Undersögelse

over

Vanddampene

og

deres bevægende Kraft i Dampmaskinen.

Af

A. Colding,
Vandinspecteur.

Pambour har som bekjendt viist, at den saakaldte Coefficient-Theorie af Dampmaskinerne er saa aldeles ufuldkommen, at den i ingen Henseende kan siges at forklare Dampmaskinens Virkning; at Formlerne som dannes ifölge denne Theorie ikke engang kunne tjene til at bestemme Virkningen af en given Maskine, naar denne arbeider under forskjellige Betingelser; men at man, for at kunne anvende disse forskjellige Formler paa een og samme Maskine i forskjellige Tilfælde, maatte forud af Maskinen have bestemt dens Virkning ved Forsög for alle disse Tilfælde. Men naar saadant er nödvendigt, saa ere Formlerne overflödige og Theorien falsk.

Denne Mangel har Pambour afhjulpen ved sin Theorie af Dampmaskinen, som paa en höist simpel Maade viser Dampmaskinens Virkning ligesom i ydre, men klare Træk, og de Resultater, som han udleder af Theorien, findes bekræftede af Erfaring.

Men Pambour betragter blot Dampens Virkning som med et Overblik; han seer ud over en Række af Stempelslag, der foregaae i en bestemt Tid, og nu betragter han Stempelets Hastighed som Forholdet imellem den hele Vei, som Stempelet har gjennemlöbet, og Tiden, hvori denne Vei er gjennemlöbet; paa lignende Maade betragter han Forholdet mellem den hele Arbeidsmængde, der udvikles i en Tids-Eenhed af Maskinen, og den fundne Middelhastighed, som det Tryk Dampene have udövet under hele Bevægelsen, idet han forudsætter Maskinen at være i en jevn Gang. Kaldes Tiden, hvori et vist Antal Stempelslag foregaaer, T, og den hele af Stempelet gjennemlöbne Vei S, saa sætter Pambour Stempelets Hastighed:

$$v = \frac{S}{T}.$$

Sættes den Arbeidsmængde, som Dampene i en Tids-Eenhed have udviklet lig Q, saa bliver Dampspændingen i Dampcylinderen, ifölge Pambour, at fremstille ved

$$P = \frac{Q}{v},$$

hvilken Spænding nödvendigviis maa holde Ligevægt med Lasten, og altsaa være ligestor med denne, efterdi Maskinen forudsættes at være i jevn Gang.

Antages endeligt, at der i en Tids-Eenhed udvikles V Cubikfod Damp af Spændingen P_0 i Kjedlen, og at Dampens Volumen forholder sig omvendt som Spændingerne, samt antages Dampcylinderens Gjennemsnitsareal at være a, saa vil man, naar ingen Damp gaaer tabt igjennem Sikkerhedsventilet, nödvendigt for en Dampmaskine med „fuldt Tryk" uden Expansion, have

$$a. \, v = V. \frac{P_0}{P}.$$

Disse Formler, der kunne betragtes som de egentlige Grundformler i Pambours Theorie, ere fra det betragtede Standpunkt vistnok fuldkommen rigtige; de give en Oversigt over hvad der foregaaer, men de give ingen Indsigt i Dampens Virkningsmaade, og en saadan er sikkert, ved en saa vigtig Maskine som Dampmaskinen, i höi Grad nyttig, da det ene derved kan bringes til Klarhed, hvad der ved denne Maskine kan være at gjöre, för den naaer sin störste Fuldkommenhed, og at dette er meget, det haaber jeg det Fölgende skal gjöre tilstrækkeligt klart.

Det som har bevæget mig til at foretage Undersögelser over Dampens Virkning som bevægende Kraft i Dampmaskinen, var en Tanke, som jeg fattede i afvigte Sommer (1850) ved at sammenholde Regnaults Undersögelser over de Varmemængder, som et Pund Vanddamp i Maximum af Tæthed indeholder ved forskjellige Temperaturer, med de Sætninger, som jeg har udviklet i mine foregaaende Arbeider over de almindelige Naturkræfters gjensidige Afhængighed, og da de Slutninger, som jeg der foretog, fra Videnskabens Standpunkt endnu forekomme mig fuldkommen berettigede, og de Resultater, hvortil jeg kom, vare temmelig vigtige, saa tager jeg ikke i Betænkning her i alt Væsentligt at meddele dette saaledes som jeg dengang nedskrev det.

Regnault har jo nemlig viist*), at den Varmemængde, som et Pund Vanddamp indeholder i Maximum af Tæthed under forskjellige Temperaturer, ikke er constant, saaledes som tidligere var antaget, men at Varmemængden voxer med Temperaturen og navnlig saaledes, at Varmemængden i et Pund Damp kan udtrykkes ved:

$$Q_0 = A + B\,\theta_0\,, \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (1)$$

idet θ_0 er Temperaturen efter Celsius, og A og B ere Constanter,

$$A = 606{,}5\,, \quad B = 0{,}305\,, \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (2)$$

der udtrykke Varme-Eenheder.

Men efter hvad jeg i min tredie Afhandling**), Formel (33), har udviklet, kan en

*) Pogg. Ann. B. LXXVIII. S. 562.

**) Vidensk. Selsk. Skr. 5 Række, naturv. og mathem. Afd. 2 Bind. S. 184.

Varme-Eenhed med Tilnærmelse udtrykkes ved 1204 Arbeids-Eenheder, og vi kunne fölgelig fremstille A og B ved:

$$A = 730226 \text{ ℔ Fod}, \quad B = 367{,}2 \text{ ℔ Fod} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (3)$$

Tænke vi os nu at det betragtede Pund Damp befinder sig i en Dampcylinder og at denne Dampmasse ved sin Spændkraft driver Stempelet frem og altsaa selv gaaer over i et större Volumen, saa synker Temperaturen af Dampen fra θ_0 til en lavere Temperatur θ.

I det Öieblik, hvor Temperaturen er θ, saa er Varmemængden i det betragtede Pund Damp:

$$Q = A + B\theta \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (4).$$

Drages denne Varmemængde fra den, som Dampen oprindelig indeholdt, der er udtrykt ved Formlen (1), og udtrykkes Differentsen som mechanisk Virksomhed, ifölge (3), saa erholdes:

$$(Q_0 - Q) = 367{,}2\,(\theta - \theta), \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (5)$$

hvilket altsaa, i Overeensstemmelse med Formlen (35) i min tredie Afhandling er den mechaniske Virksomhed, som Dampen under Udvidelsen kan frembringe.

Betragte vi nu et Par af de af Wicksteed anstillede Forsög *), for Exempel Forsögs-Rækkerne $B.$ og $F.$, saa er i disse Tilfælde respective:

$$(\theta_0 - \theta) = 43{,}5^0 \text{ og } (\theta_0 - \theta) = 61{,}3^0 \text{ Celsius.}$$

Da nu 112 ℔ Newcastle Kul ved de af Wicksteed anstillede Forsög gav 954,7 ℔ Damp, saa bliver altsaa Nyttevirkningen af 112 ℔ Kul i disse to Tilfælde, ifölge Formlen (5), respective:

15,249,000 ℔ Fod og 21,389,700 ℔ Fod.

Men Wicksteed fandt ved Forsögene, at Nyttevirkningen i disse to Tilfælde var respective:

82,276,398 ℔ Fod og 113,351,908 ℔ Fod,

som begge ere mere end 5 Gange saa store som de der kunne udvikles af den Varmemængde, som det betragtede Qvantum Damp indeholdt mindre ved Temperaturen θ end ved den oprindelige Temperatur θ_0.

Wicksteeds Erfaringer over Nyttevirkningen ere imidlertid, som bekjendt, Resultater af Forsög, der ere udförte med stor Omhyggelighed og efter en sjelden stor Maalestok, og ere derfor i höi Grad paalidelige, og det viser sig altsaa, at i ethvert af de betragtede Tilfælde have Dampene under deres Udvidelse afgivet over 5 Gange saamegen Varmemængde til Frembringelsen af de erholdte Nyttevirkninger som den, de kunne udvikle

*) Wicksteed on the Cornish Engine. London 1841. Tab. VII.

ved at gaae over fra den höiere til den lavere Temperatur, naar disse Dampmængder heelt og holdent skulle være i Dampform efter Udvidelsen.

Heraf lære vi da, at der under Dampenes Udvidelse i Dampcylinderen maa foregaae en deelviis Fordraabning, hvorved den til Arbeidets Udförelse nödvendige mechaniske Virksomhedsmængde fremkommer.

Dette Resultat er det Samme, som Clausius nogle Maaneder tidligere havde udledt af sine Beregninger *) og hvorom han har sögt at vise, at det ingenlunde er i Strid med de bekjendte Erfaringer, men tvertimod bekræftes af disse, og jeg troer at det her Anförte er et aldeles afgjörende Beviis for Rigtigheden af denne Sætning.

Det vil let sees at jeg her stötter mig til de Sætninger om Kræfternes gjensidige Afhængighed, som jeg tidligere har meddeelt, og navnlig til den Sætning, som er fremstillet i Formlen (35) i min tredie Afhandling, hvilken udtrykker, at naar vi abstrahere fra den Forskjellighed, som hidrörer fra Luft- eller Dampdelenes gjensidige Tiltrækninger i de forskjellige Tæthedsgrader, saa maa Fluidet nöiagtigt tabe saameget i indre Virksomhed (Varmevirksomhed), som det meddeler til det Omgivende under Expansionen.

Antage vi, at vi ikke saaledes kunne abstrahere fra de Forskjelligheder i den indre Virksomhed, som hidröre fra Dampdelenes gjensidige Tiltrækninger i de forskjellige Tæthedsgrader, saa er det dog klart, at hvorledes saa Tiltrækningerne end ere, saa maa Kræfternes Störrelse aftage, naar Tætheden aftager eller naar Volumen voxer, og altsaa maa ogsaa den indre Virksomhed aftage, naar Fluidet udvider sig, og da de indre Virksomheder ved Temperaturerne θ_0 og θ ere udtrykte i Formlerne (1) og (4), saa vilde blot deraf fremgaae, at den Virksomhed, som samme Masse Damp vilde afgive, idet den gik over fra θ_0 til θ, endnu maatte være mindre end efter Formlen (5) og altsaa endnu maatte afvige mere fra Forsögene end naar vi abstrahere fra denne Forskjellighed.

For bedre at kunne oversee hvilken Betydning den her fundne Egenskab ved Dampene har med Hensyn paa Dampmaskinen, saa ville vi först tænke os en almindelig Dampcylinder fyldt med en Damp, som ikke fordraaber sig under Udvidelsen, og antage, at Spændkraften af denne Damp driver Stempelet frem i Cylinderen, og derved frembringer en Arbeidsmængde q. Efter at dette Arbeide er udfört, saa kommer det an paa at bringe Stempelet tilbage til den oprindelige Stilling, og dette kan skee paa en af fölgende tre Maader:

*) Pog. Ann. B. 79. S. 368 og 500.

1. Ved at anbringe en ydre Kraft paa Stempelet, hvorved nöiagtig en med den udviklede Arbeidsmængde, q, ligestor mechanisk Virksomhed behöves, eller
2. Ved at borttage den Spændkraft, som Dampen efter Udvidelsen har tilbage, hvilket kan skee ved en tilstrækkelig stærk Afkjöling, eller endelig
3. Ved at aabne Udgang for den i Cylinderen tilbageblevne Damp.

Men enhver af disse Methoder vil, for det Arbeide, som Maskinen skal uddrage af den anvendte Varmemængde, have sine væsentlige Mangler, og det Samme kan indtil en vis Grad anvendes paa alle nærværende Dampmaskiner.

Den förste af disse tre Maader er nemlig aldeles ubrugelig, naar Dampmassen bliver den Samme, fordi man i saa Tilfælde, som bemærket, ikke vil faae noget Arbeide udfört af Dampen.

Den anden Maade, der er overeensstemmende med hvad der fortiden finder Sted ved Dampmaskiner med Condensation, er endnu höist mangelfuld, idet at al den i den saakaldte brugte Damp indeholdte Varmemængde gaaer tabt tilligemed den Arbeidsmængde, der anvendes paa at oppompe det til Condensationen fornödne Vand, og den tredie Maade, der er overeensstemmende med den, som benyttes ved Höitryksmaskiner, er ikke stort bedre, idet at ogsaa her en betydelig Varmevirksomhed gaaer tabt for det forelagte Arbeide.

