Ms 5097/1. Eötvös Loránd [illegible]
egyetemi jegyzetei

§1.

Wir gehen von dem Satze der lebendigen Kraft aus. –
Bezeichnet ~~wir~~ man mit m die Masse mit v die Geschwindigkeit eines Körpers so ~~ist~~ wird $\frac{1}{2} m v^2$ sein lebendige Kraft. – Ebenso bezeichnet $\frac{1}{2} \Sigma m v^2$ die lebendige Kraft eines ~~ganzen~~ Systems von Körpern. –
Der erwähnte Satz, welcher eine unmittelbare Folgerung aus dem Gesetze von der Erhaltung der Kraft ist, sagt ~~nun~~ aus, dass bei jeder Veränderung eines Systems

die Vergrösserung der lebendigen Kraft + die gegen die verändernde Kraft geleistete Arbeit $= 0$

ist. –

Wenn auf eine Masse die bewegende Kraft R wirkt, und sie in Folge dieser Kraft um die unendlich kleine Strecke δs in eine Richtung verschoben wird, welche, mit der Richtung der Kraft den Winkel φ bildet, so nennt man:

$$-R\,\delta s \cos\varphi$$

die Arbeit, welche bei dieser Verschiebung geleistet wurde. – Die Arbeit gegen die Kraft R. ist also + wenn $\varphi > \frac{\pi}{2}$, sie ist – wenn $\varphi < \frac{\pi}{2}$. –

Beispielsweise ist, wenn wir unter R ~~das~~ Gewicht eines Körpers verstehen, die beim Heben desselben gegen die Schwerkraft geleistete Arbeit positiv, die beim Senken geleistete dagegen negativ; diese Arbeit ist $=0$ wenn der Körper in horizontaler Richtung fortbewegt wird. –

Sind X, Y, Z die rechtwinkeligen Componenten der Kraft R, und $\delta x, \delta y, \delta z$ die Projectionen der Verschiebung δs, auf die Richtungen dieser Componenten, so ist die geleistete Arbeit auch:

$$= -(X\delta x + Y\delta y + Z\delta z)$$

Den bereits angeführten Satz wollen wir in Form einer Gleichung aussprechen; dabei ~~nennen~~ verstehen wir unter ~~die~~ der geleisteten Arbeit eines Systems, die Summe der geleisteten Arbeiten, der einzelnen Massen, welche zu demselben Systeme ~~zu~~gehören. –

Bezeichnen wir diese Massen mit $m_1, m_2, m_3 \ldots$ etc. ihre Örter zur Zeit t mit $x_1 y_1 z_1$ resp. $x_2 y_2 z_2 \ldots$ etc.

und die Componenten der auf sie wirkenden Kräfte mit X_1, Y_1, Z_1 resp. $X_2\ Y_2\ Z_2$ ... etc.; so sind die Differentialgleichungen der Bewegung:

$$m_1 \frac{d^2x_1}{dt^2} = X_1 \quad , \quad m_1 \frac{d^2y_1}{dt^2} = Y_1 \quad , \quad m_1 \frac{d^2z_1}{dt^2} = Z_1$$

$$m_2 \frac{d^2x_2}{dt^2} = X_2 \quad , \quad m_2 \frac{d^2y_2}{dt^2} = Y_2 \quad , \quad m_2 \frac{d^2z_2}{dt^2} = Z_2$$

– – – – – – – – – – – – – – – – – – – –

Diese Gleichungen der Reihe nach mit dx_1, dy_1, dz_1 resp. dx_2, dy_2, dz_2 .. etc. multiplizirt und addirt ergeben:

$$m_1\left(dx_1 \frac{d^2x_1}{dt^2} + dy_1 \frac{d^2y_1}{dt^2} + dz_1 \frac{d^2z_1}{dt^2}\right) + m_2\left(\qquad \right) + \dots =$$

$$= X_1 dx_1 + Y_1 dy_1 + Z_1 dz_1 + X_2 dx_2 + \dots\dots$$

da aber:

$$m_1\left(dx_1 \frac{d^2x_1}{dt^2} + dy_1 \frac{d^2y_1}{dt^2} + dz_1 \frac{d^2z_1}{dt^2}\right) = m_1\left(\frac{dx_1}{dt} . d\frac{dx_1}{dt} + \frac{dy_1}{dt} . d\frac{dy_1}{dt} + \frac{dz_1}{dt} . d\frac{dz_1}{dt}\right)$$

$$= \frac{m_1}{2} . d\left(\left(\frac{dx_1}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dy_1}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dz_1}{dt}\right)^2\right)$$

ist, und dieselben Gleichungen auch für die mit m_2, m_3 etc. multiplicirten Grössen aufzustellen sind; so gelangen wir, wenn wir die Geschwindigkeiten der Massen m_1, m_2, m_3 etc. resp. mit v_1, v_2, v_3 bezeichnen, und beachten dass:

$$v_1^2 = \left(\frac{dx_1}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dy_1}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dz_1}{dt}\right)^2$$

$$v_2^2 = \left(\frac{dx_2}{dt}\right)^2 + \dots\dots$$

— — — — — — — — — —

Zu dem Ausdrucke:

$$\tfrac{1}{2} m_1 . d . v_1^2 + \tfrac{1}{2} m_2 d v_2^2 + \dots \quad = X_1 dx_1 + \dots$$

Oder:

$$d . \tfrac{1}{2} \sum m v^2 = X_1 dx_1 + Y_1 dy_1 + Z_1 dz_1 + X_2 dx_2 + Y_2 dy_2 + Z_2 dz_2 + \dots\dots$$

Da der Ausdruck links vom Gleichheitszeichen die lebendige Kraft, und der rechts von demselben die geleistete Arbeit des betrachteten Systems ist, bei einer unendlich kleinen Verschiebung desselben — so drückt er den so eben behandelten Satz für unendlich kleine Verschiebungen aus: —
Eine endliche Verschiebung können wir als eine unendliche Zahl ~~und~~ aufeinander folgender unendlich kleiner Verschiebungen ansehen, ~~also~~ und die dabei geleistete Arbeit als die Summe der bei diesen unendlich kleinen Verschiebungen geleisteten Arbeiten ansehen — so dass sich der Satz von der lebendigen Kraft für eine ändliche Verschiebung

des Systems, während des Zeitraumes zwischen t' und t'', ausdrücken lässt durch die Gleichung:

$$\left[\frac{1}{2}\sum m v^2\right]_{t'}^{t''} = \int_{t'}^{t''}\left\{X_1 dx_1 + Y_1 dy_1 + Z_1 dz_1 + X_2 dx_2 + \dots\right\}$$

§ 2.

Eine gewisse Art von Kräften hat die Eigenthümlichkeit, dass die bei der Bewegung eines Systems gegen sie geleisteten Arbeiten, allein abhängig sind von den Lagen des Systems in den zwei Zeitpunkten des Anfangs und der Beendigung dieser Bewegung, ~~nicht~~ aber nicht abhängen von der Art und Richtung derselben in der Zwischenzeit. – Derartige Kräfte sind die von 2 Massen in der Richtung ihrer Verbindungslinie ausgeübten Abstossungs- und Anziehungskräfte. –

Ich betrachte 2 Massen m_1 und m_2, welche eine Anziehungskraft aufeinander ausüben sollen, welche von ihrer Entfernung abhängig ist, also wenn wir diese mit r_{12} bezeichnen $= f(r_{12})$ ist. –

Die Componenten der Kraft, welche m_2 auf m_1 ausübt sind:

$$f(r_{12})\frac{x_2-x_1}{r_{12}}\ ,\ f(r_{12})\frac{y_2-y_1}{r_{12}}\ ,\ f(r_{12})\frac{z_2-z_1}{r_{12}}$$

und die Componenten der Kraft, mit welcher m_1 auf m_2 einwirkt:

$$f(r_{12})\frac{x_1-x_2}{r_{12}}\ ,\ f(r_{12})\frac{y_1-y_2}{r_{12}}\ ,\ f(r_{12})\frac{z_1-z_2}{r_{12}}$$

Denken wir uns nun, dass diese Massen unendlich kleine Verrückungen erleiden, und bezeichnen dann mit dx_1, dy_1, dz_1 die Projectionen der Verrückung von m_1 auf die Richtung der Kraft, mit dx_2, dy_2, dz_2 die Projectionen der Verrückung von m_2 auf dieselbe Richtung der Kraft, so ist die Summe der geleisteten Arbeit =

$$f(r_{12})\frac{(x_1-x_2)(dx_1-dx_2)+(y_1-y_2)(dy_1-dy_2)+(z_1-z_2)(dz_1-dz_2)}{r_{12}}$$

Da aber:

$$r_{12}^2=(x_1-x_2)^2+(y_1-y_2)^2+(z_1-z_2)^2$$

also:

$$r_{12}\,dr_{12}=(x_1-x_2)(dx_1-dx_2)+\cdots\cdots$$

So ist diese gel. Arbeit $= f(r_{12})\,dr_{12}$

Die Verschiebung der zwei Massen, ist eine Function der Zeit, die soeben betrachtete unendlich kleine Verschiebung ~~kann als in~~ ist die Verschiebung in dem Zeitelemente dt; und die ~~Kraft~~ Arbeit deren Ausdruck wir aufrichten ist auch in diesem Zeitelemente geleistet. – Die bei einer endlichen Bewegung gegen die bewegende Kraft geleistete Arbeit, werden wir demnach aus ~~dieser anderen~~ der bei unendlich kleinen Verschiebungen geleisteten durch Integration über die ganze Zeitdauer der Bewegung erhalten können. – Statt nach der Zeit kann die Integration auch nach r_{12} ausgeführt werden, da ja diese Grösse eine Function der Zeit ist, – bezeichnen wir also mit r_{12}^0 den Werth von r_{12} in der Anfangslage, mit r_{12}' dagegen den Werth derselben Grösse in der Endlage der zwei Massen m_1 und m_2 – so ist die bei der ganzen Bewegung geleistete Arbeit =

$$= \int_{r_{12}^0}^{r_{12}'} f(r_{12})\, dr_{12}$$

Bezeichnen wir das Integral:

$$\int f(r_{12})\, dr_{12} = F(r_{12})$$

so ist

die geleistete Arbeit $= F(r_{12}') - F(r_{12}^0)$

Im Falle also dass sich $f(r_{12})dr_{12}$ unbestimmt integriren lässt, hängt die geleistete Arbeit wirklich nur von der Anfangs und Endlage der zwei Punkte, ab. –

Haben wir nun ein ganzes System von Punkten, so wird sich das erwähnte Integral darstellen in der Form:

$$\sum F(r) = V$$

V ist dabei eine Function der Coordinaten der Punkte des Systems – man nennt es das Potential, oder auch die Kraftfunction. –

Die von einem Systeme geleistete Arbeit ist also:

$$= V' - V^0$$

wo $V' = \sum F(r')$ und $V^0 = \sum F(r^0)$ bedeuten – so dass auch diese Arbeit allein von der Anfangs' und der Endlage des Systems abhängig ist. –

§ 3.

Die mechanische Wärmetheorie geht von der Hypothese aus, dass sämmtliche in der Natur vorkommenden (Elementar) Kräfte derart sind, dass die bei einer beliebigen Bewegung eines Systems gegen sie geleisteten Arbeiten, einzig und allein abhängig sind von der Anfangs und Endlage dieses Systems, und vollkommen unabhängig sind von dem Wege auf welchem das genannte System von der einen dieser Lagen in die andere übergeführt worden ist. – Mit dieser Hypothese scheint das Weber'sche Gesetz im Widerspruche zu stehen; wir könnten wenigstens dieses Gesetz nicht als ein Elementargesetz ansehen, wenn die gemachte Hypothese nicht eine Erweiterung zuliesse; es ist das die, dass wir statt dem Begriffen der Anfangs und Endlage die Begriffe des Anfangs und Endzustandes in dieselbe einführen.

