

Ms 5096/25. Eötvös László emlékeztetőjéről
és a leírás részéről

1 kötetig. bor.

M. DUC. 114
KÖNYVTÁRSZ. SZ. 110
1972. IV. A. 52.

In der Lehre von der Wärme war.
 In wie großem Maße der
 Temperatur Spanne, denn werden wir
 übergehen zum mathematischen Gesetz
 über die Ausdehnung der Wärme mit der
 durch die Hilfsmittel gewonnenen für die
 Stimmung der Elemente von denen die
 Wärme abhängt. Hier werden die Me-
 thoden besprochen, um die Wärme selbst
 zu messen und auch die anderen Con-
 stanten zu bestimmen. Hierauf werden
 wir das Carnot'sche Princip geben, das
 die Wärme als bewegende Kraft betrachtet.
 Es wird uns nur eine klare Vorstellung
 von der Wärme selbst, sondern wir
 einen Zusammenhang, zwischen den ver-
 schiedenen Elementen derselben darbieten,
 wie es bis dahin noch nicht gegeben war.
 In was für einer Weise werden wir die mathema-
 tischen Grundlagen der Wärme, das heißt

in Lösung derselben in Wasser für
sich selbst aufzufassen.

1. Das Maass der Temperatur

Thermometer

Die Maasse der Temperatur
beginnen sich alle auf die Ausdehnung,
welche die Körper in verschiedenen
Temperaturen erfahren und zwar ganz
besonders auf diejenigen gewisse &
bestimmte Punkten, nämlich dem
Schmelzpunkt des Eis und dem Siedepunkt
des Wassers. Die Volumenver-
größerung nun, die im Körper geschieht
zwischen diesen beiden festen Punkten verhält
sich in einer gewissen Anzahl gleicher
Theile gleich, und findet man daher
die anderen Temperaturen gemessen.
Es sei: V_0 das Volumen zum Zeitpunkt
A. beim Schmelzpunkt des Eis, V_1
wird bei der Dichtigkeit ρ im Volumen

find:

$$V_0 (1 + \alpha)$$

falls α die Kugelformung der Lin
für das Volumen gewisser das bei
den festen Punkten bezeichnet. Das α
wird in einer bestimmten Aufgabe

Größe ungefähr etwa in 100 (bzw
für rotzfähigen Thermometer) Kugeln
wie jetzt einen anderen Körper B , der
beim Gefrierpunkt desselben Volumen
 V_0 hat, so wird beim Taupunkt sein
Volumen um α vergrößert sein, etwa:

$$V_0 (1 + \beta)$$

Demnach wird jetzt beide Körper in irgend
einer anderen Temperatur etwa in einer
folgt, so ist das Volumen von A um
verändert in:

$$V_0 (1 + 2\alpha)$$

so wird das Volumen von B in der
folgenden Temperatur verändert:

$V_0 (1 + \alpha \beta)$ sein, sondern irgend ein
anderes, also:

$V_0 (1 + \alpha \beta)$

was H irgend ein andere Gas als Q
darstellt und nur der Qualität des
Gases abhängt. Es ist somit außer
dem bei den festen Punkten, durch welche
ja das Temperaturmaass bestimmt wird
noch in Uebereinstimmung nöthig, dass
die das Spannenvermögen des Gases
für die Dämpfe, der zur Messung
der Temperatur dienen soll. Ob und
für wie kleine es gleichgültig ver-
weilt, welchen Dämpfer man wählen will,
da alle bei Temperaturveränderungen sich
ausdehnen, so sind jedoch ein wie gleich-
förmig werden, auch für gewisse
Spannungen nöthig. Kurzum soll
der Stoff der man wählt, zu jeder Zeit
in denselben Qualität wieder vorfinden

2

waschen können. Durch diese Ladung
waschen sofort alle festen Körper abzu-
spülen, wie Luft irgendwas ist, was
nicht alle flüssigkeiten zugeben waschen
können. Ein gewisses zu beobachtende Punkt
sich ist die, dass die Körper innerhalb mög-
lichster Temperatur-Intervallen zu
waschen sein sollen. Ganz wichtig waschen
das Wasser und nicht unzulässig flüssig
werden abzuspielen. Größt Teil wird
zur Reinigung der verschiedenen Stoffe
mit allen Umständen auf folgende Weise mög-
lich sein. Nur alle diese Gründe sind
man kann die Luft als Gasgemisch
stoff gemischt und die stoffe wissenschaft-
liche Zusammenhänge bezeichnen sich daher
immer auf die Gase und Luftstoffs-
mischung. Die Definition solcher Luft-
Gasgemische ist folgende:

Es stelle ρ irgend im Luftvolumen

Das, das sich auf den Gasvolumen bei
 gleich, dieses voraussetzt sich ein
 bestimmt in V_1 , dann ist die Volumen-
 messung: $V_1 - V_0$, diese wird in einem
 bestimmten Augenblicke y längerer Zeit y gefüllt
 oder y gefüllt und diese Zeit stellen
 dem Druck war, so daß alle in folger
 gleich ist:

$$\frac{V_1 - V_0}{S}$$

Daraus wird das Luftvolumen V_0 in
 irgend einem anderen bestimmten Raum
 so wird die Volumenmessung in dem
 das diese v sein; als dann ist die
 Temperatur y nach S dieses Raumes da
 sich bestimmt, daß folgendes Resultat
 sich herausfinden muß:

$$\frac{S}{S} = \frac{v}{V_1 - V_0}$$

und ferner ergibt sich zur Bestimmung
 von S:

$$1. \quad S = S_1 \frac{v}{V_1 - V_0}$$

Diese Definition ist nicht allgemein
 angenommen und es ist auch in der That
 folgende schwierig, die sich auf die
 Annahme des Punktes bei Lösung
 der Temperatur bezieht.

Im Luftvolumen V_0 befindet sich
 bei der Temperatur des Gefrierpunktes
 unter einem Druck P , also dem At-
 mosphärendruck. Dieses Volumen wird
 nun auf die höhere Temperatur der
 Dinstitze gebracht, jedoch so, daß es seinen
 Raum nicht verliert, dadurch wird
 die Spannung vermindert, und man kann
 dieselbe durch ein Quecksilbergefäß
 messen, für die jetzt $P + \Pi$. Diese Ver-
 minderung des Druckes Π wird in S , für
 die gesetzlich, so daß im Höhenunterschied
 jetzt dargestellt ist durch:

$$\frac{\Pi}{S}$$

Damit werden alle anderen Temperaturnun-
 genossen. Bringt man nämlich dasselbe
 Volumen V_0 in einen andern Raum,
 dessen Temperatur genossen werden
 soll, so lautet man nur die Veränderung
 des Raumes zu beobachten um sofort
 die Temperatur anzugeben zu können. Ist
 nämlich p die beobachtete Spannung
 entsprechende, so wird die entsprechende
 die Temperatur S durch bestimmt,
 daß folgendes Verhältniß stattfindet
 muß:

$$\frac{S_1}{S} = \frac{H}{p}$$

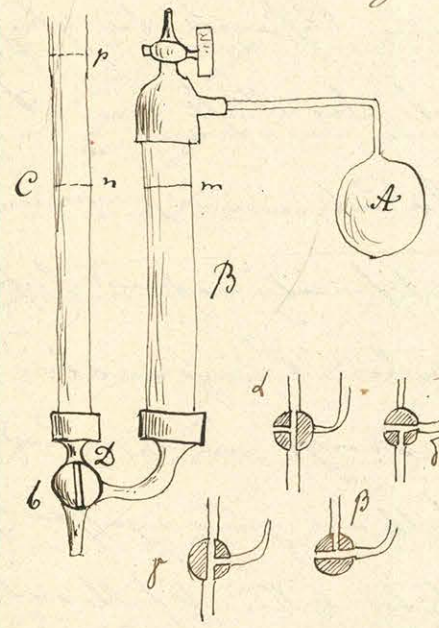
und findet sich dann:

$$2. \quad S = S_1 \frac{p}{H}$$

Hier wird an alle g. S. in Gradus bei
 100 Gradigen Thermometer's resultat,
 falls, $S_1 = 100$ sein.

Diese Definition ist Regnault
 seiner experimentellen Beobachtung an

gen^o Feintheil gelugt. Ein Luftthermo-
 meter nur so eingerichtet, daß man die
 Temperatur unmittelbar an der Bar-
 messung des Druckes mißt. Der Appa-
 rat war so eingerichtet:



Ein Glas Kugel A war
 durch ein Feinrohr mit
 einer weiteren Lunette
 in der B die Luft wieder
 durch eine Öffnung mit einem
 Glas Barometerrohr C in
 Verbindung stand. Letztere
 Öffnung lag über dem Saft B.

der so beschaffen war, daß er bei der Hal-
 tung A die Röhre B. von C. abtrennte
 und letztere mit der freien Luft in Verbindung
 brachte, bei der Stellung P aber in beiden
 Röhren communicierend war und von
 der Luft abtrennte. der Saft wurde gen^o
 roth in die Stellung A gebracht und darauf

der abgefloffenen Raum A. C durch die
 Öffnung bei a evacuirt, dann mit ge-
 trockneter Luft gefüllt in B mit C Quat-
 silber gebraucht mit der Folge nicht so
 regulirt, daß dasselbe bei der Stellung
 B das Gas in beiden Oefen gleich
 hoch steht, also der Druck der Luft in A
 gleich dem Atmosphärendruck war, wenn
 diese dieses Gas in bestimmter Menge
 stand. Dann wurde die Temperatur
 auf die Thierfelle gebraucht mit dem
 in C so viel Quat Silber zugegeben,
 daß das niedrigste Quat Silber
 in B wieder bis zur gleichen Höhe an-
 stieg, die aufgeschlossene Quat Silberfelle
 so gibt also unmittelbar die Vermehrung
 des Druckes an, so wird also jedes mal
 mit der Höhe der Quat Silberfelle von
 der Marke so an die entsprechende Tem-
 peratur gemessen.

Ein solches Luftthermometer ist natür-
 lich zu gewöhnlicher Gebrauch nicht
 anwendbar, nur Quicksilberthermometer
 eignen sich besser dazu. Die Lufttherme-
 ter des letzteren sind aber immer noch
 der Gefahr abzugeben, und das man sie
 im Augenblick auf Luftthermometergrade
 zu reducieren im Stande ist. Die Au-
 genblicke eines solchen Quicksilberthermo-
 meters sind abhängig einerseits von
 der Ausdehnung des Quicksilbers ander-
 seits von der Ausdehnung des Glases.
 Ist die Ausdehnung des Quicksilbers
 unbekannt, so ist einfacheste Sache genau
 von Réaumur untersucht und bestimmt
 worden, Legierung des in bestimmten Volumen
 Quecksilber bei 0° so ist das daraus resultirende
 von Volumen V bei einem Grad zu
 geben sind:

$$3. V = V_0 \left[1 + \frac{1}{5586} \cdot \frac{1}{100} \left(1 + \frac{1}{71} \cdot \frac{1}{100} \right) \right]$$

wo die Temperatur t in Grad Celsius
 fündertausendtheiligen Luftthermometers aus
 gedrückt ist. Obige Formel können wir
 auf folgende Weise schreiben:

$$3.) V = V_0 [1 + q t (1 + \mu t)]$$

$$\text{wo: } q = 0,0001791, \mu = 0,0001409$$

In Folge der Ausdehnung des Glases
 gefäßes, worin sich das Quecksilber
 befindet, verändert sich im Volumen
 V_0 des letzteren bei 0° in einer andern
 Temperatur t in:

$$4. \quad V = V_0 (1 + k t)$$

Der Coefficient k , der also nach der
 Ausdehnung des Glases verändert, ist
 nicht constant, sondern: bei jedem Glase
 für eine andere. Man kann indessen
 für dieses k leicht einen gewissen Mittel-
 werth durch Versuche, da es über
 haupt eine sehr kleine Größe ist, für
 ganz verschiedene Gläser fast nämlich k folgen:

den Hertz:

$$K = 0,000027.$$

Wenn sie mich diesen Hertz 27 im
den 13 - 15^{ten} Feil ändert, was zum
Lüppel der Fall ist, wenn man K ge-
gen 0 & 100 und 100 & 200 Grad be-
achtet, so hat die das wie wir schon
sahen, keinen Einfluss auf unsere Be-
rechnung. Hier sind jetzt im Grunde eine
Reduktion auf gewisse gewisse der
Angabe eines Quecksilberthermometers
und der von dem Luftthermometer Grad
des Quecksilberthermometers, soll auf die
gewöhnliche Weise construirt sein. Es
soll das Volumen, welches der
Quecksilber gewisse der Quecksilber-
Punkt nimmt in 100 gleichen
Theile oder allgemein in 8, gleichen
Theile (Grunde) getheilt sein. Angenommen
wir mit 20 das Volumen des Queck-

silber bei der Temperatur des Siedepunktes mit A bei als dann
 stattfindende Dichtigkeit des Silbers, so
 ist die Masse des Quicksilbers: M bei
 dieser Temperatur 0°

$$M = V_0 \rho.$$

Bei der Temperatur T des Siedepunktes
 sei die Volumene des Hg: $V_0 + v$,
 so daß also auf dem Obigen nun Gewicht
 des Quecksilbers eingewirkt werden
 durch den Luftdruck

$$\frac{v}{S_1}$$

die innere des Volumens, wenn das
 Glas unverändert ist geblieben, da sich aber
 dieses ebenfalls ausgedehnt hat, so nimmt
 das wirkliche Quicksilbervolumen größer
 zu und genau nach dem Obigen gleich

$$\left(V_0 + \frac{S}{S_1} v \right) (1 + k A)$$

die Dichtigkeit des Quicksilbers bei
 der Temperatur t ist, da sie sich um

gesteht ebenfalls wie das Volumen,
nach 3.) gleich:

$$A = \frac{1}{1 + qd(1 + pd)}$$

Es ist folglich jetzt die Masse M des
Punktsilbers:

$$M = (V_0 + \frac{S}{S_1} V) (1 + kd) \frac{A}{1 + qd(1 + pd)}$$

Da diese Masse unverändert geblieben
ist, so haben wir folglich folgende
Relation zwischen S und d

$$V_0 A = (V_0 + \frac{S}{S_1} V) (1 + kd) \frac{A}{1 + qd(1 + pd)}$$

oder:

$$\frac{1 + qd(1 + pd)}{1 + kd} = 1 + \frac{S}{S_1} \frac{V}{V_0}$$

oder

$$\frac{d(q - k + pd)}{1 + kd} = \frac{S}{S_1} \frac{V}{V_0}$$

Diese Gleichung wollen wir jetzt
sowohl auf die Präfizien, für
analytisch zu $S = S_1$, ist mit $d = S$,
(indem wir ja auf das Luftthermometer
als Fundament = oder allgemein als S_1 , hin-
sichtlich angenommen haben. Hier folgt:

von daher:

$$\frac{S_1 (q - k + p q S_1)}{1 + k S_1} = \frac{v}{v_0}$$

Substituiert man die obige Gleichung
in die hier, so ergibt sich:

$$5 \quad \Delta = S \frac{q - k + p q S_1}{1 + k S_1} \cdot \frac{1 + k \Delta}{q - k + p q \Delta}$$

Es ist also der Temperaturgrad Δ eines
Luftthermometers gleich demjenigen des
Quecksilberthermometers S modificirt
durch einen Factor. Wir können also
setzen:

$$6 \quad \Delta = S + \Delta$$

wo Δ die Reduction eines Quecksilber-
thermometers auf das Luftthermo-
meter genannt wird. Setzen wir
nunmehr in der obigen Gleichung
links statt Δ diesen Ausdruck, so er-
gibt sich für Δ :

$$7 \quad \Delta = S \frac{(S_1 - 1) \left(\frac{p q}{q - k} - k \right)}{\left(1 + k S_1 \right) \left(1 + \frac{p q}{q - k} \Delta \right)}$$

Setzen wir für die Zusammenhänge ein,

so kommt

$$\Delta = \frac{S(S, - 4) \cdot 0,0001376}{1 + 0,0001654}$$

7!

Für A setzen wir für eigentl. $S + \Delta$ zu schreiben, wegen der Clairheit der Factoren setzen wir aber $A = S$, nennen dann Δ mit uns diesen Sinnung mit diesem ungenügsam Δ , die Rechnung nachmals, der so resultirende Δ ist fast nach der wahren. Das dem obigen Δ von Δ setzen wir, daß das selbe zwei-
 fachen der beiden Fundamentaleinheiten immer positiven Charakter hat, jenseits der selben aber, sowohl unter = als oberhalb, negativ wird, der Fehler ist also gleich Null bei beiden Fundamentaleinheiten, was sich nicht leicht einsehen läßt. Es ist jetzt nicht leicht, die Frage zu beantworten, welches der größte Fehler zwischen den beiden Fundamentaleinheiten

den ρ . In dem Lente für bewiesen
 wird ja nur der Differentialquotienten
 von Δ nach S gleich Null sein
 vorausdem wir $\Delta = S$ angenommen haben
 Hier finden wir dann, dass dieses Maximum
 da eintritt, wo $\Delta = S = 50^\circ$, fassen
 wir diesen Punkt oben in, so kommt

$$\Delta = 0,34.$$

Das Maximum des fassens gewiss
 diesen besten Temperaturpunkt ist $\rho =$
 mit etwa $1/3$, falls $S_1 = 100$ ist. Ein
 fassen Temperaturpunkt ist dieser fassen
 der Punkt fassen fassen fassen
 so ist bei:

$$S = 300^\circ \text{ der ungefähre fassen:}$$

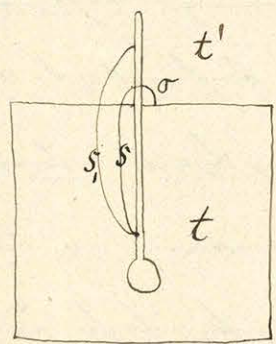
$$\Delta_1 = -7,83$$

und der wasser fassen Δ :

$$\Delta = -8,15$$

Die wenigen über einander fassen
 fassen über ein fassen fassen, wenn

lieg die, das sich das ganze Thermometer
 jedesmal in denselben Temperatur befindet
 das heißt, daß gewisse Grade als Wärmegrad
 ganz im demselben Thermometer auf zu be-
 stimmten Raum befinden. Dies ist aber
 nicht immer möglich, sondern: bei vielen
 Beobachtungen muß man den Teil der
 röhre und den zu messenden Raum für
 sich lassen und daher ist dann eine kleine
 Correction nöthig, die wir jetzt bestimmen
 wollen. Nehmen wir ganz dinstellen die
 röhre wie oben bei, und nennen t die
 geringe Anzahl der Theilstriche S , so als



sich aufwärts der zu bestimm-
 enden Raum von der Tem-
 peratur t , also in einem
 Raum von der Temperatur t'
 befindet, so befindet sich also
 das $S - S$ Theilstriche in
 der zu bestimmenden Temperatur t und die

obersse Gleichung auf pag 17 yast gelst
über in folgende:

$$O_2 V_0 = O_2 \left\{ \left(V_0 + \frac{S - \sigma v}{S_1} \right) \frac{1 + k \Delta}{1 + q \Delta (1 + p \Delta)} + \right. \\ \left. + v \frac{\sigma}{S_1} \cdot \frac{1 + k \Delta'}{1 + q \Delta' (1 + p \Delta')} \right\}$$

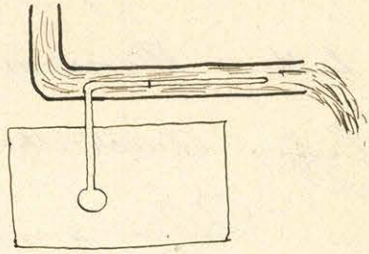
Setzen wir für $\sigma = 0$, so erhalten wir unsere
frühere Gleichung pag 17. Lösen wir diese
Gleichung auf so ergibt sich:

$$8. \quad \Delta = (S + \Delta) \left\{ 1 - \frac{\sigma}{S_1} (\Delta' - \Delta)(q - k) \right\}$$

wo Δ der pagina 18 N^o 7 ungenau
Wort hat und bei der Auflösung die höheren
Potenzen von q und k vernachlässigt worden
sind.

Wir sehen also in diesem Falle die Länge
welche Δ des Hohl des Röhren zu bestimmen,
der sich durch den Fall des Hohl ab befindet ist. Die
so Bestimmung hat ihre Bestimmtheit. Das
Berechnen im unendlichen Grenzwert in die
Hohl des Hohl zu bringen, ist sehr un-
genau. Arago und Dulong haben
auf halb den Hohl, sowie es mit dem Hohl

faßt erab im und im
geben ihn mit einem Köpfe,
Lufte welche Wasser von
bestimmter Temperatur ab-



fließ. Régnault wandte zur Herabsetzung
dieser Ungenauigkeit bei seinen Beobachtungen
ein (von Dulong und Berthollet) angegebenes
Quecksilberthermometer an. Es besteht ausfallend
aus einem größern Glasgefäße mit einem
sehr engen, nach unten wenig abgewinkelten Röhre,
war dessen Öffnung in einem aufgestellten
ist. Dieses Gefäß wird, nach dem es gewogen
worden, bei 0° vollständig gefüllt und wieder
gewogen, dann wird es in die Dinstube ge-
bracht und das übergelassene Quecksilber ge-
messen, ist so das Gewicht des Quecksilbers
bei 0° & 100° im Gefäße bestimmt, so ist es
dann leicht zu sein das übergelassene Queck-
silber jedes andern Temperatur zu
bestimmen. Die Reduction dieses Thermometers



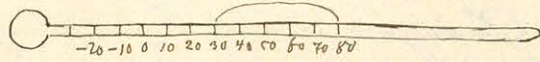
auf das Luftthermometer gaffins mittelst der
 selben Constant $p \times q$ wie oben beim gaffins
 liehen Quecksilberthermometer.

Hier gaffins jetzt über zur Einigung
 des Skalentrummens mit Quecksilber.

Genüfft werden wir uns mit der Calibrirung
 des Rummens im Glasrohr gaffins, durch
 welche dieser selbst in gleiche Theile gaffins wird
 die am Thermometer angebrachte Scale ist aller
 Linge in gleiche Theile gaffins, allem da kein
 Thermometerrohr an allen Stellen genau gleich
 weit ist, so ist damit das Volumen des Rofes
 nach Linge nicht gleichmäßig gaffins. Hier für
 den also das Rohr ausgemessen und dazu be-
 nötigt wir eine Linge des Volumens. Da es
 gleichgültig ist, welche wir annehmen, so liegt
 es nahe, das Volumen gaffins dem Quadrat
 und Dreyeck als solche zu wählen, denn welche
 Correction auf an den einzelnen Scalentheilen
 anzubringen ist im dem Fall, die Rumm des

Fester innerhalb dieser Grenzen ist und dem gleich
 fast Null. Hier wollen wir ein ganz bestimmtes
 Thermometer annehmen, nämlich ein Reaumur'sches,
 wo also der Fixpunkt bei 80° ist, und das also
 in hunderttheiligen von Scalentheilen - 20 bis + 80.

Zu dem Ende für welchen wir als Fixpunkt das Vo-
 lumens derjenigen gewissten 30° bis 80° an, so daß
 also die Distanz der Fester, die die Kaltausschü-
 tungen dieser beiden Grenzen ausfallen, fast
 gleich Null ist. die Quadratzahl ist somit der
 50. Teil dieses Intervalls, dieses nämlich des Vo-
 lumens. Es kann nun natürlich nicht übersehen
 werden, die Correction unmittelbar an jedem
 Grade anzubringen, sondern es wird geringere, die
 sollen für größere Abstände anzubringen, ab-
 was ja nur 10 zu 10 Grad und zu korrigieren.
 Wegen der Continuität der Distanz wird es dem
 leicht sein, durch eine Interpolationsformel auf
 die Zwischenstellen zu corrigieren. Hier müssen
 wir die untern Intervalle durch die oben



einseitigen In-

tervalle mit und das geschieht vollkommen auf
 folgende Weise. Hier kommen immer Queck-
 silber gefüllte durch verschickte Glasröhren mit
 der Spitze immer flammend an dem betreffenden
 Stellen von unbeynen Quecksilber los. z. B.
 immer faden der von -20 bis 70 reicht, dann
 schreiben wir den faden durch Klappen mit sei-
 nem unteren Ende genau bei -10 und
 lösen ihn abwärts Ende ab, so erhalten wir
 also das Volumen zwischen -20 und -10 un-
 gebrüht, durch das Volumen zwischen 70 & 80
 messen immer gewissen faden, ganz dasselbe wie
 dasolan nur mit kürzerem faden bis bloß bis
 60 bis 50 u. s. w. reichen und erhalten dasselbe
 Volumen von 20 bis -10 nach und nach ausge-
 brüht durch die röhren zwischen 60 und 70,
 50 & 60, 70 & 50, 30 & 40. Hier immer gibt
 und genau das 5 faden das Volumens zwischen
 -20 und -10 unbrühten durch das einseitige

Volumen gemessen 30 & 80. Gänge müssen
 ein in Intervalle gemessen - 10 mit 0. mit
 f. f. aus. Kopf dieser Methode sind folgende
 Beobachtungen an einem Reaumur'schen
 Thermometer angefallen.

