Ms 5007/24

VIII

Wärme

MAGYAR
TUDOMÁNYOS AKADÉMIA
KÖNYVTÁRA

Nun suche ich die äussere Arbeit –
Gesetzt es wäre die Oberfläche des leeren
nach der Vermehrung das ...

Irgend ein Element dO hat sich dabei be-
wegt durch einen unendl. klein Cylinder –
dabei ist eine gewisse Arb. geleistet
Auf dO wirkt der $p\,dO$ dagegen ist be-
wegt mit ε also ist der gegen diesen
Druck geleistete Arbeit $= \varepsilon\, p\, dO$
nun

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

~~ist die~~ dabei die ganze ~~Fläche~~ Oberfl.:
genommen ist die ganze Arbeit
$\int \varepsilon\, dO$ ist die Vergrösserung des ~~O~~ Volums
des ganzen Körper also ist die ge-
leistete Arbeit beim unendl. kleinen Zustandsänderung $= \underline{p\, dv}$

MAGYAR
TUDOMÁNYOS AKADÉMIA
KÖNYVTÁRA

Dies haben wir bei der 1ten nennen.

Und $\int p\,dv$ wieder über die ganze Curve

ist die ganze geleistete Arbeit.

Multipliciren wir mit $\frac{1}{k}$ so ist das

Ausdruck gleich der verbrauchten Wärme.

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

bezw. über die nämliche Curve. –

Ebenso

$$\int \left(\left(\tfrac{1}{k}p - M\right) dv - C\,dt \right) = 0 \quad (7)$$

Diese Gleichung muss bestehen für jeden Kreisprocess, also für jede in sich zurückkehrende Linie. – Das ist nicht anders möglich als dann der Ausdruck am $\int$ ein vollst. Differential sei. ~~es~~ zeigt die Form eine Andeutung.

Es wäre doch zu erklären daß es [illegible]

Soll dies ein vollst. Dff. sein so muß die Form von dv nach dt und den Variationen dv. — so muß dasselbe herauskommen

so daß [illegible] muß: —

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{1}{k}p - M\right) + \frac{\partial C}{\partial v} = 0$$

also

$$k\left(\frac{\partial M}{\partial t} - \frac{\partial C}{\partial v}\right) = \frac{\partial p}{\partial t} \qquad (8, \qquad \underline{a\,dx + b\,dy}$$

Das ist schon eine Gleichung, zwischen den Größen. —

§

Eine zweite ähnliche Gl. liefert der 2ten Hauptsatz. — Denselben habe ich nur für endliche Zahl von Reservoirs abgeleitet. — Es waren da Q .. T und zeigte für umkehrb. Prozesse

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

Beim jetzigen Falle nehmen wir unendlich [illegible]

an [illegible] — die Wärme ist ⊖ die

bezeichne ich mit dQ — (die Integr. [illegible]

[illegible] [illegible] [illegible] [illegible] [illegible]

zu [illegible] zu [illegible].)

Für diesen Fall ist der 2te Hauptsatz

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

Die Integr. über die geschl. Curve ausge-

dehnt, welche den Process darstellt. —

Denn wir

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

über die Curve. —

Und dies kann nur bestehen wenn wir

nun die Curve ist — eine geschlossene

Und [illegible] nur es eindeutig sein, und

~~[illegible]~~ vollst. Differential sein.

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

M und T C und T sind variabel also

$$\frac{1}{T}\left(\frac{\partial M}{\partial t} - \frac{\partial C}{\partial v}\right) = \frac{M}{T^2}\cdot\frac{dT}{dt} \quad \ldots \quad (9)$$ Faktor von t abh.

$$T\left(\frac{\partial M}{\partial t} - \frac{\partial C}{\partial v}\right) = M\cdot\frac{dT}{dt} \quad \ldots (9)$$

Mit (8) zusammengefasst.

$$\frac{k}{T}\cdot\frac{dT}{dt}\cdot M = \frac{\partial p}{\partial t} \quad \ldots \quad (10)$$

(10) und (8) geben die 2 Sätze der m. w. Th.

M ist in 6 definiert. –

Bisher sahen wir v und t als unabhängige Variablen. –

§ 2.

In manchen Fällen ist es auch anders möglich. –

Es sei p und t als unabh. Variabelen sei – also v eine Funk von p und t, eine Funk dQ die Wärme um t um dt, p um dp zu vergrössern. — Da aber ist

$$dQ = N\,dp + C'\,dt$$

Hierin ist C' dasselbe wie früher. —

C beim constanten vol. ist.

$$C' = \frac{dQ}{dt}\text{, wenn } dv = 0\text{, dann ist (1)}$$

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

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

Hierin $\frac{dQ}{dt}$ ist C

$$C = C' - N\frac{\frac{\partial v}{\partial t}}{\frac{\partial v}{\partial p}} \quad (2)$$

$$N = (C' - C)\frac{\frac{\partial v}{\partial p}}{\frac{\partial v}{\partial t}} \quad \ldots (3)\ (b)$$

Der I Hauptsatz:

$$\int \left\{ k(N dp + C' dt) - p\left(\frac{\partial v}{\partial p} dp + \frac{\partial v}{\partial t} dt\right)\right\} = 0$$

über eine geschl. Curve also:

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(kN - p\frac{\partial v}{\partial p}\right) = \frac{\partial}{\partial p}\left(kC' - p\frac{\partial v}{\partial t}\right)$$

p und t unabh.

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

also

$$k\left(\frac{\partial N}{\partial t} - \frac{\partial C'}{\partial p}\right) + \frac{\partial v}{\partial t} = 0 \quad \ldots (4)$$

Nach dem 2ten Satz.

$$\int\left(\frac{N}{T} dp + \frac{C'}{T} dt\right) = 0 \qquad \text{d. i.}$$

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

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

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

dies mit (4) zusammengenommen

$$\frac{k}{T}\cdot\frac{dT}{dt}N + \frac{dw}{dt} = 0 \qquad 5$$

(4) und (5)

§

Es seien p und v unabh. Variabeln — und t davon unabhängig. — Man kann in den übersichtlichsten [illegible] weil die Variabeln p und v als [illegible] und als p u t u. s. —

[illegible] welche zugeführt werden aus dem p um dp und v um dv Wärme —

[illegible] lineare Function von [illegible]

$$dQ = P\,dp + V\,dv$$

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

Dann ist aber $dQ = P\,dp$ daraus folgt.

$$C = \frac{P\,dp}{dt} \quad (1)$$

Ausserdem ist

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

$$C = \frac{P}{\frac{\partial t}{\partial p}}$$

oder $$P = C \cdot \frac{\partial t}{\partial p} \quad (1)$$

Genau gleicher Weise finden wir V aus der spez. Wärme bei Con. Druck – [illegible]

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

$$C' = \frac{V\,dv}{dt}$$

$$V = C' \cdot \frac{\partial t}{\partial v} \qquad (2)$$

Der 1te Hauptsatz sagt aus

$$\int \{ k(P dp + V dv) - p dv \} = 0$$

Das Integral über die geschlossene Curve genommen. — Also

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

$$k\left(\frac{\partial V}{\partial p} - \frac{\partial P}{\partial v}\right) = 1 \qquad (3) \quad \mathrm{I}$$

Der 2te Hauptsatz giebt

$$\int \left(\frac{P}{T} dp + \frac{V}{T} dv\right) = 0$$

über geschl. Curve.

$$\frac{\partial}{\partial v}\left(\frac{P}{T}\right) - \frac{\partial}{\partial p}\left(\frac{V}{T}\right) = 0$$

also

$$\frac{1}{T}\left(\frac{\partial P}{\partial v} - \frac{\partial V}{\partial p}\right) = \frac{1}{T^2}\left(\frac{dT}{dt}\left(P\frac{\partial t}{\partial v} - V\frac{\partial t}{\partial p}\right)\right.$$

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

Dies mit (3), zusammengefasst

$$\text{II } (4) \quad \frac{k}{T}\cdot\frac{dT}{dt}\left(P\frac{\partial t}{\partial v} - V\frac{\partial t}{\partial p}\right) + 1 = 0$$

Die heute abgel. 3 Paare von Gleichungen sprechen gerade dieselben Thatsachen aus. –

Da war Gewichtseinheit.

