Om Metallernes Ledningsevne

for Varme og Elektricitet.

Af

L. Lorenz.

Vidensk. Selsk. Skr., 6. Række, naturvidenskabelig og mathematisk Afd. II. 2.

Kjøbenhavn.

Bianco Lunos Kgl. Hof-Bogtrykkeri.

1881.

De theoretiske Betragtninger, som ligge til Grund for den ene af de to Methoder, hvorved jeg har forsøgt at bestemme forskjellige Metallers Ledningsevne for Varmen, ere følgende:

Man tænke sig en Stang opvarmet i den ene Ende. I en fra et vilkaarligt Punkt i Stangen regnet Afstand x være den variable Temperatur betegnet ved u_x, idet Temperaturskalaens Nulpunkt regnes fra Omgivelsernes Temperatur, som antages konstant. Temperaturen i en Række, i samme Afstand l efter hinanden følgende, Punkter er saaledes $u_0, u_l, \ldots u_{nl}$. Den Del af Stangen, som ligger imellem to til $x = \frac{1}{2}l$ og $x = (n - \frac{1}{2})l$ svarende Snit, modtager i Tidsenheden ved Varmeledningen fra den ene Side Varmemængden $kq\frac{u_0 - u_l}{l}$, naar k er Stangens Varmeledningsevne og q dens Tversnit, medens den til den anden Side afgiver Varmemængden $kq\frac{u_{(n-1)l} - u_{nl}}{l}$. Naar man altsaa sætter:

$$u_0 - u_l - u_{(n-1)l} + u_{nl} = \varDelta,$$

saa vil $\frac{kq\varDelta}{l}$ være den af den betragtede Del af Stangen i hver Tidsenhed modtagne Varmemængde, som nu dels medgaar til at opvarme Metallet, dels gaar bort til Omgivelserne.

Det imellem de to Snit liggende Stykke af Stangen har Længden $(n-1)l$ og kan tænkes delt i $n-1$ lige store Dele. Til at opvarme enhver af disse Dele 1 Grad udkræves $c\delta ql$ Varmeenheder, naar c er Metallets Varmefylde og δ dets Vægtfylde, og da den til Tidsenheden svarende Temperaturforøgelse i enhver af disse Deles Midtpunkter er $\frac{du_l}{dt}, \frac{du_{2l}}{dt}, \ldots \frac{du_{(n-1)l}}{dt}$, saa vil hele den Varmemængde, som Opvarmningen af alle $n-1$ Dele i hver Tidsenhed udkræver, kunne udtrykkes ved $c\delta ql\frac{d\Sigma}{dt}$, naar

$$\Sigma = u_l + u_{2l} + \ldots u_{(n-1)l}.$$

Den anden Del af Varmemængden, som tabes til Omgivelserne, er en Funktion af Temperaturen, og naar vi antage, at Temperaturerne i de forskjellige Stykker ikke ere meget forskjellige, kan denne Varmemængde tilnærmelsesvis betragtes som en Funktion af Middeltemperaturen, altsaa ogsaa som en Funktion f af Σ.

Vi erholde saaledes Ligningen:

$$\frac{kq\Delta}{l} = c\delta q l \frac{d\Sigma}{dt} + f(\Sigma). \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (1)$$

Naar altsaa Stangen først opvarmes i den ene Ende, medens Δ og Σ bestemmes umiddelbart (ved thermoelektriske Elementer), og naar man derefter lader Opvarmningen ophøre, hvorved Δ snart gaar over til en anden meget lille Værdi Δ', medens Σ i tilbagegaaende Retning paa ny gjennemløber de samme Værdier som før, saa vil man for den sidste Forsøgsrække erholde den til (1) svarende Ligning:

$$\frac{kq\Delta'}{l} = c\delta q l \frac{d\Sigma'}{dt} + f(\Sigma').$$

Af disse to Ligninger vil man for $\Sigma = \Sigma'$ ved Subtraktion erholde:

$$\frac{kq}{l}(\Delta - \Delta') = c\delta q l \left(\frac{d\Sigma}{dt} - \frac{d\Sigma'}{dt}\right),$$

hvor $\frac{d\Sigma}{dt}$ er positiv, $\frac{d\Sigma'}{dt}$ negativ. Man vil saaledes af en enkelt Forsøgsrække erholde en Række Bestemmelser af Forholdet $\frac{c\delta}{k} l^2$.

Ved en lille Forandring kan denne Methode gjøres endnu lidt nøjagtigere. For at se dette og for tillige at erholde et Skjøn over Størrelsen af de Fejl, som hidrøre fra de kun tilnærmelsesvis rigtige Forudsætninger for Beregningen, vil det imidlertid være nødvendigt at gaa tilbage til Differentialligningen for Varmens Bevægelse i en Stang:

$$\frac{d}{dx} kq \frac{du}{dx} = c\delta p \frac{du}{dt} + phu. \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (2)$$

Som Koefficienter indgaa heri, foruden de tidligere benyttede Størrelser, p, Stangens Perimeter, og h, Koefficienten for den ydre Varmeledning. Alle disse Koefficienter ere imidlertid selv Funktioner af u, men naar u antages lille og ikke er store Forandringer underkastet, ville de dog med tilstrækkelig Tilnærmelse kunne udtrykkes ved:

$$\frac{c\delta}{k} = a_0(1 + \alpha u), \quad \frac{ph}{kq} = b_0(1 + \beta u), \quad kq = k_0 q_0 e^{\gamma u},$$

idet disse nye Koefficienter betragtes som konstante. Herved forandres Differentialligningen til

$$\frac{d^2 u}{dx^2} = a_0(1 + \alpha u)\frac{du}{dt} + b_0(1 + \beta u)u - \gamma\left(\frac{du}{dx}\right)^2. \quad \ldots\ldots\ldots \quad (3)$$

Det vil let ses, at man har:

$$\int_0^{(n-1)l} dx \int_x^{x+l} dx \frac{d^2 u}{dx^2} = u_0 - u_l - u_{(n-1)l} + u_{nl} = \Delta.$$

Endvidere vil man for en vilkaarlig Funktion $f(x)$ have:

$$\int_0^{(n-1)l} dx \int_x^{x+l} dx\, f(x) = l^2 (f(l) + f(2l) + \ldots f((n-1)l)) = \frac{l^2}{12}(f(nl) - f(n-1)l) - f(l) + f(0)) + \ldots$$

hvilket Udtryk ogsaa, da man tilnærmelsesvis har:

$$f((n-1)l) + \tfrac{1}{12}(f(nl) - f((n-1)l)) = f\left(\left(n - \tfrac{11}{12}\right)l\right),$$

$$f(l) - \tfrac{1}{12}(f(l) - f(0)) = f\left(\tfrac{11}{12}l\right),$$

kan omdannes til

$$l^2 \left(f\left(\tfrac{11}{12}l\right) + f(2l) + \ldots + f((n-2)l) + f\left(\left(n-\tfrac{11}{12}\right)l\right)\right) + \ldots$$

Med en lille Forandring af den tidligere Betydning af Σ, nemlig til

$$\Sigma = u_{\frac{11}{12}l} + u_{2l} + \ldots + u_{(n-2)l} + u_{\left(n-\frac{11}{12}\right)l}, \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (4)$$

ville vi saaledes af (3) ved den angivne dobbelte Integration erholde tilnærmelsesvis:

$$\Delta = a_0 l^2 \frac{d\Sigma}{dt} + b_0 l^2 \Sigma + \int_0^{(n-1)l} dx \int_x^{x+l} dx \left(a_0 \alpha u \frac{du}{dt} + b_0 \beta u^2 - \gamma \left(\frac{du}{dx}\right)^2\right). \quad \ldots (5)$$

Det sidste Integral vil altid kunne betragtes som en lille Størrelse i Sammenligning med de andre i Udtrykket indgaaende Led, naar kun Forsøgene udføres ved tilstrækkelig smaa Temperaturforøgelser. Vi kunne derfor ogsaa tilnærmelsesvis bestemme dette Integral, idet vi, for saa vidt Beregningen af dette angaaer, gaa ud fra den mere simple Differentialligning:

$$\frac{d^2u}{dx^2} = a_0 \frac{du}{dt} + b_0 u,$$

og integrere denne med fornødent Hensyn til de Betingelser, under hvilke Forsøgene ere udførte. Det maa da bemærkes, at Opvarmningen af Stangen ledes saaledes, at Δ holder sig meget nær konstant, saalænge Maalingerne udføres. Denne Betingelse vil være tilfredsstillet ved et Integral af Formen:

$$u = A e^{x\sqrt{b_0}} + B e^{-x\sqrt{b_0}} + C e^{-\frac{b_0}{a_0}t},$$

og skjøndt ogsaa Integraler af andre Former her ere mulige, tør det dog antages, at ovenstaaende Udtryk i det væsentlige vil kunne gjengive Temperaturtilstanden i Stangen saaledes, som den har været, medens Maalingerne bleve udførte.

Stangens ene Ende er endvidere i Afstanden $\frac{1}{2}l$ fra det første Punkt, hvor Temperaturen u_0 maales. Da Varmetabet i Stangens Ende kun er lille, vil man derfor her tilstrækkelig nøjagtigt kunne sætte $\frac{du}{dx} = 0$ for $x = -\frac{1}{2}l$.

Man vil nu være i Stand til at eliminere Konstanterne A, B, C, og man vil derefter erholde:

$$\int_0^{(n-1)l} dx \int_x^{x+l} dx\, u^2 = l^2 \frac{\Sigma^2}{n-1} + l^2 \Delta^2 f,$$

$$\int_0^{(n-1)l} dx \int_x^{x+l} dx \left(\frac{du}{dx}\right)^2 = \Delta^2 g,$$

hvor f og g ere visse, alene af $l^2 b_0$ afhængige Tal. Ved Indsættelsen af følgende Værdier for $l^2 b_0$, som omfatte de forskjellige Værdier, denne Størrelse antager i mine Forsøg,

$$l^2 b_0 = 0{,}01,\ 0{,}0225,\ 0{,}04,\ 0{,}09,\ 0{,}16,$$

har jeg fundet følgende tilsvarende Værdier for f og g:

$$f = 11{,}08,\ 9{,}34,\ 7{,}66,\ 4{,}86,\ 3{,}05,$$

$$g = 3{,}13,\ 2{,}78,\ 2{,}40,\ 1{,}76,\ 1{,}33,$$

hvilke Tal meget nær kunne gjengives ved de empiriske Formler:

$$f = \frac{68}{5 + 100 l^2 b_0}, \quad g = \frac{34}{10 + 100 l^2 b_0}.$$

Sættes endvidere

$$f b_0 l^2 \beta - g\gamma = \eta, \quad a_0\left(1 + \frac{\Sigma}{n-1}\alpha\right) = a, \quad b_0\left(1 + \frac{\Sigma}{n-1}\beta\right) = b,$$

idet altsaa a og b ere de til Middeltemperaturen $\frac{\Sigma}{n-1}$ svarende Værdier af $\frac{c\delta}{k}$ og $\frac{ph}{kq}$, saa reduceres Ligning (5) til

$$\varDelta(1 - \eta\varDelta) = a l^2 \frac{d\Sigma}{dt} + b l^2 \Sigma. \qquad (6)$$

Da alle de i η indgaaende Størrelser kunne udledes af selve Forsøgene, har jeg kunnet beregne den i Leddet $\eta\varDelta$ indeholdte Korrektion for alle mine Forsøg, og det har da vist sig, at denne Korrektion er aldeles uden Betydning for alle de bedre ledende Metaller. Ligeledes er den endnu for Nysølv, som hører til de slettere ledende Metaller, uden Betydning paa Grund af, at her γ undtagelsesvis er positiv, derimod beløber for Antimon Korrektionen i mine Forsøg sig til henved 5 Procent og for Vismuth endog til 10 Procent, med hvilken Brøkdel den fundne Værdi af a bør formindskes.

Idet nu Forsøgene anstilles som ovenfor er angivet, vil man, naar $\eta\varDelta$ sættes lig 0, til Beregningen af a have Ligningen:

$$a l^2 = \frac{\varDelta - \varDelta'}{\frac{d\Sigma}{dt} - \frac{d\Sigma'}{dt}}. \qquad (7)$$

Endnu maa bemærkes, at Iagttagelserne ikke umiddelbart give Værdierne af $\frac{d\Sigma}{dt}$. Forsøgene ere anstillede saaledes, at de til givne Værdier af Σ, som $\Sigma_0, \Sigma_1, \Sigma_2, \ldots$ svarende Tidsmomenter $t_0, t_1, t_2, \ldots$ bestemmes, idet Σ voxer eller aftager med konstante Differenser. Er t det til $\Sigma = \frac{\Sigma_{m-1} + \Sigma_m}{2}$ svarende Tidsmoment, saa er

$$\frac{d\Sigma}{dt} = \frac{\Sigma_m - \Sigma_{m-1}}{t_m - t_{m-1}}\left(1 + \frac{1}{12}\,\frac{b^2}{a^2}(t_m - t_{m-1})^2 + \ldots\right), \qquad (8)$$

hvor allerede det anførte andet Led i Rækkeudviklingen kun opnaar en meget lille Værdi i mine Forsøg. Det vil imidlertid dog bestandig blive medtaget i Regningen.

De Metaller, som have været Gjenstand for mine Undersøgelser, ere Kobber, Magnium, Aluminium, Kadmium, Jern, Tin, Bly, Antimon og Vismuth, samt af Legeringer rødt og gult Messing og Nysølv. Af disse 12 Metaller lod jeg forfærdige cylindriske Stænger af 30 Centimeters Længde og 1,5 Centimeters Tykkelse. Disse Stænger bleve gjennemborede med en Række meget fine Huller, kun $0,4^{mm}$ i Gjennemsnit, af hvilke Huller et enkelt befandt sig 1^{cm} fra Stangens ene Ende, navnlig bestemt til Brug for de elektriske Modstandsbestemmelser, medens der i samme Afstand fra Stangens anden Ende begyndte en Række af 9, 2^{cm} fra hinanden fjernede, lignende Huller, som jeg vil betegne med 0, 1, 2, ... 8. Disse gik med hinanden parallele midt igjennem Stangen. Desuden var der endnu imellem 0 og 1 og imellem 7 og 8 anbragt to Huller i en Afstand af $\frac{1}{6}^{cm}$ henholdsvis fra 1 og 7. Disse sidste Huller vare borede vinkelret paa de andre og lidt excentrisk. Jeg vil betegne disse ved 1′ og 7′.

I disse Huller bleve Thermoelementerne anbragte. De bestode i Reglen af en $0,1^{mm}$ tyk Kobbertraad og en $0,3^{mm}$ tyk Nysølvtraad. Loddestedet var omviklet med Silke, som iforvejen var afviklet fra Kobbertraadens Overspinding, Kobbertraaden blev trukket helt igjennem Hullet, indtil Loddestedet befandt sig midt i dette, medens Nysølvtraadens Overspinding dannede et Bryst udenfor Hullet. Elementet var fuldstændig isoleret fra Stangen, hvad hver Gang særlig blev undersøgt.

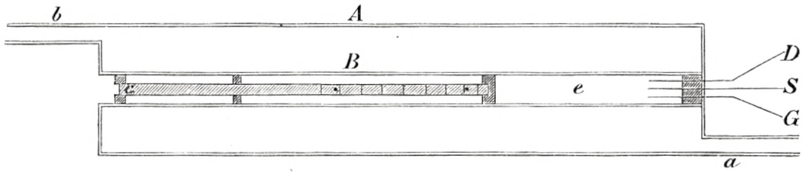
Til de to Huller 0 og 1 samt til 7 og 8 benyttedes Dobbeltelementer, idet to Kobbertraade med deres ene Ende vare loddede til Enderne af en enkelt, kun nogle Centimeter lang Nysølvtraad. Disse Dobbeltelementer angave alene Temperaturforskjellen for de to Huller 0 og 1 samt for 7 og 8. Desuden bleve de fra 0 og 7 kommende Kobbertraade forenede ved Lodning, saaledes at den thermoelektriske Differens i de fra 1 og 8 kommende Kobbertraade komme til at svare til den ovenfor ved Δ betegnede Temperaturdifferens.