In diesem Begriffe ist dann die Lage, die Geschwindigkeit und die Beschleunigung des Systems enthalten.*) – Der soeben behandelte Satz über die lebendige Kraft, lässt sich also auch so aussprechen, dass wenn ein System von Körpern so bewegt wird dass es auf einem ganz beliebigen Wege in seinen ursprünglichen Zustand ~~Lage~~ zurückgeführt wird; so ist die dabei geleistete Arbeit = 0. –

Mit Hülfe dieses Satzes lässt sich die Folgerung ziehen dass Wärme eine Art der Bewegung ist. – Denken wir uns ein Rad, welches an einer Stelle

~~*) Bei Problemen der mech. Wärmetheorie können wir die ~~statt~~ Hypothese in dieser engen Form anwenden, wir werden also von Anfangs- und Endlage nicht aber von Anfangs und Endzustand sprechen. –~~

befestigt, sich um die Axe der Welle mit derselben drehen kann, – die Enden der Welle sollen dabei auf Lagern ruhen, welche bei der Drehung eine merkliche Reibung ausüben. – Um das Rad sei ein Faden mit einem Gewicht geschlungen – dieses Gewicht bewirkt die Drehung des Rades, welche nach einer gewissen Zeit, sobald die Reibung gleich der Beschleunigung wird, eine constante Geschwindigkeit annimmt. – Fassen wir eine Umdrehung des Rades ins Auge, in jenem Zeitpunkte in welchem es seine constante Geschwindigkeit schon erreicht hat. – Es sind da zwei wirkende Kräfte zu betrachten, 1) die Reibung, 2) das sinkende Gewicht – bezüglich auf die Reibung sind alle Theile des Systems nach Vollendung der Umdrehung in den ~~Lage~~ Zustand zurückgekehrt, in welchem sie beim Anfange derselben waren – die gegen die Reibung geleistete Arbeit ist also in diesem Falle = 0. – Nicht so ist es mit der Kraft, welche das sinkende Gewicht hervorgerufen hat, gegen dieselbe ~~leistete~~ wurde bei der gedachten Umdrehung eine negative Arbeit geleistet; – ~~nun~~ dem Satze von der lebendigen Kraft entsprechend schliessen wir, dass eine positive Vermehrung der lebendigen Kraft geschehen musste. –

Eine sichtbare Veränderung der lebendigen Kraft ist bei dem gedachten Processe nicht vor sich gegangen; bei demselben wurde aber in der Welle und in den Lagern Wärme erzeugt, wir müssen also schliessen dass diese Wärme die Vermehrung der ~~lebendigen~~ Kraft enthält, dass also Wärme eine Bewegung sei. –

Joule bestätigte nun experimentell, dass die Wärmenge welche, ~~bei~~ in solchen Processen an Stelle der Vermehrung der ~~lebendigen~~ Kraft ~~vortritt~~ zum Vorschein kommt proportional ist, mit dieser lebendigen Kraft. –

Nennen wir nun Wärmeeinheit diejenige Wärmemenge welche erfordert wird um die Gewichtseinheit Wasser um ein Grad der hunderttheiligen Scale zu erwärmen, und bezeichnen mit k die ~~Wa~~ lebendige Kraft, welche der Wärmeeinheit entspricht; so ist die Vermehrung der ~~lebendige~~ Kraft bei einem Processe bei welchem die Wärmemenge w erzeugt wurde $= wk$.

k ist das Mechanische Aequivalent der Wärme, dasselbe ~~ist bei~~ hat bei allen Processen bei welchen lebendige Kraft in Wärme verwandelt wird denselben constanten Werth. –

Den Satz von der lebendigen Kraft können wir demnach so formuliren:

„Bei jeder Bewegung eines Systems ist, der sichtbare Zuwachs der lebendigen Kraft + die mit K multiplizirte erzeugte Wärmemenge + die gegen sämmtliche Kräfte geleistete Arbeit = 0

Es ist dies der 1te Hauptsatz der mechanischen Wärmetheorie, welcher man wohl auch den Satz von der Aequivalenz von Wärme und Arbeit nennt.–

In manchen Fällen ist die sichtbare Vermehrung der lebendigen Kraft = 0 dann wird der Satz lauten:

„Bei jeder Bewegung eines Systems, bei welcher die lebendige Kraft derselben sichtbar constant bleibt, ist die bei der Bewegung erzeugte Wärmemenge mit K multiplizirt + die geleistete Arbeit = 0"

Will man diesen Satz fruchtbar machen, so stellt sich ein grosses Hinderniss auf den Weg, der nämlich, dass man bei jedem Schritte mit ~~Kräften~~ Bewegungen zu thun hat, von welchen man so viel wie gar nichts weiss, und welche man mit dem allgemeinen Namen der Molecularbewegungen bezeichnet.–

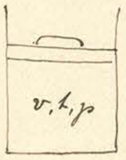
man kann aber dieses Hinderniss schlauer Weise dadurch umgehen, dass man eine Bewegung des Systems in's Auge fasst, bei welcher alle Theile des Systems, auf ~~in~~ welchem solche Molecular Kräfte wirksam sind, in ihre ursprüngliche Lage zurückführt. – Dann ist nämlich die gegen dieselben geleistete Arbeit = 0. –

Die Arbeit die gegen ~~von~~ solchen unbekannten Kräften, herrührt die man auch innere Kräfte nennt, bezeichnet man mit dem Namen der inneren Arbeit; während dann der Ausdruck „äussere Arbeit" diejenige Arbeit bedeutet, welche von äusseren Kräften herrührt. – Die Gesammtarbeit ist die Summe der äusseren und der inneren Arbeit;

„Wenn also bei der Bewegung eines Systemes die innere Arbeit gleich 0 ist; so ist die mit k multiplicirte Wärmemenge, welche bei der Bewegung erzeugt wurde + die geleistete äussere Arbeit = 0. –

§ 4.

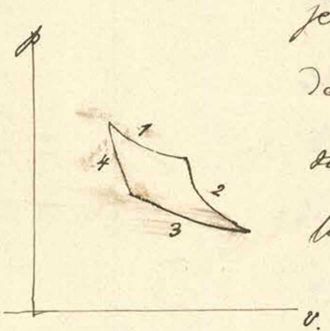
Als Beispiel zur näheren Erläuterung dieses Satzes, zugleich aber auch als Ausgangspunkt unserer weiteren Betrachtungen, wollen wir folgenden Fall ins Auge fassen. —



Ich denke mir eine Gasmasse in einem Cylinder durch einen Stempel abgeschlossen — dieser Stempel soll vollkommen dicht verschliessen und ~~soll~~ soll sich in dem Cylinder ohne Reibung bewegen können. — Gewichte, welche auf den Stempel gelegt werden bestimmen den Druck unter welcher die Gasmasse steht. — Es sei v das Volum, t die Temperatur, und p der Druck unter welchem die Gasmasse steht. — Diese drei Grössen p, v, t. stehen in einem engen Zusammenhange mit einander ändert sich nur eine derselben, so ändert sich wenigstens eine der beiden übrigen; und sind zwei derselben bestimmt so ist auch die dritte bestimmt. — Ohne hierauf ~~darauf~~ näher einzugehen wollen wir dies System einem Processe unterwerfen, bei welchem die gegen die inneren Kräfte geleistete Arbeit = 0 ist — um dann den ~~Sat~~ 1ten Hauptsatz in der Form anwenden zu können, wie wir es zuletzt ausgesprochen haben, wollen wir die gedachte Bewegung in unendlich kleinen Zwischenstufen ausgeführt denken, so dass die lebendige Kraft der sicht-

baren Bewegung unendlich klein sei. –
Der ganze gedachte Process zerfällt in 4 Theile:
1) Es soll der Druck p, der auf dem Gase lastet allmählig abnehmen; die dabei nothwendig eintretende Verminderung der Temperatur soll aber dadurch verhindert werden, dass der ganze Cylinder in ein Wärmereservoir gestellt wird, dessen Temperatur $= t$ ist, und welches bewirkt dass die Gasmasse die constante Temperatur t behält. –
2) Soll das Reservoir entfernt werden, und der Druck so lange vermindert werden, bis die Gasmasse die Temperatur t', welche offenbar $t' < t$ ist, angenommen hat.
3) Soll die Gasmasse durch ein Reservoir dessen Temperatur t_1 ist, auf der constanten Temperatur t_1 erhalten ~~werden~~, und dabei der Druck so weit vermehrt werden, dass wenn,
4) das Reservoir entfernt ~~wird~~, und der Druck so lange vermehrt wird bis er wieder gleich dem ursprünglichen Drucke p wird; dann die Gasmasse ~~ze~~ ihr ursprüngliches Volum und ihre ursprüngliche Temperatur an~~nimmt~~nehme –

Einen derartigen Process, wie wir ihn eben ausgeführt dachten, bei welchem also die Theile des Systems in welchem innere Kräfte wirksam sind in ihren ursprünglichen Zustand zurückgeführt werden nennt man einen Kreisprocess. – Man kann sich denselben graphisch so darstellen dass man p und v als rechtwinkelige Coordinaten eines Punktes in der Ebene betrachtet; jeder Änderung des Zustandes der Gasmasse entspricht dann eine Veränderung der Lage dieses Punktes; so dass er ~~folgende~~ beistehende in sich zurückkehrende gebrochene Linie beschreibt. –



1) Temp = t, p nimmt ab, v nimmt zu. –

2) p nimmt ab, aber auch t nimmt ab, v wächst langsamer wie in 1). –

3) Temp = t', p nimmt zu, v nimmt ab. –

4) Temp. wächst, p wächst, v nimmt ab. –

Bei diesem Processe ist keine innere Arbeit geleistet; bei demselben ist aber Wärme verbraucht, da beim 1ten Processe dem 1ten Reservoir mehr Wärmemenge ~~abgegeben~~ zugeführt ~~wurde~~, als beim 3ten Processe vom 2ten Reservoir ~~aufgenommen~~ abgegeben wurde, es ist daher auch äussere Arbeit geleistet. – Hierauf müssen wir noch näher eingehen. –

Wir suchen die Arbeit, welche bei einer endlichen Veränderung des Gases, gegen die äusseren d. i. gegen die Druckkräfte geleistet wird. – Nennt man die Höhe der Gasmasse h, den Querschnitt des Cylinders q, und den Druck auf die ~~Volum~~ Flächeneinheit wie früher p; so ist das Gewicht des Stempels =

$$=pq$$

Wenn dann der Stempel gehoben wird, so dass die Höhe der Gasmasse den unendlich kleinen Zuwachs dh erleidet, so ist die dabei gegen die Kraft pq geleistete Arbeit $= pq\,dh$

Da aber $\quad hq = v$

also $\quad q\,dh = dv$

so ist dieselbe Arbeit $= p\,dv$

Erleidet aber bei irgend welchem Processe die Gasmasse eine endliche Vergrösserung oder Verringerung ihres Volums – so ist die dabei gegen die äusseren, den Druck bewirkenden Kräften geleistete Arbeit:

$$=\int p\,dv$$

wo das Integral, zwischen den von dem Processe vorgeschriebenen Grenzen zu nehmen ist. – Bei dem von uns betrachteten Kreisprocesse, für welchen wie die Veränderungen von v und p auf Seite 16 graphisch dargestellt haben; ist um die Arbeit zu finden, welche beim ganzen Processe gegen die äußeren Kräfte ~~den Druck~~ geleistet wurde, die Integration über die ganze ~~da das~~ Curve 1 2 3 4 auszudehnen. – Das $\int p\,dv$ zwischen diesen Grenzen genommen ist aber die Fläche welche durch die erwähnte Curve eingeschlossen ist. – Da diese Fläche nicht $= 0$ ist, so muss demnach bei dem Processe äussere Arbeit geleistet worden sein. –

Wie wir bereits erwähnt haben, wurde bei diesem Processe Wärme verbraucht – nennen wir die Wärmemenge welche beim 1) Processe dem ersten Reservoir entzogen ~~abgegeben~~ wurde q.; und die Wärmemenge welche beim 2) Processe ~~von~~ dem zweiten Reservoir abgegeben ~~entzogen~~ wurde q'; so ist $q' < q$, und es ist der Verbrauch an Wärme $= q - q'$ – dieser mit k multiplicirt ist gleich der geleisteten Arbeit a. – Also ist:

$$q - q' = \frac{1}{k}\,a$$

Denken wir uns nun mit dieser Vorrichtung, welche wir kurzweg eine Maschine nennen wollen, nach einander solche Processe ausgeführt; dann wird dabei dem Reservoir 1. n-mal die Wärmemenge q, entzogen, und dem Reservoir 2 n mal die Wärmemenge q' abgegeben — die geleistete Arbeit ist dann aber auch n mal so gross; so dass wenn wir setzen:

$$na = A \quad , \quad nq = Q \quad ; \quad nq' = Q_1$$

dann

$$Q - Q_1 = \frac{1}{k} A$$

es sind also Q, Q_1 und A mit q q_1 und a proportional.

§ 5.

Wir nennen einen Umkehrbaren Kreisprocess einen Kreisprocess, welcher im entgegengesetzten Sinne ausgeführt, die entgegengesetzte ~~di.~~ ~~negative~~ ~~Arbeit~~ Arbeit leistet. — So dass wir die Arbeit welche beim Processe in dem einen Sinne geleistet wurde, vernichten können wenn wir diesen Process im entgegengesetzten Sinne ausgeführt denken. —

Wir beabsichtigen nun den Satz zu beweisen, dass sich keine Maschine ersinnen lässt, welche durch ~~umkehrbare~~ beliebige Kreisprocesse Wärme in Arbeit verwandelt, die mit denselben Reservoirs verbunden, wie die eben betrachtete Maschine, um dieselbe Arbeit zu leisten, weniger Wärme verbrauchen würde als die erstere. –

Denken wir uns ausser der schon betrachteten Maschine die wir M nennen wollen, noch eine zweite M' wirksam, dieselbe soll mit denselben Reservoirs R_2 und R_1 verbunden sein, deren constante Temperaturen t_1 und t sind, und zwar so dass $t > t_1$. – Nach derselben Anzahl von Kreisprocessen sollen beide Maschinen dieselbe Arbeit A leisten; es soll aber der Process der Maschine M ein umkehrbarer sein, so dass die wenn sie den Process in entgegengesetzten Sinne durchführt die Arbeit $-A$ leistet. – Ich denke mir also M in umgekehrtem Sinne wirkend, dabei giebt sie dem Reservoir ~~M~~ R die Wärmemenge Q ab, und entzieht dem Reservoir R_1 die Wärmemenge Q_1; – die Maschine M_2 giebt dagegen dem Reserv. R die W.M. Q' ab, und entzieht von R_1 die W.M. Q_1'; so dass beim

ganzen Processe, dem Reservoir R abgegeben wurde, die Wärmemenge ... $Q - Q'$
und dem Reservoir R_1 ~~zugeführt~~ entzogen die W. M. $Q_1 - Q_1'$
Da die geleistete Arbeit $= A - A = 0$ ist, so ~~ist~~ kann bei diesem Processe keine Wärme verbraucht oder erzeugt worden sein, so dass:

$$Q - Q' = Q_1 - Q_1'$$

Da M_1 einen ganz beliebigen Kreisprocess bedeutet, welcher umkehrbar sowohl als nicht umkehrbar sein kann – so haben wir hierdurch den ~~zu~~ oben ausgesprochenen Satz für beide Fälle ~~aus~~ bewiesen. –
Ein Grundsatz der mechanischen Wärmetheorie, welcher bekannt ist unter dem Namen des Carnot-schen +) Satzes ist der, dass, ohne Arbeit zu leisten, keine Wärme aus einem kälteren Körper in einen wärmeren übergeführt werden kann. – Wäre dieser Satz unrichtig so könnten wir einen Körper mit der Erde verbunden, durch deren Wärme beliebig hoch erwärmen – und wir könnten dann einen Theil dieser Wärme in Arbeit verwandeln, mit einem Worte wir könnten ein dem perpetuum mobile ähnliches Ding construiren. – Die Absurdität dieses Schlusses beweist den Satz genügend. –

+) Reflexions sur la puissance motrice du feu 1824 Paris.

