Der Maschinenbau

Redtenbacher, Ferdinand

Mannheim, 1863

Zehnter Abschnitt. Die neueren Maschinen zur Benutzung der motorischen Kraft der Wärme

urn:nbn:de:bsz:31-270981

ZEHNTER ABSCHNITT.

Die neueren Maschinen zur Benutzung der motorischen Kraft der Wärme.

Kritik der älteren Maschinen.

Die besten von den älteren Dampfmaschinen, welche wir im Vorhergehenden einlässlich studirt haben, erfordern in der Stunde für jede Pferdekraft Nutzleistung 2^{Klg} gute Steinkohlen. Diesem Brennstoffaufwand entspricht ein dynamisches Aequivalent von $2 \times 7000 \times 424 = 5936000^{Klgm}$. Die stündliche Nutzleistung einer Pferdekraft ist dagegen nur $3600 \times 75 = 270000^{Klgm}$. Diese letztere beträgt also nur $\frac{270000}{5936000} = \frac{1}{22}$ von der im Brennstoff enthaltenen Leistungsfähigkeit. Es wird also selbst durch diese besten Dampfmaschinen die Wärme der Brennstoffe im höchsten Grade unvollständig ausgenützt, obgleich diese Maschinen so exakt und vollkommen ausgeführt werden, dass in dieser Hinsicht eine Verbesserung kaum mehr denkbar ist. Die Ursache dieser ungünstigen Wärmebenutzung liegt also nicht in der Herstellung der Maschinen, sondern muss in dem Wärmebenutzungsprinzip gesucht werden, und lässt sich in der That leicht ausfindig machen. Zunächst ist die Dampferzeugung mit einer sehr grossen Wärmeverschwendung verbunden, indem diejenige Wärme, welche zur Aenderung des Aggregatzustandes des Wassers erforderlich ist, rein verloren geht, sodann wird bei diesen älteren Maschinen der Dampf, nachdem er gegen den Kolben gewirkt hat, in einem Zustand entlassen oder vernichtet, in dem er noch sehr viel Wärme enthält und Spannkraft besitzt. Dazu kommt noch, dass die Verbrennungsgase der

Kesselfeuerungen mit einer Temperatur von circa 200° in das Kamin entweichen. Fasst man dies Alles zusammen, so wird es begreiflich, dass mit diesen vortrefflich ausgeführten Maschinen nur der 22ste Theil der im Brennstoff enthaltenen Wärme nutzbringend gemacht wird; zugleich erhalten wir aber durch diese Kritik der älteren Maschinen Winke, die zu Verbesserungen führen könnten; wir wollen daher diese Spuren zu verfolgen suchen.

Maschinen mit überhitztem Dampf.

Ein Kubikmeter voll Flüssigkeit einer bestimmten Art ist in rein mechanistischer Hinsicht so viel werth, als ein Kubikmeter Flüssigkeit einer andern Art, vorausgesetzt, dass beide Flüssigkeiten gleich grosse Spannkraft haben. Bilden wir zuerst einen Kubikmeter Kesseldampf von nur einer Atmosphäre Spannkraft, schliessen diesen Dampf in ein besonderes Gefäss ein und erhitzen denselben bis eine Spannkraft von n Atmosphären eintritt, so erhalten wir *Einen* Kubikmeter überhitzten Dampf von n Atmosphären Spannkraft, der eine eben so grosse mechanistische Wirkung hervorzubringen vermag, als Ein Kubikmeter Kesseldampf, dessen Bildung aber weniger Wärme erfordert, als die Bildung des Kesseldampfes. Dies wollen wir zunächst nachweisen.

Ein Kubikmeter Kesseldampf von einer Atmosphäre Spannkraft wiegt nahe $0{\cdot}6^{\text{Klg}}$ und erfordert (nach der Watt'schen Regel) zu seiner Bildung aus Wasser von 0° Temperatur $650 \times 0{\cdot}6 = 390$ Wärmeeinheiten. Um diesen Kubikmeter Kesseldampf von einer Atmosphäre Spannkraft, also von 100° Temperatur in überhitzten Dampf von n Atmosphären zu verwandeln, muss er auf eine Temperatur t gebracht werden, die durch folgenden Ausdruck bestimmt wird:

$$1 + \alpha\, t = n\,(1 + 100\,\alpha)$$

demnach:

$$t = 100\, n + \frac{n-1}{\alpha}$$

oder es muss eine Temperaturerhöhung von

$$t - 100 = (n-1)\left(100 + \frac{1}{\alpha}\right)$$

hervorgebracht werden. Da dieser Kubikmeter Dampf noch immer $0{\cdot}6^{\text{Klg}}$ wiegt und die spezifische Wärme des Wasserdampfes 0·475 ist, so beträgt die zur Temperaturerhöhung erforderliche Wärmemenge $0{\cdot}6 \times 0{\cdot}475 \times (n - 1) \left(100 + \frac{1}{\alpha}\right)$ Wärmeeinheiten, wobei $\alpha = 0{\cdot}00367$, also $\frac{1}{\alpha} = 273$. Die totale Wärmemenge zur Erzeugung von 1^{Kbm} überhitztem Dampf von n Atmosphären Spannkraft ist demnach: $390 + 106\,n$ Wärmeeinheiten.

Ein Kubikmeter Kesseldampf von n Atmosphären Spannkraft wiegt: $0{\cdot}1427 + 0{\cdot}0000473 \times 10330 \times n = 0{\cdot}1427 + 0{\cdot}4886\,n$ und erfordert nach der Watt'schen Regel eine Wärmemenge von $650\,(0{\cdot}1427 + 0{\cdot}4886\,n) = 92{\cdot}8 + 318\,n$ Wärmeeinheiten. Das Verhältniss der Wärmemenge für $\frac{1^{Kbm} \text{ überhitzten Dampf}}{1^{Kbm} \text{ Kesseldampf}}$ ist demnach:

$$\frac{390 + 106\,n}{92{\cdot}8 + 318\,n}$$

Für n =	2	3	4
wird dieses Verhältniss	0·87	0·70	0·60

Die Anwendung des überhitzten Dampfes verspricht also vom theoretischen Standpunkt aus einige Vortheile. Allein die Realisirung dieses Gedankens dürfte schwerlich in befriedigender Weise gelingen. Der Apparat zur Erzeugung des überhitzten Dampfes ist viel komplizirter, als der eines gewöhnlichen Dampfkessels, verspricht wenig Raum und die Dampfmaschine mit der Benutzung des überhitzten Dampfes wird wegen der hohen Temperatur desselben auch viele praktische Schwierigkeiten verursachen, est ist also wenig Aussicht vorhanden, dass durch die Anwendung von überhitztem Dampf erhebliche praktische Vortheile erzielt werden können.

Schwefelätherdampfmaschine.

Der Schwefeläther ist eine sehr leicht verdampfbare, aber äusserst flüchtige und leicht entzündbare, tropfbare Flüssigkeit. Die Verdampfungswärme ist nur 168 Wärmeeinheiten, seine Siedetemperatur + 36°. Da nun die Anwendung des Wasserdampfes vorzugsweise wegen seiner grossen Verdampfungswärme nachtheilig ist, so unterliegt es keinem Zweifel, dass (abgesehen vom Ankaufspreis) der Schwefeläther als eine vielversprechende Substanz erscheint. Derlei Schwefeläthermaschinen sind in neuerer Zeit von einem französischen Ingenieur *Du Tremblay* in ganz grossem Maassstabe für Fabriken und für Dampfschiffe erbaut worden.

Die Skizze Tafel XXIX., Fig. 5 gibt ein Bild einer solchen mit einer gewöhnlichen Wasserdampfmaschine kombinirten Aetherma-schine. Da die Verdampfung des Schwefeläthers durch Verbrennungsgase im höchsten Grade feuergefährlich ist, wendet Du Tremblay zu diesem Behufe Wasserdampf an, wodurch aber die Einrichtung sehr komplizirt wird.

Fig. 5. a ist ein gewöhnlicher Wasserdampfkessel, b eine ganz gewöhnlich eingerichtete Wasserdampf-Expansionsmaschine, c ein Generator, welcher flüssigen Schwefeläther enthält, der durch den aus b entweichenden Wasserdampf zum Verdampfen gebracht wird. Dieser Generator ist ähnlich wie ein Hall'scher Condensator eingerichtet, enthält also eine sehr grosse Anzahl von engen dünnwandigen Kupferröhren, die von flüssigem Schwefeläther umgeben sind und von Wasserdampf durchströmt werden, dadurch wird der Schwefeläther verdampft, der Wasserdampf dagegen condensirt. Das durch die Condensation entstehende Wasser wird durch eine kleine von der Schwungradswelle aus getriebene Pumpe d in den Kessel a zurückgetrieben. Der Schwefelätherdampf geht dagegen in die Maschine e über, die wie eine Wasserdampf-Expansionsmaschine eingerichtet ist. Aus der Maschine e entweicht der Schwefelätherdampf in einen Röhrencondensator *f*, wird durch Abkühlung der Wände vermittelst kalten Wassers condensirt und durch eine kleine Pumpe g in den Generator zurückgebracht. Eine Pumpe h liefert das Condensationswasser für die Condensation des Schwefeläthers in *f*. Abgesehen von den Flüssigkeitsverlusten, die durch unvollkommene Dichtungen entstehen, wird die Maschine nur einmal mit Wasser und mit Schwefeläther versehen, und während des Ganges der Maschine cirkuliren diese Flüssigkeiten bald in tropfbarer, bald in ausdehnsamer Form in der Maschine umher.

Ungeachtet aller Sorgfalt, die auf die Einrichtung der Dichtungen verwendet wurde, gelang es doch nicht, die Verschlüsse dauernd so vollkommen herzustellen, dass keine merklichen Entweichungen von Schwefelätherdampf statt gefunden hätten. Die Maschine blieb feuergefährlich und der Betrieb wird durch die Verluste an Aether kostspielig, so wie auch wegen ihrer komplizirten Zusammensetzung krafterschöpfend. Das Unternehmen scheiterte und wird wohl nicht mehr eine Wiederholung finden.

Die Luftexpansionsmaschine des Verfassers.

Ein Kubikmeter atmosphärische Luft von n Atmosphären Spannkraft hat den gleichen motorischen Werth, wie ein Kubikmeter Wasserdampf von der gleichen Spannkraft. Allein die Lufterzeugung erfordert weniger Kraft und Wärme als die Dampferzeugung, indem bei ersterer eine Aenderung eines Aggregatzustandes nicht vorkommt. Hierauf gründet sich die von dem Verfasser erdachte Luftexpansionsmaschine, die im Wesentlichen folgende Einrichtung erhalten hat.

Tafel XXIX., Fig. 6. a ist eine Luftcompressionsmaschine, deren Einrichtung im Wesentlichen mit jener eines Cylindergebläses übereinstimmt, b ein Calorifer (nach dem Gegenstromprinzip eingerichtet), c die Luftexpansionsmaschine mit Ventilsteuerung. Dieselbe ist wie eine gewöhnliche Wasserdampfexpansionsmaschine angeordnet. Die beiden Maschinen stehen mit einer Welle d in Verbindung, die mit zwei unter rechtem Winkel gegen einander gestellte Kurbeln und mit einem Schwungrad nebst Transmissionsrad versehen ist. Die Luftpumpe a saugt bei α reine kalte atmosphärische Luft ein, comprimirt dieselbe, treibt die kalte comprimirte Luft durch den Calorifer b, wobei die Luft erhitzt und ohne Aenderung der Spannkraft ausgedehnt wird, um zuletzt die Luftexpansionsmaschine c zu treiben und schliesslich aus derselben bei β zu entweichen. Die Luftpumpe erschöpft Kraft, die Maschine c wirkt motorisch. Die Nutzleistung der Maschine wird durch die Differenz zwischen der Kraftproduktion von c und der Kraftkonsumtion von a bestimmt.

Im Beharrungszustand der Bewegung der Maschine wird bei jeder Umdrehung der Schwungradswelle dem Gewicht nach eben so viel Luft in den Calorifer getrieben, als in der gleichen Zeit durch den Arbeitscylinder c aus dem Calorifer entfernt wird. Im Beharrungszustand der Bewegung tritt also in dem Calorifer keine Aenderung der Spannkraft ein. Im Beharrungszustand der Bewegung muss im Calorifer eine Spannkraft eintreten, die im Stande ist, den gesammten Widerständen, welche der Bewegung der Maschine entgegenwirken, das Gleichgewicht zu halten. Diese Spannkraft ist demnach unabhängig von der Grösse des Heizapparates, von der Brennstoffmenge, die im Calorifer verbrannt wird und von der Geschwindigkeit der Maschine. Die mittlere Geschwindigkeit der Bewegung (Anzahl der Schwungradsumdrehungen in einer

Minute) richtet sich dagegen nicht nur nach dem mittleren Widerstand, sondern auch nach der Grösse der Heizfläche des Calorifers und nach der Brennstoffmenge, die in jeder Sekunde oder Stunde auf dem Rost des Calorifers verbrannt wird.

