

# **Badische Landesbibliothek Karlsruhe**

**Digitale Sammlung der Badischen Landesbibliothek Karlsruhe**

## **Theoretische Maschinenlehre**

in 4 Bänden

Theorie der Kraftmaschinen

**Grashof, Franz**

**Leipzig, 1890**

b. Feuerluftmaschinen

[urn:nbn:de:bsz:31-282943](https://nbn-resolving.org/urn:nbn:de:bsz:31-282943)

## b. Feuerluftmaschinen.

## §. 137. Theoretische Grundlagen.

Die Grundlagen der Rechnung bedürfen hier zunächst insofern einer Ergänzung, als es sich um die Zustandsänderung eines Gasgemisches als Arbeitsflüssigkeit handelt, dessen physikalische Constanten (Constante  $R$  der Zustandsgleichung, Dichtigkeit, specifische Wärmen) nicht unmittelbar durch Versuche bekannt sind, sondern als Functionen dieser Constanten der Mischungsbestandtheile mit Rücksicht auf das in Gewichts- oder Volumentheilen gegebene Mischungsverhältniss berechnet werden müssen. Dabei wird die Zusammensetzung der gasförmigen Verbrennungsproducte eines Brennstoffs von bekannter chemischer Beschaffenheit gemäss §. 160, Bd. I, gefunden.

$G$  Kgr. eines Gasgemisches von der Pressung  $p$  und absoluten Temperatur  $T$  bestehe nun aus  $G'$ ,  $G''$  . . . Kgr. solcher Gase, für welche die Constanten  $R'$ ,  $R''$  . . . der Zustandsgleichung oder die Dichtigkeiten  $\delta'$ ,  $\delta''$  . . . bekannt sind, die bekanntlich in den Beziehungen stehen:

$$R' = \frac{R_0}{\delta'}, \quad R'' = \frac{R_0}{\delta''} \dots \dots \dots (1),$$

wenn  $\delta'$ ,  $\delta''$  . . . auf ein Gas (bei gleicher Pressung und Temperatur) bezogen werden, für welches  $R_0$  die Constante der Zustandsgleichung ist. Sind  $p'$ ,  $p''$  . . . die Pressungen dieser Bestandtheile des Gemisches, so dass

$$G = G' + G'' + \dots = \Sigma G' \dots \dots \dots (2)$$

$$p = p' + p'' + \dots = \Sigma p' \dots \dots \dots (3)$$

ist, so folgt aus den betreffenden Zustandsgleichungen

$$p'V = G'R'T, \quad p''V = G''R''T \dots \dots \dots (4),$$

unter  $V$  das gemeinschaftliche Volumen verstanden, durch Addition:

$$pV = (G'R' + G''R'' + \dots) T = \Sigma(G'R') \cdot T,$$

so dass die Constante  $R$  für das Gemisch wegen

$$pV = GRT \dots \dots \dots (5)$$

bestimmt ist durch die Gleichung:

$$GR = \Sigma(G'R') \dots \dots \dots (6).$$

Werden hierin  $R'$ ,  $R''$  . . . nach (1) ausgedrückt und  $R = \frac{R_0}{\delta}$  gesetzt, so ergibt sich:

$$\frac{G}{\delta} = \Sigma \frac{G'}{\delta'} \dots \dots \dots (7)$$

zur Bestimmung der Dichtigkeit  $\delta$  des Gemisches.

Sind  $V', V'' \dots$  die Volumina, welche die Mischungsbestandtheile im gemeinsamen Zustande  $p, T$  einnehmen würden, so ist

$$p'V = pV', \quad p''V = pV'' \dots$$

Hieraus und aus (4), (5), (6) und (1) folgt:

$$\frac{V''}{V} = \frac{p'}{p} = \frac{G'R'}{GR} = \frac{G'R'}{\Sigma(G'R')} = \frac{\frac{G'}{\delta'}}{\Sigma \frac{G'}{\delta'}} \dots \dots \dots (8),$$

worin  $V', G', R', \delta'$  mit  $V'', G'', R'', \delta'' \dots$  vertauscht werden dürfen; insbesondere sind also die auf gleiche Temperatur und auf gleichen Druck bezogenen Volumverhältnisse  $\frac{V'}{V}, \frac{V''}{V} \dots =$  den auf dieselbe Temperatur  $T$

und auf dasselbe Gesamtvolumen  $V$  bezogenen Druckverhältnissen  $\frac{p'}{p}, \frac{p''}{p} \dots$  Sind nicht die Gewichtsverhältnisse der Bestandtheile, wie bisher vorausgesetzt, sondern die Volumverhältnisse derselben gegeben, so folgen erstere aus letzteren, indem gemäss (8)

$$\frac{G'}{G} = \frac{V'}{V} \frac{\Sigma(G'R')}{GR}$$

$$\Sigma \frac{G'}{G} = 1 = \Sigma \left( \frac{V'}{V} \frac{1}{R'} \right) \cdot \frac{\Sigma(G'R')}{G}$$

ist, durch die Gleichungen:

$$\frac{G'}{G} = \frac{\frac{V'}{V} \frac{1}{R'}}{\Sigma \left( \frac{V'}{V} \frac{1}{R'} \right)} = \frac{\frac{V'}{V} \delta'}{\Sigma \left( \frac{V'}{V} \delta' \right)} \dots \dots \dots (9).$$