Endvidere bleve 7 Thermoelementer anbragte i de 7 Huller 1′, 2, 3, ... 6, 7′ og forbundne til en sammensat Kjæde, saaledes at alle de Loddesteder, som befandt sig udenfor Stangen, under Forsøgene vare førte hen til et særskilt Rum, hvor de erholdt Omgivelsernes Temperatur. Den elektriske Differens i denne Kjædes Endepunkter svarede altsaa til den ved Σ (Ligning (4)) betegnede Temperatursum.

De to fra 8 og 1′ kommende Kobbertraade vare begge ved en Lodning forbundne med en 1^{mm} tyk Kobbertraad (G i omstaaende Figur), medens to andre 1^{mm} tykke Kobbertraade (D og S) vare forbundne, den første med den fra 1 kommende Kobbertraad, den anden med den fra 7′ kommende Nysølvtraad. De elektriske Differenser imellem G og D og imellem G og S svare altsaa henholdsvis til de Temperaturstørrelser Δ og Σ, som ved Forsøgene skulle bestemmes.

Efter at alt dette var ordnet, blev Stangen anbragt i det i Figuren fremstillede

Varmeapparat. Dette bestod af en lukket Cylinder A (47^{cm} lang, $10{,}5^{cm}$ i Diameter), hvorigjennem der gik et $4{,}3^{cm}$ vidt, aabent Rør B, alt af Messing og med tykke Vægge. Dette Apparat blev ved en gjennem Røret a ledet Vandstrøm holdt paa Vandledningens Temperatur eller ogsaa opvarmet til 100° ved en Strøm af Vanddampe, som traadte ind ved b og ud gjennem Røret a. Stangen blev ved Hjælp af to Korkproppe anbragt i det indre Rør B. En tredie, ikke tæt sluttende Korkprop, som var anbragt i nogen Afstand fra Stangens



forreste Ende c, tjente kun som Skjærm og tvang den fra den stærkest opvarmede Del af Stangen kommende Luft til at passere tæt forbi Rørets Vægge. Thermoelementerne vare trukne igjennem smaa Huller i den ved Stangens anden Ende anbragte Korkprop, saaledes at alle de Loddesteder, som skulde holdes paa Varmeapparatets Temperatur, befandt sig i Rummet e, hvor de vare omgivne af løst Bomuld. De tre ovenfor omtalte Kobbertraade D, G og S vare anbragte i en tætsluttende Korkprop.

Thermoelementernes elektromotoriske Kræfter bleve maalte paa følgende Maade. Paa et Bord var en 5 Meter lang, 1^{mm} tyk Kobbertraad anbragt saaledes, at den første halve Meter af Traaden var udspændt over en i Millimeter inddelt Maalestok, medens den øvrige Del af Traaden for hver halve Meter, regnet fra Maalestokkens Nulpunkt, var befæstet til Bordet og her dannede en lille Bøjle. Med denne Traad var forbunden en Siemens Rheostat, en Sinusbussole og et Daniells Element.

Fra den fra Varmeapparatet kommende Traadende G førte en Ledning til et Wiedemanns Spejlgalvanometer, hvis Spejl ved Hjælp af en stærk Magnet var holdt tilbørlig astatisk, og herfra til den ovenfor beskrevne Maaletraads Nulpunkt. Fra de to andre Traade D og S førte to Ledninger til den ved Maalebordet siddende Iagttager. Naar en af disse to Ledninger bringes i Berøring med Maaletraaden, saa gaar den fra Maaletraaden afledede saavelsom den fra Thermoelementerne kommende elektriske Strøm gjennem Galvanometret. Naar begge disse i Strømkredsen opstaaede elektromotoriske Kræfter ere lige store og modsatte, saa vil der intet Udslag af Galvanometret fremkomme. Paa denne Maade vare alle Galvanometeriagttagelserne kun Nulpunktsiagttagelser, og Maaletraaden giver da i Millimeter et Maal for de elektromotoriske Kræfter Δ og Σ, som Forsøgene gaa ud paa at bestemme, idet Δ bestemmes ved den fra D kommende Ledning og maales paa den udspændte Del af Maaletraaden, medens Σ bestemmes ved Ledningen fra S og maales kun for hver halve Meter paa den øvrige Del af Maaletraaden.

Alle Traadledningerne, heri indbefattet Maaletraaden og Galvanometrets Traad, bestode af den samme, 1^{mm} tykke Kobbertraad, og overalt, hvor to Traadender vare forenede ved Klemskruer, vare Traadene selv i umiddelbar Berøring med hinanden. Den ene Traadende, som blev ført hen til et Punkt af Maaletraaden, blev ikke berørt umiddelbart med Haanden, men var befæstet til et Træhaandtag. Maalingerne udførtes ved Lampelys, imod hvilket Galvanometret var beskyttet ved en Skjærm, navnlig var alt direkte Sollys altid holdt borte fra Iagttagelseslokalet. Daniells Element blev altid en Time før Maalingerne forbundet med Ledningen, hvorved opnaaedes en meget konstant Strøm under alle Maalingerne. Endelig vare ogsaa de elektriske Modstande i de forskjellige Dele af Maaletraaden nøjagtigt sammenlignede.

Ved de ovennævnte Forsigtighedsregler var der opnaaet, at naar Stangen i Varmeapparatet havde opnaaet Vandledningens konstante Temperatur, saa fandtes næsten altid Δ og Σ lig 0. Var derimod Apparatet opvarmet ved Vanddamp, saa var dette ikke længere Tilfældet, og Δ og Σ maatte da regnes fra de Punkter paa Maalestokken, som Maalingerne udviste, naar Stangen havde naaet den stationære Temperaturtilstand. Disse konstante thermoelektriske Kræfter fremkom for en Del i de tre til Varmeapparatet førende tykkere Kobbertraade, idet disse havde meget forskjellige Temperaturer i deres Endepunkter, imellem hvilke der paa Grund af den ene Traadendes foregaaende Opvarmning under Lodningen var opstaaet ikke ringe thermoelektriske Forskjelligheder.

Ved et Forsøgs Begyndelse er Røret i Varmeapparatet lukket ved c med en Korkprop, og Tiden afventes, indtil Stangen i Varmeapparatet har naaet dettes konstante Temperatur. Derefter bliver Proppen taget bort, og en iforvejen opvarmet Stang, i Reglen Kobberstangen, føres hen til c, medens Opvarmningen af den ydre Stang fortsættes ved en meget svag Lampe. Denne Opvarmning maa ledes saaledes, at den thermoelektriske Differens Δ for den i Apparatet anbragte Stang stiger raskt og derefter holder sig i nogen Tid nogenlunde konstant. For med Sikkerhed at kunne lede Opvarmningen, maa man sørge for en fuldstændig metallisk Berøring imellem de to Stænger, hvorfor den ydre Stangs Endeflade altid var frisk amalgameret. Iøvrigt kan jeg ikke give nogen almindelig Regel for Opvarmningen, den udkræver kun nogen Øvelse for at lykkes, og mere rationelle Opvarmningsmethoder maatte jeg forkaste. De slettere ledende Metalstænger, Antimon og Vismuth, maatte jeg, for at erholde den rette Opvarmning, gjøre noget kortere.

Saasnart Maalingerne vise, at Δ nærmer sig til at blive konstant, søger man at bestemme Σ, idet man bringer Spidsen af den fra S kommende Traad i kortvarig Berøring med en af de paa Maaletraaden anbragte smaa Bøjler, som angive 500, 1000, . . . indtil 5000 Millimeter af Maaletraaden fra dennes Nulpunkt, og man iagttager da ved et Pendul-uhr det Øjeblik, da Berøringen med et af disse Punkter ingen Strøm frembringer. Derefter bestemmes Δ nøjagtigt, og paany iagttages Tidsøjeblikket, naar Σ passerer den næste,

500^{mm} højere Inddeling paa Maaletraaden, og saaledes videre, indtil enten $\varDelta$ ikke længere holder sig konstant, eller indtil det højeste Punkt, 5000^{mm}, paa Maaletraaden er naaet. Derefter afbrydes Opvarmningen, Apparatet lukkes atter med Korkproppen, og $\varDelta$ aftager nu raskt og nærmer sig Nulpunktet. Iagttagelserne fortsættes da ved aftagende Σ ligesom før, indtil man er kommet tilbage til den først noterede lavere Grænse for Σ. Beregningen af en saadan Forsøgsrække udføres da ved Hjælp af Ligningerne (7) og (8).

For nærmere at undersøge de forskjellige mulige Fejlkilder ved disse Forsøg og fuldstændig være sikker paa Rigtigheden af de opnaaede Resultater, har jeg, forinden jeg begyndte de endelige Maalinger, udført en stor Mængde, paa forskjellige Maader varierede Forsøg med flere af Stængerne (ialt over 100 Forsøgsrækker). Saaledes bleve Forsøg udførte dels med det beskrevne Varmeapparat, som blev anvendt ved alle de endelige Maalinger, dels med et andet, dels ogsaa i fri Luft. I nogle Forsøg var Stangen omgiven med Bomuld eller Edderdun. Forskjellige Grader af Opvarmning bleve prøvede, idet den i Maaletraadens Strømkreds indskudte Modstand varierede fra 300 til 50 Siemens Enheder. Foruden de sædvanlig benyttede Thermoelementer af Kobber- og Nysølvtraad prøvedes ogsaa Elementer af Kobber- og Jerntraad. Da de første Elementers elektromotoriske Kraft voxer ved højere Temperaturer, de sidstes derimod aftager, saaledes at disse Elementers Temperaturangivelser altsaa afvige til modsatte Sider fra den sædvanlige Temperaturskala, ere disse Forsøg ikke uden Interesse, og jeg skal derfor i det følgende anføre en med Kobber-Jerntraad udført Forsøgsrække. Endelig har jeg ogsaa ved Jern-, Nysølv- og Vismuthstængerne anvendt Kobbertraade alene, der indsattes i Hullerne i ledende Forbindelse med Stangen, som Thermoelementer. Jeg skal med Hensyn til alle disse Forundersøgelser indskrænke mig til at bemærke, at jeg ikke fandt nogen væsentlig Uoverensstemmelse i de erholdte Resultater.

Efter Tilendebringelsen af disse meget tidsspildende Forundersøgelser kunde de endelige Maalinger, hvis Enkeltheder jeg i det Følgende skal meddele, bringes temmelig hurtig til Ende, da Forsøgene i og for sig efter nogen Øvelse ikke frembyde særlige Vanskeligheder.

Den elektriske Ledningsevne har jeg bestemt for alle Stængerne umiddelbart i absolut Maal ved 0° og ved 100° efter den samme Methode, som jeg tidligere har benyttet til Bestemmelsen af Kviksølvets elektriske Ledningsmodstand (Oversigt over Vidensk. Selsk. Forh. 1873, S. 67), ved hvilken Methode Maalinger af smaa Modstande lade sig udføre baade med Lethed og med Nøjagtighed. Til nærværende Maalinger har jeg i Stedet for en astatisk Dobbeltnaal benyttet Spejlgalvanometret, som er følsommere, medens rigtignok paa den anden Side Dobbeltnaalen mindre er udsat for forstyrrende Indvirkninger fra Strømmen i Maaleapparatets store Traadrulle. Da imidlertid denne sidste altid kan anbringes i saa stor en Afstand fra Galvanometret og drejes om til en saadan Stilling, at disse Indvirkninger blive umærkelige, og da der desuden i Forsøgene selv er den fornødne Kontrol for de mulige Fejl af denne Art, har jeg her foretrukket Spejlgalvanometret.

Stængerne bleve holdte paa 0° ved at omgives med Is, og paa 100° ved at anbringes i kogende Vand eller i Varmeapparatet (Magnium og Aluminium), ogsaa bleve nogle Forsøg anstillede med Stængerne anbragte i fri Luft ved Stuens Temperatur. Resultaterne vare ved en given Temperatur de samme, hvad enten Stængerne vare omgivne af Luft eller Vand.

Jeg havde til disse Forsøg alene benyttet mit Apparats ydre Traadrulle, med hvilken jeg tillige udførte nogle Bestemmelser af Kviksølvets Ledningsevne. Resultaterne heraf vare de samme som de tidligere fundne, i hvilke jeg for Kviksølvets Modstand havde fundet en 2 Procent mindre Værdi end British Association's Comité. Senere er Hr. Rowland (Silliman's Journal, Vol. XV (1878), p. 281) kommet til et midt imellem disse liggende Resultat, men hertil maa endnu bemærkes, at disse og andre Iagttagere hidtil ikke have bestemt selve Kviksølvets Ledningsmodstand i absolut Maal, men alene Modstanden af de Siemen'ske Kopier, som ere bestemte ved Sammenligning med forholdsvis tynde Kviksølvsøjler.

I min ovenfor citerede Afhandling om Kviksølvets elektriske Ledningsmodstand havde jeg (S. 78) omtalt, at en Slutning eller Afbrydelse af Hovedstrømmen under Maalingerne havde en kjendelig Virkning paa Galvanometret. Dette Fænomen, som dengang var mig uforklarligt, har jeg nu fundet, hidrører fra Traadrullens inducerende Virkning paa Ledningen til Galvanometret. Naar man kun lader denne Ledning gaa til Traadrullen vinkelret paa dennes Vindinger, bortfalde disse Induktionsfænomener ganske.

Bestemmelsen af Metallernes Vægtfylde bleve udførte ved sædvanlig Temperatur, hvoraf Vægtfylden ved 0° og 100° blev beregnet, idet jeg gik ud fra de bekjendte Udvidelses-koefficienter. Disse og de følgende Forsøg bleve udførte med Stykker paa 6^{cm} Længde, der vare afskaarne af Stængerne.

Endelig har jeg ogsaa bestemt Varmefylden for alle Metallerne ved tre forskjellige Temperaturer. Det til disse Forsøg indrettede Varmeapparat bestod af en Kobbercylinder (156^{mm} høj, 55^{mm} i Gjennemsnit), som omgav et i Laaget anbragt (128^{mm} langt, 27^{mm} bredt), for neden lukket Rør. Cylindren indeholdt Æthylalkohol eller Amylalkohol, som holdtes vedvarende i Kog, idet Dampene fortættedes i et spiralformet Glasrør, hvorfra de som Vædske løb tilbage igjen til Cylinderen. Den lille Stang, hvis Varmefylde skulde bestemmes, var anbragt i Røret og blev her opvarmet til de to Vædskers Kogepunkter (78° og 131°). Endelig blev ogsaa det samme Apparat tilligemed Stangen sat ned i en Kuldeblanding af Is og Kogsalt.

Naar Stangen paa en af disse Maader havde opnaaet en konstant Temperatur, blev Opvarmningsapparatet ved et Haandtag ført hen til Kalorimetret, hvori Stangen hurtig blev styrtet. Forøvrigt udførtes Maalingerne paa sædvanlig Maade. Da Værelsets Temperatur ved disse Forsøg omtrent var 20°, saa var de til de fundne Varmefylder svarende Middel-temperaturer meget nær 0°, 50°, 75°. Ved enhver af disse Temperaturer blev der udført mindst to Maalinger. De fundne Middelværdier ville blive anførte i det følgende.

Af disse Iagttagelser har jeg beregnet de til 0° og 100° svarende Varmefylder ved Formlerne:

$$\left.\begin{aligned} c_0 &= c + 0{,}45\,\varepsilon - 0{,}30\,\varepsilon' \,, \\ c_{100} &= c + 0{,}20\,\varepsilon + 1{,}20\,\varepsilon' \,, \end{aligned}\right\} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (9)$$

idet c, $c + \varepsilon$ og $c + \varepsilon'$ ere de af Iagttagelserne fremgaaede Værdier af Varmefylderne ved 0°, 50° og 75°. Disse Formler ere beregnede ved de mindste Kvadraters Methode, idet Vægtene af de fundne Værdier for c, $c + \varepsilon$ og $c + \varepsilon'$ ere anslaaede til henholdsvis 1, 2 og 3,4.