Wir haben angenommen, dass die Temperatur t des Reservoirs R höher sei, als die Temperatur t' des Reservoirs R_1; demnach kann nach dem Carnot-schen Satze, bei dem gedachten Processe, bei welchem keine Arbeit geleistet wurde dem Reservoir R auch keine Wärme zugeführt worden sein, – es ist also:

$$Q - Q' = Q_1 - Q_1' \leqq 0$$

Bis jetzt setzen wir noch nicht fest ob die Maschine M', einen umkehrbaren Kreisprocess leiten kann oder nicht – nehmen wir aber an dass das erstere möglich sei; und denken wir uns nun beide Maschinen im entgegengesetzten Sinne wirken so dass M die Arbeit $+A$ und M' die Arbeit $-A$ verrichte; so kommen wir zu dem Schlusse dass:

$$Q' - Q = Q_1' - Q_1 \leqq 0$$

Also diese 2 Gl. zusammengefasst:

$$Q' - Q = Q_1' - Q_1 = 0$$

d. i.

$$\underline{Q = Q'}$$

$$\underline{Q_1 = Q_1'}$$

Da, also die den Reservoirs, bei derselben Arbeitsleistung, von den zwei verschiedenen Maschinen abgegebenen resp. entzogenen Wärmemengen dieselben sind so gelangen wir zu dem Satze:

„Wenn eine Maschine durch umkehrbare Kreisprocesse Wärme in Arbeit verwandelt und durch die Arbeit A aus einem Wasserreservoir R von der Temperatur t, die Wärmemenge Q zieht, und zu einem andern R_1 ~~ab~~ von der Temperatur t_1 ~~überführt~~ die Wärme m. Q_1 überführt; so hängen Q und Q_1 nur ab von der geleisteten Arbeit und von den Temperaturen t und t_1; nicht aber von der Einrichtung der Maschine". –

Wir machten schon die Bemerkung dass Q Q_1 und A proportional seien; demnach wird also der Quotient $\frac{Q}{Q_1}$ einzig und allein von den ~~two~~ Temperaturen t und t_1 abhängen; also:

$$\frac{Q}{Q_1} = f(t, t_1)$$

Da diese Function symmetrisch sein muss in Bezug auf t und t_1, so ist auch:

$$\frac{Q_1}{Q} = f(t_1, t)$$

also:

$$1 = f(t,t_1) \cdot f(t_1,t)$$

§6.

Denken wir uns nun drei Reservoir R, R_1, R_2, deren Temperaturen t, t_1 und t_2 seien, und zwar so, dass; $t > t_1 > t_2$ sei. –
Die Maschine M, welche einen umkehrbaren Kreisprocess ausführen kann, sei zuerst mit den Reservoirs R und R_1 in Thätigkeit gesetzt, und soll dabei dem Reservoir R die Wärmemenge Q entziehen, und dem Reservoir R_1 die Wärmemenge Q_1 zuführen. – Nun denken wir uns dieselbe Maschine mit den Reservoirs R_1 und R_2 ~~in Thaten~~ verbunden, und so lange in Thätigkeit gesetzt bis dem Reservoir R_1 die Menge Q_1 entzogen, und dem Reservoir R_2 die Menge Q_2 zugeführt ist. – Endlich soll die Maschine mit den Reservoirs R und R_2 verbunden, so lange wirken, bis die Summe der bei diesen 3 verschiedenen Kreisprocessen geleisteten Arbeiten $= 0$ ist, dabei soll die dem Reservoir R zugeführte Wärmemenge Q' und die dem Res. R_2

entzogen Q_2' sein. – Bezeichnen wir der Kürze wegen die den Reservoirs zugeführten W. M. mit dem +, die denselben entzogenen mit dem – Zeichen, so lässt der beschriebenen Vorgang so darstellen:

	R	R_1	R_2
1)	$-Q$	$+Q_1$	
2)		$-Q_1$	$+Q_2$
3)	$+Q'$		$-Q_2'$

Beim ganzen Vorgang ist also dem Res. R_1 nichts zugeführt und nichts entzogen, dem Reservoir R aber entzogen:

$$Q-Q'$$

und dem Reserv. R_2 zugeführt.

$$Q_2-Q_2'$$

Da die geleistete Arbeit $=0$ ist, so muss:

$$Q-Q'=Q_2-Q_2'$$

sein. – Vermöge des schon erwähnten Carnotschen Grundsatzes kann hier keine Wärme aus R_2 nach R gewandert sein; ~~es ist also~~ d.h. es kann $Q-Q'$ nicht neg. sein; also:

$$Q-Q'=Q_2-Q_2'\geqq 0$$

Da wir angenommen haben, dass der Kreisprozess umkehrbar sei, so folgt ähnlich:

$$Q' - Q = Q_2' - Q_2 \geqq 0$$

Also nur:

$$Q' - Q = Q_2' - Q_2 = 0$$

d. i.

$$\underline{Q = Q'} \qquad \text{und} \qquad Q_2 = Q_2'$$

sein.

Nach den Resultaten von §5. ist also:

$$\frac{Q}{Q_1} = f(t, t_1)$$

$$\frac{Q_1}{Q_2} = f(t_1, t_2)$$

$$\frac{Q}{Q_2} = f(t, t_2)$$

Hiernach ist:

$$f(t, t_2) = f(t, t_1) \cdot f(t_1, t_2)$$

Also:

$$f(t, t_1) = \frac{f(t, t_2)}{f(t_1, t_2)}$$

t, t_1, t_2 sind ganz beliebige Temperaturen, über einen derselben wird man jedenfalls nach Willkür verfügen können; so will ich annehmen dass t_2 einen constanten Werth habe, dass also die Functionen

$f(t,t_2)$ und $f(t_1,t_2)$ ~~blos~~, Functionen je einer Variable t_1 resp. t werden. – Ich bezeichne f unter dieser Voraussetzung $f(t,t_2) = T(t)$ und $f(t_1,t_2) = T(t_1)$; oder um noch kürzer zu sein führe ich für diese Functionen die Zeichen T und T_1 ein; wo dann zu bemerken ist dass T_1 dieselbe Function von t_1 als T von t ist. – Es ist also:

$$\frac{Q}{Q_1} = \frac{T}{T_1}$$

oder auch:

$$\frac{Q}{T} - \frac{Q_1}{T_1} = 0 \quad \text{. . . . . (1)}$$

Dieses ist die Relation, welche zwischen Q, Q_1 bestehen muss wenn durch umkehrbare Kreisprocesse Wärme in Arbeit verwandelt wird. –
Wir haben ausserdem noch die Relation:

$$Q - Q_1 = \frac{1}{k} A \quad \text{. . . . . . . (2)}$$

Also ergiebt sich aus diesen beiden

$$\left.\begin{aligned} Q &= \frac{1}{k} \cdot A \cdot \frac{T}{T-T_1} \\ Q_1 &= \frac{1}{k} \cdot A \cdot \frac{T_1}{T-T_1} \end{aligned}\right\} \quad \text{. . . . (3)}$$

Aus diesen Gleichungen lassen sich die der Arbeit A entsprechenden Wärmemengen Q und Q_1 berechnen.

Hieraus sehen wir auch, dass je grösser der Unterschied zwischen T und T_1 d. i. zwischen t und t_1 ist, eine um so grössere Wärmemenge in Arbeit verwandelt wird. – Gebe es einen ~~Temperatur~~ Werth von t für welchen $T(t)=0$ würde, und setzte man diesen Werth von $t=t_1$; so würde die ganze dem Reservoir, dessen Temperatur t ist, entzogene Wärmemenge in Arbeit verwandelt werden. – Wie wir später sehen werden wird $T(t)=0$ für den absoluten Nullpunkt der Temperatur. –

§7.

Dieser in §6 durch 1) ausgedrückte Satz lässt sich noch wesentlich verallgemeinern. – Dieser so verallgemeinerte Satz, der den 2 Hauptsatz der mechanischen Wärmetheorie für umkehrbare Kreisprocesse ausspricht lautet:

„Wenn eine Maschine durch umkehrbare Kreisprocesse Wärme in Arbeit verwandelt, und dabei aus den n Wärmereservoirs $R_1, R_2, R_3, \ldots R_n$, deren Temperaturen resp. $t_1, t_2, t_3, \ldots t_n$ sind, die Wärmemengen resp. $Q_1, Q_2, Q_3 \ldots Q_n$ ~~entzieht~~ aufnimmt, so besteht die Gleichung:

$$\frac{Q_1}{T_1}+\frac{Q_2}{T_2}+\frac{Q_3}{T_3}+\ldots\ldots\frac{Q_n}{T_n}=0$$

wo $T_1, T_2 \ldots T_n$ die Werthe ein und derselben Function $T(t)$ für die Werthe $t_1, t_2, t_3 \ldots t_n$ der Variable t bedeuten." –

Um im Folgenden jede Verwirrung zu vermeiden, werden wir immer von der Wärmemenge sprechen, welche die Maschine von den Reservoirs aufgenommen hat; und werden möglicherweise diesen Begriff ~~da~~durch die Bezeichnung der aufgenommenen Wärme ausdrücken. –

Bevor wir zum Beweise des oben ausgesprochenen Satzes übergiengen, müssen wir einen auf denselben bezüglichen Hülfssatz aufstellen. – Dieser ist: denken wir uns eine Maschine M welche einen umkehrbaren Kreisprocess in der angegebenen Weise verrichtet, und dabei die Arbeit A leistet; und denken wir auch noch eine zweite Maschine M', welche mit denselben Reservoirs verbunden, dieselbe Arbeit A leistet, und dabei aus den Reservoirs die Wärmemengen $Q_1', Q_2', Q_3' \ldots \ldots Q_n'$ aufnimmt; und sind dann $n-2$ der Grössen Q und Q' einander gleich, dass ist;

$$Q_1 = Q_1', \quad Q_2 = Q_2', \quad \ldots \quad Q_{n-2} = Q'_{n-2}$$

So müssen auch

$$Q_{n-1} = Q'_{n-1} \quad \text{und} \quad Q_n = Q'_n$$

sein. –

Um dies zu beweisen denken wir uns den Kreisprocess der Maschine M' umgekehrt verrichtet; dabei leistet sie dann die Arbeit –A und nimmt aus den entsprechenden Reservoirs die Wärmemengen $-Q_1', -Q_2' \ldots -Q_n'$ auf. – Beim Zusammenwirken von M in dem einen, und von M' in dem umgekehrten Sinne ist also die geleistete Arbeit = 0; und auch die Summe der von beiden aufgenommenen Wärmemengen ist = 0. Also; da sich alle andern Q-s nach der gemachten Voraussetzung aufheben:

$$Q_{n-1} - Q'_{n-1} + Q_n - Q'_n = 0$$

d. i.

$$Q'_{n-1} - Q_{n-1} = Q_n - Q'_n$$

Da $t_1 > t_2 > t_3 > \ldots > t_n$, und die gel. Arbeit = 0; so kann nach dem Carnot-schen Satze dem Reservoir R_{n-1} keine Wärme zugeführt worden sein d. i. es kann die von demselben durch die Maschine aufgenommene Wärmemenge nicht negativ werden; also:

$$Q_{n-1} - Q'_{n-1} = Q'_n - Q_n \geqq 0$$

Denken wir uns dann die Prozesse so umgekehrt dass M die Arbeit $-A$, und M' die Arbeit $+A$ leiste, so gelangen wir ebenso zum Resultate:

$$Q'_{n-1} - Q_{n-1} = Q_n - Q'_n \geqq 0$$

Durch Vereinigung dieser beiden Resultate ergiebt sich der Beweis des Hülfssatzes, nämlich dass:

$$Q'_{n-1} = Q_{n-1}$$

$$Q'_n = Q_n .$$

Um den Beweis des 2ten Hauptsatzes in Bezug auf die Maschine M führen zu können, denke ich mir noch eine zweite Maschine ~~welche~~ M' welche mit denselben Reservoirs als M verbunden ~~dieselbe~~ ist und dieselbe Arbeit A leistet wie die Maschine M. –

Diese Maschine M' sei zuerst mit den Reservoirs R_1 und R_2 verbunden, wobei sie die Wärmemengen q_1 und q_2' aufnimmt; dann sei sie mit den Reservoirs R_2 und R_3 wirksam, und nehme die W. M. q_2 und q_3' auf u. s. w. bis sie endlich mit den Reservoirs R_{n-1} und R_n in Thätigkeit gesetzt wird, und aus derselben die Wärmemengen q_{n-1} und q_n' aufnimmt. — Der ganze Process ist also folgender:

M' mit R_1 und R_2 verbunden, nimmt q_1; q_2' auf.