Untere Luft der Gänge

Oberer Luft der Gänge.

	1.	2.	3.	4.	5.	6.
- 20	69,45	58,95	48,56	41,35	31,75	
- 10	78,12	68,45	58,10	50,87	41,25	
0	—	78,15	67,80	60,50	50,95	
10	—	—	80,00	70,33	60,70	
20	—	—	—	80,00	70,50	
30	—	—	—	—	80,40	

	6	7	8	9
- 20	—	—	—	—
- 10	39,47	—	—	—
0	39,13	30,50	—	—
10	48,87	40,33	30,25	—
20	58,70	50,15	40,06	29,55
30	68,53	59,96	49,90	39,47

Legen wir uns das Intervall von -20 bis 10 mit (-10) , das von 10 bis 30 mit (30) , das von 30 bis 50 mit (50) etc. für nur die Fenster der letzten Intervalle resp. mit $\Delta_1, \Delta_2, \Delta_3$ etc., so ungefähr folgende abigur Tabelle liefert folgende System:

$$\begin{array}{l|l} (-10) = (30) + \Delta_1 - 1,33 & (0) = (30) + \Delta_1 - 0,30 \\ (-10) = (70) + \Delta_2 - 0,50 & (0) = (70) + \Delta_2 - 0,30 \\ (-10) = (60) + \Delta_3 - 0,46 & (0) = (60) + \Delta_3 - 0,37 \\ (-10) = (50) + \Delta_4 - 0,48 & (0) = (50) + \Delta_4 - 0,30 \\ (-10) = (40) + \Delta_5 - 0,50 & (0) = (40) + \Delta_5 - 0,34 \end{array}$$

$$\begin{array}{l|l} (10) = (30) + \Delta_1 - 0,30 & (20) = (30) + \Delta_1 - 0,33 \\ (10) = (70) + \Delta_2 - 0,27 & (20) = (70) + \Delta_2 - 0,20 \\ (10) = (60) + \Delta_3 - 0,25 & (20) = (60) + \Delta_3 - 0,17 \\ (10) = (50) + \Delta_4 - 0,26 & (20) = (50) + \Delta_4 - 0,18 \\ (10) = (40) + \Delta_5 - 0,17 & (20) = (40) + \Delta_5 - 0,19 \end{array}$$

$$\begin{array}{l} (30) = (30) + \Delta_1 - 0,10 \\ (30) = (70) + \Delta_2 - 0,17 \\ (30) = (60) + \Delta_3 - 0,19 \\ (30) = (50) + \Delta_4 - 0,16 \\ (30) = (40) + \Delta_5 - 0,18 \end{array}$$

Obgleich zu den 5 Gleichungen immer 5 Unbekannte so notwendig

mir g. L folgende Gleichung.

$$5. (-10) = (30) + (10) + (60) + (50) + (40) + \Delta_1 + \Delta_2 + \Delta_3 + \Delta_4 +$$

$$\Delta_5 - 3, 27.$$

Man stellt aber die Summe der 5 Inter
alle nicht nur einseitig ab Volument
von 30 bis 80 dar, mit dem wir die
Proben ausmassen wollen, mit dem wir
kenntlich zeigt haben, dass die Summe der
an den einzelnen Skalenteilen anzubringen
den Correctionen: $\Delta_1 + \Delta_2 + \Delta_3 + \Delta_4 + \Delta_5 = 0$ ist
wir haben demnach:

$$(-10) = 10 - 0, 65$$

und entsprechend anzubringen sich die Fehler
der einzelnen Volumene bezogen auf den 5ten

Teil unserer Linie:

$$(0) = 10 \quad 0, 32$$

$$(10) = 10 \quad 0, 25$$

$$(20) = 10 \quad 0, 21$$

$$(30) = 10 \quad 0, 14$$

Dieses 5 obigen System der Gleichungen

gaben und auf die Mittel aus der Land,
die Volumina der oben Oberlandfild durch
den einfältigen Volumen und gut werden.

Wir brauchen zu fuden sind klar zu die
ersten, ja die 2^{ten} etc Gleichungen und
den 5^{ten} Systemen zu addieren, g. L. in folgen
der Weise.

$$(80) + \Delta_1 = (-10) + 1,33$$

$$(80) + \Delta_1 = (0) + 0,30$$

$$(80) + \Delta_1 = (10) + 0,30$$

$$(80) + \Delta_1 = (20) + 0,33$$

$$(80) + \Delta_1 = (30) + 0,10$$

Es ist somit, falls wir diese Gleichung
addieren.

$$5[(80) + \Delta_1] = (-10) + (0) + (10) + (20) + 30 + 2,36$$

Setzen wir hierfür (-10) , (0) etc die
oben unmittelbar genannten Werte ein, und
dividieren dann durch 5, so kommt:

$$(80) + \Delta_1 = 10 + 0,10$$

Wenn abrup herauskommt, sind die Werte

der Fehler Δ_2, Δ_3 etc. der Vol (70), (60)
 etc. zu finden Wir erhalten, so folgende
 Correctionen für die Volumina zwischen
 (-20) & -10, zwischen -10 & 0 etc.:

Vol	Fehler	Vol	Fehler
- 20	0, 65	30	0, 06
- 10	0, 32	40	0, 04
0	0, 25	50	0, 02
10	0, 21	60	0, 02
20	0, 14	70	0, 16
30		80	

Wir wollen uns aber diese Fehler nicht
 wissen, sondern die Fehler der Volumina
 von 0 bis 20, bis 30 etc bis -10,
 -20 u. s. f. diese erhalten wir aber durch
 einfache Addition der Volumina
 der einzelnen Intervalle, so daß
 die folgende verbesserte Scala
 ist:

HAGAR
 TUDOMÁNYOS AKADÉMIA
 KÖNYVTÁRA

- 20 +	0, 97
- 10 +	0, 32
0	
10 -	0, 25
20 -	0, 46
30 -	0, 60
40 -	0, 66
50 -	0, 70
60 -	0, 72
70 -	0, 74
80 -	0, 58

Die ganze Aufzählung der uns zu diesem Resultate führt, ist, wie im vorigen Eingehen in dem untern Grunde leicht ergibt, klar und unmissbar. So setzen wir g. S. statt:

$$(0) = (80) + \Delta, - 0, 30$$

richtig schreiben sollen:

$$(0) = (80) + \Delta, - 0, 30(1 + \Delta,)$$

Das letzte Δ , haben wir aber nur weglassigt, da der Faktor desselben ein kleiner Rest ist. Sollten wir aber ganz genau rechnen, so setzen wir vielmals Δ ab

benutzten Wurzeln nun Δ, Δ_2 etc die
 Gleisungen pag 21 gemäß dem oben ge-
 sagten zu corrigieren und dann die Auflösung
 nachmals zu machen. In dem meisten Fällen
 gibt aber diese 2te Correction nicht mehr
 aus. Dieser ganzen Methode von Neumann
 liegt dasselbe Princip zu Grunde wie die
 jenigen von Bessel v. Poggendorfs Annalen
 46. Bd.

Obstern wir so die Formeln zur Cali-
 briert haben, gehen wir über zu Ermittlung
 der wahren Wurzeln der Okta in Neumann's
 stem oder Centesimal Gradue, zu dem Ende
 sei haben wir den Nullpunkt mit den Punct
 punkt zu bestimmen.

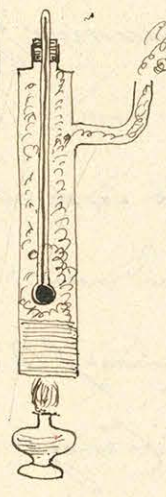
Der Nullpunkt wird in folgenden
 Augen bestimmt. Man bringt das junge
 Thermometer in feigebalter Lage in einen
 bekannten Augen (nicht durchsichtig und nicht

nicht möglich, und selbst bloß der Grad
 der Skala für, wo sich ungefähr der Null
 punkt befindet. Daß die Temperatur des
 Ozeans wirklich 0° sei kann man leicht
 davon erkennen, daß der Stand des Thermo-
 meters, falls der ganze Apparat sich in
 einem Zimmer von 3 bis 4° befindet, etwa
 $\frac{1}{4}$ Punkte weniger sinken bleibt. Eine
 solche Bestimmung des Nullpunktes an
 dem oben calibrirten Thermometer gab den
 Erfolg:

- 0,52

Der Taupunkt wird mittelst der Pa-
 rendischen Röhre bestimmt. Es ist dies eine
 Glasröhre, in welche das Thermometer
 mittelst eines passenden aus oben so wird
 eingesenkt ist, daß nur noch die Spitze der
 Röhre, wo sich ungefähr der Taupunkt
 befindet, sichtbar ist. Die Röhre hat sich
 auf einem Stein, über dessen Öffnung ein

Harnblut getrocknet ist, das Wasser in
 einem Gläs der Köpfe wird
 jetzt in starkes Feuer gebracht,
 so daß der Dampf, welcher durch
 die Oefnung austrifft das
 Harnblut sehr fortwährend oscill
 hien läßt, folglich die aller Zerrung
 jed wie die übrige Oefnung



Das Harmonium befindet sich oben im Dampf
 nicht im Wasser selbst da der Dinstpunkt
 des Wassers verlohrt und namentlich nicht
 von der Fühlung des Fußes abfängt, in
 dem sich dasselbe befindet. Ein so ungeschickte
 Erbauung an einem Harmonium ungeab

St, 75

Dies ist aber noch nicht der wahre Grund
 des Dinstpunktes, da die Temperatur des
 festeren Wassers nicht seine Dampf abson-
 derlich abfängt von Luft durch respect. von Euro
 metropunt. In obiger Beschreibung des Dinst-

gemittelt war der Barometerstand mit der
 Hand des darau ausgebrachten Reaumur'schen
 Thermometers:

Barometer: 28" 8^m, 66 Thermometer - 4° 8

Mithelf dieser Temperatur haben wir
 den beobachteten Barometerstand auf 0°
 zu reduciren. Dies geschieht aber (nach
 N 159 pag 290 der Theoret. Physik) dadurch
 daß wir den Barometerstand multipliciren
 mit:

$$\frac{1 + m t}{1 + q t}$$

wo m der lineäre Ausdehnungscoefficient
 des Messings mit q der kubischen Ausdehnungs-
 coefficienten des Quecksilbers bezeichnen
 Wenn die Temperatur t , wie hier, in
 Reaumur'schen Graden angegeben wird, so
 haben diese beiden Constanten folgende
 Werthe:

$$m = 0,000023 \quad , \quad q = 0,000224$$

Setzen wir nun die Reduction nach,

so ergibt sich als wahre Barometerhöhe:

28" 9'''

Demnach sind wir jetzt im Stande die wahre Temperatur des Wasserdampfes bei dem Dichten anzugeben und das nachfolgende der Regel: Jede Linie über 28 Zoll zeigt die Temperatur des Dampfes um 0° 0,04 Réaumur. Demnach stand aber unser Barometer auf 28" 9''', es ist folglich die wahre Lufttemperatur, bei der wir oben den Dichtpunkt bestimmen haben, nicht 80° sondern

80°, 63 Réaumur.

Die wahren Réaumur'schen Temperaturgrade entsprechen folglich auf der Skala:

wahr { 0° - 0° 52 } Scale
 { 80°, 63 - 81°, 75 }

Die von Ocularfeilen haben wir aber nach auf der pag angegebener Tafel die Correctionen angegeben. Die Correction für -10 ist + 0,32 also für einen Grad.

Genisser 0 - 10 : 0,032 nur für 0°, 52

der beiden obigen Bestimmungen das
 Kullgrensches und Pöry'sches Gesetz finden
 können. Setzen wir nämlich für K & S jene
 Werte ein, so hat man:

$$0 = a - b \cdot 0,52$$

$$3063 = a + b \cdot 81,17$$

Hiemit ergibt sich für unsere Fall die Werte
 sind:

$$K = 0,494 + S(1 - 0,01397)$$

Gerade setzen wir nun die Werte von K ein,
 indem wir für S unsere beobachteten Okulär
 Werte paq einsetzen und erhalten so eine Tafel,
 wo wir für je den 10. Grad der Okulär den
 entsprechenden Raumwinkeln Grad ablesen können.
 Man sieht gut diesen Tafel auf ein Auge:
 durchsichtig eintragen und finden auf dem
 Thermometer entsprechende Werte, um sie selbst
 bei der Grad zu haben. Die geraden Linien,
 die unsere Gerade lassen sich sehr leicht durch
 Interpolation finden.

MAGYAR
 TUDOMÁNYOS AKADÉMIA
 KÖNYVTÁRA

Obgleich dieser vollständigen Levistigung
 des Thermometers, ist es aber notwendig und
 Zeit zu Zeit, bei einem neuen Thermometer
 aufänglich jedes Winter den Nullpunkt
 neu zu bestimmen. Der Nullpunkt ver-
 ändert sich nämlich in Folge von Zusammen-
 ziehung des Glases und kann bei einem
 Thermometer nach einiger Zeit bis zu
 einem Grad ansteigen. Dies ist in-
 desto mehr zu befürchten Levistigung, indem
 dadurch das in ganze Scale ein zu betrach-
 tende Größe in die Luft gerückt wird.

Thermometer, die zur genaueren Le-
 vistung angeordnet werden sollen, ver-
 sondern überhaupt eine sehr sorgfältige
 Behandlung. Dünge man auch ein solches Ther-
 mometer in solchem Stande so viel als
 möglich mal den Nullpunkt im Vacuum
 ein und offen kalt winter nachhermal. Ein-
 je höher weniger findet man im so mehr

stellt, je dünner die Röhren des Thermometers sind, desto besser kaffne Cylinders. Thermometer ungenügend das feinsten Thermometer, bei dem unterhalb einer Röhre ein Cylinders ungenügend ist. - Interessant ist folgende Beschreibung von Person, von der es wahrscheinlich wahr ist, dass sie wieder vorgelegt wurde. Ein kleineres nämlich Thermometer in der Luft gebraucht sollte in Temperaturen von 400° und bis zu 5-6 Hundert. Das erste Mal wollten sie sehr großen Volumensveränderungen, nämlich bis 17° bei der gewöhnlichen Operation betrug schließlich bloß noch 3-4°. Kurz zuvor Obacht ist dies ein Professor, das Thermometer selbst zu messen und zu den allen anderen Personen (insbesondere zu Pfützen) die Luft im Thermometer rasch durch einen Zylinder das Ende des Quecksilbers, das nur bei 360° stattfindet. Für die wichtigsten Gebrauchs misst das Thermometer

naturlich wieder Luftluft gemacht
werden.

2. Messung der Wärme

Um die Wärme selbst messen zu können
bedürfen wir ein Maass einer Einheit der
Wärme. Wir bezeichnen als Einheit der
einigen Quantität Wärme die nöthig ist
um ein Pfund Wasser von 0° auf 1°
Temperatur zu bringen. Dieser werden
wir unsere Einheiten nennen. So nach
von Lavoisier & Laplace bei ihren
Untersuchungen über spezifische Wärme
als Einheit diejenige Quantität Wärme
an, die es bewirkt, ein 1 lb Wasser von 0° in
1 lb Wasser von 0° zu erhitzen. Als
Einheit könnte man auch diese annehmen
die Wärmemenge, die verbraucht wird
um 1 lb Wasser vollständig zu erhitzen.
Die Lavoisier'sche Einheit ist gleich 79
unserer französischen Einheiten, wenn man

Centesimalgraden genau ist wird. Die
 Distanz ist etwa gleich 5400 jenseit
 fünfmal. In diesem ersten Versuch
 von geringem Nutzen ist, die alte Messung
 ungenügend, so ist sie nun jetzt fast
 völlig genau angenommen worden.

Diese Definition der Wärmegrade
 setzt nun aber wesentlich voraus, daß
 es gerade zwei Wärmegrade geben.
 In ein 2te Wasser von 0° bis zu 1° zu
 messen, oder auf ein 1te Wasser
 von 0° bis 2° zu messen, mit anderen
 Worten, wenn man 2te Wasser von dem
 jedes Grad für sich von 0° bis 1° messen
 müßte ist, so müßte, daß es eine
 Temperaturmessung nach Einwirkung
 müßte, oder wenn 1te Wasser von 2°
 messen müßte, so müßte das Gemisch ge-
 nau 1° geben. In dieser Hinsicht müßte
 die Untersuchung zu führen und die Ein-

Aufsuchung gezeigt, dass in der That bei ge-
 wöhnlicher Thermometerscale (zwischen
 0° & 100°) sehr kleine Variationen in der
 für Flüssigkeit enthalten. Es ist somit die
 Wärmemenge W die nöthig ist, um einen
 Wassermass von Gewicht G von 0° auf
 4° zu erwärmen, gleich:

$$W = G \cdot d.$$

Lassen wir statt des Wassers einen
 andern flüssigen Körper sein, so
 fragt es sich ob für denselben die Wärmemenge
 $0,033$ erforderlich ist d. h. die letztere
 Gas heißt man die spezifische Wärme
 des Körpers. Unter spezifischer Wär-
 me versteht man das Verhältniß man also immer
 diejenige Wärmemenge, die nöthig ist,
 um 1 lb. des selben, von 0° auf 1° zu
 erwärmen. Um also irgend einen Kör-
 per von Gewicht G und der spezifischen
 Wärme zu erwärmen von 0° bis 4° ,

Lehrbuch ab einer Wärmemenge W , die gleich ist
 $W = G.C.d$ 10.

was bei uns die Wärmeleitung genannt
wird das C constant bei d. f. unabhängig
von der Temperatur. Dieses C ist
ein beim Wasser, so wie auch bei
den bei allen Körpern innerhalb 0° & 100°
so wenig, daß wir es ungenau als
constant betrachten können.

Bei Körpern aber wo die spezifische
Wärme unendlich von der Temperatur
abhängig ist, müßte das Ob. durch
eine folgende Gleichung ausgedrückt
werden.

$$W = G.S^d.C.d$$

Ausgenommen ab bei einer gewissen Tempe-
ratur die Wärme gegeben, so können wir
jetzt leicht verstehen, wie zu welcher
Temperatur ein Körper durch so viel
Wärme kommen; es ist:

$$d = \frac{W}{G.C}$$
 11

oder falls wir das Gewicht ausdrücken
 durch das Produkt der Dichtigkeit D mal
 dem Volumen V mal der Dichte ρ ,

$$12) \quad A = \frac{W}{g \cdot V \cdot D \cdot \rho}$$

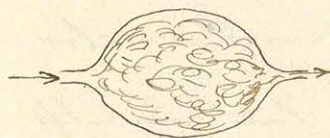
Das Produkt: $D \cdot \rho$ heißt man die
 Wärmecapazität der Körper, es ist die
 Wärme Menge welche erforderlich ist, um
 die Einheit des Volumens von 0° auf 1° zu
 erhitzen zu erhöhen.

Wir gehen jetzt über zur Bestimmung
 der Methoden, wodurch die so wichtige Größe,
 die spezifische Wärme bestimmt wird.
 Wir werden dabei sehen, daß dieses C
 vom inneren Aufbau der Körper abhängig
 ist, daß es zum B. in einfacher Rela-
 tion zu den chemischen Äquivalenten steht
 etc. Zur Bestimmung von C , werden besonders
 zwei Methoden angewandt, die Methode der
Abkühlung und die Methode der Messung.

Es wird jetzt näher darauf eingegangen,

haben wir wir nach Eingabe über die Beschreibung
 der Hören bewußt sein. die Beschreibung
 aller Hörensanstalten, ist das heißt so präsi-
 ring, weil sich einfallen bei unserer Untersu-
 chung nur sehr im besagten Zustande befindet,
 in Folge dieser Beschreibung geht sehr Hören
 erklären, was wieder vorfinden Correctio-
 nen erfordert. Ich betrachte sie zu rüff
 über die Beschreibung der Hören durch die Ober-
 fläche sie, die im Gegensatz sehr zur Beschreibung
 derselben im Inneren. In der Regel sind hinter
 die Arten von Beschreibungen vorfinden: man
 kann sie in der Regel leicht finden. Man kann
 der Regel so einwirken, daß über die
 Oberfläche, nicht aber im Inneren Beschreibung
 stattfindet. Denken wir uns z. B. ein Ge-
 fäß mit Flüssigkeit, welche durch einen Ue-
 nigen in fortwährender Beschreibung erfol-
 len wird, so wird, da im Inneren überall
 einfallende Bewegung stattfindet & sehr über

an der Oberfläche einer Hämmerabwägung
vorhanden sind. Eine andere Methode ist
die, ein sehr kleines Gefäß (etwa ein Ringel
einige Gramm schwer) zu nehmen, so daß
man annehmen kann, jede Stelle im Innern
habe dieselbe Temperatur. Man könnte nun



wohl zu dem Ende für einen Oxy-
genet verwendet, wo man einen
Ende festeren Wasserdampf im = aus anderen
Ende ausströmen; im Innern wäre für die Tem-
peratur ebenfalls constant.

Dieß zeigt über die Erzeugung der
Hämmer durch die Oberfläche sind im
Dulong'schen Gesetz enthalten, es ist in
dieß Beispiel etwas complicirt und für
den vorliegenden Fall wird ein anderer im-
portanter Gesetz genügt, nämlich das Mosottow-
Lambert'sche Gesetz, das von Dulong'scher
Erzeugung geht. Dießes letztere zeigt an,
wenn die Erzeugung der Hämmer immerfort

kleiner Temperaturunterschiede stattfindet, mit
 anderer Wärme, so gibt und versallen die
 Abkühlung eines Körpers durch seine Um-
 gebung, falls der Ueberschuss in der Tem-
 peratur kleiner ist, bloß etwa 5-6°
 beträgt. Dieser Newton = Lambert'sche
 Gesetz lautet: die Quantität von Wärme,
 die durch eine Oberfläche in der Zeit einfließt
 ausströmt, ist proportional mit der Größe
 der Oberfläche und mit dem Temperatur-
 unterschied des Körpers und seiner Um-
 gebung. Man kann hier diesen O die Ober-
 fläche: U die Temperatur des Körpers und
 U die Temperatur der Umgebung, so wird die
 Wärmeabnahme gleich sein:

$$k \cdot O (U - U)$$

wo k eine Constante ist, von der Quan-
 tität der Oberfläche abhängt, und meistens
 Leitfähigkeit genannt wird. Sind die
 Temperaturen U u U nicht constant, sondern

und nun für sich mit der Zeit, so ist der
 obige Ausdruck bloß richtig für das Zeit
 element $d t$ und der Wärmestrom von H
 nur in diesem Zeitelement wird sein:

$$h Q (v - u) d t.$$

Aus der Wärmemenge die erlangen
 geht finden wir aber nach Relation 12,
 die entsprechende Temperaturveränderung, falls
 wir dieselbe durch das Gewicht G und
 die spezifische Wärme C dividieren. C
 ist also die Temperaturveränderung
 und v im Zeitelement $d t$ gleich:

$$13. \quad - \frac{d v}{d t} d t = \frac{h Q}{G C} (v - u) d t$$

Da wir v größer als u annehmen.
 nun haben, so findet ein Temperat-
 ur = Abnahme statt. Setzen wir der
 Dinge gleicher

$$13!, \quad \frac{h Q}{G C} = H$$

so haben wir folgende einfache Differenzial-
 gleichung, um den von v für jeden

einzelnen Zeitpunkte anzugeben

$$\frac{dv}{dt} + H(v - u) = 0$$

Integrirten wir so kommt:

$$(v - u) e^{Ht} = C$$

Die Constante C erfordert Bestimmung ihrer Bestimmung, das wir annehmen zur Zeit $t = 0$, sei die Temperatur v der Körper gleich v_0 & $u = C$ annehmen dies gibt:

$$v_0 - u = C$$

also wenn wir diesen Werth von C oben einführen: so kommt:

$$v - u = (v_0 - u) e^{-Ht}$$

oder falls wir für H wieder seinen Werth einführen:

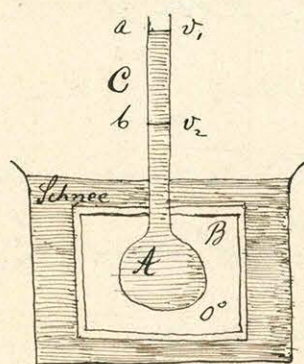
$$v - u = (v_0 - u) e^{-1. \frac{h.0}{g.C}} \quad 14$$

Wir sind soferne wir sofort, daß die Temperaturunterschiede eine geometrische Reihe bilden, falls die Zeit t arithmetische wüßte die vorige Gleichung läßt sich auf folgende Weise schreiben:

15. $G \cdot C \log. \frac{v_0 - u}{v - u} = h \cdot C \cdot 1.$

Im folgenden wird es häufig nöthig sein, die Größe h zu bestimmen, es ist leicht durch einen Versuch zu bestimmen.