At saadant Tab virkelig finder Sted ved alle hidindtil construerede Dampmaskiner vil saa temmelig blive klart, naar det betænkes, at man nu fortiden, selv ved de bedste Expansionsmaskiner med Condensation behöver, ofte med stor Bekostning, at udföre Bröndboringer og andre lignende Arbeider for at skaffe den fornödne Mængde Vand til Condensationen af de brugte Dampe, at derhos store Bekostninger almindeligviis ere forbundne med at oppompe dette Vand, og at al denne Besvær og Bekostning er fornöden alene for, saa at sige, at ihjelslaae den allerstörste Mængde af den Varme, som man saa dyrt har maattet kjöbe i England i Form af Steenkul; men det vil paa det Tydeligste blive indlysende at dette er saa, naar man erindrer, at ved de bedste corniske Dampmaskiner bliver ved Forbrænding af 1 ℔ Kul ikkun hævet circa 1,200,000 Pund een Fod höit, hvorimod Arbeidsmængden af 1 ℔ Steenkul, hvis Brændeværdie er 7000 Varme-Eenheder, vil være istand til at löfte 7000×1204 Pund een Fod höit, eller at udföre over 7 Gange saa stort et Arbeide, og ved de almindelige Dampmaskiner erholdes sjeldent mere end $\frac{1}{20}$ af den i Dampene indeholdte Varmemængde omdannet til mechanisk Virksomhed; men de $\frac{19}{20}$ af den ved Kullenes Forbrænding udviklede Virksomhed gaaer tabt.

Af det hidtil Udviklede vil det være klart, at naar den Varmemængde, som er meddeelt til en given Luft eller Dampmasse, betegnes ved Q, og den derefter af Fluidet, under dets Udvidelse, udviklede og til et vist Arbeide benyttede mechaniske Virksomhed betegnes ved q, samt naar den Virksomhedsmængde, som Fluidet derefter indeholder, betegnes ved w, saa kan man med Tilnærmelse sætte:

$$w = Q \div q \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (6)$$

Men der indtræder nu en væsentlig Forskjel eftersom det er en Dampmasse eller en permanent Luft, hvormed der arbeides; thi hvis det Sidste er Tilfælde, da kan Luftens Udvidelse og den derved udviklede mechaniske Arbeidsmængde drives saa vidt, at q bliver lig Q, altsaa $w = o$, og desuagtet bliver Luften endnu en Luft, der for at sammentrykkes til det oprindelige Volumen nöiagtigt vil udfordre en Virksomhedsmængde q, ligestor med den, der frembragtes under Udvidelsen, hvorimod ved Dampe, naar den oprindeligt meddeelte Varmemængde Q regnes ud fra et Punkt, hvori Dampene ere fortættede til Vædske, saa er man sikker paa, at naar en Arbeidsmængde $q = Q$ er udviklet under Dampenes Udvidelse formedelst deres Spændkraft, saa ville disse ikke indeholde mere Varme end de havde för Varmemængden Q meddeeltes, og man kan saaledes være sikker paa, at alle Dampene ville igjen være fortættede til Vædske.

Heraf fölger, at naar man blot ved Dampmaskiner driver Expansionen tilstrækkelig vidt, saa behöves hverken Condensator eller Luftpompe, og foruden al denne Besparelse erholder man desuden en meget större Virkning, end Dampmaskinen fortiden kan præstere, ja man erholder den hele Virksomhed, som ved Steenkullenes Forbrænding frembringes, udviklet i Form af mechanisk Virksomhed.

Man vil indvende herimod, at det ikke vil være muligt at drive Udvidelsen af Dampene saa vidt, at alle Dampene kunne blive condenserede, og dette er upaatvivlelig rigtigt; men heldigviis synes heller ikke dette at gjöre noget til Sagen; thi da Fortætningen under Udvidelsen maa skee gradviis, hvorved Dampmassen altsaa successive formindskes, saa synes det klart, at til et hvilketsomhelst Punkt, hvortil Udvidelsen drives, vil der under Udvidelsen udvikles en större Nyttevirkning end den, der behöves for at drive Stempelet tilbage til dets oprindelige Stilling. Man behöver altsaa blot at drive Udvidelsen af Dampene til det ved Erfaring fundne fordeelagtigste Punkt, og der at lade nye Dampe indtræde paa den anden Side af Stempelet, hvilke Dampe nu ville drive Stempelet tilbage med en större Kraft end den, der behöves for atter at drive Stempelet frem. Udtappes derpaa det fortættede Vand, der som varmt Vand kan bruges igjen til Kjedlens Forsyning, saa behöver man blot at indlade nye Dampe paa den förste Side, hvilke, i Forbindelse med de gamle tilstedeværende Dampe, ville paany drive Stempelet frem, og saa fremdeles.

Jeg har meddeelt Hovedindholdet af den foran omtalte Opsats, saaledes som jeg i sin Tid forelæste den for min gode gamle Lærer og kjærlige Raadgiver, den höitagtede og höitelskede H. C. Örsted; og hvis det maa indrömmes, at jeg fra Videnskabens Standpunkt maatte være berettiget til at fremsætte de her gjorte Slutninger, saa vil man vist heller ikke nægte, at der var Grund til at vente et godt Resultat heraf.

Jeg var netop ifærd med at construere et Apparat, hvormed jeg ved Forsög kunde pröve den fremsatte Tankes Rigtighed, da jeg ved de Beregninger, som jeg strax skal anföre, fandt, at jeg havde overseet en Omstændighed, som træder hemmende op imod den Virkning, jeg havde ventet saa let at kunne udvikle af Dampene. Jeg troer imidlertid, at disse Betragtninger kaste Lys over flere dunkle Forhold, og jeg skal derfor tillade mig at fremsætte dem her, haabende, at de kunne bidrage til at sætte enkelte ukjendte Dele af Videnskaben i det rette Lys, samt til at vise, hvori det mangelfulde ved de nærværende Dampmaskiner bestaaer, og hvorledes man forendeel kan afhjælpe disse Mangler.

Jeg maa her begynde med en lille Berigtigelse, som bliver at indföre ved nogle af de i min tredie Afhandling fremstillede Formler, hvilken Berigtigelse dog mere angaaer en Betegnelse, end de Resultater, hvortil jeg i denne Afhandling er kommen.

Som det vil erindres, har jeg nemlig deri taget under Overveielse, hvorledes den i et Fluidum indeholdte indre Virksomhedsmængde maa variere, naar Fluidets Tryk og Tæthed varierer, og for at sætte dette i et klarere Lys, skal jeg her i Korthed gjentage, hvad jeg der har fremsat.

Vi ville tænke os, at Trykket paa Eenhed af Overflade for et Masse-Element dm af Fluidet i et givet Öieblik er p, og at dette Tryk i Tids-Elementet dt voxer til $(p + dp)$, samt at det betragtede Masse-Element dm, hvis Coordinater ere x, y, z, er paavirket af de accelererende Kræfter X, Y, Z, efter de tre coordinerte Axer og i det betragtede Öieblik har Hastighederne u, v, w, efter disse Axer.

Den mechaniske Virksomhedstilvæxt, som dm vilde have erholdt derved, at p fik Tilvæxten dp, vilde altsaa, naar dette Masse-Element havde været fuldkommen frit, været fremstillet ved:

$$dm\,(Xdx + Ydy + Zdz),$$

men da det ikke er frit, saa erholder det kun Tilvæxten

$$dm\,(u'dx + v'dy + w'dz),$$

saaledes som jeg i hiin Afhandling har udviklet. Endeel af den mechaniske Virksomhed, som de forhaandenværende Kræfter X, Y, Z, under Sammentrykningen meddele Masse-Elementet dm, gaaer saaledes tabt som mechanisk Virksomhed, og fremtræder nu som indre Virksomhed (Varmevirksomhed).

Heraf fremgaaer, at i Overeensstemmelse med Formlerne (10) og (34) i hiin Afhandling skulde Udtrykket for den indre Virksomhedstilvæxt (Formel (11)) været fremstillet ved:

$$dw_{,}.\ dm = [(X - u')\ dx + (Y - v')\ dy + (Z - w')\ dz]\ dm, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (7)$$

idet $dw_{,}$ betegner Virksomheds-Tilvæxten for en Masse-Eenhed af Fluidet.

Da det imidlertid netop er denne Betydning, som i hiin Afhandling er tillagt dq i alle Formlerne (11) til (33), saa indseer man, at Feilen mere bestaaer i en urigtig Betegnelse end i de gjorte Slutninger, som derfor alle blive rigtige.

Derimod har jeg ved at combinere Formlerne (14) og (35), hvori q har en ganske forskjellig Betydning, aabenbart begaaet en Feil, som jeg ikke blev opmærksom paa, da Resultatet var overeensstemmende med den tidligere af Holtzmann udledte Formel.

Naar vi nu ifölge det, som ovenfor er udviklet, gaae tilbage til Formlen (14) i min tredie Afhandling, og ved μ betegne den hele forhaandenværende Masse af Fluidet, som er sammentrykket, samt ved dw betegne den Tilvæxt i Varmemængde, som dette Fluidum har erholdt derved, at Spændingen fra at være p er gaaet over til $(p + dp)$, saa finde vi

$$dw = \frac{\mu}{\varrho}\ dp = v dp, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (8)$$

idet v betegner Fluidets Volumen og ϱ dets Tæthed.

Da v stedse er positiv, seer man, at denne Ligning udtrykker, at Tilvæxten i indre Virksomhed for det betragtede Fluidum er positiv eller negativ, eftersom dp er positiv eller negativ, hvoraf fölger, at, naar Spændingen er voxende eller aftagende, saa voxer eller aftager den indre Virksomhed, og denne bliver constant, naar Spændingen ikke forandres; at dette er rigtigt, naar vi tænke os Fluidet indeholdende en given Varmemængde, som under Sammentrykningen eller Udvidelsen hverken foröges eller formindskes ved ny Varmetilförsel eller Varmeafledning, det er ligefrem klart.

Tænke vi os derimod, at en ydre Varmemængde tilföres Fluidet under Sammentrykningen eller Udvidelsen, saa maa denne ligefrem adderes til w, naar man vil angive den hele Varmemængde, som Fluidet indeholder.

Betragte vi nu den mechaniske Virksomhed, som udvikles af et Fluidum, hvis Volumen gaaer over fra v_0 til v, og kalde vi denne q, saa er

$$dq = p.dv \text{ og } q = \int_{v_0}^{v} p\,dv\,, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (9)$$

idet q regnes positiv eller negativ, eftersom Fluidet udvider eller sammentrækker sig.

Skal der altsaa under Fluidets Udvidelse udvikles en lige saa stor mechanisk Virksomhed, som den Varmevirksomhed er stor, Fluidet taber under Udvidelsen, eller skal der under Sammentrykningen af Fluidet vindes en saa stor Varmevirksomhed, som den mechaniske Virksomhed er stor, der tabes under Sammentrykningen, hvilket efter det Udviklede idetmindste med Tilnærmelse maa finde Sted, saa maa man have

$$dw + dq = o\,, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (10)$$

altsaa ifölge Formlerne (8) og (9)

$$vdp + pdv = o, \text{ eller } pv = \text{Constant (den Mariotteske Lov)} \quad . \quad . \quad (11)$$

Men denne Formel er, som bekjendt, kun tilnærmelsesviis rigtig, og ikke engang nöiagtig for de permanente Luftarter; thi for disse har man

$$pv = k\,(\alpha + \theta)\,, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (12)$$

idet θ er Temperaturen efter Celsius, og α er en Constant, som er eens for alle Luftarter. Differentieres denne Ligning, saa finder man istedetfor Formlen (10), ifölge (8) og (9),

$$dw + dq = kd\theta\,, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (13)$$

og ved Integration heraf

$$w + q = k\theta + C\,. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (14)$$

Men for $\theta = \theta_0$ ville vi antage $q = o$ og $w = Q$, og altsaa erholdes

$$w = Q + k\,(\theta - \theta_0) - q \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (15)$$

Denne Formel er imidlertid kun gjeldende for de permanente Luftarter, for hvilke Formlen (12) er gjeldende, men det er let af Formlerne (8) og (9) at danne den almindeligt, for alle Fluider gjeldende Formel.

Betegnes nemlig Spændingen af Fluidet under det oprindelige Volumen v_0 ved p_0, og Spændingen af dette under Volumen v ved p, saa har man, ifölge (8),

$$w = \int_0^p vdp = \int_0^{p_0} vdp + \int_{p_0}^{p} vdp\,. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (16)$$

Men $\int_0^{p_0} vdp$ er aabenbart $= Q$, og $\int_{p_0}^{p} vdp = (pv - p_0 v_0) - \int_{v_0}^{v} pdv$, og da man nu, ifölge (9), har $\int_{v_0}^{v} pdv = q$, saa har man ogsaa

$$w = Q + (pv - p_0 v_0) \div q \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (17)$$

hvilken Formel, der er almindeligt gjeldende for alle Fluider, reduceres til Formlen (15) for alle de Luftarter, for hvilke den forenede Mariotteske og Gaylussacske Lov (Formel (12)) er gjeldende.