I de følgende Tabeller har jeg samlet Resultaterne af alle de saaledes udførte Maalinger i den Orden, hvori Forsøgene over Varmeledningen bleve udførte. ϑ er Varmeapparatets Temperatur, de i første Linie angivne Værdier af Δ og Σ ere de paa Maaletraaden i Millimeter maalte konstante Temperaturer ved Forsøgets Begyndelse, W er Modstanden i Maaletraadens Strømkreds. I Reglen har den benyttede Modstand været 102 Siemens Enheder, ved hvilken Modstand 1° C. svarer til 48^{mm} af Maaletraaden ved 0° og $58{,}5^{\mathrm{mm}}$ ved 100°. Den første vertikale Række i Tabellerne indeholder Middeltallene $\left(\frac{\Sigma_m + \Sigma_{m-1}}{2}\right)$ af de to paa hinanden følgende, iagttagne Værdier af Σ, den anden Række det imellem disse to Iagttagelser forløbne Antal Sekunder (t), hvoraf i tredie Række $\frac{d\Sigma}{dt}$ er beregnet ved Hjælp af Ligning (8), som paa en lille Korrektion nær giver $\frac{d\Sigma}{dt} = \frac{500}{t}$. Den fjerde Række indeholder de iagttagne Værdier af Δ. De tre følgende Rækker give de tilsvarende, ved den paafølgende Afkøling fundne Størrelser, idet nu Σ gjennemløber de samme Værdier i tilbagegaaende Retning. Endelig indeholder den ottende Række de ved Lign. (7) beregnede Værdier af al^2, hvor $l = 2$, medens den sidste Række indeholder de ved Hjælp af Ligningen:

$$\frac{b}{a} = -\frac{\frac{d\Sigma'}{dt}}{\Sigma} + \frac{\Delta'}{4a\Sigma}$$

beregnede Værdier af $\frac{b}{a} \,.\, 10^5$. Det maa bemærkes, at Δ og Σ maa regnes fra de ved Forsøgets Begyndelse bestemte faste Punkter ved Beregningen af $\frac{b}{a}$, hvorimod disse ere uden Betydning for Beregningen af a. Som absolute Enheder er her overalt antaget for Massen Grammet, for Længden Centimeteren, for Tiden Sekundet.

Tin.

1. $\vartheta = 6{,}0°$, $\varDelta = 0$, $\Sigma = 0$, $W = 102$ S. E.

Σ	t	$\frac{d\Sigma}{dt}$	$\varDelta$	t	$-\frac{d\Sigma'}{dt}$	$\varDelta'$	$4a$	$\frac{b}{a} \cdot 10^5$
1250	153	3,27	45	513	0,99	0	10,56	79
1750	187	2,67	44	376	1,34	1	10,72	82
2250	245	2,05	43	308	1,64	5	10,30	94

2. $\vartheta = 6{,}4°$, $\varDelta = 0$, $\Sigma = 0$, $W = 102$ S. E.

3250	109	4,59	82	178	2,82	5	10,39	102
3750	116	4,31	85	155	3,23	5	10,61	99
4250	114	4,40	90	141	3,55	9	10,19	105

3. $\vartheta = 8{,}2°$, $\varDelta = 0$, $\Sigma = -30$, $W = 102$ S. E.

2250	98	5,10	73	265	1,90	−2	10,71	76
2750	105	4,76	72	213	2,36	−3	10,53	76
3250	114	4,39	70	183	2,74	−3	10,24	75
3750	130	3,85	71	153	3,27	−3	10,39	79
4250	130	3,85	74	147	3,41	0	10,19	80

4. $\vartheta = 100°$, $\varDelta = 22$, $\Sigma = 700$, $W = 102$ S. E.

2250	120	4,17	88	320	1,57	22	11,54	101
2750	135	3,71	90	258	1,95	23	11,84	100
3250	160	3,13	90	214	2,34	25	11,88	102
3750	216	2,32	87	198	2,53	30	11,75	106

5. $\vartheta = 100°$, $\varDelta = -27$, $\Sigma = 1500$, $W = 102$ S. E.

3750	61	8,20	93	218	2,31	−27	11,42	103
4250	68	7,35	97	170	2,95	−27	12,04	108
4750	70	7,14	96	170	2,95	−22	11,70	104

De tre Forsøgsrækker 1, 2 og 4 ere udførte med thermoelektriske Elementer af Kobber- og Jerntraad, de andre og alle de følgende derimod med Elementer af Kobber- og Nysølvtraad.

Af Forsøgsrækkerne 1, 2 og 3 erholdes som Middel:

$$4a = 10{,}44 \text{ ved } 16° \text{ C.}$$

Af 4 og 5:

$$4a = 11{,}74 \text{ ved } 106° \text{ C.}$$

Beregnes heraf de til 0° og 100° svarende Værdier, erholdes:

$$4a_0 = 10{,}21\,, \quad 4a_{100} = 11{,}64.$$

De iagttagne Varmefylder ere:

ved 0°	ved 50°	ved 75°
0,05368 ,	0,05534 ,	0,05643 ,

hvoraf ved Formlerne (9) beregnes:

$$c_0 = 0{,}05360\,, \quad c_{100} = 0{,}05731.$$

De til 0° og 100° svarende Vægtfylder ere:

$$\delta_0 = 7{,}276\,, \quad \delta_{100} = 7{,}226\,,$$

hvoraf

$$c_0\,\delta_0 = 0{,}3900\,, \quad c_{100}\,\delta_{100} = 0{,}4141.$$

Varmeledningsevnerne ved 0° og 100°, k_0 og k_{100}, ere altsaa

$$k_0 = \frac{c_0\,\delta_0}{a_0} = 0{,}1528\,, \quad k_{100} = \frac{c_{100}\,\delta_{100}}{a_{100}} = 0{,}1423\,, \quad \frac{k_0}{k_{100}} = 1{,}074.$$

De fundne elektriske Ledningsevner ved 0° og 100° ere

$$\varkappa_0 = 9{,}346\,.\,10^{-5}\,, \quad \varkappa_{100} = 6{,}524\,.\,10^{-5}\,, \quad \frac{\varkappa_0}{\varkappa_{100}} = 1{,}433\,,$$

hvoraf:

$$\frac{k_0}{\varkappa_0} = 1635\,, \quad \frac{k_{100}}{\varkappa_{100}} = 2181\,, \quad \frac{k_{100}}{\varkappa_{100}} : \frac{k_0}{\varkappa_0} = 1{,}334.$$

Jern.

1. $\vartheta = 9{,}8°$, $\varDelta = 0$, $\Sigma = 0$, $W = 114$ S. E.

Σ	t	$\frac{d\Sigma}{dt}$	$\varDelta$	t	$-\frac{d\Sigma'}{dt}$	$\varDelta'$	$4a$	$\frac{b}{a}\cdot 10^5$
2250	86	5,81	141	553	0,91	2	20,62	40
2750	84	5,95	144	440	1,14	2	20,03	41
3250	90	5,56	144	366	1,37	2	20,50	42
3750	90	5,56	146	308	1,62	2	20,06	43
4250	94	5,32	149	268	1,87	4	20,17	46
4750	99	5,05	151	240	2,08	8	20,06	50

2. $\vartheta = 100°$, $\varDelta = -13$, $\Sigma = 300$, $W = 62$ S. E.

2750	180	2,78	77	510	0,98	−8	22,60	49
3250	202	2,48	79	393	1,27	−6	22,67	54
3750	238	2,10	79	347	1,44	−2	22,88	56
4250	290	1,72	79	308	1,62	+3	22,75	59

Af 1 erholdes som Middel:

$$4a = 20{,}24 \text{ ved } 19° \text{ C.}$$

Af 2:

$$4a = 22{,}73 \text{ ved } 114° \text{ C.}$$

Heraf

$$4a_0 = 19{,}74\,, \quad 4a_{100} = 22{,}34.$$

Varmefylderne ere:

ved 0°	ved 50°	ved 75°
0,1050,	0,1107,	0,1136,

hvoraf

$$c_0 = 0{,}1050\,, \quad c_{100} = 0{,}1165.$$

Endvidere er $\delta_0 = 7{,}828$, $\delta_{100} = 7{,}799$,

$c_0\,\delta_0 = 0{,}8219$, $c_{100}\,\delta_{100} = 0{,}9086$.

Altsaa $k_0 = 0{,}1665$, $k_{100} = 0{,}1627$, $\frac{k_0}{k_{100}} = 1{,}023$.

De elektriske Ledningsevner ere:

$$\varkappa_0 = 10{,}374\,.\,10^{-5}\,,\quad \varkappa_{100} = 6{,}628\,.\,10^{-5}\,,\quad \frac{\varkappa_0}{\varkappa_{100}} = 1{,}565\,,$$

altsaa $\frac{k_0}{\varkappa_0} = 1605$, $\frac{k_{100}}{\varkappa_{100}} = 2455$, $\frac{k_{100}}{\varkappa_{100}} : \frac{k_0}{\varkappa_0} = 1{,}530$.

Nysølv.

1. $\vartheta = 9{,}6^\circ$, $\varDelta = 0$, $\Sigma = 240$, $W = 102$ S. E.

Σ	t	$\frac{d\Sigma}{dt}$	$\varDelta$	t	$-\frac{d\Sigma'}{dt}$	$\varDelta'$	$4a$	$\frac{b}{a}\cdot 10^5$
2750	157	3,18	194	425	1,18	4	43,58	51
3250	167	2,99	193	375	1,33	6	43,29	49
3750	176	2,84	192	340	1,47	8	42,69	47
4250	202	2,48	191	320	1,56	20	42,33	51

2. $\vartheta = 10{,}3^\circ$, $\varDelta = 5$, $\Sigma = 100$, $W = 102$ S. E.

2750	146	3,42	207	442	1,13	13	42,64	50
3250	140	3,57	222	396	1,26	18	42,24	50
3750	159	3,14	221	380	1,32	30	42,83	50

3. $\vartheta = 100^\circ$, $\varDelta = -29$, $\Sigma = 350$, $W = 102$ S. E.

3750	73	6,85	269	392	1,28	—15	34,93	49
4250	73	6,85	281	345	1,45	—13	35,42	49
4750	74	6,76	288	275	1,82	—11	34,85	53

4. $\vartheta = 100^\circ$, $\varDelta = -21$, $\Sigma = 1100$, $W = 102$ S. E.

3750	276	1,81	94	432	1,16	—13	36,03	52
4250	298	1,68	96	400	1,25	— 7	35,15	52
4750	362	1,38	100	386	1,30	+ 3	36,19	53

Middel af 1 og 2:

$4a = 42{,}80$ ved 19° C.

Middel af 3 og 4: $4a = 35{,}43$ ved 108° C.

Heraf $4a_0 = 44{,}37$, $4a_{100} = 36{,}09$.

Varmefylderne ere:

ved 0°	ved 50°	ved 75°
0,09153 ,	0,09292 ,	0,09401 ,

hvoraf $c_0 = 0{,}09141$, $c_{100} = 0{,}09467$.

Endvidere er $\delta_0 = 8{,}499$, $\delta_{100} = 8{,}457$,

$c_0\,\delta_0 = 0{,}7769$, $c_{100}\,\delta_{100} = 0{,}8006$,

altsaa er $k_0 = 0{,}07004$, $k_{100} = 0{,}08874$, $\frac{k_0}{k_{100}} = 0{,}7893$.

De elektriske Ledningsevner ere:

$$\varkappa_0 = 3{,}766\,.\,10^{-5}, \quad \varkappa_{100} = 3{,}632\,.\,10^{-5}, \quad \frac{\varkappa_0}{\varkappa_{100}} = 1{,}037,$$

altsaa $\frac{k_0}{\varkappa_0} = 1858$, $\frac{k_{100}}{\varkappa_{100}} = 2443$, $\frac{k_{100}}{\varkappa_{100}} : \frac{k_0}{\varkappa_0} = 1{,}314$.

Kobber.

1. $\vartheta = 11{,}2°$, $\Delta = 0$, $\Sigma = 50$, $W = 102$ S. E.

Σ	t	$\frac{d\Sigma}{dt}$	Δ	t	$-\frac{d\Sigma'}{dt}$	Δ'	$4a$	$\frac{b}{a}\cdot 10^5$
1250	186	2,69	15	985	0,52	1	4,36	64
1750	162	3,09	18	680	0,74	2	4,18	72
2250	156	3,21	22	512	0,98	3	4,54	75
2750	154	3,25	24	406	1,24	4	4,45	79
3250	150	3,34	27	334	1,50	5	4,55	81
3750	156	3,21	29	288	1,74	6,5	4,55	86
4250	153	3,27	32	246	2,04	8,5	4,43	94
4750	150	3,34	35	224	2,23	10,5	4,40	98

2. $\vartheta = 100°$, $\Delta = 3$, $\Sigma = 150$, $W = 52$ S. E.

3250	99	5,05	39	287	1,75	7,5	4,63	88
3750	101	4,95	40	250	2,01	8	4,60	86
4250	107	4,68	41	220	2,28	9	4,60	87

Middel af 1 $4a = 4{,}43$ ved 19° C.

Middel af 2 $4a = 4{,}61$ ved 117° C.

Heraf $4a_0 = 4{,}40$, $4a_{100} = 4{,}58$.

Varmefylderne ere:

ved 0°	ved 50°	ved 75°
0,08988,	0,09169,	0,09319,

hvoraf $c_0 = 0{,}08970$, $c_{100} = 0{,}09421$.

Endvidere er $\delta_0 = 8{,}827$, $\delta_{100} = 8{,}783$,

$c_0\,\delta_0 = 0{,}7918$, $c_{100}\,\delta_{100} = 0{,}8274$.

$$k_0 = 0{,}7198, \quad k_{100} = 0{,}7226, \quad \frac{k_0}{k_{100}} = 0{,}996,$$

$$\varkappa_0 = 45{,}74\,.\,10^{-5}, \quad \varkappa_{100} = 33{,}82\,.\,10^{-5}, \quad \frac{\varkappa_0}{\varkappa_{100}} = 1{,}352,$$

$$\frac{k_0}{\varkappa_0} = 1574, \quad \frac{k_{100}}{\varkappa_{100}} = 2137, \quad \frac{k_{100}}{\varkappa_{100}} : \frac{k_0}{\varkappa_0} = 1{,}358.$$

Bly.

1. $\vartheta = 11{,}0°$, $\Delta = 0$, $\Sigma = -50$, $W = 102$ S. E.

Σ	t	$\frac{d\Sigma}{dt}$	Δ	t	$-\frac{d\Sigma'}{dt}$	Δ'	$4a$	$\frac{b}{a} \cdot 10^5$
1750	84	5,95	136	273	1,84	4	16,94	115
2250	86	5,81	140	211	2,38	5	16,48	116
2750	99	5,05	145	175	2,86	8	17,30	118

2. $\vartheta = 12{,}1°$, $\Delta = 0$, $\Sigma = 0$, $W = 102$ S. E.

2250	142	3,53	105	210	2,39	5,5	16,81	121
2750	149	3,36	114	174	2,88	8	16,99	122
3250	162	3,09	120	146	3,43	11	16,71	126
3750	183	2,74	129	126	3,97	17	16,68	133

3. $\vartheta = 100°$, $\Delta = -35$, $\Sigma = 500$, $W = 102$ S. E.

1750	111	4,51	78	380	1,33	—30	18,49	129
2250	132	3,79	79	263	1,91	—24	18,05	145

4. $\vartheta = 100°$, $\Delta = -35$, $\Sigma = 630$, $W = 102$ S. E.

3250	233	2,16	76	112	4,47	—42	17,80	156
3750	273	1,84	84	94	5,32	—44	17,88	155

Middel af 1 og 2:

$$4a = 16{,}84 \text{ ved } 19° \text{ C.}$$

Middel af 3 og 4: $4a = 18{,}05$ ved $105°$ C.

Heraf $4a_0 = 16{,}57$, $4a_{100} = 17{,}98$.

Varmefylderne ere

ved 0°	ved 50°	ved 75°
0,03067,	0,03092,	0,03071,

hvoraf $c_0 = c_{100} = 0{,}03077$.