" " R_2 " R_3 . . . . . q_2; q_3'

" " R_3 " R_4 " . . . q_3, q_4'

— — — — — — — — — — — —

" " R_{n-1} " R_n " " q_{n-1}, q_n'

Also ist aus R_1 aufgenommen q_1

" R_2 " q_2+q_2'

" . . . — —

" R_n " " q_n'

All diese einzelnen mit M' ausgeführten Kreisprocesse sollen umkehrbare sein; also können wir auf jede derselben einzeln die in §6 (1) erhaltenen Resultate anwenden, es ist also:

$$(1)\quad \left\{\begin{array}{l} \dfrac{q_1}{T_1}+\dfrac{q_2'}{T_2}=0 \quad , \quad \dfrac{q_2}{T_2}+\dfrac{q_3'}{T_3}=0 \\ \text{— — — — — —} \quad \dfrac{q_{n-1}}{T_{n-1}}+\dfrac{q_n'}{T_n}=0 \end{array}\right.$$

ferner wollen wir die einzelnen Processe so einrichten, dass:

$$q_1 = Q_1 \;,\; q_2 + q_2' = Q_2 \;,\; \cdots \; q_{n-2} + q_{n-2}' = Q_{n-2} \quad \cdots\cdots (2)$$

sei; und weiter noch den ganzen Vorgang so ~~ein~~-bewirken, dass, wie wir schon erwähnt haben, die durch M' geleistete Arbeit gleich werde der durch M geleisteten, — so also dass die Summe der durch M' aufgenommenen Wärmemengen ebenfalls gleich ~~sei~~ werde der Summe der durch M aufgenommenen W. Mengen. — Dann ist:

$$q_1 + q_2 + \cdots\cdots q_{n-1} + q_2' + q_3' + \cdots\cdots q_n' = Q_1 + Q_2 + \cdots\cdots Q_n \quad \cdots (3)$$

Es fragt sich noch ob wir all' diese bezüglich auf die Grössen $q_1 \cdots\cdots q_{n-1}$ und $q_2' \cdots q_n'$ gemachten Bedingungen erfüllen können? — Diese Frage können wir mit ja beantworten, denn die Zahl der erwähnten Argumente ist $2n-2$, und ebenso gross ist die Zahl der in (1), (2) und (3) enthaltenen Bedingungsgleichungen. —

Auf diesen Fall können wir daher den soeben bewiesenen Hülfssatz anwenden; hierdurch erhalten wir die Gleichungen:

$$q_{n-1} + q_{n-1}' = Q_{n-1} \quad \text{und} \quad q_n' = Q_n \quad \cdots\cdots (4)$$

Addiren wir nun die Gleichungen (1) und berücksichtigen dabei die Gleichungen 2) und 4), so ergibt sich:

$$\frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} + \ldots\ldots \frac{Q_n}{T_n} = 0$$

also der zu beweisende zweite Hauptsatz.–

§ 8.

~~Diesen~~ Bis jetzt haben wir den 2ten Hauptsatz nur für den Fall umkehrbarer Kreisprocesse abgeleitet; wir müssen noch sehen, wie sich derselbe gestaltet, wenn wir von dieser Beschränkung absehen.–

Bei dieser Untersuchung müssen wir zwei Eigenschaften der Function T angeben – diese sind: 1) dass die Function T mit dem Argument t zusammen wächst, und 2) dass sie einen willkürlichen Factor enthält, so dass sie stets als positiv zu betrachten ist.–

Wir denken uns nun die beliebig construirte Maschine M, welche jedoch in diesem Falle keinen umkehrbaren Kreisprocess ausführen können darf, wie früher mit den Reservoirs R_1, R_2, R_3 ... R_n

verbunden, deren Temperaturen resp. $t_1, t_2 \ldots t_n$ sind; durch ~~beliebige~~ Kreisprocesse eine Arbeit A leisten, wobei sie an den genannten Reservoirs die Wärmemengen $Q_1, Q_2, \ldots Q_n$ aufnehmen soll. – Für diesen Fall erfordert ~~spricht~~ der 2te Hauptsatz der mech. Wärmetheorie dass: ~~die Bedingung nur, dass:~~

$$\frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} + \cdots\cdots \frac{Q_n}{T_n} \leqq 0$$

Der Beweis ist dem für umkehrbare Kreisprocesse geführten ähnlich, er beruht auch auf demselben Hülfssatze, – dieser erfordert aber unter denselben Bedingungen, als die, welche ~~sie~~ er in Bezug auf umkehrb. Kreisprocesse voraussetze, in diesem Falle nur dass:

$$Q_{n-1} - Q'_{n-1} = Q'_n - Q_n \geqq 0$$

sei. –

Ausser der Maschine M, denken wir uns mit denselben Reservoirs verbunden noch eine zweite Maschine M' wirken, welche durch Kreisprocesse, die ~~ganz~~ den von M' in § 7 ausgeführten ganz gleich sollen, also auch umkehrbar sind, ebenfalls ~~die~~ Arbeit A leistet. Behalten wir alle in § 7 gebrauchten

Bezeichnungen; so bestehen auch in diesem Falle die Gleichungen (1), und wir werden auch in diesem Falle die Grössen $q_1, q_2 \dots q_{n-1}$ und q_2' u. q_n' so bestimmen können dass sie den Gleichungen (1), (2), und (3) genügen. – Addirt man nun die Gleichungen (1) so erhält man:

$$\frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} + \dots \frac{Q_{n-2}}{T_{n-2}} + \frac{q_{n-1} + q'_{n-1}}{T_{n-1}} + \frac{q'_n}{T_n} = 0$$

oder

$$\frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} + \dots + \frac{Q'_{n-1}}{T_{n-1}} + \frac{Q'_n}{T_n} = 0$$

Berücksichtigen wir die durch den Hülfssatz gelieferte Gleichung:

$$Q'_{n-1} - Q_{n-1} = Q_n - Q'_n \gtreqless 0$$

so ergiebt sich:

$$\frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} + \dots \frac{Q_n}{T_n} = \frac{Q_{n-1} - Q'_{n-1}}{T_{n-1}} + \frac{Q_n - Q'_n}{T_n}$$

$$= (Q_{n-1} - Q'_{n-1})\left(\frac{1}{T_{n-1}} - \frac{1}{T_n}\right)$$

Hierin ist der Factor

$$Q_{n-1} - Q'_{n-1} \geq 0 \quad \text{d. i. pos.}$$

da ~~noch~~ wie wir schon erwähnten T_n stets positiv ist, und ferner $T_{n-1} > T_n$ ist, da ja $t_{n-1} > t_n$ ist, so muss

$$\frac{1}{T_{n-1}} - \frac{1}{T_n} < 0 \quad \text{d. i. negativ sein.} -$$

Und somit ergiebt sich der 2 Hauptsatz der mechanischen Wärmetheorie für nicht umkehrbare Kreisprocesse:

$$\frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} + \dots\dots \frac{Q_n}{T_n} \leqq 0$$

Carnot sprach den nach ihm benannten Satz im Jahre 1824 aus, auf Grundlage desselben leitete Clausius den 2ten Hauptsatz ab, ~~welch~~ auf einem Wege, welcher von dem von K. verfolgten ganz verschieden ist. –

II

Beziehungen zwischen Druck, Volum und Temperatur. –

§1.

Der erste Hauptsatz bezieht sich auf jede Maschine, welche durch Kreisprocesse Wärme in Arbeit und umgekehrt verwandelt; der zweite Hauptsatz in seiner speziellen Form abgeleitete ~~Hauptsatz~~ beschäftigt sich dagegen nur mit Maschinen, welche um-

kehrbare Kreisprocesse ausführen können. –
Als eine solche Maschine kann man einen jeden Körper ansehen, welcher durch thermische Ausdehnung Arbeit leistet; und wenn man auf einen solchen die erwähnten Hauptsätze anwendet, so wird man zu den gesuchten Relationen zwischen ~~d.~~ Druck, Volum u. Temp. gelangen können.
Ist der Körper ein flüssiger (tropfbar fl. oder gasf.) ~~so und~~ so ist der auf denselben ausgeübte Druck nach allen Richtungen gleich, und senkrecht auf jedes ~~Punkt~~ Element der Oberfläche desselben. –
Wenn dagegen der Körper ein fester ist, so kann der Druck unter welchem er im Gleichgewichtszustande steht, in verschiedenen Theilen desselben ungleich und ungleich gerichtet sein. –
Ohne etwas näheres über den Aggregatzustand des zu betrachtenden Körpers ~~zu setzen~~ fest zu stellen, wollen wir annehmen, dass der Druck in demselben überall gleich und senkrecht auf seine Oberfläche ist. –
Diesen senkrechten Druck wollen wir auf die Flächeneinheit bezogen mit p bezeichnen. –
Ferner nehmen wir an dass das Gewicht des Körpers der Gewichtseinheit gleich sei, und nennen

$p = f(v, t)$

sein Volum v und seine Temperatur t. – p, v und t sind zusammenhängende Werthe, zwischen denselben bestehen gewisse Relationen die wir ableiten wollen. – Sind zwei dieser Grössen gegeben so ist auch die dritte, also der Zustand des betreffenden Körpers bestimmt. – Je zwei dieser Grössen werden wir als unabhängige Variable betrachten, welche die dritte bestimmen. – Vor allem nehmen wir an es seien v und t die unabhängigen Variabeln. –

Es soll im Folgenden der 2te Hauptsatz der mech. Wärmetheorie, und zwar in seiner einfacheren Form wie er sich nämlich auf umkehrbare Kreisprocesse bezieht, wollen wir den Process den der Körper ausführt so einrichten, dass er ein umkehrbarer wird. – Zu diesem Zwecke müssen wir nur annehmen, dass der Körper eine endliche Arbeit dadurch leistet, dass es der Reihe nach in Verbindung mit unendlich vielen Reservoiren einen ~~Kreis~~Process ausführt; aber so dass die Temperatur des Reservoirs mit welchem er in Verbindung ist ~~bei~~ jedem dieser Processe nur unendlich wenig verschieden von seiner Temperatur sei. – Hiedurch wird es möglich den Uemen und die Temperatur des Körpers beliebig zu ändern, ohne es jemals mit einem Reservoir in Verbindung zu setzen dessen Temperatur endlich verschieden mit seiner Temp. wäre. – Ein so ausgeführter Kreis-Process ist ein umkehrbarer. – Man kann sich diesen Vorgang geometrisch erläutern, wenn man v und t als rechtwinkelige Coordinaten eines Punktes in der Ebene betrachtet. – Einer endlichen Veränderung von v und t entspricht dann eine endliche Linie und einem Kreisprocesse eine in sich zurückkehrende ~~Curve~~ Linie. –

Ich bezeichne mit dQ die unendlich kleine W.M. welche dem Körper zugeführt werden muss damit v um dv und t um dt wachse. – Zwischen dQ, dv und dt besteht eine Relation, welche da die genannten Arg. unendl. klein derselben Ordnung sind durch eine lineare homogene G. ausgedrückt ist:

$$(I) \qquad dQ = M\,dv + C\,dt$$

wo M und C Functionen von v und t sind. – Wir wollen zuerst die Bedeutung von C und M untersuchen. – Setzen wir v = const. also $dv = 0$, so wird:

$$C = \frac{dQ}{dt} \quad \ldots\ldots \quad (2)$$

es ist das die spez. Wärme bei constantem Volum. –

Bezeichnen wir die spez. W. bei constantem ~~Vo~~ ~~lum~~ Drucke mit C', so ist:

$$C' = \frac{dQ}{dt} \quad \ldots\ldots \quad (3)$$

wenn $p = \text{const}$, also $dp = 0$ ist. – Da wir p als Function von v und t betrachten so ist:

$$dp = \frac{\partial p}{\partial v}\,dv + \frac{\partial p}{\partial t}\,dt$$

setzen wir dies $= 0$, so ist:

$$dv = -\frac{\frac{\partial p}{\partial t}}{\frac{\partial p}{\partial v}}\,.\,dt$$

dies in (1) gesetzt giebt:

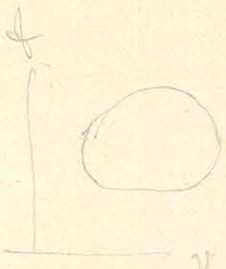
$$dQ = \left(-M\frac{\frac{\partial p}{\partial t}}{\frac{\partial p}{\partial v}} + C\right)dt$$

Mit Berücksichtigung von (3), folgt:

$$M = (C - C')\cdot\frac{\frac{\partial p}{\partial v}}{\frac{\partial p}{\partial t}} \quad \ldots\ldots \quad (4)$$