Af Formlen (17) fölger:

$$q = (Q + pv - p_0 v_0) \div w, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (18)$$

som sammenlignet med Formlen (34) i min 3die Afhandling viser, at det deri forekommende Udtryk $\Sigma m \int (Xdx + Ydy + Zdz)$ kan fremstilles ved:

$$\Sigma m \int (Xdx + Ydy + Zdz) + \text{Const.} = Q + pv - p_0 v_0 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (19)$$

og altsaa virkelig er en Störrelse, der aftager, naar Fluidet udvider sig.

Med Hensyn til Störrelsen q, maa det bemærkes, at det ved Formlen (8) i min 3die Afhandling er viist, at naar ingen udenfor Fluidet værende materielle Modstande optage Virksomhedsmængden, som Fluidet indeholder, saa vil den af Fluidet under Udvidelsen udviklede Arbeidsmængde q være Nul.

Med Hensyn til den indre Virksomhedsmængde w, da maa det dernæst ogsaa bemærkes, at naar Fluidet er i Ligevægt, saa vil w virkelig udtrykke Varmemængden i Fluidet, men hvis Delene af Fluidet ere i Bevægelse, da vil den indre Virksomhed, ifölge Formlen (10) i min 3die Afhandling, være Summen af den forhaandenværende Varmevirksomhed og den levende Kraft, hvormed Fluidets materielle Dele bevæges. Betegne vi altsaa Varmevirksomheden i Legemet endnu ved w, og Hastigheden af en hvilkensomhelst Deel, hvis Masse er m, ved u, saa kan den hele indre Virksomhed udtrykkes ved:

$$w + \Sigma \left(m \frac{u^2}{2}\right),$$

idet Σ angiver Summen af Masserne af alle de Dele, som ere i Bevægelse, hver Masse multipliceret med det Halve af dens Hastigheds Qvadrat.

Som Fölge heraf vil Formlen (18) kunne skrives:

$$q = (Q + pv - p_0 v_0) \div \Sigma \left(m \frac{u^2}{2}\right) \div w, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (20)$$

men $\Sigma\, m \left(\frac{u^2}{2}\right)$ er dog almindeligviis saa lille en Störrelse, at den ganske kan udelades*).

*) Skulde f. Ex. en Masse m af atmosphærisk Luft have saa stor en Bevægelse, at denne kunde svare til en Formindskelse i Varme af een Grad Celsius, saa maatte Massen m have en Hastighed lig den, som den vilde erholde ved frit at falde igjennem en Höide $h = 321{,}42$ Fod (see min tredie Afhandling, Formel (32)), og Hastigheden af m maatte altsaa være $u = \sqrt{2\, g.\, h} = 141{,}7$ Fod i Secundet, og for at Varmen blot skulde aftage $\frac{1}{100}$ Grad, maatte Hastigheden, som man let seer, være $14{,}17$ Fod i Sec.

Betragte vi nu for et Öieblik den for de permanente Luftarter gjeldende Formel (15), see vi, at, naar der ved Luftens Udvidelse er udviklet en mechanisk Virksomhed q, uden at nogen ydre Varmemængde er tilföiet Luften, og Temperaturen altsaa er sunken fra θ_0 til θ, saa har Luften tabt en indre Virksomhed (Varmemængde), der er större end q, nemlig

$$q + k\,(\theta_0 - \theta);$$

og omvendt, naar den udviklede mechaniske Virksomhed er negativ, altsaa naar en Arbeidsmængde er anvendt paa at sammentrykke Luften, hvorved Temperaturen er stegen fra θ_0 til θ, saa vil den indre Virksomhed have erholdt en Tilvæxt, der er större end $(\div\, q)$, nemlig

$$(\div\, q) + k\,(\theta - \theta_0);$$

og den Forögelse i indre Virksomhed ved Sammentrykning, eller Formindskelse i indre Virksomhed ved Udvidelse, der med Abstraction fra Fortegnet stedse kan udtrykkes ved $k\,(\theta - \theta_0)$, skyldes aabenbart Variationen af de accelererende Kræfter X, Y, Z, hvormed Delene af Luftarten virke paa hinanden. Men dette er kun et specielt Tilfælde, indbefattet under hvad der i Almindelighed gjelder for alle Fluider; thi betragte vi paa samme Maade den almindelige Formel (17), ville vi let see, at Variationen af de accelererende Kræfter, hvormed Delene virke paa hinanden, frembringer en Variation i indre Virksomhed, som, med Abstraction fra Fortegnet, kan udtrykkes ved:

$$pv - p_0 v_0,$$

hvilken bliver en positiv Tilvæxt i indre Virksomhed, naar Fluidet gaaer over fra et större til et mindre Volumen, hvorimod denne Tilvæxt er negativ, naar Fluidet gaaer over fra et mindre til et större Volumen.

Heraf fremgaaer, at de accelererende Kræfter, hvormed Delene af et hvilketsomhelst luftformigt eller draabeflydende Fluidum virke paa hinanden, virkelig ere tiltrækkende, og ikke frastödende, som man for de luftformige Legemer tidligere har antaget*). Den Kraft, hvormed et luftformigt Fluidum bestandig stræber at indtage et större Rum, hidrörer derfor ene fra de svingende Bevægelser, hvori Delene befinde sig.

Betegne vi fremdeles den Tilvæxt i indre Virksomhed, der hidrörer fra Sammentrykning af Fluidet, ved dw, og lade vi dernæst Fluidet udvendig fra tilströmme

*) See Poissons Mechanik § 566.

en Tilvæxt i Varmemængde $d\omega$ saaledes, at den hele Tilvæxt, som Fluidet faaer i det betragtede Öieblik, bliver dQ, saa maa man aabenbart have:

$$d\omega = dQ - dw \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (21)$$

Vi ville her navnlig blot betragte de permanente Luftarter, men derhos bemærke, at, naar man i denne Ligning for dw sætter dens Værdi, ifölge Formlen (8), hvorved

$$d\omega = dQ - v.\,dp\,, \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (22)$$

saa er v ingen given Function af p, men ifölge (12) en Function af p og θ; indsættes denne for v, erholdes:

$$d\omega = dQ - k\,(\alpha + \theta)\,\frac{dp}{p} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (23)$$

og ved at integrere denne partielle Differentialligning, saa erholdes:

$$\omega = \mathrm{f}\,(\theta) - k\,(\alpha + \theta).\ \text{nat. log.}\left(\frac{p}{p_0}\right), \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (24)$$

idet f (θ) er en arbitrær Function af θ, og p_0 er et constant Tryk. Denne Formel, som er overeensstemmende med Holtzmanns Formel, er, som man seer, ogsaa overeensstemmende med Formlen (37) i min 3die Afhandling i den Betydning, hvori den der er opfattet. Under de gjorte Forudsætninger, at den forenede Mariotteske og Gaylussacske Lov ogsaa gjælder for Dampe, og at Varmemængden, som et Pund Damp indeholder under forskjellige Temperaturer, er constant, naar Dampene ere i Maximum af Tæthed, bliver altsaa ogsaa Formlerne (37) og (40) gjældende for Dampe, i Overeensstemmelse med hvad, der i hiin Afhandling er udviklet; men da disse Forudsætninger kun tilnærmelsesviis kunne siges at holde Stand, som Regnaults senere Forsög have godtgjort, saa vil Formlerne (37) og (40) af denne Grund ogsaa kun tilnærmelsesviis kunne være rigtige.

Efter disse Betragtninger ville vi nu igjen gaae tilbage og betragte Dampens Virkning i Dampmaskinen.

For de permanente Luftarter kan man, som foran bemærket, med en stor Grad af Tilnærmelse fremstille Relationen mellem Luftens Spænding (p), Volumen (v) og Temperatur (θ) ved Mariottes og Gaylussacs forenede Lov, Formel (12), og jo mere permanent Luften er, desto nöiagtigere bliver, som man veed, denne Formel og omvendt.

Da vi nu i det Foregaaende have lært at kjende en væsentlig Forskjel imellem de permanente Luftarter og Dampene, saa ligger den Tanke meget nær, at det er den ved Dampens Udvidelse indtrædende deelvise Fordraabning af Dampmassen, som gjör Formlen (12) uanvendelig paa de ikke permanente Luftarter.

Den mariotteske og Gaylussacske Lov, der ogsaa kan skrives:

$$\frac{p}{p_0} = \frac{v_0}{v} \frac{\alpha + \theta}{\alpha + \theta_0} \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (25)$$

forudsætter jo nemlig, at bestandig samme Masse Luft eller Damp er tilstede; er dette ikke Tilfælde, men antages Dampmassen under p_0, v_0 og θ_0, at være μ_0 og at denne under p, v og θ er forandret til μ, saa er det aabenbart, at man maa have

$$\frac{p}{p_0} = \frac{\mu}{\mu_0} \cdot \frac{v_0}{v} \cdot \frac{\alpha + \theta}{\alpha + \theta_0}, \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (26)$$

og da nu $\mu = \varrho \cdot v$ og $\mu_0 = \varrho_0 \cdot v_0$ . . . . (27)

saa er ogsaa

$$\frac{p}{p_0} = \frac{\varrho}{\varrho_0} \frac{\alpha + \theta}{\alpha + \theta_0} \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (28)$$

Heraf fremgaaer, at Mariottes og Gaylussac's forenede Lov, opskrevet under denne sidste velbekjendte Form, er lige rigtig enten Fluidet er en permanent Luft eller en Damp; hvorimod Formlen (25) almindeligt vil være urigtig, undtagen for de permanente Luftarter, medens derimod (26) er almindeligt gjældende.

At man ved alle Undersögelser, hvorved Formlen (28) er benyttet, har faaet samme Resultat, som ved at benytte (25), ligger naturligviis i den Antagelse, at i Formlerne (27) er $\mu_0 = \mu$.

Betragtes nu en Dampmasse μ_0, og antage vi, at denne befinder sig i Maximum af Tæthed, og har Spændingen p_0, Temperaturen θ_0, Tætheden ϱ_0 og Volumen v_0, saa er den Varmemængde Q, som denne Masse Damp indeholder mere end samme Masse Vand ved 0° Celsius, ifölge Regnaults Forsög, at fremstille ved:

$$Q = \mu_0 (A + B\,\theta_0) \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (29)$$

Tænkes denne Masse Damp indeholdt i en Dampcylinder, og tænkes Dampstempelet at bevæge sig frem ved Dampenes Spænding, saa vil Temperaturen i et vist Punkt af Udvidelsen være formindsket til θ, og vi ville da ved μ, p, ϱ, v og w betegne Dampmassen, dens Spænding, Tæthed og Volumen, samt den Varmemængde, som denne Dampmasse μ indeholder i samme Öieblik, og vi have da:

$$w = \mu (A + B\,\theta) \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (30)$$

Dividere vi denne Ligning i Ligningen (8), saa erholdes

$$\frac{dw}{w} = \frac{1}{A + B\,\theta} \cdot \frac{dp}{\varrho} \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (31)$$

og naar vi da for ϱ indsætter dens Værdie ifölge (28), saa findes:

$$\frac{dw}{w} = \frac{p_0}{\varrho_0 (\alpha + \theta_0)} \cdot \frac{\alpha + \theta}{A + B\,\theta} \cdot \frac{dp}{p} \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (32)$$

For nu at erholde w udtrykt som Function af θ alene, benytter jeg den af Baron Wrede angivne Relation mellem Spænding og Temperatur for Dampe i Maximum af Tæthed, med de af Holtzmann beregnede Coefficienter, nemlig:

$$log\left(\frac{p}{\varpi}\right)=\frac{5{,}2555\,(\theta-100)}{236{,}22+\theta}, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (33)$$

der, som approximativ Formel, stemmer særdeles godt med Regnaults Forsög, endog fra $\theta = \div\, 32^0$ til $\theta = +\, 230^0$ Celsius, idet ϖ er Dampens Spænding ved 100^0 og *log* betegner den brigg. Logarithme.