Endvidere er

$$\delta_0 = 11{,}257, \quad \delta_{100} = 11{,}163.$$

$$c_0\,\delta_0 = 0{,}3464, \quad c_{100}\,\delta_{100} = 0{,}3435.$$

$$k_0 = 0{,}08362, \quad k_{100} = 0{,}07642, \quad \frac{k_0}{k_{100}} = 1{,}094,$$

$$\varkappa_0 = 5{,}141 \, . \, 10^{-5}, \quad \varkappa_{100} = 3{,}602 \, . \, 10^{-5}, \quad \frac{\varkappa_0}{\varkappa_{100}} = 1{,}427,$$

$$\frac{k_0}{\varkappa_0} = 1627, \quad \frac{k_{100}}{\varkappa_{100}} = 2122, \quad \frac{k_{100}}{\varkappa_{100}} : \frac{k_0}{\varkappa_0} = 1{,}304.$$

Messing (rødt).

1. $\vartheta = 12{,}7^\circ$, $\varDelta = 0$, $\Sigma = -42$, $W = 102$ S. E.

Σ	t	$\frac{d\Sigma}{dt}$	$\varDelta$	t	$-\frac{d\Sigma'}{dt}$	$\varDelta'$	$4a$	$\frac{b}{a} \cdot 10^5$
2250	110	4,55	70	558	0,90	3	12,29	50
2750	111	4,50	73	406	1,24	4	12,02	56
3250	108	4,63	77	348	1,44	5	11,86	56
3750	114	4,39	80	284	1,76	6	12,03	59

2. $\vartheta = 100^\circ$, $\varDelta = -14{,}5$, $\Sigma = -273$, $W = 102$ S. E.

1750	90	5,56	65	460	1,10	—12	11,56	65
2250	86	5,81	68	318	1,58	—14	11,10	64
2750	83	6,02	72	194	2,58	—21	10,81	65
3250	80	6,25	77	131	3,82	—30	10,63	67

Afkølingen er i dette Forsøg paaskyndet ved en kortvarig Berøring med en kold Stang.

Middel af 1: $4a = 12{,}05$ ved 21° C.

Middel af 2: $4a = 11{,}02$ ved 107° C.

Heraf $4a_0 = 12{,}29$, $4a_{100} = 11{,}10$.

Varmefylderne ere:

ved 0°	ved 50°	ved 75°
0,08991,	0,09224,	0,09396,

hvoraf $c_0 = 0{,}09005$, $c_{100} = 0{,}09396$.

Endvidere er $\delta_0 = 8{,}395$, $\delta_{100} = 8{,}348$,

$$c_0\,\delta_0 = 0{,}7559\,, \quad c_{100}\,\delta_{100} = 0{,}7844\,,$$

$$k_0 = 0{,}2460\,, \qquad k_{100} = 0{,}2827\,, \qquad \frac{k_0}{k_{100}} = 0{,}8704\,,$$

$$\varkappa_0 = 15{,}75 \,.\, 10^{-5}, \quad \varkappa_{100} = 13{,}31 \,.\, 10^{-5}, \quad \frac{\varkappa_0}{\varkappa_{100}} = 1{,}183\,,$$

$$\frac{k_0}{\varkappa_0} = 1562\,, \qquad \frac{k_{100}}{\varkappa_{100}} = 2123\,, \qquad \frac{k_{100}}{\varkappa_{100}} : \frac{k_0}{\varkappa_0} = 1{,}360.$$

Messing (gult).

1. $\vartheta = 12{,}0^\circ$, $\varDelta = 0$, $\Sigma = 173$, $W = 102$ S. E.

Σ	t	$\frac{d\Sigma}{dt}$	$\varDelta$	t	$-\frac{d\Sigma'}{dt}$	$\varDelta'$	$4a$	$\frac{b}{a} \cdot 10^5$
3250	65	7,69	143	324	1,56	11	14,27	76
3750	66	7,58	147	264	1,90	16	13,82	86
4250	67	7,46	150	204	2,46	18	13,31	93

2. $\vartheta = 10{,}3^\circ$, $\varDelta = 0$, $\Sigma = 120$, $W = 102$ S. E.

Σ	t	$\frac{d\Sigma}{dt}$	$\varDelta$	t	$-\frac{d\Sigma'}{dt}$	$\varDelta'$	$4a$	$\frac{b}{a} \cdot 10^5$
2250	304	1,66	44	505	1,00	8	13,53	75

3. $\vartheta = 100^\circ$, $\varDelta = -6$, $\Sigma = 550$, $W = 102$ S. E.

Σ	t	$\frac{d\Sigma}{dt}$	$\varDelta$	t	$-\frac{d\Sigma'}{dt}$	$\varDelta'$	$4a$	$\frac{b}{a} \cdot 10^5$
2750	170	2,94	47	367	1,37	—5	12,05	66
3250	192	2,61	48	307	1,63	—3	12,03	69
3750	226	2,22	48	266	1,88	0	11,71	74
4250	275	1,82	48	255	1,96	4	11,64	76

Middel af 1 og 2: $4a = 13{,}73$ ved 20° C.

Middel af 3: $4a = 11{,}86$ ved 107° C.

Heraf $4a_0 = 14{,}16$, $4a_{100} = 12{,}01$.

Varmefylderne ere ved 0° ved 50° ved 75°

0,08833, 0,09218, 0,09265,

hvoraf $c_0 = 0{,}08876$, $c_{100} = 0{,}09428$.

Endvidere er $\delta_0 = 8{,}140$, $\delta_{100} = 8{,}090$,

$$c_0 \delta_0 = 0{,}7225, \quad c_{100}\delta_{100} = 0{,}7627,$$

$$k_0 = 0{,}2041, \quad k_{100} = 0{,}2540, \quad \frac{k^0}{k_{100}} = 0{,}8035,$$

$$\varkappa_0 = 12{,}625 \,.\, 10^{-5}, \quad \varkappa_{100} = 11{,}00 \,.\, 10^{-5}, \quad \frac{\varkappa_0}{\varkappa_{100}} = 1{,}148,$$

$$\frac{k_0}{\varkappa_0} = 1617, \quad \frac{k_{100}}{\varkappa_{100}} = 2309, \quad \frac{k_{100}}{\varkappa_{100}} : \frac{k_0}{\varkappa_0} = 1{,}428,$$

Magnium.

1. $\vartheta = 10{,}9^\circ$, $\varDelta = 0$, $\Sigma = 210$, $W = 102$ S. E.

Σ	t	$\frac{d\Sigma}{dt}$	$\varDelta$	t	$-\frac{d\Sigma'}{dt}$	$\varDelta'$	$4a$	$\frac{b}{a} \cdot 10^5$
3750	63	7,94	56	153	3,27	2	4,82	104
4250	66	7,58	59	132	3,79	3	4,93	109
4750	63	7,94	61	115	4,35	4	4,64	115

2. $\vartheta = 10{,}8^\circ$, $\varDelta = 0$, $\Sigma = 50$, $W = 102$ S. E.

Σ	t	$\frac{d\Sigma}{dt}$	$\varDelta$	t	$-\frac{d\Sigma'}{dt}$	$\varDelta'$	$4a$	$\frac{b}{a} \cdot 10^5$
1250	121	4,13	23,5	514	0,99	0	4,59	82
1750	118	4,24	24,5	368	1,37	0	4,37	81
2250	124	4,03	26,5	268	1,88	0,5	4,40	90
2750	132	3,79	28	226	2,22	1	4,51	90
3250	137	3,65	30	190	2,64	2	4,45	97
3750	150	3,34	32	152	3,30	2	4,52	101

3. $\vartheta = 100^\circ$, $\Delta = 0$, $\Sigma = -20$, $W = 102$ S. E.

Σ	t	$\frac{d\Sigma}{dt}$	Δ	t	$-\frac{d\Sigma'}{dt}$	Δ'	$4a$	$\frac{b}{a}\cdot 10^5$
2750	184	2,72	28,5	173	2,89	1,5	4,81	114
3250	204	2,45	30	145	3,45	2,5	4,66	121
3750	235	2,13	31,5	124	4,03	3	4,63	123
4250	273	1,83	30,5	122	4,10	4,5	4,38	119

4. $\vartheta = 100^\circ$, $\Delta = -2$, $\Sigma = 0$, $W = 52$ S. E.

3250	81	6,17	44	148	3,38	-2	4,82	104
3750	96	5,21	40,5	125	4,00	-2	4,61	107
4250	129	3,88	38	119	4,20	$-1,5$	4,89	101
4750	166	3,01	35,5	105	4,76	$+1,5$	4,38	117

Den sidste Forsøgsrække er udført, ikke ved Opvarmning, men ved Afkøling, idet den ydre Stang kun var opvarmet til omtrent 80°, og under Forsøget afkøledes frit i Luften. Strømmen var derfor ogsaa her i Maaletraaden vendt om.

Af alle Forsøgene erholdes som Middel:

$$4a = 4,612.$$

Varmefylderne ere:

$$\text{ved } 0^\circ \quad \text{ved } 50^\circ \quad \text{ved } 75^\circ$$
$$0,2456\,, \quad 0,2519\,, \quad 0,2509\,,$$

hvoraf

$$c_0 = c_{100} = 0,2503.$$

Endvidere er

$$\delta_0 = 1,739\,, \quad \delta_{100} = 1,725\,,$$
$$c\delta = 0,4335\,,$$
$$k_0 = k_{100} = 0,3760\,,$$
$$\varkappa_0 = 24,47\,.\,10^{-5}, \quad \varkappa_{100} = 17,50\,.\,10^{-5}, \quad \frac{\varkappa_0}{\varkappa_{100}} = 1,398\,,$$
$$\frac{k_0}{\varkappa_0} = 1537\,, \quad \frac{k_{100}}{\varkappa_{100}} = 2149\,, \quad \frac{k_{100}}{\varkappa_{100}} : \frac{k_0}{\varkappa_0} = 1,398\,,$$

Aluminium.

1. $\vartheta = 13,7^\circ$, $\Delta = 0$, $\Sigma = 0$, $W = 102$ S. E.

Σ	t	$\frac{d\Sigma}{dt}$	Δ	t	$-\frac{d\Sigma'}{dt}$	Δ'	$4a$	$\frac{b}{a}\cdot 10^5$
3750	61	8,20	72	202	2,48	3,5	6,41	81
4250	63	7,94	73	181	2,76	3,5	6,31	85

2. $\vartheta = 14,0°$, $\varDelta = 0$, $\Sigma = 0$, $W = 102$ S. E.

Σ	t	$\frac{d\Sigma}{dt}$	$\varDelta$	t	$-\frac{d\Sigma'}{dt}$	$\varDelta'$	$4a$	$\frac{b}{a}\cdot 10^5$
2750	85	5,88	52	303	1,65	2	6,64	71
3250	88	5,68	54	243	2,06	3	6,59	77
3750	94	5,32	55	212	2,36	4	6,64	79
4250	96	5,21	57	164	3,05	4,5	6,35	88
4750	97	5,15	58	180	2,78	7,5	6,37	83

3. $\vartheta = 100°$, $\varDelta = -15$, $\Sigma = 220$, $W = 102$ S. E.

3750	94	5,32	41	209	2,37	—11	6,76	84
4250	92	5,43	44	181	2,76	—10	6,59	87
4750	92	5,43	47	167	2,99	—9	6,65	86

4. $\vartheta = 100°$, $\varDelta = -5,5$, $\Sigma = 320$, $W = 52$ S. E.

3250	221	2,27	23,5	216	2,32	—5,5	6,32	79
3750	290	1,73	23,5	191	2,62	—5	6,55	79
4250	388	1,30	23	177	2,83	—4	6,54	78

Af alle Forsøgene erholdes som Middel:

$$4a = 6,517.$$

Varmefylderne ere: ved 0° 0,2055, ved 50° 0,2088, ved 75° 0,2144,

hvoraf $c_0 = 0,2043$, $c_{100} = 0,2168$.

Endvidere er $\delta_0 = 2,739$, $\delta_{100} = 2,720$,

$$c_0\,\delta_0 = 0,5596\,, \quad c_{100}\,\delta_{100} = 0,5897\,,$$

$$k_0 = 0,3435\,, \qquad k_{100} = 0,3619\,, \qquad \frac{k_0}{k_{100}} = 0,9489\,,$$

$$\varkappa_0 = 22,46\,.\,10^{-5}, \quad \varkappa_{100} = 17,31\,.\,10^{-5}, \quad \frac{\varkappa_0}{\varkappa_{100}} = 1,297\,,$$

$$\frac{k_0}{\varkappa_0} = 1529\,, \qquad \frac{k_{100}}{\varkappa_{100}} = 2091\,, \qquad \frac{k_{100}}{\varkappa_{100}} : \frac{k_0}{\varkappa_0} = 1,367.$$

Kadmium.

1. $\vartheta = 13,3°$, $\varDelta = -1$, $\Sigma = -70$, $W = 102$ S. E.

Σ	t	$\frac{d\Sigma}{dt}$	$\varDelta$	t	$-\frac{d\Sigma'}{dt}$	$\varDelta'$	$4a$	$\frac{b}{a}\cdot 10^5$
1250	67	7,46	71	566	0,90	—1	8,61	68
1750	71	7,04	74	396	1,27	—1	9,03	70
2250	71	7,04	76	303	1,66	—1	8,85	72
2750	72	6,94	78	245	2,05	—1	8,79	73
3250	74	6,76	81	200	2,50	—1	8,86	75
3750	74	6,76	85	178	2,81	0	8,88	77
4250	75	6,67	88	156	3,21	+1	8,81	80

2. $\vartheta = 14{,}7^\circ$, $\Delta = 0$, $\Sigma = 0$, $W = 52$ S. E.

Σ	t	$\frac{d\Sigma}{dt}$	Δ	t	$-\frac{d\Sigma'}{dt}$	Δ'	$4a$	$\frac{b}{a} \cdot 10^5$
1750	68	7,35	78	385	1,30	0	9,02	74
2250	74	6,76	78	286	1,75	0	9,16	78
2750	81	6,17	75	228	2,19	0	8,97	80
3250	98	5,10	71	197	2,54	2	9,03	85
3750	123	4,07	67	181	2,76	5	9,08	88

3. $\vartheta = 14{,}8^\circ$, $\Delta = -140$, $\Sigma = -40$, $W = 102$ S. E.

1250	88	5,68	58	548	0,93	0	8,77	72
1750	95	5,26	59	378	1,33	0	8,98	74
2250	114	4,39	56	287	1,75	0,5	9,04	78
2750	140	3,57	52	235	2,13	1	8,95	80

4. $\vartheta = 100^\circ$, $\Delta = -33{,}5$, $\Sigma = 1100$, $W = 102$ S. E.

3250	67	7,46	55	290	1,73	−33,5	9,63	80
3750	60	8,33	62	236	2,12	−33,5	9,14	80
4250	65	7,69	64	196	2,55	−33,5	9,52	81
4750	67	7,46	69	153	3,27	−33,5	9,55	90

5. $\vartheta = 100^\circ$, $\Delta = -17$, $\Sigma = 550$, $W = 52$ S. E.

3250	133	3,76	39,5	215	2,33	−17	9,28	86
3750	149	3,36	42,5	185	2,70	−15,5	5,57	89
4250	187	2,67	43	163	3,07	−13	9,76	94

Middel af 1, 2 og 3: $4a = 8{,}927$ ved 24°.
Middel af 4 og 5: $4a = 9{,}493$ ved 110°,
hvoraf $4a_0 = 8{,}769$, $4a_{100} = 9{,}427$.

Varmefylderne ere

ved 0°	ved 50°	ved 75°
0,05562 ,	0,05643 ,	0,05607 ,

hvoraf $c_0 = 0{,}05585$, $c_{100} = 0{,}05632$.

Endvidere er

$$\delta_0 = 8{,}638, \qquad \delta_{100} = 8{,}556,$$

$$c_0\,\delta_0 = 0{,}4824, \qquad c_{100}\,\delta_{100} = 0{,}4819,$$

$$k_0 = 0{,}2200, \qquad k_{100} = 0{,}2045, \qquad \frac{k_0}{k_{100}} = 1{,}076,$$

$$\varkappa_0 = 14{,}41 \,.\, 10^{-5}, \quad \varkappa_{100} = 10{,}18 \,.\, 10^{-5}, \quad \frac{\varkappa_0}{\varkappa_{100}} = 1{,}415,$$

$$\frac{k_0}{\varkappa_0} = 1527, \qquad \frac{k_{100}}{\varkappa_{100}} = 2009, \qquad \frac{k_{100}}{\varkappa_{100}} : \frac{k_0}{\varkappa_0} = 1{,}315,$$

Antimon.

