Die calorische Maschine

Redtenbacher, Ferdinand

Mannheim, 1853

Effektberechnung der Maschine

urn:nbn:de:bsz:31-266513

$$\Theta_1 = (272{\cdot}5 + \mathfrak{T})\left(\frac{s_1}{s_0}\right)^{\frac{\mu-1}{\mu}} - 272{\cdot}5$$

Setzen wir hier $\frac{s_1}{s_0} = \frac{p}{\mathfrak{A}}$, so wird $\Theta_1 = t_0$, demnach

$$t_0 = (272{\cdot}5 + \mathfrak{T})\left(\frac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu-1}{\mu}} - 272{\cdot}5 \quad \ldots \ldots \quad (16)$$

Die Temperatur der atmosphärischen Luft = 10° gesetzt, so findet man

$$\left.\begin{array}{lllll} \text{für } \frac{p}{\mathfrak{A}} = 1{\cdot}5 & 2 & 3 & 4 \\ t_0 = 56^0 & 74^0 & 118^0 & 153^0 \end{array}\right\} \quad \ldots \quad (17)$$

Die Luft wird demnach, selbst dann, wenn sie nur bis zu zwei Atmosphären comprimirt wird, mit einer ansehnlichen Temperatur in den Röhrenapparat oder in den Regenerator getrieben. Hierdurch entsteht möglicherweise ein kleiner Gewinn an Brennstoff, der wohl hinreichen wird, um die Effektdifferenz auszugleichen. Hinsichtlich des zum Betriebe der Pumpe erforderlichen Brennstoffaufwandes ist es also beinahe gleichgiltig, ob das einfache oder ob das potenzirte *Mariott'sche* Gesetz gilt.

Effektberechnung der Maschine.

Die Art und Weise der Effektberechnung der Maschine ist von dem Umstand, ob die Maschine mit oder ob sie ohne Regenerator arbeitet, beinahe unabhängig, wenn nur für die Pressungen vor und hinter dem Kolben die richtigen Werthe in Rechnung gebracht werden. Auch ist es ganz gleichgiltig, ob man es mit zwei einfach wirkenden oder mit einer doppelt wirkenden Maschine zu thun hat.

Wir wollen auch hier eine mit oder ohne Regenerator aber doppelt wirkende Maschine annehmen, und bezeichnen mit p die Pressung hinter dem Kolben bis zur Absperrung, durch r die Intensitäs der schädlichen Widerstände, d. h. den Druck, welcher auf jeden Quadratmeter der Kolbenfläche wirken muss, um zu überwinden: 1) die vor dem Kolben herrschende Spannung, welche, wenn ein Regenerator vorhanden ist, grösser ausfällt, als wenn kein Regenerator angebracht ist; 2) die sämmtlichen in der Maschine vorkommenden Reibungswiderstände. In diesem r soll aber derjenige Widerstand, den die Verdichtungspumpe verursacht, nicht enthalten sein. Alle übrigen in der Rechnung erscheinenden Grössen, nämlich A, L, V, L_1, M, $\mathfrak{A}$, γ_0, α, W, E_n, $\left(\frac{W}{1}\right)$, y, R haben die Bedeutung, welche schon Seite (38) und (74) angegeben wurde. Wegen des potenzirten *Mariott'schen* Gesetzes ist noch der Exponent $\mu = 1{\cdot}421$ zu berücksichtigen.

Unter diesen Voraussetzungen ist die reine nützliche Wirkung W eines Schubes

$$W = A\,p\,L_1 + \int_{L_1}^{L} y\,A\,dx - A\,r\,L - W_1 \quad . \; . \; . \; . \; . \quad (18)$$

wobei W_1 die Wirkung eines Schubes der Verdichtungspumpe bedeutet.

Nach dem potenzirten *Mariott'schen* Gesetz ist die Spannung y hinter dem Kolben, nachdem derselbe einen Weg $x > L_1$ zurückgelegt hat,

$$y = p\left(\frac{L_1 + ML}{x + ML}\right)^{\mu} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (19)$$

demnach: $$\int_{L_1}^{L} A\,y\,dx = A\,p\,(L_1 + ML)^{\mu} \int_{L_1}^{L} \frac{dx}{(x + ML)^{\mu}}$$

Verrichtet man diese Integration, und dehnt das allgemeine Resultat auf die Grenzen L_1 und L aus, so findet man

$$\int_{L_1}^{L} A\,y\,dx = A\,p\,\frac{L_1 + ML}{\mu - 1}\left\{1 - \left(\frac{L_1 + ML}{L + ML}\right)^{\mu - 1}\right\} \quad . \; . \; . \quad (20)$$