§

Wir gehen auf Grund von I und II weiter

Es war

$$dQ = Pdp + Vdv. \quad (1)$$

$$P = C\cdot\frac{\partial t}{\partial p} \quad (2)$$

$$V = C'\frac{\partial t}{\partial v}. \quad (3)$$

I hin ... Dann fanden wir I und II

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

Der Körper sei ein Gas, welches dem Mari-

ottheiten Gesetze folge. — so dass pv ein
Function der Temperatur sei. —

Macht die Voraussetzung dass unser Gas um
um gleichviel ausdehnt wenn die Temp.
um gleichviel erhöht wird bei constantem
Drucke. — Dann muss es eine lineare Funct.
sein.

$$pv = R(1+\alpha t) \quad (4)$$

R und α Constanten — α Ausdehnungscoef-
ficient. — Dann ist der Func.

R lässt sich leicht ermitteln wenn irgend
ein zusammengehörige Werthe von v p u.
t gegeben sind — also z. B. v_0 p_0 t_0

$$R = \frac{p_0 v_0}{1+\alpha t_0} \quad (5)$$

R ist mit dem spec. Gewicht gemessen
bei ~~?~~ einem best. Temp. und Volum.
umgekehrt proportional ~~ist~~. —

(nicht unser Gewiss. Einheit)

Wir nun dies Ergebnis — wie wollen aber C und C' als unabhängig von betrachten. —

Es ist C' von Regnault bei constantem Druck gefunden dann unabhän von v und p nur von der Chem. Natur abhängig. — Also C' constant.

Also andere Exper." ist zu schließen dann $\frac{C}{C'}$ unabh. ist

also auch C constant. —

Unter dieser Voraussetzung ist:

$$P = C \cdot \frac{v}{\alpha R} \quad \text{da} \left(R\alpha \frac{\partial t}{\partial v} = p \right)$$

§1 $v = c' \frac{\partial t}{\partial v}$

$r = c \frac{\partial t}{\partial p}$

$$\left(R\alpha \frac{\partial t}{\partial p} = p \text{ aus} \right)$$

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

Diese Eingesetzt in I und III.

I. $\frac{k}{\alpha R}(e'-e'')=1$

(Also ist dies wirklich gross.)

II $\frac{k}{T}\cdot\frac{dT}{dt}(e'-e)\frac{v_1}{\alpha R^2}=1$

Dividiere I in II

$$\frac{1}{T}\frac{dT}{dt}=\frac{1}{pv}=\frac{\alpha}{R(1+\alpha t)} \qquad III$$

Aus dieser Diff Gleichung werden wir die Differential finden T — T ist wie wir schon vermuten eine Funk nur von t — wäre dies nicht so wären wir in den Widerspruch gekommen —

$$\frac{1}{T}\cdot\frac{dT}{dt}=\frac{1}{\left(\frac{1}{\alpha}+t\right)}$$

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

$\log C.$

Also nun

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

Ich machte schon aufmerksam dass die Temperatur function T eine multiplicative Const. enthalten muss – über dieselbe können wir willkürlich verfügen wir setzen also $\mathrm{Const} = 1$

$$T = \frac{1}{\alpha} + t.$$ "

~~Der Körper~~ Diese Func. von jedem spec. Körper unabh. –

α noch abhängig – α Ausdehnungscoeff.

es muss also α derselbe sein für alle Gase welche den Ged.

bei Mariotte – bei gleicher Temp.

um gleich d. ausdehnen – und

(Apr. Wärmes, Constant v2 ?) unabhängig von Druck und Temperatur, Regnault. –

das ist Gay Lussac

Das Gas welches wir voraussetzen ist ein ideales es ist Mariotte Gay-Lussac — Regnault. —

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

berechnen wir

$$\frac{1}{\alpha} = 273^\circ C = a$$

Das wichtigste Resultat ist also um dieses

$$\underline{\underline{T = a + t}}$$ 12

Dabei t nach den Graden der 100 theiligen Scale. —

Die Temp. $-a$ für welche $T = 0$ ist nennt man den Absoluten 0punkt. —

Ich will das durch folgende Bemerkung

ung zu rechtfertigen suchen. –

Eine Maschine umkehrbar. Wärme in Arbeit verwandelt. – 2 Reservoir dem einen entsprechend T dem andern T_1 $\quad t > t_1$

$$T = a + t$$

$$T_1 = a + t_1$$

Die Arbeitsgröße A die die Maschine liefert muss dann T entzogen werden

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

Dabei fliesst dem kälteren T_1 zu

wenden wir uns auf den Fall dass der Kältere $= -a$ sei als $t_1 = a$

$T_1 = 0$ $\quad$ dann ist

$Q = \frac{1}{k} A \qquad Q_1 = 0$

Wenn wir also dem kälteren
die Temperatur – a geben kann
so müsste die ganze Wärme,
welche ihm [illegible] entzogen
wird in ~~Wärme~~ Arbeit umgesetzt
werden – und dem kalten
[illegible] : übertragen
Haben wir Arbeit geben so
so können wir aus dem kalten
entnehmen – dasselbe gilt bei
umgekehrt – Es sei wieder
$T_1 = 0$
so wird dem kalten nur
entzogen die Wärme
Also kann der dem kälteren keine
Wärme mehr entzogen werden

es ist also -273° die Temp. bei welcher der Körper kein Wärme mehr enthält :

Wäre es möglich —
Eine solche Maschine würde eine vollkommene sein — die Temp -273 können wir nicht.

Überschlagen wir wie viel Wärme praktisch umgesetzt wird von Wärme in Arbeit. Ich setze $t_1 = 0^\circ C$ und $t = 300^\circ C$ an

Welches ist dann das Verhältnis von Q und A. Die umgesetzte Wärme in Arbeit ist

$$Q - Q_1$$

Wir wollen das Verhältnis in der

von der Wärme aufgenommen oder empfangen als

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

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

Es ist

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

$$1-\frac{T_1}{T}=\frac{300}{573}$$

Das ist der Bruchteil der höchsten bei Condensator und Dampfmaschinen Arbeit umgesetzt werden kann, das ist ungefähr $\left(\frac{1}{2}\right)$

bei heutigen Dampfmaschinen wird bis $\frac{1}{10}$ der Wärme in Arbeit umgesetzt. —

§

Bis jetzt haben wir ein Schema es es

~~sprach~~ noch welches ~~beigeordnet~~ dessen

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

$$C'-C = R\cdot\frac{\alpha}{k}$$

α und k sind zwei Grössen unabhängig

von der Natur des Körpers —

Denken wir uns dass die chem. Natur

verändert wird so ändert sich R.

$$C'-C = \underline{R}\,\frac{\alpha}{k}$$

also ~~und~~ verhalten sich über verschiedenen Gasen

die Differenzen der spec. ~~Gew.~~ Wärme umgekehrt

wie über spec Gew. bei gewissem Dr.

und Temp.

§

Wir wollen nun untersuchen wie sich ein Gas verhält, wenn Dr. und Vol. verändert wird — ein Gas welchem kein Wärme zugeführt wird. —

Also etwa plötzlich zusammengepresst. —

Wir sahen in unseren Gleichungen,

$dQ = 0$ also u

$$Pdp + Vdv = 0$$

Dies drückt aus wie sich Druck und Volumen ändern. —

Wenn wir für P und V setzen

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

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

so wird

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

wo C und C' wieder als Constans zu betrachten sind. —

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

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

Hieraus kann man p berechnen für jeden Werth von v wenn der Anfangszustand gegeben ist — um die Const. zu finden II 60 | ist dann p zu berechnen. — Man findet dann aus der Gleichung:

$$R(1+\alpha t) = pv \quad (14)$$

aus (10) und (11) folgt die Temp. wenn das Volumen verändert wird.

§ 7

Setzen wir in I und II für T den ein

so kommen wir zu einfachere Gleichungen —

— Dies thue ich so nicht —

Ich will nämlich I und II allg.

ableiten und dabei dann dies thun.