Effektberechnung der Maschine. Bei der folgenden Berechnung der Maschine setzen wir voraus: 1) dass ein Beharrungszustand vorhanden sei, 2) dass keine schädlichen Räume vorkommen, 3) dass die eigenen Reibungswiderstände der Maschine vernachlässigt werden dürfen, 4) dass die Spannungs- und Temperaturänderungen der Luft in dem ganzen Apparat nicht nach dem einfachen Mariott'schen Gesetz, sondern nach dem Seite 262 erklärten potenzirten Mariott'schen Gesetz statt finden.

Nennen wir:

F die Heizfläche des Calorifers,

$\mathfrak{C}_1 = 0{\cdot}2377$ die Wärmekapazität der atmosphärischen Luft bei constantem Druck,

$\mathfrak{C} = 0{\cdot}1686$ die Wärmekapazität der atmosphärischen Luft bei constantem Volumen,

$k = \frac{1}{253}$ den Wärmeübergangscoeffizienten auf die Zeitsekunde bezogen,

q die Luftmenge in Kilogrammen, welche in jeder Sekunde in den Calorifer getrieben wird,

Q die Luftmenge in Kilogrammen der Verbrennungsgase pro 1″,

A a die Querschnitte des Treibkolbens und des Pumpenkolbens,

L l die Kolbenschübe dieser beiden Kolben,

L_1 den Weg, den der Treibkolben zurücklegt, bis die Absperrung eintritt,

γ_0 das Gewicht von 1^{Kbm} atmosphärischer Luft bei 0° Temperatur und unter dem Druck der Atmosphäre,

R den auf einen Quadratmeter des Arbeitskolbens reduzirten Widerstand, welchen die zu betreibenden Arbeitsmaschinen verursachen,

$\mathfrak{A}$ den Druck der Atmosphäre auf einen Quadratmeter,

p die Spannkraft der Luft im Calorifer,

T_0 die Temperatur der Verbrennungsgase unmittelbar über dem Rost,

T_1 die Temperatur, mit welcher die Verbrennungsgase die Heizfläche des Calorifers verlassen und nach dem Kamin strömen,

t_0 die Temperatur, mit welcher die komprimirte Luft in den Calorifer eintritt,

t_1 die Temperatur, mit welcher die Luft den Calorifer verlässt und in den Treibcylinder c eintritt,

t die Temperatur der äussern atmosphärischen Luft,

$\mathfrak{H}$ die Heizkraft des Brennstoffs oder vielmehr die Wärmemenge, welche durch die Verbrennung von einem Kilogramm Brennstoff entwickelt wird,

$e = 2{\cdot}718$ die Basis der natürlichen Logarithmen,

B die Brennstoffmenge in Kilogrammen, welche in jeder Sekunde in dem Calorifer verbrannt wird.

Das potenzirte Mariott'sche Gesetz lautet, wie folgt: Wenn eine Luftmasse aus einem Zustand, in welchem ihre Dichte ϱ_0, ihre Temperatur Θ_0 und ihre Spannkraft s_0 ist, ohne Aenderung ihres Wärmegehaltes in eine andere Dichte ϱ_1 übergeht, so tritt eine Spannkraft s_1 und Temperatur Θ_1 ein und man hat:

$$s_1 = s_0 \left(\frac{\varrho_1}{\varrho_0}\right)^{\mu} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

$$\Theta_1 = (272{\cdot}5 + \Theta_0)\left(\frac{\varrho_1}{\varrho_0}\right)^{\mu - 1} - 272{\cdot}5 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

$$\mu = 1{\cdot}421 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

Dabei bedeutet μ das Verhältniss der beiden Wärmekapazitäten der Luft. Die Richtigkeit dieses potenzirten Mariott'schen Gesetzes haben wir Seite 261 nachgewiesen.

Wenn der Kolben der Luftpumpe einen Schub zu machen beginnt, herrscht hinter dem Kolben wie vor dem Kolben ein Druck $\mathfrak{A}$. Hat der Kolben einen Weg x zurückgelegt, so ist der Druck hinter dem Kolben gleich $\mathfrak{A}$, vor dem Kolben dagegen (wegen des potenzirten Mariott'schen Gesetzes) ein gewisser Druck y, der durch folgenden Ausdruck bestimmt wird:

$$y = \mathfrak{A}\left(\frac{1}{1-x}\right)^{\mu} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

Dieser Werth von y drückt die vor dem Kolben herrschende Spannung aus, bis das Druckventil sich öffnet, was in dem Augenblick geschieht, wenn y gleich p (gleich der Spannung im Calorifer) geworden ist. Nennt man ξ den Weg, den bis dahin der Kolben zurückgelegt hat, so ist:

$$p = \mathfrak{A}\left(\frac{1}{1-\xi}\right)^{\mu}, \quad \xi = 1 - 1\left(\frac{\mathfrak{A}}{p}\right)^{\frac{1}{\mu}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

Es ist ferner: $\int_0^\xi a\, y\, dx$ die Wirkung, welche der Compression entspricht, $a\, p\, (1 - \xi)$ die Gegenwirkung vor dem Kolben während des Theils $1 - \xi$ der Schublänge, während das Druckventil geöffnet ist. $a\, l\, \mathfrak{A}$ die Wirkung, welche der hinter dem Kolben während des ganzen Schubes wirkende Druck $\mathfrak{A}$ entwickelt. Nennt man w_2 die Wirkung, welche der Compression entspricht, w_1 die totale Wirkung, welche ein Schub erfordert, so findet man:

$$w_2 = \int_0^\xi a\, y\, dx, \quad w_1 = \int_0^\xi a\, y\, dx + a\, p\, (1 - \xi) - a\, l\, \mathfrak{A}$$

Setzt man für y den Werth (4) und für ξ den Werth (5), so findet man:

$$w_2 = \frac{a\, l\, \mathfrak{A}}{\mu - 1}\left[\left(\frac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu - 1}{\mu}} - 1\right] \quad \ldots \ldots \quad (6)$$

$$w_1 = a\, l\, \mathfrak{A}\, \frac{\mu}{\mu - 1}\left[\left(\frac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu - 1}{\mu}} - 1\right] \quad \ldots \quad (7)$$

Diese Wirkungen können auch in anderer Weise ausgedrückt werden. Es ist vermöge (2):

$$\frac{1 + \alpha\, t_0}{1 + \alpha\, t} = \left(\frac{1}{1 - \xi}\right)^{\mu - 1} \quad \ldots \ldots \quad (8)$$

oder wegen (5):

$$\frac{1 + \alpha\, t_0}{1 + \alpha\, t} = \left(\frac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu - 1}{\mu}} \quad \ldots \ldots \quad (9)$$

demnach

$$\left(\frac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu - 1}{\mu}} - 1 = \frac{1 + \alpha\, t_0}{1 + \alpha\, t} - 1 = \frac{\alpha\, (t_0 - t)}{1 + \alpha\, t}$$

daher wird:

$$w_2 = a\, l\, \frac{\mathfrak{A}}{\mu - 1}\, \frac{\alpha\, (t_0 - t)}{1 + \alpha\, t} = \frac{a\, l\, \gamma_0}{1 + \alpha\, t_0}\, \frac{\mathfrak{A}\, \alpha\, \mathfrak{C}}{\gamma_0\, (\mathfrak{C}_1 - \mathfrak{C})}\, (t_0 - t)$$

wobei $\mu = \frac{\mathfrak{C}_1}{\mathfrak{C}}$ das Verhältniss der beiden Wärmekapazitäten $\mathfrak{C}_1$ und $\mathfrak{C}$ für Luft bedeutet und γ_0 das Gewicht von einem Kubikmeter Luft bei 0° Temperatur und unter dem Druck der Atmosphäre.

Nun ist: $\frac{a\, l\, \gamma_0}{1 + \alpha\, t} = G$ das Gewicht der atmosphärischen Luft einer Cylinderfüllung, $\frac{\mathfrak{A}\,\alpha}{\gamma_0\,(\mathfrak{C}_1 - \mathfrak{C})} = \mathfrak{f}$ der motorische Werth einer Wärmeeinheit (das mechanische Wärmeäquivalent), demnach wird:

$$w_2 = G\,\mathfrak{f}\,\mathfrak{C}\,(t_0 - t) \quad \ldots \ldots \ldots \quad (10)$$

und eben so wird:

$$w_1 = G\,\mathfrak{f}\,\mathfrak{C}_1\,(t_0 - t) \quad \ldots \ldots \ldots \quad (11)$$

die Wirkungsgrösse, welche zur Bewältigung eines Kolbenschubes nothwendig ist. Diese Gleichungen hätten wir gleich an die Spitze stellen und daraus (6) und (7) herleiten können. Hieraus sieht man aber auch, dass die Wirkung w_2, welche der Compression entspricht, nicht verloren geht, denn durch die Compression geht die Luft von der Temperatur t in t_0 über und dieser Temperaturerhöhung entspricht eine Wirkungsgrösse, die genau gleich w_2 (Gleichung 10) ist.

Nimmt man in den Ausdrücken statt G die Luftmengen, welche in jeder Sekunde komprimirt werden, so sind auch w_2 und w_1 die auf eine Sekunde bezogenen Wirkungsgrössen oder Effekte.

Die Wärmemenge, welche in die Heizröhren des Calorifers eindringen muss, damit die Luft ohne Aenderung ihrer Spannkraft von der Temperatur t_0 bis zu t_1 gebracht wird, ist: $G\,\mathfrak{C}_1\,(t_1 - t_0)$. Der motorische Werth dieser Wärmemenge ist:

$$\mathfrak{f}\,G\,\mathfrak{C}_1\,(t_1 - t_0) \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (12)$$

Die Wirkung, welche der Arbeitskolben bei einem ganzen Schub produzirt, ist:

$$W_1 = \int_{L_1}^{L} y\,A\,dx + A\,p\,L_1 - A\,\mathfrak{A}\,L$$

dabei ist: $y = p\left(\frac{L_1}{x}\right)^{\mu}$

Verrichtet man die Integration, so findet man:

$$W_1 = A\,L\,p\left[\frac{L_1}{L} + \frac{L_1}{L}\,\frac{1 - \left(\frac{L_1}{L}\right)^{\mu - 1}}{\mu - 1} - \frac{\mathfrak{A}}{p}\right] \quad . \; . \quad (13)$$

Nennen wir endlich $\mathfrak{W}_1$ die reine nützliche Wirkung, welche wir durch jede Wärmeeinheit des Brennstoffs gewinnen, so erhalten wir:

$$\mathfrak{W}_1 = \frac{W_1 - w_1}{G\,\mathfrak{C}_1\,(t_1 - t_0)} = \frac{1}{G\,\mathfrak{C}_1\,(t_1 - t_0)} \left\{ \begin{array}{l} A\,L\,p \left[\frac{L_1}{L} + \frac{L_1}{L} \frac{1 - \left(\frac{L_1}{L}\right)^{\mu - 1}}{\mu - 1} - \frac{\mathfrak{A}}{p} \right] \\ - a\,l\,\mathfrak{A}\,\frac{\mu}{\mu - 1} \left[\left(\frac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu - 1}{\mu}} - 1 \right] \end{array} \right\} \quad (14)$$

Allein $a\,l\,\frac{\gamma_0}{1 + \alpha\,t}$ ist das Gewicht q_1 einer Füllung des Pumpencylinders, $A\,L_1\,\frac{p}{\mathfrak{A}}\,\frac{\gamma_0}{1 + \alpha\,t_1}$ das Gewicht der Luftmenge, die bis zur Absperrung in den Arbeitscylinder eintritt. Da diese Gewichte gleich sind, so hat man:

$$\frac{a\,l\,\gamma_0}{1 + \alpha\,t} = A\,L_1\,\frac{p}{\mathfrak{A}}\,\frac{\gamma_0}{1 + \alpha\,t_1} = q_1 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (15)$$

Hieraus folgt:

$$A\,L\,p = \mathfrak{A}\,q_1\,\frac{L}{L_1}\,\frac{1 + \alpha\,t_1}{\gamma_0}, \quad a\,l\,\mathfrak{A} = \mathfrak{A}\,q_1\,\frac{1 + \alpha\,t}{\gamma_0}$$

Führt man diese Werthe in (14) ein, so erhält man:

$$\mathfrak{W}_1 = \frac{\mathfrak{A}}{\gamma_0\,\mathfrak{C}_1\,(t_1 - t_0)} \times$$

$$\left\{ (1 + \alpha\,t_1) \left[1 + \frac{1 - \left(\frac{L_1}{L}\right)^{\mu - 1}}{\mu - 1} - \frac{L}{L_1}\,\frac{\mathfrak{A}}{p} \right] - (1 + \alpha\,t)\,\frac{\mu}{\mu - 1} \left[\left(\frac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu - 1}{\mu}} - 1 \right] \right\} \quad (16)$$