Vermittelst dieses Werthes und des Werthes von W_1, welchen die Gleichung (10) darbietet, wird der Werth von W

$$W = \left\{ \begin{array}{l} A\,p\,L_1 + A\,p\,\dfrac{L_1 + ML}{\mu - 1}\left\{1 - \left(\dfrac{L_1 + ML}{L + ML}\right)^{\mu - 1}\right\} \\[2ex] - A\,r\,L - a\,l\,\mathfrak{A}\,\dfrac{\mu}{\mu - 1}\left\{\left(\dfrac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu - 1}{\mu}} - 1\right\}\left\{1 - m\left[\left(\dfrac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{1}{\mu}} - 1\right]\right\} \end{array} \right\} \quad (21)$$

oder auch

$$W = A\,L\,p \left\{ \begin{array}{l} \dfrac{L_1}{L} + \dfrac{\dfrac{L_1}{L} + M}{\mu - 1} \left\{ 1 - \left(\dfrac{L_1 + M\,L}{L + M\,L}\right)^{\mu - 1} \right\} \\ -\dfrac{r}{p} - \dfrac{a\,l}{A\,L}\,\dfrac{\mathfrak{A}}{p}\,\dfrac{\mu}{\mu - 1} \left\{ \left(\dfrac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu-1}{\mu}} - 1 \right\} \left\{ 1 - m\left[\left(\dfrac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{1}{\mu}} - 1\right] \right\} \end{array} \right\} \quad (22)$$

Wenn keine Luftverluste statt finden, ist die Luftmenge $\frac{a\,l\,\gamma_0}{1 + \alpha\mathfrak{T}}\left\{1 - m\left[\left(\frac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{1}{\mu}} - 1\right]\right\}$ welche nach Gleichung (12) die Verdichtungspumpe bei jedem Schub liefert, gleich der Luftmenge $A\,(L_1 + M\,L)\,\frac{p}{\mathfrak{A}}\,\frac{\gamma_0}{1 + \alpha t_1}$ die bis zur Absperrung in den Treibcylinder eintritt; man hat daher

$$\frac{a\,l\,\gamma_0}{1 + \alpha\mathfrak{T}}\left\{1 - m\left[\left(\frac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{1}{\mu}} - 1\right]\right\} = A\,(L_1 + M\,L)\,\frac{p}{\mathfrak{A}}\,\frac{\gamma_0}{1 + \alpha t_1} \quad . \; . \quad (23)$$

Aus dieser Gleichung folgt:

$$\frac{a\,l}{A\,L}\,\frac{\mathfrak{A}}{p}\left\{1 - m\left[\left(\frac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{1}{\mu}} - 1\right]\right\} = \left(\frac{L_1}{L} + M\right)\frac{1 + \alpha\,\mathfrak{T}}{1 + \alpha t_1} \quad . \; . \; . \quad (24)$$

und vermittelst dieses Ausdruckes wird nun obiger Werth von W

$$W = A\,L\,p \left\{ \begin{array}{l} \dfrac{L_1}{L} + \dfrac{\dfrac{L_1}{L} + M}{\mu - 1} \left\{ 1 - \left(\dfrac{L_1 + M\,L}{L + M\,L}\right)^{\mu - 1} \right\} \\ -\dfrac{r}{p} - \left(\dfrac{L_1}{L} + M\right)\dfrac{1 + \alpha\,\mathfrak{T}}{1 + \alpha t_1}\,\dfrac{\mu}{\mu - 1}\left[\left(\dfrac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu-1}{\mu}} - 1\right] \end{array} \right\} \quad . \; . \; . \quad (25)$$

Dividirt man diesen Werth von W durch die Zeit $\frac{L}{V}$ eines Schubes, so ergibt sich für den Nutzeffekt E_n der Maschine folgender Ausdruck:

$$E_n = A\,V\,p\left\{\begin{array}{l}\dfrac{L_1}{L} + \dfrac{\dfrac{L_1}{L} + M}{\mu - 1}\left[1 - \left(\dfrac{L_1 + M\,L}{L + M\,L}\right)^{\mu - 1}\right] \\ \\ -\dfrac{r}{p} - \left(\dfrac{L_1}{L} + M\right)\dfrac{1 + \alpha\,\mathfrak{T}}{1 + \alpha\,t_1}\,\dfrac{\mu}{\mu - 1}\left[\left(\dfrac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu - 1}{\mu}} - 1\right]\end{array}\right\} \quad \ldots \quad (26)$$

Nennt man Δ_1 die Temperatur, bis zu welcher die Luft durch den Regenerator erwärmt wird, mit welcher sie also in den Heizapparat eintritt, um daselbst bis zu t_1 erwärmt zu werden, so besteht hier statt der Seite (42) hergeleiteten Gleichung (51) folgender Ausdruck:

$$\mathfrak{B}\,\mathfrak{H} = A\,V\,\frac{p}{\mathfrak{A}}\,s\,\gamma_0\left(\frac{L_1}{L} + M\right)\frac{T_0 - \Delta}{T_0 - T_1}\,\frac{t_1 - \Delta_1}{1 + \alpha\,t_1} \quad \ldots \quad (27)$$