1. $\vartheta = 16{,}5°$, $\Delta = 0$, $\Sigma = -60$, $W = 102$ S. E.

Σ	t	$\frac{d\Sigma}{dt}$	Δ	t	$-\frac{d\Sigma'}{dt}$	Δ'	$4a$	$\frac{b}{a}\cdot 10^5$
1750	138	3,63	174	274	1,84	0	31,81	102
2250	162	3,09	179	195	2,57	0	31,63	111
2750	192	2,61	181	165	3,04	2	31,68	112

2. $\vartheta = 15{,}1°$, $\Delta = 0$, $\Sigma = 180$, $W = 102$ S. E.

2750	89	5,62	278	156	3,21	0	31,47	125
3250	93	5,38	294	138	3,63	5	32,07	123
3750	100	5,00	304	115	4,35	8	31,64	129
4250	112	4,47	308	107	4,68	16	31,93	127

3. $\vartheta = 100°$, $\Delta = -2$, $\Sigma = 800$, $W = 102$ S. E.

3250	133	3,77	257	121	4,14	−15	34,38	154
3750	141	3,56	276	107	4,68	−11	34,84	150
4250	168	2,99	291	90	5,56	− 6	34,73	160
4750	197	2,55	301	87	5,75	+12	34,78	158

Middel af 1 og 2:

$$4a = 31{,}75 \text{ ved } 24°.$$

Middel af 3:

$$4a = 34{,}68 \text{ ved } 108°.$$

Heraf

$$4a_0 = 30{,}91\,, \quad 4a_{100} = 34{,}40.$$

Varmefylderne ere:

ved 0°	ved 50°	ved 75°
0,05162 ,	0,05174 ,	0,05070 ,

hvoraf

$$c_0 = c_{100} = 0{,}05120.$$

Endvidere er

$$\delta_0 = 6{,}673\,, \qquad \delta_{100} = 6{,}653\,,$$

$$c_0\,\delta_0 = 0{,}3417\,, \quad c_{100}\,\delta_{100} = 0{,}3406\,,$$

$$k_0 = 0{,}04421\,, \qquad k_{100} = 0{,}03961\,, \qquad \frac{k_0}{k_{100}} = 1{,}116\,,$$

$$\varkappa_0 = 2{,}199\,.\,10^{-5}, \quad \varkappa_{100} = 1{,}522\,.\,10^{-5}, \quad \frac{\varkappa_0}{\varkappa_{100}} = 1{,}445\,,$$

$$\frac{k_0}{\varkappa_0} = 2011\,, \qquad \frac{k_{100}}{\varkappa_{100}} = 2603\,, \qquad \frac{k_{100}}{\varkappa_{100}} : \frac{k_0}{\varkappa_0} = 1{,}294.$$

Vismuth.

1. $\vartheta = 16{,}1^\circ$, $\varDelta = 0$, $\Sigma = 0$, $W = 102$ S. E.

Σ	t	$\frac{d\Sigma}{dt}$	$\varDelta$	t	$-\frac{d\Sigma'}{dt}$	$\varDelta'$	$4a$	$\frac{b}{a} \cdot 10^5$
2300	96	5,22	577	180	2,79	14	70,3	130
2800	112	4,47	583	150	3,34	28	71,1	133

2. $\vartheta = 15{,}8^\circ$, $\varDelta = 0$, $\Sigma = 0$, $W = 102$ S. E.

2400	105	4,77	551	178	2,82	12	71,0	125
2900	133	3,77	547	134	3,74	16	70,7	137
3400	181	2,78	528	109	4,60	0	71,5	135
3900	310	1,64	511	88	5,69	−10	71,1	142

3. $\vartheta = 100^\circ$, $\varDelta = -4$, $\Sigma = 340$, $W = 102$ S. E.

1900	159	3,16	440	169	2,98	−30	76,5	169
2400	196	2,57	453	126	3,98	−48	77,0	164

4. $\vartheta = 100^\circ$, $\varDelta = -4$, $\Sigma = 380$, $W = 102$ S. E.

1900	176	2,85	408	223	2,26	21	75,7	170
2400	244	2,07	421	178	2,82	43	77,3	169
2900	424	1,22	422	152	3,30	70	77,9	166

Middel af 1 og 2:

$$4a = 70{,}95 \text{ ved } 25^\circ.$$

Middel af 3 og 4:

$$4a = 76{,}88 \text{ ved } 105^\circ.$$

Heraf

$$4a_0 = 69{,}10\,, \quad 4a_{100} = 76{,}51.$$

Varmefylderne ere:

ved 0°	ved 50°	ved 75°
0,03013 ,	0,03066 ,	0,03090 ,

hvoraf

$$c_0 = 0{,}3014\,, \qquad c_{100} = 0{,}03116.$$

Endvidere er

$$\delta_0 = 9{,}746\,, \qquad \delta_{100} = 9{,}707\,,$$

$$c_0\,\delta_0 = 0{,}2937\,, \qquad c_{100}\,\delta_{100} = 0{,}3025\,,$$

$$k_0 = 0{,}01700\,, \qquad k_{100} = 0{,}01581\,, \qquad \frac{k_0}{k_{100}} = 1{,}071\,,$$

$$\varkappa_0 = 0{,}9293 \,.\, 10^{-5}, \quad \varkappa_{100} = 0{,}6299 \,.\, 10^{-5}, \quad \frac{\varkappa_0}{\varkappa_{100}} = 1{,}475\,,$$

$$\frac{k_0}{\varkappa_0} = 1830\,, \qquad \frac{k_{100}}{\varkappa_{100}} = 2510\,, \qquad \frac{k_{100}}{\varkappa_{100}} : \frac{k_0}{\varkappa_0} = 1{,}372.$$

Efter at have tilendebragt alle disse Forsøg, som havde varet fra Januar til Oktober 1880, ønskede jeg, navnlig foranlediget ved de imidlertid af Hr. H. F. Weber offentliggjorte (Berichte der Academie d. W. zu Berlin, 1880, S. 457) Forsøgsresultater, som i en paafaldende Grad afvige fra mine, at gjentage Bestemmelserne af Stængernes Varmeledningsevne paa en fra den først anvendte fuldkommen forskjellig Maade. Jeg valgte hertil Forbes's Methode: Iagttagelsen af den ved Opvarmning af Stangens ene Ende fremkomne stationære Temperaturtilstand i forskjellige Punkter af Stangen, og Iagttagelsen af Stangens Afkøling ved den ydre Varmeledning, efter at Stangen først havde været opvarmet til en ensformig Temperatur. Da jeg tillige ønskede at undgaa Anvendelsen af det tidligere benyttede Varmeapparat, var det min Hensigt at udføre disse Forsøg i fri Luft ved Stuens Temperatur, hvorved jeg altsaa opgav at bestemme Varmegradens Indflydelse paa Varmeledningsevnen.

Jeg begyndte disse Undersøgelser med Forsøg over den saakaldte ydre Varmeledning, idet jeg dels ved Hjælp af Thermometre, dels ved Thermoelementer undersøgte Afkølingen i fri Luft af opvarmede Legemer af forskjellige Størrelser og Former.

Til Beregning af disse Forsøg benyttede jeg først den i den nyere Tid indførte Formel for den ydre Varmeledning, ifølge hvilken den af Overfladeenheden i hver Tidsenhed til Omgivelserne afgivne Varmemængde udtrykkes ved $hu(1+\beta u)$, naar u er Forskjellen imellem Legemets og Omgivelsernes Temperatur, og h og β ere to af u uafhængige Konstanter. Denne Formel viste sig ogsaa fyldestgjørende, saalænge Afkølingen ikke fortsattes ud over en vis Grænse, som omtrent laa ved $u = \frac{1}{4}u_1$, naar u_1 var den først iagttagne Værdi af u. Under denne Grænse viste Iagttagelserne regelmæssige Afvigelser fra Beregningen.

Da denne empiriske Formel saaledes ikke ganske kunde tilfredsstille mig, forsøgte jeg ad theoretisk Vej at opnaa en mere brugbar Formel. Det første Skridt til en theoretisk Behandling af den ydre Varmeledning er først gjort for 2 Aar siden af Hr. A. Oberbeck (Wiedemanns Ann. Bd. 7, S. 27), men idet denne Forfatter har søgt at løse Opgaven ved Hjælp af Rækkeudviklinger efter stigende Potenser af den omgivende Lufts Udvidelseskoefficient, er det kun lykkedes ham at finde en Løsning, som alene kan bruges, naar den omgivende Luft er meget stærkt fortyndet, medens den egentlige praktiske Løsning ganske er undsluppen Forfatteren.

En Plade af Højden H og uendelig Brede tænkes ophængt vertikalt og holdt paa en konstant Temperatur, som antages højere end den omgivende Lufts. Der opstaar herved opadgaaende Strømninger i den omgivende Luft, og antages, at de i horizontal Retning gaaende Strømninger her blive uden Betydning, saa vil Lufttrykket p overalt i samme horizontale Plan blive det samme, medens det selvfølgelig forandrer sig fra et horizontalt Lag til et andet.

Er w Luftens vertikale Hastighed, η Koefficienten for den indre Gnidning, ρ' Luftens Vægtfylde og g Tyngdekraftens Acceleration, saa er med den nævnte Forudsætning Ligningen for Luftens Bevægelse:

$$\rho'\left(\frac{dw}{dt}+\frac{dw}{dz}w\right) = -\rho' g - \frac{dp}{dz} + \eta\left(\frac{d^2w}{dx^2}+\frac{d^2w}{dz^2}\right). \qquad \ldots\ldots\ldots (1)$$

Er endvidere Luftens Temperatur i Punktet x, z $T+\vartheta$ Grader, regnet fra det absolute Nulpunkt, og T i uendelig Afstand fra Pladen, er c Luftens Varmefylde ved konstant Tryk og k dens Varmeledningsevne, saa er Ligningen for Varmens Bevægelse:

$$\rho' c\left(\frac{d\vartheta}{dt}+\frac{d\vartheta}{dz}w\right) = k\left(\frac{d^2\vartheta}{dx^2}+\frac{d^2\vartheta}{dz^2}\right). \qquad \ldots\ldots\ldots (2)$$

En Del af Temperaturforandringen skyldes Luftens Udvidelse, idet den stiger tilvejrs, men da Luften herved kun afkøles 1° C., for hver 100 Meter, eller 0,0001° C. for hver Centimeter, den stiger tilvejrs, saa kan denne Størrelse betragtes som meget lille i Sammenligning med de fra de øvrige Betingelser hidrørende Temperaturforandringer.

Betegnes Luftens Vægtfylde i uendelig Afstand fra Pladen ($x=\infty$) ved ρ, saa er

$$\rho T = \rho'(T+\vartheta) \quad \text{og} \quad \frac{dp}{dz}+\rho g = 0,$$

altsaa er

$$\frac{dp}{dz}+\rho' g = (\rho'-\rho)g = -\frac{\vartheta}{T+\vartheta}\rho g.$$

Betragte vi endvidere alene den stationære Temperaturtilstand, som fremkommer, naar Pladens Temperatur holdes konstant, saa gaa Ligningerne (1) og (2) over til:

$$\frac{dw}{dz}w = g\frac{\vartheta}{T}+\frac{\eta}{\rho}\cdot\frac{T+\vartheta}{T}\left(\frac{d^2w}{dx^2}+\frac{d^2w}{dz^2}\right), \qquad \ldots\ldots\ldots (3)$$

$$\frac{d\vartheta}{dz}w = \frac{k}{\rho c}\cdot\frac{T+\vartheta}{T}\left(\frac{d^2\vartheta}{dx^2}+\frac{d^2\vartheta}{dz^2}\right). \qquad \ldots\ldots\ldots (4)$$

I disse Ligninger kunne vi med tilstrækkelig Tilnærmelse betragte Koefficienterne til de sidste Led som Funktioner alene af T i Stedet for af $T+\vartheta$, hvorved altsaa ϑ bortfalder i disse Koefficienter.

I hele det Luftlag, som er begrænset af to gjennem Pladens nederste og øverste Rand lagte horizontale Planer, vil Luften træde op igjennem det nederste Plan med en af x afhængig Hastighed w og bevæge sig videre til det øverste Plan uden væsentlig Forandring i Hastigheden, hvorimod Luftens Varmegrad i den samme Luftstrøm begynder for neden med at være kun lidet forskjellig fra T, men gaar dernæst hurtig over til en Temperatur $T+\vartheta$, som tilnærmelsesvis ligeledes holder sig konstant indtil den øverste horizontale Plade. Disse Forudsætninger nærme sig desto mere Virkeligheden, jo større Pladens Højde H er, og jo nærmere de betragtede Luftstrømme ligge ved Pladen, men da det netop er paa de nærmeste Luftlags Bevægelser og Varmeforhold, at hele Fænomenet i det væsentlige beror, vil der neppe gjøres nogen stor Fejl ved at overføre de samme Forudsætninger paa Luftstrømningerne i alle Afstande fra Pladen.

De mathematiske Forudsætninger ere altsaa, at w fra $z=0$ til $z=H$ er uafhængig af z og alene Funktion af x, medens ϑ og $\frac{d\vartheta}{dz}$ ere 0 for $z=0$, hvorefter $\frac{d\vartheta}{dz}$ hurtig voxer og atter aftager til 0, saaledes at ϑ allerede for en i Sammenligning med H lille Værdi af z beholder ligesom w en konstant Værdi indtil $z = H$. I denne sidste Grænse selv antages baade w og ϑ konstante.

Ved Multiplikation af Ligningerne (3) og (4) med $\frac{dz}{H}$ og Integration fra $z = 0$ til $z = H$ erholdes saaledes:

$$0 = g\frac{\vartheta}{T} + \frac{\eta}{\rho}\frac{d^2w}{dx^2}, \quad \ldots \quad (5)$$

$$\vartheta w = \frac{k}{\rho c}\frac{d^2\vartheta}{dx^2}. \quad \ldots \quad (6)$$

Da Luften saavel i umiddelbar Berøring med Pladen som i uendelig Afstand fra den er i Hvile, og da Luftlaget ved Pladen har dennes konstante Temperatur, som vi ville betegne ved $T + \vartheta_0$, saa bliver altsaa de til Differentialligningerne svarende Grænsebetingelser:

$$\vartheta = \vartheta_0 \quad \text{og} \quad w = 0 \quad \text{for} \quad x = 0,$$

$$\vartheta = 0 \quad \text{og} \quad w = 0 \quad \text{for} \quad x = \infty.$$

Sættes $x = \alpha x'$, $w = \beta w'$, $\vartheta = \vartheta_0 \vartheta'$,

kunne α og β vælges saaledes, at Differentialligningerne erholde Formen:

$$0 = \vartheta' + \frac{d^2w'}{dx'^2} \quad \text{og} \quad \vartheta' w' = \frac{d^2\vartheta'}{dx'^2}, \quad \ldots \quad (7)$$

idet man da maa sætte:

$$\alpha = \sqrt[4]{\frac{\eta k H T}{\rho^2 c g \vartheta_0}} \quad \text{og} \quad \beta = \sqrt{\frac{k g H \vartheta_0}{\eta c T}}.$$

Grænsebetingelserne blive nu:

$$\vartheta' = 1 \quad \text{og} \quad w' = 0 \quad \text{for} \quad x' = 0,$$

$$\vartheta' = 0 \quad \text{og} \quad w' = 0 \quad \text{for} \quad x' = \infty.$$

Da alle de konstante Koefficienter saaledes ere reducerede til rene Tal, vil der i Ligningernes Integraler kun kunne indgaa Talkoefficienter.

Betegnes ved L den Varmemængde, som Pladen i hvert Sekund og fra hver Kvadratcentimeter af Overfladen afgiver ved Ledning til den omgivende Luft, saa er:

$$L = -k\left[\frac{d\vartheta}{dx}\right]_{x=0} = -k\frac{\vartheta_0}{\alpha}\left[\frac{d\vartheta'}{dx'}\right]_{x'=0},$$

og, naar den ovenfor angivne Værdi for α indsættes,

$$L = N\sqrt[4]{\frac{cgk^3}{\eta H T}} \cdot \sqrt{\rho}\,\vartheta_0^{\frac{5}{4}}, \quad \ldots \quad (8)$$

idet

$$-\left[\frac{d\vartheta'}{dx'}\right]_{x'=0} = N$$

er et rent Tal, som jeg senere skal bestemme. For de fuldkomne Luftarter antager det fundne Udtryk for L en noget simplere Form, idet her $\frac{c\eta}{k}$ som bekjendt kun er meget lidt forskjellig fra 1.