Die reine Nutzwirkung, welche einem Kolbenschub entspricht, ist $W_1 - w_1$. Dividirt man diese durch die Zeit $\frac{L}{V}$ eines Schubes, so erhält man den reinen Nutzeffekt. Es ist demnach:

$$E_n = \frac{W_1 - w_1}{\frac{L}{V}} = \frac{V\,(W_1 - w_1)}{L}$$

Setzt man für W_1 und w_1 ihre Werthe, so wird:

$$E_n = A\,p\,V \left\{ \begin{array}{l} \frac{L_1}{L} + \frac{L_1}{L} \frac{1 - \left(\frac{L_1}{L}\right)^{\mu - 1}}{\mu - 1} - \frac{\mathfrak{A}}{p} \\ - \frac{a\,l\,\mathfrak{A}}{A\,L\,p}\,\frac{\mu}{\mu - 1} \left[\left(\frac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu - 1}{\mu}} - 1 \right] \end{array} \right\}$$

oder wegen (15):

$$\mathrm{E_n} = \mathrm{A\,V\,p} \left\{ \begin{array}{l} \dfrac{\mathrm{L_1}}{\mathrm{L}} + \dfrac{\mathrm{L_1}}{\mathrm{L}} \dfrac{1 - \left(\dfrac{\mathrm{L_1}}{\mathrm{L}}\right)^{\mu - 1}}{\mu - 1} - \dfrac{\mathfrak{A}}{\mathrm{p}} \\ - \dfrac{\mathrm{L_1}}{\mathrm{L}} \dfrac{1 + \alpha\,\mathrm{t}}{1 + \alpha\,\mathrm{t_1}} \dfrac{\mu}{\mu - 1} \left[\left(\dfrac{\mathrm{p}}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu - 1}{\mu}} - 1 \right] \end{array} \right\} \quad . \; . \; (17)$$

Vermöge der Bedeutung des Zeichens R ist auch $\mathrm{E_n} = \mathrm{R\,A\,V}$, demnach:

$$\mathrm{R} = \mathrm{p} \left\{ \begin{array}{l} \dfrac{\mathrm{L_1}}{\mathrm{L}} - \dfrac{\mathrm{L_1}}{\mathrm{L}} \dfrac{1 - \left(\dfrac{\mathrm{L_1}}{\mathrm{L}}\right)^{\mu - 1}}{\mu - 1} - \dfrac{\mathfrak{A}}{\mathrm{p}} \\ - \dfrac{\mathrm{L_1}}{\mathrm{L}} \dfrac{1 + \alpha\,\mathrm{t}}{1 + \alpha\,\mathrm{t_1}} \dfrac{\mu}{\mu - 1} \left[\left(\dfrac{\mathrm{p}}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu - 1}{\mu}} - 1 \right] \end{array} \right\} \quad . \; . \; . \; (18)$$

Dieser Ausdruck bestimmt also den mittleren Werth R des nützlichen Widerstandes oder wenn R gegeben wäre, die Spannung p der Luft im Calorifer.

Wenn es sich um eine neu zu erbauende Maschine handelt, ist als gegeben anzusehen $\mathrm{E_n}$, p, V u. s. f., zu suchen A, a, F.

Aus (17) folgt:

$$\mathrm{A} = \frac{\dfrac{\mathrm{E_n}}{\mathrm{V\,p}}}{\left\{ \begin{array}{l} \dfrac{\mathrm{L_1}}{\mathrm{L}} + \dfrac{\mathrm{L_1}}{\mathrm{L}} \dfrac{1 - \left(\dfrac{\mathrm{L_1}}{\mathrm{L}}\right)^{\mu - 1}}{\mu - 1} - \dfrac{\mathfrak{A}}{\mathrm{p}} \\ - \dfrac{\mathrm{L_1}}{\mathrm{L}} \dfrac{1 + \alpha\,\mathrm{t}}{1 + \alpha\,\mathrm{t_1}} \dfrac{\mu}{\mu - 1} \left[\left(\dfrac{\mathrm{p}}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu - 1}{\mu}} - 1 \right] \end{array} \right\}} \quad . \; . \; . \; (19)$$

Aus (15) ergibt sich dann ferner

$$\mathrm{a} = \mathrm{A} \frac{\mathrm{p}}{\mathfrak{A}} \frac{1 + \alpha\,\mathrm{t}}{1 + \alpha\,\mathrm{t_1}} \left(\frac{\mathrm{L_1}}{\mathrm{L}}\right) \frac{\mathrm{L}}{\mathrm{l}} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; (20)$$

$$\mathrm{q} = \frac{\mathrm{a\,v}\,\gamma_0}{1 + \alpha\,\mathrm{t}} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; (21)$$

wobei q die in jeder Sekunde zu erwärmende Luftmenge bedeutet, v die Geschwindigkeit des Pumpenkolbens in einer Sekunde. Zur

Bestimmung der Heizfläche des Calorifers hat man, vorausgesetzt dass derselbe als Gegenstromapparat angeordnet wird,

$$F_g = \frac{1}{k} \frac{\operatorname{lognat} \dfrac{T_0 - t_1}{T_1 - t_0}}{\dfrac{1}{Q\,S} - \dfrac{1}{q\,s}} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (22)$$

$$Q\,S = q\,s \frac{t_1 - t_0}{T_0 - T_1} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (23)$$

Die verschiedenen Temperaturzustände der Luft werden durch Gleichung (2) bestimmt.

Es ist:

$$t_0 = \left(t + \frac{1}{\alpha}\right)\left(\frac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\mu - 1} - \frac{1}{\alpha} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (24)$$

Den Temperaturunterschied $t_1 - t_0$ hat man durch die Anlage des Calorifers ganz in seiner Macht. Wenn man die Heizfläche gross genug nimmt und hinreichend Brennstoff verbrennt, kann man eine beliebige Luftmenge beliebig erhitzen.

Für die Temperatur $\mathfrak{T}$, die am Ende der Expansion vorhanden ist, hat man:

$$\mathfrak{T} = \left(t_1 + \frac{1}{\alpha}\right)\left(\frac{L_1}{L}\right)^{\mu - 1} - \frac{1}{\alpha} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (25)$$

Nennt man endlich p_1 die Spannung am Ende der Expansion, so ist wegen (1):

$$p_1 = p\left(\frac{L_1}{L}\right)^{\mu} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (26)$$

Maximalverhältnisse. Die Lufterhitzung $t_1 - t_0$ und die Expansion $\left(\frac{L_1}{L}\right)$ sind von einander ganz unabhängig. Wir wollen die vortheilhaftesten Werthe dieser Grössen zu bestimmen suchen.

Die vortheilhafteste Expansion ist offenbar diejenige, bei welcher die Spannkraft der Luft hinter dem Treibkolben am Ende der Expansion glei $\mathfrak{A}$ wird, d. h. wenn $p_1 = \mathfrak{A}$ gesetzt wird. Dann ist aber vermöge (26)

$$\frac{\mathfrak{A}}{p} = \left(\frac{L_1}{L}\right)^{\mu} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (27)$$

und:

$$\left(\frac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu - 1}{\mu}} = \left(\frac{L}{L_1}\right)^{\mu - 1}$$

Der Ausdruck (17) wird demnach:

$$E_n = A\,V\,p \left\{ \begin{array}{l} \frac{L_1}{L} + \frac{L_1}{L} \frac{1 - \left(\frac{L_1}{L}\right)^{\mu - 1}}{\mu - 1} - \left(\frac{L_1}{L}\right)^{\mu} \\ - \frac{L_1}{L} \frac{1 + \alpha t}{1 + \alpha t_1} \frac{\mu}{\mu - 1} \left[\left(\frac{L}{L_1}\right)^{\mu - 1} - 1 \right] \end{array} \right\}$$

oder

$$E_n = A\,V\,p\, \frac{L_1}{L} \frac{\mu}{\mu - 1} \left\{ 1 - \left(\frac{L_1}{L}\right)^{\mu - 1} - \frac{1 + \alpha t}{1 + \alpha t_1} \left[\left(\frac{L}{L_1}\right)^{\mu - 1} - 1 \right] \right\} \quad . \quad (28)$$

Wegen (25) ist aber:

$$\left(\frac{L_1}{L}\right)^{\mu - 1} = \frac{1 + \alpha \mathfrak{T}}{1 + \alpha t_1} \text{ und } \left(\frac{L}{L_1}\right)^{\mu - 1} = \frac{1 + \alpha t_1}{1 + \alpha \mathfrak{T}}$$

ferner:

$$p\, \frac{L_1}{L} = \mathfrak{A} \frac{p}{\mathfrak{A}} \frac{L_1}{L} = \mathfrak{A} \left(\frac{L}{L_1}\right)^{\mu} \frac{L_1}{L} = \mathfrak{A} \left(\frac{L}{L_1}\right)^{\mu - 1} = \mathfrak{A} \frac{1 + \alpha t_1}{1 + \alpha \mathfrak{T}}$$

Demnach erhält man:

$$E_n = A\,V\,\mathfrak{A} \frac{\mu}{\mu - 1} \frac{1 + \alpha t_1}{1 + \alpha \mathfrak{T}} \left[1 - \frac{1 + \alpha \mathfrak{T}}{1 + \alpha t_1} - \frac{1 + \alpha t}{1 + \alpha t_1} \left(\frac{1 + \alpha t_1}{1 + \alpha \mathfrak{T}} - 1 \right) \right]$$

oder endlich:

$$E_n = A\,V\,\mathfrak{A} \frac{\mu}{\mu - 1} \frac{\alpha^2}{(1 + \alpha \mathfrak{T})^2} (t_1 - \mathfrak{T}) (\mathfrak{T} - t) \quad . \quad . \quad . \quad (29)$$

Auch findet man:

$$\mathfrak{W}_1 = \frac{\mathfrak{A}\, \alpha^2}{\gamma_0\, (\mathfrak{G}_1 - \mathfrak{G})} \frac{(t_1 - \mathfrak{T})(\mathfrak{T} - t)}{(1 + \alpha \mathfrak{T})^2 (t_1 - t_0)} \quad . \quad . \quad . \quad (30)$$

Numerische Rechnungen. Um die Leistungen der calorischen Maschine beurtheilen zu können, wollen wir einige numerische Rechnungen durchführen:

Für $\frac{L_1}{L}$	=	0·5	0·6	0·7	0·8
wird $\frac{1 - \left(\frac{L_1}{L}\right)^{\mu - 1}}{\mu - 1}$	=	0·603	0·461	0·330	0·213
$\frac{L_1}{L} + \frac{L_1}{L} \frac{1 - \left(\frac{L_1}{L}\right)^{\mu - 1}}{\mu - 1}$	=	0·803	0·877	0·931	0·970

$$\frac{\mathfrak{A}}{p} = \left(\frac{L_1}{L}\right)^{\mu} = 0{\cdot}374 \quad 0{\cdot}506 \quad 0{\cdot}602 \quad 0{\cdot}728$$

$$\frac{\left(\frac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu-1}{\mu}} - 1}{\frac{\mu-1}{\mu}} = 1{\cdot}14 \quad 0{\cdot}71 \quad 0{\cdot}54 \quad 0{\cdot}41$$

$$\frac{p}{\mathfrak{A}} = 2{\cdot}67 \quad 1{\cdot}97 \quad 1{\cdot}66 \quad 1{\cdot}37$$

Obige Werthe von $\frac{L_1}{L}$ sind die vortheilhaftesten Expansionen, die den Werthen von $\frac{p}{\mathfrak{A}}$ entsprechen. Setzt man $t = 10^0$, so findet man wegen $t_0 = \left(t + \frac{1}{\alpha}\right)\left(\frac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu-1}{\mu}} - \frac{1}{\alpha}$:

$$t_0 = 106 \quad 66 \quad 56 \quad 45$$

Nimmt man an, dass die Luft auf 300⁰ erhitzt wird, dass also $t_1 = 300^0$ ist, so findet man vermittelst (16):

$$\mathfrak{W}_1 = 158 \quad 80 \quad 60 \quad 31 \text{ Kilogrammmeter.}$$

Der motorische Werth einer Wärmeeinheit ist aber $f = 424$, demnach:

$$\frac{\mathfrak{W}_1}{f} = \frac{1}{2{\cdot}7} \quad \frac{1}{5{\cdot}5} \quad \frac{1}{7} \quad \frac{1}{13}$$

Vermittelst der calorischen Maschine wird also $\frac{1}{3}$ bis $\frac{1}{13}$ von der Wärme des Brennstoffs benützt, was also günstig ist; allein diese Rechnungen sind unter Voraussetzungen durchgeführt, die niemals realisirt werden können. Es ist der eigene Reibungswiderstand der Maschine und sind alle Wärmeverluste vernachlässiget; die praktisch erzielbaren Resultate müssen daher beträchtlich ungünstiger ausfallen, als diese Berechnungen zeigen.