Wir haben bis jetzt zwei allg

mathem. Variabeln verwendet

und die D.G. als Function. — Wir

verallgemeinern dadurch dann wir

voraussehen — dass der Zust

des Körpers bestimmt ist durch

irgend zwei Variabeln x und

y. — Und will dann ablei-

ändert sich der Zustand unendlich wenig
d. i. will ich x um dx y um dy
wachsen lassen und um ich die Wärme
um dQ wachsen lassen. — Dann
muss kommen

$$dQ = X\,dx + Y\,dy$$

wo X und Y von x und y abhängig
Die Arbeit welche dabei geleistet wird
ist

$$p\,dv$$

aber ich sehe v nicht als unabhängig
variable. —

$$p\left(\frac{\partial v}{\partial x}dx + \frac{\partial v}{\partial y}dy\right) \quad \int \cancel{(\;)dx + (\;)dy}$$

Nun soll der Körper einen Kreisprocess
erleiden x und y Coord. eines Punkts
in der Ebene. — welcher eine
mit rückkehrende Linie beschreibt.

so wie früher gelangen wir zu

$$\cancel{A}CI\ \frac{\partial}{\partial y}\left(\varkappa X - \mu\frac{\partial v}{\partial x}\right) = \frac{\partial}{\partial x}\left(\varkappa Y - \mu\frac{\partial v}{\partial y}\right)$$

dies giebt den I^te^ Hauptsatz.

~~Der II Hauptsatz zu~~

$$\cancel{\int\frac{dQ}{a+t} = 0}$$

~~Dann also aus vollst. Diff.~~

aus CI

$$\cancel{CI}\quad \varkappa\left(\frac{\partial X}{\partial y} - \frac{\partial Y}{\partial x}\right) = \frac{\partial \mu}{\partial y}\cdot\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial \mu}{\partial x}\frac{\partial v}{\partial y}\ CI$$

ebenso ist aus II Satz.

$$\int\frac{dQ}{a+t} = 0$$

$$C\,II\quad \frac{\partial X}{\partial y} - \frac{\partial Y}{\partial x} = \frac{1}{a+t}\left(X\frac{\partial t}{\partial y} - Y\frac{\partial t}{\partial x}\right)$$

Dies gelten für alle beiden von x und y — ich will aber

setzen $y = t$ dabei aber x unbe-
lassen. –

CI vereinfacht sich dadurch nicht

Es wird

$$\frac{\partial X'}{\partial y} - \frac{\partial Y}{\partial x} = \frac{1}{a+t} X'$$ CIII. wenn $y=t$.

wo nun für y t schon zu setzen wäre..

Bei dieser Festsetzung wird

$$Y = \frac{dQ}{dy}$$ wenn $dx = 0$ ist,

wenn das Gewicht des Körpers

der Einheit gleich sein

so ist Y das Ges. ~~Wärm~~. bei Constanz

x. –

§

Wir leiten ab gewisse Eigenschaften der gesättigten Dampfe dabei die Formeln. CI CII

Es soll also unser Körper ein Dampf sein und der Flüssigk. noch in Berührung.

Also der Körper = Flüss. + Dampf am …

Es sei das Gesammtgewicht = 1

Ferner setze ich x = Gewicht des Dampfes

dann Gewicht der Flüssigk. $1 - x$

Bed. von X und Y ?

~~Dann~~ Ich setze $dy = dt = 0$

$$X^{t} = \frac{dQ}{dx}$$

Also um dx vermehrt das x, so dass die Temp. des Körpers nicht erhöht wird — das ist möglich denn dabei wird die latente Wärme des Dampfes zum Vorschein kommen. — Also ist X die latente Wärme des Körpers. —

Ich nenne die latente Wärme r also fanden wir dann $X^{t} = r$

Um y zu finden setzen wir $\frac{d\gamma}{}=0$

$$y=\frac{dQ}{dt}$$

also die Temp. erhöht so dass

— also wird bei der Erhöhung Druck und Temperatur geändert — also so dass es gleich sei der Spannung des Dampfes. — y ein gew. spez. Wärme —

Es ist, da dQ besteht aus 2 Theilen. 1) dann 2) die Flüss. erwärmt werden.
um der Dampf.

$$y=$$

spez. Wärme der Flüss. c, spez. Wärme des Dampfes h also

$$y=(1-x)h+x\,h$$

hier habe ich c und h nur als spez. Wärme definirt.

h ist spez. Wärme für den Fall dass bei der Erhöhung der Temperatur der Druck wächst und zwar so wächst dass er gleich sein der Spannung. —

~~Ebenso~~ unter c kann man annähernd an die spez. Wärme bei constantem Druck.

verstehen. —

h ist nicht die Grösse die man gew. unter der spez. W. eines ~~Körpers~~ Dampfes versteht —
Es ist das die spez. W. wenn das Gas immer gesättigt bleibt — ohne darauf näher einzugehen erwähne ich nur daß h eine neg. Grösse ist. —

Es ist p der Druck, also die Spannung denn wir nehmen ja an dass der Dampf immer gesättigt sei — d. i. ~~Da~~ Flüss. und Gas dabei. —

p nur von t nicht von x abhängig

v ist von 2 Theil. Dampf. und Flüss.

Gew. der Flüss $(1-x)\sigma$ ~~$v = 1 - x$~~

Ich nenne das ~~G~~ Volum der ~~Volumeinh.~~ Gewichtseinh. Flüss bei der Temp. t σ so ist das gewi

$(1-x)\sigma$ cm s.

$$v = (1-x)\sigma + x s$$

p nur von t, r nur von t; c und h nur
von t abhängig — schließlich auch σ und
s auch nur von t abhängig sind
Also hängen alle Größen implicite nur
ab — und x kommt in ihnen nur expli-
cite vor. —
Dann wird CI

$$k\left(\frac{dr}{dt}+c-h\right)=\frac{dp}{dt}(s-\sigma) \qquad \text{CI}$$

CIII ist:

$$\frac{dr}{dt}+c-h=\frac{1}{a+t}r \qquad \text{CIII}$$

Gl.
Hieraus lässt sich die ableiten die unabh.
von h ist. — Dividire ich, so erhalte ich

$$r=\frac{a+t}{k}(s-\sigma)\frac{dp}{dt} \qquad \text{CIV}$$

Also p Spannung.
s und σ die die reciproken spec. Gewichte — also

latente Wärme —

Unsere Bed. ~~...~~ gelten wort für wort
auch für einen Körper bestehend aus einem
festen Körper und einer Flüss. —

Dann sind x und $1-x$

$\frac{1}{s}$ und $\frac{1}{\sigma}$ spec. Gew.

r die latente Schmelzwärme nicht die latente
Dampfwärme — und c und h die spec. W.

Dann muss auch CIV bestehen. — Hierbei
muss t die Temp. des Schmelzpunktes bedeuten — Da ~~...~~ $\frac{dp}{dt}$ sich ~~..~~ ändert —
also ist der Schmelzpunkt von dem Druck und Temperatur abhängig —

Die Gleichung erlaubt auch zu berechnen
um wie viel sich der Schmelzpunkt ändert
wenn sich Druck ändert — also
dt die Änderung des Schmelzpunktes

$$dt = \frac{a+t}{4r}(s-\sigma)dp$$

Hier haben wir t den Schmelzpunkt bei einem gewissen Druck etwa bei   dann r und die spez. Gew. bei Schmelzpunkt. –

Wir wollen zu sehen ob mit Erhöhung des Dr. eine Erhöhung oder Erniedrigung des Schmelzpunktes verbunden ist.

Ist $s-\sigma$ pos. dann wird der Schmelzpunkt in die Höhe gerückt. – Dies i. ist

Beim Wasser ist $s-\sigma$ neg. dann wird der Schmelzpunkt erniedrigt,

---

Ein Draht wird in der Richtung seiner Länge plötzlich ausgedehnt, dabei Temperaturänderung – wir untersuchen diese. Dann ist der Druck nicht derselbe und gleich. – Von dieser Voraussetzung

machen wir um frei —
x, y, der Ins...

$$dQ = X\,dx + Y\,dy \qquad (1)$$

dann noch die Arbeit welche gel. wenn
kein x und dx, y und dy wächst.
Die gel. Arbeit sei dA.

$$dA = X_1\,dx + Y_1\,dy \qquad (2)$$

So gelangen wir zu

$$k\left(\frac{\partial X}{\partial y} - \frac{\partial Y}{\partial x}\right) = \frac{\partial X_1}{\partial y} - \frac{\partial Y_1}{\partial x} \qquad (I)$$

$$\frac{\partial X}{\partial y} - \frac{\partial Y}{\partial x} = \frac{1}{a+t}\left(X\frac{\partial t}{\partial y} - Y\frac{\partial t}{\partial x}\right) \qquad (II)$$

Auch hier verfügen wir übrig so/
dass $\ldots = t$ werde, dann ist

$$\frac{\partial X}{\partial y} - \frac{\partial Y}{\partial x} = \frac{1}{a+t}X \qquad (III)$$

Ohne weiter zu spezialisieren suche ich die Temp. Erhöhung wenn x geändert wird und kein Wärme zugeführt wird d. ist. $dQ = 0$

$$dt = -\frac{X}{Y}dx \qquad (3)$$

Hieraus ist die Temp. Änderung zu berechnen wenn x um ein gewisses geändert wird. —

Y ist wenn x constant ist — also wenn das Gewicht des Körpers = 1, dann die spez. Wärm. beim constanten x. — Wenn nicht 1, so ist Y = Gew. mal spez. W.

$$Y = w \cdot \text{spez. W.} \qquad \text{bei const. } x$$

Das X nehmen wir aus (III).