Durch die specifischen Wärmen  $c'_v$  und  $c'_p, c''_v$  und  $c''_p \dots$  der Bestandtheile sind endlich die specifischen Wärmen  $c_v$  und  $c_p$  des Gemisches dadurch bestimmt, dass die Wärme  $dQ$ , welche dem letzteren behufs einer unendlich kleinen umkehrbaren Zustandsänderung mitzutheilen ist, als Summe dieser Wärmen für die Bestandtheile ausgedrückt wird. So ergiebt sich aus §. 122, Gl. (3) und (4):

$$Gc_v dT + Ap dV = \Sigma(G'c'_v) dT + A(p' + p'' + \dots) dV$$

$$Gc_p dT - AV dp = \Sigma(G'c'_p) dT - AV d(p' + p'' + \dots),$$

folglich wegen  $p' + p'' + \dots = p$ :

$$Gc_v = \Sigma(G'c'_v) \quad \text{und} \quad Gc_p = \Sigma(G'c'_p) \dots \dots \dots (10).$$

Unbeschadet der Zustandsgleichungen (4) und (5) darf hierbei auf die Veränderlichkeit der specifischen Wärme mit der Temperatur Rücksicht genommen werden, wie es bei den hohen Temperaturen der Arbeitsluft von Feuerluftmaschinen nöthig erscheinen kann; die Gültigkeit der Zustandsgleichung  $pv = RT$  ist nämlich nicht nothwendig an constante Werthe von  $c_p$  und  $c_v$  gebunden, wie sie bei der Entwicklung dieser Gleichung in Bd. I, §. 17 und §. 18 vorausgesetzt wurden und in der That meistens angenommen werden dürfen, sondern nur an solche Werthe, welche lediglich Functionen von  $T$  und unter sich um eine Constante verschieden sind.\* Gemäss den allgemeinen zwei Hauptgleichungen (Bd. I, §. 15, Gl. 11 und 12) ist nämlich

$$A = \frac{\partial}{\partial p} \left( c_p \frac{\partial T}{\partial v} \right) - \frac{\partial}{\partial v} \left( c_v \frac{\partial T}{\partial p} \right) \dots \dots \dots (11)$$

$$AT = (c_p - c_v) \frac{\partial T}{\partial p} \frac{\partial T}{\partial v} \dots \dots \dots (12).$$

Aus (11) folgt mit

$$pv = RT, \text{ also } \frac{\partial T}{\partial p} = \frac{v}{R} \text{ und } \frac{\partial T}{\partial v} = \frac{p}{R} \dots \dots \dots (13)$$

$$\begin{aligned} AR &= \frac{\partial}{\partial p} (p c_p) - \frac{\partial}{\partial v} (v c_v) \\ &= p \frac{\partial c_p}{\partial p} - v \frac{\partial c_v}{\partial v} + c_p - c_v \end{aligned}$$

oder, weil nach (12) und (13)

$$c_p - c_v = AR, \text{ also } \frac{\partial c_v}{\partial v} = \frac{\partial c_p}{\partial p} \dots \dots \dots (14)$$

ist, auch

$$p \frac{\partial c_p}{\partial p} - v \frac{\partial c_p}{\partial v} = 0.$$

Diese Gleichung ist aber die Folge der Gleichungen

$$\frac{\partial c_p}{\partial p} dp + \frac{\partial c_p}{\partial v} dv = 0 \text{ und } v dp + p dv = 0,$$

welche als zusammenbestehende Gleichungen ausdrücken, dass  $c_p$  als Function von  $p$  und  $v$  zugleich mit dem Product  $pv$ , also gemäss der vorausgesetzten Zustandsgleichung zugleich mit  $T$  unveränderlich ist, wobei also  $c_p$  eine beliebige Function von  $T$  sein könnte. Gemäss (14) muss aber ausserdem  $c_p - c_v$  constant sein für das betreffende Gas, nämlich nach §. 122 sehr nahe:

\* Zeuner, technische Thermodynamik, Bd. I, §. 28.

$$c_p - c_v = \frac{0,0691}{\delta} = \frac{2}{m} \dots \dots \dots (15),$$

unter  $m$  das Molekulargewicht (Wasserstoff = 2) verstanden.