Allein selbst dann, wenn man annimmt, dass das praktisch Erreichbare nur halb so günstig ist als die Rechnungen angeben, so erscheint doch diese Luftexpansionsmaschine noch günstiger als die Dampfmaschine, und dies hat auch die Erfahrung gezeigt, denn selbst die kleinen *Ericson*'schen Maschinen, die nur schwach expandiren und sehr unvollkommene Erhitzungsapparate haben, konsumiren pro 1 Pferdekraft und pro 1 Stunde nicht mehr als 4^{Klg} Koks, also nicht mehr als die kleinen Dampfmaschinen.

Dass das Prinzip der Luftexpansionsmaschine gut ist, unterliegt gar keinem Zweifel, allein die praktische solide Realisirung desselben ist bis jetzt noch nicht gelungen. Die Heizapparate gehen rasch zu Grunde und die im Innern der Maschine herrschende trockene Hitze ist sehr nachtheilig, indem die Kolben nicht eingefettet werden können und alles trocken und heiss aufeinander laufen muss.

Die ältere calorische Maschine von Ericson.

Diese Maschine, welche der Erfinder in grosser Anzahl und auch in grossem Maassstabe ausgeführt hat, ist nach dem Prinzip der Wirksamkeit der Luft, ähnlich mit der vorhergehenden, namentlich in so ferne sie ebenfalls mit einer Compressionspumpe und mit einem expandirenden Treibcylinder versehen ist. Diese Maschine von Ericson unterscheidet sich jedoch von der des Verfassers in folgenden Dingen: 1) die Maschine von Ericson ist einfachwirkend, 2) sie ist mit keinem Calorifer versehen, sondern die Lufterwärmung geschieht durch den Boden des Treibcylinders, 3) sie ist mit einem sogenannten Regenerator versehen, dessen Einrichtung wir sogleich beschreiben wollen, 4) die Luft wird nur sehr schwach expandirt und auch nicht stark erhitzt. Tafel XXIX., Fig. 7 zeigt die Einrichtung dieser Maschine. a ist ein Feuerherd. In demselben ist der oben offene Treibcylinder b so eingesetzt, dass der Boden und die untern Theile der Umfangswand den Verbrennungsgasen ausgesetzt sind. c ist der Treibkolben. Es ist ein mit einem Boden versehener, mit einem schlechten Wärmeleiter theilweise ausgefüllter Hohlcylinder, der aussen an seinem oberen Rand mit einer aus Graphit bestehenden Dichtung versehen ist. d ist der Compressionscylinder. Er ist unten offen, ist mit einem Ventilkolben e versehen und am obern Deckel ist ein Druckventil *f* vorhanden. Die beiden Kolben c und e sind durch Stangen g g zusammengehängt, so dass sie mitsammen auf und nieder gehen. Diese Bewegung der Kolben wird durch einen aus Hebeln, Schubstangen und Kurbeln bestehenden Mechanismus in die drehende Bewegung der Schwungradswelle verwandelt. Das Schwungrad hat, weil die Maschine einfach wirkt, eine schwere und eine leichte Hälfte. Neben dem Cylinder steht der sogenannte Regenerator. Der einzige wesentliche Bestandtheil desselben ist ein Bündel h von übereinander liegenden Geweben aus Kupferdraht, welche Drähte eine sehr grosse Gesammtoberfläche darbieten, aber nur wenig Kupfermasse, sie werden also leicht erhitzt oder abgekühlt. Die Wirkung dieser Netze besteht nun darin, dass man die warme Luft, nachdem sie in der Maschine gewirkt hat, durch diese Netze streichen lässt, wobei sie ihre Wärme theilweise an die Netze abgibt und dieselben erwärmt, sie selbst aber in einem mehr abgekühlten Zustand entweicht. Hierauf lässt man die komprimirte kalte Luft nach entgegengesetzter Richtung durch die erwärmten Netze gehen, so dass sie vorgewärmt, die Netze aber abgekühlt werden. Auf diese Weise wird der entweichenden Luft Wärme entzogen und zum Vorwärmen der kalten komprimirten Luft benutzt. Der Regenerator ist mit zwei Ventilen i und k versehen, die sich nach entgegengesetzter Richtung öffnen. Diese Ventile werden rechtzeitig durch excentrische Scheiben, die an der Schwungradswelle befestigt sind, regiert. Wenn die kalte Luft bei l in den Regenerator eintreten soll, wird i geöffnet, bleibt aber k geschlossen. Wenn die heisse Luft bei m entweichen soll, wird k geöffnet, i geschlossen. Der untere Raum des Regeneratorgefässes kommunizirt mit dem untern Raum des Treibcylinders. Der Raum oberhalb des Druckventils kommunizirt mit l vermittelst einer Röhre, auch kann mit dieser Röhre ein Windkessel in Verbindung gebracht werden, so dass dann stets ein Vorrath von komprimirter Luft vorhanden ist. Verfolgen wir den Gang der Maschine von dem Augenblick an, wenn die Kolben in die Höhe zu gehen anfangen, setzen aber das Vorhandensein des Beharrungszustandes voraus. Wenn die Bewegung beginnt, wird das Ventil i geöffnet, die komprimirte Luft tritt in den Regenerator ein, durchzieht die in diesem Augenblick erwärmten Netze h, gelangt im vorgewärmten Zustand durch den Kanal n in den Cylinder b, wird durch den glühend heissen Boden erhitzt, erlangt grosse Spannkraft, treibt den Kolben c in die Höhe, wodurch auch e in Bewegung geräth und die im Cylinder enthaltene Luft komprimirt wird. Hat der Kolben c einen gewissen Theil seines Schubes zurückgelegt, so wird i geschlossen, wodurch in b Expansion eintritt, bis die Kolben in ihrer höchsten Stellung angelangt sind. Nun wird k geöffnet, die heisse Luft macht nun eine rückgängige Bewegung, durchstreicht die Netze des Regenerators, erwärmt dieselben, kühlt sich selbst ab und entweicht bei m in's Freie. Die Kolben c und e gehen nun niederwärts, indem sie durch die schwere Seite des Schwungrades getrieben werden, und der Pumpenkolben e bewirkt dabei die Einsaugung der kalten atmosphärischen Luft.

Es ist über diese Maschine nicht viel Gutes zu sagen. Dass ein eigentlicher Calorifer weggelassen ist und die Lufterwärmung nur durch den Boden des Treibcylinders statt findet, ist zwar eine

Vereinfachung, zugleich aber eine wahre Versündigung gegen die ächten Grundsätze, nach welchen eine vortheilhafte Benutzung der Wärme der Verbrennungsgase nur durch eine grosse Heizfläche statt finden kann. Dass die Maschine einfach wirkend ist, ist abermals eine Vereinfachung, die jedoch den Nachtheil hat, dass die Maschine für eine bestimmte Kraftleistung ungemein voluminös wird und dass ein Schwungrad mit einer leichten und einer schweren Seite angewendet werden muss. Auch bringt dadurch der Druck der äussern atmosphärischen Luft gegen die Kolben eine Ungleichförmigkeit der Bewegung hervor, indem dieser Druck der Bewewung entgegen wirkt, wenn die Kolben in die Höhe gehen, dagegen die Bewegung beschleuniget, wenn die Kolben nieder gehen. Die Maschine hat einen ganz kleinen Hub, wodurch sie zwar kleiner ausfällt, als wenn der Schub länger wäre, was aber wiederum für die Wirkung nachtheilig ist, insbesondere weil bei so kleinem Hub eine stärkere Expansion nicht zulässig ist. — Die Erwärmung der Luft am Boden des Treibcylinders geschieht während sie den Kolben des Treibcylinders fort treibt, und geschieht sogar auch dann, wenn der Kolben niedergeht und die Luft aus dem Cylinder entweicht. Dies ist abermals ungünstig; die Luft sollte erwärmt werden, bevor sie den Kolben forttreibt und sollte nicht mehr erwärmt, sondern wo möglich abgekühlt werden während der Kolben nieder geht. Der Regenerator ist zwar eine sehr sinnreiche Erfindung, aber eine namhafte Wirkung bringt er nicht hervor. Dies hat nicht nur die Theorie bewiesen, sondern hat auch die Erfahrung gezeigt. Auch wird der Regenerator bei den in neuerer Zeit in Gebrauch gekommenen Maschinen nicht mehr angewendet. Die faktischen Leistungen dieser calorischen Maschine von Ericson haben nicht im Entferntesten das geleistet, was man sich bei einer richtigen Beachtung der wahren Prinzipien versprechen dürfte.

Die neuere calorische Maschine von Ericson.

Diese neuere Maschine von Ericson, Tafel XXX., Fig. 1 ist einfach wirkend, ist mit keinem Regenerator versehen, hat nur einen Cylinder, in welchem jedoch zwei mit Ventilen versehene Kolben in der Weise spielen, dass der Raum zwischen den Kolben abwechselnd vergrössert oder verkleinert wird, wodurch das Einsaugen und Comprimiren der kalten Luft bewirkt wird. Zur Bewegung dieser Kolben ist ein aus Kurbeln, Schubstangen und Hebeln bestehender Mechanismus angewendet. Die Fig. 1 ist eine theilweise ideale Darstellung dieser Maschine, wodurch die Einrichtung derselben besser verstanden werden kann, als durch eine Darstellung der realen Maschine. a a ist der Maschinencylinder, b b ein gefässförmiger in den Cylinder hineinragender Cylinderdeckel. Das Gefäss enthält eine Rostfeuerung. Die Verbrennungsgase entweichen durch das Rohr c (nachdem sie bei der wirklichen Maschine um a herum cirkulirt sind). d ist ein Ventil, durch dessen Oeffnung die Luft aus dem Cylinder a entlassen wird, nachdem sie in der Maschine gewirkt hat. Dies Ventil wird von der Schwungradswelle aus vermittelst einer unrunden Scheibe und eines Hebels regiert, so dass es rechtzeitig öffnet oder schliesst. e ist ein im Cylinder a hin und her schleifender an die Wand von a gut anschliessender Kolben, der mit nach einwärts sich öffnenden Ventilen e_1 e_1 versehen ist. Zur Bewegung dieses Kolbens dient folgender Mechanismus: *f* die Schwungradswelle, g eine Kurbel, h eine mit zwei Armen h i und h k versehene Hilfsaxe, k l eine Schubstange. Von i aus wird die Kolbenstange des Kolbens e bewegt. Der Speisekolben besteht aus mehreren Bestandtheilen: 1) aus dem mit Ventilen m_1 m_1 versehenen eigentlichen Kolben m, 2) einem glockenförmigen Körper, der durch einen Blechcylinder n und aus einer Schale n_1 gebildet ist, welche letztere mit einem die Wärme schlecht leitenden Stoff ausgefüllt ist. Der Mechanismus zur Bewegung dieses Kolbens besteht aus folgenden Theilen: h_1 ein mit zwei Armen h_1 i_1, h_1 k_1 versehene Drehungsaxe, k_1 l eine in die Kurbel g eingehängte Schubstange. Die Kolbenstange ist bei i_1 eingehängt. p ein Hebel, der von einer an der Schwungradswelle befestigten unrunden Scheibe bewegt wird und das Auslassventil d regiert. q Schwungrad mit einer leichten und mit einer schweren Seite. Um die Wirkung der Maschine zu erklären, muss zunächst die Bewegung der Kolben während einer Umdrehung der Schwungradswelle verfolgt werden. Die Tafel XXX., Fig. 2, 3, 4, 5 zeigen die charakteristischen Hauptstellungen der Kolben.

Fig. 2. Der Speisekolben m auf dem todten Punkt. Der Treibkolben links gehend; sämmtliche Ventile schliessen. Zwischen den beiden Kolben kalte Luft.

Fig. 3. Der Treibkolben e auf dem todten Punkt. Der Speisekolben rechts gehend. e_1, d geschlossen, m_1 geöffnet, im Innern komprimirte Luft.

Fig 4. Der Speisekolben m auf dem todten Punkt rechts. Der Treibkolben e rechts gehend. Die Einlassventile e_1 öffnen sich, das Auslassventil d öffnet sich. Im Innern warme ausgedehnte Luft. Die Kolben stehen sich am nächsten.

Fig. 5. Der Treibkolben auf dem todten Punkt rechts, das Ventil desselben geöffnet. Der Speisekolben m links gehend, sein Ventil geschlossen. Das Auslassventil geöffnet.

Die Vorgänge sind nun:

Uebergang von	I. in II.	Compression der eingeschlossenen Luft. Kraft konsumirend.
"	" II. " III.	Erwärmung und Expansion der Luft. m bewegt sich kraftlos, e wird getrieben.
"	" III. " IV.	Lufteinsaugen durch e, Entweichen durch d.
"	" IV. " I.	Lufteinsaugen durch e, Luftaustreiben durch d.