Wenn der innere Körper ein Draht gespannt durch ein Gewicht P.

Dieses P soll die Variable x sein —

Denn wenn P verändert wird so ver-
ändert sich der Zustand. — P = x
Ich benenne l die Länge — diese ändert
sich nicht gleichzeitig — —

Aus CI und CIII folgt

$$\mathfrak{A}\left(\frac{\partial X_1}{\partial y} - \frac{\partial Y_1}{\partial x}\right) = \frac{K}{a+l} X^2 \qquad \text{CIV}$$

dieser bedienen wir uns um X zu berechnen.

Wir brauchen nun X_1 und Y_1.

Ich suche dabei noch dA.

Wird l geändert so wird arbeit ge.
wird l kürzer so wird P gehoben usw.
also ist

$$dA = -P\,dl$$

l ist keine der beiden unabh. Veränderl.
ich muss also das dl ausdrücken durch
dp und ds,

Also

$$dl = \left(\frac{\partial l}{\partial p} dp + \ldots\right.$$

$$dt = -p\left(\frac{\partial l}{\partial p} dp + \frac{\partial l}{\partial t} dt\right) \quad (4)$$

Dann finde ich

$$\left.\begin{aligned} X_1 &= -p\frac{\partial l}{\partial p} \\ y_1 &= -p\frac{\partial l}{\partial t} \end{aligned}\right\} \quad (5)$$

Diese Werthe setze ich in C IV.

$$k\left(p\frac{\partial^2 l}{\partial t \partial p} + \frac{\partial l}{\partial t} - p\frac{\partial^2 l}{\partial t \partial p}\right) = \frac{k}{a+t} X$$

$$(a+t) k \frac{\partial l}{\partial t} = X$$

Hieraus

$$\frac{dt}{dP} = -\frac{k(a+t)\frac{\partial l}{\partial t}}{k y} \quad (6)$$

(6) $\frac{\partial L}{\partial t}$ = Längsaus- die Verlängerung um die t ang. sein
aber die Spannung gleich ist

$$\frac{\partial l}{\partial t} = l \times \text{therm. Ausd. Coeff.}$$

y = spez. Wärme bei constanter Spannung
analog mit dem Gas.

Das Vorzeichen.

Alles ist pos. so nun gewöhnl. $\frac{\partial l}{\partial t}$
dann ist, wenn verlängert wird so
Erwärmung.
Wüsst man aber vorher so Abkühlung..
Wir schätzen dies mit Vorzeichen
dann lebendige Kraft. o und
sehr klein — daher nur da-nach
~~dr~~ da nun sehr langsam aus
gedehnt werden; —

Bei Vakuum grössere Wärme die
als Wärme.

<u>Edlund</u>: Versuche wenn die g.
Pogg. Ann. — Edlund erhielt denn
die noch mit (6) in Einklang st.
Er nahm durch die Thermosäule —
er sollte diese dieselbe Temp. angeben
die in der ganzen Stabform —

Ohne therm. Ausdehnung mit Benutzung
elektrischer Ströme. —

$i.\ \frac{dW}{dt}\,dt.$ 88

Maschinen, welche Wärme in Arbeit verwandeln muss
ver

Denken wir uns einen in sich zurückkehrenden Draht
oder Kupfer, und nehmen wir an dass dieser eine
in sich zurückkehrende Bahn beschreiben könne,
Beispiel: wenn eine Rotation um eine Axe – der
erhalten nur Magn.

Von der Schwere und anderen Kräften ...

Wenn durch einen Stoss in Bew. gesetzt dann
muss seine lebendige Kraft constant sei-
ob nun vorausgesetzt dass keine Magn. Kräfte
oder nicht geschlossen — nur in diesem
Fall bleibt die ~~Magn.~~ lebendige Kraft
ungeändert.

Wenn aber der Strom geschlossen und Magn.
Kräfte da, dann sind nehmen Ströme an,
die lebendige Kraft verschwinden. –
Ebenso wird die Verwandlung der [illegible]

Bew. bei der Ruhe. —

So wie da nun ein Aequivalent der verlore[n]
gegangenen lebendigen Kraft sichtbarer
Bewegung aufgetreten. —

Daraus ist hier die durch den Induction
erzeugte Wärme — welche Aequivalent
ist mit der Verminderung der lebendigen
Kraft sichtb. Bew. —

Bis zu t_1 sei der Strom geöffnet, dann
von t_1 bis t_2 geschlossen — zwischen t_1 und
t_2 pflanzt ein Inductionsstrom von t_2
an bleibt die lebendige Kraft ~~[illegible]~~ constant
wenn auch andere Kräfte wirken so
geben die uns nichts an da ja die
nicht mit abgeführt.

Das Poten V das Pot. der Magn. auf
den 1 Induc. Inductions Strom. —

Hieraus das Moment für eine unendli
kleine Verschiebung des Stromes. —

Indess hat das Pr. im Zeit t sei i.

Ich suche das Moment für die Ver-
welche in der Zeit dt geschieht.
Das Mom. gleich der neg. Änderung. –

V Function der Zeit die Änderung von V
in der Zeit t ist

$$\frac{dV}{dt}dt$$

also $-\frac{dV}{dt}dt$ ist die Änderung aus
den Strom i, also ist das entwickelte
ausgeübte Moment:

$$= -i\frac{dV}{dt}dt.$$

Das Mom. ist gleich der Arbeit welche
geleistet wird gegen die von dem
magnetischen ausgeübten Kräfte geleistet
in der Zeit dt. –
Also gegen die von den M. Polen ausgeh.
Kräfte gel. Arbeit in der Zeit von
t_1 bis t_2

$$= -\int_{t_1}^{t_2} i \frac{dW}{dt} dt$$

u. gleichzeitig ist dies die Verringerung welche die lebendige Kraft erfährt während einer Umdrehung. Daraus muss = sein mit der während dem Vorg. entwickelten Wärme.

Nach Joule Lenz's Gesetz ist die erzeugte Wärme proportional mit $i^2 W$ innerhalb einer gewissen Zeit.

Also die W. bei einem in dieser Zeiteinh. ist propor.

$$i^2 W dt$$

Der Factor wird durch die Einheiten des Widerstandes abhängig. Ich wähle sie so dass, die Wärme gemessen durch den Gew W. in 1°. sei

$$= \frac{1}{k}\, i^2 w\, dt.$$

Der Strom fliesst von t_1 bis t_2 also die Ges. erzeugte W. W.:

$$= \frac{1}{k}\int_{t_1}^{t_2} i^2 w\, dt.$$

Indem also

$$\frac{1}{k}\int_{t_1}^{t_2} i^2 w\, dt = -\int_{t_1}^{t_2} i\,\frac{dV}{dt}\, dt \qquad (1)$$

Wir sehen w als constant an — also sehen wir ab von der Änderung des Widerstands durch die Erzeugte Temperatur etc.

Dies (1) kann nur bestehen, wenn:

$$\frac{i^2 w}{k} = -i\,\frac{dV}{dt} \qquad (2)$$

ist. —

Diese Gleichung würde erfüllt sein wenn $i=0$ wäre, das ist, wenn es keine Induction gebe — Da aber der Erfahrung gemäss Wärmeloser Strom giebt — so muss.

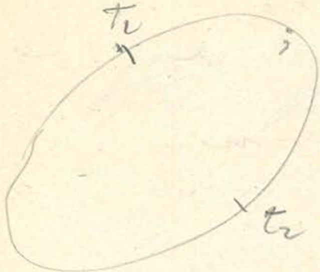
$$i w = -\frac{dW}{ds} \quad \ldots 3$$

iw ist die andern (Electromotorische Kraft
Also gleich dem —
Das ist das schon gefundene Gesetz der Induction. — William Thomson unserer Ableitung.

5.

Eine 2te interessante Anwendung bieten die
<u>Thermoströme</u>.

