Zimmers nicht unter 0° C. ist, rasch die Temperatur 0° C. an und behält sie lange bei.

Um das Calorimeter zurecht zu machen, wird dasselbe mit destillirtem Wasser gefüllt, aus dem jede Spur von Luft durch vorsichtiges Kochen entfernt sein muss. Ist Luft in dem Wasser, so wird diese beim Process des Frierens ausgetrieben; es entstehen Luftblasen, deren Volumen einen Irrthum in der Messung verursacht. Der untere Theil des Calorimeters enthält Quecksilber und steht mit einem gebogenen Rohre in Verbindung, das ebenfalls Quecksilber enthält. Der obere Theil dieser Röhre ist horizontal gebogen und sorgfältig calibrirt und graduirt. Da das Quecksilber und das Gefäss immer auf der Temperatur von 0° sich befinden, so haben diese constantes Volumen und jede Aenderung des Quecksilbers in der graduirten Röhre beruht auf dem Schmelzen des Eises im Calorimeter und der daraus sich ergebenden Abnahme des Volumens von der Eis- und Wassermenge in diesem.

Da die Bewegungen der Spitze des Quecksilberfadens proportional sind der Wärmemenge, welche von dem Reagenzglas in das Calorimeter übergeht, so ist es leicht einzusehen, wie nun Wärmemengen verglichen werden können. Bunsen machte mit diesem Calorimeter genügende Bestimmungen von der specifischen Wärme so seltener Metalle, wie Indium, von welchem überhaupt nur einige Gramme zu erhalten waren.

Um das Calorimeter zum Gebrauch fertig zu stellen, muss Eis in demselben rings um das Reagenzglas gebildet werden. Zu diesem Zwecke lässt Bunsen einen Strom von Alkohol, der durch eine Kältemischung unter 0° abgekühlt ist, auf den Boden des Reagenzglases gehen und von da aus die Wände

des letzteren bestreichen. Auf diese Weise ist der grössere Theil des Wassers im Calorimeter bald gefroren. Wenn der Apparat hinreichend lange in dem den Schnee enthaltenden Gefäss gelassen wird, so steigt die Temperatur des Eises auf 0° und der Apparat ist fertig zum Gebrauch. Eine grosse Menge von Versuchen können nach einmaligem Frieren des Wassers angestellt werden ¹⁾).

Mischungsmethode.

Die zweite calorimetrische Methode wird gewöhnlich die Mischungsmethode genannt. Dieser Name wird allen Processen gegeben, bei denen die Wärme, welche einem Körper entweicht, durch die Temperaturzunahme gemessen wird, welche sie in einem anderen Körper, in welchen sie übergeht, hervorbringt. Das vollkommenste Mittel, sich zu vergewissern, dass alle Wärme, welche einen Körper verlässt, auf den anderen übergeht, besteht darin, beide zu mischen; indess kann dieses in vielen Fällen, bei welchen die Methode jetzt angewandt wird, nicht geschehen.

Wir wollen diese Methode durch einige Versuche anschaulich machen, welche von dem Leser ohne einen speciellen Apparat ausgeführt werden können. Wenige Versuche dieser Art, von dem Leser selbst genau angestellt, werden ihm ein einsichtsvolleres Interesse an dem Gegenstande und einen lebhafteren Glauben an die Genauigkeit und Gleichmässigkeit der Natur und die Ungenauigkeit und Ungewissheit unserer Beobachtungen beibringen, als das Lesen irgend eines Buches oder das Ansehen sorgfältiger von anerkannten Männern der Wissenschaft ausgeführten Versuche.

Ich setze voraus, dass der Leser ein Thermometer hat, dessen Kugel in die Flüssigkeit getaucht werden kann, deren

¹⁾ Siehe Pogg. Ann. Sept. 1870, oder Phil. Mag. 1871.

Temperatur gemessen werden soll, und dass die Graduierung desselben die nach Celsius ist.

Um die Wirkungen der Wärme auf Wasser und Blech z. B. zu vergleichen, nehme man einen Streifen Tafelblech, der etwa ein Pfund wiegen möge, und rolle dasselbe in der Form einer losen Spirale auf, so dass, wenn es in Wasser getaucht wird, letzteres frei jeden Theil umspülen kann.

Man nehme dann ein Gefäss von passender Grösse, so dass die Blechrolle, wenn sie in dasselbe gesetzt wird, von einem Pfunde Wasser gut bedeckt ist.

Das Blech werde nun an einer Schnur aufgehängt in eine Kanne mit kochendem Wasser getaucht. Man fährt fort zu kochen bis jenes durchweg erhitzt ist. Während dieses vor sich geht, wiege man ein Pfund kaltes Wasser in dem oben genannten Gefässe ab und beobachte die Temperatur desselben mit dem Thermometer. Dann hebe man die Blechrolle aus dem kochenden Wasser, halte sie in den Wasserdampf bis alles Wasser abgetropft ist und tauche sie dann so rasch wie möglich in das kalte Wasser in dem oben genannten Gefässe. Mittelst der Schnur kann man sie im Wasser bewegen, um sie mit immer neuen Theilen desselben in Berührung zu bringen und um sie zu verhindern, ihre Wärme direct an die Seiten des Gefässes abzugeben.

Von Zeit zu Zeit beobachte man die Temperatur des Wassers, wie dieselbe von dem Thermometer angegeben wird. Nach wenigen Minuten wird dieselbe aufhören zu steigen. Der Versuch kann dann beendigt werden und die Rechnung beginnt.

Ich will annehmen (um unsere Vorstellung zu fixiren), dass die Temperatur des Wassers, bevor das heisse Blech in dasselbe gebracht wurde, 7° war und die schliessliche Temperatur, wenn das Blech aufhört dem Wasser Wärme mitzutheilen, 10° . Nehmen wir als unsere Wärmeeinheit die Wärmemenge, welche ein Pfund Wasser von 9° um einen Grad erwärmt, so haben wir hier dem Wasser drei Wärmeeinheiten durch das Blech zugeführt.

Da das Blech einige Zeit in kochendem Wasser war und

nachher in den Dampf gehalten wurde, so können wir die erste Temperatur desselben auf 100° annehmen (es muss dieses übrigens durch das Thermometer nachgewiesen werden). Während des Versuches erkaltet das Blech um 90° C., von 100° auf 10° und gab, wie wir gesehen haben, dem Wasser drei Wärmeeinheiten ab. Daher ist der Unterschied der Wärmemenge in einem Pfund Blech von 100° und in einem Pfund Blech von 10° gleich drei Wärmeeinheiten; oder, dieselbe Wärmemenge, welche ein Pfund Wasser von 7° auf 10° erwärmt, wird ein Pfund Blech von 10° auf 100° erhitzen. Wenn wir annehmen, was beinahe, obgleich nicht genau, richtig ist, dass die Wärmemenge, welche erforderlich ist, das Blech zu erhitzen, für jeden Grad der Temperatursteigerung dieselbe ist, so können wir sagen, dass, um ein Pfund Blech um drei Grade zu erwärmen, nur der dreissigste Theil der Wärme erforderlich ist, welche ein Pfund Wasser um drei Grade erwärmt.

So haben wir einen Vergleich der Wirkungen gemacht, welche Wärme auf Blech und Wasser ausübt. Wir haben gefunden, dass dieselbe Wärmemenge ein Pfund Blech um dreissigmal so viel Grade erwärmt als ein Pfund Wasser und wir haben gefolgert, dass ein mässiger Wechsel der Temperatur bei einem Pfunde Blech ein Dreissigstel derjenigen Wärme erfordert, die nothwendig ist um dieselbe Veränderung bei einem gleichen Gewichte Wasser hervorzurufen.

Diese Vergleichung wird in wissenschaftlicher Sprache so ausgedrückt, dass man sagt, die „Capacität“ des Bleches für Wärme ist ein Dreissigstel der eines gleichen Gewichtes Wasser.

Wasser wird gewöhnlich als Normalsubstanz genommen, mit welcher andere Substanzen verglichen werden; die Thatsache, welche wir oben festgestellt haben, wird dann in noch kürzerer Weise ausgedrückt, indem man sagt: die spezifische Wärme von Blech ist $\frac{1}{30}$.

Die Thatsache, dass, wenn gleiche Gewichte von Quecksilber und Wasser gemischt werden, die sich ergebende Temperatur nicht das Mittel der Temperaturen der beiden Flüssig-

keiten ist, wurde von Boerhaave und Fahrenheit erkannt. Indess war Dr. Black der Erste, welcher diese Erscheinung und manche andere erklärte durch die von ihm aufgestellte Lehre, dass die Wirkung ein und derselben Wärmemenge auf die Temperatursteigerung eines Körpers nicht bloss von der Menge der Materie in dem Körper, sondern auch von der Art der Materie abhängt, aus welcher letzterer geformt ist. Dr. Irvine, Black's Schüler und Assistent, gab dieser Eigenschaft der Körper den Namen „Capacität für Wärme“. Der Ausdruck „specifische Wärme“ wurde später von Gadolin, aus Abo, im Jahre 1784 eingeführt.

Ich denke, wir sprechen uns mit Genauigkeit aus, verbunden mit der grösstmöglichen Uebereinstimmung mit dem einmal durch die Gewohnheit Festgesetzten, indem wir die obigen Ausdrücke folgendermaassen definiren:

Definition der Capacität eines Körpers.

„Die Capacität eines Körpers für Wärme ist die Anzahl von Wärmeeinheiten, welche erforderlich sind, um jenen Körper um einen Temperaturgrad zu erwärmen“.

Wir können von der Wärmecapacität eines besonderen Körpers sprechen, z. B. eines kupfernen Kessels, in welchem Falle die Capacität sowohl vom Gewichte, als von der Art der Materie abhängt. Die Capacität eines besonderen Körpers wird oft ausgedrückt durch Angabe der Wassermenge, welche dieselbe Capacität hat.

Wir können ebenfalls von der Wärmecapacität einer Substanz, wie z. B. Kupfer, sprechen, in welchem Falle wir uns auf die Masseneinheit der Substanz beziehen.

Definition der specifischen Wärme.

„Die specifische Wärme einer Substanz ist das Verhältniss der Wärmemenge, welche erforderlich ist, um jene Substanz um einen Grad zu er-

wärmen, zu der Wärmemenge, welche erforderlich ist um ein gleiches Gewicht Wasser um einen Grad zu erwärmen“.

Die specifische Wärme ist daher ein Verhältniss von zwei Grössen derselben Art und wird durch dieselbe Zahl ausgedrückt, wie auch die Einheiten sein mögen, die der Beobachter gebraucht und welche thermometrische Scala dieser auch anwenden mag.

Es ist sehr wichtig im Gedächtniss zu behalten, dass diese Ausdrücke nichts mehr und nichts weniger meinen, als was in diesen Definitionen festgestellt ist.

Irvine, welcher viel zur Feststellung der Thatsache beitrug, dass die Wärmemenge, die in einen Körper eintritt oder denselben verlässt, abhängt von der Wärmecapacität desselben multiplicirt mit der Anzahl der Grade, um welche seine Temperatur steigt oder fällt, ging so weit, anzunehmen, dass die ganze Wärmemenge in einem Körper gleich ist der Capacität desselben multiplicirt mit der Totaltemperatur des Körpers, die von einem Punkte an gerechnet ist, welchen Irvine den absoluten Nullpunkt nennt. Dies ist gleichbedeutend mit der Annahme, dass die Capacität eines Körpers von der gegebenen Temperatur an abwärts bis zu diesem absoluten Nullpunkt dieselbe bleibt. Die Richtigkeit dieser Annahme konnte nie durch einen Versuch nachgewiesen werden und ihre Unrichtigkeit ist leicht dargelegt, wenn man zeigt, dass die specifische Wärme der meisten Flüssigkeiten und festen Körper bei verschiedenen Temperaturen verschieden ist.

Die Resultate, welche Irvine und Andere noch lange nach ihm aus Rechnungen ableiteten, welche auf diese Annahme sich gründen, sind nicht allein ohne Werth, sondern beweisen selbst ihre Werthlosigkeit durch ihr gegenseitiges Widersprechen.

Wir wollen nun zu der Betrachtung des Versuches mit dem Blech und Wasser zurückkehren und zeigen, wie derselbe genauer gemacht werden kann durch Beachtung aller Umstände bei demselben. Ich habe absichtlich vermieden, gleich im An-

fange dies zu thun, da mein Zweck war, zunächst die Bedeutung der „specifischen Wärme“ zu veranschaulichen.

In der früheren Beschreibung des Versuches war nicht allein angenommen, dass alle Wärme, welche dem Bleche entweicht in das Wasser in dem Gefäss eindringt, sondern auch, dass sie in demselben bleibt bis zur Beendigung des Versuches, wenn die Temperaturen des Bleches und des Wassers sich ausgeglichen haben.

Der letztere Theil dieser Annahme kann nicht ganz richtig sein, da das Wasser in einem Gefässe von irgend einem Stoffe enthalten sein muss, daher diesem etwas von seiner Wärme mittheilt und ausserdem an seiner Oberfläche durch Verdunstung u. s. w. Wärme verlieren muss.

Könnten wir das Gefäss aus einem vollkommenen Nichtleiter herstellen, so würde dieser Wärmeverlust des Wassers nicht stattfinden; aber keine Substanz, aus welcher ein Gefäss gebildet werden kann, darf auch nur annähernd als ein Nichtleiter für Wärme angesehen werden. Wenn wir ein Gefäss gebrauchen, welches ein schlechter Wärmeleiter ist, so ist es sehr schwer, selbst bei den sorgfältigsten Berechnungen, zu bestimmen, wie viel Wärme von dem Gefässe selbst während des Versuches aufgenommen worden ist.

Ein besserer Plan ist der, ein Gefäss zu gebrauchen, welches ein sehr guter Wärmeleiter, dessen Wärmecapacität aber gering ist, etwa ein dünnes Kupfer- oder Silbergefäss, und dann zu verhindern, dass dieses Gefäss seine Wärme rasch abgibt, indem man die äussere Oberfläche polirt und es nicht zu grosse Metallmassen berühren lässt, sondern ihm dünne Stützen giebt und es in ein Metallgefäss setzt, dessen innere Fläche polirt ist.

Auf diese Weise können wir sicher sein, dass die Wärme sich bald zwischen dem Wasser und dem Gefässe vertheilt und dass die Temperaturen der beiden zu jeder Zeit fast als gleich anzusehen sind, während der Wärmeverlust langsam stattfindet und zwar in einem Maasse, das berechnet werden kann, wenn wir die Temperaturen des Gefässes und der äusseren Luft kennen.

Zu diesem Zwecke müssen wir, wenn wir vorhaben einen sehr sorgfältigen Versuch zu machen, zunächst die Wärmecapacität des Gefässes durch einen besonderen Versuch bestimmen und dann in das Gefäss ungefähr ein Pfund warmes Wasser thun und dessen Temperatur von Minute zu Minute ablesen, während zu derselben Zeit mit einem anderen Thermometer die Temperatur der Luft im Zimmer beobachtet wird. Auf diese Weise erhalten wir eine Reihe von Beobachtungen, aus welchen wir das Maass der Abkühlung für verschiedene Temperaturen ableiten und daraus die Grösse der Abkühlung berechnen können, wenn das Gefäss um einen, zwei, drei u. s. f. Grade wärmer ist als die Luft. Dann sind wir, da die Temperatur des Gefässes bei den verschiedenen Stadien des Versuches zur Auffindung der specifischen Wärme des Bleches bekannt ist, im Stande, den Wärmeverlust des Gefässes zu berechnen, der hervorgerufen wird durch Abkühlung während der Dauer des Versuches.

Eine viel einfachere Methode um diese Schwierigkeit los zu werden ist die, zwei Versuche anzustellen — den ersten mit dem Bleche, wie wir ihn beschrieben haben und den zweiten mit heissem Wasser, bei welchem wir uns bemühen, die Umstände, welche den Wärmeverlust verursachen, denen bei dem Versuch mit dem Blech so ähnlich wie möglich zu machen.

Wenn wir z. B. annehmen, dass das specifische Gewicht des Bleches elfmal so gross ist, wie das des Wassers, so wird, wenn wir anstatt eines Pfundes Blech ein elftel Pfund Wasser anwenden, die Masse dieses Wassers dieselbe sein wie die des Bleches und die Höhe des Wassers in dem Gefässe wird in gleicher Weise wachsen durch das Blech dieserseits und das elftel Pfund Wasser andererseits.

Setzen wir also voraus, dass die specifische Wärme von Blech ein Dreissigstel von der des Wassers ist, so wird die von einem Pfunde Blech beim Abkühlen um 90° abgegebene Wärme gleich der sein, welche ein elftel Pfund Wasser bei einer Abkühlung um 33° abgibt.

Nehmen wir deshalb ein elftel Pfund Wasser von 33° über 10° , das ist von 43° , und giessen es in das Gefäss mit

Wasser von 70, wie in dem früheren Beispiel, so können wir erwarten, dass die Oberfläche des Wassers um ebensoviel steigen wird, als wenn das heisse Blech hineingethan worden wäre, und dass die Temperatur auf denselben Grad steigt. Der einzige Unterschied zwischen den beiden Versuchen ist, in soweit es den Verlust an Wärme betrifft, der, dass das warme Wasser die Temperatur des kalten Wassers in viel kürzerer Zeit erhöht, als es das heisse Blech that, so dass, wenn wir die Temperaturen in beiden Fällen zu derselben Zeit nach der Mischung beobachten, der Verlust durch Abkühlung bei dem warmen Wasser grösser sein wird, als bei dem heissen Blech.

Auf diese Weise können wir uns von den Hauptschwierigkeiten bei den Vergleichsversuchen befreien. Anstatt nur einen Versuch zu machen, in welchem die Abkühlung des Bleches nur mit der Erwärmung des Wassers im Gefässe verglichen wird, ein Versuch, der einen unbekannten Verlust an Wärme von der Aussenseite des Gefässes her einschliesst, machen wir zwei Versuche, in welchen die Erwärmung des Gefässes und der Totalverlust an Wärme so nahe wie möglich sich gleich sind, aber in welchen die Wärme in einem Falle von heissem Blech und in dem anderen von heissem Wasser geliefert wird. Man kann diese Methode vergleichen mit der Methode der doppelten Wägung, die, von Père Amiot erfunden, gewöhnlich als Borda'sche Methode bekannt ist, in welcher zuerst der Körper, der gewogen werden soll, und dann die Gewichte in dieselbe Waagschaale gelegt und mit denselben Gegengewichten gewogen werden.

Wir wollen diese Methode noch an einem weiteren Beispiel auseinandersetzen, indem wir die Wirkung von Dampf auf die Erwärmung von Wasser aufsuchen und mit derjenigen von heissem Wasser vergleichen. Man nehme einen Kessel, mache den Deckel mit etwas Mehl und Wasser dicht, ziehe einen kurzen Gummischlauch über den Ausguss und stecke eine kurze Zinn- oder Glasröhre in diesen Gummischlauch. Das Wasser im Kessel wird zum Kochen gebracht und dann, wenn der Dampf frei durch die Glasröhre herausströmt, letztere in kaltes Wasser getaucht. Man wird sich überzeugen, dass der Dampf

rasch verdichtet wird, indem jede Dampfblase beim Ausströmen mit einem rasselnden Geräusch zusammenfällt.

Nachdem man sich so mit der allgemeinen Natur des Versuchs über die Verdichtung des Dampfes bekannt gemacht hat, kann man dazu übergehen die Wärme zu messen, welche dem Dampfe mitgetheilt wird. Zu diesem Zwecke möge man kaltes Wasser in ein Gefäss geben, etwa 250 gr. Man wiege Wasser und Gefäss sorgfältig und beobachte die Temperatur des Wassers; dann verdichte man, während der Dampf frei aus der Glasröhre strömt, denselben eine kurze Zeitlang im Wasser und entferne darauf die Glasröhre. Die Temperatur werde dann beobachtet und das Gewicht des Wassers im Gefässe bestimmt, wobei die Dauer des Versuches vermerkt wird.

Das ursprüngliche Gewicht sei	250 gr,
Gewicht nach der Verdichtung des Dampfes . .	255 gr,
Das Gewicht des verdichteten Dampfes ist also .	5 gr,
Wassertemperatur beim Beginne	18·9° C.,
Temperatur bei Beendigung des Versuches . .	31° C.,
Steigerung der Temperatur	12·1° C.

Nun wollen wir einen zweiten Versuch anstellen, dem ersten so ähnlich wie möglich, von demselben nur darin abweichend, dass heissenes Wasser an Stelle des Dampfes benutzt wird um die Temperaturerhöhung hervorzubringen.

In der Praxis ist es unmöglich sich so einzurichten, dass wirklich Alles in den beiden Versuchen genau dasselbe ist; aber nach einigen wenigen Versuchen können wir eine Methode auswählen, welche beinahe, wenn auch nicht ganz, genau diese Bedingungen erfüllt.

So ist es leicht das Gefäss und das kalte Wasser auf dasselbe Gewicht zu bringen wie vorher, nämlich auf 250 gr. Wir wollen dagegen die Temperatur jetzt bei 19° C. anstatt bei 18·9° C. annehmen. Wir giessen darauf allmählig Wasser von 85° C. zu, so lange bis dieser Versuch gerade so lange, wie der erste dauert; wir finden, dass die Temperatur um 11° C. gestiegen und das Gewicht 300 gr geworden ist. Also 50 gr Wasser, die sich um 55° abkühlen steigern die Temperatur des Gefässes und dessen Inhalt um 11°.

Nehmen wir an, dass die specifische Wärme des Wassers bei allen Temperaturen dieselbe ist, was ungefähr, wenn auch durchaus nicht genau richtig, so ist die von dem Wasser in dem zweiten Versuche abgegebene Wärmemenge gleich derjenigen, welche 2750 gr Wasser um einen Grad erhöhen würde.

In dem Versuche mit Dampf waren die Temperaturen beinahe, wenn auch nicht ganz gleich den vorigen; indess war die Temperatursteigerung grösser in dem Verhältniss von 12,1:11. Daraus können wir schliessen, dass die Wärmemenge, welche die Erwärmung des Wassers in dem ersten Versuch mit Dampf hervorbrachte, in dem nämlichen Verhältniss grösser ist als die in dem Versuch mit Wasser. Daher ist die von dem Dampfe abgegebene Wärme gleich der, welche 3025 gr Wasser um einen Grad erhöhen würde.

Diese Wärme wurde geliefert durch die Verdichtung und darauf folgende Abkühlung von 5 gr Dampf. Wir wollen beginnen mit Berechnung der Wärme, welche die 5 gr Wasser von 100° C. abgeben, in welche der Dampf zunächst verdichtet wurde. Dieselben sind von 100° C. auf 31° C., d. i. um 69° abgekühlt und geben daher eine Wärmemenge ab, welche 345 gr Wasser um einen Grad erwärmt. Die ganze Wärmeabgabe war 3025, so dass eine Wärmemenge, welche 2680 gr Wasser um einen Grad erwärmt, während der Verdichtung des Dampfes, ehe die Abkühlung beginnt, abgegeben sein muss. Daher giebt jedes Gramm Wasser beim Verdichten so viel Wärme ab, wie 536 gr um 1° C. oder 965 gr um 1° F. erwärmt.

Die Thatsache, dass Dampf beim Siedepunkt eine beträchtliche Menge Wärme abgiebt, wenn er sich zu Wasser verdichtet, welches noch dieselbe Temperatur wie er hat, und die umgekehrte Thatsache, dass dem Wasser, um es beim Siedepunkte in Dampf von derselben Temperatur zu verwandeln, eine beträchtliche Menge Wärme zugeführt werden muss, wurde zuerst klar von Black im Jahre 1757 dargelegt.

Er drückte dieselbe so aus, dass er sagte: die latente Wärme des Dampfes ist 965° F. Diese Ausdrucksweise ist noch in Gebrauch. Wir wollen sie benutzen, indem wir damit

aber nicht mehr oder nicht weniger meinen, als was wir eben ausgesagt haben.

Black indessen und viele seiner Nachfolger nahmen an, dass Wärme eine „Substanz“ sei, welche, wenn sie einen Körper warm macht, fühlbar ist, welche aber, wenn sie nicht durch die Hand oder das Thermometer bemerkt wird, noch im Körper in einem latenten oder verborgenen Zustande existirt. Black nahm an, dass der Unterschied zwischen Dampf und kochendem Wasser der sei, dass Dampf eine grosse Menge Caloric mehr enthalte als kochendes Wasser, so dass er wie eine Mischung von Wasser und Caloric betrachtet werden müsste. Da aber dies hinzugefügte Caloric keine Wirkung auf die Temperatur ausübt, sondern verborgen in dem Dampfe lauert, bereit, zu erscheinen, wenn derselbe sich verdichtet, so nannte Black diesen Theil der Wärme: latente Wärme.

Bei Betrachtung des wissenschaftlichen Werthes der Black'schen Entdeckung der latenten Wärme und seiner Ausdrucksweise hierfür, sollten wir uns stets erinnern, dass Black selbst im Jahre 1754 der Entdecker der Thatsache war, dass die Blasen, welche entstehen, wenn Marmor in Säure gelegt wird, aus einer wirklichen, von Luft verschiedener Substanz bestehen, die, wenn frei, in ihrer Erscheinung der Luft gleich ist, wenn aber gebunden, in Flüssigkeiten und festen Körpern existiren kann. Diese Substanz, welche wir jetzt Kohlensäure nennen, nannte Black gebundene Luft; es war der erste gasartige, bestimmt als solcher erkannte Körper. Andere Luftarten oder Gase wurden später entdeckt; der der Chemie dadurch gegebene Anstoss war in Betreff der Ausdehnung der Wissenschaft von diesen verdünnten Körpern so gross, dass die meisten Philosophen jener Zeit der Meinung waren, dass Wärme, Licht, Elektrizität und Magnetismus, wenn diese nicht die Lebenskraft selbst wären, doch früher oder später der Liste jener hinzugefügt würden. Wegen der Beobachtung, dass die Gase gewogen werden konnten, während die Gegenwart dieser anderen Agentien durch die Waage nicht nachgewiesen werden konnte, nannten Diejenigen, welche dieselben zum Range einer Substanz erhoben, diese „imponderable Substanzen“ und

zuweilen wegen ihrer Beweglichkeit „imponderable Flüssigkeiten“.

Die Analogie zwischen den freien und gebundenen Zuständen der Kohlensäure und den bemerkbaren und latenten Zuständen der Wärme verstärkte die Anwendung der materialistischen Ausdrücke auf Wärme; es ist auch augenscheinlich, dass derselbe Gedankengang die Elektriker zu dem Begriff von verborgener oder versteckter Elektrizität führte, ein Begriff, welcher jetzt noch lebt und welchem nicht so leicht als dem Ausdruck „latenter Wärme“ seine irrige Nebenbedeutung abgestreift werden kann.

Es ist erwähnenswerth, dass Cavendish, wenn auch einer der grössten Entdecker in der Chemie aus seiner Zeit, den Ausdruck „latente Wärme“ nicht annehmen wollte. Er zieht es vor, von der Erzeugung von Wärme, wenn Dampf sich condensirt, zu sprechen; ein Ausdruck, unverträglich mit der Vorstellung, dass die Wärme eine Materie sei, und widerspricht der Ausdrucksweise Black's mit den Worten: „dieselbe bezieht sich auf eine Hypothese, die von der Voraussetzung abhängt, dass die Wärme der Körper davon herrührt, ob diese mehr oder weniger von einer, die Materie der Wärme genannten, Substanz enthalten; da ich nun Sir Isaac Newton's Ansicht, dass Wärme in der inneren Bewegung der Körpertheile besteht, für die wahrscheinlichste halte, so wähle ich den Ausdruck „Wärme wird erzeugt“¹⁾.

Wir werden uns in keiner Gefahr zu irren befinden, wenn wir latente Wärme als einen Ausdruck gebrauchen, der nichts mehr oder weniger als Folgendes meint:

„Definition. Latente Wärme ist die Menge von Wärme, welche einem Körper in einem gegebenen Zustande zugeführt werden muss, um ihn in einen anderen Zustand zu versetzen, ohne seine Temperatur zu ändern“.

Wir erkennen hier die Thatsache an, dass Wärme, einem

¹⁾ Phil. Trans. 1783, angeführt von Forbes. Dissertation VI, Encyc. Brit.

Körper zugeführt, auf zweierlei Weise wirken kann — indem sie entweder seinen Zustand ändert oder seine Temperatur erhöht — und dass sie in gewissen Fällen so wirkt, dass sie den Zustand ändert ohne die Temperatur zu erhöhen.

Die wichtigsten Fälle, in welchen Wärme so verwandt wird, sind:

1) Die Umwandlung von festen Körpern in flüssige. Dieselbe wird Schmelzen oder Verflüssigung genannt. Bei dem umgekehrten Vorgang, dem Frieren oder Erstarren, muss Wärme in gleicher Menge aus dem Körper entweichen können.

2) Die Umwandlung von Flüssigkeiten (oder festen Körpern) in den gasförmigen Zustand. Dieselbe heisst Verdampfung und ihr Gegentheil: Verdichtung.

3) Wenn ein Gas sich ausdehnt, so muss, um die Temperatur constant zu erhalten, ihm Wärme mitgetheilt werden und diese kann, richtig verstanden, die latente Wärme der Ausdehnung genannt werden.

4) Es giebt manche chemische Veränderungen, während welcher Wärme erzeugt wird oder verschwindet.

In allen diesen Fällen kann die Menge der Wärme, welche in den Körper ein- oder aus ihm austritt, gemessen werden. Um das Resultat dieser Messungen in einer zweckmässigen Form auszudrücken, können wir sie die für eine gegebene Veränderung erforderliche latente Wärme nennen.

Wir müssen stets sorgfältig eingedenk sein, dass Alles, was wir über Wärme wissen, nur das ist, was vor sich geht, wenn sie von einem Körper zu einem anderen übergeht, und dass wir nicht annehmen dürfen, dass, nachdem Wärme in eine Substanz übergegangen ist, sie immer in Form von Wärme in dieser Substanz existirt. Dass wir kein Recht zu einer solchen Annahme haben, kann zum Ueberfluss gezeigt werden durch den Nachweis, dass Wärme in Etwas verwandelt und aus Etwas entstehen kann, das nicht Wärme ist.

Regnault's Methode, grosse Mengen von Substanz durch das Calorimeter gehen zu lassen, wird bei der Behandlung der Eigenschaften der Gase beschrieben werden; die Methode der Abkühlung betrachten wir in dem Capitel über Strahlung.

Viertes Capitel.

Elementare dynamische Principien.

In dem ersten Theile dieses Buches haben wir uns beschränkt auf die Auseinandersetzung einmal der Methode, nach welcher wir uns über die Temperatur eines Körpers vergewissern — wir nannten dieses Thermometrie —, und dann derjenigen, nach denen die Menge der Wärme gemessen wird, die in einen Körper ein- oder aus ihm austritt — wir nannten dieses Calorimetrie. — Alle beide sind erforderlich, um die Wirkung der Wärme auf Körper zu studiren; wir können indess dieses Studium nicht vervollständigen, ohne Messungen mechanischer Art zu machen, weil Wärme und mechanische Kraft auf denselben Körper wirken können und das thatsächliche Ergebniss von beiden Einwirkungen abhängt.

Ich schlage daher vor, dem Leser zunächst einige dynamische Principien ins Gedächtniss zurückzurufen, welche er zu dem Studium der Wärme mitbringen muss und deren Kenntniss nothwendig ist, wenn wir von reinen Wärmeerscheinungen, wie wir sie bisher betrachtet haben, zu Erscheinungen übergehen, die Druck, Ausdehnung u. s. w. einschliessen und welche uns später zu dem Studium der eigentlichen Thermodynamik überzugehen befähigen, in welcher der Zusammenhang der Wärmeerscheinungen unter einander aus rein dynamischen Grundsätzen abgeleitet wird.

Der wichtigste Schritt in dem Fortschritt einer jeden Wissenschaft ist das Messen der Grössen. Diejenigen, welche sich mit Beobachtung der Thatsachen begnügten, haben gelegentliche Dienste geleistet, indem sie die Aufmerksamkeit Anderer auf Erscheinungen richteten, die sie gesehen hatten; die grossen Fortschritte der Wissenschaft verdanken wir aber Denjenigen, die sich bemühen, aufzufinden, wie viel von Jedem vorhanden ist.

Daher hat jede Wissenschaft ein Präcisionsinstrument, welches als materieller Typus der Wissenschaft angesehen werden kann, die durch dieses Instrument vorwärts gebracht wurde, indem dasselbe die Beobachter in den Stand setzte, ihre Resultate als gemessene Grössen auszudrücken. In der Astronomie haben wir den getheilten Kreis, in der Chemie die Waage, in der Wärme das Thermometer, während das Symbol des ganzen Systems des civilisirten Lebens passend durch einen Maassstab, eine Reihe von Gewichten und eine Uhr dargestellt werden kann. Ich werde daher zunächst einige Bemerkungen über das Messen von Grössen anschliessen.

Jede Grösse wird durch einen Ausdruck dargestellt, welcher aus zwei Componenten besteht; einer derselben ist der Name einer Zahl und der andere der Name eines Dinges von derselben Art wie die auszudrückende Grösse, aber von einer gewissen Menge, die man als Normaleinheit zu nehmen übereingekommen ist.

So sprechen wir von zwei Tagen, von achtundvierzig Stunden.

Jeder dieser Ausdrücke hat einen zählenden Theil und einen benennenden; der zählende Theil ist eine Zahl, eine ganze oder ein Bruch, und der benennende Theil ist der Name des Dinges, welches so oft zu nehmen ist, als die Zahl angiebt.

Ist der numerische Theil die Zahl Eins, so ist die betreffende Menge die Normalmenge selbst, wie wenn wir z. B. sagen: ein Pfund, oder ein Tag, oder ein Zoll. Eine Grösse, bei welcher der zählende Theil ihres Ausdrucks die Zahleinheit ist, wird „Einheit“ genannt. Ist der zählende Theil eine

andere Zahl, so sagt man, dass die betreffende Grösse bezogen auf oder ausgedrückt in Werthen derjenigen Grösse ist, welche bezeichnet sein würde, wenn die Zahl Eins gewesen wäre, und welche die Einheit genannt wird.

In allen Fällen ist die Einheit eine Grösse derselben Art, als die Grösse, welche durch ihre Hülfe ausgedrückt wird.

In manchen Fällen werden verschiedene Einheiten derselben Art gebraucht, wie Meilen, Yard, Meter, Fusse und Zoll als Längenmaasse; Cubikyarde, Gallonen als Raummaasse; ausserdem die unendliche Mannigfaltigkeit von Einheiten, welche von verschiedenen Nationen sowie von verschiedenen Districten und verschiedenen Berufen derselben Nation angenommen worden sind.

Wenn eine Grösse, die in Werthen einer Einheit gegeben ist, ausgedrückt werden soll in Bezug auf Werthe einer anderen Einheit, so suchen wir auf, wie oft die zweite Einheit in der ersten enthalten ist und multipliciren dieses Verhältniss mit der gegebenen Zahl.

Daher ändert sich der zählende Theil des Ausdrucks derselben Grösse umgekehrt wie die Einheit, in welcher sie ausgedrückt wird, wie etwa in den Beispielen zwei Tage und achtundvierzig Stunden, welche Ausdrücke beide dasselbe Ding meinen.

Es giebt viele Grössen, welche in Werthen einer Normalgrösse von einer anderen Art ausgedrückt werden können. In solchen Fällen machen wir Gebrauch von abgeleiteten Einheiten. Sobald wir z. B. ein Längenmaass aufgestellt haben, können wir nach demselben nicht bloss alle Längen, sondern auch den Flächenraum jeder Oberfläche und den Inhalt eines jeden Raumes bestimmen. Zu dem Ende construiren wir, wenn das Meter die Einheit der Länge ist, ein Quadrat, dessen Seite ein Meter ist, und drücken jeden Flächenraum in Werthen dieses Quadratmeters aus; ebenso haben wir, indem wir einen Würfel construiren, dessen Kante ein Meter ist, ein Cubikmeter als Einheit des Raumes bestimmt.

So drücken wir auch Schnelligkeiten aus in Meilen in einer Stunde oder in Meter in einer Secunde u. s. w.

Es können alle Grössen, mit welchen wir in der Dynamik zu thun haben, ausgedrückt werden in Werthen von Einheiten, welche durch bestimmte Definition von drei Fundamenteleinheiten: „der Länge, der Masse und der Zeit“ abgeleitet werden.

Normalmaass der Länge.

Es ist für die Menschheit so wichtig, diese Einheit gut zu definiren, dass in allen civilisirten Nationen dieselben vom Staate definirt werden durch Vergleich mit materiellen Normalmaassen, welche mit der äussersten Vorsicht aufbewahrt werden. In England wurde z. B. vom Parlamente verordnet¹⁾: „dass die gerade Linie oder Distanz zwischen den Mittelpunkten der sich schneidenden Linien auf den beiden Goldmarken der in dem Bureau der Schatzkammer niedergelegten Bronzestange das richtige Normalyard bei 62° F. sein soll und dass, wenn diese Stange verloren geht, sie mit Hülfe ihrer Copieen wieder hergestellt werden soll“.

Die beglaubigten Copieen, auf welche hier das Gesetz sich bezieht, sind die, welche in der königlichen Münze, der Royal Society of London, dem Royal Observatory in Greenwich und dem New Palace in Westminster verwahrt sind. Mit grosser Vorsicht sind noch andere Copieen angefertigt und mit diesen müssen alle Längenmaasse verglichen werden.

Vom Parlamente wurde für das Normalmaass gerade diese Länge gewählt, damit dasselbe so nahe wie möglich dem besten früher in England gebrauchten Normalyard gleich käme. Der Staat bemühte sich daher, das Normalmaass in seiner früheren Grösse zu erhalten; durch seine Autorität hat er dann die thatsächliche Grösse dieses Normalmaasses mit all der Genauigkeit bestimmt, deren die neuere Wissenschaft fähig ist.

Das Meter leitet seine Autorität als Normalmaass ab von einem Gesetze der französischen Republik.

1) 18 & 19 Vict. c. 72, July 30, 1855.

Seine Länge ist festgesetzt als die Entfernung zwischen den Enden einer von Borda¹⁾ angefertigten Platinstange, wenn die Stange die Temperatur des schmelzenden Eises hat. Diese Länge wurde gewählt ohne Beziehung auf ein früheres in Frankreich gebräuchliches Maass. Es sollte der Absicht nach ein allgemeines und nicht ein nationales Maass werden und wurde abgeleitet aus den Messungen des Umfanges der Erde von Delambre und Mechain. Die Entfernung von einem Pole bis zum Aequator gemessen längs der Oberfläche der Erde ist nahezu 10 Millionen Meter. Wenn indessen im Fortschritt der Geodäsie ein von jenem von Delambre verschiedenes Resultat über die Grösse des Erdumfanges sich ergeben sollte, so wird dadurch das Meter selbst nicht verändert, es wird vielmehr das neue Resultat in alten Metern ausgedrückt werden. Das von Frankreich und neuerdings auch vom Deutschen Reiche autorisirte Normalmaass der Länge ist daher nicht die Erdkugel, sondern Borda's Platinstab, welcher mit einer viel grösseren Wahrscheinlichkeit wirklich genau gemessen ist.

Der Vorzug des französischen Maasssystems hängt nicht so sehr von dem absoluten Werth der angenommenen Einheiten ab, als von der Thatsache, dass alle Einheiten derselben Art durch ein Decimalsystem der Multiplication und Division unter einander zusammenhängen, so dass das Ganze unter dem Namen Metersystem rasch selbst in den Ländern Boden gewonnen hat, in welchen das alte nationale System sorgfältig definirt war.

Das Meter ist 39·37043 britische Zoll.

Normalmaass für die Masse.

Durch das oben angeführte Gesetz wurde auch bestimmt, dass ein Gewicht von Platina, bezeichnet mit: „P. S. 1844,

¹⁾ Mètre conforme à la loi du 18 Germinal, an III. Présenté le 4 Messidor, an VII.

I lb.“, und aufbewahrt in dem Bureau der Schatzkammer „sein soll das gesetzliche und echte Normalgewicht. Es soll sein und genannt werden das Imperial Standard Pound Avoirdupois, und soll als einziges Normalgewicht angesehen werden, von dem alle anderen Gewichte und auf Gewichte bezügliche Maasse abgeleitet, berechnet und bestimmt werden sollen. Der sieben-tausendste Theil eines solchen Pfundes Avoirdupois soll ein Gran sein und fünftausend siebenhundert und sechzig solcher Grane sollen sein und sollen gehalten werden für ein Pfund Goldgewicht. Wenn zu irgend einer Zeit später das genannte Imperial Standard Pound Avoirdupois verloren oder auf irgend eine Weise zerstört, an der Oberfläche verletzt oder sonst beschädigt ist, so sollen die Beamten von Her Majesty Treasury dafür sorgen, dass dasselbe wiederhergestellt wird durch Vergleichung mit oder der Annahme einer der vorher genannten Copieen¹⁾, oder solcher, die für einen solchen Zweck gültig geblieben sind.“

Die Herstellung dieses Normalgewichtes wurde dem Professor W. H. Miller anvertraut, welcher eine Darlegung der angewandten Methoden gegeben hat in einer Arbeit²⁾, die hier als eine Probe von wissenschaftlicher Genauigkeit erwähnt werden mag.

Das französische Normalmaass für Masse ist das Kilogramme des Archives, von Borda aus Platin gemacht. Dasselbe soll sein die Masse eines Cubikdecimeters destillirten Wassers bei der Temperatur von 4⁰ C.

Die wirkliche genaue Bestimmung der Dichtigkeit des Wassers ist eine Operation, welche grosse Vorsicht erfordert, und die Unterschiede zwischen den Resultaten der sorgsamsten Beobachter sind, wenn auch klein, doch Tausendmal grösser als die Unterschiede der Resultate bei einer Vergleichung der Normalmaasse durch Wägung. Die Unterschiede der von sorgfältigen Beobachtern gefundenen Werthe für die Dichtigkeit des Wassers betragen ein Tausendstel des Ganzen, wäh-

¹⁾ An demselben Ort wie die Normalmaasse für Länge.

²⁾ Phil. Trans. 1856, p. 753.

rend die Methode der Wägung eine Genauigkeit von ein Fünfmillionstel zulässt.

Daher müssen die französischen Normalmaasse, obgleich ursprünglich in der Absicht angefertigt, gewisse natürliche Grössen darzustellen, auch als willkürliche Normalmaasse angesehen werden, von welchen durch directe Vergleichung Copieen genommen werden. Das französische oder Metersystem hat den Vorzug einer gleichförmigen Anwendung des Decimalsystems; auch ist es in manchen Fällen zweckmässig, daran zu denken, dass ein Cubikmeter Wasser eine Tonne ist, ein Cubikdecimeter ein Kilogramm, ein Cubikcentimeter ein Gramm und ein Cubikmillimeter ein Milligramm, das Wasser genommen bei seiner grössten Dichtigkeit oder bei 4° C.

Im Jahre 1826 wurde das britische Normalmaass der Masse definirt dadurch, dass ein Cubikzoll Wasser von 62° F. 252·458 Gran enthalten solle. Obgleich dies nicht mehr die gesetzliche Definition ist, so können wir sie benutzen als einen rohen Ausdruck der Thatsache, dass ein Cubikzoll Wasser ungefähr 252·5 Gran wiegt, ein Cubikfuss ungefähr 1000 Ounces Avoirdupois und ein Cubikyard ungefähr drei Viertel einer Tonne. Von diesen Schätzungen ist die zweite am Weitesten von der Wahrheit entfernt.

Professor Miller hat die britischen und französischen Normalmaasse verglichen und findet das Kilogramme des Archives gleich 15432·34874 Gran.

Aus diesen gesetzlichen Bestimmungen kann man sehen, dass dasjenige, was gewöhnlich ein Normalgewicht genannt wird, ein gewisses Stück Platin ist — d. i. ein besonderer Körper, dessen Massenmenge der Staat genommen und von ihr bestimmt hat, dass dieselbe ein Pfund oder ein Kilogramm sein soll.

Das Gewicht in seiner eigentlichen Bedeutung genommen — d. i. das Bestreben des Körpers zur Erde zu fallen — ist nicht unveränderlich, da es abhängt von dem Orte der Erde, wo es sich befindet. Seine Schwere ist an den Polen grösser als am Aequator und ebenso am Niveau des Meeres grösser als auf der Spitze eines Berges.

Das wirklich Unveränderliche ist die Menge der Materie in dem Körper oder, wie es in wissenschaftlicher Sprache heisst, die Masse des Körpers. Selbst in kaufmännischen Geschäften ist die bei der Abwägung von Gütern verfolgte Absicht gewöhnlich die, die Menge der Materie in ihnen zu bestimmen und nicht die Kraft, mit welcher sie zur Erde fallen.

Die einzigen Gelegenheiten im gewöhnlichen Leben, bei welchen gefordert wird Gewicht als eine Kraft betrachtet abzuschätzen, sind in der That nur die, wo wir die zum Heben oder Fortschaffen von Körpern erforderliche Anstrengung bestimmen sollen, oder wenn wir einen Bau fest genug zu machen haben, um seine eigene Schwere zu tragen. In allen anderen Fällen muss der Sinn des Wortes Gewicht so verstanden werden, dass es bezeichnet „die Menge des Dinges, die durch den Process des Wägens im Vergleich mit „Normalgewichten“ bestimmt wird“.

Da in der Umgangssprache über diesen Gegenstand eine grosse Verwirrung herrscht, da eine noch grössere Verwirrung in die Bücher über Mechanik eingeführt ist durch die Bemerkung: dass ein Pfund eine gewisse Kraft sei, anstatt, wie wir gesehen haben, ein Stück Platin oder ein Stück irgend einer anderen Art von Materie, dessen Masse der des Stückes Platin gleich ist, so habe ich es für zweckmässig gehalten, einige Zeit auf die genaue Auseinandersetzung zu verwenden, was unter Pfund und Kilogramm verstanden wird.

Die Einheit der Zeit.

Alle Nationen leiten ihre Zeitmessungen ab von den scheinbaren Bewegungen der Himmelskörper. Die Drehungsbewegung der Erde um ihre Axe ist in der That beinahe gleichförmig. Das Zeitmaass, in welchem ein Tag gleich ist der Umdrehungszeit der Erde um ihre Axe oder genauer der Zwischenzeit zwischen den auf einander folgenden Durchgängen des ersten Sternes des Widders ist bei den Astronomen unter dem Namen siderische Zeit in Gebrauch.

Sonnenzeit ist die durch eine Sonnenuhr gegebene; sie ist nicht gleichförmig. Eine gleichförmige Zeitmessung, die übereinstimmt mit der während eines langen Laufes der Sonne verrinnenden Sonnenzeit, heisst mittlere Sonnenzeit und ist diejenige, welche durch eine richtig gehende Uhr angegeben wird. Ein Sonnentag ist länger als ein siderischer Tag. Bei allen physikalischen Untersuchungen wird mittlere Sonnenzeit benutzt und von derselben die Secunde gewöhnlich als Zeiteinheit genommen.

Der Beweis, auf welchen wir den Schluss gründen, dass zwei verschiedene Zeittheile gleich oder nicht gleich sind, kann nur von Denjenigen verstanden werden, welche die Grundzüge der dynamischen Beweisführung beherrschen. Ich kann hier nur versichern, dass z. B. der Vergleich der Längen eines Tages der Jetztzeit und eines Tages 3000 Jahre früher keineswegs eine unfruchtbare Untersuchung ist, und dass die relative Länge dieser Tage bis auf einen kleinen Bruchtheil einer Secunde bestimmt werden kann. Dies beweist, dass die Zeit, obgleich wir sie nur als die Aufeinanderfolge der Zustände unseres Bewusstseins begreifen, der Messung fähig ist, unabhängig nicht allein von unserem geistigen Zustande, sondern von jeder besonderen Erscheinung, welche es auch sei.

Messungen, gegründet auf die drei Grundeinheiten.

Bei der Messung von Grössen, die in ihrer Art von den drei vorher durchgenommenen Einheiten verschieden sind, können wir entweder eine neue unabhängige Einheit für jede neue Grösse annehmen, oder wir können versuchen, eine Einheit der betreffenden Grössenart mit Hülfe der drei Grundeinheiten zu definiren. Haben wir z. B. einen Fuss als Längeneinheit angenommen, so ist die systematische Einheit des Raumes ein Cubikfuss.

Die Gallone, welche in England ein gesetzliches Maass ist, ist als Maass für den Raum betrachtet unsystematisch, da sie

die ungeschickte Anzahl von 277·274 Cubikzoll enthält; die Gallone ist übrigens nie durch directes Messen ihres Cubikinhaltes geprüft worden, sondern durch die Bedingung, dass sie zehn Pfund Wasser von 62° F. enthalten muss.

„Definition der Dichtigkeit. — Die Dichtigkeit eines Körpers wird gemessen durch die Zahl der Einheiten der Masse in der Volumeneinheit der Substanz“.

Sind z. B. der Fuss und das Pfund als Grundeinheiten gewählt, so ist die Dichtigkeit irgend eines Körpers die Anzahl von Pfunden in einem Cubikfuss. Die Dichtigkeit des Wassers ist ungefähr 62·5 Pfund in Bezug auf einen Cubikfuss. In dem Metersystem ist die Dichtigkeit des Wassers eine Tonne in Bezug auf das Stère, ein Kilogramm in Bezug auf das Liter, ein Gramm in Bezug auf das Cubikcentimeter und ein Milligramm in Bezug auf das Cubikmillimeter.

Wir werden manchmal den Ausdruck „specifisches Volumen“¹⁾ gebrauchen, um den reciproken Werth der Dichtigkeit zu bezeichnen, das ist das Volumen der Masseneinheit der Substanz.

„Definition des specifischen Gewichtes. — Das specifische Gewicht eines Körpers ist das Verhältniss seiner Dichtigkeit zu der einer Normalsubstanz, gewöhnlich Wasser“.

Da das specifische Gewicht eines Körpers das Verhältniss von zwei Dingen derselben Art ist, so ist es eine Zahl und hat denselben Werth, welche nationale Einheiten auch von Denjenigen, welche jenes bestimmen, gebraucht werden. Wenn wir demnach sagen, dass das specifische Gewicht des Quecksilbers ungefähr 13·5 ist, so geben wir an, dass Quecksilber ungefähr dreizehn und ein halb Mal schwerer ist, als ein gleiches Volumen Wasser, und diese Thatsache ist unabhängig von dem Wege, wie wir die Masse oder das Volumen messen.

¹⁾ Anm. des Uebers. Maxwell hat hierfür das englische Wort „rarity“ neu gebildet. Für dasselbe ist in der Uebersetzung der Ausdruck „specifisches Volumen“ eingeführt im Anschluss an die Bezeichnung in Briot's Lehrbuch der mech. Wärmetheorie.

„Definition der gleichförmigen Geschwindigkeit. — Die Geschwindigkeit eines sich gleichförmig bewegenden Körpers wird durch die Zahl der in der Einheit der Zeit zurückgelegten Längeneinheiten gemessen“.

Daher sprechen wir von einer Geschwindigkeit von so und so viel Meter oder Meilen in der Secunde.

„Definition des Beharrungsvermögens. — Das Beharrungsvermögen eines Körpers wird durch das Product der Geschwindigkeit und der Anzahl der Masseneinheiten in demselben gegeben“.

„Definition von Kraft. — Kraft ist alles das, was die Bewegung eines Körpers ändert oder zu ändern sucht, indem es entweder die Richtung oder die Grösse derselben verändert. Die Kraft, die auf einen Körper einwirkt, wird durch die Bewegungsgrösse gemessen, welche sie in ihrer eigenen Richtung in der Einheit der Zeit hervorruft“.

Die Einheit der Kraft ist diejenige Kraft, welche, wenn sie auf die Einheit der Masse in der Einheit der Zeit wirkt, in jener die Einheit der Geschwindigkeit hervorruft.

Für die britische Einheit der Kraft ist von Professor James Thomson der Name Poundal vorgeschlagen. Es ist die Kraft, welche, wenn sie eine Secunde lang auf ein Pfund wirkt, dieses in eine Geschwindigkeit von einem Fuss in der Secunde versetzt.

In dem Centimeter-Gramm-Secunden-System, welches von dem Committee on Units of the British Association angenommen wurde, ist die Einheit der Kraft die Dyne. Eine Dyne, die eine Secunde lang auf ein Gramm wirkt, giebt diesem eine Geschwindigkeit von einem Centimeter in der Secunde.

Die Schwere eines Körpers in London versetzt diesen, wenn sie eine Secunde lang frei auf ihn wirkt, in eine Geschwindigkeit von 32·1889 Fuss in der Secunde. Daher ist die Schwere eines Pfundes in London 32·1889 Poundals.

In Paris ist die Geschwindigkeit eines Körpers, nachdem derselbe eine Secunde lang frei gefallen ist, 980·868 Centimeter

in der Secunde. Mithin ist die Schwere eines Grammes in Paris 980·868 Dynes.

Es ist so zweckmässig, vorzüglich wenn alle unsere Versuche an demselben Orte angestellt werden, Kräfte in Werthen von der Schwere eines Pfundes oder Grammes auszudrücken, dass in allen Ländern die ersten Messungen von Kräften auf diese Weise gemacht wurden, und eine Kraft als eine Kraft von so und so vielen Pfunden Gewicht oder Grammen Gewicht dargestellt wurde. Erst nachdem Messungen von Kräften, die von verschiedenen Personen in verschiedenen Theilen der Erde angestellt worden waren, mit einander verglichen wurden, fand man, dass die Schwere eines Pfundes oder Grammes an verschiedenen Orten verschieden ist und von der Intensität, der Schwere oder der Anziehungskraft der Erde abhängt, so dass zum Zwecke genauer Vergleichung alle Kräfte zurückgeführt werden müssen auf absolute oder dynamische Maasse, wie solche oben beschrieben sind. Wir werden die Messung durch Vergleich mit Gewichten als die „Gravitationsmessung“ der Kraft unterscheiden. Um in Gravitationsmaass ausgedrückte Kräfte auf absolutes Maass zurückzuführen, müssen wir die Zahl, welche die Kraft in Gravitationsmaass angiebt, multipliciren mit dem Werth der Intensität der Schwere, ausgedrückt in demselben Metersystem, aus welchem das Gravitationsmaass genommen ist. Der Werth der Intensität der Schwere ist eine ausserordentlich wichtige Zahl für alle wissenschaftlichen Rechnungen; er ist allgemein bezeichnet durch den Buchstaben g . Die Zahl g kann definirt werden in irgend einer der folgenden Weisen, die alle unter einander ganz gleichwerthig sind:

g ist eine Zahl, welche die in einem fallenden Körper in der Einheit der Zeit erzeugte Geschwindigkeit angiebt.

g ist eine Zahl, welche das Doppelte des Weges angiebt, welchen ein frei fallender Körper in der ersten Zeiteinheit während des Falles zurücklegt.

g ist eine Zahl, welche das Gewicht der Masseneinheit in absolutem Maasse angiebt.

Der Werth von g wird gewöhnlich an jedem Orte durch Pendelversuche festgestellt. Diese Versuche erfordern grosse Vorsicht; ihre Beschreibung gehört nicht zu unserem jetzigen Gegenstand. Mit einer für den jetzigen Stand der Wissenschaft genügenden Genauigkeit kann der Werth von g aus folgender Formel gefunden werden:

$$g = G (1 - 0.0025659 \cos 2 \lambda) \left\{ 1 - \left(2 - \frac{3}{2} \frac{\varrho'}{\varrho} \right) \frac{z}{r} \right\}.$$

In dieser Formel ist G die Intensität der Schwere auf der mittleren Meereshöhe unter 45° Breite und zwar:

$$\begin{aligned} G &= 32.1703 \text{ Poundals in Bezug auf das Pfund oder} \\ &= 9.80533 \text{ Dynes in Bezug auf das Gramm.} \end{aligned}$$

λ ist der Breitengrad des Ortes. Die Formel zeigt, dass die Intensität der Schwere auf dem Niveau des Meeres von dem Aequator nach den Polen hin zunimmt. Der letzte Factor in der Formel drückt aus [nach den Berechnungen von Poisson¹⁾] die Einwirkung der Höhe des Beobachtungsortes über dem Niveau des Meeres auf Verminderung der Intensität der Schwere. Der Buchstabe ϱ giebt die mittlere Dichtigkeit der ganzen Erde an, welche wahrscheinlich $5\frac{1}{2}$ mal so gross ist wie die des Wassers; ϱ' giebt die Dichtigkeit des Erdbodens gerade unter dem Beobachtungsplatze an, welche $2\frac{1}{2}$ mal so gross wie die Dichtigkeit des Wassers angenommen werden kann, so dass wir annähernd setzen dürfen:

$$2 - \frac{3}{2} \frac{\varrho'}{\varrho} = 1.32.$$

z ist die Höhe des Beobachtungsortes über dem Niveau des Meeres in Fussen oder Metern, und r ist der Radius der Erde:

$$r = 20.886.852 \text{ Fuss oder } 6.366.198 \text{ Meter.}$$

Ist keine grosse Genauigkeit nothwendig, so kann man sich damit begnügen, dass in England die Intensität der Schwere nach englischem Maass fast 32.2 Poundals in Bezug auf das Pfund ist; in Deutschland und Frankreich nach dem Meter-system ungefähr 980 Dynes in Bezug auf das Gramm.

Der Grund, weshalb wir bei allen genauen Messungen der

1) *Traité de Mécanique* II p. 629.

Veränderung der Intensität der Schwere an verschiedenen Orten Rechnung tragen müssen, ist der, dass der absolute Werth irgend einer Kraft, wie z. B. der Druck der Luft von gegebener Dichtigkeit und Temperatur, allein von den Eigenschaften der Luft abhängt und nicht von der Schwerkraft an dem Beobachtungsplatze. Ist daher dieser Druck in Gravitationsmaass beobachtet, d. h. in Pfunden auf den Quadratzoll oder in Zollen Quecksilber oder auf irgend eine andere Weise, in welcher das Gewicht einer Substanz das Maass des Druckes liefert, so werden die so erhaltenen Resultate nur so lange richtig sein, als die Intensität der Schwere dieselbe ist; sie werden an einem Orte, welcher unter einem anderen Breitengrad wie der Beobachtungsort liegt, ohne Correction nicht richtig sein. Daher kommt es, dass gewöhnlich alle Maasse auf absolutes Maass reducirt werden.

In der ganz ungebildeten Zeit vor der Erfindung der Mittel, die Reibung zu bewältigen, bildete das Gewicht der Körper das Haupthinderniss, gegen die Anstrengung sie in Bewegung zu setzen. Nur nachdem einige Fortschritte in der Kunst der Wurfgeschosse und in dem Gebrauch von Räderwagen und schwimmenden Schiffen gemacht worden, prägte sich durch die Erfahrung in den Gedanken der Menschen die Idee der Masse ein, als verschieden von Gewicht. Weil fast alle Metaphysiker, welche die Eigenschaften der Materie besprachen, dem Gewichte unter den Grundeigenschaften einen hervorragenden Platz anwiesen, bemerkten demgemäss Wenige oder Niemand von ihnen, dass die einzige unveränderliche Eigenschaft der Materie ihre „Masse“ ist. Bei der Wiederbelebung der Wissenschaft wurde diese letztere Eigenschaft durch den Ausdruck „Trägheit der Materie“ wiedergegeben. Während indess die Männer der Wissenschaft unter diesem Ausdruck das Bestreben des Körpers verstanden, in seinem Zustande der Bewegung (oder Ruhe) zu verharren und dasselbe als messbare Grösse betrachteten, verstanden die mit der Wissenschaft unbekannten Philosophen unter Trägheit in dessen buchstäblicher Bedeutung eine Beschaffenheit — einen gänzlichen Mangel an Thätigkeit oder eine Faulheit.

Selbst bis auf diesen Tag fühlen Viele, die mit der freien Bewegung grosser Massen nicht praktisch vertraut sind, wenn sie auch Alle die Wahrheit der dynamischen Grundsätze annehmen, wenig Widerstreben, die unter dem Namen *Boscovich's* bekannte Theorie anzunehmen, dass die Substanzen nur aus einem System von Punkten zusammengesetzt sind, die nur einander sich anziehende oder abstossende Kraftcentra sind. Es ist wahrscheinlich, dass manche Eigenschaften der Körper durch diese Hypothese erklärt werden können; indess keine Anordnung von Kraftcentren, wie complicirt sie auch sein möge, kann die Thatsache erklären, dass ein Körper eine gewisse Kraft verlangt, damit in ihm eine gewisse Veränderung der Bewegung zu Stande kommt; welche Thatsache wir dadurch ausdrücken, dass wir sagen: der Körper besitzt eine messbare Masse. Kein Theil dieser Masse kann sich ergeben aus der Existenz solcher angenommenen Kraftcentren.

Ich empfehle desshalb dem Leser, er möge sich die Idee der Masse selbst durch einige Versuche einprägen, z. B. erst einen Mühlstein oder ein gut balancirtes Rad in Bewegung setzen, und dann versuchen, es zu halten, eine lange Stange schnell herum zu drehen u. s. w., bis er dazu gelangt ist, eine Reihe von Thatsachen und Empfindungen mit den wissenschaftlichen Lehren der Dynamik zu verbinden; nie wird er dann später in die Gefahr kommen, irgend welche Gedanken über diese Gegenstände zu verschwenden. Ich empfehle ihm ausserdem *Faraday's* Essay „*On Mental Inertia*“¹⁾ zu lesen, welcher ihm einprägen wird, dass der eigentliche verblühte Gebrauch dieses Ausdruckes der ist, nicht Faulheit, sondern Gewohnheit auszudrücken.

Arbeit und Energie.

Arbeit wird geleistet, wenn Widerstand überwunden wird. Die Grösse der geleisteten Arbeit wird gemessen durch das

¹⁾ *Life*, by Dr. Bence Jones, vol. i. p. 268.

Product der widerstehenden Kraft und des Weges, auf welchem diese Kraft überwunden wird.

So ist, wenn ein Pfund ein Fuss hoch gehoben wird in einer Richtung entgegengesetzt der der Schwerkraft, ein gewisser Betrag von Arbeit geleistet. Gerade diese Arbeitsmenge ist unter den Technikern als ein Fusspfund bekannt.

Wird ein Körper, dessen Masse zwanzig Pfund ist, um zehn Fuss gehoben, so kann dies in der Weise geschehen, dass man eins von den Pfunden nimmt und dieses zuerst einen Fuss hoch hebt, dann noch einen Fuss u. s. w., bis dieses eine Pfund zehn Fuss gehoben ist, darauf dasselbe mit jedem übrigen Pfunde macht, so dass die Arbeitsmenge, welche ein Fusspfund heisst, 200mal geleistet wird, wenn man zwanzig Pfund zehn Fuss hoch hebt. Daher wird die Arbeit, welche beim Heben eines Körpers geleistet wird, gefunden durch Multiplication des Körpergewichtes in Pfunden mit der Anzahl der Fusse, um welche der Körper gehoben wurde. Das Resultat ist die Arbeit in Fusspfunden. (Im Metersystem durch Multiplication der gehobenen Kilogramme in die Anzahl der Meter. Die Arbeit ist dann in Kilogrammmetern ausgedrückt).

Das Fusspfund ist ein Gravitationsmaass, da es von der Intensität der Schwere an dem betreffenden Orte abhängt. Um es auf absolutes Maass zurückzuführen, müssen wir die Zahl der Fusspfunde mit der Intensität der Schwere an dem betreffenden Orte multipliciren, wodurch wir die Anzahl von geleisteten Fusspounds erhalten.

Die beim Heben eines schweren Körpers geleistete Arbeit besteht darin, dass wir die Anziehung der Erde überwinden. Arbeit wird gleichfalls geleistet, wenn wir zwei Magnete, die sich einander anziehen, von einander reissen, ferner, wenn wir ein elastisches Seil ausdehnen, wenn wir Luft zusammendrücken, und im Allgemeinen, wenn wir eine Kraft auf irgend einen Körper, der sich in der Richtung dieser Kraft bewegt, ausüben.

Es giebt einen Fall von hervorstechender Wichtigkeit unter den Ausübungen von Kraft auf einen sich bewegenden Körper, nämlich der, in welchem die Kraft benutzt wird, um die Geschwindigkeit des Körpers zu ändern.

Wir wollen annehmen, ein Körper, dessen Masse M ist (M Pfunde oder M Gramm) bewege sich in einer gewissen Richtung mit einer Geschwindigkeit, welche wir v nennen wollen; es werde eine Kraft, welche F heissen möge, auf den Körper in der Richtung der Bewegung desselben ausgeübt. Wir wollen die Wirkung dieser Kraft aufsuchen, wenn diese eine sehr kurze Zeit lang thätig ist, während welcher Zeit der Körper den Weg s beschreibt und an deren Ende er die Geschwindigkeit v' hat.

Um die Grösse der Kraft F zu bestimmen, wollen wir die Bewegungsmenge aufsuchen, welche die Kraft dem Körper ertheilt und die Zeit, während welcher diese Bewegungsmenge hervorgerufen wurde.

Die Bewegungsgrösse bei Beginn der Zeit T war mv , die am Ende dieser Zeit ist mv' , so dass die durch die Kraft F in der Zeit T hervorgebrachte Bewegungsgrösse $mv' - mv$ ist.

Da nun Kräfte durch die in der Einheit der Zeit hervorgerufene Bewegungsgrösse gemessen werden, so ist die in der Einheit der Zeit durch F hervorgerufene Bewegungsgrösse direct gleich F und die von F in T Zeiteinheiten erzeugte Bewegungsgrösse FT . Es sind daher folgende Werthe einander gleich:

$$FT = M(v' - v).$$

Dies ist eine Form der Grundgleichung der Dynamik. Wenn wir die Wirkung einer Kraft definiren als den Mittelwerth der Kraft multiplicirt mit der Zeit, in welcher dieselbe wirkt, so können wir diese Gleichung in Worten folgendermaassen ausdrücken: Die Wirkung einer Kraft ist gleich der durch sie erzeugten Bewegungsgrösse.

Wir haben jetzt zunächst s zu suchen, den von dem Körper in der Zeit T beschriebenen Weg. War die Geschwindigkeit gleichförmig, so ist der Weg das Product aus der Zeit und der Geschwindigkeit. War die Geschwindigkeit nicht gleichförmig, so muss die Zeit mit der mittleren oder Durchschnittsgeschwindigkeit multiplicirt werden, um den beschriebenen Weg zu erhalten. In beiden Fällen, in welchen die

Durchschnittskraft oder Durchschnittsgeschwindigkeit eingeführt ist, wird vorausgesetzt, dass die Zeit in eine Anzahl Theile von derselben Grösse eingetheilt ist und dass der Durchschnittswerth der Kraft oder der Geschwindigkeit für alle diese Theile einzeln genommen wird. Im vorliegenden Falle, in welchem die in Betracht gezogene Zeit so klein ist, dass die Aenderung der Geschwindigkeit ebenfalls klein ist, kann für die Durchschnittsgeschwindigkeit während der Zeit T das arithmetische Mittel aus der Geschwindigkeit bei Beginn und am Ende der Zeit genommen werden oder $\frac{1}{2}(v + v')$.

Daher ist der durchlaufene Weg:

$$s = \frac{1}{2}(v + v') T.$$

Diese Gleichung kann als eine kinematische Gleichung angesehen werden, da sie allein von der Natur der Bewegung und nicht von der des sich bewegenden Körpers abhängt.

Durch Multiplication dieser beiden Gleichungen erhalten wir:

$$FTs = \frac{1}{2} M(v'^2 - v^2) T.$$

Durch Division von T ergiebt sich:

$$Fs = \frac{1}{2} Mv'^2 - \frac{1}{2} Mv^2.$$

Nun ist Fs die Arbeit, welche die Kraft F geleistet hat, indem sie auf den Körper wirkt, während derselbe sich in der Richtung von F um die Strecke s fortbewegte. Bezeichnen wir daher die Grösse $\frac{1}{2} Mv^2$, die Masse des Körpers multiplicirt mit dem halben Quadrat seiner Geschwindigkeit, durch den Ausdruck: „kinetische Energie des Körpers“¹⁾, so wird $\frac{1}{2} Mv'^2$ die kinetische Energie sein nach der Einwirkung der Kraft F während des Weges s .

Nach Einführung dieser Bezeichnung können wir obige Gleichung folgendermaassen in Worten ausdrücken: die von der Kraft F , wenn diese nur den Körper fortbewegt, geleistete Arbeit wird gemessen durch den während der Zeit, in welcher die Kraft wirkt, erhaltenen Zuwachs an kinetischer Energie.

¹⁾ Anm. des Uebers. Für diese Grösse ist bis jetzt der Name „lebendige Kraft“ bekannter.

Wir haben bewiesen, dass dieser Satz richtig ist, wenn der Zeitraum, während dessen die Kraft wirkt, so klein ist, dass wir die mittlere Geschwindigkeit während dieser Zeit gleich dem arithmetischen Mittel der Geschwindigkeiten bei Beginn und zu Ende der Zeit setzen können. Diese Annahme, welche, wenn die Kraft gleichmässig bleibt, genau richtig ist, ist annähernd richtig auch in jedem Falle, wenn die Zeit nur klein genug gewählt wird.

Indem man nun die ganze Zeit der Einwirkung der Kraft in kleine Theile theilt und beweist, dass in jedem dieser die von der Kraft geleistete Arbeit gleich dem Zuwachs der kinetischen Energie des Körpers ist, kommt man durch Addition der verschiedenen Theile der Arbeit und der verschiedenen Zuwachse der Energie zu dem Resultat, dass die ganze von der Kraft verrichtete Arbeit gleich ist dem ganzen Zuwachs an kinetischer Energie.

Wirkt die Kraft in einer der Bewegung entgegengesetzten Richtung auf den Körper, so wird die kinetische Energie, anstatt vermehrt, vermindert, und diese Kraft ist dann, anstatt dass sie Arbeit auf den Körper ausübt, ein Widerstand, welchen der Körper bei seiner Bewegung überwindet. Daher kann ein sich bewegnender Körper, so lange wie er in Bewegung ist, Arbeit verrichten durch Ueberwinden eines Widerstandes; die von ihm geleistete Arbeit ist gleich der Abnahme der kinetischen Energie, so dass, wenn der Körper zur Ruhe gelangt ist, die ganze von ihm geleistete Arbeit gleich ist der ganzen kinetischen Energie, welche er im Anfange besass.

Wir sehen jetzt die Zweckmässigkeit des Ausdruckes kinetische Energie, welchen wir bis jetzt als einen Namen für das Product $\frac{1}{2}mv^2$ gebraucht haben. Die Energie eines Körpers kann nämlich als die Fähigkeit bezeichnet werden, die jener zur Arbeitsleistung hat, und wird durch die Grösse der Arbeit gemessen, die er leisten kann. Die kinetische Energie eines Körpers ist die Energie, welche er kraft seines „Bewegungszustandes besitzt“; wir haben eben gezeigt, dass ihr Werth gefunden wird, indem man die Masse des Körpers mit dem halben Quadrat der Geschwindigkeit multiplicirt.

Bei unserer Untersuchung haben wir der Einfachheit halber vorausgesetzt, dass die Kraft in der Richtung der Bewegung wirke. Um den Beweis ganz allgemein zu machen, wie derselbe in den Werken über Dynamik gegeben wird, haben wir die wirkende Kraft in zwei Theile zu zerlegen, von welchen der eine in Richtung der Bewegung und der andere senkrecht zu derselben wirkt, und dabei zu beachten, dass der Theil senkrecht zur Bewegungsrichtung weder eine Arbeit auf den Körper ausüben kann, noch die Geschwindigkeit oder die kinetische Energie desselben verändert, so dass die ganze Wirkung entweder die der Arbeit oder die der Veränderung der kinetischen Energie von dem Theile der Kraft abhängt, welcher in der Richtung der Bewegung wirkt.

Wenn der Leser mit diesem Gegenstande nicht vertraut ist, so möge er zu einem der Lehrbücher über Dynamik greifen und die dort gegebenen Untersuchungen vergleichen mit dem oben gegebenen Umriss einer Beweisführung. Unser jetziger Zweck ist nur in unseren Gedanken festzustellen, was unter „Arbeit“ und „Energie“ zu verstehen ist.

Es scheint, als wenn die grosse Wichtigkeit der Benennung derjenigen Grösse, welche wir kinetische Energie nennen, zuerst von Leibnitz erkannt wurde, welcher dem Producte der Masse und dem Quadrate der Geschwindigkeit den Namen „Vis Viva“ beilegte. Es ist dieses das Doppelte der kinetischen Energie.

Newton hat in einer Bemerkung zu seinem dritten Bewegungsgesetz die Beziehung zwischen Arbeit und kinetischer Energie in einer so vollkommenen Weise dargestellt, dass sie nicht verbessert werden kann; indess gleichzeitig mit einem so geringen Nachdruck oder Wunsch Aufmerksamkeit zu erregen, dass Niemand von der grossen Wichtigkeit der Stelle getroffen schien, bis neuerdings von Thomson und Tait darauf hingewiesen wurde.

Der Gebrauch des Wortes „Energie“ im wissenschaftlichen Sinne, um die Arbeitsmenge auszudrücken, welche ein Körper leisten kann, wurde durch Dr. Young eingeführt. (Lectures on Natural Philosophy, Lecture VIII.)

Die Energie eines Systems von verschiedenen Körpern, die auf einander wirken mit Kräften, welche von der Lage jener zu einander abhängen, stammt theils von ihrer Bewegung her, theils von ihrer relativen Lage.

Der Theil, welcher von ihrer Bewegung abhängt, wurde von Rankine „actuelle Energie“ genannt und von Thomson und Tait „kinetische Energie“.

Der Theil, welcher von ihrer relativen Lage her stammt, hängt von der Arbeit ab, welche die verschiedenen Kräfte verrichten würden, wenn die Körper der Richtung dieser Kräfte nachgeben müssten. Er wird von Helmholtz in seiner berühmten Schrift: „die Erhaltung der Kraft“¹⁾, Summe der Spannungen genannt. Thomson nennt ihn „statische Energie“, und Rankine führte den Ausdruck: „potentielle Energie“ ein, ein sehr glücklicher Ausdruck, weil er nicht nur die Energie bezeichnet, welche der Körper zwar nicht im Besitz aber die Fähigkeit zu erwerben hat, sondern auch andeutet, dass dieselbe zu finden ist aus einer Grösse, welche man (aus anderen Gründen) die Potentialfunktion nennt.

So hat, wenn ein schwerer Körper auf eine gewisse Höhe über die Erdoberfläche gehoben wird, das System der beiden Körper, bestehend aus dem gehobenen Körper und der Erde, eine potentielle Energie gleich der Arbeit, welche geleistet werden würde, wenn der schwere Körper herunterfallen könnte, bis er durch die Erdoberfläche angehalten würde.

Könnte der Körper frei fallen, so würde er Geschwindigkeit gewinnen und die erworbene kinetische Energie würde genau gleich der in derselben Zeit verlorenen potentiellen Energie sein.

In den Werken über Dynamik findet man den Beweis dafür, dass, wenn in irgend einem System von Körpern die Kraft, welche zwischen irgend zwei dieser Körper thätig ist, in Richtung der Verbindungslinie derselben wirkt, und nur abhängt von der Entfernung der Körper und nicht von dem Wege, auf welchem dieselben zur Zeit sich bewegen, dass dann,

¹⁾ Berlin 1847.

wenn keine anderen Kräfte auf das System wirken, die Summe der potentiellen und kinetischen Energie aller Körper in diesem System immer dieselbe Grösse behält.

Dieser Grundsatz wird „das Princip der Erhaltung der Energie (Kraft)“ genannt; er ist in allen Zweigen der Wissenschaft von ausserordentlicher Wichtigkeit. Die meisten Fortschritte in der Lehre von der Wärme verdanken wir hauptsächlich der Anwendung dieses Principes.

Wir können indess ohne hinreichende Beweise nicht annehmen, dass die gegenseitige Wirkung zwischen irgend zwei Theilen eines wirklichen Körpers immer in der diese verbindenden graden Linie vor sich gehen und nur von ihrer Entfernung abhängen muss. Wir wissen, dass dieses der Fall ist bei der Anziehung zwischen Körpern in Entfernung von einander, aber wir können keine solche Annahme machen in Betreff der inneren Kräfte solcher Körper, von deren inneren Construction wir so gut wie gar nichts wissen.

Wir können nicht einmal behaupten, dass alle Energie entweder potentielle oder kinetische sein muss, obgleich wir nicht im Stande sind uns irgend eine andere Form derselben zu denken. Demungeachtet ist dieser Grundsatz durch dynamische Schlüsse als absolut richtig nachgewiesen für Systeme, die gewisse Bedingungen erfüllen, und ebenso ist seine Richtigkeit innerhalb der Grenzen der Beobachtungsfehler durch Versuche erwiesen in den Fällen, in welchen die Energie die Form von Wärme, Magnetismus, Elektrizität u. s. w. annimmt, so dass die folgende Fassung dieses Principes der Art ist, dass sie, wenn wir auch die Nothwendigkeit ihrer Richtigkeit nicht absolut beweisen können, doch der sorgfältigsten Prüfung werth ist, sowie der Aufsuchung von allen Folgerungen, welche in ihr enthalten sind.

Allgemeine Fassung des Gesetzes von der Erhaltung der Energie.

Die ganze Energie eines Körpers oder eines Systems von Körpern ist eine Grösse, welche durch

gegenseitige Einwirkung dieser Körper weder vermehrt, noch vermindert werden kann, wenn sie auch in jede der Formen, deren die Energie fähig ist, umgesetzt werden kann.

Wenn durch Anwendung von mechanischer Kraft, Wärme, oder einer anderen Art von Wirkung auf einen Körper oder ein System von Körpern, dieses durch eine Reihe von Veränderungen hindurchgeführt und schliesslich in jeder Hinsicht in seinen ursprünglichen Zustand zurückgeführt wird, so muss die Energie, welche dem System während des *Cyclus* von Operationen zugeführt wird, der Energie gleich sein, welche das System selbst anderen Körpern während desselben *Cyclus* mittheilt.

Das System ist nämlich in jeder Hinsicht bei Beginn und am Ende des *Cyclus* dasselbe, vornehmlich besitzt es dieselbe Menge von Energie in sich; daher muss, weil keine innere Wirkung des Systems Energie weder hervorbringen, noch zerstören kann, die Menge von Energie, welche in das System eintritt, derjenigen gleich sein, die letzteres während des *Cyclus* verlässt.

Der Grund, warum wir Wärme nicht für eine Substanz halten, ist der, dass wir Wärme zu erzeugen vermögen, so dass ihre Menge zu irgend welchem Werth anwachsen kann; Wärme kann ebenso zerstört werden, wenn auch diese Operation die Erfüllung verschiedener Bedingungen erfordert.

Der Grund, weshalb wir Wärme für eine Form der Energie halten, ist der, dass sie durch Aufwendung von Arbeit erzeugt werden kann und dass für jede Einheit von Wärme, welche erzeugt wird, eine gewisse Menge mechanischer Energie verschwindet. Andererseits kann Arbeit durch die Wirkung von Wärme geleistet werden; für jedes Kilogramm-meter so geleisteter Arbeit verschwindet eine gewisse Menge Wärme.

Wenn nun das Entstehen eines Dinges, genau mit dem Verschwinden eines anderen verknüpft ist, so dass der Betrag, welcher von dem einen Dinge entsteht, abhängt und berechnet werden kann von dem Betrage des andern, das verschwindet, so schliessen wir, dass das eine auf Kosten des anderen gebildet wurde und dass sie beide Formen derselben Sache sind.

Daher schliessen wir, dass Wärme Energie in einer besonderen Form ist. Die Gründe, weshalb wir glauben, dass Wärme, wie dieselbe in einem heissem Körper vorhanden ist, in der Form von kinetischer Energie existirt — d. h. dass die Theilchen des heissen Körpers in wirklicher, wenn auch unsichtbarer Bewegung sich befinden — werden später besprochen werden.

Fünftes Capitel.

Messung von Druck und anderen inneren Kräften und die Wirkung, welche diese hervorbringen.

Jede Kraft wirkt zwischen zwei Körpern oder Theilen von Körpern. Betrachten wir einen einzelnen Körper oder ein System von Körpern, so werden die Kräfte, welche wirken zwischen Körpern, die zu diesem System gehören und Körpern, welche nicht zu demselben gehörig sind, „äussere Kräfte“ genannt, diejenigen dagegen, welche zwischen den verschiedenen Theilen des Systems selbst wirken: „innere Kräfte“.

Stellen wir uns nun in Gedanken das System in zwei Theile getheilt vor, so können wir als äussere Kräfte in Bezug auf eines dieser Systeme ansehen zunächst diejenigen, welche zwischen diesem Theil und Körpern ausserhalb des ganzen Systems wirken und zweitens diejenigen, welche zwischen den beiden Theilen des Systems wirken. Man erkennt die vereinigte Wirkung dieser Kräfte aus der thatsächlichen Ruhe oder Bewegung des Theiles, auf welchen jene wirken, so dass wir, wenn wir die Resultante der äusseren Kräfte für jeden Theil kennen, diejenige der inneren Kräfte, welche zwischen beiden Theilen wirken, finden können.

Wenn wir z. B. einen Pfeiler betrachten, der eine Statue unterstützt, und uns denselben durch eine horizontale Fläche,

in irgend einer Entfernung vom Boden in zwei Theile getheilt denken, so kann die innere Kraft zwischen den beiden Theilen des Pfeilers gefunden werden, indem wir das Gewicht der Statue und des Theiles des Pfeilers, welcher über der Fläche liegt, ermitteln. Der untere Theil des Pfeilers sucht den oberen Theil nach oben zu verschieben mit einer Kraft, die genau diesem Gewichte das Gleichgewicht hält. Diese Kraft wird ein „Druck“ genannt. Auf dieselbe Weise finden wir, dass die innere Kraft, welche in jedem horizontalen Schnitt eines Seiles wirkt, das einen schweren Körper trägt, ein „Zug“ ist gleich dem Gewicht des schweren Körpers und des Seiltheiles unter dem gedachten Schnitt.

Die innere Kraft in dem Pfeiler wird „Längsdruck“ genannt und die in dem Seile „Längsspannung“. Wenn dieser Druck oder die Spannung über den ganzen horizontalen Querschnitt hin gleichmässig vertheilt ist, so kann der Werth dieser Grössen für einen Quadratcentimeter dadurch gefunden werden, dass man die ganze Kraft durch die Anzahl der Quadratcentimeter in dem Schnitt dividirt.

Die inneren Kräfte in einem Körper führen den Namen: „elastische Reactionen“. Längsdruck und Längsspannung sind Beispiele besonderer Arten dieser elastischen „Reactionen“. In den Werken über Elasticität wird bewiesen, dass die allgemeinste Form von elastischen Reactionen in irgend einem Punkte durch drei Längsdrucke oder Spannungen, welche senkrecht aufeinander stehen, dargestellt werden kann.