Die obige Gleichung soll zu dem Ende für ein folgendes Experiment angewandt werden. Ein Gefäß



A mit einer Röhre C wird mit Flüssigkeit gefüllt und in einen Raum B von constanter Temperatur übergeben; eine constante

Temperatur von 0° ist leicht zu erhalten, indem man den Behälter über kochendem Wasser B mit Schnee umgibt. Man beobachtet nunmehr die Zeit, die verfließt bis die Temperatur von v_1 auf v_2 sinken geht, bis alle die Flüssigkeit nach einer bestimmten Marke a bis zur Marke b sinkt und die

wird benutzt zur Bestimmung von H aus.
 Dagegen ist nützlich mit t die Zeit zu
 messen die Temperatur der Flüssigkeit v_1 , nach
 und t_2 die Zeit bis zu v_2 , nach, so ergibt
 sich gemäß der Gleichung 15, folgende ein-
 fache Relation.

$$G. C. \log. \frac{v_1 - u}{v_2 - u} = h \cdot \Delta t$$

oder falls wir: $t_1 - t_2 = \Delta t$ mit der Ab-

kürzung H einführen, findet man wie (s. 13.)

$$H = \frac{1}{\Delta t} \log. \frac{v_1 - u}{v_2 - u} \quad 16.$$

Dieser Apparat lässt sich nicht zur Be-
 stimmung der spezifischen Wärme an-
 wenden. Für eine bestimmte Flüssigkeit
 ein Gewicht G und der spezifischen Wärme
 c , hat man also nach dem Vorigen:

$$G. C. \log \frac{v_1 - u}{v_2 - u} = h \cdot C \cdot \Delta t.$$

Daher wird jetzt eine gewisse Flüssig-
 keit von Gewicht G , und der speci-
 fischen Wärme C , und beobachtet
 die Zeit in welcher sich dieselbe von
 einerlei Temperatur v_1 bis zur näm-

hieses ϑ_2 unbekannt, so wird dieses Zeit
 einer andern sein als vorhin Δt , und
 wir haben daher:

$$G, C, \text{ Log. } \frac{\vartheta_1 - u}{\vartheta_2 - u} = \text{bc. } C, \Delta t,$$

Wird man nun die beiden letzten Gleichungen
 irgend einander unter, so kommt:

$$\frac{G, C}{G, C_1} = \frac{\Delta t}{\Delta_1 t}$$

oder:

$$17. \quad \frac{C}{C_1} = \frac{G, \Delta t}{G, \Delta_1 t}$$

Dies ist also das Verhältniß der speci-
 fischen Wärmern gewisser flüssigkeiten und
 gemischt durch das Verhältniß ihrer Ab-
 kühlungszeiten. Die obige Gleichung hat
 auch nicht nur immer veränderten Abküh-
 lung, die sich auf das Product G, C
 bezieht. Man nennt daffelben die Wärmemenge,
 die nöthig ist um den sich abkühlenden
 den Körper um 1° zu erwärmen. Dies
 versteht manlich daher sich abkühlende Kör-
 per und erwärmen, nämlich aus dem Innern

und der Dämpfung verfallenden Flüssigkeit;
 es wird also obige Wärmeausgleich für
 den Damm der Wärmeausgleich; die ab dem
 im jeder einzelnen Körper um 1° g° vermindert,
 also wenn wir mit G das Gewicht und mit
 C die spezifische Wärme der Füllung, mit g c
 die entsprechenden Größen des Glases bezeichnen
 um gleich:

$$G \cdot C + g \cdot c$$

oder falls wir setzen: $g \cdot c = k$ und diesen
 Ausdruck nun nach oben substituieren statt $G \cdot C$,
 statt $G \cdot C$ erhalten wir g° setzen haben
 $G, C, + k$, da das Glas Dämpfung bleibt
 und das die Füllung sich verändert hat:

$$\frac{G \cdot C + k}{G, C, + k} = \frac{\Delta t}{\Delta t_1} \quad H!$$

Die spezifische Wärme lässt sich ferner
 nach dem ableiten, falls k bestimmt ist; da
 aber die direkte Bestimmung von k schwierig
 ist, so hat man sich besser, diese
 Gleichung auf 2 Füllungen anzuwenden,

Wenn specifische Wärmern bekannt ist, dann
 auf Wasser, wo $C = 1$ ist und Alcohol,
 wo es gleich ρ sein soll; dann hat man:

$$\frac{G' + K}{G'' + K} = \frac{\Delta T}{\Delta T_1}$$

18. somit:

$$K = \frac{G' \rho \Delta T_1 - G'' \Delta C}{\Delta T - \Delta T_1}$$

Nur wenn wir ρ K gefunden haben wir dann
 noch zur Bestimmung der specifischen Wärmern
 noch ein oder flüssigkeiten auf Gleichung
 17! über.

Diese Methode der Abkühlung liefert
 sehr gute Resultate so kann man sehr leicht
 ersehen, den Ueberschuss der specifischen Wärmern
 bei verschiedenen Temperaturen zu ersehen,
 indem man für die Temperaturen $0, 5, 10,$
 das eine Mal 10° & 5° dann 15° & 10° ; 30° &
 25° etc verwendet.

Bei einigen flüssigkeiten stellt sich jedoch
 ein so großer Ueberschuss heraus, daß man
 es nur 5 zu 5 Gradern ausfolgen kann.

Flüchtigkeit bleibt das Wasser in der Flüssigkeit constant d. h. so gleich.

Wir wollen hier gleich unsere allgemeinen Bemerkung folgen lassen. Es könnten nämlich Zweifel über die Richtigkeit dieses jungen Mr. Hays der Ableitung entstehen, weil das ge. Qu. in diesem Satz fast gar nicht vorkommt. Wir werden zeigen, dass sie das an sich unabhängig ist. Das einzige problematische in Newtons Satz war der Umstand, dass die den Verlust an Wärme proportional mit der Temperatur unterschied $v - u$ annehmen; wir wollen den selben proportional irgend einer Funktion von u & v als etwa $f(v, u)$ setzen, dann ergibt sich statt Gleichung 13., oben folgende:

$$\frac{dv}{dt} dt = \frac{hC}{g \cdot c} f(v, u) dt \quad 19.$$

oder etwas anders geschrieben:

$$\frac{dv}{f(v, u)} = \frac{hC}{g \cdot c} dt.$$

u ist constant, indem wir als vor v von v_1 bis v_2 v auf t aufgetragen von t_1 bis t_2 ,

so fort man:

$$\int_{v_1}^{v_2} \frac{dv}{f(v, u)} = \frac{h.O.}{G.C} (\Delta_1 - \Delta_2)$$

oder falls wir einfacher Ableitung in v einführen:

einführen:

$$G.C \int_{v_1}^{v_2} \frac{dv}{f(v, u)} = h.O. \Delta_1.$$

für uns die Fällung sehen wir durch die

Gleichung:

$$G_1 C_1 \int_{v_1}^{v_2} \frac{dv}{f(v, u)} = h.O. \Delta_1,$$

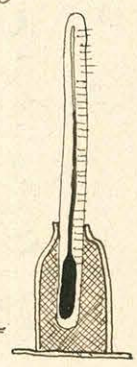
also wenn wir beide dividieren erhalten

die einfache Gleichung 17.

$$\frac{C}{C_1} = \frac{G_1}{G} \frac{\Delta_1}{\Delta_2}$$

Diese Methode der Ableitung ist mit Vorteil nur bei flüchtigkeiten anwendbar, sehr nützlich ist die Bestimmung der spezifischen Wärme fester Körper mittelst Dampfdruck, ebenso der Coefficienten Dulong, die nur bei festen in Anwendung kommen. Setzt man ab und ab mit fallendem Körper zu Glas, nach dem eine gewisse Quantität zu geben wird,

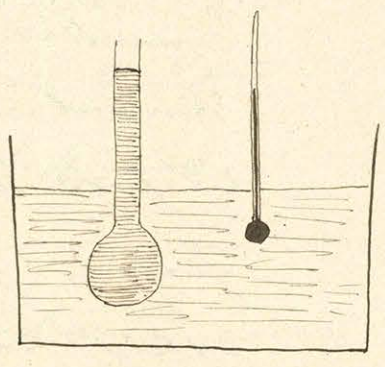
Es ist nun genöthigt diese Methode anzuhängen,
 da die andere Methode, die die Messung
 viel Wasser erfordert. Man verfährt dabei
 folgender Maßen. Ein runder cylindrischer
 Quecksilberthermometer ist in einen
 Cylinder von Silberblech befestigt. Durch
 einen die feste Oefnung in Pulverform
 gebracht ist, wird der Zinnstein
 mit Luft gefüllt, dann verschlossen und die
 Abkühlung beobachtet. Das festeste be-
 steht sich darin, daß die Abkühlung sehr
 langsam ist, wenn zwar die Festigkeit
 mit welcher das Pulver feiner ist, diese
 ist nicht die Lösung der Wärme im Innern
 in dem Falle ist es nicht von grobem Ei-
 sen. Um diese letztere Lösung zu vermeiden,
 muß man die Abkühlung sehr vorsichtig
 und zu dem Ende für im Luftbade oder
 auf Luftbad in dem Wasser vorgenommen, und
 da die Flüssigkeiten ist letzteres sehr genau
 möglich.



nicht wollen geht dazu überzugehen, g^0 gegeben,
 wie man die festen Temperaturer. V_1 & V_2
 im Abkühlungsgang ^{analysirt} bestimmen kann.
 Es ist dieses Gefäß, die g^0 unter Aufsicht
 flüchtig werden aufnimmt genau die Anzahl
 eines Grammes, aber auf allzu große
 Dimensionen, als daß man unmittelbar die
 Temperatur davon bestimmen könnte. Man
 wird daher ein größeres Gefäß wählen.
 man hat dabei in der abkühlenden Röhre
 bringen und an diesem die Temperatur ab-
 lesen müssen; und es hängt sich dann bloß,
 in welcher Relation zum Queckbar g^0 die
 Temperatur im größeren Gefäß verhalten
 Gefäß verhalten. Es kommt hier allerdings auf
 die Größe an, die die Temperaturer-
 geben genau Grammes oder irgend einer
 Grammes Gefäß g^0 möglich.
 Man bringt die Grammes oder Grammes
 metrischen Gefäße in ein Wasser mit flüß-

figkeit und beobachtet dann den Stand bei
 der, wenn versenkt oder aufgehoben wird das
 Bassin und beobachtet wieder die Temperatur
 angedeutet. Dies genügt indessen nicht. Das Ba-
 sin wird sich in einer sehr variable Temperatur
 setzen und die kleinen Abweichungen der
 Flüssigkeit werden offenbar durch die Veränderung der
 der Temperatur nicht mit derselben Genauigkeit
 sich folgen. Daher ist, wenn man die bei-
 den Thermometerstände nicht einander vergleichen
 wollen, eine Correction nöthig sein, zu deren
 Bestimmungen wir jetzt übergehen.

Die variable Temperatur des Bassins sei
 U , α soll die Temperatur des Thermometers
 Gefäßes mit θ , diejenige des Thermometers
 bezeichnen. Wenn schon wir
 nach dem Newton'schen Gesetz
 für die Temperaturveränderung
 im Zeitintervall Δt beim thermo-
 metrischen Gefäß:



$$\frac{dv}{dt} = H(u_1 - v)$$

mit dem Nennennenner

$$\frac{dv}{dt} = H_1(u_1 - v_1)$$

Aus diesen beiden Gleichungen soll der Wert von v durch v_1 ausgedrückt werden werden; und der Nenner ergibt sich:

$$u_1 = v + \frac{1}{H} \frac{dv}{dt}$$

mit v_1 durch v ausgedrückt wird es sein:

$$u_1 = v_1 + \frac{1}{H_1} \frac{dv_1}{dt}$$

so daß wir folgende Gleichung erhalten:

$$20. \quad v + \frac{1}{H} \frac{dv}{dt} = v_1 + \frac{1}{H_1} \frac{dv_1}{dt}$$

Wird die Ableitung können wir zur Correction brauchen, falls wir die Größen:

$$H, H_1, \frac{dv}{dt}, \frac{dv_1}{dt}$$

ausdrücken sind aber ebenfalls direkt zu ermitteln. H wird folgendermaßen be-

stimmt. Hier lassen wir das thermometrische

Gefäß längere Zeit ruhig im Bassin

stehen, gleich der Temperatur v annimmt

gleich der Temperatur u_1 . Das letztere

ist, denn nachdem wir denselben Juncus mit so
 mächtigem Aufblähen für sich um etwa 20° und
 weniger abgeführt werden im Sub Bassin sein.
 In diesem Zeitpunkte t_1 hat es also eine Tempera-
 tur v_1 , die weit höher ist als v_0 ; daher
 wird es dann sehr schnell fallen und wir werden
 ihn in sehr kurzer Zeit eine neue Temperatur
 v_2 beobachtet können; da die Zeit t_2 , in
 der dies geschieht, sehr wenig von t_1 unter-
 scheidet ist, so wird auch die Temperatur
 der Umgebung: $U \approx v_0$ sich nicht merk-
 lich verändert haben; daher werden wir
 nach Gleichung N. 16 haben:

$$K = \frac{1}{t_1 - t_2} \log \frac{v_1 - v_0}{v_2 - v_0}$$

Je nach analog wird die Constante K , das
 Juncusmaß bestimmt - Beobachtet wird
 zu gleicher Zeit die Temperaturen \bar{v} und \bar{v}_1 ,
 durch Apparate mit nach einer bestimmten
 Zeit t , etwa 5 Minuten wieder die Punkte:
 \bar{v} und \bar{v}_1 , so haben wir zur Bestimmung der

Früher $\frac{dv}{dt}$ & $\frac{dv_1}{dt}$ folgende 2 un-
 gleiche Gleichung:

$$\frac{dv}{dt} = \frac{\bar{v} - \bar{v}_1}{A}, \quad \frac{dv_1}{dt} = \frac{\bar{v}_1 - \bar{v}}{A}$$

Folgt, da Alles bekannt ist, können
 wir nach der Relation 20.) v. Satz v.
 ausrechnen, für welche Maxima, die Oer-
 geben die Temperatur und die Spannungen.
 Demnach ist zu erwarten, dass
 der Max. oder Min. beobach-
 tet. Wenn die Luft etwa 15° hat, so er-
 wärmen wir das Queck in dem sich beide Ther-
 mometer befinden, etwa bis 25°, lassen
 es dann wieder bis ungefähr 20° abküh-
 len und erwärmen wieder etwa bis 25°, jetzt
 erwarten die Thermometer auf abwechselnd,
 im Max. erwärmen und dann wieder fallen.
 Das Maximum der Temperatur, hat den
 Character, dass für dasselbe der Differential-
 quotient nach der Zeit gleich Null ist. Für
 die beiden Maxima müssen also die Bedingungen

Stellvertretung:

$$\frac{dv}{dt} = 0 \quad \& \quad \frac{dv_1}{dt} = 0$$

oder falls wir hierfür die Newtonsche pagina setzen

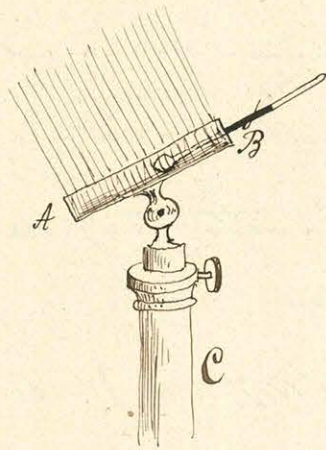
$$H(u_1 - v) = 0, \quad H_1(u_1 - v_1) = 0$$

das ist aber nicht unbedingt möglich als wenn:

$$v = v_1 = u_1$$

das heißt bei dem Maxima die wir leicht beobachten können, haben die beiden Thermometer die selbe Temperatur und genau die gleiche Last. Man ist so im Grunde verpflichtet eine Maxima = Aufschwümmung zu, so vollends wir ein vollständiges Tafel für die Gangführung zu.

Ein andere Anwendung des Newtonschen Gesetzes soll zur Erklärung eines sehr wichtigen Instrumentes des Pyrheliometers von Pouillet dienen. Es hat dasselbe den Zweck, die Quantität von Wärme zu bestimmen, welche bei einem in der Luft der Zeit auf die Luft einer Oberfläche fließt, und hat folgende Einrichtung



Ein niedriger Cylinder mit
 dünnem Metallblech mit
 Wasser gefüllt ist mit einem
 Thermometer versehen, ist so
 wie an einer Basis C befestigt,
 daß seine Basis A B zu jeder
 Zeit senkrecht gegen die Dampfsäule ge-
 stellt werden können. Es ist diese Basis
 mit einem Kreislauf-Abzug versehen der
 so in sich selbst dreht, die Dampfsäule
 die auf sie gelangen, vollständig durchdringt.
 Endlich führt nach im Innern und im geraden
 Thermometer zum Ozean, damit man
 die Dampfe mit Leichtigkeit einer gewissen
 Zeit kochen lassen kann. Das Vorstehende
 ist nun folgendes. Man bringt zuvorn
 Thermometer mit obigen Apparat hinter
 der Ozean. Im Augenblicke, wo der Ozean
 fortgenommen wird, sind die Dampfe-
 für u der Umgebung mit u des Wassers

im Gefäß beobachtet. Nach 6 Minuten,
 während welcher Zeit die Temperatur des
 Schusses bis 29, gestiegen sein soll, wird
 der Ofen wieder ausgeschalt. Nach 2 6
 Minuten wird wieder nehmals die Tempera-
 tur 29 des Schusses beobachtet. Ob
 dieser Zustand ist es möglich, die Wärme-
 quantität zu bestimmen, welche in dem dem
 Apparat mitgetheilt wird. Sollte es sich
 erweisen, dass die Wärme kein Antheil an der
 im Schusse geschehenen, so wäre die Temperaturer-
 höhung einfach gleich 29, - 20. Dem ist aber nicht
 so, daher wird die Temperatur des Aus-
 ganges bei größerer als die im Gefäß, so
 findet in der ersten Periode, wo der Apparat
 mit der Wärme ausgesetzt ist, zwar das
 eine Erwärmung statt und zwar ist einfacher,
 sollte es die äußere Leitung notwendig die
 Cylinders mit O-förmigen Oberflächengestalt
 und, im Zeitablauf gleich:

Se $O(u-v)$ dt.

Die von der Damm hervorgehende Wärme
im Räume ist also, falls g die Dampf-
druck zu bestimmende Größe des Cylinders und
 Q die Quantität Wärme bequemt,
wobei die Damm in der Zeit mit der Zeit
auf die Länge der Dampfdruck $S. f.$,
so daß der ganze Wasserdampf im Räume
in einem Zeit element der oben be-
stimmten Dampfdruck ist.

{ $S. f. + h O(u-v)$ } dt.

Die Temperaturzunahme, wenn dieser
falls der Dampfdruck mit Wasser gefüllt ist,
gleich dieser Größe dividirt durch $Q. C.$
sein; also wie gesetzt haben:

$$Q C = G + g' c'$$

Q bequemt die Wärme des Wassers,
 g' die Zunahme des Messingcylinders und
 c' die spezifische Wärme des Messings;
das Produkt $g' c'$ heißt die Wärmekapazität

Kupper reduzierte Gasvö. Wir setzen diesen
ausdruck der ersten Periode für die Tem-
peraturzunahme in einem Zeitelement:

$$\frac{dv}{dt} dt = \frac{\{L + h \cdot O(u-v)\} dt}{G \cdot C}$$

für die 2te Periode wo der Dsinn wieder
verändert ist in dem wir setzen:

$$\frac{dv}{dt} dt = \frac{h \cdot O}{G \cdot C} (u-v) dt$$

Setzen wir nun den Dsinn folter:

$$\frac{L}{G \cdot C} = \sigma, (v-u) = w \quad \text{also}$$

da u constant ist: $\frac{dw}{dt} = \frac{dv}{dt}$ mit

$$\text{erhält: } \frac{h \cdot O}{G \cdot C} = H, \text{ so kommt:}$$

$$1, \quad \frac{dw}{dt} + H w = \sigma$$

$$2, \quad \frac{dw}{dt} + H w = 0$$

Ohne Integration der ersten Gleichung
erhalten wir:

$$w = \frac{\sigma}{H} + K \cdot e^{-Ht}$$

Die Constante K wird durch bestimmt,
dass wir die Zeit t vom Ursprünge
von anfang, wo der Dsinn umgekehrt
wird, d. h. zur Zeit

$$t = 0 \text{ if } w = w_0, \text{ also}$$

$$w_0 = \frac{G}{H} + k.$$

Setzen wir den Abschuss k für immer ab und
ein, so kommt:

$$w = \frac{G}{H} (1 - e^{-\alpha t}) + w_0 e^{-\alpha t}$$

Wenden wir endlich diesen Ausdruck auf
den Abschuss der Periode, also auf die Zeit
 T an, so wird für diese $w = w_1$, und
wir haben:

$$w_1 = \frac{G}{H} (1 - e^{-\alpha T}) + w_0 e^{-\alpha T}$$

Für die 2^{te} Periode resultirt wieder durch
Integration der 2^{ten} Gleichung oben:

$$w = k, e^{-\alpha t}$$

Daher wir für $t = T$, so ist $w = w_1$,

$$w_1 = k, e^{-\alpha T}$$

oder falls wir den Abschuss für immer absetzen

Abschuss k , oben einsetzen:

$$w = w_0, e^{-\alpha(1-T)}$$

Für den Abschuss endlich der 2^{ten} Periode d. h.
für $t = 2T$ haben wir $w = w_2$, ungew.
ursprung also:

$$w_2 = w_1 e^{-\alpha \tau} \quad \#$$

Setzen wir den Ausdruck von $e^{-\alpha \tau}$ aus 4.,
in Gleichung 3., ein, so kommt.

$$\mathcal{H} \frac{w_1 - w_0 \frac{w_2}{w_1}}{1 - \frac{w_2}{w_1}} = \tau = \frac{G \cdot C}{G \cdot C}$$

Aus Gleichung 4., ergibt sich ferner für
 \mathcal{H} folgender Ausdruck

$$\mathcal{H} = \frac{1}{\tau} \log. \frac{w_1}{w_2}$$

Setzen wir nun diesen Ausdruck ein,
so finden wir die gesuchte Größe
 S :

$$S = \frac{G \cdot C}{G \cdot C} \cdot \frac{w_1 - w_0 \frac{w_2}{w_1}}{1 - \frac{w_2}{w_1}} \log \frac{w_1}{w_2}$$

Für die zwecklichste Annahme liegt nun
Befürwortung in der Bestimmung der
Temperatur w , es ist einfacher zu messen
als zu berechnen, es ist auch weniger
fehlerhaft, wenn diese Größe genau
gemessen wird. Dies wollen wir durch
eine Transformation zu erreichen versuchen:

In der 2ten Periode ist die Bestimmung

Der Temperaturerhöhung oder ihrer Ausdehnung jedes
 falls sehr gering, somit der Unterschied
 zwischen w_2 & w_1 sehr gering. Hier setzen
 wir:

$$w_2 = w_1 + x$$

weil x eine sehr kleine Größe sein soll,
 so daß man nur die ersten Potenzen der
 Potenzen x^2 berücksichtigen braucht. Aus der
 obigen Relation folgt:

$$x = w_2 - w_1$$

$$-\frac{x}{w_1} = \frac{w_1 - w_2}{w_1} = 1 - \frac{w_2}{w_1}$$

$$\log \frac{w_1}{w_2} = \log \frac{w_1}{w_1 + x} = \log \frac{1}{1 + \frac{x}{w_1}} = -\log \left(1 + \frac{x}{w_1} \right)$$

$$= -\frac{x}{w_1} \left(1 - \frac{x}{2w_1} \right)$$

Setzen wir diese Werte in obigen Ausdruck
 für S ein, so kommt:

$$S = \frac{G \cdot C}{T \cdot f} \left(w_1 - w_2 \cdot \frac{w_2}{w_1} \right) \left(1 - \frac{x}{2w_1} \right)$$

und falls wir für die Multiplication mit
 setzen:

$$S = \frac{G \cdot C}{T \cdot f} \left[w_1 - w_2 - x \left(\frac{w_1 + w_2}{2w_1} \right) \right]$$

oder endlich man mir für α addieren & sub
trahieren, geht diese Gleichung über in:

$$I = \frac{G.C}{Z.f.} \left[2w_1 - v_0 - v_2 + \frac{(v_2 - v_1)(w_1 - v_0)}{2w_1} \right]$$

Setzen wir für für w_1, w_2 etc. für u so
so gehen diese 2 Gleichungen über in folgenden:

$$I = \frac{G.C}{Z.f.} \left[v_1 - v_0 - \alpha \frac{v_1 + v_0 - 2u}{2(v_1 - u)} \right] \quad 5!$$

$$I = \frac{G.C}{Z.f.} \left[2v_1 - v_0 - v_2 + \frac{(v_2 - v_1)(v_1 - v_0)}{2(v_1 - u)} \right] \quad 6!$$

Wir sehen daß in der Gleichung 6! die
Größe u , welche wir zu eliminieren suchen
bleibt noch im Nenner des letzten Glieds vor
kann und da ein so geringer Einfluß hat
als dieses Glied wegen des Faktors $v_2 - v_1$,
sehr klein ist.