Denken wir uns einen in sich zurückkehr. Leitung die haben die Lothstellen — haben die dieselbe Temperatur so ist kein Strom es ist aber ein solch da wenn dies ist. — Das eine sei t_1 das andere t_2.



d. h. also des Thermos
W der Widerst. in der
von dem folgenden Einheit
Die Wärmemenge in dem
Continuirlichen Theil ist
dann $i \quad = \frac{1}{k} i^2 w \quad (1)$
Arbeit wird nicht verbraucht und
keine Änderung findet nicht statt.
Es muss also noch eine W. Menge da
sein außer dem Continuirlichen.
Nämlich an den beiden Löthstellen
Peltier. Weis nach dann ein eben
W. od. Kälte erzeugt je nach seiner
Richtung. — Und zwar um die neg.
Wärme im abs. Grösse sein als
die an anderen erzeugte + Wärme
Und zwar — Annahme [illegible]

sind dann die erzeugte Wärme proport.
und mit der Intens., und von der chem. Natur und Temperatur. —
Wir werden dies sehen. —
An Lötstelle 1 sei erzeugt.

$$\frac{1}{k}\, i\, f(t_1)$$

$f(t_1)$ wird wieder bedingt von der Natur der Körper an der Lötstelle. —
Wenn in 1 W. erzeugt wird, so wird in 2 W. verloren. —
Wenn also

(2) $\frac{1}{k}\, i\, f(t_1)$ die W. erzeugen,

(3) $\frac{1}{k}\, i\, f(t_2)$ an der and. 2 verbraucht.

Die Function ist dieselbe. —
Die in der Zeit 1 erzeugte W. Menge
wird zu verbrauchen (1) (2) (3)
aus der beiden letzteren aus ergibt

sein. — Da W. nicht aus nichts erzeugt werden kann so muss die Su[mme] = 0 sein also

$$i^2 w + i f(t_1) = i f(t_2) \quad (4)$$

Nun diese Wärme ergiebt, wenn $i = 0$ wäre, wenn also keine Thermoström gebe. — Die Erfahrung zeigt dann es solche giebt also:

$$i w = f(t_2) - f(t_1) \quad (5)$$

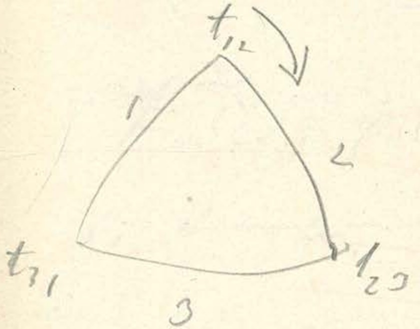
Also die Elektr. Kr. der Thermostrom

$$= f(t_2) - f(t_1)$$

Also die Elektr.-Kr. charakterisirt durch die W. M. —

Einige Annahmen über f geben folgende Betrachtungen. —

Die Schliessung denken wir uns gebildet aus 3 Metallen.



t_{12} t_{23} t_{31} Temperaturen

Die Funktion ist für die 3 Löthstellen verschieden da sie ja von der Natur der Metalle abhängt.

Ich nenne $f_{12}(t_{12})$ multiplizirt mit $\frac{1}{k}$ die W. M. wenn ein Strom von der Richtung des Pfeiles bei t_{12} erzeugt. Analog $f_{23}(t_{23})$ etc.

So wie früher ergiebt sich die Gl.

$$iw = \left(f_{12}(t_{12}) + f_{23}(t_{23}) + f_{31}(t_{31})\right)$$

Die Erfahrung lehrt dass wenn die 3 Lötstellen dieselben Temperaturen haben so ist $iw = 0$ die Electrikraft $= 0$

Also

$$f_{12}(t) + f_{23}(t) + f_{31}(t) = 0 \qquad (6)$$

welches auch der Werth von t sein möge. —

Also

$$f_{12}(t) = -f_{23}(t) - f_{31}(t)$$

Aus der Definition ergibt sich

$$f_{12}(t_{12}) = -f_{23}(t_{12})$$ sein muss

Dies von der Richtung des Pfeiles abhängig

$$f_{12}(t) = f_{13}(t) - f_{23}(t)$$

wo die Metalle 1 2 3 ganz beliebig sein können. —

Nun denke ich 3 als ein festes, 1 und 2 als variabel.

dann hängt f_{12} von beiden Variablen

ab, von einer f_{12} von einer Variablen

$$f_{12}(t) = \varphi_1(t) - \varphi_2(t)$$

φ_1 ~~Verdet~~ Funktion abhängig von dem einen Versuchsmetall, das φ_2 nur von dem 2ten abhäng. dieser Funktion. —

§

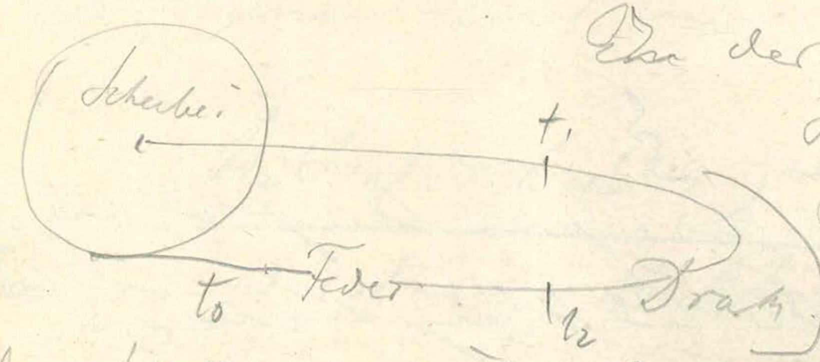
Einen vollständigen Aufschluss über f giebt der 2te Hauptsatz. — Man macht dabei die Voraussetzung, welche von vornherein viel für sich hat, aber zu falschen Resultaten führt. —

Wegen instructiv ist —

Voraussetzung.

Dann bei einem Thermostrom die

Wärmeleitung von keinem erheblichem
Einfluss ist — denn man sieht also
dies fortdenken kann —
Eine Art in welcher ein Thermostrom
erzeugt werden kann — in derselben
noch ein inducirter Strom —
z. B. Ein Draht in einem



Else der Kante der
Scheibe ein
Magnete. — man dreht
die Scheibe um ihre Axe also ist Inductionsstrom. — Der inducirte
Strom hat eine verschiedene Richtung
je nachdem die ~~Strom~~ Scheibe in einer
oder der ~~Ent~~ entgegengesetzten Richtung gedreht
wird. —

Ich werde beweisen dass die indu[ciert]
elektr. Str. in dem Sinne des Thermostr.
oder dagegen fliesst! — ich kann auch
beweisen dass der Resultierende Strom
die eine oder die andere Richtung hat.
Je nach der Richtung des Stromes
leistet die Maschine + oder –
Arbeit. —
Überwiegt der Thermostrom so
leistet die Scheibe Arbeit —
Überwiegt die Induction so muss
ich ~~+ Arbe~~ Arbeit aufwenden. —
Hierauf beweisen wir 2ten Satz
in der allgemeineren Form. —
Die Leitung ist kein Kreisprozess
die Temperaturen derart wirken.

t_1, t_2, t_0 seien alle constant.

Suchen wir auf welche W. M. zugeführt werden muss um die Temp. constant zu erhalten. —

Die W. M. der continuirlichen Leit.

$$-\frac{1}{k}\, i^2 w \qquad t_0$$

so viel muss zugeleitet werden damit die Temperatur ungeändert bleibe. Wir nehmen an dass $t_1 < t_2$ dann wird an dieser Lötstelle Wärme erzeugt.