Sorgfältige Versuche, welche am Conservatoir des arts et métiers mit einer neueren calorischen Maschine von Ericson angestellt wurden, haben folgende Resultate geliefert:

Pferdekraft der Maschine		1·77
Stündlicher Brennstoffaufwand per Pferdekraft Nutzeffekt	Koks	4·13
	Steinkohlen	5·88
Spannkraft der Luft im Maximum		1·75 Atmosph.
Temperatur der erhitzten Luft		272°
Den Nutzeffekt der Maschine gleich Eins gesetzt, ist der Kraftaufwand für die Luftpumpe		0·60
Reibungswiderstand der Maschine		1·41
Nutzwirkung des Treibkolbens		3·01

Die geschlossene calorische Maschine.

Bei den im Vorhergehenden beschriebenen calorischen Maschinen geht die Wärme gänzlich verloren, welche in der entweichenden noch immer bedeutend erwärmten Luft enthalten ist. Bei einer ideal vollkommenen calorischen Maschine dürfte während des Ganges der Maschine keine Luft eintreten und auch keine austreten, sondern die in ihr befindliche Luft würde nur erwärmt und die aufgenommene Wärme müsste durch einen Expansionsakt in motorische Kraft umgewandelt werden. Die Möglichkeit einer solchen Umwandlung von Wärme in Arbeit durch einen Expansionsakt kann auf folgende Art eingesehen werden: Nehmen wir an, in der Maschine sei eine gewisse Luftmenge eingeschlossen, ihre Temperatur sei t_1, ihr Volumen v_1, ihre Spannkraft N_1. Die Luft wird hierauf durch Wärme, welche durch die Wände des Gefässes eindringt, auf t_2 erwärmt, jedoch ohne Volumänderung, so tritt in derselben eine Spannkraft N_2 ein. Nun dehne sich die Luft aus, ohne dabei Wärme aufzunehmen oder abzugeben, bis ihr Volumen V_2, ihre Temperatur t_3 und die Spannkraft N_3 wird. Hierauf werde sie ohne Volumänderung abgekühlt, indem ihr durch einen Regenerator Wärme entzogen wird, bis eine Spannkraft N_4 und Temperatur t_4 entsteht. Endlich werde die Luft zusammengedrückt bis auf ihr ursprüngliches Volumen V_1 und dabei soll ihre Temperatur wieder t_1 und ihre Spannkraft N_1 werden, so dass also ihr Zustand zuletzt ganz identisch wird mit ihrem anfänglichen Zustand, was allerdings nur unter gewissen Bedingungen möglich ist. Der hier eben beschriebene cyklische Vorgang kann am besten durch eine graphische Darstellung anschaulich gemacht werden. Tragen wir die Volumina als Abscissen, die Spannkräfte als Ordinaten auf, so erhalten wir für den ganzen Vorgang die Fig. 6, Tafel XXX.

Es sei $O\,a = V_1$ das anfängliche Luftvolumen, $a\,b = N_1$ die anfängliche Spannung, t_1 die anfängliche Temperatur. Wenn nun die Luft von t_1 auf t_2 erwärmt wird ohne Volumsänderung, geht die Spannkraft in $\overline{a\,c} = N_2$ über. Erfolgt hierauf die Expansion, so wird das Volumen $O\,f = V_2$, ihre Spannkraft $\overline{d\,f} = N_3$ und ihre Temperatur t_3. Erfolgt dann die Abkühlung ohne Volumsänderung, so wird ihre Spannkraft $\overline{e\,f} = N_4$ und ihre Temperatur t_4. Erfolgt endlich die Zusammendrückung, so kann die Luft wiederum in ihren ursprünglichen Zustand $\overline{O\,a} = V_1$, $\overline{a\,b} = N_1$ zurückkehren. Nun ist offenbar der Flächeninhalt von $a\,c\,d\,f$ die Arbeit, welche während des Expansionsaktes produzirt wird, der Flächeninhalt von $a\,b\,e\,f$ dagegen die Arbeit, welche während des Compressionsaktes konsumirt wird, demnach der Flächeninhalt von $b\,c\,d\,e$ die reine Nutzarbeit, welche durch den ganzen cyklischen Akt gewonnen wird. Vorausgesetzt, dass die Wärme, welche wir der Luft durch den Regenerator entzogen haben, zum Vorwärmen der Luft benutzt wird, beträgt der ganze Wärmeaufwand für den cyklischen Akt $Q\,\mathfrak{S}\,[(t_2 - t_1) - (t_3 - t_4)]$ und diesem entspricht eine motorische Arbeit

$$A = \mathfrak{k}\,Q\,\mathfrak{S}\,[(t_2 - t_1) - (t_3 - t_4)] \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (1)$$

wobei $\mathfrak{k} = 424^{\mathrm{Klgm}}$ die motorische Wirkung einer Wärmeeinheit bezeichnet. Dieser Werth von A ist so gross, als der Flächeninhalt von $b\,c\,d\,e$.

Ist V_0 das Volumen der Luft bei 0° Temperatur und unter einem Druck N_0, so ist nach dem gewöhnlichen Mariott-Gay-Lussac'schen Gesetz:

$$\left.\begin{aligned} N_1 V_1 &= N_0 V_0 (1 + \alpha t_1) \\ N_2 V_1 &= N_0 V_0 (1 + \alpha t_2) \end{aligned}\right\} \quad \ldots \ldots \ldots \quad (2)$$

demnach:

$$N_2 - N_1 = N_0 V_0 \alpha \frac{t_2 - t_1}{V_1} \quad \ldots \ldots \quad (3)$$

Da der Voraussetzung gemäss die Expansion und die Compression der Luft ohne Wärmeaufnahme und ohne Wärmeabgabe erfolgt, so findet für diese Akte das potenzirte Mariott'sche Gesetz seine Anwendung. Es ist demnach:

$$\left.\begin{aligned} \frac{N_3}{N_2} &= \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{\mu}, \\ \frac{N_4}{N_1} &= \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{\mu}, \end{aligned}\right\} \ldots (4) \qquad \left.\begin{aligned} \frac{1 + \alpha t_3}{1 + \alpha t_2} &= \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{\mu - 1} \\ \frac{1 + \alpha t_4}{1 + \alpha t_1} &= \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{\mu - 1} \end{aligned}\right\} \ldots (5)$$

wobei $\mu = \frac{\mathfrak{C}_1}{\mathfrak{C}}$ das Verhältniss der Wärmekapazitäten der Luft bei constantem Druck und bei constantem Volumen bedeutet.

Aus den Gleichungen (5) folgt:

$$t_3 - t_4 = (t_2 - t_1) \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{\mu - 1} \quad \ldots \ldots \ldots \quad (6)$$

Diese Gleichung bestimmt die Abkühlung, die durch den Regenerator bewirkt werden muss, damit der Endzustand der Luft mit dem Anfangszustand übereinstimmt.

Führt man den Werth von $t_3 - t_4$ aus (6) in (1) ein, so findet man:

$$A = f\, Q\, \mathfrak{C}\, (t_2 - t_1) \left[1 - \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{\mu - 1}\right]$$

Es ist aber auch:

$$f = \frac{N_0 V_0 \alpha}{Q (\mathfrak{C}_1 - \mathfrak{C})} = \frac{N_0 V_0 \alpha}{Q\, \mathfrak{C}\, (\mu - 1)}$$

Demnach findet man:

$$A = N_0 V_0 \alpha (t_2 - t_1) \frac{1 - \left(\frac{V_2}{V_1}\right)^{\mu - 1}}{\mu - 1} \quad \ldots \ldots \quad (7)$$

Für $V_0 = 1$, $N_0 = 10333$, $\alpha = 0{\cdot}00367$, $\mu = 1{\cdot}41$, $t_1 = 100^\circ$, $t_2 = 300^\circ$

$$\frac{V_1}{V_2} = \frac{1}{5}$$

findet man:

$$A = 8593 \text{ Klgm}$$

$$t_3 - t_4 = 103$$

Abgesehen vom Wärmeverlust, vom Reibungswiderstande und überhaupt von allen Unvollkommenheiten, die mit der Realisirung einer jeden Maschine verbunden sind, würde diese berechnete Maschine, wenn der cyklische Akt in jeder Sekunde einmal wiederholt würde, einen Effekt von ungefähr 100 Pferdekräften geben, und der Maschinencylinder würde wegen der fünffachen Ausdehnung eine Grösse von circa 6 Kubikmetern erhalten, also ungefähr fünfmal so gross werden als der Cylinder einer gewöhnlichen Dampfmaschine von 100 Pferdekraft. Darin liegt das Grundübel dieser calorischen Maschinen, und so lange es nicht gelingt, einen Akt zu entdecken, durch welchen die Umwandlung des Schwingungszustandes des Aethers in mechanische Wirkungen in viel ergiebigerer Weise geschehen kann als durch Volumsänderungen oder Expansionen, werden die calorischen Maschinen die gewöhnlichen Dampfmaschinen nicht zu verdrängen im Stande sein.

Die Lenoir'sche Gasmaschine.

Beschreibung der Maschine. Diese Maschine ist im Wesentlichen so eingerichtet, wie eine nicht condensirende, aber expandirende Dampfmaschine mit einem Cylinder. Der motorische Stoff ist ein Gemenge von Leuchtgas und atmosphärischer Luft. Während der Kolben einen gewissen Weg l_1 seines ganzen Schubes l zurücklegt, wird das Gasgemenge in den Cylinder eingesaugt. Nachdem die Absperrung erfolgt ist, wird das Gasgemenge durch einen elektrischen Funken entzündet, wodurch es eine hohe Spannkraft gewinnt und den Kolben durch den Rest $l - l_1$ des Schubes forttreibt. Während die Einsaugung durch den Weg l_1 erfolgt, läuft die Maschine kraftlos durch die Trägheit des Schwungrades fort, und die nützliche Wirkung wird erst durch den Weg $l - l_1$ durch Expansion des eingeschlossenen und entzündeten Gases entwickelt. Der Raum vor dem Kolben kommunizirt während des ganzen Schubes mit der freien Atmosphäre, nach welcher am Ende des Kolbenschubes das Gasgemenge entweicht.

Die wirkliche Gasmaschine von *Lenoir* unterscheidet sich von der so eben im Allgemeinen beschriebenen dadurch, dass bei derselben der Cylinder von einem Mantel umgeben ist und dass die

Deckel hohl sind. Durch den Raum zwischen dem Cylinder und dem Mantel, so wie auch durch die Höhlungen der Deckel wird ein kontinuirlicher Strom von kaltem Wasser geleitet, so dass der Cylinder und die Deckel fortwährend einer Abkühlung ausgesetzt sind. Diese Abkühlung schwächt zwar die Wirkung der Maschine in einem nicht geringen Maasse, allein sie ist praktisch durchaus nothwendig, damit der Kolben geölt werden kann, was gar nicht möglich wäre bei der hohen Temperatur, die in dem Cylinder eintreten müsste, wenn diese Abkühlung nicht statt fände. Bei der folgenden Berechnung der Maschine werden wir jedoch annehmen, dass keine Abkühlung durch kaltes Wasser statt finde.

Ein sehr wesentlicher Bestandtheil der Gasmaschine ist die Steuerung mit Klemmschiebern, wodurch bewirkt werden muss, dass das Gemenge von Leuchtgas und atmosphärischer Luft im richtigen Verhältniss und möglichst innig gemengt in den Cylinder geleitet wird, denn nur dann, wenn eine so innige Mengung herbeigeführt wird, erfolgt die Entzündung des Gases mit Zuverlässigkeit und im richtigen Zeitmoment. In Tafel XXX., Fig. 7 ist ein Grundriss der Maschine angedeutet. Fig. 8 ist ein Horizontalschnitt mit der Schiebersteuerung.

a a, Fig. 8, sind die Hohlräume der Cylinderdeckel, b der Hohlraum zwischen Cylinder und Mantel. Durch diese Räume cirkulirt das Abkühlungswasser. c c sind die Einlasskanäle von ganz kleiner Weite, aber beträchtlicher Höhe, d ist eine Platte, welche gegen einen an der Wand des Mantels angegossenen Ansatz so angeschraubt ist, dass zwischen d und b ein plattenförmiger leerer Raum entsteht. An dieser Platte sind zwei cylindrische Gefässe e e angegossen, die durch die Röhre *f* kommuniziren. Das Leuchtgas tritt bei g ein und gelangt durch *f* in die Gefässe e e, in welche an den der Maschine zugewendeten Seiten den Einlassöffnungen c c gegenüber und mit denselben übereinstimmend hohe aber schmale Spaltenöffnungen angebracht sind. Zwischen d und b schleift die Schieberplatte hin und her. Fig. 9 ist eine Ansicht, Fig. 10 ein Durchschnitt derselben. In derselben kommen zwei Reihen von Oeffnungen vor und die Oeffnungen einer Reihe sind von zweierlei Art: 1) runde Oeffnungen h h . . . . die quer durch die Platte gehen, und 2) rechtwinklig gebogene Kanäle i i . . . mit rechteckigem Querschnitt, Fig. 9 und Fig. 10. Die Entfernung der beiden Löcherreihen ist kleiner, als die Entfernung der Einlassspalten c c, so dass wenn eine solche Reihe, z. B. die linkseitige mit der linkseitigen Spalte c übereinstimmt, gleichzeitig die rechtseitige Löcherreihe links vor der rechtseitigen Einlassspalte steht, so dass diese dann durch einen massiven Theil des Schiebers geschlossen ist. Wenn eine Löcherreihe, z. B. die linkseitige, mit der Spaltenöffnung übereinstimmt, geht das Leuchtgas durch die runden Oeffnungen h aus e in den Cylinder, kann aber gleichzeitig die äussere Atmosphäre durch den winkligen Kanal i in den Cylinder gelangen. So wie sich also der Kolben vom Deckel entfernt, wird durch die Oeffnungen h Leuchtgas und durch die Oeffnungen i atmosphärische Luft eingesaugt. Die Querschnitte von i... sind zusammen circa zehnmal so gross, als die Querschnitte von h... und überdies ist in der Gaszuleitungsröhre g ein Hahn angebracht, durch dessen Stellung der Gaseintritt mehr oder weniger gehemmt werden kann. Auf diese Weise kann das Mischungsverhältniss von Gas und Luft regulirt werden.