Die Gleichung 5! ist sehr lösbar,
wenn die Größen $w_1 + w_2$ vergrößert und
gemindert werden kann, oder also wenn:

$$v_1 + v_0 - 2u = 0 \quad 7.$$

das f. so soll die Einwirkung gestoppt
werden, daß die Bewegung des Apparates

zu Anfang der Beobachtung so ables.
 wie unter der Temperatur der Um-
 gebung u , als die Spindel auf Linsen-
 ring der Damm v , über das Fallbar ist.

Dieser Umstand wird indessen noch immer
 vernünftiger sein, warum nicht wenn man
 mehrere Beobachtungen findet einander
 weicht, wie das meistens der Fall ist.

Die Beobachtungen mit dem Pykeli-
 meter sind seit Pouillet nicht wieder
 gemacht worden. Ein Protomeßer sollte
 folgende Dimensionen. Der Durchmesser
 des Cylinders war $0,121$ und seine
 Länge $0,015$ mm.

Die diesen Apparat ergab sich dann:

$$\frac{G \cdot C}{d} = 0,2624$$

so daß die Abwärts magnitudität, welche
 die Damm in einer Minute auf $1 \square$ Centi-
 meter sinkt ist:

$$S = 0,2624 \cdot T$$

Das T in August Gauss bedeutet, im real
in das Formelnvergeßung, corrigiert auf
der obigen Gleichung.

Die T beobachtet Pouillet in einem
einem jungen Jäger mit fand, daß er
durchstellbar für den folgenden Ausdruck

$$T = A \cdot p^E$$

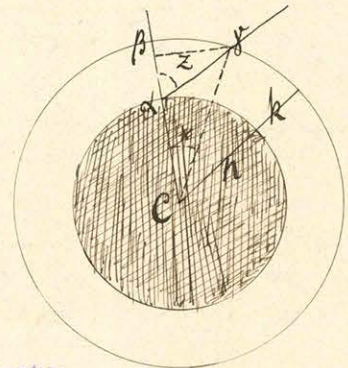
wo die Variable E den Weg bezeichnet,
den der Dampfstrahl in der Atmosphäre
zu durchlaufen hat.

Wenn wir eine mittlere Begrängung
in der Atmosphäre von mit bezeichnen dann
ihre Höhe mit h so findet man, falls wir
 R den Radius der Erde mit L die Luft
distanz der Dampfs. d. f. den Winkel
 β & α finden folgende Relationen mit
unbekanntes T Figuren.

Es ist gewöhnlich:

$$\cos \alpha = \frac{R + E \cos L}{R + h}$$

Das dann durch: α & β



ergibt sich für den von der Sonne in der
Atmosphäre durchlaufenden Weg $x = E$:

$$E^2 = (R + h)^2 + k^2 - 2R(R + E \cos Z)$$

$$E^2 + 2R \cos Z \cdot E - (R + h)^2 + 2R^2 - k^2 = 0$$

Wir erhalten somit folgende Lösung:

$$10. \quad E = -R \cos Z \pm \sqrt{R^2 + 2hR + k^2 \cos^2 Z}$$

Die Größen A & p sind zu con-
stante und immer ist:

$$A = 6,72$$

p variiert etwas mit den Tageszei-
ten, und mit den Tageszeiten & dem
verändert man die Größe des Sinus. Die
Gänge an verschiedenen Orten:

$$1 - 0,18 \quad \& \quad 1 - 0,27$$

so daß p im Mittel etwa ist:

$$p = 0,75$$

Für $Z = 0$ wird $E = h$ & falls wir den
ersten Satz $h = 1$ annehmen, so stellt
sich:

p & A die Quantität $\frac{R}{h}$ dar, mal.

Es sei T die Temperatur bei festem Luftdruck
gleich

Die Temperatur $E = 0$, so wird:

$$T = A = 6,72$$

Das heißt die ist der Wert von T ,
falls die Luft keine Atmospäre hätte
Es würde sein, wenn wirklich keine At-
mosphäre vorhanden wäre, in einer
Minute auf ein Quadrat Centimeter
der Erdoberfläche eine Wärmemenge ab-
gehen, die gleich ist:

$$I = 0,2624 \cdot 6,72$$

$$= 1,763$$

insofern die Einheit der Wärme die Einheit ist
welche ein Gramm Wasser um 1° Certe
erwärmt. Es vornehmlich in Ruhe ist. Sondern
kann man leicht ableiten, wie viel
Wärme auf die ganze Erdoberfläche
gehen würde. Das sei die Temperatur
Dabei (die Einheit der Luft) ist: $R = 27$,

also die auf denselben fallende Wärme
 messungen, wenn keine Atmosphäre da
 wäre, gemäße dem Obigen
 $K^2 \Pi = 1,763$

Amken mir mit dieser Wärmegewandtheit
 gleichmäßig auf die ganze Luft abstrahlung:
 $4 K^2 \Pi$ vertheilt, so wäre also die
 Wärmemenge, welche die Sonne in einer
 Minute 1 □ Centimeter der Luft abstrahlung
 bei gleicher Vertheilung der Wärme &
 ohne Atmosphäre mittheilt.

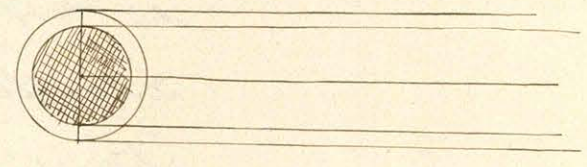
$$\frac{1,763 \cdot K^2 \Pi}{4 K^2 \Pi} = 0,44$$

Es nimmt Jupiter seine Wärme
 messungen:

$$231675$$

Es ist nunmehr die Sonne eine flüssige
 Kugel von 1 □ Centimeter Basis & 23
 Meilen Höhe von 0° bis zur Oberfläche zu
 messen aber eine Kugel von denselben
 der Höhe & 20 Meilen Höhe zu messen

In der Hiebligkeit gelangt man aber
 nicht diese ganze Wärmemenge auf die
 Erde d. h. nicht $\cdot Ap$ sondern bloß Ap^c ;
 wo E von der atmosphärischen
 Localität abhängt. Hier ist
 der also von der jungen Hemis-
 phäre gr^o summirbar. Partielles fast so häufig
 Integration gefunden, daß bloß die Hälfte
 der Sonnenwärme wirklich auf die Erde ge-
 langt, und die andere in der Atmosphäre
 verloren bleibt.



Die Distanz von der obigen Stelle gehen
 aber noch viel weiter, sie lassen näm-
 lich auf die Wärmemenge bezugnehmend, weil
 sie die Distanz vergrößert. Nennen wir
 nämlich D die Entfernung der Sonne von
 der Erde (in Centimetern) und den Winkel
 unter dem die Sonne einen Durchlauf durch
 den Kreis, so ist der Flächeninhalt derselben:

$$H = D \cdot \pi^2$$

MAGYAR
 TUDOMÁNYOS AKADÉMIA
 KÖNYVTÁRA

Es über ungenügend, daß die Wärme
auf jeder Seite für gleich viel Wärme
ausstrahlt, wie auf der andern, so wird
die Himmelsmenge welche diese jungen
Kugelfläche in einer Minute von ihr emp-
fängt sein:

$$4 \pi D^2 1,763$$

Man setze Σ die Himmelsquantität
welche die Kugel der Oberfläche der
Kugel empfängt, so ist die der jungen
Kugel mit dem Radius R :

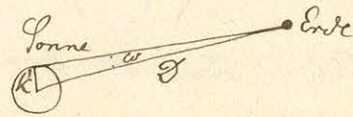
$$4 \pi R^2 \Sigma$$

Diese Wärmequantitäten müssen ein-
ander gleich sein. Wie folgt daraus:

$$\Sigma = \frac{1,763 D^2}{R^2} = \frac{1,763}{\frac{R^2}{D^2}}$$

Man ist aber:

$$\frac{R}{D} = \sin \omega$$



wo ω die halbe ungenügende Öffnung der
Kugel $15^{\circ} 45'$ beträgt, folglich wird die

Im Hohlraum, so kammt:

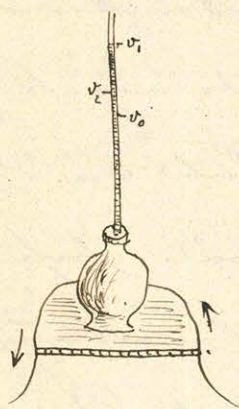
$$\Sigma = 84888$$

1 Centimeter der Oberfläche der Sonne
 in einer Minute so viel Wärme
 aus, als durch eine Kesselfläche 1 □
 Centimeter Durchmesser und 848 Centimeter
 Höhe von 0° bis zum Sieden gebraucht würde
 in einem Tag aber warmhalten die ungefähre
 der Wärmemenge eine solche Dosis von 1/2
 Meilen Höhe zum Erden gebirge. Diese
 ungefähre Wärme würde ab und zu
 nicht klein auf die Temperatur der Sonne
 zu beeinflussen.

Die Theorie des Pyrometer kann
 sehr leicht auf das Galvano-Thermome-
 ter übertragen werden. Es besteht die
 des Instrumentes aus einem größeren
 Glasgefäß, das etwa 1/2 lb Alkohol
 fassen kann, aber ist nicht alle immer
 gut wasserbeständig fassung in einem

MAGYAR
 TUDOMÁNYOS AKADÉMIA
 KÖNYVTÁRA

Schwammtrichter Rohr eingebaut. Dasselbe
 sind 2 Metallstücke in die Wand ange-
 bracht, welche ausschließen, daß man durch
 den Spinalöffnung gelangen kann
 im Lumen eines gelbschwammigen Kanals
 durchsetzen lassen. Der Zweck des Instrumentes
 besteht ist die Hämorrhoiden zu ent-



fern, welche der gelbschwammige
 Kanal in der Spinalöffnung
 enthält. Hier zeigen wir
 daß die Form für diesen
 Apparat ganz einfach ist
 wie für das Syphelis-
 meter und daß es nur

die Einführung der Flüssigkeit und was in
 dem jetzt.

$$T = \frac{S}{G \cdot L}$$

ist, wo S die Hämorrhoiden bezeichnet,
 welche der Kanal in der Spinalöffnung
 in der Spinalöffnung enthält. In diesem Falle

ist es fast leicht die Ladungen an $\frac{1}{2}$ gⁿ
 erfüllen. die Beobachtung ist ganz
 dieselbe wie beim Fizeuometer d. s.
 man beobachtet zuerst den Anfangspunkt
 d. dann liest man den Stand im Zeit
 Logarithmus die Größe ab, und weißt
 und beobachtet d. und verfährt so Zeit
 v. s. f.

Ob weitere Auswertung der Newton =
 Lambert'schen Gesetze wollen wir die
 Bestimmung der spezifischen Wärme nach
 der Mischungsmethode verwenden. Es ist hier
 die genaueste Methode und an ihr sind alle
 vordem gen. gen. Wille & Black, die
 Fundamente der spezifischen Wärme, bezeugen
 die Größe in Auswertung. Das Prinzip
 ist ganzlich einfach, die Auswertung aber
 fast viele Schwierigkeiten, so daß wegen
 der Unvollständigkeit der Correction alle

was Delong nach denselben ausgefallenen
 Beobachtungen ganz im Voraussetzungs ist. Der
 Faktor ist folgender:

Man nimmt einen Ring aus dem Gewicht
 G dessen spezifische Wärme C gesetzt
 wird, misst man ihn bei θ_1 einer Temperatur
 θ und bringt ihn ab dann mit dieser Tem-
 peratur in das Kupfergefäß, ein Gefäß
 von einem Liter mit Wasser oder Alkohol
 gefüllt. Das Gewicht dieser Flüssigkeit sei
 G_1 & mit ihrer spezifischen Wärme C_1 , die
 Anfangstemperatur derselben sei θ_1 , sein.
 Nach dem Anfang des Ringes wird die
 Temperatur nach und nach gleichsam mit
 einer Temperatur θ_m des Gemenges aus
 beiden. Ist diese eingeleitet, so wird der
 Ring abwechselnd Wärme verliert und
 als die Flüssigkeit zusammen fast θ ab wird
 sein:

11

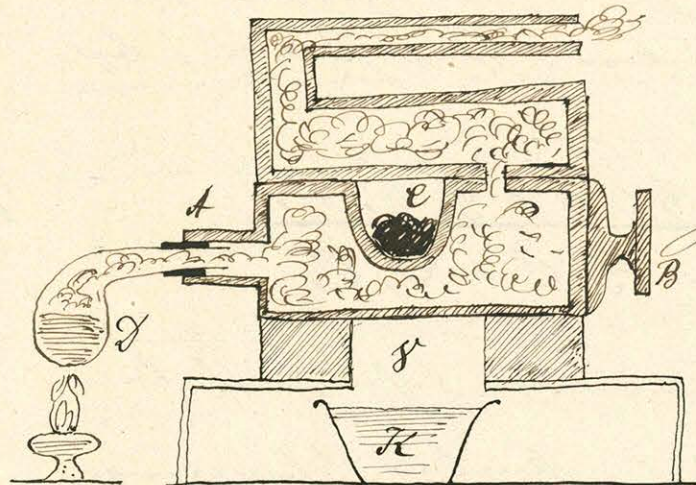
$$G C (\theta - \theta_m) = G_1 C_1 (\theta_m - \theta_1)$$

Diese Gleichung verlangt P durch
C, mit gut wirkend. Sind P & C, be-
kannt, so hat man:

$$Dm = \frac{GC + G, C, V.}{GC + G, C, V.} \quad 12$$

Es muß also ein wie fester, U be-
kannt sein, sind ist aber schwierig,
da ein fester Körper nicht geschmolzen,
sein Temperatur direkt zu beobachten.

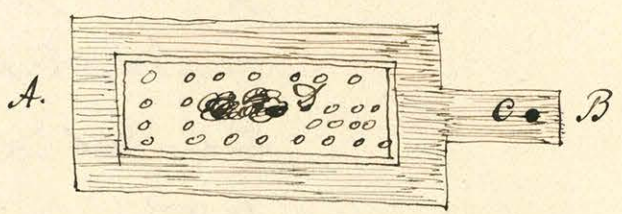
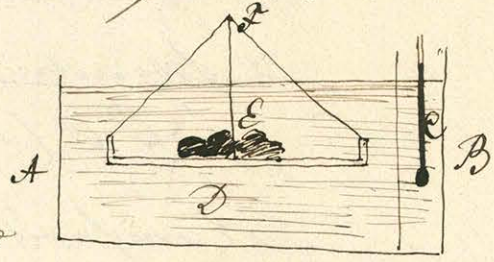
Es gibt nur ein Mittel diese
Körper zu messen, nämlich ein Körper
für längere Zeit in einem Raum und con-
stante mit bekannter Temperatur
liegen zu lassen. Einem Raum von
constanten Temperatur zu stellen
ist schwierig mit gelingst leicht
in einem Fall zu thun, nämlich bei der
Erdfolge. Man muß sich zu dem En-
de für folgende Apparate verwenden



Ein Zylinder A B
 von großem Di-
 mensionen ist im
 Innern fest mit
 dieser festen Platte
 communicirt und
 der einen Theil mit

dem Gefäß D, wo Wasser fortwährend
 im Kessel erhitzt wird und der andere
 Theil A mit einem starken Platten, wo
 der Dampf ausfließt bei B und tritt. In
 dem Zylinder befindet sich eine sehr kleine
 hölzerne Kugel, welche bei der
 vorstehenden Stellung des Zylinders also rings
 von Wasserdampf umgeben ist. Der
 zu untersuchende Dampf wird nun in
 der Kugel gelassen und nun ge-
 wannen Zeit hindurch Wasserdampf
 durch den Apparat gelassen bis er in
 dem Platten E festsitzend verweilt

einer constanten Temperatur steigt. Ob
 denn auch man den Gasen falls man, so
 daß der vorerwähnte Körper durch den
 Raum p in der Luft durchgeschüttelt kühl
 geschäft sollen kann. Dieser Kühlgeschäfts
 K hat folgende Einrichtung. In dem Gefäß
 A. B, das eine feine Luft durchführung
 C zur Aufweitung eines Thermometers be-
 sitzt, befindet sich ein gewisses feines
 feines Gefäß D auf welchem
 der Körper E abruht und
 der durch ein feines Loch verstreut
 auf und nicht bewegt wird,
 um eine gleichmäßige Tempera-
 tur zu erzielen. Der Kühl-
 geschäfts wird natürlich, wenn
 der der Körper immer ist zu
 gebracht. Trotz dieser Vorrichtung
 wird aber auf die obige Formel 11, nach
 nicht zu werden, da sie in sich unrichtig



ist. Dies jedoch unmittelbar nicht beweisbar ist
 daß innerhalb des Zeit in welchem das
 Flüssigkeit die Temperatur v_m der Mischung
 erreicht, diese durch Verdunstung nicht
 bedeutenden Verlust an Wärme erleidet
 können wir δ die Abgabe von Wärme
 während, welche innerhalb dieser Zeit
 gemacht gegangen ist, so groß mit Beweiskri-
 gung dieses Umstandes Gleichung 11, aber
 in folgender:

$$GQ(v - v_m) = G, L, \{ (v_m - v_1) - \delta \}$$

Rumford glaubte diesen Fehler vollständig
 sich dadurch beseitigen zu können, daß
 er die Anfangstemperatur, ebenfalls
 unter u als v_m über u annahm wo u
 die Temperatur der Umgebung bezeichnet
 Dies ist aber ebenfalls nicht verwendbar,
 weil gar kein gleichförmiges Abkühlen
 der Temperatur des Gefäßes stattfindet.
 etc.

Ein Glas Jenua enthält die obige Anzahl
 11., falls ist, liegt darin, daß wir nur
 Maximum der Temperatur beobachten
 müssen, um sie zu ermitteln zu können. Hier
 sehen wir, daß die Temperatur bei
 Reflexion, wenn sie unregelmäßig ist
 ist als diejenige der Umgebung fast veränderlich
 bleibt, falls man den reflektierten Körper in
 die Flüssigkeit bringt und nur dann ein
 Maximum wahrnehmen kann, wenn die Tem-
 peratur gegen das Ende hin höher ist als
 diejenige der Umgebung. Die Bestimmung
 dieses Maximums ist offenbar die, daß
 die Flüssigkeit in dem Zeitpunkte abnormal
 höherer Temperatur nicht von ihrer Umgebung
 als sie von dem Körper empfängt. Hier
 zeigen wir somit einen Fall, wenn wir
 voraussetzen es sei ein Maximum der
 Temperatur der diejenige Temperatur

flüssigkeit so fast abwärts als sie fallen
 ; also $v_1 + \alpha$ mit wir haben daher
 jetzt die Gleichung

$$19 \quad G \cdot C \{ v - (v_1 + \alpha) \} = G' \cdot C' \{ (v_1 - v') + S \}$$

Ist der Körper groß mit seiner
 Leitung & demnach gering, so ist der
 von α verursachte Fehler groß. Man
 muß daher um den Einfluß von α klein
 zu machen, den Körper sehr wohl
 um, d. h. seine Oberflächennüß möglichst
 klein zu machen - die Correctionen α & S so
 klein wie jetzt möglich bestimmen. Die
 variable Temperatur des Körpers soll
 v sein & diejenige der flüssigkeit v_1 , die
 haben kann, falls D die Oberflächennüß & h
 die wirkliche Leitungsmenge des Kör-
 pers bezeichnen, für die Lösung der
 Wärme mit dem Körper verbunden in der
 flüssigkeit:

$$\frac{dv}{dt} = \frac{h \cdot C}{G \cdot C'} (v_1 - v)$$

B für die Lösung der Wärme in die
flüssigkeit hinein und aus derselben aus
aus in die Umgebung.

$$\frac{dv_1}{dt} = - \frac{h_1 \cdot O (v_1 - v) + h_2 \cdot O_1 (u - v_1)}{G \cdot \rho}$$

wo h_1 und O_1 sind auf das Gefälle be-
ziehen und u die Temperatur der Um-
gebung zeigt. Es ist also, falls v , be-
kannt ist als Function der Zeit, das Max
dieser function zu bestimmen. Es wird
das können, müssen wir integrieren. Zu
dem Ende für setzen wir folgende Ableitung
in, wie folgt:

$$h_1 \cdot O = w, \quad h_2 \cdot O_1 = w_1, \quad G \cdot \rho = s, \quad G \cdot \rho_1 = s_1$$

Dies setzen die Temperaturen v & v_1 ,
von u an, so dass also u selbst gleich
Null wird, dann hat man:

$$14 \left\{ \begin{aligned} \frac{dv}{dt} &= \frac{w}{s} (v_1 - v) \\ \frac{dv_1}{dt} &= - \frac{w}{s_1} (v_1 - v) - \frac{w_1}{s_1} v_1 \end{aligned} \right.$$

Das ist die Differentialgleichung, wenn wir jetzt

$$15. \quad \text{an: } v = A e^{-\lambda t} \quad \& \quad v_1 = B e^{-\lambda t}$$

wo A , B & Λ auf zu bestimmende
Constante sind.