Also muss ich dieser daher entziehen

$$-\frac{1}{k}\, i\, f(t_1) \qquad \text{bei der Temp } t_1$$

Also durch ein Wärmereservoir dessen Temperatur t_1 ist —

In dem heissen Reservoir wird W. verbraucht. — Also muss zugeführt von dem Reservoir der Temp. $= t_2$

$$\frac{1}{k}\, i f(t_2)$$

Summe der 2 Sätze

$$-\frac{i^2 w}{a+t_0} - i\left(\frac{f(t_1)}{a+t_1} - \frac{f(t_2)}{a+t_2}\right) \leqq 0$$

Dies muss bestehen welches auch der Werth von i wäre. — Läßt man also i ans unendl. klein werden lassen wenigstens, so haben dann das erste Glied auf das Vorzeichen nicht Einfluss wirkt also nur

$$-i\left(\frac{f(t_1)}{a+t_1} - \frac{f(t_2)}{a+t_2}\right) \leqq 0$$

Da ich das Vorzeichen von i ändern kann, muss

$$\frac{f(t_1)}{a+t_1} - \frac{f(t_2)}{a+t_2} = 0 \text{ sein also}$$

$$\frac{f(t_1)}{a+t_1} = \frac{f(t_2)}{a+t_2}.$$

Nur dei t_2 und kommen so ein

$$\frac{f(t_1)}{a+t_1} = \text{Constans},$$

$$f(t_1) = C.(a+t_1)$$

Also ist f prop. mit der absoluten Temperatur multipl. mit einer Const. abhängig von C d. i. der Natur des Metalls. —

Die Erf. zeigt dass dies unrichtig ist. Bildet man ein Thermoelem. von Fe und Cu. So hat die therm. ein Richtung, wenn man kleine wenig erwärmt. — Das erreicht ein gewisses Maximum und kleine gleichen kehrt sich der Thermostrom um, — denn wäre dies so muss die Elektr. Kraft $= c(t_2 - t_1)$ sein.

man darf also nicht absehen von der Wärmeleitung bei der Entstehung und den irreversiblen W. Leitung wirklich im innigsten Zusammenhange mit den Thermoelektrischen Erscheinungen steht. —

Anwendung des 1ten Satzes auf Hydroketten.

Dieser Satz ist auch anwendbar auf Processe die nicht Kreisprocesse sind. — Denken wir uns ein Körper von einem Anfangszust. in einen Endzust. in 2 Wegen geführt werden kann. — Dann muss die Summe der leb. u. geg. Arbeit in beiden Fällen dieselbe. —

In dieser Form wenden wir sie an auf den Strom einer Hydrokette. —

In einer Hydrokette gehen chem. Processe vor

ich und in dem Ganzen wird W. erzeugt –
lebendige Kr. Stellbaren Ver. wird nicht
gel – äussere Arbeit auch nicht.
Also nur die chem. Processe – und die
in der Schliessung erzeugte Wärme. –
Man kann annehmen dass dieselben chem.
Processe auch ohne Vermittelung elec.
Ströme. –
Dann ist die W. dieselbe wenn der
chem. Process durch [illegible] elect.
Strom.

Wir machen die Annahme dass der ~~W.~~ chem. Proc.
proportional ist mit der Intensität etc. –
J. u. B. – wird nicht angegeben –
Dadurch ausgeschieden etwa $CuSO_4$
in Cu, so scheidet sich Cu an –
wenn der Strom genügend Intensität [illegible]
über den Strom in Intensität dann wird

HO ersetzt H erzeugt u. s. w.

Auch dies ist ausgeschlossen. —

Ich muss nun ein Paar Zeichen definiren.

Wir denken uns $i = 1$ dann finden

in der Zeit^Einheit^ in der Kette gewisse Pro-

cesse statt. — Ich nenne die W. E.

welche dabei erzeugt wird wenn der

chem. Process ohne Vermittelung des

Stromes in der Zeiteinheit —

$$\frac{1}{k}W$$

Ist die Stromstärke i so ist

$$\frac{i}{k}W$$

Gerade sogross muss die W. Men. sein welche

in der ganzen Schliessung des Stromes in der

Zeit^Einheit^ erzeugt ist. —

Wir suchen vor allem nach dem

Lenz - Joule schen Gesetze die W. Men.

erzeugt in einem continuirlichen Theile des Leiters:

$$=\frac{1}{k} i^2 w$$

Ausserdem wird W. M. erzeugt an den Berührungsstellen heterogener Leiter. Diese von Pelletier entdeckten W. M. verhältnissmässig aber sehr klein. —

Aber an den Electroden selbst und an der Berührungsstelle heterogener Flüss. Ströme W. M. erzeugt werden die nicht vernachlässigbar sind. — Es sei diese W. M.:

$$=\frac{1}{k} Q i$$

Dabei will ich nicht sagen dass Q einer mit i proportional, ich will die Möglichkeit zulassen dass Q eine Function von i sei. —

Also giebt der 1te Hauptsatz:

$$W = iw + Q$$

hieraus $$i = \frac{W - Q}{w}$$

diese Gl. hat die Form des Ohm'schen Gesetzes

die Electromotorische Kraft ist

also = $$\underline{W - Q}$$

W ist streng definirt, nicht so Q

Wenn eine Polarisation in der Kette nicht vorhanden ist, so ist auch Q unabhängig von i. —

wenn aber Polarisation da ist so ist Q abh. von i. —

Die Polarisation nimmt natürlich zu mit i aber sie nähert sich einem Grenzwerthe, ebenso ist es mit Q.

Wir wenden dies auf Daniell. Elem

wo Zn gelöst in ZnO SO$_3$ übergeht

während CuOSO$_3$ auf Cu reduziert wird

Man kann dies auch sonst machen. –

Einheit der Masse = Masse 1 mgrm.

Länge 1 mm.

Zeit 1 sec.

Aus diesen ergiebt sich eine gewisse

Einheit der Konstante

Einheit der Temp. 1°C

1 ist der W. E., die W. welche 1 mgr. Wasser

um 1° erwärmt.

Da ich W messen muss,

$k = 423500 . 9811$

423 meter.

Wir haben ausserdem nicht die Schwere, sondern die Kraft welche auf die Masse eine mlgr. wirkend in einer Sec. die Geschw. von 1 mm. hat. –

Weiter müssen wir wissen wie viel Zn. in einer Secunde ~~auf~~ von dem Strom 1 aufgelöst wird. –

Nach Versuche von W. Weber zersetzt in der Zeit einheit ein Gew. Wasser = 0,00927/6 mlgr.

Hieraus berechnet man wie viel Zn. der Str. 1 in der Zeiteinheit auflöst, – wenn man die chem Aequ. von HO u Zn kennt. –

Es ist aufgelöst das gew.

0,003389 +

aufgelöst. – ~~0,01~~ Zn O SO₃ H

Hiermit nun $\frac{1}{k}W$ und dann W berechnet werden. — Also die W. M. wenn das Gew. + in $CuSO_4$ geworfen wird = — Aequ. von Tavre und Silbern entsteht wenn 1 mgr Zn in $CuSO_4$ geworfen wird die Wärmemenge welche

(?) $\quad \underline{714}$ mal die W. M. ist $\frac{1}{2}$

$$\frac{1}{k}W = 714 \cdot 0{,}0033809$$

$$W = 1{,}006 \cdot 10^{11}$$

Man kann dies mit der Electromo-kraft der Daniel'schen Kette vergleichen, wenn Versuche vorliegen u. s. w.

$$E = 1{,}025 \cdot 10^{11}$$

Dabei ist A eigentlich [illegible].

Optik.

Wir beschäftigen uns mit der Undulations theorie bestehend in den Schwingungen eines überall verbreiteten Mediums. —

Die Hypothese von Hooke ausgesprochen aus dieselbe von Huygens. —

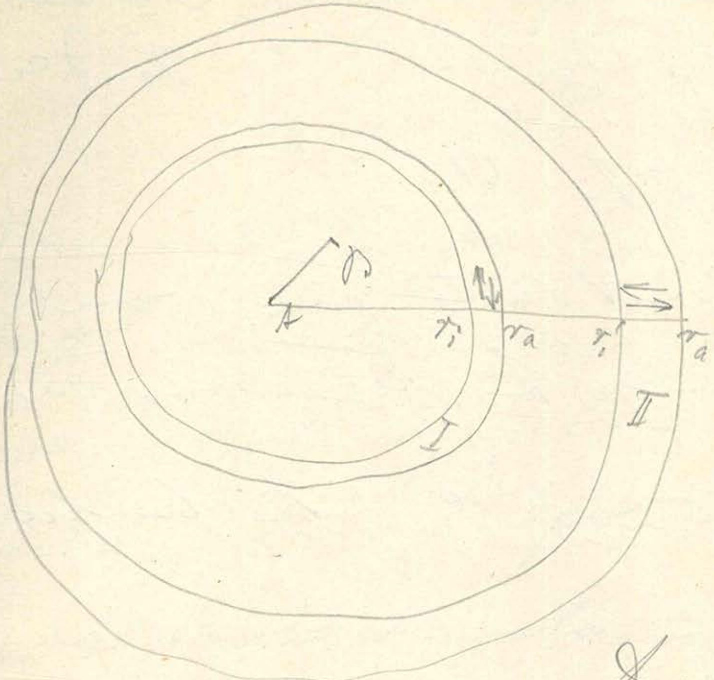
Th. Young und Fresnel in 1820 etwa verschafften dieser Theorie die allg. Annahme. —

Vor allem Hypothesen in welcher Art die Schwingungen sind. —

Vor allem über Fortpflanzung einer Welle bew. in einem elastischen Medium.