Denken wir uns nun der Körper führe ~~einen~~ ~~endlichen~~ auf die oben beschriebene weise einen endlichen ~~in~~ ~~sich~~ Kreisprocess aus; so

42



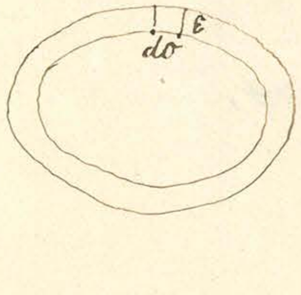
dass es dabei ~~zum ursp~~ v und t ~~wieder~~ die ursprünglichen Werthe wieder erhalten sollen; dann ist die durch v und t als Coordinaten eines Punktes in der Ebene beschriebene Linie eine in sich zurückkehrende; es ist also die gegen die inneren Kräfte geleistete Arbeit $= 0$. – Dann sagt der 1te Hauptsatz dass:

die gegen die äusseren Kräfte gel. Arbeit = K. aufg. W. M. =

Die beim ganzen Kreisprocesse durch den Körper aufgenommene W. M. ergiebt sich durch Integr. von dQ über die ganze erwähnte geschlossene Linie, somit ist:

$$\int dQ = \int (M dv + C dt)$$

Wir haben den Ausdruck der äusseren Arbeit zu bilden. Indem dem Körper die W. M. dQ zugeführt werde soll sich derselbe ausgedehnt haben – es stelle die eine Linie einen Querschnitt des Körpers vor der Ausdehnung dar, und die äussere Linie den Querschnitt nach der Ausdehnung. – Irgend ein Oberflächenelement dO des Körpers hat sich dabei bewegt durch einen unendl. kleinen Cylinder der



Höhe ε sein soll. – Der auf das Element dO von aussen wirkende Druck ist $p\,dO$, also die von dem Elemente gegen denselben gel. Arbeit ist $= \varepsilon p\,dO$. Die bei dieser unendl. kl. Ausdehnung von dem ganzen Körper gel. Arbeit ist daher folgendes über seine ganze Oberfläche auszudehnende Integral:

$$\int \varepsilon p\,dO = p\int \varepsilon\,dO$$

Es ist aber $\int \varepsilon\,dO$ die Vergrösserung des Volum des Körpers also $= dv$ – somit ist die bei dieser unendl. kleinen Zustandsänderung des Körpers gel. Arbeit $= p\,dv$. –

Die bei einem endlichen Kreisprocesse, wie wir es durchgeführt denkens gegen den Druck geleistete Arbeit ist daher:

$$= \int p\,dv$$

das Integral über ~~die~~ ~~selbe~~ Curve ausgedehnt, welche der durch v und t als Coordinaten ~~ent~~ dargestellte Punkt bei dem Kreisprocesse beschreibt. –

Die durch den 1ten Hauptsatz gelieferte Gl. ist also:

$$\frac{1}{k}\int p\,dv = \int (M\,dv + C\,dt)$$

Da beide Integrale über dieselbe Curve anzudehnen sind; so ist:

$$\int\left(\left(\frac{1}{k}p - M\right)dv - Cdt\right) = 0$$

Diese Gleichung muss ihre Gültigkeit behalten, welcher Art auch der ausgeführte Kreisprocess sei; sie muss also bestehen für eine jede geschlossene Linie. – Dies ist nur möglich, wenn die Integration sich unbestimmt ausführen lässt d. i. wenn der unter dem Integrationszeichen stehende Ausdruck ein vollständiges Differential ist. – Die Bedingung dafür dass ein Ausdruck von der Form

$$a\,dx + b\,dy$$

ein vollst. Differential sei, ist

$$\frac{\partial a}{\partial y} = \frac{\partial b}{\partial x}$$

diese Bedingungsgleichung gestaltet sich in unserem Falle:

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{1}{k}p - M\right) = -\frac{\partial C}{\partial v}$$

und hieraus:

$$(\mathrm{II}) \quad \ldots\ldots \quad \kappa\left(\frac{\partial M}{\partial t} - \frac{\partial C}{\partial v}\right) = \frac{\partial p}{\partial t}$$

Eine zweite Relation liefert der 2te Hauptsatz. Derselbe war für umkehrbare Kreisprocesse ausgesprochen, bei einer endlichen Anzahl von Reservoirs:

$$\sum \frac{Q}{T} = 0$$

In unserem Falle aber, in welchem die Zahl der Reservoirs unendlich gross, die den einzelnen Reservoirs entzogenen Wärmemengen dagegen unendlich klein = dQ sind, gestaltet sich derselbe Satz, wie folgt:

$$\int \frac{dQ}{T} = 0$$

Worin die Integration über die geschlossene Curve ausgedehnt werden soll, welche den Kreisprocess darstellt. – Setzen wir hierin den durch I gelieferten Werth von dQ ein, so ist:

$$\int \left(\frac{M}{T} dv + \frac{C}{T} dt \right) = 0$$

Diese Gleichung besteht für jeden ~~[illegible]~~ Kreisprocess, also für jede diesen darstellende geschlossene Curve. – Der unter dem Integralzeichen stehende Ausdruck muss daher ein vollständiges Differential sein, d. i. es muss:

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{M}{T}\right) - \frac{\partial}{\partial v}\left(\frac{C}{T}\right) = 0$$

sein; oder:

(5) $$\frac{1}{T}\left(\frac{\partial M}{\partial t} - \frac{\partial C}{\partial v}\right) = \frac{M}{T^2}\cdot\frac{dT}{dt}$$

~~Setzen wir hierin den durch~~ Vereinfachen wir diese Gleichung durch II; so ergiebt sich die zweite, durch den 2ten Hauptsatz gelieferte Relation, wie folgt:

(III) $$\frac{k}{T}\cdot\frac{dT}{dt}\cdot M = \frac{\partial p}{\partial t}$$

T ist allein von t abhängig daher das Zeichen d des vollständigen Differentiirens. –

§2.

Es sollen nun die Relationen zwischen p, v, t für den Fall abgeleitet werden, dass p und t als unabhängige Variabeln, und v als eine Function derselben betrachtet wird. –

Ist dQ die unendl. kl. W. M. welche durch einen Kreisprocess dem Körper zugeführt werden muss um t um dt und p um dp zu vergrössern, so besteht zwischen diesen Grössen eine lineare Gleichung:

$$dQ = N\,dp + C'\,dt \quad \ldots\ldots \quad (\underline{IV})$$

wo

$$C' = \frac{dQ}{dt} \quad \text{für } dp = 0$$

somit die spec. Wärme bei constantem Druck bedeutet. – Dagegen ist, wie früher:

$$C = \frac{dQ}{dt} \quad \text{für } dv = 0$$

die spec. Wärme bei constantem Volum. – In diesem Falle ist:

$$dv = \frac{\partial v}{\partial p}\,dp + \frac{\partial v}{\partial t}\,dt = 0$$

den hieraus sich ergebenden Werth von dp in $\underline{IV}$ gesetzt, folgt:

$$\frac{dQ}{dt} = C = C' - N \cdot \frac{\frac{\partial v}{\partial t}}{\frac{\partial v}{\partial p}}$$

d. i.:

$$N = (C' - C)\,\frac{\frac{\partial v}{\partial p}}{\frac{\partial v}{\partial t}} \quad \ldots\ldots \quad (6)$$

Der 1te Hauptsatz liefert nun die Gleichung:

$$\int^{\text{über eine geschlossene Linie}} \left\{ K\left(N\,dp + C'\,dt\right) - p\left(\frac{\partial v}{\partial p}\,dp + \frac{\partial v}{\partial t}\,dt\right) \right\} = 0$$

dies spricht aus, dass das unter dem Integralzeichen stehende Ausdruck ein vollständiges Diff. ist; die Bedingung besteht also:

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\kappa N - p\frac{\partial v}{\partial p}\right) = \frac{\partial}{\partial p}\left(\kappa C' - p\frac{\partial v}{\partial t}\right)$$

$$\kappa\left(\frac{\partial N}{\partial t} - \frac{\partial C'}{\partial p}\right) - p\frac{\partial^2 v}{\partial p\,\partial t} + \frac{\partial v}{\partial t} + p\frac{\partial^2 v}{\partial p\,\partial t} = 0$$

$$(V) \quad \dots\dots \quad \kappa\left(\frac{\partial N}{\partial t} - \frac{\partial C'}{\partial p}\right) + \frac{\partial v}{\partial t} = 0$$

Wir haben hier noch den 2ten Hauptsatz anzuwenden, in der Form in der wir ihn in §. 1 dieses Abschnittes für unendlich viele Reservoirs ausgesprochen haben. – Setzen wir da statt dQ den sich aus IV ergebenden Werth dieser Grösse ein:

über eine geschl. Linie.

$$\int\left(\frac{N}{T}dp + \frac{C'}{T}dt\right) = 0$$

dies erfordert dass:

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{N}{T}\right) - \frac{\partial}{\partial p}\left(\frac{C'}{T}\right) = 0$$

also:

$$\frac{1}{T}\left(\frac{\partial N}{\partial t} - \frac{\partial C'}{\partial p}\right) = \frac{N}{T^2}\cdot\frac{dT}{dt}$$

~~oder~~ d. i.

$$T\left(\frac{\partial N}{\partial t} - \frac{\partial C'}{\partial p}\right) = N\frac{dT}{dt}$$

sei ..

Aus dieser letzten und aus der Gleichung V. ergiebt sich dann die 2te gesuchte Relation:

$$\frac{k}{J}\cdot\frac{dT}{dt}N + \frac{\partial v}{\partial t} = 0 \qquad \ldots\ldots \qquad (VI)$$

§3.

Endlich sollen noch diese wichtigen Relationen für den Fall abgeleitet werden dass p und v unabhängige Variabeln sind, und t durch dieselben bestimmt wird. – Ist dQ die W. M. welche zugeführt werden muss um p um dp, v um dv zu vergrössern; so setzen wir:

$$dQ = Pdp + Vdv \qquad \ldots \qquad (VII)$$

~~so~~. Da nun

$$\frac{dQ}{dt} = C \text{ ist}, \quad \text{wenn } dv = 0 \text{ wird}$$

so ist aus (VII)

$$C = \frac{Pdp}{dt}$$

und da

$$dt = \frac{\partial t}{\partial p}dp + \frac{\partial t}{\partial v}dv$$

also für $dv = 0$

$$dt = \frac{\partial t}{\partial p}dp$$

ist; so ergiebt sich:

$$P = C\cdot\frac{\partial t}{\partial p} \qquad \ldots\ldots \qquad (7)$$

Durch ganz analoge Betrachtungen finden wir:

(8) .... $$V = C' \cdot \frac{\partial t}{\partial v}$$

Für jede beliebige durch solche Kreisprozesse durchgeführte Veränderung liefert nun der 1te Hauptsatz:

$$\int^{\text{über geschl. Linie}} \left\{ k\left(P\,dp + V\,dv\right) - p\,dv \right\} = 0$$

Die Bedingung dass der Ausdruck unter dem Integralzeichen ein vollständiges Differential sei, ist:

$$\frac{\partial}{\partial v}\left(kP\right) = \frac{\partial}{\partial p}\left(kV - p\right)$$

woraus:

$$k\left(\frac{\partial V}{\partial p} - \frac{\partial P}{\partial v}\right) = 1$$

(VIII) .... $$k\left(\frac{\partial P}{\partial v} - \frac{\partial V}{\partial p}\right) + 1 = 0$$

Der 2te Hauptsatz sagt aus dass:

$$\int^{\text{über geschl. Linie}} \left(\frac{P}{T}\,dp + \frac{V}{T}\,dv\right) = 0$$

d. i. $$\frac{\partial}{\partial v}\left(\frac{P}{T}\right) = \frac{\partial}{\partial p}\left(\frac{V}{T}\right)$$

also:

$$T\left(\frac{\partial P}{\partial v}-\frac{\partial V}{\partial t}\right)=\frac{dT}{dt}\left(P\frac{\partial t}{\partial v}-V\frac{\partial t}{\partial p}\right)$$

Mit Berücksichtigung der Gleichung (VIII), gestaltet sich diese Gleichung, wie folgt:

$$\frac{K}{T}\cdot\frac{dT}{dt}\left(P\frac{\partial t}{\partial v}-V\frac{\partial t}{\partial p}\right)+1=0 \quad \ldots\ldots \quad (IX)$$

§4.

Die zuletzt abgeleiteten Beziehungen werden wir auf den Fall eines idealen Gases anwenden. Wir nehmen nämlich an dass unser Gas dem Mariotte-schen und dem Regnault-schen Gesetze ganz strenge gehorche, und dass es sich bei constantem Druck durch gleiche Temperaturerhöhung um gleich viel ausdehne; — wir werden sehen dass Gase, welche diesen Bedingungen genügen auch dem Gay Lussac-schen Gesetze folgen. — In Folge des Mariotte-schen Gesetzes muss für ein ideelles Gas das Volumen v bei constanter Temperatur constant sein, es muss also bei constanter Temp.