Setzt man in diese Wurzeln oben ein, so
kannst:

$$(w - \Lambda s) A = w B$$

$$(w + w_1 - \Lambda s_1) B = w A$$

Multiplizieren wir diese beiden Gleichungen
so fallen die Constanten A & B fort
und wir erhalten zur Bestimmung von
 Λ die Gleichung:

$$(w - \Lambda s)(w + w_1 - \Lambda s_1) = a^2$$

Es ist dies eine quadratische Gleichung
in Λ , die wir auf folgende Form
schreiben können:

$$\Lambda^2 - \Lambda \left(\frac{w}{s} + \frac{w + w_1}{s_1} \right) + \frac{w w_1}{s s_1} = 0$$

Die Coefficienten der ersten und
zweiten Potenz von Λ in dieser Gleichung
sind nun, falls Λ_1 , Λ_2 & $\Lambda_1 + \Lambda_2$; so ist:

$$16 \begin{cases} \Lambda_1 + \Lambda_2 = \frac{w}{s} + \frac{w + w_1}{s_1} \\ \Lambda_1 \cdot \Lambda_2 = \frac{w w_1}{s s_1} \end{cases}$$

$\frac{w}{S}$ hat immer einen gewissen Wert in der
 Zeit t auf $\frac{w}{S}$. Daß dem so ist, wird
 sofort ersichtlich, wenn wir annehmen, daß
 die Länge für eine Kugel vom Radius r , dann
 ist ja offenbar.

$$\frac{w}{S} = \frac{4r^2 \pi \cdot h}{\frac{4}{3} \pi r^3 \pi \cdot D \cdot C} = \frac{3h}{r \cdot D \cdot C}$$

Es ist also $\frac{w}{S}$ umgekehrt proportional
 mit r , also durch Bestimmung von r
 ist es ganz zu messen. Sollen wir nicht
 bloß eine, sondern n gleiche Kugeln, so
 würde sich der Wert von $\frac{w}{S}$ auf nicht nur
 mit n , da wir den obigen Ausdruck
 mit n zu multiplizieren und zu drei
 dieser Stellen, dagegen $\frac{w_1}{S_1}$ kann man
 beliebig bestimmen und weiß, daß man
 das Gesetz anwendet - für den mit den
 beiden Werten λ_1 & λ_2 in die Gleichung
 15, ein, so kommt:

$$w = A_1 e^{-\lambda_1 t} + A_2 e^{-\lambda_2 t}$$

$$S_1 = A_1 \left(1 - \lambda_1 \frac{S}{10}\right) e^{-\lambda_1 t} + A_2 \left(1 - \lambda_2 \frac{S}{10}\right) e^{-\lambda_2 t}$$

Zur letzten Constanten wofür wir für ihre
Bestimmung bedürftig, daß für $t=0$, $v=v_1$,
 $v_1 = v_1$ mind. Bestimmen wir für wofür wir
setzen dann für Wofür wir in die letzte Gleichung,
so findet man:

$$17) v_1 = \frac{[v(1 - \frac{\Lambda_2 s}{w}) - v_1](1 - \frac{\Lambda_1 s}{w})e^{-\Lambda_1 t} + [v(1 - \frac{\Lambda_1 s}{w}) - v_1](1 - \frac{\Lambda_2 s}{w})e^{-\Lambda_2 t}}{(\Lambda_1 - \Lambda_2) \frac{s}{w}}$$

Setzen wir die Wurzeln der quadratischen
Gleichung in Λ mit nur wofür wir die Wurzeln
größer, so wofür wir für wofür wir folgen=
In diesem Fall man:

$$\Lambda_2 = \frac{w}{s} + \frac{w + w_1}{s_1} - \frac{w_1}{(s+s_1) + \frac{w_1 s}{w}} \quad \Lambda_1 = \frac{w}{s + s_1 + \frac{w_1 s}{w}}$$

Nun Obgleich man ist wofür $\frac{w}{s}$ fast wofür wofür
 $\frac{w_1}{s_1}$, also setzen wir, daß die Wurzeln
 Λ_2 , welche unabhängig von $\frac{w}{s}$ abhängig,
bedeutend größer ist als Λ_1 , und unabhängig
von $\frac{w_1}{s + s_1}$ abhängig ist. Der Unterschied
zwischen Λ_1 & Λ_2 ist also im bedeutendsten,
daß falls wofür man wofür wofür wofür
das gleiche Glied in obiger Gleichung man.

unverändert gegen das Alter. Längeres Zeit
 also, nach dem das Maximum eingetreten
 ist 0, derfalls das Alter des ersten Glieds, so
 das wird zu einer solchen Zeit t_n für die Länge
 gemessen v_n geben:

$$v_n = \frac{[v(1 - \frac{\Lambda_2}{w}) - v](1 - \frac{\Lambda_1 s}{w}) e^{-\Lambda_1 t}}{(\Lambda_1 - \Lambda_2) \frac{s}{w}}$$

Suchen wir also die Temperatur $v_n \times v_{n+1}$
 zu den Zeiten t_n & t_{n+1} längeres Zeit nach Eintritt
 des Maximums, so können wir darauf den Wert von
 Λ_1 bestimmen, es ist nämlich (falls wir beide Gleichung
 voneinander dividieren):

$$v_n = \frac{v v_n}{v_{n+1}} = \frac{e^{-\Lambda_1 t_n}}{e^{-\Lambda_1 t_{n+1}}}$$

also:

$$\Lambda_1 = \frac{1}{t_{n+1} - t_n} \log \frac{v_n}{v_{n+1}}$$

und dadurch kann dann auch Λ_2 bestimmt:

Wir wollen nunmehr alle Correctionen abhängig
 machen von dem letzten Wurzeln Λ_1 & Λ_2 der
 Longitudoabstimmung ist die Länge des Maximums.
 den Wert von v , für das Maximum sollen wir

mit v_m , sowie die Zeit, zu der die
 fallen eintritt mit T bezeichnen. Wir
 wollen die Ladung q für das Maximum.
 falls wir den Differentialquotient, von
 v_1 mit Öffnung 17 , gleich Null & dann
 dann $t = T$ setzen wir erhalten:

$$0 = \frac{\Lambda_1 \left[v \left(1 - \frac{\Lambda_2 S}{w} \right) - v_1 \right] \left(1 - \frac{\Lambda_1 S}{w} \right) e^{-\Lambda_1 T}}{(\Lambda_1 - \Lambda_2) \frac{S}{w}} -$$

$$- \frac{\Lambda_2 \left[v \left(1 - \frac{\Lambda_1 S}{w} \right) - v_1 \right] \left(1 - \frac{\Lambda_2 S}{w} \right) e^{-\Lambda_2 T}}{(\Lambda_1 - \Lambda_2) \frac{S}{w}}$$

Setzen wir ferner den Nenner von T & v
 denselben in $N: 17$ statt t ein, so erhal-
 ten wir den Maximumswert v_m . Statt
 dessen setzen wir folgendermaßen.
 Wir setzen in $N: 17$, $t = T$, also $v_1 = v_m$
 ein, multiplizieren für dann mit Λ_2 &
 ziehen für v die v_1 ab, so finden
 wir

$$v_m = \frac{- \left[v \left(1 - \frac{\Lambda_2 S}{w} \right) - v_1 \right] \left(1 - \frac{\Lambda_1 S}{w} \right) e^{-\Lambda_1 T}}{\frac{S}{w} \cdot \Lambda_2}$$

függvényeinket a Multiplikationnal szorzva
kaptuk:

$$V_m = -\frac{w}{\Lambda_2 S} \left\{ v \left[1 - (1 + \Lambda_2) \frac{S}{w} + \Lambda_1 \Lambda_2 \frac{S_2}{w_2} \right] - v_1 \left(1 - \frac{\Lambda_1 S}{w} \right) \right\} e^{-\Lambda_1 T}$$

Levegőszárazunknál a Relációk 16,

szorzva a fenti egyenletet átírjuk:

$$V_m = \left[\left(v_s + v_1 S_1 \right) \frac{w}{\Lambda_2 S S_1} - v_1 \frac{\Lambda_1}{\Lambda_2} \right] e^{-\Lambda_1 T}$$

Levegőszárazunknál a fenti egyenletet a
szorzás után átírjuk, ha a fenti egyenletet
szorzva a fenti egyenletet átírjuk. Mivel az 16. számú
egyenlet egyenlő:

$$\Lambda_1 + \Lambda_2 = \frac{\alpha (S + S_1)}{S S_1} + \frac{w_1}{S}$$

Levegőszárazunknál a fenti egyenletet átírjuk

$$\Lambda_2 (S + S_1) :$$

$$\frac{\alpha}{S S_1 \Lambda_2} = \frac{1}{S + S_1} + \frac{\Lambda_1}{\Lambda_2 (S + S_1)} - \frac{w_1}{S_1 (S + S_1) \Lambda_2}$$

Levegőszárazunknál a fenti egyenletet átírjuk

kaptuk

$$V_m = \left\{ \frac{v_s + v_1 S_1}{S + S_1} + \frac{\Lambda_1}{\Lambda_2} \left[\frac{v_s + v_1 S_1}{S + S_1} - v_1 \right] - \frac{w (v_s + v_1 S_1)}{S_1 (S + S_1) \Lambda_2} \right\} e^{-\Lambda_1 T}$$

Das vorherige Glied ist für offenbar das
 selbe wie oben pag N: 12, alle übrigen
 bilden die Correction & gehen ebenfalls für
 dieselbe vollständig. Das gewisse Glied
 hat von kleiner Annäherung geht auf
 Λ_2 wie Λ_1 bekannt ist. Da $\frac{\Lambda_1}{\Lambda_2}$ eine kleine
 Größe ist, so können wir näher hin für
 $\frac{v \cdot s + v_1 \cdot s_1}{s + s_1}$ setzen v in d. f. den Einfluss
 der beobachteten Kraft. Das selbe Glied
 g^2 bekannt als, führen wir jetzt eine Annäherung
 ein; es ist:

$$\frac{\Lambda_1 \Lambda_2}{\Lambda_1 + \Lambda_2} = \frac{w w}{w(s+s_1) + w_1 s} = \frac{\frac{w_1}{s+s_1}}{1 + \frac{w_1}{s+s_1} \cdot \frac{s}{w}}$$

also

$$\frac{\Lambda_1}{1 + \frac{\Lambda_1}{\Lambda_2}} = \frac{\frac{w_1}{s+s_1}}{1 + \frac{w_1 s}{s+s_1 w}}$$

Annäherungsweise wird jetzt links nur noch
 die kleinen Größen $\frac{\Lambda_1}{\Lambda_2}$ & $\frac{s}{w} \cdot \frac{w_1}{s+s_1}$ neben
 Λ_1 so kommt

$$\Lambda_1 = \frac{w_1}{s+s_1}$$

und falls wir berücksichtigen auch $\Lambda_2 S_1$, die
dies:

$$\frac{w_1}{\Lambda_2 S_1 (S+S_1)} = \frac{\Lambda_1}{S_1 \Lambda_2}$$

Folgt man mir diesen Punkt oben ein, so für
den mir.

$$V_m = \left\{ \frac{V_s + V_1 S_1}{S + S_1} + \frac{\Lambda_1}{\Lambda_2} \left(V_m - V_1 - \frac{V_m (S + S_1)}{S_1} \right) \right\}^{-\Lambda_1 T}$$

oder schließlich man mir die Gleichung mit

V_m zusammenzufassen:

$$V_m = \left[\frac{V_s + V_1 S_1}{S + S_1} + \frac{\Lambda_1}{\Lambda_2} \left(V_m \frac{S}{S_1} + V_1 \right) \right]^{-\Lambda_1 T} \quad 18.$$

Die Werte durch Beobachtungen sind für
gleiches V_m , V_1 , V_2 & T , und ist man mir
genauer geben, wird Λ_1 Unbekannt ist also
nur noch Λ_2 . Dieses können wir aber für
den, und die Bedingungsgleichung für
das Maximum, und die wir T bestimmen,
lässt sich nämlich auf Λ_2 bringen, falls
 T gegeben ist diese Gleichung (v pag)
ist aber eine transcendente und es kann
man ihr Lösung im Closed form

Geplant haben, daß man in einigen
 Beobachtungen $V_1 = 0$ annimmt. Dann
 geht jene Gleichung über in folgende, falls
 man hier rechts mit T multiplicirt:

$$T \cdot A_1 \cdot e^{-A_1 T} = T A_2 \cdot e^{-A_2 T}$$

Das Glied links ist bekannt, da T & A_1
 mit den Abkühlungsbeobachtungen annimmt
 bekannt sind. Folglich wird hier: $T A_2 = K$
 so hat man die Gleichung:

$$K \cdot e^{-x} = K.$$

wo K eine bekannte Zahl. Diese kann man
 durch Gleichung nicht mehr herausbringen
 geben; es ist aber leicht einzusehen, daß
 sie nicht mehr heraus zu bekommen
 A_1, T & A_2, T . Diese sind leicht zu finden
 durch Construction Curve nach der Gleichung:

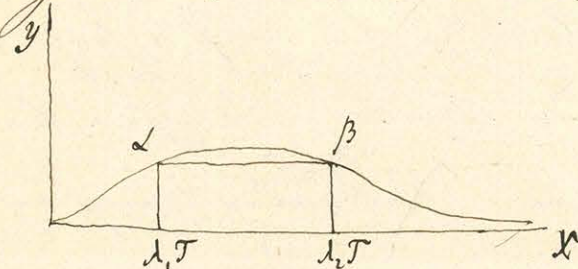
$$y = K e^{-x}$$

hier $x = 0$ wird $y = 0$

ist x für $x = \infty$

$y = 0$, so wird

die Curve, die man



wir wissen zu dem ein Maximum ein
 geht, ohne unbenutzten Gasvolumen.
 für die erste Menge A_1 , T ist $y = k$
 für die 2te Menge $A_2 = A_1 T$ ist y der
 selben Kraft. wir finden also $A_2 T$, falls
 wir noch x mit einer Periode zu A zu
 tun; die Abweichung des Definitivwertes B mit
 der Curve geht mit der verbleibenden 2ten Men-
 ge, also die T bekannt ist wird A_2 . — Der
 Einfluss unserer Correctionen ist besonders
 dann groß, wenn die Dichtung sehr
 dicht oder ein zu L . Phosphor was in
 einem bestimmten Verhältnisse y abnimmt nur
 der misst.

Ganz derselben Verfassung kann
 auch zur Untersuchung der specifischen
 Wärme der flüssig krit ungenügend
 werden. Hält man ein was in S , als
 bekannt x S als gasförmig ungenügend, ist

dieses am folgenden Tage akzeptiert & bekannt
 & S. 1. geprüft. Wir können daher auf
 so nachsehen, daß wir das fassene Kör-
 per, durch eine Anzahl Krüppelstücke ge-
 rade in Wasser und dann erst in der
 ge bestimmten Flüssigkeit sich verhalten
 den lassen; dadurch wird die spezifische
 Wärme des fassenen Körpers eliminiert.

Dulong wird das nach dieser Methode
 angefallene Beobachtungen folgendes
 Resultat.

Die spezifische Wärme des fassenen in
 fassenen Körper bildet die chemische Atom-
 gewichte ein constantes Product.

So findet er zum B. für:

	Atomgewicht	Spec. Wärme	Product
Kupfer	403.	0,0927	37,4
Schwefel	201.	0,1880	37,8
Blei	1294.	0,0293	37,9

Dulong misste im dieses constante
 Gewicht, das zwischen 36,7 & 38,7
 schwankt (bei 12 Metallen & Sulfur,
 die er untersucht), zu erhalten, die
 Atomgewichte oft bedeutend niedriger
 auf $\frac{1}{2}$, $\frac{1}{3}$ die meisten dieser Verbindungen
 misste er selbst aus der Chemikere misst
 mit andern Gründen als nicht ungenau:
 man. — Lagt man das Atomgewicht der
 H als Einheit zu Grunde, so stellen sich
 die obigen Verbindungen folgendermaßen dar:

3,021, 3,007, 3,038

Auf Dulong stellte sich Regnault
 Beobachtungen über die specifische Wärme
 an. Seine Arbeit darüber von Pogg. Ann.
 Bd 51 & 53 Regnault bestätigte das
 Dulong'sche Gesetz & zeigte es auf die bey-
 gaben August von Berzelius, und aus er
 auf viele Metalle wie Eisen, Zinn, Zink,
 Selen, Phosphor etc. untersuchte. In All.

gemessen sind sind Bestimmungen
 der specifischen Wärme alle kleiner
 größer als die von Delong gefundenen
 Wärme. Dasselbe ist denn auch das Product
 der Zahlen von Regnault mit dem Atom
 gewicht dieses größer, nämlich im Mittel
 40,3. Die Oberflächenspannungen aber sind
 für bedeutend größer, als berechnet wäre
 bei diesem Product gemessen: 38842
 Diese Bestimmungen sind nicht durch die
 oberflächenspannung zu erklären, sondern
 der Delong'sche Gesetz ist als ein blo-
 ßes empirisches zu erklären. Die
 specifische Wärme ist eine Funktion
 nicht nur des Atomgewichts, sondern
 noch vieler anderen Elemente. Diese der
 letztere ist z. B. die Temperatur. Die
 Delong'schen Untersuchungen lassen,
 daß bei den festen Körpern die specifische
 Wärme mit der Temperatur wächst. Am

langfälligheten är det Lignen in Linjer för
sigt undersigt.

Den specifika Värmen det Lignen är:

gränslin	0 - 100°	:	0, 1098
"	0 - 200°	:	0, 1150
"	0 - 300°	:	0, 1217
"	0 - 350°	:	0, 1255

d. f. v. s., under 1^{te} Lignen den Värmen,
den är den förvarningen som 0° - 100° miff.
genomgått, och det, så är Linjen: 10,98
gilt för den Värmen som, den är som 0,
- 200° resultat, så är för 2. 11,5 = 23,0
den som 0 - 300° är 36,51 etc. Lignen
med A den Värmen, den nödig
är om man känner som 0 till 1° g² ut
man, så man kan se:

$$Q = \alpha t + \beta t^2$$

för Lignen kan den Coefficienten α & β be-
räknas utifrån:

$$Q = 10,192\left(\frac{t}{100}\right) + 0,6693\left(\frac{t}{100}\right)^2$$

Die meisten spezifischen Wärmes für
 einen einzelnen Temperaturgrad ändern
 sich wenig, falls man nicht
 differenzieren; finden wir:

$$\frac{dQ}{dt} = \frac{10,192}{100} + \frac{0,6693}{100^2} Q$$

Pouillet hat Platin bis 1200 untersucht
 mittelst des Luftthermometers. Darnach
 beobachtungen lassen sich sehr gut durch
 folgende Formel darstellen:

$$Q = 3,308 \frac{t}{100} + 0,042 \left(\frac{t}{100}\right)^2$$

Bei 1200 ist Q nach dieser Formel:

$$Q = 46,8 \text{ die Beobachtung ergab die:}$$

$$Q = 45,7 \text{ - Haupt sind Quecksilber, Zinn}$$

Antimon, Silber, Glas hinreichend unter
 sucht worden; bei allen ist die Zunahme
 der spezifischen Wärmes nachfolgende: in
 verhältnissmäßig sehr kleinen, je be-
 deutender die Zunahme der Temperatur
 der Sache betreffend zu zeigen ist.

Régnauld hat sehr flüchtig kritisch für

folgt die Gärung und verläuft.

Für Wasser stellt folgende Formel Regnault's
Erhebung ganz genau dar:

$$Q = 100 \frac{1}{100} + 0,2 \left(\frac{1}{100}\right)^2 + 0,3 \left(\frac{1}{100}\right)^3$$

und sie gilt zwischen 0 & 200° .

Das Q hat übrigens für Wasser eine
andere Bedeutung, als für die
andere Flüssigkeiten des festen Zustandes wie
für die Gase. Die Formel ist
und die Abweichung, daß der Wert von $\frac{dQ}{dt}$
bei Temperaturerhöhung unter 100° nicht
wenig von 1 verschieden ist. D. h. also,
daß die Gärung der spezifischen Wärme
von 0 bis 100° bei Wasser nicht
gering ist. Bei anderen Flüssigkeiten
weicht sie ab, für Alkohol
von spezifischer Wärme: $0,2155$ lassen
sich die Erhebungen zwischen 0 & 20°
folgendermaßen darstellen.

$$Q = 56,4 \frac{1}{100} + 19,4 \left(\frac{1}{100}\right)^2$$

Sie sind es also im Aussehen zu
 mehrheit. Die Taugen über den zu
 Zusammenhang des Zinsverhältnisses der spezifischen
 Wärme mit demjenigen der spezifischen
 Wärme müssen wohl nun bei diesen bei
 Flüssigkeiten zu bestimmen.

Im 2ten Element von dem die spe-
 zifische Wärme abhängt ist der
Aggregatzustand. Dulong konnte
 dies nicht, da alle Versuche nur in dem
 trockenen Raum mit Luftwasser der
 Quacksilber sich in festen Zustände
 befanden. Daß ein sehr markanter Ue-
 terschied stattfindet, zeigen folgende Beispiele:

Phosphor fest	specif. Wärme:	0,1788
flüssig	"	0,2045
Schwefel fest	"	0,2026
flüssig	"	0,2340

Dollon war nicht chemisch gereinigt
 gesetzte Körper betrachtet, so zeigt zu

B. Wasser imer sehr beständig unter Differenz:

Wasser flüssig spec. Wärme: 1,00
" fest " " : 0,50

Luft sich fängt die spezifische Wärme
nicht nur vollständig von der Luftigkeit
mit dem Cohäsionszustand ab. So findet
man für:

geglühtes Kupfer spezifische Wärme: 0,095
gehämmertes " " : 0,0935

Luft die spezifische Wärme abhängig
von dem Cohäsionszustand zeigt beson-
ders die Dichte:

Holzkohle specif. Wärme: 0,24
Graphit " " : 0,201
Diamant " " : 0,147

Neumann hat aus Delong'schen Ge-
samt und auf zusammengesetzten Kör-
per ausgedehnt. Derselbe findet sich
v. Pogg Ann. Bd 23. Er zeigt, dass

immerhalb derselben Classe chemischer
 Verbindung des Atangewichts eine con-
 stante Größe sei. Alle Oxyde des
 1 Atom Radical & 1 Atom Sauerstoff
 befragen: K O gemessen im Mittel als
 constante Product: 70, 5.

Für 2te Classe von Oxyden $\text{K}_2 \text{O}_3$
 gilt das constante Product 169, 7 &
 endlich eine dritte Classe: K O_2 : 86, 5.

Ganz analog verhält es sich bei den ge-
 sprungenen Metallen & den phosphor-
 nen & kohlensauren Salzen. Berzelius
 spricht hiervon ebenfalls in der oben
 citirten Abhandl. — Die Constante ist üb-
 rigens nicht für keine absolute. Bei
 dem Oxyde z. B. der rothen Classe
 springt das Product gemessen: 64, 71
 Die Atangewichte gemessen 300 &
 1400.

Es versteht sich die Folge, obmir

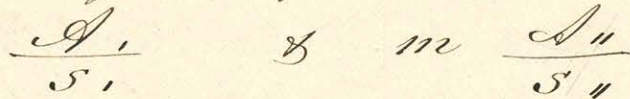
Die Haupt dieser constanten Zersetzung
 nicht a priori ohne das zu sein, mit
 anderen Worten, ob diese Zersetzung nicht
 unabhängig von der chemischen Consti-
 tution abhängig sei. Schröder hat für
 mich eine gute Erklärung gegeben
 [Denn Beobacht. v. Pogg Annalen B 50
 852] Er sagt nämlich:

In der Zersetzung der Kupfer-
 oxyde die in sich selbst jedesmal
 die gleiche spezifische Wärme, wenn sie
 sich in der gleichen Condensationszustand
 befinden. Es würde daher sowohl der
 Sauerstoff als auch die Radicale in der
 Verbindung nicht die gleiche spezifische
 Wärme geben wie in einem Zustande
 weil aber im ersten Fall in Folge der
 chemischen Kräfte eine Contraaction einget-
 ritten ist. Wie wird nun dieser Condensa-
 tionszustand in der Verbindung gefunden?

MAGYAR
 TUDOMÁNYOS AKADÉMIA
 KÖNYVTÁRA

Schädel geht bei der Lautbildung
 dieser Sprache nach der Hypothese aus,
 daß bei Verbindung derselben Klaffen
 die Capitulirten Laute sich nicht
 nur in derselben Condensation befinden.