Uagtet det fundne Resultat kun er fremkommet ved Hjælp af meget elementære Forudsætninger, og derfor kun kan betragtes som en første Approximation, udtrykker det dog i en paafaldende nøjagtig Grad Loven for den ydre Varmeledning (herunder ikke indbefattet Varmestraalingen). Som bekjendt have Dulong og Petit (Ann. de ch. et de ph. T. 7, 1817, p. 225—264 og 337—367) af deres Iagttagelser over forskjellige Legemers Afkølingshastighed fundet denne, naar den Del, som skyldes Udstraalingen, fradrages, proportional med $mp^c\vartheta_0{}^b$. Da Afkølingshastigheden er proportional med Varmetabet L, og da Luftens Tryk p er proportionalt med dens Vægtfylde ρ, ses det, at de to ved Forsøg og ved Beregning fundne Resultater allerede i Formen ere ganske overensstemmende. For alle de undersøgte Luftarter fandt endvidere Dulong og Petit $b = 1{,}233$, medens denne Exponent i (8) er 1,25, altsaa næsten ganske den samme, derimod fandtes c lidt forskjellig for de forskjellige Luftarter, nemlig lig 0,45 for atmosfærisk Luft, 0,315 for Brint, 0,517 for Kulsyre og 0,501 for Aethylen, medens den theoretiske Formel giver $c = 0{,}5$ for alle Luftarter. Naar man tager Hensyn til de Fejl, som de nævnte Iagttagere have begaaet i Beregningen af deres Forsøg paa Grund af deres mangelfulde Kjendskab til Lovene for stærkt fortyndede Luftarters Varmeledningsevne, maa ogsaa Overensstemmelsen her betragtes som tilfredsstillende.

Endvidere fandtes Konstanten m for atmosfærisk Luft, Brint, Kulsyre, og Æthylen proportional med 1 : 3,46 : 0,965 : 1,33, medens de tilsvarende Forhold, beregnede af (8), blive 1 : 2,46 : 0,85 : 1,07. Her kan imidlertid gjøres den samme Bemærkning, som ovenfor. Saaledes vil man med den af Stefan (Berichte der Wien. Acad. Bd. 79, II, 1879) angivne Korrektion for Brint i Stedet for Tallet 3,46 finde 3,11, som allerede er betydelig nærmere den beregnede Værdi 2,46.

Endelig have ogsaa Dulong og Petit fundet m uafhængig af den absolute Temperatur, hvilket ogsaa for saa vidt er i ret god Overensstemmelse med (8), som det viser sig, naar de af Winkelmann, Obermayer og E. Wiedemann fundne Temperaturkoefficienter for k, η og c (se «Theorie der Gase» af O. E. Meyer, 1877, p. 101 og 201) indsættes, at Koefficienten i (8) kun i ringe Grad forandrer sig med den absolute Temperatur (for atm. Luft og Brint —0,14, for Kulsyre +0,04, for Æthylen +0,13 Procent for 1° C.).

For numerisk at bestemme Tallet N i Udtrykket (8) maa man foretage en Integration af Ligningerne (7). Man indsætte heri $x' = \log\frac{1}{1-y}$, og udvikle ϑ' og w' i Række efter stigende Potenser af y, nemlig:

$$\vartheta' = 1 + b_1 y + b_2 y^2 + \ldots, \quad w' = a_1 y + a_2 y^2 + \ldots$$

Disse Rækker skulle tilfredsstille Differentialligningerne og Grænsebetingelserne

$$\vartheta' = 1 \quad \text{og} \quad w' = 0 \quad \text{for} \quad y = 0,$$
$$\vartheta' = 0 \quad \text{og} \quad w' = 0 \quad \text{for} \quad y = 1.$$

Idet jeg efterhaanden har medtaget flere og flere Led af Rækkerne for ϑ' og w', har jeg fundet følgende Værdier for b_1:

$$-1\,,\quad -0{,}6667\,,\quad -0{,}5902\,,\quad -0{,}5642\,,\quad -0{,}5539\,,\ \ldots$$

en Række, som meget nær konvergerer til $-0{,}548$.

Nu er
$$\left[\frac{d\vartheta'}{dx'}\right]_{x'=0} = \left[\frac{d\vartheta'}{dy}\right]_{y=0} = b_1 = -N\,,$$
altsaa er
$$N = 0{,}548\ldots$$

For atmosfærisk Luft ved sædvanligt Tryk og 0° er endvidere med de antagne Enheder $g = 981\,,\quad \rho = 0{,}001294\,,\quad \eta = 0{,}00019\,,\quad k = 0{,}00005\,,\quad c = 0{,}238\,,$

hvorved erholdes
$$L = 0{,}000096\, H^{-\frac{1}{4}} \vartheta_0^{\frac{5}{4}}.$$
Ved Forsøg, hvis Enkeltheder jeg her forbigaaer, har jeg for en Messingplade, 11^{cm} i Kvadrat, fundet
$$L = 0{,}000125\, H^{-\frac{1}{4}} \vartheta_0^{\frac{5}{4}}.$$
Da Koefficienten for en uendelig bred Plade maa blive mindre, maa ogsaa Overensstemmelsen mellem den beregnede og den iagttagne numeriske Koefficient betragtes som ret tilfredsstillende.

Antage vi altsaa Exponenten b i Dulongs og Petits Formel lig $\frac{5}{4}$, og gaa vi tillige ud fra den utvivlsom rigtigere, af Stefan indførte Formel for Varmetabet ved Udstraaling, saa vil Afkølingshastigheden for et i Luften ophængt Legeme være bestemt ved

$$-\frac{dT}{dt} = \frac{q\sigma}{mc}(T^4 - T_0^4) + \frac{q\lambda}{mc}(T - T_0)^{\frac{5}{4}}\,, \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (9)$$

naar T og T_0 ere Legemets og Omgivelsernes fra det absolute Nulpunkt regnede Temperaturer, m Legemets Masse, c dets Varmefylde, q dets Overflade og σ og λ konstante Koefficienter.

Ved svagere Opvarmning kan Udstraalingen antages proportional med $T - T_0 = \vartheta$, og Formlen reduceres da til:
$$-\frac{d\vartheta}{dt} = h\vartheta(1 + \eta\vartheta^{\frac{1}{4}})\,, \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (10)$$
idet h og η ere Konstanter. Sættes $\vartheta = \vartheta_0$ for $t = 0$, erholdes heraf
$$t = \frac{4}{h}\log\frac{\vartheta^{-\frac{1}{4}} + \eta}{\vartheta_0^{-\frac{1}{4}} + \eta}. \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (11)$$
Som Exempel paa denne Formels Brugbarhed skal jeg anføre et Afkølingsforsøg med en med Kviksølv fyldt Cylinder af ferniseret Messingblik. Cylinderen, som var ophængt horizontalt, var $15{,}85^{\mathrm{cm}}$ lang og $3{,}82^{\mathrm{cm}}$ i Diameter. Temperaturen aflæstes paa et i $\frac{1}{10}$ Grader inddelt Thermometer. Der fandtes:

ϑ =	12,9°,	9,9°,	6,9°,	2,4°	1,4°	
t =	0,	496,	1207,	3473,	4733	Sek.
t (ber.) =	0,	499,	1208,	3470,	4733	—

De beregnede Værdier af t svare til $h = 0{,}0002463$ og $\eta = 0{,}63$.

Endnu yderligere kan Formlen for Afkølingshastigheden reduceres, naar den ved Udstraalingen tabte Varmemængde kun udgjør en ringe Del af det hele Varmetab, idet man da erholder

$$-\frac{d\vartheta}{dt} = l\vartheta^{\frac{5}{4}}, \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (12)$$

hvori kun den ene Konstant l indgaar. Heraf erholdes

$$t = \frac{4}{l}\left(\vartheta^{-\frac{1}{4}} - \vartheta_0^{-\frac{1}{4}}\right). \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (13)$$

Denne Formel finder især god Anvendelse paa mindre Legemer med metallisk Overflade. Som Exempler paa den Indflydelse, som Legemets Størrelse udøver paa Koefficienten for den ydre Varmeledning, skal jeg anføre følgende Resultater af mine Forsøg. Man vil heri tillige finde en Forklaring af de store Uoverensstemmelser, som ere til Stede i de Bestemmelser af denne Koefficient, som forskjellige Iagttagere have udført.

Forsøgene ere udførte dels med Thermometre dels med Thermoelementer. Beregningen er udført saaledes, at jeg først enten ved Formlen (11) eller ved (13) bestemmer t, og dernæst for Middelværdien T af den højeste og laveste iagttagne Temperatur beregner $\frac{dT}{dt}$, hvorefter jeg ved Hjælp af Ligning (9) eliminerer den Del af Varmetabet, som skyldes Udstraalingen. Jeg er herved gaaet ud fra den af Graetz (Wied. Ann. Bd. 11, S. 913) fundne Værdi for Glassets Emissionskoefficient σ, nemlig $\sigma = 1{,}085 \cdot 10^{-12}$, idet jeg ved sammenlignende Forsøg bestemte Udstraalingen af de forskjellige benyttede Overflader i Forhold til Glasset. Tages dettes Emissionskoefficient som Enhed, er efter disse Forsøg Koefficienten for fernisseret Messing 0,79, for blankt Messing 0,11. For alle rent metalliske polerede Overflader fandtes meget nær den samme Koefficient, dog danne Antimon og Vismuth mærkelige Undtagelser, idet de udstraale 3 til 4 Gange mere end de andre Metaller i mine Stænger. For Antimonstangens Vedkommende kunde dette maaske forklares af dens Overflades porøse Beskaffenhed, derimod var Vismuthstangens Politur ikke kjendelig forskjellig fra de andre Stængers.

Ved disse Forsøg fandtes følgende Værdier for Koefficienten λ (Lign. 9) for den ydre Varmeledning:

For horizontalt ophængte Cylindere:

1. Diameter $3{,}82^{\text{cm}}$, Længde $15{,}85^{\text{cm}}$, $\lambda = 0{,}000069$,
2. Diameter $1{,}5^{\text{cm}}$, Længde $23{,}8^{\text{cm}}$, $\lambda = 0{,}000090$,
3. Diameter $0{,}46^{\text{cm}}$, Længde $80{,}0^{\text{cm}}$, $\lambda = 0{,}000166$,

For Kugler:

1. Diameter $10{,}64^{\text{cm}}$, $\lambda = 0{,}000055$,
2. Diameter $4{,}74^{\text{cm}}$, $\lambda = 0{,}000074$.

Da det kun var min Hensigt at konstatere den store Indflydelse, Legemets Størrelse har paa Koefficienten λ, har jeg ikke fortsat denne Undersøgelse videre.

De to Kugler vare hule, og Forsøgene bleve anstillede saavel med Kuglerne tomme som fyldte med Kviksølv. Ligeledes bleve Forsøg anstillede med et 6^{cm} langt Stykke af den ene Messingstang, hvorpaa de gjentoges, efterat Stangen var udboret og lukket med en Messingprop. Skjøndt der paa denne Maade erholdtes meget forskjellige Afkølingshastigheder ved uforandret Overflade, kunde jeg dog ikke spore nogen Forandring i den ydre Varmeledning. Dette Resultat er af Vigtighed for alle Forsøg over Metallernes indre Varmeledning, da der ved disse altid forudsættes, at Varmetabet til Omgivelserne er det samme ved samme Temperaturer, hvad enten det opvarmede Legemes Varmegrad er konstant eller variabel. Dette Spørgsmaal kan kun afgjøres ved Forsøg, da det af theoretiske Grunde kan være meget muligt, at Afkølingshastigheden selv kan faa Indflydelse paa den ydre Varmeledning. Man kan for Exempel tænke sig et af en slet Varmeleder omgivet opvarmet Legeme saa hurtig afkølet, f. Ex. ved Tilledning af koldt Vand til dets Indre, at det endog kunde komme til at modtage Varme fra de af Legemet selv forud opvarmede Omgivelser. Befandt Legemet sig i Luften, vilde der imidlertid paa samme Tid ogsaa fremkomme en stærkere Strømning, som vilde have den modsatte Virkning.

Efter Tilendebringelsen af disse Forundersøgelser bleve alle Stængerne, med Undtagelse af Magniumstangen, ad galvanoplastisk Vej overtrukne med et Lag Nikkel. Da Antimonstangen desværre var gaaet itu ved Afpudsningen paa Drejebænken, og Tinstangen ved tidligere Forsøg var bleven for kort, beholdt jeg saaledes kun 9 Stænger tilbage for de følgende Forsøg.

Disse Forsøg bleve udførte paa følgende Maade. Stangen blev med den ene Ende anbragt i det samme Varmeapparat, som tidligere havde været benyttet til Bestemmelsen af Varmefylden. Apparatet indeholdt Alkohol og blev vedvarende holdt paa Alkoholens Kogepunkt. Stangen var stillet horizontalt, omtrent 3 Decimeter over Bordpladen og vel beskyttet ved Skjærme mod Lufttræk og mod Varmen fra Varmeapparatet. Efter omtrent 5 Timers Forløb, naar Varmetilstanden viste sig stationær, blev efterhaanden Temperaturen maalt i de forskjellige Huller i Stangen ved et enkelt Thermoelement, som bestod af en $0{,}2^{mm}$ tyk Nysølvtraad og en $0{,}1^{mm}$ tyk Kobbertraad. Fremgangsmaaden var herved den samme, som den tidligere benyttede. Naar der i Maaletraadens Strømkreds var indskudt Modstanden 112 S. E., saa svarede med dette Element ved sædvanlig Temperatur $57{,}7^{mm}$ af Maaletraaden til 1° C. Thermoelementets Traadender vare i disse Forsøg lagte ved Siden af hinanden og sammenloddede i Spidsen. Begge Traadene vare lige indtil Loddestedet isolerede, og naar Elementet var sat ind i et Hul, befandt Loddestedet sig i Stangens Axe. En lille Draabe Olie var i Forvejen bragt ind i ethvert af Hullerne. Thermoelementets to andre Traadender vare forbundne med Ledningen til Galvanometret og til Maaletraaden, og de to Forbindelsessteder vare anbragte i to paa Bordet stillede Glas med Kviksølv.

Naar Temperaturen i Hullerne vare maalte, blev Stangen taget fra Varmeapparatet og opvarmet ensformig til en ikke lidet højere Temperatur end den, hvorved de paafølgende

Forsøg over Afkølingen skulde udføres. Naar Stangens Temperatur ved den efterfølgende Afkøling nærmede sig dette Punkt, blev Stangen, som var ophængt horizontalt i to Silkesnore, ført hen til det samme Sted, hvor de første Maalinger vare udførte, og hvor alt forblev uforandret paa det nær, at Stangen nu var udenfor Skjærmen foran Varmeapparatet, og at den derved fremkomne Aabning i Skjærmen var tilstoppet. Iøvrigt vedblev Lampen endnu at brænde under Varmeapparatet. Thermoelementet blev indsat i et af Stangens Huller, og Tidsmomenterne, da Temperaturen passerede visse faste Punkter paa Maaletraaden, bestemtes.

Man vil af de i det Følgende meddelte Resultater se, at Formlen (13) med kun en enkelt Konstant er fuldkommen tilstrækkelig til Beregningen af disse Afkølingsforsøg. Betegnes den med Maaletraadens Enheder bestemte Temperatur ved u, ville vi altsaa for Afkølingsforsøgene have

$$t = \frac{4}{l}\left(u^{-\frac{1}{4}} - u_0^{-\frac{1}{4}}\right), \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (14)$$

medens den til de første Forsøg ved stationær Temperatur svarende Differentialligning bliver

$$\frac{1}{a}\,\frac{d^2u}{dx^2} = l'u^{\frac{5}{4}}, \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (15)$$

idet ligesom tidligere $a = \frac{c\delta}{k}$. Konstanten l' forholder sig til l i den foregaaende Ligning som Stangens krumme Overflade forholder sig til dens hele Overflade, altsaa $l' : l = 1 : \left(1 + \frac{d}{2L}\right)$, naar d er Stangens Diameter og L dens Længde.