In dem auf der andern Seite des Cylinders angebrachten Auslassschieber sind nur längliche Spalten, aber keine Löcher angebracht. Jeder Schieber wird durch eine unrunde Scheibe entweder stetig, oder ruckweise bewegt.

Eine genauere ganz detaillirte Darstellung und Beschreibung der Lenoir'schen Gasmaschine findet man in Armengaud, Publications industrielle, 13 Volume, Planche 18.

Theorie der Maschine. Wir wollen uns die Aufgabe vorlegen, die Bedingungen ausfindig zu machen, bei deren Erfüllung eine vortheilhafte Verwendung des Leuchtgases eintreten kann. Einige dieser Bedingungen können unmittelbar ohne alle Rechnung erkannt werden, andere ergeben sich durch Rechnung.

Die Wesentlichste von den Bedingungen einer vortheilhaften Benutzung des Leuchtgases ist, dass die Entzündung nicht allmählig während des Expansionsaktes, sondern momentan, nachdem die Absperrung eingetreten ist, erfolgt. Erfolgt sie momentan, so ist Tafel XXX., Fig. 11 der Flächeninhalt, A B C D E F die Wirkung des Gasdruckes während des Schubes gegen den Kolben. Erfolgt die Entzündung allmählig, so wird diese Wirkung durch den Flächeninhalt A B C E F ausgedrückt und es ist klar, dass diese Wirkung kleiner ist als die erstere. Damit aber die Entzündung momentan erfolgen könne, ist nebst einem sehr energischen elektrischen Zünder auch eine sehr gleichmässige Mischung des Gases mit atmosphärischer Luft nothwendig, damit der Funke sogleich, wie er in das Gasgemenge einschlägt, ein entzündbares Gasgemenge und nicht etwa atmosphärische Luft trifft.

Nebst diesen Bedingungen, deren Richtigkeit auch ohne Rechnung eingesehen werden kann, sind noch zwei andere zu erfüllen, die nur durch Rechnung verlässlich ausfindig gemacht werden können. Nämlich das vortheilhafteste Mischungsverhältniss zwischen Leuchtgas und atmosphärischer Luft und der vortheilhafteste Expansionsgrad. Bei dieser Berechnung wollen wir eine theoretisch vollkommene Maschine voraussetzen, indem wir 1) die eigene Reibung der Maschine vernachlässigen, 2) einen vollkommenen Kolbenverschluss annehmen, 3) von allen Wärmeverlusten absehen, die durch die Wände des Cylinders entstehen können, 4) endlich annehmen, dass während des ganzen Kolbenschubes vor dem Kolben ein Druck herrsche, der gleich dem atmosphärischen ist.

Wenn kein Wärmeverlust, noch ein Gasverlust statt findet und die Entzündung plötzlich erfolgt, dürfen wir annehmen, dass die Spannkraft des Gasgemenges während seiner Expansion nach dem potenzirten Mariott'schen Gesetz erfolgt.

Nennen wir:

O den Querschnitt des Maschinencylinders,

L_1 den Weg des Kolbens während der Einsaugung,

L die Länge des ganzen Kolbenschubes,

γ_0 das Gewicht von einem Kubikmeter des Gasgemenges bei 0^0 Temperatur und unter dem Druck der Atmosphäre,

t_0 die Temperatur des Gasgemenges vor dessen Entzündung,

t die Temperatur des Gasgemenges unmittelbar nach seiner plötzlichen Entzündung,

$\mathfrak{H}$ die Wärmemenge, welche durch vollständige Verbrennung von 1^{Klg} Leuchtgas in atmosphärischer Luft entwickelt wird,

λ die Menge (in Kilogrammen) von atmosphärischer Luft, welche mit einem Kilogramm Leuchtgas gemischt wird.

Die kleinste zum vollständigen Verbrennen von 1^{Klg} Leuchtgas erforderliche Menge atmosphärischer Luft beträgt ungefähr 12^{Klg}. Für eine vollständige Verbrennung muss daher $\lambda \geqq 12$ sein.

$\mu = 1{\cdot}421$ das Verhältniss zwischen den Wärmekapazitäten des Gasgemenges bei constantem Druck und bei constantem Volumen.

V die Geschwindigkeit des Kolbens im Beharrungszustand,

$\alpha = 0{\cdot}00367$ den Wärmeausdehnungscoeffizienten für Gase,

$\mathfrak{A}$ den Druck der Atmosphäre auf 1^{qm},

p die Pressung des Gasgemenges unmittelbar nach seiner Entzündung auf 1^{qm}.

Dies vorausgesetzt, ist zunächst nach dem Gay-Lussac'schen Gesetz:

$$\frac{p}{\mathfrak{A}} = \frac{1 + \alpha t}{1 + \alpha t_0} \quad \dots\dots\dots \quad (1)$$

Da das Gasgemenge selbst dann, wenn es nur die geringste zum vollständigen Verbrennen erforderliche Menge atmosphärischer Luft enthält, grösstentheils aus Bestandtheilen von atmosphärischer Luft besteht, so werden wir keinen merklichen Fehler begehen, wenn wir die spezifische Wärme des Gasgemenges gleich der von atmosphärischer Luft setzen. Allein weil während des Entzündungsaktes keine Ausdehnung statt findet, so scheint es angemessen zu sein, die Wärmekapazität für constantes Volumen, also

$$\frac{0{\cdot}2370}{1{\cdot}421} = 0{\cdot}167$$

in Rechnung zu bringen. Beim Verbrennen von 1[Klg] Gas werden $\mathfrak{H}$ Wärmeeinheiten entwickelt, und durch diese werden $1+\lambda$ Kilogramm Gasgemenge von t_0 Grad auf t Grad gebracht. Es ist demnach:

$$\mathfrak{H} = (t - t_0)\, 0{\cdot}167\, (1+\lambda)$$

$$t = t_0 + \frac{\mathfrak{H}}{0{\cdot}167\,(1+\lambda)} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (2)$$

Aus (1) und (2) folgt:

$$\frac{p}{\mathfrak{A}} = \frac{1+\alpha t}{1+\alpha t_0} = 1 + \frac{\alpha\,\mathfrak{H}}{0{\cdot}167\,(1+\alpha t_0)}\,\frac{1}{1+\lambda}$$

oder wenn wir zur Abkürzung

$$\frac{\alpha\,\mathfrak{H}}{0{\cdot}167\,(1+\alpha t_0)} = k \quad \ldots\ldots\ldots \quad (3)$$

setzen:

$$\frac{p}{\mathfrak{A}} = \frac{1+\alpha t}{1+\alpha t_0} = 1 + \frac{k}{1+\lambda} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (4)$$

Nennt man y die Spannkraft des Gasgemenges, nachdem der Kolben einen Weg $x > L_1$ zurückgelegt hat, so hat man nun nach dem potenzirten Mariott'schen Gesetz:

$$\frac{y}{p} = \left(\frac{L_1}{x}\right)^{\mu} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (5)$$

Und dann ist die nützliche Wirkung W eines Schubes:

$$W = O\left[\int_{L_1}^{L} y\,dx - \mathfrak{A}\,(L - L_1)\right]$$

Führt man für y seinen Werth aus (5) ein und verrichtet die Integration, so findet man:

$$W = O\,L_1\,\mathfrak{A}\left\{1 + \frac{p}{\mathfrak{A}}\,\frac{1 - \left(\frac{L_1}{L}\right)^{\mu - 1}}{\mu - 1} - \frac{L}{L_1}\right\} \quad \ldots \quad (6)$$

Nun ist $\frac{L}{V}$ die Zeit eines Schubes, demnach $\frac{W}{\frac{L}{V}} = E$ der in Kilogrammmetern ausgedrückte Nutzeffekt der Maschine, demnach:

$$E = O\,\mathfrak{A}\,V\left\{\frac{L_1}{L} + \frac{L_1}{L}\,\frac{p}{\mathfrak{A}}\,\frac{1 - \left(\frac{L_1}{L}\right)^{\mu - 1}}{\mu - 1} - 1\right\} \quad \ldots \quad (7)$$

Der Verbrauch an Leuchtgas während eines Kolbenschubes beträgt:

$$\frac{O\,L_1\,\frac{\gamma_0}{1 + \alpha\,t_0}}{1 + \lambda}\ \text{Kilogramm}$$

Dividiren wir den Werth von W durch diesen Gasverbrauch, so erhalten wir die Wirkung $\left(\frac{E}{1}\right)$ in Kilogrammmetern, welche mit 1^{Klg} Leuchtgas gewonnen wird. Es ist demnach:

$$\left(\frac{E}{1}\right) = \frac{\mathfrak{A}\,(1 + \alpha\,t_0)}{\gamma_0}\,(1 + \lambda)\left[1 + \frac{p}{\mathfrak{A}}\,\frac{1 - \left(\frac{L_1}{L}\right)^{\mu - 1}}{\mu - 1} - \frac{L}{L_1}\right] \quad . \quad (8)$$

oder wenn man für $\frac{p}{\mathfrak{A}}$ seinen Werth aus (4) einführt:

$$\left(\frac{E}{1}\right) = \frac{\mathfrak{A}\,(1 + \alpha\,t_0)}{\gamma_0}\,(1 + \lambda)\left[1 + \left(1 + \frac{k}{1 + \lambda}\right)\frac{1 - \left(\frac{L_1}{L}\right)^{\mu - 1}}{\mu - 1} - \frac{L}{L_1}\right] \quad (9)$$

Setzen wir zur weiteren Abkürzung der Rechnung

$$\left.\begin{array}{l} \frac{L_1}{L} = \xi \\ \frac{1 + \alpha\,t}{1 + \alpha\,t_0} = 1 + \frac{k}{1 + \lambda} = \zeta, \quad 1 + \lambda = \frac{k}{\zeta - 1} \end{array}\right\} \quad \ldots \quad (10)$$

so erhalten wir:

$$\left(\frac{E}{1}\right) = \frac{\mathfrak{A}\,(1 + \alpha\,t_0)}{\gamma_0}\,\frac{k}{\zeta - 1}\left(1 + \zeta\,\frac{1 - \xi^{\mu - 1}}{\mu - 1} - \frac{1}{\xi}\right) \quad \ldots \quad (11)$$

Nun kommt es darauf an, diejenigen Werthe von ξ und ζ zu bestimmen, durch welche dieser Ausdruck seinen grössten Werth erhält.

Für den vortheilhaftesten Werth von ξ ist zunächst: $\frac{d E_1}{d \xi} = 0$. Wir erhalten daher zur Bestimmung dieses Werthes von ξ:

$$0 = -\zeta\, \xi^{\mu-2} + \frac{1}{\xi^2}$$

woraus folgt:

$$\xi = \left(\frac{1}{\zeta}\right)^{\frac{1}{\mu}} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (12)$$

Der Ausdruck (11) hat in Bezug auf ζ die Form

$$\left(\frac{E}{1}\right) = \frac{a + b\,\zeta}{\zeta - 1}$$

wo a und b Grössen sind, die kein ζ enthalten.

Hieraus folgt:

$$\frac{d E_1}{d \zeta} = -\frac{a + b}{(\zeta - 1)^2}$$

Dieser Ausdruck verschwindet für $\zeta = \infty$, allein ζ kann nicht unendlich werden, sondern der grösste Werth von ζ ist derjenige, welcher dem kleinsten Werth von λ entspricht, der vortheilhafteste Werth von λ tritt also ein, wenn das Gasgemenge gerade nur so viel atmosphärische Luft enthält, als zur vollständigen Verbrennung absolut nothwendig ist.