$v=\frac{R}{p}$ sein. — wo R eine

nur von der Natur des Gases abhängige Constante bedeutet. – Da ferner das Volum des Gases bei constantem Druck, bei gleicher Temperat. Erhöhung um gleichviel zunehmen soll, so ist:

$$(9) \quad \ldots \quad pv = R(1+\alpha t)$$

wo α den Ausdehnungscoefficienten des Gases bedeutet. – Die Constante R lässt sich aus der Gleichung (9) bestimmen, wenn ~~so~~ drei zusammengehörende Werthe von p, v, und t bekannt sind – bezeichnen wir nämlich diese mit p_0, v_0, t_0 so ist:

$$R = \frac{p_0 v_0}{1+\alpha t_0}$$

Es ist also die Constante R umgekehrt proportional mit dem spezifischen Gewichte des Gases gemessen bei einem bestimmten ~~Temp.~~ Druck und ~~Volumen~~ Temperatur.
Zu bemerken ist hier dass unsere folgenden Betrachtungen sich ebenso wie die vorausgeschickten auf die Gewichtseinheit des Körpers beziehen. –
Regnault wies nach dass die spezifischen ~~Gewichte~~ Wärmen C und C' eines idealen Gases unabhängig sind von Druck, Volum und Temperatur und allein von der

chemischen Beschaffenheit desselben abhängen; er that dies indem er zuerst zeigte dass $\mathfrak{C}'$, und dann dass $\frac{C}{\mathfrak{C}'}$ unabhängig ~~ist~~ ist von den gesammten Argumenten. – Da unser bei diesem Gesetze folgen soll, so ergeben die Gleichungen (7) und (8):

$$P = \mathfrak{C} \cdot \frac{v}{\alpha R}$$

$$V = \mathfrak{C}' \frac{p}{\alpha R}$$

und wenn wir diese Werthe in (VIII) einsetzen:

$$\frac{k(\mathfrak{C} - \mathfrak{C}')}{R\alpha} + 1 = 0$$

$$\mathfrak{C}' - \mathfrak{C} = R \frac{\alpha}{k} \quad \ldots\ldots \quad (10)$$

Die Gleichung (IX) giebt in diesem Falle:

$$\frac{\varkappa}{T} \cdot \frac{dT}{dt} (\mathfrak{C}' - \mathfrak{C}) \frac{vp}{\alpha^2 R^2} = 1$$

oder mit Berücksichtigung von (10):

$$\frac{1}{T} \cdot \frac{dT}{dt} \cdot \frac{vp}{R\alpha} = 1$$

und in Folge von (9):

$$\frac{1}{T} \cdot \frac{dT}{dt} = \frac{\alpha}{1 + \alpha t} = \frac{1}{\frac{1}{\alpha} + t}$$

da T ~~allein~~ eine Function ~~v~~ des einzigen Argumentes t sein soll, so ergiebt sich durch Integration dieser letzten Gleichung:

$$T = \left(\frac{1}{\alpha} + t\right) \mathrm{Const.} -$$

Setzen wir dann diese von unserer Willkür abhängige Const = 1 +), so ist:

(11) .... $$T = \frac{1}{\alpha} + t$$

Da nach ihrer ursprünglichen Definition die Function T unabhängig ist von der Natur der Gases, so folgt dass auch α von derselben unabhängig ist, und hiermit ist das Gay-Lussac-sche Gesetz bewiesen, d. i. gezeigt, dass sich alle vollkommenen Gase bei gleicher Temperaturerhöhung um gleich viel ausdehnen. –

Jetzt können wir auch auf die Bedeutung der Gleichung (10) eingehen; diese sagt 1tens aus dass das specifische Gewicht C' immer grösser ist als C und 2tens dass die Differenz der specifischen ~~Gewichte~~ Wärmen für alle vollk. Gase umgekehrt proportional ist ihrem

---

+) Es ist dies die willkürliche Constante, welche uns berechtigte T ~~...~~ immer als positiv anzusehen. –

spezifischen Gewichte gemessen bei einem bestimmten Druck und Temperatur — dieser letztere Schluss ist eine Folge davon dass α und k von der Natur des Gases unabhängige Constanten sind. —

§ 5.

Für ein vollkommenes Gas fand man:

$$\alpha = 0{,}00366$$

demnach ist.

$$\frac{1}{\alpha} = a = 273° C.$$

Also

$$T = a + t \quad \ldots\ldots \quad (12)$$

wo t ebenfalls nach Graden der Hundertheiligen Scala zu messen ist. — Man nennt die Temp. $= -a$, für welche $T = 0$ wird den absoluten Nullpunkt, und kann daher T mit dem Namen der absoluten Temperatur bezeichnen. — In wiefern eine solche Benennung gerechtfertigt ist, soll die folgende Betrachtung zeigen. —

Es soll unsere schon früher betrachtete Gasmaschine durch einen Umkehrbaren Kreisprocess Wärme in Arbeit verwandeln, wobei dasselbe mit zwei Reservoirs in Verbindung steht, deren resp. Temperatur t und t_1 sind, und zwar so dass $t > t_1$ ist. – Ist Q die dem Reservoir (t) vom Gase entzogene, Q_1 dagegen die dem Reservoir (t_1) abgegebene Wärmemenge, ferner A die geleistete Arbeit so ist:

$$Q - Q_1 = \frac{1}{k} A$$

und

$$\frac{Q}{T} - \frac{Q_1}{T_1} = 0$$

Hieraus folgt:

$$Q = \frac{1}{k} A \frac{T}{T - T_1}$$

$$Q_1 = \frac{1}{k} A \frac{T_1}{T - T_1}$$

Worin:

$$T = a + t$$

und

$$T_1 = a + t_1$$

ist. –

Wenn wir nun annehmen dass die Temperatur des einen Reservoirs gleich dem absoluten 0 Punkte ist also $t_1 = -273$ so ist

$$T_1 = 0$$

und folglich:

$$Q = \frac{1}{k} A \quad \text{und} \quad Q_1 = 0$$

Bei einer solchen Maschine würde also die ganze dem wärmeren Reservoir entzogene Wärmemenge in Arbeit verwandelt werden. – Wenn die Maschine ihren Kreisprocess umgekehrt ausführte, also Arbeit in Wärme verwandelte, so wird dem kälteren Reservoir keine Wärme zugeführt – sondern es wird ihr Wärme entzogen – denn es wird ja offenbar Q_1 negativ wenn A negativ wird. – Nehmen wir wieder an dass $t_1 = -273$ sei; so sehen wir ein dass $-Q_1$ d. i. die dem kälteren Reservoir entzogene Wärmemenge gleich 0 ist, während

$$Q = -\frac{1}{k} A$$

ist. – Dass ist wenn das eine Reservoir die Temp. des absoluten Nullpunktes hat, dann wird die ganze ~~von der~~ geleistete Arbeit in Wärme verwandelt welche dem ~~ersten~~ wärmeren Reservoir abgegeben wird. – Wichtiges ist noch der hieraus gezogene Schluss dass ein Reservoir dessen Temp. $= -273°$ ist, durch Arbeit, wäre sie noch so gross, keine Wärme entzogen werden kann. – Diese Thatsache erklärt es warum man die Temp = –273 den absoluten Nullpunkt nennt, man muss nämlich annehmen dass ein Körper dieser Temperatur gar keine Wärme mehr enthält, d. i. gar keine Wärmebewegung mehr ausführt. –

Eine Maschine deren ein Reservoir die $t = -273°$ hätte, wäre eine vollkommene Maschine. überschlagen wir jetzt in wie fern es möglich wäre einer solchen praktisch möglichst nahe zu kommen. –

Wir könnten heut zu tage praktisch kaum wärmere Reservoirs als von $+300°$ C. und kältere als von $0°$ C. anwenden. – Was wir untersuchen wollen ~~ist~~ besteht darin, wie gross das Verhältniss der ganzen dem wärmeren Reservoir entzogenen Wärme, zu dem Theile derselben Wärme ist, welche in Arbeit umgesetzt werden kann. – Bei der eben betrachteten idealen Maschine ist dieses Verhältniss = 1. –

Die bei einer Maschine in Arbeit umgesetzte

Wärmemenge ist:

$$= Q - Q_1$$

also das Verhältniss dieser W.M. zu der ganzen dem Wärmeren Reservoir entzogenen W.M.

$$= \frac{Q - Q_1}{Q}$$

Es ist nun:

$$\frac{Q - Q_1}{Q} = \frac{T - T_1}{T}$$

und wenn $t = 300°C.$ $t_1 = 0°C.$ sein soll so ist dieses Verhältniss:

$$= \frac{200}{573}$$

Eine Dampfmaschine in deren Kessel die Temp. 300° Cels. herrschte, und deren Condensator die Temp. 0° hätte, würde demnach über $\frac{1}{2}$ der verbrauchten Wärmemenge in Arbeit verwandeln. Die heutigen Dampfmaschinen sind viel unvollkommener, es wird durch sie höchstens $\frac{1}{10}$ der Verbr. W.M. in Arbeit umgesetzt. –

§6.

Wie verhält sich nun ein Gas ~~und~~ dessen Druck und Volum verändert werden, ohne dass Wärme zugeführt würde? Es ist das eine Frage welche uns namentlich in der Form entgegentritt, wie gross ist die Temperaturerhöhung beim plötzlichen Zusammenpressen eines Gases? – In solchen Fällen ist $dQ=0$, folglich:

$$P dp + V dv = 0$$

da ferner:

$$P = C \cdot \frac{v}{\alpha R}$$

$$V = C' \frac{p}{\alpha R}$$

so ist

$$C v dp + C' p dv = 0$$

$$C \frac{dp}{p} + C' \frac{dv}{v} = 0$$

und dies integrirt:

(13) .... $$p \cdot v^{\frac{C'}{C}} = \text{Const.}$$

Wenn der Anfangszustand des Gases d.i. zwei zusammenhängende Werthe von p und v gegeben sind, derart dass sich die Constante bestimmen lässt so kann diese Gleichung dazu dienen, entweder wenn p gegeben ist v; oder wenn v gegeben

Auf der Tafel:

Specifische Wärme

	Spec. W.	Atomgew.	Prod.
Wismuth	0,0288	1330	38,30
Gold	0,0298	1243	37,04
Platin	0,0314	1116	37,40
Kupfer	0,0949	395,7	37,55
Eisen	0,1100	339,2	37,31
Schwefel	0,1880	201,1	37,80

Atm. Luft	0,237
Sauerstoff	0,2182
Stickstoff	0,2440
Wasserstoff	0,4046
Chlor	0,1214

So wie feste Körper so leiten auch Flüssigkeiten die Wärme. – Bei der Best. der Leitungsfähigk. der Wärme in Flüssigkeiten so muss man möglichst die Strömungen vermeiden. – Deshalb wird man bei der Best. der Leitungsfähigkeit für Wasser dasselbe von Oben erwärmen müssen. Auch in Gasen ist das der Fall. – Bisher ist es nicht gelungen die Leitungsfähigkeit in Gasen zu bestimmen. – Man kann aber schliessen dass diese Leitungsfähigkeit eine sehr kleine ist. –

Hierauf beruht auch das Warmhalten unserer Kleider.–
Auf die Schlechtleitung sind die Eiskasten basirt, deren Wände mit Stroh gefüllt sind, – dies macht auch den ~~Nutzen~~ Gebrauch der feuerfesten Schranken erklärbar.–
Die Gesetze der Strahlung u. der Leitung der Wärme geben an, wie viel Wärme ein Körper erhält oder verliert.–
Jetzt wollen wir uns mit der Frage beschäftigen welche Temperaturänderung ein Körper erleidet wenn ihm eine gewisse Wärmemenge zugeleitet wird.–
Die Wärmemenge W welche nothwendig ist um ein Gewicht p eines Körpers um t Grade zu erwärmen ist proportional mit pt.– Wird das Gew. p um t abgekühlt so ist die entzogene W. M. d. i. W prop. auch pt.–
Haben wir 1 Pfund Wasser mit der Temp. t und ein zweites Pfund mit der Temp. t' so erhalten wir durch Mischung 2 Pfund HO von der Temperatur $\frac{t+t'}{2}$
Haben wir ein Gew. p von Temp. t und ein Gew. p' von Temp. t'

und zwar reine Wasser Gew. HO. —

~~Ist ist die~~ und es sei $t \gtrless t$, so ist die dem Gew. p ~~entzogene~~ ~~zugeleitete~~ entzogene Wärmemenge prop. ~~mit~~ $p(t-T)$ und, die dem p' zugeleitete prop. mit $p'(T-t')$, so ist

$$p(t-T) = p'(T-t')$$

also:

Dies gilt aber nur wenn die gemischten Quanta derselben Art sind. — Mischen wir z. B. Hg u. HO so wird die Gleichung nicht gelten es ist nämlich:

$$W = p.t.s \quad \ldots \S$$

wo s eine von der Natur der Körper abhängige Größe ist. — Es ist <u>s</u> das spez. Gew. —

Ist $p = 1$ und $t = 1$ so wird

$$s = W.$$

Hieraus folgt Def. der spez. Gewichte. —
So wie bei der spez. Gew. so auch bei der spez. Wärme ~~kann~~ drückt das selbe durch eine besondere Einheit aus. Die Einheit der spez. Wärme ist die ~~spez.~~ spez. Gew. des Wassers nach der Definition §.

Setzen wir nämlich in $s=1$ so erhalten wir die einem Gew. p Wassers zugeleitete W. M. W' welche eine Temp. Erhöhung τ desselben hervorruft also:

$$W' = p\tau$$

Und somit ist das spez. Gew. irgend eines Körpers

$$s = \frac{W}{W'}$$

Definition:

Jetzt können wir die Temperatur einer Mischung angeben. –

Wir nehmen einen Körper

Gewicht	~~Temperatur~~ Temp.	spez. Gew.
p	t	s,

Wir nehmen Wasser.