De Huller, i hvilke Temperaturen blev maalt, befandt sig $1, 3, 5, \ldots^{\mathrm{cm}}$ fra Stangens frie Ende. De maalte Temperaturer være betegnede ved $u_1, u_3, u_5, \ldots$

Tænkes Stangen forlænget saa meget, at dens cylindriske Overflade bliver saa meget forøget som Endefladens Areal, og tænkes Endefladen nu uigjennemtrængelig for Varmen, saa vil den tabe meget nær den samme Varmemængde til Omgivelserne som før. Betegnes denne Forlængelse ved ε, saa er altsaa $\varepsilon = \frac{1}{4}d = 0{,}375$, idet $d = 1{,}5^{\mathrm{cm}}$ for alle Stængerne. Vi kunne følgelig sætte:

$$\frac{du}{dx} = 0 \quad \text{for} \quad x = -\varepsilon,$$

naar Koordinatens Begyndelsespunkt lægges i den virkelige Stangs Endeflade.

Af Ligning (15) erholdes nu:

$$\frac{du}{dx} = al'\int_{-\varepsilon}^{x} u^{\frac{5}{4}}dx,$$

og dernæst:

$$\int_{2n-1}^{2n+1}\frac{du}{dx}dx = u_{2n+1} - u_{2n-1} = al'\left[2\int_{-\varepsilon}^{2n+1}u^{\frac{5}{4}}dx + \int_{2n-1}^{2n+1}u^{\frac{5}{4}}(2n-1-x)\,dx\right].$$

Forandres de sidste Integrationer til Summationer, vil man erholde med stor Tilnærmelse:

$$u_{2n+1} - u_{2n-1} = 4al'\left[s_{2n-1} + \tfrac{1}{12}\left(u_{2n+1}^{\frac{5}{4}} - u_{2n-1}^{\frac{5}{4}}\right)\right],$$

idet $$s_{2n-1} = s_1 + u_3^{\frac{5}{4}} + u_5^{\frac{5}{4}} + \ldots u_{2n-1}^{\frac{5}{4}}, \quad s_1 = (1 + \tfrac{1}{2}\varepsilon)u_1^{\frac{5}{4}}.$$

Sættes efterhaanden $n = 1, 2, \ldots m$, vil heraf ved Summation erholdes:

$$u_{2m+1} - u_1 = 4al'S_{2m-1},$$

idet $$S_{2m-1} = s_1 + s_3 + \ldots + s_{2m-1} + \tfrac{1}{12}\left(u_{2m+1}^{\frac{5}{4}} - u_1^{\frac{5}{4}}\right).$$

Jeg skal i det følgende angive de i Forsøgene iagttagne Størrelser og tillige under de første med Blystangen anstillede Forsøg som Exempel vise, hvorledes Beregningen er udført.

Bly. Lokalets Temperatur $\vartheta = 3{,}1°$ C.

Modstanden i Maaletraadens Strømkreds $W = 112$ S. E.

Stangens Længde $L = 23{,}7^{\text{cm}}$.

1. Opvarmningsforsøget ved stationær Temperaturtilstand gav følgende til $u_1, u_3, \ldots$ svarende Temperaturer:

$$u = 315,\ 324,\ 340,\ 364,\ 399,\ 439,\ 489,\ 558^{\text{mm}}.$$

Beregningen heraf udføres efter følgende Skema:

	u	$u^{\frac{5}{4}}$	s	S	$4al'$
1	315	1327	1576	1580	0,0057
3	324	1375	2951	4538	0,0055
5	340	1460	4411	8960	0,0055
7	364	1590	6001	14977	0,0056
9	399	1783	7784	22780	0,00544
11	439	2009	9793	32597	0,00534
13	489	2300	12093	44724	0,00543
15	558	2712			
	708			130156	0,005440

Den første Vertikalrække angiver det iagttagne Huls Afstand i Centimeter fra Stangens Ende. De følgende Rækker give $u_1, u_3, \ldots, u_1^{\frac{5}{4}}, u_3^{\frac{5}{4}}, \ldots$, o.s.v., og den sidste Række indeholder Kvotienterne $\frac{u_3 - u_1}{S_1}$, $\frac{u_5 - u_1}{S_3}$, o. s. v., som angive de til de efter hinanden iagttagne Temperaturer $u_3, u_5, \ldots$ svarende Værdier af $4al'$. Den endelige Værdi af denne Størrelse er bestemt ved Kvotienten

$$\frac{u_1 + u_3 + \ldots + u_{15} - 8u_1}{S_1 + S_3 + \ldots S_{13}} = \frac{708}{130156} = 0{,}005440 = 4al'.$$

2. Ved det umiddelbart derefter anstillede Afkølingsforsøg fandtes for

$$u = 600,\ 500,\ 400,\ 300^{\text{mm}}$$
$$t = 0,\ 114,\ 264,\ 463 \text{ Sek.}$$
$$t\,(\text{ber.}) = 0,\ 114,\ 261,\ 463\ —$$

Beregningen af t er udført ved Hjælp af Ligning (14), idet $l = 0{,}0003304$. Hertil svarer $l' = 0{,}0003203$, altsaa er $4a = \frac{0{,}005440}{0{,}0003203} = 16{,}98$ ved omtrent $10°$ C.

De efter den første Methode anstillede Forsøg havde givet $4a = 16{,}84$ ved $19°$ C.

Messing (rød). $\vartheta = 2{,}2°$, $W = 62$ S. E., $L = 23{,}8$.

1. $u = 366, 372, 378, 386, 400, 419, 438, 461^{mm}$,

hvoraf $4al' = 0{,}001974$.

2. $u = 600, 500, 400, 300^{mm}$,

$t = 0, 237, 549, 971$ Sek.,

t (ber.) $= 0, 239, 547, 970$ — ,

$l = 0{,}0001576$, $l' = 0{,}0001528$,

$4a = 12{,}92$ ved $16°$ (tidligere Forsøg $12{,}05$ ved $21°$).

Nysølv. $\vartheta = 2{,}9°$, $W = 62$ S. E., $L = 23{,}8$.

1. $u = 361, 377, 396, 434, 488, 545, 635^{mm}$,

hvoraf $4al' = 0{,}006836$.

2. $u = 600, 500, 400, 300^{mm}$,

$t = 0, 237, 539, 955$ Sek.,

t (ber.) $= 0, 236, 539, 956$ — ,

$l = 0{,}0001600$, $l' = 0{,}0001551$,

$4a = 44{,}07$ ved $17°$ (tidligere Forsøg $42{,}80$ ved $19°$).

Kadmium. $\vartheta = 3{,}4°$, $W = 62$ S. E., $L = 23{,}8$.

1. $u = 368, 372, 380, 392, 409, 429, 454$,

hvoraf $4al' = 0{,}002272$.

2. $u = 600, 500, 400, 350, 300, 250, 200$,

$t = 0, 138, 326, 439, 578, 743, 961$,

t (ber.) $= 0, 142, 325, 439, 576, 745, 962$,

$l = 0{,}0002656$, $l' = 0{,}0002575$,

$4a = 8{,}82$ ved $17°$ (tidligere Forsøg $8{,}927$ ved $24°$).

Kobber. $\vartheta = 4{,}3°$, $W = 62$ S. E., $L = 23{,}8$.

1. $u = 331, 331, 333, 337, 342, 347, 352, 359$,

hvoraf $4al' = 0{,}000656$.

2. $u = 600, 500, 400, 350, 300, 250$,

$t = 0, 251, 592, 805, 1047, 1358$,

t (ber.) $= 0, 259, 592, 801, 1050, 1358$,

$l = 0{,}0001456$, $l' = 0{,}0001412$,

$4a = 4{,}65$ ved $16°$ (tidligere Forsøg $4{,}43$ ved $19°$).

Messing (gul). $\vartheta = 3{,}2°$, $W = 62$ S. E., $L = 25{,}2$.

1. $u = 341,\ 345,\ 353,\ 365,\ 380,\ 400,\ 424,\ 450,$

hvoraf $4al' = 0{,}002420$.

2. $u = 600,\ 500,\ 400,\ 300,$

$t = 0,\ 237,\ 538,\ 962,$

t (ber.) $= 0,\ 236,\ 539,\ 956,$

$l = 0{,}0001600,\quad l' = 0{,}0001553,$

$4a = 15{,}58$ ved 17° (tidligere Forsøg 13,73 ved 20°).

Vismuth. $\vartheta = 1{,}6°$, $W = 112$ S. E., $L = 21{,}4$.

1. $u = 127,\ 138,\ 163,\ 202,\ 255,\ 329,\ 439,$

hvoraf $4al' = 0{,}02323$.

2. $u = 500,\ 400,\ 300,\ 250,\ 200,$

$t = 0,\ 130,\ 317,\ 442,\ 601,$

t (ber.) $= 0,\ 134,\ 318,\ 442,\ 601,$

$l = 0{,}0003624,\quad l' = 0{,}0003501.$

$4a = 66{,}35$ ved 7° (tidligere Forsøg 69,10 ved 0°).

Jern. $\vartheta = 4°$, $W = 62$ S. E., $L = 23{,}7$.

1. $u = 348,\ 354,\ 364,\ 378,\ 396$[1], $418,\ 444{,}5$[1], $476,$

hvoraf $4al' = 0{,}002793$.

2. $u = 450,\ 400,\ 350,\ 297,$

$t = 0,\ 184,\ 409,\ 677,$

t (ber.) $= 0,\ 185,\ 402,\ 678,$

$l = 0{,}0001400,\quad l' = 0{,}0001357,$

$4a = 20{,}58$ ved 18° (tidligere Forsøg 20,24 ved 19°).

Af de ved Afkølingsforsøgene for de forskjellige Stænger fundne Værdier for l' erholdes ved Multiplikation med $\frac{d}{4}c\delta$, hvor d er Stangens Diameter, c dens Varmefylde, δ dens Vægtfylde, den til $u = 1$ svarende Varmemængde, som afgives i Sekundet fra hver Kvadratcentimeter af Stangens Overflade. Er Legemets Temperatur 1° C. over Omgivelserne, bliver denne Varmemængde lig $l' . \frac{d}{4} c\delta . 57{,}7^{\frac{1}{4}}$ for $W = 112$ S. E. og $l' . \frac{d}{4} c\delta . 31{,}94^{\frac{1}{4}}$ for $W = 62$ S. E.

De paa denne Maade beregnede Koefficienter for det ydre Varmetab ere for de forskjellige forniklede Metaller, ordnede efter Størrelsen, følgende:

[1]) Disse to Temperaturer ere paa Grund af de to Hullers Tilstopning ikke iagttagne, men beregnede ved Interpolation.

Bly	0,000114,	Vismuth	0,000106,
Kadmium . . .	0,000111,	Messing (rødt)	0,000103,
Aluminium . . .	0,000109,	Messing (gult)	0,000100,
Tin	0,000109,	Kobber	0,000100,
Nysølv	0,000107,	Jern	0,000099.

Overensstemmelsen mellem disse Tal maa betragtes som tilfredsstillende, da dels Afkølingsforsøgene ikke bleve anstillede under ganske identiske ydre Betingelser, dels selve de forniklede Overflader ikke vare aldeles ens. Saaledes havde Blystangen øjensynlig den sletteste Politur. Navnlig fremgaar heraf, at Koefficienterne ikke ordne sig efter Stængernes Afkjølingshastigheder, idet f. Ex. Vismuthstangen, som er den af alle Stængerne, der afkøler sig hurtigst, her kommer midt i Rækken, og det stadfæster sig altsaa ogsaa ved disse Forsøg, at Afkjølingshastigheden selv ikke udøver nogen kjendelig Indflydelse paa den ydre Varmeledning.

Med Hensyn til Bestemmelserne af a og derigjennem af Metallernes Varmeledningsevne, betragter jeg Overensstemmelsen med de tidligere Forsøg som tilfredsstillende for alle Stængerne med Undtagelse af den ene Messingstang. Jeg betragter imidlertid min første Forsøgsmethode som den nøjagtigste for alle Stængerne med Undtagelse af Vismuthstangen, for hvilken de fundne Resultater udkrævede en Korrektion, som ifølge Beregningen skulde gjøre a omtrent 10 Procent mindre. Da de sidste Forsøg imidlertid kun give en omtrent 4 Procent lavere Værdi, anser jeg det for rigtigst ikke at gjøre Korrektionen større.

Nedenstaaende Tabel indeholder de efter den første Methode fundne Ledningsevner for Varme og Elektricitet ved 0° og ved 100°, dog for Vismuths Vedkommende med en Forøgelse af Varmeledningsevnen af 4 Procent.

	k_0	k_{100}	$\varkappa_0 \cdot 10^5$	$\varkappa_{100} \cdot 10^5$	$\frac{k_0}{\varkappa_0}$	$\frac{k_{100}}{\varkappa_{100}} : \frac{k_0}{\varkappa_0}$
Kobber	0,7198	0,7226	45,74	33,82	1574	1,358
Magnium	0,3760	0,3760	24,47	17,50	1537	1,398
Aluminium	0,3435	0,3619	22,46	17,31	1529	1,367
Messing (rødt) . . .	0,2460	0,2827	15,75	13,31	1562	1,360
Kadmium	0,2200	0,2045	14,41	10,18	1527	1,315
Messing (gult) . . .	0,2041	0,2540	12,62	11,00	1617	1,428
Jern	0,1665	0,1627	10,37	6,628	1605	1,530
Tin	0,1528	0,1423	9,346	6,524	1635	1,334
Bly	0,0836	0,0764	5,141	3,602	1627	1,304
Nysølv	0,0700	0,0887	3,766	3,632	1858	1,314
Antimon	0,0442	0,0396	2,199	1,522	2011	1,294
Vismuth	0,0177	0,0164	0,929	0,630	1900	1,372

Sammenholdes disse Resultater med andre Iagttageres Bestemmelser af Metallernes Varmeledningsevne i absolut Maal, vil man finde meget store Uoverensstemmelser. Skarpest træde disse netop frem ved Sammenligningen med de nyere Maalinger af Tait (Trans. Roy. Soc. of Edinb. 1878, p. 717) og af H. F. Weber (Monatsber. der Acad. Berlin 1880, p. 457), som begge ligeledes have bestemt Ledningsevnen for Elektricitet. Saaledes finder f. Ex. Weber Forholdet mellem Ledningsevnen for Varme og for Elektricitet ved 0° lig 2007 for Kobber og 1288 for Vismuth, medens jeg for Kobber har fundet 1574 (efter den anden Forsøgsrække 1500) og for Vismuth 1900. Da imidlertid begge disse Iagttagere have betegnet deres Meddelelser som kun foreløbige, skal jeg ikke her gaa ind paa en nærmere Undersøgelse af Grunden til disse Uoverensstemmelser.

Af ovenstaaende Tabel fremgaar:

1⁰ en Stadfæstelse af Wiedemanns og Franz's Lov for de bedre ledende Metallers Vedkommende, idet Forholdet imellem Ledningsevnen for Varme og for Elektricitet er meget nær konstant for disse saavel ved 0° som ved 100°. For de slettere Ledere derimod voxer dette Forhold stærkt, naar Ledningsevnen aftager, saaledes at der paa denne Maade ligesom indledes Overgangen til de ikke metalliske Legemer, hvor som bekjendt Ledningsevnen for Varmen langt fra aftager saa stærkt som Ledningsevnen for Elektricitet. Grunden hertil kan ligge i disses større Gjennemstraalelighed og større Udstraalingsevne, og med Hensyn til det sidste Punkt er det værd at bemærke, at netop ogsaa Antimon og Vismuth udmærke sig ved en paafaldende stor Udstraalingsevne. Iøvrigt er det ogsaa muligt, at de stærkt fremtrædende thermoelektriske Kræfter hos Nysølv, Antimon og Vismuth kunne være medvirkende til en lettere Forplantning af Varmen.