Dividirt man die Gleichung (26) durch (27), so erhält man die Wirkungsgrösse, die durch jede im Brennstoff enthaltene Wärmeeinheit gewonnen werden kann. Man findet

$$\frac{E_n}{\mathfrak{B}\,\mathfrak{H}} = \left(\frac{W}{1}\right) = \frac{\mathfrak{A}}{s\,\gamma_0}\,\frac{T_0 - T_1}{T_0 - \Delta}\left\{\begin{array}{l}\dfrac{1 + \alpha\,t_1}{t_1 - \Delta_1}\left\{1 + \dfrac{1 - \left(\dfrac{L_1 + M\,L}{L + M\,L}\right)^{\mu - 1}}{\mu - 1}\right\} \\ \\ -\dfrac{1 + \alpha\,\mathfrak{T}}{t_1 - \Delta_1}\,\dfrac{\mu}{\mu - 1}\left[\left(\dfrac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu - 1}{\mu}} - 1\right] - \dfrac{\dfrac{r}{p} + M}{\dfrac{L_1}{L} + M}\,\dfrac{1 + \alpha\,t_1}{t_1 - \Delta_1}\end{array}\right\} \quad (28)$$

Sucht man den Differenzialquotienten $\dfrac{d\left(\dfrac{W}{1}\right)}{d\left(\dfrac{L_1}{L}\right)}$ und setzt denselben gleich Null, so findet man für das vortheilhafteste Expansionsverhältniss $\left(\dfrac{L_1}{L}\right)$ folgende Beziehung:

$$\frac{L_1 + M\,L}{L + M\,L} = \left(\frac{\dfrac{r}{p} + M}{1 + M}\right)^{\frac{1}{\mu}} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (29)$$

Führt man diesen Werth von $\frac{L_1 + ML}{L + ML}$ in obigen Ausdruck für $\binom{W}{1}$ ein, und bezeichnet die Wirkungsgrösse, die bei dieser vortheilhaftesten Expansion durch jede Wärmeeinheit des in jeder Sekunde in dem Heizapparat verbrennenden Brennstoffes gewonnen wird, durch $\binom{\mathfrak{W}}{1}$, so erhält man:

$$\binom{\mathfrak{W}}{1} = \frac{\mathfrak{A}}{s\gamma_0}\,\frac{T_0 - T_1}{T_0 - \varDelta}\,\frac{\mu}{(\mu - 1)(t_1 - \varDelta_1)} \left\{ \begin{array}{l} (1 + \alpha t_1)\left[1 - \left(\dfrac{\frac{r}{p} + M}{1 + M}\right)^{\frac{\mu - 1}{\mu}}\right] \\ \\ \qquad - (1 + \alpha \mathfrak{T})\left[\left(\dfrac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu - 1}{\mu}} - 1\right] \end{array} \right\} \quad (30)$$

Auch diese Formeln (25), (26), (28), (30) stimmen mit den analogen unter Zugrundlegung des einfachen *Mariott'schen* Gesetzes gefundenen Formeln überein, wenn man μ gleich der Einheit oder unendlich wenig von der Einheit abweichend annimmt, denn es ist in diesem Falle

$$\text{limes.}\ \frac{\left[1 - \left(\dfrac{L_1 + ML}{L + ML}\right)^{\mu - 1}\right]}{\mu - 1} = + \text{lognat.}\ \frac{L + ML}{L_1 + ML}$$

$$\text{limes.}\ \frac{\left(\dfrac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu - 1}{\mu}} - 1}{\frac{\mu - 1}{\mu}} \ \ldots\ldots = + \text{lognat.}\ \frac{p}{\mathfrak{A}}$$

$$\text{limes.}\ \frac{1 - \left(\dfrac{\frac{r}{p} + M}{1 + M}\right)^{\frac{\mu - 1}{\mu}}}{\frac{\mu - 1}{\mu}} \ . = + \text{lognat.}\ \frac{1 + M}{\frac{r}{p} + M}$$

Für eine zu erbauende Maschine, die einen bestimmten Nutzeffekt hervorbringen soll, sind vorzugsweise die Grössen A a und q zu bestimmen.