A, & A" sollen die Atmungselemente
 flammte bezeichnen, die sich verbinden &
 gewisser Fall 1. Atmung des einen sich mit einem
 Atmung des andern verbinden, dann sind
 falls wir die specifischen Eigenschaften der
 einzelnen flammte resp. durch S, & S"
 darstellen die Volumina der beiden
 Klaffen, die in der Verbindung eingetret
 nach der vollkommenen Gasgesehens
 Verbindungen folgende:



Das Volumen der zusammengesetzten
 Atmung wird, wenn wir S das specifische
 Gewicht der Verbindung nennen, voll-
 kommen sein:

$$\frac{A_1 + m A_2}{S}$$

Sollten die Elemente beim Feuertrocknen
die Verbindung keine Condensation
erleiden, so müsste offenbar die Gleichung
erhalten:

$$\frac{A_1 + m A_2}{S} = \frac{A_1}{S_1} + m \frac{A_2}{S_2}$$

In der Wirklichkeit wird aber kein solches
einfaches Verhältniß stattfinden, sondern
die Stoffe erleiden eine Condensation,
so daß man hat:

$$\frac{A_1 + m A_2}{S} = x \frac{A_1}{S_1} + y \frac{m A_2}{S_2}$$

wo x & y die Condensationscoefficienten
bezeichnen. Offenbar wird jetzt von Schroeder's
Hypothesen aus, so ist es leicht x & y zu be-
stimmen. Nehmen wir z. B. 2 Oxyde
der selben Classe, deren specifisches
Gewicht, wir kennen, so können wir
dann nur auf die Atanzahl x &
specifischen Gewichte der einzelnen Ele-
-

munda bekant sind, und den letzten
 Gleichungen sofort die Unbekannten
 x & y herauszuholen. Es gibt sich übrigens
 merken die verschiedenen Wurzeln, da
 das spezifische Gewicht unserer Elemente
 nicht sehr genau bestimmt ist. In Bezug
 auf die Contractionscoefficienten
 des Radicals und y Anfangs des
 Oxydations, so findet man, dass die
 folgenden folgenden Wurzeln für die oben
 angegebenen 3 Klassen von Oxyden
 gelten:

$$R O : x = 1 \quad , \quad y = 6$$

$$R_2 O_3 : x = 1 \quad , \quad y = 6$$

$$R O_2 : x = 1 \quad , \quad y = \frac{1}{2} 6$$

wo 6 eine gewisse Zahl. Das Radica-
 l hat also in allen 3 Verbindungen
 eine Condensation erlitten, wofür aber
 der O_3 genau doppelt in den letzten
 beiden Klassen verfallen. Es müsste dem

nun auf dem obigen Satze von Schröder
 das Radical derselben specifische
 Wärme haben wie in festem Zustande
 der O. Dagegen wie weiter und zwar
 in den beiden neuen Classen derselben
 wird können wir leicht von dem pag

eingesehenen Gesetze entnehmen. In welchem
 das constante Product einer Verbindung
 gleich ist der Summe der constanten Producte
 der einzelnen Bestandtheile mit Leichtigkeit
 Bildung der jetzt maligen Condensation,
 so hat man z. B.

$$C(K, O) = cK + cO$$

falls C die specifische Wärme der Ver-
 bindung $cK + cO$, die specifische Wärme der
 betreffenden Elemente im dem condensierten
 Zustande, wie sie in der Verbindung vor-
 kommen, bezeichnen. In diesem obigen
 Beispiele hat das Radical keine Condensation
 erlitten, das constante Product

ist also daselben wie im freien Zustande
 stimmung (nach Regnault) 40,3 wird
 geben dafür:

$$70,5 = 40,3 + C_1 100$$

$$169,7 = 40,3 + C_2 300$$

$$26,5 = 40,3 + C_3 200$$

Hieraus findet man

$$C_1 = 0,302; C_2 = 0,297; C_3 = 0,231$$

Hier sehen wir die spezifische Wärme
 des O in den beiden ersten Oxyden im
 großen Grade ist, daselbst somit in diesem
 im gleichen Condensationszustand sich
 befindet; im 3ten hingegen die Conden-
 sation eine andere ist. Die die speci-
 fische Wärme des freien Sauerstoffs
 gegen 0,218 ist & daselbst auf andere
 Untersuchungen in seiner Verbindung
 an Wasser mit dem $\frac{1}{2000}$ Theil
 condensirt wird, trotz dieser Conden-
 sation keine bedeutende Abnahme

wenig der specifischen Wärmeeinheiten
 ist. Das Auffallende dieser Thatsache
 bemerkt übrigens sehr, wenn man z. B.
 dass die spec. Wärmeeinheiten der Wasserdampf-
 gas 0,48 ist & diejenigen des Eis 0,50
 ist offenbar der Wasserdampf im Eis in
 einer ganz unvollständigen Condensation sich
 befindet, wie der O in der Verbin-
 dung

Specifische Wärme der Gase.

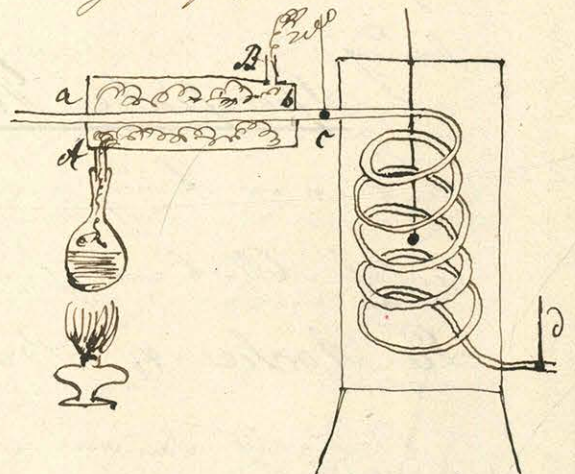
Dies nur wenig nur unter die einzigen das-
 sige Gebiet fürüber diejenigen von
 La Roche & Béard (Ann. Chim. Phys. 1813
 (Auszug aus dem Biot 4 Bd) die meisten
 Gebiet fürüber ist diejenigen von Régnault
 Pogg. Ann. Bd 89, 1853; die jetzt folgt
 auf Régnault nur die Zusammenstellungen be-
 kannt gemacht.

Das Verfahren von La Roche & Béard
 ist ein directes; sie wandten dazu ein Calori-
 meter an.

Das Gas strömte aus einem Gasometer durch
 ein Rohr, a b, das in einem größeren Reser-
 voir B steckt & mit so viel siedendem Wasser
 dämpfe umgeben worden konnte. In C
 war ein Thermometer angebracht & da auch
 das Rohr in das Calorimeter, ein Gefäß
 mit einer Flüssigkeit gefüllt & gefüllt war
 es in Flussrichtung durch lief, um bei
 D aus zu treten.

Das ausströmende Gas
 kühlte sich im Calo-
 rimeter ab & mit
 Schnitt mit tropfender
 Temperatur aus,
 welche das letztere

gab. Einleitend wird das Maximum der
 Temperatur, die das Calorimeter annimmt.
 Es ist dies offenbar nicht und auch nicht
 die Messung selbst die für den Fall unge-
 nügt.



Nunmehr wird q den Querschnitt des Rohrs, in welchem sich das Gas mit der Geschwindigkeit C bewegt, so daß das im Zeitraume t hindurch Gasvolumen

$$q \cdot C \cdot t$$

erfüllt, falls d die Dichtigkeit bezeichnet, die Gasmasse: $D \cdot q \cdot C \cdot t$.

Diese Gasmasse tritt mit der Temperatur v . bei C in das Calorimeter ein & mit v bei d aus, wenn ist, wenn γ die specifische Wärme des Gases darstellt, die Wärmemenge wird q das Gas im Zeitraume t in flüssigkeit des Calorimeters abgibt:

$$q \cdot D \cdot q \cdot C \cdot t (v_1 - v)$$

Diese Wärmemenge muß, falls das Maximum erreicht ist, gerade gleich derjenigen sein, welche aus dem Calorimeter austritt. Letztere ist aber, wenn d die Oberfläch S & das innere Leitungsvermögen γ ist, so wie die Temperatur des Calorimeters

MAGYAR
TUDOMÁNYOS AKADÉMIA
KÖNYVTÁRA

sind Maximum, und ist mit die-
jenigen der Umgebung kongruent:

$$O_h (u-u) \text{ d. s.}$$

Hier finden wir das folgende Resultat für
die durch Gleichsetzung dieses beiden
Ausdrücke:

$$f = \frac{O_h (u-u)}{D. g. C (v_1 - v)}$$

Beyneben wird das Volumen des Gases
inakt mit K & die Zeit im verhältnis
stehen bei gleichmäßigen Abfließen
des Gases verhalten, mit F , so fließt
also in der Zeit T das Volumen K
durch das Rohr ab, wie schon durch die
Proportion:

$$g. c. T = K$$

also wenn wir setzen den Wert von
 $g. c$ oben substituieren:

$$19. \quad f = \frac{T. O. h (u-u)}{S. K (v_1 - v)}$$

Gewichte sind indessen nach Correctionen
 anzubringen, so z. B. wenn es wegen der
 Compression, welche der Calorimeter
 schon von dem wasserförmigen Dampfe
 des Sulfidwasserstoffs a. c. erleidet. — Dem
 absoluten Wozf man ρ bestimmt La
 Roche & Bérard nur einmal nämlich für
 atmosphärische Luft, so ist immer nur
 das Wozfverhältniß $\frac{\rho}{\rho'}$, da sich dann die
 übrigen Formeln sehr einfach gestalten, so ist
 nämlich:

$$\frac{\rho}{\rho'} = \frac{\rho \frac{u-u}{v_1-v}}{\rho' \frac{u'-u'}{v'_1-v'}}$$

La Roche & Bérard fanden für die spe-
 cifische Wärme der atmosphärischen Luft
 bei gewöhnlichem Druck:

Specifische Wärme der Luft 0, 2669
 es für die Wärme des Wasserstoffes:

Specifische Wärme des Wasserstoffes:
 0, 837.

Die Versuche und seine Beobachtungen
 daß die spezifische Wärme der Gase
 unabhängig von ihrer Dichtigkeit mit und
 der Temperatur.

Régnault dagegen sagt, daß die
 spezifische Wärme der Luft unabhängig
 sei von der Temperatur. Er fand für
 die spezifische Wärme der Luft:

zwischen 30° & 10°	:	0, 2377
" 10° & 100°	:	0, 2379
" 100° & 225°	:	0, 2376

Erinnere mich hier auf die Beobachtungen
 von Régnault, daß die spezifische Wärme
 der Luft unabhängig von ihrer Dichte
 innerhalb der Grenzen von 1-10 Atmosph.
 ist. Folgendermaßen sind die spezifischen
 Wärmen und constanten Produkte
 derselben mit dem Molekulargewichte einiger
 anderer Gase:

	Spec. Waerme	Product.
Sauerstoff :	0, 2377	21, 8
Schwefelstoff :	0, 2182	21, 6
Wasserstoff :	0, 2440	21, 2
Chlor :	0, 1214	26, 9
Brom :	0, 5518	26, 9

Ob in mir schon gibt das Dulong'sche
Gesetz hinreichend vergewissert sind ziemlich
constantes Product bei den drei ersten
Gasen, bei den letzteren aber ein wenig
verändert. K. hat so nach 2^{ten} anderen Gasen
bestimmt. für Wasserstoff wenigstens ein wenig
abweichend nach Bérard:

Specifische Wärme des Wasserdampfes:

0, 475.

Das zeigt schon mir nun die specifische Wärme
ein constanterer durch Betrachtung der
verschiedenen Abweichungen, die insbesondere
ist, nun die Gesetze einfach durch Körper

bei uns nicht selten durch ein 1 Grad zu
 steigen in ihrer Temperatur. Es gibt aber
 noch eine andere Art spezifische Wärme
bei constantem Volumen. Wird nämlich
 das Volumen constant gehalten, also die
 Ausdehnung verhindert, so wird das
 Gas nicht ausgesetzt, in diesem Falle ist die spe-
 zifische Wärme geringer. Eine Folge
 hiervon ist, dass sich die Dämpfe beim
 Ausströmen ausströmen. Diese geringeren
 Wärmemengen werden durch die Sa Place
 nicht vermischt.

Die spezifische Wärme bei constantem
 Druck soll durch Cp, diejenige bei con-
 stantem Volumen durch Cv bezeichnet
 sein. Die Querschnitte eines Körpers nach
 der Temperatur t soll bei constantem Druck
 um ΔQ Quanta ausströmen, dann
 ist die Wärmemenge:

C p. d

nötig. Jetzt wird der Körper comprimirt
bis sein Volumen wieder auf denjenigen ge-
nau geföhrt ist, der er bei A Grade sein
wird; in Folge dessen tritt Wärme
aus & genau wird eben so viel Wärme
im Innern bleibend, als nötig zur Ausdehnung
wäre, den Körper bei constantem Volumen
im Grade A Grade zu erhitzen.

Diese Wärmemenge ist aber:

C p. d

folglich ist, die für mandante Wärme-
menge (C p - C₀) d

Diese durch die Compression für man-
dante Wärmemenge erfüllt der Kör-
per in seiner Panyarbeit, betrügt
diese Leistung T Grade, so ist die
Wärmemenge durch geben durch:

C + T

so daß wir also zur Bestimmung von T haben:

$$20. \quad T = \frac{(C_p - C_v) \Delta}{C_v}$$

Je Δ klein, so ist im Allgemeinen die Zunahme der Compression erzwingte Zunahme der Ausdehnung proportional mit der Compression. Wenn wir die ausdehnungsfähige Volumen des Körpers bei Δ Grad u , diejenige bei $\Delta + \Delta$ Grad aber u_1 so ist die Compression gleich

$$\frac{u - u_1}{u}$$

und wir haben somit für die Ausdehnungsfähigkeit die Relation:

$$21. \quad T = \sigma \frac{u - u_1}{u}$$

wo σ eine Constante. Wir wollen jetzt untersuchen, welche Relation zwischen σ & C_p u. C_v besteht. Zu dem Ende sei setzen wir für u & u_1 , ihre Werthe, resp., selbst mit dem Volumen des Körpers bei 0 und

U_z den gewöhnlichen Ausdehnungscoefficienten mit α bezeichnen:

$$u = U [1 + \alpha (1 + \vartheta)]$$
$$u_1 = U [1 + \alpha \vartheta]$$

also wenn wir diese Werthe substituieren:

$$T = \sigma \frac{\alpha \vartheta}{1 + \alpha (1 + \vartheta)} \quad 22.$$

Folgt man jetzt die beiden Ausdrücke für T einander gleich so findet man:

$$\frac{C_p - C_v}{C_v} \vartheta = \sigma \frac{\alpha \vartheta}{1 + \alpha (1 + \vartheta)}$$

wobei die ϑ & α kleine Größen sind, so können wir im Nenner einfach statt $1 + \vartheta$

setzen 1 & findet man so die Relation:

$$\frac{C_p}{C_v} - 1 = \frac{\alpha \sigma}{1 + \alpha} \quad 23$$

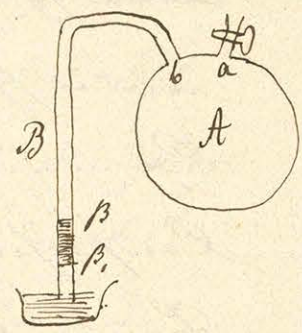
Es kommt also nur darauf an, den Werth von σ durch Beobachtung zu ermitteln, um dann durch Aufstellen des beiden speciellen Wärmewerthe ableiten zu können. die Lösung dieser Aufgabe ist die

folgt mir ein gut fähiger Köpfer gelungener
 ein fester Köpfer in doppeltem fester
 Weber Wurfung vorgefallen, die mit einem neuen
 Zinnfalu Proben geben; für flüchtige Kör-
 per wichtig ist mir ein Versuch von Regnault
 der, daß ein der Compression des Wassers
 durch 10 Atmosphären: die Temperatur
 senkung beträchtlich kleiner ist als $\frac{1^\circ}{25}$

Ueber gut fähige Köpfer liegen gemein-
 lich Beobachtungen von die die einen von
 Clément & Desormes, die anderen von
 Welter & Gay-Lussac. Beide bezeugen
 auf ganz gleiche Principien:

Mithode von Clément & Desormes
 Ein Glas ballon A füllt oben 2 Oeffnungen
 a & b. a nur durch einen sehr weichen
 aber mit einem mit einem Luftgänger in
 Verbindung gesetzt werden. die Oeffnung
 b nur mit einem Luftpumpenrohr B nur

behalten, das in Quecksilber tauchte
 & so ein Manometer beschaffen
 der Luft a wurde zuoff geoffnet,
 so dass außen und innen der
 gleich Druck herrschte, was der



man zu erkennen war, dass das Quecksilber
 in B in gleicher Höhe mit dem Niveau im
 Gefäße stand das Barometerstand war:
 766, ^{mm} 5 genau wurde das Gefäß
 A nicht mehr der Luft berührt & a geschlossen
 in Folge hiervon wurde der Druck im Innern
 vermindert & das Quecksilber stieg in B
 bis β & genau unter dem dieser Druck im
 Innern gegeben wird:

766, ^{mm} 5 - 13, ^{mm} 81. Daraus wurde der
 Luft a wieder geoffnet, so dass sich der
 Druck innen und außen wieder ungleich-
 sam konnte, d. h. gleich 766, ^{mm} 5 wurde
 diese Einstellung des Flüssigkeitsstandes

etwa $\frac{1}{5}$ Inkrementen stellt, ^a ~~man~~ ~~er~~ ~~ist~~
 nicht zu fließen. In Folge des Einströmens der
 Luft in den evacuirten Raum unter sehr niedriger
 Compression derselben verpflanzend, die nicht
 Tangentialer Auflösung zur Folge stellt. Dieser
 Unterdruck in der Tangentialer Lösung und
 verfahren nicht bis auf einige Grad nicht
 sich gleich zu setzen, da unter dem Raum ab-
 gespannt ist, so nicht in Folge dieser zu
 Kollierung einer Verminderung des Druckes
 eintraten, also das Quecksilber in B, das
 vorher nicht zu bis zum wenig abnutzen
 Niveau gesunken unter jetzt nicht zu einem
 bis B ungenügend. Dann jetzt nach dem
 anderen Drucke nicht nach dem Quecksilber
 Punkte von $766,5^{\text{mm}}$ - $3,61^{\text{mm}}$. Wir wollen
 jetzt die Gleichungen, für diese 3 unvollständigen
 von Längen verfahren.

1. Längen bei gesammeltem Gasen a, ^{man} ~~ist~~

ein Teil der Luft andyungmigt war.
 Nun für diese wird falls S die Dichtigkeit der Luft im Ballon, ρ die isothermale Dichte, P den Atmosphärendruck ($766,5$) & D die bei diesem Druck und der Temperatur θ stattfindende Dichtigkeit der reinen Luft, und α die Temperaturerhöhung durch Ausdehnung des Coefficienten der Luft ergibt folgende Gleichung beistehen:

$$h = \frac{P}{D} S (1 + \alpha \theta) \quad 1.$$

2. Nimmt man das Gas zusammen, so geht der Druck im Innern über in P , die Dichtigkeit bei dem gleich P , und die in Folge der Compression stattfindende Temperaturerhöhung T , dann hat man

$$D = \frac{P}{D} S [1 + \alpha (17 T)] \quad 2.$$

3. Nimmt man das Gas bei Temperaturerhöhung T im Innern wieder zusammen.

den, für die dann nicht anders durch die
 gleiche Länge p , denn nicht für p .

$$p_1 = \frac{P}{D} \cdot \delta_1 [1 + \alpha] \quad 3.$$

P , p & p_1 sind beobachtete Größen
 ihrer Abstände sind aber ungleich.
 Zwischen mir man der 2ten Gleichung
 die Mittel ab und dividieren die

Differenz durch die 3te so erhalten wir
 für die Bestimmung von α

$$\frac{P - p_1}{p_1} = \frac{\alpha T}{1 + \alpha} \quad a.)$$

Das ist aber nach Gleichung 1 p.

T proportional mit der Compressibilität
 nämlich gleich:

$$T = C \frac{u - u_0}{u}$$

wo C eine Constante u das ursprüngliche
 Lufte u_0 das compressierte Volumen.

Die Volumina erfüllen sich aber
 vollkommen ungleichmäßig mit der
 entsprechenden Dichtigkeit, also ist:

$$\frac{u - u_1}{u} = \frac{S_1 - S}{S_1}$$

Ziehen wir nun 1 nach 3 ab und dividieren durch 3, so ergibt sich:

$$\frac{p_1 - p}{p_1} = \frac{S_1 - S}{S_1}$$

mit mir vollenden den Ausdruck für die Längenausdehnung = Coefficient α in Folge der Ausdehnung:

$$\alpha = \frac{p_1 - p}{p_1}$$

substituieren wir diesen Ausdruck in Gleichung 23, dann so kommt

$$\frac{p - p_1}{p_1} = \frac{\alpha \sigma (p_1 - p)}{(1 + \alpha \sigma) \cdot p_1}$$

oder falls wir zugleich die Relation 23, frag. berücksichtigen:

$$\frac{p - p_1}{p_1 - p} = \frac{\alpha \sigma}{1 + \alpha \sigma} = \frac{c \cdot n}{c \cdot n} - 1$$

also sehen wir schließlich zur Bestimmung des gesuchten Ausdehnungskoeffizienten α bei spezifischer Wärme.

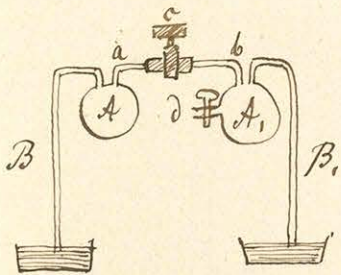
24.

$$\frac{Q_p}{Q_v} = \frac{P - p}{p_1 - p}$$

Datum mir für für $P, p + p_1$, die oben
angeführten Drucke, so findet man
mir.

$$\frac{Q_p}{Q_v} = \frac{13,81}{10,2} = 1,35$$

Gay - Lussac & Welter, die auch unter
suchten in welcher Weise das Ver-
hältnis, das bei den spezifischen Wärm-
en von der Temperatur mit dem
Volumen abhängen messen folgende Anordnung:
Zwei Glasballen A und A_1 , wovon
der eine durch a b mit einem Gefäß
 c verbunden ist jeder Gefäß im Mano-
meter B & B_1 , endlich hat A_1 noch
eine kleine Öffnung O die ebenfalls
mittels eines Gefäßes angeschlossen werden
kann - das Gefäß c wurde durch so
gefüllt, daß die beiden Ballone communi-
cieren, nach dem so eingemessen.



sparsamer Druck p in A an einen
 Knoten, durch c gepuffen und durch
 A_1 durch D einen Teil der Luft aus
 gesaugt. Der manometrische Druck
 π wird am Manometer B gemessen
 Nur wird wieder mittelst des Rohres
 c in C communicativ hergestellt. In
 der Anfangszeit des Druckes wird sich
 ausgleichen, so dass schließlich der am
 Manometer B abgelesene Druck nur
 $A : p_1$ gleich wird demjenigen in A , π
 die Ausgleichung wird immer voll
 so lange Zeit stattfinden und dann
 herrscht man wieder c . In A in
 A befindet sich jetzt im ^{relativen} Zustande
 also wird da eine Dampfdruckveränderung
 eingeleitet sein, verursacht in A , in fol
 ge der Compression eines Dampfdruck
 Lösung stattfinden soll. Wenn sich

diese Tonny-Verhältnisse = Differenz zwischen
 zwei ungleichem Zahlen sind, so sind
 die Abweichung in α gleichartig mit β
 β , die in α , dagegen ungleichartig mit
 β . Die Beobachtungswerte β , β , β
 β β β sind wegen der sehr
 raschen Ausbreitung des Schalles (nach
 Gay-Lussac in $\frac{1}{5}$ Secunde) nicht zu
 beobachten. Ferner die Beobachtungswerte
 sind nicht genau, der geringste Wert
 fällt in der besten Synchrischen Stimmung
 zu bestimmen. Hier sollen jetzt jede
 Anzahl zu beobachten, wie häufig die
 ungleichen Zahlen, wie nämlich die
 die Zahlen β , β , β und β
 die Stimmigkeiten β , β , β , β , β
 β , β , β die β , β , β mit
 verschiedenartigen Stimmigkeiten sind benutzbar
 in der 2ten Periode der Zahlen, wegen

Der mit veränderter Dilation in A erfolgende Temperaturerwärmung mit ϵ bei in A, begünstigt durch die Compression ermöglicht Erzeugung der Temperaturerwärmung mit ϵ , so führen wir für die 3 Punkte folgende 3 Punkte von Gleichungen.

$$p_0 = \frac{P}{D} d (1 + \alpha t) \quad \pi_0 = \frac{P}{D} d (1 + \alpha t)$$

$$p_1 = \frac{P}{D} d_1 [1 + \alpha (t - \epsilon)] \quad \pi_1 = \frac{P}{D} d_1 [1 + \alpha (t + \epsilon)]$$

$$p_{II} = \frac{P}{D} d_1 (1 + \alpha t) \quad \pi_{II} = \frac{P}{D} d_1 (1 + \alpha t)$$

Dann ist aber offensichtlich die Temperaturerwärmung proportional mit der Dilation also:

$$\epsilon = \sigma \frac{u_1 - u}{u} = \sigma \frac{D - D_1}{D_1}$$

ferner ist:

$$\epsilon = \sigma \frac{v - v_1}{v} = \sigma \frac{D - d}{D_1}$$

Diesem wird aber oben, für die obige Gleichung man hat 3 ϵ ab mit dieser Dieren durch die Dichte so kommt:

$$\frac{p_1 - p_{II}}{p_{II}} = \frac{-\alpha \epsilon}{1 + \alpha t}, \quad \frac{\pi_1 - \pi_{II}}{\pi_{II}} = \frac{\alpha \epsilon}{1 + \alpha t}$$

Dann wir für die Dampf und für
 $e \& \epsilon$, so erhalten wir:

$$\frac{\alpha \sigma}{1 + \alpha \delta} = \frac{p_1 - p''}{p'' - p} : \frac{\alpha \sigma}{1 + \alpha \delta} = \frac{\pi_1 - \pi''}{\pi'' - \pi}$$

Wenn ich aber in der gemittelten Periode
 $p_1 = \pi_1$ annehmen wir mit diesen
 beiden Gleichungen diese Unbekannte
 $\pi_1 = p_1$ so kommt:

$$\frac{\alpha \sigma}{1 + \alpha \delta} = \frac{\pi'' - p''}{\pi - p - (\pi'' - p'')}$$

Damit gemäß der Relation

$$25 \quad \frac{C p}{C \sigma} = \frac{\pi - p}{\pi - p - (\pi'' - p'')}$$

Gag. Luosac & Wetter fanden bei
 Luft viele Beobachtungen über diesen
 Dampf an nur genau von -10° bis 40°
 Immerfall dieser Temperaturangaben
 gefunden für den Dampf das Dampfeffizient
 der kritischen spezifischen Wärme
 constant mit wenig mehr Unterschieden

constant innerhalb der von ihm
versuchten Amplituden $\frac{1}{20} - 2$
Atmosphären des Mittelwerts und
ihnen Beobachtungen ergab sich:

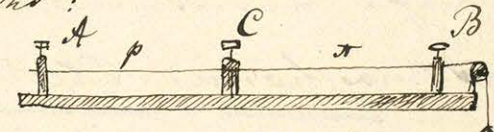
$$\frac{C_{12}}{C_{10}} = 1,376$$

Dieser Werth stimmt, wie wir schon
sahen, nicht genau mit dem aus der
Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Schalles gefundenen
Stimmen überein.