2⁰ Forholdet $\frac{k_{100}}{\varkappa_{100}} : \frac{k_0}{\varkappa_0}$ er for alle Metallerne, med Undtagelse af Jern, saa godt som ens og meget nær lig med Forholdet mellem de til 100° og 0° svarende absolute Temperaturer (1,367). Man vil altsaa for Ledningsevnerne k og $\varkappa$ ved den absolute Temperatur T have:

$$\frac{k}{\varkappa} = T \times \text{Konstant.}$$

Denne Lov synes endogsaa at være mere almindelig gjældende end den foregaaende, idet ogsaa Nysølv, Antimon og Vismuth i denne Henseende forholde sig som de øvrige Metaller. Meget paafaldende er den stærke Stigning af Varmeledningsevnen med Temperaturen hos Legeringerne Messing og Nysølv, medens Ledningsevnen for Elektricitet ligeledes forandrer sig ganske uregelmæssig, idet den aftager langt mindre end hos alle de andre Metaller. I en svagere Grad gjælder det samme for Aluminium.

Jeg havde allerede i 1872 i Vidensk. Selsk. Oversigter («Bestemmelse af Varmegrader i absolut Maal») udtalt som en Formodning, at «Forholdet imellem et rent Metals

Ledningsevne for Varme og Elektricitet er proportionalt med Temperaturen, regnet fra det absolute Nulpunkt». Denne Formodnings Rigtighed har saaledes bekræftet sig, og Forsøgene have vist, at Loven ogsaa lader sig udstrække til Legeringer. Med Hensyn til de videre Følgeslutninger kan jeg henvise til samme Afhandling, kun maa bemærkes, at det af de dengang bekjendte Iagttagelser bestemte Tal for Forholdet imellem de to Ledningsevner var meget for stort.

Det vilde maaske nu ikke være uden Interesse at forsøge paa at gaa et Skridt videre i theoretisk Retning.

Man tænke sig følgende Forsøg anstillet. En Metaltraad skjæres i en Mængde smaa Stykker af Længden l, en anden Metaltraad skjæres ligeledes i Stykker af en anden Længde l'. Disse Stykker loddes afvexlende sammen, og den saaledes dannede Traad indskydes i en elektrisk Strømkreds. Ved Strømmen vil der nu opstaa dels en Varmeudvikling i hele Traaden, dels ligeledes en Varmeudvikling i den ene Halvdel af Loddestederne og en Varmeabsorbtion i den anden Halvdel. De endelige stationære Temperaturer i Loddestederne være T_0 i de første og T'_0 i de andre.

I Loddestederne ere tillige thermoelektromotoriske Kræfter tilstede, som ifølge den mekaniske Varmetheori kunne udtrykkes nøjagtig ved $-ET_0$ og $+ET'_0$, idet E er en Konstant, naar det for begge Metallerne forudsættes, at der ikke finder nogen thermoelektrisk Forskjel Sted imellem to ulige opvarmede Steder af det samme Metal. Ved den elektriske Strøms Gjennemgang gjennem to paafølgende Loddesteder vil altsaa det elektriske Potential blive formindsket med $E(T_0 - T'_0)$. Desuden vil selve Ledningsmodstanden i Traadstykket formindske Potentialet, men Traadstykkerne kunne antages saa korte, at dette Tab bliver forsvindende lille.

Under den samme Forudsætning ville ogsaa Temperaturerne T og T' i et Punkt i et af Stykkerne l og l' kunne udtrykkes ved

$$T = T_0 + ax + bx^2 , \quad T' = T'_0 + a'x + b'x^2 ,$$

idet x regnes fra det nærmest til venstre liggende Loddested i det betragtede Stykke. Imellem disse Konstanter ere Relationerne

$$T'_0 = T_0 + al + bl^2 , \quad T_0 = T'_0 + a'l' + b'l'^2 ,$$

da det ene Traadstykkes Endepunkt maa have samme Temperatur som det andets Begyndelsespunkt.

Tillige maa Loddestederne selv afgive lige saa megen Varme, som de modtage. Loddestederne modtage ifølge den mekaniske Varmetheori ved Strømmens Gjennemgang Varmemængderne $AiET_0$ og $-AiET'_0$, naar A er Arbejdsenhedens Varmeækvivalent og i Strømstyrken. Ere endvidere k og k' de to Traadstykkers Varmeledningsevner, q begge Traadstykkernes Gjennemsnit, saa vil man altsaa have

$$AiET_0 = -kq\left[\frac{dT}{dx}\right]_{x=0} + k'q\left[\frac{dT'}{dx}\right]_{x=l'},$$
$$-AiET_0' = -k'q\left[\frac{dT'}{dx}\right]_{x=0} + kq\left[\frac{dT}{dx}\right]_{x=l}.$$

Ved Subtraktion af disse to Ligninger og Indsættelse af de ovenfor angivne Værdier for T og T' erholdes efter Elimination af Konstanterne a, b, a', b'

$$AiE(T_0 + T_0') = 2q(T_0 - T_0')\left(\frac{k}{l} + \frac{k'}{l'}\right).$$

Det ved Strømmens Gjennemgang gjennem to paafølgende Loddesteder lidte Potentialtab vil altsaa være

$$E(T_0 - T_0') = AiE^2 \frac{\overline{T}}{q\left(\frac{k}{l} + \frac{k'}{l'}\right)},$$

idet $\overline{T} = \frac{T_0 + T_0'}{2}$ er Loddestedernes Middeltemperatur.

Det ses heraf, at de thermoelektriske Kræfter alene frembringe en Modstand, som følger de sædvanlige Love for den elekriske Ledningsmodstand, idet nemlig en saadan vilde frembringe Potentialtabet $i\frac{l+l'}{q\overline{\varkappa}}$, naar ved $\overline{\varkappa}$ betegnes hele Traadens tilsyneladende elektriske Ledningsevne. Traaden vil altsaa i vort Forsøg forholde sig, som om den havde Ledningsevnen

$$\overline{\varkappa} = \frac{\left(\frac{k}{l} + \frac{k'}{l'}\right)(l + l')}{AE^2\overline{T}}.$$

Vi ville endvidere tænke os, at den samme Traad, uden at være gjennemstrømmet af en elektrisk Strøm, bliver opvarmet i den ene Ende og afkølet i den anden, medens den iøvrigt er omgiven af fuldkomne Varmeisolatorer. Man vil da have, naar Temperaturerne i tre paa hinanden følgende Loddesteder ere T_0, T_1, T_2,

$$k\frac{T_0 - T_1}{l} = k'\frac{T_1 - T_2}{l'} = \overline{k}\frac{T_0 - T_2}{l + l'},$$

idet vi ved $\overline{k}$ betegne den Varmeledningsevne, man maatte tillægge Traaden, hvis man betragtede den som en ensartet Ledning. Heraf følger

$$\overline{k} = \frac{l + l'}{\frac{l}{k} + \frac{l'}{k'}} \quad \text{og} \quad \frac{\overline{k}}{\overline{\varkappa}} = \frac{AE^2\overline{T}}{\left(\frac{k}{l} + \frac{k'}{l'}\right)\left(\frac{l}{k} + \frac{l'}{k'}\right)}.$$

Den sidste Ligning angiver saaledes Forholdet imellem den betragtede Traads af Forsøgene fremgaaede tilsyneladende Ledningsevner for Varme og for Elektricitet.

Ethvert Legeme er i sit Indre diskontinuert. Der ere indre Grænseflader tilstede, i hvilke man tillige maa antage Tilstedeværelsen af thermoelektriske Kræfter eller, efter en nyere Betragtningsmaade, af elektriske Dobbeltlag. En elektrisk Strøm vil saaledes ved en

Gjennemgang gjennem et Legeme frembringe de samme Virkninger, som i det ovenfor beskrevne, tænkte Forsøg. Ligesom her vil en egentlig elektrisk Ledningsmodstand ikke komme til at spille nogen Rolle i Sammenligning med den Modstand, som fremkommer ved Gjennemgangen gjennem de elektriske Dobbeltlag, og der vil saaledes egentlig ikke blive nogen Grund til at antage, at nogen anden Modstand overhovedet existerer. Elektriciteten vil altsaa bevæge sit frit, uden Potentialforandring langs ad et Dobbeltlag, og der vil først fremkomme en Forandring i det elektriske Potential, naar Elektriciteten passerer igjennem et Dobbeltlag.

Der vil fremdeles heller ikke være nogen Grund til at antage en egentlig Varmeledning, da alle Temperaturforskjelligheder maa udjevne sig ved lokale elektriske Strømme. Ligesom Varmen som Straalevarme forplanter sig ved lokale, alternerende Strømme af samme Art som de Strømme, der fremkomme ved Udladningen af en Leydnerflaske igjennem en Metaltraad, saaledes forplanter Varmen sig ved Ledning ved lokale Strømme af samme Art som de Strømme, der fremkomme ved Udladningen af et galvanisk Batteri.

Vi tænke os nu en Linie lagt igjennem et Legeme, og at denne Linie skjærer tre paa hinanden følgende Dobbeltlag. Skjæringspunkterne være A, B, C, Afstanden imellem A og B være l, imellem B og C være l', Temperaturerne i A og C være T_0', i B T_0. Paa Grund af Temperaturforskjellen vil der fremkomme lokale Kredsløb af elektriske Strømme, som sandsynligvis i Gjennemsnit ville føre en lige saa stor Varmemængde fra B til A som fra B til C. Betragtes nu denne Overføring af Varme som fremkommen ved Varmeledning, og kaldes Ledningsevnen imellem A og B k, imellem B og C k', vil man have de fra B til A og til C overførte Varmemængder proportionale med $k\frac{T_0 - T_0'}{l}$ og med $k'\frac{T_0 - T_0'}{l'}$. Ere nu ifølge ovenstaaende Betragtning disse Varmemængder lige store, saa er

$$\frac{k}{l} = \frac{k'}{l'}.$$

Herved gaar det ovenfor fundne Udtryk for Forholdet imellem Ledningsevnen for Varme og for Elektricitet, naar dette Udtryk overføres paa det betragtede Legeme, over til

$$\frac{\overline{k}}{\overline{\varkappa}} = A\left(\frac{E}{2}\right)^2 \overline{T}.$$

Dette Forhold bliver saaledes proportionalt med Legemets absolute Temperatur, hvilket er i Overensstemmelse med Forsøgsresultaterne. Disse have tillige vist, at Forholdet er det samme for alle bedre ledende Metaller, hvoraf følger, at E har den samme Værdi for alle disse Metaller. Den numeriske Beregning giver $E = 30400$. Potentialforskjellen ET, som vi ville kalde den molekulære Potentialforskjel, bliver f. Ex. herefter omtrent 23 Gange større end den, som fremkommer ved Berøringen imellem Kobber og Nysølv.

Da den molekulære Potentialforskjel viser sig ens for forskjellige Legemer og pro-

proportional med den absolute Temperatur, ligger det nær at betragte denne Potentialforskjel som identisk med den absolute Temperatur. Man vil saaledes erholde et absolut Maal for Varmegrader, og 1 Centigrad vil blive lig 30400 absolute Enheder.

Jeg har i min ovenfor citerede Afhandling gjort opmærksom paa, at den ved en given Potentialforskjel $P_1 - P_0$ frembragte elektriske Strøm kun vil være i Stand til at frembringe en vis Temperaturforøgelse. Er Legemets Temperatur T_0, og er T_1 den højeste Varmegrad, hvortil Strømmen kan opvarme Legemet, saa vil man, naar det ovenfor foreslaaede absolute Maal for Varmegraden indføres, have $P_1 - P_0 = T_1 - T_0$. Opfattes altsaa Temperaturen som en molekulær Potentialforskjel, saa vil man kunne sige, at et Legeme, som gjennemstrømmes af en elektrisk Strøm, ikke vil kunne opnaa en større molekulær Potentialforskjel ved Strømmen end den, der forud fandtes, plus den numeriske Værdi af den største elektriske Potentialforskjel imellem to Punkter af Legemets Overflade.

Sættes et Daniell's Elements elektromotoriske Kraft lig $11 \cdot 10^7$ absolute Enheder, saa vil den største Opvarmning, det kan frembringe, ligeledes være $11 \cdot 10^7$ absolute Enheder eller $\frac{11 \cdot 10^7}{30400} = 3600$ Centigrader. I min tidligere Afhandling havde jeg paa Grund af de forhaanden værende mangelfulde Iagttagelsesdata fundet det lavere Tal 2780 Centigrader. Ligeledes maa nu Opfattelsen af den Forbindelse, som jeg dengang troede at finde imellem Lovene for Elektrolysen, Varmefylden og Varme- og Elektricitetsledningen, af samme Grund blive at modificere. Den faktiske Forbindelse imellem disse Love er følgende:

Ved Elektricitetsenhedens Gjennemgang gjennem en binær Forbindelse udskilles $\frac{N}{9600}$ Gram Metal, naar N betegner Metallets Atomtal. Til at opvarme N Gram Metal 1° C. udkræves omtrent 6,4 Varmeenheder eller $6{,}4 \cdot 42 \cdot 10^6$ Energienheder, og til at opvarme den samme Vægt en, efter den ovenfor givne Definition, absolut Grad udkræves $\frac{6{,}4 \cdot 42 \cdot 10^6}{30400} = 8800$ absolute Energienheder. Den ved Elektricitetsenheden udskilte Mængde af Metal vil altsaa udkræve $\frac{11}{12}$ Energienhed for at opvarmes 1 absolut Grad, medens Elektricitetsenheden selv vilde udkræve 1 Energienhed til Forøgelsen af dens Potential med en Enhed.

Jeg skal sluttelig kun henlede Opmærksomheden paa, at den ovenfor udviklede Opfattelse af den elektriske Ledningsmodstands Natur, ifølge hvilken elektriske Strømme kunne vedblive at bestaa indenfor begrænsede Kredse uden Modstand og som Følge deraf uden Energiomsætning, staar i nøje Forbindelse med vor Theori om Magnetismen og Diamagnetismen, ja danner det nødvendige Grundlag for den.

Saadanne elektriske Strømme repræsentere en vis kinetisk elektrisk Energi. Betragte vi f. Ex. en sluttet lineær, uendelig god Leder, hvis Induktionskonstant er C, og nærmes til denne Leder en Magnetpol med Magnetismen m, saa vil man have

$$C\frac{di}{dt} + m\frac{d\omega}{dt} = 0\,,$$

naar i er den inducerede Strømstyrke og ω Rumvinklen for en Kegle, hvis Spids er i Magnetpolen, og hvis Flade omhyller Strømlederen. Naar der altsaa oprindelig ingen Strøm var tilstede i Strømlederen, saaledes at til $\omega = 0$ svarer $i = 0$, saa er $Ci + m\omega = 0$.

Det ved Bevægelsen udførte Arbejde er

$$\int_0^\omega mid\omega = \tfrac{1}{2}Ci^2\,,$$

hvorved altsaa den af Strømmen repræsenterede Energi i denne Leder er bestemt.

Betragte vi et Legeme med uendelig god Ledningsevne, viser Beregningen, at der ikke ved ydre elektromotoriske Kræfter kan frembringes nogen Strøm i Legemets Indre, men kun i dets Overflade. Ledningen i det Indre kommer saaledes slet ikke til at spille nogen Rolle, og de elektriske Strømme blive ligesom den statiske Elektricitet kun Overflade- eller Grænsefladefænomener. Nærmes en Magnet til et saadant Legeme, vil der fremkomme vedvarende elektriske Strømme i Overfladen, og det vil forholde sig som et diamagnetisk Legeme. Har f. Ex. Legemet Form af en Kugle med Radius r, og er en Magnetpol med Magnetismen m bragt i Afstanden a fra Kuglens Centrum, saa vil efter min Beregning det magnetiske Moment M af de fremkomne elektriske Strømme være bestemt ved $M = \frac{mr^3}{2a^2}$ og den af disse Strømme repræsenterede Energi ved $\frac{M^2}{r^3}$.

Som Resultat af hele denne theoretiske Udvikling fremgaar, at vi sandsynligvis i et Legemes Indre ville finde foruden Massebevægelser elektriske Dobbeltlag med en med den absolute Temperatur proportional Potentialforskjel og elektriske Strømme som forskjellige Former for Energien.