Betegnes den naturlige Logarithme ved *Log*, saa erholdes

$$Log\left(\frac{p}{\varpi}\right)=\frac{12{,}3640\,(\theta-100)}{236{,}22+\theta} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (34)$$

og naar vi altsaa sætte

saa erholdes

$$\left.\begin{aligned} a = 4157{,}027 \text{ og } b = 236{,}22 \\ \frac{dp}{p} = \frac{a\,d\theta}{(b+\theta)^2} \end{aligned}\right\} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (35)$$

og indsættes denne Værdie for $\frac{dp}{p}$ i Formlen (32), saa erholdes:

$$\frac{d\mathrm{w}}{\mathrm{w}}=\frac{p_0\,a}{\varrho_0\,(\alpha+\theta_0)}\cdot\frac{(\alpha+\theta)\,d\theta}{(A+B\theta)\,(b+\theta)^2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (36)$$

Sætte vi nu, ifölge Formlerne (26) og (28),

$$\frac{pv}{\mu\,(\alpha+\theta)}=\frac{p_0 v_0}{\mu_0\,(\alpha+\theta_0)}=\frac{p_0}{\varrho_0\,(\alpha+\theta_0)}=k, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (37)$$

hvor k er constant for et og samme Fluidum, saa erholdes ved Integration af Ligningen (36)

$$Log\ \mathrm{w}=ka\int\frac{(\alpha+\theta)\ d\theta}{(A+B\theta)\,(b+\theta)^2}+Const. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (38)$$

Udtrykkes nu A og B i Varme-Eenheder, ifölge (2), og sættes en Varme-Eenhed lig Arbeids-Eenheder, samt sættes endvidere

$$\frac{k\,a}{h}\,\frac{A-\alpha B}{(A-b\,B)^2}=n \quad \text{og} \quad \frac{k\,a}{h}\,\frac{\alpha-b}{A-b\,B}=m, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (39)$$

hvor n og m ere rene Tal, og bestemmes endelig Constanten derved, at for $\theta=\theta_0$ er $\mathrm{w}=Q$, saa giver Formlen (38):

$$Log\left(\frac{\mathrm{w}}{Q}\right)=n\ Log\left[\frac{A+B\theta_0}{A+B\theta}\cdot\frac{b+\theta}{b+\theta_0}\right]\div\ m\left(\frac{1}{b+\theta}-\frac{1}{b+\theta_0}\right), \text{ hvoraf}$$

$$\frac{\mathrm{w}}{Q}=\left[\frac{A+B\,\theta_0}{A+B\,\theta}\cdot\frac{b+\theta}{b+\theta_0}\right]^n\cdot e^{-m\left(\frac{1}{b+\theta}-\frac{1}{b+\theta_0}\right)} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (40)$$

og altsaa

$$\mathrm{w}=\mu_0\ (A+B\theta_0)\left(\frac{A+B\,\theta_0}{A+B\,\theta}\,\frac{b+\theta}{b+\theta_0}\right)^n\cdot e^{-m\left(\frac{1}{b+\theta}-\frac{1}{b+\theta_0}\right)} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (41)$$

Da fremdeles, ifölge Formlerne (29) og (30),

$$\frac{\mathrm{w}}{Q}=\frac{\mu\,(A+B\,\theta)}{\mu_0\,(A+B\,\theta_0)}, \quad \ldots\ldots\ldots \quad (42)$$

saa giver Formlen (40)

$$\frac{\mu}{\mu_0}=\left(\frac{A+B\;\theta_0}{A+B\;\theta}\right)^{n+1}\left(\frac{b+\theta}{b+\theta_0}\right)^{n} e^{-m\left(\frac{1}{b+\theta}-\frac{1}{b+\theta_0}\right)} \quad \ldots\ldots \quad (43)$$

Indsættes denne Værdie for $\frac{\mu}{\mu_0}$ i Formlen (26), saa erholdes

$$\frac{p\,v}{p_0\,v_0}=\left(\frac{\alpha+\theta}{\alpha+\theta_0}\right)\left(\frac{A+B\,\theta_0}{A+B\,\theta}\right)^{n+1}\left(\frac{b+\theta}{b+\theta_0}\right)^{n} e^{-m\left(\frac{1}{b+\theta}-\frac{1}{+\theta_0}\right)} \quad \ldots\ldots \quad (44)$$

Fremdeles haves, ifölge (34) og (35),

$$\frac{p}{p_0}=e^{-a\left(\frac{1}{b+\theta}-\frac{1}{b+\theta_0}\right)} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (45)$$

og ved at dividere denne Ligning i Ligningen (44), erholdes:

$$\frac{v}{v_0}=\left(\frac{\alpha+\theta}{\alpha+\theta_0}\right)\left(\frac{A+B\,\theta_0}{A+B\,\theta}\right)^{n+1}\left(\frac{b+\theta}{b+\theta_0}\right)^{n}\cdot e^{-(a-m)\left(\frac{1}{b+\theta}-\frac{1}{b+\theta_0}\right)} \quad \ldots\ldots \quad (46)$$

Ved Hjælp af Formlerne (43), (45) og (46) vil man nu kunne indsee, at min förste Tanke ikke kan være rigtig, den nemlig: at eftersom Dampene under Udvidelsen i Dampcylinderen deelviis fordraabedes, vilde der behöves en mindre Arbeidsmængde end den, som er udviklet under Dampenes Udvidelse, til at sammentrykke de saaledes fortyndede gamle Dampe til det oprindelige Volumen. Formlen (46) viser nemlig, at, naar Dampmassen oprindelig indtog et Volumen v_0 under Temperaturen θ_0, og efter Udvidelsen indtager Volumen v under Temperaturen θ, saa kan Dampenes Volumen v ikke bringes ned til det oprindelige Volumen v_0, uden at θ bliver lig θ_0. Men naar $\theta=\theta_0$, da haves ifölge (43) og (45) $\mu=\mu_0$ og $p=p_0$, hvoraf fölger, at under Sammentrykningen vil der igjen nöiagtig fordampe en saa stor Mængde Vand, som der under Udvidelsen er fordraabet, hvorved Spændingen i hvert enkelt Punkt vil blive ligestor under Udvidelsen og under Sammentrykningen.

Vilde man för Sammentrykningen udtappe det under Udvidelsen fordraabede Vand, saa vilde naturligviis Spændingen under Sammentrykningen voxe i et endnu stærkere Forhold.

Indsættes Værdierne for w og $p\,v$, af Formlerne (41) og (44), i Formlen (18), saa erholdes den udviklede Arbeidsmængde, udtrykt i Varme-Eenheder,

$$q=\left[\mu_0\,(A+B\theta_0)-\frac{p_0\,v_0}{h}\right]$$

$$\div\left[\mu_0\,(A+B\theta)-\frac{p_0\,v_0}{h}\,\frac{\alpha+\theta}{\alpha+\theta_0}\right]\left(\frac{A+B\theta_0}{A+B\theta}\right)^{n+1}\left(\frac{b+\theta}{b+\theta_0}\right)^{n} e^{-m\left(\frac{1}{b+\theta}-\frac{1}{b+\theta_0}\right)}$$

eller da man ifölge Formlen (37) har $\frac{p_0 v_0}{\mu_0} = k(\alpha + \theta_0)$, saa erholdes

$$q = \mu_0 \left((A + B\theta_0) - \frac{k}{h} (\alpha + \theta_0) \right)$$

$$\mu_0 \left((A + B\theta) - \frac{k}{h} (\alpha + \theta_0) \right) \left(\frac{A + B\theta_0}{A + B\theta} \right)^{n+1} \left(\frac{b + \theta}{b + \theta_0} \right)^n e^{-m\left(\frac{1}{b+\theta} - \frac{1}{b+\theta_0}\right)} \quad . \quad . \quad (47)$$

Men sammenholdes denne Formel med Formlen (43), saa finder man endelig:

$$q = \mu_0 \left((A + B\,\theta_0) - \frac{k}{h} (\alpha + \theta_0) \right) \div \mu \left((A + B\,\theta) - \frac{k}{h} (\alpha + \theta) \right) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (48)$$

hvilket Resultat ogsaa ligefrem kunde have været erholdt af Formlerne (18), (29), (30) og (37).

Ved de Anvendelser, som vi ville gjöre af de her udviklede Formler med Hensyn paa Dampens Virkning som bevægende Kraft, vil det være beqvemt at sætte:

$$\frac{(A + B\,\theta)^{n+1}}{(b + \theta)^n} e^{m \frac{1}{b + \theta}} = F(\theta), \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (49)$$

$$\text{samt } \frac{(A + B\theta)^{n+1} \times p}{(\alpha + \theta)(b + \theta)^n} e^{m \frac{1}{b + \theta}} = \frac{p}{\alpha + \theta} \cdot F(\theta) = G(\theta) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (50)$$

og da at beregne Værdierne af Functionerne $F(\theta)$ og $G(\theta)$ for en Række af Værdier af θ, saasom for $\theta = 0$, 5, 10, 15, 20, 25, 30, ... Grader, hvoraf de mellemliggende Værdier af disse Functioner kunne beregnes ved Interpolation; thi da haves ifölge (43) og (44)

$$\mu \,.\, F(\theta) = \mu_0 \,.\, F(\theta_0), \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (51)$$

$$v \,.\, G(\theta) = v_0 \,.\, G(\theta_0), \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (52)$$

hvoraf den förste Ligning tjener til at bestemme μ eller θ, naar μ_0, θ_0 og θ eller μ ere givne, og den anden Ligning tjener til at bestemme v eller θ, naar v_0, θ_0 og θ eller v ere givne. Men μ_0 og v_0 behöve ikke begge at være givne; thi naar den ene er given, da kan den anden beregnes. Ifölge (50) har man nemlig

$$\frac{p_0}{\alpha + \theta_0} \cdot F(\theta_0) = G(\theta_0), \text{ og ifölge (37) er}$$

$$\frac{p_0}{\alpha + \theta_0} = k \cdot \frac{\mu_0}{v_0}, \text{ og altsaa er}$$

$$k\,\mu_0\, F(\theta_0) = v_0 \,.\, G(\theta_0) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (53)$$

Indsættes Værdien for μ af Formlen (51) i Formlen (48), saa erholdes:

$$q = \mu_0\, F(\theta_0) \left[\frac{(A + B\,\theta_0) - \frac{k}{h}(\alpha + \theta_0)}{F(\theta_0)} \div \frac{(A + B\,\theta) - \frac{k}{h}(\alpha + \theta)}{F(\theta)} \right] \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (54)$$

Det vil derfor være beqvemt for Beregningen af q at sætte

$$\frac{(A + B\,\theta) - \frac{k}{h}\,(\alpha + \theta)}{F\,(\theta)} = H\,(\theta) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (55)$$

og da, ligesom for Functionerne $F(\theta)$ og $G(\theta)$ at beregne Værdierne af $H(\theta)$ for en Række af Værdier af θ; thi saa findes q, udtrykt i Varme-Eenheder (h Arbeids-Eenheder lig een Varme-Eenhed) af Ligningen:

$$q = \mu_0\, F\,(\theta_0)\, \Big(H\,(\theta_0) - H\,(\theta)\Big) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (56)$$

Med Hensyn til den practiske Brug, vi ville gjöre af disse Formler, vil det dog endnu være hensigtsmæssigere at bestemme Værdierne af

$$log\ F\,(\theta) \qquad \text{og} \qquad log\ G\,(\theta)$$

for en Række af Værdier af θ, end at bestemme selve Functionerne $F(\theta)$ og $G(\theta)$; thi da haves ligefrem ifölge (51), (52) og (53),

$$\left.\begin{aligned} log\ \mu + log\ F\,(\theta) &= log\ \mu_0 + log\ F\,(\theta_0) \\ log\ v + log\ G\,(\theta) &= log\ v_0 + log\ G\,(\theta_0) \\ log\ k + log\ \mu_0 + log\,F\,(\theta_0) &= log\,v_0 + log\ G\,(\theta_0) \end{aligned}\right\} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (57)$$

For at kunne beregne Værdierne af $log\ F(\theta)$, $log\ G(\theta)$ og $H(\theta)$ ved Hjælp af Formlerne (49), (50) og (55) for opgivne Værdier af θ, bliver det först nödvendigt at bestemme Constanterne k, n og m.

Hvad först k angaaer, da bestemmes denne af Formlen (37), idet man veed, at ved en Temperatur af 100 Grader vil een Cubikfod eller 62 ℔ Vand i Dampform indtage et Rum af 1696 Cubikfod under en Spænding af een Atmosphære. Som Fölge heraf er:

$$p = 144 \times 14{,}177 = 2041{,}484 \text{ ℔ pr. Qvadratfod}$$

$$v = 1696 \text{ Cubikfod}, \ \mu = 62, \ (\alpha + \theta) = 373{,}22$$

og Formlen (37) giver altsaa

$$k = 149{,}62 \text{ ℔ Fod}.$$

Indsættes denne Værdi for k i Formlerne (39), og sættes

$$h = 1204 \text{ ℔ Fod}$$

samt $\alpha = 273{,}22$, $A = 606{,}5$, $B = 0{,}305$, $a = 4157{,}027$ og $b = 236{,}22$, saa erholdes

$$n = 0{,}94616, \ m = 35{,}7634,$$

og naar disse Værdier for k, n og m indsættes i Formlerne (49), (50) og (55), saa erholdes den Side 35 vedföiede Tabel, idet Spændingen p er taget efter Regnault, og een Atmosphære eller 760^{mm} Qviksölvhöide er sat lig 2041,484 ℔ pr. Qvadratfod som ovenfor.