Ein Ziegelstein in einer Mauer erleidet z. B. einen vertikalen Druck, der von der Höhe der Mauer über ihm abhängt, ebenso einen horizontalen Druck in der Längsrichtung der Mauer, welcher von dem Drängen eines an letztere stossenden Bogens abhängt, während in der Richtung senkrecht zur Aussen-seite der Mauer die Atmosphäre drückt.

In festen Körpern, wie z. B. bei dem Ziegelstein, können diese drei Drucke alle von einander unabhängig sein, wobei ihre Grösse nur durch die Widerstandskraft des festen Körpers begrenzt ist, welcher zusammenbrechen wird, sowie die darauf wirkende Kraft eine gewisse Höhe übersteigt.

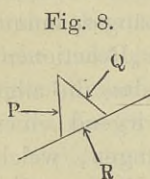
Bei Flüssigkeiten müssen die Drucke nach allen Richtungen einander gleich sein, weil der kleinste Unterschied zwischen den Druckten in diesen drei Richtungen genügt, die Flüssigkeit in Bewegung zu setzen.

Der Druck in Flüssigkeiten ist eine für das Folgende so wichtige Grösse, dass ich auf die Gefahr hin das zu wiederholen, was der Leser zu wissen pflegt, es für nöthig erachte festzustellen, was wir unter einer Flüssigkeit verstehen, und aus dieser Definition zu beweisen, dass der Druck in jeder Richtung derselbe ist.

Definition einer Flüssigkeit. — Eine Flüssigkeit ist ein Körper, dessen aneinanderstossende Theile aufeinander wirken mit einem Drucke, welcher senkrecht ist zu der Oberfläche, die diese Theile trennt.

Weil der Druck nur senkrecht zur Oberfläche wirkt, kann keine Reibung zwischen den sich berührenden Theilen einer Flüssigkeit stattfinden.

„Satz“. — Die Drucke in je zwei Richtungen auf ein und denselben Punkt sind einander gleich. Um dieses nachzuweisen, sei die Ebene des Papiers die Ebene der beiden



gegebenen Richtungen. Es sei ein gleichschenkeliges Dreieck gezeichnet, dessen Seiten senkrecht zu den beiden obigen Richtungen sind. Dann werde das Gleichgewicht eines dünnen dreiseitigen Prismas untersucht, dessen Basis das Dreieck ist. P und Q seien die Drucke senkrecht zu den Seiten und R der

senkrecht zur Grundlinie. Da nun diese drei Kräfte im Gleichgewicht sind und weil R gleiche Winkel mit P und Q macht, so müssen P und Q einander gleich sein. Aber die Flächen, gegen welche P und Q wirken, sind ebenfalls einander gleich; daher sind die Drucke bezogen auf die Flächeneinheit gegen diese Flächen auch einander gleich, was zu beweisen war.

Wir finden eine grosse Menge von Substanzen, welche, wenn sie in Ruhe sind, vollkommen dieser Definition einer Flüssigkeit genügen und die daher auch Flüssigkeiten genannt werden. Jedoch erfüllt keine der existirenden Flüssigkeiten

diese Bedingung im Zustande der Bewegung. Bei einer sich bewegendem Flüssigkeit kann der Druck auf einen Punkt in einer Richtung grösser sein als in einer andern, oder, was dasselbe ist, die Kraft zwischen zwei Theilen braucht nicht senkrecht zu sein zu der Oberfläche, welche jene Theile trennt.

Könnte eine Flüssigkeit gefunden werden, welche sowohl während der Bewegung als in der Ruhe obiger Definition genügt, so würden wir sie eine „vollkommene Flüssigkeit“ nennen. Alle vorhandenen Flüssigkeiten sind unvollkommen und zeigen die Eigenschaft von innerer Reibung oder Viscosität, vermöge deren ihre Bewegung, nachdem dieselbe in einem Gefässe angeregt ist, allmählig immer mehr verlangsamt wird, wobei die Energie der Bewegung sich in Wärme umsetzt.

Der Grad der Viscosität schwankt zwischen der des Theeres und der des Wassers oder Aethers oder Wasserstoffs; aber keine vorhandene Flüssigkeit ist, wenn in Bewegung, im Sinne der Definition, vollkommen.

Der Druck „auf einen Punkt“ einer Flüssigkeit ist das Verhältniss des ganzen auf eine kleine Fläche ausgeübten Druckes zu der Grösse dieser Fläche, wenn die Grösse der Fläche unendlich verkleinert wird, doch so, dass der Schwerpunkt derselben immer mit dem gegebenen Punkt zusammenfällt.

Dieser Druck wird oft hydrostatischer Druck genannt, um ihn vom Längsdruck zu unterscheiden. Beide Arten von Drucken werden durch die Anzahl von Krafteinheiten in dem Druck auf die Flächeneinheit gemessen, z. B. in Pfunden auf den Quadratzoll oder in Kilogrammen auf den Quadratmeter. Beide Maasse sind Gravitationsmaasse und müssen mit dem Werth der Intensität der Schwere multiplicirt werden, um sie auf absolutes Maass zu reduciren.

Drucke werden auch gemessen in Werthen der Höhe einer Wasser- oder Quecksilbersäule, welche durch ihre Schwere einen gleich grossen Druck ausüben würden. So ist ein Druck von 16 Fuss Wasser annähernd gleich dem Druck von 1000 Pfund Gewicht auf den Quadratfuss und ein Druck von 4 Zoll

Wasser ist mit noch grösserer Annäherung gleich dem Drucke von 101 gr Gewicht auf den Quadratzoll.

In dem Metersystem ist der Druck des Wassers auf eine Fläche in irgend einer Tiefe durch das Product dieser Tiefe mit dem Inhalte der Fläche ausgedrückt. Wenn wir das Meter als Längenmaass anwenden, so wird der Druck in dem Gewicht von Tonnen ausgedrückt; benutzen wir das Decimeter, Centimeter, Millimeter, so wird der Druck in dem Gewichte von respective Kilogramm, Gramm oder Milligramm ausgedrückt, alles in Gravitationsmaass.

Die Dichtigkeit des Quecksilbers von 0° C. ist 13.596 mal so gross wie die des Wassers von 4° C. Also ist der Druck einer Quecksilbersäule von gewisser Höhe 13.6 mal so gross, wie der einer Wassersäule von gleicher Höhe und gleichem Querschnitt.

„Das Barometer“. — Der Druck der Luft wird gewöhnlich mit Hülfe des Quecksilberbarometers gemessen. Das Barometer besteht aus einer an einem Ende geschlossenen und mit Quecksilber gefüllten Glasröhre, aus welcher alle Luft und Feuchtigkeit durch Kochen des Quecksilbers in ihr ausgetrieben ist. Das Rohr wird dann mit seinem offenen Ende in ein Gefäss mit Quecksilber gelegt und sein oberes Ende gehoben, bis das Rohr vertical steht. Man findet dann, dass das Quecksilber bis zu einer gewissen Höhe in dem Rohre steht, deren Erhebung über die Oberfläche des Quecksilbers in dem Gefässe oder Behälter die Barometerhöhe genannt wird.

Die Oberfläche des Quecksilbers in dem Behälter ist dem Druck der Luft ausgesetzt, während die Oberfläche des Quecksilbers in dem Rohre nur dem Drucke dessen unterliegt, was über derselben in dem Rohre sich befindet. Die einzige bekannte Substanz, welche dort sein kann, ist Quecksilberdampf, dessen Druck bei gewöhnlicher Temperatur so klein ist, dass wir ihn vernachlässigen dürfen, so dass der Druck der Luft durch den Unterschied der Höhe des Quecksilbers in dem Rohre und in dem Behälter gemessen werden kann.

Der Druck der Atmosphäre ist, wie wir wissen, sehr ver-

änderlich und an verschiedenen Orten verschieden; für manche Zwecke ist es aber nun zweckmässig, als Einheit der Drucke von beträchtlicher Grösse einen Druck zu gebrauchen, der von dem Durchschnittsdruck der Atmosphäre auf der mittleren Seehöhe nicht sehr verschieden ist. Diese Druckeinheit wird eine Atmosphäre genannt und gebraucht, um den Druck in Dampfmaschinen und Kesseln zu messen. Sein genauer Werth ist in dem Metersystem der Druck einer Quecksilbersäule von 760 Millimeter Höhe und von 0° C. in Paris, wo die Kraft der Schwere gleich 9·80868 Meter ist. Dies ist gleich dem Gewichte von 1·033 Kg auf das Quadratcentimeter und im absoluten Maasse gleich 1 013 237, wenn das Gramm, das Centimeter und die Secunde als Fundamenteinheiten angenommen werden.

In dem britischen System ist eine Atmosphäre definirt als der Druck einer Quecksilbersäule von der Höhe von 29,905 Zoll bei 32° F. in London, wo die Kraft der Schwere 32·1889 Fuss beträgt; sie ist ungefähr gleich dem Gewichte von $14\frac{3}{4}$ Pfund auf einen Quadratzoll. Daher ist sie 0·99968 der Atmosphäre nach dem Metersystem.

Ueber die Veränderung der Dimensionen und des Volumens von Körpern durch mechanische Kräfte und durch Wärme.

Wir haben gesehen, dass Wirkungen derselben Art in Betreff der Aenderung von Gestalt und Volumen der Körper durch mechanische Kraft und durch Wärme hervorgebracht werden. Wir können deshalb die Wirkung der Wärme auf diese Körper nicht völlig verstehen, wenn wir nicht zu gleicher Zeit die der mechanischen Kraft betrachten.

Wir haben zunächst von rein geometrischem Standpunkte aus die verschiedenen Arten von Formveränderungen zu erklären, die ein Körper erleiden kann, indem wir nur solche Fälle betrachten, in welchen alle einzelnen Theile des Körpers einander ähnliche Formveränderungen erfahren.

Wir wollen das Wort „Deformation“ gebrauchen, um allgemein eine Veränderung der Form des Körpers auszudrücken.

„Längendeformation.“ — Nehmen wir an, ein Körper würde nur in einer Richtung verlängert oder zusammengedrückt, so dass die Entfernung von zwei Punkten, welche in einer zu dieser Richtung parallelen Linie liegen, in einem gewissen Verhältniss zunimmt oder abnimmt, während, wenn die Verbindungslinie dieser Punkte senkrecht zu dieser Linie liegt, die Länge dieser Linie sich nicht ändert.

Dies wird Längenausdehnung und Längenzusammendrückung oder allgemeiner Längendeformation genannt und gemessen durch das Verhältniss der Verlängerung oder Verkürzung zu der ursprünglichen Länge, welche diese Verlängerung oder Verkürzung erfahren hat.

„Allgemeine Deformation.“ — Solch eine Formänderung des Körpers kann gleichzeitig oder nach einander in drei senkrecht auf einander stehenden Richtungen erfolgen. Dies System von drei Längendeformationen ist, wie in den Werken über die Bewegung stetig zusammenhängender Körper bewiesen wird, die allgemeinste Art von Deformation, deren ein Körper fähig ist.

Wir wollen indessen im Einzelnen nur zwei Fälle betrachten.

1) „Isotropische Deformation.“ — Wenn die Deformationen in drei senkrecht auf einander stehenden Richtungen alle einander gleich sind, so bleibt die Form des Körpers sich ähnlich. Letzterer dehnt sich aus oder zieht sich zusammen nach allen Richtungen um gleich viel, wie es z. B. die meisten festen Körper thun, wenn sie erwärmt werden.

Da eine jede der Längendeformationen, aus welchen diese Deformation sich zusammensetzt, das Volumen um einen Bruchtheil desselben gleich dem Werthe der Längendeformation vermehrt oder vermindert, so folgt hieraus, dass, wenn jede der Deformationen ein kleiner Bruchtheil ist, die ganze Aenderung des Volumens gleich ist dem ursprünglichen Volumen, multiplicirt mit der Summe der drei Deformationen. Das Verhältniss des

Zuwachses des Volumens zum ursprünglichen Volumen heisst die cubische Ausdehnung, wenn es positiv und die cubische Zusammenziehung, wenn es negativ ist. Es ist nach dem, was wir eben gesagt haben, klar, dass wenn die Deformationen klein sind, die cubische Ausdehnung gleich der Summe der Längenausdehnungen ist, oder, wenn diese einander gleich sind, gleich dem Dreifachen der Längenausdehnung.

„Verschiebungsdeformation.“ — Der zweite besondere Fall ist der, wenn die Dimensionen eines Körpers in einer Richtung in dem Verhältniss von a zu 1 sich ausdehnen, während sie sich in einer dazu senkrechten Richtung in dem Verhältniss von 1 zu a zusammenziehen. In diesem Falle tritt keine Volumänderung ein, der Körper wird aber in sich verzerrt.

Die durch elastische Reactionen in einem Körper, dessen Form sich verändert oder der eine Deformation erleidet, geleistete Arbeit.

Wir wollen in erster Linie voraussetzen, dass die elastische Reaction, so lange die Formveränderung, welche wir betrachten, andauert, constant bleibt. Wenn im Verlauf einer beträchtlichen Gestaltsänderung die elastische Reaction beträchtlichen Aenderungen unterliegt, können wir den ganzen Vorgang in Theile theilen in der Art, dass im Verlaufe eines jeden derselben die elastische Reaction als constant angesehen werden kann. Die ganze Wirkung finden wir dann durch Summierung der Einzelwirkungen.

Das allgemeine Gesetz ist, dass, wenn elastische Reaction und Deformation von derselben Art sind, die in der Volumeneinheit geleistete Arbeit, während irgend einer Deformation das Product aus der Deformation und dem mittleren Werth der elastischen Reaction ist.

Ist die elastische Reaction indessen von einer zur Deformation conjugirten Art, so wird keine Arbeit geleistet.

Ist die elastische Reaction z. B. eine Längsreaction, so

müssen wir den Mittelwerth derselben mit der Längendeformation in derselben Richtung multipliciren; das Resultat wird nicht beeinflusst durch die Grösse der Längendeformationen, die vor sich gehen in Richtungen senkrecht zu der Reaction.

Ist die elastische Reaction ein hydrostatischer Druck, so müssen wir den Mittelwerth dieses Druckes mit der cubischen Zusammendrückung multipliciren, um die in dem Körper in der Volumeinheit geleistete Arbeit zu finden; das Resultat wird durch keine Verzerrungsdeformation beeinflusst, die das Volumen des Körpers nicht ändert.

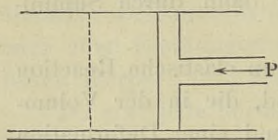
Daher ist die von äusseren Kräften auf eine Flüssigkeit ausgeübte Arbeit, wenn das Volumen verringert wird, gleich dem Producte aus dem mittleren Drucke und der Verringerung des Volumens; wenn die Flüssigkeit sich ausdehnt und den Widerstand von äusseren Kräften überwindet, so wird die von der Flüssigkeit geleistete Arbeit gemessen durch das Product aus dem Zuwachs des Volumens und dem mittleren Drucke während dieser Volumzunahme.

Die Betrachtung der während der Volumveränderung einer Flüssigkeit gewonnenen oder verlorenen Arbeit ist so wichtig, dass wir dieselbe von Anfang an berechnen wollen.

Die von einem Kolben auf eine Flüssigkeit ausgeübte Arbeit.

Wir wollen annehmen: die Flüssigkeit sei in Verbindung mit einem Cylinder, in welchem ein Kolben frei gleiten kann.

Fig. 9.



Die Fläche des Kolbens habe die Grösse A . Der Druck der Flüssigkeit auf die Flächeneinheit werde durch p bezeichnet.

Der ganze Druck auf die Oberfläche des Kolbens wird demnach

Ap sein; ist P die äussere Kraft, welche den Kolben im Gleichgewicht hält, so ist also $P = Ap$. Nun möge der Kolben nach innen gegen die Flüssigkeit gedrückt werden um die Strecke x . Das von der Flüssigkeit eingenommene Volumen des Cylinders ist verringert worden um die Grösse $V = Ax$,

weil das Volumen eines Cylinders gleich ist dem Flächeninhalt seiner Basis multiplicirt mit seiner Höhe.

Wenn die Kraft P stets in gleicher Stärke fortwirkt, oder wenn P der mittlere Werth der äusseren Kraft während dieser Bewegung ist, so wird die von der äusseren Kraft geleistete Arbeit $W = Px$ sein.

Setzen wir für P den Ausdruck in Werthen des Druckes p der Flüssigkeit auf die Flächeneinheit, so erhält man

$$W = Apx;$$

erinnern wir uns, dass Ax gleich V ist, so wird dieses

$$W = Vp.$$

Die von dem Kolben auf die Flüssigkeit ausgeübte Arbeit ist also gleich der Verringerung des Volumens der Flüssigkeit multiplicirt mit dem Mittelwerthe des hydrostatischen Druckes.

Es ist zu beachten, dass dieses Resultat unabhängig ist von der Grösse des Kolbens und von der Form und der Weite des Gefässes, mit welchem der Cylinder in Verbindung steht.

Setzen wir der Einfachheit halber voraus, dass der Flächeninhalt des Kolbens gleich der Flächeneinheit ist, so ist, da $A = 1$ zu setzen ist, $P = p$ und $V = x$, so dass die von dem Kolben zurückgelegte Lineardistanz numerisch der Volumenänderung gleich ist.

Indicator-Diagramm.

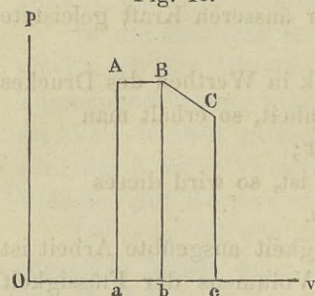
Ich werde jetzt eine Methode, die Wirkungsweise eines Fluidums von wechselndem Volumen, beschreiben, welche von James Watt zu praktischen Zwecken erfunden wurde, um die von einer Dampfmaschine geleistete Arbeit zu bestimmen. Nach und nach ist diese Methode in ihrem constructiven Theil so vervollkommenet, dass es nach derselben jetzt möglich ist, jeden einzelnen Theil der Thätigkeit des Dampfes auch in den am schnellsten arbeitenden Maschinen aufzuzeichnen.

Für den gegenwärtigen Zweck werde ich indessen diese Methode als ein Mittel benutzen, die Wirkungsweise eines Fluidums zu erklären und dem Auge darzustellen. Dieser Gebrauch des Indicator-Diagramms, welcher von Clapeyron

eingeführt wurde, ist von Rankine in seinem Werke über die Dampfmaschine bedeutend entwickelt worden.

Ov sei eine horizontale gerade Linie, Op eine verticale.

Fig. 10.



Scala den Druck der Flüssigkeit zu diesen verschiedenen Zeiten angeben.

(Wir können z. B. annehmen, dass in der Scala des Volumens ein Centimeter, gemessen in horizontaler Richtung, ein Volumen gleich einem Cubikmeter darstellt, und dass in der Scala des Druckes ein Centimeter, vertical gemessen, den Druck von einem Gewichte von 1000 Kilogramm auf das Quadratmeter repräsentirt.)

Das Volumen möge nun anwachsen von Oa auf Ob , während der Druck constant bleibt, so dass $aA = bB$ ist.

Die Zunahme des Volumens wird dann durch ab gemessen und der Druck, welcher bei der Ausdehnung der Flüssigkeit überwunden wird, durch aA oder bB , so dass die von der Flüssigkeit geleistete Arbeit durch das Product dieser Grössen dargestellt ist, also $ab \times aA$, das ist der Inhalt des Rechtecks $AabB$. Nach der von uns angenommenen Scala stellt jedes Quadratcentimeter des Inhalts der Figur $ABba$ 1000 Kilogramm an Arbeit dar.

Wir setzten voraus, dass der Druck während der Volumenänderung derselbe bleibt. Ist dies nicht der Fall, ändert sich vielmehr der Druck von bB auf cC , während das Volumen aus Ob in Oc übergeht, so können wir, wenn wir bc klein genug wählen, voraussetzen, dass der Druck sich von einem Werthe zum anderen gleichmässig ändert, so dass wir als Mittelwerth desselben $\frac{1}{2} (Bb + Cc)$ nehmen dürfen. Multi-

pliciren wir diesen Werth mit bc , so erhalten wir $\frac{1}{2}(Bb + Cc)bc$, der wohlbekannte Ausdruck für den Inhalt des Flächenstreifens $BCcb$, vorausgesetzt, dass BC eine gerade Linie ist.

Die von dem Fluidum geleistete Arbeit ist daher auch hier gleich der Fläche, welche von BC , den beiden durch die Endpunkte von BC gehenden verticalen Linien und der horizontalen Linie Ov begrenzt ist.

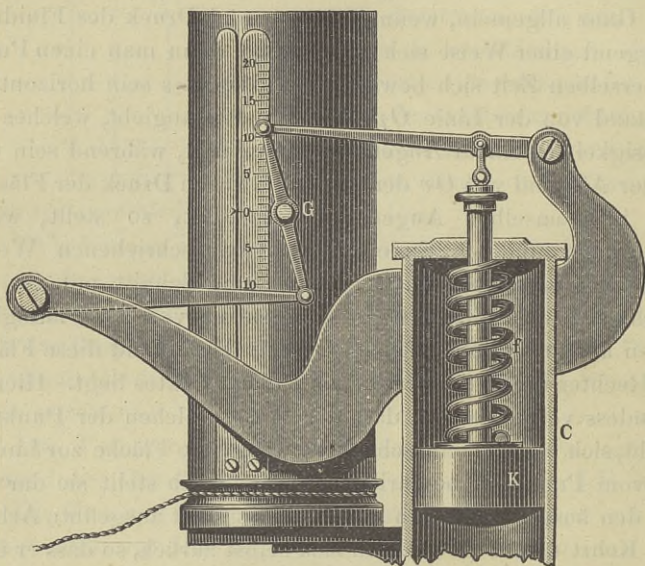
Ganz allgemein, wenn Volumen und Druck des Fluidums in irgend einer Weise sich ändern und wenn man einen Punkt in derselben Zeit sich bewegen lässt, so dass sein horizontaler Abstand von der Linie Op das Volumen angiebt, welches die Flüssigkeit in einem Augenblicke annimmt, während sein verticaler Abstand von Ov den hydrostatischen Druck der Flüssigkeit in demselben Augenblicke darstellt, so stellt, wenn zu Anfang und am Ende des von P beschriebenen Weges verticale Linien gezogen werden bis zum Schnitt mit Ov , die Fläche zwischen diesen Begrenzungen die von der Flüssigkeit gegen äussere Kräfte geleistete Arbeit dar, sobald diese Fläche zur Rechten des Weges des zeichnenden Punktes liegt. Hierbei ist indess vorausgesetzt, dass der Weg, welchen der Punkt P macht, sich selbst nicht schneidet. Liegt die Fläche zur Linken des vom Punkte P beschriebenen Weges, so stellt sie dar die von den äusseren Kräften auf die Flüssigkeit ausgeübte Arbeit.

Keht der Weg von P in sich selbst zurück, so dass er eine Schlinge oder geschlossene Figur bildet, so fallen die verticalen Linien am Anfang und am Ende zusammen, so dass es unnöthig ist, sie zu zeichnen. Die Arbeit wird dann durch die Fläche der Schlinge selbst dargestellt. Geht P in seinem Kreislauf um die Schlinge in der Richtung des Zeigers der Uhr, so stellt die Fläche die Arbeit der Flüssigkeit gegen äussere Kräfte dar; geht P aber in entgegengesetzter Richtung um die Schlinge, so giebt die Fläche der letzteren die Arbeit der äusseren Kräfte auf die Flüssigkeit an.

Bei dem von Watt construirten und von McNaught und Richards verbesserten Indicator steht der Dampf oder ein anderes Fluidum in Verbindung mit einem kleinen Cylinder, der einen Kolben enthält. Wenn die Flüssigkeit gegen diesen

Kolben drückt und ihn hebt, so drückt dieser gegen eine Spiralfeder, die so construirt ist, dass die Strecke, um welche die Feder zusammengedrückt wird, dem Drucke auf den Kolben proportional ist. Auf diese Weise ist die Höhe des Kolbens des Indicators jederzeit ein Maass für den Druck des Fluidums.

Fig. 11.



Richards' Indicator.

Der Kolben führt ausserdem einen Schreibstift, dessen Spitze stets leicht gegen ein Blatt Papier drückt, das auf einem verticalen, um seine Axe drehbaren Cylinder aufgewickelt ist.

Dieser Cylinder ist mit dem Arbeitskolben der Maschine, oder mit einem Maschinentheil, der sich mit demselben bewegt, auf solche Weise verbunden, dass der Winkel, um welchen der Cylinder sich dreht, immer proportional der Strecke ist, um welche der Arbeitskolben sich vorwärts bewegt.

Wenn der Indicator nicht mit dem Zuleitungsrohr für den Dampf in Verbindung ist, so dreht der Cylinder sich unter der Spitze des Schreibstiftes, so dass auf dem Papier eine

horizontale Linie gezogen wird. Diese Linie entspricht der Linie *Ov* und heisst die Linie vom Drucke Null.

Wird indess dem Dampfe der Eintritt unter den Kolben des Indicators gestattet, so wird der Schreibstift sich auf und nieder bewegen, während das Papier sich horizontal unter ihm fortbewegt, so dass durch Vereinigung dieser beiden Bewegungen eine Linie auf dem Papier gezogen wird, die den Namen ein Indicator-Diagramm führt.

Arbeitet die Maschine regelmässig, so dass jeder Hub dem vorhergehenden ähnlich ist, so wird der Stift bei jedem Hub dieselbe Curve ziehen, durch deren Untersuchung wir viel über die Wirkungsweise der Maschine lernen. Speciell stellt die Fläche der Curve den Betrag der Arbeit dar, welchen der Dampf bei jedem Hub der Maschine leistet.

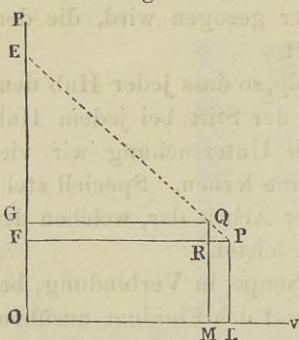
Steht der Indicator mit einer Pumpe in Verbindung, bei welcher die äusseren Kräfte Arbeit auf das Fluidum ausüben, so wird der zeichnende Stift sich in entgegengesetzter Richtung um das Diagramm bewegen, die Fläche des letzteren zeigt den Betrag der auf das Fluidum während des Hubes ausgeübten Arbeit an.

Bis jetzt haben wir unsere Aufmerksamkeit auf die durch den Druck gegen den Kolben ausgeübte Arbeit gerichtet und haben uns nicht um die Ursache der Veränderung des Volumens der Flüssigkeit gekümmert. Die Zunahme des Volumens mag von einem Zuwachs an Fluidum herrühren, der in den Cylinder eingeführt wird, wie wenn z. B. Dampf in den Kessel eingeführt wird; die Verringerung des Volumens möge in derselben Art herrühren von dem Entweichen von Fluidum aus dem Cylinder.

Wir gehen nun dazu über, das Diagramm zu benutzen für den Zweck, das Verhalten der Körper zu erläutern, wenn Wärme oder mechanische Kraft auf dieselben wirken; und wollen dazu voraussetzen, dass der Körper, entweder flüssig oder theilweise fest, in einem Cylinder sich befindet, dessen eines Ende geschlossen ist und dass sein Volumen durch den Abstand des Kolbens von dem geschlossenen Ende gemessen wird.

Wenn in irgend einem Augenblicke das Volumen des Körpers v ist und sein Druck p , so stellen wir diese Thatsache dar in dem Diagramm durch den Punkt P , indem wir OL auf der Linie der Volumina ziehen, welche Strecke v darstellt, und vertical LP , um p darzustellen.

Fig. 12.



Auf diese Weise kann die Stellung eines Punktes in dem Diagramm benutzt werden, um das Volumen und den Druck eines Körpers in jedem Augenblicke anzugeben.

Es möge nun der Druck wachsen, die Temperatur aber dieselbe bleiben; dann wird das Volumen des Fluidums sich verringern. (Es ist augenscheinlich, dass ein Zuwachs an Druck niemals einen Zuwachs an Volumen hervorbringen kann, denn in einem solchen Fall würde die Kraft eine Bewegung verursachen in einer entgegengesetzten Richtung zu der, in welcher sie selbst wirkt; wir würden dann eine Quelle von unerschöpflicher Energie haben.)

Der Druck möge also anwachsen von OF auf OG ; die damit verbundene Volumverringerung möge die von OL auf OM sein. Das Rechteck $OGQM$ werde dann vervollständigt.

Der Punkt P giebt die anfängliche und Q die schliessliche Beschaffenheit des Fluidums an in Hinsicht auf Druck und Volumen; alle Zwischenzustände des Fluidums werden dargestellt durch Punkte in einer geraden oder gekrümmten Linie, welche P und Q verbindet.

Die von dem Drucke auf das Fluidum ausgeübte Arbeit wird durch die Fläche der Figur $PQML$ dargestellt, welche sich linker Hand von dem zeichnenden Punkte befindet, während derselbe sich längs PQ fortbewegt.

Wenn PF und QM sich in R durchschneiden, so stellt PR die thatsächliche Verringerung des Volumens dar und RQ den thatsächlichen Zuwachs des Druckes.

Das ganze Volumen wird durch FP angegeben, so dass die cubische Zusammendrückung durch das Verhältniss von PR zu FP dargestellt wird.

„Definition der Elasticität eines Fluidums. — Die Elasticität eines Fluidums unter irgend welchen Bedingungen ist das Verhältniss jedes kleinen Druckzuwachses zu der dadurch bewirkten cubischen Zusammendrückung.“

Weil die cubische Zusammendrückung eine Zahlengrösse ist, so ist die Elasticität eine Grösse derselben Art wie der Druck.

Um die Elasticität des Fluidums mit Hülfe des Diagramms auszudrücken, verbinden wir P und Q durch eine gerade Linie und verlängern diese, bis sie die verticale Linie Op in E trifft. Dann ist FE ein Druck gleich der Elasticität des Fluidums in dem durch P dargestellten Zustande und unter Bedingungen, welche verursachen, dass dieser Zustand in einer durch die Linie PQ dargestellten Weise sich ändert.

Es ist nämlich klar, dass sich FG zu RQ verhält wie PF zu PR ; also

$$FE = \frac{RQ}{PR} = \frac{\text{Zuwachs an Druck}}{\text{Cubische Zusammendrückung}} = \text{Elasticität.}$$

Wenn daher die Beziehung zwischen dem Volumen und dem Druck eines Fluidums unter gewissen Bedingungen, wie z. B. bei einer gegebenen Temperatur, durch eine von P gezogene Curve dargestellt wird, so kann die Elasticität des Fluidums in dem durch P dargestellten Zustande gefunden werden, indem man die Tangente PE im Punkte P (zu dieser Curve) und ausserdem die horizontale Linie PF zieht. Der Theil FE der verticalen Linie Op , welcher von diesen beiden Linien ausgeschnitten wird, stellt nach der Druckscala gerechnet die Elasticität des Fluidums dar.

Wir haben bisher vorausgesetzt, dass während der Zusammendrückung des Volumens von PF auf QG die Temperatur des Körpers dieselbe bleibt. Dies ist die gewöhnlichste Voraussetzung, wenn die Elasticität eines Fluidums zu messen ist.

In den meisten Fällen verursacht aber eine Zusammendrückung eine Steigerung der Temperatur; wenn dann die Wärme nicht entweichen kann, so wird die Wirkung davon die sein, dass die Druckzunahme grösser wird als in dem Falle einer constanten Temperatur. Daher hat jede Substanz zwei Elasticitäten, eine der constanten Temperatur entsprechend und die andere dem Falle entsprechend, in dem keine Wärme entweichen kann. Der erste Werth ist anwendbar bei elastischen Reactionen und Deformationen, welche lange andauern, so dass die Substanz die Temperatur der umgebenden Körper annimmt. Der zweite Werth ist anzuwenden in Fällen, wo die Kräfte sich sehr rasch ändern, wie z. B. bei den Schwingungen eines Körpers, welche das Tönen verursachen, bei denen nicht Zeit genug vorhanden ist, damit die Temperatur durch Leitung ausgeglichen werden kann. Die Elasticität ist in diesen Fällen immer grösser als in dem Falle der gleichmässigen Temperatur.

Sechstes Capitel.

Ueber Linien gleicher Temperatur oder Isothermen in dem Indicator-Diagramm.

Im Falle einer Druckänderung bei constanter Temperatur wird das Volumen sich verringern, wenn der Druck zunimmt; der Punkt P wird dann eine Linie in dem Diagramm ziehen, welche Linie von gleicher Temperatur oder Isotherme genannt wird. Mittelst dieser Linie können wir das ganze Verhalten der Substanz unter verschiedenen Drucken bei der betreffenden Temperatur zeigen.

Machen wir mit dieser Substanz Versuche bei anderen Temperaturen und ziehen die zu diesen Temperaturen gehörenden Isothermen, so können wir durch dieselben alle Beziehungen zwischen Druck, Volumen und Temperatur dieser Substanz ausdrücken.

In dem Diagramm wird jede Isotherme mit der Temperatur zu welcher sie gehört, in Graden bezeichnet; die Isothermen werden für jeden Grad oder jeden zehnten oder hundertsten gezogen werden, je nach dem Zwecke, für welchen das Diagramm bestimmt ist.

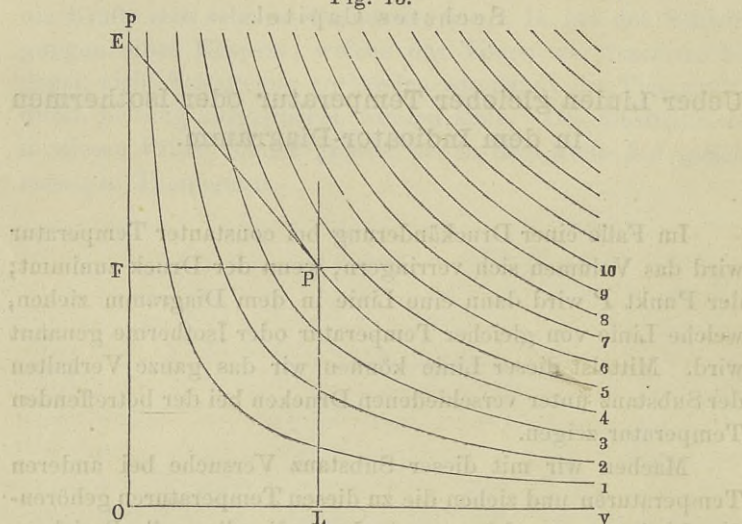
Ist das Volumen und der Druck bekannt, so ist die Temperatur eine dadurch bestimmte Grösse; es ist leicht zu erkennen, wie wir aus je zwei dieser Grössen die dritte bestimmen

können. Sind etwa die Curven in dem Diagramm Linien gleicher Temperatur, bei denen die zu jeder gehörende Temperatur durch Zahlen am Ende der Linie bezeichnet sein mögen, so können wir mit Hülfe dieses Diagramms drei Aufgaben lösen.

1) Druck und Volumen gegeben; es ist die Temperatur zu finden.

Man schneide OL auf der Linie der Volumina ab, welche Strecke das gegebene Volumen darstellen soll, und OF auf der Linie der Drucke zur Darstellung des gegebenen Druckes;

Fig. 13.



dann ziehe man FP horizontal und LP vertical um den Punkt P zu bestimmen. Fällt der Punkt P auf eine der Linien von gleicher Temperatur, so giebt die jener Linie angeschriebene Zahl die Temperatur an. Fällt der Punkt P zwischen zwei dieser Linien, so muss man seinen Abstand von den beiden nächsten Linien abschätzen; es verhält sich dann der Unterschied der Temperaturen der beiden Linien zu dem Ueberschuss der wahren Temperatur über der der unteren Linie, wie die Summe dieser Abstände zu dem Abstand von der unteren Linie.

2) Volumen und Temperatur gegeben; der Druck ist zu finden.

Man schneide OL zur Darstellung des Volumens ab und ziehe LP vertical. P möge der Punkt sein, wo diese Verticale die Linie der gegebenen Temperatur schneidet. Dann stellt LP den verlangten Druck dar.

3) Gegeben Druck und Temperatur; das Volumen ist zu finden.

Man schneide OF ab, welche Strecke den Druck darstellen soll, und ziehe FP horizontal, bis diese Linie die Linie der gegebenen Temperatur in P schneidet, dann stellt FP das verlangte Volumen dar.

Ueber die Form der Isothermen in verschiedenen Fällen.

Der gasförmige Zustand.

Ist die Substanz in gasförmigem Zustande, wie es gewöhnliche Luft ist bei jedem Druck und jeder Temperatur, denen wir dieselbe bis jetzt auszusetzen im Stande waren, so ist es leicht, die Isotherme zu ziehen, wenn man die Gesetze von Boyle und Charles berücksichtigt.

Nach Boyle's Gesetz hat das Product aus Volumen und Druck für dieselbe Temperatur immer denselben Werth. Daher wird in der Curve die Grösse des Rechteckes $OLPF$ immer dieselbe sein, vorausgesetzt, dass P ein Punkt in derselben Isotherme ist.

Die Curve, welche diese Eigenschaft hat, ist in der Geometrie unter dem Namen Rechtwinklige Hyperbel bekannt; die Linien Ov und Op sind die Assymptoten der Hyperbeln in Fig. 13. Die Assymptoten sind Linien von solcher Art, dass ein längs der Curve fortschreitender Punkt sich nach jeder der beiden Richtungen hin beständig einer der Assymp-

toten nähert, dieselbe aber nie erreicht. Die physikalische Interpretation dieser Eigenschaft ist die, dass, wenn ein Gas dem Gesetze von Boyle folgt und wenn die Temperatur dieselbe bleibt, Folgendes stattfindet:

1) Wir setzen voraus, wir schritten längs der Curve fort in einer Richtung nach Op hin, d. h. wir setzen voraus, dass der Druck allmählich zunimmt, dann wird das Volumen continuirlich verringert werden, aber immer langsamer und langsamer. Denn um wie viel wir auch den Druck steigern mögen, niemals können wir das Volumen auf Nichts reduciren, so dass die Isotherme niemals die Linie Op erreicht, obgleich sie sich fortwährend ihr nähert. Zu gleicher Zeit können wir aber, so lange das Gesetz von Boyle Geltung hat, durch Verdoppelung des Druckes das Volumen auf die Hälfte verringern, so dass bei einer hinreichenden Steigerung des Druckes das Volumen so weit verringert werden kann, bis es kleiner ist als irgend eine vorgeschriebene Grösse.

2) Wir wollen nun voraussetzen, dass wir in der anderen Richtung längs der Curve fortschreiten, d. h. wir setzen voraus, dass wir das Volumen des Gefässes, welches das Gas enthält, vergrössern; dann nähert sich der Punkt P mehr und mehr der Linie Op , erreicht dieselbe indess in Wirklichkeit niemals. Dieses zeigt, dass das Gas sich immer weiter ausdehnt, um das ganze Gefäss zu füllen, dass es dabei auf letzteres einen Druck ausübt, der durch den Abstand von Op dargestellt wird; dieser wird, wenn er auch sich fortwährend verringert, wenn das Gefäss vergrössert wird, nie auf Nichts reducirt, wie gross das Gefäss auch werden mag.

„Elasticität eines vollkommenen Gases.“ — Eine andere Eigenschaft der Hyperbel ist die, dass, wenn in P eine Tangente PE an die Curve gezogen wird, bis dieselbe die Assymptote schneidet, dass dann $FE = OF$ ist. FE stellt nun die Elasticität der Substanz dar und OF den Druck. Es ist also die Elasticität eines vollkommenen Gases numerisch gleich dem Druck, wenn die Temperatur während der Zusammendrückung als constant vorausgesetzt wird.

für welche $VP = 57.500$ ist. Wenn V kleiner wird, so fällt die Curve ein wenig unter die Hyperbel, so dass, wenn $V = 26.36$, $VP = 55.770$ ist. Hier indessen ändert die Linie plötzlich und vollständig ihren Charakter und wird die horizontale Linie $b c$, für welche $P = 2.116$. Diese gerade Linie erstreckt sich von $V = 26.36$ bis $V = 0.016$, wo eine andere ebenfalls plötzliche Veränderung eintritt in der Art, dass die bis dahin genau horizontale Linie jetzt beinahe, aber nicht ganz vertical wird, nahezu in der Richtung von $c p$, da der Druck weit über die Grenzen unserer gewöhnlichen Versuche hinaus anwachsen muss, bevor eine irgendwie beträchtliche Aenderung in dem Volumen des Wassers eintritt.

Die Isotherme besteht in Fällen dieser Art aus drei Theilen. In dem ersten Theile $a b$ ist sie den Isothermen eines vollkommenen Gases ähnlich; wie indessen das Volumen geringer wird, beginnt der Druck etwas hinter dem zurückzubleiben, der er nach dem Gesetz von Boyle sein sollte. Dies geschieht aber erst dort, wo die Linie sich dem zweiten Theile $b c$ ihres Zuges nähert, in welchem sie genau horizontal ist. Dieser Theil entspricht einem Zustande, in welchem die Substanz theils flüssig, theils gasförmig ist; er dehnt sich aus von dem Volumen des Gases bis zu dem der Flüssigkeit bei derselben Temperatur und demselben Druck. Der dritte Theil der Isotherme ist der, welcher dem flüssigen Zustande der Substanz entspricht; er kann angesehen werden als eine Linie, welche nach der Scala unseres Diagrammes nahezu ganz vertical ist und der Linie $c p$ so nahe liegt, dass sie von derselben nicht unterschieden werden kann.

Im Diagramm Fig. 14 ist die Isotherme des Wassers für 212° F. (100° C.), dem gewöhnlichen Siedepunkt, durch $a b c p$ dargestellt und die für 302° F. (150° C.) durch $d e f p$.

Bei der Temperatur von 302° F. (150° C.) ist der Druck, bei welchem die Verdichtung stattfindet, viel grösser; er beträgt 9.966 Pfund auf den Quadratfuss; das Volumen, auf welches der Dampf verringert werden muss, ehe die Verdichtung beginnt, ist viel kleiner. Es beträgt 6.153 Cubikfuss. Dieses Volumen ist durch den Punkt e angegeben. An diesem Punkte

beträgt das Product VP nur 61·321, beträchtlich weniger als 65·209, der Werth desselben, wenn das Volumen sehr gross ist.

Es beginnt nun bei diesem Punkte die Verdichtung, welche andauert, bis aller Dampf zu Wasser von 302° F. (150° C.) verdichtet ist, dessen Volumen 0·0166 Cubikfuss beträgt. Es ist dasselbe etwas grösser als das Volumen desselben Wassers bei 100° C.

Es ergibt sich hieraus, dass beim Steigen der Temperatur der Druck, bei welchem Verdichtung eintritt, grösser sein muss. Es geht ferner aus Obigem hervor, dass die Volumverminderung, wenn Verdichtung eintritt, geringer ist, als bei niedrigerer Temperatur und das aus zwei Gründen. Der erste ist der, dass der Dampf auf ein kleineres Volumen reducirt werden muss, ehe die Verdichtung beginnt; und der zweite ist der, dass das Volumen der verdichteten Flüssigkeit grösser ist.

Die punktirte Linie in dem Diagramm giebt die Drucke und Volumina, bei welchen Verdichtung bei den verschiedenen, den horizontalen Theilen der Isothermen angeschriebenen Temperaturen beginnt.

Sind Druck und Volumen daher durch Punkte über oder rechter Hand von dieser Curve gegeben, so ist die ganze Substanz in gasförmigem Zustande. Wir können diese Linie die Dampflinie nennen. Sie ist keine Isotherme.

Wäre die Scala des Diagrammes gross genug, um das Volumen des verdichteten Wassers anzugeben, so würden wir eine andere punktirte Linie nahe der Linie Op zu ziehen haben, mit der Eigenschaft, dass für Punkte linker Hand von dieser Linie die ganze Substanz in flüssigem Zustande ist. Wir können dieselbe die Wasserlinie nennen. Bei Bedingungen über Druck und Volumen, welche durch Punkte zwischen diesen punktirten Linien angegeben werden, ist die Substanz theils in flüssigem, theils in gasförmigem Zustande. Ziehen wir eine horizontale Linie durch den gegebenen Punkt bis zum Durchschnitt mit den zwei punktirten Linien, so verhält sich das Gewicht des Dampfes zu dem des Wassers, wie der Abschnitt der Linie zwischen dem Punkte und der Wasserlinie zu dem Abschnitt zwischen dem Punkte und der Dampflinie. In dem unteren Theile des Diagrammes für Kohlensäure, Fig. 15 (S. 137)

sieht man, dass die Isothermen bestehen aus einem gekrümmten Theil auf der rechten Seite, der den gasförmigen Zustand darstellt, dann aus einem horizontalen Theile, der den Process der Verdichtung darstellt, und aus einem nahezu verticalen Theile, der den flüssigen Zustand bezeichnet. Der Zweig der punktirten Linie rechter Hand, den wir hier Gaslinie nennen müssen, entspricht der Dampflinie; der Arm linker Hand oder die Flüssigkeitslinie entspricht der Wasserlinie, welche in Fig. 14 nicht zu unterscheiden war.

Da diese beiden Linien, welche wir Dampf- und Wasserlinie genannt haben, sich beim Steigen der Temperatur beständig einander nähern, so wirft sich naturgemäss die Frage auf, ob sie sich jemals schneiden? Die Eigenthümlichkeit der Bedingungen, die durch Punkte zwischen diesen Linien angegeben werden, ist die, dass die Flüssigkeit und ihr Dampf zusammen unter denselben Bedingungen in Bezug auf Temperatur und Druck existiren können, ohne dass der Dampf verflüssigt oder die Flüssigkeit verdichtet wird. Ausserhalb dieser Region muss die Substanz entweder ganz Dampf oder ganz Flüssigkeit sein.

Wenn die beiden Linien sich schneiden, so ist bei dem durch den Schnittpunkt angezeigten Druck keine Temperatur, bei welcher die Substanz zu gleicher Zeit theils flüssig, theils dampfförmig existiren kann; vielmehr muss die Substanz entweder auf einmal und ganz ohne Verdichtung aus dem Zustande des Dampfes in den der Flüssigkeit übergehen, oder es kann, da in diesem Falle die Flüssigkeit und der Dampf dieselbe Dichtigkeit haben, vermuthet werden, dass die Unterscheidungen, welche wir zwischen Flüssigkeiten und Dämpfen gewohnt sind zu machen, hier überhaupt ihren Sinn verloren haben.

Der vollständigen Antwort auf diese Frage sind wir um einen grossen Schritt näher getreten durch sehr interessante Versuche.

Im Jahre 1822 beobachtete M. Cagniard de la Tour ¹⁾ die Einwirkung einer hohen Temperatur auf Flüssigkeiten, die

¹⁾ Annales de Chimie, 2^{me} série, XXI. et XXII.

in Glasröhren eingeschlossen waren von einem nicht viel grösseren Volumen, als das der Flüssigkeiten selbst. Er fand, dass, wenn die Temperatur auf einen gewissen Punkt stieg, die Substanz, welche bis dahin theils flüssig, theils gasförmig gewesen war, plötzlich in ihrer ganzen Ausdehnung ein durchaus gleichmässiges Aussehen erhielt, ohne irgend eine sichtbare Trennungsfläche, oder irgend ein Anzeichen dafür, dass die Substanz in der Röhre theils in dem einen, theils in dem anderen Zustande sich befand.

Er schloss daraus, dass bei dieser Temperatur das Ganze gasförmig werde. Der richtige Schluss ist, wie Dr. Andrews bewiesen hat, der, dass die Eigenthümlichkeiten der Flüssigkeit und die des Dampfes sich continuirlich bis zur Aehnlichkeit nähern und dass über eine gewisse Temperatur hinaus die Eigenschaften der Flüssigkeit von denen des Dampfes nicht durch irgend einen sichtbaren Unterschied zwischen ihnen getrennt sind.

Im Jahre 1823, dem Jahre nach den Versuchen von Cagniard de la Tour, gelang es Faraday, verschiedene Substanzen, die bis dahin nur in gasförmigem Zustande bekannt waren, allein durch Druck flüssig zu machen; weiter dehnte derselbe 1826 unser Wissen über die Wirkung von Temperatur und Druck auf Gase ausserordentlich aus. Er meint, dass über eine gewisse Temperatur hinaus, welche wir mit Dr. Andrews die kritische Temperatur für die betreffende Substanz nennen können, keine Steigerung des Druckes die Erscheinung, welche wir Verdichtung nennen, hervorbringen kann, und er vermuthet, dass die Temperatur von -110° wahrscheinlich über der kritischen Temperatur für Sauerstoff, Wasserstoff und Stickstoff liegt.

Dr. Andrews untersuchte Kohlensäure unter verschiedenen Bedingungen des Druckes und der Temperatur, um die Beziehungen zwischen den flüssigen und den gasförmigen Zuständen festzustellen. Er kam zu dem Schluss, dass die gasförmigen und die flüssigen Zustände nur weitgetrennte Formen derselben Bedingungen der Materie sind und in einander

Der flüssige Zustand.

Bei den meisten Flüssigkeiten ist die Zusammendrückung, welche wir durch die Drucke, die wir auszuüben im Stande sind, hervorrufen, sehr klein. Beim Wasser z. B. erzeugt unter gewöhnlichen Temperaturverhältnissen die Anwendung eines Druckes gleich dem einer Atmosphäre eine Zusammendrückung um den 46 millionstel Theil des Volumens oder um 0.000046. Zeichnen wir daher ein Indicordiagramm für eine Flüssigkeit, so müssen die Volumänderungen auf einer viel grösseren Scala als bei Gasen dargestellt werden, wenn das Diagramm überhaupt in seinen einzelnen Zügen sichtbar sein soll. Der zweckmässigste Weg ist der, festzusetzen, dass die Linie OL nicht das ganze Volumen darstellt, sondern den Ueberschuss des Volumens über ein Tausend oder eine Million von den Einheiten, welche wir benutzen.

Es ist offenbar, dass die Beziehung zwischen Druck und Volumen einer jeden Substanz der Art sein muss, dass kein Druck, wie gross er auch sein mag, das Volumen auf Nichts reduciren kann. Daher können die Isothermen keine geraden Linien sein, denn eine gerade Linie muss, wie klein auch der Winkel sein mag, unter dem sie zu der Linie des Volumens O , d. i. OF geneigt ist, und wie weit sie auch von dieser entfernt ist, irgendwo doch dieselbe schneiden. Der begrenzte Umfang der Drucke, die wir hervorzubringen im Stande sind, verursacht in manchen Fällen eine so geringe Veränderung des Volumens, dass dieselbe nicht genügt, die Krümmung der Isothermen anzuzeigen. Wir können voraussetzen, dass letztere für den kleinen Theil, den wir im Stande sind zu beobachten, fast gerade Linien sind.

Die durch Erhöhung der Temperatur bewirkte Ausdehnung ist ebenso bei Flüssigkeiten viel geringer als bei Gasen.

Müssten wir daher das Indicordiagramm einer Flüssigkeit nach derselben Scala wie das eines Gases zeichnen, so würden die Isothermen aus einer Anzahl einander sehr naher,

beinahe verticaler Linien bestehen, die indess ein wenig gegen die Linie OF geneigt verlaufen.

Behalten wir indessen die Druckscala bei, vergrössern dagegen bedeutend die Volumscala, so werden die Isothermen mehr zu der Verticalen geneigt und weiter von einander entfernt sein, aber dennoch nahezu gerade Linien bleiben. Flüssigkeiten aber, welche sich dicht bei dem am Ende dieses Capitels beschriebenen kritischen Punkte befinden, sind mehr zusammen-drückbar, wie selbst ein Gas.

Der feste Zustand.

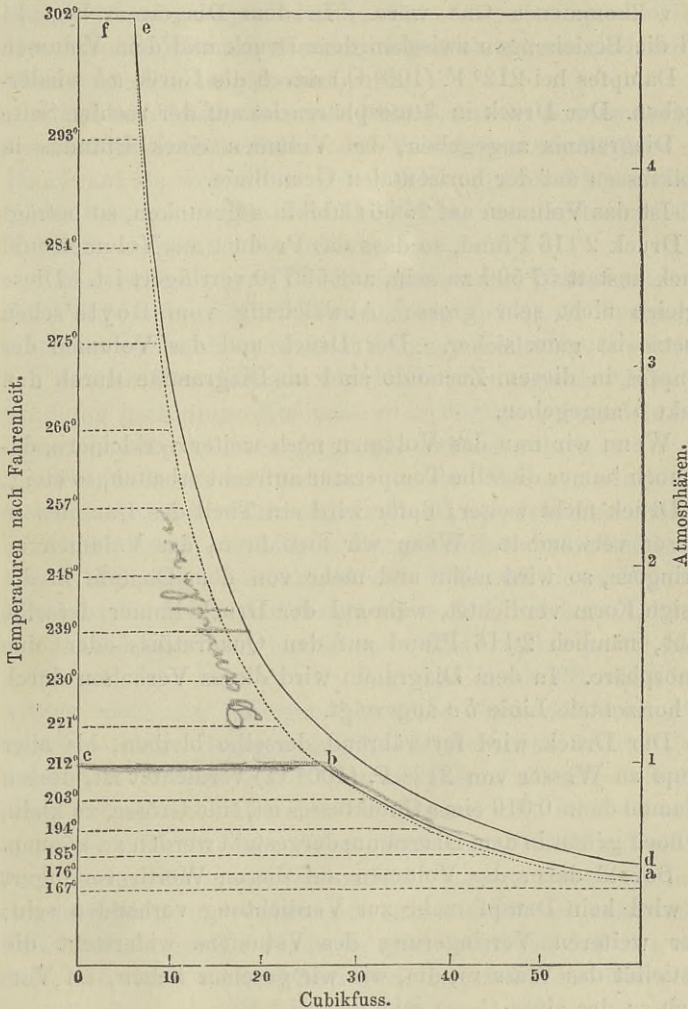
Bei festen Körpern ist die Zusammendrückbarkeit und die Ausdehnung durch Wärme im Allgemeinen geringer als bei Flüssigkeiten. Ihre Indicator diagramme werden daher im Grossen und Ganzen denselben Charakter wie die der Flüssigkeiten haben.

Indicator diagramm einer Substanz, die theils in flüssigem, theils in dampfförmigem Zustand sich befindet.

Nehmen wir an, ein Pfund Wasser sei in ein Gefäss gethan und auf eine gewisse Temperatur gebracht. Dieselbe sei 212° F. (100° C.) Mittelst eines Kolbens werde der Cubikinhalt des Gefässes grösser oder kleiner gemacht, während die Temperatur dieselbe bleibt. Wenn wir voraussetzen, dass das Gefäss ursprünglich sehr gross war, etwa 100 Cubikfuss enthält, und beständig auf 212° F. (100° C.) erhalten wird, so wird alles Wasser in Dampf verwandelt, welcher den Kessel füllt und einen Druck von ungefähr dem Gewichte von 575 Pfund auf den Quadratfuss ausübt. Drücken wir nun den Kolben herunter und bewirken dadurch eine Verringerung des Inhaltes des Kessels, so

wird der Druck fast in demselben Verhältniss steigen, in welchem das Volumen abnimmt, so dass das Product der Zahlen,

Fig. 14.



Isothermen für Dampf und Wasser.

welche das Volumen und den Druck angeben, fast constant bleiben wird. Ist indessen das Volumen um ein Beträchtliches

vermindert, so beginnt dieses Product sich zu verkleinern, das heisst also, der Druck nimmt nicht so stark zu, als es nach dem Gesetze von Boyle der Fall sein müsste, wenn der Dampf ein vollkommenes Gas wäre. In dem Diagramm Fig. 14 sind die Beziehungen zwischen dem Druck und dem Volumen des Dampfes bei 212° F. (100° C.) durch die Curve *ab* wiedergegeben. Der Druck in Atmosphären ist auf der rechten Seite des Diagramms angegeben, das Volumen eines Pfundes in Cubikfuss auf der horizontalen Grundlinie.

Ist das Volumen auf 26.36 Cubikfuss gesunken, so beträgt der Druck 2.116 Pfund, so dass das Product aus Volumen und Druck anstatt 57.500 zu sein, auf 55.770 verringert ist. Diese obgleich nicht sehr grosse Abweichung vom Boyle'schen Gesetze ist ganz sicher. Der Druck und das Volumen des Dampfes in diesem Zustande sind im Diagramme durch den Punkt *b* angegeben.

Wenn wir nun das Volumen noch weiter verkleinern, dabei noch immer dieselbe Temperatur aufrecht erhalten, so steigt der Druck nicht weiter; dafür wird ein Theil des Dampfes in Wasser verwandelt. Wenn wir fortfahren, das Volumen zu verringern, so wird mehr und mehr von dem Dampfe in die flüssige Form verdichtet, während der Druck immer derselbe bleibt, nämlich 2.116 Pfund auf den Quadratfuss oder eine Atmosphäre. In dem Diagramm wird dieses Verhalten durch die horizontale Linie *bc* angezeigt.

Der Druck wird fortwährend derselbe bleiben, bis aller Dampf zu Wasser von 212° F. (100° C.) verdichtet ist, dessen Volumen dann 0.016 eines Cubikfusses ist, eine Grösse, zu klein, um noch genau in dem Diagramm dargestellt werden zu können.

Sobald daher das Volumen auf diesen Werth verringert ist, wird kein Dampf mehr zur Verdichtung vorhanden sein; jeder weiteren Verringerung des Volumens widersteht die Elasticität des Wassers, die, wie wir gesehen haben, im Vergleich zu der eines Gases sehr gross ist.

Wir sind jetzt im Stande, die Isotherme für Wasser zu ziehen, welche der Temperatur 212° F. (100° C.) entspricht. Ist *V* sehr gross, so hat die Curve beinahe die Gestalt einer Hyperbel,

118·6° F. jedoch ist die Curve während ihres ganzen Verlaufes nach oben concav und weicht von der entsprechenden Linie eines vollkommenen Gases nur dadurch ab, dass sie etwas flacher ist; sie zeigt dadurch, dass bei allen gewöhnlichen Drucken das Volumen etwas geringer ist, als wie es durch das Gesetz von Boyle gefordert wird.

Bei der Temperatur von 48,1° C. hat die Kohlensäure alle Eigenschaften eines Gases; die Wirkungen von Wärme und Druck auf sie weichen von den Wirkungen auf ein vollkommenes Gas nur um Grössen ab, welche nur durch sorgfältige Versuche aufgefunden werden können.

Wir haben keinen Grund anzunehmen, dass irgend eine der Verdichtung ähnliche Erscheinung bei dieser Temperatur eintreten würde, wie gross auch der angewandte Druck sein mag.

In der That können wir durch eine eigenthümliche Behandlung gasförmige Kohlensäure in flüssige verwandeln ohne irgend einen plötzlichen Aggregatzustandswechsel.

Beginnen wir mit Kohlensäure von 15,5° C.; wir können dieselbe zunächst erwärmen, bis die Temperatur über 31,1° C., dem kritischen Punkte, ist. Dann erhöhen wir allmählig den Druck etwa auf 100 Atmosphären. Während dieses Processes tritt kein Zeichen von Flüssigwerden ein. Schliesslich kühlen wir die Substanz noch immer unter dem Druck von 100 Atmosphären bis auf 15,5° C. ab. Während dieses Processes kann wieder nicht die geringste plötzliche Zustandsänderung bemerkt werden, dagegen hat Kohlensäure von 15,5° C. und unter dem Drucke von 100 Atmosphären alle Eigenschaften einer Flüssigkeit. Bei der Temperatur von 15,5° C. selbst können wir Kohlensäure direct nicht ohne plötzliche Verdichtung in eine Flüssigkeit verwandeln; dagegen haben wir durch obigen Process, in welchem der Druck zuerst bei einer hohen Temperatur ausgeübt wurde, es dahin gebracht, dass die Substanz von einem unzweifelhaft gasförmigen Zustand übergehen muss in einen unzweifelhaft flüssigen Zustand ohne zu irgend einer Zeit eine plötzliche Veränderung wie bei der gewöhnlichen Verflüssigung durchzumachen.

Ich habe die Versuche von Dr. Andrews über Kohlen-

säure mit grösserer Breite beschrieben, weil sie den vollständigsten, bis jetzt gegebenen Einblick in die Beziehungen zwischen dem flüssigen und gasförmigen Zustand sowie in die Art und Weise gewähren, wie die Eigenschaften eines Gases ununterbrochen und unbemerkt in die einer Flüssigkeit verwandelt werden können.

Die kritischen Temperaturen der meisten gewöhnlichen Flüssigkeiten sind bedeutend höher als die der Kohlensäure; ihr Druck ist im kritischen Zustande sehr gross, so dass Versuche über den kritischen Zustand von gewöhnlichen Flüssigkeiten schwierig und gefährlich sind. Cagniard de la Tour schätzte die Temperatur und den Druck im kritischen Zustand wie folgt:

	Temperatur Celsius.	Druck Atmosphären.
Aether	187,5 ⁰	37,5
Alkohol	258,6 ⁰	119,0
Schwefelkohlenstoff	262,5 ⁰	66,5
Wasser	411,7 ⁰	—

Im Falle des Wassers war die kritische Temperatur so hoch, dass das Wasser die Glasröhre, in der es enthalten war, aufzulösen begann.

Die kritische Temperatur der sogenannten permanenten Gase ist wahrscheinlich ausserordentlich niedrig, so dass wir durch keine der bekannten Methoden einen Kältegrad hervorbringen können, genügend, um diese Gase in den flüssigen Zustand zu verdichten, selbst wenn wir jenen bei enormen Drucken zu erzeugen suchen.

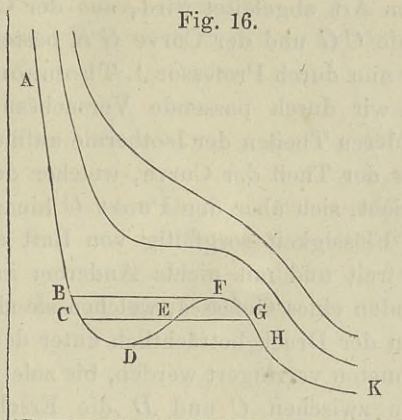
Es ist eine Muthmaassung von Professor James Thomson¹⁾, dass die Isothermen für Temperaturen unter der kritischen Temperatur nur anscheinend und nicht in Wirklichkeit unstetig sind und dass ihre wahre Gestalt in ihren allgemeinen Zügen etwa der Curve *ABCDEFHG HK* ähnlich sieht.

Die Eigenthümlichkeit dieser Linie ist die, dass zwischen den durch die horizontalen Linien *BF* und *DH* angegebenen Drucken jede horizontale Linie wie *CEG* die Curve in drei

¹⁾ Proceedings of the Royal Society, 1871, No. 130.

verschiedenen Punkten schneidet. Die Wortinterpretation dieses geometrischen Verhaltens würde die sein, dass die

Fig. 16.



Flüssigkeit bei diesem Druck und der Temperatur dieser Isotherme fähig ist in drei verschiedenen Zuständen zu existiren. Einer derselben, durch *C* angezeigt, entspricht augenscheinlich dem flüssigen Zustande. Ein anderer, durch *G* angezeigt, entspricht dem gasförmigen Zustande. Bei dem dazwischen liegenden Punkte *E* zeigt die Krümmung der Curve an, dass Volumen und Druck zu gleicher Zeit zunehmen und sich verringern.

Keine Substanz, welche diese Eigenschaft hat, kann in stabilem Gleichgewicht verharren, denn die kleinste Störung würde sie plötzlich in den flüssigen oder gasförmigen Zustand übergehen lassen. Wir müssen daher unsere Aufmerksamkeit nur auf die Punkte *C* und *G* heften.

In dem Capitel über Innere Energie werden wir nachweisen, dass an einer bestimmten Stelle der horizontalen Linie *CG* der Unterschied in der inneren Energie der Substanz in flüssigem und gasförmigem Zustande grösser ist als an jeder anderen Stelle auf derselben Isotherme. Bei dem durch diese horizontale Linie angezeigten Druck wird die Flüssigkeit im Gleichgewichte mit ihrem Dampfe stehen. Bei jedem grösseren Druck wird der Dampf, wenn er in Verbindung mit der Flüssigkeit ist, verdichtet werden; und bei kleineren Drucken wird

die Flüssigkeit, wenn sie in Verbindung mit ihrem Dampfe ist, verdunsten. Daher wird die Isotherme, wie sie aus Versuchen der gewöhnlichen Art abgeleitet wird, aus der Curve ABC der geraden Linie CG und der Curve GK bestehen.

Es ist aber nun durch Professor J. Thomson darauf hingewiesen, dass wir durch passende Versuchsanordnung die Existenz von anderen Theilen der Isotherme auffinden können. Wir wissen, dass der Theil der Curve, welcher dem flüssigen Zustande entspricht, sich über den Punkt C hinaus ausdehnt; denn wenn die Flüssigkeit sorgfältig von Luft und anderen Unreinheiten befreit und mit nichts Anderem in Berührung ist, als den Wänden eines Gefässes, welchen sie sich dicht anschliesst, so kann der Druck beträchtlich unter den durch den Punkt C bezeichneten verringert werden, bis zuletzt, bei einem gewissen Punkte zwischen C und D die Erscheinung des „Siedens mit Stossen“ beginnt, wie dieselbe Seite 29 beschrieben ist.

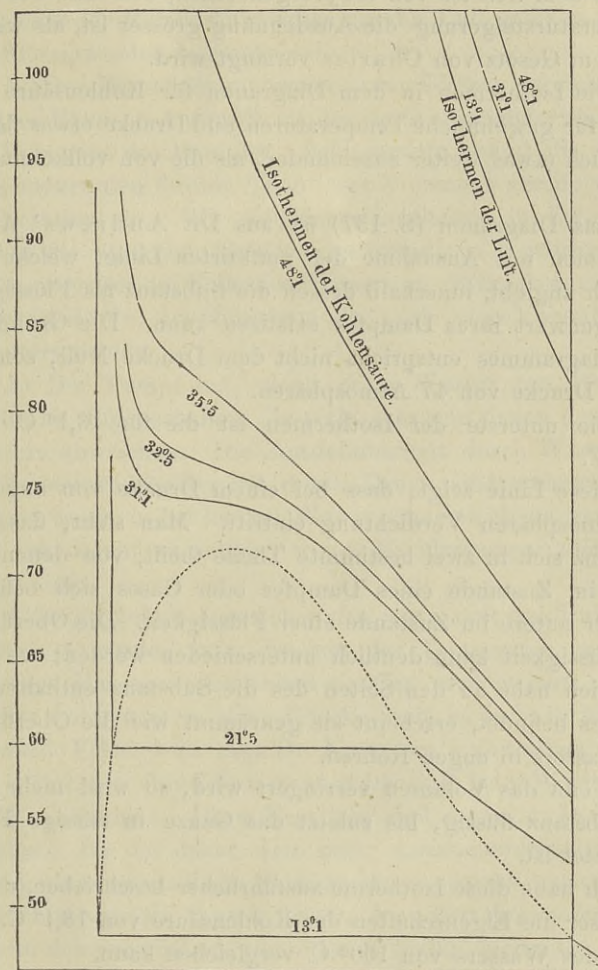
Wir wollen weiter die Substanz ganz im Zustande des Dampfes ins Auge fassen, wie derselbe durch den Punkt K angegeben wird; sie soll auf derselben Temperatur erhalten und allmählig zusammengedrückt werden, bis sie sich in dem durch den Punkt G angedeuteten Zustande befindet. Wenn dann irgend welche Tropfen der Flüssigkeit in dem Gefässe sind oder wenn letzteres der Verdichtung irgend welche Erleichterung bietet, so wird nun die Verdichtung beginnen. Sind solche Erleichterungen für die Verdichtung aber nicht vorhanden, so kann der Druck vermehrt und das Volumen vermindert werden, bis der Zustand des Dampfes derjenige ist, welcher durch den Punkt F dargestellt wird. Bei diesem Punkte muss Verdichtung eintreten, wenn dieselbe nicht schon früher begonnen hat¹⁾.

Die Existenz dieser Verschiedenheit in den Umständen der Verdichtung ist, wenn sie auch augenfällig wahrscheinlich ist, bis jetzt noch nicht durch Versuche festgestellt, ebenso wie das Vorhandensein der Verschiedenheit in den Umständen der

¹⁾ Siehe das Capitel über Capillarität.

übergehen können ohne Unterbrechung oder Continuitätsbruch ¹⁾).

Fig. 15.



Isothermen der Kohlensäure.

Kohlensäure ist eine Substanz, welche bei gewöhnlichen Temperaturen und Drucken als Gas bekannt ist. Die Messun-

¹⁾ Phil. Trans. 1869, p. 575.

gen von Regnault und Anderen zeigen, dass der Druck schneller zu-, das Volumen rascher abnimmt, als das von Gasen, welche dem Gesetze von Boyle gehorchen, und dass bei einer Temperatursteigerung die Ausdehnung grösser ist, als wie sie von dem Gesetz von Charles verlangt wird.

Die Isothermen in dem Diagramm für Kohlensäure sind daher für gewöhnliche Temperaturen und Drucke etwas flacher und auch etwas weiter auseinander, als die von vollkommenen Gasen.

Das Diagramm (S. 137) ist aus Dr. Andrews' Arbeit genommen mit Ausnahme der punktirten Linie, welche den Bereich angiebt, innerhalb dessen die Substanz als Flüssigkeit in Gegenwart ihres Dampfes existiren kann. Die Grundlinie des Diagrammes entspricht nicht dem Drucke Null, sondern einem Drucke von 47 Atmosphären.

Die unterste der Isothermen ist die für $13,1^{\circ}$ C. oder $55,6^{\circ}$ F.

Diese Linie zeigt, dass bei einem Drucke von ungefähr 47 Atmosphären Verdichtung eintritt. Man sieht, dass die Substanz sich in zwei bestimmte Theile theilt, von denen der obere im Zustande eines Dampfes oder Gases sich befindet und der untere im Zustande einer Flüssigkeit. Die Oberfläche der Flüssigkeit kann deutlich unterschieden werden; wo dieselbe sich nahe an den Seiten des die Substanz enthaltenden Gefässes befindet, erscheint sie gekrümmt wie die Oberfläche des Wassers in engen Röhren.

Wenn das Volumen verringert wird, so wird mehr von der Substanz flüssig, bis zuletzt das Ganze in flüssige Form verdichtet ist.

Ich habe diese Isotherme ausführlicher beschrieben, damit der Leser die Eigenschaften der Kohlensäure von $13,1^{\circ}$ C. mit denen des Wassers von 100° C. vergleichen kann.

1) Der Dampf hat, ehe die Verdichtung beginnt, Eigenschaften, welche beinahe, wenn auch nicht ganz, mit denen eines vollkommenen Gases übereinstimmen. Bei Kohlensäure ist das Volumen, gerade bevor die Verflüssigung beginnt, ein wenig mehr als Dreifünftel von dem eines vollkommenen Gases,

bei derselben Temperatur und demselben Druck. Die entsprechenden Isothermen für Luft sind in dem Diagramm auch angegeben; man kann an denselben sehen, um wie viel die Isotherme der Kohlensäure unter die der Luft gefallen ist, ehe das Flüssigwerden beginnt.

2) Der Dampf nimmt, wenn er zu Wasser verdichtet ist, weniger Raum in Anspruch als den sechszehnhundertsten Theil des Volumens des Dampfes. Andererseits nimmt die flüssige Kohlensäure den fünften Theil ihres Volumens gerade vor der Verdichtung ein. Wir sind daher im Stande, in diesem Diagramm die punktirte Linie der vollständigen Verdichtung zu ziehen, wogegen im Falle des Wassers ein Mikroskop erforderlich sein würde, um diese von der Linie vom Volumen Null zu unterscheiden.

3) Der Dampf hat, wenn er zu Wasser von 100° verdichtet ist, Eigenschaften, die nicht sehr von denen des kalten Wassers abweichen. Die Ausdehnbarkeit durch Wärme und die Zusammendrückbarkeit durch Druck sind wahrscheinlich etwas grösser als bei kaltem Wasser, aber nicht um genügend viel, um darauf zu achten, wenn die Messungen nicht sehr genau sind.

Flüssige Kohlensäure dehnt sich, wie zuerst von Thilorier beobachtet wurde, beim Steigen der Temperatur in einem grösseren Maasse aus als selbst ein Gas, und weicht, wie Dr. Andrews bewiesen, dem Drucke weit mehr, wie jede gewöhnliche Flüssigkeit. Aus Dr. Andrews's Versuchen ergibt sich weiter, dass ihre Zusammendrückbarkeit beim Wachsen des Druckes abnimmt. Diese Resultate sind sogar im Diagramm sichtbar. Sie ist daher weit mehr zusammendrückbar, wie irgend eine gewöhnliche Flüssigkeit; es ergibt sich aus den Versuchen von Andrews ferner, dass ihre Zusammendrückbarkeit sich vermindert, wenn das Volumen verringert wird.

Es geht also hieraus hervor, dass das Verhalten von flüssiger Kohlensäure unter der Einwirkung von Wärme und Druck sehr verschieden ist von dem der gewöhnlichen Flüssigkeiten und in mancher Hinsicht sich dem eines Gases nähert.

Untersuchen wir die nächste der Isothermen in dem

Diagramm, jene für $21,5^{\circ}$ C. oder $70,7^{\circ}$ F., so ist die Annäherung zwischen dem flüssigen und gasförmigen Zustande noch augenscheinlicher. Hier findet die Verdichtung bei einem Druck von ungefähr 60 Atmosphären statt und die Flüssigkeit nimmt nahezu ein Drittel des Volumens des Gases ein. Das ausserordentlich dichte Gas nähert sich in seinen Eigenschaften der ausserordentlich leichten Flüssigkeit. Doch bleibt noch eine bestimmte Trennungsfläche zwischen dem gasförmigen und flüssigen Zustande, wenn wir uns auch der kritischen Temperatur nähern. Diese kritische Temperatur wurde von Dr. Andrews auf $30,92^{\circ}$ C. oder $87,7^{\circ}$ F. bestimmt. Bei dieser Temperatur und bei einem Drucke von 73 bis 75 Atmosphären scheint Kohlensäure in dem kritischen Zustande zu sein. Keine Trennung zwischen Flüssigkeit und Dampf kann entdeckt werden; zu gleicher Zeit bewirkt indess eine sehr kleine Veränderung des Druckes eine solch grosse Veränderung der Dichtigkeit, dass schlierenförmige Bewegungen in der Röhre bemerkt werden, „die in vergrössertem Maassstabe den Erscheinungen gleichen, die sich während der Mischung von Flüssigkeiten von verschiedener Dichte zeigen oder denen beim Aufsteigen erhitzter Luft in kältere Schichten“.

Die Isotherme für $31,1^{\circ}$ C. oder 88° F. liegt über diesem kritischen Punkt. Während der ganzen Zusammendrückung befindet sich die Substanz in den verschiedenen Theilen der Röhre niemals in zwei verschiedenen Zuständen. Ist der Druck geringer wie 73 Atmosphären, so gleicht die Isotherme, obgleich bedeutend flacher als die eines vollkommenen Gases, derselben doch in ihrem allgemeinen Aussehen. Von 73 bis 75 Atmosphären nimmt das Volumen sehr rasch ab, aber durchaus nicht plötzlich; über diesen Druck hinaus verringert sich das Volumen in geringerem Maasse als bei einem vollkommenen Gase, doch noch bedeutend mehr wie bei den meisten Flüssigkeiten.

Bei den Isothermen von $32,5^{\circ}$ C. oder $90,5^{\circ}$ F. und von $35,5^{\circ}$ C. oder $95,9^{\circ}$ F. können wir noch eine leichte Zunahme der Zusammendrückbarkeit in der Nähe derselben Theile des Diagrammes beobachten; bei der Isotherme von $48,1^{\circ}$ C. oder

Verdampfung. Professor J. Thomson vermuthet, dass durch Untersuchung der Verdichtung, welche bei einer sehr raschen Ausdehnung des Dampfes in einem mit einem Dampfmantel versehenen Gefässe eintritt, die Existenz dieses Theiles der Isotherme nachgewiesen werden könnte.

Indessen kann der Zustand der Körper, wie er durch den Theil *DEF* der Isotherme dargestellt wird, niemals in einer homogenen Masse verwirklicht werden; denn die Substanz ist dann in einem wesentlich labilen Zustande, da der Druck zugleich mit dem Volumen wächst. Wir können daher keine experimentelle Gewissheit von der Existenz dieses Theiles der Curve erwarten, wenn nicht etwa, wie Professor J. Thomson vermuthet, dieser Zustand der Körper in irgend einem Theile der dünnen, oberflächlichen Uebergangsschicht zwischen der Flüssigkeit und ihrem eigenen Gase existiren mag, in welchen Theilen die Erscheinungen der Capillarität eintreten.

Siebentes Capitel.

Ueber die Eigenschaften einer Substanz, wenn verhindert ist, dass Wärme ein- oder austritt.

Bis dahin haben wir die Eigenschaften einer Substanz betrachtet nur in Hinsicht auf das Volumen, welches ein Kilogramm derselben einnimmt, auf den Druck, der auf jeden Quadratmeter oder Quadratcentimeter wirkt, und auf die Temperatur, welche wir als constant vorausgesetzt haben. Wir nahmen an, dass die Temperatur durch ein Thermometer gemessen ist; wir begnügten uns mit der Annahme, dass, wenn um den Zustand des Körpers zu ändern, letzterem Wärme zugeführt oder ihm entzogen werden musste, dieses in der That bewirkt wurde, ohne dass wir weiter der in jedem Falle erforderlichen Menge von Wärme irgend welche Aufmerksamkeit gezollt hätten. Für die thatsächliche Messung solcher Wärmemengen müssen wir die Methoden anwenden, welche wir in dem Capitel über Calorimetrie beschrieben haben, oder andere, die mit diesen gleichwerthig sind. Ehe wir aber auf diese Betrachtungen eingehen, müssen wir den sehr wichtigen Fall untersuchen, in welchem die stattfindenden Veränderungen bewirkt werden ohne einen Uebergang von Wärme von aussen in die Substanz oder aus dieser auf andere Körper.

Um die Darstellung wissenschaftlicher Thatsachen mit geistigen, leicht zu bildenden Vorstellungen zu verbinden,

welche diese Darstellungen in einer uns immer zum Gebrauche gegenwärtigen Form bewahren, wollen wir voraussetzen, dass die Substanz in einem durch einen Kolben geschlossenen Cylinder enthalten ist, und dass beide, sowohl Kolben wie Cylinder, vollkommen undurchdringlich für Wärme sind, so dass nicht nur allein die Wärme verhindert ist zu entweichen oder einzudringen, indem dieselbe sich etwa ganz durch den Cylinder oder Kolben hindurchbewegt, sondern dass auch keine Wärme von der eingeschlossenen Substanz an die Materie des Cylinders oder des Kolbens selbst abgegeben werden kann.

In der Natur existirt keine für Wärme vollkommen undurchdringliche Substanz, so dass die Vorstellung, welche wir uns bildeten, niemals vollständig verwirklicht werden kann; es ist indess in jedem besonderen Falle immer möglich, dafür zu sorgen, dass Wärme weder in die Substanz eingetreten ist, noch dieselbe verlässt, wenn auch die Methoden, durch welche dieses geleistet wird und die Einrichtungen, durch welche die Bedingung erfüllt wird, immer complicirt sind. Bei der gegenwärtigen Untersuchung würde es nur unsere Aufmerksamkeit von den wichtigsten Thatsachen abziehen, wenn wir die Einzelheiten von physikalischen Untersuchungen beschreiben wollten. Wir behalten uns daher jede Beschreibung wirklicher Versuchsmethoden vor, bis wir dieselben im Zusammenhange mit den Grundsätzen, auf welche sie gebaut sind, erklären können. Bei der Auseinandersetzung dieser Grundsätze machen wir von den zweckmässigsten Vorstellungen Gebrauch, ohne anzunehmen, dass diese physikalisch möglich sind.

Wir setzen also voraus, dass die Substanz sich in einem Cylinder befindet, dass ihr Volumen und Druck durch einen Kolben geregelt und gemessen worden, und dass während der Veränderung von Volumen und Druck Wärme weder in die Substanz eintritt noch aus ihr austritt.

Um die Beziehung zwischen dem Volumen und dem Drucke darzustellen, nehmen wir an: eine Curve werde auf dem Indicator-Diagramm während der Bewegung des Kolbens gezogen, gerade wie in dem Falle der vorher beschriebenen Isothermen. Der einzige Unterschied ist der, dass, während bei

den Isothermen die Substanz immer auf ein und derselben Temperatur erhalten wurde, in dem jetzigen Falle keine Wärme in die Substanz eintreten oder aus ihr heraustreten kann, was, wie wir sehen werden, eine Bedingung ganz anderer Art ist.

Die Linie, welche in dem letzten Falle in dem Indicator-Diagramm gezogen wurde, hat von Professor Rankine den Namen „adiabatische Linie“ erhalten, weil sie durch die Bedingung bestimmt ist, dass keine Wärme durch das die Substanz enthaltende Gefäss hindurchgehen (*διαβαλνειν*) kann.

Weil die Eigenschaften der unter dieser Bedingung stehenden Substanz vollständig durch die adiabatischen Linien der letzteren bestimmt sind, so wird es dazu beitragen, uns diese Eigenschaften verständlich zu machen, wenn wir dieselben an dem Verlaufe der entsprechenden Züge der adiabatischen Linie aufsuchen.

Zunächst ist zu beachten, dass, wenn das Volumen sich verringert, der Druck in allen Fällen wächst. In der That, wenn unter irgend welchen Umständen der Druck sich zugleich mit dem Volumen verminderte, so würde die Substanz in einem labilen Zustande sein und würde entweder zusammenfallen oder explodiren, bis sie eine Beschaffenheit erhielte, in welcher der Druck zunimmt, wenn das Volumen abnimmt.

Daher neigt sich in dem Indicator-Diagramm, wie wir dasselbe angenommen haben, die adiabatische Linie abwärts von der Linken zur Rechten.

Wächst der Druck fortwährend bis zum höchsten Druck, den wir hervorbringen können, so verringert sich das Volumen beständig, aber in immer langsamerem Tempo, so dass wir nicht sagen können, ob ein Grenzvolumen vorhanden ist oder nicht, in der Art, dass kein noch so grosser Druck die Substanz auf ein kleineres Volumen zusammendrücken kann.

Wir können in der That die Linien aufwärts nicht über eine gewisse Entfernung hinausziehen, und daher können wir nichts über den oberen Theil derselben sagen, ausgenommen das, dass sie sich von der Drucklinie nicht wieder abwenden können, weil in diesem Falle das Volumen zu gleicher Zeit mit dem Drucke wachsen würde.