Setzen wir in (11) für ξ den Werth aus (12), so erhalten wir die Arbeit in Kilogrammmetern, welche durch 1^{Klg} Gas gewonnen wird, wenn die vortheilhafteste Expansion statt findet. Dieser Werth wird:

$$\left(\frac{E}{1}\right)_{max} = \frac{\mathfrak{A}\,(1 + \alpha\, t_0)}{\gamma_0}\, k\, \frac{1 + \frac{\zeta}{\mu - 1} - \frac{\mu}{\mu - 1}\, \zeta^{\frac{1}{\mu}}}{\mu - 1}$$

Für $\mu = 1{\cdot}421$ findet man:

$\zeta =$	2	4	6	10
$\dfrac{1 + \frac{\zeta}{\mu-1} - \frac{\mu}{\mu-1}\,\zeta^{\frac{1}{\mu}}}{\mu - 1} =$	0·29	0·53	0·68	0·87

Setzen wir:

$\mathfrak{A} = 10334$, $\alpha = 0{\cdot}00367$, $\mathfrak{H} = 7000$, $t_0 = 12^0$

$\gamma_0 = 1{\cdot}293$

so wird:

$$k = \frac{0.00367 \times 7000}{0.167 \times (1 + 0.00367 \times 12)} = 147$$

$$k \, \frac{\mathfrak{A}\,(1 + \alpha\, t_0)}{\gamma_0} = 1226600$$

Und dann findet man

für ζ	=	2	4	6	10
λ	=	146	48	28	15
ξ	=	0·62	0·38	0·28	0·20
$\left(\frac{E}{1}\right)_{max}$	=	355714	650098	834088	1067142

Nimmt man 1·33^Klg^ Steinkohlen aus dem Kohlenmagazin, bringt hiervon 1^Klg^ in die Retorte und 0·33^Klg^ auf den Rost, so erhält man als Produkt der Destillation 0·66^Klg^ Koks und 0·17^Klg^ Leuchtgas. Ein Aufwand von 1·33 — 0·66 = 0·67^Klg^ Kohlen gibt also 0·17^Klg^ Gas oder mit 4^Klg^ Kohlen erhält man 1^Klg^ Gas.

Die Wirkung von 1^Klg^ Steinkohlen gibt daher:

Für ζ	=	2	4	6	10
$\left(\frac{E}{1^{Klg}\text{ Kohlen}}\right)$	=	88928	162524	208522	266785^Klgm^

Der motorische Werth von einem Kilogramm Steinkohlen ist dagegen:

$$7000 \times 424 = 2968000^{Klgm}$$

Das Verhältniss zwischen der Maschinenleistung und der absoluten Leistungsfähigkeit des Brennstoffs ist demnach annähernd:

Für ζ =	2	4	6	10
	$\frac{1}{33}$	$\frac{1}{18}$	$\frac{1}{14}$	$\frac{1}{11}$

Bei Dampfmaschinen ist dieses Verhältniss zwischen der Maschinenleistung und der absoluten Leistungsfähigkeit der Steinkohlen:

Bei den besten Maschinen $\frac{1}{21}$

Bei mittleren Maschinen $\frac{1}{30}$

Bei ordinären Maschinen $\frac{1}{50}$

Die Lenoir'sche Maschine verspricht demnach unter den günstigsten

Verhältnissen kaum günstigere Resultate als die Dampfmaschine, denn bei unserer Berechnung ist ein idealer Zustand vorausgesetzt und sind auch die Reibungswiderstände ganz vernachlässiget.

Wir wollen noch vermittelst der Gleichung (10) die Temperatur des entzündeten Gases berechnen. Es folgt aus dieser Gleichung:

$$t_{,} = \zeta\, t_0 + \frac{1}{\alpha}\,(\zeta - 1)$$

Für	$\zeta =$	2	4	6	10
wird	$t =$	297°	867°	1439°	2577°

Die für eine vortheilhafte Verwendung des Gases eintretenden Temperaturen sind so hoch, dass es wohl schwer halten wird, eine Kolbenkonstruktion ausfindig zu machen, die eine geschmeidige Bewegung gibt und hinreichend verschliesst.

Fasst man das ganze Ergebniss dieser Untersuchung zusammen, so kann man der Lenoir'schen Maschine kaum eine bedeutende Zukunft zugestehen. Die Effektleistungen sind unter den günstigsten Umständen nicht besser, als bei den Dampfmaschinen, und die Bedingungen, welche erfüllt werden müssen, damit diese besten Leistungen eintreten können, sind praktisch kaum zu erfüllen. Die vollkommene Mischung der Gase ist nicht leicht hervorzubringen. Eine plötzliche Entzündung des Gases wird kaum eintreten. Die Expansionen, welche ein gutes Resultat versprechen, sind sehr gross und die Temperaturen der Verbrennungsgase sind so hoch, dass sich die Kolbendichtung nicht halten kann. Günstig ist also gar nichts als der Umstand, dass man keinen Dampfkessel braucht, sondern den Motor aus den Gasröhren zieht, was übrigens nur eine Bequemlichkeit ist. Ein Hauptgrund der nicht sehr günstigen Effektleistung der Gasmaschine liegt in dem Umstand der höchst unvortheilhaften Erzeugung der motorischen Substanz. Mit einem Kilogramm Steinkohlen gewinnt man ja nur 0·17$^{\text{Klg}}$ Leuchtgas. Man hat also einen Krafterzeugungsapparat, der nur 0·17, sage 17% Nutzeffekt gibt.

Die Maschine kann also nicht mehr gut machen, was zuerst schon schlecht gemacht ist. Die Benützung des Leuchtgases als motorische Substanz leidet daher an dem gleichen Grundübel, wie die Benützung des Wasserdampfes, denn auch bei diesem liegt das Grundübel in dem grossen Brennstoffaufwand, den die Erzeugung des Dampfes erfordert.

Die Krafterzeugung ist aus zwei Gründen so ungünstig: 1) müssen die Gasretorten hellroth glühend oder beinahe weissglühend sein, wenn die Destillation der Steinkohlen gut von Statten gehen soll, die Verbrennungsgase der Feuerung entweichen daher in die Züge mit einer Temperatur von vielleicht 1000 Grad, d. h. beinahe im glühenden Zustand und diese Wärme ist rein verloren; 2) die Koks, welche die Retorten liefern, sind nahezu hinreichend, um den Gasofen zu heizen, sind also verloren.

Die Gasmaschine mit comprimirtem Gas. Es bietet sich die Frage dar, ob es nicht vortheilhaft ist, das Gasgemenge, bevor man es in die Maschine eintreten lässt, zu comprimiren. Man darf sich allerdings wenig Hoffnung machen, dass hierdurch in praktischer Hinsicht ein erheblicher Vortheil erreicht werden kann, denn zur Comprimirung des Gases ist eine Pumpe nothwendig, und die praktischen Schwierigkeiten sind bei Anwendung von comprimirtem Gas noch grösser als bei nicht comprimirtem. Indessen ist es doch nicht ohne theoretisches Interesse, die angeregte Frage zur Entscheidung zu bringen.

Wir legen unserer Rechnung eine Maschine zu Grunde, die ganz so eingerichtet ist, wie die calorische Maschine des Verfassers, nehmen also einen Verdichtungscylinder und einen Treibcylinder an. Auch wählen wir die gleichen Bezeichnungen, wie bei der calorischen Maschine. Nur bei einzelnen Grössen werden wir die Bezeichnungen ändern. Die eigenen Reibungswiderstände und die schädlichen Räume wollen wir vernachlässigen.

In der Theorie der calorischen Maschine haben wir für die Verdichtungspumpe nachstehende Ausdrücke gefunden:

$$w_1 = a\, l\, \mathfrak{A}\, \frac{\left(\frac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu-1}{\mu}} - 1}{\frac{\mu-1}{\mu}} \quad \ldots \ldots \quad (1)$$

$$q = \frac{a\, v\, \gamma_0}{1 + \alpha\, t} \quad \ldots \ldots \quad (2)$$

Der erste gibt die Wirkung, welche ein Kolbenschub der Pumpe erfordert, der zweite die Gasmenge (Gemisch von Leuchtgas und atmosphärischer Luft) in Kilogrammen, welche in jeder Sekunde comprimirt wird.

Nach dem potenzirten Mariott'schen Gesetz ist die Temperatur t_0 des durch die Pumpe comprimirten Gases:

$$t_0 = \left(\frac{1}{\alpha} + t\right)\left(\frac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu-1}{\mu}} - \frac{1}{\alpha} \quad \ldots \ldots \quad (3)$$

Nehmen wir auch hier an, dass die Entzündung des Gasgemenges plötzlich erfolge und dann eintrete, nachdem der Kolben des Treibcylinders einen Weg L_1 zurückgelegt hat, so ist die Pressung p_1, welche nach erfolgter Entzündung eintritt:

$$p_1 = p \frac{1 + \alpha t_1}{1 + \alpha t_0} \quad \ldots \ldots \ldots \quad (4)$$

und ist die Temperatur t_1 des entzündeten Gases:

$$t_1 = t_0 + \frac{\mathfrak{H}}{0 \cdot 167 \, (1 + \lambda)} \quad \ldots \ldots \ldots \quad (5)$$

Der Werth von $\frac{p_1}{p}$ wird vermittelst (5):

$$\frac{p_1}{p} = \frac{1 + \alpha t_1}{1 + \alpha t_0} = 1 + \frac{\alpha \mathfrak{H}}{0 \cdot 167 \, (1 + \alpha t_0)} \frac{1}{1 + \lambda}$$

und wenn man vermittelst (3) t_0 durch t ausdrückt:

$$\frac{p_1}{p} = 1 + \frac{\alpha \mathfrak{H}}{0 \cdot 167 \, (1 + \alpha t)} \frac{1}{\left(\frac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu - 1}{\mu}} (1 + \lambda)}$$

oder wenn wir zur Abkürzung setzen:

$$\frac{\alpha \mathfrak{H}}{0 \cdot 167 \, (1 + \alpha t)} = k \quad \ldots \ldots \ldots \quad (6)$$

$$\frac{p_1}{p} = \frac{1 + \alpha t_1}{1 + \alpha t_0} = 1 + \frac{k}{\left(\frac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu - 1}{\mu}} (1 + \lambda)} \quad \ldots \quad (7)$$

Nachdem der Hauptkolben einen Weg $x > L_1$ zurückgelegt hat, ist nach dem potenzirten Mariott'schen Gesetz die Spannung y des Gasgemenges:

$$y = p_1 \left(\frac{L_1}{x}\right)^{\mu} \quad \ldots \ldots \ldots \quad (8)$$

und nun ist die nützliche Wirkung eines Kolbenschubes:

$$W = A \, L_1 \, p + \int_{L_1}^{L} y \, A \, dx - O \, r \, L - w_1$$

Führt man für y seinen Werth aus (8) ein, verrichtet die Integration und setzt für w_1 seinen Werth aus (1), so folgt:

$$W = \left\{ \begin{array}{l} A\, p\, L_1 + A\, p_1\, L_1 \dfrac{1 - \left(\dfrac{L_1}{L}\right)^{\mu - 1}}{\mu - 1} \\ - A\, r\, L - a\, l\, \mathfrak{A} \dfrac{\left(\dfrac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu - 1}{\mu}} - 1}{\dfrac{\mu - 1}{\mu}} \end{array} \right\} \quad \ldots \quad (9)$$

Allein im Beharrungszustand der Bewegung ist die Gasmenge $\frac{a\, l\, \gamma_0}{1 + \alpha t}$, welche die Pumpe bei einem Schub liefert, gleich der Gasmenge $A\, L_1 \frac{p}{\mathfrak{A}} \frac{\gamma_0}{1 + \alpha t_0}$ die in den Treibcylinder bei einem Schub eintritt; es ist demnach:

$$\frac{a\, l\, \gamma_0}{1 + \alpha t} = A\, L_1 \frac{p}{\mathfrak{A}} \frac{\gamma_0}{1 + \alpha t_0}$$

oder

$$a\, l\, \mathfrak{A} = A\, L \frac{L_1}{L} p \frac{1 + \alpha t}{1 + \alpha t_0}$$

Mit Berücksichtigung dieser Gleichung und des Ausdruckes (3) wird der Werth (9):

$$W = A\, L\, p \left\{ \begin{array}{l} \dfrac{L_1}{L} + \dfrac{p_1}{p} \dfrac{L_1}{L} \dfrac{1 - \left(\dfrac{L_1}{L}\right)^{\mu - 1}}{\mu - 1} - \dfrac{\mathfrak{A}}{p} \\ - \dfrac{L_1}{L} \dfrac{\left(\dfrac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu - 1}{\mu}} - 1}{\dfrac{\mu - 1}{\mu} \left(\dfrac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu - 1}{\mu}}} \end{array} \right\} \quad \ldots \quad (10)$$