Ved Hjælp af Formlerne (56) og (57) samt den saaledes beregnede Tabel vil det være meget let at bestemme Virkningen af en hvilkensomhelst Dampmaskine. Man behöver blot, foruden at maale Dampcylinderen, at bestemme, hvormeget Vand Kjedlen bruger pr. Stempelslag til Dampcylinderens Forsyning, og denne ene Bestemmelse, der almindeligt er overmaade simpel, vil, som det Fölgende vil oplyse, være aldeles tilstrækkelig til Öiemedets Opnaaelse.

Ved Dampcylinderens Udmaaling vil jeg forudsætte fölgende Störrelser bestemte:

Volumen over Stempelet i dets yderste Stilling $= v'$

Do. — — naar Dampen afskjæres $= v_0$

Do. — — i dets inderste Stilling $= v$, og endeligt

Volumen af Dampene i Cylinderen i det Öieblik, at Volumen v' over Stempelet afskjæres af de gamle Dampe, og Resten aabnes Adgang til Condensatoren, saaledes som dette f. Ex. finder Sted ved de enkeltvirkende Maskiner; dette Volumen være $v_,$.

Den pr. Stempelslag brugte Vandmængde, udtrykt i Pund, være μ_0.

Tænke vi os nu, at Maskinen sættes i Gang, og at den er udblæst luft- og damptom i det Öieblik, hvori Dampen indlades, saa er det noksom bekjendt ifölge Forsög med den Wattske Spændkraftmaaler, at saalænge Dampene tilströmme til Cylinderen, altsaa under hele Stempelets Bevægelse ved saakaldet „fuldt Tryk", bliver Spændingen over Stempelet constant. Denne Spænding vil derfor være let at bestemme; thi ifölge den 3die Formel (57) haves:

$$log\ G(\theta_0) - log\ F(\theta_0) = log\ k + log\ \mu_0 - log\ v_0 \quad \ldots\ldots \quad (58)$$

og i det Öieblik, da Dampene afskjæres, kjender man baade μ_0 og v_0. Man finder altsaa ved Hjælp af Tabellen baade den til den constante Spænding svarende Temperatur θ_0 af Dampene og disses Spænding p_0.

Indsættes denne Temperatur θ_0 i den anden Formel (57), saa erholdes:

$$log\ G(\theta) = log\ G(\theta_0) + log\ v_0 - log\ v, \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (59)$$

hvoraf man ifölge Tabellen finder den Temperatur θ, som Dampene have i det Öieblik, da Stempelet er i sin inderste Stilling.

Ved Hjælp af de saaledes fundne Temperaturer θ_0 og θ, finder man ifölge den förste Formel (57) Dampmassen μ, naar Stempelet er i sin inderste Stilling, nemlig:

$$log\ \mu = log\ \mu_0 + log\ F(\theta_0) - log\ F(\theta) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (60)$$

og ifölge Formlen (56) samt ved Hjælp af Tabellen bestemmer man dernæst ogsaa let den udviklede Arbeidsmængde, udtrykt i Varme-Eenheder, eller hvis man vil angive denne i mechaniske Arbeids-Eenheder, idet een Varme-Eenhed $= h$ Arbeids-Eenheder, saa erholdes ifölge (56)

$$\bigl(p_0(v_0 - v') + hq\bigr) = p_0(v_0 - v') + h\,\mu_0\,F(\theta_0)\,\bigl(H(\theta_0) - H(\theta)\bigr). \quad . \quad (61)$$

efterdi Arbeidsmængden ved fuldt Tryk er $p_0\ (v_0 - v')$.

Tænke vi os nu, at Dampen gives Adgang til at indtage Volumen $v_,$, saa kunne vi ogsaa let ifölge (59) bestemme den tilsvarende Temperatur $\theta_,$ af Dampene, og af denne

Temperatur θ, vil man da igjen ifölge Formlen (60) let kunne bestemme Dampmassen $\mu_,$, hvoraf man finder den Deel μ', som er indeholdt i Volumen v' ifölge Formlen:

$$\mu' = \mu_, . \frac{v'}{v_,}, \dots\dots\dots\dots \quad (62)$$

hvilken Dampmængde afskjæres ved at lukke Ligevægtsventilet i det Öieblik, at Adgangen til Condensatoren aabnes for den övrige Damp, og Stempelet igjen er i den yderste Stilling.

Tænkes nu, at Dampmassen μ_0 paany indlades fra Kjedlen, saa vil Dampenes Temperatur θ_0 i det Öieblik, da Dampene afskjæres, være bestemt ved Formlen (58), idet man for μ_0 sætter $(\mu_0 + \mu')$. Af denne Temperatur findes Temperaturerne θ og $\theta_,$ ifölge Formlen (59), og deraf ifölge (60) $\mu_,$ og ifölge (61) den ved andet Stempelslag udviklede Arbeidsmængde. Ved Hjælp af den saaledes fundne lidt forandrede Værdi for $\mu_,$, finder man igjen μ' ifölge (62), som da omtrent har den Værdi, som den i alle fölgende Stempelslag vil beholde.

Af denne Værdi for μ' og den givne for μ_0 kan man let ifölge Formlerne (58) og (59) bestemme Dampenes Temperatur og Spænding deels i det Öieblik, hvori de afskjæres og deels i det Öieblik, hvori Stempelet i Cylinderen er kommet i den inderste Stilling, og endelig ifölge (60) Dampmassen i denne Stilling.

Vil man bestemme den Arbeidsmængde M, som frembringes ved den betragtede Dampmaskine under Forbruget af m Pund Damp, da er denne ifölge (61) lig:

$$M = \frac{m}{\mu_0} p_0 (v_0 - v') + h\, m\, F(\theta_0) \Big(H(\theta_0) - H(\theta) \Big). \dots \quad (63)$$

For nu at undersöge, hvorvidt denne Theorie af Dampmaskinen kan ansees for den rette, vil jeg igjen betragte de Forsög, som Wicksteed har foretaget i London med to enkeltvirkende Dampmaskiner i „East London Waterwork". Den ene af disse Maskiner er construeret efter det cornwalske Princip, og med den er foretaget Forsög ved forskjellige Expansionsgrader; den anden er construeret efter det Wattske Princip.

Alle Disse Forsög, der som sagt ere foretagne efter en ualmindelig stor Maalestok, og ere udförte med stor Omsigt og Nöiagtighed, findes nöiagtigt beskrevne i det för omtalte Skrivt: „Wicksteed on the cornish Engine"; desuden ere meget fuldstændige Tegninger over disse to Maskiner udgivne i Aaret 1842 af samme Forfatter, og jeg troer at turde antage, at disse Forsög med Dampmaskinerne ere nogle af de bedste, som haves.

Ved de af Wicksteed anstillede Forsög vare de forskjellige Volumina og Dampforbrug fölgende:

1. Den corniske Maskine.

Forsögs-Rækken	$B.$	$v'=18$ cbf,	$v_0=228,1$ cbf,	$v=366,5$ cbf,	$v_,=418$ cbf,	$\mu_0=7,536$ ℔.
Do.	$C.$	$v'=18$ cbf,	$v_0=184,2$ cbf,	$v=366,5$ cbf,	$v_,=418$ cbf,	$\mu_0=6,453$ ℔.
Do.	$D.$	$v'=18$ cbf,	$v_0=156,3$ cbf,	$v=366,5$ cbf,	$v_,=418$ cbf,	$\mu_0=6,181$ ℔.
Do.	$E.$	$v'=18$ cbf,	$v_0=140,6$ cbf,	$v=366,5$ cbf,	$v_,=418$ cbf,	$\mu_0=5,962$ ℔.
Do.	$F.$	$v'=18$ cbf,	$v_0=127,0$ cbf,	$v=366,5$ cbf,	$v_,=418$ cbf,	$\mu_0=5,442$ ℔.

2. Den Wattske Maskine.

Forsögs-Rækken $H.$ $v'=20$ cbf, $v_0=117,5$ cbf, $v=174,3$ cbf, $v_,=208$ bf, $\mu_0=4,470$ ℔.
Af disse faa Bestemmelser skal jeg nu pröve paa at beregne de övrige Störrelser, som Forsögene have givet, for derefter at kunne gjöre Sammenligning imellem de beregnede og de ved Forsög erholdte Resultater.

Vi ville da först betragte *Forsögs-Rækken B.*

Indsættes Værdierne for μ_0 og v_0 i Formlen (58), saa erholdes

$$log\ G(\theta_0) - F(\theta_0) = 0,69403,$$

hvoraf ifölge Tabellen, Side 35,

$$\theta_0=96,9^0,\ log\ F(\theta_0)=3,11594,\ log\ G(\theta_0)=3,80997.$$

Herved erholdes ifölge (59) $log\ G(\theta_,) = 3,54692$, hvoraf $\theta_, = 78,9^0$, som indsat i (60) giver $log\ \mu_, = 0,85900$, altsaa ifölge (62) $\mu' = 0,304$ og fölgelig $(\mu_0 + \mu') = 7,840$. Indsættes paany Værdierne for $(\mu_0 + \mu')$ og v_0 i Formlen (58), saa erholdes:

$$log\ G(\theta_0) - log\ F(\theta_0) = 0,71121, \text{ hvoraf}$$

$$\theta_0 = 98,2,\ log\ F(\theta_0) = 3,11471,\ log\ G(\theta_0) = 3,82592;$$

altsaa ifölge Formlen (59)

$$log\ G(\theta_,) = 3,56287 \text{ og altsaa } \theta_, = 80,0^0;$$

og vi erholde nu ifölge Formlerne (60) og (62)

$$log\ \mu_, = 0,87613 \text{ og } \mu' = 0,324.$$

Som Fölge heraf kunne vi antage $\mu' = 0,328$ Pund Damp.

Heraf fölger $(\mu_0 + \mu') = 7,864$, som indsat i Formlen (58) giver:

$$log\ G(\theta_0) - log\ F(\theta_0) = 0,71253, \text{ hvoraf } \theta_0 = 98,3^0, \text{ altsaa}$$

$log\ p_0 = 3,28312$, $log\ F(\theta_0) = 3,11461$, $log\ G(\theta_0) = 3,82733$, $H(\theta_0) = 0,45348$; altsaa ifölge (59)

$$log\ G(\theta) = 3,62139, \text{ hvoraf } \theta = 83,8^0, \text{ altsaa } H(\theta) = 0,43671.$$

Antage vi nu, at m betegner den Dampmasse, som kan udvikles ved Forbrænding af 112 ℔ Newcastle Kul, saa er iflge Wicksteeds Forsög:

$$m = 954,7 \text{ Pund Damp,}$$

og bemærkes, at i engelsk Maal er een Varme-Eenhed lig 1240 ℔', samt Spændingen pr. Qvadratfod $= \frac{14\,716}{14,177} \cdot p_0$, idet p_0 tages af Tabellen, hvor den er udtrykt i danske Pund pr. Qvadratfod, saa erholdes den mechaniske Virksomhed, der kan udvikles af 112 ℔ Kul i denne Maskine ifölge Formlen (63)

$$M = \left[\frac{954,7}{7,536} \cdot \frac{14,716}{14,177} \cdot p_0 \cdot 210,1 + 1240 \cdot 954,7 \cdot F(\theta_0) \cdot 0,01677\right] \text{℔ Fod eller}$$

$$M = 52,899,000 \text{ ℔}' \times 25,848,000 \text{ ℔}' = 78,747,000 \text{ ℔}'.$$

Vi ville dernæst betragte *Forsögs-Rækken C.*

Foretage vi ganske lignende Regninger, som i foregaaende Tilfælde, saa erholdes:

$\mu' = 0,277$ ℔ Damp, $\theta_0 = 100,0^0$, $\theta = 79,2^0$, og for $m = 954,7$ ℔ Damp finder man

$M = 52,106,000$ ℔' $\times$ $37,002,000$ ℔' $= 89,108,000$ ℔'.

Forsögs-Rækken D.

Foretage vi lignende Regninger for denne Række, saa erholdes:

$\mu' = 0,260$ ℔ Damp, $\theta_0 = 103,7^0$, $\theta = 77,8^0$, og for $m = 954,7$ ℔ Damp findes

$M = 51,442,000$ ℔' $+ 44,110,000$ ℔' $= 95,552,000$ ℔'.

Forsögs-Rækken E.

Lignende Beregninger give i dette Tilfælde:

$\mu' = 0,250$ ℔ Damp, $\theta^0 = 105,8^0$, $\theta = 76,6_0$, og for $m = 954,7$ ℔ Damp

$M = 50,332,000$ ℔' $+ 52,818,000$ ℔' $= 103,150,000$ ℔'.