Gew.	Temp
p'	t'

Es sei $t > t'$ also das Wasser Kühlwasser

Hier gilt die Gleichung

$$p \cdot s(t-T) = p' \cdot (T-t')$$

Hieraus wäre T berechenbar.
Aus dieser Gl. u. einem Versuch ist aber
auch s bestimmbar. —
Wenn man p und p' wiegt t t' und
T mit Thermometer bestimmt. – Es ist

$$s = \overline{\qquad\qquad}$$

Hierauf beruht eine Methode der spec. Wärme
bestimmung welche die genaueste unter allen
anderen ist. – Es ist dies die sog. Methode der Mischung.
Die Gl. beruht auf der Annahme dass während
der Mischung keine Wärme ab oder zugeleitet
wird — man wird also suchen müssen
dies möglichst an zu nähern — man wird
also suchen müssen die Zeit der Mischung
möglichst klein zu machen. —
Man wird deshalb p sehr klein wählen
müssen. – Und wird den Körper möglichst
gleichmässig erwärmen müssen, man kann
dies mit umspülen durchziehendem Wasser-
dampf erreichen können; dies darf aber nicht
direct geschehen damit sich kein Wasser
an ihm abschlagen … – Um die Zeit der
Mischung möglichst klein zu machen wird
man auch seine Oberfläche möglichst gross
machen. —

Apparat von Neumann.

Die berühmtesten Untersuchungen über spec. Wärme sind von Neum. u. Regn. angestellt Neumann's Apparat ist einfacher und gewährt dieselbe Genauigkeit. –

Beschreibung, Vorzeigen des Apparates. –

Dulong-Petit-s Methode. –

Die Methode ist bequem aber ungenau, namentlich dann nicht wenn der Körper die Wärme schlecht leitet. –

Therm.

Es ist dies eine Folge davon dass die Temp. der Masse nicht überall gleichmässig ist –

Auf der Tafel. Specifische Wärme wie gestern. Ausserdem:

Wasser bei 0° C. 1	Kupfer gehämmert 0,93
" " 100° C 1,013	— geglüht 0,95

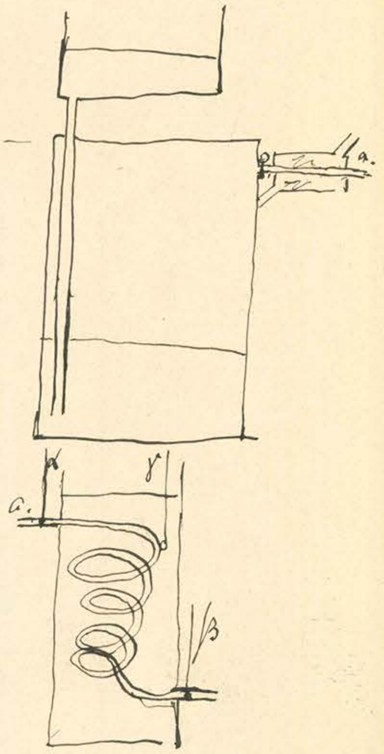
Wasser . . 1
Eis
Wasserdampf } c. $\frac{1}{2}$

Die Dulong Petit-sche Methode nennt man Methode der Abkühlung.

Diese Methoden sind wohl für tropfbare Flüssigk. nicht aber für Gase anwendbar. –

Die ersten Bestimmungen von spezifischen Wärmen der Gase führten Delaroche und Bérard aus. –

Beschreibung ihrer Methode. –



Nach demselben Princip führte später Regnault Versuche aus. –

Dulong-Petit-s Gesetz. Tafel. –

Die Verallgemeinerung dieses Satzes auf chemischen Verbindungen wurde zu gleicher Zeit von Neumann u. von Regnault ausgesprochen. –

Dass das Dulong-sche Gesetz nicht strenge sein kann folgt schon daraus dass die spez. Wärme eines Körpers nicht allein von dessen chem. Natur abhängt. – Die spez. Wärme ändert sich eben mit der Temperatur. –

Spezifische Wärme der Gase ist von Dichtigk. + u. Druck unabhängig. –

Der Satz von Kopp für spezifische Wärmen fester Körper. –

Ich definire Wärmecapacität = Spezifische Wärme × Gewicht des Körpers.

Satz: Die Wärmecapacität eines Gemenges fester Körper ändert sich nicht, wenn diese Körper zu irgend einer festen chemischen Verbindungen zusammentreten. –

Mit Hülfe dieser Daten kann man die hypothetische spez. Wärme fest gewordener Gase berechnen. –

Wir wenden uns jetzt zu den Processen bei denen Wärme erzeugt u. vernichtet wird. –

Auf der Tafel:

1° C. = 1.

Mechanisches Aequivalent der Wärme.

= 423 m 5

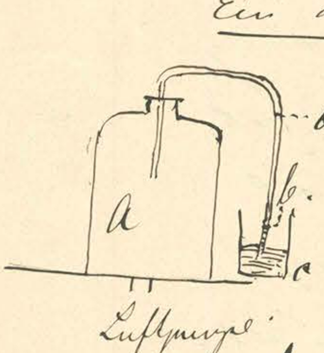
Latente Wärme

Wasser	79
Blei	5
Wismuth	12
Zinn	13
Zink	28

Materielle Theorie der Wärme. – Hiegegen spricht die Thatsache dass durch Bewegung Wärme erzeugt wird. – Mechanische Theorie der Wärme. – Sind die Molecüle aller Körper in Bewegung und ist der Temperaturgrad von der Intensität dieser Bewg. abhängig, so ist die Wärmeer-

gung durch Reibung erklärbar. –
Welcher Art die Molecularbewg. ist, ist bisjetzt
noch nicht erklärt, nur für Gase möchte man
sich eine präcisere Vorstellung zu bilden. –
Gase ~~so~~ durch Moleküle ~~nicht~~ zusammengesetzt, die Ent-
fernung dieser Moleküle ist gegen die Grösse derselben,
und so gross dass zwei benachbarte Moleküle
nicht mehr aufeinander wirken. – Mücken-
schwarm gedichte. — Von der mittleren Geschw.
hängt die Temperatur der Gase ab. – Der Druck
eines Gases auf ein Gefäss ist die Summe der
Stösse auf die Fläche – hieraus erklärt
sich dann auch die Zunahme des Druckes durch
Temperaturerhöhung, und durch Vergrösserung
der Dichtigkeit. – Im ersten Falle wird die Inten-
sität der Stösse, im zweiten ihre Anzahl
vergrössert. – Die Annahme dass die Entf.
zweier benachbarter Moleküle so gross ist,
dass sie keine Kräfte aufeinander ausüben
führt dann direct zu den Mariotte-schen
und Gay Lussac-schen Gesetzen. –
Arbeitsgrösse und Wärmemenge sind einander
proportional, so können sie in einander umge-
wandelt werden. –
Diesen Satz nennt man den Satz von der
Aequivalenz von Wärme u. Arbeit. –

Mechanisches Equivalent der Wärme. —
Temperaturerhöhung durch Compression der Gase. —
Die ~~Theorie~~ Materielle Theorie erklärte die
dadurch dass es die ~~Aenderung~~ Abnahme der spec.
W. der Gase mit ihrer Dichtigkeit annahm. —
Die neueren Untersuchungen zeigten dass
die spec. W. der Gase mit ihrer Dichtigkeit
merklich nicht geändert bleibt — Die Temp.
Erhöhung bei Compression muss daher eine
Folge der ~~Temperatur~~ Wärmeerzeugung durch mechanische Arbeit sein. —
Pneumatisches Feuerzeug Versuch.
Ein anderer Versuch.



Es sei A ein verschlossener Glasglocke von
etwa 10 Zoll Höhe ~~mit ...~~ mit der
Luftpumpe verbunden. — Eine aus ihrem
Halse gehende Röhre reicht in Hg (c).
Ich pumpe die Luft aus bis das Hg bis
a steigt. — Dann lasse ich plötzlich Luft zu
und verdichte rasch wieder. — Die Hg Säule
welche beim Öffnen mit dem äusseren
Niveau gleich war steigt dann wieder bis
b. — Es ist dies eine Folge der Erwärmung bei
der plötzlichen Verdichtung. —
So konnte diese W. Menge gemessen werden

Versuche dieser Art führten Clément u. Delaroche aus. –

Specifische W. der Gase bei constantem Volum ist kleiner als spec. Wärme der Gase bei constantem Druck. –

Cl. u Del. bestimmten durch die genannten Versuche das Verhältniss der beiden specifischen Wärmen, und fanden dasselbe für atmosph. Luft = 1,35

Auf einem anderen Wege fand man dieses Verhältniss noch zuverlässiger. – Dieser Weg ist der aus der beobachteten und theoretischen Fortpfl. Geschw. des Schalles. – So fand man das Verhältniss = 1,42

Man hat dasselbe auch aus dem mechanischen Wärmeaequivalent und dem 2ten Satze der Theorie berechnet. –

Diesen Satz den man auch den Carnot-schen nennt will ich gar nicht aussprechen. – Ich will nur das Princip angeben, welches eben schon Carnot aussprach, und aus welchem dieser Satz gefolgert wurde. – Aus diesem Princip folgerte Clausius den 2ten Satz. –

Nach diesem Satz kann ~~Wärme~~ Arbeit durch Wärme nur dann erzeugt werden, wenn Wärme aus einem wärmeren in einen kälteren Körper übergeht. –

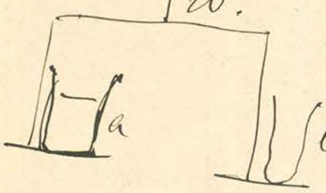
Aus den beiden Hauptsätzen fand man auch = 1,41.
Hiernach ist für alle Gase.

$$s - s' : \frac{1}{d}$$

Wo d die Dichtigkeit der Gase ist —

— Eine andere Erscheinung bei welcher Wärme erzeugt oder verbraucht wird sind die Änderungen des Aggregatzustande. —

Latente Wärme des Wassers. —



Versuch. Auf den Schalen einer Wage sind 2 Bechergläser in Gleichgew. ich thue in das andere Eis, in das andere ebensoviel schmelzendes Eis. —
Das Wasser hat die Temp. von 90°, das schmelzende Eis 0°. —
Würde ich statt dem Eise Wasser von 0° anwenden, so müsste das Gemisch die Temperatur von 45 Grad haben. —
Es hat aber nur die Temperatur von 10°. —
Indem also das Eis von 0° in Wasser von 0° übergeht wird W. M. verbraucht —

Die Wärmemenge die die Gewichtseinheit Eises von 0° C braucht um in Wasser von 0° übergeführt zu werden nennt man latente Wärme des Wassers. –
Hierauf beruht die Theorie der Kältemischung bestehend aus Eis und Salz. –
Bestimmung der latenten Wärme
Haben wir ein Gew. e von Eis von 0°, und haben wir ein Gew w von Wasser von t° Temp.
Die beobachtete Temperatur der Mischung sei T. –
Die Wärmemenge die das Eis aufgenommen ist dann $= w(t-T)$ diese ist zu zwei Zwecken gebraucht 1) zum Schmelzen diese ist $= el$ 2) zum Erwärmen auf T Grad diese ist $= eT$ also ist.

$$w(t-T) = el + eT$$

Hieraus folgt l – und so sind die Zahlen der Tabelle gefunden. –
Die Hauptschwierigkeit dieser Bestim ist die dass es sehr schwierig ist sich ein Gewicht von Eis mit 0° zu verschaffen. –
Wie beim Schmelzen des Eises Wärme verbraucht wird, so geschieht es auch bei anderen Körpern. Man spricht deshalb auch von der latenten Wärme des Bleies des Wismuths etc.
Die Zahlen auf der Tafel sind von Person gefunden.
Beschreibung seiner Methode. +
Person beobachtete die Abnahme der Temp.

der Zeit nach. – so fand Person für das Zinn.

Die Zeit welche nothwendig war um

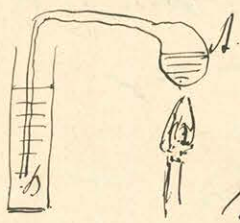
von 290° auf 280° abzukühlen = 14 sec.

"	240	.. 230	23
+	230	220	560
	220	210	??

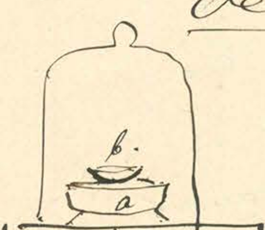
Hieraus ist die latente Wärme berechnet worden –

Latente Wärme der Dämpfe. –

Versuch.