Aus der Gleichung (26) findet man:

$$A = \frac{\dfrac{E_n}{V\,p}}{\left\{\begin{array}{c} +\dfrac{L_1}{L} + \dfrac{\dfrac{L_1}{L}+M}{\mu-1}\left[1-\left(\dfrac{L_1+M\,L}{L+M\,L}\right)^{\mu-1}\right] \\ \\ -\dfrac{r}{p} - \left(\dfrac{L_1}{L}+M\right)\dfrac{1+\alpha\mathfrak{T}}{1+\alpha t_1}\dfrac{\mu}{\mu-1}\left[\left(\dfrac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu-1}{\mu}}-1\right] \end{array}\right\}} \quad . \; . \; . \quad (31)$$

Aus der Gleichung (24) folgt ferner:

$$a = A\,\frac{L}{l}\,\frac{p}{\mathfrak{A}}\,\frac{\left(\dfrac{L_1}{L}+M\right)\dfrac{1+\alpha\mathfrak{T}}{1+\alpha t_1}}{1-m\left[\left(\dfrac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{1}{\mu}}-1\right]} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (32)$$

und dann hat man noch:

$$q = A\,V\left(\frac{L_1}{L}+M\right)\frac{p}{\mathfrak{A}}\,\frac{\gamma_0}{1+\alpha t_1} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (33)$$

Die Folgerungen, welche sich aus dieser nach dem potenzirten *Mariott'schen* Gesetze entwickelten Theorie ziehen lassen, stimmen im Wesentlichen mit jenen überein, die für das einfache *Mariott'sche* Gesetz gefunden und in der ersten Theorie ausgesprochen wurden. Denn die Resultate der zweiten Theorie unterscheiden sich von denen der ersten nur darin, dass gewisse Exponentialfunktionen statt der natürlichen Logarithmen eintreten, und die numerischen Werthe dieser beiden Funktionen weichen, wenigstens bei nicht zu starken Pressungen und nicht zu starken Expansionen nur wenig von einander ab. Es gelten also auch hier die Sätze: 1) dass es für die vortheilhafteste Verwendung des Brennstoffes ziemlich gleichgültig ist, ob die Luft stark oder schwach erhitzt wird; 2) dass eine starke Compression und eine dieser Compression entsprechende starke Expansion vortheilhaft ist; 3) dass eine starke Compression nothwendig ist, wenn die Dimensionen der Maschine nicht übermässig gross ausfallen sollen. Dann aber ergibt sich auch ganz unabhängig von dem Umstande, ob das einfache oder ob das potenzirte *Mariott'sche* Gesetz gilt, dass eine Maschine, die mit Regeneratoren versehen wird, unter sonst gleichen Umständen noch grössere Dimensionen erfordert, als eine Maschine ohne Regeneratoren; denn die Netze erschweren das Entweichen der Luft aus dem Treibcylinder, verstärken daher den Vorderdruck r um ein Ansehnliches, und dadurch fallen (wie z. B. die Gleichungen (31), (32) zeigten), die Werthe von A und a grösser aus. Diese nachtheilige Wirkung des Regenerators auf den Vorderdruck r könnte nur durch sehr starke Luftverdichtungen gemässiget werden, denn die Nutzleistungen der Maschine hängen wesentlich von dem Verhältniss $\frac{r}{p}$ ab, und da r mit dem Wachsen von p bei weitem nicht in dem Maase zunimmt als p, so folgt daraus, dass der schädliche Einfluss von r durch starke Compressionen sehr gemässigt werden könnte. So lange es also nicht gelingt, Kolbendichtungen zu erfinden, welche hohen Temperaturen und starken Spannungen zu widerstehen vermögen, wird es auch nicht möglich werden, die Dampfmaschinen durch calorische Maschinen mit Vortheil zu ersetzen.

Theorie des Regenerators.

Durch eine wahre Theorie des Regenerators müsste für jeden beliebigen Zeitaugenblick die in einem beliebigen Punkt desselben in der Luft herrschende Spannnung und die Temperaturen eines beliebigen Netzes und der dasselbe umgebenden Luft bestimmt werden. Würde diese Bestimmung gelingen, so könnte man dann leicht die Wärmeleistungen, so wie auch den Widerstand, welchen ein Regenerator dem Durchströmen der Luft entgegensetzt, berechnen, und dadurch würde man zu einer vollständigen Einsicht in der Gesammtwirkung dieser in der That sehr schönen Erfindung gelangen. Allein eine so vollständige Theorie des Regenerators ist, weil in demselben keine gleichförmigen Beharrungszustände eintreten, und weil die Widerstände und Erwärmungsverhältnisse wechselseitig wirken, mit unüberwindbaren Schwierigkeiten verbunden, es bleibt also nichts übrig, als entweder die Theorie dieses Apparates ganz zu unterlassen oder sich mit einer Annäherung zu begnügen. Das letztere ist wohl doch das kleinere Uebel, daher habe ich versucht, der Wahrheit so nahe als möglich zu kommen.

Es scheint, dass die erwärmende und erkältende Wirkung eines Regenerators den vortheilhaftesten Grad erreichen müsste, wenn die Luft sowohl beim Ein- und Ausströmen so lange in demselben