Weber hat nun ein ganz einfaches
Princip zur festen Bestimmung Beobachtungen
über diesen Werth nicht angestellt
sein. Er hat mehrere von einander verschiedene
Punkten A & B durch Geraden zu
verbinden. Diese Geraden sind so ab
dann mehrere derselben in der Mitte C
festzulegen und dadurch gleichmäßig in
C gelegt. Durch die die Gleichung
der Geraden stellt sich an mehrere

Wend

weiter bei C festgeklammert; in Folge
 der Contraction findet:
 in B C Compression in A C dagegen statt Dilatation und
 Contraction statt, welche wieder auf
 die Spannung vermindert und nicht ist
 Dies schon so ist für geringe Ausfälle. Hier
 fällt man ein beim Gay-Lussac'schen
 Versuch und wird werden daher auf
 ein geringe Ausfälle Messung zurückzuführen
 können. Auf dieser Weise fand Haber
 für das Verhältniß $\frac{C_p}{C_v}$ der specifischen
 Himmeln



- bei Eisen = 1,072
- „ Kupfer = 1,077
- „ Silber = 1,061

Für diese Größen lassen sich indessen
 gemittelte Werthe angeben. Es mußte
 für die Kenntniß der Dilatation
 man sich wohl merken und genau nicht

Erat der Länge und dilatation, sondern
 der Volum dilatation, da die Höhle
 nun leichter abfängig ist. Diese Erscheinung
 wird aber bekanntlich auch nicht selten
 beobachtet. Eine zweite Erscheinung
 liegt in der elastischen Flüssigkeit
 welche auf die Ausdehnung der Capillari-
 tät als coefficienten stehend einwirkt.

Wenn man mir eine genaue
 genaue Kenntnis. Hier müssen wir bei
 dem Weber angegebenen Proportions
 der Luft und specifischen Höhle
 sei richtig. Aus einer genaueren
 wurde ein Verhältniß ab und deshalb
 so plötzlich seiner Länge um Δl um
 ändert, daß die Luft in der
 positiven magnetischen Höhle nicht nur
 die Umgebung überträgt, sondern im
 Verthe bleibt, nur ab einer dilatation,
 so fand eine Erhaltung statt, wurde

Ausgedehnt der vergrößerten Kraft
 in seiner Bewegung verhalten, so wird
 in Folge der Compression eine Compen-
 sation ein. Legt man mir die Longitudi-
 naldilatation mit:

$$\frac{\Delta l}{l} = \delta$$

so ist nach Poisson die Querdilatation
 $-\frac{1}{4} \delta$ & demnach die Volumdilata-
 $\frac{1}{2} \delta$

Hier setzen wir für die Longitudi-
 naldehnung τ

$$\tau = \sigma \frac{u - u_1}{u} = \sigma \frac{1}{2} \delta$$

Nun ist nach unserer Fundamentaldilatation
 N^o 23 pag

$$\frac{C_p - C_v}{C_p} = \frac{\alpha \sigma}{1 + \alpha \delta}$$

somit:

$$26. \quad \tau = \frac{\delta}{2} \left(\frac{C_p}{C_v} - 1 \right) \frac{1 + \alpha \delta}{\alpha}$$

Ausgenommen wir im Eisenrost
 gefallt, so ist die kubische Ausdehnung

Stauf der Wärme

$$\alpha = \frac{9}{81,200}$$

Es wird ferner dieser falls die Temperatur gleich
Null ist:

$$\tau = \frac{d}{g} \cdot 0,072 \cdot \frac{81,200}{3} \\ = d \cdot 974.$$

Es f. wenn wir einen Eisentheil eingetaucht in
1000 Teil seiner Länge dilatieren, so beträgt die
zu dilatation eine Erhaltung um 1° ferner

Es ist wollen wir in folgendem geminderte
Längeneröffnungen untersuchen, welche von dem
Wassersicht der Bildung spezifischer Wärme
abhängen und mit dieser nach weiteren Mitteln
von der Luft geben werden, desfalls zu bestimmen
sind. Es wird jetzt auf folgende übergegangen, wollen
wir auf den Einfluss dieser Unterforschung auf
des Mariotte'schen Gesetz untersuchen. Es ist
dieses sehr zu berücksichtigen, wenn Dilatation
u. Compression so nach einander folgen,
dass keine Abgleichung der Temperatur auf

äußeren für Luftfinden kann.

Legen wir uns mit S die variable
Luftigkeit, mit p den Luftdruck und
ablen S_1 mit T die Temperatur p
mit D die Luftigkeit der Luft bei 0°
mit dem Normaldruck P , so fällt man auf
den Mariotte'schen Gesetz:

$$p = \frac{P}{D} S (1 + \alpha T) \quad 1.$$

mit S_1 man ändere wir uns S allmählich in
 S_1 , so daß keine Temperaturerhöhung eintritt
so kommt:

$$p_1 = \frac{P}{D} S_1 (1 + \alpha T) \quad 2.$$

und es ist somit der Größte zu drück auf
den gewöhnlichen Mariotte'schen Gesetz:

$$27. \quad p_1 - p = \frac{P}{D} (S_1 - S) (1 + \alpha T) \quad A,$$

Nehmen wir jetzt aber an die Dampferdruck
folgt so auf, daß die Dämpfer nicht aufsteigen
gibt, sondern im Dämpfer bleibt, so wird
die Temperatur im T steigen und wir haben
statt 2, aber:

$$p_1 = \frac{P}{D} S_1 (1 + \alpha v + \alpha \tau)$$

so daß wir jetzt für den Zinsfuß annehmen

$$p_1 - p = \frac{P}{D} (S_1 - S) (1 + \alpha v) + \frac{P}{D} S_1 \alpha \tau$$

Setzen wir hier für τ den Wert, wenn =

bleibt

$$\tau = \sigma \frac{u - u_1}{u} = \sigma \frac{S_1 - S}{S_1}$$

so kommt:

$$p_1 - p = \frac{P}{D} (S_1 - S) (1 + \alpha v) + \frac{P}{D} \alpha \sigma (S_1 - S)$$

$$p_1 - p = \frac{P}{D} (S_1 - S) (1 + \alpha v) \left[1 + \frac{\alpha \sigma}{1 + \alpha v} \right]$$

oder auch, wenn wir für $\frac{\alpha \sigma}{1 + \alpha v}$ nach A

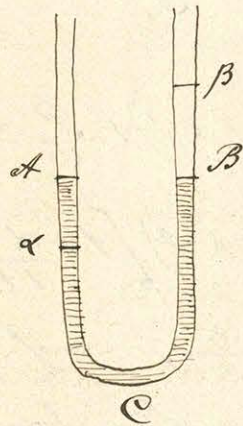
den Wert setzen finden wir für den Zinsfuß ein Resultat mit Berücksichtigung des Unteroffiziers, der beiden in spezifischen Währungen:

$$p_1 - p = \frac{C p}{C v} \frac{P}{D} (S_1 - S) (1 + \alpha v) \quad 2/1) B.$$

Wir sehen, daß die Gleichung A + B
bloß durch den Factor $\frac{C p}{C v}$ unteroffizier

Setzt können wir ein unsere Aussage
anpassung geben. Zuvor ist bekanntlich wir

die Oscillationen einer flüssigkeitsfüllten
 A C B in einer communicirenden Röhre die
 nachfolgend ist. Das Verfahren ist folgendes
 die Röhren sind ganz oben offen, man
 füllt die flüssigkeitsfüllte in einem Cyfunktal
 bis β und löset sie dann

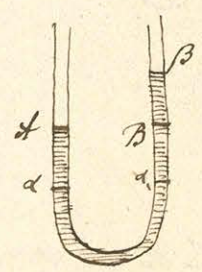


los, sie wird als sie zur Höhe
 kommt Osringung an und
 diese Osringung wird dann
 nicht beobachtet. T. H. W.
 unser in der Röhre oben
 durch Glas kugeln verstopfen

und jetzt löset man die flüssigkeit in der
 Osringung, in dem wasser hat die Osringung
 hervorgeht. Erst man, nachher jetzt
 bei abgiefloffenen Röhren in Folge der
 Compression und Dilatation der Luft über
 der flüssigkeitsfüllten in hervorgeht Kräfte
 nämlich die Differenz der Dichte in beiden
 Osfuncten. Naturlich hängt diese Differenz

der Punkte vñ ob. nun der Gefäßung oder
 Contraction der Temperatur in folgen der
 Compression oder dilatation und ab mind
 dieser sei in dem Punkt für die jetzt beauf-
 zu Dämpfung der Luft das Verhältnis
 der beiden spezifischen Wärmeeinheiten
 geben. Hier wollen jetzt die Gleichung
 für diese Lösung ableiten.

Angenommen die communicirte
 Röhren sollen überall den selben Querschnitt
 g , L sei die Länge der flüssigkeitssäule
 B H stelle die Höhen B β dar, um mal
 für die Höhe gegeben wird, dann ist die
 Dichtung im untern Ende A $\alpha = \alpha$
 Sind die beiden Enden oben offen, so ist
 die luftverdichtete Kraft offenbar gleich dem
 Gewicht der flüssigkeitssäule
 α , β , demnach ist man Δ
 die luftigkeit der flüssigkeit
 verhält die luftverdichtete Kraft



größten durch folgenden Ausdruck:

- $2g x \Delta g =$ bewegende Kraft und
 die beschleunigende Kraft ist daher

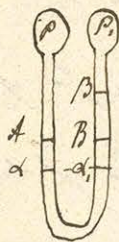
$$\frac{\partial^2 x}{\partial t^2} = - \frac{2g x}{L}$$

Dies ist aber die ganz ähnliche Differentialgleichung, so daß wir sofort die Relation für die Schwingungsdauer T finden können:

28

$$\frac{\pi^2}{T^2} = \frac{2g}{L}$$

Folgt schließend aus dem Kreislauf oben ab und haben dann die Flüssigkeit wieder bis β . die bewegende Kraft der Expansion bleibt also dieselbe: - $2xg \Delta g$ steigt



- kommt nun auf die Differenz der beiden Punkte p & p_1 , aber falls der Flüssigkeitsspiegel links ist über:

$$- (p_1 - p) g$$

so daß wir für die beschleunigende Kraft folgenden Ausdruck erhalten.

$$\frac{\partial^2 x}{\partial t^2} = - \frac{L g x}{L} - \frac{p_1 - p}{S \Delta}$$

$p_1 - p$ wollen wir substituieren, es ist nach dem vorhergehenden Mariotte'schen Gesetz:

$$p_1 - p = \frac{P}{Q} \cdot \frac{Q_p}{Q_v} (S_1 - S) (1 + d D)$$

Wohl S & S_1 wollen wir für einen Wert setzen. Sei der Flüssigkeitshöhe bey $A - B$ sei das Volumen oberhalb der Flüssigkeit in beiden Röhren gleich und genau gleich V . Sei Flüssigkeit sei oberhalb des Niveaus $= D_1$, so daß die Luftmasse in beiden gleich $V - D_1$ ist. Diese Masse wird bestimmt daß die Flüssigkeit auf der einen Seite bis β steigt, auf der andern bis α fällt wie man sieht, daher wir die Dichtigkeit der Luft oben gleichförmig und die Dichtigkeit

S & S_1 haben

$$V D_1 = S (V + x g) = S_1 (V - x g)$$

also

$$S = \frac{V D_1}{V + x g} \quad S_1 = \frac{V D_1}{V - x g}$$

$$S_1 - S = \frac{2 V \alpha g D_1}{V^2 - (g \alpha)^2}$$

Wir nehmen jetzt an das Volumen $g \alpha$ sei sehr klein gegen das Volumen V , dann können wir $(g \alpha)^2$ neben V^2 vernachlässigen, so daß wir haben:

$$S_1 - S = \frac{2 \alpha g D_1}{V}$$

Wir denken uns das Volumen V aus einer das Volumen der communicatingen Röhren d. h. wir setzen: $V = g L$, wo L man bestimmter Länge; dann ist:

$$S_1 - S = \frac{2 \alpha D_1}{L}$$

Überprüfen wir diesen Werth in dem Ausdruck für $p - p_0$ oben, so finden wir

$$p_1 - p = \frac{C_p}{C_0} \frac{P}{L} \frac{2 \alpha D_1}{L_1} (1 + \alpha D_1)$$

Setzen wir nun in diesen Werth in den Ausdruck für die beschleunigende Kräfte ein so kommt:

$$\frac{d^2 \alpha}{dt^2} = \frac{2 g \alpha}{L} - \frac{2 \alpha C_p P D_1}{L C_0 \Delta D_1} (1 + \alpha D_1)$$

Den Ausdrucksformeln des P-Strömens
 mit dem Lauf der betrachteten Längs-
 matrikpunkt h ; ab ist, wenn P die tief-
 ligkeit des Querschnitts darstellt:

$$P = h \cdot g \cdot Q$$

als große obige Gleichung in w :

$$\frac{d^2 w}{dx^2} = - \frac{2gQ}{L} \left\{ 1 + \frac{C_p \cdot h \cdot Q \cdot D_1}{C_v \cdot L_1 \cdot \Delta \cdot D} (1 + \alpha D) \right\}$$

Aus dieser Differentialgleichung ergibt sich
 für die Bestimmung des Lagers T , folgende
 Partikuläre

$$\frac{T^2}{T^2} = \frac{2g}{L} \left\{ 1 + \frac{C_p}{C_v} \cdot \frac{h \cdot Q \cdot D_1}{L_1 \cdot \Delta \cdot D} (1 + \alpha D) \right\} 2g$$

Gibt man nun dieser Gleichung N^o 28
 ab mit dividieren durch 28, so findet man:

$$\left(\frac{T}{T} \right)^2 - 1 = \frac{C_p \cdot h \cdot Q \cdot D_1}{C_v \cdot L_1 \cdot \Delta \cdot D} (1 + \alpha D) \quad 30$$

Lassen wir die oscillierende Flüssigkeit
 durchfallen für d setzen wir $\Delta = Q$,
 so stellt sich heraus, dass können wir auf

den Faktor: $(1 + \alpha \cdot \nu)$ eingeführt, falls
wir die Dichtigkeit D im Aufzug (oder im
Abzug) aufgefundenen Dichtigkeit D_1 ein-
fügen;

so ist:

$$D_1 = \frac{D}{D'} (1 + \alpha \cdot \nu)$$

Nun wollen wir dem pflanzlich zur
Bestimmung von $\frac{C_p}{C_v}$ die Relation

$$31. \quad \left(\frac{T}{T_1} \right)^2 - 1 = \frac{C_p}{C_v} \frac{h \cdot D_1}{L \cdot D}$$

Das dieser Methode sind von Dr. Assmann
in Heidelberg wichtige Beobachtungen von
großem Interesse. Die Ableitung wurde
bei mir veröffentlicht indem man vermutet
daß sie von dem verfallenen Autor sei wie die
Ableitung, somit sind diese Erweise für
sich auf die Bestimmung des Verhältnisses
Aber auf die Abgleichung. Aus diesem
Beobachtung an irgend ein Punkt des Gay-
Lussac'schen Versuches:

$$\frac{P_{12}}{C_{12}} = 1,374$$

Die aber von den Röhren ausgehenden
Ballen müssen nun etwas größer als
früher sein, sonst erfahren die Dämpfungen
sehr nachteilig.

Ein weiterer Versuch zur Bestimmung und
Zurückführung nach dem Versuchsergebnis der bei
derlei spezifischen Wärme abgeführt & daher
zur Bestimmung des Calors dieser Wärme
ist die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des
Schalles in der Luft. Da hierzu nur der
Raum mit Luft verfügbare Länge ab
gemessen, so würde diese Methode nicht
genügen, das Versuchsergebnis der spezifischen
Wärme bei anderen Gasen zu bestimmen in
dem man nämlich die Luft nun mit diesen
Gasen gefüllten Röhren probieren. Diese
jüngere Methode würde hierzu nach Placid,
Mangesselen nur von Delong sehr schön
ausgeführt. Die jetzt wichtige spezifische

Bemerkung, daß der Unteroffizier gewisse Pp
 und Co Einflüsse haben auf den Lauf, nicht nur
 La Place für. Man findet nämlich auch den
 älteren Haonius für die Fortpflanzung nicht ge-
 schwindigkeit der Luft 800', die
 Erhebung aber angeblich ungefähr 1000' dieser
 Geschwindigkeit gewisse Haonius und Erhebung
 gab dem Lagrange die Haonius Erhebung ge-
 heimlich an dem Arbeiten in der

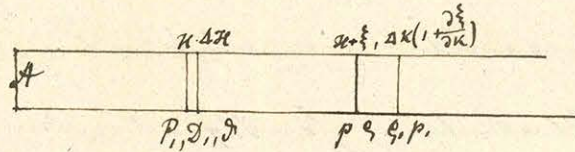
manum ad die Haonius der trigonometrie.
 Dieser und sein Bemerkung zur Lösung
 partieller Integrale entwickelt. Das gfg.
 scheinliche Resultat von Lagrange war
 in man magutis ab, nämlich ne schloß sich
 seiner Arbeit, daß der marquette für Inhab
 nicht möglich sein muß, ab nehm der Punkt
 nicht ge² als die Möglichkeit. Eine andere
 geschichtliche Erklärung dieses mit der
 Haonius geschickten Punkt gab Lagrange
 nicht. Das steht nach La Place, unter der

Zugel, dass diese Oberweisung, nach unvord-
 rathem Gesetz eine Folge sei, das bei der
 Camporeseian mit vordem Curvierung
 resp. das bei der Dilatation stattfindenden
 Entkältung.

Ich erlaube mir jetzt zu sagen über den Gesunden
 Jüngling zwischen dem Grafen C. & Co und
 die Fortpflanzungsbegiertheit des
 Orgells nachgewiesen.

Ein Luftstrahl befindet sich in einem
 cylindrischen Canal. An einem Ende des-
 selben in A werde eine Luftströmung er-
 zeugt (etwa im gewöhnlichen Law) welche
 sich fortbewegt. Bei der in Folge dessen
 stattfindenden Camporeseian & Dila-
 tation vermindert wegen der nachfolgenden
 Verstopfung die erzeugte Wärme, oder Abkühlung
 nachweisbar. Wenn bekannt ist jetzt eine
 Luftströmung, welche von A nach B verfließt
 ist und dann $ab = \Delta K$ ist. die Dichtigkeit

Wirer Luftspalt soll D_1 , und Temperatur
 T und der Dampf unter dem für Luft P sein



Wenn ich fülle mir
 mit g der Querschnitt
 des Rohrs bezeichnen,

die Masse der Luftspalt zwischen x und $x + \Delta x$
 gleich dem Dampf:

$$g \cdot D_1 \cdot \Delta x$$

Wir Gut ρ soll der Dichte ρ bezeichnet
 sein bis $x + \xi$ finden wir offenbar
 dass, da ξ eine Funktion von x ist die
 Länge der dem freien Dampfe entspricht
 der Dichte, sollte mir im obigen Aus drückt
 sollte x folgen $x + \Delta x$ und wir
 kann gemäß dem Taylor'schen Satz
 nach Δx mit vernachlässigen die höheren
 Potenzen dieser kleinen Größen, so kommt.

$$x + \Delta x + \xi + \frac{d\xi}{dx} \Delta x$$

Die Luftspalt zwischen dem Querschnitt
 $x + \xi$ mit dem vorigen falls die Dichte

Und $S(\rho)$ ist offenbar eine Function von x
 In M muss nicht dieselbe sein, wie die gewöhnliche
 x und $x + \Delta x$. (daher haben wir die Gleichung
 mit)

$$S \cdot g \cdot \Delta x \left(1 + \frac{d\xi}{dx} \right) = g \cdot \Delta x \cdot D,$$

also:

$$S = \frac{D}{1 + \frac{d\xi}{dx}}$$

32.