Ein elastisches Mittel nach allen
Richtungen gleich verhält. — So ist
Aether in diesem Glas etc. während
er in Krystallen nicht so ist.
Es soll ein Molekül A aus seiner
Gleichgewichtslage durch irgend
welche Ursache nach B gezogen
werden und dann wieder zurück
kehrt. — Die Bewegung untersuchen wir.
Betrachte den Aether an einem
speciellen Standpunkt. — Dann ist
Bed.: nur in zwei Kugelschalen
um den Erschütterungsmittelpunkt.
AB sehr klein voraus gesetzt —
nur innerhalb der Kug. Schalen Beweg.
Ausserhalb derselben ist die Ruhe.

in Ruhe –



Die Bewegung ist in beiden wesentlich verschieden.

In II die Kante der Pfeile in I auch

Die Bewegungsbrechung in der Leitungsebene wenn ABC in einer Ebene. – bei I Transversal in II longitudinal – –

r_i

Auf den Kugelflächen r_a und r_a' fängt die Bewegung eben an — in r_i r_i' hat die Bewegung eben aufgehört. –

Die 4 Radien wachsen dabei proportional der Zeit, — so dass

$$r_a = v t \quad (1)$$

wo v eine Constante nur von dem Mittel abh. t Zeit von der Zeit an welcher die Erscheinung anfing.

$$r_a' = v' t, \quad (2)$$

v Fortpflanzungsgeschw. einer transversalen

v' — einer longit. Welle

Ist T die Dauer des Passierens des Erschütterungsmittelpunktes so ist

$$r_i = v(t-T) \quad (3)$$

$$r_i' = v'(t-T) \quad (4)$$

wenn

$$r_a - r_i = vT$$

$$r_a' - r_i' = v'T$$

Diese sind die Dicken also sind die Dicken unabhängig von t d. h. sie ändern sich nicht — der Abstand bleibt also ungeändert —

Jeder Punkt des elastischen Mediums wird 2mal in Bew. gesetzt. 1) durch die longitudinale, 2) durch die transversale Welle. —

Denken wir uns nun dann nach dem der Erste [illegible] Pi [illegible] Schwingung ausgeführt hat, er wieder eine 2te ausführt. Dann entsteht eine [illegible] longit. [illegible] und diese werden gerade Angrenzen.

Ich fasse die Beugung auf einen Radius ins Auge. —

bei I Grün und [illegible] bei II mehr Gr.

Wenn L Dämmerung so gut [illegible] solche aus. —

Also wird jeder Punkt eine longit. und transversal. —

~~Es lässt nicht aus~~

Die Bew. selbst weder trans. noch longit. — —

— — —

Ist die Bewegung des k gegeben so lässt sich in jedem Punkte zerlegen —

u es sei

$$u = f(t)$$

f eine gegebene periodische Function.

Ich zerlege ich in eine longit. und eine transversale. —

Ich zerlege in longit und trans. in u und u'. — Es ist nun

$K = k$ abhängig von der Richtung der Verbindung von der Entfernung.

$$\left. \begin{aligned} u &= \frac{k}{r} f\left(t - \frac{r}{v}\right) \\ u' &= \frac{k'}{r} f\left(t - \frac{r}{v'}\right) \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Nehmen wir nun an unser Mittel wäre der Aether und dass ein Punkt desselben schon in cont. Bewegung sei. Dann ist t A ein leuchtender Punkt. Das von ihm ausgesandte Licht besteht aus transversalen Wellen. Man erkl. dies aus der Hypothese der Aether incompressibel ist. Also brauchen wir nur

$$u = \frac{k}{r} f\left(t - \frac{r}{v}\right) \qquad (6)$$

Eine gerade Linie gezogen von einem leucht. Punkte nennt man einen Lichtstrahl.

K Unterschied von einem Strahle zu andern hängt ab von der Neigung der Strahlen auf die Linie um v Fortpfl gen der be-

f die periodischen Fun. —

Über f machen wir die einfachste

Erfahrung. —

Die einfachsten Funktionen sind die

periodischen Funktionen — der kann

Punkt soll sich bewegen wie ein Pendel

bei unendl. kleinen Amplituden. —

$$f(t) = A \sin \alpha t.$$

A die Amplitude statt α führe ich

die Dauer einer Doppelschwingung T ein.

Dann ist die Bewegung periodisch mit

T Also es muss

αt um 2π wachsen

um t um T wenn s

Also $T = \frac{2\pi}{\alpha}$

$$\alpha = \frac{2\pi}{T}$$

$$u = f(t) = A \sin \frac{t}{T} 2\pi. \quad (7)$$

Dies ist ein ~~[illegible]~~ [illegible] [illegible]

Denn [illegible] [illegible] [illegible]

A die Amplitude. T die Dauer einer Doppelschw.

Um die Bewegung eines Aethertheilchens setzen wir dies [illegible]

$$u = \frac{kA}{r} \sin \frac{t - \frac{r}{v}}{T} 2\pi$$

$$u = \frac{kA}{r} \sin \left(\frac{t}{T} - \frac{r}{vT}\right) 2\pi \quad (8)$$

Also führt der bei einem Aethertheilchen ein Schwingungen aus wie der leuchtende Punkt. Nur ist ~~[illegible]~~ 1) die Amplitude eine andere dieselbe ist abhängig von der Richtung und der Entf. ab. –

2) Unterscheiden sich die Lagen von Aeth. von der Lage des bewegten Punkts durch $\frac{r}{vT}$

Ich setze die Amplitude der Aetherwellung

$$\frac{kA}{r} = a$$

und schreiben

$$u = a \sin\left(\frac{t}{T} - \frac{r}{vT}\right)2\pi \quad \ldots (9)$$

Wollen wir u zu irgend einer Zeit kennen so haben wir nur a denn den sin kennen lernen. —

Wir werden diesen Sinus kennen wenn wir

$$\left(\frac{t}{T} - \frac{r}{vT}\right)2\pi$$

kennen, oder den Überschuss dieses Winkels über den nächstliegenden Vielfachen von 2π kennen. — Diesen Überschuss nennt ist die Phase des betrachteten Aetherpunktes zur Zeit t also ist

$$\left(\frac{t}{T} - \frac{r}{vT}\right)2\pi = \varphi + n2\pi.$$

$\frac{t}{T}\cancel{2\pi} = \frac{r}{vT}\cancel{2\pi}$

$t = \frac{r}{v}$

man nennt φ die Phase. –

Manche belegen auch I mit dem Namen der Phase. –

Wir sehen zu wie sich die Phase ändert 1) wenn die Zeit 2) wenn x wächst also der Punkt auf dem Strahl fortrückt..

1) t variabel x constant. –

Ich gehe aus von einer Zeit in welcher

$$\varphi=0$$

wenn t wächst, so wächst auch φ u. z. proportional mit der Zeit t. So dass wenn t um Δt gewachsen ist, φ geworden ist $\frac{\Delta t}{T}$. –

$$\varphi = \frac{\Delta t}{T}$$

demnach ändert sich φ so lange bis $\Delta t = T$ geworden ist – dann fällt es herab u. s. w.

hieraus geht hervor dass zu 2 Zeiten
die um T oder um Vielfache von T
abstehen die Phase dieselbe ist —
Um Zeitpunkten die um $\frac{T}{2}$ oder ein
ungerades Vielfache ~~liegen~~ von einand
liegen ist die Phasen um π verschieden.
Zwei solche Phasen nennt man ent-
gegengesetzte. —

2) Wie ändert sich die Phase wenn man
längs des Lichtstrahles fortgeht. —
Also r variabel t constant ist —
Wir gehen aus von ein P $\varphi = 2\pi$ wenn
r wächst so nimmt φ ab — und

Ich nenne $\underline{\underline{vT = \lambda}}$

$$\left(\frac{t}{T} - \frac{r}{\lambda}\right) 2\pi = \varphi + n 2\pi$$

Wenn r wächst so nimmt φ ab — es sei

$-\Delta\varphi$ die ~~zu~~ Abnahme welche φ erleidet wenn r um Δr wächst so ist.

$$-\Delta\varphi = \frac{\Delta r}{\lambda} 2\pi$$

dies wächst bis $\Delta r = \lambda$ ist —

dann wird $\varphi = 0$.