Die Menge an Leuchtgas, welche bei einem Schub konsumirt wird, ist:

$$\frac{A\, L_1 \dfrac{p}{\mathfrak{A}} \dfrac{\gamma_0}{1 + \alpha t_0}}{1 + \lambda} \text{ Kilogramm} \quad \ldots\ldots \quad (11)$$

Dividirt man W durch diese Gasmenge, so erhält man den in Kilogrammmetern ausgedrückten Nutzeffekt $\left(\frac{E}{1}\right)$ von einem Kilogramm Leuchtgas. Man hat demnach:

$$\binom{E}{1} = \frac{\mathfrak{A}(1+\alpha t_0)}{\gamma_0}(1+\lambda)\left\{\begin{array}{l} 1 + \dfrac{p_1}{p}\,\dfrac{1-\left(\dfrac{L_1}{L}\right)^{\frac{\mu-1}{\mu}}}{\mu-1} \\[3ex] -\dfrac{\mathfrak{A}}{p}\,\dfrac{L}{L_1} - \dfrac{\left(\dfrac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu-1}{\mu}}-1}{\dfrac{\mu-1}{\mu}\left(\dfrac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu-1}{\mu}}} \end{array}\right\} \quad \ldots \quad (12)$$

oder endlich, wenn man berücksichtiget, dass

$$1+\alpha t_0 = (1+\alpha t)\left(\frac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu-1}{\mu}}$$

$$\frac{p_1}{p} = 1 + \frac{k}{\left(\dfrac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu-1}{\mu}}(1+\lambda)}$$

ist:

$$\binom{E}{1} = \frac{\mathfrak{A}(1+\alpha t)}{\gamma_0}(1+\lambda)\left(\frac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu-1}{\mu}} \times$$

$$\left\{\begin{array}{l} 1 + \dfrac{k}{\left(\dfrac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu-1}{\mu}}(1+\lambda)}\;\dfrac{1-\left(\dfrac{L_1}{L}\right)^{\mu-1}}{\mu-1} \\[3ex] -\dfrac{\mathfrak{A}}{p}\,\dfrac{L}{L_1} - \dfrac{\left(\dfrac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu-1}{\mu}}-1}{\dfrac{\mu-1}{\mu}\left(\dfrac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu-1}{\mu}}} \end{array}\right\} \quad \ldots \quad (13)$$

Setzt man zur Abkürzung

$$\left.\begin{array}{l} \dfrac{L_1}{L} = \xi \\[2ex] 1 + \dfrac{k}{\left(\dfrac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu-1}{\mu}}(1+\lambda)} = \zeta \end{array}\right| \quad \ldots\ldots \quad (14)$$

so kann der Ausdruck für $\left(\begin{smallmatrix}E\\1\end{smallmatrix}\right)$ geschrieben werden, wie folgt:

$$\left(\begin{matrix}E\\1\end{matrix}\right) = \frac{\mathfrak{A}(1+\alpha t)}{\gamma_0}\,\frac{k}{\zeta-1}\left\{\begin{matrix} 1 + \zeta\,\dfrac{1-\xi^{\mu-1}}{\mu-1} - \dfrac{\mathfrak{A}}{p}\,\dfrac{L}{L_1} \\[2ex] -\dfrac{\left(\dfrac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu-1}{\mu}} - 1}{\dfrac{\mu-1}{\mu}\left(\dfrac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu-1}{\mu}}}\end{matrix}\right\} \quad . \; . \quad (15)$$

Dieser Ausdruck ist in Bezug auf ζ von der Form

$$\left(\begin{matrix}E\\1\end{matrix}\right) = \frac{a + b\zeta}{(\zeta-1)} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (16)$$

wobei a und b kein ζ enthält. Hieraus folgt:

$$\frac{dE_1}{d\zeta} = -\frac{a+b}{(\zeta-1)^2}$$

Dieser Bruch kann nur dann zum Verschwinden gebracht werden, wenn ζ gleich ∞ genommen wird. Da aber ζ, wie (14) zeigt, niemals unendlich gross werden kann, so gibt es keinen realisirbaren Werth von ζ, für welchen E_1 ein Maximum wird. Der beste Werth von ζ ist daher der praktisch grösstmögliche.

Aus (15) folgt:

$$\frac{dE_1}{d\xi} = \frac{\mathfrak{A}(1+\alpha t)}{\gamma_0}\,\frac{k}{\zeta-1}\left(-\zeta\,\xi^{\mu-2} + \frac{\mathfrak{A}}{p}\,\frac{1}{\xi^2}\right)$$

Dieser Ausdruck verschwindet, wenn:

$$\zeta\,\xi^{\mu} = \frac{\mathfrak{A}}{p}$$

oder für

$$\xi = \left(\frac{\mathfrak{A}}{p}\right)^{\frac{1}{\mu}}\left(\frac{1}{\zeta}\right)^{\frac{1}{\mu}} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (17)$$

Hierdurch ist die vortheilhafteste Expansion bestimmt. Aus (15) folgt noch:

$$\frac{dE_1}{d\left(\frac{p}{\mathfrak{A}}\right)} = \frac{\mathfrak{A}(1+\alpha t)}{\gamma_0}\,\frac{k}{\zeta-1}\left[\frac{\frac{L}{L_1}}{\left(\frac{p}{\mathfrak{A}}\right)^2} - \left(\frac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{1-\mu}{\mu}-1}\right]$$

Dieser Ausdruck verschwindet für

$$\frac{p}{\mathfrak{A}} = \left(\frac{L}{L_1}\right)^{\mu} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (18)$$

Die Bedingungen der vortheilhaftesten Verwendung des Leuchtgases sind demnach:

$$\text{Erstens: } \zeta = 1 + \frac{k}{\left(\frac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu-1}{\mu}} (1+\lambda)} \text{ (möglichst gross)} \quad . \quad (19)$$

$$\text{Zweitens: } \xi = \left(\frac{\mathfrak{A}}{p}\right)^{\frac{1}{\mu}} \left(\frac{1}{\zeta}\right)^{\frac{1}{\mu}} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (20)$$

$$\text{Drittens: } \frac{p}{\mathfrak{A}} = \left(\frac{L}{L_1}\right)^{\mu} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (21)$$

Es ist eine möglichst starke Expansion vortheilhaft, daher muss $\frac{p}{\mathfrak{A}}$ möglichst gross sein, ist demnach eine starke Compression vortheilhaft. Damit aber bei einem grossen Werth von p, ζ gross werden kann, muss λ möglichst klein sein. Es ist demnach vortheilhaft, wenn das Leuchtgas gerade nur mit so viel atmosphärischer Luft gemengt wird, als zu seiner vollständigen Verbrennung nothwendig ist.

Wenig atmosphärische Luft anwenden, das Gasgemenge stark comprimiren und eine starke Expansion veranlassen, sind demnach die Bedingungen einer möglichst vortheilhaften Benützung des Leuchtgases als motorische Substanz, allein diesen Bedingungen kann man in der Praxis nicht entsprechen.

Erfahrungen über die Gasmaschine. In dem Conservatoir des arts et métiers wurden sorgfältige Versuche mit einer von *Marinoni* nach dem System von *Lenoir* construirten Gasmaschine angestellt. Die Ergebnisse dieser Versuche sind folgende:

Querschnitt des Cylinders	255^{qcm}
Kolbenschub	$0{\cdot}100^{m}$
Gewicht der Maschine	700^{Klg}
Umdrehungen in einer Minute	130
Mit der Bremse gemessene Pferdekraft der Maschine	0·57
Gasverbrauch pro Pferdekraft und pro Stunde .	$3{\cdot}476^{Kbm}$
Steinkohlenaufwand zur Erzeugung der Gasmenge für 1 Pferdekraft und 1 Stunde . . .	7^{Klg}

Abkühlungswasser pro Pferdekraft und pro eine Stunde	73^{Klg}
Temperatur des Wassers { beim Eintritt . . .	14°
Temperatur des Wassers { beim Austritt . .	95°

Von den 73^{Klg} Wasser, welche eintreten, entweichen 64^{Klg} als Wasser mit 95° Temperatur und 9^{Klg} Wasserdampf.

Verhältniss zwischen der Wärme, welche im entweichenden Wasser und Dampf enthalten ist, zur Wärmemenge, welche im Gas enthalten ist	$\frac{1}{2}$
Mischungsverhältniss von Leuchtgas und atmosphärischer Luft	0·09
Grösste Spannkraft im Cylinder	6 Atmosph.
Expansion	$\frac{1}{2}$
Oelverbrauch stündlich	36·5 Gramm
Temperatur der aus dem Cylinder entweichenden durch das Wasser abgekühlten Gase	150°
Wärmemenge { im Wasser und Dampf	0·59
Wärmemenge { den Reibungswiderständen entsprechend	0·37
Wärmemenge { der Nutzleistung entsprechend .	0·04
	1·00

Schlußbetrachtungen über die calorische und die Gasmaschine. Aus diesen Studien über die Luft- und Gasmaschinen geht hervor, dass es der Praxis bisher noch nicht gelungen ist, die vielversprechenden Grundsätze, auf welchen diese Maschinen beruhen, mit befriedigendem Erfolg in Anwendung zu bringen. Mit einigem Erfolg wurden bis jetzt nur kleinere Maschinen ausgeführt, und diese haben für jede Pferdekraft stündlich 4 bis 6^{Klg} Steinkohlen, also so viel Brennstoff verbraucht, als die unvollkommenen kleineren Dampfmaschinen. Hinsichtlich des Brennstoffverbrauches ist also sicherlich noch kein Grund vorhanden, die älteren Dampfmaschinen aufzugeben und dafür calorische oder Gasmaschinen anzuwenden. Ein in praktischer Hinsicht wesentlicher Missstand ist bei diesen Luft- und Gasmaschinen die hohe trockene Hitze, die eine Oelung gar nicht zulässt. Vermindert man die Erhitzung durch Abkühlung mit kaltem Wasser, so verliert man einen so beträchtlichen Theil der Wärme, dass der Krafterfolg zu ungünstig ausfallen muss. Diese hohe Temperatur ist auch sehr nachtheilig wegen der Herstellung eines dauerhaften Calorifers. Dieser muss nothwendig durch die beständige Berührung mit dem glühend heissen Sauerstoff der atmosphärischen Luft in kurzer Zeit durchrosten. Lässt man den Calorifer weg und bringt an seiner Stelle nur ein kleines Heiztöpfchen an, so wird wiederum die Wärmebenutzung der Verbrennungsgase zu ungünstig.

Wenn man den calorischen Maschinen Abmessungen gibt, bei welchen sie gute Leistungen zu geben vermögen, so fallen dieselben sehr voluminös aus. Der Cylinderquerschnitt wird immer viel grösser, als bei einer Watt'schen Niederdruckmaschine, insbesondere wenn man die Maschine einfach wirkend anordnet, und wenn man gute Leistungen wirklich durch stärkere Expansion erzielen will, darf man den Kolbenschub nicht so kurz halten, wie es seither bei den calorischen Maschinen geschehen ist. Im Vergleich mit den Dampfmaschinen sind auch die calorischen Maschinen ungemein complizirt und daher durch Nebenhindernisse sehr krafterschöpfend.

Nach der Ansicht des Verfassers hängt die Zukunft dieser neueren Maschinen nicht von mechanistischen Erfindungen ab, sondern von der Entdeckung eines physikalischen Vorganges, wodurch die Umwandlung von Wärme in Arbeit auf eine weit ergiebigere Weise erfolgt, als durch das einfache Mittel der Expansion. Dass eine solche Entdeckung in das Bereich der Möglichkeit gehört, unterliegt wohl keinem Zweifel, ob sie aber schon in nächster Zukunft an das Tageslicht treten wird, muss man bezweifeln, denn man hat durchaus noch keine Ahnung, wie man es anfangen soll, den der Wärme entsprechenden Radialschwingungszustand der Dynamiden zum Verschwinden zu bringen und dafür eine aufsammelbare motorische Wirkungsweise hervorzubringen, woraus die Umwandlung von Wärme in Arbeit besteht. Die Umwandlung von mechanischer Arbeit in Wärme kann auf die mannigfaltigste Weise bewirkt werden. Die umgekehrte Umwandlung ist ein noch zu lösendes Problem, das nicht die Mechaniker durch sinnreiche Erfindungen, sondern nur allein die Physiker durch die Entdeckung von wichtigen inneren Vorgängen an das angestrebte Ziel bringen können. Bis dies geschehen ist, werden sich die Dampfmaschinen behaupten und werden daher calorische und Gasmaschinen nur in Ausnahmsfällen und in kleinerem Maassstabe in Anwendung bleiben.