Wenn wir andererseits annehmen, dass der Kolben herausgezogen wird, so dass das Volumen sich vergrössern kann, so wird der Druck sich verkleinern.

Ist die Substanz in gasförmigem Zustande oder nimmt sie diesen während des Processes an, so wird dieselbe auf den Kolben fortwährend einen Druck ausüben, wenn das Volumen auch ausserordentlich anwächst; wir haben keinen experimentellen Grund zu der Annahme, dass der Druck jemals auf Nichts reducirt sein wird, auf wie gross auch das Volumen anwachsen mag. Für gasförmige Körper dehnen sich daher die Linien unendlich weit in der Richtung der Linie des Volumens aus, sich dieser beständig nähernd, aber sie nie erreichend.

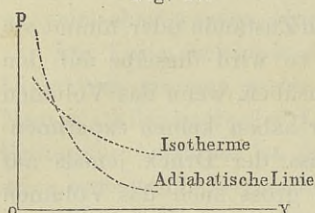
In Hinsicht der Substanzen, die nicht ursprünglich in gasartiger Form sich befinden, weiss man von einigen, dass sie diese Form annehmen, wenn der Druck hinreichend verringert ist; wir können weiter als nachgewiesen annehmen, dass wir kein Anzeichen dafür haben, dass irgend welche Substanz, wie fest und wie kalt sie auch sein mag, sich nicht früher oder später in den Raum durch eine Art von Verdampfung zerstreuen würde, wenn kein äusserer Druck auf sie lastet.

Der Geruch, an welchem Metalle, wie Eisen und Kupfer erkannt werden, ist als ein Zeichen angeführt, dass augenscheinlich feste Körper beständig Theile von sich selbst in sehr verdünnter Form aussenden; wenn wir in diesen Fällen nur noch den Geruch als Mittel haben, die ausgesandten Theile zu erkennen, so können wir in anderen Fällen auch dieses Beweises durch den Umstand beraubt sein, dass die ausgesandten Theile unsere Geruchsnerven überhaupt nicht angreifen.

Mag dieses nun sein, wie es will, es giebt manche Substanzen, deren Druck ganz aufzuhören scheint, wenn das Volumen einen bestimmten Werth erreicht hat. Ueber dieses hinaus ist der Druck, wenn er überhaupt existirt, viel zu klein, um gemessen zu werden. Man kann daher ohne merkbaren Irrthum annehmen, dass die Linien solcher Substanzen die Linie der Volumina innerhalb der Grenzen des Diagrammes treffen.

Das Nächste, was in Betreff der adiabatischen Linien zu beachten wäre, ist das, dass dieselben dort, wo sie die Isothermen schneiden, immer unter einem

Fig. 17.



grösseren Winkel gegen die horizontale Linie der Volumina geneigt sind als die betreffende Isotherme.

In anderen Worten: es ist, um das Volumen einer Substanz um einen gegebenen Betrag zu verringern, eine grössere Zunahme des

Druckes nothwendig, wenn verhindert ist, dass die Substanz Wärme aufnimmt oder verliert, als wenn dieselbe auf einer constanten Temperatur erhalten wird.

Dies ist ein Beispiel von dem allgemeinen Grundsatz, dass, wenn der Zustand eines Körpers auf irgend eine Weise durch Anwendung einer Kraft in irgend einer Form verändert wird und wenn in dem einen Falle der Körper einem Zwange unterworfen, während er in einem anderen Falle frei von diesem Zwange ist, aber in jeder anderen Hinsicht unter gleichen Umständen sich befindet, dass dann, wenn während der Veränderung der Körper Vortheil von dieser Freiheit zieht, weniger Kraft erforderlich ist um die Veränderung hervorzubringen, als wenn der Körper dem Zwange unterworfen ist.

In dem uns vorliegenden Falle können wir annehmen, dass die Bedingung einer constanten Temperatur dadurch erfüllt wird, dass wir den Cylinder aus einer Substanz machen, welche ein vollkommener Wärmeleiter ist, und ihn umgeben mit einem grossen Bade einer Flüssigkeit, welche ebenfalls ein vollkommener Wärmeleiter ist und eine so grosse Wärmecapacität hat, dass alle Wärme, die sie von der Substanz im Cylinder erhält oder an dieselbe abgibt, nicht merklich ihre Temperatur ändert.

Der Cylinder ist in diesem Falle im Stande die Substanz in sich festzuhalten, weil dieselbe nicht durch die Wände des Cylinders entweichen kann; aber er ist nicht im Stande die Wärme der Substanz festzuhalten, welche durch die Wände des Cylinders frei ein- und ausgehen kann.

Setzen wir nun voraus, dass die Wände des Cylinders vollkommene Nichtleiter für Wärme werden, so bleibt Alles dasselbe, ausgenommen, dass es der Wärme nicht länger freisteht, in den Cylinders ein- und aus ihm herauszutreten.

Wenn in dem ersten Falle die Bewegung des Kolbens Anlass zu irgend einer Bewegung der Wärme durch die Wände hindurch giebt, so wird in dem zweiten Falle, wo die letztere Bewegung verhindert ist, mehr Kraft erforderlich sein, um eine bestimmte Bewegung des Cylinders hervorzubringen wegen des grösseren Zwanges des Systems, auf welches die Kraft wirkt.

Hieraus können wir die Wirkung herleiten, welche die Zusammendrückung einer Substanz auf die Temperatur der letzteren hat, wenn verhindert ist, dass Wärme in dieselbe eintritt oder sie verlässt.

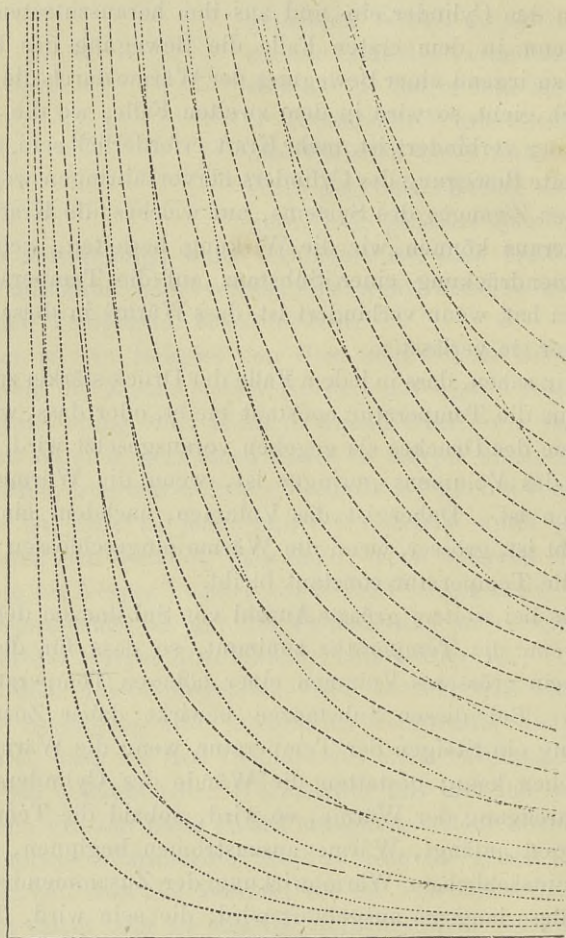
Wir sahen, dass in jedem Falle der Druck stärker zunimmt, als wenn die Temperatur constant bleibt, oder dass, wenn die Zunahme des Druckes als gegeben vorausgesetzt wird, die Abnahme des Volumens geringer ist, wenn die Wärme eingeschlossen ist. Daher ist das Volumen, nachdem ein Druck ausgeübt ist, grösser, wenn die Wärme eingeschlossen ist, als wenn die Temperatur constant bleibt.

Die bei weitem grösste Anzahl von Substanzen dehnt sich aus, wenn die Temperatur zunimmt, so dass für denselben Druck ein grösseres Volumen einer höheren Temperatur entspricht. Bei diesen Substanzen bewirkt daher Zusammendrückung ein Steigen der Temperatur, wenn die Wärme nicht entweichen kann; gestatten die Wände des Cylinders indess den Durchgang der Wärme, so wird, sobald die Temperatur zu steigen anfängt, Wärme auszuströmen beginnen, so dass die hauptsächlichste Wärmewirkung der Zusammendrückung, wenn diese langsam ausgeführt wird, die sein wird, dass die Substanz etwas von ihrer Wärme abgibt. Die Isothermen und adiabatischen Linien für Luft sind in Fig. 18 (a. f. S.) gezeichnet. Die adiabatischen Linien sind mehr gegen die Horizontale geneigt wie die Isothermen.

Indessen giebt es gewisse Substanzen, welche sich zusammenziehen, anstatt sich auszudehnen, wenn ihre Temperatur

152 ADIABATISCHE LINIEN. — WIRKUNG DES DRUCKES
wächst. Wird Druck auf diese Substanzen ausgeübt, so ist
die verursachte Zusammendrückung, wie im vorigen Falle,

Fig. 18.



Thermische Linien für Luft.

Isothermen — — — — —

Adiabatische

geringer, wenn ein Wärmeströmen verhindert ist, als wenn
die Temperatur constant erhalten wird. Daher ist das Volu-

men nach der Ausübung des Druckes, wie vorher, grösser, wenn die Temperatur constant bleibt; indess folgt, da bei diesen Substanzen einer Zunahme des Volumens ein Sinken der Temperatur entspricht, hieraus, dass dieselben durch Zusammendrückung abgekühlt anstatt erhitzt werden, und dass, wenn die Wände des Cylinders den Durchgang von Wärme zulassen, dieselbe von Aussen einströmen wird, um das Temperaturgleichgewicht wieder herzustellen.

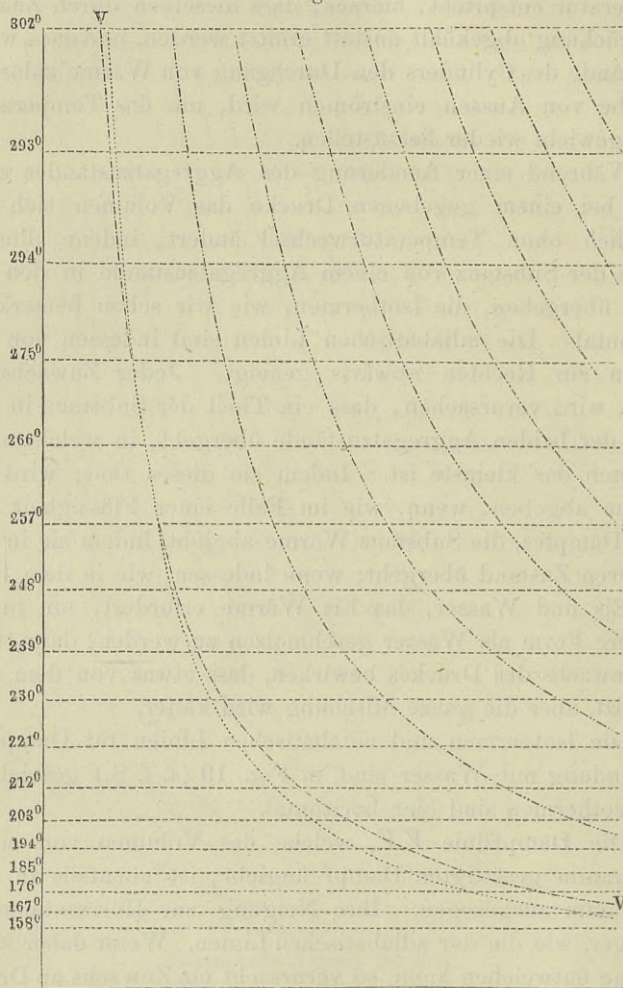
Während einer Aenderung des Aggregatzustandes sind, wenn bei einem gegebenen Drucke das Volumen sich beträchtlich ohne Temperaturwechsel ändert, indem allmählig Theile der Substanz von einem Aggregatzustande in den anderen übergehen, die Isothermen, wie wir schon bemerkten, horizontal. Die adiabatischen Linien sind indessen von der Linken zur Rechten abwärts geneigt. Jeder Zuwachs an Druck wird verursachen, dass ein Theil der Substanz in den einen der beiden Aggregatzustände übergeht, in welchem ihr Volumen das kleinste ist. Indem sie dieses thut, wird sie Wärme abgeben, wenn, wie im Falle einer Flüssigkeit und ihres Dampfes, die Substanz Wärme abgibt, indem sie in den dichteren Zustand übergeht; wenn indessen, wie in dem Falle von Eis und Wasser, das Eis Wärme erfordert, um in die dichtere Form als Wasser geschmolzen zu werden, dann wird ein Zuwachs des Druckes bewirken, dass etwas von dem Eise schmilzt, aber die ganze Mischung wird kälter.

Die Isothermen und adiabatischen Linien für Dampf in Verbindung mit Wasser sind in Fig. 19 (a. f. S.) gezeichnet. Die Isothermen sind hier horizontal.

Die Dampflinie VV , welche das Volumen von einem Kilogramm gesättigten Dampf angiebt, ist ebenfalls in dem Diagramm ausgezogen. Ihre Neigung zur Horizontalen ist geringer, wie die der adiabatischen Linien. Wenn daher keine Wärme entweichen kann, so verursacht ein Zuwachs an Druck, dass etwas von dem Wasser Dampf wird, eine Verminderung des Druckes bewirkt, dass etwas von dem Dampfe sich zu Wasser verdichtet. Dieses Resultat wurde zuerst von Clausius und Rankine abgeleitet.

Mit Hülfe von Diagrammen der Isothermen und der adiabatischen Linien können, wie wir in dem folgenden Capitel

Fig. 19.



Thermische Linien für Dampf und Wasser.

Isothermen — — — — —
 Adiabatische — — — — —
 Dampflinie VV

zeigen werden, die thermischen Eigenschaften einer Substanz vollkommen bestimmt werden. Als wissenschaftliche Methode ist diese Art, die Eigenschaften einer Substanz darzustellen, die bei Weitem beste; es sind indessen, um die Diagramme auslegen zu können, einige Kenntnisse aus der Thermodynamik nothwendig. Als ein blosses Hilfsmittel für den Leser, um die Eigenschaften einer Substanz im Gedächtniss zu behalten, kann die folgende Methode, die Veränderungen des Volumens und der Temperatur bei einem constanten Druck zu zeichnen, wohl als nützlich befunden werden, wenn dieselbe auch ganz von den wissenschaftlichen Verdiensten entblösst ist, welche die Indicator-Diagramme so unschätzbar in der Erforschung wissenschaftlicher Erscheinungen gemacht haben.

Das Diagramm auf Seite 156 stellt die Wirkung der Zufuhr von Wärme dar, die einem Kilogramm Eis von -20° C. mitgetheilt wird. Die Menge der dem Eise zugeführten Wärme ist durch die Strecke angezeigt, welche längs der mit „Wärmeeinheiten“ bezeichneten Grundlinie gemessen wird. Das Volumen der Substanz ist durch die Länge der zur Grundlinie Senkrechten von der Grundlinie an bis zum Durchschnitt mit der „Linie der Volumina“ gegeben; die Temperatur wird dargestellt durch die Länge derselben Senkrechten bis zum Durchschnitt mit der punktirten „Linie der Temperatur“.

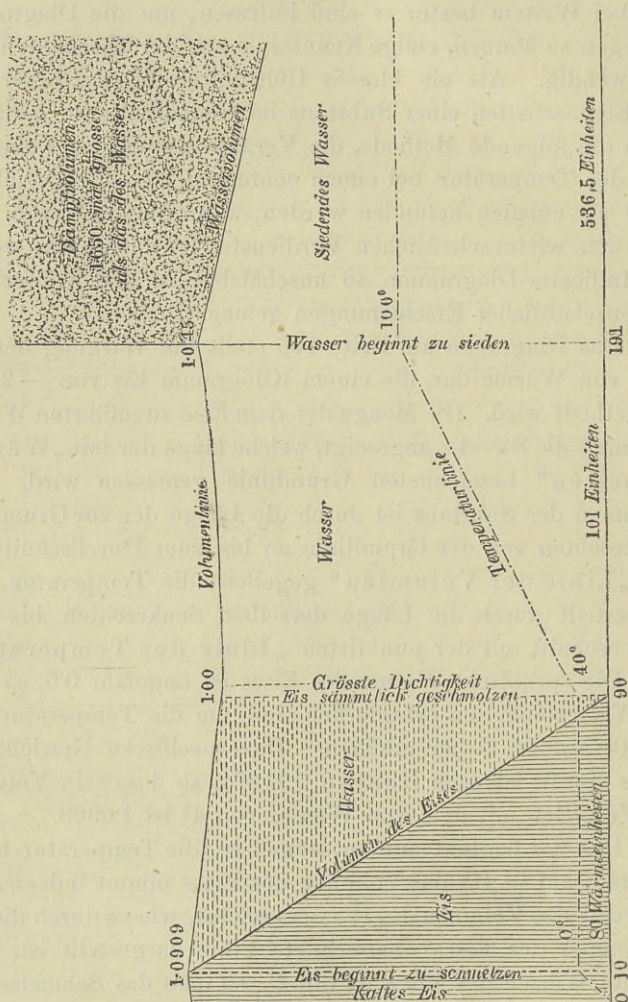
Die specifische Wärme des Eises ist ungefähr 0.5, so dass 10 Wärmeeinheiten erforderlich sind, um die Temperatur von -20° auf 0° C. zu erhöhen. Das specifische Gewicht des Eises von 0° ist nach Bunsen 0.91674, so dass sein Volumen im Vergleich mit dem von Wasser von 4° ist 1.0908.

Das Eis beginnt nun zu schmelzen, die Temperatur bleibt constant auf 0° C.; das Volumen des Eises nimmt indessen ab, während das Volumen des Wassers wächst, wie es durch die mit „Volumen des Eises“ bezeichnete Linie dargestellt ist. Die latente Wärme des Eises ist 80° C., so dass das Schmelzen so lange andauert, bis 80 Wärmeeinheiten der Substanz zugeführt sind und dann das Ganze in Wasser von 0° C. verwandelt ist.

Das Volumen des Wassers von 0° C. ist nach M. Despretz 1.000127. Die specifische Wärme desselben ist bei

dieser Temperatur ein wenig grösser als die Einheit, sie ist gerade gleich 1 bei 4° C.; wenn die Temperatur steigt, so

Fig. 20.



wächst die spezifische Wärme, so dass Wasser bei der Erwärmung von 0° C. auf 100° C. 101 Wärmeeinheiten anstatt 100 erfordert. Das Volumen des Wassers vermindert sich, wenn

die Temperatur von 0° auf 4° steigt, wo es genau gleich 1 ist. Dann aber dehnt sich das Wasser wieder aus, zuerst langsam, mit steigender Temperatur aber immer schneller, bis bei 100° C. das Volumen des Wassers 1.04315 ist.

Fahren wir fort dem Wasser Wärme zuzuführen, so beginnt es zu kochen, wenn der Druck noch der der Atmosphäre bleibt. Durch jede Wärmeeinheit wird der Fünfhundert sechs und dreissigste und ein halber Theil eines Kilogramm Wassers fortgekocht und in Dampf verwandelt, dessen Volumen ungefähr 1700mal so gross wie das des Wassers ist, aus welchem er gebildet wurde. Das Diagramm müsste auf ein grösseres Blatt Papier ausgedehnt werden, um den ganzen Process des Verkochens des Wassers darzustellen. Dieser Process würde 536.5 Wärmeeinheiten erfordern, so dass die ganze Grundlinie etwa 23.9 Centimeter lang sein würde. Bei diesem Punkte würde alles Wasser verkocht sein und der Dampf ein Volumen annehmen, das 1700mal so gross wie das des Wassers ist. Die verticale Linie in dem Diagramm, welche das Volumen des Dampfes angiebt, würde 83.30 Centimeter oder 8.33 Meter lang sein. Die Temperatur würde dabei aber immer noch 100° C. bleiben. Fahren wir fort dem Dampfe Wärme zuzuführen, aber immer noch unter Atmosphärendruck, so wird die Temperatur jenes in einer vollkommen gleichmässigen Weise steigen und zwar um 2.08° C. für jede Wärmeeinheit, da die specifische Wärme des Dampfes 0.4805 ist.

Das Volumen des überhitzten Dampfes wächst auch in regelmässiger Weise; dasselbe ist proportional der absoluten Temperatur des Dampfes von -533° C. an gerechnet.

Achtes Capitel.

Ueber Wärmemaschinen.

Der einzige Gebrauch, den wir bis dahin von dem Indicator-Diagramm gemacht haben, war der, die Beziehung zwischen dem Volumen und dem Druck einer bestimmten Wärmebedingungen ausgesetzten Substanz auseinanderzusetzen. Die Bedingung, dass die Temperatur constant bleiben soll, gab uns die Isothermen, die Bedingung, dass keine Mittheilung von Wärme geschieht, die adiabatischen Linien. Wir haben nun die Anwendung derselben Methode auf Messungen von Wärmemengen und die Mengen von mechanischer Arbeit zu betrachten.

Auf S. 118 wurde gezeigt, dass, wenn der Schreibstift des Indicators sich von B nach C bewegt, dieses anzeigt, dass das Volumen der Substanz von Ob auf Oc angewachsen ist, unter einem Drucke, der ursprünglich Bb und am Ende Cc war.

Die durch den Druck der Substanz wider den Kolben während dieser Bewegung geleistete Arbeit wird durch die Fläche $BcCb$ dargestellt; weil das Volumen während des Processes zunimmt, so ist es die Substanz, welche Arbeit auf den Kolben ausübt und nicht der Kolben, welcher Arbeit gegen die Substanz leistet.

In Wärmemaschinen gewöhnlicher Construction, wie bei den Dampf- und Heissluftmaschinen, hängt die Form des

Weges, welchen der Schreiftift macht, ab von den mechanischen Einrichtungen der Maschine, wie z. B. von dem Oeffnen und Schliessen der Ventile, welche den Dampf ein- oder auslassen.

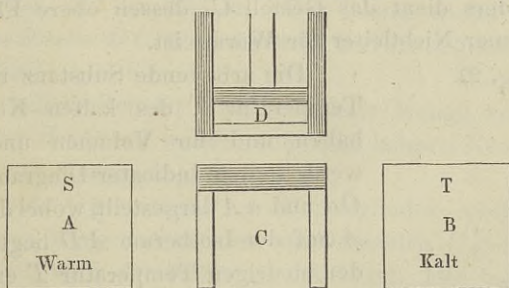
Zum Zwecke einer wissenschaftlichen Erläuterung und um klare Einblicke in die dynamische Theorie der Wärme zu erhalten, wollen wir indessen die Arbeitsweise einer Maschine von einer ganz imaginären Art beschreiben — einer solchen, welche allerdings unmöglich zu construiren, aber sehr leicht zu verstehen ist.

Diese Maschine wurde erfunden von Sadi Carnot und beschrieben in dessen Werk: „Réflexions sur la Puissance motrice du Feu“, veröffentlicht 1824. Sie wird aus Gründen, die wir später erklären werden „Carnot's umkehrbare Maschine“ genannt.

Alle mit dieser Maschine verbundenen Einrichtungen sind zum Zwecke der Erklärung erfunden und nicht bestimmt, um irgend etwas in der Arbeitsweise einer wirklichen Maschine darzustellen.

Carnot selbst war ein Anhänger der Lehre von der materiellen Natur der Wärme und wurde in Folge davon zu einer

Fig. 21.



irrigen Berechnung der Wärmemengen geführt, welche in die Maschine ein- und aus ihr heraustreten müssen. Da unser Zweck es ist, die Theorie der Wärme verstehen zu lernen und nicht einen historischen Abriss derselben zu geben, so wollen wir selbst den wichtigen Schritt benutzen, den Carnot machte,

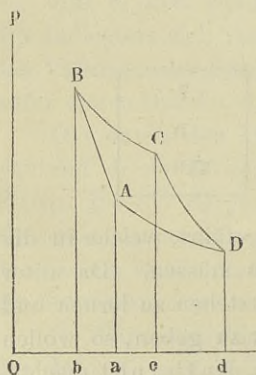
während wir die Irrthümer, in welche er verfiel, zu vermeiden suchen.

D möge die arbeitende Substanz sein, welche irgend eine Substanz sein kann, welche auf irgend eine Weise von Wärme beeinflusst wird. Der Bestimmtheit halber wollen wir indessen voraussetzen, dass es entweder Luft oder Dampf, oder theils Dampf, theils condensirtes Wasser von derselben Temperatur ist.

Die arbeitende Substanz ist in einem mit einem Kolben verschlossenen Cylinder enthalten. Die Wände des Cylinders und des Kolbens setzen wir als vollkommene Nichtleiter für Wärme voraus, der Boden des Cylinders soll aber ein vollkommener Wärmeleiter sein und eine so geringe Wärmecapacität besitzen, dass der zu seiner Temperaturerhöhung nöthige Wärmebetrag ganz ausser Rechnung gelassen werden kann. Es wird angenommen, dass jede Mittheilung von Wärme zwischen der arbeitenden Substanz und den Gegenständen ausserhalb des Cylinders nur durch diesen leitenden Boden stattfindet, und dass die Messung der Wärmemengen geschieht, wenn diese durch den Boden hindurchgehen.

A und B sind zwei Körper, deren Temperaturen constant gehalten werden. A wird immer heiss auf der Temperatur S gehalten und B kalt auf der Temperatur T . Zum Aufsetzen des Cylinders dient das Gestell C , dessen obere Fläche ein vollkommener Nichtleiter für Wärme ist.

Fig. 22.



Die arbeitende Substanz möge die Temperatur T des kalten Körpers B haben und ihr Volumen und Druck werde in dem Indicator-Diagramm durch Oa und aA dargestellt, wobei der Punkt A auf der Isotherme AD liegt, welche der niedrigen Temperatur T entspricht.

„Erste Operation“. — Wir setzen nun den Cylinder auf das nichtleitende Gestell C , so dass keine Wärme entweichen kann, und drücken dann den Kolben nieder, um das Volumen der Substanz zu verkleinern. Da keine

Wärme entweichen kann, steigt die Temperatur; die Beziehung zwischen Volumen und Druck wird in jedem Momente durch den Schreibstift angegeben, welcher die adiabatische Linie AB zieht.

Wir fahren in diesem Processe fort, bis die Temperatur auf S , die des warmen Körpers A , gestiegen ist. Während dieses Processes haben wir nun eine Summe Arbeit auf die Substanz ausgeübt, welche durch die Fläche $ABba$ ausgedrückt ist. Wird Arbeit negativ gerechnet, wenn dieselbe auf die Substanz ausgeübt wird, so müssen wir die in der ersten Operation aufgewandte Arbeit negativ rechnen.

„Zweite Operation.“ — Wir bringen jetzt den Cylinder auf den heissen Körper A und lassen den Kolben allmählig steigen. Die unmittelbare Wirkung der Ausdehnung der Substanz ist die, dass die Temperatur sinkt; sobald diese indess zu fallen beginnt, strömt Wärme von dem heissen Körper A durch den vollkommen leitenden Boden ein und verhindert, dass die Temperatur unter die Temperatur S fällt.

Die Substanz wird sich daher bei der Temperatur S ausdehnen; der Griffel zieht die Linie BC , welche eine der oberen Temperatur S entsprechenden Isothermen ist.

Während dieses Vorganges thut die Substanz Arbeit durch ihren Druck auf den Kolben. Der Betrag dieser Arbeit ist durch die Fläche $BCab$ dargestellt und muss positiv gerechnet werden.

Zur selben Zeit ist eine bestimmte Menge von Wärme, welche wir H nennen wollen, von dem heissen Körper A auf die Substanz übergegangen.

„Dritte Operation.“ — Der Cylinder wird nun von dem heissen Körper A auf den nichtleitenden C gebracht und dem Kolben dann das Aufsteigen gestattet. Der Indicatorstift wird nun die adiabatische Linie CD ziehen, weil keine Mittheilung von Wärme stattfinden kann; die Temperatur wird während dieses Vorganges fallen. Ist die Temperatur bis auf T , die des kalten Körpers, gesunken, so soll die Operation eingehalten werden. Der Stift wird dann in D angekommen sein, einem Punkte auf der Isotherme für die niedrige Temperatur T .

Die von der Substanz während dieses Vorganges geleistete Arbeit ist durch die Fläche $CDdc$ dargestellt und positiv zu rechnen.

„Vierte Operation.“ — Der Cylinder wird auf den kalten Körper B gesetzt. Er hat dieselbe Temperatur wie B , so dass kein Uebergang von Wärme stattfindet. Sobald wir aber anfangen den Kolben niederzudrücken, strömt Wärme von der arbeitenden Substanz auf B , so dass die Temperatur während der Operation merklich gleich T bleibt. Der Kolben muss niedergedrückt werden, bis er den Punkt erreicht hat, bei welchem die erste Operation begann; weil die Temperatur dann auch dieselbe wie im Anfange ist, so wird der Druck ebenfalls derselbe wie im Anfange sein. Die arbeitende Substanz ist daher nach diesen vier Operationen genau in ihren Anfangszustand zurückgekehrt, sowohl in Bezug auf Volumen, als auf Druck und Temperatur.

Während der vierten Operation, in welcher der Stift den Theil DA der Isotherme für die niedrige Temperatur zeichnet, leistet der Kolben Arbeit gegen die Substanz. Der Werth derselben muss also negativ gesetzt werden; er wird dargestellt durch die Fläche $DAad$.

Zu derselben Zeit strömt eine gewisse Menge von Wärme, die wir mit h bezeichnen wollen, aus der arbeitenden Substanz in den kalten Körper B .

„Definition eines Kreisprocesses.“ — Eine Reihe von Operationen, durch welche die Substanz schliesslich in jeder Hinsicht auf denselben Zustand wie im Anfange zurückgebracht wird, heisst ein Kreisprocess von Operationen.

„Die ganze während eines Kreisprocesses geleistete Arbeit.“ — Wenn der Kolben gehoben wird, so verrichtet die Substanz Arbeit; dies ist der Fall während der zweiten und dritten Operation. Sinkt der Kolben, so thut dieser Arbeit gegen die Substanz, welche Arbeit daher negativ zu rechnen ist. Wir müssen also, um die von der Substanz geleistete Arbeit zu finden, die Fläche $DABbd$, welche die negative Arbeit darstellt, von der positiven Arbeit $BCDdb$

abziehen. Der Rest $ABCD$ stellt die nutzbare von der Substanz während des Kreisprocesses der Operationen geleistete Arbeit dar. Macht es etwa Schwierigkeiten zu verstehen, wie dieser Arbeitsbetrag während des Arbeitens der Maschine in eine nutzbare Form gebracht werden kann, so brauchen wir nur vorauszusetzen, dass der Kolben bei seinem Steigen benutzt wird, Gewichte zu heben, und dass nur ein Theil der gehobenen Gewichte benutzt wird, um den Kolben niederzudrücken. Da der Druck der Substanz geringer ist, wenn der Kolben sinkt, als wenn er steigt, so ist es klar, dass die Maschine ein grösseres Gewicht heben kann, als das ist, welches erfordert wird um den Kreisprocess der Operationen zu vollenden, so dass zuletzt im Ganzen ein Ueberschuss von nutzbarer Arbeit vorhanden ist.

„Die Uebertragung von Wärme während des Kreisprocesses.“ — Nur in der zweiten und vierten Operation findet Uebertragung von Wärme statt, denn in der ersten und dritten ist die Wärme durch das nichtleitende Gestell abgeschlossen.

Während der zweiten Operation geht eine durch H dargestellte Wärmemenge von dem warmen Körper A auf die arbeitende Substanz bei der höheren Temperatur S über, und während der vierten Operation strömt eine durch h dargestellte Wärmemenge aus der arbeitenden Substanz in den kalten Körper B , bei der niedrigen Temperatur T .

Die arbeitende Substanz blieb nach Vollendung des Kreisprocesses der Operationen genau in demselben Zustand, worin sie am Anfang war, so dass das ganze physikalische Resultat Folgendes ist:

1) Eine Wärmemenge H ist bei der Temperatur S von A genommen.

2) Eine Arbeitsmenge, dargestellt durch $ABCD$, ist von der Substanz geleistet.

3) Eine Wärmemenge h ist bei der Temperatur T an B abgegeben.

Anwendung des Principes von der Erhaltung der Energie.

Schon seit Langem sind Diejenigen, welche sich eingehend mit dem Studium der Kräfte in der Natur beschäftigen, der Meinung, dass bei allen beobachteten Einwirkungen zwischen verschiedenen Körpern die Arbeit, welche geleistet wird, einfach von einem Körper, welcher einen Vorrath von Energie besitzt, auf einen anderen übertragen wird, so dass der Vorrath von Energie in dem Letzteren wächst.

Das Wort Energie wird gebraucht, um die Fähigkeit zu bezeichnen, welche ein Körper zur Arbeitsleistung hat. Dabei stammt diese Fähigkeit entweder von dem Bewegungszustand eines Körpers, wie im Falle der Kanonenkugel, welche im Stande ist eine Mauer niederzuwerfen, ehe sie angehalten werden kann; oder von der Stellung des Körpers, wie im Falle des Gewichtes einer Uhr, welches aufgewunden im Stande ist, eine Woche lang eine Uhr im Gange zu halten; oder aus irgend einer anderen Ursache, wie etwa der Elasticität einer Uhrfeder, dem Magnetismus einer Compassnadel, den chemischen Eigenschaften einer Säure oder der Wärme eines warmen Körpers.

Die Lehre von der Erhaltung der Energie sagt nun aus, dass alle diese verschiedenen Formen der Energie auf dieselbe Weise gemessen werden können, nach welcher mechanische Arbeit gemessen werden kann, und dass, wenn die ganze Energie eines Systems auf diese Weise gemessen wird, durch gegenseitige Einwirkung der Theile des Systems der ganze Vorrath von Energie weder vermehrt noch vermindert werden kann.

Daher muss jeder Zuwachs oder jede Verringerung der Energie in einem System der Wirkung von Körpern ausserhalb des Systems zugeschrieben werden.

Der Glaube an die Lehre von der Erhaltung der Energie hat den Fortschritt der Wissenschaft der Physik sehr gefördert, vorzüglich seit 1846. Die zahlreichen Untersuchungen, welche über den mechanischen Werth von verschiedenen For-

men der Energie angestellt worden sind, wurden alle von Männern unternommen, welche glaubten hierdurch den Grund zu legen zu einer genaueren Kenntniss der physikalischen Wirkungen, als Formen der Energie betrachtet. Die That-
sache, dass so viele Formen der Energie nach der Hypothese, dass sie alle gleichwerthig mit mechanischer Energie sind, wirklich gemessen werden können, und dass Messungen nach verschiedenen Methoden ausgeführt, alle mit einander übereinstimmen, beweist, dass die Lehre wissenschaftliche Wahrheit enthält.

Um ihre Wahrheit von einem demonstrativen Gesichtspunkte aus zu ermessen, müssen wir, wie wir es immer zu thun haben, wenn wir solche Erwägungen machen, ins Auge fassen, was in dem directen Gegensatze zu dieser Lehre enthalten liegt. Ist die Lehre nicht richtig, so ist es für die Theile eines materiellen Systems möglich, allein durch ihre wechselseitige Einwirkung und ohne, dass sie selbst auf andauernde Weise verändert werden, entweder Arbeit auf äussere Körper zu verrichten oder Arbeit von äusseren Körpern zu erleiden. Da wir das System nach Verlauf eines Kreisprocesses von Operationen in demselben Zustande wie am Anfange vorausgesetzt haben, so können wir auch annehmen, dass der Kreisprocess der Operationen unzählig oft wiederholt wird. Es ist deshalb in dem ersten Falle das System fähig, eine unbegrenzte Menge Arbeit zu leisten, ohne dass ihm irgend etwas dafür ersetzt wird; und im zweiten eine unzählbare Menge von Arbeit zu absorbiren, ohne dass sich irgend ein Resultat zeigt.

Dass die Lehre von der Erhaltung der Energie nicht selbstverständlich ist, dafür zeugen die wiederholten Versuche, eine beständig bewegende Kraft, ein perpetuum mobile, zu entdecken. Wenn auch solche Versuche schon seit Langem von Männern der Wissenschaft als hoffnungslos angesehen wurden, so haben hingegen diese Männer selbst wiederholt den scheinbaren Verlust von Energie bei Reibung oder anderen Wirkungen der Natur beobachtet, ohne irgend einen Versuch zu machen, oder nur den Wunsch zu zeigen sich zu vergewissern, was aus dieser Energie wird.

Die Gewissheit indessen, welche wir von der obigen Lehre haben, ist nahezu, wenn auch nicht ganz, gerade so vollständig als die von der Erhaltung der Materie — der Lehre, dass in den in der Natur vorkommenden Operationen die Menge der Materie in einem System immer dieselbe bleibt, wenn sie auch ihre Form verändern mag.

Kein begründeter Einwurf ist gegen eine dieser Lehren beigebracht worden; dieselben sind so sicher, als irgend ein anderer Theil unseres Wissens über die natürlichen Dinge.

Es ist das grosse Verdienst von Carnot's Methode, dass er seine Operationen in einem Kreisprocesse anordnet, so dass er die arbeitende Substanz genau in denselben Bedingungen zurücklässt, wie er sie gefunden. Wir sind daher sicher, dass der Betrag der Energie, welche in der arbeitenden Substanz bleibt, derselbe ist, wie beim Beginn des Kreisprocesses. Wäre diese Bedingung nicht erfüllt, so müssten wir erst die Energie aufsuchen, welche erforderlich ist, um die Substanz aus ihrem anfänglichen in ihren schliesslichen Zustand zu bringen, bevor wir irgend eine auf die Erhaltung der Energie gebaute Behauptung aufstellen könnten.

Wir haben uns daher frei gemacht von der Betrachtung der der arbeitenden Substanz innewohnenden Energie, welche ihre „innere Energie“ genannt wird. Demnach haben wir nur zu vergleichen:

1) Die ursprüngliche Energie, welche eine Wärmemenge H von der Temperatur S des warmen Körpers ist. Diese ist der arbeitenden Substanz mitgetheilt; dafür erhalten wir als resultirende Energie —

2) eine Menge geleisteter Arbeit, dargestellt durch $ABCD$; und

3) eine Wärmemenge h von der Temperatur T des kalten Körpers.

Der Grundsatz der Erhaltung der Energie sagt nun aus, dass die Energie der Wärme H von der Temperatur S die der Wärme h von der Temperatur T übertrifft um eine Quantität von mechanischer Arbeit, dargestellt durch $ABCD$, welche

leicht in Kilogrammometer ausgedrückt werden kann. Dies wird von Allen zugegeben.

Carnot glaubte nun, dass Wärme eine materielle Substanz sei, Caloric genannt, die folglich nicht geschaffen und nicht zerstört werden könne. Daher schloss er, dass, weil die in der Substanz bleibende Wärmemenge dieselbe wie im Anfange ist, deshalb die der Substanz mitgetheilte Wärmemenge H dieselbe sein müsse, wie die der Substanz entzogene Wärmemenge h .

Diese beiden Theile Wärme sind indessen, wie Carnot bemerkte, von verschiedener Beschaffenheit, denn H ist von der Temperatur des warmen Körpers und h von der des kalten. Carnot schloss daraus, dass die Arbeit der Maschine auf Kosten des Fallens der Temperatur geschehen sei, indem die Energie von irgend welcher Wärmevertheilung um so grösser wäre, je heisser der Körper, welcher die Wärme enthält.

Er veranschaulichte diese Theorie sehr klar durch die Analogie mit einer Wassermühle. Wenn Wasser eine Mühle treibt, verlässt das in die Mühle eintretende Wasser diese in unveränderter Menge, aber auf einem niedrigeren Niveau. Bei der Vergleichung von Wärme mit diesem Wasser müssen wir Wärme von hoher Temperatur vergleichen mit Wasser von hohem Niveau. Wasser hat das Bestreben von der Höhe in die Tiefe hinabzufließen, gerade wie Wärme von heissen Körpern auf kalte abzufließen strebt. Eine Wassermühle macht von diesem Bestreben des Wassers Gebrauch und eine Wärmemaschine von der correspondirenden Eigenschaft der Wärme.

Die Messung von Wärmemengen, vorzüglich wenn dieselbe bei einer arbeitenden Maschine geschehen soll, ist eine mit grossen Schwierigkeiten verknüpfte Operation. Erst 1862 wurde experimentell von Hirn bewiesen, dass h , die abgegebene Wärme, wirklich geringer ist als H , die von der Maschine aufgenommene Wärme. Es ist indessen leicht zu sehen, dass die Annahme: H sei gleich h , unrichtig sein muss.

Denn wenn wir die Maschine dazu benutzen, eine Flüssigkeit umzurühren, so würde die in dieser Weise aufgewandte

Arbeit in der Flüssigkeit eine Wärmemenge erzeugen, welche wir mit G bezeichnen wollen.

Die Wärme H von der hohen Temperatur ist also verbraucht; anstatt derselben finden wir eine Menge h von der niederen Temperatur und ebenso G von der beliebigen Temperatur der Flüssigkeit.

Ist Wärme aber materiell und daher $H = h$, so ist $h + G$ grösser, als die ursprüngliche Menge H ; Wärme würde also erschaffen sein, was der Hypothese, dass sie materiell sei, widerspricht.

Ausser diesem hätten wir der Wärme gestatten können durch Leitung von dem warmen Körper auf den kalten überzugehen, entweder direct oder durch einen oder mehrere leitende Körper hindurch, und in diesem Falle wissen wir, dass die von dem kalten Körper empfangene Wärme der von dem warmen Körper entnommenen Wärme gleich sein würde, weil Leitung die Quantität der Wärme nicht verändert. Deshalb ist in diesem Falle $H = h$; indess ist während der Uebertragung keine Arbeit verrichtet. Wenn ausser der Uebertragung nun von der Maschine noch Arbeit geleistet ist, so muss in dem Endresultat der beiden genannten Processe irgend ein Unterschied vorhanden sein; es würde dabei kein Unterschied vorhanden sein, wenn h noch gleich H wäre.

Die Hypothese der Caloric oder die Theorie, dass Wärme eine Art von Materie sei, ist unhaltbar geworden zuerst durch den von Rumford und vollständiger von Davy geführten Nachweis, dass Wärme auf Kosten von mechanischer Arbeit erzeugt werden kann; und zweitens durch die Messungen von Hirn, welche beweisen, dass, wenn Wärme Arbeit in einer Maschine verrichtet, ein Theil der Wärme verschwindet.

Die Bestimmung des mechanischen Aequivalentes der Wärme durch Joule ermächtigt uns zu behaupten, dass die Wärme, welche erforderlich ist, um ein Kilogramm Wasser von 4° C. auf 5° C. zu erwärmen, 423,8 Kilogramm-meter Arbeit aequivalent ist.

Es ist zu beachten, dass in dieser Fassung nichts über die Temperatur des Körpers gesagt ist, in welchem die Wärme

sich befindet. Die Wärme, welche das Kilogramm Wasser von 4° C. auf 5° C. erwärmt, kann genommen sein von einem Gefässe mit kaltem Wasser von 10° C. oder von einem rothglühenden Eisen wärmer wie 400° C. oder von der Sonne bei einer Temperatur, die weit über jede experimentell ausführbare Bestimmung liegt; die erwärmende Wirkung der Wärme ist dennoch dieselbe, welches auch die Quelle sein mag, aus der letztere strömt.

Wird Wärme als eine Grösse gemessen, so wird keinerlei Rücksicht genommen auf die Temperatur des Körpers, in welchem die Wärme vorhanden ist, nicht mehr als auf die Gestalt, Gewicht oder Druck des Körpers, gerade so wie wir, wenn wir das Gewicht eines Körpers messen, keine Aufmerksamkeit auf die anderen Eigenschaften des letzteren richten.

Wenn deshalb ein Körper in einem gewissen Zustande in Bezug auf seine Temperatur etc. im Stande ist, eine gewisse Menge von Kilogrammen Wasser von 4° C. auf 5° C. zu erwärmen, bevor er selbst auf eine gegebene Temperatur, etwa 5° C. abgekühlt ist, dann wird, wenn jener Körper in seinem ursprünglichen Zustande herumgerührt und seine Theile an einander gerieben werden derart, dass sie 423,8 Kilogramm Arbeit während dieses Vorganges verzehren, derselbe im Stande sein, ein Kilogramm Wasser mehr von 4° C. auf 5° C. zu erwärmen, bevor es auf die gegebene Temperatur abgekühlt ist.

Carnot hatte daher Unrecht mit der Annahme, dass die mechanische Energie einer gegebenen Menge Wärme grösser ist, wenn die Wärme in einem warmen, als wenn sie in einem kalten Körper existirt. Wir wissen jetzt, dass in beiden Fällen ihre mechanische Energie genau dieselbe ist, wenn sie auch in einem warmen Körper mehr geeignet ist für den Zweck, eine Maschine zu treiben.

In unserer Darstellung der vier Operationen von Carnot's Maschine ordneten wir dieselben, wie geschehen, an, um das Resultat so hinstellen zu können, dass wir es entweder so, wie Carnot that, oder gemäss der dynamischen Theorie der Wärme auslegen können. Carnot selbst begann mit der Operation, welche wir an zweiter Stelle vornahmen, mit der Ausdehnung

bei der höheren Temperatur; er schreibt dann weiter vor die vierte Operation, die Zusammendrückung bei der niedrigen Temperatur, so lange fortzusetzen, bis genau so viel Wärme die Substanz verlassen hat, als während der Ausdehnung bei der höheren Temperatur eingetreten ist. Das Resultat einer solchen Operation würde, wie wir jetzt wissen, das sein, dass zu viel Wärme abgegeben wird, so dass, nachdem die Substanz auf dem nicht leitenden Gestell auf ihr ursprüngliches Volumen zusammengedrückt worden, Temperatur und Druck zu niedrig sein würden. Es ist leicht, die Vorschriften für die Ausdehnung, bis zu welcher das Entweichen von Wärme erlaubt ist, zu verbessern, aber es ist noch leichter die Schwierigkeit ganz zu vermeiden, indem diese Operation erst am Schlusse gemacht wird, wie wir es gethan haben.

Wir sind nun im Stande, genau die Beziehung zwischen h , der Wärmemenge, welche die Maschine verlässt, und H , der Menge, welche diese empfängt, festzustellen. H ist genau gleich der Summe von h und der Wärme, welcher die durch $A B C D$ dargestellte Arbeit aequivalent ist.

Bei allen Angaben, die in Verbindung mit der dynamischen Theorie der Wärme stehen, ist es ausserordentlich bequem, die Wärmemengen direct in Kilogrammmeter anzugeben, anstatt sie zuerst in Wärmeeinheiten auszudrücken, und dann mit Hülfe von Joule's mechanischem Aequivalente der Wärme auf Kilogrammmeter zu reduciren. In der That hängt die Bestimmung der Wärmeeinheit ab von der Wahl einer Normalsubstanz, auf welche diese Wärme einwirkt, von der Wahl einer Normalmenge jener Substanz und von der Wahl der Wirkung, welche durch diese Wärmeeinheit erzeugt werden soll. Jenachdem wir Wasser oder Eis wählen, das Grain oder Gramm, Fahrenheit's oder Celsius's Temperaturscalen, erhalten wir verschiedene Wärmeeinheiten, die alle in wichtigen Untersuchungen gebraucht worden sind. Indem wir aber Wärmemengen in Kilogrammmeter ausdrücken, vermeiden wir Zweideutigkeiten und sparen uns besonders in theoretischen Auseinandersetzungen eine grosse Menge nutzloser Phraseologie.

Da wir schon gezeigt haben, dass ein Flächenstück in dem Indicordiagramm eine Arbeitsmenge darstellt, so werden wir keine Schwierigkeit haben zu verstehen, dass das Flächenstück auch dazu benutzt werden kann, eine derselben Arbeitsmenge aequivalente Wärmemenge darzustellen, das ist dieselbe Zahl von Kilogrammetern von Wärme.

Wir können daher die Beziehung zwischen H und h noch genauer folgendermaassen ausdrücken:

Die Wärmemenge H , welche bei der höheren Temperatur S von der Maschine aufgenommen wird, übertrifft die Menge h , welche von der Maschine bei der niedrigen Temperatur T abgegeben wird, um eine Wärmemenge, die in dem Indicordiagramm durch das Flächenstück $ABCD$ dargestellt wird.

Diese Wärmemenge ist, wie wir schon gezeigt haben, durch die Maschine in mechanische Arbeit verwandelt.

Ueber die umgekehrte Wirkungsweise der Maschine von Carnot.

Die wesentliche Eigenschaft der Carnot'schen Maschine ist die, dass, ob dieselbe Wärme empfängt von dem heissen Körper oder ob sie Wärme an den kalten Körper abgibt, die Temperatur der Substanz in der Maschine ausserordentlich wenig abweicht von jener desjenigen Körpers, welcher mit ihr in Wärmemittheilung steht. Indem wir die Leitungsfähigkeit des Cylinderbodens gross genug voraussetzen oder die Bewegung des Kolbens langsam genug, können wir den thatsächlichen Temperaturunterschied, welcher bewirkt, dass Strömen von Wärme stattfindet, so klein machen, wie wir wollen.

Kehren wir die Bewegung des Kolbens um, wenn die Substanz in Wärmeverbindung mit A oder B steht, so wird die erste Wirkung sein, die Temperatur der Substanz zu verändern; eine sehr kleine Aenderung der Temperatur wird indess schon hinreichen, das Strömen der Wärme umzukehren, wenn die Bewegung langsam genug ist.

Wir wollen nun voraussetzen, dass die Maschine rückwärts

arbeitet, indem sie alle oben beschriebenen Operationen gerade umgekehrt durchmacht. Wir beginnen bei der niederen Temperatur und dem Volumen Oa , setzen hierbei die Maschine auf den kalten Körper und dehnen das Volumen aus von Oa auf Od . Von dem kalten Körper wird eine Wärmemenge h aufgenommen. Dann wird die Maschine zusammengedrückt ohne Wärme zu verlieren bis Oc . Sie wird nun die obere Temperatur S angenommen haben. Darauf soll sie auf den warmen Körper gesetzt und auf das Volumen Ob zusammengedrückt werden. Sie giebt dabei an den warmen Körper eine Wärmemenge H ab. Schliesslich lassen wir sie sich ausdehnen ohne Wärme aufzunehmen bis zum Volumen Oa , so dass sie in ihren ursprünglichen Zustand zurückgekehrt ist. Der einzige Unterschied zwischen der directen und der umgekehrten Wirkungsweise ist der, dass bei der directen die arbeitende Substanz ein wenig kälter sein muss wie A , wenn sie ihre Wärme empfängt und ein wenig wärmer wie B , wenn sie dieselbe abgiebt, wogegen bei der umgekehrten Wirkungsweise sie wärmer wie A sein muss, wenn sie Wärme abgiebt, und kälter wie B , wenn sie Wärme aufnimmt. Indem wir jedoch mit der Maschine genügend langsam arbeiten, können diese Unterschiede auf Grenzen reducirt werden so klein, wie wir sie nur bestimmen wollen, so dass wir für theoretische Zwecke Carnot's Maschine als genau umkehrbar ansehen können.

Bei der umgekehrten Wirkungsweise wird eine Wärmemenge h von dem kalten Körper B genommen und eine grössere Menge H ist an den warmen Körper B abgegeben; das ist geschehen auf Kosten einer Arbeitsmenge, welche durch das Flächenstück $ABCD$ gemessen wird, das zu gleicher Zeit die Wärmemenge misst, in welche diese Arbeit während des Processes verwandelt wird.

Die umgekehrte Wirkungsweise von Carnot's Maschine zeigt uns, dass es möglich ist, Wärme von einem kalten Körper auf einen warmen zu übertragen, aber dass diese Operation nur auf Kosten einer gewissen Menge mechanischer Arbeit geschehen kann.

Die Uebertragung der Wärme von einem warmen Körper

auf einen kalten kann dagegen entweder mit Hülfe einer Wärmemaschine geschehen, in welchem Falle ein Theil von ihr in mechanische Arbeit verwandelt wird, oder sie kann durch Leitung stattfinden, welche von selbst vor sich geht, aber ohne irgend welche Verwandlung von Wärme in Arbeit. Es zeigt sich also, dass Wärme von warmen zu kalten Körpern auf zwei verschiedenen Wegen gelangen kann. Der eine von diesen, bei welchem eine sehr künstliche Maschine gebraucht wird, ist nahezu aber nicht ganz vollständig umkehrbar, so dass wir, indem wir die Arbeit, welche gewonnen wurde, wieder ausgeben, beinahe die ganze Wärme dem warmen Körper aus dem kalten wieder ersetzen können. Die andere Art der Uebertragung, welche von selbst stattfindet, wenn ein warmer und ein kalter Körper einander nahe gebracht werden, scheint nicht umkehrbar zu sein, denn Wärme geht nie von selbst von einem kalten auf einen warmen Körper über, sondern nur wenn die dazu gehörende Operation durch eine künstliche Maschine auf Kosten von mechanischer Arbeit ausgeführt wird.

Wir kommen nun zu einem wichtigen Princip, das wir ganz Carnot verdanken. Wenn eine gegebene umkehrbare Maschine, welche zwischen der oberen Temperatur S und der unteren T arbeitet und dabei eine Wärmemenge H bei der oberen Temperatur empfängt, wenn diese Maschine eine Menge W von mechanischer Arbeit erzeugt, so kann keine andere Maschine, welcher Art ihre Construction auch sein mag, eine grössere Menge Arbeit hervorbringen, wenn sie mit demselben Betrage von Wärme versehen wird und zwischen denselben Temperaturen arbeitet.

Definition von Wirkungsgrad. — Wenn H die Zufuhr an Wärme und W die von einer Maschine geleistete Arbeit ist, beide in Kilogramm-meter gemessen, so wird der Bruch $\frac{W}{H}$ der Wirkungsgrad der Maschine genannt.

Carnot's Princip lautet also: der Wirkungsgrad einer umkehrbaren Maschine ist der grösste, welcher zwischen gegebenen Temperaturgrenzen erreicht werden kann.

Nehmen wir nämlich an, dass eine gewisse Maschine M zwischen den Temperaturen S und T einen grösseren Wirkungsgrad hat als die umkehrbare Maschine N , so wird, wenn wir beide Maschinen mit einander verbinden, so dass die nach dem directen, zuerst beschriebenen Gange arbeitende Maschine M die Maschine N in dem entgegengesetzten Gange treibt, die Maschine N bei jedem Hub der verbundenen Maschinen dem kalten Körper B die Wärme h entnehmen und unter Aufwand der Arbeit W dem warmen Körper A die Wärmemenge H mittheilen. Die Maschine M wird diese Wärme H empfangen und dann, während sie diese Wärme auf B überträgt, nach der Annahme mehr Arbeit verrichten, als nöthig ist, um die Maschine N zu treiben. Daher wird also bei jedem Hube ein Ueberschuss an nutzbarer Arbeit von den vereinigten Maschinen geleistet.

Wir dürfen indess nicht meinen, dass dies eine Verletzung des Principes der Erhaltung der Energie wäre; denn, wenn M mehr Arbeit leistet als N leisten würde, so setzt M bei jedem Hub eben mehr Wärme in Arbeit um und erstattet daher dem kalten Körper eine geringere Wärmemenge als N diesem entnimmt. Die richtige Schlussfolgerung aus dieser Hypothese ist daher nur, dass die verbundenen Maschinen durch ihre alleinige, auf sonstige Weise nicht unterstützte Wirkungsweise die Wärme des kalten Körpers B in mechanische Arbeit umsetzen wird, und dass dieser Process so lange andauern kann, bis alle Wärme in dem System in Arbeit umgewandelt ist.

Das steht nun offenbar im Gegensatz zu der Erfahrung, und daher müssen wir zugeben, dass keine Maschine einen grösseren Wirkungsgrad haben kann, als den einer zwischen denselben Temperaturen arbeitenden umkehrbaren Maschine. Bevor wir indess nun die Folgerungen aus Carnot's Princip betrachten, müssen wir versuchen, das Gesetz, welches dem obigen Raisonement über das Princip zu Grunde liegt, deutlich und bestimmt auszusprechen.

Das Princip von der Erhaltung der Energie wird, wenn es auf die Wärme angewandt wird, gewöhnlich „der erste

Hauptsatz der mechanischen Wärmetheorie“ genannt. Dasselbe mag folgendermaassen gefasst werden: Wenn Arbeit in Wärme oder Wärme in Arbeit verwandelt wird, so ist die Menge der Arbeit in mechanischem Maass aequivalent der Menge der Wärme.

Die Anwendung dieses Gesetzes setzt die Existenz des mechanischen Aequivalentes der Wärme voraus.

Carnot's Princip ist nicht von diesem Gesetze abgeleitet; es schliesst sogar Carnot's eigene Fassung eine Verletzung desselben in sich. Das Gesetz, von welchem Carnot's Princip abgeleitet worden ist, wird „der zweite Hauptsatz der mechanischen Wärmetheorie“ genannt.

Unter der Auffassung der Wärme als eine Form der Energie behauptet der zweite Hauptsatz, dass es unmöglich ist, durch die Wirkung natürlicher Processe allein irgend einen Theil der Wärme eines Körpers allein in mechanische Arbeit zu verwandeln, ausgenommen den Fall, wo der Wärme gestattet ist, von einem Körper auf einen anderen von niedriger Temperatur überzugehen. Carnot selbst drückt diesen Satz folgendermaassen aus:

Es ist für eine selbstständig arbeitende Maschine, die nicht durch eine äussere mechanische Thätigkeit unterstützt wird, unmöglich, Wärme von einem Körper auf einen anderen von höherer Temperatur zu übertragen.

Thomson giebt ihm eine etwas verschiedene Form, nämlich:

Es ist unmöglich, durch Hülfe von unbelebter materieller Thätigkeit eine mechanische Wirkung von irgend einem Theile der Materie zu erzielen, wenn derselbe unter die Temperatur des kältesten der umgebenden Körper abgekühlt ist.

Durch Vergleichung dieser beiden Fassungen wird der Leser im Stande sein, sich selbst zum Herrn der Thatsache zu machen, welche dieselbe enthalten, eine Errungenschaft, die für ihn von grösserem Werthe sein wird, als irgend eine mehr oder weniger weitläufige Auseinandersetzung.

Ein Körper enthalte Energie in Form von Wärme. Es erhebt sich da die Frage: welches sind die Bedingungen, unter

denen diese Energie oder ein Theil derselben dem Körper entzogen werden kann? Wenn die Wärme in einem Körper besteht in einer Bewegung der Theile des letzteren, und wenn wir im Stande wären, diese Theile einzeln anzufassen und durch irgend eine Art von Mechanismus zu leiten und ihre Bewegungen zu regeln, dann könnten wir, indem wir unsere Apparate so einrichten, dass jeder sich bewegende Theil des Körpers einzeln erfasst würde, durch eine zweckmässige Reihe von Mechanismen die Energie der sich bewegenden Theile des warmen Körpers auf einen anderen Körper in Form von gewöhnlicher Bewegung übertragen. Der erwärmte Körper würde dadurch vollständig kalt gemacht; alle seine Wärmeenergie würde in die sichtbare Bewegung eines anderen Körpers umgesetzt sein.

Nun enthält aber diese Voraussetzung einen directen Widerspruch mit dem zweiten Hauptsatze der Thermodynamik; steht aber in Uebereinstimmung mit dem ersten. Der zweite Hauptsatz ist daher gleichbedeutend der Verneinung unserer Macht, die eben beschriebene Operation zu bewerkstelligen, weder durch irgend welche Reihe von Mechanismen, noch nach einer anderen bis jetzt unbekannten Methode. Besteht daher die Wärme eines Körpers in der Bewegung seiner Theile, so müssen die einzelnen Theile, welche sich bewegen, so klein oder so unfassbar sein, dass wir dieselben auf keine Weise anfassen können, um sie zur Ruhe zu bringen.

In der That geht auch in Uebereinstimmung hiermit Wärme in Gestalt von Wärme niemals aus einem Körper heraus, ausgenommen, wenn sie durch Leitung oder Strahlung auf einen kälteren Körper übergeht.

Es giebt verschiedene Processe, durch welche die Temperatur eines Körpers erniedrigt werden kann, ohne diesem Wärme zu entziehen, wie z. B. Ausdehnung, Verdunstung, Schmelzen und gewisse chemische und elektrische Vorgänge. Jeder derselben ist indess ein umkehrbarer Process, so dass, wenn der Körper durch eine Reihe solcher Operationen auf seinen früheren Zustand zurückgeführt wird, ohne dass Wärme während des Processes ein- oder austreten konnte

Hauptsatz der mechanischen Wärmetheorie“ genannt. Dasselbe mag folgendermaassen gefasst werden: Wenn Arbeit in Wärme oder Wärme in Arbeit verwandelt wird, so ist die Menge der Arbeit in mechanischem Maass äquivalent der Menge der Wärme.

Die Anwendung dieses Gesetzes setzt die Existenz des mechanischen Aequivalentes der Wärme voraus.

Carnot's Princip ist nicht von diesem Gesetze abgeleitet; es schliesst sogar Carnot's eigene Fassung eine Verletzung desselben in sich. Das Gesetz, von welchem Carnot's Princip abgeleitet worden ist, wird „der zweite Hauptsatz der mechanischen Wärmetheorie“ genannt.

Unter der Auffassung der Wärme als eine Form der Energie behauptet der zweite Hauptsatz, dass es unmöglich ist, durch die Wirkung natürlicher Processe allein irgend einen Theil der Wärme eines Körpers in mechanische Arbeit zu verwandeln, ausgenommen den Fall, wo der Wärme gestattet ist, von einem Körper auf einen anderen von niedriger Temperatur überzugehen. Clausius, welcher das Carnot'sche Princip zuerst in einer mit der richtigen Theorie der Wärme übereinstimmenden Weise aufgestellt hat, drückt dieses Gesetz folgendermaassen aus:

Es ist für eine selbstständig arbeitende Maschine, die nicht durch eine äussere mechanische Thätigkeit unterstützt wird, unmöglich, Wärme von einem Körper auf einen anderen von höherer Temperatur zu übertragen.

Thomson giebt ihm eine etwas verschiedene Form, nämlich:

Es ist unmöglich, durch Hülfe von unbelebter materieller Thätigkeit eine mechanische Wirkung von irgend einem Theile der Materie zu erzielen, wenn derselbe unter die Temperatur des kältesten der umgebenden Körper abgekühlt ist.

Durch Vergleichung dieser beiden Fassungen wird der Leser im Stande sein, sich selbst zum Herrn der Thatsache zu machen, welche dieselbe enthalten; eine Errungenschaft, die für ihn von grösserem Werthe sein wird, als irgend eine mehr oder weniger weitläufige Auseinandersetzung.

Ein Körper enthalte Energie in Form von Wärme. Es

ЗАПИСНО
ВЪ ИНВЕНТАРНУЮ ОПИСЬ
ПОДЪ СТАТЬЕЮ 529

2. Lösung. 115-1 2079

erhebt sich da die Frage: welches sind die Bedingungen, unter denen diese Energie oder irgend ein Theil derselben dem Körper entzogen werden kann? Wenn die Wärme in einem Körper in einer Bewegung der Theile des letzteren besteht, und wenn wir im Stande wären, diese Theile einzeln anzufassen und durch irgend eine Art von Mechanismus zu leiten und ihre Bewegungen zu regeln, dann könnten wir, indem wir unsere Apparate so einrichten, dass jeder sich bewegende Theil des Körpers einzeln erfasst würde, durch eine zweckmässige Reihe von Mechanismen die Energie der sich bewegenden Theile des warmen Körpers auf einen anderen Körper in Form von gewöhnlicher Bewegung übertragen. Der erwärmte Körper würde dadurch vollständig kalt gemacht; alle seine Wärmeenergie würde in die sichtbare Bewegung eines anderen Körpers umgesetzt sein.

Nun enthält aber diese Voraussetzung einen directen Widerspruch mit dem zweiten Hauptsatze der Thermodynamik; steht aber in Uebereinstimmung mit dem ersten. Der zweite Hauptsatz ist daher gleichbedeutend der Verneinung unserer Macht, die eben beschriebene Operation zu bewerkstelligen, weder durch irgend welche Reihe von Mechanismen, noch nach einer anderen bis jetzt unbekannten Methode. Besteht daher die Wärme eines Körpers in der Bewegung seiner Theile, so müssen die einzelnen Theile, welche sich bewegen, so klein oder so unfassbar sein, dass wir dieselben auf keine Weise anfassen können, um sie zur Ruhe zu bringen.

In der That geht auch in Uebereinstimmung hiermit Wärme in Gestalt von Wärme niemals aus einem Körper heraus, ausgenommen, wenn sie durch Leitung oder Strahlung auf einen kälteren Körper übergeht.

Es giebt verschiedene Processe, durch welche die Temperatur eines Körpers erniedrigt werden kann, ohne diesem Wärme zu entziehen, wie z. B. Ausdehnung, Verdunstung, Schmelzen und gewisse chemische und elektrische Vorgänge. Jeder derselben ist indess ein umkehrbarer Process, so dass, wenn der Körper durch eine Reihe solcher Operationen hindurch auf seinen früheren Zustand zurückgeführt wird, ohne dass Wärme während des Processes ein- oder austreten konnte,

die Temperatur dieselbe wie am Anfang sein wird, allein durch die Umkehrung der Processe, durch welche die Temperatur erniedrigt wurde. Wenn dagegen während der Operation Wärme durch Leitung von heissen Theilen des Systems auf kalte übergegangen ist, oder wenn irgend etwas von der Natur einer Reibung stattgefunden hat, dann ist, um das System in seinen ursprünglichen Zustand zurück zu versetzen, ein Aufwand von Arbeit und Entfernung von Wärme nöthig.

Wir müssen nun zu dem wichtigen, von Carnot bewiesenen Satz zurückkehren, dass eine umkehrbare Maschine, welche zwischen zwei gegebenen Temperaturen arbeitet und bei der höheren Temperatur eine gegebene Menge Wärme empfängt, mindestens eben so viel Arbeit leistet als irgend eine andere Maschine von jeder nur möglichen Art, die unter denselben Bedingungen arbeitet. Daraus folgt, dass alle umkehrbaren Maschinen, welcher Art auch die angewandte Substanz sein möge, denselben Wirkungsgrad besitzen, vorausgesetzt, dass dieselben zwischen derselben Temperatur der Wärmequelle *A* und des Kühlers *B* arbeiten.

Hierauf fussend, bewies Carnot, dass, wenn wir zwei Temperaturen wählen, die wenig von einander abweichen, etwa um $\frac{1}{1000}$ Grad, der Wirkungsgrad einer zwischen diesen Temperaturen arbeitenden Maschine nur von der Temperatur abhängt und nicht von der benutzten Substanz. Dieser Wirkungsgrad, dividirt durch die Differenz der Temperaturen, ist die Grösse, die „Carnot's Function“ genannt wird, eine Grösse, die also nur von der Temperatur abhängt.

Carnot verstand natürlich die Temperatur so, wie wir dieselbe auf dem gewöhnlichen Wege abschätzen, mit Hülfe eines Thermometers von einer beliebig gewählten Substanz, das nach einer der aufgestellten Scalen graduirt ist; seine Function ist demnach auch in Werthen der so bestimmten Temperatur ausgedrückt. W. Thomson wies im Jahre 1848 indess zuerst darauf hin, dass Carnot's Satz zu einer Methode der Bestimmung der Temperatur führt, welche bei Weitem wissenschaftlicher ist, als irgend eine der von dem Verhalten einer ausgewählten Substanz oder auch ganzen Klasse von

Substanzen abgeleiteten Methode und die vollkommen unabhängig ist von der Natur der betreffenden Substanzen, die bei der Definition zufällig benutzt sind.

Thomson's absolute Temperaturscala.

$TABC$ möge die Isotherme darstellen, welche für eine bestimmte Substanz der Temperatur T entspricht. Um möglichst grosse Klarheit in der Figur zu erhalten, habe ich angenommen, dass die Substanz theils im flüssigen, theils im gasförmigen Zustande sich befindet, so dass die Isothermen horizontal und leicht zu unterscheiden sind von den adiabatischen Linien, welche sich abwärts zur Rechten neigen. Die Untersuchung ist indess ganz unabhängig von irgend solchen Beschränkungen, ebenso wie von der Natur der arbeitenden Substanz. Das Volumen und der Druck der Substanz seien durch den Punkt A angegeben. Wir führen nun Wärme zu und lassen die Substanz sich, immer noch bei der Temperatur T , ausdehnen, bis eine Wärmemenge H eingetreten ist. Der Zustand der Substanz werde darnach etwa durch den Punkt B angegeben. Der Process werde nun weiter geführt, bis eine neue, gleich grosse Wärmemenge H eingetreten ist; der dann entstandene Zustand sei durch C gegeben. Darauf möge der Process wieder weitergeführt werden, in derselben Weise, so dass man irgend eine Anzahl von Punkten auf der Isotherme findet, von der Eigenschaft, dass während der Ausdehnung zwischen je zwei benachbarten von diesen Punkten der Substanz immer die Wärmemenge H mitgetheilt worden ist.

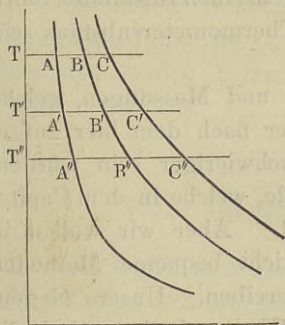
$AA'A''$, $BB'B''$, $CC'C''$ seien die adiabatischen Linien, die durch A , B , C gehen, das heisst Linien, welche die Beziehung zwischen Volumen und Druck darstellen, wenn die Substanz sich ausdehnen kann, ohne Wärme von Aussen zu empfangen.

$T'A'B'C'$ und $T''A''B''C''$ seien Isothermen, welche den Temperaturen T' und T'' entsprechen.

Wir haben schon Carnots Beweis gegeben dafür, dass

bei einer umkehrbaren Maschine, welche zwischen der Temperatur T der Wärmequelle und der Temperatur T' des Kühlers arbeitet, die von einer der Wärmequelle entzogenen Wärmemenge H geleistete Arbeit W nur von den Temperaturen T und T' abhängt.

Fig. 23.



Es müssen daher, weil AB und BC gleichen von der Wärmequelle aufgenommenen Wärmemengen H entsprechen, die Flächenstücke $ABB'A'$ und $BCC'B'$, welche die entsprechende, geleistete Arbeit darstellen, einander gleich sein.

Dasselbe ist der Fall bei den Flächenstücken, die durch die adiabatischen Linien von dem Zwischenraum zwischen jedem anderen

Paare der Isothermen ausgeschnitten werden.

Ist daher eine Anzahl von adiabatischen Linien gezogen nach der Bestimmung, dass ein Körper, der sich nach einer Isotherme ausdehnt, stets gleiche Wärmemengen aufnimmt, wenn er sich von einer adiabatischen bis zur nächsten adiabatischen ausdehnt, so wird diese Reihe von adiabatischen Linien eine Reihe von gleichen Flächenstücken aus dem Streifen ausschneiden, der von zwei Isothermen begrenzt wird.

Nun ist Thomson's Methode, eine Scala der Temperaturen zu graduiren, äquivalent mit der Wahl von Punkten A, A', A'' , von der Beschaffenheit, dass, wenn man durch dieselben eine Reihe von Isothermen zieht, das Flächenstück $ABB'A'$, das enthalten ist zwischen zwei aufeinander folgenden Isothermen, gleich ist dem Flächenstück $A'B'B''A''$, enthalten zwischen einem anderen Paare aufeinander folgender Isothermen.

Es ist dasselbe, als wenn man sagt, dass die Anzahl der Grade zwischen der Temperatur T und der Temperatur T'' proportional der Fläche $ABB''A''$ gesetzt werden soll.

Es bleiben zwei Dinge willkürlich: diejenige Normaltemperatur, welche als Null gerechnet werden soll und die

Grösse der Grade. Diese beiden Dinge können wir so wählen, dass die absolute Scala mit einer der gewöhnlichen bei den beiden Normaltemperaturen übereinstimmt. Sobald diese aber bestimmt sind, ist auch das numerische Maass jeder anderen Temperatur festgesetzt und zwar in einer von den Gesetzen der Ausdehnung irgend einer Substanz unabhängigen Weise nach einer Methode, welche stets zu denselben Resultaten führt, welcher Art auch die angewandte Thermometersubstanz sein mag.

Es ist richtig, dass die Versuche und Messungen, welche erforderlich sind, um ein Thermometer nach dem hier aufgestellten Princip zu graduiren, viel schwieriger sein würden, wie die bei der gewöhnlichen Methode, welche in dem Capitel über Thermometrie beschrieben sind. Aber wir wollen in diesem vorliegenden Capitel auch nicht bequeme Methoden oder gut arbeitende Maschinen beschreiben. Unsere Gegenstände sind geistig, nicht praktisch. Wenn wir theoretisch die wissenschaftlichen Vorzüge dieser Methode der Graduierung entwickelt haben, so werden wir besser im Stande sein die praktische Methode zu verstehen, durch welche jene Graduierung verwirklicht werden kann.

Wir ziehen jetzt eine Schaar von Isothermen und adiabatischen Linien in folgender Weise:

Irgend eine Isotherme, die der Temperatur T , werde von den adiabatischen Linien so durchschnitten, dass die isothermische Ausdehnung der Substanz zwischen je zwei aufeinander folgenden adiabatischen Linien verbunden ist mit einer Zufuhr von immer gleichen Wärmemengen H . Diese Bedingung bestimmt die Reihe der adiabatischen Linien vollständig.

Die Isothermen werden so gezogen, dass aufeinander folgende Isothermen von dem Raume zwischen dem Paare von adiabatischen Linien $AA'A''$ und $BB'B''$ gleiche Flächenstücke $ABB'A'$ und $A'B'B''A''$ etc. ausschneiden.

Die so bestimmten Isothermen schneiden gleiche Flächenstücke aus dem Raume zwischen jedem anderen Paare von adiabatischen Linien, so dass die beiden Liniensysteme die Eigenschaft besitzen, dass alle durch zwei Paare aufeinander

folgender Linien gebildeten Vierseite gleichen Flächeninhalt enthalten.

Wir haben nun die Isothermen in dem Diagramm graduirt nach einer allein auf Carnot's Princip gegründeten, von der Natur der arbeitenden Substanz unabhängigen Methode. Es ist leicht einzusehen, wie wir, wenn nöthig, durch Aenderung der Zwischenräume zwischen den Linien und der als Nullpunkt gewählten Linie die Graduirung mit der gewöhnlichen Scala bei den beiden Normaltemperaturen in Uebereinstimmung bringen können.

Wirkungsgrad einer Wärmemaschine.

Wir wollen nun die Beziehung zwischen der einer Maschine zugeführten Wärme und der durch diese geleisteten Arbeit ins Auge fassen, wie sich dieselbe in Ausdrücken der neuen Temperaturscala darstellt.

Ist die Temperatur der Wärmequelle T , und ist H die Wärmemenge, welche der Maschine bei dieser Temperatur zugeführt wird, so hängt die durch diese Wärme geleistete Arbeit lediglich von der Temperatur des Kühlers ab. Es möge T'' die Temperatur des Kühlers sein, dann wird die von H geleistete Arbeit durch das Flächenstück $AB B'' A''$ dargestellt; oder es wird, da alle Flächenstücke zwischen den einzelnen Isothermen und adiabatischen Linien einander gleich sind, die von H geleistete Arbeit, wenn HC der Flächeninhalt eines der Vierseite ist, gleich sein $HC(T - T'')$. Die Grösse C hängt nur von der Temperatur T ab. Sie führt den Namen: „Carnot's Temperaturfunction“. Wir werden für dieselbe einen einfachen Ausdruck auf Seite 183 finden.

Wir haben hier somit eine vollkommene Bestimmung der geleisteten Arbeit, wenn die Temperatur der Wärmequelle T ist. Dieselbe gründet sich nur auf Carnot's Princip und ist richtig, ob wir den ersten Hauptsatz der Thermodynamik annehmen oder nicht. Ist die Temperatur der Wärmequelle nicht T , sondern T' , so ist zu beachten, welche Wärmemenge nöthig

ist zu der Ausdehnung $A'B'$ längs der Isotherme T' . Nennen wir diese Wärmemenge H' . Der Wirkungsgrad dieser Maschine ist dann $\frac{W}{H'}$. Die Arbeit der Maschine, welche zwischen den

Temperaturen T' und T'' arbeitet, ist aber nach dem Vorigen:

$$W = HC(T' - T'').$$

Carnot nahm nun an, dass $H' = H$; dann würde der Wirkungsgrad der Maschine einfach sein $\frac{W}{H} = C(T' - T'')$,

worin C Carnot's Function ist, nach seiner Annahme eine constante Grösse. Nach der dynamischen Wärmetheorie haben wir indess nach dem ersten Hauptsatz der Thermodynamik:

$$H' = H - ABB'A',$$

wenn die Wärme als mechanische Arbeit gemessen wird, oder:

$$H' = H - HC(T - T').$$

Nach dieser Theorie ist also der Wirkungsgrad der zwischen T' und T'' arbeitenden Maschine:

$$\begin{aligned} \frac{W}{H'} &= \frac{HC(T' - T'')}{H - HC(T - T')} \\ &= \frac{T' - T''}{\frac{1}{C} + T' - T}. \end{aligned}$$

Ueber absolute Temperatur.

Wir haben jetzt eine Methode gewonnen, nach welcher es möglich ist, Temperaturdifferenzen in einer solchen Weise auszudrücken, dass der Unterschied von zwei Temperaturen mit dem von zwei anderen verglichen werden kann. Wir sind aber im Stande noch einen Schritt weiter zu thun und die Temperatur von einem Nullpunkte an zu rechnen, der definirt wird allein aus thermodynamischen Grundsätzen unabhängig von den Eigenschaften irgend welcher ausgewählten Substanz. Wir müssen sorgfältig unterscheiden zwischen dem, was wir jetzt auf wirklich wissenschaftliche Grundlage hin thun, und dem, was wir aus Zweckmässigkeitsgründen bei der Beschreibung des Luftthermometers thaten. Absolute Temperatur, nach dem Luft-

thermoter gerechnet, ist nur ein bequemer Ausdruck der Gasgesetze. Die absolute Temperatur, wie wir sie jetzt definiren, ist unabhängig von der Natur der thermometrischen Substanz. Glücklicherweise ist indessen zufällig der Unterschied zwischen diesen beiden Temperaturscalen sehr klein. Der Grund hierfür wird später auseinander gesetzt werden.

Es ist klar, dass die Arbeit, welche eine gegebene Wärmemenge in einer Maschine verrichten kann, niemals grösser sein kann als das mechanische Aequivalent jener Wärme, wenn auch, je kälter der Kühler ist, ein desto grösserer Theil von Wärme in Arbeit umgesetzt wird. Es ist daher einleuchtend, dass wenn wir T'' , die Temperatur des Kühlers, so wählen, dass W , die geleistete Arbeit, mechanisch äquivalent H , der von der Maschine aufgenommenen Wärme, ist, dass wir dann einen Ausdruck für einen Zustand der Dinge erhalten, in welchem die Maschine die ganze Wärme umsetzen wird; und dass es nicht möglich ist, dass irgend ein Körper eine niedrigere als die durch T'' bezeichnete Temperatur besitzt.

Setzen wir $W = H'$, so finden wir $T'' = T - \frac{1}{C}$.

Dies ist also die niedrigste Temperatur, die irgend ein Körper haben kann. Nehmen wir diese Temperatur als Nullpunkt, so finden wir:

$$T = \frac{1}{C},$$

oder die vom absoluten Nullpunkt an gerechnete Temperatur ist der reciproke Werth von Carnot's Function.

Wir sind also zu einer vollständigen Definition des Maasses für die Temperatur gelangt, bei welcher jetzt nichts weiter zu bestimmen bleibt, als nur noch die Grösse der einzelnen Grade. Bis jetzt wurde die Grösse der Grade so gewählt, dass dieselbe dem mittleren Werth eines Grades nach der gewöhnlichen Scala gleich war. Um die gewöhnlichen Ausdrücke dann in absolute Temperaturen zu verwandeln, müssen wir zu denselben eine constante Anzahl von Graden hinzuaddiren, welche die absolute Temperatur des Nullpunktes der Scala genannt werden kann. Es ist ausserdem noch eine Correction

hinzuzufügen, welche an verschiedenen Stellen der Scala verschiedene Werthe hat, die indessen nie sehr gross ist, wenn die Temperatur mit dem Luftthermometer gemessen wurde. Wir wollen jetzt den Wirkungsgrad einer umkehrbaren Wärmemaschine ausdrücken in Werthen der absoluten Temperatur S der Wärmequelle und der absoluten Temperatur T des Kühlers. Wenn H die der Maschine zugeführte Wärmemenge und W die Menge geleisteter Arbeit ist, beide nach dynamischen Maass gemessen, so ist:

$$\frac{W}{H} = \frac{S - T}{S}.$$

Die Wärmemenge, welche an den Kühler bei der Temperatur T abgegeben ist, ist $h = H - W = H \frac{T}{S}$, weshalb

$$\frac{H}{S} = \frac{h}{T} \text{ oder } \frac{H}{h} = \frac{S}{T};$$

das heisst: in einer umkehrbaren Maschine verhält sich die aufgenommene Wärme zur abgegebenen, wie die absolute Temperatur der Wärmequelle zu der absoluten Temperatur des Kühlers.

Diese Beziehung liefert uns eine Methode, das Verhältniss von zwei Temperaturen nach der absoluten Scala zu bestimmen. Dieselbe ist unabhängig von der Natur der in der umkehrbaren Maschine benutzten Substanz und ist daher vom theoretischen Standpunkt aus betrachtet eine vollkommene Methode. Die praktischen Schwierigkeiten, die geforderten Bedingungen zu erfüllen und die nöthigen Messungen zu machen, sind bis jetzt noch nicht überwunden, so dass der Vergleich zwischen der absoluten Temperaturscala mit der gewöhnlichen Scala auf einem anderen Wege gesucht werden muss (siehe Seite 242).

Kehren wir nun zum Diagramm Fig. 23 (Seite 179) zurück, auf welchem wir zwei Liniensysteme gezogen haben, die Isothermen und die adiabatischen Linien. Um eine Isotherme durch einen gegebenen Punkt zu ziehen, dazu ist nur eine Reihe von Versuchen mit der betreffenden Substanz erforderlich bei einer gegebenen Temperatur, wie letztere durch irgend eine Art von Thermometer angegeben wird. Eine Reihe von diesen

Linien zu ziehen, so dass dadurch aufeinander folgende Temperaturgrade dargestellt werden, ist gleichbedeutend mit der Festsetzung einer Temperaturscala.