Forsögs-Rækken F.

Her give Beregningerne paa samme Maade:

$\mu' = 0,224$ ℔ Damp, $\theta_0 = 106,2^0$, $\theta = 74,7^0$, og for $m = 954,7$ ℔ Damp

$M = 50,299,000$ ℔' $+ 56,312,000$ ℔' $= 106,611,000$ ℔'.

Den Wattske Maskine, Forsögs-Rækken H.

Ved lignende Beregninger erholdes:

$\mu' = 0,450$ ℔ Damp, $\theta_0 = 104,2^0$, $\theta = 91\,6^0$, og for $m = 954,7$ ℔ Damp

$M = 51,162,000$ ℔' $+ 21,911,000$ ℔' $= 73,073,000$ ℔'.

Gaae vi nu over til at sammenligne de her beregnede Resultater med Resultaterne af Wicksteeds Forsög, da maa det forud bemærkes, at Temperaturen θ_0 i de forskjellige

Rækker af Forsög ikke ligefrem er bestemt ved Forsög, hvorimod den tilsvarende Spænding af Dampene er beregnet af den givne Spænding i Kjedlen paa den almindelige Maade, idet det antages, at Productet af Spænding og Volumen for den samme Masse Damp er ligestort i Kjedlen og i Cylinderen, hvilket ogsaa med Tilnærmelse kan antages; men, som vi strax skulle see, er Dampmassen i Cylinderen regnet for stor, og altsaa er ogsaa Spændingen regnet for stor, og naar man da deraf beregner den tilsvarende Temperatur af Dampene, maa fölgelig ogsaa denne blive for stor. Med Hensyn til Dampens Spænding, naar Stempelet var kommen i den inderste Stilling, da maa det bemærkes, at dennes Maalning fremböd saa store Vanskeligheder, at Wicksteed maatte nöies med at tage eet Middeltal for alle Forsögene med den corniske Maskine, og han angiver, at dette Middeltal af Damptrykkene, som varierede fra 4,5 ℔ til 7,2 ℔ pr. Qvadrattomme, var omtrent 6,7 ℔ pr. Qvadrattomme, hvortil svarer en Temperatur — beliggende imellem 70,0° og 81,2° — af 79,5°. Den samme Vanskelighed fremböd sig ogsaa for Bestemmelsen af Dampenes Spænding i det Öieblik, da Stempelet havde den yderste Stilling, og Ligevægtsventilet lukkedes for de over Stempelet værende Dampe, og han angiver derfor ogsaa denne Spænding, som varierede fra 6,7 ℔ til 9,7 ℔ pr. Qvadrattomme, eens for alle Forsögene med den corniske Maskine, nemlig til 8,7 ℔ pr. Qradrattomme, hvortil svarer en Temperatur — beliggende imellem 79,5° og 88,8° — af 86,0°. Heraf beregner han nu med Tilnærmelse Dampmassen μ' som för omtalt; men hertil maa bemærkes, at, naar Dampene först have udvidet sig saameget, at Spændingen er bleven 6,7 ℔ pr. Qvadrattomme, og man derpaa under Stempelets Tilbagegang sammentrykker Dampene saaledes, at Spændingen bliver 8,7 ℔, saa erholder Dampen vistnok en större Tæthed, hvorved den, efter Tilföining af den givne Qvantitet nye Dampe fra Kjedlen, er istand til at bevæge Stempelet frem igjen med större Kraft, end dersom Sammentrykningen ikke havde fundet Sted, men denne Forögelse i Virkning maa nödvendig være ligestor med den, som behövedes for at sammentrykke de gamle Dampe; og man vil derfor begaae en Feil, naar man vil beregne Virkningen af de gamle Dampe af den Tæthed, som man giver disse ved Sammentrykning. Som Fölge heraf, maa de af Vicksteed angivne Masser af de over Stempelet i dets yderste Stilling værende gamle Dampe, alle være forstore, og de maa naturligviis ogsaa være större end de, jeg har fundet, der ere beregnede af Dampenes Tæthed i den störste Udvidelse.

I efterfölgende Tabel har jeg nu sammenstillet Resultaterne af Beregningerne med dem af Wicksteeds Forsög, hvoraf man altsaa vil kunne see, om den opstillede Theorie findes bekræftet af Erfaring eller ikke.

1.	2.	3.	4.	5.	6.	7.	8.	9.	10.	11.	12.	13.
De forskjellige Forsögs Rækker.	Temperaturen af Dampene i Kjedlen efter Celsius-grader.	Den pr. Stempelslag brugte Dampmængde $\mu_\circ$ udtrykt i ℔.	Dampmængden over Stempelet i dets yderste Stilling för nye Dampe indlades		Temperaturen af Dampene i Cylinderen i det Öieblik Dampene afskjæres		Temperaturen af Dampene, da Stempelet var i den inderste Stilling.		Den af 112 ℔ Newcastle Kul udviklede Arbeidsmængde			„Dampens Expansion" eller Forholdet imellem Expansionen og hele Stempelslaget.
			beregnet μ' udtrykt i ℔.	observeret μ' udtrykt i ℔.	beregnet $\theta_\circ$	observeret $\theta_\circ$	beregnet θ	Wicksteed fandt den beliggende imellem 70° og $81,2^\circ$. θ	beregnet af Wicksteed M.	beregnet af mig M.	observeret af Wicksteed M.	
B.	$122,22^0$	7,536	0,328	0,412	$98,3^0$	$99,5^0$	$83,8^0$	$79,5^0$	83,166,560 ℔'	78,747,000 ℔'	82,276,398 ℔'	0,396
C.	$126,5^0$	6,453	0,277	0.412	$100,0^0$	$102,3^0$	$79,2^0$	$79,5^0$	100,310,300 ℔'	89,108,000 ℔'	95,636,088 ℔'	0,523
D.	$133,3^0$	6,181	0,260	0,412	$103,7^0$	$106,0^0$	$77,8^0$	$79,5^0$	113,839,491 ℔'	95,552,000 ℔'	100,005,635 ℔'	0,603
E.	136^0	5,962	0,250	0,412	$105,8^0$	$108,3^0$	$76,6^0$	$79,5^0$	123,933,492 ℔'	103,150,000 ℔'	103,598,152 ℔'	0,648
F.	140^0	5,442	0,224	0,412	$106,2^0$	$109,0^0$	$74,7^0$	$79,5^0$	136,127,408 ℔'	106,611,000 ℔'	113,351,908 ℔'	0,687
H.	$105,5^0$	4,470	0,450	0,532	$104,2^0$	$104,5^0$	$91,6^0$	$90,3^0$	58,306,157 ℔'	73,073,000 ℔'	57,795,514 ℔'	0,367

Til det som foran er fremhævet, behöves maaskee næppe at tilföies noget for at gjöre det indlysende, at de af mig, ved Hjælp af de givne Dampmængder i Colonnen (3) beregnede Værdier for μ', θ_0 og θ, som findes i Colonnerne (4), (6) og (8), kunne ansees stemmende med Erfaring; men med Hensyn til Colonnen (11), saa maa der gjöres nogle Bemærkninger.

Först er det klart, at ved de 5 förste Rækker af Forsög med den corniske Maskine, falde de af mig beregnede Arbeidsmængder meget nærmere ved de observerede, end de af Wicksteed, ved Hjælp af alle de ved Forsögene erholdte Data, beregnede Arbeidsmængder; dog synes det som om mine Værdier ere lidt for smaa, hvorimod de af Wicksteed beregnede ere betydeligt större end de som erholdtes ved Forsögene.

Men vi kunne ogsaa umiddelbart indsee, at man paa den Maade, hvorpaa Wicksteed har beregnet Arbeidsmængderne, maa erholde for store Resultater, og at Feilen nödvendig maa blive desto större, jo större Expansionen er; thi Wicksteed beregner, ligesom jeg har gjort, hele Arbeidsmængden som Summen af Arbeidsmængderne ved „fuldt Tryk“ og ved Expansion; men med Hensyn til den förste af disse to Arbeidsmængder, regner han Spændingen for höi, eller om man vil, han regner ikke paa den Arbeidsmængde, som medgaaer til Sammentrykning af de gamle Dampe, og saaledes bliver denne Deel af den udviklede Arbeidsmængde regnet for höit; men „Arbeidsmængden ved Expansion“ bliver af Wicksteed i en endnu större Grad beregnet for höit; thi her sætter han Middeltrykket lige med Middeltallet imellem Spændingen ved „fuldt Tryk,“ der selv som sagt er regnet forstort, og Spændingen af Dampene i Stempelets inderste Stilling; men dette Middeltryk er ifölge de bekjendte Forsög med den Wattske Spændkraftmaaler meget for stort, da den af Spændkraftmaaleren beskrevne Curve langtfra er nogen ret Linie under Expansionen, saaledes som Tilfældet er ved „fuldt Tryk,“ og denne Feil bliver aabenbart desto större jo större Expansionen er. Saaledes er det da naturligt, at hans Beregninger maa give större Resultater end de udförte Forsög, og det desto mere jo större Expansionen er.

Ved Forsögs Rækken *H.* med den Wattske Maskine afviger derimod mit ved Beregning udledte Resultat over Arbeidsmængden betydeligt fra Forsögene, med hvilke derimod Wicksteeds Beregninger stemme temmelig nöie overens, idet disse give et Resultat, som kun er lidt större, end hvad han fandt ved directe Forsög, saaledes som det ved den lille Expansion ogsaa nödvendigt maatte være.

Denne Uoverensstemmelse imellem mine Beregninger og Forsögene gjorde, at jeg, efter at have paany gjennemgaaet mine Formler og fundet samme rigtige, for et Öieblik bragtes til at tvivle om Principets Rigtighed, men den samme Grundtanke, som tidligere har ledet mig til at foretage Undersögelser over Kræfternes gjensidige Afhængighed, gjorde mig det ogsaa her klart, at jeg nödvendig maatte være paa rette Vei, og nu gjennemgik jeg Wicksteeds Beregninger, som syntes stemmende med hans Forsög, og fandt da en for ham indlöben Regnefeil, hvorved hans Beregninger, rigtigt udförte, endnu give större Resultat end mine.

Wicksteed har nemlig for Sammenligningens Skyld i Overensstemmelse med Pambours Theorie bestemt et saadant Middeltryk, at Stempelet bevæget hele sin Vei ved dette Tryk nöiagtigt vilde udföre den samme Arbeidsmængde, som den han beregner af Dampens Arbeidsmængde ved „fuldt Tryk" og ved Expansion.

Ved nemlig at multiplicere Spændingerne p_0 og p_1 af Dampene ved fuldt Tryk og ved Expansion med de tilsvarende Længder af Stempelslaget, l_0 og l_1, og ved derefter at dividere Summen af disse Producter med $(l_0 + l_1)$, finder han dette constante Middeltryk:

$$P = \frac{p_0 l_0 + p_1 l_1}{l_0 + l_1}.$$

For den corniske Maskine var $(l_0 + l_1) = 10$ Fod, men for den Wattske Maskine var $(l_0 + l_1) = 7{,}91$ Fod, og nu begaaer han den Feil ogsaa for denne sidste Maskine at dividere med 10 istedetfor med 7,91, uden senere at bemærke det.

Paa Grund heraf skal det af Wicksteed beregnede Tal for Arbeidsmængden af den Wattske Maskine multipliceres med $\frac{10}{7{,}91}$ for at faae det rette Resultat af Beregningerne, hvilket man da finder at være:

73,711,952 ℔'.

Efter det, som ovenfor er viist, kan den udviklede Arbeidsmængde i Virkeligheden ikke have afveget meget herfra, hvis den pr. Stempelslag udviklede Dampmængde har været 4,47 ℔, og der maa da ogsaa ved selve Forsögene være indlöbet en Feil, hvorved Resultatet er blevet for lille.

At dette er saa, kan let bevises, idet man af de ved Forsögene fundne Störrelser kan angive et Minimum, som den udviklede Arkeidsmængde ikke kan have underskredet; ja man kan desuden indsee, at den udviklede Arbeidsmængde endda maa have været endeel större end dette Minimum.

Wicksteed fandt nemlig Spændingen af Dampene i Cylinderen ved fuldt Tryk, at være ubetydeligt större end den af mig beregnede (man sammenligne Temperaturerne i Colonnerne (6) og (7)). Tage vi nu, for ikke at regne for höit, den mindste Spænding, saa erholde vi Arbeidsmængden ved „fuldt Tryk" lig:

51,162,000 ℔';

men lægge vi hertil den Arbeidsmængde ved Expansion, som erholdes, hvis man under hele Expansionen tænker sig Spændingen at have været ligestor med dennes mindste Værdi, nemlig den som fandt Sted, da Stempelet var i den inderste Stilling, altsaa 10,25 ℔ pr. Qvadrattomme, der atter kommer meget nær til den, som jeg har beregnet (man sammenligne Temperaturerne i Colonnerne (8) og (9)), saa erholdes Arbeidsmængden ved Expansionen lig:

17,906,000 ℔',

og det omhandlede Minimum for den udviklede Arbeidsmængde bliver altsaa

69,068,000 ℔'.