Wenn dann nimmt es wieder ab —

Also in 2 Punkten die um geradzahl. λ abstehen findet im selben Zeitpunkt dieselbe Phase, —

welche um $\frac{\lambda}{2}$ oder ungeraden Vielfachen $\frac{\lambda}{2}$ abstehen, die stehen in entgegengesetzter Phase.

λ spielt die Rolle die in (2) wie T in (1),

$\lambda = v T$

die Wellenlänge ist die Länge welche sich das Licht in der Zeit einer Doppelschwingung fortpflanzt

---

Jetzt zusammenstellung einer der Physikalischen Eigenschaften. Der blos erhitzte Lichtstrahl an homogenen. — Die Farbe hängt ab von T oder auch λ. — Die verschiedenfarbigen Lichter unterscheiden sich durch die [illegible] länge. — Bei rothen Licht

$$T_{roth} = \frac{1 \sec}{500 \text{ Billionen}}$$

$$T_{viol} = \frac{1 \sec}{750 \text{ Billion}}$$

etwa wie 2 : 3 also eine Quinte.

Man darf dies als unend klein ansehen —
in dieser Theilsumme ——

Der Lichtstrahl welcher uns dunkel
ist ein Polarisirter, die Schwin-
gungen in einer durch den Strahl
gelegten Ebene. — Diese Ebene ist die
Polarisationsebene. —
Diese Annahme ist nicht die allg.
Polarisationsebene kann man experimentell
bestimmen — die Schwingungsebene muss
eindeutig hierdurch bestimmt sein
also kann — oder ⊥ nur in diesen
beiden Fällen ist eine solche Sache

Diejenigen optischen Phänomene bei jeg-
lichen nur an beiden —— zu erklären —

Intensität hängt von der Ampl.
ab – man kann leicht finden es wäre
... – Die Inten. ist umgekehrt prop.
mit dem Quadrate der Entfernung –
Daraus folgt dies. –

Wir werden

$J = a^2$ setzen können. –

Das Licht welches die Sonne und einen
Lichtquellen aussenden ist nicht
derart: –
Es ist
1) nicht homogen
2 nicht polar. Wir können uns
es denken zusammengesetzt aus polarisierten Strahlen deren Lagen verschieden sind. – Also eine ~~[illegible]~~
... aber in verschiedenen Richtungen

Beim natürlichen od. erzeugten Lichtstrahl ~~und~~ ~~se~~ überwiegt keine Richtung. —

Also die Vorstellung des Polarisirten homogenen Strahlen ist viel einfacher. — Wir reden Polaris. auf homogene polarisirte Strahlen. —

§ Zusammenstellung zu betrachten die in derselben Linie ~~tief~~ gleichen dieselbe Farbe haben aber von verschied. Quelle gen. —

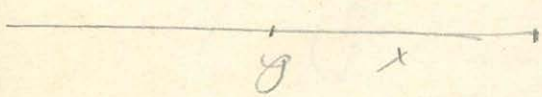
Vers. Klarh. Bew. aus

Wenn ein elastischer Winkel in Frage kommen vorausgesetzt dass die Bew. sehr klar und dann ist die Versuchung in der Gleichgewichtslage zu irgend einem Zeitpunkt –

Fragen

Das ist Folge deren daß die Diff. Gl. linear sind daß man ... ∞.

Die Lichtquellen in ∞ Entfernung Dadurch Unterschied daß für jeden Fall Winkel = Const. wird. — Es möge



$r = x + \text{Const.}$

$\text{Const} = \infty$

Dann wird $a = \frac{kA}{r}$ A ist dann $= \infty$ u. kA von der Ordnung r

$$u = a \sin\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} + \delta\right) 2\pi \quad (10)$$

δ ganz unabh. zwischen 0 und 1.

hierdurch sind wir auch von aller Wahl

des Zeitanfanges unabhängig geworden. –

Denn (10) ist hiervon unabhängig –

Denn bei Änderung des Zeitanfanges ändert

sich nur δ

Dabei ist $\delta 2\pi$ die Phase des Anfangspunktes

des x zum Anfangspunkte der Zeit. –

Nun nehmen wir an dass in dieser

Linie ~~dieselbe~~ zwei Strahlen von der

Farbe von verschied. Stärken. –

x_1 Entfernung von O und U, die versch.

dieser Punkte zur Zeit t_1 herrschen

wenn nur der eine der Strahlen da wäre

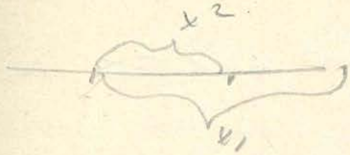
und will sehen.

$$u_1 = a_1 \sin\left(\frac{t_1}{T} - \frac{x_1}{\lambda} + \delta_1\right) 2\pi$$

dadurch $\delta_1 2\pi$ Phase zur Zeit 0 im Punkt O

a_1 die Amplitude der einen.

Ebenso an Pen



Die Verm zur Zeit t_2 wenn wir 2 daselben

sei u_2

$$u_2 = a_2 \sin\left(\frac{t_2}{T} - \frac{x_2}{\lambda} + \delta_2\right)2\pi$$

a_2 Ampl. $\underline{\underline{\delta_2 2\pi}}$ zur Zeit 0 Phase in O

Vor dem werde ich die Strahlen noch als getrennt betrachtet ansehen — und Definitionen geben. —

Ich nenne φ_1 und φ_2 zur Zeit t_1 des B

x_1 und x_2 an

eine ganze Zahl.

$$\varphi_1 = \left(\frac{t_1}{T} - \frac{x_1}{\lambda} + \delta_1\right)2\pi - n_1 2\pi$$

$$\varphi_2 = \left(\frac{t_2}{T} - \frac{x_2}{\lambda} + \delta_2\right)2\pi - n_2 2\pi$$

n_1 und n_2 so gewählt dass φ_1 und φ_2

zwischen

Wir wollen die Phasen vergleichen in demselben Punkte zur selben Zeit.

$$t_1 = t_2$$

$$x_1 = x_2$$

Wir bilden unter dieser Voraussetzung $\varphi_1 - \varphi_2$

$$\varphi_1 - \varphi_2 = (\delta_1 - \delta_2)\, 2\pi - n \cdot 2\pi$$

wo n eine ganze Zahl.

Hier ist nicht die Zeit und nicht x vorkommend. – Der Unterschied beider Phasen ist also constant.

Allerdings kann sich n sprungweise ändern, dadurch ändert sich $\varphi_1 - \varphi_2$ auch um ganze Vielfache von 2π – wenn wir aber nur betrachten den Überschuss der $\varphi_1\, \varphi_2$ über das zunächstliegende Vielfache von 2π – Also ist der

Phasenunterschied ist also überall zu allen Zeiten derselbe. –

Man nennt

$$(\delta_1 - \delta_2)\,2\pi$$

schlechthin den Phasenunterschied. –

Setzen wir $\varphi_1 = \varphi_2$ und $x_1 = x_2$ so ist

und suchen $t_1 - t_2$

$$t_1 - t_2 = T(\delta_2 - \delta_1) + nT$$

$t_1 - t_2$ ist der Zeitraum der vergehen muss damit der selbe Punkt in dem einen Strahle eine gewisse Phase erreicht bis zu der Zeit wo wenn er in dem andern Strahl dieselbe Phase erreicht. –

Die Phase ist da dieselbe wenn sie um ein vielfaches um T abstehen. –

Also nur dieselbe Phase in den an …

$T(\delta_2 - \delta_1)$

Wenn also $t_1 - t_2$ die Zeit ist in wie…

so ist $t_1 - t_2 = T(\delta_2 - \delta_1)$

es ist dass die <u>Verzögerung</u> bedeuten.

<u>Gangunterschied.</u>

Sehen wir $\varphi_1 = \varphi_2$ $t_1 = t_2$

$$x_1 - x_2 = (\delta_1 - \delta_2)d + nd$$

wo n eine ganze Zahl.

$x_1 - x_2$ ist die Strecke um welche 2 Punkte abstehen die in demselben Augenblicke in zwei Strahlen diese Phase haben. – Also sind dass die welche um $(\delta_1 - \delta_2)d$ von einander abstehen ℓ

S

$\boxed{Sp.\ v.} = \boxed{\delta}$

Sp

MAGYAR
TUDOMÁNYOS AKADÉMIA
KÖNYVTÁRA