Solch eine Scala kann auf sehr verschiedenen Wegen festgesetzt werden, von denen jeder von den Eigenschaften irgend einer ausgewählten Substanz abhängt. Es kann z. B. die Scala auf die Ausdehnung einer besonderen Substanz bei irgend einem Normaldruck gegründet werden. In diesem Falle schneiden die Isothermen die horizontale Linie, welche den Normaldruck darstellt, in gleichen Abständen. Ändert sich indessen die Natur der Substanz oder der Normaldruck, so wird sich im Allgemeinen die Thermometerscala auch ändern. Die Scala kann ebenso auf die Änderung des Druckes einer in einem gegebenen Raume eingeschlossenen Substanz gegründet werden, wie das z. B. bei manchen Anwendungen des Luftthermometers geschieht.

Es ist weiter auch vorgeschlagen worden, die Temperatur so zu definiren, dass gleiche Zufuhren von Wärme bei einer Normalsubstanz gleiche Zunahmen der Temperatur hervorbringen. Aber auch diese Methode giebt keine für alle Substanzen übereinstimmende Resultate, weil die specifischen Wärmen von verschiedenen Substanzen bei verschiedenen Temperaturen nicht in demselben Verhältniss stehen.

Die einzige Methode, welche sicher übereinstimmende Resultate giebt, welches auch die angewandte Substanz sein mag, ist die auf Carnot's Function gegründete. Die bequemste Form, in welcher diese Methode angewandt werden kann, ist jene, welche die absolute Temperatur als reciproken Werth von Carnot's Function bestimmt. Wir werden später sehen, wie wir einen Vergleich anstellen können zwischen der absoluten Temperatur nach der thermodynamischen Scala und der Temperatur, welche von einem Thermometer mit einer besonderen Art von Gas als Thermometersubstanz angegeben wird (siehe Seite 242).

Ueber Entropie.

Wir haben nun zunächst die Reihe der adiabatischen Linien in bestimmter Weise näher zu betrachten, nämlich so, dass sie eine Reihe von Graden einer anderen Eigenschaft des Körpers angeben, die als messbare Grösse ausgedrückt werden kann, und zwar nach der Bedingung, dass diese Grösse constant bleibt, wenn keine Mittheilung von Wärme stattfindet, dass diese Grösse aber sich vergrössert oder verkleinert, je nachdem Wärme eintritt oder den Körper verlässt.

Wir wollen den von Clausius dieser Grösse gegebenen Namen annehmen und sie die „Entropie des Körpers“ nennen. Rankine, in dessen Untersuchungen diese Grösse ebenfalls eine wichtige Rolle spielt, nennt sie die „thermodynamische Function“. Dieser Ausdruck ist indessen nicht so zweckmässig, weil dieser Name einer jeden von verschiedenen wichtigen Grössen in der Thermodynamik hätte gegeben werden können.

Wir müssen die Entropie eines Körpers ebenso wie das Volumen, den Druck und die Temperatur des letzteren ansehen als eine wohl unterschiedene physikalische Eigenschaft des Körpers, welche von dessen augenblicklichem Zustande abhängt.

Der eigentliche Nullpunkt der Entropie ist der Zustand eines Körpers, in welchem letzterer alle Wärme verloren hat. Da wir aber einen Körper nicht in diesen Zustand versetzen können, so ist es zweckmässiger, die Entropie von einem Normalzustand an zu rechnen, der durch eine Normaltemperatur und einen Normaldruck definiert ist.

Die Entropie des Körpers unter irgend einer anderen Bedingung wird dann folgendermaassen gemessen. Man lässt den Körper sich ohne Zufuhr von Wärme zusammenziehen oder ausdehnen, bis er die Normaltemperatur erreicht hat, deren Werth, nach der thermodynamischen Scala, T ist. Darauf wird der Körper bei dieser Normaltemperatur auf den Normaldruck gebracht; es möge H die Anzahl der Wärmeeinheiten

sein, welche während dieses Processes abgegeben werden. Die Entropie des Körpers in dessen ursprünglichem Zustand ist dann $\frac{H}{T}$.

Wir werden das Zeichen ψ benutzen zur Bezeichnung der Entropie.

Wenn der Körper Wärme aufnehmen muss, damit er in den Normalzustand kommt, so muss seine ursprüngliche Entropie in Bezug auf den Normalzustand negativ gerechnet werden.

Tritt Wärme in einen Körper von der Temperatur θ ein und verursacht dadurch, dass die Entropie von ψ_1 auf ψ_2 wächst, so ist der Werth der Wärme, welche in den Körper eintritt, $\theta (\psi_2 - \psi_1)$.

Die Entropie eines Körpers in einem gegebenen Zustand ist der Masse des Körpers proportional, so dass die Entropie von zwei Kilogramm Wasser, das Doppelte der Entropie von einem Kilogramm Wasser, das sich sonst in demselben Zustand befindet, wie die zwei Kilogramme.

Wir sprechen indess häufig kurz von der Entropie einer Substanz. Dann meinen wir stets die Entropie der Masseneinheit von der Substanz in dem betreffenden Zustand.

Die Entropie eines Systems von Körpern in verschiedenen Zuständen ist die Summe der Entropien von jedem einzelnen dieser Körper.

Wenn eine Wärmemenge H von einem Körper von der Temperatur θ_1 übergeht auf einen Körper von der Temperatur θ_2 , so wird die Entropie des ersten Körpers vermindert um $\frac{H}{\theta_1}$, während die des zweiten um $\frac{H}{\theta_2}$ wächst, so dass die Entropie des Systems wächst um $H \frac{\theta_1 - \theta_2}{\theta_1 \theta_2}$.

Für den Uebergang der Wärme gilt nun die Bedingung, dass die Wärme nur von wärmeren Körpern auf kältere übergeht; deshalb muss θ_1 grösser wie θ_2 sein.

Der Uebergang der Wärme von einem Körper eines Systems auf einen anderen vergrössert daher stets die Entropie des Systems.

Clausius drückt dieses mit den Worten aus: die Entropie des Systems strebt stets einem Maximum zu.

Die Wärme, welche in einen Körper während irgend einer kleinen Zustandsänderung eintritt, wird, wie wir gesehen haben, dargestellt durch $\theta (\psi_2 - \psi_1)$, wenn θ die mittlere Temperatur des Körpers während des Processes ist, und ψ_1 und ψ_2 die Entropien am Anfang und am Ende des Processes darstellen.

Ziehen wir zwei „isentropische“ Linien ψ_1 und ψ_2 von der Temperatur θ an in Richtung der abnehmenden Temperatur nach abwärts bis zur Temperatur T , dann ist das Flächenstück zwischen den beiden isentropischen Linien von der Temperatur θ bis zu der Temperatur T gleich $(\theta - T) (\psi_2 - \psi_1)$.

Wenn wir die Isentropenlinien und die Isothermen genau für alle Temperaturen abwärts bis zum absoluten Nullpunkt der thermodynamischen Scala ausziehen könnten, so würde die ganze Fläche, welche eingeschlossen wird von den Isentropen und Isothermen für θ und Null, gleich $\theta (\psi_2 - \psi_1)$ sein, und es würde diese Fläche die Wärme darstellen, welche in den Körper während des Processes eintritt.

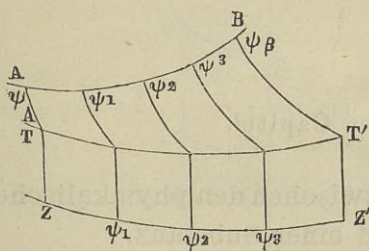
Wenn es nun auch unmöglich ist, auch nur Muthmaassungen aufzustellen über die Eigenschaften eines Körpers beim absoluten Nullpunkt oder in dem Diagramme die wahre Form der thermischen Linien in der Nähe dieses Nullpunktes auszuziehen, so ist es dennoch leicht, nach der Construction des thermodynamischen Diagramms für den Theil des Feldes, welches durch directe Beobachtung bekannt ist, auch in dem unbekannten Theil des Feldes unseres Diagramms solche Linien zu ziehen, dass wir mit Hülfe derselben auch hier Wärmemengen durch Flächen darstellen können.

Es sei nämlich der bekannte Theil des Diagrammfeldes etwa begrenzt von der Isotherme T . Wir ziehen dann von den Enden der bekannten Theile der Isentropen eine Reihe von Linien von irgend einer Form, welche sich nur untereinander nicht schneiden. Wir ziehen weiter eine andere Linie ZZ' , so dass der Raum, der von dieser Linie, zwei der fortgesetzten benachbarten Isentropen ψ_2 und ψ_1 , und der Isotherme T eingeschlossen wird, gleich ist $T (\psi_2 - \psi_1)$. Dann können

wir bei der Berechnung von Wärmemengen die Linie ZZ' auffassen als fingirte Isotherme für den absoluten Nullpunkt und die Reihe der zuerst gezogenen Linien als eine fingirte Reihe von Isentropen.

Denn es ist die Fläche zwischen den beiden Isentropen von der Temperatur θ bis zur Temperatur T gleich $(\theta - T)(\psi_2 - \psi_1)$.

Fig. 24.



Diese Fläche liegt innerhalb des bekannten Theiles des Feldes. Die Fortsetzung dieser Fläche in dem unbekannten Theil des Feldes abwärts bis zur fingirten Isotherme für den absoluten Nullpunkt ist $T(\psi_2 - \psi_1)$. Die ganze Fläche ist also

$\theta(\psi_2 - \psi_1)$ und stellt daher die Wärmemenge dar, welche absorbtirt wird beim Uebergang von der Linie ψ_1 zu der Linie ψ_2 bei der Temperatur θ .

Die ganze Wärme, welche von einem Körper absorbtirt wird bei dessen Uebergang von einem Zustand A durch eine bestimmte Reihe von Zwischenzuständen hindurch, welche durch die Linie AB dargestellt werden, in einen Zustand B, kann „die Wärme der Linie AB “ genannt werden. Wenn man AB in eine genügende Anzahl von kleinen Theilen theilt und die Fläche berechnet, welche diejenige Wärme darstellt, die während des Ueberganges des Körpers über jeden einzelnen dieser Theile gebraucht wird, so findet man, dass die Summe dieser Flächen gleich ist der Fläche, welche von der Linie AB , den Isentropen durch A und B mit Einschluss der fingirten Theile derselben und der fingirten Isotherme für den absoluten Nullpunkt eingeschlossen wird.

Neuntes Capitel.

Ueber die Beziehungen zwischen den physikalischen Eigenschaften einer Substanz.

T_1 T_1 und T_2 T_2 mögen zwei Isothermen darstellen, welche zwei aufeinander folgenden Temperaturgraden entsprechen; ψ_1 ψ_1 und ψ_2 ψ_2 mögen zwei aufeinander folgende adiabatische Linien darstellen. $ABCD$ sei das Vierseit, welches zwischen diesen beiden Paaren von Linien liegt (Fig. 25). Sind die Linien nahe genug aneinander gezogen, so können wir dieses Vierseit als ein Parallelogramm ansehen.

Der Flächeninhalt dieses Parallelogramms ist, wie wir schon gezeigt haben, gleich der Einheit.

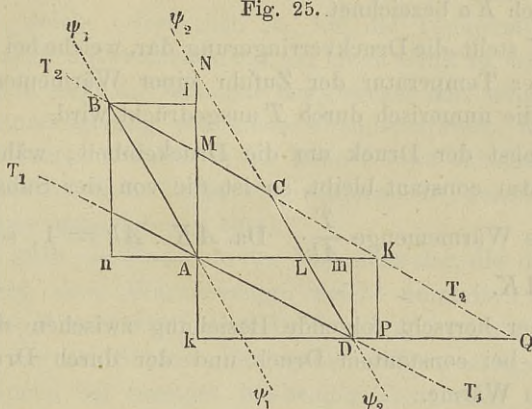
Ziehen wir nun durch A und B horizontale Linien, bis dieselben die verlängerte Linie AB in K und Q schneiden, so sind die Parallelogramme $ABCD$ und $AKQD$ einander gleich, weil sie dieselbe Grundlinie haben und zwischen denselben Parallelen liegen. Wir ziehen weiter die Verticalen AB und KP , bis dieselben die nöthigenfalls verlängerte QD schneiden. Dann ist das Rechteck $AKPB$ gleich dem Parallelogramm $AKQD$, weil sie beide dieselbe Grundlinie AK haben und zwischen denselben Parallelen AK und BQ liegen. Daher ist das Rechteck $AKPB$ auch dem ursprünglichen Parallelogramme $ABCD$ gleich. Ziehen wir also AK von A aus horizontal bis zum Durchschnitt mit der Isotherme T_2 und

AB vertical bis zum Durchschnitt mit einer durch D gezogenen Horizontalen, so werden wir die folgende Beziehung haben:

$$AK \cdot AB = ABCD.$$

Auf dieselbe Weise erhalten wir, wenn die Horizontale durch A die adiabatische Linie ψ_2 in L , die Verticalen durch

Fig. 25.



D und B in m und n schneidet, und wenn die Verticale durch A die Isotherme T_2 in M , die adiabatische Linie ψ_2 in N und die durch B gezogene Horizontale in l schneidet, schliesslich folgende vier Werthe für die Fläche $ABCD$ mit Einschluss dessen, was wir schon fanden:

$$\begin{aligned} ABCD &= AK \cdot AB = AL \cdot Al = AM \cdot Am \\ &= AN \cdot An = 1. \end{aligned}$$

Wir haben nun zunächst die physikalische Bedeutung der vier Paare von Linien, welche in diese Producte eintreten, zu erklären.

Wir müssen uns dazu daran erinnern, dass das Volumen einer Substanz durch horizontale Strecken nach rechts hin gemessen wird, dagegen der Druck durch verticale Strecken aufwärts; ferner, dass der Zwischenraum zwischen den Isothermen einen Temperaturgrad darstellt, wobei wir die Graduierung der Scala in beliebig viele Unterabtheilungen theilen können; dass schliesslich der Zwischenraum zwischen den adiabatischen Linien die Zufuhr einer Wärmemenge darstellt, deren numerischer Werth T , die absolute Temperatur, ist.

1) AK stellt dar den Zuwachs des Volumens für eine Temperatursteigerung um einen Grad, wenn der Druck constant bleibt. Diese Grösse wird die „Ausdehnbarkeit“ der Substanz der Einheit der Masse genannt. Nennen wir die Ausdehnbarkeit der Substanz per Einheit des Volumens α , so wird AK durch $K\alpha$ bezeichnet.

AK stellt die Druckverringerung dar, welche bei constant bleibender Temperatur der Zufuhr einer Wärmemenge entspricht, die numerisch durch T ausgedrückt wird.

Wächst der Druck um die Druckeinheit, während die Temperatur constant bleibt, so ist die von der Substanz abgegebene Wärmemenge $\frac{T}{Ak}$. Da $AK \cdot Ak = 1$, so ist $\frac{T}{Ak} = T \cdot AK$.

Daher herrscht folgende Beziehung zwischen der Ausdehnung bei constantem Druck und der durch Druck entwickelten Wärme.

„Erster thermodynamischer Satz“. Wächst der Druck einer Substanz um eine Einheit, während die Temperatur constant erhalten wird, so ist die von der Substanz abgegebene Wärme gleich dem Product aus der absoluten Temperatur und der bei constantem Druck stattfindenden Ausdehnung für einen Temperaturgrad.

Wird also die Temperatur constant gehalten, so geben diejenigen Substanzen, deren Volumen bei steigender Temperatur zunimmt, Wärme ab, wenn der Druck vermehrt wird; dagegen wird von denjenigen, welche sich beim Steigen der Temperatur zusammenziehen, Wärme absorbiert, wenn der Druck vermehrt wird.

2) AL stellt den Zuwachs des Volumens dar bei constantem Druck, wenn der Substanz eine Wärmemenge, welche numerisch gleich T ist, mitgetheilt wird.

Ak stellt die Zunahme des Druckes dar, welche erforderlich ist, um die Temperatur der Substanz um einen Grad zu erhöhen, wenn keine Wärme entweichen kann.

„Zweiter thermodynamischer Satz.“ — Die Grösse

$\frac{T}{AL}$ stellt die Wärme dar, welche der Substanz mitgetheilt werden muss, um das Volumen bei constant bleibendem Druck um eine Einheit zu vergrössern. Dieselbe ist gleich dem Producte aus der absoluten Temperatur und der Zunahme des Druckes, welche erforderlich ist, um die Temperatur, wenn keine Wärme entweichen kann, um einen Grad zu erhöhen.

3) AM stellt die Zunahme des Druckes dar, welche einer Temperatursteigerung von einem Grad entspricht, wenn das Volumen constant bleibt. (Wir können etwa annehmen, dass die Substanz in einem Gefäss eingeschlossen ist, dessen Wände vollkommen unnachgiebig sind).

Am stellt die Zunahme des Volumens dar, die durch die Mittheilung einer Wärmemenge, welche numerisch gleich T ist, hervorgebracht wird, wenn die Temperatur constant bleibt.

Die von der Substanz abgegebene Wärmemenge, wenn das Volumen bei constant bleibender Temperatur um eine Einheit vermindert wird, ist daher $\frac{T}{Am}$. Diese Grösse wird die latente Wärme der Ausdehnung genannt.

Weil $AM \cdot Am = 1$ ist, so können wir die Beziehung zwischen diesen Linien folgendermaassen ausdrücken: $\frac{T}{Am} = T \cdot AM$ oder in Worten:

„Dritter thermodynamischer Satz“. — Die latente Wärme der Ausdehnung ist gleich dem Producte aus der absoluten Temperatur und der Zunahme des Druckes für jeden Temperaturgrad bei constant bleibendem Volumen.

4) AN stellt die Zunahme des Druckes dar, wenn bei constant bleibendem Volumen eine Wärmemenge T der Substanz mitgetheilt wird.

An stellt die Abnahme des Volumens dar für den Fall, dass die Substanz, während sie keine Wärme verlieren kann, so weit zusammengedrückt wird, bis die Temperatur um einen Grad gestiegen ist. Hieraus folgt:

„Vierter thermodynamischer Satz“. — $\frac{1}{An}$ stellt

die Zunahme der Temperatur dar, welche durch eine Verminderung des Volumens um eine Einheit bewirkt wird, wenn keine Wärme entweichen kann. Diese Zunahme ist gleich $\frac{d\theta}{d\psi}$, der Zunahme des Druckes, welche bei constant bleibendem Volumen durch eine Wärmemenge, die numerisch gleich T ist, bewirkt wird.

So haben wir vier Beziehungen zwischen den physikalischen Eigenschaften einer Substanz erhalten. Diese vier Beziehungen sind nicht unabhängig von einander, so dass sie als ganz von einander getrennte Sätze aufgeführt werden könnten. Jede derselben kann aus irgend einer der andern abgeleitet werden. Die Gleichheit der Producte $\frac{d\theta}{d\psi}$, $\frac{d\theta}{dp}$ etc. mit dem Parallelogramm $ABCD$ und einzeln unter einander ist bloss eine geometrische Wahrheit und hängt nicht von thermodynamischen Grundsätzen ab. Was wir aus der Thermodynamik dazu lernen ist das, dass das Parallelogramm und jedes der vier Producte gleich der Einheit ist, von welcher Beschaffenheit auch die Substanz oder ihre Bedingungen in Betreff Druck und Temperatur sein mögen ¹⁾.

Ueber die beiden Arten der Messung der specifischen Wärme.

Die Wärmemenge, welche erforderlich ist um die Masseneinheit einer Substanz um einen Temperaturgrad zu erhöhen, wird die specifische Wärme der Substanz genannt.

¹⁾ Diese vier Beziehungen können in der Sprache der Differentialrechnung kurz folgendermaassen ausgedrückt werden:

$$\frac{d\theta}{d\psi} (p \text{ const.}) = - \frac{d\psi}{dp} (\theta \text{ const.}) \dots 1)$$

$$\frac{d\theta}{d\psi} (p \text{ const.}) = \frac{d\theta}{dp} (\psi \text{ const.}) \dots 2)$$

$$\frac{dp}{d\theta} (v \text{ const.}) = \frac{d\psi}{dv} (\theta \text{ const.}) \dots 3)$$

$$\frac{dp}{d\psi} (v \text{ const.}) = - \frac{d\theta}{dv} (\psi \text{ const.}) \dots 4)$$

Hier bedeutet v das Volumen,

p den Druck,

θ die absolute Temperatur,

ψ die thermodynamische Function oder Entropie.

Auf Seite 75 ist diese Wärmemenge ausgedrückt in Werthen der Wärmeeinheit oder der Wärme, welche erforderlich ist, um die Masseneinheit von Wasser um einen Grad zu erwärmen.

Um dieselbe auf thermodynamisches Maass zu reduciren, müssen wir sie mit Joule's mechanischem Aequivalent der Wärmeeinheit multipliciren. Die so gefundene Grösse ist nicht mehr ein reines Verhältniss, wie auf Seite 75, sondern hängt von der Thermometerscala ab, die wir wählen und ausserdem von der Einheit der Arbeit.

Die specifische Wärme einer Substanz hängt nun von der Art und Weise ab, in welcher sich Druck und Volumen während der Temperaturerhöhung verändern.

Es giebt daher eine unbeschränkte Zahl von Arten, die specifische Wärme zu definiren. Nur zwei derselben sind von praktischer Wichtigkeit. Die erste Methode ist die, vorauszusetzen, dass das Volumen während der Temperatursteigerung constant bleibt. Die specifische Wärme bei dieser Bedingung wird specifische Wärme bei constantem Volumen genannt. Wir wollen sie mit K_v bezeichnen.

In dem Diagramm stellt die Linie AMN die verschiedenen Zustände der Substanz dar, wenn das Volumen constant bleibt. AM stellt die Druckzunahme dar, welche durch eine Steigerung der Temperatur um einen Grad hervorgerufen wird; AN die Druckzunahme, welche der Zufuhr einer Wärmemenge, die numerisch gleich T ist, entspricht. Um die Wärmemenge K_v zu finden, welche der Substanz mitgetheilt werden muss, damit die Temperatur derselben um einen Grad erhöht und der Druck demnach um AM vermehrt wird, haben wir also:

$$AN : AM = T : K_v$$

oder:

$$K_v = T \cdot \frac{AM}{AN}.$$

Die zweite Methode, die specifische Wärme zu definiren, ist die, anzunehmen, dass der Druck constant bleibt. Die

specifische Wärme bei constantem Druck wird bezeichnet mit K_p .

Die Linie ALK stellt im Diagramm die verschiedenen Zustände der Substanz dar, wenn der Druck constant bleibt; AK stellt dar die Zunahme des Volumens, welche einer Temperatursteigerung um einen Grad entspricht, AL die Zunahme des Volumens, welche bewirkt wird durch die Zufuhr einer Wärmemenge, die numerisch gleich T ist. Die Wärmemenge K_p erwärmt die Substanz um einen Grad und vermehrt daher das Volumen um AK .

Daher haben wir:

$$AL : AK = T : K_p$$

oder:

$$K_p = T \frac{AK}{AL}.$$

(Eine dritte Methode, die specifische Wärme zu definiren, wird manchmal bei gesättigtem Dampf angewandt. In diesem Fall wird vorausgesetzt, dass der Dampf immer gesättigt bleibt, während die Temperatur steigt. Es ergiebt sich aus den Versuchen von Regnault, wie wir es in dem Diagramm S. 154 zeigten, dass Wärme von dem gesättigten Dampf abgegeben wird, wenn die Temperatur des letzteren steigt, so dass die specifische Wärme dieses Dampfes negativ ist, — ein Resultat, das von Clausius und Rankine gefunden wurde.)

Ueber die zwei Arten der Messung der Elasticität.

Die Elasticität einer Substanz wurde auf S. 123 defnirt als das Verhältniss der Zunahme des Druckes zu der dadurch verursachten Zusammendrückung, wenn diese Zusammendrückung defnirt wird als das Verhältniss der Verminderung des Volumens zu dem ursprünglichen Volumen.

Es ist indessen nöthig, dass wir etwas von den thermischen Bedingungen wissen, denen die Substanz ausgesetzt ist, bevor wir der Elasticität einen bestimmten Werth zuschreiben können. Die beiden einzigen Bedingungen, welche praktische Bedeutung

haben, sind folgende: erstens die, dass die Temperatur constant bleiben soll, und zweitens die, dass kein Austausch von Wärme stattfindet.

1) Die Elasticität bei der Bedingung, dass die Temperatur constant bleibt, soll durch E_θ bezeichnet werden.

In diesem Falle ist die Beziehung zwischen Volumen und Druck durch die Isotherme DA bestimmt. Die Zunahme des Druckes ist kA und die Abnahme des Volumens mA . Nennen wir das Volumen V , so ist die Elasticität bei constanter Temperatur:

$$E_\theta = V \frac{Ak}{Am} = V \frac{AM}{AK}.$$

2) Die Elasticität bei der Bedingung, dass Wärme weder in die Substanz ein, noch aus ihr austritt, wird durch E_ψ bezeichnet.

In diesem Falle ist die Beziehung zwischen Volumen und Druck durch die adiabatische Linie AB bestimmt. Die Zunahme des Druckes ist Al , die Abnahme des Volumens An . Daher ist die Elasticität, wenn kein Wärmeaustausch stattfindet:

$$E_\psi = V \cdot \frac{Al}{An} = V \cdot \frac{AN}{AL}.$$

Zwischen diesen Grössen herrschen verschiedene wichtige Beziehungen. An erster Stelle finden wir für das Verhältniss der specifischen Wärmen:

$$\frac{K_p}{K} = \frac{T \cdot \frac{AK}{AL}}{T \cdot \frac{AM}{AN}} = \frac{V \cdot \frac{AN}{AL}}{V \cdot \frac{AM}{AK}} = \frac{E_\psi}{E_\theta},$$

oder das Verhältniss der specifischen Wärme bei constantem Druck zu der bei constantem Volumen ist gleich dem Verhältniss der Elasticität bei gehindertem Wärmeaustausch zu der Elasticität bei constanter Temperatur. Diese Beziehung ist ganz unabhängig von den Principien der Thermodynamik, da es eine directe Folge der Definition ist.

Das Verhältniss von K_p zu K_v oder von E_ψ zu E_θ wird gewöhnlich durch das Symbol k bezeichnet, so dass $K_p = kK_v$, und $E_\psi = kE_\theta$.

Wir wollen nun zunächst die Differenz zwischen den beiden Elasticitäten bestimmen:

$$E_\psi - E_\theta = V \cdot \frac{Al \cdot Am - An \cdot Ak}{Am \cdot An}.$$

Der Zähler des Bruches ist nach den geometrischen Verhältnissen der Figur augenscheinlich gleich dem Parallelogramm $ABCD$. Durch Multiplication mit K_v finden wir:

$$K_v (E_\psi - E_\theta) = TV \cdot \frac{AM}{Am} \cdot \frac{ABCD}{AN \cdot An} = TV \cdot \frac{AM}{Am}$$

da, wie wir gesehen haben, $ABCD = AN \cdot An$ ist.

Weil $K_v E_\psi = K_p E_\theta$ ist, finden wir ebenso:

$$E_\theta (K_p - K_v) = TV \cdot \frac{AM}{Am}.$$

Diese Beziehungen sind unabhängig von den Principien der Thermodynamik.

Wenden wir nun die thermodynamische Gleichung $AM \cdot Am = 1$ an, so wird jede dieser Grössen gleich:

$$TV \cdot (AM)^2.$$

Nun ist AM die Zunahme des Druckes bei constant bleibendem Volumen für jeden Temperaturgrad, eine sehr wichtige Grösse. Das Resultat kann folgendermaassen geschrieben werden:

$$K_v (E_\psi - E_\theta) = TV \cdot AM^2 = E_\theta (K_p - K_v).$$

Zehntes Capitel.

Ueber latente Wärme.

Eine äusserst wichtige Classe von Erscheinungsformen der Substanzen bilden diejenigen Fälle, in welchen die Substanz sich bei derselben Temperatur und demselben Druck in zwei verschiedenen Zuständen befindet, wie wenn sie z. B. theils fest, theils flüssig oder zum Theil fest, zum Theil flüssig und zum Theil gasförmig ist.

In solchen Fällen muss man das von der Substanz eingenommene Volumen als aus zwei Theilen bestehend ansehen, wovon v_1 das Volumen der im ersten Zustande befindlichen Substanz ist, und v_2 dasjenige der im zweiten Zustand befindlichen Substanzmenge. Die Menge von Wärme, welche erforderlich ist um die Masseneinheit der Substanz aus dem ersten Zustand in den zweiten zu bringen, ohne dabei die Temperatur zu ändern, wird „die latente Wärme“ der Substanz genannt und mit L bezeichnet.

Während dieses Processes ändert sich das Volumen von v_1 auf v_2 , während der Druck constant bleibt.

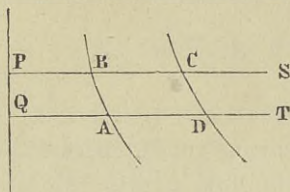
PS möge eine Isotherme sein, welche in diesem Falle horizontal verläuft, sie möge dem Drucke P und der Temperatur S entsprechen.

QT sei eine andere Isotherme, welche dem Drucke Q und der Temperatur T entspricht.

BA und CD seien adiabatische Linien, welche die Isothermen in $ABCD$ schneiden.

Dann wird die Substanz, wenn sie sich bei der Temperatur S von dem Volumen PB auf das Volumen PC ausdehnt, eine Menge

Fig. 26.



von Wärme gleich $L \frac{BC}{v_2 - v_1}$ absorbieren, worin L die latente Wärme bei der Temperatur T ist.

Wird die Substanz bei der Temperatur T von QD auf QA zusammengedrückt, so wird sie eine Wärmemenge abgeben, die gleich ist:

$$L' \frac{AD}{v_2' - v_1'},$$

worin die accentuirten Grössen sich auf die Temperatur T beziehen.

Die Menge von Arbeit, welche von einer Maschine geleistet wird, wenn der Indicatorstift die Figur $ABCD$ auf dem Diagramm zeichnet, wird durch den Flächeninhalt dieser Figur dargestellt. Sind die Temperaturen S und T so wenig von einander verschieden, dass wir die Krümmung der Linien AB und CD vernachlässigen können, so ist dieser Flächeninhalt gleich:

$$\frac{1}{2} (BC + AD) PQ.$$

Ist der Unterschied der Drucke P und Q sehr klein, so ist nahezu $BC = AD$, so dass wir für diesen Flächeninhalt auch folgenden Ausdruck setzen können:

$$BC (P - Q).$$

Wir können indess die Arbeit auch auf einem anderen Wege berechnen. Dieselbe ist nämlich gleich der bei der höheren Temperatur absorbirten Wärmemenge, multiplicirt mit dem Verhältniss der Differenz der Temperaturen zu der höheren Temperatur. Das giebt:

$$L \frac{BC}{v_2 - v_1} \cdot \frac{S - T}{S}.$$

Setzen wir die beiden Werthe für die Arbeit einander gleich, so finden wir für die latente Wärme:

$$L = (v_2 - v_1) S \frac{P - Q}{S - T},$$

wobei im Auge zu behalten ist, dass bei Berechnung des Bruches $\frac{P - Q}{S - T}$ der Unterschied der Drucke P und Q sowohl, wie der Unterschied der Temperatur S und T als sehr klein vorausgesetzt ist. Es ist dieser Bruch thatsächlich dasjenige, was in der Sprache der Differentialrechnung durch $\frac{dp}{dT}$ bezeichnet werden würde. Der Leser kann sich die obige Gleichung auf einmal aus dem dritten thermodynamischen Satze S. 193 ableiten.

Der wichtigste Fall unter denen, in welchen eine Substanz sich in demselben Gefäss in zwei verschiedenen Zuständen befindet, ist derjenige, bei welchem die Substanz bei derselben Temperatur theils Wasser, theils Dampf ist.

Der Druck des Dampfes in einem Gefässe, welches Wasser von derselben Temperatur enthält, wird der Druck des gesättigten Dampfes von dieser Temperatur genannt.

Die Grösse dieses Druckes ist für eine grosse Menge von Temperaturen, die nach den gewöhnlichen Scaln gerechnet sind, bestimmt worden. Die vollständigsten Bestimmungen dieser Art sind die von Regnault. Regnault hat ebenfalls L , die latente Wärme der Masseneinheit des Dampfes, für viele verschiedene Temperaturen bestimmt.

Kennen wir daher ausserdem den Werth von $v_2 - v_1$, oder den Unterschied der Volumina der Masseneinheit Wasser und derselben Masse, wenn sie in Dampf verwandelt ist, so haben wir alle nöthigen Angaben um S , die absolute Temperatur, nach der thermodynamischen Scala zu bestimmen.

Unglücklicher Weise stellen sich verschiedene Schwierigkeiten in den Weg, wenn man das Volumen des Dampfes auf dem Punkte der Sättigung bestimmen will. Bringen wir eine bekannte Gewichtsmenge Wasser in ein Gefäss, dessen Inhalt wir in bekannter Weise ändern können, und bestimmen ent-

weder den Rauminhalt, für welchen bei einer gegebenen Temperatur grade die ganze Flüssigkeitsmenge in Dampf verwandelt ist, oder die Temperatur, welche in derselben Weise einem gegebenen Inhalt entspricht, so können wir hieraus Daten zur Bestimmung der Dichtigkeit von gesättigtem Dampferhalten. Es ist indess sehr schwer, die Beendigung der Verdampfung oder den Anfang der Verdichtung zu beobachten und zu gleicher Zeit andere Ursachen zu Irrthümern zu vermeiden. Es ist zu hoffen, dass diese Schwierigkeiten überwunden werden; dann werden unsere Kenntnisse über die anderen Eigenschaften des gesättigten Dampfes uns in den Stand setzen, die gewöhnlichen Temperaturscalen zu vergleichen mit der thermodynamischen Scala in einem Bereich von -35° C. bis zu 222° C.

Mittlerweile haben Clausius und Rankine von der obigen Formel Gebrauch gemacht, um die Dichtigkeit eines gesättigten Dampfes zu berechnen unter der Annahme, dass die absolute Temperatur gleich der von -273° C. an gerechneten Temperatur nach der Scala von Celsius ist.

Dasselbe Princip setzt uns in den Stand, Beziehungen zwischen den physikalischen Eigenschaften einer Substanz in dem Punkte aufzustellen, wo diese aus dem festen in den flüssigen Zustand übergeht.

Die Temperatur des schmelzenden Eises wurde stets als vollkommen constant vorausgesetzt, bis Professor James Thomson¹⁾ darauf hinwies, dass aus Carnot's Princip folge, dass der Schmelzpunkt bei Steigerung des Druckes erniedrigt werden müsse.

Wenn nämlich v_1 das Volumen eines Kilogrammes Eis ist und v_2 das eines Kilogrammes Wasser, beide von 0° C., so wissen wir zunächst, dass das Volumen des Eises grösser als das des Wassers ist. Ist daher S die Schmelztemperatur bei dem Drucke P und T die Schmelztemperatur bei dem Drucke Q , so haben wir, wie auf Seite 201:

¹⁾ Transactions of the Royal Society of Edinburgh, vol. XVI, p. 575, January 2, 1849.

$$\frac{S - T}{P - Q} = (v_2 - v_1) \frac{S}{L}.$$

Setzen wir $P = 0$ und $S = 0^\circ \text{C.}$, so ist die Schmelztemperatur beim Drucke Q gleich:

$$T = (v_2 - v_1) Q \frac{S}{L}.$$

Nun ist das Volumen eines Kilogrammes Eis von 0° $v_1 = 0.0010896$ cbm und das eines Kilogrammes Wasser von derselben Temperatur $v_2 = 0.0010002$ cbm. S , die 0°C. entsprechende absolute Temperatur, ist 273° . L , die latente Wärme, welche erforderlich ist, um ein Kilogramm Eis in ein Kilogramm Wasser zu verwandeln, ist $= 80$ Wärmeeinheiten $= 80 \cdot 425$ Kilogrammometer. Daher ist T , die Schmelztemperatur, welche einem Druck von Q Kilogramm auf das Quadratmeter entspricht, gleich:

$$T = - 0.00000072^\circ \cdot Q.$$

Ist der Druck in n Atmosphären gegeben, so ist, da eine Atmosphäre 10333 Kilogramm auf das Quadratmeter beträgt:

$$T = - 0.007418^\circ \cdot n.$$

Daher wird der Schmelzpunkt des Eises ungefähr um den 135sten Theil eines Grades Celsius für jede Druckvergrößerung um eine Atmosphäre erniedrigt. Dieses Resultat der Theorie wurde durch directe Versuche von Prof. W. Thomson bestätigt.¹⁾

Professor J. Thomson hat auch auf die Wichtigkeit der einen Bedingung in Betreff Temperatur und Druck aufmerksam gemacht, unter welcher allein Wasser oder irgend eine andere Substanz in demselben Gefäß in der festen, flüssigen und gasförmigen Form beständig zusammen bestehen kann. Dies kann nur bei der Gefriertemperatur geschehen, welche dem Druck des Dampfes bei diesem Gefrierpunkt entspricht. Er nennt diesen Punkt den dreifachen Punkt, weil in ihm sich drei thermische Linien schneiden: 1. die Dampflinie, welche den flüssigen von dem gasartigen Zustand trennt; 2. die Eislinie, welche den flüssigen von dem festen Zustand trennt; 3. die Reiflinie, welche den festen von dem gasartigen Zustand scheidet.

1) Proceedings of the Royal Society of Edinburgh, 1850.

Es ist, so oft als das Volumen der Substanz in dem flüssigen Zustand kleiner als im festen ist, wie beim Wasser, die Wirkung eines Druckes auf ein Gefäss, welches die Substanz theils im festen, theils im flüssigen Zustand enthält, die, dass dadurch das Schmelzen eines Theiles der festen Substanz und gleichzeitig eine Erniedrigung der Temperatur des Ganzen auf den dem ausgeübten Druck entsprechenden Schmelzpunkt bewirkt wird. Ist im Gegentheil das Volumen der Substanz grösser im flüssigen, wie im festen Zustand, so ist die Wirkung des Druckes die, dass etwas von dem flüssigen Theil erstarrt und dass die Temperatur auf den dem ausgeübten Druck entsprechenden Schmelzpunkt erhöht wird. Um zu bestimmen, ob das Volumen der Substanz in dem flüssigen oder in dem festen Zustand grösser ist, haben wir nur zu beobachten, ob feste Theile der Substanzen in die geschmolzenen hinabsinken oder darin schwimmen. Wenn dieselben, wie Eis im Wasser, schwimmen, so ist das Volumen im festen Zustand grösser; Druck verursacht dann ein Schmelzen und Erniedrigung des Schmelzpunktes. Wenn, wie beim Schwefel, Wachs und den meisten Steinarten, die feste Substanz in die flüssige einsinkt, so verursacht Druck eine theilweise Erstarrung und erhöht den Schmelzpunkt.

Werden zwei Stücke Eis von der Temperatur des Schmelzpunktes zusammengepresst, so verursacht der Druck, dass in den sich berührenden Theilen der Oberfläche Schmelzen stattfindet. Das so gebildete Wasser läuft ab und die Temperatur ist erniedrigt. Daher frieren die beiden Theile, sobald der Druck nachlässt, zusammen durch Eis von einer Temperatur unter 0° . Diese Erscheinung wird Regelation genannt.

Es ist wohl bekannt, dass die Temperatur der Erde zunimmt, wenn wir in die Tiefe eindringen, so dass es auf dem Grunde eines tiefen Bohrloches bedeutend wärmer ist als auf der Oberfläche. Wir werden sehen, dass, sofern wir nicht voraussetzen, dass der gegenwärtige Zustand der Dinge kein hohes Alter hat, dieses Wachsen der Temperatur noch in weit grössere Tiefen, als bis wohin irgend eines unserer Bohrlöcher reicht, sich fortsetzen muss. Unter dieser Voraussetzung ist

es leicht zu berechnen, in welcher Tiefe die Temperatur gleich der sein wird, bei der die meisten unserer Gesteinsarten in unseren Schmelzöfen schmelzen; es ist oft ausgesprochen, dass wir in solcher Tiefe Alles in einem Zustande des Geschmolzenseins vorfinden würden. Wir müssen aber wohl beachten, dass in solchen Tiefen ein enormer Druck herrscht, und dass daher Felssorten, welche in unseren Öfen bei einer gewissen Temperatur schmelzen, im Herzen der Erde bei einer selbst viel höheren Temperatur fest bleiben können.

Elftes Capitel.

Ueber die Anwendung der thermodynamischen Principien auf Gase.

Die physikalischen Eigenschaften von Körpern in gasförmigem Zustande sind bedeutend einfacher, als wenn die Körper sich in irgend einem anderen Zustande befinden. Die Beziehungen zwischen Volumen, Druck und Temperatur sind dann mehr oder weniger genau durch die Gesetze von Boyle und Charles gegeben, von denen wir der Kürze halber als von den „Gasgesetzen“ sprechen wollen. Wir können dieselben in folgender Form ausdrücken:

v bezeichne das Volumen der Masseneinheit, p den Druck, t die mittelst eines Luftthermometers von dem absoluten Nullpunkt des Instrumentes an gerechnete Temperatur; dann bleibt die Grösse $\frac{vp}{t}$ für dasselbe Gas constant.

Wir gebrauchen hier das Zeichen t , um die absolute Temperatur, wie wir dieselbe mit Luftthermometer messen, zu bestimmen und reserviren das Zeichen θ , um die der absoluten thermodynamischen Scala entsprechende Temperatur zu bezeichnen.

Wir haben kein Recht dazu, ohne Beweis anzunehmen, dass diese beiden Grössen einander gleich sind, wenn wir auch im Stande sein werden, durch Versuche zu zeigen, dass dieselben nahezu einander gleich sind.

Es ist wahrscheinlich, dass alle Gase, wenn das Volumen und die Temperatur hinreichend gross sind, die Gasgesetze erfüllen. Wenn aber durch Zusammendrückung und Abkühlung das Gas seinem Verdichtungspunkt in die flüssige Form nahe gebracht ist, so wird die Grösse $\frac{vp}{t}$ kleiner, als sie in dem vollkommen gasförmigen Zustande ist; die Substanz erfüllt dann, wenn sie auch augenscheinlich noch gasförmig ist, nicht länger mit Genauigkeit die Gasgesetze (s. S. 133 u. 138).

Die specifische Wärme eines Gases kann nur durch eine Reihe von Versuchen bestimmt werden, welche grosse Schwierigkeiten in sich schliessen und grosse Feinheit bei den Messungen erfordern. Das Gas muss ja in einem Gefäss eingeschlossen sein, und nun ist die Dichtigkeit des Gases selbst so gering, dass seine Wärmecapacität nur einen kleinen Theil der ganzen Capacität des Apparates bildet. Jeder Irrthum, entweder in der Bestimmung der Capacität des Gefässes selbst oder des Gefässes mit dem Gase darin, wird daher einen viel grösseren Irrthum in der berechneten specifischen Wärme des Gases hervorrufen.

Daher waren die Bestimmungen der specifischen Wärme des Gases allgemein sehr ungenau, bis Regnault alle Hülfquellen seiner experimentellen Geschicklichkeit auf die Erforschung dieses Punktes aufwandte. Er liess das Gas in einem beständigen Strom und in grossen Mengen durch die Röhre seines Calorimeters strömen und leitete daraus Resultate ab, die nicht weit von der Wahrheit entfernt sein können.

Diese Resultate wurden indessen erst 1853 veröffentlicht. Mittlerweile hatte aber Rankine durch Anwendung der thermodynamischen Principien auf schon bekannte Thatfachen theoretisch einen Werth für die specifische Wärme der Luft bestimmt, welchen er 1850 veröffentlichte. Der von ihm erhaltene Werth wich von dem ab, der bis dahin durch die besten Resultate aus directen Versuchen erhalten worden war. Als nun Regnault's Resultate veröffentlicht wurden, zeigte sich dagegen, dass diese vollkommen mit Rankine's Berechnung übereinstimmen.

Wir müssen nun die Grundsätze erklären, welche Rankine anwandte. Wird ein Gas zusammengedrückt, während die Temperatur constant bleibt, so hat das Product aus Volumen und Druck stets einen constanten Werth. Daher ist, wie wir gesehen haben, die Elasticität des Gases bei constanter Temperatur numerisch seinem Drucke gleich.

Wenn aber das Gefäss, in welchem das Gas enthalten ist, weder dieser Wärme nehmen, noch ihm Wärme mittheilen kann, so wird die Temperatur steigen, sobald Zusammendrückung stattfindet; der Druck wird dann grösser sein, als er es im vorigen Falle war. Die Elasticität wird daher im Falle, dass kein Wärmeaustausch stattfindet, grösser sein als in dem Falle von constanter Temperatur.

Die Bestimmung der Elasticität auf diese Weise unter solchen Umständen würde unmöglich sein, weil wir kein Gefäss herstellen können, welches keine Wärme von dem Gase in ihm entweichen lässt. Geschieht indessen die Zusammendrückung sehr rasch, so wird sehr wenig Zeit zum Entweichen der Wärme vorhanden sein, aber auch sehr wenig Zeit, um den Druck auf gewöhnlichem Wege zu messen. Indessen ist es möglich, nachdem die Luft in einem grossen Gefäss bei bekannter Temperatur zusammengedrückt ist, eine Oeffnung von beträchtlicher Grösse für eine Zeit zu öffnen, die genügend ist, die Luft so lange ausströmen zu lassen, bis der Druck innerhalb und ausserhalb des Gefässes derselbe ist, aber nicht genügend dazu, dass viel Wärme von der Luft aus den Wänden des Gefässes absorbirt wird. Wenn die Oeffnung geschlossen wird, so ist die Luft etwas kühler wie vorher. Wenn sie nun auch von den Wänden des Gefässes Wärme so rasch empfängt, dass ihre Temperatur in dem abgekühlten Zustande nicht genau mit dem Thermometer gemessen werden kann, so kann der Betrag der Abkühlung doch genau berechnet werden aus der Beobachtung des Druckes der Luft innerhalb des Gefässes, nachdem die Temperatur des letzteren der der Atmosphäre gleich geworden ist. Weil in dem Momente, in welchem die Oeffnung geschlossen wurde, die innere Luft kühler war, als die äussere, während der Druck beider der-

selbe war, so folgt daraus, dass, wenn die innere Temperatur so weit gestiegen ist, dass sie der der Atmosphäre gleich ist, der Druck der inneren Luft grösser sein muss, wie der äussere Druck.

Es sei p_1 der ursprüngliche Druck der in einem Gefässe, dessen Volumen V ist, zusammengedrückten Luft; ihre Temperatur sei T , gleich derjenigen der Atmosphäre.

Man lässt dann einen Theil der Luft entweichen, bis der Druck innerhalb des Gefässes P ist, gleich jenem der Atmosphäre. Die Temperatur der im Gefäss zurückbleibenden Luft sei t . Nun werde die Oeffnung wieder geschlossen; die Temperatur der Luft im Innern werde wieder T , gleich der der Atmosphäre, ihr Druck sei dann p_2 .

Um t , die absolute Temperatur der Luft im Zustand der Abkühlung zu bestimmen, haben wir, da das Volumen der eingeschlossenen Luft constant ist, das Verhältniss:

$$P : p_2 = t : T,$$

also:

$$t = \frac{PT}{p_2}.$$

Diese Gleichung giebt an, welche erkältende Wirkung hervorgebracht wird durch die Ausdehnung eines Gases, wenn der anfängliche Druck p_1 und der Enddruck P ist. Um die entsprechende Volumenänderung zu bestimmen, müssen wir das ursprüngliche Volumen der Luft berechnen, welche in dem Gefässe zurückgeblieben ist.

Am Ende des Versuches nimmt diese das Volumen V ein bei dem Drucke p_2 und der Temperatur T . Bei Beginn des Versuches war ihr Druck p_1 und ihre Temperatur T . Daher war das Volumen, welches diese Luft bei Beginn des Versuches einnahm:

$$V \frac{p_2}{p_1} = v.$$

Ein plötzliches Wachsen des Volumens im Verhältniss von p_2 zu p_1 entspricht weiter einer Druckverminderung von p_1 auf P . Weil p_2 grösser wie P ist, so ist das Verhältniss der Drucke grösser als das Verhältniss der Volumina.

Die Elasticität der Luft unter der Bedingung, dass kein Wärmeaustausch stattfindet, ist der Werth des Ausdrucks:

$$\frac{V + v}{2} \cdot \frac{p_1 - P}{V - v} \text{ oder } \frac{1}{2}(p_1 + p_2) \frac{p_1 - P}{p_1 - p_2},$$

wenn die Ausdehnung sehr klein ist oder wenn p_1 nur sehr wenig grösser wie P ist.

Wir wissen indess, dass die Elasticität bei constanter Temperatur dem Drucke numerisch gleich ist (s. S. 128). Daher finden wir für den Werth von γ , dem Verhältniss dieser zwei Elasticitäten:

$$k = \frac{p_1 - P}{p_1 - p_2}$$

oder genauer:

$$k = \frac{\log. p_1 - \log. P}{\log. p_1 - \log. p_2}.$$

Obgleich diese Methode die Elasticität für den Fall, dass kein Wärmeaustausch stattfindet, zu bestimmen eine praktisch ausführbare ist, so ist sie doch keineswegs die vollkommenste Methode. Es ist z. B. schwer, den Versuch so anzuordnen, dass der Druck zur Zeit, wo die Oeffnung geschlossen wird, vollkommen ausgeglichen ist, während zu derselben Zeit der Luft keine messbaren Wärmemengen von den Wänden des Gefässes mitgetheilt werden sollen. Es ist auch nothwendig, sich zu vergewissern, dass keine Luft von aussen eingedrungen ist und dass die Bewegung der Luft in dem Gefässe sich beruhigt hat, ehe die Oeffnung geschlossen wird.

Nun hängt aber andererseits die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Schalles in der Luft, wie wir später beweisen werden, ab von dem Verhältniss zwischen den Aenderungen der Dichtigkeit und des Druckes der Luft während der raschen Verdichtungen und Verdünnungen, welche während der Fortpflanzung des Schalles stattfinden. Da diese Aenderungen des Druckes und der Dichtigkeit verschiedene hundert oder selbst verschiedene tausend Mal in einer Secunde einander folgen, so hat die Wärme, welche durch Druck in dem einen Theile der Luft entwickelt wird, keine Zeit durch Leitung auf die durch Ausdehnung abgekühlten Theile überzugehen, selbst wenn Luft ein eben so guter Wärmeleiter wie Kupfer wäre. Wir wissen aber, dass Luft in Wirklichkeit ein sehr schlechter

Wärmeleiter ist, so dass wir bei der Fortpflanzung des Schalles ganz sicher sein können, dass die Volumenveränderungen ohne merkbaren Wärmeaustausch vor sich gehen. Daher ist die aus Messungen über die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Schalles abgeleitete Elasticität diejenige, welche der Bedingung entspricht, dass kein Wärmeaustausch stattfindet.

Das Verhältniss der Elasticitäten ergibt sich aus den Versuchen über die Geschwindigkeit des Schalles als

$$k = 1.408.$$

Dies ist also, wie wir sahen, das Verhältniss der specifischen Wärme bei constantem Druck zu der specifischen Wärme bei constantem Volumen.

Diese Beziehungen wurden von Laplace aufgefunden lange vor der neuen Entwicklung der Thermodynamik.

Wir wollen jetzt, Rankine folgend, die thermodynamische Gleichung von S. 198 anwenden:

$$E_{\theta} (K_p - K_v) = TV (AM)^2.$$

Im Falle eines Fluidums, welches die Gasgesetze erfüllt, und im Falle, dass der absolute Nullpunkt der angewandten thermometrischen Scala mit dem absoluten Nullpunkt der thermodynamischen Scala übereinstimmt, haben wir:

$$AM = \frac{p}{\theta}$$

und:

$$E_{\theta} = p.$$

Daher ist

$$K_p - K_v = \frac{pv}{\theta} = R$$

eine constante Grösse.

Nun ist bei der Temperatur des schmelzenden Eises, welche 273° C. von dem absoluten Nullpunkt entfernt ist, für Luft $pv = 7993.87$ Km nach Regnault's Versuchen, so dass $R = 29.26$ Km für Grade Celsius ist.

Dies ist die Arbeit, welche 1 Kg Luft leistet, wenn dasselbe sich bei constant bleibendem Druck ausdehnt, während die Temperatur um 1° C. steigt.

K_v ist nun das mechanische Aequivalent der Wärme, die erforderlich ist, um 1 Kg Luft ohne Volumänderung um 1^0 C. zu erwärmen; K_p ist das mechanische Aequivalent der Wärme, welche erforderlich ist, um dieselbe Temperaturänderung hervorzubringen, wenn das Gas sich bei constantem Druck ausdehnt, so dass $K_p - K_v$ die Wärme darstellt, welche zum Zwecke der Ausdehnung hinzugefügt werden muss. Die obige Gleichung giebt also an, dass diese hinzuzufügende Wärme der von der Luft während der Ausdehnung geleisteten Arbeit mechanisch äquivalent ist. Es ist dieses, wie man sich wohl bewusst bleiben muss, kein selbstverständlicher Schluss, weil nämlich die Luft am Ende der Operation in einem anderen Zustand sich befindet, wie am Anfang. Es ist eine Folge der von Joule durch den Versuch (s. S. 245) entdeckten Thatsache, dass keine Temperaturänderung stattfindet, wenn die Luft sich ausdehnt, ohne äussere Arbeit zu thun.

Wir haben jetzt den Unterschied zwischen den beiden specifischen Wärmen der Luft in dynamischem Maasse erhalten.

Wir wissen ferner, dass das Verhältniss von K_p zu K_v : $\frac{K_p}{K_v} = 1.408$ ist. Daher ist

$$K_v = \frac{29.26}{0.408} = 71.77 \text{ Km für Grade Celsius}$$

und $K_p = K_v + 29.26 = 101.03 \text{ Km per Grad Celsius.}$

Nun ist die specifische Wärme des Wassers bei der Maximaldichtigkeit des letzteren Joule's Aequivalent der Wärme: für 1 Kg ist sie 425 Km per Grad Celsius.

Wenn daher C_p die specifische Wärme der Luft bei constantem Druck bezogen auf die des Wassers als Einheit ist, so ist:

$$C_p = \frac{K_p}{J} = 0.2377.$$

Diese Berechnung wurde von Rankine im Jahre 1850 veröffentlicht.

Der Werth dieser specifischen Wärme der Luft, wie er direct durch den Versuch von Regnault bestimmt und 1853 veröffentlicht wurde, ist:

$$C_p = 0.2379.$$

Capitel XII.

Ueber die Eigene Energie eines Systems von Körpern.

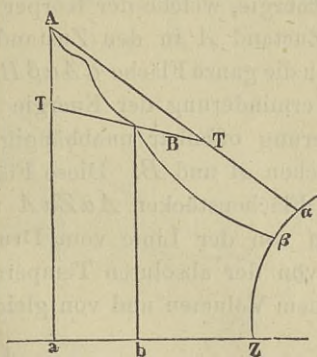
Die Energie eines Körpers ist dessen Fähigkeit Arbeit zu thun; sie wird gemessen durch den Betrag der Arbeit, welche man durch sie verrichten lassen kann. Die „Eigen-Energie“ eines Körpers ist die Arbeit, welche letzterer vermöge seiner augenblicklichen Beschaffenheit ohne eine Zufuhr an Energie von aussen vollbringen kann.

So kann ein Körper Arbeit verrichten bei der Ausdehnung und Ueberwindung von Druck, oder er kann Wärme abgeben, welche dann wieder theilweise oder ganz in Arbeit verwandelt werden kann. Wenn wir eine vollkommen umkehrbare Maschine und einen Kühlapparat von der Temperatur des absoluten Nullpunktes besäßen, so könnten wir alle Wärme, welche aus dem Körper entweicht, in mechanische Arbeit umsetzen. Da wir keinen absolut kalten Kühlapparat herstellen können, so ist es selbst mit Hülfe einer vollkommenen Maschine unmöglich, alle Wärme in mechanische Arbeit zu verwandeln. Wir kennen indessen aus Joule's Versuchen den mechanischen Werth jeder Wärmemenge, so dass wir, wenn uns die bei der Ausdehnung geleistete Arbeit und die Menge von Wärme bekannt ist, welche von dem Körper während irgend einer Veränderung seines Zustandes abgegeben wurde, die Energie berechnen können, welche von dem Körper während dieser Veränderung ausgegeben wurde.

Da wir in keinem Falle einen Körper all seiner Wärme berauben können, und da wir bei Körpern, welche sich im gasförmigen Zustand befinden, das Volumen des sie einschliessenden Gefässes nicht genügend ausdehnen können, um die gesammte mechanische Energie der Expansivkraft zu erhalten, so können wir die ganze Energie eines Körpers durch den Versuch nicht bestimmen. Es genügt indessen für alle praktischen Zwecke zu wissen, um wie viel die augenblickliche Energie übertrifft oder zurückbleibt hinter der Energie des Körpers unter gewissen bestimmten Bedingungen — z. B. bei einer Normaltemperatur oder einem Normaldruck.

Bei allen Fragen über die wechselseitige Einwirkung verschiedener Körper auf einander haben wir nur zu thun mit dem Unterschiede in der Energie eines jeden Körpers in verschiedenen Zuständen und nicht mit dem absoluten Werthe der Energie, so dass eine Methode, nach welcher die Energie eines Körpers zu jeder Zeit mit der Energie desselben bei Normaltemperatur und Druck verglichen werden kann, für unseren Zweck ausreichend ist. Wenn der Körper in seinem augenblicklichen Zustand weniger Energie besitzt, als in dem normalen, so wird der Ausdruck für die relative Energie negativ. Diese Ausdrucksweise schliesst indess nicht in sich ein, dass die Energie eines Körpers jemals negativ sein kann,

Fig. 27.



denn das ist unmöglich. Sie zeigt nur an, dass der Körper im normalen Zustand mehr Energie besitzt, wie in dem augenblicklichen.

Wir wollen die Energie einer Substanz in zwei verschiedenen Zuständen mit einander vergleichen. Die beiden Zustände mögen in dem Diagramm durch die Punkte A und B bezeichnet werden; die Zwischenzustände, welche der Körper

durchläuft, ebenso durch die gerade oder krumme Linie, welche von A nach B gezogen ist.

Die Arbeit des Weges oder die Arbeit, welche der Körper thut, während er von dem Zustande A zum Zustande B längs des Weges AB übergeht, wird, wie wir S. 119 bewiesen haben, dargestellt durch die Fläche, welche eingeschlossen wird vom Wege AB , der Linie gleichen Volumens Bb , der Linie vom Drucke Null ba und der Linie gleichen Volumens aA . Die Arbeit ist positiv zu rechnen, wenn diese Fläche von A nach B hin umkreist wird in der Richtung, in welcher sich der Zeiger einer Uhr bewegt.

Die Wärme des Weges, oder die Wärme, welche von dem Körper während dessen Veränderung längs AB absorbiert wird, wird dargestellt durch die Fläche zwischen dem Wege AB , der isentropischen Linie $B\beta$, der fingirten Isotherme $\beta\alpha$ von der Temperatur der absoluten Null und der isentropischen Linie αA (s. S. 182).

Diese Fläche ist positiv zu rechnen, wenn dieselbe rechts von AB liegt. In der Figur, in welcher sie links von AB liegt, muss sie negativ gerechnet werden, oder sie stellt in anderen Worten Wärme dar, welche von dem Körper abgegeben wird.

Die Summe der von dem Körper geleisteten Arbeit und der von demselben abgegebenen Wärme, beide in dynamischem Maass gemessen, ist die ganze Energie, welche der Körper bei seinem Uebergange von dem Zustand A in den Zustand B abgibt. Sie ist dargestellt durch die ganze Fläche $aA\alpha\beta Bba$; diese Fläche stellt daher die Verminderung der Energie des Körpers dar, welche Verminderung offenbar unabhängig ist von der Form des Weges zwischen A und B . Diese Fläche ist die Differenz zwischen den Flächenstücken $A\alpha ZaA$ und $B\beta ZbB$, die begrenzt werden von der Linie vom Drucke Null, der fingirten Isotherme von der absoluten Temperatur Null, und den Linien von gleichem Volumen und von gleicher Entropie.

Wenn wir die fingirte Linie von der absoluten Temperatur Null mit der Linie vom Drucke Null durch eine Linie

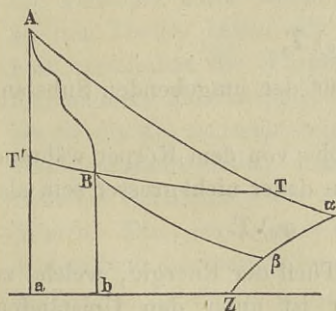
βZ von irgend welcher Form uns verbunden denken, so können wir die Fläche, welche von diesen Linien und den durch A gezogenen Linien von gleichem Volumen und gleicher Entropie begrenzt wird, ansehen als Darstellung des Theiles der Energie unseres Körpers in dem Zustande A , mit dessen Veränderungen wir zu thun haben. Denn, wenn der Körper in den Zustand B übergeht, so wird die von ihm abgegebene Energie gegeben durch den Ueberschuss der Fläche $A\alpha ZaA$ über die Fläche $B\beta ZbB$; dieser Ueberschuss stellt daher dar den Ueberschuss an Energie in dem Zustande A über die Energie in dem Zustande B .

Wenn wir daher die Veränderungen der Energie besprechen, so können wir dieselbe als dargestellt annehmen durch die Veränderungen der Fläche $A \propto Z a A$, oder wir können, was dasselbe ist, annehmen, dass die Energie durch diese Fläche zusammen mit einer unbekannten aber constanten Zahl dargestellt wird.

Nutzbare Energie.

Die Summe aus der von einem Körper gethanen Arbeit und dem dynamischen Aequivalent der Wärme, welche während des Ueberganges des Körpers vom Zustande A in den Zustand B abgegeben wird, ist, wie wir gesehen haben, dieselbe, auf welchem Wege auch der Körper vom Zustande A zum Zustande B gelangt. Die Gestalt dieses Weges wird in-

Fig. 28.



dessen in gewisse Grenzen eingeschlossen, wenn wir annehmen, dass der Körper von einem Medium umgeben wird, dessen Temperatur constant gehalten wird, so dass der Körper Wärme nur dann abgeben kann, wenn seine Temperatur höher wie die des Mediums ist, und ebenso nur dann Wärme aufnehmen kann, wenn seine Temperatur

niedriger wie die des umgebenden Mediums ist.

Es werde die Isotherme TT' gezogen, welche die constante Temperatur der umgebenden Substanz darstellt. Weil die Temperatur des Körpers bei A und allen Punkten über TT' höher ist als die der umgebenden Substanz, so kann der Körper von dieser keine Wärme aufnehmen. Es kann also die Entropie nicht wachsen und der Weg AB , längs welchem der Körper sich verändert, kann die durch A gezogene adiabatische oder isentropische Linie $A\alpha$ nicht übersteigen.

Wenn weiter der Körper an die umgebende Substanz Wärme abgibt, so muss seine Temperatur höher wie die dieser Substanz sein. Daher muss der Weg AB über der Isotherme TT' liegen.

Der von der isentropischen Linie AT und der Isotherme TB gebildete Weg ist daher die Grenze für den möglichen Weg AB . Er ist der, auf welchem die vom Körper geleistete Arbeit ein Maximum und die abgegebene Wärme ein Minimum ist.

Bezeichnen wir die Energie des Körpers in dem Zustande A mit e , seine Entropie mit φ und die Energie und Entropie des Körpers bei der Temperatur und dem Drucke der umgebenden Substanz (dargestellt durch B) mit e_0 und φ_0 , so ist die gesamte Energie, welche während des Ueberganges vom Zustand A in den Zustand B als Arbeit und Wärme ausgegeben wird, gleich $e - e_0$.

Der Betrag der Wärme, welche der Körper während des Processes abgibt, kann nicht geringer sein als die Wärme, welche auf dem Wege ATB abgegeben worden wäre, und diese ist:

$$(\varphi - \varphi_0) T,$$

worin T die absolute Temperatur der umgebenden Substanz bedeutet.

Der Betrag an Arbeit, welche von dem Körper während des Processes geleistet wird, kann daher nicht grösser sein als:

$$e - e_0 - (\varphi - \varphi_0) T.$$

Diese Grösse ist daher der Theil der Energie, welche zu mechanischen Zwecken nutzbar ist unter den Umständen, unter welchen der Körper sich befindet; das ist, wenn derselbe

von einer Substanz von der Temperatur T und dem Drucke P umgeben wird.

Es geht hieraus hervor, dass, je grösser die ursprüngliche Entropie ist, desto kleiner die nutzbare Energie des Körpers.

Wenn das betrachtete System aus einer Anzahl von Körpern besteht, die unter verschiedenen Drucken und Temperaturen in einem Gefässe enthalten sind, aus welchem weder Substanz noch Wärme entweichen kann, dann ist der Betrag der in Arbeit umgesetzten Energie ein Maximum, wenn das System durch folgenden Process auf thermisches und mechanisches Gleichgewicht gebracht wird.

1. Jeder der Körper wird auf ein und dieselbe Temperatur gebracht, entweder durch Ausdehnung oder durch Zusammendrückung, beides ohne Mittheilung von Wärme.

2. Nachdem die Körper so alle dieselbe Temperatur angenommen haben, sollen diejenigen, welche den grössten Druck ausüben, sich ausdehnen und dabei die Körper, welche geringeren Druck ausüben, zusammendrücken, bis die Drucke aller Körper in dem Gefässe einander gleich sind. Der Process soll dabei so langsam geführt werden, dass die Temperaturen aller Körper während des ganzen Processes merklich einander gleich bleiben.

Während des ersten Theiles dieses Processes, in welchem kein Wärmeaustausch zwischen den Körpern stattfindet, bleibt die Entropie eines jeden Körpers constant. Während des zweiten Theiles haben alle Körper dieselbe Temperatur; deshalb vermindert die Wärmemittheilung von einem Körper an den anderen die Entropie des einen Körpers um ebenso viel, als sie die des anderen steigert, so dass die Summe der Entropie constant bleibt. Daher behält die totale Entropie des Systems von Anfang bis zum Ende des Processes denselben Werth. Die gegen mechanische Widerstände während der Herstellung des thermischen und mechanischen Gleichgewichtes gethanene Arbeit ist grösser, wenn der Process auf diesem Wege geführt wird, als wenn Leitung von Wärme zwischen

Körpern von merkbar verschiedenen Temperaturen stattfinden kann.

Der Endzustand des Systems ist also durch folgende Bedingungen bestimmt:

n sei die Anzahl der das System bildenden Körper,
 $m_1 \dots m_n$ seien die Massen dieser Körper,
 $v_1 \dots v_n$ das Volumen der Masseneinheit eines jeden,
 $\varphi_1 \dots \varphi_n$ die Entropie der Masseneinheit eines jeden,
 $e_1 \dots e_n$ die Energie der Masseneinheit eines jeden,
 $p_1 \dots p_n$ der Druck eines jeden,
 $\theta_1 \dots \theta_n$ die Temperatur eines jeden.

Das Volumen des ganzen Systems ist also:

$$m_1 v_1 + \dots + m_n v_n = \Sigma(mv).$$

Weil das System in einem Gefässe von dem Volumen V eingeschlossen ist, so ist während des Verlaufs des ganzen Processes:

$$\Sigma(mv) = V.$$

Die Entropie des Ganzen ist:

$$m_1 \varphi_1 + \dots + m_n \varphi_n = \Sigma(m\varphi) = \Phi.$$

Wenn keine Wärmemittheilung stattfindet, ausser zwischen Körpern von gleicher Temperatur, so bleibt Φ constant. Wenn Wärmemittheilung stattfindet zwischen Körpern von verschiedener Temperatur, so wächst Φ .

In dem Endzustand des Systems ist:

$$\begin{aligned} p_1 &= p_2 \dots = p_n = P \\ \theta_1 &= \theta_2 \dots = \theta_n = \Theta. \end{aligned}$$

Es sind deshalb $n - 1$ Bedingungen in Betreff des Druckes, ebenso $n - 1$ Bedingungen in Betreff der Temperatur vorhanden, ausserdem eine Bedingung in Betreff des Volumens und eine in Betreff der Entropie; so dass im Ganzen von den n Körpern $2n$ Bedingungen erfüllt werden müssen. Da der Zustand eines jeden Körpers eine Function von zwei Variablen ist, so sind diese Bedingungen nothwendig und hinreichend um den Endzustand eines jeden der n Körper zu bestimmen.

Die Arbeit, welche gegen Widerstände ausserhalb des Systems gethan wird, kann bestimmt werden, indem man die ganze Energie am Anfange des Processes vergleicht mit der Energie am Ende; da nämlich keine Wärme entweichen kann, muss jede Verminderung der Energie herrühren von geleisteter Arbeit.

Die ganze Energie ist:

$$\Sigma (me) = E.$$

Ist E der ursprüngliche und E' der Endwerth dieser Grösse, so ist die Energie, welche zur Leistung von mechanischer Arbeit benutzt werden kann:

$$E - E'.$$

Wenn während irgend eines Theiles des Processes, durch welchen das System seinen schliesslichen Zustand des thermischen und mechanischen Gleichgewichtes erreicht, die Mittheilung einer Wärmemenge H von einem Körper von der Temperatur θ_1 an einen Körper von der Temperatur θ_2 eintritt, so ist, wie Seite 187 bewiesen wurde, der Zuwachs der ganzen Entropie des Systems, welcher von dieser Mittheilung herrührt:

$$H \left(\frac{1}{\theta_2} - \frac{1}{\theta_1} \right).$$

Die schliessliche Entropie wird, anstatt der ursprünglichen Entropie Φ gleich zu bleiben, sein:

$$\Phi' = \Phi + H \left(\frac{1}{\theta_2} - \frac{1}{\theta_1} \right).$$

Dieses Anwachsen der schliesslichen Entropie schliesst in sich ein entsprechendes Anwachsen der Endtemperatur und der Endenergie.

Ist die Vergrösserung der Endtemperatur klein, so ist, weil das Volumen constant bleibt, der Zuwachs der Endenergie:

$$\Theta (\Phi' - \Phi) = H \Theta \left(\frac{1}{\theta_2} - \frac{1}{\theta_1} \right).$$

Die nutzbare Energie ist deshalb um diesen Betrag vermindert auf Rechnung des Ueberganges der Wärmemenge H

von einem Körper von der Temperatur θ_1 auf einen Körper von der Temperatur θ_2 .

Processse dieser Art, bei welchen die nutzbare Energie vermindert wird, während die totale Energie dieselbe bleibt, sind Beispiele von dem, was Sir W. Thomson die Zerstreuung von Energie genannt hat. Die Lehre von der Zerstreuung der Energie ist eng verbunden mit der von dem Wachstum der Entropie, ist aber keineswegs identisch mit derselben.

Der Zuwachs der gesamten Entropie des Systems, welcher von der Mittheilung einer gegebenen Wärmemenge H von einem Körper von einer gegebenen Temperatur θ_1 an einen anderen von der gegebenen Temperatur θ_2 herrührt, ist, wie wir gesehen haben:

$$H \left(\frac{1}{\theta_2} - \frac{1}{\theta_1} \right),$$

eine Grösse, die vollständig bestimmt ist durch den Zustand des Systems in dem Momente, wo diese Mittheilung stattfindet.

Die Energie, welche zerstreut oder nicht mehr nutzbar als eine Quelle für mechanische Arbeit geworden ist, ist:

$$H \Theta \left(\frac{1}{\theta_2} - \frac{1}{\theta_1} \right).$$

Es ist hierin ein neuer Factor Θ eingetreten, welcher die Endtemperatur des Systems angiebt, wenn letzteres den Zustand des thermischen und mechanischen Gleichgewichtes erreicht hat. Θ kann deshalb, weil dasselbe abhängt von dem Endzustand des Systems, nur berechnet werden, wenn wir nicht allein die Beziehungen zwischen den thermodynamischen Variablen für alle Körper kennen, sondern auch das Volumen, welches die letzteren in ihrem Endzustande einnehmen.

Die Berechnung der Menge von Energie, welche während irgend eines Processes zerstreut wird, ist daher viel schwieriger als die Berechnung des Zuwachses der ganzen Entropie.

Wenn das System seinen Endzustand von thermischem und mechanischem Gleichgewicht erreicht auf solch eine Weise, dass keine äussere Arbeit geleistet wird und dass keine

Wärme das System verlassen oder in dasselbe eindringen kann, so ist die Bedingung hierfür die, dass die Endenergie gleich ist der ursprünglichen Energie.

Indem wir diese Bedingung mit den anderen Bedingungen verbinden, dass nämlich das Volumen unverändert bleibt und dass der schliessliche Zustand in Betreff Druck und Temperatur bei allen Körpern derselbe ist, können wir den Endwerth der Temperatur, des Druckes und der totalen Energie bestimmen.

Die totale Entropie wird dann den grössten Werth besitzen, der mit dem ursprünglichen Zustand des Systems verträglich ist. Die Zerstreuung der nutzbaren Energie wird eine vollständige sein.

Mechanische und Wärme-Analogieen.

Bei dem Studium der Thermodynamik werden wir eine beträchtliche Erleichterung in einer Vergleichung zwischen den Wärme- und den mechanischen Erscheinungen finden.

Wir haben mit der Energie in zwei Formen derselben zu thun, als Arbeit und Wärme. Wenn Energie von einem Körper auf einen anderen übertragen wird, so können wir stets aussagen, ob der erste Körper mechanische Arbeit auf den zweiten ausgeübt hat, oder ob er ihm Wärme mittheilte. Arbeit wird geleistet bei Bewegung gegen einen Widerstand. Wärme wird von einem wärmeren einem kälteren Körper mitgetheilt.

Sobald aber die Energie auf den zweiten Körper übergegangen ist, können wir durch keinen gültigen Process noch länger unterscheiden, ob diese Energie in dem zweiten Körper in Form von Arbeit oder Wärme vorhanden ist. Wir können ja thatsächlich dieselbe dem Körper unter beiden Formen entziehen.

Wenn ein Fluidum bei einem Druck p vom Volumen v auf das Volumen v' wächst, so leistet es Arbeit gegen einen äusseren Widerstand, deren Betrag ist:

$$p (v' - v) = w.$$

Wenn die Entropie eines Körpers bei der Temperatur θ wächst von φ auf φ' , so muss eine Menge Wärme in den Körper eingedrungen sein, die dargestellt wird durch:

$$\theta (\varphi' - \varphi) = H.$$

Wenn beide Processe stattfinden, und wenn dabei die Energie des Körpers von E in E' umgewandelt ist, dann ist:

$$E' - E = H - W = \theta (\varphi' - \varphi) - p(v' - v).$$

Wir haben hier zwei Arten von Grössen, von denen die eine sich auf Arbeit bezieht, die andere auf Wärme.

$$\begin{array}{ccc} W & v & p \\ H & \varphi & \theta \end{array}$$

Von diesen Grössen sind Arbeit und Wärme einfach zwei Formen der Energie.

Das Volumen ist eine Grösse der Art, dass ohne Aenderung desselben keine Arbeit geleistet werden kann. Der Betrag der geleisteten Arbeit wird indessen nicht durch die Aenderung des Volumens allein, sondern durch diese Aenderung multiplicirt mit einer anderen Grösse — dem Drucke — gemessen.

In gleicher Weise ist die Entropie eine Grösse der Art, dass ohne eine Aenderung in dem Werthe derselben keine Wärme in den Körper eintreten oder denselben verlassen kann. Der Betrag dieser Entropie wird indessen nicht gemessen durch die Aenderung der Entropie allein, sondern durch diese Entropie multiplicirt mit einer anderen Grösse — der absoluten Temperatur.

Andererseits ist der Druck eine Grösse der Art, dass die Gleichheit desselben in zwei communicirenden Gefässen das mechanische Gleichgewicht zwischen denselben bestimmt, während ein Ueberschuss an Druck in einem der Gefässe ein Strömen des Fluidums aus diesem Gefäss in das andere bedingt.

Ebenso ist die Temperatur eine Grösse der Art, dass die Gleichheit derselben in zwei mit einander in Berührung stehenden Körpern das Wärmegleichgewicht derselben bestimmt, während ein Ueberschuss derselben in einem der

beiden Körper ein Strömen von Wärme von diesem Körper auf den anderen bedingt.

Wenn wir die Energie eines Körpers als durch dessen Volumen und Entropie bestimmt ansehen, so kann der Druck definirt werden als das Verhältniss, in welchem die Energie vermindert wird bei Anwachsen des Volumens, während die Entropie constant bleibt.

Die Temperatur kann in gleicher Weise definirt werden als das Verhältniss, in welchem die Energie wächst bei Wachsen der Entropie, während das Volumen constant bleibt.

Darstellung der Eigenschaften einer Substanz mit Hülfe einer Fläche.

Professor J. Willard Gibbs, vom Yale College, U. S., dem wir eine sorgfältige Untersuchung der verschiedenen Methoden in der Darstellung thermodynamischer Beziehungen durch ebene Diagramms verdanken, hat eine ausserordentlich werthvolle Methode eingeführt, nämlich die Untersuchung der Eigenschaften einer Substanz mit Hülfe einer Fläche ¹⁾.

Nach dieser Methode werden das Volumen, die Entropie und die Energie des Körpers in einem gegebenen Zustand dargestellt durch die drei rechtwinkligen Coordinaten eines Punktes einer Oberfläche; dieser Punkt soll den gegebenen Zustand des Körpers darstellen. Wir wollen annehmen, dass das Volumen gemessen wird nach Osten hin von einer bestimmten Meridianebene aus, welche dem Zustande: „Volumen gleich Null“ entspricht; die Entropie ebenso nach Norden hin von einer senkrecht zu der Meridianebene stehenden, verticalen Ebene aus deren Lage vollkommen beliebig ist; ferner dass die Energie gemessen wird nach unten von der horizontalen Ebene, welche die Energie Null darstellt. Die Lage dieser horizontalen Ebene mag auch als willkürlich angesehen werden, da wir die ganze in dem Körper vorhandene Energie nicht messen können.

¹⁾ Transactions of the Academy of Sciences of Connecticut, vol. II.

Der Durchschnitt der Fläche mit einer verticalen Fläche senkrecht zur Meridianfläche stellt die Beziehung zwischen Volumen und Energie dar, wenn die Entropie constant ist, das ist, wenn keine Wärme in den Körper eintritt oder denselben verlässt.

Wenn der Druck positiv ist, so wird der Körper bei einer Ausdehnung Arbeit gegen äusseren Widerstand thun und seine innere Energie wird sich vermindern. Das Verhältniss, in welchem sich die Energie vermindert gegenüber dem Wachsthum des Volumens wird dargestellt durch die Tangente des Winkels, welchen die Durchschnittscurve mit der Horizontalebene macht.

Der Druck wird also dargestellt durch die Tangente des Neigungswinkels der Durchschnittscurve. Der Druck ist positiv, wenn die Curve sich abwärts nach Westen zu neigt. Wenn die Curve sich nach Osten neigt, so ist der entsprechende Druck negativ.

Eine Spannung oder ein negativer Druck kann in einem Gase nicht existiren. Er kann indessen vorhanden sein in einer Flüssigkeit, wie z. B. Quecksilber. Wenn z. B. eine Barometerröhre mit reinem Quecksilber gefüllt ist und dann vertical aufgestellt wird mit dem geschlossenen Ende nach oben, so fällt das Quecksilber manchmal nicht in der Röhre bis zu dem Punkte, welcher dem atmosphärischen Druck entspricht, sondern bleibt in der Röhre haften, so dass es dieselbe vollständig anfüllt.

Der Druck wird in diesem Falle negativ in dem Theile des Quecksilbers, welcher sich über der Höhe des gewöhnlichen Barometerstandes befindet.

In festen Körpern können, wie bekannt ist, Spannungen von beträchtlicher Grösse existiren.

Es wird also in unserem thermodynamischen Modell der Druck der Substanz gegeben durch die Tangente der Neigung der Curve von constanter Entropie und ist positiv zu rechnen, wenn die Energie sich beim Wachsen des Volumens vermindert.

Der Durchschnitt der Oberfläche durch eine verticale Ebene parallel der Meridianebene ist eine Curve von con-

stantem Volumen. Auf dieser Curve wird die Temperatur dargestellt durch das Verhältniss, in welchem die Energie wächst, wenn die Entropie zunimmt, das ist also durch die Tangente des Neigungswinkels der Curve.

Da die vom absoluten Nullpunkt an gerechnete Temperatur eine wesentlich positive Grösse ist, so muss die Curve von constantem Volumen der Art sein, dass die Energie und die Entropie stets zusammen zunehmen.

Um den Druck und die Temperatur der Substanz in einem gegebenen Zustand zu erhalten, ziehen wir eine Tangentenebene an den dem betreffenden Zustande entsprechenden Punkt der Oberfläche. Die Normale zu dieser Ebene, gezogen durch den Anfangspunkt der Coordinaten, schneidet eine horizontale Ebene, welche sich in der Entfernung Eins über dem Anfangspunkt befindet, in einem Punkte, dessen Coordinaten den Druck und die Temperatur darstellen. Der Druck wird gegeben durch die nach Westen gezogene Coordinate; die Temperatur durch die nach Norden gezogene.

Der Druck und die Temperatur werden daher gegeben durch die Richtung dieser Normale. Wenn also in irgend welchen zwei Punkten der Fläche die Richtungen der Normalen einander parallel sind, so müssen in den zwei Zuständen der Substanz, welche diesen zwei Punkten entsprechen, der Druck und resp. die Temperatur dieselben Werthe haben.

Wenn wir auf dem Modell der gedachten Fläche eine Reihe von Linien von gleichem Druck zu ziehen wünschen, so brauchen wir das Modell nur in den Sonnenschein zu bringen und dasselbe so zu drehen, dass die Sonnenstrahlen parallel zur Ebene des Volumens und der Energie einfallen und mit der Linie der Volumina einen Winkel bilden, dessen Tangente proportional dem Drucke ist. Wenn wir dann auf der Fläche die Grenze zwischen Licht und Schatten ziehen, so wird in allen Punkten dieser Linie der Druck derselbe sein.

Auf gleiche Weise wird, wenn wir das Modell so aufstellen, dass die Sonnenstrahlen parallel zur Ebene der Entropie und der Energie sind, die Grenze zwischen Licht und Schatten eine Linie der Art sein, dass die Temperatur in jedem

Punkte derselben den nämlichen Werth hat und proportional ist der Tangente des Winkels, welchen die Sonnenstrahlen mit der Linie der Entropie machen.

Auf diese Weise können wir auf dem Modell zwei Reihen von Linien ziehen: Linien von gleichem Druck, welche Professor Gibbs Isopiestic's nennt; und Linien von gleicher Temperatur oder Isothermen.

Ausser diesen können wir die drei Systeme von ebenen Schnitten parallel den Coordinatenebenen ziehen, die isometrischen Linien oder Linien gleicher Volumina; die isentropischen Linien oder Linien gleicher Entropie, welche wir früher, nach Rankine, adiabatische Linien genannt haben; und die isenergischen Linien oder Linien gleicher Energie.

Das von diesen fünf Liniensystemen gebildete Netzwerk giebt für alle Zustände des Körpers eine vollständige Darstellung der Beziehungen zwischen den fünf Grössen: Volumen, Entropie, Energie, Druck und Temperatur.