Det viser sig heraf, at virkelig ogsaa i dette Tilfælde vil de af mig udviklede Formler give rigtigt Resultat, og jeg troer derfor at være berettiget til at drage den Slutning, at ikke alene Grundsætningen, men ogsaa de udviklede Formler ere rigtige.

Vi have imidlertid seet, at det næsten synes, som om de ved mine Beregninger erholdte Arbeidsmængder ere lidt mindre end de, som Forsögene have givet og vi ville derfor nærmere betragte, hvorfra dette kan have sin Aarsag.

Grunden til denne Afvigelse, hvis saadan forövrigt finder Sted, vil rimeligviis hidröre derfra, at Störrelsen h eller det Antal Arbeids-Eenheder, som er ligestort med en Varme-Eenhed, for dansk Maal er störrc end 1204, og altsaa for engelsk Maal er större end 1240, hvilket ikke er urimeligt; var dette Tilfælde, saa vilde vel den givne Tabel for Functionerne log. $F(\theta)$, log. $G(\theta)$, $H(\theta)$, etc. ikke mere være fuldkommen rigtig, og den maatte altsaa regnes om, men Forskjellen kunde ikke blive stor. Betragte vi altsaa denne Tabel som tilnærmelsesviis rigtig, og forudsætte vi, at Forsöget med den Wattske Maskine har givet: 73,073,000 ℔', som ialtfald ikke kan være meget feilagtigt, saa kunne vi let ved Hjælp af de beregnede Værdier for Arbeidsmængderne i de 6 forskjellige Rækker af Forsög, bestemme h som Middeltallet af disse Forsög, og vi ville da finde:

h = 1364,4 ℔' engelsk, eller i dansk Maal:

h = 1325,0 ℔',

hvilket Tal endnu er mindre end det, Joule har fundet ved Forsög. Ved Forsög over Varmeudvikling ved Magnetoelectricitet fandt han nemlig en Varme-Eenhed = 1465,6 ℔' dansk, og ved Forsög over den Varmemængde, som udvikles ved Friction af Vand, af Qviksölv og af Stöbejern, fandt han en Varme-Eenhed = 1354,1 ℔'.

Clausius finder af sine theoretiske Resultater Varme-Eenheden lig 1341,3 ℔', men yttrer derhos, at denne rimeligt endnu er noget for stor.

Der er imidlertid en anden Omstændighed, som ogsaa kunde bevirke Afvigelsen af mine beregnede Resultater fra Wicksteeds Forsög, der i og for sig maaske endnu turde lade endeel tilbage at önske; og det er den Omstændighed, at Forbruget af Damp til Mantelens Opvarmning synes noget vilkaarligt bestemt, idet der blot ved den corniske Maskine er foretaget eet Forsög, og det under usædvanlige Omstændigheder, og heraf er det nu paa en særegen Maade ved Hjælp af Dampspændingen beregnet, hvormegen Damp der i de forskjellige Tilfælde er medgaaet; thi det er ikke usandsynligt, at hvis det rette Dampforbrug til Mantelens Opvarmning var bestemt, da vilde endeel af Afvigelserne falde bort; saameget er ialtfald interessant, at ved det eneste directe Forsög over dette Dampforbrug, som er anstillet, nemlig ved den Wattske Maskine, synes Beregningerne næsten fuldkommen at give samme Arbeidsmængde, som Maskinen har udviklet.

Den Omhyggelighed, hvormed Wicksteed har foretaget sine Forsög, giver imidlertid ikke Anledning til at antage, at de ere urigtige i den Grad, som Forsöget med den Wattske Maskine synes at antyde, og Uovereensstemmelsen imellem Forsögene og de beregnede Resultater ved denne Maskine maa derfor vistnok söges deri, at det pr. Stempelslag medgaaede Qvantum Vand, der fandtes at være 4,47 ℔, ikke alt er tilkommet i Dampform, men endeel heraf har ligefrem været Vand. Forudsætte vi dette, saa kommer det an paa at bestemme, hvormeget Vand der da maa have været tilfört Dampcylinderen pr. Stempelslag.

Gaae vi ud fra den Forudsætning, at Forsögene over den udviklede Arbeidsmængde ere rigtige, og sætte vi den ved Forbruget af 954,7 ℔ Vand og Damp udviklede Arbeidsmængde omtrent lig 58,000,000 ℔', saa finde vi $\mu' = 0{,}336$ ℔ Damp og den, pr. Stempelslag Cylinderen tilförte Dampmasse $\mu_0 = 3{,}295$ ℔, saa at den tilförte Vandmængde maa have været $(4{,}47 - 3{,}295)$ ℔ eller $1{,}175$ ℔; og fremdeles finde vi $\theta_0 = 95^0$ og $\theta = 83{,}1^0$.

Bestemme vi nu heraf den Arbeidsmængde, som udvikles ved Forbruget af 954,7 ℔ Damp, saa finde vi denne ifölge Formlen (63) at være:

$$M = 49{,}923{,}000 \text{ ℔}' + 21{,}411{,}000 \text{ ℔}' = 71{,}334{,}000 \text{ ℔}'.$$

Dette stemmer saaledes paa en Gang baade med Wicksteeds Forsög og med Beregningerne og det kommer nu alene an paa, om Slutningstemperaturen θ ved Enden af Stempelslagene ikke staaer i Strid med Resultatet af Forsögene; thi at θ_0 og μ' maa være meget mindre end de, som Wicksteed har beregnet, er klart nok, da han derved er gaaet ud fra den Forudsætning, at de 4,47 ℔ Vand ere tilförte Cylinderen i Dampform.

Hvad nu Temperaturen $\theta = 83{,}1^0$ angaaer, saa svarer hertil en Spænding af 7,77 ℔ pr. Qvadrattomme, medens Wicksteed har angivet Spændingen af Dampene ved Enden af Stempelslagene til 10,25 ℔. Men hertil maa först bemærkes, at Wicksteed har sat Spændingen af Dampene lige, baade naar Stempelet var i den inderste og yderste Stilling, hvilket imidlertid næppe, uden med Tilnærmelse, kan have fundet Sted; thi Spændingen maa nödvendigviis, i Overensstemmelse med Forsögene med den corniske Maskine, have været större for den yderste Stilling end for den inderste. Jeg maa derfor antage, at Tallet 10,25 kun er at betragte som et Middeltal for disse to Stillinger. Naar nu derhos erindres, hvor vanskeligt det var at bestemme Spændingen for den yderste og inderste Stilling af Stempelet ved den corniske Maskine, idet denne for den yderste Stilling kunde variere 3 ℔ pr. Qvadrattomme, og for den inderste varierede 2,7 ℔ pr. Qvadrattomme, saa finder jeg det langt rimeligere at antage, at der ved Bestemmelsen af denne Spænding kan være begaaet en Feil af 2,48 ℔ pr. Qvadrattomme, end at der ved Bestemmelsen af Arbeidsmængden skulde være begaaet en Feil af $\frac{1}{5}$ af den fundne.

Heraf fremgaaer, at naar Rörforbindelsen imellem Dampkjedlen og Cylinderen er lige saa godt construeret for en Wattsk Maskine, som for en cornisk Maskine, og Kjedlerne ere ligegode, saa vil den Wattske Maskine give samme Nyttevirkning, som den corniske, forudsat, at Expansionen og Afkjölingerne ere lige for begge.

At den Virkning, som udvikles af Dampene ved „fuldt Tryk", egentlig er en Expansionsvirkning af de i Kjedlen forhaandenværende Dampe, det er let at see; men det vil ikke være let at bestemme denne Virkning directe ved Hjælp af Kjedlens Dampvolumen og de deri indeholdte Dampes Temperatur; thi paa Grund af Rörforbindelsen imellem Kjedlen og Dampcylinderen vil Spændingen i Cylinderen, Rörledningen og i de forskjellige Punkter af Kjedlen være höist forskjellig, under Dampenes Tilströmning til Cylinderen, hvortil ogsaa Dampudviklingen under Tilströmningen vil bidrage, og man har saaledes ikke et bestemt Volumen Damp, der befinder sig under givne Forhold, hvoraf Expansionsvirkningen kan udledes, men et Volumen Damp, som i alle Punkter er under ulige Forhold.

Vare Rörledningernes Dimensioner saa store, at Spændingen af de i Cylinderen indströmmede Dampe i hvert Öieblik af Tilströmningen var ligestor med Spændingen i Kjedlen, saa er det let at indsee, at da vilde den störste Nyttevirkning erholdes; men see vi bort fra Dampudviklingen under Tilströmningen, saa lader denne Nyttevirkning sig let beregne.

Sættes Kjedlens og Rörledningernes Dampvolumen lig V, og Temperaturen af Dampene i Kjedlen i det Öieblik, Dampventilet aabnes, lig θ_2; sættes fremdeles den Dampmasse, som ved hvert Stempelslag afgives til Cylinderen, lig μ_0, og Temperaturen af Dampene i Cylinderen og Kjedlen i det Öieblik, da Dampene afskjæres, lig θ_3, og sættes endelig det Volumen Damp, som afgives til Cylinderen, lig v_3, saa vil man have, ifölge Formlerne (58) og (59),

$$\log G(\theta_3) - \log F(\theta_3) = \log k + \log \mu_0 - \log v_3 \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; (64)$$

$$\log G(\theta_3) = \log G(\theta_2) + \log V - \log (V + v_3) \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; (65)$$

Men af disse to Ligninger lader θ_3 og v_3 sig bestemme, og naar dette er skeet, saa vil Expansionsvirkningen pr. Stempelslag af Dampene i Kjedlen være at beregne, ifölge Formlerne (53) og (56), af Formlen:

$$q_1 = \frac{V \cdot G(\theta_2)}{k}\Big(H(\theta_2) - H(\theta_3)\Big) \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; (66)$$

Expansionsvirkningen af Dampene i Kjedlen, udtrykt i Arbeids-Eenheder, vil fölgelig for $\frac{m}{\mu_0}$ Stempelslag, under Forbruget af Dampmassen m, kunne fremstilles ved:

$$M_1 = \frac{m}{\mu_0} h \cdot \frac{V \cdot G(\theta_2)}{k}\Big(H(\theta_2) - H(\theta_3)\Big) \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; (67)$$

Tage vi til Exempel Wicksteeds Forsög *B.* og *F.* med den corniske Maskine og Forsöget *H.* med den Wattske Maskine, og bemærkes, at ved den corniske Maskine kan Damprummet af Kjedlerne og Rörledningerne omtrent sættes lig 470 cbf., medens dette for den Wattske Maskine omtrent er 374 cbf., saa finde vi let ifölge Formlerne (64), (65) og (67) for et Forbrug af 954,7 ℔ Damp i de forskjellige Tilfælde fölgende:

For Rækken *B.*, hvor $\theta_2 = 122{,}22^0$, findes $\theta_3 = 112{,}8^0$, $v_3 = 137$ cbf, og Arbeidsmængden ved Expansionen af Dampene i Kjedlen findes lig:

70,175,000 ℔'.

For Rækken *F.*, hvor $\theta_2 = 140^0$, findes $\theta_3 = 135{,}7^0$ og $v_3 = 51{,}6$ cbf., samt Arbeidsmængden ved Dampenes Expansion i Kjedlen lig:

67,440,000 ℔'.

For Rækken *H.*, hvor $\theta_2 = 105{,}5^0$, findes $\theta_3 = 98{,}4^0$, $v_3 = 94$ cbf. og Arbeidsmængden ved Dampenes Expansion i Kjedlen lig:

60,811,000 ℔'.

Grunden, hvorfor alle disse Arbeidsmængder ere större, end de för beregnede Arbeidsmængder ved „fuldt Tryk", der respective vare:

52,899,000 ℔', 50,299,000 ℔' og 49,923,000 ℔',

vil, efter hvad foran blev sagt, være let at forstaae; men det maa dog her bemærkes, at ved den Wattske Maskine, hvor Spændingen var saa meget ringere end i Forsögene med den corniske Maskine, der er ogsaa Afvigelsen mærkelig ringere.

Herefter ville vi nu bestemme den hele Arbeidsmængde, som en Dampmaskine med givne Dimensioner og et givet Dampforbrug pr. Stempelslag vil udvikle, naar Rörforbindelserne og Dampventilerne ere saa store, at Spændingen af Dampene i Cylinderen under Tilströmningen er ligestor med Spændingen af Dampene i Kjedlen.