Wir wollen jetzt die Gleichung für die
 Lösung dieser letzten abgeleiteten
 Gleichung aufstellen. Auf die rechte
 Seite setzen wir $p + p_1$ ein, dann ist
 die leuchtende Kraft nach der gasförmigen
 Seite der x -Achse:

$$(p - p_1) g$$

Diese leuchtende Kraft ist aber nach
 gleich der leuchtenden Kraft mal der
 Masse, also haben wir:

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} g \cdot \Delta x \cdot D = (p - p_1) g$$

Dies ist die Energiegleichung und es
 handelt sich jetzt nur noch darum den rief-
 sigen Druck p für p & p_1 zu finden.
 Nennen wir S die Dichtigkeit von der
 Dampf fließt mit dem Druck p & S_1 die
 Dichte von der unteren Luft p_1 , so
 ist offenbar p wird dem Druck S_1 im Querschnitt
 & fortan abnehmend abnehmen, daß
 die Dichtigkeit D , durch unvollständiges
 Gas in S & p bestimmt daß diese Dichtig-
 keit D , unregelmäßig ist in S & ganz
 jeden Luft Übertragung nach dem fünften
 so muß festgestellt werden, daß die unteren
 der Dichtungen in unserer Luftmasse
 gegeben sind, wie jeder Luft nach dem
 Mariott'schen Gesetz nach
 folgende 2 Gleichungen:

$$P_1 - p = \frac{C_p}{C_v} \frac{P}{D} (D - S)(1 + \alpha D)$$

$$P_1 - p_1 = \frac{C_p}{C_v} \frac{P}{D} (D_1 - S_1)(1 + \alpha D)$$

Das D ist beim Normaldruck P & V
 Temperatur 0° gleichförmig unter Flüssigkeit
 bedeutend. Ziehen wir die beiden Gleichungen
 voneinander ab, so kommt:

$$p - p_1 = \frac{c_p}{c_v} \frac{P}{D} (S - S_1)(1 + \alpha \Delta)$$

S & S_1 sind Funktionen von Δ & zwar ist
 S_1 von S mit Bedeutung verschieden,
 daß letzteres das Argument Δ wesentlich
 über $\Delta + \Delta$ hat, es ist daher, falls wir
 wieder nach dem Taylor'schen Satze ver-
 fahren:

$$S - S_1 = - \frac{dS}{d\Delta} \Delta \Delta$$

Substituieren wir diesen Ausdruck in den
 Ausdruck für $p - p_1$, & setzen dann
 diesen in die Ausgangsgleichung ein so
 finden wir:

$$\frac{d^2 S}{d\Delta^2} D_1 \Delta \Delta = - \frac{c_p P ds}{c_v D d\Delta} \Delta \Delta \Delta$$

Dies ist aber genau dem oben gefundenen
 Ausdruck für S (N: 32):

$$\frac{dS}{dx} = -D_1 \frac{\frac{d^2 \xi}{dx^2}}{\left(1 + \frac{d\xi}{dx}\right)^2}$$

so wie jetzt die vorige Gleichung über in

$$\frac{d^2 \xi}{dx^2} = \frac{C_p P}{C + D} \frac{\frac{d^2 \xi}{dx^2}}{\left(1 + \frac{d\xi}{dx}\right)^2} (1 + d^2)$$

Lagrange hat nachgewiesen dass die
Annahme, die wir anzunehmen lassen
wenn wir im Nenner $\frac{d\xi}{dx}$ nicht nur
negligieren, keinen merklichen Einfluss
auf das Resultat für die Fortpflanzungs-
geschwindigkeit hat. Dessen wir aber
den constanten Factor:

$$\frac{C_p P}{C + D} (1 + d^2) = a^2$$

so haben wir jetzt folgende Differenzial-
gleichung

$$\frac{d^2 \xi}{dx^2} = a^2 \frac{d^2 \xi}{dx^2}$$

das ist die einfache Gleichung, die wir
auch in der Theorie der Elasticität ge-
braucht sind (s. Theorie der Elast. Neun p. 250)

und für α real, und wir bestimmen
 Die Member der allgemeinen Lösung zu
 finden. Hier begreifen wir zunächst
 ein particuläres Integral nach folgender
 Form:

$$J = A \sin\left(\frac{t}{T} - \frac{\alpha}{aT}\right) 2\pi$$

Es ist die hier alle Gleichung in mir für
 die der Lösung zu finden.

Der erste Querschnitt α ist mit einer
 Anfangsbedingung ist T . Legen wir diesen
 Ausdruck zu Grunde, so ergibt sich sofort
 das erste Zeitmoment, der bei $\alpha = \alpha$ zur
 Zeit $t = t_1$ stattfindet, der nachher
 Zeit, wenn bei $t = t_1 + t_2$ festgestellt
 ist nach $\alpha_1 + \alpha_2$ was α_2 bestimmt
 wird, daß der sich durch alle Beobachtungen
 mißt, so mißt also sein:

$$\frac{t}{T} - \frac{\alpha_1}{aT} = \frac{t_1 + t_2}{T} - \frac{\alpha_1 + \alpha_2}{aT}$$

und somit finden wir dann:

$$\alpha_2 = a t_2$$

manne wir voraus, daß α die fast
 gleichungmäßig vertheilte des Duffels
 darstellt. Folgen wir aber für α einen
 Druck, so erhalten wir als gemäss der
 Theorie für die fast gleichungmäßig
 vertheilte des Duffels

$$33. \quad \alpha = \sqrt{\frac{c_p}{c_v} \frac{p}{D}} (1 + \alpha v)$$

Wir hier sehen ist die alle gleichmässige
 aus dem Druck α der Luftigkeit von nur
 bestimmten Stellen der Pöfen (v , P , & D ,)
 mit andern Worten von der Höhe oder
 Tiefe des Taub und von der Stärke des fallenden
 Raft aber nicht für bedingt durch die Luftig-
 keit der Luft (es kann Druck und von dem
 gemäss) und vornehmlich durch die Ver-
 hältnis der beiden specifischen Wärmern. Das
 hier bezieht in diesem Coefficienten $\frac{c_p}{c_v}$
 für die gilt folgende von Newton aufgestellt für
 mal

$$33. \quad A = \sqrt{\frac{p}{D}} (1 + \alpha v)$$

In den Niederlanden wurden Beobachtungen
 über die Fortpflanzungsgeschwindigkeit mit
 Erfolg gemacht. Dürfen wir durch den Lavo-
 matorstaud mit: $P = h g A$, so nur:

$$h = 0.76; g = 9.812; \frac{C_2}{D} = 10516$$

Nach der Newton'schen Formel ergibt sich aus
 diesen Data's

$$A = 280,03 \sqrt{1 + \alpha} \sqrt{v}$$

Die wirklich beobachtete Fortpflanzungsgeschwin-
 digkeit gab aber folgenden Coef-
 fizienten:

$$a = 332,05 \sqrt{1 + \alpha} \sqrt{v}$$

Diese Beobachtungen geben auf einen \sqrt{v}
 Zusammenhang aller übrigen Beobachtungen
 über die Fortpflanzungsgeschwindigkeit
 des Tons in der Luft eine Umwandlung nach
 Meull & Beck P A 3 Bd nach der
 neuer Theorie nicht anders:

$$\left(\frac{a}{A}\right)^2 = \frac{C_2}{C_1 v}$$

falls wir annahm, dass die
 Abweichung des Newton'schen Wer-
 tes von der Beobachtung nur aus der
 Unvollständigkeit dieses Einflusses
 der beiden bei spezifischen Wärmeein-
 heiten. Jene würde sich folgender
 Weise für dieses Verhältnis er-
 geben:

$$\frac{C_p}{C_v} = 1,402$$

Die Gas konstante könnte auch mit dem
 von Gay-Lussac gefundenen Wert
 1,375; Luftausdehnungskoeffizienten kann man
 diese Differenz nicht aufklären, da die
 Werte von α & β unvollständig
 bestimmt sind. Gleichwohl gibt Neumann
 den Gay-Lussac'schen Wert den
 Vorzug. Die ganze Untersuchung dieses
 Verhältnisses aus der Gasgleichung
 geschlossen ist das Folgende folgt aus:

kurze Luft wandert. Man mußte also den
Größen P & D gemäß der Beobach-
tung Feuchtigkeit wandern, das man
da aber das fall nicht geringen, weil
auch der Wurf von $\frac{C_p}{C_v}$ für feuchte
Luft nicht so wie anders ist und es
sich überprüfungs weisung, ob bei feuch-
ter Luft wieder ein anderer ist und
dieses hat verabschiedete Mariotte'sche
Gesetz darstellbar ist

Dulong leitete mit seinem Beobacht-
ungen für den Verhältniß von $\frac{C_p}{C_v}$
den Wurf: 0,421 ab und bestimmte
denn ferner gepulvert, dieses Wert
Verhältniß auf für mehrere Gase, nämlich
für Sauerstoff, Wasserstoff, Kohlen-
säure, Kohlenoxyd - & Stickoxydgas
den er bei Linn von mit diesen Gasen
gefüllten Kugeln möglich. Er fand so

daß bei Sauerstoff und Wasserstoff
dieses Verhältniß der beiden speci-
fischen Wärmern das selbe sei wie bei
der Luft, dagegen angab sich dieses Ver-
hältniß für:

$$\text{Kohlensäure} : \frac{C_p}{C_v} = 1,337$$

$$\text{Stickoxyd} : \quad \quad \quad = 1,342$$

Zum Vergleich dieses Verhältnißes bei
Körpern nur nach der latenten Wärme
Es wurde deshalb in der Welle des
vorigen Versuches noch ein Black
ausgedrückt. Es fand nämlich, daß das
Eis sich nicht über 0° zu verwandeln
in Wasser nur 0° ist aber eine Wär-
me erforderlich als fünfzigmal mehr
als Wasser zu verwandeln bei zu
 20° . Zur genaueren Bestimmung
der latenten Wärme des Eises erhielt
79 Mr, La Place und Lavoisier
sind für dieselbe 75. Hermann Ueber

Früheren von Prevostages und Desains
sowie von Regnault geben als latente
Wärme des Eis:

79, 25.

Die unvollkommene Kristalle Struktur von
Black ist übrigens nicht ein Zufall,
sondern es muß die latente Wärme des
Eises bestimmen, so verschieden sie fast, zu
verschieden festen Körpern verflüssigt oder
flüssigen Körpern verdunstet werden. Hier
bestimmen genau die latente Wärme
beim Schmelzen fester Körper. Inanüben
selbst sind mehrere Bestimmungen von Proust
Lung & Berard nach der Methode der Ab-
kühlung mit der der Messung

Methode der Abkühlung

Zunächst wollen wir für die Haltpunkte
mitteilen, wie sie beim Eise beobachtet
werden sind. Das Eise schmilzt bei
228°. Man versteht dasselbe in einem

Ziegel bis 300° erwärmt dann diesen
 Ziegel in einem Abkühlungsraum
 und beobachtet dann die Abkühlungs-
 zeit bis die Zeit der Wärmehaube vom
 des Thermometer im Metall von 10° zu
 10° Graden fiel.

Man findet so für die Zeit der Abkühlung
 nun:

$300^{\circ} - 290^{\circ}$	16 Sekunden
$290^{\circ} - 280^{\circ}$	14 Sekunden

$240^{\circ} - 230^{\circ}$	26 Sekunden
$240^{\circ} - 230^{\circ}$	23 Sekunden
$230^{\circ} - 220^{\circ}$	5-60 Sekunden
$220^{\circ} - 210^{\circ}$	33 Sekunden

Das Thermometer bleibt also zum
 sehen 230° & 220° längere Zeit
 stehen; da liegt aber der Einfluss
 nicht des Zimmers, es muß also keine
 Ueberwärmung und dem flüssigen Zustand

in der festen Thümmen für wasser und
zuweilen sind die gewöhnlich so viel laterite
Thümmen unterhalb im Innern des Me-
talls als durch die Oberfläche des Ringels
von der Umgebung wasserhaft. In
jedem wasserhaltigen festen Ringel steht
selbst das Wasserwerk ein Zeit lang bei
einer bestimmten Temperatur still wenn
die Pellen sich abkühlt. Dieser stationären
Zustand beruht auf folgenden zwei Um-
ständen: 1.)

Ein fester Ringel kann nur über seinen
Schmelzpunkt erwärmt werden, er kann
sich nicht wärmer als 0° erwärmen und
über 100° erwärmt werden und Schmelzen
nicht über 43° .

2) Ein flüssiger Ringel kann abgekühlt nur
bis zum Schmelzpunkt des festen Ringels
und dann erst weiter abgekühlt werden.

Das -

So kann z. B. Wasser 15° erkaltet nur
sein, ohne dass es fest wird. —

Faraday hat Versuche angestellt, um
die Abkühlung einer flüssigen Substanz
bei der Abkühlung unter dem Gefrier-
punkt findet also ein Stillstand, wenn
die Flüssigkeit ein Stück über dem
Gefrierpunkt in Lösung kommt, so wird
Wasser nur -10° fest, behält
ein Stück für sich. Auch die
von Hahnemann's Zustand folgt, wie
wir schon oben gezeigt, dass dem
genau so viel Wärme durch die
flüssige Substanz ^{mit} geht, als im
festen Zustand der Körper frei wird.
Auf dieser Beobachtung beruht die
Abkühlungsmethode. Erhöht man die
Zeit des Hahnemann's Zustandes und
die Abkühlung, so wird die
Substanz im festem Zustand der Zeit

tritt. Hieraus läßt sich denn leicht zu
ersehen, daß die latente Wärme
ableitet. Nunmehr wird manlich M die
gesammelte Masse des Körpers mit A die
latente Wärme der Flüssigkeit der Masse
bezeichnen, so ist die latente Wärme der
Masse M

M A

16
Zugleich wird immer mit V die Arbeit
sprich der stationären Zugenergie über
die Länge der Ueberschiebung mit T die nach
verstrichen Zeitdauer der stationären Zu-
führung mit h die mittlere Leitungsfähig-
keit mit C die Oberflächfläche des Zu-
flusses, indem sich die gesammelte Masse
bezeichnet, so wird während der stationä-
ren Zustände mit dem Gesetze fol-
gende Wärmerange mit

C. h. V, T

Wohi haben somit für den stationären

Zustand der Flüssigkeit:

$$N = A = O. h. V, T$$

Um den Wert von O zu bestimmen
füllen wir das Gefäß mit einem
Ringer, der bei der Temperatur V ,
(: die der Umgebung sehr gleich 0° ge-
setzt) einen Versuchpunkt hat. Außerdem
haben wir gemäß N 13 p 37 für die
Temperaturänderung:

$$- \frac{dV}{dt} = \frac{O h}{u v}$$

Setze wir mit u die Messung mit v die
spezifische Wärme und mit v den
Ueberschuß über die Temperatur der
Umgebung der Temperatur des be-
finden Ringers bezeichnen. Wir beob-
achten jetzt die Zeit T in der sich der
Ringer in einer bestimmten Zeit VO bis
 V_2 abkühlt, dann finden wir, falls
wir obige Gleichung integrieren und die
Grenzen ansetzen, gemäß dem Obigen

Angew.: 14., 15., & 16. Pfeiltrieb

$$O p = \frac{u \cdot \tau}{T} \cdot \log \frac{V_0}{V_2}$$

für den wir endlich diesen Wert in
die obige Gleichung ein, so kommt.

$$A = \frac{u \cdot T}{16 \tau} \cdot V_1 \cdot \log \frac{V_0}{V_2}$$

34

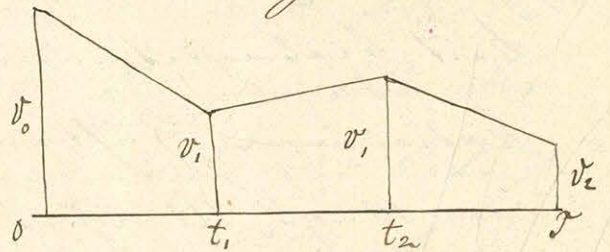
Dieser Formel ist aber punktlieh nicht
anwendbar. Man kann nämlich T
nicht beobachten, da der Übergang zum sta-
tionären Zustand nicht plötzlich geschieht
und daher auf sein Aufstehen keine
Sparmarkierung ist. In der Wirklich-
keit beobachtet man abstrahierend vom
stationären Zustand die Abkühlungszeit
von 10 zu 10 Grad, was hier aber
keine Grenze vorgeschrieben. Inmefall
dieser Beobachtungszeit mind. dem auf
dem einen Intervalle liegen, was eine sehr
lange Zeit ist und über den stationären
Zustand verweist. oder einfach ist folgend

Ersetzen einer folgenden Temperatur; das
 Gesetz würde die Abkühlungszeit nach
 D_0 bis D_2 gemessenen realen Temperatur-
 stufen beginnend das Differentialgesetz v_1
 liegt.

Die D_0 entsprechende Zeit t_1 soll
 die Zeit des Eintritts t_2 die
 dem Ausstritt aus der stationä-
 ren Temperatur entsprechen und die
 für T die beobachtete Zeit der Ab-
 kühlung nach D_0 bis D_2

Wir haben also 3 Perioden zu unter-
 scheiden: die Periode

der Temperatur = Ab-
 wesen nach D_0 bis D_1



dann die der festen Temperatur v_1 und
 endlich die der mit dem Abwachen
 nach D_2 H unbestimmten Zeitmessung
 soll diese 3 Perioden verfallen, wobei
 nur die Zeit der Abkühlung, die Länge

wird als Ordinal aufgetragen
sein.

In der ersten Periode ist der Körper
zuweilen flüchtig, wenn wir seine spezifische
Wärme in diesem Zustande C ,
so geben wir für die Temperatur einen
Wert in der

$$1. \text{ Periode } \frac{dv}{dt} = - \frac{oh}{Mc} v.$$

falls wir die Temperatur der Umgebung
= 0 annehmen. Gehen wir über y die
spezifische Wärme des Körpers im festen
Zustande, so geben wir entsprechend für
die:

$$3. \text{ Periode } : \frac{dv}{dt} = - \frac{oh}{M\gamma} v$$

Was die 2^{te} Periode betrifft, so tritt
da zunächst ein, die Wärmeveränderung im
(Zustand)

$$- O. h. v. dt.$$

es tritt alljährlich über eine Wärme in

Folge des Festhaltens, können wir
 in den zur Zeit & bereits festgen
 nommenen Theil der ganzen Masse
 so nicht die Vergrößerung dieses festen
 Theils im Zeitablauf gleich sein $\frac{dm}{dt}$
 dt und somit die im Zeitablauf sich
 vermittelnde Abnahme gleich sein
 durch

$$+ \Lambda \frac{dm}{dt} dt.$$

Die Abnahme, welche die Länge
 natur in der Zeit dt verändert
 ist daher:

$$\Lambda \frac{dm}{dt} dt - D. h. v. dt.$$

Um ferner die Länge der Verbindung zu
 erhalten haben wir bekanntlich durch das
 Produkt der Masse mit der specifischen
 Wärme zu multiplizieren. Insofern
 diese für sich der Dichte gleiches
 sind, das man ferner noch die
 bereits festgenommene Masse, als m

des anderen von der nach fließigen: also
 (M. m) C, so daß wir erhalten:

$$2^{\text{te}} \text{ Punkte: } \frac{dO}{dt} = \frac{-O h. v. dt + A \frac{dm}{dt} dt}{M - m + m p}$$

Da aber nach dem frischen beim Sta-
 tionären Zustande die verdunstende Quan-
 tität gleich ist der im Innern durch den
 Luftdruck sich ausbreitenden, so muß
 obiger Zähler gleich Null sein also muß
 $\frac{dO}{dt}$ d. s. f. oben in der zweiten Punkte ist
 die Temperatur unveränderlich und genau
 gleich v also haben wir:

$$0 = -O h. v. dt + A dm,$$

Rechnen wir nun dieser Differentialgleichung
 das Integral von Anfang bis zum Ende
 der zweiten Punkte, so kommt:

$$O. h. v. (s_2 - s_1) = A M.$$

Der M. von s_1 bis s_2 integriert gleich
 M wird. d. s. f. von Ende des stationären

Zustand ist die ganze Masse fest zu
 machen. Folglich wird analog auf
 die Differentialgleichung für die ersten
 und 3^{te} Periode, so haben wir schließ-
 lich folgende 3 Gleichungen.

$$a.) \quad O h t_1 = M \cdot C \cdot \log \frac{v_0}{v_1}$$

$$b.) \quad O h (t_2 - t_1) = \frac{M \Lambda}{v_1}$$

$$c.) \quad O h (T - t_2) = M \gamma \log \frac{v_1}{v_2}$$

Setzen wir diese 3 Gleichungen, so
 fallen die unbekanntes, muss zu be-
 stimmenden Zeitpunkte t_1 und t_2 mag
 mit wir finden

$$O. h. \quad T = M \left\{ \frac{\Lambda}{v} + C \log \frac{v_0}{v_1} + \gamma \log \frac{v_1}{v_2} \right\}$$

Zur Aufgöpfung der unbekanntes
 Größen $O h$ combiniren wir diese Gleichung
 mit der pag für irgend eine
 andere Substanz aufgestellt:

$$O. h. \quad T = u \cdot C \log \frac{v_0}{v_2}$$

Setzen wir diesen Wert von θ
 ein, so kommt schließlich

$$\lambda = v_1 \left[\frac{T}{T_0} \frac{u_0}{M} \log \frac{v_0}{v_2} - C \log \frac{v_0}{v_1} - y \log \frac{v_1}{v_2} \right] \quad 35.$$

Die Anwendung dieses Formel setzt
 die Kenntnis der Größen C und y bei
 diesen festen Temperaturpaaren voraus. Es war
 an diesem Orte bei der Abkühlungs-
 Methode für spezifische Wärme bestimmt

Von der ersten Formel der
 wir auf eine Beobachtung θ_0 (etwa
 10° höher, als θ_0 und wasser um bei θ_2
 (etwa 10° tiefer, als θ_2) gemacht mit dem
 zu unterscheidenden Körper als ein mit der
 anderen eine spezifische Dämpfung. In-
 dem wir so die beobachteten Abkühl-
 ungszeit nun von der Temperatur θ_0 bis
 θ_0 und θ_0 die aufgefunden bei der
 eine Dämpfung, so haben wir für diese eine
 Formel die 2 Gleichungen:

$$Oh \ I_0 = M C \log \frac{v'_0}{v_0}$$

$$Oh \ T_0 = u \sigma \log \frac{v'_0}{v_0}$$

Für v'_0 ergibt sich:

$$36. \quad M C = u \sigma \frac{I_0}{T_0}$$

Für v'_0 ergibt sich:

$$M \mu = u \sigma \frac{I_0}{T_0}$$

falls I_0 und T_0 in Abhängigkeit der
Querschnittsfläche S der Zylinder

v_0 bis v'_0 bestimmt. - siehe Maßstab
des Rüdberg erfolgt nach Pogg Ann

Bd 19.

Er findet z. B. für:

$$\text{Zinn} \quad \lambda = 13,9$$

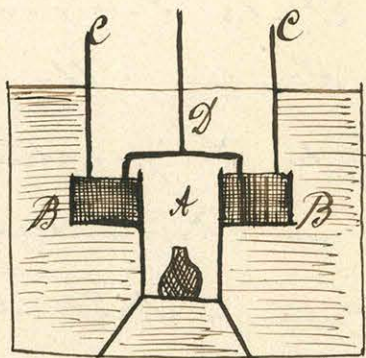
$$\text{Blei} \quad \lambda = 5,86$$

Methode der Messung der resistiven

Zylinder wird in einem Calorimeter gebraucht
mit der Temperatur = Maximum der

letzten Beobachtung. Liegt der Densitätspunkt
des Zylinders fest, so verbleibt nur die

Wenn diese Versuche krit, das gussmolgenne
 Röhren in das Calorimeter zu bringen, so
 daß diese Dampfbildung ein grosser Theil
 Luft ausstösst. Person, die nach dieser
 Methode Beobachtungen anstellen, kann
 einen Ofen A in einem Calorimeter
 ein, welches oben mit
 mit Quecksilber gefüllten
 Rinnens B füllt.



In diese Rinne mündet
 ein grosser Cylinder C
 gefüllt, so daß das Wasser des Calorimeters
 durch das Quecksilber und diesen Cylind-
 er nach Raum A abgepresst wird. Auf
 dem nur wenn man oben den gussmolgennen
 Röhren in A führungsbogen füllt, wird es
 schnell im Dunkel. Die Übergangsbau und wenn
 C eingezogen, so war der Röhren in A
 nicht nach Wasser des Calorimeters und
 geben, ohne mit dampflosen in dunkel

Leistung erhalten zu sein. Sollte sich durch
den Körper bis unter 100° abgekühlt, so würde
der Artikel abgekühlt mit dem Wasser gehen =
Lassen.

Bei der Untersuchung des tiefen Salzpunktes
natürlich erhalten unterhalb der. Daraus wird
die Temperatur des aufsteigenden, geschnittenen
Körpers, U. den Fixpunkt des Salzes, so
die Temperatur des Wassers im Calorimeter
im Augenblicke der Einwirkung d. Salzmenge
von Flüssigkeit der Lösung, und die
Menge des Körpers mit der Wassermenge
im Calorimeter, so haben wir folgende Werte
für die Wärmemenge, welche die Temperatur-
erhöhung des Calorimeters bewirkt, falls wir
sie nicht mit demselben demselben Wärmemenge,
welche der Körper abgibt und unter
seiner Wirkung liegen, welche das Calorimeter
aufnimmt (wobei nicht zu vergessen, daß
dasselbe von der Umgebung Wärme verliert)