Der Körper selbst braucht nicht homogen zu sein, weder in Hinsicht auf seinen chemischen, noch auf seinen physikalischen Zustand. Alles, was verlangt wird, ist das, dass das Ganze denselben Druck und dieselbe Temperatur habe.

Mit Hülfe dieses Modells hat Professor Gibbs verschiedene wichtige Probleme gelöst, welche die thermodynamischen Beziehungen zwischen zwei Theilen einer Substanz betreffen, die sich in verschiedenen physikalischen Zuständen befinden, aber denselben Druck und dieselbe Temperatur besitzen.

Eine Substanz möge bei demselben Druck und derselben Temperatur in zwei verschiedenen Aggregatzuständen, etwa flüssig und gasförmig, existiren können. Wir wünschen zu wissen, ob die Substanz von selbst darnach strebt aus einem dieser Zustände in den anderen überzugehen.

Es möge die Substanz sich in einem Cylinder unter einem Kolben befinden. Der Cylinder sei umgeben von einem Medium mit der gegebenen Temperatur und dem gegebenen Druck. Die Ausdehnung dieses Mediums sei so gross, dass der Druck und die Temperatur desselben durch die Aenderungen des Volumens der arbeitenden Substanz oder durch

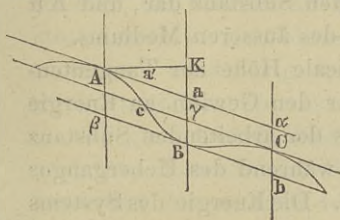
die Wärme, welche dieselbe abgibt oder gebraucht, nicht wesentlich geändert werden.

Die zwei physikalischen Zustände, welche mit einander verglichen werden sollen, werden durch zwei Punkte auf der Oberfläche des Modells dargestellt. Weil Druck und Temperatur in denselben dieselben sind, so fallen die Tangentenebenen in diesen Punkten entweder zusammen oder sind einander parallel.

Die Fläche, welche die thermodynamischen Beziehungen des umgebenden Mediums darstellt, muss nach einer Scala construirt werden, die der Grösse dieses Mediums proportional ist. Da wir annehmen, dass von diesem Medium eine sehr grosse Menge vorhanden ist, so muss die Scala, nach welcher die Fläche construirt wird, so gross sein, dass wir den Theil der Fläche, mit welchem wir zu thun haben, als fast eben ansehen können. Da der Druck und die Temperatur des umgebenden Mediums dieselben Werthe haben wie bei der arbeitenden Substanz in dem gegebenen Zustand, so ist dieser ebene Theil der Fläche parallel der Tangentenebene in dem gegebenen Punkt der Oberfläche des Modells.

Es mögen ABC drei Punkte des Modells sein, für welche die Tangentenebenen parallel sind; die Energie wird nach abwärts gezählt.

Fig. 29.



$Aa\alpha$ sei die Tangentenebene in A ; wir wollen dieselbe betrachten als einen Theil des Modells, welches das äussere Medium darstellt, wobei dieses Modell so aufgestellt ist, dass Volumen, Entropie und Energie in Richtungen gerechnet werden, welche ent-

gegengesetzt sind den Richtungen der entsprechenden Linien bei dem Modell für die arbeitende Substanz.

Es möge jetzt die Substanz übergehen aus dem Zustand A in den Zustand B und dabei durch die Reihe von Zuständen hindurch gehen, welche durch die Punkte der die Punkte von gleicher Temperatur, A und B , verbindenden Isotherme dargestellt werden.

Weil die arbeitende Substanz und das äussere Medium stets dieselbe Temperatur besitzen, so ist die von der einen verlorene Entropie gleich der von dem anderen gewonnenen.

Die eine gewinnt also das an Volumen, was das andere verliert.

Es ist daher, während des Ueberganges der arbeitenden Substanz aus dem Zustande A in den Zustand B , der Zustand des äusseren Mediums stets dargestellt durch einen Punkt der Tangentenebene, welcher auf derselben Verticalen liegt, wie der Punkt, welcher den Zustand der arbeitenden Substanz darstellt.

Dieselbe horizontale Bewegung nämlich, welche einen Gewinn an Volumen oder Entropie bei der einen Substanz darstellt, giebt bei der anderen einen gleich grossen Verlust an Volumen oder Entropie an.

Wenn also der Zustand der arbeitenden Substanz durch den Punkt B dargestellt wird, so wird der des äusseren Mediums dargestellt durch den Punkt a , wo die durch B gezogene Verticale die in A gelegte Tangentenebene schneidet.

Die Energie wird nun für die arbeitende Substanz nach abwärts und für das äussere Medium nach aufwärts gerechnet. Ziehen wir daher AK horizontal, so stellt KB den Gewinn an Energie von Seiten der arbeitenden Substanz dar, und Ka den Verlust an Energie von Seiten des äusseren Mediums.

Die Linie Ba , oder die verticale Höhe der Tangentenebene über den Punkt B , stellt dar den Gewinn an Energie in dem ganzen System, welches aus der arbeitenden Substanz und dem äusseren Medium besteht, während des Ueberganges vom Zustande A in den Zustand B . Die Energie des Systems kann aber nur wachsen, wenn Arbeit auf dasselbe ausgeübt wird.

Wenn nun aber das System von selbst aus einem Zustand in den anderen übergeht, so muss die Arbeit, welche erforderlich ist, um die entsprechenden Aenderungen der Anordnung hervorzubringen, von der Energie des Systems genommen werden; die Energie muss sich daher vermindern.

Die Thatsache also, dass in dem vorliegenden Falle die Energie wächst, beweist, dass der Uebergang aus dem Zustande

A in den Zustand B bei Gegenwart eines Mediums von constanter Temperatur und Druck nur geschehen kann bei Leistung von Arbeit von Seiten irgend eines äusseren Agens.

Die arbeitende Substanz kann daher nicht von selbst aus dem Zustande A in den Zustand B übergehen, wenn B unter der Ebene liegt, welche die Fläche in A berührt.

Wir haben vorausgesetzt, dass die Substanz von A nach B übergeht durch einen Process, während dessen sie stets dieselbe Temperatur wie das äussere Medium behält. In diesem Falle bleibt die Entropie des Systemes constant.

Sobald dagegen die Mittheilung von Wärme zwischen den Substanzen erfolgt, wenn dieselbe nicht gleiche Temperatur besitzen, so wird die Entropie des Systems wachsen. Ist in der Figur der Gewinn an Entropie von Seiten der arbeitenden Substanz dargestellt durch die horizontale Componente von AB , so wird der Verlust an Entropie von Seiten des äusseren Mediums dargestellt werden durch eine kleinere Grösse, etwa die horizontale Componente von Aa' . a' wird dann zur Linken von a liegen und somit höher. Der Gewinn an Entropie von Seiten des ganzen Systems wird dargestellt durch den horizontalen Theil von aa' .

Da nun die Temperatur stets wesentlich positiv ist, so schliesst ein Gewinn an Entropie bei einem gegebenen Volumen stets in sich einen Gewinn an Energie. Der Gewinn an Energie ist daher grösser, wenn auch ein Gewinn an Entropie stattfindet, als wenn die Entropie constant bleibt.

Es giebt deshalb keine Methode, nach welcher der Uebergang von A auf B ohne Gewinn an Energie ausgeführt werden kann und das schliesst in sich die Aufwendung von Arbeit von Seiten eines äusseren Agens.

Es folgt hieraus, dass, wenn die Tangentenebene in A überall über der thermodynamischen Fläche sich befindet, die Zustandsbedingung der arbeitenden Substanz, welche durch den Punkt A dargestellt wird, eine wesentlich stabile ist, und dass die Substanz nicht von selbst in einen anderen Zustand übergehen kann, so lange sie denselben äusseren Druck- und Temperatureinflüssen ausgesetzt ist.

Das wird der Fall sein, wenn die Fläche nach aufwärts hin convex-convex ist.

Wenn andererseits die Fläche, wie im Punkte B , entweder nach allen Richtungen concav nach oben hin, oder in der einen Richtung concav, in der anderen convex ist, so wird es möglich sein, auf der Fläche eine Linie von dem Berührungspunkte aus zu ziehen, welche ganz über der Tangentenebene liegt, und welche deshalb eine Reihe von Zuständen darstellt, durch welche die Substanz von selbst hindurch gehen kann.

In diesem Falle stellt der Berührungspunkt einen Zustand der Substanz dar, welcher, wenn er für einen Moment physikalisch möglich ist, wesentlich labil ist und nicht beständig bestehen kann.

Es giebt noch einen dritten Fall. Bei diesem ist, wie im Punkte C , die Fläche convex-convex, so dass eine vom Berührungspunkt gezogene Linie unterhalb der Tangentenebene liegen muss; dagegen schneidet die Tangentenebene, wenn sie weit genug verlängert wird, die Oberfläche in c , so dass der Punkt A über der Tangentenebene liegt. In diesem Falle kann die Substanz durch keine continuirliche Reihe von Zuständen übergehen von C auf A , weil jede Linie, welche auf der Fläche von A nach C gezogen wird, beginnt mit einer Senkung unter die Tangentenebene. Wenn indessen eine, wenn auch noch so kleine Menge der Substanz in dem Zustande A in physikalischer Berührung mit dem Rest der Substanz in dem Zustande C ist, so werden kleine Mengen auf einmal aus dem Zustand C in den Zustand A übergehen, ohne dass dieselben die zwischen liegenden Zustände durchlaufen.

Die durch diese Transformation in Freiheit gesetzte Energie wird den nachfolgenden Theil der Transformation beschleunigen, so dass der Process die Natur einer Explosion annimmt.

Beispiele solcher Processe treten auf, wenn eine Flüssigkeit bei Abschluss von ihrem Dampfe über ihren Siedepunkt erhitzt wird, und ebenso wenn eine Flüssigkeit unter ihren Erstarrungspunkt abgekühlt, oder wenn eine Lösung eines Salzes oder eines Gases übersättigt wird.

In dem ersten dieser Fälle wird die Berührung mit der

geringsten Menge Dampf eine explosionsartige Verdampfung veranlassen; in dem zweiten Falle wird die Berührung mit Eis ein explosionsartiges Gefrieren hervorbringen; in dem dritten ebenso ein Salzkry stall eine explosionsartige Krystallisation; und in dem vierten ein Bläschen von irgend einem Gas ein explosionsartiges Aufbrausen.

Schliesslich kann die Tangentenebene die Fläche in zwei oder mehreren Punkten berühren und ist dabei überall über der Fläche. Dann können Theile der Substanz, die sich in den Berührungspunkten entsprechenden Zuständen befinden, in Gegenwart von einander existiren, und die Substanz kann ungehindert in jeder Richtung von dem einen Zustand zu einem anderen übergehen.

Der Zustand des ganzen Körpers, für welchen ein Theil sich befindet in dem einen physikalischen Zustand, und ein anderer in einem anderen Zustande, wird dargestellt durch einen Punkt der geraden Linie, welche die Schwerpunkte zweier Massen verbindet, die den Massen der Substanz in den beiden Zuständen resp. gleich sind und sich in den diesen Zuständen entsprechenden Punkten des Modells befinden.

Daher gehören neben der schon betrachteten Oberfläche, welche wir die Fundamentalfläche nennen können, und welche die Eigenschaften der Substanz darstellt, wenn letztere homogen ist, alle Punkte der Linie, welche zwei Berührungspunkte derselben Tangentenebene an die Fundamentalfläche verbindet, einer abgeleiteten Fläche an, welche die Eigenschaften einer Substanz darstellt, von der ein Theil in dem einen, ein Theil in einem anderen Zustand sich befindet.

Um diese abgeleitete Fläche zu zeichnen, nehmen wir an, dass die doppelt berührende Tangentenebene auf der Fläche abgerollt wird in der Art, dass sie stets in zwei Punkten, Doppelpunkte genannt, berührt.

Die zwei Berührungspunkte werden daher zwei Curven mit der Eigenschaft ziehen, dass stets einem Punkte in der einen ein Punkt in der anderen entspricht.

Diese zwei Curven werden in der Geometrie Doppelcurve genannt.

Die abgeleitete Fläche entsteht durch eine Linie, welche sich so fortbewegt, dass sie stets zwei entsprechende Berührungspunkte verbindet. Es ist eine abwickelbare Fläche, da sie die Enveloppe der vorwärts rollenden Tangentenebene ist.

Um dieselbe zu construiren, breite man eine Schicht von Fett auf einer Glasplatte aus und lasse die Glasplatte ohne Gleiten über das Modell rollen, während sie letzteres wenigstens in zwei Punkten berührt.

Das Fett wird theilweise vom Glase auf das Modell, in den Berührungspunkten nämlich, übertragen. Daher werden auf dem Modell sich Doppelcurven gezogen finden und auf dem Glase die entsprechenden ebenen Curven.

Wenn wir nun die auf dem Glase gezogene Curve auf Papier abzeichnen und sie ausschneiden, so können wir das Papier so biegen, dass die ausgeschnittenen Ränder mit den zwei Doppelcurven zusammenfallen; das Papier zwischen diesen Curven bildet dann die abgeleitete Fläche, welche den Zustand des Körpers darstellt, wenn derselbe theils in dem einen physikalischen Zustand, theils in einem anderen sich befindet.

Es giebt eine Lage der Tangentenebene, in welcher letztere die Fundamentalfläche in drei Punkten berührt. Diese Punkte stellen den festen, flüssigen und gasförmigen Zustand der Substanz dar, wenn Temperatur und Druck der Art sind, dass die drei Zustände neben einander in Gleichgewicht bestehen können.

Das ebene Dreieck, dessen Ecken diese Punkte sind, stellt alle möglichen Mischungen von diesen drei Zuständen dar. Wenn z. B. S Gramm sich in dem festen Zustand befinden, L Gramm in dem flüssigen Zustand und V Gramm in dem Zustand als Dampf, so wird diese Zustandsbedingung dargestellt durch einen Punkt in dem Dreieck, der der Schwerpunkt der Massen S , L und V ist, wenn dieselben sich in den entsprechenden Eckpunkten des Dreiecks befinden.

Von der eben besprochenen Stellung kann die Tangentenebene über die Fundamentalfläche nach drei Richtungen rollen, so, dass sie in jedem Fall die Fläche in zwei Punkten berührt. Wir erhalten daher drei Theile der abgeleiteten Fläche, von

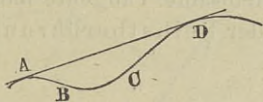
denen der erste den festen und flüssigen Zustand verknüpft, der zweite den flüssigen und gasförmigen, und der dritte den gasförmigen und festen Zustand. Diese drei abwickelbaren Flächen bilden zusammen mit dem ebenen Dreieck SLV das, was Professor Gibbs die Fläche der zerstreuten Energie nennt.

Von den drei abwickelbaren Flächen sind die erste und dritte, die, welche den festen Zustand mit dem flüssigen und gasförmigen verknüpfen, nur bis zu einem kurzen Abstand vom Dreieck LSV experimentell untersucht worden; die Fläche indessen, welche den flüssigen und gasförmigen Zustand verbindet, ist vollständig erforscht.

Die Versuche von Cagniard de la Tour und die numerischen Bestimmungen von Andrews zeigen, dass die Curven, welche von den zwei Berührungspunkten der doppelt berührenden Tangentenebenen gezogen werden, sich in einem Punkte treffen, der das darstellt, was Andrews den kritischen Zustand nennt. In diesem Punkte vereinigen sich die zwei Berührungspunkte der rollenden Tangentenebene; wenn letztere noch weiter über die Fläche fortrollt, so wird sie diese von da an nur in einem Punkte berühren.

Wenn die Fundamentalfäche eine continuirliche Fläche unterhalb der Fläche der zerstreuten Energie bildet, so kann

Fig. 30.



sie nicht in allen Punkten nach oben convex-concav sein. Es möge nämlich AD eine Linie sein, welche zwei entsprechende Berührungspunkte der doppelt berührenden Tangentenebene verbind-

det; es sei ferner $ABCD$ der Schnitt der Fundamentalfäche mit einer verticalen Ebene durch AD , dann ist es offenbar, dass die Curve $ABCD$ irgendwo in ihrem Lauf nach oben hin concav sein muss.

Ein Punkt auf der Fundamentalfäche, bei welchem eine der beiden Hauptkrümmungen nach aufwärts concav ist, stellt aber einen Zustand des Körpers dar, welcher wesentlich labil ist. Ein Theil der Fundamentalfäche muss deshalb, wenn letztere

zusammenhängend ist, wesentlich labile Zustände des Körpers darstellen. Wenn daher die Fläche zusammenhängend ist, so muss auf derselben eine Region sein, welche wesentlich labile Zustände darstellt, weil eine oder beide Hauptkrümmungen nach aufwärts concav sind. Diese Region wird durch eine Curve begrenzt, welche in der Geometrie den Namen parabolische Curve führt. Jenseits dieser Curve ist die Fläche convex-convex, die Tangentenebene schneidet die Fläche in mehr oder weniger von einander entfernten Punkten, bis man zur Doppelcurve kommt, in welcher die Tangentenebene die Fläche in zwei Punkten berührt. Jenseits dieses Punktes liegt die Tangentenebene ganz über der Fläche; der entsprechende Zustand des Körpers ist also wesentlich stabil.

Die Region zwischen der parabolischen Curve und der Doppelcurve stellt Zustände des Körpers dar, welche — obgleich stabil, wenn die ganze Substanz homogen ist — plötzlichen Aenderungen ausgesetzt sind, wenn ein Theil derselben Substanz in einem anderen Zustand vorhanden ist.

Da jeder verticale Schnitt durch zwei entsprechende Berührungspunkte die parabolische Curve in den Inflexionspunkten B und C schneiden muss, so müssen die Sehne AD der Doppelcurve und die Sehne BC der parabolischen Curve im kritischen Punkte zusammenfallen, so dass in diesem Punkte die parabolische Curve und die zwei Arme der Doppelcurve sich vereinigen und eine gemeinsame Tangente haben. Dieser Punkt wird in der Geometrie der Selbstberührungspunkt genannt.

Thermische Linien auf der thermodynamischen Oberfläche.

(Fig. 31.)

O Anfangspunkt.

Ov Axe der Volumina.

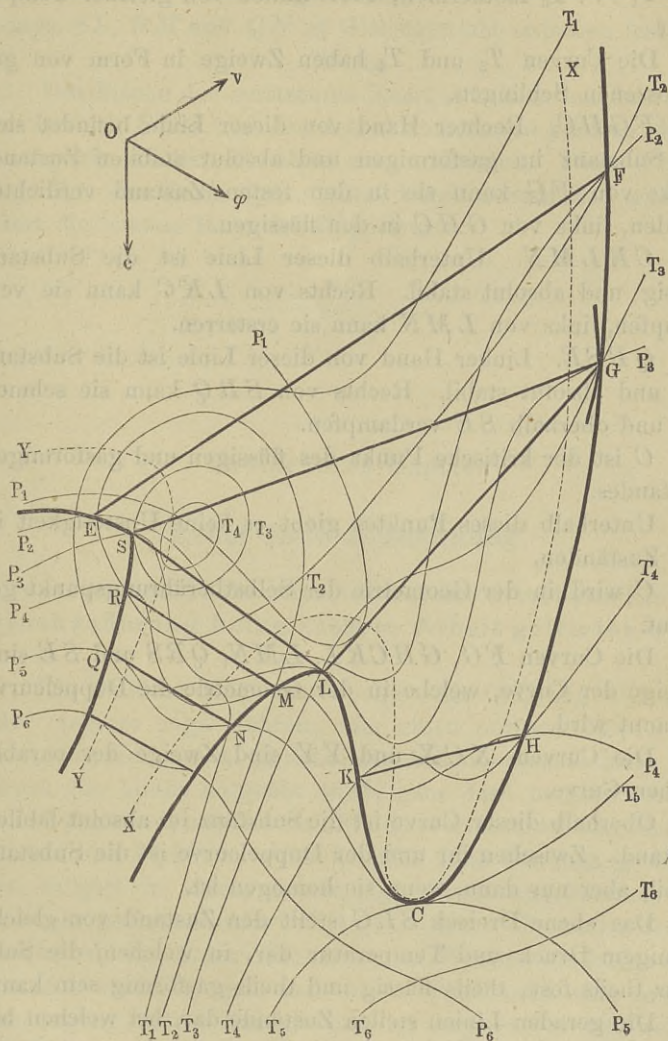
$O\varphi$ Axe der Entropie.

Oe Axe der Energie.

$P_1 \dots P_6$ Isopiesten oder Linien von gleichem Druck.

Fig. 31.

Thermodynamische Oberfläche.



Von diesen stellt P_1 einen negativen Druck dar, oder in anderen Worten eine Spannung, wie diese in festen und manchen flüssigen Körpern existiren kann.

$T_1 \dots T_6$ Isothermen, oder Linien von gleicher Temperatur.

Die Curven T_3 und T_4 haben Zweige in Form von geschlossenen Schlingen.

$FGHC$. Rechter Hand von dieser Linie befindet sich die Substanz im gasförmigen und absolut stabilen Zustand. Links von FG kann sie in den festen Zustand verdichtet werden, links von GHC in den flüssigen.

$CKLMN$. Unterhalb dieser Linie ist die Substanz flüssig und absolut stabil. Rechts von LKC kann sie verdampfen, links von LMN kann sie erstarren.

$QRSE$. Linker Hand von dieser Linie ist die Substanz fest und absolut stabil. Rechts von SRQ kann sie schmelzen und oberhalb SE verdampfen.

C ist der kritische Punkt des flüssigen und gasförmigen Zustandes.

Unterhalb dieses Punktes giebt es keine Unstetigkeit in den Zuständen.

C wird in der Geometrie der Selbstberührungspunkt genannt.

Die Curven FG , $GHCKL$, LMN , QRS und SE sind Zweige der Curve, welche in der Geometrie die Doppelcurve genannt wird.

Die Curven XCX und YY sind Zweige der parabolischen Curve.

Oberhalb dieser Curve ist die Substanz im absolut labilen Zustand. Zwischen ihr und der Doppelcurve ist die Substanz stabil, aber nur dann, wenn sie homogen ist.

Das ebene Dreieck SLG stellt den Zustand von gleichförmigem Druck und Temperatur dar, in welchem die Substanz theils fest, theils flüssig und theils gasförmig sein kann.

Die geraden Linien stellen Zustände dar, bei welchen bei demselben Druck und derselben Temperatur zwei verschiedene Aggregatzustände mit einander im Gleichgewicht stehen können.

Längs SG und EF ist Gleichgewicht zwischen fest und gasförmig.

Längs GL und KH ist Gleichgewicht zwischen flüssig und gasförmig.

Längs SL , RM und QN ist Gleichgewicht zwischen fest und flüssig.

Die Fläche der zerstreuten Energie besteht aus dem ebenen Dreieck SLG und den drei abwickelbaren Flächen, deren erzeugende Linien die oben erwähnten sind. Diese Fläche liegt über der thermodynamischen Fundamentalfäche und berührt die letztere längs der Doppelcurve.

Dreizehntes Capitel.

Ueber freie Ausdehnung.

Theorie eines Fluidums, bei welchem während einer Druckänderung keine äussere Arbeit geleistet wird.

Ein Fluidum möge durch eine enge Oeffnung oder eine oder mehrere enge Röhren, oder einen porösen Stöpsel gedrängt werden; es möge dabei die Arbeit, welche durch den Druck von hinten ausgeübt wird, ganz dazu benutzt werden, den Widerstand, welchen das Fluidum erfährt, zu überwinden, so dass das Fluidum, wenn dasselbe nach Durchgang durch den Stöpsel in einem bestimmten Punkt angekommen ist, eine sehr geringe Geschwindigkeit besitzt. Wir wollen ferner annehmen, dass keine Wärme in das Fluidum eindringt oder dasselbe verlässt, und dass keine Töne oder eine andere Schwingung, deren Energie mit der vergleichbar ist, welche die Temperatur des Fluidums merklich ändern würde, aus dem Apparate kommen.

Wir setzen weiter voraus, dass die Bewegung eine beständige ist — das ist, dass dieselbe Menge von Fluidum in jeder Secunde in den Apparat ein- und ausgeht.

Es seien P und V Druck und Volumen im Querschnitt A vor Erreichen des Stöpsels und p , v dieselben Grössen im Querschnitt B nach Durchgang durch den Stöpsel. Während des Durchganges der Masseneinheit durch den Apparat wird beim Hindurchdrängen des Fluidums durch den Querschnitt A die Arbeit PV geleistet; die von dem Fluidum beim Ausströmen aus dem Querschnitt B geleistete Arbeit ist pv . Somit ist der Betrag der Arbeit, welche dem Fluidum beim Durchgang durch den Stöpsel mitgetheilt wird, $PV - pv$.

Ist also E die Energie der Masseneinheit des Fluidums beim Eintritt in den Querschnitt A , und e die Energie der Masseneinheit beim Austritt aus dem Querschnitt B , so ist:

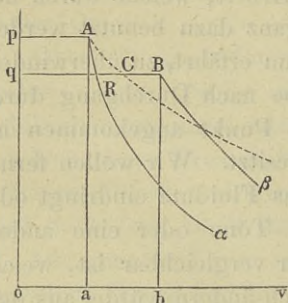
$$e - E = PV - pv, \text{ oder}$$

$$E + PV = e + pv. \dots (1)$$

Das heisst: die Summe der Eigen-Energie und des Productes aus Druck und Volumen behält auch nach Durchgang durch den Stöpsel denselben Werth, vorausgesetzt, dass keine Wärme verloren gegangen oder von äusseren Wärmequellen aufgenommen ist.

Die Eigen-Energie E wird nun im Diagramm dargestellt

Fig. 33.



durch die Fläche zwischen der adiabatischen Linie $A\alpha$, der verticalen Linie Aa und der Linie abv vom Drucke Null; PV wird dargestellt durch das Rechteck $ApOa$. Daher stellt die Fläche, welche von $aApOv$ eingeschlossen wird, wenn die Linien $A\alpha$ und Ov bis zum Durchschnitt miteinander verlängert werden, die Grösse dar, welche nach Durchgang durch den Stöpsel dieselbe

bleibt. Demnach ist in der Figur die Fläche $A p q R$ gleich der Fläche, welche liegt zwischen BR und den beiden adiabatischen Linien $R\alpha$ und $R\beta$.

Wir wollen nun die Beziehungen zwischen den verschiedenen Eigenschaften der Substanz untersuchen, um die Temperaturerhöhung zu bestimmen, welche dem Uebergange vom Drucke P auf den Druck p beim Durchgang durch den Stöpsel entspricht; wir wollen dabei zunächst annehmen, dass P nicht viel grösser wie p ist.

AC sei die Isotherme durch A , welche qB in C schneidet. Wir setzen voraus, dass der Uebergang der Substanz von dem durch A dargestellten Zustand in den Zustand B ausgeführt werde durch einen Uebergang längs der Isotherme und durch eine darauf folgende Volumvergrösserung von C auf B . Je kleiner die Entfernung AB , um desto weniger wird das Resultat dieses angenommenen Ueberganges abweichen von dem des wirklich stattfindenden Ueberganges von A nach B , in welcher Weise letzterer auch bewerkstelligt werden mag.

Beim Uebergang von A nach C bei der constanten Temperatur θ vermindert sich der Druck von P auf p . Die während dieses Processes absorbirte Wärme ist nach der ersten thermodynamischen Relation (s. S. 192):

$$(P - p) V \theta \alpha,$$

wenn α die Ausdehnung der Volumeneinheit für jeden Temperaturgrad bei constantem Drucke ist.

Beim Uebergang von C auf B dehnt sich die Substanz bei constantem Drucke aus; die Temperatur steigt von θ auf $\theta + \tau$.

Die zu dieser Temperatursteigerung nöthige Wärme ist:

$$K_p \tau,$$

wenn K_p die specifische Wärme der Substanz bei constantem Druck bedeutet.

Die Gesamtmenge der von der Substanz beim Uebergange von A auf B absorbirten Wärme ist daher:

$$(P - p) V \theta \alpha + K_p \tau,$$

dies ist der Werth für die Grösse der Fläche zwischen AB und den adiabatischen Linien $A\alpha$ und $B\beta$.

Diese Fläche ist nun gleich der Fläche $A p q B$ oder $(P - p) V$.

Wir haben somit die Gleichung:

$$K_p \tau = (P - p) V (1 - \theta \alpha) \dots (2)$$

worin K_p die specifische Wärme der Masseneinheit bei constantem Druck bedeutet, ausgedrückt in dynamischem Maass;

τ die Temperatursteigerung nach Durchgang durch den Stöpsel;

$P - p$ die kleine Druckdifferenz auf beiden Seiten des Stöpsels;

V das Volumen der Masseneinheit (ist $P - p$ so gross, dass durch diesen Druckunterschied das Volumen beträchtlich geändert wird, so muss diese Grösse V als variabel angesehen werden);

θ die Temperatur nach der absoluten Temperaturscala;

α die Ausdehnung der Volumeneinheit bei constantem Druck für jeden Temperaturgrad.

Es sind zwei Fälle vorhanden, in welchen die Beobachtung des Steigens (oder Fallens) der Temperatur benutzt werden kann, um Grössen zu bestimmen, welche von grosser Bedeutung in der Wärmelehre sind.

1. Bestimmung des dynamischen Aequivalentes der Wärme. — Der erste Fall ist der, bei welchem die Substanz eine Flüssigkeit ist, etwa Wasser oder Quecksilber, deren Volumen nur wenig beeinflusst wird sowohl durch Druck wie durch die Temperatur. In diesem Falle verändert sich V so wenig, dass der Einfluss dieser Veränderung nur als eine Correction in Anschlag gebracht werden kann, die bloss bei Berechnungen mit sehr grosser Genauigkeit nothwendig ist. Die Ausdehnung α ist ebenfalls sehr klein und zwar so klein, dass das Product $\theta \alpha$, wenn es auch nicht ganz zu vernachlässigen ist, doch mit einer genügenden Genauigkeit berechnet werden kann, ohne dass eine ganz genaue Kenntniss des absoluten Werthes von θ nothwendig ist.

Setzen wir voraus, dass der Druck durch eine Flüssigkeitssäule von der Höhe H auf der einen Seite des Diaphragmas und von der Höhe h auf der anderen Seite ausgeübt wird, so ist:

$$(P - p) = (H - h) \varrho g,$$

worin ϱ die Dichtigkeit und g das numerische Maass für die Schwerkraft ist. Nun ist:

$$V\varrho = 1,$$

so dass Gleichung (2) wird:

$$K_p \tau = g (H - h) (1 - \theta \alpha),$$

eine Gleichung, mittelst deren wir K_p bestimmen können, wenn wir die Temperatursteigerung τ kennen, die Differenz $H - h$ der Flüssigkeitssäulen, den Wärme-Ausdehnungscoefficienten α und (mit einem mässigen Grad von Genauigkeit) die absolute Temperatur θ in Graden nach derselben Thermometerscala, welche zur Bestimmung von τ gebraucht ist.

Die Grösse K_p ist die spezifische Wärme bei constantem Druck, das ist die Wärmemenge, welche die Masseneinheit um einen Thermometergrad erwärmt. Sie ist hier in dynamischem Maass ausgedrückt, also in Fusspoundals (im Metersystem in Meter-Dynes).

Wenn die spezifische Wärme im Gravitationsmaass ausgedrückt werden soll, also in Fusspfund oder Kilogrammometer, so müssen wir sie durch g , die Intensität der Schwerkraft dividiren. Wenn dagegen die spezifische Wärme ausgedrückt werden soll in Werthen der specifischen Wärme einer Normalsubstanz, wie etwa Wasser im Zustand der grössten Dichtigkeit, so müssen wir sie durch J , die spezifische Wärme dieser Substanz, dividiren.

Wir haben schon gezeigt, wie durch einen directen Versuch die spezifische Wärme irgend einer Substanz mit der von Wasser verglichen werden kann. Wenn die auf diesem Wege gefundene specifische Wärme mit C_p bezeichnet wird, während K_p dieselbe Grösse ist, ausgedrückt in dynamischem Maass, so ist das dynamische Aequivalent der Wärme-einheit:

$$J = \frac{K_p}{C_p}.$$

Die Grösse J wird Joule's mechanisches Aequivalent der Wärme genannt, weil Joule den Werth desselben zuerst nach einer genauen Methode bestimmt hat. Sie kann definirt werden als die specifische Wärme des Wassers bei dessen grösster Dichtigkeit in dynamischem Maass.

Sie ist für jedes Kilogramm Wasser in Manchester gleich 423·8 Kilogrammometer. Wenn wir das Normalmaass der Masse ändern, so ändern wir zu gleicher Zeit die Einheit der Arbeit in derselben Proportion, so dass noch immer J durch dieselbe Zahl ausgedrückt wird. Daher können wir Joule's Resultat so ausdrücken, dass wir sagen: die durch eine Wassermenge, welche in Manchester 423·8 Meter hoch herabfällt, geleistete Arbeit kann dieses Wasser um einen Grad Celsius erwärmen. Wenn wir die Definition unabhängig von dem Werthe der Schwerkraft an einem einzelnen Orte zu machen wünschen, so müssen wir nur die Geschwindigkeit des Körpers berechnen, nachdem derselbe in Manchester 423·8 Meter gefallen ist. Die dieser Geschwindigkeit entsprechende Energie in irgend einer Masse von Wasser kann, wenn sie in Wärme umgesetzt wird, das Wasser um einen Grad Celsius erwärmen.

Es stellen sich erhebliche Schwierigkeiten der Ermittlung des Werthes von J nach dieser Methode entgegen, selbst bei Quecksilber, für welches gleichfalls erst ein Druck von 13·7 Meter eine Temperatursteigerung um 1 Grad Celsius giebt.

2. Temperaturen auf die thermodynamische Scala zu reduciren.

Die wichtigste Anwendung der vorher besprochenen Methode ist die, welche für eine Temperaturangabe, die von irgend einem gebräuchlichen Thermometer, z. B. dem hundertgradigen Thermometer, angegeben wird, den Temperaturwerth θ nach der thermodynamischen Scala zu bestimmen lehrt.

Die benutzte Substanz sei Luft oder irgend ein anderes

Gas, welches annähernd den Gasgesetzen folgt, die enthalten sind in der Gleichung:

$$vp = v_0 p_0 (1 + \alpha_0 t).$$

Hierin sind v_0 und p_0 Volumen und Druck bei dem Nullpunkt des Thermometers und α_0 die Volumenausdehnung für einen Grad dieses Thermometers ebenfalls bei 0° .

Die Volumenausdehnung α bei der Temperatur t ist deshalb:

$$\alpha = \frac{\alpha_0}{1 + \alpha_0 t},$$

so dass der Ausdruck für $K_p \tau$ wird:

$$K_p \tau = v_0 p_0 \frac{P - p}{p} (1 + \alpha_0 t - \alpha_0 \theta).$$

Dieser Ausdruck ist genau richtig nur für eine sehr geringe Druckänderung. Wenn, wie in den Versuchen von Joule und Thomson, P mehrere Male so gross wie p ist, so müssen wir die Wirkung der allmäligen Verminderung des Druckes durch den Seite 251 beschriebenen Process ermitteln, welcher in diesem Falle anwendbar ist, weil die Temperaturänderung als sehr klein gefunden wurde. Das Resultat ist, dass wir an Stelle von $\frac{P - p}{p}$ schreiben müssen $\log \frac{P}{p}$, wobei der Logarithmus der Neper'sche oder natürliche Logarithmus ist, also $2.3026 \log \frac{P}{p}$, wenn wir den gewöhnlichen Brigg'schen Logarithmus nehmen. Daher finden wir:

$$\theta = t + \frac{1}{\alpha_0} - \frac{K_p \tau}{\alpha_0 v_0 p_0} \cdot \frac{0.4343}{\log P - \log p},$$

ein Ausdruck, welcher nach der thermodynamischen Scala diejenige Temperatur bestimmt, die im praktischen Leben nach einer der gebräuchlichen Temperaturscala durch die Temperaturablesung t gegeben wird. Die Grade der thermodynamischen Scala sind hierbei in der Nähe der Temperatur des Versuches gleich den Graden des benutzten Thermometers.

Bei den meisten von Joule und Thomson untersuchten Gasen trat eine kleine Abkühlung des Gases beim Durchgang

durch den Stöpsel ein. In anderen Worten: τ war negativ; die absolute Temperatur war also höher, wie die vom Gas-thermometer angegebene. Das Verhältniss, nach welchem sich das Gas zwischen zwei Normaltemperaturen ausdehnt, war demnach grösser, als das wahre Verhältniss dieser Temperaturen nach der thermodynamischen Scala. Die Abkühlung war bei Kohlensäure viel grösser, wie bei Sauerstoff, Stickstoff oder Luft; ein Resultat, das zu erwarten war, weil wir aus den Versuchen Regnault's wissen, dass die Ausdehnung der Kohlensäure viel grösser, wie die der Luft oder der Bestandtheile der letzteren ist. Es ergab sich weiter, dass für alle diese Gase die Abkühlung bei höheren Temperaturen eine geringere war, welches zeigt, dass beim Steigen der Temperatur die Ausdehnung des Gases immer mehr der absoluten Temperatur nach der thermodynamischen Scala genau proportional wird.

Das einzige Gas, welches das entgegengesetzte Verhalten zeigte, war Wasserstoff, bei welchem nach dem Hindurchgang durch den Stöpsel eine kleine Erwärmung beobachtet wurde.

Das Resultat der Versuche von Joule und Thomson war der Nachweis, dass die Temperatur des schmelzenden Eises 273.7° nach der thermodynamischen Scala ist, wobei die Grade so gewählt sind, dass 100 derselben liegen zwischen der genannten Temperatur und der des Dampfes von bei Normaldruck siedendem Wasser.

Der absolute Nullpunkt der thermodynamischen Scala ist daher — 273.7° Celsius oder — 460.66° Fahrenheit.

Es scheint deshalb, dass bei den vollkommeneren Gasen die durch die Ausdehnung hervorgerufene Abkühlung stets genau balancirt wird durch die Erwärmung, welche die bei der Ausdehnung geleistete Arbeit hervorruft, vorausgesetzt, dass diese Arbeit ganz auf Erzeugung von Wärme in dem Gase verwandt wird. Dieses Resultat wurde von Joule¹⁾ nach einer allerdings weniger genauen Methode schon früher erhalten, indem derselbe nämlich nachwies, dass die Eigen-

¹⁾ Phil. Mag. May 1845.

Energie eines Gases bei derselben Temperatur stets dieselbe ist, welches auch das von dem Gase eingenommene Volumen sein mag.

Um diese Frage zu untersuchen, presste er Luft in ein Gefäss, bis der Druck derselben etwa 22 Atmosphären war; gleichzeitig wurde die Luft aus einem anderen Gefäss ausgepumpt. Diese Gefässe wurden dann durch eine mit einem Hahn verschlossene Röhre verbunden, das Ganze darauf in Wasser gesetzt.

Nach einer hinreichenden Zeit wurde das Wasser durch und durch umgerührt und dann seine Temperatur mit einem feinen Thermometer gemessen. Der Hahn wurde darauf mit einem eigenen Schlüssel geöffnet und die Luft aus dem vollen in das leere Gefäss gelassen, bis Gleichgewicht zwischen beiden hergestellt war. Schliesslich wurde das Wasser wieder umgerührt und seine Temperatur sorgfältig beobachtet.

Aus einer Anzahl von Versuchen dieser Art, bei denen alle Fehlerquellen sorgfältig berücksichtigt waren, kam Joule zu dem Schluss, dass keine Temperaturänderung eintritt, wenn Luft sich in solcher Weise ausdehnen kann, dass sie keine mechanische Kraft entwickelt.

Dieses Resultat ist, wie die später von Joule und Thomson angestellten genaueren Versuche zeigen, nicht ganz richtig, weil eine geringe Abkühlung eintritt. Diese Abkühlung ist indessen bei permanenten Gasen nur gering, und vermindert sich noch, wenn das Gas entweder durch Temperatursteigerung oder Druckverminderung sich den Bedingungen eines vollkommenen Gases mehr nähert.

Wir können indessen als das Resultat dieser Versuche behaupten, dass der Betrag der Wärme, die von einem Gase bei seiner Ausdehnung bei gleichförmiger Temperatur absorbiert wird, nahezu, wenn auch nicht genau, das Wärmeäquivalent der von dem Gase bei dessen Ausdehnung geleisteten mechanischen Arbeit ist. In Wirklichkeit ist, wie wir wissen, bei der Luft die absorbierte Wärme ein wenig grösser, beim Wasserstoff ein wenig kleiner als diese Grösse.

Dies ist eine sehr wichtige Eigenschaft der Gase. Wenn wir den Process umkehren, so finden wir, dass die bei der Zusammendrückung der Luft bei constanter Temperatur entwickelte Wärme gleich ist dem Wärmeäquivalent der bei der Zusammendrückung geleisteten Arbeit.

Das ist keineswegs ein selbstverständlicher Satz. In der That ist er auch nicht richtig für Substanzen, welche sich nicht in dem gasförmigen Zustand befinden, und selbst die unvollkommenen Gase zeigen Abweichungen von demselben. Daher kann die Berechnung des dynamischen Aequivalentes der Wärme, welche Mayer auf diesen Satz gründete zu einer Zeit, als die Richtigkeit desselben noch nicht experimentell erprobt war, nicht als zulässig betrachtet werden.

Vierzehntes Capitel.

Ueber die Höhenbestimmungen mittelst Barometer.

Das Barometer ist ein Instrument, mittelst dessen der Luftdruck an einem einzelnen Ort gemessen werden kann. Beim Quecksilberbarometer, die vollkommenste Form dieses Instrumentes, ist der Druck der Luft auf die freie Oberfläche des Quecksilbers in dem grösseren Gefässe gleich dem Drucke einer Quecksilbersäule, deren Höhe gleich ist der Differenz zwischen der Oberfläche des Quecksilbers in dem Gefässe, welches den Druck der Luft zu tragen hat, und der Oberfläche des Quecksilbers in der Röhre, welche Oberfläche keine Luft über sich hat. Der Druck der Luft wird oft angegeben in Werthen der Höhe dieser Säule. So sprechen wir von einem Druck von 30 Zoll Quecksilber, oder von einem Druck von 760 Millimeter Quecksilber.

Um einen Druck in absolutem Maass auszudrücken, müssen wir die auf die Flächeneinheit ausgeübte Kraft ermitteln. Zu dem Zwecke müssen wir das Gewicht einer Quecksilbersäule von der gegebenen Höhe finden, welche auf der Flächeneinheit als Basis steht.

Ist h die Höhe der Säule, so ist, da der Querschnitt gleich der Einheit ist, das Volumen der Säule durch h ausgedrückt.

Um die in diesem Volumen enthaltene Masseneinheit zu finden, müssen wir das Volumen mit der Dichtigkeit des Quecksilbers multipliciren. Wenn diese Dichtigkeit mit ϱ bezeichnet wird, so ist die Masse der Säule ϱh . Der Druck, den wir zu finden haben, ist die Kraft, mit welcher diese Masse durch die Anziehung der Erde nach unten gezogen wird. Bezeichnet g die Anziehungskraft der Erde auf die Masseneinheit, so wird die auf die Säule ausgeübte Kraft sein $g \varrho h$. Der Druck einer Quecksilbersäule von der Höhe h wird daher ausgedrückt durch:

$$g \varrho h,$$

worin h die Höhe der Säule, ϱ die Dichtigkeit des Quecksilbers und g die Intensität der Schwerkraft an dem betreffenden Orte ist. Die Dichtigkeit des Quecksilbers verringert sich mit steigender Temperatur. Es ist gebräuchlich alle Drucke, welche auf diesem Wege gemessen werden, zu reduciren auf die Höhe einer Quecksilbersäule von der Gefriertemperatur des Wassers.

Wenn zwei Barometer an demselben Platz bei verschiedenen Temperaturen beobachtet werden, so stehen die Höhen der Barometer in demselben Verhältniss, wie die Volumina des Quecksilbers bei den zwei Temperaturen.

Die Intensität der Schwerkraft ändert sich mit dem Orte; sie ist am Aequator geringer, wie an den Polen, und ebenso auf der Spitze eines Berges geringer, wie an der Oberfläche des Meeres.

Man reducirt daher gewöhnlich beobachtete Barometerstände auf die Höhe einer denselben Druck gebenden Quecksilbersäule von der Temperatur des Gefrierpunktes des Wassers und an der Oberfläche des Meeres unter 45° Breite.

Wären keine Strömungen oder Winde vorhanden, und wäre das Meer und die Luft in dem ganzen Bereich zwischen zwei Plätzen vollkommen ruhig, so müsste der wirkliche Druck an diesen zwei Plätzen derselbe sein, weil die Oberfläche des Meeres überall senkrecht zu der Schwerkraft ist. Wenn der Druck auf die Meeresoberfläche an zwei Plätzen verschieden wäre, so würde Wasser von dem Orte mit grösserem Druck nach dem Platze mit geringerem Druck fließen, bis Gleichgewicht hergestellt wäre.

Findet man daher bei ruhigem Wetter verschiedene Barometerhöhen an zwei verschiedenen Plätzen auf der Meeresoberfläche, so muss der Grund hierzu darin liegen, dass die Schwerkraft an dem Orte, wo das Barometer niedriger steht, grössere Intensität besitzt.

Wir wollen nun zunächst die Methode betrachten, nach welcher man die Tiefe unter der Meeresoberfläche mit Hülfe eines in einer Taucherglocke nach unten gebrachten Barometers finden kann.

Ist D der Abstand des Wasserspiegels in der Taucherglocke von der Meeresoberfläche, ist p der Druck der Atmosphäre auf die letztere, so muss der Druck der Luft in der Taucherglocke den an der Meeresoberfläche um den Druck einer Wassersäule von der Höhe D übersteigen. Wenn σ die Dichtigkeit des Meereswassers ist, so ist der Druck einer Wassersäule von der Höhe D gleich $g\sigma D$.

Die Barometerhöhe an der Meeresoberfläche sei beobachtet; wir wollen annehmen, dass der Barometerstand in der Taucherglocke um die Grösse h höher gefunden ist, dann ist die durch dieses Steigen angezeigte Druckzunahme $g\varrho h$, worin ϱ die Dichtigkeit des Quecksilbers ist. Daher haben wir:

$$g\sigma D = g\varrho h,$$

oder:

$$D = \frac{\varrho}{\sigma} h = Sh,$$

worin $S = \frac{\varrho}{\sigma} = \frac{\text{Dichtigkeit des Quecksilbers}}{\text{Dichtigkeit des Wassers}} =$ dem specifischen Gewicht des Quecksilbers.

Die Tiefe der Taucherglocke unter der Meeresoberfläche ist daher gleich dem Product aus dem Steigen des Barometers und dem specifischen Gewicht des Quecksilbers. Ist das Wasser salzig, so müssen wir dieses Resultat durch das specifische Gewicht des Salzwassers am Beobachtungsort dividiren.

Die Berechnung der Tiefen unter Wasser nach dieser Methode ist verhältnissmässig leicht, weil die Dichtigkeit des Wassers in verschiedenen Tiefen nicht sehr verschieden ist. Nur in grossen Tiefen wird das Resultat durch die Compression des Wassers merklich beeinflusst.

Wäre die Dichtigkeit der Luft ebenso gleichförmig wie die des Wassers, so würden die Höhenmessungen in der Atmosphäre ebenso leicht sein. Wenn z. B. die Dichtigkeit der Luft bei allen Drucken gleich σ wäre, so würden wir, unter Vernachlässigung der Veränderlichkeit der Schwerkraft mit der Höhe über der Erde, die Höhe H der Atmosphäre folgendermaassen finden: Es sei h die Höhe des Barometers und ϱ die Dichtigkeit des Quecksilbers, so ist der durch das Barometer angegebene Druck:

$$p = g\varrho h.$$

Ist H die Höhe einer Atmosphäre von der Dichtigkeit σ , so verursacht letztere einen Druck:

$$p = g\sigma H,$$

daher:

$$H = h \frac{\varrho}{\sigma}.$$

Das ist die Höhe der Atmosphäre über dem Platze unter der falschen Voraussetzung, dass die Dichtigkeit derselben in jeder Höhe genau die der Luft an dem betreffenden Orte ist. Diese Höhe wird allgemein bezeichnet als: die Höhe der Atmosphäre unter Voraussetzung einer gleichförmigen Dichtigkeit oder kürzer und praktischer als die Höhe der homogenen Atmosphäre.

Wir wollen für einen Augenblick uns überlegen, was diese Höhe (welche ersichtlich nichts zu thun hat mit der wirklichen Höhe der Atmosphäre) in Wirklichkeit vorstellt. Aus der Gleichung:

$$p = g \sigma H$$

erhalten wir, wenn wir uns daran erinnern, dass σ , die Dichtigkeit der Luft, dasselbe ist wie der reciproke Werth von v , des Volumens der Masseneinheit:

$$H = \frac{pv}{g}.$$

H ist also einfach das Product: pv , ausgedrückt im Gravitationsmaass anstatt in absolutem Maass.

Nun ist nach Boyle's Gesetz das Product aus Volumen und Druck bei constanter Temperatur constant; nach Charles's Gesetz ist dieses Product dann weiter proportional der absoluten Temperatur. Für trockene Luft von der Temperatur des schmelzenden Eises, und wenn $g = 9.808$, ist:

$$H = \frac{pv}{g} = 7.99 \text{ Kilometer.}$$

Es ist bekannt, dass Glaisher mit einem Ballon eine Höhe von 11 Kilometer erreicht hat. Dieser Ballon wurde von der Luft getragen; obgleich die Luft in dieser grossen Höhe mehr wie dreimal verdünnter wie an der Oberfläche der Erde war, so war es möglich in ihr zu athmen. Daher ist es sicher, dass die Atmosphäre sich erheben muss über die Höhe H , welche wir aus unserer falschen Voraussetzung, dass die Dichtigkeit gleichförmig ist, abgeleitet haben.

Wenn nun auch die Dichtigkeit der Atmosphäre keineswegs innerhalb des Bereichs von grossen Höhenunterschieden gleichförmig ist, so wird, wenn wir uns beschränken auf einen sehr kleinen Bereich, etwa auf den Millionsten Theil von H , das ist 0.008 Meter, so wird dann die Dichtigkeit vom Boden bis zur Höhe dieses Bereiches nur um den ein Millionstel Theil ihrer Grösse sich verändern, so dass wir annehmen können, dass der Druck in dem oberen Theil dieser Strecke den am Boden genau um ein Millionstel übersteigt.

Wir wollen diese Methode nun anwenden, um die Höhe eines Berges durch folgenden in Gedanken auszuführenden Process zu bestimmen, der allerdings zu mühevoll ist um für die Praxis angerathen werden zu können, ausgenommen zum Zwecke der Erklärung der praktischen Methode.

Wir wollen voraussetzen, dass wir auf der Spitze des Berges beginnen und dass wir neben unserem Barometer ein Thermometer zur Bestimmung der Temperatur des Quecksilbers und ein anderes zur Bestimmung der Temperatur der Luft haben. Wir sind ebenso versehen mit einem Hygrometer, um die Menge des Wasserdampfes in der Luft zu bestimmen, so dass wir unter zu Ratheziehung von Thermometer und Hygrometer H , die Höhe der homogenen Atmosphäre, an jedem Punkte unseres Weges berechnen können.

Auf der Spitze des Berges beobachten wir als Höhe des Barometers den Stand p . Wir steigen jetzt hinab, so lange bis wir beobachten, dass das Quecksilber im Barometer um einen Millionstel Theil der Höhe der vorher beobachteten Quecksilbersäule gestiegen ist. Die Höhe des Barometers auf dieser ersten Station ist:

$$p_1 = (1.000001) p.$$

Die Strecke, um welche wir hinabgestiegen sind, ist der ein Millionste Theil von H , der Höhe der homogenen Atmosphäre für die beobachtete Temperatur am ersten Halteplatz unseres Abstieges. Da es gegenwärtig unmöglich ist von Drucken etc. noch den ein Millionstel Theil zu messen, so hat es keinen Einfluss, ob H auf der Spitze des Berges oder um etwa 1 Centimeter tiefer gemessen ist.

Wir wollen weiter herabsteigen nach einer zweiten Station, wo der Druck wieder um ein Millionstel seiner Grösse gewachsen ist, so dass wir, wenn der neue Druck p_2 ist, haben:

$$p_2 = (1.000001) p_1.$$

Beim zweiten Abstieg gehen wir um eine Strecke herunter gleich dem ein Millionstel Theil von H_2 , der Höhe der homogenen Atmosphäre am zweiten Halteplatz.

Wenn wir auf diese Weise weiter gehen, bis wir zuletzt den Fuss des Berges erreichen, und wenn p_n der Druck an dem Fusse des Berges ist, so haben wir:

$$\begin{aligned} p_n &= (1.000001) p_{n-1} \\ &= (1.000001)^2 p_{n-2} \\ &= (1.000001)^n p, \end{aligned}$$

Die ganze verticale Höhe ist:

$$h = \frac{H_1 + H_2 + \dots + H_n}{1000000}.$$

Nehmen wir an, dass die Temperatur und Feuchtigkeit in allen Höhen zwischen Gipfel und Fuss des Berges dieselben sind, so ist:

$$H_1 = H_2 = \dots = H_n = H,$$

die Höhe des Berges ist also:

$$= \frac{n}{1000000} H.$$

Kennen wir nun n , die Anzahl der Stationen, so können wir auf diesem Wege die Höhe des Berges bestimmen. Es ist aber leicht n zu finden ohne diesen mühsamen Process durchzumachen, ohne herunter zu steigen in Abständen von etwa ein Centimeter. Denn da $p_n = P$ der Druck am Fusse des Berges ist und p der auf dem Gipfel, so haben wir:

$$P = (1.000001)^n p.$$

Nehmen wir die Logarithmen auf beiden Seiten dieser Gleichung, so ist:

$$\log P = n \log (1.000001) + \log p,$$

also:

$$n = \frac{\log P - \log p}{\log (1.000001)}.$$

Es ist $\log (1.000001) = 0.0000004342942648$.

Setzen wir diesen Werth ein in den Ausdruck für h , so wird:

$$h = \frac{H}{0.434294} \log \frac{P}{p},$$

worin der Logarithmus der gewöhnlich Brigg'sche Logarithmus mit der Basis 10 ist.

Es ist auch:

$$h = 2.302585 H \log \frac{P}{p}.$$

Für trockene Luft bei der Temperatur des schmelzenden Eises ist $H = 7.99$ Kilometer; also giebt:

$$h = \log \frac{P}{p} \times \left\{ 18397.7 + 67.305 t \right\}$$

die Höhe in Meter für eine Temperatur t nach der Scala von Celsius.

Für rohe Zwecke giebt die Differenz der Logarithmen von den Barometerständen multiplicirt mit 1000 die Differenz der Höhen im Vielfachen von 18 Meter.

Fünfzehntes Capitel.

Ueber die Fortpflanzung der Wellen.

Die nachstehende Methode, die Bedingungen der Fortpflanzung von Wellen zu untersuchen, verdanken wir Prof. Rankine¹⁾. Dieselbe erfordert bloss elementare Principien und Operationen, führt aber zu Resultaten, welche früher nur durch Operationen erlangt wurden, die die Kenntniss von höheren Zweigen der Mathematik verlangen.

Die Wellenart, auf welche diese Untersuchung sich erstreckt, ist die, bei welcher die Bewegung der einzelnen Theile der Substanz längs gerader Linien vor sich geht, die parallel sind der Richtung, nach welcher hin die Wellen sich fortpflanzen. Von der Welle wird weiter vorausgesetzt, dass sie sich mit constanter Geschwindigkeit fortbewegt und dass die Art derselben sich während der Fortpflanzung nicht ändert.

In anderen Worten: Beobachten wir, was in der Substanz an einem bestimmten Orte vor sich geht, wenn die Welle diesen Ort passirt, und versetzen wir uns darauf selbst plötzlich um eine gewisse Distanz vorwärts in Richtung der Fortpflanzung der Welle, dann werden wir nach einer gewissen Zeit dort sehen, dass dieselben Dinge in derselben Reihenfolge an dem neuen

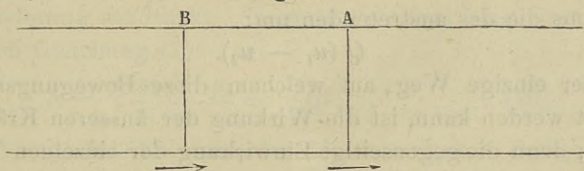
¹⁾ Phil. Trans. 1869: „On the Thermodynamic Theory of Waves of Finite Longitudinal Disturbance“.

Ist B eine andere Ebene, welche sich mit derselben Geschwindigkeit fortbewegt und sind Q_2, u_2, v_2, p_2 die den obigen entsprechenden Werthe in B , so ist:

$$Q_2 v_2 = U - u_2 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

Der Abstand zwischen den Ebenen A und B bleibt unverändert, weil dieselben sich mit derselben Geschwindigkeit

Fig. 34.



vorwärts bewegen. Ebenso bleibt die Menge der Substanz, welche zwischen denselben liegt, dieselbe, weil die Dichtigkeit der Substanz an entsprechenden Punkten der Welle dieselbe bleibt, wenn die Welle sich vorwärts bewegt. Daher muss die Menge von Materie, welche in den Raum zwischen A und B bei A eintritt, gleich sein der Menge, welche diesen Raum bei B verlässt, oder es ist:

$$Q_1 = Q_2 = Q \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

also:

$$u_1 = U - Q v_1, \quad u_2 = U - Q v_2 \quad . \quad (5)$$

so dass wir, wenn wir U und Q , sowie das Volumen der Masseneinheit kennen, u_1 und u_2 finden können.

Wir wollen nun zunächst die Kräfte betrachten, welche auf die zwischen A und B enthaltene Materie wirken. Ist p_1 der Druck in A , und p_2 der in B , so ist die Kraft, welche aus diesen Drucken entsteht und welche die Bewegungsgrösse von links nach rechts zu vergrössern strebt, gleich $p_2 - p_1$.

Dies ist das in der Einheit der Zeit durch die äusseren Kräfte in der Substanz zwischen A und B erzeugte Bewegungsmoment.

Wir müssen uns nun daran erinnern, dass, obgleich correspondirende Punkte der Substanz in diesem Intervall sich stets in derselben Weise bewegen, doch die Materie selbst zwischen

A und B sich fortwährend ändert, indem eine Menge Q bei A eintritt und eine gleiche Menge Q bei B austritt.

Die bei A eintretende Menge Q hat die Geschwindigkeit u_1 , demnach eine Bewegungsmenge Qu_1 ; die bei B austretende Menge Q hat die Geschwindigkeit u_2 , also die Bewegungsmenge Qu_2 .

Daher übertrifft die Bewegungsmenge des eintretenden Fluidums die des austretenden um:

$$Q(u_1 - u_2).$$

Der einzige Weg, auf welchem diese Bewegungsmenge erzeugt werden kann, ist die Wirkung der äusseren Kräfte p_1 und p_2 ; denn die gegenseitige Einwirkung der einzelnen Theile der Substanz kann die Bewegungsmenge des Ganzen nicht ändern. Wir finden demnach:

$$p_2 - p_1 = Q(u_1 - u_2) \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

Setzen wir die Werthe für u_1 und u_2 aus Gleichung (5) ein, so finden wir:

$$p_2 - p_1 = Q^2(v_1 - v_2) \quad . \quad . \quad . \quad (7)$$

also:

$$p_1 + Q^2 v_1 = p_2 + Q^2 v_2 \quad . \quad . \quad . \quad (8)$$

Nun ist die einzige Beschränkung, der die Lage der Ebene B unterliegt, die, dass die letztere stets in demselben Abstand von A bleiben muss; welches auch dieser Abstand sein mag, stets ist die letzte Gleichung richtig.

Daher muss die Grösse $p + Q^2 v$ constant bleiben während des ganzen Processes, der beim Durchgang der Welle erfolgt. Nennen wir diese Grösse P , so ist:

$$p = P - Q^2 v \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (9)$$

oder der Druck ist gleich der Differenz zwischen einem constanten Druck P und einer Grösse, welche dem Volumen v proportional ist.

Diese Beziehung zwischen Druck und Volumen wird bei keiner einzigen unserer wirklichen Substanzen erfüllt. Bei allen Substanzen ist es richtig, dass bei Verminderung des Volumens der Druck steigt; indess ist das Anwachsen des Druckes niemals genau proportional der Verminderung des Volumens. Sobald wie die Volumverminderung eine beträcht-

liche wird, fängt der Druck an in einem stärkeren Verhältniss zu wachsen, wie das Volumen sinkt.

Betrachten wir indess nur kleine Aenderungen von Volumen und Druck, so können wir Gebrauch machen von unserer früheren Definition für Elasticität auf Seite 123, nämlich der: die Elasticität ist das Verhältniss der Zahl, welche den Druckzuwachs angiebt, zu der Zahl, welche die Volumverminderung ausdrückt. Nennen wir diese Elasticität E , so ist nach Gleichung (7):

$$E = v \frac{p_2 - p_1}{v_1 - v_2} = v Q^2; \quad . \quad . \quad . \quad (10)$$

v ist hierin das Volumen der Masseneinheit. Da v_1 und v_2 sehr nahe einander gleich sind, so können wir jedes von beiden als den Werth von v nehmen. Ist v das Volumen der Masseneinheit in den Theilen der Substanz, welche von der Welle nicht berührt sind, für welche also $u = 0$ ist, so ist weiter:

$$U = Qv. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (11)$$

Daher erhalten wir:

$$U^2 = Q^2 v^2 = Ev. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (12)$$

Es folgt also, dass das Quadrat der Fortpflanzungsgeschwindigkeit einer longitudinalen Welle in jeder Substanz gleich ist dem Product aus der Elasticität und dem Volumen der Masseneinheit.

Bei Berechnung der Elasticität müssen wir die Bedingungen in Rechnung ziehen, unter welchen die Zusammendrückung der Substanz in der Wirklichkeit stattfindet. Wenn, wie im Falle der Tonwellen, die Zusammendrückung sehr rasch stattfindet, so dass jede Wärme, welche entwickelt wird, nicht weggeführt werden kann, so müssen wir die Elasticität berechnen unter der Voraussetzung, dass die Wärme nicht entweichen kann.

Bei Luft oder irgend einem anderen Gase ist die Elasticität bei constanter Temperatur numerisch gleich dem Druck. Wenn wir, wie gewöhnlich, das Verhältniss der specifischen Wärme bei constantem Druck zu der bei constantem Volumen mit k bezeichnen, so ist die Elasticität, wenn kein Entweichen von Wärme stattfinden kann:

$$E_{\varphi} = kp \dots \dots \dots (13)$$

Ist also U die Geschwindigkeit des Schalles, so ist:

$$U^2 = kp v \dots \dots \dots (14)$$

Wir wissen, dass das Product $p v$ constant bleibt, wenn die Temperatur dieselbe bleibt. Daher hat die Schallgeschwindigkeit für dieselbe Temperatur stets dieselbe Grösse, welches auch der Druck der Luft ist.

Ist H die Höhe der als homogen angenommenen Atmosphäre — 'das heisst, die Höhe einer Säule, welche überall dieselbe Dichtigkeit, wie die an einem bestimmten Orte vorhandene Dichtigkeit hat, und deren Gewicht einen Druck gleich dem an dem Orte herrschenden Drucke ausüben würde —, so ist, wenn der Querschnitt der Säule die Einheit ist, das Volumen gleich H ; ist m die Masse der Säule, so ist $H = m v$.

Das Gewicht dieser Säule ist $p = m g$, worin g die Intensität der Schwerkraft bedeutet.

Also:

$$p v = g H,$$

und:

$$U^2 = g k H.$$

Die Schallgeschwindigkeit kann mit der eines Körpers verglichen werden, welcher eine bestimmte Strecke hindurch unter Wirkung der Schwerkraft gefallen ist.

Ist nämlich V die Geschwindigkeit eines durch den Raum s hindurch gefallenen Körpers, so ist $V^2 = 2 g s$. Machen wir $V = U$, so wird $s = \frac{1}{2} k H$.

Bei der Temperatur des schmelzenden Eises ist $H = 7990$ Meter, wenn die Intensität der Schwerkraft $= 9.808$ ist.

Bei derselben Temperatur hat sich die Geschwindigkeit des Schalles in der Luft durch den Versuch auf 332.2 Meter in der Secunde ergeben.

Das Quadrat hiervon ist 110 357, während das Quadrat der Geschwindigkeit, welche einem Fall durch die Hälfte der homogenen Atmosphäre entspricht, gleich 78 374 ist. Daher können wir mit Hülfe der wohlbekannten Schallgeschwindigkeit k bestimmen; es ergibt sich nämlich k als der Quotient zwischen 110 357 und 78 374, das ist als 1.408.

Die Höhe der homogenen Atmosphäre ist der vom absoluten Nullpunkt an gerechneten Temperatur proportional. Daher ist die Geschwindigkeit des Schalles proportional der Quadratwurzel aus der absoluten Temperatur. Bei verschiedenen der vollkommeneren Gase scheint der Werth von k nahezu derselbe wie in Luft zu sein. Daher ist bei diesen Gasen die Geschwindigkeit des Schalles umgekehrt proportional der Quadratwurzel aus ihrem specifischen Gewicht, verglichen mit Luft.

Diese Untersuchung würde vollständig genau sein, wie gross auch die beim Durchgang der Welle hervorgebrachten Druck- und Dichtigkeitsänderungen wären, wenn festgesetzt wäre, dass die Substanz eine solche ist, dass bei jeder auftretenden Aenderung des Druckes oder des Volumens die Grösse:

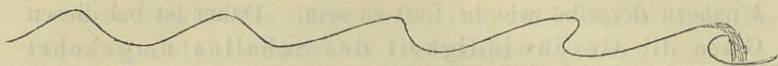
$$p + Q^2 v,$$

worin Q die Fortpflanzungsgeschwindigkeit bedeutet, constant bleibt. Bei allen Substanzen können wir, wie wir gesehen haben, wenn die Werthe von p und v immer sehr nahe gleich ihren mittleren Werthen sind, einen Werth von Q annehmen, welcher annähernd diese Bedingung erfüllt; indessen können bei sehr starken Tönen und anderen Störungen der Luft die Aenderungen von p und v so stark sein, dass diese Annäherung nicht den factischen Werth von Q trifft. Um zu verstehen, was in diesem Falle eintritt, müssen wir uns daran erinnern, dass die Aenderungen von p und v nicht einander proportional sind, da bei den meisten Substanzen p für eine gegebene Verringerung von v rascher wächst als v sich vermindert.

Daher wird Q , welches die Masse der von der Welle durch-eilten Substanz darstellt, in den Theilen der Welle, wo der Druck stark ist, grösser sein, als in den Theilen, wo der Druck schwach ist; das heisst, die verdichteten Theile der Welle werden rascher vorwärts eilen, als die verdünnten Theile. Das Resultat hiervon wird sein, dass, wenn die Welle ursprünglich aus allmäliger Verdichtung, gefolgt von einer allmäligen Verdünnung besteht, dass dann beim Vorschreiten durch die

Luft die Verdichtung plötzlicher und die Verdünnung noch allmäliger erfolgen wird, auf dieselbe Weise und beinahe aus demselben Grunde, wie die Meereswellen, wenn sie in seichtes

Fig. 35.



Wasser kommen, steiler nach vorn und sanfter abschüssig nach hinten werden, bis sie zuletzt am Ufer sich überschlagen.

Sechszehntes Capitel.

U e b e r S t r a h l u n g .

Wir haben schon einige der Erscheinungen der Strahlung erwähnt und haben gezeigt, dass dieselben eigentlich nicht zu der Lehre von der Wärme gehören, sondern dass dieselben, zusammen mit Schall und Licht, als ein Zweig der grossen Wissenschaft von der Strahlung behandelt werden müssen.

Die Erscheinungen der Strahlung bestehen in der Uebertragung von Energie von einem Körper auf einen anderen vermittelt einer in bestimmter Weise vor sich gehenden Fortpflanzung durch das dazwischen liegende Medium. Es geschieht diese Fortpflanzung so, dass man das Fortschreiten der Strahlung, nachdem dieselbe den ersten Körper verlassen und bevor sie den zweiten erreicht hat, verfolgen kann, weil sie durch das Medium mit einer gewissen Geschwindigkeit hindurchgeht, und dasselbe hinter sich in der Bedingung hinterlässt, in welcher sie es gefunden.

Wir haben auch schon ein Beispiel der Strahlung betrachtet bei den Schallwellen. In diesem Falle wird die von einem schwingenden Körper der Luft mitgetheilte Energie durch die Luft fortgepflanzt und kann schliesslich einige andere Körper, wie z. B. das Trommelfell des Ohres in Bewegung setzen. Während der Fortpflanzung des Schalles existirt diese Energie in dem Theil der Luft, durch welchen sie eben hindurch geht, theils in der Form einer Bewegung der Luft hin und zurück und theils in der Form von Verdichtung und Verdünnung. Die dem Schall in der Luft zuzuschreibende Energie ist verschieden von Wärme, weil sie in einer bestimmten Richtung fortgepflanzt wird, so dass sie nach einer gewissen Zeit den betrachteten Theil der Luft vollständig verlassen hat und in einem anderen Theile der Luft, nach welchem sie fortgeschritten ist, wiedergefunden wird. Wärme verlässt dagegen nie einen Körper, ausgenommen den Fall, wo sie auf einen kälteren Körper übergeht. Daher kann die Energie von Schallwellen oder irgend eine andere Form von Energie, welche sich in der Art fortpflanzt, dass sie ganz aus einem Theile des Mediums heraus und auf einen anderen Theil übergeht, nicht Wärme genannt werden.

Es sind indessen bedeutende Wärmewirkungen vorhanden, welche durch Strahlung erzeugt werden, so dass wir die Wissenschaft von der Wärme nicht vollkommen verstehen können ohne einige der Erscheinungen der Strahlung untersucht zu haben.

Wenn ein Körper auf eine sehr hohe Temperatur gebracht ist, so wird er im Dunklen sichtbar. Man sagt, er leuchtet oder sendet Licht aus. Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des von der Sonne oder sehr heissen Körpern ausgesandten Lichtes ist annähernd gemessen worden; man schätzt dieselbe zwischen 40 000 bis 42 000 geographische Meilen oder 298 000 000 und 308 000 000 Meter in der Secunde oder ungefähr 900 000 Mal grösser wie die des Schalles in der Luft.

Die Zeit, welche das Licht gebraucht, um von einem Orte nach einem anderen zu gelangen (innerhalb der Entfernungen, welche uns in einem Laboratorium zur Verfügung stehen), ist

ausserordentlich klein; nur mittelst ausserordentlich verfeinerten experimentellen Methoden ist es gelungen sie zu messen. Es ist indessen sicher, dass eine Zwischenzeit existirt zwischen der Aussendung des Lichtes durch einen Körper und der Aufnahme durch einen anderen und dass während dieser Zeit die von dem einen Körper auf den anderen gesandte Energie in irgend einer Form in dem dazwischen liegenden Medium existirt hat.

Die Ansichten über die Beziehungen zwischen Licht und Wärme haben verschiedene Aenderungen erlitten, je nachdem diese beiden als Substanzen oder Eigenschaften angesehen wurden. In früherer Zeit wurde Licht als eine Substanz betrachtet, die von dem leuchtenden Körper ausgesandt wurde, und, wenn der leuchtende Körper heiss war, selbst heiss werden konnte wie jede andere Substanz. Wärme wurde deshalb als eine Eigenschaft der Substanz Licht angesehen. Als beim Fortschritt der Wissenschaft die Messung von Wärmemengen ebenso genau gemacht wurde wie die Messung von Gasmengen, wurde die Wärme, unter dem Namen Caloric, in die Liste der Substanzen aufgenommen. Nachher führte der hiervon unabhängige Fortschritt der Optik zu der Zurückweisung der körperlichen Lichttheorie und zur Aufstellung der Undulationstheorie, nach welcher das Licht eine Wellenbewegung eines schon vorhandenen Mediums ist. Die Calorictheorie der Wärme herrschte indessen auch nach Aufgabe der körperlichen Lichttheorie vor, so dass es fast schien, als hätten Wärme und Licht ihre Plätze gewechselt.

Wenn schliesslich die Unrichtigkeit der Calorictheorie nachgewiesen wurde, so waren die zu diesem Beweise gebrauchten Gründe ganz unabhängig von den beim Lichte benutzten.

Wir wollen deshalb die Natur der Strahlung, entweder die des Lichtes oder die der Wärme, in einer von einander unabhängigen Weise untersuchen und zeigen, warum wir glauben, dass das, was wir strahlende Wärme nennen, dasselbe Ding ist, wie das, was wir Licht nennen, nur von uns durch verschiedene Körpertheile wahrgenommen. Dieselbe Strahlung,

welche wir, wenn wir sie durch das Auge gewahr werden, Licht nennen, heissen wir strahlende Wärme, wenn wir sie mit einem Thermometer oder durch das Gefühl der Wärme entdecken.

Zunächst stimmt strahlende Wärme mit Licht darin überein, dass beide sich durch jedes gleichförmige Medium in graden Linien fortpflanzen. Jene wird daher nicht durch Diffusion fortgepflanzt, wie in dem Falle der Leitung der Wärme, bei welcher letztere stets von wärmeren Theilen des Mediums nach den kälteren geht in jeder Richtung, nach welcher diese Bedingung sie treibt.

Das Medium, durch welches strahlende Wärme hindurchgeht, wird, wenn es vollständig diatherman ist, nicht mehr erwärmt, als ein vollkommen durchsichtiges Medium, wenn Licht hindurchgeht, hierdurch leuchtend wird. Wenn aber irgend eine Unreinigkeit oder ein Mangel an Durchsichtigkeit verursacht, dass das Medium beim Hindurchgehen des Lichtes selbst leuchtend wird, so werden diese Ursachen auch eine Erwärmung des Mediums und ein Anhalten eines Theiles der Wärme hervorbringen, wenn strahlende Wärme hindurchgeht.

Zweitens wird strahlende Wärme von polirten Oberflächen der Körper nach denselben Gesetzen wie das Licht zurückgeworfen. Ein Concavspiegel vereinigt die Sonnenstrahlen in einem ausserordentlich helleuchtenden Brennpunkt. Fallen diese gesammelten Strahlen auf ein Stück Holz, so entzünden sie dasselbe. Wenn leuchtende Strahlen durch eine Convexlinse gesammelt werden, so entstehen ganz ähnliche Wärmewirkungen; Beweis dafür, dass strahlende Wärme gebrochen wird, wenn dieselbe aus einem durchsichtigen Medium in ein anderes übergeht.

Wird Licht durch ein Prisma gebrochen, so dass die Richtung der Strahlen um einen beträchtlichen Winkel geändert wird, so wird das Licht in eine Reihe von Lichtarten gesondert, welche durch ihre verschiedenen Farben leicht von einander unterschieden werden können. Die strahlende Wärme, welche durch ein Prisma gebrochen wird, ist ebenfalls in einen beträchtlichen Winkelraum auseinandergezogen, was beweist, dass sie ebenfalls aus Strahlen verschiedener Art besteht,

Die Lichtintensität der verschiedenen Strahlen steht nicht in demselben Verhältniss, wie die Wärmewirkung derselben. Denn die blauen und grünen Strahlen haben eine sehr geringe erwärmende Kraft verglichen mit dem äussersten Roth, welches viel weniger leuchtend ist; die Wärmestrahlen sind ausserdem noch weit jenseits des rothen Endes des Spectrums gefunden worden, wo überhaupt kein Licht mehr sichtbar ist.

Es giebt noch andere Methoden die verschiedenen Arten von Licht von einander zu trennen, Methoden, welche manchmal zweckmässiger als der Gebrauch eines Prismas sind. Manche Substanzen sind für eine Art von Licht durchsichtiger, wie für eine andere und werden deshalb gefärbte Medien genannt. Solche Medien absorbiren gewisse Strahlen und lassen die anderen hindurch. Geht das durch eine Platte eines gefärbten Mediums hindurchgeschickte Licht nachher durch eine andere Platte desselben Mediums, so wird seine Intensität viel weniger verringert als durch die erste Platte. Denn die Lichtart, welche am meisten von dem Medium absorbiert wird, ist schon von der ersten Platte entfernt worden, und das, was durch die erste Platte hindurchgesandt wird, ist das, was am leichtesten durch die zweite hindurchdringen kann. So schneidet eine sehr dünne Schicht einer Lösung von doppeltchromsaurem Kali den ganzen Bereich des Spectrums von der Mitte des Grün bis zum Violetten ab; die Intensität des übriggebliebenen Lichtes, bestehend aus Roth, Orange, Gelb und einem Theil des Grün, wird dagegen wenig verringert, wenn das Licht noch durch eine zweite Schicht desselben Mediums hindurchgeht.

Wird indessen die zweite Schicht von einem anderen Medium gebildet, welches die Strahlen, welche die erste Schicht durchliess, am stärksten absorbiert, so wird dieses beinahe das ganze Spectrum abschneiden, obgleich es für andere, von dem ersten Medium absorbierte Strahlen sehr durchsichtig sein kann. So absorbiert eine Schicht von schwefelsaurem Kupfer beinahe alle Strahlen, welche von doppeltchromsaurem Kali durchgelassen werden, mit Ausnahme weniger Strahlen im Grün.

Melloni fand, dass verschiedene Körper verschiedene Arten von strahlender Wärme absorbiren und dass die durch einen Schirm von irgend einer Substanz gesichtete Wärme in einem grösseren Mengenverhältniss durch einen anderen Schirm von derselben Substanz geht als ungesichtete Wärme, während sie durch einen Schirm von einer anderen Substanz in einem grösseren Verhältniss als ungesichtete Wärme aufgehalten werden kann.

Diese Bemerkungen mögen genügen zur Veranschaulichung der allgemeinen Aehnlichkeit zwischen Licht und strahlender Wärme. Wir müssen nun zunächst die Gründe betrachten, welche uns dazu führen, Licht zu betrachten als abhängig von einer besonderen Art von Bewegung des Mediums, durch welches sich das Licht fortpflanzt. Diese Gründe stammen hauptsächlich von den Erscheinungen der Interferenz des Lichtes. Dieselben sind weit ausführlicher in den Lehrbüchern über das Licht auseinandergesetzt, weil diese Erscheinungen viel leichter mit dem Auge, wie durch irgend eine Art von Thermometer beobachtet werden. Wir wollen uns daher so kurz wie möglich fassen.

Es giebt verschiedene Methoden, nach welchen ein von einem kleinen leuchtenden Object kommender Lichtstrahl in zwei Theile getrennt werden kann, die, nachdem sie auf etwas von einander verschiedenen Wegen vorwärts geeilt sind, schliesslich auf einen weissen Schirm fallen. Wo die beiden Theile des Lichtes sich auf dem Schirm überdecken, kann man eine Reihe von langen schmalen Streifen sehen, die abwechselnd heller und dunkler sind als die mittlere Helligkeit des Schirmes in der Nähe derselben. Ist weisses Licht angewandt, so sind diese Streifen farbig gerändert. Beim Gebrauch von Licht von einer Art, wie das von dem mit Salz bestreuten Docht einer Spirituslampe, kann eine grössere Zahl von Streifen oder Fransen gesehen werden und ein grösserer Unterschied der Helligkeit zwischen den hellen und dunklen Streifen. Wenn wir einen von den Theilen des Lichtes, in welche der ursprüngliche Strahl getheilt war, aufhalten, so verschwindet das ganze System von Streifen; ein Beweis dafür,

dass letztere nicht herrühren von einem der Theile allein, sondern von der Vereinigung beider.

Richten wir nun unsere Aufmerksamkeit auf einen der dunklen Streifen und nehmen dann einen der Theilstrahlen des Lichtes weg, so werden wir beobachten, dass dieser Streifen an Stelle, dass er dunkler erscheint, in Wirklichkeit heller wird; lassen wir diesen Theilstrahl aber wieder auf den Schirm fallen, so wird der Streifen wieder dunkel. Daher ist es möglich, Dunkelheit durch die Addition zweier Lichttheile hervorzubringen. Ist Licht eine Substanz, so kann es keine andere Substanz geben, welche, wenn sie zu jener hinzugefügt wird, Dunkelheit hervorruft. Wir werden daher dazu getrieben zuzugeben, dass Licht keine Substanz ist.

Giebt es nun irgend ein anderes Beispiel, bei welchem die Addition von zwei augenscheinlich gleichen Dingen das Resultat verringert? Wir wissen durch Versuche mit musikalischen Instrumenten, dass der Zusammenklang von zwei Tönen eine weniger hörbare Wirkung haben kann, wie jeder dieser Töne einzeln. Es kann bewiesen werden, dass dieses eintritt, wenn der eine Ton dem anderen um eine halbe Wellenlänge vorausgeeilt ist. Es rührt hier die wechselseitige Vernichtung zweier Töne von der Thatsache her, dass die Bewegung der Luft nach dem Ohre hin das gerade Gegentheil einer Bewegung von dem Ohre weg ist. Sind die beiden Instrumente so arrangirt, dass die Bewegungen, welche dieselben in der Luft nahe am Ohr hervorzubringen suchen, in einander entgegengesetzten Richtungen geschehen und gleiche Grösse haben, so wird das Resultat sein: gar keine Bewegung. Es ist nichts Absurdes darin, dass eine Bewegung gerade das Gegentheil von einer anderen ist, wohingegen die Annahme, dass eine Substanz gerade das genaue Gegentheil einer anderen Substanz ist, wie dieselbe z. B. in manchen Formen der Theorie von zwei elektrischen Flüssigkeiten gemacht wird, eine Absurdität ist.

Wir können die Interferenz von Wellen in einer sichtbaren Weise zeigen, wenn wir eine zweizinkige Gabel in Wasser oder Quecksilber tauchen. Man sieht, dass die Wellen, welche von den beiden Centren dort, wo die Gabel in die

Flüssigkeit eintritt oder dieselbe verlässt, ausgehen, eine viel grössere Bewegung hervorrufen, wenn dieselben genau zusammenfallen, als wenn eine der anderen vorausgeht.

Man hat nun durch Messung der Lage der hellen und dunklen Streifen auf dem Schirm gefunden, dass der Unterschied der von den beiden Lichttheilen zurückgelegten Wege für die hellen Streifen immer ein genaues Vielfache einer sehr kleinen Wegelänge ist, welche wir eine Wellenlänge nennen wollen, während für die dunklen Streifen dieser Unterschied mitten zwischen zwei Vielfachen der Wellenlänge liegt; er ist hier das $\frac{1}{2}$ -, $1\frac{1}{2}$ -, $2\frac{1}{2}$ -fache etc. dieser Länge.

Wir schliessen hieraus, dass, was auch immer an einem gewissen Punkte in einem Lichtstrahl existirt oder stattfindet, zu gleicher Zeit an einem Orte, der um eine halbe oder anderthalb etc. Wellenlänge vorwärts liegt, irgend etwas und zwar gerade das Gegentheil von dem Vorhererwähnten existirt oder stattfindet, so dass wir beim Vorwärtsschreiten längs des Strahles einen Wechsel der Zustandsbedingungen antreffen, welchen wir mit „positiv und negativ“ bezeichnen können.