Denne hele, pr. Stempelslag udviklede Arbeidsmængde, vil, som man let seer ifölge Formlerne (56) og (66), være at udtrykke i Varme-Eenheder ved:

$$(q+q_1) = \frac{V\,G\,(\theta_2)}{k}\Big(H(\theta_2) - H(\theta_3)\Big) + \mu_0\; F\theta_3)\;\Big(H(\theta_3) - H(\theta)\Big)\;,\quad . \quad (68)$$

som multipliceret med $\frac{m}{\mu_0} h$ giver os den Arbeidsmængde M_2, udtrykt i Arbeids-Eenheder, som udvikles ved $\frac{m}{\mu_0}$ Stempelslag, altsaa ved Forbruget af m Pund Damp, saa at:

$$M_2 = h\,\frac{m\,V \cdot G\,(\theta_2)}{\mu_0\,k}\Big(H(\theta_2) - H(\theta_3)\Big) + h\,m\,F(\theta_3)\;\Big(H(\theta_3) - H(\theta)\Big)\quad . \; . \; . \; . \; . \quad (69)$$

Den förste Deel af Arbeidsmængden M_2, Formel (69), der skyldes Dampens Expansion i Kjedlen, erholdes imidlertid ligesaalidt for Intet, som den sidste Deel, der skyldes Expansionen af Dampmængden μ_0 i Cylinderen; thi ligesom den sidste Deel af Arbeidsmængden M_2 erholdes som Æqvivalent for den Varmemængde, som Dampmassen μ_0 afgiver under Udvidelsen, saaledes erholdes ogsaa Arbeidsmængden ved Dampenes Expansion i Kjedlen som Æqvivalent for den Varmemængde, som disse Dampe afgive, idet Temperaturen synker ned fra θ_2 til θ_3. Men her er den væsentlige Forskjel, at for Arbeidsmængden ved Dampenes Expansion i Dampkjedlen tabes kun den dermed æqvivalente Varmemængde, hvorimod for Arbeidsmængden ved Expansionen af Dampmassen μ_0 i Cylinderen tabes den hele Varmemængde, som denne Dampmasse oprindelig indeholdt, da den indtraadte i Cylinderen.

Men det hele Tab, man lider i Varmemængde pr. Stempelslag, er, som man let vil indsee, ikke afhængig af den Maade, hvorpaa Dampen föres til Cylinderen, navnlig ikke af den Tæthed, hvori Dampen kommer ind i Cylinderen; den beroer kun paa Temperaturen af Dampene i Kjedlen og paa den Mængde Damp μ_0, som pr. Stempelslag föres til Cylinderen; thi naar de i Dampkjedlen tilbageblevne Dampe, efter at Dampmassen μ_0 er afgivet til Cylinderen, igjen komme i Ro, saa vil det ene Bestemmende for det lidte Tab være den Mængde Damp, som er afgiven, idet Expansionen af Dampene i Kjedlen derved er bestemt.

Det hele Tab i Varmemængde for $\frac{m}{\mu_0}$ Stempelslag bliver derfor ogsaa uafhængigt af, om Dampen ledes til Cylinderen i större eller mindre Tæthed, og det vil i alle Tilfælde, som man let seer af Formlen (69), være at fremstille i Arbeids-Eenheder ved:

$$T = h \cdot \frac{m\,V\,G\,(\theta_2)}{\mu_0\,k}\Big(H(\theta_2) - H(\theta_3)\Big) + h\,m\,F\,(\theta_3) \cdot H\,(\theta_3) \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (70)$$

Ville vi nu anvende Formlerne (69) og (70) paa de tidligere betragtede tre Tilfælde, saa finde vi fölgende Resultater:

For Rækken *B.*, hvor $\theta_2 = 122{,}22^0$ og $\mu_0 = 7{,}536$ ℔ Damp, finde vi som för $\theta_3 = 112{,}8^0$, og det Volumen Damp, som pr. Stempelslag afgives til Cylinderen, $v_3 = 137$ *cbf.* Fremdeles finde vi Volumen over Stempelet i det Öieblik at Dampene afskjæres, $v_0 = 144$ *cbf.*, Temperaturen af Dampene i Cylinderen ved Enden af Stempelslaget, $\theta = 83{,}^0$, dernæst den Deel af de gamle Dampe, som afskjæres over Stemplet i det Öieblik at Resten af disse Dampe ledes til Condensatoren, $\mu' = 0{,}364$ ℔ Damp, og endelig Arbeidsmængden

M$_2$ = 70,175,000 ℔′ + 49,138,000 ℔′ = 119,313,000 ℔′; hvorimod

Tabet af Varmemængde, udtrykt i Arbeids-Eenheder, eller hvad der er det Samme, den Arbeidsmængde, som den meddelte Varmemængde vilde have frembragt, om den fuldstændig var bleven benyttet, findes at være:

T = 70,175,000 ℔′ + 701,880,000 ℔′ = 771′955,000 ℔′.

For Rækken F., hvor $\theta_2 = 140^0$ og $\mu_0 = 5{,}442$ ℔ Damp, finde vi som för $\theta_3 = 135{,}7^0$ og $v_3 = 51{,}6$ *cbf.*; fremdeles findes $v_0 = 54$ *cbf.*, $\theta = 72{,}5^0$ og $\mu' = 0{,}245$ ℔ Damp, samt

M$_2$ = 67,440,000 ℔′ + 102,370,000 ℔′ = 169,810,000 ℔′,

T = 67,440,000 ℔′ + 706,740,000 ℔′ = 774,180,000 ℔′.

For Rækken H., hvor $\theta_2 = 105{,}5^0$ og $\mu_0 = 3{,}295$ ℔ Damp, finde vi som för $\theta_3 = 98{,}4^0$ og $v_3 = 94$ *cbf.*; fremdeles findes $v_0 = 106{,}8$ *cbf.*, $\theta = 83{,}5^0$, $\mu' = 0{,}407$ ℔ Damp, og endelig:

M$_2$ = 60,811,000 ℔′ + 26,549,000 ℔′ = 87,360,000 ℔′,

T = 60,811,000 ℔′ +698,910,000 ℔′ =759,721,000 ℔′.

Sammenligne vi nu först disse Arbeidsmængder, M$_2$, med dem, som Maskinerne efter det foran Udviklede maa antages at have givet, nemlig respective:

78,747,000 ℔′, 106,611,000 ℔′, 71,334,000 ℔′,

da viser det sig, at hvis man havde gjort Rörledningerne tilstrækkelig vide, og i disse tre Tilfælde respective afskaaret Dampene i det Öieblik, hvor Volumen over Stemplet var:

144 cbf, 54 cbf og 106,8 cbf, istedetfor ved

228 cbf, 127 cbf og 117,5 cbf,

saa vilde man have erholdt Arbeidsmængder udviklede ved Forbruget af samme Mængde Kul, der respective vilde have været:

51½ p.Ct., 59⅓ p.Ct. og 22½ p.Ct.

större end de, som Wicksteed erholdt.

Som Fölge heraf, anseer jeg det for utvivlsomt, at man vil være istand til, ved alle nærværende Dampmaskiner, at udvikle fra $\frac{1}{4}$ til $\frac{1}{2}$ Gang mere Arbeidsmængde af samme Mængde Kul, end der fortiden erholdes, naar man umiddelbart ved Dampcylinderen vil anbringe en tilstrækkelig stor Dampbeholder, samt naar man vil gjöre Forbindelserne mellem denne og Cylinderen tilligemed selve Dampventilerne tilstrækkeligt store. Ofte kunde man maaskee indrette det saaledes, at Dampholderen omgav Dampcylinderen, der kunde være forsynede med store Kronventiler til Dampens Indladning og Udladning.

Derimod vil det ikke være nödvendigt at gjöre Dampkjedlerne större end fornödent, for jevnt igjennem hele Stempelslaget at levere den Dampmængde, som Maskinen forbruger.

For at undgaae Afkjöling af Dampene i Beholderen, bör denne, ligesom Cylinderen, omgives med slette Varmeledere; derimod behöver den ikke at omgives med en Mantel, der kan opvarmes ved Dampe fra Kjedlen. Beholderen bör desuden, ligesom Cylinderen, stilles saaledes, at det fordraabede Vand i denne, ligesom i Mantelen om Cylinderen, af sig selv kan finde Aflöb til Dampkjedlen igjen. — Som bekjendt indtræder meget ofte den Feil ved Dampmaskinerne, at en större eller mindre Mængde Vand fra Kjedlen drives ind i Dampcylinderen; denne Feil undgaaer man aldeles ved Brugen af Dampholderen.

Ville vi nu til Slutning sammenligne de Arbeidsmængder, som Wicksteed erholdt i disse 3 Rækker af Forsög, med de Arbeidsmængder T, som man vilde have erholdt, hvis de meddeelte Varmemængder fuldstændigt vare blevne benyttede, saa finde vi, at de erholdte Nyttevirkninger kun udgjorde respective:

0,101, 0,138 og 0,094

af dem, som Dampene virkelig indeholdt; gjöre vi derimod Rörledningerne tilstrækkeligt vide, eller anbringes en Dampbeholder, som foran beskrevet, saa voxer Virkningen til respective:

0,155, 0,216 og 0,115 af den mulige Virkning;

hvoraf det for Exempel sees, at Nyttevirkningen af de anvendte Dampe i Forsögs-Rækken F, hvor Expansionen var störst, vilde ved denne Forbedring stige fra at være mindre end $\frac{1}{7}$ af den disponible Virkning til at blive over $\frac{1}{5}$ af denne.

θ.	$\log F(\theta)$	Differents	$\log G(\theta)$	Differents	$H(\theta)$	Differents	$\log G(\theta) \div \log F(\theta)$	Differents	$\log p$	Differents
0°	3,23505		1,89142		0,33248		$\overline{8}$,65537		1,09189	
5°		1547	2,02831	13689		1314	$\overline{8}$,79999	14462	1,24431	15242
10°	3,22058		2,15972	13141	0,34562		$\overline{8}$,93914	13915	1,39126	14695
15°		1459	2,28653	12681		1294	$\overline{9}$,07324	13410	1,53290	14164
20°	3,20599		2,40825	12172	0,35856		$\overline{9}$,20226	12902	1,66945	13655
25°		1382	2,52572	11747		1275	$\overline{9}$,32664	12438	1,80112	13167
30°	3,19217		2,63851	11279	0,37131		$\overline{9}$,44634	11970	1,92810	12698
35°		1309	2,74741	10890		1257	$\overline{9}$,56178	11544	2,05059	12249
40°	3,17908		2,85198	10457	0,38388		$\overline{9}$,67290	11112	2,16875	11816
45°		1241	2,95297	10099		1235	$\overline{9}$,78010	10720	2,28277	11402
50°	3,16667		3,05000	9703	0,39623		$\overline{9}$,88333	10323	2,39283	11006
55°		1182	3,14374	9374		1220	$\overline{9}$,98298	9965	2,49909	10626
60°	3,15485		3,23382	9008	0,40843		0,07897	9599	2,60170	10261
65°		1123	3,32095	8713		1201	0,17173	9276	2,70086	9916
70°	3,14362		3,40470	8375	0,42044		0,26108	8935	2,79665	9579
75°		1072	3,48576	8106		1184	0,34750	8642	2,88931	9266
80°	3,13290		3,56377	7801	0,43228		0,43087	8337	2,97892	8961
85°		1023	3,63934	7557		1167	0,51156	8069	3,06566	8674
90°	3,12267		3,71216	7282	0,44395		0,58949	7793	3,14966	8400
95°		976	3,78279	7063		1148	0,66501	7552	3,23107	8141
100°	3,11291		3,85089	6810	0,45543		0,73798	7297	3,30994	7887
105°		934	3,91690	6601		1134	0,80866	7068	3,38637	7643
110°	3,10357		3,98082	6392	0,46677		0,87725	6859	3,46070	7433
115°		894	4,04275	6193		1114	0,94365	6640	3,53270	7200
120°	3,09463		4,10268	5993	0,47791		1,00805	6440	3,60269	6999
125°		857	4,16090	5822		1101	1,07056	6251	3,67065	6796
130°	3,08606		4,21721	5631	0,48892		1,13115	6059	3,73669	6604
135°		821	4,27190	5469		1085	1,18995	5880	3,80080	6411
140°	3,07785		4,32499	5309	0,49977		1,24714	5719	3,86332	6252
145°		790	4,37651	5152		1071	1,30261	5547	3,92399	6067
150°	3,06995		4,42651	5003	0,51048		1,35659	5398	3,98316	5917
155°		757	4,47516	4862		1065	1,40900	5241	4,04064	5748
160°	3,06238		4,52240	4724	0,52103		1,46002	5102	4,09673	5609