In A wird H_2O gekocht und der Dampf durch eine Röhre durch B geleitet. – Das H_2O in B erwärmt sich bis zu 100 Grad, was ein Beweis dafür ist daß ~~sich~~ die Dämpfe Wärme abgegeben haben indem sie sich condensirten. –



Luftpumpe

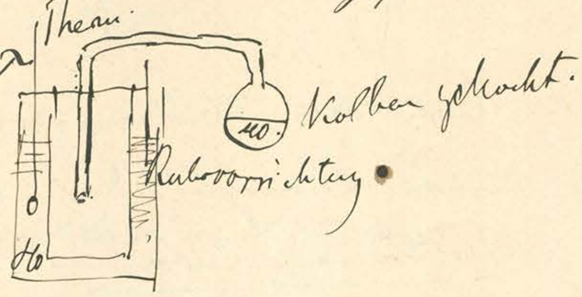
Versuch. In a concentr. SO_3H um das H_2O zu verschlucken. In b Wasser. Appel pumpt das H_2O in b verwandelt ~~sich~~ in Eis. –

Die Verdunstungskälte benutzt man auch um ~~die~~ feste Kohlensäure darzustellen. –

Aus der latenten Wärme der Dämpfe erklärt sich das Leidenfrost'sche Phänomen.

Versuch. –

Hiermit hängt auch die Erscheinung zusammen
dass man mit der Hand Eisen schaufeln kann. –
Schüler durch Schlackenstücke.
Bestimmung der latenten Wärme der Dämpfe zunächst / der Wasser. –
Versuchsapparat.



Ist d das Gewicht des überdestillirten Wassers
so ist

$$dL + d(100 - T) = w(T - t)$$

w sei das Gewicht der Kühlwasser. –

Latente Wärme beim Siedepunkte

Wasserdampf	537
Alcoholdampf	214
Aetherdampf	90

Es kann die Verdampfung einer Flüssigkeit bei verschiedenen Temperaturen vor sich gehen und es liegt die Frage auf der Hand ob die latente Wärme bei verschiedenen Temperaturen dieselbe ist oder nicht, und ~~ob sie~~ nach welchem Gesetze sie variirt. –

Versuche von Regnault — aus diesen folgt

latente Wärme der HO Dampfs	bei 0° C.	606
	" 50 "	572
	" 100 "	537
	" 150 "	502

Auch bei chemischen Processen werden Wärmemengen erzeugt oder verbraucht. —

Verbrennungswärme Untersuchungen von Favre u. Silbermann. — Beschreibung ihrer Methode. —

Verbrennungswärme

Wasserstoff	34500
Holzkohle	7500
Steinkohle	6000

Einheit der W. M. die W. M. welche nothwendig ist um die Einheit des Gewichts Wasser ~~auf~~ um 1° Cels. zu erwärmen. —

Definition des Ausdruckes Verbrennungswärme. —

Wärme erzeugt beim Mischen von Wasser und SO_4H. —

Ich will hier einen Satz aussprechen:

Denken wir uns ein System von Körper zwischen welchen chemische Processe möglich sind, ~~und~~ von einem Anfangszustand durch chem. Processe in einen ~~andern~~ Endzustand übergeführt, und denken wir uns diese Überführung auf zwei verschiedene Wege ausgeführt, so ist die in beiden Fällen erzeugte W. M. dieselbe. – Beispiel habe ich

$Zn \quad O \quad H \quad SO_4H$

alles nach Aequivalenten, und verbinde zuerst ZnO dann dies mit SO_4H zu $ZnOSO_4H$ das Endresultat ist also

$$ZnOSO_4H + H$$

Ich kann aber auch O u. H verbrennen die mit SO_4H verbinden $SO_4 + HO$ oder ich hierzu Zn so wird

$$SO_4H + HO + Zn = \underline{ZnOSO_4H + H}$$

Also dasselbe. –

Man sieht wie auf diese zwei Wege zwei Gleichungen aufgestellt werden können, und welchen Nutzen man hieraus zur Bestimmung der Verbrennungswärme zu ziehen ist. –

Die latente Wärme bestimmt den Schmelzpunkt. – Dieser Schmelzpunkt ist hauptsächlich von der chemischen Natur, doch auch von dem Drucke abhängig. – Diese Änderung durch den Druck ist eine Folge der Theorie sowohl als ein Ergebnis des Experiments.

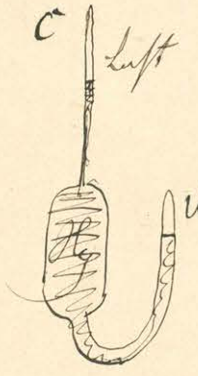
Versuche von Thomson. —

In den Oerstedschen Apparat ein Gemenge von Eis und H_2O derselbe muss immer die Temp. des Schmelzpunktes haben. In dasselbe reichte ein Therm. — Wurde der Druck vermehrt so sank das Thermometer; da dann der Schmelzpunkt sank und beim Schmelzen Wärme verbraucht wurde. —

Es ist ein Druck von etwa 16 Atmosph. nöthig um den Schmelzpunkt des Eises um $\frac{1}{10}$ Grad abzudrücken. —

Drückt man aber zwei Eisstücke bei 0° zusammen so frieren sie zusammen. —

Bei allen Körpern wird der Schmelzpunkt verändert, er wird erniedrigt bei Körpern welche sich beim Schmelzen zusammenziehen, er wird in die Höhe gerückt bei Körpern welche sich beim Schmelzen ausdehnen. —



Eine solche Erhöhung zeigte schon Bunsen beim Wallrath dar. —

Ist die Capillarröhre C geschlossen so wird beim Erwärmen ein starker Druck hervorgerufen.

Bunsen nahm zwei solche Apparate den einen bei C offen das andere bei C geschlossen

tauchte er beide in H_2O von 100 Grad
so schmolz das Wallrath in dem offenen
blieb fest im geschlossenen Gefässe. –
Bunsen brachte es einen Druck von 140 At-
mosphären hervor. –
Überschmelzung des Wassers – Versuche von Dufour.
Überschmelzung des Unterschwefligsauren Natrons.
Versuch Ein kleiner Krystall hineingebracht bringt
gleich Erstarrung hervor. – Das Gefäss erwärmt
sich. –

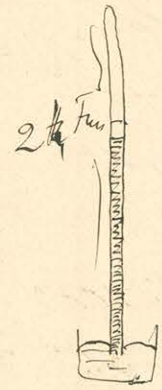
Auf der Tafel:

Spannung der Wasserdämpfe.

100°C	1 Atm.	100°C.	760 mm
120°	2	80	352
140°	$3\frac{1}{2}$	60	145
160°	6	40	53
180	15	20	17
200	22	0	5
240	33	−20	1.
260	45		

Betrachten wir heute den Übergang aus dem
tropfbarflüssigen Zustand in den Gasförmigen
und Umgekehrt.
Bis Deluc dachte man dass das Verschwinden

des Wassers in offenem Gefässe ~~die~~ die Folge eines Dünstungsprocesses wäre, man dachte nämlich dass die Luft Wasser auflöse.—
Versuch welcher das Gegentheil nachweist.—
Eine Röhre mit Hg gefüllt ich lasse etwas Aether hinein und die Säule wird herabgedrückt.
Dieses etwas was hier den Druck ausübt ist Aetherdampf.—

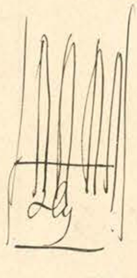


Das Maximum des Druckes den ein Dampf bei einer gewissen Temp. aushalten kann ohne in ~~??~~ Flüssigkeit überzugehen nennt man Spannung des Dampfes.—
Compression der Gase.—
Versuch: Der Oerstedsche Apparat.
Unter Hg in ~~in der Hg~~ Wasser.— In das Hg reichen 4 Röhren die oben zugeschmolzen sind.
Die 4 Röhren enthalten 1) Schweflige Säure

2) Luft.

3) Cyangas

4) Ammoniak

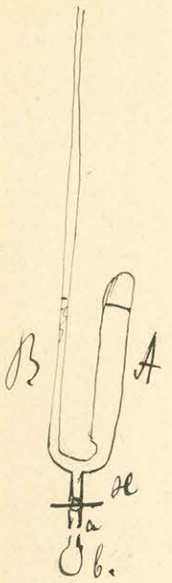


Ich pumpe nun folgen Anfangs alle dem Mariotte'schen Gesetze. — Später treten Schwankungen ein zuerst Condensirt sich SO_2 dann Cyan endlich Ammoniak.—
Bestimmung der Spannung der Dämpfe.

Versuch mit Aether. –
Sehr wichtig ist die Kenntniss der Spannung
der HgDämpfe bei höheren Temperaturen. –
Versuche hierüber von Arago u. ~~Haack~~ Dulong. –
Ein genaues Gesetz für die Spannung der Dämpfe
ist nicht da. –
Dalton sprach aus dass die Spannungen verschie-
dener Dämpfe ~~bei~~ in gleichen Abständen
von den betreffenden Siedetemperaturen gleich sind. –

~~bei 760 mm Druck ist~~ Der Siedepunkt des Wassers ist 100°
" " des Aethers 35°

dabei ist die Spannung = 760 mm.
bei 100–15 = 85 Grad ist die Spann des Wassers 432
bei 35–15 = 20 Grad " " des Aethers 435
Nach dem Dalton'schen Gesetze folgt auch dass
die Spannung des Hg Dampfes eine ungemein
kleine ist; es folgt also auch dass hierdurch
bei Barometerablesungen etc. keine erheblichen
Fehler begangen werden. –
Noch ein Satz von Dalton.
In lufterfüllten Raume verdampft ebenso-
viel von einer Flüssigkeit wie im luftleeren
Raume, nur ist die Zeit während welcher
dies geschieht verschieden. –



Das zuletzt erwähnte Dalton-sche Gesetz kann durch folgende Vorrichtung geprüft werden. –
A ein geschlossene B offene Röhre in beiden Hg. –
Versuch ausgeführt. .
In A Luft es wird die Höhe des Hg in beiden Schenkeln gleich gemacht, dann durch ein luftdicht eingeschliffenes Gefäss b in A Aether gebracht. –
Der Aether verdampft das Volum des Gasgemisch
+ in A wird grösser etc.
Dämpfe von Mischungen zeigen Abweichungen von dem Dalton-schen Gesetze. –

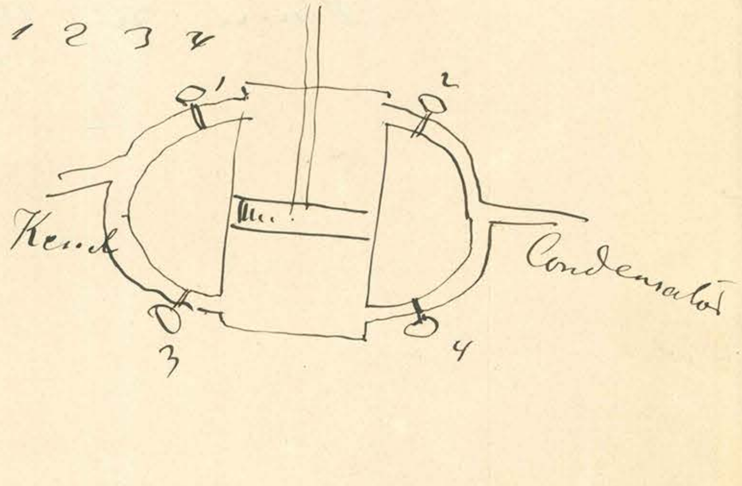
<u>Hygrometer.</u>

Saussure's Haar-Hygrometer. <u>Vorzeigen.</u>
Das Haar ist mit Alcohol ausgekocht. –
<u>Daniel-s</u> Hygrometer. <u>Prinzip.</u> Thaupunkt der Luft. –
August-s Psychrometer.

<u>Kochen einer Fl.</u> .

Der Siedepunkt hängt von dem Drucke ab. . <u>Versuch</u>

Einfluss der Druckes auf den Siedepunkt. –
Versuch Unter der Luftpumpe wurde H2O von 40° zum Sieden gebracht. –
Vorzeigen eines Pulshammers. –
Siedepunkt bei höherem Dr. Papin-scher Topf.
Regnault ~~untersuchte~~ benützte eine derartige Vorrichtung um die Spannung der Dämpfe bei verschiedenen Temperaturen zu bestimmen. –
Thermobarometer. Apparat. Thermometer von 93° bis 101 Grad. – Das Thermometer sehr empfindlich in $\frac{1}{100}$ Grade getheilt. –
Apparat von Geissler.
Zum Schluss der Wärme
Dampfmaschine. Beschreibung der Watt-schen Maschine. – Model.
Hauptheil ein Cylinder. Um es zu verstehen denken wir uns 4 Hähne 1 2 3 4
die durch Menschenhand geöffnet werden. –



Expansionsmaschinen. —
Eine Dampfmaschine wäre vollkommen wenn die ganze W. M. in Arbeit umgesetzt würde. —
Die Leistung einer solchen können wir berechnen.
Es habe eine solche den stündlichen Kohlenverbrauch von 1 Kilogr. — Die W. M. die die Verbrennung eines Kilogr. Kohle liefert ist = der W. M. welche erforderlich ist 1 Kilogr. Wasser auf 6000° zu erwärmen. — Die Maschine müsste also eine Arbeit liefern die = 6000 . 423,5 Kilogrammeter = 2540000 Kilogr.

Die Zahl der Pferdekräfte $= \frac{2540000}{270000} = 9$

Eine vollkommene Maschine würde für eine Pferdekraft in der Stunde $\frac{1}{9}$ Kilogr. Kohle verbrauchen.
Die besten Maschinen verbrauchen beinahe $1\frac{1}{5}$ Kilogr.

Die mech. Theorie d. W. zeigt aber dass es unmöglich ist eine vollkommene Maschine zu construieren dabei ist noch ~~[illegible]~~ ein großer Raum zur Vervollkommnung möglich. —