In der gewöhnlichen Fassung der Undulationstheorie werden diese Bedingungen als „Bewegung des Mediums nach entgegengesetzten Richtungen“ beschrieben. Der wesentliche Charakter der Theorie würde derselbe bleiben, wenn wir für die gewöhnliche Bewegung hin und zurück irgend eine andere Aufeinanderfolge von entgegengesetzten Bedingungen setzten. Professor Rankine hat entgegengesetzte Rotationen der Moleküle um ihre Axen angenommen; ich habe entgegengesetzt gerichtete Magnetisirungen und elektromotorische Kräfte angenommen; die Annahme einer dieser Hypothesen würde indessen in keiner Hinsicht den wesentlichen Charakter der Undulationstheorie verändern.

Wenn eine sehr kleine thermoelektrische Säule an die Stelle des Schirmes gesetzt und so vorwärts bewegt wird, dass abwechselnd ein heller Streifen und ein dunkler auf die Säule fällt, so hat sich ergeben, dass das Galvanometer anzeigt, dass die Säule mehr Wärme empfängt, wenn sie in dem hellen, als wenn sie in dem dunklen Streifen steht, und dass, wenn ein Theil

des Strahles weggenommen wird, die Wärme in dem dunklen Streifen zunimmt. Daher gehorcht bei der Interferenz von Strahlen die erwärmende Wirkung denselben Gesetzen, wie die Lichtwirkung.

Es ist ferner gefunden worden, dass selbst, wenn die Quelle der Strahlung ein warmer Körper ist, welcher keine Lichtstrahlen aussendet, die Erscheinungen der Interferenz verfolgt werden können; ein Beweis dafür, dass zwei Strahlen von dunkler Wärme nicht minder interferiren, wie zwei Lichtstrahlen. Deshalb ist alles das, was wir über die Lichtwellen gesagt haben, anwendbar auf Wärmestrahlung, welche daher aus einer Reihe von Wellen besteht.

Es ist weiter vom Lichte bekannt, dass der Strahl, nachdem er durch eine Platte, welche von einem Turmalinkrystall parallel zu dessen Axe geschnitten ist, gegangen ist, durch eine zweite Turmalinplatte, welche auf gleiche Weise herausgeschnitten wurde, deren Axe aber senkrecht zu der der ersten Platte gestellt ist, nicht hindurchgehen kann, obgleich er hindurchgeht, wenn die Axe der Platte in irgend einer anderen Richtung liegt. Solch ein Lichtstrahl, welcher verschiedene Eigenschaften hat, je nachdem die zweite Platte in verschiedene Stellungen um den Strahl als Axe gedreht ist, wird ein polarisirter Strahl genannt. Es giebt noch viele andere Mittel einen Lichtstrahl zu polarisiren; das Resultat ist aber immer von derselben Art. Diese Eigenschaft von polarisirtem Licht zeigt nun, dass die Bewegung, welche das Licht bildet, nicht in der Richtung des Strahles vor sich gehen kann; denn dann könnte keine Verschiedenheit sein zwischen verschiedenen Seiten des Strahles. Die Bewegung muss senkrecht zur Richtung des Strahles vor sich gehen, so dass wir einen Strahl von polarisirtem Lichte jetzt beschreiben können als einen Zustand einer Bewegung, die unter rechtem Winkel zu dem durch ein Medium sich verbreitenden Strahl vor sich geht in der Art, dass die Bewegung nach einer längs des Strahles gemessenen halben Wellenlänge gerade in entgegengesetzter Richtung erfolgt. Nachdem Principal J. D. Forbes gezeigt hat, dass ein

Strahl von dunkler Wärme polarisirt werden kann, können wir dieselbe Behauptung für die Wärmestrahlung machen.

Wir wollen jetzt zusehen, welches die Folgen der Annahme sind, dass das, was wir Strahlung nennen, sei es Wärme, Licht oder unsichtbare Strahlen, welche chemisch wirken, die Natur einer transversalen Wellenbewegung durch ein Mittel hat.

Eine transversale Wellenbewegung ist vollständig definirt, wenn wir kennen:

1. Ihre Wellenlänge oder den Abstand zweier benachbarten Orte, an denen die Bewegung sich in derselben Phase befindet.
2. Ihre Amplitude, oder die grösste Ausdehnung der Bewegung.
3. Die Ebene, in welcher die Richtung der Bewegung liegt.
4. Die Phase der Welle in einem einzelnen Punkt.
5. Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit durch das Medium.

Wenn wir diese Eigenschaften von einer Wellenbewegung kennen, so ist letztere vollständig bestimmt und kann sich auf keine Weise ändern, ohne dass sich eine dieser 5 Grössen ändert.

Lassen wir nun einen aus irgend einer Verbindung von mehreren Wellenbewegungen bestehenden Strahl durch ein Prisma gehen, so können wir denselben in einzelne Theile nach deren Wellenlänge theilen, und so zur Untersuchung uns Strahlen von bestimmter Wellenlänge aussuchen. Von diesen können wir mit Hülfe einer Turmalinplatte diejenigen aussondern, deren Polarisationssebene die Hauptebene des Turmalins ist; es ist dies indess für unseren Zweck unnöthig. Wir haben nun Strahlen von einer bestimmten Wellenlänge. Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit derselben hängt nur ab von der Natur des Strahles und der des Mediums, so dass wir sie nicht beliebig verändern können; die Phase ändert sich so rasch (Billionen Mal in der Secunde), dass sie direct nicht beobachtet werden kann. Daher ist die einzige veränderliche Grösse, welche für uns übrig bleibt, die Amplitude der Bewegung, oder in anderen Worten: die Intensität des Strahles.

Der Strahl kann nun auf verschiedenen Wegen beobachtet werden. Wir können ihn, wenn er das Gefühl des Sehens erregt, in unser Auge aufnehmen. Wenn er chemische Zusammensetzungen angreift, können wir seine Wirkung auf diese beobachten, oder wir können den Strahl auf einer thermoelektrischen Säule auffangen und seine Wärmewirkung bestimmen.

Alle diese Wirkungen müssen aber, da sie Wirkungen ein und desselben Dinges sind, zusammen steigen und zusammen fallen. Ein Strahl von einer bestimmten Wellenlänge und einer bestimmten Polarisationssebene kann keine Combination von mehreren verschiedenen Dingen sein, wie etwa einem Lichtstrahl, einem Wärmestrahle und einem chemisch activen Strahl. Das, was Licht-, Wärme- und chemische Wirkungen hat, muss ein und dasselbe Ding sein. Alles, was eine dieser Wirkungen vergrößert, muss auch die anderen ebenso vergrößern.

Der Hauptgrund, weshalb so Vieles, was über diesen Gegenstand geschrieben ist, eingebüsst hat durch die darin festgehaltene Annahme, dass Licht und Wärme verschiedene Dinge sind, scheint der zu sein, dass die experimentellen Anordnungen, um mit Strahlen von einer bestimmten Wellenlänge zu arbeiten, mühsam sind, und dass, wenn eine Mischung von Strahlen benutzt wird, bei welcher die Wärme- und Lichtwirkung in verschiedenem Verhältniss stehen, Jedes, was das Mengenverhältniss der verschiedenen Strahlen ändert, ebenso das Verhältniss der sich ergebenden Wärme- und Lichtwirkung verändert, wie ja auch thatsächlich dadurch im Allgemeinen die Farbe des gemischten Lichtes geändert wird.

Wir sahen, dass die Existenz einer solchen Strahlung auf verschiedenen Wegen entdeckt werden kann — durch chemische Mittel, durch das Auge und durch das Thermometer. Es kann indessen kein Zweifel darüber sein, welche von diesen Methoden das wahre Maass der durch die Strahlung verbreiteten Energie giebt. Diese Energie wird genau gemessen durch die erwärmende Wirkung des Strahles, wenn derselbe ganz von irgend einer Substanz absorbirt wird.

Ist die Wellenlänge grösser als 812 Millionstel eines Millimeters, so wird in dem Auge keine Lichtwirkung hervorgerufen, obgleich die Wirkung auf das Thermometer sehr gross sein kann. Ist die Wellenlänge 650 Millionstel eines Millimeters, so ist der Strahl sichtbar als rothes Licht, dabei wird eine beträchtliche Wärmewirkung beobachtet. Wenn aber die Wellenlänge 500 Millionstel eines Millimeters ist, so hat der Strahl, welcher als brillantes Grün gesehen wird, viel geringere Wärmewirkung wie die dunklen oder rothen Strahlen; es ist schwer, starke Wärmewirkungen mit Strahlen von noch geringerer Wellenlänge zu erhalten, selbst wenn diese Strahlen concentrirt werden.

Auf der anderen Seite wird die chemische Wirkung der Strahlen auf Silbersalze, welche bei den rothen Strahlen sehr schwach ist, um so stärker, je kleiner die Wellenlänge ist, bis für Strahlen, deren Wellenlänge 400 Millionstel eines Millimeters ist, und die ein schwaches violettes Licht und eine noch viel schwächere Wärmewirkung geben, die chemische Wirkung sehr kräftig ist; selbst weit jenseits des sichtbaren Spectrums, für Wellenlängen von weniger als 200 Millionstel eines Millimeters — Strahlen, welche für unser Auge ganz unsichtbar und ebenso vollständig unbemerkt für unsere Thermometer sind — ist eine chemische Wirkung noch beobachtet. Dieses zeigt, dass weder die Licht- noch die chemische Wirkung in irgend einer Weise der Strahlung proportional ist, wenn verschiedene Arten von Strahlen in Betracht kommen. Es ist wahrscheinlich, dass, wenn Strahlen chemische Wirkung haben, dies nicht geschieht durch Arbeitsleistung der Energie auf die chemische Verbindung, sondern eher durch die Hervorrufung einer gut abgeglichenen Schwingungsbewegung der Molecüle, durch welche letztere aus ihrer nahezu indifferenten Gleichgewichtslage, in die sie durch vorhergehende chemische Einwirkungen gebracht wurden, entfernt, und durch welche sie in den Stand gesetzt werden, sich nach ihren stärkeren Affinitäten aneinanderzuschliessen und so stabilere Verbindungen einzugehen. In Fällen dieser Art ist die Wirkung ein ebenso ungenaues dynamisches Maass für die Ursache, wie die Wir-

kung des Umsturzes eines Baumes ein Maass für die Energie des Windes ist, welcher den Baum entwurzelte.

Es ist allerdings richtig, dass in manchen Fällen die Stärke der Strahlen sehr genau gemessen werden kann durch die chemischen Wirkungen derselben, selbst wenn diese chemischen Wirkungen die innere Energie des Systems zu verringern suchen. Indem wir aber die erwärmende Wirkung eines Strahles, welcher ganz von dem erwärmenden Körper absorbiert wird, messen, erhalten wir das wahre Maass für die Energie des Strahles.

Man hat gefunden, dass eine mit Lampenruss dick belegte Fläche fast die ganze Strahlung jeglicher Art, welche darauf fällt, absorbiert. Daher sind Flächen dieser Art von grossem Werthe bei der thermischen Untersuchung der Strahlung.

Wir haben jetzt die Bedingungen durchzunehmen, welche die Stärke und die Art der von einem erwärmten Körper ausgesandten Strahlen bestimmen. Wir müssen uns dabei stets vergegenwärtigen, dass die Temperatur eine Eigenschaft warmer Körper und nicht eine Eigenschaft der Strahlen ist, dass Eigenschaften, wie Wellenlänge etc. den Strahlen zukommen, aber nicht der Wärme, welche diese Strahlen hervorruft oder durch dieselben hervorgerufen wird.

Prevost's Theorie des Austausches.

Wird ein System von Körpern mit verschiedenen Temperaturen sich selbst überlassen, so hat der Austausch von Wärme, welcher stets stattfindet, die Wirkung, dass die Temperaturen der verschiedenen Körper ausgeglichen werden; dieses Charakteristische bei dem Austausch von Wärme, dass letztere von den wärmeren auf die kälteren Körper übergeht, bleibt dasselbe, ob der Austausch durch Strahlung oder durch Leitung vor sich geht.

Wir wollen eine Anzahl von Körpern betrachten, welche, alle von derselben Temperatur, in einem Raume sich be-

finden, dessen Wände auf derselben Temperatur erhalten werden und durch die keine Wärme durch Strahlung dringen kann (etwa Wände von Metall). In keinem der Körper wird eine Temperaturänderung erfolgen. Dieselben werden sich untereinander und mit den Wänden des Raumes im Wärmegleichgewicht befinden. Das ist eine Folgerung aus der Definition der Temperaturgleichheit auf S. 38.

Wenn jetzt einer dieser Körper aus dem Raume genommen und unter kältere Körper gebracht wird, so wird durch Strahlung ein Uebergang von Wärme von dem warmen Körper auf die kälteren vor sich gehen; oder wenn ein kälterer Körper in das Zimmer gebracht wird, so wird er sofort durch Strahlung Wärme von den wärmeren Körpern rund um ihn aufnehmen. Der kalte Körper hat indessen in keiner Weise irgend eine Macht direct auf die in einer Entfernung von ihm befindlichen warmen Körper in der Weise einzuwirken, dass er dieselben veranlasst, Wärmestrahlen auszusenden, noch hat der warme Raum irgend eine Macht, die Strahlung irgend eines der in ihm befindlichen warmen Körper aufhören zu lassen. Wir schliessen daher mit Prevost, dass ein warmer Körper stets Strahlen aussendet, selbst wenn kein kälterer Körper vorhanden ist, der diese Strahlen empfängt; dass weiter der Grund, weshalb ein Körper, der in einen Raum von derselben Temperatur gebracht wird, seine Temperatur nicht ändert, der ist, dass dieser Körper durch die von den Wänden des Raumes ausgesandten Strahlen gerade so viel Wärme empfängt, wie er durch Strahlung gegen diese Wände verliert.

Ist dieses die wahre Erklärung des thermischen Gleichgewichtes der Strahlung, so folgt, dass, wenn zwei Körper dieselbe Temperatur haben, die von dem ersten ausgesandte und von dem zweiten absorbirte Strahlung an Werth gleich der während derselben Zeit von dem zweiten ausgesandten und von dem ersten absorbirten Strahlung ist.

Je höher die Temperatur eines Körpers ist, desto stärker ist, wie man gefunden hat, seine Ausstrahlung, so dass, wenn die Temperaturen verschiedener Körper ungleich sind, die wärmeren Körper mehr Strahlen aussenden werden, als sie

von den kälteren Körpern empfangen. Daher werden im Ganzen die wärmeren Körper Wärme verlieren und die kälteren Körper diese Wärme gewinnen, bis das Wärmegleichgewicht erreicht ist. Wir werden zu der Vergleichung der Ausstrahlung bei verschiedenen Temperaturen zurückkehren, wenn wir die Beziehungen zwischen der Strahlung verschiedener Körper von derselben Temperatur untersucht haben.

Die Anwendung der Theorie des Austausches wurde zu verschiedenen Zeiten auf die einzelnen Erscheinungen im Wärmegebiet ausgedehnt, je nachdem letztere successive untersucht wurden. Fourier hat das Gesetz untersucht, nach welchem die Strahlung abhängt von dem Winkel, welchen der Strahl mit der Oberfläche macht. Leslie suchte die Beziehung der Strahlung zu der Politur der Oberfläche auf; aber erst in neuerer Zeit, hauptsächlich durch die Untersuchungen von B. Stewart, Kirchhoff und De la Provostaye, ist gezeigt worden, dass die Theorie des Austausches nicht allein auf die Gesammtmenge der Strahlung anwendbar ist, sondern auch auf jede einzelne Eigenschaft, welche wir bei den Strahlen unterscheiden können.

Indem wir zwischen zwei Körper von derselben Temperatur eine Vorrichtung der Art aufstellen, wie dieselbe schon auf S. 269 erwähnt wurde, so dass nur Strahlen von einer bestimmten Wellenlänge und mit einer bestimmten Schwingungsebene von einem Körper zum anderen Körper gehen können, erhalten wir statt der allgemeinen Bedingung für Wärmegleichgewicht bei einem grösseren Complex von Strahlen die Bedingung für das Wärmegleichgewicht zwischen Strahlen von specieller Art. Wir können dementsprechend für den allgemeinen Satz über das Wärmegleichgewicht folgenden bestimmteren Satz setzen:

Haben zwei Körper dieselbe Temperatur, so stimmen die von dem ersten ausgesandten und von dem zweiten absorbirten Strahlen überein mit den Strahlen, welche von dem zweiten ausgesandt und von dem ersten absorbirt werden, nicht allein in Bezug auf die ganze erwärmende Wirkung, sondern

auch in Bezug auf Intensität, Wellenlänge und Polarisationssebene eines jeden der irgend eine von diesen beiden Strahlencomplexen zusammensetzenden Theilstrahlen. Das Gesetz, dass die Stärke der Ausstrahlung mit der Temperatur wächst, muss richtig sein nicht allein für die ganze Strahlung, sondern auch für jeden der die letztere zusammensetzenden Theilstrahlen, wenn wir die ganze Strahlung nach der Wellenlänge und der Polarisationssebene analysiren.

Die Folgen dieser zwei Sätze sind, wenn wir, wie es geht, dieselben auf jede Art von Strahlung, mag dieselbe durch ihre Wärme- oder durch ihre Lichtwirkung entdeckt werden, anwenden, so zahlreich und verschiedenartig, dass wir eine vollständige Aufzählung derselben in dem Rahmen dieses Buches nicht versuchen können. Wir müssen uns auf einige Beispiele beschränken.

Wenn Strahlen auf einen Körper fallen, so wird ein Theil derselben reflectirt, der andere Theil dringt in den Körper ein. Der letztere Theil kann wiederum entweder vollständig von dem Körper absorbirt oder theils absorbirt, theils hindurchgelassen werden.

Lampenruss reflectirt nun kaum irgend welche von den auf dasselbe fallenden Strahlen und lässt keinen einzigen hindurch. Beinahe alle Strahlen werden absorbirt.

Polirtes Silber reflectirt beinahe alle auf dasselbe fallende Strahlen, absorbirt nur ungefähr den vierzigsten Theil und lässt keine hindurch.

Steinsalz reflectirt weniger wie den zwölften Theil der auffallenden Strahlen; es absorbirt kaum irgend welche davon, und lässt 92 Procent hindurch.

Diese drei Substanzen können daher als Typen resp. der Absorption, Reflexion und Durchlässigkeit angesehen werden.

Wir wollen annehmen, es seien die genannten Eigenschaften bei diesen Substanzen bei einer gewissen Temperatur, etwa von 100° C., beobachtet; es werden dann die letzteren bei dieser Temperatur in einen Raum gebracht, dessen Wände

dieselbe Temperatur haben. Dann ist diejenige Menge der von dem Lampenruss ausgesandten Strahlen, welche von den beiden anderen Substanzen absorbirt wird, sehr klein, wie wir oben sahen. Der Lampenruss absorbirt nun alle vom Silber oder Steinsalz ausgesandten Strahlen. Die von diesen Substanzen ausgehende Strahlung muss also sehr klein sein, oder genauer:

Die Ausstrahlung einer Substanz von einer bestimmten Temperatur verhält sich zur Ausstrahlung von Lampenruss bei derselben Temperatur wie der Betrag der von dieser Substanz bei dieser Temperatur absorbirten Strahlenmenge zu der ganzen auf diese Substanz fallenden Strahlenmenge.

Daher wird ein Körper, dessen Oberfläche aus polirtem Silber besteht, eine viel geringere Strahlenmenge aussenden, als ein Körper, dessen Oberfläche mit Lampenruss geschwärzt ist. Je glänzender die Oberfläche einer silbernen Theekanne ist, desto länger wird letztere die Wärme des Thees halten; sind auf der Oberfläche einer metallenen Platte einige Theile polirt, andere rauh, und noch andere geschwärzt, so werden, wenn die Platte bis zur Rothgluth erhitzt wird, die geschwärzten Theile am hellsten, die rauheren Theile nicht so hell und die polirten Theile am dunkelsten erscheinen. Man beobachtet dieses deutlich, wenn geschmolzenes Blei bis zur Rothgluth erhitzt wird. Wenn ein Theil des Schmutzes auf der Oberfläche entfernt wird, so erscheint die polirte Oberfläche des geschmolzenen Metalls, obgleich thatsächlich heisser wie der Schmutz, in einem weniger hellen Roth.

Ein Glasstück, welches rothglühend aus dem Feuer genommen wird, erscheint in einem viel schwächeren Roth, wie ein Stück Eisen, das aus demselben Feuer genommen wird, obgleich das Glas in Wirklichkeit heisser wie das Eisen ist, weil es seine Wärme nicht so rasch verliert.

Luft oder andere durchsichtige Gase senden, selbst wenn sie bis zu einer Temperatur, bei welcher dunkle Körper weissglühend erscheinen, erhitzt werden, so wenig Licht aus, dass ihr Leuchten im dunklen Raum kaum beobachtet werden

kann, wenigstens wenn die Dicke der erhitzten Luftschicht nicht sehr gross ist.

Wenn weiter eine Substanz von gegebener Temperatur gewisse Arten von Strahlen absorhirt und andere durchlässt, so sendet sie bei dieser Temperatur die Strahlenarten aus, welche sie absorhirt. Ein sehr bemerkenswerthes Beispiel hiervon ist beim Dampfe von Natrium beobachtet. Diese Substanz sendet, wenn sie erhitzt wird, zwei bestimmte Arten von Strahlen aus, deren Wellenlängen resp. 0.00059053 und 0.00058989 mm sind. Diese Strahlen sind sichtbar und können in der Form von zwei hellen Linien gesehen werden, wenn man ein Spectroskop auf eine Flamme richtet, in der sich irgend eine Natriumverbindung befindet.

Schickt man das von einem sehr intensiv erhitzten festen Körper, wie etwa von einem Kalkcylinder einer Hydrooxygenlampe, ausgesandte Licht durch Natriumdampf, der eine niedrigere Temperatur, wie dieser Kalkcylinder hat, und analysirt dieses Licht mit dem Spectroskop, so sieht man zwei schwarze Linien, welche dieselbe Lage, wie die vorher beobachteten hellen Linien haben; ein Beweis, dass Natriumdampf dieselben zwei bestimmten Lichtarten absorhirt, welche er aussendet.

Wird die Temperatur des Natriumdampfes erhöht, indem man etwa einen Bunsen'schen Brenner anstatt einer Spirituslampe anwendet, oder wird die Temperatur des Kalkcylinders erniedrigt, bis sie dieselbe des Dampfes ist, so verschwinden die dunklen Linien, weil der Natriumdampf genau so viel Licht aussendet, als er von dem Lichte des Kalkcylinders von derselben Temperatur absorhirt. Wird die Natriumflamme heisser wie der Kalkcylinder, so erscheinen die Linien hell.

Dies ist eine Illustration zu Kirchhoff's Princip, dass die Ausstrahlung jeglicher Art mit zunehmender Temperatur wächst.

Bei Anstellung dieses Versuches setzten wir voraus, dass das Licht von dem Kalkcylinder durch die Natriumflamme geht, bevor dasselbe den Spalt des Spectroskopes erreicht. Wird indessen die Flamme zwischen den Spalt und das Auge oder den Schirm, auf welchem das Spectrum aufgefangen wird,

gesetzt, so können die dunklen Linien scharf gesehen werden, selbst wenn die Temperatur der Natriumflamme höher wie die des Kalkeylinders ist. Denn in den Theilen des Spectrums nahe diesen Linien setzt sich das Licht zusammen aus dem auseinandergezogenen Licht des Kalkeylinders und dem directen Licht der Natriumflamme, während in den Linien selbst das Licht des Spectrums von dem Kohlencylinder fehlt und nur das directe Licht der Natriumflamme bleibt, so dass die Linien dunkler wie der übrige Theil des beleuchteten Feldes erscheinen.

Es liegt nicht in den Zielen dieses Buches den Versuch zu machen, das ungeheure Untersuchungsfeld zu durchstreifen, welches durch die Anwendung des Spectroskopes auf die Unterscheidung verschieden leuchtender Dämpfe eröffnet ist und das zu einem grossen Fortschritt in unserer Erkenntniss von dem Wesen der Himmelskörper geführt hat.

Ist die Dicke eines Mediums, etwa Natriumdampf, welches nur bestimmte Lichtarten ausstrahlt und absorbirt, sehr gross, so hat, wenn das ganze Medium sich auf einer hohen Temperatur befindet, das ausgesandte Licht genau dieselbe Zusammensetzung, wie das von Lampenruss bei derselben Temperatur ausgesandte Licht. Denn, wenn auch manche Strahlenarten von der Substanz in viel schwächerem Grade wie andere Arten ausgesandt werden, so werden jene dafür auch in einem so geringen Grade absorbirt, dass dieselben die Oberfläche noch von einer sehr grossen Tiefe aus erreichen. Dagegen werden die Strahlen, welche in bedeutender Menge ausgesandt werden, ebenso rasch absorbirt, so dass nur die von den Punkten in der Nähe der Oberfläche ausgehenden Strahlen wirklich aus der Oberfläche heraustreten. Daher bewirkt sowohl die Dicke der Schicht als die Dichtigkeit eines leuchtenden Gases, dass die Ausstrahlung mehr und mehr den Charakter eines continuirlichen Spectrums annimmt.

Wird die Temperatur einer Substanz allmähig gesteigert, so wird nicht allein die Intensität der einzelnen ausgesandten Strahlen verstärkt, sondern es entstehen auch neue Arten von Strahlen. Körper mit niedrigen Temperaturen entsenden nur

Strahlen von grosser Wellenlänge. Wächst die Temperatur, so werden diese Strahlen in vermehrter Menge ausgesandt, gleichzeitig erscheinen aber auch andere Strahlen von kleinerer Wellenlänge. Wenn die Temperatur auf einen gewissen Punkt gestiegen ist, so wird ein Theil der Strahlen leuchtend und zwar erscheinen dieselben roth, da diejenigen der leuchtenden Strahlen, welche die grösste Wellenlänge haben, rothes Licht geben. Bei weiterer Steigerung der Temperatur erscheinen die anderen leuchtenden Strahlen nach ihrer Reihenfolge im Spectrum; gleichzeitig verstärkt aber jede Temperatursteigerung auch die Intensität aller Strahlen, welche schon aufgetreten waren. Ein weissglühender Körper sendet mehr rothe Strahlen aus wie ein rothglühender, und mehr nicht leuchtende Strahlen, wie irgend ein nicht leuchtender Körper.

Der totale Wärmewerth der Strahlung bei irgend einer Temperatur, welcher von dem Betrag aller verschiedenen Strahlenarten, aus welchen die Strahlung zusammengesetzt ist, abhängt, ist wahrscheinlich keine einfache Function der Temperatur. Nichts desto weniger gelang es Dulong und Petit eine Formel aufzustellen, welche die beobachteten Thatsachen mit ziemlicher Genauigkeit wiedergiebt. Dieselbe hat die Form:

$$R = m a^{\theta},$$

worin R der gesammte Wärmeverlust in der Zeiteinheit durch Ausstrahlung von der Flächeneinheit der Oberfläche der Substanz bedeutet und zwar bei der Temperatur θ ; m ist eine Constante, welche nur von der Substanz und der Beschaffenheit der Oberfläche abhängt; a ist eine numerische Grösse, welche, wenn die Temperatur nach der Scala von Celsius gerechnet wird, gleich ist 1.0077.

Wird der Körper in einen luftleeren Raum gebracht, dessen Wände die Temperatur t haben, so ist die von den Wänden dem Körper zugestahlte und von diesem absorbirte Wärmemenge:

$$r = a m t, \quad m a^t$$

so dass der wirkliche Verlust sein wird:

$$R - r = m a^{\theta} - m a^t.$$

Die Constanz des Betrags der Strahlung zwischen denselben

Oberflächen und bei derselben Temperatur ermöglicht eine sehr bequeme Methode der Vergleichung von Wärmemengen. Auf diese Methode wurde in dem Capitel über Calorimetrie (Seite 84) verwiesen als auf die Methode der Abkühlung.

Die zu untersuchende Substanz wird erwärmt und in einen dünnen Kupferkessel gethan, dessen Aussenseite geschwärzt, oder wenigstens während der ganzen Dauer des Versuches in demselben Zustand von Rauigkeit resp. Politur gehalten wird. Dieser Kessel wird in einen grösseren Kupferkessel gesetzt, ohne denselben indess zu berühren; der letzte äussere Kessel befindet sich in einem Wasserbade von constanter Temperatur. Die Temperatur der Substanz in dem kleineren Kessel wird von Zeit zu Zeit beobachtet oder es werden noch besser die Zeiten beobachtet, bei welchen der Stand des in die Substanz eingetauchten Thermometers eine ganze Anzahl von Graden beträgt. In dieser Weise werden die Zeiten, welche zur Abkühlung etwa von 100° auf 90° , dann von 90° auf 80° , nothwendig sind, notirt; die Temperatur des äusseren Gefässes muss während des Versuches dieselbe bleiben.

Es werde die Abkühlungszeit beobachtet zuerst, wenn das Gefäss mit Wasser gefüllt ist, dann, wenn irgend eine andere Substanz in dem Gefässe sich befindet. Das Verhältniss, nach welchem Wärme durch Strahlung entweicht, ist in beiden Fällen für gleiche Temperaturen dasselbe. Die Wärmemenge, welche während der Abkühlung etwa von 100° auf 90° in den beiden Versuchen entweicht, ist der Abkühlungszeit proportional. Daher verhält sich die Wärme-Capacität des Gefässes und dessen Inhalt in dem ersten Versuch zu der Wärme-Capacität derselben Grössen in dem zweiten Versuch wie die Zeit der Abkühlung von 100° auf 90° in dem ersten Versuch zu der Zeit der Abkühlung von 100° auf 90° in dem zweiten Versuch.

Die Abkühlungsmethode ist in manchen Fällen sehr zweckmässig; es ist indessen nothwendig, die Temperatur durch die ganze Substanzmenge im Innern des Gefässes so nahe wie möglich gleichmässig zu erhalten, so dass die Anwendung der Methode auf Flüssigkeiten beschränkt bleibt, die man um-

rühren kann, und auf feste Körper, deren Leitungsvermögen sehr gross ist und die in Stücke geschnitten und in eine Flüssigkeit versenkt werden können.

Man hat gefunden, dass die Abkühlungsmethode sich sehr gut auf die Messung der durch eine Substanz fortgeleiteten Wärmemengen anwenden lässt. (Siehe das Capitel über Leitung.)

Wirkung der Strahlung auf ein Thermometer.

Wegen des Umstandes, dass Strahlung nach allen Richtungen durch die Atmosphäre hindurchgeht, ist es sehr schwierig, die wahre Temperatur der Atmosphäre an irgend einem freien Platze mit Hülfe eines Thermometers zu bestimmen.

Scheint die Sonne auf das Thermometer, so ist die Ablesung natürlich zu hoch; stellen wir jenes aber in den Schatten, so kann die Ablesung zu niedrig ausfallen, weil das Thermometer vielleicht mehr Strahlen aussendet, als es von dem klaren Himmel erhält. Die Erde, Hausmauern, Wolken, und die verschiedenen Mittel, welche man zum Schutz der Thermometer vor Strahlung anwendet, können sämmtlich Grund zu Fehlerquellen sein, da sie einen unbekannten Betrag von Strahlen auf die Kugel werfen. Für rohe Zwecke können die Wirkungen der Strahlung zum grossen Theil vermieden werden, indem man der Kugel eine Oberfläche von polirtem Silber giebt, deren Absorptionsfähigkeit, wie wir sahen, nur der vierzigste Theil von der des Lampenrusses ist.

Eine von Dr. Joule in einer an die Philosophical Society zu Manchester am 26. November 1867 gerichteten Mittheilung beschriebene Methode scheint die einzige zu sein, welche frei ist von allen Einwüfen. Das Thermometer wird in eine lange verticale, an beiden Enden offene, kupferne Röhre gebracht; an dem unteren Ende befindet sich, zum eventuellen Verschluss, eine Kappe, welche entfernt oder vorgesetzt werden kann, ohne sie mit der Hand zu erwärmen. Was nun an Strahlung noch auf das Thermometer wirkt, muss stattfinden zwischen

dem letzteren und der Innenseite der Röhre; haben diese beiden dieselbe Temperatur, so wird die Strahlung keine Einwirkung auf den beobachteten Thermometerstand gehabt haben. Können wir daher sicher sein, dass die Kupferröhre und die Luft in derselben die Temperatur der Atmosphäre besitzen und dass das Thermometer im Wärmegleichgewicht sich befindet, so wird der Thermometerstand die wahre Temperatur angeben.

Wenn nun aber die Luft in der Röhre dieselbe Temperatur wie die äussere Luft hat, so werden beide dieselbe Dichtigkeit haben; es wird deshalb zwischen ihnen statisches Gleichgewicht herrschen. Ist die erstere Luft wärmer, so wird sie leichter sein; eine nach oben gerichtete Strömung wird in der Röhre entstehen, wenn die Kappe an dem unteren Ende entfernt wird. Ist jene kälter, so wird eine nach unten gerichtete Strömung entstehen.

Um diese Strömungen zu entdecken ist in der Röhre an einem feinen Faden ein spiralförmig gewundener Draht aufgehängt; eine nach oben oder unten gerichtete Strömung wirkt auf die Spirale so, dass dadurch der Faden tordirt wird. Jede Bewegung der Spirale wird mittelst eines kleinen an derselben befestigten Spiegels sichtbar gemacht.

Um die Temperatur der Kupferröhre verändern zu können, wird sie in eine weitere Röhre eingetaucht, so dass man Wasser in den Hohlraum zwischen den beiden Röhren füllen kann. Indem man wärmeres oder kälteres Wasser hineinfüllt, kann die Temperatur so abgeglichen werden, dass keine Luftströmung im Innern der Röhre entsteht.

Wir wissen dann, dass die Luft in dem Rohre und ausserhalb desselben gleiche Temperatur haben. Wir wissen ferner, dass die Röhre dieselbe Temperatur wie die Luft in derselben hat; denn wenn das nicht der Fall wäre, so würde sie die Luft erwärmen oder abkühlen, und dadurch eine Strömung derselben hervorrufen. Schliesslich wissen wir, dass das Thermometer, wenn es einen stationären Stand angenommen hat, die Temperatur der Atmosphäre besitzt; denn die mit ihm in Berüh-

rung stehende Luft, und die Röhrenwände, welche allein Strahlen mit ihm auswechseln können, haben dieselbe Temperatur wie die Atmosphäre.

Siebenzehntes Capitel.

Fortführungs- (Convections-) Strömungen.

Da die Einwirkung von Wärme auf ein Fluidum eine Ausdehnung oder eine Zusammenziehung desselben bewirkt, so wird das Fluidum hierdurch dünner oder dichter wie die benachbarten Theile des Fluidums werden; ist das Fluidum zu gleicher Zeit der Schwerkraft unterworfen, so ist das Bestreben vorhanden, eine nach oben oder nach unten gerichtete Strömung des erwärmten Fluidums zu bilden, welche natürlich mit einer Strömung der entfernteren Theile des Fluidums in entgegengesetzter Richtung verbunden ist. Es wird daher eine Circulation des Fluidums hervorgerufen; frische Theile des Fluidums werden in die Nachbarschaft der Wärmequelle gebracht; diese bewegen sich wieder fort, wenn sie erwärmt sind, indem sie ihre Wärme mit sich nach anderen Stellen fortführen. Solche Strömungen, welche durch Einwirkung von Wärme entstehen und welche die Wärme mit sich führen, werden Fortführungs- (Convections-) Strömungen genannt. Dieselben spielen eine wichtige Rolle in den Erscheinungen der Natur, da sie eine bedeutend raschere Diffusion der Wärme verursachen, als in demselben, an Bewegung aber gehinderten Medium durch

Leitung allein stattfinden würde. Die wirkliche Diffusion der Wärme von einem Theil des Fluidums auf andere findet natürlich durch Leitung Statt; aber in Folge der Bewegung des Fluidums werden die Flächen gleicher Temperatur so ausgedehnt und in manchen Fällen so gewunden, dass ihr Flächeninhalt um Bedeutendes gewachsen, während der Abstand zwischen ihnen vermindert ist, so dass die wirkliche Leitung viel rascher vor sich geht als wenn das Medium sich in Ruhe befände.

Fortführungsströmungen hängen von den Dichtigkeitsänderungen in einem der Schwere unterworfenen Fluidum ab. Wenn die Einwirkung von Wärme keine Dichtigkeitsänderung hervorruft wie beim Wasser von einer Temperatur von ungefähr 4° C., so entstehen keine Fortführungsströmungen. Andererseits würden keine solche Strömungen erzeugt, wenn das Fluidum nicht der Schwere unterläge, wie in dem Falle, dass das Fluidum in einer hinreichend grossen Entfernung von der Erde und anderen grossen Körpern sich befindet. Da diese Bedingung nicht leicht erfüllt werden kann, so können wir den Fall nehmen, in welchem ein das Fluidum enthaltendes Gefäss nach dem Gesetz der Bewegung frei fallender Körper herabbewegt wird. Der Druck wird in diesem Fluidum an allen Stellen derselbe sein, eine Dichtigkeitsänderung in irgend einem Theil des Fluidums wird keine Fortführungsströmungen erzeugen.

Wenn wir die Bildung von Fortführungsströmungen zu vermeiden wünschen, müssen wir den Versuch so arrangiren, dass während des ganzen Verlaufs des Versuches die Dichtigkeit über der ganzen Ausdehnung der horizontalen Schicht dieselbe ist und dass die Dichtigkeit mit der Tiefe wächst. Wollen wir zum Beispiel die Wärmeleitung in einem Fluidum untersuchen, welches sich bei Erwärmung ausdehnt, so müssen wir es so einrichten, dass die Wärme nach abwärts durch das Fluidum strömt. Wenn wir das Gesetz der Diffusion von Fluidas bestimmen wollen, müssen wir das dichtere Fluidum unter das dünnere aufstellen.

Fortführungsströmungen werden auch durch Dichtigkeitsänderungen erzeugt, welche von anderen Ursachen her-

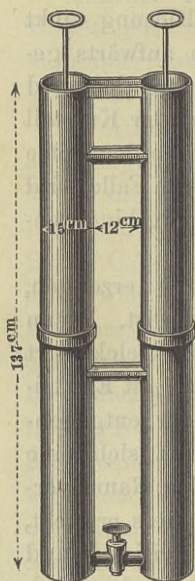
rühren. So wird, wenn ein Krystall eines löslichen Salzes in ein Gefäß mit Wasser getaucht wird, das den Krystall berührende Wasser einen Theil jenes auflösen, und dann, weil es dichter geworden ist, anfangen herab zu sinken. Es wird durch frisches Wasser an seinem früheren Platz ersetzt. Daher entsteht eine Fortführungsströmung; eine Salzlösung sinkt von dem Krystall herab und erzeugt eine nach aufwärts gerichtete Strömung von reinem Wasser. Eine Cirkulation wird daher eingeleitet, welche anhält, bis entweder der Krystall ganz aufgelöst oder die Flüssigkeit bis zu der Höhe der Spitze des Krystalls mit dem Salz gesättigt ist. In diesem Falle wird das Salz durch die Flüssigkeit mittelst Fortführung hindurchgeführt.

Weiter lässt sich eine Fortführungsströmung erzeugen, bei welcher die Elektrizität das fortbewegte Agens ist. Wenn ein in einer feinen Spitze endender Conductor stark elektrisirt wird, so werden die Lufttheile nahe an der Spitze mit Elektrizität geladen und dann von der Spitze nach jeder entgegengesetzt geladenen Fläche gestossen. So bildet sich eine Strömung elektrisirter Luft, welche sich durch den Raum verbreitet und im Allgemeinen die Wände des Zimmers erreicht, wo die elektrisirte Luft auf die entgegengesetzt elektrisirte Wand trifft und manchmal längere Zeit hindurch nicht entladen wird.

Die Methode mittelst Fortführungsströmungen die Temperatur zu bestimmen, bei welcher Wasser sich im Maximum der Dichtigkeit befindet, scheint zuerst von Hope benutzt worden zu sein. Er kühlte den mittleren Theil eines langen Gefäßes mit Wasser ab, indem er diesen Theil mit einer Kältemischung umgab. So lange wie die Temperatur sich über 4.4° C. befindet, sinkt das Wasser und verursacht das Sinken eines in dem unteren Theil des Gefäßes aufgestellten Thermometers. Ein anderes Thermometer, welches sich in dem oberen Theil des Gefäßes befindet, bleibt constant. Wenn die Temperatur unter 3.8° C. ist, so wird das durch die Kältemischung abgekühlte Wasser leichter und steigt empor; es verursacht daher ein Sinken des oberen Thermometers, während das untere constant bleibt.

Die Untersuchung der grössten Dichtigkeit des Wassers wurde von Joule, der sich ebenfalls Fortführungsströmungen bediente, bedeutend verbessert. Derselbe benutzte ein Ge-

Fig. 36.



fäss, das aus zwei verticalen Cylindern bestand, von welchen jeder 1·37 m hoch und 0·15 m Durchmesser hatte. Dieselben waren unten durch eine mit einem Hahn versehene Röhre verbunden und oben durch eine offene Rinne. Das Ganze wurde mit Wasser bis zu einer solchen Höhe gefüllt, dass das Wasser frei durch die Rinne fließen konnte. Ein gläsernes Kügelchen, welches gerade im Wasser schwamm, wurde in die Rinne gelegt und diente dazu irgend eine Bewegung des Wassers in der Rinne anzuzeigen. Der kleinste Unterschied in der Dichtigkeit zwischen dem Wasser in den zwei Röhren war hinreichend, eine Strömung zu erzeugen und das Kügelchen in der Rinne zu bewegen.

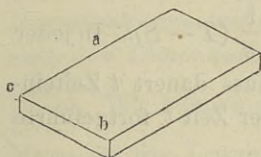
Bei geschlossenem Hahn in der Verbindungsröhre wurde die Temperatur des Wassers in den beiden Röhren ausgeglichen, das Wasser in jeder der Röhren durch Umrühren gut gemischt und dann, nachdem das Wasser zur Ruhe gekommen war, die Temperatur jeder Wassersäule beobachtet. Der Hahn wurde darauf geöffnet. Wurde eine Strömung in der Rinne beobachtet, so war diese ein Zeichen dafür, dass das Wasser in der Röhre, nach welcher hin die Strömung ging, das dichtere war. Wenn man ein solches Paar von zwei Wassersäulen von verschiedener Temperatur findet, für welches die Dichtigkeit genau dieselbe ist, so kann man sicher sein, dass die eine von dieser Temperatur unter, die andere über der Temperatur der grössten Dichtigkeit liegt. Aus einer Reihe von solchen Temperaturpaaren, deren Unterschiede kleiner und kleiner wurden, bestimmte Dr. Joule die Temperatur der grössten Dichtigkeit auf $3\cdot94^{\circ}$, innerhalb eines sehr kleinen Bruchtheils eines Grades genau.

Achtzehntes Capitel.

Diffusion der Wärme durch Leitung.

Stets, wenn verschiedene Theile eines Körpers verschiedene Temperaturen haben, fliesst Wärme von den heisseren Theilen nach den benachbarten kälteren Theilen. Um eine genaue Kenntniss der Leitung zu erhalten, wollen wir uns einen grossen

Fig. 35.



Kochkessel denken mit einem flachen Boden, dessen Dicke c ist. Das Feuer erhält die untere Fläche auf der Temperatur von T Grad; Wärme fliesst nach aufwärts durch den Boden des Kochkessels bis zur oberen Fläche desselben, welche in Berührung steht mit dem Wasser von der niederen Temperatur S .

Wir wollen uns nun auf die Betrachtung eines rechtwinkligen Theiles des Bodens des Kochkessels beschränken. Die Länge dieses Theiles sei a , die Breite b und die Dicke c .

Das zu Beachtende sind die Dimensionen dieses Bodentheiles, die Natur des Materials, von welchem derselbe gemacht ist, die Temperaturen der unteren und oberen Fläche desselben und der Wärmefluss durch denselben als bestimmt durch die eben genannten Grössen. Zunächst findet sich, dass, wenn der Unterschied der Temperaturen S und T nicht so gross ist, um einen merkbaren Unterschied in den Eigenschaften der Bodensubstanz bei diesen zwei Temperaturen hervorzurufen,

der Wärmefluss genau proportional dem Unterschied der Temperaturen ist, wenn die anderen Grössen dieselben bleiben.

Wir wollen nun bestimmen, dass, wenn a , b und c jede gleich der Längeneinheit und wenn T ein Grad höher wie S ist, dass der stetige Wärmefluss in der Art erfolgt, dass die Wärmemenge, welche während der Zeiteinheit in die untere Fläche dringt und die obere Fläche verlässt, gleich $\mathfrak{f}$ ist. $\mathfrak{f}$ ist dann definirt als das specifische Wärmeleitungsvermögen der Substanz. Um die Wärmemenge H zu finden, welche in der Zeit t , während die untere Fläche auf der Temperatur T , die obere auf der Temperatur S erhalten wird, durch einen Theil der Bodenfläche von dem Flächeninhalt ab und der Dicke c hindurchfliesst, wenn der Wärmefluss stetig geworden ist, theilt man die Platte in c horizontale Schichten, deren Dicke je eine Längeneinheit ist, und jede Schicht in ab Würfel, deren Seite je eine Längeneinheit ist.

Da der Wärmefluss ein stetiger ist, so wird der Unterschied der Temperaturen an der unteren und der oberen Fläche eines jeden Würfels sein $\frac{1}{c} (T - S)$. Der Wärmefluss in der

Einheit der Zeit durch jeden Würfel ist $\frac{\mathfrak{f}}{c} (T - S)$. In jeder Schicht sind ab solcher Würfel; der Fluss dauert t Zeiteinheiten, so dass wir für die ganze in der Zeit t fortgeführte Wärme erhalten:

$$H = \frac{a b t \mathfrak{f}}{c} (T - S),$$

worin ab die Fläche, c die Dicke der Platte ist, t die Zeit, $T - S$ der Temperaturunterschied, welcher den Wärmefluss verursacht, und $\mathfrak{f}$ das specifische Wärmeleitungsvermögen der $\mathfrak{f}$ Plattensubstanz.

Es ergibt sich also, dass die fortgeleitete Wärme direct proportional ist der Fläche der Platte, der Zeit, dem Unterschied der Temperaturen und dem Leitungsvermögen, umgekehrt proportional dagegen der Dicke der Platte.

Die Dimensionen von k , des specifischen Wärmeleitungsvermögens.

Aus der vorigen Gleichung ergibt sich:

$$k = \frac{c H}{a b t (T - S)}.$$

Ist also $[L]$ die Längeneinheit, $[T]$ die Zeiteinheit, $[H]$ die Wärmeeinheit und $[\Theta]$ die Temperatureinheit, so sind die Dimensionen von k : $\frac{[H]}{[L T \Theta]}$.

Die weitere Discussion der Dimensionen von k hängt ab von der Art der Messung der Wärme und der Temperatur.

1) Wird Wärme als Energie gemessen, so sind ihre Dimensionen $\left[\frac{L^2 M}{T^2}\right]$; die von k werden $\left[\frac{L M}{T^3 \Theta}\right]$. Wir können diesen Ausdruck das dynamische Maass des Leitungsvermögens nennen.

2) Wird Wärme in Wärmeeinheiten gemessen, so dass jede Wärmeeinheit im Stande ist, die Masseneinheit einer Normalsubstanz um einen Temperaturgrad zu erwärmen, so sind ihre Dimensionen $[M \Theta]$; daher sind dann die von k : $\left[\frac{M}{L T}\right]$. Wir können diesen Ausdruck das calorimetrische Maass für das Leitungsvermögen nennen.

3) Nehmen wir als Wärmeeinheit die Wärmemenge, welche die Volumeneinheit der Substanz um einen Grad erwärmt, so sind die Dimensionen von H : $[L^3 \Theta]$; die von k werden dann: $\left[\frac{L^2}{T}\right]$. Diesen Ausdruck können wir das thermometrische Maass des Leitungsvermögens nennen.

Um einen bestimmten Begriff von dem Wärmefluss durch einen festen Körper zu erhalten, wollen wir annehmen: wir wüssten in einem bestimmten Augenblick die Temperatur jedes Punktes des Körpers. Nehmen wir jetzt an, dass eine Fläche in dem Körper construirt wird von der Eigenschaft, dass in jedem Punkte dieser Fläche die Temperatur einen

gegebenen Werth T^0 hat. Wir wollen diese Fläche die Isothermenfläche von T^0 nennen. (Natürlich denken wir, wenn wir die Existenz dieser Fläche in dem Körper annehmen, nicht daran, dass der Körper auf irgend eine Weise durch diese Annahme alterirt wird, wie es geschähe, wenn der Körper wirklich in zwei Theile getheilt würde.) Diese isotherme Fläche trennt die Theile des Körpers, welche wärmer wie T^0 sind, von denen, welche kälter als T^0 sind.

Die isothermen Flächen mögen nun für jeden ganzen Temperaturgrad gezogen sein von dem des heissesten Theiles des Körpers an bis zu dem des kältesten Theiles. Diese Flächen können auf alle Weise gekrümmt sein, aber nie können sich zwei verschiedene Flächen treffen, weil kein Theil des Körpers zur selben Zeit zwei verschiedene Temperaturen haben kann. Der Körper wird also durch diese Flächen in Schichten oder Schalen getheilt; der Raum zwischen zwei isothermen Flächen, welche sich um einen Temperaturgrad unterscheiden, wird die Form einer dünnen Schale haben, deren Dicke sich von einem Theil zum anderen ändern kann.

An jedem Punkt dieser Schale findet ein Wärmestrom durch die Substanz der Schale statt, von der wärmeren Fläche auf die kältere.

Die Richtung dieses Wärmestromes ist senkrecht zu der Oberfläche der Schale, und die Stärke des Stromes ist um so grösser, je dünner die Schale an der betreffenden Stelle und je grösser ihr Leitungsvermögen ist.

Ziehen wir eine Linie gleich der Längeneinheit senkrecht zur Oberfläche der Schale, so wird diese Linie, wenn c die Dicke der Schale ist und wenn die benachbarten Schalen nahezu dieselbe Dicke haben, eine Anzahl von Schalen schneiden, die gleich $\frac{1}{c}$ ist. Dieses ist auch der Temperaturunterschied zwischen zwei in der Richtung des Wärmestromes um die Längeneinheit von einander entfernten Punkten des Körpers; daher wird der Wärmestrom längs dieser Linie gemessen durch $\frac{k}{c}$, wenn k das Leitungsvermögen ist.

Mit Hülfe der isothermen Flächen können wir uns nun den Zustand des Körpers in einem gegebenen Momente vorstellen. Wo immer eine Temperaturungleichheit zwischen benachbarten Theilen des Körpers stattfindet, entsteht ein Wärmestrom. Dieser Strom ist überall senkrecht zu den isothermen Flächen; der durch die Flächeneinheit dieser Flächen in der Zeiteinheit hindurchgehende Strom ist gleich dem Quotienten aus dem Leitungsvermögen und dem Abstand zwischen zwei auf einander folgenden isothermen Flächen.

Die Kenntniss des wirklichen Wärmezustandes des Körpers und des Gesetzes der Wärmeleitung setzt uns daher in den Stand, in jedem Punkte des Körpers den Wärmestrom zu bestimmen. Ist der Wärmestrom der Art, dass der Betrag der Wärme, welche in irgend einen Theil des Körpers hineinfliesst, genau gleich der Wärme ist, welche aus diesem Theil ausfliesst, so bleibt der Wärmezustand dieses Theiles des Körpers derselbe, so lange der Wärmestrom diese Bedingung erfüllt.

Ist diese Bedingung für jeden Theil des Körpers erfüllt, so ändert sich die Temperatur eines jeden Punktes mit der Zeit nicht; das System der isothermen Flächen wird fortdauernd dasselbe bleiben; der Wärmestrom wird ohne irgend eine Aenderung andauern, da er an demselben Punkte des Körpers stets derselbe ist.

Dieser Zustand wird bezeichnet als der Zustand des stetigen Wärmestromes. Er kann nicht vorhanden sein, wenn nicht stetig den wärmeren Theilen der Oberfläche des Körpers von einer ausserhalb des letzteren liegenden Quelle Wärme zugeführt wird, während eine gleiche Wärmemenge von den kälteren Theilen der Oberfläche durch irgend eine abkühlende Substanz oder durch Strahlung fortgeführt wird.

Der Zustand eines stetigen Wärmestromes erfordert an jedem Punkte des Körpers die Erfüllung einer gewissen Bedingung, ähnlich der, welche bei den Strömen einer incompressiblen Flüssigkeit erfüllt sein muss.

Ist diese Bedingung nicht erfüllt, so kann die Wärmemenge, welche in irgend einen Theil des Körpers eintritt,

grösser oder geringer sein, wie die, welche austritt. In dem einen Falle wird sich Wärme anhäufen, die Temperatur dieses Theiles des Körpers wird daher steigen. In dem anderen Falle wird die Wärme des betreffenden Körpertheiles abnehmen und die Temperatur desselben daher fallen. Der Betrag dieses Steigens oder Fallens der Temperatur wird numerisch gemessen durch den Quotienten zwischen dem Wärmegewinn oder -Verlust und der Wärmecapacität des betrachteten Theiles.

Enthält der betrachtete Theil das Volumen Eins und messen wir die Wärme nach der dritten auf S. 289 auseinandergesetzten Methode durch die Menge, welche nothwendig ist, um die Volumeneinheit der Substanz in dem augenblicklichen Zustand um einen Grad zu erwärmen, dann ist das Steigen der Temperatur dieses Theiles numerisch gleich dem ganzen Wärmestrom in demselben.

Wir sind jetzt im Stande, mit Hülfe der vollständigen Kenntniss des Wärmezustandes eines Körpers in einem gegebenen Augenblick das Verhältniss zu bestimmen, nach welchem sich in jedem Punkte die Temperatur ändern muss; daher können wir auch den Zustand des Körpers in dem folgenden Augenblicke vorhersagen. Kennen wir aber diesen, so können wir wieder den Zustand in dem nächstfolgenden Augenblicke vorhersagen u. s. w.

Die einzigen Theile des Körpers, auf welche diese Methode keine Anwendung finden kann, sind diejenigen Theile der Oberfläche, welchen Wärme durch ausserhalb des Körpers liegende Medien zugeführt oder denen Wärme auf dieselbe Weise entzogen wird. Kennen wir aber entweder das Verhältniss, nach welchem Wärme jedem Punkte der Oberfläche zugeführt oder entzogen wird, oder die wirkliche Temperatur jedes Theiles der Oberfläche während der ganzen Zeit, so giebt jede dieser Bedingungen mit der Kenntniss des ursprünglichen Wärmezustandes des Körpers genügende Anhaltspunkte, um die Temperatur eines jeden Punktes des Körpers zu jeder Zeit zu berechnen.

Die Untersuchung dieser Aufgabe ist der Gegenstand des grossen Werkes von Joseph Fourier: *Théorie de la Chaleur*.

Es ist nicht möglich, innerhalb der diesem Buche gesteckten Grenzen und Ziele die bedeutenden analytischen Methoden wiederzugeben oder nur kurz anzudeuten, welche Fourier anwandte, um die verschiedenen Bedingungen, denen der Körper in Bezug auf die Gestalt der Oberfläche und den ursprünglichen Wärmezustand unterliegen kann, auszudrücken. Diese Methoden gehören vielmehr in die allgemeine Theorie der Anwendung der Mathematik auf die Physik. Denn in jedem Zweige der Physik müssen wir, wenn die Untersuchung zu dem Ausdruck beliebiger Bedingungen gelangt, die Methode befolgen, welche Fourier zuerst in seiner „Théorie de la Chaleur“ auseinandergesetzt hat.

Ich werde nur ein oder zwei von den durch Fourier abgeleiteten Resultaten erwähnen, bei welchen die aus den willkürlichen Bedingungen des Problems stammenden Verwicklungen vermieden sind.

Der erste Fall ist der, bei welchem der Körper als unendlich ausgedehnt und an jedem Punkte mit demselben Leitungsvermögen angenommen wird.

Die Temperatur eines jeden Punktes dieses Körpers wird zu einer bestimmten Zeit als bekannt vorausgesetzt; es wird gefordert die Temperatur eines bestimmten Punktes P zu bestimmen, nachdem eine Zeit t verflossen ist.

Fourier hat eine vollständige Lösung dieses Problems gegeben; durch folgende Betrachtungen können wir eine Idee von dieser Lösung erhalten. Es sei k das Leitungsvermögen und zwar gemessen nach der dritten Methode, bei welcher die zu Grunde gelegte Wärmeeinheit die Wärme ist, welche die Volumeneinheit der Substanz um einen Grad erwärmt. Machen wir dann:

$$kt = a^2,$$

so ist a eine Linie, deren Länge proportional der Quadratwurzel aus der Zeit ist.

Es sei Q irgend ein Punkt in dem Körper, die Entfernung desselben von P sei r . Die ursprüngliche Temperatur von Q sei θ . Es werde jetzt eine Menge von Materie genommen, welche

proportional ist $e^{-\frac{r^2}{4kt}}$ und die Temperatur θ hat. Diese Menge werde mit anderen Theilen von Materie gemischt, die von jedem einzelnen Theil des Körpers genommen werden, und wobei jeder einzelne der genommenen Theile die ursprüngliche Temperatur des Punktes hat, von dem er genommen, und an Menge proportional ist $e^{-\frac{r^2}{4kt}}$. Die mittlere Temperatur aller dieser Theile ist die Temperatur des Punktes P nach einer Zeit t .

In anderen Worten: es kann die Temperatur von P nach einer Zeit t in gewissem Sinne angesehen werden als das Mittel der ursprünglichen Temperaturen aller Theile des Körpers. Bei Berechnung dieses Mittels müssen indess den einzelnen Theilen je nach deren Abstand von P verschiedene Gewichte beigelegt werden, indem die Theile nahe bei P mehr Einfluss haben, wie die in einer grösseren Entfernung.

Die mathematische Formel, welche das Gewicht angiebt, das der Temperatur eines jeden Theiles bei Berechnung des Mittels beigelegt werden muss, ist eine sehr wichtige. Sie tritt auf in vielen Theilen der Physik, namentlich in der Wahrscheinlichkeitsrechnung und in der Theorie der Bewegungen der Molecularsysteme.

Es ergibt sich aus diesem Resultat, dass wir bei Berechnung der Temperatur des Punktes P die Temperatur eines jeden anderen Punktes in Rechnung ziehen müssen, wie gross auch der Abstand des letzteren und wie kurz auch die Zeit sein mag, während welcher die Wärme sich verbreiten konnte. Daher dehnt sich genau genommen der Einfluss eines erwärmten Theiles eines Körpers auf die entfernteren Theile desselben Körpers in einer unberechenbar kleinen Zeit aus, so dass es unmöglich ist, der Verbreitung der Wärme eine bestimmte Geschwindigkeit zuzuschreiben. Die Geschwindigkeit der Verbreitung von Wärmewirkungen hängt allein ab von der Grösse der Wirkungen, welche wir noch eben erkennen können. Wären keine Grenzen in der Empfindlichkeit unserer Instrumente vorhanden, so würde auch keine Grenze existiren für

die Schnelligkeit, mit der wir die Einwirkung von Wärme auf entfernte Punkte eines Körpers entdecken könnten. Indess ist, während die Einwirkung auf entfernte Punkte vom ersten Augenblicke an mathematisch ausgedrückt werden kann, der numerische Werth dieser Einwirkung ausserordentlich kleiner, so lange, bis nach Verlauf einer gewissen Zeit die Linie a so gross geworden ist, dass sie mit r , der Entfernung des Punktes P von Q , vergleichbar ist. Wenn wir dieses mit in Betracht ziehen und uns zugleich daran erinnern, dass wir Temperaturänderungen nur dann mit unseren Instrumenten entdecken können, wenn jene vergleichbar sind mit den ursprünglichen Temperaturunterschieden, so werden wir sehen, dass die merkbare Verbreitung der Wärme, weit entfernt davon augenblicklich zu geschehen, ein sehr langsamer Process ist und dass die Zeit, welche dazu erfordert wird, eine gleiche Temperaturänderung in zwei ähnlichen Systemen von verschiedenen Dimensionen hervorzurufen, proportional ist dem Quadrat der Lineardimensionen. Wenn z. B. eine rothglühende Kugel von 10 cm Durchmesser, auf eine Sandbank abgeschossen, die Temperatur des Sandes 14 cm von dem Centrum der Kugel in einer Stunde um 5° C. erwärmen würde, so würde eine rothglühende Kugel von 20 cm Durchmesser 4 Stunden gebrauchen, um die Temperatur des Sandes 28 cm vom Centrum der Kugel um dieselbe Anzahl von Graden zu erwärmen.

Dieses Resultat, welches bei praktischen Fragen über die Abkühlungs- oder Erwärmungszeit der Körper von beliebiger Form eine grosse Bedeutung hat, kann direct aus der Betrachtung der Dimensionen von k abgeleitet werden. Dieselben sind ja Quadrat einer Länge dividirt durch eine Zeit. Es folgt hieraus, dass, wenn in zwei ungleich erwärmten Systemen von ähnlicher Form, aber verschiedenen Dimensionen, das Leitungsvermögen und die Temperatur an entsprechenden Punkten zunächst denselben Werth haben, dass dann der Vorgang der Wärmediffusion in den beiden Systemen in verschiedenen Verhältnissen geschehen wird; und zwar geschieht dieses in der Art, dass, wenn die Zeit, bei welcher die Temperatur beobachtet wird, in jedem System proportional dem

Quadrate der Lineardimensionen genommen wird, die Temperaturen der entsprechenden Punkte wieder in beiden Systemen dieselben sein werden.

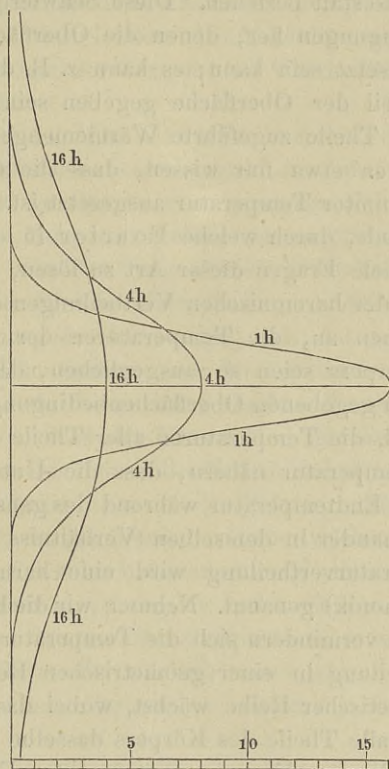
Die eben beschriebene Methode liefert eine vollkommene Bestimmung der Temperatur irgend eines Punktes eines unendlich grossen homogenen festen Körpers zu irgend einer zukünftigen Zeit, wenn die Temperatur eines jeden Punktes des festen Körpers in dem Augenblicke gegeben ist, von welchem an wir die Zeit zählen. Versuchen wir aber von der Kenntniss des augenblicklichen Wärmezustandes des Körpers den Zustand abzuleiten, welchen der Körper zu irgend einer Zeit vorher hatte, so hört diese Methode auf anwendbar zu sein.

Um diesen Versuch zu machen, brauchen wir bloss t , das Symbol der Zeit, in den von Fourier gegebenen Ausdrücken negativ zu setzen. Wenn wir die Methode der Berechnung des Mittels der Temperaturen aller Theile des festen Körpers nehmen, wobei jedem Theil ein bestimmtes Gewicht zuertheilt wird, das ihm bei dem Ziehen eines solchen Mittels eigenthümlich ist, so finden wir, dass dieses Gewicht nach der Formel für die entfernten Theile grösser ist wie für die benachbarten; ein Resultat, welches schon allein uns in Stutzen versetzt. Wenn wir aber weiter finden, dass wir, um das Mittel zu erhalten, nach Summirung der mit ihren Eigenfactoren multiplicirten Temperaturen diese Summe mit einer Grösse zu multipliciren haben, welche die Quadratwurzel von der Zeit enthält, so werden wir, wenn t negativ ist, diese Operation einfach für unmöglich erklären und jedes physikalischen Sinnes bar, da die Quadratwurzel aus einer negativen Grösse, wenn dieselbe auch in Bezug auf einige geometrische Operationen noch interpretirt werden kann, gar keinen Sinn in Bezug auf die Zeit hat.

Es zeigt sich daher, dass Fourier's Lösung dieses Problems, wenn sie auch vollkommen genügend ist für die Berechnung der Temperaturen in der Zukunft, nicht ausreicht, wenn wir den Zustand des Körpers zu einer vergangenen Zeit aufsuchen wollen.

In dem Diagramm Fig. 37 zeigen die Curven die Temperaturvertheilung in einer unbegrenzten Masse zu verschiedenen Zeiten, nachdem eine heisse Horizontalschicht plötzlich in die Mitte des unbegrenzten festen Körpers eingeführt wor-

Fig. 37.



den ist. Die Temperatur wird durch den horizontalen Abstand rechts von der verticalen Linie angegeben; die heisse Schicht soll in der Mitte der Figur eingeführt sein.

Die Curven geben die Temperaturen der verschiedenen Schichten eine Stunde, vier Stunden und sechzehn Stunden nach Einführung der heissen Schicht. Die allmähliche Diffusion der Wärme ist deutlich sichtbar und ebenso die Verringerung

des Verhältnisses, in welchem die Diffusion erfolgt, mit der grösseren Ausdehnung der letzteren.

Das Problem der Wärmediffusion in einem unbegrenzten festen Körper bietet nicht die Schwierigkeiten, welche sich darbieten in den Problemen, die sich auf einen festen Körper von endlicher Gestalt beziehen. Diese Schwierigkeiten rühren von den Bedingungen her, denen die Oberfläche des festen Körpers ausgesetzt sein kann; es kann z. B. die Temperatur auf einem Theil der Oberfläche gegeben sein, es kann die einem anderen Theile zugeführte Wärmemenge gegeben sein, oder wir können etwa nur wissen, dass die Oberfläche der Luft von bestimmter Temperatur ausgesetzt ist.

Die Methode, durch welche Fourier in den Stand gesetzt wurde, viele Fragen dieser Art zu lösen, hängt ab von der Kenntniss der harmonischen Vertheilungen der Wärme.

Wir nehmen an, die Temperaturen der verschiedenen Theile des Körpers seien so ausgeglichen, dass, wenn der Körper bei den gegebenen Oberflächenbedingungen sich selbst überlassen wird, die Temperaturen aller Theile in der Weise sich der Endtemperatur nähern, dass die Unterschiede derselben von der Endtemperatur während des ganzen Vorganges stets unter einander in demselben Verhältniss bleiben; eine solche Temperaturvertheilung wird eine harmonische Vertheilung (Harmonik) genannt. Nehmen wir die Endtemperatur als Null an, so vermindern sich die Temperaturen der harmonischen Vertheilung in einer geometrischen Reihe, wenn die Zeit in arithmetischer Reihe wächst, wobei das Abkühlungsverhältniss für alle Theile des Körpers dasselbe sein muss.

In jedem der von Fourier untersuchten Fälle kann eine unbegrenzte Reihe von harmonischen Vertheilungen vorhanden sein. Eine von diesen, die, welcher der geringste Grad der Abnahme zukommt, mag die fundamentale harmonische Vertheilung genannt werden. Die Grade der Abkühlung der anderen sind den Quadraten der natürlichen Zahlen proportional.

Fourier zeigt, wie die ursprüngliche Temperatur, wenn der Körper ursprünglich in einer beliebigen Weise erwärmt

ist, als Summe einer Reihe von harmonischen Vertheilungen sich darstellen lässt. Wird der Körper sich selbst überlassen, so nimmt der von den höheren harmonischen Vertheilungen abhängige Theil dieser Summe sehr rasch ab, so dass nach einer gewissen Zeit die Vertheilung der Wärme sich continuirlich der bei der fundamentalen harmonischen Vertheilung nähert. Es stellt daher diese letztere das Abkühlungsgesetz eines Körpers dar, nachdem der Vorgang der Wärmediffusion lange Zeit angedauert hat.

Sir William Thomson hat in einer in dem „Cambridge and Dublin Mathematical Journal“ im Jahre 1844 veröffentlichten Arbeit gezeigt, wie in gewissen Fällen der Wärmezustand eines Körpers zu einer vergangenen Zeit abgeleitet werden kann von dem augenblicklich beobachteten Zustand.

Zu diesem Zwecke muss die augenblickliche Temperaturvertheilung ausgedrückt werden, wie das immer geschehen kann, durch die Summe einer Reihe von harmonischen Vertheilungen. Jede dieser harmonischen Vertheilungen ist der Art beschaffen, dass der Unterschied der Temperatur irgend eines Punktes von der schliesslichen Temperatur in geometrischer Reihe abnimmt, wenn die Zeit in arithmetischer Reihe zunimmt. Diese geometrische Reihe wächst um so rascher, je höher der Grad der harmonischen Vertheilung ist.

Machen wir nun t negativ und verfolgen die Temperaturvertheilung zu den einzelnen Zeitpunkten, so werden wir finden, dass jede Harmonik wächst, wenn wir in der Zeit rückwärts gehen und zwar um so rascher, je höher diese Harmoniks sind.

Ist die gegenwärtige Temperaturvertheilung der Art, dass sie sich durch eine endliche Reihe von Harmoniks ausdrücken lässt, so kann die Temperaturvertheilung an irgend einem vergangenen Zeitpunkt berechnet werden; ist aber, wie im Allgemeinen, die Reihe der Harmoniks unendlich, so kann die Temperatur nur dann berechnet werden, wenn die Reihe convergirt. Für die augenblickliche und eine kommende Zeit ist sie stets convergent, für vergangene Zeit wird sie indess schliesslich divergent, wenn sie für eine genügend weit ent-

fernte Zeit genommen wird. Der negative Werth von t , für welchen die Reihe schliesslich divergent wird, giebt einen bestimmten Abschnitt in der Vergangenheit an, von der Eigenschaft nämlich, dass der augenblickliche Zustand der Dinge von keiner Temperaturvertheilung zu irgend einer Zeit vor diesem Abschnitt abgeleitet werden kann, vorausgesetzt, dass diese Vertheilung sich durch gewöhnliche Leitung verbreitet haben soll. Ausser der letzteren muss irgend ein anderes Ereigniss vor diesem Abschnitt eingetreten sein, damit der augenblickliche Zustand der Dinge herbeigeführt werden konnte.

Dies ist nur einer der Fälle, für welche eine Betrachtung der Zerstreung der Energie zu der Bestimmung einer oberen Grenze für das Alter der jetzt beobachteten Zustände der Dinge führt.

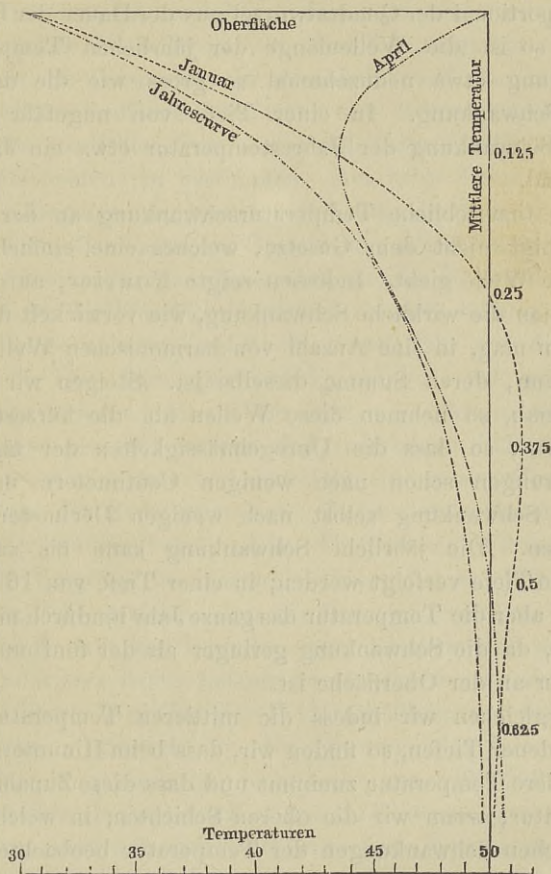
Eine sehr wichtige Classe von Problemen ist die, bei welcher von einem Punkte der Oberfläche ein stetiger Wärmestrom in den Körper hinein, und an einem anderen Theil wieder herausgeht. In allen solchen Fällen giebt es eine bestimmte Temperaturvertheilung, welche sich nicht mehr ändert, wenn sie einmal hergestellt ist; dieselbe wird die permanente Vertheilung genannt. Unterscheidet sich die ursprüngliche von dieser, so wird die Wirkung der Wärmediffusion die sein, dass durch letztere die Temperaturvertheilung dieser permanenten Vertheilung immer mehr ohne eine Grenze genähert wird. Fragen, welche sich auf die permanente Temperaturvertheilung und den stetigen Wärmestrom beziehen, sind im Allgemeinen weniger schwierig, wie wenn dieser Zustand nicht hergestellt ist.

Eine andere wichtige Classe von Problemen ist die, bei welchen Wärme einem Theile der Oberfläche in einer periodischen Weise zugeführt wird, wie bei der Oberfläche der Erde, welche Wärme aufnimmt und aussendet in den Perioden von resp. Tag und Nacht und den längeren Perioden von Sommer und Winter.

Die Wirkung solcher periodischen Aenderungen der Temperatur an der Oberfläche ist die, dass Wärmewellen hervorgerufen werden, welche in die Erde hineindringen und allmählig verschwinden. Die Länge dieser Wellen ist der Quadrat-

wurzel der Dauer der Periode proportional. Untersuchen wir die Welle in der Tiefe, wo gerade die grösste Wärme herrscht, während an der Oberfläche die grösste Kälte ist, so ist der Umfang der Schwankungen der Temperatur in dieser Tiefe

Fig. 38.



nur $\frac{1}{23}$ von dem entsprechenden Werthe an der Oberfläche. In den Felsgesteinen Englands ist diese Tiefe für die Jahreschwankungen etwa 8 m.

In dem Diagramm Fig. 38 ist die Temperaturvertheilung in den verschiedenen Schichten an zwei verschiedenen Zeit-

punkten dargestellt. Soll die Figur die täglichen Temperaturschwankungen zeigen, so geben die Curven die Temperaturen für 2 Uhr und 8 Uhr Vormittags an. Soll sie die jährlichen Schwankungen wiedergeben, so gelten dieselben für Januar und April. Da die Tiefe, bis zu welcher die Welle eindringt, sich proportional der Quadratwurzel aus der Dauer der Periode ändert, so ist die Wellenlänge der jährlichen Temperaturschwankung etwa neunzehnmal so gross wie die der täglichen Schwankung. In einer Tiefe von ungefähr 16 m ist die Schwankung der Jahrestemperatur etwa ein Jahr im Rückstand.

Die thatsächliche Temperaturschwankung an der Oberfläche folgt nicht dem Gesetze, welches eine einfache harmonische Welle giebt. Indessen zeigte Fourier, auf welche Weise man die wirkliche Schwankung, wie verwickelt dieselbe auch sein mag, in eine Anzahl von harmonischen Wellen zerlegen kann, deren Summe dieselbe ist. Steigen wir in die Erde hinab, so nehmen diese Wellen ab, die kürzesten am schnellsten, so dass die Unregelmässigkeiten der täglichen Schwankungen schon nach wenigen Centimetern und die tägliche Schwankung selbst nach wenigen Decimetern verschwinden. Die jährliche Schwankung kann bis zu einer grösseren Tiefe verfolgt werden; in einer Tiefe von 16 m und mehr ist aber die Temperatur das ganze Jahr hindurch merklich constant, da die Schwankung geringer als der fünfhundertste Theil der an der Oberfläche ist.

Vergleichen wir indess die mittleren Temperaturen in verschiedenen Tiefen, so finden wir, dass beim Hinuntersteigen die mittlere Temperatur zunimmt und dass diese Zunahme der Temperatur, wenn wir die oberen Schichten, in welchen die periodischen Schwankungen der Temperatur beobachtet sind, durchdrungen haben, stetig andauert bis zu den grössten Tiefen hinunter, die wir kennen. Bei uns scheint die Grösse der Temperaturzunahme etwa 1° C. für 29 m zu sein.

Die Thatsache, dass die Schichten der Erde in der Tiefe wärmer sind wie oben, zeigt, dass Wärme durch dieselben von unten nach oben fliessen muss. Der Betrag der Wärme,

welche in einem Jahr durch einen Quadratmeter einer Fläche nach oben fliesst, kann leicht gefunden werden, wenn wir das Leitungsvermögen der Substanz kennen, durch welche diese Wärme hindurchströmt. Für verschiedene Gesteinsarten ist das Leitungsvermögen mit Hülfe von Versuchen an losgelösten Theilen des Gesteins im Laboratorium bestimmt worden. Eine noch genauere Methode ist, wo dieselbe ausgeführt werden kann, die, die Temperatur in verschiedenen Tiefen das ganze Jahr hindurch aufzuzeichnen und aus diesen Angaben die Länge der jährlichen Temperaturwelle oder die Grösse ihrer Intensitätsabnahme zu bestimmen. Aus jeder dieser Angaben kann das Leitungsvermögen der Substanz der Erde gefunden werden, ohne dass man das Gestein von seiner Stelle bewegt.

Aus Beobachtungen dieser Art, welche an verschiedenen Punkten der Erdoberfläche gemacht werden, können wir die Wärmemenge ableiten, welche in einem Jahr aus der Erde ausströmt. Dies kann gegenwärtig nur ganz roh geschehen wegen der geringen Anzahl der Orte, an welchen solche Beobachtungen gemacht worden sind; wir wissen indess genug, um sicher zu sein, dass in jedem Jahr eine grosse Menge von Wärme aus der Erde ausströmt. Es ist nicht wahrscheinlich, dass ein irgendwie beträchtlicher Theil dieser Wärme durch chemische Vorgänge im Innern der Erde entsteht. Wir müssen daher den Schluss ziehen, dass die Erde jetzt weniger Wärme enthält als in früheren Perioden ihrer Existenz und dass die Theile im Innern früher heisser waren, wie sie jetzt sind.

Auf diesem Wege hat Sir William Thomson berechnet, dass, wenn mittlerweile in dem Zustand der Dinge keine Aenderung eingetreten ist, nicht mehr wie 200000000 Jahre verschwunden sind seit der Zeit, wo die Erde eine geschmolzene Masse war, auf der sich eben eine feste Kruste zu bilden anfang.

Ueber die Bestimmung des Wärmeleitungsvermögens der Körper.

Die einfachste Methode das Leitungsvermögen einer Substanz zu bestimmen ist die, von letzterer eine Platte von überall gleicher Dicke zu nehmen, eine der Oberflächen auf eine bekannte Temperatur und die andere Fläche auf eine andere niedrigere, aber ebenfalls bekannte Temperatur zu bringen und dann die Wärmemenge zu bestimmen, welche in einer gewissen Zeit durch die Platte geht.

Wenn wir z. B. eine Fläche auf die Temperatur des siedenden Wassers durch einen Dampfstrom erwärmen und die andere stets auf der Gefriertemperatur mit Hülfe von Eis halten könnten, so würden wir im Stande sein, die hindurchgeschickte Wärme entweder durch die Menge des condensirten Dampfes oder durch die Menge des geschmolzenen Eises zu messen.

Die Hauptschwierigkeit bei dieser Methode ist die, dass die Oberfläche der Platte die Temperatur des Dampfes oder Eises, mit welchen sie in Berührung steht, nicht annimmt, und dass es Schwierigkeiten macht, ihre wirkliche Temperatur mit der für Bestimmungen dieser Art nöthigen Genauigkeit zu bestimmen.

Die meisten der vorhandenen Bestimmungen des Leitungsvermögens sind auf einem mehr indirecten Wege gemacht worden. Es wurde nämlich die permanente Temperaturvertheilung in einer Stange beobachtet, deren eines Ende auf einer hohen Temperatur erhalten wurde, während der übrige Theil der Oberfläche den abkühlenden Einflüssen der Atmosphäre ausgesetzt war.

Die Temperaturen einer Reihe von Punkten in der Stange wurden gemessen an Thermometern, die in Löchern, welche in die Stange gebohrt waren, staken und mit der Substanz der Stange durch flüssiges, die Thermometerkugel umgebendes Metall in Wärmeverbindung gebracht waren.

Auf diese Weise kann an verschiedenen Punkten der

Stange bestimmt werden, in welchem Verhältniss die Temperatur mit zunehmender Entfernung abnimmt.

Um das Leitungsvermögen zu bestimmen, müssen wir die Grösse der Temperaturänderung mit dem Wärmestrom, welcher durch dieselbe hervorgerufen wird, vergleichen. In der Bestimmung dieses Wärmestromes liegt die Ungenauigkeit der Methode. Die zuverlässigste Methode den Wärmestrom zu bestimmen ist die, welche Principal Forbes¹⁾ in seinen Versuchen über die Wärmeleitung eines Eisenstabes eingeschlagen hat. Er nahm einen Stab von genau demselben Querschnitt und demselben Material wie den Versuchsstab und liess denselben, nachdem er gleichmässig erwärmt war, sich in Luft von derselben Temperatur wie die der den Versuchsstab umgebenden Luft abkühlen. Aus den Beobachtungen der Temperatur des sich abkühlenden Stabes in oft aufeinander folgenden Zwischenräumen bestimmte er die Menge der Wärme, welche von den Seiten des Stabes entwich, wobei diese Wärme in Werthen der Wärmemenge gemessen wurde, die erforderlichlich war, um die Volumeneinheit der Stange um einen Grad zu erwärmen. Dieser Wärmeverlust hängt natürlich ab von der Temperatur des Stabes zu der betreffenden Zeit; eine Tabelle wurde construirt, welche für jede Temperatur den Wärmeverlust angab, den in einer Minute ein Längenabschnitt des Stabes gleich einem Fuss erlitt.

Bei dem Versuchsstab war nun die Temperatur eines jeden Theiles bekannt; es konnte also der Wärmeverlust irgend eines gegebenen Theiles der Stange mit Hülfe der Tafel gefunden werden. Um den Wärmestrom durch irgend einen Querschnitt zu bestimmen, mussten die Wärmeverluste für alle Theile jenseits dieses Querschnitts addirt werden. Nachdem dies geschehen, wurde das Leitungsvermögen des Stabes für die Temperatur des betreffenden Querschnitts bestimmt durch Vergleichung des Wärmestromes durch den Querschnitt mit dem Grad der Temperaturverminderung für den betreffenden Fuss, wie derselbe von der Temperaturcurve angegeben wurde.

¹⁾ Trans. Roy. Soc. Edinb. 1861—1862.

Principal Forbes fand, dass das Wärmeleitungsvermögen des Eisens abnimmt, wenn die Temperatur wächst.

Das so bestimmte Leitungsvermögen ist bestimmt in Werthen der Wärmemenge, welche nöthig ist, um die Volumeneinheit der betreffenden Substanz um einen Grad zu erwärmen. Wollen wir dasselbe in der gewöhnlichen Weise ausdrücken in Werthen der Wärmeeinheit, welche aus der Erwärmung des Wassers bei dessen grösster Dichtigkeit definnirt wird, so müssen wir unser Resultat mit der specifischen Wärme und der Dichtigkeit der Substanz multipliciren; denn die Wärmemenge, welche erforderlich ist um die Masseneinheit der Substanz um einen Grad zu erwärmen, ist die specifische Wärme der Substanz und die Anzahl der Masseneinheiten in der Volumeneinheit ist die Dichtigkeit der Substanz.

So lange wir uns mit Fragen beschäftigten, die sich auf die Diffusion der Wärme und die Temperaturwellen in einer einzelnen Substanz beziehen, ist die Grösse, von welcher die Erscheinungen abhängen, das thermometrische Leitungsvermögen, welches in aus der Substanz selbst genommenen Werthen ausgedrückt ist; haben wir aber zu thun mit der Wirkung des Wärmestromes auf andere Körper, wie z. B. bei Siedeplatten, Dampfcondensatoren etc., so müssen wir eine bestimmte Wärmeeinheit gebrauchen und in Werthen dieser das calorimetrische Leitungsvermögen ausdrücken. Professor Tyndall zeigte, dass die Temperaturwelle im Wismuth sich schneller fortpflanzt wie im Eisen, obgleich das Leitungsvermögen des Wismuths viel geringer wie das des Eisens ist. Der Grund hiervon ist der, dass die Wärmecapacität des Eisens viel grösser, wie die eines gleichen Volumens Wismuth ist.

Forbes war der Erste, welcher bemerkte, dass die Reihenfolge, in welcher die Metalle nach ihrem Wärmeleitungsvermögen geordnet einander folgen, nahezu dieselbe ist wie die Reihenfolge derselben nach ihrem elektrischen Leitungsvermögen geordnet. Diese Bemerkung ist für gewisse Metalle sehr wichtig; sie darf aber nicht zu weit ausgedehnt werden; denn es giebt Substanzen, welche vollkommene Nichtleiter der

Elektricität sind, während es unmöglich ist eine Substanz aufzufinden, welche Wärme nicht hindurchlässt.

Das elektrische Leitungsvermögen der Metalle nimmt mit steigender Temperatur ab. Das Wärmeleitungsvermögen des Eisens nimmt mit steigender Temperatur ebenfalls ab, aber in einem geringeren Grade.

Professor Tait hat den Satz einigermaßen begründet, dass das Wärmeleitungsvermögen der Metalle umgekehrt proportional der absoluten Temperatur derselben ist.

Das elektrische Leitungsvermögen der meisten nicht metallischen Substanzen und aller Elektrolyte und dielektrischen Körper wächst mit zunehmender Temperatur. Wir besitzen noch keine genügende Angaben um bestimmen zu können, ob dieses auch in Bezug auf das Wärmeleitungsvermögen dieser Substanzen der Fall ist. Nach der in Capitel XXII auseinandergesetzten Moleculartheorie wächst das Wärmeleitungsvermögen der Gase mit steigender Temperatur.

Ueber das Leitungsvermögen der Fluida.

Es ist sehr schwierig, das Wärmeleitungsvermögen der Fluida zu bestimmen, weil die Temperaturänderung, welche ja ein Theil der Erscheinung ist, auch die Dichtigkeit ändert; hieraus entstehen, wenn nicht die Flächen gleicher Temperatur horizontal und die oberen Schichten die wärmsten sind, Strömungen in dem Fluidum, welche die Erscheinung der wirklichen Leitung ganz verdecken.

Eine andere Schwierigkeit rührt von der Thatsache her, dass die meisten Fluida, im Vergleich mit festen Körpern, ein sehr geringes Leitungsvermögen besitzen. Daher sind oft die Wände des das Fluidum enthaltenden Gefässes der Hauptcanal für die Fortleitung der Wärme.

Bei den gasförmigen Fluida wird die Schwierigkeit noch vergrößert durch die grössere Beweglichkeit der Theile derselben und die grosse Dichtigkeitsänderung bei einem Temperaturwechsel. Ihr Leitungsvermögen ist ausserordentlich

gering und ausserdem ist die Masse des Gases im Allgemeinen klein im Vergleich zur Masse des Gefässes, welches das Gas enthält. Ausser diesem hat der Einfluss der directen Strahlung von der Wärmequelle auf das Thermometer durch das Gas hindurch eine erwärmende Wirkung, welche in manchen Fällen ganz die Wirkung der wirklichen Leitung maskiren kann. Aus allen diesen Gründen ist die Bestimmung des Wärmeleitungsvermögens eines Gases eine Untersuchung von ausserordentlichen Schwierigkeiten. (Siehe Anhang).

Anwendungen der Theorie.

Das bedeutende Wärmeleitungsvermögen der Metalle, speciell von Kupfer, giebt uns die Mittel an die Hand, viele Wärmewirkungen in einer zweckmässigen Weise hervorzurufen. Zum Beispiel kann, um einen Körper mit Hülfe einer in einiger Entfernung von ihm befindlichen Wärmequelle auf einer hohen Temperatur zu erhalten, eine dicke Kupferstange gebraucht werden, um die Wärme von ihrer Quelle zu dem zu erwärmenden Körper zu führen. Wenn man die Luft in einem Zimmer mittelst einer heissen Röhre von kleinen Dimensionen erwärmen will, so kann die Wirkung sehr verstärkt werden, wenn man Kupferplatten an die Röhre hängt. Dieselben werden durch Leitung warm und geben der Luft eine grosse erwärmende Oberfläche.

Um in allen Theilen eines Körpers genau dieselbe Temperatur zu erhalten, wird derselbe mit Vortheil in ein von dickem Kupferblech gebildetes Gefäss gebracht. Ist die Temperatur ausserhalb dieses Gefässes nicht ganz gleichmässig, so wird irgend ein Temperaturunterschied zwischen zwei verschiedenen Theilen der äusseren Fläche einen solchen Wärmestrom in der Kupfersubstanz hervorrufen, dass die Temperatur der inneren Fläche sehr nahezu überall dieselbe sein wird. Um das Gefäss, wie es oft nothwendig ist, mittelst einer Flamme auf einer gleichförmigen hohen Temperatur zu erhalten, wird es in einem grösseren Kupfergefäss so durch Schnüre

aufgehangen oder durch Stützen unterstützt, dass von der äusseren nach der inneren Wand sehr wenig Wärme durch directe Leitung übergehen kann. Daher haben wir zunächst eine äussere, sehr gut leitende Kupferhülle; sodann eine schlecht leitende Lufthülle, welche indess die Temperatur durch Fortführung auszugleichen bestrebt ist; darauf eine zweite sehr gut leitende Kupferhülle und schliesslich den inneren Raum. Die ganze Anordnung erleichtert den Wärmefluss parallel den Wänden der Gefässe und erschwert den Abfluss senkrecht zu den Wänden. Temperaturschwankungen im Innern des Gefässes können aber nur von dem Uebergang der Wärme von aussen nach innen oder in der entgegengesetzten Richtung stammen; der Wärmestrom längs der aufeinander folgenden Hüllen strebt nur darnach, die Temperatur auszugleichen. Daher kann durch die Anordnung von mehreren aufeinander folgenden Hüllen, die abwechselnd sehr gut und schlecht leiten, eine beinahe vollkommene Gleichförmigkeit der Temperatur im Innern des inneren Gefässes erhalten werden, selbst wenn dem Aussengefäss die Wärme nur an einem Punkte zugeführt wird. Ist der schlechte Leiter ein Fluidum, so wird dieser Zweck noch besser erreicht.

Eine solche Anordnung wurde von Fizeau in seinen Untersuchungen über die Ausdehnung der Körper durch Wärme gebraucht.

Neunzehntes Capitel.

Ueber die Diffusion der Fluida.

Es giebt viele Flüssigkeiten, welche gemischt bleiben, wenn sie einmal durch Durcheinanderrühren mit einander vermengt sind, und sich, obgleich ihre Dichtigkeiten verschieden sind, nicht von einander trennen, wie dieses im Gegensatz dazu bei Oel und Wasser geschieht. Werden Flüssigkeiten, welche sich dauernd mischen lassen, mit einander in Berührung gebracht, so geht der Process der Mischung langsam und schrittweise vor sich und dauert so lange an, bis die Zusammensetzung der Mischung überall dieselbe ist.

Haben wir etwa eine concentrirte Lösung irgend eines Salzes in den unteren Theil eines langen Glasgefäßes gebracht, so können wir zunächst, indem wir Wasser in einem leichten Strahl auf ein kleines hölzernes Brettchen giessen, das Gefäß mit Wasser auffüllen ohne die Lösung zu stören. Der Process der Diffusion wird dann zwischen dem Wasser und der Lösung beginnen und wird Wochen und Monate andauern, je nach der Natur des Salzes und der Höhe des Gefäßes.

Ist die Salzlösung stark gefärbt, wie bei schwefelsaurem Kupfer oder doppelchromsaurem Kali etc., so können wir den Diffusionsprocess verfolgen an dem schrittweisen Aufsteigen der Farbe in dem oberen Theil des Gefäßes und dem Ablassen

der Farbe in dem unteren Theil. Eine genauere Methode ist die von Sir William Thomson benutzte. Derselbe legte in das Gefäß eine Anzahl von Glaskügelchen, deren specifische Gewichte zwischen dem der Lösung und dem des Wassers lagen. Zunächst schwammen die Kügelchen alle auf der Grenzfläche zwischen den zwei Flüssigkeiten. Beim Beginn der Diffusion trennten sie sich von einander und gaben durch ihre Lage das specifische Gewicht der Mischung in verschiedenen Tiefen an. Es ist nothwendig, aus beiden Flüssigkeiten durch Kochen (vor Beginn dieses Versuches) die Luft sehr sorgfältig auszutreiben. Ist dieses nicht geschehen, so scheidet sich während des Versuches die Luft aus den Flüssigkeiten aus, setzt sich in Form von kleinen Bläschen an die Kügelchen an, so dass diese nicht mehr das wahre specifische Gewicht der Flüssigkeit, in welcher sie schwimmen, angeben. Um die Concentration der Lösung in den einzelnen Punkten, welche durch die einzelnen Kügelchen angegeben werden, zu bestimmen, brauchen wir nur die Salzmenge zu messen, welche einer bekannten Menge von reinem Wasser hinzugefügt werden muss, damit das Kügelchen in dieser Mischung zum Schwimmen gebracht wird.

Voit hat den Diffusionsprocess einer Zuckerlösung beobachtet, indem er einen Strahl von ebenem polarisirten Licht in verschiedenen Tiefen horizontal durch die Flüssigkeit schickte. Die Zuckerlösung dreht die Polarisationssebene um einen gewissen Winkel; aus diesem Winkel kann der Procentgehalt an Zucker in jeder Schicht der Flüssigkeit bestimmt werden ohne das Gefäß selbst zu berühren.

Es giebt manche Paare von Flüssigkeiten, die nicht ineinander diffundiren; es giebt andere Paare, bei welchen die Diffusion, nachdem sie einige Zeit lang andauert hat, aufhört, sobald ein gewisser kleiner Theil der schweren Flüssigkeit mit der leichteren sich gemischt hat und andererseits ein kleiner Theil der leichteren mit der schwereren.

Bei den Gasen existirt indessen eine solche Begrenzung nicht. Jedes Gas diffundirt in jedes andere Gas, so dass es, wie verschieden auch die specifischen Gewichte der beiden

Gase sein mögen, unmöglich ist, dieselben vor einer Mischung zu bewahren, sofern sie sich in demselben Gefäss befinden, selbst wenn das dichtere Gas unter das dünnere gebracht ist.

Die Diffusion der Gase wurde zuerst von Priestley bemerkt. Die Gesetze dieser Erscheinung wurden zuerst von Graham aufgesucht. Das Verhältniss, in welchem die Diffusion irgend einer Substanz vorschreitet, ist stets proportional dem Verhältniss der Aenderung der Menge dieser Substanz in dem Fluidum, wenn wir dieses Verhältniss längs der Linie, in welcher die Diffusion stattfindet, aufsuchen. Jede Substanz in dem Gemisch fliesst von Stellen, wo sie sich in grösserer Menge befindet, nach Stellen, wo sie weniger reichlich vorhanden ist.

Das Gesetz der Diffusion der Materie hat daher genau dieselbe Form wie das der Diffusion der Wärme durch Leitung. Wir können also Alles, was wir über die Leitung der Wärme wissen, dazu benutzen, uns bei dem Verständniss der Erscheinungen der Diffusion der Materie behülflich zu sein.

Um unsere Ideen zu fixiren, wollen wir annehmen, das Fluidum sei in einem Gefäss mit verticalen Seiten enthalten; wir wollen dann eine horizontale Schicht des Fluidums von der Dicke c betrachten. Die Zusammensetzung des Fluidums an der oberen Fläche dieser Schicht werde mit A bezeichnet, die des Fluidums an der unteren Fläche der Schicht mit B .

Die Wirkung der Diffusion, welche in der Schicht vor sich geht, ist dieselbe, als ob ein gewisses Volumen des Fluidums von der Zusammensetzung A nach unten durch die Schicht hindurch gegangen wäre, während ein gleiches Volumen Fluidum von der Zusammensetzung B in derselben Zeit nach oben durch die Schicht sich hindurch bewegt.

d sei die Dicke der Schicht, welche jedes dieser zwei gleichen Fluidavolumina in dem Gefäss einnehmen würde. Es ist d offenbar proportional:

1. Der Zeit der Diffusion.
2. Umgekehrt der Dicke der Schicht, durch welche die Diffusion erfolgt.
3. Einem Coefficienten, der abhängt von der Natur der

diffundirenden Substanzen. Ist also t die Zeit der Diffusion und k der Diffusionscoefficient, so ist:

$$d = k \frac{t}{c} \text{ oder: } k = \frac{cd}{t}.$$

Wir finden daher, dass die Dimensionen von k , des Diffusionscoefficienten, gleich sind dem Quadrat einer Länge, dividirt durch eine Zeit.

Daher ändert sich in dem Versuche mit dem Glasgefäss der verticale Abstand zwischen Schichten von entsprechender Dichtigkeit, welche durch die in den einzelnen Schichten schwimmenden Kügelchen angegeben werden, wie die Quadratwurzel der von Beginn der Diffusion gerechneten Zeit.

Wenn die Mischung von zwei Flüssigkeiten oder Gasen durch Schütteln oder Umrühren rascher erzielt wird, so ist die einzige Wirkung der mechanischen Störung die, dass dadurch der Flächeninhalt der Flächen, durch welche hindurch Diffusion stattfindet, vergrössert wird. Anstatt dass die Trennungsfläche eine einzelne horizontale Ebene ist, wird dieselbe eine Fläche von vielen Schalen und von grosser Ausdehnung. Um eine vollkommene Mischung zu erzielen braucht die Diffusion sich nur über den Abstand zwischen den aufeinanderfolgenden Schalen dieser Fläche auszudehnen anstatt wie sonst über die halbe Tiefe des Gefässes.

Da die zur Diffusion erforderliche Zeit sich wie das Quadrat des Weges, durch welchen die Diffusion vor sich geht, ändert, ist es leicht einzusehen, dass durch Durchrühren der Lösung in dem Gefässe mit dem Wasser über derselben in wenigen Secunden eine vollständige Mischung erreicht werden kann, welche Monate gebraucht hätte, wenn das Gefäss ungestört geblieben wäre. Dass die durch Umrühren hervorgerufene Mischung nicht momentan erfolgt, kann man leicht aus der Beobachtung erkennen, dass während der Operation das Fluidum ganz mit Streifen durchzogen erscheint, welche dasselbe undurchsichtig machen. Diese Erscheinung rührt von der Verschiedenheit der Brechungscoefficienten der verschiedenen Theile der Mischung her, welche durch Umrühren nahe an-

einander gebracht wurden. Die Trennungsflächen sind so gekrümmt und in einander geschachtelt dass die ganze Masse ein wolliges Aussehen hat, denn kein Lichtstrahl kann austreten, ohne sehr häufig von seinem Wege abgelenkt zu sein.

Dieselbe Erscheinung kann beobachtet werden, wenn wir heisses Wasser mit kaltem mischen und selbst, wenn sehr heisse Luft mit kalter Luft gemischt wird. Dies beweist, dass das, was wir Ausgleichung der Temperatur durch Fortführungsströme nennen, in Wirklichkeit erfolgt durch Leitung zwischen Theilen der Substanz, die durch die Strömungen einander nahe gebracht werden.

Verfolgen wir den Diffusionsprocess mit unseren stärksten Mikroskopen, so können wir der Bewegung eines einzelnen Theilchens der Fluida nicht folgen. Wir können keine Stelle finden, an welcher die untere Flüssigkeit aufsteigt oder eine andere, an welcher die obere Flüssigkeit heruntersinkt. Es sind für uns keine Strömungen sichtbar; die Bewegung der materiellen Theile geht ebenso unmerkbar vor sich, wie die Leitung der Wärme oder Elektrizität. Daher muss die Bewegung, welche die Diffusion hervorruft, von den Bewegungen der Fluida, welche wir mit Hülfe von schwimmenden Stäubchen verfolgen können, unterschieden werden. Jene muss als eine Bewegung der Fluida nicht in ihrer ganzen Masse, sondern in ihren einzelnen Molecülen beschrieben werden.

Wir haben bis jetzt noch keine Notiz von Moleculartheorien genommen, weil wir einen Unterschied machen wollten zwischen dem Theil unserer Aufgabe, der nur beruht auf den allgemeinen Sätzen der Dynamik in ihrer Verbindung mit den Beobachtungen über die Eigenschaften der Körper und dem Theil, welcher danach strebt, zu einer Erklärung dieser Eigenschaften zu kommen dadurch, dass man ausserordentlich kleinen Theilen der Materie, welche bis jetzt uns unsichtbar sind, bestimmte Bewegungen beilegt.

Die Bezeichnung der Diffusion als eine Molecularbewegung wollen wir rechtfertigen, wenn wir zur Behandlung der Molecularwissenschaft kommen. Gegenwärtig wollen wir den Ausdruck: „Molecularbewegung“ nur als eine zweckmässige

Art annehmen, die Fortbewegung eines Fluidums zu bezeichnen, wenn die Bewegung unterscheidbarer Theile des Fluidums nicht direct beobachtet werden kann.

Graham beobachtete, dass die Diffusion sowohl von Flüssigkeiten als von Gasen durch poröse feste Körper, wie etwa Gips und gepresste Bleiasche, beinahe in demselben Grade vor sich geht, wie wenn kein solcher Körper eingeschoben ist; und dieses sogar, wenn der trennende feste Körper ausgedehnt genug ist um alle gewöhnlichen Strömungen aufzuhalten und selbst beträchtliche Druckunterschiede auf seinen beiden Seiten aushalten kann.

Indem er den Umstand benutzte, dass verschiedenartige Flüssigkeiten und Gase durch solche Substanzen mit verschiedenen Geschwindigkeiten hindurchgehen, konnte er sehr wichtige Analysen ausführen und zu neuen Gesichtspunkten über die Constitution verschiedener Körper kommen.

Es giebt aber auch eine andere Classe von Fällen, in welchen eine Flüssigkeit oder ein Gas durch ein Diaphragma hindurchgeht, welches im gewöhnlichen Sinne nicht porös ist. Z. B. entweicht Kohlensäure, die in einer Seifenblase eingeschlossen ist, allmählig aus derselben. Die Flüssigkeit absorbiert das Gas an ihrer inneren Oberfläche, wo dasselbe die grösste Dichtigkeit hat; an der Aussenfläche, wo die Dichtigkeit der Kohlensäure geringer ist, diffundiert das Gas in die Atmosphäre. Während des Durchganges des Gases durch die Haut der Blase befindet sich dasselbe im Zustande der Lösung in Wasser. Man hat ebenso gefunden, dass Wasserstoff und andere Gase durch eine Schicht von Kautschuk hindurchgehen können. Die Verhältnisse, nach welchen verschiedene Gase durch diese Substanzen gehen, sind verschieden von den Verhältnissen, in welchen dieselben durch poröse Präpfe hindurchgehen. Graham zeigte, dass die chemischen Beziehungen zwischen den Gasen und dem Kautschuk diese Verhältnisse bestimmen und dass die Bewegung nicht durch Poren im gewöhnlichen Sinne stattfinden kann.

Nach Graham's Theorie ist Kautschuk eine Colloidsubstanz — das ist eine Substanz, welche sich vorübergehend

in sehr lockerer Weise mit verschiedenen Mengen einer anderen Substanz verbindet, wie etwa Leim mit verschiedenen Mengen von Wasser eine Gallerte bildet. Eine andere Classe von Substanzen, welche Graham Krystalloide nennt, unterscheidet sich von jener dadurch, dass diese Substanzen stets eine bestimmte Zusammensetzung haben und nicht solche zeitweise Verbindungen zulassen. Wenn eine Colloidsubstanz in verschiedenen Theilen ihrer Masse verschiedene Mengen von Wasser, Alkohol oder Lösungen von krystalloidschen Körpern hat, so tritt eine Diffusion durch die Colloidsubstanz ein, obgleich kein Theil derselben im flüssigen Zustande nachgewiesen werden kann.

Andererseits kann eine Lösung einer Colloidsubstanz meistens nicht durch einen porösen festen Körper oder durch eine andere Colloidsubstanz hindurch diffundiren. Bringt man daher eine Lösung von Gummi in salzhaltigem Wasser in Berührung mit einer festen Gallerte von alkoholhaltiger Gelatine, so diffundiren Salz und Wasser in die Gelatine; ferner diffundirt Alkohol in den Gummi. Eine Mischung von Gummi und Gelatine findet aber nicht statt.

Das Verhalten gewisser Metalle zu einigen Gasen erklärte Graham durch diese Theorie. Zum Beispiel kann Wasserstoff bei einer hohen Temperatur durch Eisen und Palladium hindurchgeschickt werden, Kohlensäure kann man durch Eisen gehen lassen. Die Gase bilden Colloidverbindungen mit den Metallen und diffundiren daher durch dieselben gerade wie Wasser durch eine Gallerte diffundirt.

Graham machte viele Bestimmungen über das relative Diffusionsvermögen verschiedener Salze. Genaue Bestimmungen der Diffusionscoefficienten von Flüssigkeiten und Gasen sind sehr erwünscht, weil dieselben wichtige Daten für die Moleculartheorie dieser Körper geben. Die werthvollsten Bestimmungen dieser Art sind die des Diffusionscoefficienten für Paare von einfachen Gasen, welche Prof. J. Loschmidt ¹⁾ in Wien gemacht hat.

¹⁾ Experimental-Untersuchungen über die Diffusion von Gasen ohne poröse Scheidewände. Sitzb. d. k. Akad. d. Wissensch. Bd. 61 (März und Juli 1870). (Siehe Anhang).

Er hat für zehn Paare der wichtigsten Gase die Diffusionscoefficienten in Quadratmeter per Stunde bestimmt. Wir werden diese Resultate berücksichtigen, wenn wir zur Moleculartheorie der Gase kommen.

Zwanzigstes Capitel.

Capillarität.

Wir haben bis dahin die Energie eines Körpers nur in ihrer Abhängigkeit von der Temperatur und dem Volumen behandelt. Die ganze Energie der Gase und der wichtigste Theil der Energie der Flüssigkeiten kann auf diese Weise ausgedrückt werden; aber ein sehr wichtiger Theil der Energie eines festen Körpers kann ebenso gut wie vom Volumen auch von der Form abhängen, in welche man die Energie bringt. Wir werden auf diesen Gegenstand bei der Behandlung der Elasticität und Zähigkeit zurückkommen; wir wollen augenblicklich dagegen den Theil der Energie einer Flüssigkeit betrachten, welcher von der Natur und der Ausdehnung der Oberfläche jener abhängt.

In vielen Fällen diffundiren zwei Substanzen, welche miteinander in Berührung gebracht werden, nicht; versuchen wir sie zu mischen, so trennen sie sich von einander, wenn sie sich selbst überlassen bleiben. Mischen wir Alkohol und Wasser, so diffundiren die Flüssigkeiten in einander. Versuchen wir nun Oel mit dem Alkohol und Wasser zu mischen, so scheiden sich die beiden Flüssigkeiten von einander aus; bei dieser Trennung wird eine Kraft ins Spiel gebracht, hinreichend, um beträchtliche Massen der Fluida in Bewegung zu setzen, vor-

züglich wenn, wie in Plateau's Versuchen, die Mischung von Alkohol und Wasser dieselbe Dichtigkeit wie das Oel hat.

Die zur Hervorbringung dieser Bewegungen nothwendige Arbeit muss aus dem System selbst kommen, da durch ein äusseres Agens auf dasselbe keine Arbeit ausgeübt wird.

Das System der beiden Fluida muss daher, wenn die beiden Fluida gemischt sind, mehr Energie besitzen, als wenn dieselben getrennt sind.

Der einzige Unterschied zwischen diesen beiden Zuständen ist nun aber ein Unterschied der Anordnung. Eine grössere Anzahl von Theilen der beiden Fluida befindet sich nahe an der Trennungsfläche beider, wenn die Fluida gemischt, als wenn dieselben getrennt sind.

Wir schliessen daraus, dass die Energie eines Theilchens von jedem der beiden Fluida grösser ist, wenn dasselbe nahe an der Oberfläche des Fluidums ist, als wenn es sich in einer grösseren Entfernung von dieser Oberfläche befindet. Wahrscheinlich ist dieser Zuwachs an Energie nur in einer Entfernung von ein Tausendstel eines Millimeters, oder noch weniger, von der Oberfläche merkbar.

Eine Wirkung hiervon ist die, dass die Theile nahe an der Oberfläche nach innen nach der Masse ihres eigenen Fluidums gezogen werden; da diese Kraft aber auf alle Theile der Oberfläche gleichmässig wirkt, so wird sie nur den inneren Druck um eine constante Grösse vergrössern; keine sichtbare Wirkung tritt ein.

Wir können die ganze Energie des Systems von zwei Fluida berechnen, wenn wir die Anordnung derselben kennen. Jedes Fluidum nimmt dasselbe Gesamtvolumen ein, in welcher Weise es auch irgendwo eingeordnet ist. Wäre die Energie jedes Theilchens ausserdem ebenfalls dieselbe, so würde die Gesamtenergie nicht von der Anordnung abhängen.

Da aber die Theilchen in einer sehr dünnen Schicht nahe an der Trennungsfläche eine grössere Energie wie die im Innern des Fluidums haben, so ist der diesem Umstande zu ver-

dankende Ueberschuss an Energie proportional dem ganzen Inhalt der Trennungsfläche.

Daher setzt sich die Energie des Systems aus zwei Theilen zusammen: der erste hängt ab von der Temperatur, Volumen etc. der Fluida und ist unabhängig von der Form der Oberfläche. Der zweite ist proportional der Grösse der Trennungsfläche der beiden Fluida.

Von diesem zweiten Theil der Energie hängen die Erscheinungen der sogenannten Capillarattraction ab.

Bei einer Seifenblase ist die Energie um so grösser, je grösser die der Luft ausgesetzte Oberfläche ist. Der Betrag dieser Energie ist für eine Seifenblase bei gewöhnlicher Temperatur nach Plateau ungefähr 5·6 Grammmeter für das Quadratmeter in Gravitationseinheiten. Dies ist also der Betrag der Arbeit, die erforderlich ist, um eine Seifenblase von ein Quadratmeter Oberfläche aufzublasen. Hat die Seifenblase zwei der Luft ausgesetzte Oberflächen, so ist die Energie einer jeder dieser Flächen nur 2·8 Grammmeter für das Quadratmeter.

Wir wollen diese Energie die Oberflächenenergie der Seifenblase nennen. Sie wird gemessen durch die Energie in der Flächeneinheit. Ihre Dimensionen im dynamischen Maasse gemessen sind daher:

$$\frac{\text{Energie}}{\text{Fläche}} = \frac{L^2 M}{T^2} \frac{1}{L^2} = \frac{M}{T^2};$$

sie ist also von einer Dimension in Bezug auf die Masse, und umgekehrt proportional zwei Dimensionen in Bezug auf die Zeit; unabhängig aber von der Längeneinheit. Die Oberflächenenergie hängt von der Natur beider Medien ab, deren Grenze die Fläche ist. Diese Medien müssen der Art sein, dass sie sich nicht mischen, weil sonst Diffusion eintritt und die Trennungsfläche unbestimmt wird. Es giebt andererseits einen Coefficienten der Oberflächenenergie für jede Fläche, welche zwei sich nicht mischende Flüssigkeiten trennt oder eine Flüssigkeit und ein Gas oder eine Flüssigkeit und deren eigenen Dampf; ebenso für die Fläche, welche eine Flüssigkeit und einen festen Körper trennt, gleichgültig ob jene den festen Körper auflöst oder nicht. Es existirt gleich-

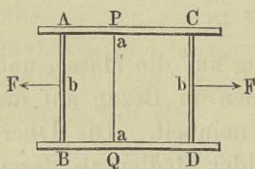
falls ein Coefficient der Oberflächenenergie für die ein Gas und einen festen Körper, oder zwei feste Körper trennende Fläche; dagegen können zwei Gase, welche ja stets in einander diffundiren, keine Trennungsfläche haben.

Oberflächenspannung.

Wenn die Grösse der Oberfläche auf irgend eine Weise vergrössert wird, so muss Arbeit geleistet werden; kann die Oberfläche sich zusammenziehen, so thut sie Arbeit gegen andere Körper. Sie wirkt also gerade wie eine gespannte Kautschukmembran und übt eine Spannung derselben Art aus. Der einzige Unterschied ist der, dass die Spannung in der Kautschukmembran von der Grösse der Dehnung abhängt und in einer Richtung grösser als in einer dazu senkrechten Richtung sein kann, wogegen die Spannung in der Seifenblase, wie weit auch die Haut ausgedehnt wird, dieselbe und weiter in jedem Punkte nach allen Richtungen gleich ist.

Ziehen wir eine gerade Linie PQ quer über die Oberfläche $ABDC$; ist dann die ganze Spannung der Oberfläche quer gegen die Linie PQ gleich F , so wird die Oberflächenspannung gemessen durch die Spannung quer gegen die Längeneinheit der Linie PQ ; da F die Spannung gegen die ganze Linie ist, so ist, wenn T die Oberflächenspannung gegen die Längeneinheit bedeutet:

Fig. 39.



$F = T \cdot PQ$.

Wir wollen jetzt voraussetzen, dass die Linien AB und CD ursprünglich in Berührung mit einander waren, und dass dann die Fläche $ABDC$ dadurch entstanden ist, dass CD durch Wirkung der Kraft T von AB weggezogen wurde.

Wenn wir z. B. annehmen, es seien AB und CD mit Seifenlauge angefeuchtete Stäbe, die zwischen die beiden pa-

rallenen Stäben AC und BD gestellt und dann von einander gezogen werden, so wird sich die Seifenhaut $ABDC$ bilden. Ist S die Oberflächenenergie der Haut für die Flächeneinheit, so ist die bei dem Auseinanderziehen geleistete Arbeit: $S.AB.AC$. Da aber andererseits F die Kraft ist, welche nothwendig war um AB von CD zu entfernen, so kann dieselbe Arbeit auch anders geschrieben werden, als: $F.AC$. Nehmen wir für F den Werth dieser Kraft in Ausdrücken von T , und setzen die beiden Ausdrücke für die Arbeit einander gleich, so erhalten wir:

$$\begin{aligned} S.AB.AC &= T.PQ.AC \text{ oder:} \\ &= T.AB.AC. \end{aligned}$$

Also:

$$S = T.$$

Der numerische Werth der Oberflächenenergie für die Flächeneinheit ist gleich dem Werth der Oberflächenspannung für die Längeneinheit. Diese Grösse wird gewöhnlich der Capillaritätscoefficient genannt, weil dieselbe zuerst bei dem Aufsteigen von Flüssigkeiten in capillaren Röhren in Betracht gezogen wurde. Letztere Röhren haben ihren Namen von der Kleinheit ihrer Oeffnung, welche nur ein Haar (capilla) durchlässt. Ich habe die Ausdrücke „Oberflächenenergie“ und „Oberflächenspannung“ gebraucht, weil ich glaube, dass dieselben mehr dazu behülflich sind, unsere Aufmerksamkeit auf das wirkliche Wesen der Thatfachen zu richten und die verschiedenen Erscheinungen an der Oberfläche von Flüssigkeiten zu verstehen, als ein rein technischer Name, der schon viel Schaden angerichtet hat, wenn er ohne richtiges Verständniss gebraucht wurde. Wenn Jemand aus diesem Werke oder auf andere Weise eine klare Vorstellung von den „Capillarattraction und Capillarität“ genannten Erscheinungen bekommen hat, so kann er diese Worte frei gebrauchen. Die Theorie, welche wir aufstellen, unterscheidet sich nicht wesentlich von der ursprünglich von Laplace gegebenen, wenn wir auch durch den Gebrauch der Idee der Oberflächenspannung einige mathematische Operationen vermeiden, welche

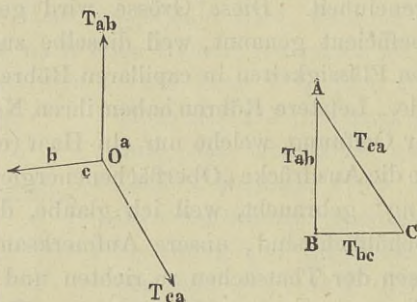
sonst erforderlich sind, um die Erscheinungen aus der Hypothese der Molecularanziehung abzuleiten.

Wir wollen nun voraussetzen, dass die Oberflächenspannung bekannt ist für die Flächen, welche je ein Paar von Medien, mit denen wir zu thun haben, trennen. Wir können etwa T_{ab} die Oberflächenspannung der Fläche nennen, welche das Medium a von dem Medium b trennt.

Es seien drei Fluida a, b, c vorhanden. Die Trennungsfläche zwischen a und b schneide die Trennungsfläche zwischen b und c längs einer Linie von beliebiger Form, aber continuirlicher Krümmung. Es sei O ein Punkt in dieser Linie, die Ebene des Papiers sei ein Schnitt senkrecht zu der genannten Linie.

Die drei Spannungen T_{ab} , T_{bc} , und T_{ca} müssen längs dieser Linie im Gleichgewicht sein; da wir diese Spannungen kennen, so können wir leicht die Winkel bestimmen, welche dieselben

Fig. 40.



mit einander machen. In der That construiren wir ein Dreieck ABC , dessen Seiten proportional diesen Spannungen sind, so sind die Aussenwinkel dieses Dreiecks gleich den Winkeln, welche die drei Trennungsflächen in ihrer Durchschnittslinie mit einander machen.

Sind ABC die Winkel der körperlichen Ecke, gebildet von den drei Medien, so folgt aus der Trigonometrie:

$$\frac{T_{bc}}{\sin A} = \frac{T_{ca}}{\sin B} = \frac{T_{ab}}{\sin C}$$

Es ergibt sich hieraus, dass, wo auch immer die drei Fluida in Berührung und in Gleichgewicht mit einander stehen, die Winkel zwischen ihren Trennungsflächen nur von den Werthen der Oberflächenspannungen dieser drei Flächen abhängen und daher für dieselben drei Fluida immer dieselben sind.

Es ist indessen nicht immer möglich, aus drei gegebenen Seiten ein Dreieck zu construiren. Ist eine der Linien grösser wie die Summe der beiden anderen, so kann man daraus kein Dreieck bilden. Aus demselben Grunde können die drei Fluida, wenn eine der drei Oberflächenspannungen grösser wie die Summen der beiden anderen ist, bei Berührung nicht mit einander im Gleichgewicht bestehen.

Ist z. B. die Oberflächenspannung der Luft von Wasser trennenden Fläche grösser als die Summe der Spannungen der die Luft und Oel sowie das Oel und Wasser trennenden Flächen, dann kann ein Oeltropfen auf der Oberfläche des Wassers nicht im Gleichgewichte sich befinden. Das spitze Stück, welches der Tropfen dort bildet, wo das Oel mit Luft und Wasser zugleich in Berührung steht, wird flacher und flacher; selbst wenn das Oel auf eine ausserordentlich dünne Spitze reducirt ist, übersteigt noch die Spannung der freien Wasseroberfläche, die Spannungen der zwei Oberflächen des Oels, so dass der Oeltropfen, immer flacher werdend auseinandergezogen wird, bis das Oel einen grossen Theil der Wasserfläche bedeckt. In Wirklichkeit dauert dieser Process so lange an, bis das Oel so dünn geworden ist, und in seinem Querschnitt eine so geringe Anzahl von Moleculen enthält, dass es nicht mehr die Eigenschaften einer Flüssigkeitsmasse besitzt.

Befindet sich ein fester Körper in Berührung mit zwei Fluida, so wird, wenn die Spannung der Trennungsfläche zwischen dem festen Körper und dem ersten Fluidum die Summe der Spannungen der beiden anderen Trennungsflächen übersteigt, das erste Fluidum sich selbst in einen Tropfen zusammenziehen, während das zweite sich über die Oberfläche ausbreitet. Ist eins der beiden Fluida Luft, das andere eine Flüssigkeit, so wird die Flüssigkeit, wenn sie dem eben erwähnten ersten Fluidum entspricht, in Tropfen auf der Ober-

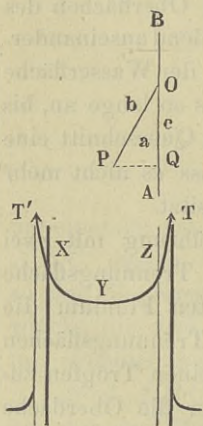
fläche des festen Körpers liegen, ohne den letzteren zu benetzen; entspricht dagegen die Flüssigkeit dem zweiten der vorher genannten Fluida, so wird sie sich über die Oberfläche ausbreiten und dieselbe benetzen.

Ist die Spannung der die beiden Fluida trennenden Fläche grösser, wie die Differenz der Spannungen der Trennungsflächen zwischen den Fluida und dem festen Körper, so ist die Trennungsfläche der beiden Fluida unter einem bestimmten Winkel geneigt gegen die Oberfläche des festen Körpers. Um den Berührungswinkel POQ zu finden, müssen wir daher, wenn a und b die beiden Fluida, und c der feste Körper ist, $PO = T_{ab}$ und $OQ = T_{bc} - T_{ac}$ machen. Dieser Winkel wird der Capillarwinkel genannt.

Ueber das Ansteigen einer Flüssigkeit in einer Röhre.

Es sei a eine Flüssigkeit in einer Röhre vom Radius r und von der Substanz c . Das Fluidum b sei Luft oder irgend ein anderes Fluidum. Es sei α der Capillarwinkel. Der Umfang

Fig. 41.



der Röhre ist $2\pi r$. Rund um diesen Umfang herum ist eine Spannung T_{ab} , welche unter einem Winkel α gegen die Verticale wirkt; daher ist die ganze verticale Kraft:

$$2\pi r T_{ab} \cos \alpha.$$

Hebt diese Kraft die Flüssigkeit auf eine Höhe h , so ist bei Vernachlässigung des Gewichtes der Wände des ausgehöhlten Theiles XYZ das Gewicht des getragenen Fluidums:

$$\pi \rho g r^2 h.$$

Setzen wir die hebende Kraft gleich dem Gewicht, welches von derselben gehoben wird, so finden wir:

$$h = 2 \frac{T_{ab} \cos \alpha}{\rho g r}.$$

Es ist demnach die Höhe, bis zu welcher das Fluidum gehoben wird, umgekehrt proportional dem Radius der Röhre.

Eine Flüssigkeit wird auf gleiche Weise emporgezogen in den Raum zwischen zwei parallelen Platten, die um die Grösse d von einander abstehen. Es stelle Fig. 42 einen Schnitt der Flüssigkeitsschicht dar, deren horizontale Breite l ist. Die Oberflächenspannung der Flüssigkeit in der Linie, welche die feuchten und trockenen Theile jeder Platte trennt, ist Tl ; diese Kraft ist unter einem Winkel α zur Verticalen gerichtet. Die ganze von der Oberflächenspannung herrührende Kraft, mit welcher die Flüssigkeit emporgehoben wird, ist:

$$2 Tl \cos \alpha.$$

Das Gewicht der gehobenen Flüssigkeit ist:

$$\rho g h l d.$$

Setzen wir wieder die Kraft gleich dem gehobenen Gewicht, so finden wir:

$$h = 2 \frac{T \cos \alpha}{\rho g d}.$$

Dieser Ausdruck unterscheidet sich von dem für die Höhe in einem cylindrischen Rohr nur durch die Einführung von d , dem Abstände zwischen den parallelen Platten, an Stelle von r , dem Radius der Röhre. Daher ist die Höhe, bis zu welcher eine Flüssigkeit zwischen zwei Platten emporsteigt, gleich der Höhe, bis zu welcher die Flüssigkeit in einer Röhre emporsteigt, deren Radius gleich dem Abstand zwischen den Platten oder deren Durchmesser gleich dem Doppelten dieses Abstandes ist.

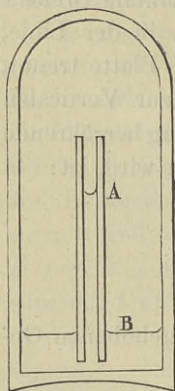
Eine bemerkenswerthe Anwendung der Principien der Thermodynamik auf die Erscheinungen der Capillarität ist kürzlich von Sir W. Thomson gemacht worden ¹⁾. Eine enge Röhre sei in eine Flüssigkeit gestellt; das Ganze werde dann in ein Gefäss gebracht, aus dem die Luft ausgepumpt worden ist, so dass der ganze Raum über der Flüssigkeit mit nichts Anderem als mit dem Dampf derselben angefüllt ist.

Der permanente Stand der Flüssigkeit sei in der engen

¹⁾ Proceedings of the Royal Society of Edinburgh, Feb. 7, 1870.

Röhre bei *A*, in dem Gefässe bei *B*; die Temperatur sei im ganzen Apparate überall dieselbe.

Fig. 42.



Es herrsche ein Gleichgewichtszustand zwischen der Flüssigkeit und ihrem Dampfe sowohl bei *A*, wie bei *B*. Sonst würde Verdampfung oder Condensation eintreten und es würde kein permanenter Zustand vorhanden sein.

Der Druck des Dampfes bei *B* übersteigt den Dampfdruck bei *A* um den Druck, welchen eine Dampfsäule von der Höhe *AB* durch ihr Gewicht ausübt.

Es folgt daraus, dass der Dampf mit der Flüssigkeit im Gleichgewicht steht bei einem niedrigeren Drucke, wenn die Oberfläche der Flüssigkeit wie bei *A* concav ist, als wenn dieselbe wie bei *B* eben ist.

Das untere Ende der Röhre werde nun geschlossen und dann etwas Flüssigkeit aus der letzteren genommen, so dass die Flüssigkeit in der Röhre nicht bis zu dem Punkte *A* reicht.

Dann wird sich in Folge der Concavität der Oberfläche Dampf im Inneren der Röhre condensiren, und zwar wird dieses so lange andauern, bis die Röhre wieder bis zur Höhe *A* gefüllt ist, dieselbe Höhe, bis zu welcher sie bei geöffnetem Boden angefüllt ist.

Wenn also in irgend einem Punkte der concaven Oberfläche einer Flüssigkeit *r* und *r'* die Hauptkrümmungsradien der Fläche sind, wenn weiter bei einer gegebenen Temperatur der Druck des Dampfes, der mit einer ebenen Fläche seiner Flüssigkeit im Gleichgewicht steht, ω ist und *p* der Gleichgewichtsdruck des Dampfes, der in Berührung mit der concaven Fläche steht, so ist:

$$p = \omega - \frac{T\sigma}{\varrho - \sigma} \left(\frac{1}{r} + \frac{1}{r'} \right),$$

σ ist die Dichtigkeit des Dampfes und ϱ die der Flüssigkeit.

Ist *h* die Höhe, bis zu welcher die Flüssigkeit kraft der

Krümmung ihrer Oberfläche in einer capillaren Röhre ansteigt, und ist h die Höhe der homogenen Dampfatosphäre, so ist

$$p = \omega \left(1 - \frac{h}{h_0} \right).$$

Sir W. Thomson hat ausgerechnet, dass in einer Röhre, deren Radius ungefähr ein Tausendstel eines Millimeters ist und in welcher Wasser ungefähr dreizehn Meter über die ebene Oberfläche sich erheben würde, dass hierin der Gleichgewichtsdruck des Wasserdampfes etwa um ein Tausendstel seiner eigenen Grösse kleiner sein wird wie der Druck desselben auf eine ebene Oberfläche des Wassers.

Er hält es für wahrscheinlich, dass die Feuchtigkeit, welche vegetabilische Stoffe, wie etwa Baumwolle, Leinen etc. aus der Luft nehmen bei Temperaturen weit über dem Thaupunkt, sich erklären lässt durch die Condensation des Wassers in den engen Röhren und Zellen der vegetabilischen Structur.

Bei einer kugelförmigen Dampfblase im Wasser hängt das Anwachsen oder die Verringerung des Durchmessers ab von der Temperatur und dem Drucke des in der Blase befindlichen Dampfes. Die Bedingung dafür, dass Sieden eintritt, ist die, dass der Druck des gesättigten Dampfes von der Temperatur der Flüssigkeit den wirklichen Druck der Flüssigkeit um einen Druck übersteigt, welcher gleich dem einer Flüssigkeitssäule von der Höhe ist, bis zu welcher die Flüssigkeit in einer Röhre von einem Querschnitt gleich dem der Blasen emporsteigen würde.

Enthält die Flüssigkeit irgend ein Gas in Lösung oder eine Flüssigkeit, die flüchtiger ist wie sie, oder lässt man Luft oder Dampf durch die Flüssigkeit in Blasen aufsteigen, so werden Blasen von sichtbarem Durchmesser gebildet und das Sieden wird durch die Verdampfung an der Oberfläche dieser Blasen erhalten. Anders, wenn durch langes Kochen oder auf andere Weise aus der Flüssigkeit jede flüchtigere Substanz, wie sie, weggebracht ist und wenn die Wände des die Flüssigkeit enthaltenden Gefässes der Art sind, dass die Flüssigkeit enge an dieselben anhängt, so dass Blasen, die sich an der Oberfläche des Gefässes gebildet haben, leichter sich in einer sphärischen

Form zusammenziehen, als sie sich über die Oberfläche ausbreiten. Dann kann die Temperatur der Flüssigkeit weit über den Siedepunkt erhöht werden. Wenn schliesslich Sieden eintritt, so geschieht dies in einer explosionsartigen Weise, die Flüssigkeit stösst heftig gegen den Boden des Gefässes.

Wir können noch nicht sagen, dass wir die höchste Temperatur schon kennen, bis zu welcher Wasser unter Atmosphärendruck ohne Sieden gebracht werden kann; denn jede Verbesserung in den Einrichtungen zur Wegschaffung von verdichteter Luft hat es möglich gemacht, flüssiges Wasser auf eine höhere Temperatur zu bringen. In einem Versuche liess Dufour Wasser, anstatt dass dasselbe die Gefässwände berührte, tropfen in eine Mischung von Leinöl und Nelkenöl, welche beinahe dieselbe Dichtigkeit wie das Wasser selbst hatte. Es konnten dann manchmal noch bei einer Temperatur von 180°C . Wassertropfen in dieser Mischung schwimmend beobachtet werden. Der Druck des Wasserdampfes beträgt bei dieser Temperatur nahezu zehn Atmosphären, oder ungefähr $10\cdot333\text{ Kg}$ auf den Quadratcentimeter. Es muss also die Cohäsion des Wassers im Stande sein einen Druck von wenigstens $9\cdot249\text{ Kg}$ auf den Quadratcentimeter auszuhalten.

Wir können Sir W. Thomson's Princip auch auf den Fall der Verdampfung eines kleinen Tropfens anwenden. In diesem Fall ist die Oberfläche der Flüssigkeit convex, so dass wir, wenn r der Radius des Tropfens ist, haben:

$$p = \omega + T \frac{\sigma}{\rho - \sigma} \cdot \frac{2}{r}.$$

Hier bedeutet ω den der betreffenden Temperatur entsprechenden Druck des gesättigten Dampfes, wenn die Oberfläche der Flüssigkeit eben ist, p ist der Dampfdruck, welcher nöthig ist, um den Tropfen am Verdampfen zu verhindern. Ein kleiner Tropfen wird daher noch in Luft hineinverdampfen, die so viel Feuchtigkeit enthält, dass an einer ebenen Oberfläche Condensation eintritt.

Wird daher ein Dampf, welcher frei von darin suspendirten Theilchen ist und nur in Berührung steht mit solchen festen Körpern, die wärmer sind als er selbst, durch Ausdehnung abge-

kühlt, so ist es wahrscheinlich, dass die auf Seite 145 besprochene Muthmassung von Professor J. Thomson sich verwirklichen kann und dass der Dampf sich unter seinem gewöhnlichen Condensationspunkt ohne Verflüssigung abkühlen lässt. Denn die erste Wirkung der Condensation würde die sein, ausserordentlich kleine Tropfen zu bilden und diese würden sich, wie wir gesehen haben, nicht zu vergrössern streben, wenn nicht der dieselben umgebende Dampf mehr wie gesättigt wäre.

Die Wolkenbildung im Dampfe tritt oft sehr plötzlich auf, als ob sie zuerst durch irgend eine Ursache zurückgehalten worden wäre, so dass, wenn dann schliesslich die Wolke gebildet wird, die Verdichtung mit grosser Schnelligkeit vor sich geht. Sie erinnert dann an die entgegengesetzte Erscheinung des stürmischen Siedens einer überhitzten Flüssigkeit.

Die Tropfen in einer Wolke können aus demselben Grunde nicht dieselbe Grösse behalten, selbst wenn dieselben nicht gegen einander anprallen; denn die kleineren Tropfen werden verdampfen, während die grösseren durch Verdichtung wachsen, so dass allein durch Verdichtung sichtbare Tropfen gebildet werden, ohne dass kleinere Tropfen sich dazu vereinigen müssten.

Bis zu diesem Punkt haben wir die Wirkung der Wärme auf die Oberflächenspannungen der Flüssigkeiten noch nicht in Betracht gezogen. Bei allen Flüssigkeiten, mit welchen Versuche angestellt sind, nimmt die Oberflächenspannung ab, wenn die Temperatur steigt. Den grössten Werth hat sie beim Erstarrungspunkt der Substanz und verschwindet völlig beim kritischen Punkt, wo der flüssige und der gasförmige Zustand continuirlich in einander übergehen.

Es erhellt daraus, dass diese Erscheinung innig mit einer offenbaren Discontinuität zwischen dem flüssigen und dem gasförmigen Zustand verknüpft ist und dass sie in Verbindung mit den Bedingungen der Verdampfung und der „latente Wärme“ genannten Erscheinung untersucht werden muss. Wahrscheinlich wird viel Licht über diese Erscheinungen

verbreitet werden durch solche Untersuchungen, die man jetzt kaum begonnen nennen kann.

Sir W. Thomson hat die Principien der Thermodynamik angewandt auf den Fall einer Wasserlamelle, die durch eine darauf ausgeübte Kraft auseinandergezogen ist. Er zeigte, dass, um die Temperatur der Lamelle constant zu halten, eine Wärmemenge der letzteren zugeführt werden muss, die im dynamischen Maass nahezu der halben bei dem Auseinanderziehen der Lamelle aufzuwendenden Arbeit gleich ist.

In der That lässt sich der dritte thermodynamische Satz (Seite 193) ganz auf diesen Fall anwenden, wenn man folgende Ersetzungen macht: für „Druck“ setzt „Oberflächenspannung“ und für „Volumen“ dann „Flächeninhalt“.

Wir finden so, dass die latente Ausdehnungswärme der Flächeneinheit gleich ist dem Producte aus der absoluten Temperatur und der Abnahme der Oberflächenspannung für einen Temperaturgrad. Es ergiebt sich aus den Versuchen, dass dieses Product bei gewöhnlichen Temperaturen ungefähr die Hälfte der Oberflächenspannung ist. Daher ist die latente Ausdehnungswärme in dynamischem Maass ungefähr die Hälfte der zur Hervorbringung der Ausdehnung nöthigen Arbeit.

Der Leser kann ebenso die Untersuchungsart der latenten Wärme, wie dieselbe S. 199 etc. gegeben ist, auf den Fall der Ausdehnung einer flüssigen Lamelle anwenden.

Die folgende, aus einer Arbeit von Quincke genommene Tabelle giebt die Oberflächenspannung verschiedener Flüssigkeiten in Berührung mit Luft, Wasser und Quecksilber. Die Spannung wird in Grammen per Meter gemessen; die Temperatur ist 20° C.

Tabelle der Oberflächenspannung bei 20° C.

Flüssigkeit	Speci- fisches Gewicht	Spannung der Trennungs- fläche zwischen der Flüssig- keit und		
		Luft	Wasser	Queck- silber
Wasser	1·0	8·253	0	42·58
Quecksilber	13·5432	55·03	42·58	0
Schwefelkohlenstoff	1·2687	3·274	4·256	37·97
Chloroform	1·4878	3·120	3·010	40·71
Alkohol	0·7906	2·599	—	40·71
Olivöl	0·9136	3·760	2·096	34·19
Terpentin	0·8867	3·030	1·177	25·54
Petroleum	0·7977	3·233	2·834	28·94
Chlorwasserstoffsäure . . .	1·1	7·15	—	38·41
Lösung von unterschwefel- saurem Natron	1·1248	7·903	—	45·11

Es ergibt sich aus dieser Tabelle, dass Wasser unter allen Flüssigkeiten die grösste Oberflächenspannung besitzt. Aus diesem Grunde ist es sehr schwer eine reine Wasseroberfläche dauernd zu erhalten. Es genügt, einen Theil der reinen Wasseroberfläche mit einem fettigen Stab zu berühren, um ihre Spannung beträchtlich zu verkleinern. Die geringste Menge von irgend einer Art von Oel breitet sich sofort über die Oberfläche aus und verändert die Oberflächenspannung vollständig. Daher ist es von solcher Wichtigkeit bei allen Versuchen über Oberflächenspannung das Gefäss ganz rein zu haben. Dieser Punkt wurde von Tomlinson in seinen Untersuchungen über die „Cohäsionserscheinungen der Flüssigkeiten“ gut hervorgehoben.

Wenn eine der Flüssigkeiten in der anderen löslich ist, so sind die Wirkungen der Oberflächenspannung sehr bemerkenswerth. Wird z. B. ein Tropfen Alkohol auf die Oberfläche einer dünnen Wasserschicht gebracht, so wird die Spannung

sofort dort, wo sich reiner Alkohol befindet, auf 2·6 verringert, und ändert sich an anderen Stellen von diesem Werthe bis zu 8·25 dort, wo sich reines Wasser befindet. Das Resultat ist, dass das Gleichgewicht der Oberfläche zerstört und die oberste Flüssigkeitsschicht von dem Alkohol zum freien Wasser hin in Bewegung gesetzt wird; wenn das Wasser eine geringe Tiefe hat, so kann diese Bewegung der Oberfläche die ganze Wassermenge mit fortbewegen, so dass ein Theil des Gefässbodens frei gelegt wird. Auf der Oberfläche des Wassers kann man auch eine kleine Vertiefung bilden, wenn man einen Aethertropfen nahe an die Oberfläche heranbringt. Der an der Wasseroberfläche condensirte Aetherdampf reicht hin um die eben erwähnte nach aussen gerichtete Strömung hervorzurufen.

Wein enthält Alkohol und Wasser; wenn derselbe der Luft ausgesetzt wird, so verdampft Alkohol rascher wie Wasser, so dass die oberflächliche Schicht schwächer an Alkoholgehalt wird. Befindet sich der Wein in einem tiefen Gefäss, so wird die Stärke jenes durch Diffusion rasch wieder ausgeglichen. Bei der dünnen Weinschicht jedoch, welche an den Wänden eines Weinglases hängt, wird die Flüssigkeit rasch wässriger. Dies steigert die Oberflächenspannung an den Wänden des Glases und bewirkt, dass die Oberflächenschicht von den Stellen mit starkem Wein zu den mit schwächerem gezogen wird. Der wässrige Theil befindet sich stets zu oberst und zieht sich an den Glaswänden hin, während er den stärkeren Wein nach sich zieht bis die Flüssigkeitsmenge so gross wird, dass die verschiedenen Theile sich mischen und die Tropfen an der Seite herunterrollen.

Diese Erscheinung, bekannt unter dem Namen Thränen des starken Weines, wurde zuerst auf die genannten Principien hin von Professor James Thomson erklärt. Wahrscheinlich ist dasselbe auch in den Sprüchen XXIII, 31, als Erkennungszeichen für die Stärke des Weines gemeint. Die Bewegung hört in einer zugedruckten Flasche auf, sobald so viel Alkoholdampf in der Flasche gebildet ist, dass derselbe im Gleichgewicht mit dem flüssigen Alkohol im Weine ist.

Die fetten Oele haben eine grössere Oberflächenspannung als Terpentin, Benzol oder Aether. Ist daher ein Fettfleck in einem Stück Zeug und feuchtet man eine Seite des letzteren mit einer von diesen Substanzen an, so ist also die Spannung auf Seite des Fettes die grösste, die aus einer Mischung von Benzol und Fett bestehenden Theile werden sich daher vom Benzol nach dem Fett hinbewegen.

Wenn wir, um den Fettfleck fortzuschaffen, damit anfangen, die Mitte des Fleckes mit Benzol anzufeuchten, so treiben wir das Fett auf den reinen Theil des Kleidungsstückes. Das Benzol muss deshalb zunächst auf einen Ring um den Flecken herum vertheilt und dann allmählig näher an den Fleck heran gebracht werden; sodann muss man eine faserige Substanz, wie etwa Löschpapier, mit dem Zeuge in Berührung bringen, so dass das Fett, wenn es durch das Benzol in die Mitte des Fleckens getrieben ist, in das Löschpapier übergehen kann, anstatt dass es in kleinen Kügelchen auf der Zeugo-oberfläche zurückbleibt, bereit, in das Kleidungsstück wieder einzudringen, sobald das Benzol verdampft ist.

Eine andere sehr wirksame Methode, Fettflecken los zu werden, beruht auf der Thatsache, dass die Oberflächenspannung einer Substanz stets mit steigender Temperatur sich vermindert. Wenn daher die Temperatur an verschiedenen Theilen des fet- tigen Zeuges verschieden ist, so hat das Fett das Bestreben von den heisseren Theilen sich nach den kälteren hin zu bewegen. Wir bringen daher auf die eine Seite des Zeuges ein heisses Eisen, auf die andere Löschpapier. Dann wird das Fett in das Löschpapier getrieben. Ist Löschpapier auf beiden Seiten, so findet man, dass das Fett hauptsächlich in das auf der ent- gegengesetzten Seite, wie das warme Eisen, befindliche Papier getrieben wird.

Einundzwanzigstes Capitel.

Elasticität und Zähigkeit.

Ueber Actionen und Deformationen.

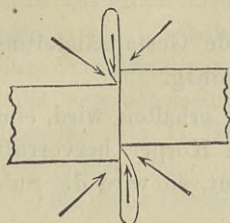
Wenn die Form eines zusammenhängenden Systems auf irgend eine Weise geändert wird, so wird die Formänderung eine Deformation genannt. Die Kraft oder das System von Kräften, durch welche diese Deformation bewirkt oder aufrecht erhalten wird, wird die der Deformation entsprechende Action genannt. Es giebt verschiedene Arten von Actionen und verschiedene Arten von denselben entsprechenden Deformationen.

Der einzige Fall, den wir bis jetzt betrachtet haben, ist der, bei welchem die drei Actionen in drei senkrecht auf einander stehenden Längsrichtungen einander gleich waren. Diese Art von Action wird Hydrostatischer Druck genannt und ist die einzige Art, welche in einer ruhenden Flüssigkeit vorhanden sein kann. Der Druck ist in allen Richtungen derselbe.

Eine sehr wichtige Art von Action wird Schiebungskraft genannt; dieselbe wird zusammengesetzt aus zwei gleichen longitudinalen Actionen, von denen die eine eine Spannung, die andere ein Druck ist und welche beide senkrecht auf einander stehen. Wenn ein Scheerenpaar dazu benutzt wird,

irgend etwas zu zerschneiden, so bringen die beiden Scheeren schneiden in der zwischen ihnen befindlichen Substanz eine

Fig. 43.



Schiebungskraft hervor, die einen Theil über den anderen zum Gleiten zu bringen strebt.

Wir wollen jetzt die Eigenschaften der Körper betrachten, welche dieser Art von Action unterworfen sind.

Ein Körper der keine Deformation erleidet, wenn er einer Action unterworfen ist, wird ein vollkommen starrer Körper genannt. Es giebt keine solche Körper; diese Definition ist nur gegeben um anzugeben, was unter vollkommener Starrheit verstanden wird.

Ein Körper, der, wenn er bei einer bestimmten Temperatur einer bestimmten Action unterworfen wird, eine Deformation von bestimmter Grösse erfährt, welche nicht wächst, wenn die Action länger andauert und welche vollständig verschwindet, sowie die Action aufhört, wird ein vollkommen elastischer Körper genannt.

Gase und Flüssigkeiten und vielleicht die meisten festen Körper sind vollkommen elastisch für Actionen, die nach allen Richtungen gleichförmig sind; keine von den Substanzen, welche bis jetzt untersucht sind, ist aber vollkommen elastisch für Schiebungskräfte, vielleicht ausgenommen für sehr kleine Werthe einer solchen Action.

Wir wollen nun annehmen, dass Actionen derselben Art, aber von beständig wachsender Grösse, nach einander auf den Körper ausgeübt werden. So lange der Körper nach Aufhören der Action in seine frühere Gestalt zurückkehrt, wird er vollkommen elastisch genannt.

Findet man, dass die Gestalt des Körpers dauernd geändert wird, wenn die Action einen gewissen Werth übersteigt, so sagt man, der Körper ist weich oder plastisch. Der Zustand des Körpers, wo diese dauernde Formänderung eben beginnt, wird die Grenze der vollkommenen Elasticität genannt.

Wird die Action so vergrössert, dass schliesslich der Körper bricht oder vollständig ausweicht, so nennt man den Werth der Action, bei welcher dieses eintritt, die Festigkeit des Körpers für diese Art von Action.

Tritt Bruch ein, bevor eine dauernde Gestaltsänderung stattfindet, so nennt man den Körper brüchig.

Wenn die Action, sobald sie dauernd erhalten wird, eine Deformation oder Verschiebung in dem Körper hervorruft, welche mit der Zeit continuirlich zunimmt, so wird die Substanz zähe genannt.

Wenn diese continuirliche Gestaltsänderung nur durch Actionen, welche einen gewissen Werth übersteigen, hervorgerufen wird, so wird die Substanz fest genannt, wie weich sie auch sein mag. Wenn dagegen die geringste Action, sobald sie lange genug wirkt, eine constant anwachsende Gestaltsänderung hervorruft, so muss der Körper als eine zähe Flüssigkeit angesehen werden, wie hart er auch sein mag.

Eine Talgkerze ist z. B. viel weicher wie ein Stück Siegelack; legen wir aber die Kerze und das Stück Siegelack horizontal zwischen zwei Stützen, so biegt sich das Siegelack im Sommer in wenigen Wochen durch sein eigenes Gewicht nach unten, während die Kerze gerade bleibt. Daher ist die Kerze ein weicher fester Körper und das Siegelack eine sehr zähe Flüssigkeit.

Um die Gestalt eines weichen festen Körpers zu ändern, ist nur eine hinreichende Kraft nothwendig und diese bringt wenn sie ausgeübt wird, ihre Wirkung auf einmal hervor. Bei einer zähen Flüssigkeit ist dagegen Zeit nothwendig; wenn eine genügend grosse Zeit geboten wird, so ruft die kleinste Kraft eine sichtbare Wirkung hervor, wozu, wenn letztere plötzlich erfolgen sollte, eine sehr grosse Kraft nothwendig wäre.

So kann ein Stück Pech so hart sein, dass man durch Klopfen mit dem Fingerknöchel keinen Eindruck darin machen kann; und doch plattet es sich im Laufe der Zeit durch das eigene Gewicht ab und gleitet an der Seite herunter wie ein Wasserstrom von einem Hügel.

F. Kohlrausch¹⁾ fand, dass ein Glasfaden mehr und mehr gedreht würde, wenn derselbe beständig einer kleinen drehenden Kraft ausgesetzt war, die von der Wirkung der Erde auf einen kleinen an dem Faden aufgehängten Magnet herrührte. Ich habe langsame Aenderungen in der Torsion eines Stahldrahtes gefunden, die viele Tage lang, nachdem derselbe eine schwache permanente Drillung erfahren hatte, andauerte. Sir W. Thomson²⁾ hat die Zähigkeit anderer Metalle untersucht.

Es giebt Beispiele von Zähigkeit bei sehr harten Körpern. Kehren wir zu dem früheren Beispiel, dem Pech, zurück: wir können denselben in verschiedenen Verhältnissen mit Theer mischen, so dass wir fortlaufende Reihen von Zusammensetzungen erhalten, die von dem offenbar festen Zustand des Pechs gehen bis zu dem sichtlich flüssigen Zustand des Theers, welcher als ein Typus eines zähen Fluidums genommen werden kann. Durch Mischen des Theers mit Terpentin kann die Zähigkeit noch mehr vermindert werden; auf diese Weise können wir eine Reihe von Fluida von immer mehr abnehmender Zähigkeit bilden, bis wir schliesslich zu den beweglichsten Fluida, wie Aether, kommen.

Definition des Zähigkeits-Coefficienten.

Betrachten wir eine Schicht einer Substanz von der Dicke c , die liegt zwischen der festen horizontalen Ebene AB und der Ebene CD , welche sich horizontal von C mit der Geschwindigkeit V nach D hinbewegt. Wir wollen annehmen, dass die Substanz zwischen den beiden Ebenen sich gleichfalls in Bewegung befindet, und zwar in der Weise, dass die mit CD in Berührung stehende Schicht sich mit der Geschwindigkeit V bewegt, während die Geschwindigkeit jeder dazwischen liegenden Schicht proportional der Entfernung derselben von AB ist.

Die Substanz zwischen den Ebenen erleidet eine Schiebungsdeformation; das Maass für das Anwachsen dieser Deformation ist.

¹⁾ Pogg. Ann. Bd. 189, 1863.

²⁾ Proc. Roy. Soc. May 18., 1865.

mation wird durch die Geschwindigkeit der oberen Ebene dividirt durch den Abstand c der beiden Ebenen gegeben, also durch $\frac{V}{c}$.

Die Action F ist eine Schiebungskraft, und wird durch die horizontale Kraft gemessen, welche die Substanz auf die Flächeneinheit jeder der beiden Ebenen ausübt, und die an der unteren Ebene von A nach B wirkt und an der oberen von D nach C .

Das Verhältniss dieser Kraft zu dem Anwachsen der Schiebungsdeformation wird der Zähigkeitscoefficient genannt und durch das Zeichen μ bezeichnet. Wir können also schreiben:

$$F = \mu \frac{V}{c}.$$

Ist R der Werth dieser Kraft auf einer rechtwinkligen Fläche von der Länge a und der Breite b , so ist:

$$\begin{aligned} R &= abF \\ &= \mu \frac{ab}{c} V, \end{aligned}$$

und:

$$\mu = \frac{Rc}{Vab}.$$

Sind V , a , b und c , jedes gleich der betreffenden Einheit, so ist $\mu = R$.

Definition. Die Zähigkeit einer Substanz wird gemessen durch die Tangentialkraft, welche auf die Flächeneinheit einer jeden von zwei in der Entfernung Eins von einander befindlichen Ebenen wirkt, von denen die eine fest ist, während die andere sich mit der Geschwindigkeit Eins fortbewegt, wobei der Raum zwischen den Ebenen mit der zähen Substanz gefüllt ist.

Die Dimensionen von μ können leicht bestimmt werden. Ist R die bewegende Kraft, welche in der Zeit t eine gewisse Geschwindigkeit v in der Masse M erzeugen würde, so ist

$$R = \frac{Mv}{t}, \text{ also:}$$

$$\mu = \frac{Mvc}{tVab}.$$

Hier sind a, b, c Linien, V und v Geschwindigkeiten, so dass die Dimensionen von μ sind $[M L^{-1} T^{-1}]$, worin M, L und T die Einheiten resp. der Masse, Länge und Zeit sind.

Wenn wir die absoluten Kräfte ausdrücken wollen, welche durch die Zähigkeit einer Substanz ins Spiel kommen, so müssen wir die gewöhnliche Masseneinheit benutzen (ein Pfund, ein Grain oder ein Gramm); wollen wir indess nur die Bewegung der zähen Substanz untersuchen, so ist es zweckmässiger als unsere Masseneinheit die der Volumeneinheit der Substanz selbst zu nehmen. Ist ρ die Dichtigkeit der Substanz oder die Masse der Volumeneinheit, so hängt die auf diesem kinematischen Wege gemessene Zähigkeit ν mit μ , dem Werthe nach der früheren dynamischen Methode, durch die Gleichung zusammen:

$$\mu = \nu \rho.$$

Die Dimensionen von ν oder der kinematischen Energie sind $[L^2 T^{-1}]$.

Untersuchungen über die Grösse der Zähigkeit sind für feste Körper von Sir W. Thomson angestellt; für Flüssigkeiten von Poiseulle, Graham, O. E. Meyer und Helmholtz; für Gase von Graham, Stokes, O. E. Meyer und mir selbst.

Ich fand die Grösse von μ für Luft bei θ^0 Celsius:

$$\mu = 0.0001878 (1 + 0.00366 \theta),$$

wenn Centimeter, Gramm und Secunde die Einheiten sind.

In englischem Maass, wenn man Fuss, Grain, Secunde und Fahrenheit's Grade gebraucht, wird dies:

$$\mu = 0.000179 (461 + \theta).$$

Die Zähigkeit μ ist der absoluten Temperatur proportional und unabhängig vom Druck. Denn sie ist dieselbe bei einem Centimeter Druck Quecksilber wie bei 60 Centimeter Druck. Die Bedeutung dieses bemerkenswerthen Resultates wird ins Auge fallen, wenn wir zur Moleculartheorie der Gase kommen.

Das kinematische Maass ν der Zähigkeit wird gefunden, indem wir μ durch die Dichtigkeit dividiren. Es ist dasselbe daher dem Quadrate der absoluten Temperatur direct und dem Drucke umgekehrt proportional.

Der Werth von μ ist für Wasserstoff kleiner wie die Hälfte von dem für Luft. Sauerstoff hat andererseits eine grössere Zähigkeit wie Luft. Die Zähigkeit der Kohlensäure ist geringer wie die der Luft.

Es ergibt sich aus der Verbindung der theoretischen Untersuchungen von Professor Stokes mit dem oben angegebenen Werth für die Zähigkeit der Luft, dass ein Wassertropfen, der durch tausendmal leichtere Luft, wie er selbst, fällt (was wir als den Fall bei der gewöhnlichen Höhe der Wolken annehmen können), ungefähr 2 Centimeter in einer Sekunde fallen würde, wenn sein Durchmesser der vierhundertste Theil eines Centimeters wäre. Wenn der Durchmesser nur ein Viertausendstel eines Centimeters wäre, so würde die mittlere Geschwindigkeit, mit welcher der Tropfen durch die Luft fiel, noch hundertmal kleiner sein oder nur 1,2 Centimeter in der Minute. Besteht eine Wolke aus kleinen Wassertropfen von solcher Grösse, so wird die Bewegung durch die Luft so langsam sein, dass sie der Beobachtung entgeht; die Bewegung der Wolke, so weit dieselbe beobachtet werden kann, wird dieselbe sein, wie die der Luft an der betreffenden Stelle. In der That ist das Herabsinken durch die Luft von allen sehr kleinen Theilen, wie etwa des feinen Staubes der Wellen oder der Wasserfälle und aller Arten von Staub und Rauch, ein sehr langsamer Process; die für das Herabsinken durch einen bestimmten Raum nöthige Zeit ändert sich umgekehrt wie das Quadrat der Dimensionen der Theile, wenn Dichtigkeit und Gestalt derselben dieselben Werthe behalten. Wenn aber eine Wolke von feinem Staub so viele Theile enthält, dass die Masse in einem Cubikmeter staubiger Luft merklich grösser wie die Masse in einem Cubikmeter reiner Luft ist, so wird die staubige Luft in Masse unter die obere Fläche der reinen Luft wie ein Fluidum von grösserer Dichtigkeit herabsinken, so dass in einem Zimmer die untere Hälfte mit staubiger Luft angefüllt ist, welche durch eine Niveauläche von der darüber befindlichen reinen Luft getrennt ist.

Es giebt gewisse Nebelarten, deren mittlere Dichte grösser wie die der in der Nachbarschaft befindlichen Luft ist; diese

Nebel liegen wie Seen in Höhlungen und bewegen sich wie Ströme in den Thälern hinunter. Andererseits kann die mittlere Dichtigkeit der Wolke auch kleiner wie die der umgebenden Luft sein; die Wolke steigt dann in die Höhe.

Beim Rauch sind die Luft- sowie die Russtheile vom Feuer erwärmt, bevor dieselben in die Atmosphäre entweichen; unabhängig aber von dieser Art der Erwärmung absorbiren die festen Theile, wenn die Sonne auf eine Wolke von Staub oder Rauch scheint, Wärme, welche diese festen Theile an die umgebende Luft mittheilen. So können diese Theile, obgleich sie selbst viel dichter wie die Luft in der Nachbarschaft bleiben, der Wolke, welche sie bilden, so viel von der Sonnenwärme zuführen, dass dieselbe als Ganzes leichter wie die umgebende Luft wird und daher aufsteigt.

Bei den aus Wassertropfen bestehenden Wolken ist ausser diesem Umstande noch ein anderer zu beachten, welcher auf der Verdampfung von der Oberfläche der kleinen Tropfen aus beruht. Der Wasserdampf ist viel leichter wie die Luft; feuchte Luft ist leichter als trockene Luft von derselben Temperatur und demselben Druck. Die kleinen Tropfen machen die Luft der Wolke feucht; ist die mittlere Dichtigkeit der Wolke auf diese Weise geringer wie die der umgebenden Luft gemacht, so wird die Wolke in die Höhe steigen.

Zweiundzwanzigstes Capitel.

Ueber die Moleculartheorie der Constitution der Körper.

Wir haben schon gezeigt, dass Wärme eine Form der Energie ist, dass ein Körper, wenn er warm ist, einen Vorrath von Energie besitzt, von dem wenigstens ein Theil später in der Form von sichtbarer Arbeit ausgegeben werden kann.

Energie ist uns nun in zwei Formen bekannt. Eine von diesen ist die kinetische Energie, die Energie der Bewegung. Ein in Bewegung befindlicher Körper hat kinetische Energie, welche er während eines Process irgend welchen anderen Körpern mittheilen muss, um zur Ruhe zu kommen. Dies ist die fundamentale Form der Energie. Wenn wir uns den Begriff der in Bewegung befindlichen Materie angeeignet haben und wissen, was mit der Energie dieser Bewegung gemeint ist, so können wir uns nicht denken, dass irgend eine mögliche Erweiterung unserer Kenntnisse die Energie der Bewegung näher erklären oder uns eine vollkommnere Kenntniss von derselben, als wir jetzt haben, geben könnte.

Es giebt aber noch eine andere Form von Energie, die ein Körper besitzen kann. Dieselbe hängt nicht von dem eigenen Zustand des Körpers ab, sondern von der Stellung desselben zu anderen Körpern. Diese wird potentielle

Energie genannt. Das Bleigewicht einer Uhr hat, wenn es aufgewunden ist, potentielle Energie, welche es verliert, wenn es herunterfällt. Dieselbe wird ausgegeben, indem die Uhr getrieben wird. Diese Energie hängt nicht ab von dem Stück Blei an und für sich, sondern von der Stellung des Bleis zu einem anderen Körper, hier der Erde, welche dasselbe anzieht.

Bei einer Taschenuhr besitzt die Triebfeder, wenn sie aufgezogen ist, potentielle Energie, welche sie ausgiebt, indem sie die Räder der Taschenuhr treibt. Diese Energie rührt von dem Zusammenwickeln der Feder her, welches die gegenseitige Lage der einzelnen Theile ändert. In beiden Fällen ist, so lange die beiden Arten von Uhren ausser Gang gesetzt sind, das Vorhandensein von potentieller Energie weder in dem die Uhr treibendem Gewicht noch bei der Uhrfeder von irgend einer sichtbaren Bewegung begleitet. Wir müssen demnach zugeben, dass potentielle Energie in einem Körper oder System von Körpern bestehen kann, dessen Theile alle in Ruhe sind.

Es ist indessen zu bemerken, dass der Fortschritt der Wissenschaften stets neue Gesichtspunkte über die Formen und die Beziehungen der verschiedenen Arten von potentieller Energie eröffnet hat; dass Männer der Wissenschaft, weit entfernt von dem Gefühl: ihre Kenntniss von der potentiellen Energie sei vollkommen und unfähig einer wesentlichen Aenderung, stets sich bestreben die verschiedenen Formen der potentiellen Energie zu erklären. Wenn diese Erklärungen in einigen Fällen zurückgewiesen werden, so geschieht dies, weil dieselben keinen genügenden Grund für die Thatsache geben, nicht weil die Thatsache keiner Erklärung bedarf.

Wir haben jetzt zu bestimmen, zu welcher von diesen Formen der Energie die Wärme gehört, wie dieselbe in warmen Körpern existirt. Ist ein warmer Körper gleich wie eine aufgezogene Uhrfeder im Augenblick jeder Bewegung bar, aber fähig unter bestimmten Bedingungen Bewegung hervorzurufen? oder ist er gleich einem Schwungrad, dessen ganze furchtbare Gewalt von der sichtbaren Bewegung herrührt, in der es fortgetrieben wird?

Es ist offenbar, dass ein Körper warm sein kann, ohne dass irgend eine Bewegung, weder des Körpers als Ganzes, noch seiner einzelnen Theile gegen einander, sichtbar ist. Wenn daher der Körper kraft einer Bewegung warm ist, so muss die Bewegung ausgeführt werden durch Theile, die zu klein sind, als dass sie einzeln gesehen werden können, und innerhalb so enger Grenzen, dass die Entfernung irgend eines Theiles von seinem ursprünglichen Platz nicht entdecken können.

Der Beweisgrund für einen Bewegungszustand, dessen Geschwindigkeit die eines Eisenbahnzuges weit übersteigen muss, und der in Körpern vorhanden sein soll, welche wir unter das stärkste Mikroskop bringen können ohne etwas ausser der vollkommensten Ruhe zu entdecken, muss sehr zwingender Natur sein, bevor wir zugeben können, dass Wärme wesentlich Bewegung ist.

Wir wollen daher die andere übrig bleibende Hypothese betrachten, dass die Energie eines warmen Körpers potentielle Energie ist, oder in anderen Worten, dass der warme Körper sich in einem Zustand der Ruhe befindet, aber dass dieser Zustand der Ruhe abhängt von dem Widerstreit von Kräften, die im Gleichgewicht stehen, so lange alle umgebenden Körper dieselbe Temperatur haben, welcher Widerstreit aber, sobald das Gleichgewicht gestört ist, fähig ist, die Körper in Bewegung zu setzen. In Hinsicht auf eine Theorie dieser Art ist zu bemerken, dass potentielle Energie wesentlich von der gegenseitigen Stellung der Theile des Systems abhängt, in welchem dieselbe existirt, und dass potentielle Energie auf keine Weise verändert werden kann, ohne irgend eine Aenderung der gegenseitigen Stellung dieser Theile. Bei jeder Transformation von potentieller Energie ist daher Bewegung irgend einer Art eingeschlossen.

Wir wissen nun, dass stets, wenn ein Körper eines Systems wärmer wie ein anderer ist, Wärme von dem heisseren Körper auf den kälteren übertragen wird, entweder durch Leitung oder durch Strahlung. Nehmen wir an, die Uebertragung geschehe durch Strahlung. Welche Theorie wir auch über die Art der Bewegung, welche die Strahlung bildet, annehmen,

stets ist klar, dass Strahlung in einer Bewegung irgend einer Art besteht, sei es in der Fortschleuderung der Theile einer „Caloric“ genannten Substanz durch den zwischenliegenden Raum oder in einer wellenartigen Bewegung, die sich durch ein den Raum ausfüllendes Medium verbreitet. In jedem dieser Fälle besteht in dem Zeitraum zwischen dem Verlassen des warmen Körpers von Seiten der Wärme und der Zeit, wo diese den kalten Körper erreicht, die Energie der Wärme in dem dazwischenliegenden Raum in Form einer Bewegung der Materie.

Daher muss, ob wir nun die Wärmestrahlung als in einer Fortschleuderung von materieller Caloric bestehend betrachten oder in Schwingungen des betreffenden Mediums, die äussere Oberfläche eines warmen Körpers in einem Zustande von Bewegung sein, vorausgesetzt, dass irgend ein kalter Körper in der Nachbarschaft des warmen Körpers ist, welcher die vom letzteren ausgesandte Strahlung aufnimmt. Wir haben aber keinen Grund zu der Annahme, dass die Gegenwart eines kalten Körpers wesentlich nöthig ist zu der Ausstrahlung von Wärme von Seiten eines warmen Körpers. Welches auch die Art sein mag, in welcher der warme Körper seine Wärme von sich fortstösst, dieselbe muss von dem Zustande des Körpers allein abhängen und nicht von dem Vorhandensein eines entfernten kalten Körpers, so dass selbst, wenn alle Körper in einem geschlossenen Raum gleich warm sind, jeder derselben doch Wärme ausstrahlen wird. Der Grund, warum jeder Körper dieselbe Temperatur beibehält, ist dann der, dass er von den anderen Körpern genau so viel Wärme empfängt, als er selbst aussendet. Dies ist in der That das Fundament von Prevost's Theorie des Austausches. Wir müssen daher zugeben, dass an jedem Theil der Oberfläche eines warmen Körpers Ausstrahlung von Wärme stattfindet, und dass sich deshalb die Theile an der Oberfläche des Körpers in einem Zustand der Bewegung befinden. Diese Bewegung ist nun sicherlich für irgend welche directe Beobachtung von unserer Seite unsichtbar, daher kann die blossе Thatsache, dass ein Körper in Ruhe zu sein scheint, nicht als ein Beweis dafür

genommen werden, dass sich seine einzelnen Theile nicht in einem Zustande der Bewegung befinden können.

Ein Theil wenigstens der Energie eines warmen Körpers muss also Energie sein, die von der Bewegung der Theile desselben herrührt, oder kinetische Energie.

Der Schluss, zu dem wir kommen werden, dass nämlich ein sehr beträchtlicher Theil der Energie eines warmen Körpers in der Form von Bewegung vorhanden ist, wird noch augenscheinlicher werden, wenn wir die Wärmeenergie der Gase betrachten.

Jeder warme Körper befindet sich also in Bewegung. Wir haben nun zunächst der Natur dieser Bewegung nachzuspüren. Ersichtlich ist dieselbe keine Bewegung des ganzen Körpers in einer Richtung; denn wie klein wir auch den Körper durch mechanische Mittel machen, stets bleibt jedes sichtbare Theilchen, mag es noch so heiss sein, an derselben Stelle. Die Bewegung, welche wir Wärme nennen, muss daher eine Bewegung von Theilen sein, die zu klein sind, als dass sie getrennt von einander beobachtet werden können; die Bewegungen verschiedener Theile müssen in demselben Augenblick nach verschiedenen Richtungen gehen. Die Bewegung jedes Theiles muss, wenigstens bei festen Körpern, ausserdem der Art sein, dass, wie schnell sie auch geschehen mag, das Theilchen niemals eine merkliche Entfernung von seinem Ausgangspunkt erreicht.

Wir sind nun zu der Vorstellung gelangt, dass ein Körper aus vielen sehr kleinen Theilen besteht, von denen jeder in Bewegung begriffen ist. Wir wollen jedes dieser Theile ein Molecül der Substanz nennen. Ein Molecül kann demnach definirt werden als eine kleine Masse von Materie, deren Theile sich während der Ausschlüge, die das Molecül macht, wenn der Körper, zu welchem es gehört, warm ist, nicht von einander trennen.

Die Lehre, dass die sichtbaren Körper aus einer bestimmten Anzahl von Molecülen besteht, wird die Moleculartheorie der Materie genannt. Die entgegenstehende Theorie ist die, dass, wie klein auch die Theile sein mögen, in welche ein Körper getheilt wird, jeder Theil alle Eigenschaften der Substanz be-

hält. Dies ist die Theorie der unbegrenzten Theilbarkeit der Körper. Wir behaupten nicht, dass es für die Theilbarkeit der Materie eine absolute Grenze giebt; was wir behaupten, ist das, dass, nachdem wir einen Körper in eine gewisse endliche Zahl von denselben zusammensetzenden Theilen, Molecüle genannt, getheilt haben, jede weitere Theilung dieser Molecüle denselben die Eigenschaften nimmt, aus welchen die an der Substanz beobachteten Erscheinungen entstehen.

Die Theorie, dass die beobachteten Eigenschaften der augenscheinlich in Ruhe befindlichen sichtbaren Körper der Wirkung von unsichtbaren, in sehr rascher Bewegung befindlichen Molecülen verdankt werden, hat sich schon bei Lucretius gefunden.

Daniel Bernoulli behauptete zuerst, dass der Druck der Luft von dem Stosse ihrer einzelnen Theile gegen die Wände des dieselbe enthaltenden Gefässes herrührt; Bernoulli bildete indessen die von ihm eingeführte Theorie wenig aus.

Lesage und Prevost aus Genf, später auch Herapath in seinem „Mathematical Physics“, machten verschiedene wichtige Anwendungen dieser Theorie.

Dr. Joule erklärte 1848 den Druck der Gase durch den Anprall ihrer Molecüle und berechnete die Geschwindigkeit, welche dieselben zur Erzeugung des beobachteten Druckes haben müssen.

Krönig richtete ebenfalls die Aufmerksamkeit auf diese Erklärung der Erscheinungen bei den Gasen.

Indessen verdanken wir Professor Clausius die neuere Entwicklung der dynamischen Gastheorie. Seitdem Clausius diesen Gegenstand aufgenommen hat, sind grosse Fortschritte durch viele Forscher gemacht worden. Ich werde jetzt versuchen, einen Abriss von dem gegenwärtigen Stand dieser Theorie zu geben.

Alle Körper bestehen aus einer begrenzten Anzahl von kleinen Theilen, Molecüle genannt. Jedes Molecül besteht aus einer bestimmten Menge Materie, welche für alle Molecüle derselben Substanz genau dieselbe ist. Die Art, in welcher das Molecül zusammengehalten wird, ist ebenso für alle Mole-

cüle derselben Substanz dieselbe. Ein Molecül kann aus mehreren verschiedenartigen Theilen von Materie bestehen, die durch chemische Kräfte zusammengehalten werden; es kann in Schwingung, Drehung oder irgend eine andere Art von gegenseitiger Bewegung der Molecüle versetzt werden. So lange sich hierbei die verschiedenen Theile nicht von einander trennen, sondern bei den einzelnen Ausschlägen des Molecüls sich zusammen fortbewegen, nennt unsere Theorie die ganze zusammenhängende Masse ein einzelnes Molecül.

Die Molecüle aller Körper sind in einem Zustande fortwährender Bewegung. Je wärmer ein Körper ist, desto heftiger sind die Molecüle bewegt. In festen Körpern geht das Molecül, obgleich in fortwährender Bewegung, niemals über eine sehr kleine Entfernung von seiner ursprünglichen Stellung in dem Körper heraus. Der Weg, den es beschreibt, ist auf einen sehr geringen Raumtheil beschränkt.

Bei Fluidas ist andererseits keine solche Beschränkung für die Excursionen eines Molecüls. Es ist richtig, dass das Molecül im Allgemeinen nur eine kleine Strecke zurücklegen kann, ehe sein Weg durch die Begegnung mit anderen Molecülen gestört wird; nach dieser Begegnung ist aber Nichts vorhanden, welches das Molecül bestimmt, lieber zu dem Platze, von welchem es ausging, zurückzukehren, als seinen Weg in neue Regionen fortzusetzen. Daher ist bei Fluidas der Weg eines Molecüles nicht auf einen begrenzten Raum beschränkt, wie bei festen Körpern; das Molecül kann in jeden Theil des Raumes, welchen das Fluidum einnimmt, vordringen.

Die thatsächlichen Erscheinungen der Diffusion, sowohl bei Flüssigkeiten wie bei Gasen, liefern den strengsten Beweis dafür, dass diese Körper aus Molecülen bestehen, die sich in einem Zustand von beständiger Bewegung befinden.

Wenn wir nun aber die Methode der Dynamik auf die Untersuchung der Eigenschaften eines Systems anwenden, das aus einer grossen Zahl von kleinen, in Bewegung befindlichen Körpern besteht, so tritt die Aehnlichkeit eines solchen Systems mit einem gasförmigen Körper noch mehr hervor.

Ich werde versuchen, mit Vermeidung aller unnöthigen mathematischen Rechnungen, Bericht von dem zu geben, was wir von solch einem System wissen.

Ueber die kinetische Theorie der Gase.

Man nimmt an, dass ein gasförmiger Körper aus einer grossen Anzahl von Molecülen besteht, die sich mit grosser Geschwindigkeit bewegen. Während des grössten Theiles ihrer Bahn unterliegen die Molecüle keinem merklichen Kraft-einfluss und bewegen sich daher mit gleichförmiger Geschwindigkeit in geraden Linien. Kommen zwei Molecüle in eine gewisse Nähe zu einander, so tritt eine gegenseitige Wirkung zwischen denselben ein, welche mit dem Zusammenstoss zweier Billardbälle verglichen werden kann. Jedes Molecül hat seine Bahn geändert und bewegt sich auf einem neuen Wege vorwärts. Ich habe aus einigen von mir angestellten Versuchen geschlossen, dass der Zusammenstoss zwischen zwei harten kugelförmigen Bällen nicht eine genaue Darstellung dessen ist, was während der Begegnung zweier Molecüle eintritt. Eine bessere Darstellung einer solchen Begegnung erhält man, wenn man annimmt, dass die Molecüle in einer mehr allmäligen Weise auf einander wirken, so dass die Einwirkung derselben auf einander eine endliche Zeit lang dauert, während welcher die Mittelpunkte der Molecüle sich zuerst nähern und dann von einander entfernen.

Wir wollen diese gegenseitige Einwirkung als einen Zusammenstoss zwischen zwei Molecülen bezeichnen; die Bahn eines Molecüls zwischen zwei auf einander folgenden Zusammenstössen nennen wir die freie Weglänge des Molecüls. Bei gewöhnlichen Gasen nimmt die freie Bewegung eines Molecüls viel mehr Zeit in Anspruch, wie ein Zusammenstoss. Wird die Dichtigkeit des Gases grösser, so verringert sich die freie Weglänge; bei Flüssigkeiten kann kein Theil der Bahn eines Molecüls als eine freie Weglänge bezeichnet werden.

Bei einem Zusammenstoss zweier Molecüle wissen wir, dass, weil die Kraft des Stosses zwischen diesen beiden Molecülen wirkt, die Bewegung des Schwerpunktes derselben vor und nach dem Zusammenstoss dieselbe ist. Wir wissen ferner aus dem Princip von der Erhaltung der Energie, dass die Geschwindigkeit jedes Molecüls relativ zum Schwerpunkt der Grösse nach dieselbe bleibt, und nur die Richtung ändert.

Wir wollen uns nun zunächst eine Anzahl von sich bewegenden Molecülen in einem Gefässe befindlich vorstellen. Die Wände dieses letzteren sind so beschaffen, dass das Gefäss, wenn ihm durch die Stösse der Molecüle gegen die Wände, irgend welche Energie mitgetheilt wird, ebenso viel Energie an andere Molecüle während des Anprallens derselben gegen die Wand wieder abgibt, so dass die ganze Energie des eingeschlossenen Systems constant erhalten wird. Zunächst müssen wir in Betreff dieses sich bewegenden Systems bemerken, dass selbst, wenn alle Molecüle ursprünglich dieselbe Geschwindigkeit besitzen, ihre Zusammenstösse eine Ungleichheit der Geschwindigkeiten bewirken werden und dass diese Vertheilung der Geschwindigkeit continuirlich weiter gehen wird. Jedes Molecül wird bei jedem Zusammenstoss sowohl die Richtung wie seine Geschwindigkeit ändern; da wir die genauen Einzelheiten eines jeden Zusammenstosses nicht kennen, so müssen uns diese Aenderungen der Bewegung, wenn wir die Bahn eines einzelnen Molecüls verfolgen, sehr unregelmässig erscheinen. Adoptiren wir aber eine statistische Uebersicht über das System, theilen die Molecüle in Gruppen ein nach der Geschwindigkeit, mit welcher dieselben sich in einem gewissen Augenblick zufällig bewegen, so werden wir eine Regelmässigkeit einer neuen Art in den Verhältnissen der ganzen Anzahl von Molecülen, welche in die einzelnen Gruppen fallen, bemerken.

Hier möchte ich betonen, dass wir, wenn wir diese statistische Methode befolgen, nämlich die mittlere Zahl der nach den Geschwindigkeiten gesonderten Molecülgruppen zu betrachten, die strenge kinetische Methode verlassen haben, welche die genauen Zustände eines jeden einzelnen Molecüls bei allen seinen

Zusammenstössen aufspürt. Es ist daher möglich, dass wir zu Resultaten kommen können, welche allerdings die Thatsachen gut wiedergeben, so lange wir mit grösseren Gasmengen zu thun haben, die aber ihre Anwendbarkeit verlieren, wenn unsere Fähigkeiten und Instrumente so geschärft sind, dass wir jedes Molecül entdecken, fassen und durch alle seine Bahnen verfolgen können.

Aus demselben Grunde kann eine Theorie über Erziehungsergebnisse, welche aus einem Studium der Acten gewonnen ist, in denen keine Namen der einzelnen Individuen angegeben sind, für sehr unpraktisch für die Versuche eines Lehrers befunden werden, der im Stande ist, den Fortschritt eines jeden einzelnen Schülers zu verfolgen.

Es hat sich herausgestellt, dass die Vertheilung der Molecüle nach ihren Geschwindigkeiten durch genau dieselbe mathematische Formel bestimmt wird, wie die Vertheilung der Beobachtungen nach der Grösse ihrer Fehler, deren Formel in der Theorie der Beobachtungsfehler gegeben ist. Auch die Vertheilung der Schusslöcher auf einer Scheibe nach der Entfernung von dem Zielpunkte hat sich in derselben Form ergeben, vorausgesetzt, dass eine grosse Menge von Schüssen von Schützen, die denselben Grad von Geschicklichkeit besitzen, abgefeuert sind.

Wir sind derselben Formel auch schon begegnet bei der Diffusion der Wärme durch Leitung von einer heissen Schicht aus. Wo immer bei physikalischen Erscheinungen eine Ursache vorhanden ist, welche wir nicht controlliren können, und welche ein Zerstreuen der Theile der Materie, eine Abweichung der Beobachtungen von der Regel oder eine Diffusion von Geschwindigkeit oder Wärme verursacht, überall da können wir sicher sein, dass mathematische Ausdrücke von dieser Exponentialform auftreten.

Es ergibt sich, dass von den das System zusammensetzenden Molecülen einige sich sehr langsam bewegen, sehr wenige mit ausserordentlich grosser Geschwindigkeit und die grössere Anzahl mit mittleren Geschwindigkeiten. Um ein solches System mit einem anderen zu vergleichen, ist die beste

Methode, das Mittel von den Quadraten aller Geschwindigkeiten zu nehmen. Diese Grösse wird das mittlere Quadrat der Geschwindigkeit genannt. Die Quadratwurzel aus dieser Grösse heisst die Geschwindigkeit des mittleren Quadrates.

Vertheilung der kinetischen Energie zwischen zwei verschiedenen Gruppen von Molecülen.

Wenn zwei Gruppen von Molecülen, deren Masse verschieden ist, in demselben Gefässe sich bewegen, so werden dieselben durch ihre Zusammenstösse ihre Energie gegenseitig austauschen, bis die mittlere kinetische Energie eines einzelnen Molecüls in beiden Gruppen dieselbe ist. Dieses Resultat folgt aus derselben Untersuchung, welche das Gesetz der Vertheilung der Geschwindigkeiten in einer einzelnen Gruppe von Molecülen bestimmt.

Ist daher die Masse eines Molecüls der einen Art M_1 und die eines Molecüls der anderen Art M_2 , sind ferner die mittleren Geschwindigkeiten ihrer Bewegungen V_1 und V_2 , so ist:

$$M_1 V_1^2 = M_2 V_2^2 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Die Grösse $\frac{1}{2} M V^2$ wird die mittlere kinetische Energie der fortschreitenden Bewegung eines einzelnen Molecüls genannt. Wir werden auf dieses Resultat zurückkommen, wenn wir zum Gesetz von Gay-Lussac über das Volumen der Gase kommen.

Innere kinetische Energie eines Molecüls.

Wenn ein Molecül ein mathematischer Punkt wäre, der Trägheit und Anziehungs- und Abstossungskräfte besitzt, so würde die einzige kinetische Energie, welche es besitzen könnte, die sein, welche es in der Fortbewegung als Ganzes besitzt. Wenn dagegen das Molecül ein Körper ist, der einzelne Theile und eine gewisse Grösse besitzt, so können diese Theile Rota-

tionsbewegungen oder Schwingungen gegen einander ausführen, die unabhängig sind von der Bewegung des Schwerpunktes des Molecüls.

Wir müssen daher in diesem Falle annehmen, dass ein Theil der kinetischen Energie eines Molecüls von der gegenseitigen Bewegung der Theile des letzteren abhängen kann. Wir wollen diese speciell die innere Energie nennen, um dieselbe von der Energie, die aus der Fortbewegung des Molecüls als ein Ganzes stammt, zu unterscheiden. Das Verhältniss der inneren Energie zu der Energie der Fortbewegung kann in verschiedenen Gasen verschieden sein.

Definition der Geschwindigkeit eines Gases.

Es ist klar, dass wir, wenn ein Gas aus einer grossen Anzahl von Molecülen besteht, die sich ungefähr nach allen möglichen Richtungen bewegen, die Geschwindigkeit irgend eines dieser Molecüle nicht mit der, welche wir gewöhnlich als Geschwindigkeit des ganzen Gases betrachten, identificiren können. Nehmen wir ein Gas, welches lange genug in einem Gefäss aufbewahrt wurde, um die normale Geschwindigkeitsvertheilung annehmen zu können. Dieses Gas befindet sich nach den gewöhnlichen Bezeichnungen in Ruhe, obgleich die Molecüle, aus welchen es zusammengesetzt ist, nach allen Richtungen herumfliegen können.

Betrachten wir nun einen ebenen Theil einer in Gedanken im Gefässe construirten Fläche. Diese Fläche nimmt an der Bewegung der Molecüle keinen Theil. Einige Molecüle gehen durch dieselbe in der einen Richtung, andere in der entgegengesetzten Richtung; es ist aber klar, dass, weil das Gas nicht das Bestreben hat sich lieber auf der einen Seite anzuhäufen wie auf der anderen, dieselbe Anzahl von Molecülen in beiden Richtungen hindurchgeht. Wenn demnach ein Gas in Ruhe ist, so gehen durch eine feste Fläche gerade so viele Molecüle in der einen Richtung, wie in derselben Zeit in der anderen Richtung.

Es ist klar, dass, wenn das Gefäss, anstatt in Ruhe zu sein, sich in dem Zustande einer gleichförmigen Bewegung befindet, wiederum eine gleiche Anzahl von Molecülen nach beiden Richtungen durch jede mit dem Gefässe fest verbunden gedachte Fläche gehen wird. Daher finden wir, dass, wenn ein Gas sich in Bewegung befindet, und wenn die Geschwindigkeit einer Fläche in Richtung und Grösse mit der des Gases übereinstimmt, durch diese Fläche dieselbe Anzahl von Molecülen in der positiven Richtung hindurchgeht wie in der negativen.

Dies führt zu der folgenden Definition der Geschwindigkeit eines Gases:

Bestimmen wir die Bewegung des Schwerpunktes aller Molecüle in einem sehr kleinen, einen Punkt in dem Gase umgebenden Raum, so wird die Geschwindigkeit des Gases in diesem Raum definirt als die Geschwindigkeit des Schwerpunktes aller Molecüle in diesem Raum.

Diese Bewegung des Schwerpunktes wird in der gewöhnlichen Ausdrucksweise unter Bewegung eines Gases gemeint. Ausser dieser Bewegung giebt es noch zwei andere Arten von Bewegung, die in der kinetischen Theorie der Gase ins Auge gefasst werden. Die erste ist die fortschreitende Bewegung der Molecüle. Diese ist die bis jetzt ganz unsichtbare Bewegung des als ein Ganzes betrachteten Molecüls. Ihre Bahn besteht aus mehreren abgebrochenen Theilen, genannt die freien Weglängen, die von einander durch die Zusammenstösse zwischen verschiedenen Molecülen getrennt sind.

Die zweite Bewegung ist die innere Bewegung jedes Molecüls, die theils aus Drehungen, theils aus Schwingungen der einzelnen Theile des Molecüls besteht.

Die Geschwindigkeit des Schwerpunktes eines Molecüls ist die Resultante der Geschwindigkeit der ganzen Gasmenge und der fortschreitenden Geschwindigkeit der einzelnen Molecüle in dem gegebenen Momente. Die Geschwindigkeit eines der ein Molecül zusammensetzenden Theile ist die Resultante der Geschwindigkeit des Schwerpunktes des Molecüls und der

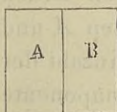
relativen Geschwindigkeit des betreffenden Theiles gegenüber dem Schwerpunkt des Molecüls.

Theorie des Druckes eines Gases.

Wir wollen zwei Gasmengen betrachten, die von einander durch eine ebene Fläche getrennt sind, welche sich mit derselben Geschwindigkeit wie das Gas fortbewegt. Wir haben gesehen, dass in diesem Falle die Anzahl der Molecüle, welche durch die Ebene nach entgegengesetzten Seiten hindurchgehen, dieselbe ist.

Jedes Molecül, welches durch die Ebene aus dem Raume A in den Raum B geht, betritt den zweiten Raum genau in demselben Zustande, in welchem es den ersten verlässt.

Fig. 45.



Es führt daher in den Raum B nicht allein seine Masse über, sondern auch seine Bewegungsmenge und seine kinetische Energie. Betrachten wir daher die Bewegungsmenge, welche in irgend einem Augenblicke nach einer gegebenen Richtung hin in dem Raume B vorhanden ist, so wird diese Bewegungsmenge geändert jedesmal, wenn ein seine Bewegungsmenge mit sich führendes Molecül die Grenze überschreitet.

Wir wollen jetzt alle diejenigen Molecüle ins Auge fassen, deren Geschwindigkeiten um weniger wie eine gewisse Grösse c von einer gegebenen Geschwindigkeit abweichen, deren Componenten sind: u in der Richtung senkrecht zu der Ebene und zwar von A nach B hin, weiter v und w in zwei andern Richtungen, die parallel dieser Ebene sind. Es mögen in jeder Volumeinheit N Molecüle vorhanden sein, deren Geschwindigkeit innerhalb dieser Grenze liegt; die Masse eines jeden von diesen Molecülen sei M .

Die Anzahl der Molecüle, welche in der Zeiteinheit durch die Flächeneinheit der Ebene von A nach B übergehen, ist:

$$Nu.$$

Die Bewegungsmenge jedes dieser Molecüle, gerechnet in der Richtung AB , ist:

$$Mu.$$

Daher ist die in dieser Richtung dem Raume B in der Zeiteinheit mitgetheilte Bewegungsmenge:

$$MNu^2.$$

Da dieses Bombardement des Raumes B keine Bewegung in dem Gase hervorruft, so muss auf das Gas von den Wänden des Gefässes ein Druck ausgeübt werden; die Grösse dieses Druckes muss für jede Flächeneinheit MNu^2 sein.

Der Raum A verliert in demselben Verhältniss positive Bewegungsmenge. Um das Gleichgewicht aufrecht zu erhalten, muss auf jede Flächeneinheit der Oberfläche des Raumes A der Druck MNu^2 ausgeübt werden.

Bis jetzt haben wir nur eine Gruppe von Molecülen betrachtet, deren Geschwindigkeiten zwischen gegebenen Grenzen liegen. In jeder von solchen Gruppen bestimmt den Druck in der Richtung AB auf die Trennungsfläche zwischen A und B eine Grösse von der Form MNu^2 , worin N die Anzahl der Molecüle in der Gruppe ist, u die Geschwindigkeitscomponente jedes Molecüls in der Richtung AB . Die anderen Componenten beeinflussen den Druck in dieser Richtung nicht.

Um den ganzen Druck zu finden, müssen wir die Summe aller der Ausdrücke wie MNu^2 für alle Molecülgruppen in dem System suchen. Wir können dieses Resultat schreiben $MN\bar{u}^2$, worin N die Gesamtzahl der Molecüle in der Volumeneinheit bezeichnet und $\bar{u}^2$ den Mittelwerth von u^2 für alle diese Molecüle. Ist nun V^2 das Quadrat der Geschwindigkeit ohne Rücksicht auf die Richtung, so ist:

$$V^2 = u^2 + v^2 + w^2,$$

worin u, v, w die Componenten in drei auf einander senkrecht stehenden Richtungen sind. Daher haben wir, wenn $\bar{u}^2, \bar{v}^2$ und $\bar{w}^2$ die Mittelwerthe der Quadrate (die mittleren Quadrate) dieser Componenten bedeuten und V^2 ebenso den Mittelwerth des Quadrates der Resultante:

$$\bar{V}^2 = \bar{u}^2 + \bar{v}^2 + \bar{w}^2.$$

Wenn, wie bei jedem in Ruhe befindlichen Gase, der Druck nach allen Richtungen gleich ist, dann ist $\overline{u^2} = \overline{v^2} = \overline{w^2}$ und daher $\overline{V^2} = 3\overline{u^2}$.

Es ist also der Druck des Gases:

$$p = \frac{1}{3} MN \overline{V^2} \dots \dots \dots (2)$$

worin M die Masse jedes Molecüls, N die Anzahl von Molecülen in der Volumeneinheit und $\overline{V^2}$ das mittlere Quadrat der Geschwindigkeit bedeutet.

In diesem Ausdruck sind zwei Grössen, welche nie direct gemessen worden sind — die Masse eines einzelnen Molecüls und die Anzahl der Molecüle in der Volumeneinheit. Wir haben aber hier mit dem Producte dieser Grössen zu thun, welches offenbar die Masse der in der Volumeneinheit befindlichen Substanz ist, oder in anderen Worten ihre Dichtigkeit. Daher können wir den gefundenen Ausdruck schreiben:

$$p = \frac{1}{3} \varrho \overline{V^2} \dots \dots \dots (3)$$

wenn ϱ die Dichtigkeit des Gases bedeutet.

Es ist leicht aus diesem Ausdrucke das mittlere Quadrat der Geschwindigkeit eines Gases zu berechnen. (Joule hat dieselbe zuerst auf diese Weise ermittelt.) Es ist nämlich:

$$\overline{V^2} = 3 \frac{p}{\varrho} \dots \dots \dots (4)$$

worin p der Druck und ϱ die Dichtigkeit ist. Selbstverständlich müssen beide Grössen in Werthen derselben Fundamenteinheiten ausgedrückt sein.

Z. B. ist bei dem Atmosphärendruck von 10·333 Kg auf das Quadratmeter und bei der Temperatur des schmelzenden Eises die Dichtigkeit des Wasserstoffs gleich 0·0896 Kg in einem Cubikmeter. Daher ist $\frac{p}{\varrho} = 11·5323$ in Gravitationsmaass; da die Intensität dort, wo dieser Werth beobachtet wurde, gleich 9·8097 war, so haben wir:

$$\overline{V^2} = 3393258$$

oder

$$\overline{V} = 1842 \text{ Meter in der Secunde.}$$

Das ist die Geschwindigkeit des mittleren Quadrates für Wasserstoffmoleculë bei 0° C. und unter atmosphärischem Druck.

Gesetz von Boyle.

Man sagt, zwei Körper haben dieselbe Temperatur, wenn die Wärme kein Bestreben hat lieber von dem ersten auf den zweiten Körper überzugehen, als umgekehrt. Nach der kinetischen Gastheorie wird, wie wir gesehen haben, dieses Wärme-gleichgewicht hergestellt, wenn eine gewisse Beziehung zwischen den fortschreitenden Geschwindigkeiten der Moleculë der beiden Körper vorhanden ist. Daher muss die Temperatur eines Gases abhängen von der fortschreitenden Geschwindigkeit seiner Moleculë; diese Geschwindigkeit muss darnach bei derselben Temperatur dieselbe sein, welches auch die Dichtigkeit ist.

In dem Ausdruck $p = \frac{1}{3} \rho \overline{V^2}$ hängt die Grösse $\overline{V^2}$ nur von der Temperatur ab, so lange das Gas dasselbe bleibt. Ändert sich daher die Dichtigkeit, so muss sich in demselben Verhältniss p ändern. Das ist aber Boyle's Gesetz, welches nun von dem Range einer experimentellen Erfahrung auf den einer Folgerung aus der kinetischen Theorie der Gase erhoben ist.

Bezeichnet v das Volumen der Masseneinheit, so können wir diesen Ausdruck schreiben:

$$pv = \frac{1}{3} \overline{V^2} \quad (5)$$

Nun ist pv proportional der absoluten Temperatur, wenn dieselbe durch ein Thermometer von dem betrachteten Gase bestimmt ist. Daher ist $\overline{V^2}$ das mittlere Quadrat der fort-

schreitenden Geschwindigkeit, proportional der auf diesem Wege gemessenen absoluten Temperatur.

Gesetz von Gay-Lussac.

Wir wollen zunächst zwei verschiedene Gase in ihrem Wärmegleichgewicht betrachten. Wir haben schon gezeigt, dass, wenn M_1 und M_2 die Massen der einzelnen Molecüle dieser Gase sind und V_1 und V_2 ihre bezüglichen Geschwindigkeiten der fortschreitenden Bewegung, dass es dann für das Wärmegleichgewicht nach Gleichung (1) nöthig ist, dass:

$$M_1 \overline{V}_1^2 = M_2 \overline{V}_2^2.$$

Sind die Drucke der Gase p_1 und p_2 , die Anzahl der Molecüle in der Volumeneinheit N_1 und N_2 , so ist nach Gleichung (2):

$$p_1 = \frac{1}{3} M_1 N_1 \overline{V}_1^2 \text{ und } p_2 = \frac{1}{3} M_2 N_2 \overline{V}_2^2.$$

Sind die Drucke der beiden Gase einander gleich, so ist

$$M_1 N_1 \overline{V}_1^2 = M_2 N_2 \overline{V}_2^2.$$

Sind die Temperaturen gleich, so ist:

$$M_1 \overline{V}_1^2 = M_2 \overline{V}_2^2.$$

Dividiren wir die Glieder der ersten der beiden letzten Gleichungen durch die Glieder der letzten, so erhalten wir:

$$N_1 = N_2 \dots \dots \dots (6)$$

oder:

Wenn zwei Gase dieselbe Temperatur und denselben Druck haben, so ist die Anzahl der Molecüle in der Volumeneinheit bei beiden Gasen dieselbe.

Setzen wir für die Dichtigkeiten der beiden Gase $\varrho_1 = M_1 N_1$ und $\varrho_2 = M_2 N_2$, so haben wir, da $N_1 = N_2$:

$$\varrho_1 : \varrho_2 = M_1 : M_2 \dots \dots \dots (7)$$

Die Dichtigkeiten von zwei Gasen von derselben Temperatur und demselben Druck sind proportional der Masse der einzelnen Molecüle.

Diese beiden gleichwerthigen Sätze sind der Ausdruck eines sehr wichtigen von Gay-Lussac aufgestellten Gesetzes, dass nämlich die Dichtigkeiten der Gase proportional ihren Moleculargewichten sind.

Das Gewichtsverhältniss, in welchem sich verschiedene Substanzen vereinigen um chemische Verbindungen zu bilden, hängt nach Dalton's atomistischer Theorie ab von den Gewichten ihrer Molecüle. Es ist eine der wichtigsten Untersuchungen in der Chemie die Gewichtsverhältnisse der Molecüle aus den Verhältnissen zu bestimmen, in welchen dieselben mit einander in Verbindung treten. Gay-Lussac entdeckte, dass bei Gasen die Volumina der chemisch vereinigten Mengen verschiedener Gase stets in einfachen Verhältnissen zu einander stehen. Dieses Gesetz der Volumina ist nun auch von dem Range einer empirischen Thatsache erhoben zu dem einer Folgerung aus unserer Theorie; wir können als einen dynamischen Satz behaupten, dass die Gewichte der Molecüle von Gasen (das ist, der kleinen Theile, welche während ihrer Bewegung sich nicht von einander trennen) proportional sind den Dichtigkeiten dieser Gase bei einem Normaldruck und Normaltemperatur.

Gesetz von Charles.

Wir müssen nun zunächst die Wirkung von Temperaturänderung auf verschiedene Gase ins Auge fassen. Bei allen Temperaturen besteht, wenn Wärmegleichgewicht vorhanden ist, die Beziehung:

$$M_1 \bar{V}_1^2 = M_2 \bar{V}_2^2;$$

ferner ist die mit dem betreffenden Gasthermometer gemessene absolute Temperatur proportional $\bar{V}_1^2$ beim ersten Gase und proportional $\bar{V}_2^2$ beim zweiten Gase. Hieraus folgt, dass, weil $\bar{V}_1^2$ selbst proportional $\bar{V}_2^2$ ist, die mit den zwei Thermometern gemessenen absoluten Temperaturen einander proportional sind und dass sie, wenn sie bei einer Temperatur (etwa beim

Gefrierpunkt) übereinstimmen, auch stets über den ganzen Bereich der Temperaturscala übereinstimmen müssen. Dieses ist das von Charles entdeckte Gesetz der gleichmässigen Ausdehnung der Gase.

Kinetische Energie eines Molecüls.

Die mittlere kinetische Energie der fortschreitenden Bewegung eines Molecüls ist das Product aus dessen Masse und dem halben mittleren Quadrat der Geschwindigkeit, oder:

$$\frac{1}{2} M \overline{V^2}.$$

Das ist die Energie, welche der Bewegung des Molecüls als Ganzes verdankt wird; die einzelnen Theile des Molecüls können sich aber in einem Zustande von gegenseitiger Bewegung befinden. Nehmen wir mit Clausius an, dass die von dieser inneren Bewegung der Theile eines Molecüls stammende Energie nach einem Werthe strebt, der in einem constanten Verhältniss zu der Energie der fortschreitenden Bewegung steht, so ist die ganze Energie proportional der Energie der fortschreitenden Bewegung und kann geschrieben werden:

$$\frac{1}{2} \beta M \overline{V^2},$$

worin β ein Factor ist, der stets grösser wie Eins sein muss und wahrscheinlich für Luft und verschiedene der vollkommeneren Gase gleich 1.634 ist. Für Dampf kann er vielleicht bis zu 2.19 betragen; indessen ist diese Angabe sehr unsicher.

Um die kinetische Energie der in der Volumeneinheit enthaltenen Substanz zu finden, brauchen wir den vorstehenden Ausdruck nur mit der Anzahl der Molecüle zu multipliciren und erhalten:

$$T = \frac{1}{2} \beta M N \overline{V^2} \dots \dots \dots (8)$$

Vergleichen wir diese Gleichung mit der Gleichung (2), welche den Druck bestimmt, so erhalten wir:

$$T_v = \frac{3}{2} \beta p \dots \dots \dots (9)$$

Die Energie in der Volumeneinheit ist darnach numerisch gleich dem Druck auf die Flächeneinheit, multiplicirt mit $\frac{3}{2} \beta$.

Die Energie in der Masseneinheit wird gefunden, indem wir (9) mit v , dem Volumen der Masseneinheit multipliciren:

$$T_m = \frac{3}{2} \beta p v \dots \dots \dots (10)$$

Specifische Wärme bei constantem Volumen.

Da das Product $p v$ proportional der absoluten Temperatur ist, ist auch die Energie der Temperatur proportional.

Die specifische Wärme wird dynamisch gemessen durch das einer Temperatursteigerung um einen Grad entsprechende Anwachsen der Energie, also:

$$K_v = \frac{3}{2} \beta \frac{p v}{\theta} \dots \dots \dots (11)$$

Um die specifische Wärme in gewöhnlichen Wärmeeinheiten zu erhalten, müssen wir diesen Ausdruck durch J , der specifischen Wärme des Wassers (Joule's Aequivalent), dividiren. Es folgt aus diesem Ausdruck, dass für jedes Gas die specifische Wärme der Masseneinheit bei constantem Volumen für alle Drucke und Temperaturen dieselbe ist, weil $\frac{p v}{\theta}$ constant bleibt. Für verschiedene Gase ist die specifische Wärme bei constantem Volumen umgekehrt proportional dem specifischen Gewicht und direct proportional β .

Da β für verschiedene Gase nahezu denselben Werth hat, so ist die specifische Wärme dieser Gase umgekehrt proportional ihrem auf Luft bezogenen specifischen Gewicht. Da das specifische Gewicht bei den Gasen aber proportional dem Moleculargewicht ist, so hat das Product aus specifischer Wärme

und Moleculargewicht für alle diese Gase denselben Werth. Dies ist das Gesetz von Dulong und Petit. Dasselbe würde für alle Gase genau sein, wenn bei jedem Gase der Werth von β derselbe wäre.

Auf Seite 210 wurde nachgewiesen, dass die Differenz der beiden specifischen Wärmen gleich $\frac{p v}{\theta}$ ist. Daher ist ihr Verhältniss k :

$$k = \frac{2}{3\beta} + 1 \text{ und } \beta = \frac{2}{3} \frac{1}{k-1}.$$

Ist U die Geschwindigkeit des Schalles in einem Gase, so haben wir nach Seite 258:

$$U^2 = k p v \dots\dots\dots (12)$$

Das mittlere Quadrat der Geschwindigkeit der fortschreitenden Bewegung ist:

$$\overline{V^2} = 3 p v \dots\dots\dots (13)$$

Also $U = \sqrt{\frac{k}{3}} V$ oder, wenn $k = 1.408$, wie bei Luft

und verschiedenen anderen Gasen:

$$U = 0.6858 V, \text{ also } V = 1.458 U \dots (14)$$

Dies sind die Beziehungen zwischen der Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Schalles und der Geschwindigkeit des mittleren Quadrates der fortschreitenden Bewegung in jedem Gase, für welches $k = 1.408$ ist.

Es gestattet der Zweck dieses Buches nur einen kurzen Abriss von einigen anderen Resultaten der kinetischen Theorie der Gase zu geben. Zwei von diesen sind unabhängig von der Natur der Wirkung zwischen den Molecülen während deren Zusammenstösse.

Das erste dieser Resultate bezieht sich auf das Gleichgewicht einer Mischung von der Schwerkraft unterworfenen Gasen. Das Resultat unserer Theorie ist das, dass die schliessliche Vertheilung irgend einer Anzahl von verschiedenen Gasarten in einem verticalen Gefäss der Art ist, dass die Dichtigkeit jedes Gases in einer gegebenen Höhe dieselbe ist, als

wenn alle anderen Gase entfernt wären und dies betreffende Gas in dem Gefäss allein gelassen hätten.

Das ist genau die Vertheilung, deren Vorhandensein Dalton in einem in Gleichgewicht befindlichen Gemisch von Gasen annahm; das Gesetz der Dichtigkeitsverminderung für jedes der das Gemisch zusammensetzenden Gase sollte nach Dalton genau dasselbe sein, als wenn die anderen Gase nicht vorhanden gewesen wären.

In unserer Atmosphäre reissen die durch Winde hervorgerufenen fortwährenden Störungen immer Theile der gemischten Gase aus der einen Schicht mit sich in eine andere fort, so dass das Verhältniss von Sauerstoff und Stickstoff in verschiedenen Höhen viel gleichmässiger ist, als wenn diese Gase ihre Plätze durch Diffusion während vollständiger Windstille hätten einnehmen können.

Das zweite Resultat unserer Theorie bezieht sich auf das Wärmegleichgewicht einer verticalen Säule. Wir finden, dass, wenn eine verticale Gassäule sich selbst überlassen bleibt, bis sie durch Wärmeleitung den Zustand des Wärmegleichgewichts erreicht hat, die Temperatur an allen Stellen der Säule dieselbe ist, oder dass in anderen Worten die Schwerkraft keine Wirkung hat in der Art, dass sie den Boden der Säule wärmer oder kälter wie den oberen Theil macht.

Dieses Resultat ist für die Theorie der thermodynamischen Eigenschaften wichtig, da es beweist, dass die Schwerkraft gar keinen Einfluss auf Aenderung der Bedingungen des Wärmegleichgewichtes bei irgend einer Substanz hat, ob letztere nun gasförmig ist oder nicht. Denn wenn zwei verticale Säulen von verschiedenen Substanzen auf derselben die Wärme vollkommen leitenden horizontalen Platte stehen, so werden die Temperaturen des Bodens der beiden Säulen denselben Werth haben; wenn dann jede Säule selbst sich noch im Wärmegleichgewicht befindet, so müssen die Temperaturen in allen gleich hohen Schichten dieselben sein. In der That, wenn die Temperaturen der oberen Theile der zwei Säulen verschieden wären, so könnten wir mit diesem Temperaturunterschied eine Maschine treiben; die unverarbeitete Wärme würde sich in der kälteren

Säule hinab bewegen, durch die leitende Platte gehen und in der wärmeren Säule hinaufsteigen. Dies würde so lange andauern, bis alle Wärme in Arbeit umgesetzt worden wäre und das stände im Widerspruch mit dem zweiten Hauptgesetz der Thermodynamik.

Wir wissen aber, dass wenn eine Säule gasförmig ist, die Temperatur durch dieselbe überall die gleiche ist. Daher muss auch die der anderen gleichförmig sein, aus welcher Substanz dieselbe auch bestehen mag.

Dieses Resultat ist aber keineswegs auf unsere Atmosphäre anwendbar. Setzen wir auch ganz die ausserordentlich grosse directe Wirkung der Sonnenstrahlung auf die Störung des Wärmegleichgewichtes bei Seite, so strebt die Wirkung der Winde, welche grosse Luftmassen von der einen Höhe in die andere überführen, darnach, eine Temperaturvertheilung von ganz anderer Art hervorzubringen. Die Temperatur muss nämlich darnach in jeder Höhe eine solche sein, dass eine Luftmasse, die ohne Wärmegewinn oder Wärmeverlust von einer Höhe in die andere gebracht wird, stets dieselbe Temperatur wie die umgebende Luft hat. In diesem Zustand, den Sir William Thomson das „Convectionsgleichgewicht der Wärme“ nennt, ist nicht die Temperatur überall constant, sondern die Grösse φ , d. i. die Entropie, welche die adiabatischen Curven bestimmt.

Bei dem Convectionsgleichgewicht der Temperatur ist die absolute Temperatur proportional dem auf die Potenz $\frac{k-1}{k}$ oder 0.233 erhobenen Druck.

Die ausserordentliche Kleinheit des Leitungsvermögens der Luft für Wärme im Vergleich mit der Schnelligkeit, mit welcher grosse Luftmassen durch Winde von einer Höhe in die andere geführt werden, bewirkt, dass die Temperatur der verschiedenen Schichten der Atmosphäre in grösserem Maasse von dieser Bedingung des Convectionsgleichgewichtes als von dem wahren Wärmegleichgewichte abhängt.

Wir wollen jetzt zu den Erscheinungen bei den Gasen übergehen, welche nach der kinetischen Theorie einerseits von

der Natur der Wirkung abhängt, welche stattfindet, wenn die Molecüle gegen einander stossen, und andererseits von der Häufigkeit dieser Zusammenstösse.

Es giebt drei Erscheinungen dieser Art, von denen die kinetische Theorie Rechnung giebt — die Diffusion der Gase, die Zähigkeit der Gase und die Wärmeleitung durch ein Gas.

Wir haben schon die uns bekannten Thatsachen bei der Diffusion zwischen zwei Gasen beschrieben. Nur wenn die Gase chemisch verschieden sind, können wir den Process der Diffusion verfolgen; nach der Moleculartheorie findet Diffusion aber immer statt, selbst in einem einzelnen Gase. Es ist nur unmöglich, das Vorschreiten der Molecüle zu verfolgen, weil wir dieselben einzeln nicht von einander unterscheiden können.

Die Beziehung zwischen Diffusion und Zähigkeit kann folgendermaassen erklärt werden: Nehmen wir den schon im Capitel XXI beschriebenen Fall der Bewegung einer Gasmasse, in welchem die verschiedenen horizontalen Schichten des Gases über einander fortgleiten. Bei der Diffusion gehen die Molecüle durch irgend eine horizontale Schicht zum Theil nach oben und zum Theil nach unten hindurch. Wenn die Eigenschaften des Mediums oberhalb und unterhalb dieser Ebene in irgend einer Weise verschieden sind, so wird der Austausch der Molecüle bewirken, dass die Eigenschaften der zwei Theile des Mediums sich einander immer ähnlicher werden.

Bei der gewöhnlichen Diffusion sind die Eigenschaften der zwei diffundirenden Substanzen im oberen und unteren Theil verschieden und ändern sich in den verschiedenen horizontalen Schichten nach deren Höhe. Bei einer inneren Reibung ist die mittlere horizontale Bewegungsmenge in den verschiedenen Schichten verschieden; wenn die Molecüle durch die vorher genannte Ebene hindurchgehen, indem sie dabei ihre Bewegungsmenge mitnehmen, so entsteht durch den Austausch der Bewegungsmenge zwischen den oberen und unteren Theilen des Mediums eine Kraft, welche die Geschwindigkeiten der letzteren auszugleichen strebt. Dies ist dann die bei der

Bewegung zäher Flüssigkeiten auch wirklich beobachtete Erscheinung.

Der Zähigkeitscoefficient, auf kinetischem Wege gemessen, stellt das Verhältniss dar, nach welchem die Ausgleichung der Geschwindigkeit durch den Austausch der Bewegungsmenge der Molecüle vorschreitet, ebenso wie der Diffusionscoefficient das Verhältniss darstellt, nach welchem der Ausgleich der chemischen Zusammensetzung durch den Austausch der Molecüle vorschreitet.

Es ergibt sich aus der kinetischen Gastheorie, dass, wenn D der Diffusionscoefficient des Gases in sich selbst ist und ν die kinematisch gemessene Zähigkeit, folgende Beziehung herrscht:

$$v = 0.6479 D \dots \dots \dots (15)$$

[illegible]

Die Wärmeleitung in einem Gase ist nach der kinetischen Theorie einfach die Diffusion von Energie der Molecüle vermöge des Umherfliegens der letzteren in dem Medium und der Mitnahme ihrer Energie bis zu einem Zusammenstoss mit anderen Molecülen, wobei dann die Energie wieder vertheilt wird. Die Beziehung des thermometrisch gemessenen Leitungsvermögens κ zu der kinematisch gemessenen Zähigkeit ν ist:

$$\kappa = \frac{5}{3k} \nu \quad \dots \dots \dots (17)$$

Es ergibt sich hieraus, dass Diffusion, Zähigkeit und Wärmeleitungsvermögen bei Gasen in einer sehr einfachen Beziehung zu einander stehen. Sie sind das Maass für den Ausgleich von drei Eigenschaften des Mediums — für den Ausgleich der Bestandtheile, der Geschwindigkeit und der Temperatur des letzteren. Der Ausgleich wird in jedem Fall durch dieselbe Ursache bewirkt, nämlich durch die fortschreitende Bewegung der Molecüle. In jedem Falle ist, wenn die Dichtigkeit dieselbe bleibt, die Geschwindigkeit der Ausgleichung proportional der absoluten Temperatur; bleibt die Temperatur dagegen dieselbe, so ist die Geschwindigkeit der Ausgleichung umgekehrt proportional der Dichtigkeit. Daher

ändern sich, wenn wir Temperatur und Druck als Bestimmungsstücke für den Zustand eines Gases ansehen, die Grössen D , v und κ direct wie das Quadrat der absoluten Temperatur und umgekehrt wie der Druck.

Moleculartheorie der Verdampfung und Verdichtung.

Die mathematischen Schwierigkeiten, welche sich bei der Untersuchung der Bewegungen von Molecülen erheben, sind so gross, dass es nicht zu verwundern ist, dass die meisten numerischen Resultate sich auf die Erscheinungen bei Gasen beschränken. Indessen ist doch die Grundidee der Erklärung mancher anderer Erscheinungen durch die Moleculartheorie von Clausius und Anderen gegeben.

Wir haben gesehen, dass bei einem Gase einige Molecüle eine viel grössere Geschwindigkeit haben, wie andere, so dass wir nur der mittleren Geschwindigkeit aller Molecüle einen bestimmten Werth zuschreiben können. Wahrscheinlich gilt dieses auch für die Bewegungen der Molecüle in einer Flüssigkeit, so dass einige Molecüle in der Flüssigkeit Geschwindigkeiten besitzen, die gleich oder grösser wie die mittlere Geschwindigkeit im Dampfesind, obgleich diese letztere viel grösser sein kann wie die mittlere Geschwindigkeit der Flüssigkeit. Wenn nun irgend welche der Molecüle an der Oberfläche der Flüssigkeit eine derartige grosse Geschwindigkeit haben und wenn dieselben sich von der Flüssigkeit fortbewegen, so werden sie sich den Kräften entziehen, welche die anderen Molecüle als Bestandtheile der Flüssigkeit zurückhalten; sie werden als Dampf in den Raum ausserhalb der Flüssigkeit herausfliegen. Dies ist die Moleculartheorie der Verdampfung. Zu derselben Zeit kann aber auch ein Molecül des Dampfes, welches die Flüssigkeit streift, sich in die Molecüle der Flüssigkeit verwickeln und kann auf diese Weise ein Theil der Flüssigkeit werden. Dieses ist die Molecularerklärung der Verdichtung. Die Anzahl der Molecüle, welche aus der Flüssigkeit in den

Dampf übergehen, hängt von der Temperatur der Flüssigkeit ab. Die Anzahl der Molecüle, welche von dem Dampf in die Flüssigkeit übergehen, hängt ebensowohl von der Dichtigkeit des Dampfes ab, als von dessen Temperatur. Ist die Temperatur des Dampfes dieselbe, wie die der Flüssigkeit, so wird eine Verdampfung so lange stattfinden, wie mehr Molecüle verdampft als condensirt werden; wenn aber die Dichtigkeit des Dampfes so weit gestiegen ist, dass ebenso viele Molecüle verdichtet wie verdampft werden, dann hat der Dampf seine grösste Dichtigkeit erreicht. Man sagt dann, er sei gesättigt und gewöhnlich wird angenommen, dass jetzt die Verdampfung aufhört. Nach der Moleculartheorie geht indessen die Verdampfung ebenso rasch wie vorher vor sich; es erfolgt nur in demselben Verhältniss Verdichtung, so dass deshalb die Flüssigkeits- und Gasmengen ungeändert bleiben.

Eine ähnliche Erklärung lässt sich auf die Fälle anwenden, in welchen Dampf oder Gas von einer Flüssigkeit anderer Art absorbirt wird, wie wenn z. B. Sauerstoff oder Kohlensäure von Wasser oder Alkohol absorbirt wird. In solch einem Falle wird ein „bewegliches Gleichgewicht“ erreicht, wenn die Flüssigkeit eine solche Menge Gas absorbirt hat, dass das Volumen dieses Gases bei der Dichtigkeit des nicht absorbirten Gases ein gewisses Vielfaches oder Bruchtheil des Volumens der Flüssigkeit ist. In anderen Worten: es stehen dann die Dichtigkeiten des Gases in der Flüssigkeit und ausserhalb derselben in einem numerischen Verhältniss zu einander. Dieser Gegenstand ist sehr vollständig in Bunsen's „Gasometrische Methoden“ behandelt.

Der Betrag des in ein Gas diffundirten Dampfes einer Flüssigkeit von anderer Natur, wie das Gas, ist im Allgemeinen unabhängig von der Natur des Gases, ausgenommen wenn das Gas chemisch auf den Dampf einwirkt.

Dr. Andrews hat nachgewiesen (Proc. R. S. 1875), dass die kritische Temperatur durch Mischung von Stickstoff mit Kohlensäure erniedrigt wird und dass Dalton's Gesetz über die Dichtigkeit von Dampfgemischen nur Bestand hat bei

niedrigen Drucken und bei Temperaturen, die sehr hoch über deren kritischen Punkten liegen.

Moleculartheorie der Elektrolyse.

Ein sehr interessanter Theil der Molecularwissenschaft, welcher noch nicht sorgfältig ausgebaut ist, der aber kaum in eine Wärmelehre gehört, ist die Theorie der Elektrolyse. Hier zwingt eine auf einen flüssigen Elektrolyt wirkende elektromotorische Kraft die Molecüle des einen Bestandtheiles des Elektrolyten nach einer Richtung sich zu bewegen, während die Molecüle des anderen Bestandtheiles in die entgegengesetzte Richtung gedrängt werden. Diese einzelnen Bestandtheile werden aber in einzelnen Paaren durch sehr starke chemische Kräfte zusammengehalten, so dass wir erwarten könnten, dass keine elektrolytische Wirkung eintreten würde, wenn nicht die elektromotorische Kraft stark genug wäre diese Paare auseinander reissen zu können. Nach Clausius erlangen indessen in dem fort dauernden Tanz der Molecüle einige dieser mit einander verbundenen Molecülpaaire solche Geschwindigkeit, dass, wenn dieselben mit einem in ebenso heftiger Bewegung begriffenen Paar zusammenstossen, die das eine oder beide dieser Paare zusammensetzenden Molecüle aus einander gerissen werden und umherwandern, indem sie neue Partner suchen. Ist die Temperatur so hoch, dass die allgemeine Bewegung so heftig ist, dass eine grössere Menge von Paaren von Molecülen aus einander gerissen werden, als sich in derselben Zeit wieder vereinigen können, so haben wir die Erscheinung der Dissociation, welche von St. Claire Deville untersucht ist. Wenn andererseits die getrennten Molecüle stets Partner finden können, bevor dieselben aus dem System herausgeschleudert sind, dann bleibt die Zusammensetzung des Systems augenscheinlich dieselbe.

Professor Clausius nimmt nun an, dass während dieser zeitweisen Trennungen die elektromotorische Kraft ins Spiel tritt als eine directe Kraft, welche die Molecüle des einen Be-

standtheiles zwingt als Ganzes sich in einer Richtung zu bewegen, und die des anderen Bestandtheiles in der entgegengesetzten Richtung. Daher wechseln die diese Verbindung zusammensetzenden Molecüle stets ihre Partner, selbst wenn keine elektromotorische Kraft einwirkt; die einzige Wirkung dieser Kraft ist die, diesen Bewegungen, welche schon vorhanden sind, eine bestimmte Richtung zu geben.

Professor Wiedemann, welcher ebenfalls diesen Gesichtspunkt in Betreff der Elektrolyse eingenommen hat, vergleicht diese Erscheinung mit der der Diffusion und zeigt, dass das elektrische Leitungsvermögen eines Elektrolyten als abhängig von dem Coefficienten der Diffusion der Bestandtheile der Verbindung in einander angesehen werden kann.

Moleculartheorie der Strahlung.

Die im Vorigen beschriebenen Erscheinungen wurden von der Moleculartheorie durch fortschreitende Bewegung der Molecüle erklärt, eine Bewegung, welche ausserordentlich unregelmässig ist, da die Zwischenräume zwischen aufeinander folgenden Zusammenstössen und die Geschwindigkeiten eines Molecüls während auf einander folgendem freien Wege keinem Gesetz, welches wir genau ausdrücken können, unterworfen sind. Die innere Bewegung eines einzelnen Molecüls ist von sehr verschiedener Art. Wenn die Theile des Molecüls relative Bewegungen zueinander machen können, ohne dabei auseinander gerissen zu werden, so wird diese relative Bewegung eine Art von Schwingung sein. Die kleinen Schwingungen eines zusammenhängenden Systems können in eine Anzahl von Einzelschwingungen aufgelöst werden, deren Gesetz für alle dem Pendelgesetz ähnlich ist. Es ist wahrscheinlich, dass bei Gasen die Molecüle zwischen zwei aufeinander folgenden Zusammenstössen sehr viele von solchen Schwingungen machen. Bei jedem Zusammenstoss wird das ganze Molecül stark erschüttert. Während seines freien Weges schwingt es nach seinen eigenen Gesetzen. Die Amplituden der verschiedenen einfachen Schwin-

gungen sind dabei allerdings durch die Natur der Zusammenstösse bedingt; die Perioden, die Schwingungsdauer, hängen aber nur von der Zusammensetzung des Molecüls selbst ab. Wenn das Molecül im Stande ist diese Schwingungen dem Medium mitzutheilen, in welchem Strahlungen sich verbreiten, so wird es Strahlen von ganz bestimmten Arten aussenden; gehören diese dann zu dem leuchtenden Theil des Spectrums, so werden sie als Licht von bestimmter Brechbarkeit sichtbar. Dies ist dann nach der Moleculartheorie die Erklärung der in den Spectren von leuchtenden Gasen beobachteten hellen Linien. Dieselben stellen die Störungen dar, welche dem das Licht forttragenden Medium von den schwingenden Molecülen in einer regelmässigen und periodischen Weise während des freien Weges der letzteren mitgetheilt werden. Ist der freie Weg lang, so wird das Molecül wegen der Abgabe der Schwingungen an den Aether aufhören zu schwingen bis dasselbe wieder mit anderen Molecülen zusammenstösst.

Durch Temperaturerhöhung steigern wir die Geschwindigkeit der fortschreitenden Bewegung und die Gewalt jedes Zusammenstosses. Je höher die Temperatur ist, desto grösser werden die Amplituden der inneren Schwingungen jeglicher Art sein; um so grösser wird auch die Wahrscheinlichkeit sein, dass ebenso gut wie die fundamentalen Schwingungen, welche am leichtesten entstehen, auch Schwingungen von kurzer Schwingungsdauer erregt werden. Durch Vergrösserung der Dichte verkleinern wir den freien Weg jedes Molecüls und stellen daher den bei jedem Zusammenstoss erregten Schwingungen weniger Zeit zum Vergehen zu Gebote. Da nun jeder neue Zusammenstoss die Regelmässigkeit der Reihe von Schwingungen stört, so wird sich die Strahlung nicht länger vollständig in eine Reihe von Schwingungen mit regelmässiger Schwingungsdauer auflösen lassen, liefert vielmehr bei der Zerlegung ein Spectrum, welches die den regelmässigen Schwingungen zugehörenden hellen Linien zeigt auf einem Grunde von diffusum Licht, das ein continuirliches Spectrum bildet, welches von der bei jedem Zusammenstoss eingeführten unregelmässigen Bewegung herrührt.

Wenn demnach ein Gas verdünnt ist, so sind die hellen Linien im Spectrum schmal und von einander getrennt, der Raum zwischen ihnen ist dunkel. Wächst die Dichtigkeit des Gases, so werden die hellen Linien breiter und der zwischen ihnen liegende Raum leuchtender.

Es existirt noch ein anderer Grund für die Verbreiterung der hellen Linien und das Leuchten des ganzen Spectrums bei dichten Gasen; wir haben denselben schon auf S. 278 angegeben. Es ist indessen folgende Differenz zwischen der dort erwähnten und der eben beschriebenen Wirkung. Wir nahmen auf S. 278 an, dass das Licht von einer der Schichten des leuchtenden Gases durch andere Schichten hindurchdringt, welche die helleren Strahlen rascher absorbiren, wie die weniger leuchtenden. Diese Wirkung beruht allein auf der ganzen Menge von Gas, durch welches die Strahlen hindurchgehen und wird dieselbe sein, ob das Licht durch ein Kilometer Gas bei 760 mm Druck hindurchgeht oder durch 760 Kilometer bei 1 mm Druck. Die Wirkung, welche wir vorher betrachteten, hängt dagegen von der absoluten Dichtigkeit ab, so dass dieselbe keineswegs davon unabhängig ist, ob eine Schicht, welche eine gegebene Gasmenge enthält, 1 Km oder 760 Km dick ist.

Wenn das Gas so weit verdichtet wird, dass es die flüssige oder feste Form annimmt, so befinden sich die Molecüle, weil ihnen keine freien Wege geboten sind, nicht in regelmässigen Schwingungen; es werden daher gewöhnlich auch keine hellen Linien von leuchtenden Flüssigkeiten oder festen Körpern beobachtet. Huggins hat indessen leuchtende Linien in dem Spectrum von leuchtender Erbinerde und Kalk beobachtet, welche der festen Materie und nicht deren Dampf anzugehören scheinen.

Begrenzung des zweiten Hauptsatzes der Thermodynamik.

Bevor ich schliesse, möchte ich die Aufmerksamkeit auf eine Folgerung der Moleculartheorie richten, welche Beachtung verdient.

Eine der am besten begründeten Thatsachen in der Thermodynamik ist die, dass es unmöglich ist in einem System, das in einer Hülle, welche keine Volumänderungen und keinen Wärmedurchgang gestattet, eingeschlossen ist und in welchem Temperatur und Druck überall resp. dieselben Werthe haben, dass es hier unmöglich ist ohne Aufbietung von Arbeit eine Ungleichheit der Temperatur oder des Druckes hervorzurufen. Das ist der zweite Hauptsatz der Thermodynamik; derselbe ist unzweifelhaft richtig, so lange wir nur mit den Körpern in grösseren Massen zu thun haben und keine Macht besitzen die einzelnen Molecüle, aus welchen die Masse besteht, wahrzunehmen und damit zu arbeiten. Wenn wir uns indessen ein Wesen denken, dessen Fähigkeiten so geschärft sind, dass es jedes Molecül bei dessen Bewegung verfolgen kann, so würde ein solches Wesen, dessen Eigenschaften aber noch immer wesentlich endlich sind ebenso wie unsere eigenen im Stande sein das zu leisten, was uns gegenwärtig unmöglich ist. Wir haben nämlich gesehen, dass die in einem Gefäss mit Luft von überall gleichförmiger Temperatur befindlichen Molecüle sich keineswegs mit gleichförmigen Geschwindigkeiten bewegen, obgleich die mittlere Geschwindigkeit jeder grösseren Anzahl derselben, welche willkürlich ausgewählt ist, stets überall dieselbe ist. Wir wollen uns nun denken, dass ein Gefäss in zwei Theile, *A* und *B*, getheilt sei durch eine Scheidewand, in welcher sich ein kleines Loch befindet. Ein Wesen, welches die einzelnen Molecüle sehen kann, mag dann abwechselnd dieses Loch öffnen und verschliessen und zwar in der Weise, dass nur den rascher gehenden Molecülen gestattet ist von *A* nach *B* überzugehen und nur den langsameren umgekehrt von *B* nach *A*. Dieses Wesen wird daher ohne Aufwand von Arbeit die Temperatur von *B* steigern und die von *A* erniedrigen im Widerspruch mit dem zweiten Hauptsatz der Thermodynamik.

Dies ist nur eins der Beispiele, bei welchen die Schlussfolgerungen, welche wir aus unserer Erfahrung in Betreff der Körper, die aus einer ungeheuren Anzahl von Molecülen bestehen, gezogen haben, sich möglicherweise nicht mehr auf die feineren Beobachtungen und Versuche anwenden lassen,

die wir uns durch Jemanden angestellt denken können, der die einzelnen Molecüle wahrnehmen und behandeln kann, während wir diese Molecüle nur in Massen vereinigt kennen.

Durch die Beschäftigung mit Massen von Molecülen, da wir ja die einzelnen Molecüle nicht wahrnehmen können, werden wir dazu getrieben die schon von mir beschriebene Rechnungsmethode der Statistik einzuschlagen und die dynamische Methode zu verlassen, bei welcher wir jeder Bewegung durch Rechnung folgen.

Es ist von Interesse zu untersuchen, in wie weit diese Ideen über die Natur und die Methoden der Wissenschaft, welche aus Fällen einer wissenschaftlichen Untersuchung, bei welcher die dynamische Methode befolgt wurde, abgeleitet wurden, anwendbar sind auf unsere wirkliche Kenntniss von den concreten Dingen. Diese Kenntniss ist ja, wie wir gesehen haben, von wesentlich statistischer Natur, weil bis jetzt Niemand eine praktische Methode entdeckt hat, den Weg eines Molecüls zu verfolgen oder dasselbe zu verschiedenen Zeiten wieder zu erkennen.

Ich glaube indessen nicht, dass die vollkommene Identität, welche wir zwischen verschiedenen Theilen derselben Art von Materie beobachten, aus dem statistischen Princip erklärt werden kann, wonach der Mittelwerth von grossen Anzahlen von Grössen, von denen jede von dem Mittelwerth abweicht, stabil ist. Denn wenn einige der Molecüle von einer bestimmten Substanz, wie etwa Wasserstoff, merklich grössere Massen wie die anderen hätten, so haben wir die Mittel, eine Trennung zwischen den Molecülen von verschiedenen Massen zu bewirken; auf diese Weise würden wir im Stande sein zwei Arten von Wasserstoff herzustellen, von welchem die eine Art etwas dichter wie die andere wäre. Da dies aber nicht ausgeführt werden kann, so müssen wir annehmen, dass die Gleichheit, welche wir zwischen den Molecülen des Wasserstoffs behaupten, sich erstreckt auf jedes einzelne Molecül und nicht bloss auf den Mittelwerth einer Gruppe von Millionen von Molecülen.

Natur und Ursprung der Molecüle.

Wir sind also durch unser Studium der sichtbaren Dinge zu einer Theorie geführt, nach welcher diese Dinge aus einer endlichen Anzahl von Theilen oder Molecülen bestehen, von denen jedes eine bestimmte Masse hat und andere Eigenschaften besitzt. Die Molecüle ein und derselben Substanz sind alle einander genau gleich, unterscheiden sich aber von denen anderer Substanzen. Es existirt keine regelmässige Zunahme in der Masse der Molecüle von den des Wasserstoffes an, welches das leichteste von den uns bekannten ist, bis zu dem des Wismuths etwa; die Molecüle fallen aber sämmtlich in eine begrenzte Anzahl von Classen oder Arten, innerhalb deren dieselben genau einander gleich sind. Man hat keine Zwischenglieder gefunden, welche in einer gleichmässig ansteigenden Reihe eine Art mit einer anderen verknüpfen.

Wir werden hier an gewisse Speculationen erinnert, welche die Beziehungen der Arten von lebenden Wesen betreffen. Wir finden, dass auch bei diesen die Individuen auf natürliche Weise in Arten getheilt werden und dass man Zwischenglieder zwischen diesen Arten entbehrt. In jeder Art aber treten Aenderungen auf, es herrscht eine fortwährende Erzeugung und Zerstörung der Individuen, aus welchen die Art besteht.

Daher ist es möglich eine Theorie zu bilden, nach welcher der gegenwärtige Zustand der Dinge durch Erzeugung, Aenderung und Auswahl bei der Zerstörung abgeleitet wird.

Bei den Molecülen dauert dagegen jedes Individuum ewig. Es ist keine Zeugung, keine Zerstörung, keine Aenderung vorhanden, auch kein Unterschied zwischen den Individuen einer jeden Species.

Daher lässt sich die Art von Speculation, welche uns unter dem Namen der Entwicklungstheorie so vertraut geworden ist, auf die Molecüle nicht anwenden.

Es ist richtig, dass Descartes, dessen Erfindungsgabe keine Grenzen kannte, eine Theorie der Entwicklung der Molecüle gegeben hat. Er nimmt an, dass die Molecüle, welche das Weltall nahezu anfüllen, durch das lang andauernde Abschleifen ihrer hervorstehenden Theile eine sphärische Gestalt angenommen haben, so dass sich, wie beim Marmor in den Marmormühlen, die Ecken an einander abgerieben haben. Das Ergebniss dieser Reibung bilden die feinsten Arten von Molecülen, mit welchen die Zwischenräume zwischen den kugelförmigen Molecülen angefüllt sind. Ausser diesen beschreibt aber Descartes noch eine andere verlängerte Art von Molecülen, die *particula striata*, welche ihre Gestalt von ihrem häufigen Durchwinder durch drei in Berührung befindliche Kugeln haben. Dieselben haben drei longitudinale Firste erhalten; diese Firste sind, weil einige derselben während ihres Durchzwängens in Rotation begriffen waren, im Allgemeinen nicht parallel zur Axe, sondern verdreht wie die Gänge einer Schraube. Mittelst dieser kleinen Schrauben versuchte er in sehr genialer Weise die Erscheinungen des Magnetismus zu erklären.

Es ist aber klar, dass diese Molecüle von den unsrigen sehr verschieden sind. Descartes' Molecüle scheinen durch das allgemeine Zerbrechen eines festen Raumes entstanden und im Laufe der Jahre zermalmt zu sein; obgleich ihre relative Grösse in gewissem Maasse bestimmt ist, so ist doch Nichts vorhanden, welches die absolute Grösse von irgend einem derselben bestimmt.

Unsere Molecüle werden andererseits durch keinen der Processe, welche bei dem gegenwärtigen Zustand der Dinge vor sich gehen, angegriffen; jedes Individuum von einer Art hat genau dieselbe Grösse, als wenn dieselben, wie Kugeln, in derselben Form gegossen und nicht bloss, gleich kleinen Schrotkörnern, nach ihrer Grösse ausgesucht und gruppirt wären.

Die Individuen jeder Art stimmen ebenso überein in der Natur des Lichtes, welches sie aussenden, das ist in ihren natürlichen Schwingungsperioden. Dieselben gleichen daher Stimmgabeln, welche alle auf denselben Ton abgestimmt, oder Uhren, welche alle nach der Sonnenzeit regulirt sind.

Bei dem Nachsinnen über die Ursache dieser Gleichheit ist es ausgeschlossen an irgend eine Ursache von Ausgleichung zu denken, wegen der Unveränderlichkeit jedes einzelnen Molecüls. Es ist andererseits schwer, eine Auswahl und Aussonderung von Zwischenstufen zu begreifen, denn wohin könnten diese ausgesonderten Molecüle gegangen sein, da wir doch Grund zu der Annahme haben, dass der Wasserstoff etc. der Fixsterne aus Molecülen zusammengesetzt ist, welche in jeder Hinsicht mit den unsrigen identisch sind? Die Zeit, welche erforderlich wäre aus dem ganzen sichtbaren Universum jedes Molecül, dessen Masse von der unserer sogenannten Elemente abweicht, durch Prozesse zu entfernen, welche ähnlich der Graham'schen Methode der Dialyse sind — und das wäre die einzige Methode, welche wir gegenwärtig begreifen könnten — diese Zeit würde die äusserste Grenze, die nur je ein Anhänger der Entwicklungstheorie für die Entwicklung des jetzigen Zustandes der lebenden Wesen gefordert hat, um ebenso viel übersteigen als die Entwicklungszeit die Schwingungsdauer eines Molecüls übersteigt.

Wenn wir aber annehmen, dass die Molecüle alle auf einmal geschaffen sind oder wenn wir annehmen, dass dieselben aus etwas von jeher Bestehendem gemacht sind, wie sollen wir dann das Vorhandensein irgend einer Unregelmässigkeit bei denselben erwarten? Wenn dieselben, wie wir glauben, die einzigen materiellen Dinge sind, welche in genau dem Zustande bleiben, in welchem sie zuerst zu existiren begannen, warum sollen wir dann nicht lieber in ihnen ein Anzeichen jenes Geistes der Ordnung sehen, zu dem wir wissenschaftliches Vertrauen haben, ein Vertrauen, das niemals erschüttert wird durch die Schwierigkeit, welche sich aufthut, wenn wir diesen Geist der Ordnung in den verwickelten Anordnungen der sichtbaren Dinge aufzusuchen und zu verfolgen streben? Warum sollen wir nicht in diesem kleinsten Theile ein Anzeichen dieses Geistes sehen, dessen moralische Anerkennung durch alle unsere Versuche, die Wahrheit zu sprechen und zu denken, und die genauen Grundsätze der vorsehenden Gerechtigkeit zu erkennen, bewiesen wird?

A n h a n g.

Tabelle der Diffusionscoefficienten der Gase aus der Arbeit von Prof. Loschmidt (siehe Seite 316), in Quadratcentimeter per Secunde.

	<i>D</i>
Kohlensäure	Luft 0·1423
„	Wasserstoff . . . 0·5614
„	Sauerstoff 0·1409
„	Sumpfgas 0·1586
„	Kohlenoxyd 0·1406
„	Stickoxyd 0·0982
Sauerstoff	Wasserstoff 0·7214
„	Kohlenoxyd 0·1802
Kohlenoxyd	Wasserstoff 0·6422
Schweflige Säure	Wasserstoff 0·4800

Professor J. Stefan, ebenfalls aus Wien, hat eine Reihe von sehr feinen Versuchen unternommen, um das Wärmeleitungsvermögen der Luft und anderer Gase zu bestimmen. Er findet für das Wärmeleitungsvermögen, κ , der Luft 0·256 in Quadratcentimeter per Secunde. Die Grösse der Fortpflanzung von Wärmewirkungen liegt daher in ruhiger Luft zwischen den betreffenden Werthen für Eisen, wofür $\kappa = 0·183$ ist und Kupfer, für welches $\kappa = 1·077$. Stefan setzt das Leitungsvermögen der Luft zwischen Eisen und Zink.

Das calorimetrische Leitungsvermögen κ ist für Luft 0·0000558 oder ungefähr 20000 mal kleiner wie das für Kupfer und 3360 mal kleiner wie das des Eisens. Wenn man dasselbe aus dem Zähigkeitscoefficienten nach den Angaben des Verfassers berechnet, ist $\kappa = 0·000054$.

Stefan fand weiter, dass das calorimetrische Leitungsvermögen unabhängig vom Druck und dass es für Wasserstoff siebenmal grösser wie für Luft ist. Beide Resultate wurden von der Moleculartheorie vorausgesagt. Siehe Maxwell, „On the Dynamical Theory of Gases“, Phil. Trans. 1867, p. 88.

Anmerkung des Uebersetzers: In Bezug auf die auf Seite 20 angeführten, bis dahin nicht condensirten Gase: „Sauerstoff, Stickstoff und Wasserstoff“ ist nachzutragen, dass in der Zwischenzeit die Ueberführung dieser Gase wenigstens in den flüssigen Zustand von den Herren Pictet in Genf und Cailletet in Paris, beide unabhängig von einander bewerkstelligt worden ist.



Druckfehler und Berichtigungen.

- Seite 14 Zeile 22 von oben statt „Wärmestrang“ lies „Wärmestrom“.
Seite 21 Zeile 9 von unten statt „die Jodide und Carbonate des Ammoniaks“ lies „Jod und kohlen-saures Ammoniak“.
Seite 31 Zeile 2 von unten statt „1667“ lies „1676“.
Seite 90 Zeile 8 und 9 von oben und Seite 91 Zeile 16, 19 und 25 von oben statt „Gran“ lies „Grain“.
Seite 95 Zeile 8 und 9 von oben statt „Das Beharrungsvermögen“ lies „Die Bewegungsmenge oder Bewegungsgrösse“.
Seite 112 Zeile 2 von oben statt „gr“ lies „Grain“.
Seite 117 Zeile 11 von unten ist nach „Volumen“ ausgelassen „zu untersuchen“.
Seite 123 Zeile 19 von oben statt „ FG “ lies „ FE “.
Seite 157 Zeile 1 von unten statt „533“ lies „273“.
Seite 164 Zeile 2 von unten statt „1846“ lies „1840“.
Seite 166 Zeile 14 von unten statt „innere“ lies „Eigen-“.
Seite 187 Zeile 15 von oben ist das Komma hinter „Wasser“ wegzulassen.
Seite 187 Zeile 16 von oben statt „Wasser“ lies „Wasser ist“.
Seite 190 Zeile 12 von unten statt „ B “ lies „ D “.
Seite 190 Zeile 11 von unten statt „ AB “ lies „ BC “.
Seite 190 Zeile 8, 6, 4 und 5 von unten und Seite 191 Zeile 1 von oben und Seite 192 Zeile 7 von oben statt des Buchstabens „ B “ der Buchstabe „ k “.
Seite 191 Zeile 3 und 11 von oben statt „ $AK. AB$ “ lies „ $AK. Ak$ “.
Seite 192 Zeile 4 von oben statt „der“ lies „per“.
Seite 192 Zeile 4 von unten statt „ Ak “ lies „ Al “.

Seite 197 Zeile 7 von unten statt „ K “ lies „ K_v “.

Seite 200 Zeile 8 von oben statt „ T “ lies „ S “.

Seite 201 Zeile 8 von oben statt $\frac{dp}{dQ}$ lies $\frac{dp}{d\theta}$.

Seite 209 Zeile 6 von oben statt „ γ “ lies „ h “.

Seite 247 Zeile 8 von oben statt „Masseneinheit“ lies „Masse“.

Seite 271 Zeile 13 von oben statt „Strahlung“ lies „Energie der Strahlung“.

Seite 272 Zeile 6 von oben statt „innere“ lies „Eigen“.

Seite 289 und auf den folgenden Seiten des Capitels statt des Buchstabens „ k “ lies „ κ “.

Seite 294 Zeile 1 und 6 von oben statt $e^{-\frac{r_2}{4kt}}$ lies $e^{-\frac{r_2}{4\bar{k}t}}$.

Seite 305 Zeile 9 von unten statt „Tafel“ lies „Tabelle“.

Seite 357 Zeile 6 von unten statt „10·333“ lies „10333“.

Seite 357 Zeile 3 von unten statt „11·5323“ lies „115323“.

Seite 366 Zeile 11 von unten statt „Eigenschaften“ lies „Mengen“.

Seite 143 Zeile 9 von unten ist statt des ersten Satzes zu lesen:

Gemäss der auf Seite 348 erklärten Theorie des Austausches hängt, wenn eine Flüssigkeit in Berührung mit ihrem Dampf steht, die Stärke der Verdampfung ab von der Temperatur der Flüssigkeit und die Stärke der Verdichtung von der Dichtigkeit des Dampfes. Daher existirt für jede Temperatur eine bestimmte Dampfdichtigkeit und demnach ein bestimmter Druck, welcher durch die horizontale Linie CG dargestellt wird, auf der die Verdampfung der Verdichtung gerade das Gleichgewicht hält.

INHALTSVERZEICHNISS.

Erstes Capitel.

Einleitung.

	Seite
Bedeutung des Wortes Temperatur	1
Das Quecksilberthermometer	5
Wärme als eine Grösse	7
Diffusion der Wärme durch Leitung und Zerstreuung	13
Die drei Aggregatzustände der Körper	18

Zweites Capitel.

Thermometrie oder Registrirung von Temperaturen.

Definition von höherer und niedrigerer Temperatur	36
Vergleichstemperaturen	39
Verschiedene Thermometerscalen	43
Construction eines Thermometers	46
Das Luftthermometer	52
Andere Methoden, Temperature. bestimmen	59

Drittes Capitel.

Calorimetrie oder die Messung der Wärme.

Auswahl einer Wärmeeinheit	62
Alle Wärme ist von derselben Art	64
Eiscalorimeter	67

Bunsen's Calorimeter	70
Mischungsmethode	72
Definition von Wärmecapacität und specifischer Wärme	74
Latente Dampfwärme	80

Viertes Capitel.

Elementare dynamische Principien.

Messung von Grössen	85
Einheiten der Länge, Maasse und Zeit; die von diesen abgeleiteten Einheiten	88
Maass der Kraft	95
Arbeit und Energie	99
Princip der Erhaltung der Energie	106

Fünftes Capitel.

Messung und Wirkungen von inneren Kräften.

Longitudinaler Druck und Spannung	108
Definition eines Fluidums. — Hydrostatischer Druck	110
Die von einem Kolben auf ein Fluidum ausgeübte Arbeit . . .	116
Watt's Indicator und das Indicatordiagramm	117
Elasticität eines Fluidums	123

Sechstes Capitel.

Linien gleicher Temperatur auf dem Indicator-diagramm.

Beziehung zwischen Volumen, Druck und Temperatur	125
Isothermen der Gase	127
Isothermen eines mit seiner Flüssigkeit in Verbindung stehenden Dampfes	130
Dampflinie und Wasserlinie	135
Continuität des flüssigen und gasförmigen Aggregatzustandes. — Versuche von Cagniard de la Tour und Andrews	136

Siebentes Capitel.

Adiabatische Linien.

Eigenschaften einer Substanz, wenn Wärme weder in dieselbe eindringen noch aus ihr austreten kann	146
---	-----

Die adiabatischen Linien sind steiler wie die Isothermen	150
Diagramm, welches die Wirkungen von Wärme auf Wasser dar- stellt	155

A chtes Capitel.

W ä r m e m a s c h i n e n .

Carnot's Maschine	158
Zweiter Hauptsatz der Thermodynamik	174
Carnot's Function und Thomson's absolute Temperaturscala . .	178
Grösster Wirkungsgrad einer Wärmemaschine	181
Thermodynamische Temperaturscala	182
Entropie	186
Fingirte Wärmelinien	188

N e u n t e s Capitel.

B e z i e h u n g e n z w i s c h e n d e n p h y s i k a l i s c h e n E i g e n -
s c h a f t e n e i n e r S u b s t a n z .

Vier thermodynamische Beziehungen	190
Die zwei Methoden, die specifische Wärme zu definiren	194
Die zwei Methoden, die Elasticität zu definiren	196

Z e h n t e s Capitel.

L a t e n t e W ä r m e .

Beziehung zwischen der latenten Wärme und der Volumverän- derung einer Substanz während einer Aggregatzustands- änderung	199
Erniedrigung des Gefrierpunktes durch Druck	202

E l f t e s Capitel.

T h e r m o d y n a m i k d e r G a s e .

Abkühlung durch Ausdehnung	205
Berechnung der specifischen Wärme der Luft	210

Zwölftes Capitel.

Ueber die Eigenenergie eines Systems von Körpern.

	Seite
Definition der Eigenenergie	212
Nutzbare Energie	215
Zerstreung von Energie	220
Mechanische und Wärmeanalogien	221
Prof. Gibb's Thermodynamisches Modell	223

Dreizehntes Capitel.

Ueber freie Ausdehnung.

Theorie eines durch einen porösen Pfropfen strömenden Fluids	237
Bestimmung des dynamischen Aequivalentes der Wärme	240
Bestimmung der absoluten Temperaturskala	242

Vierzehntes Capitel.

Höhenbestimmungen durch das Barometer.

Princip des Barometers	246
Das Barometer in einer Taucherglocke	248
Höhe der „Homogenen Atmosphäre“	249
Die Bestimmung der Höhe eines Berges durch das Barometer	250

Fünfzehntes Capitel.

Ueber die Fortpflanzung von longitudinalen
Wellen.

Wellen von beständiger Art	253
Geschwindigkeit des Schalles	258

Sechszehntes Capitel.

Ueber Strahlung.

Definition von Strahlung	260
Interferenz	265

Verschiedene Arten von Strahlung	269
Prevot's Theorie des Austausches	272
Abkühlungsverhältniss	279
Wirkungen der Strahlung auf Thermometer	281

Siebenzehntes Capitel.

Ueber Fortführungs- (Convections-) Strömungen.

Entstehung der Fortführungsströmungen	283
Joule's Bestimmung des Punktes, wo das Wasser seine grösste Dichtigkeit hat	286

Achtzehntes Capitel.

Ueber Diffusion der Wärme durch Leitung.

Leitung durch eine Platte	287
Verschiedene Maasse für das Leitungsvermögen	289
Leitung in einem festen Körper	289
Abriss von Fourier's Theorie	293
Harmonische Temperaturvertheilung	298
Stetiger und periodischer Wärmestrom	300
Bestimmung der Wärmeleitungsvermögen der Körper	304
Anwendung der Theorie	308

Neunzehntes Capitel.

Ueber die Diffusion der Fluida.

Diffusionscoefficient	312
Untersuchungen von Graham und Loschmidt	315

Zwanzigstes Capitel.

Ueber Capillarität.

Oberflächenenergie und Oberflächenspannung	318
Ansteigen einer Flüssigkeit in einer Röhre	324
Der Einfluss der Capillarität auf Verdampfung und Verdichtung	326
Tabelle von Oberflächenspannungen	331

Einundzwanzigstes Capitel.

Ueber Elasticität und Zähigkeit.

	Seite
Verschiedene Arten von Action und Deformation	334
Zähigkeitscoefficient	337

Zweiundzwanzigstes Capitel.

Moleculartheorie der Zusammensetzung der Körper.

Kinetische und potentielle Energie	342
Beweis, dass Wärme die kinetische Energie der Molecüle eines Körpers ist	345
Kinetische Theorie der Gase	347
Ableitung der Gasgesetze	358
Gleichgewicht einer verticalen Gassäule	365
Diffusion, Zähigkeit und Leitung	366
Verdampfung und Verdichtung	368
Elektrolyse	370
Strahlung	371
Begrenzung des zweiten Hauptsatzes der Thermodynamik	373
Die Eigenschaften der Molecüle	376



WYDZIAŁY POLITECHNICZNE KRAKÓW

BIBLIOTEKA GŁÓWNA

II 11329

L. inw.

Druk. U. J. Zam. 356. 10.000.

Biblioteka Politechniki Krakowskiej



100000299903