Dass die spezifische Wärme der Gase und Dämpfe mit der Temperatur wächst, wurde für Kohlensäure schon von Regnault gefunden, indem er

für $t =$	$0^{\circ}$	$100^{\circ}$	$200^{\circ}$
$c_p =$	0,187	0,215	0,240

bestimmte. Aehnliches fanden später E. Wiedemann und A. Winkelmann für Temperaturen bis etwa  $200^{\circ}$ ; ersterer z. B.

	für $t =$	$0^{\circ}$	$100^{\circ}$	$200^{\circ}$
Kohlensäure:	$c_p =$	0,195	0,217	0,239
Stickstoffoxydul:	$c_p =$	0,198	0,221	0,244
Aethylen ( $C_2H_4$ ):	$c_p =$	0,336	0,419	0,501.

Für die im engeren Sinne sogenannten Gase (Wasserstoff, Sauerstoff, Stickstoff, Kohlenoxyd und Gemische derselben, wie z. B. reine atmosphärische Luft) wurde eine Veränderlichkeit der spezifischen Wärme ebenso wenig gefunden, wie eine Abweichung von der Zustandsgleichung  $p v = R T$ .

In neuerer Zeit dehnten aber Mallard und Le Chatelier die betreffenden Versuche aus bis zu sehr hohen Temperaturen von etwa  $2000^{\circ}$ , besonders bezüglich des Verhaltens der Verbrennungsproducte Kohlensäure und Wasserdampf. Dabei fanden sie die spezifische Wärme selbst der eigentlichen Gase merklich wachsend mit  $t$ , nämlich gemäss den bezüglichlichen Folgerungen von Zeuner\*:

$$m c_p = 6,76 + 0,0012 t \dots \dots \dots (16),$$

ferner für Kohlensäure:

$$m c_p = 8,26 + 0,012 t - 0,00000236 t^2 \dots \dots \dots (17)$$

und für Wasserdampf:

$$m c_p = 7,57 + 0,00656 t \dots \dots \dots (18),$$

z. B. für $t =$	$0^{\circ}$	$100^{\circ}$	$200^{\circ}$	$500^{\circ}$	$1000^{\circ}$	$2000^{\circ}$
Kohlensäure:	$c_p =$	0,188	0,214	0,240	0,311	0,407
Wasserdampf:	$c_p =$	0,420	0,457	0,493	0,603	0,785
						1,149.

Aus den Werthen von  $m c_p$  gemäss (16)–(18) findet man  $m c_v$  durch Subtraction von 2 mit der Annäherung, mit welcher Gl. (15) gültig ist.

\* Technische Thermodynamik, Bd. I, §. 140.

Diese Annäherung ist freilich für Kohlensäure und Wasserdampf nicht gross, selbst für eigentliche Gase zweifelhaft bei den hier in Rede stehenden sehr hohen Temperaturen. Gilt aber die Zustandsgleichung  $p v = R T$  nicht, so braucht auch die spezifische Wärme nicht nur von der Temperatur, sondern kann auch vom Druck abhängig sein; für Kohlensäure hat freilich Regnault solche Abhängigkeit vom Druck bis zu 12 Atm. als nicht vorhanden gefunden. Bei der in dieser Hinsicht herrschenden Unsicherheit und mit Rücksicht auf die grosse Vereinfachung empfiehlt es sich und bleibt einstweilen kaum etwas anderes übrig, als jene einfache Zustandsgleichung bei der Untersuchung von Zustandsänderungen der Verbrennungsgasgemische zugrunde zu legen, wenn auch Kohlensäure und Wasserdampf wesentliche Bestandtheile derselben sind. Das erhebliche Wachsen der spezifischen Wärme mit  $t$ , das bei gegebenem Heizwerth eines Brennstoffs entsprechende Verkleinerung der Verbrennungstemperatur zur Folge hat, darf aber gemäss den Ergebnissen von Mallard und Le Chatelier, wenn sie auch der Prüfung und Ergänzung bedürftig sein mögen, nicht ausser Betracht bleiben.

Atmosphärische Luft besteht z. B. für  $G = 1$  aus

$$G' = 0,235 \text{ Sauerstoff, } m = 32$$

$$G'' = 0,765 \text{ Stickstoff, } m = 28.$$

Nach (16) und (15) wäre deshalb:

$$c'_p = 0,2112 + 0,0000375t, \quad c'_v = 0,1487 + 0,0000375t \dots (19)$$

$$c''_p = 0,2414 + 0,0000429t, \quad c''_v = 0,1700 + 0,0000429t \dots (20)$$

und damit nach (10) für atmosphärische Luft:

$$c_p = 0,2343 + 0,0000416t, \quad c_v = 0,1650 + 0,0000416t \dots (21).$$

Als weiteres Beispiel mögen die gasförmigen Verbrennungsproducte von solcher Steinkohle angenommen werden, welche gemäss Bd. I, §. 159 in der Gewichtseinheit besteht aus

0,80 Kohlenstoff,

0,04 freiem Wasserstoff,

0,09 chemischem Wasser,

0,03 hygroskopischem Wasser,

0,04 Asche.

und deren Heizwerth a. a. O. zu  $K = 7483$  Cal. ermittelt wurde. Die zu vollkommener Verbrennung von 1 Kgr. dieser Kohle gerade nöthige Luftmenge in Kgr., die Verbrennungsproducte und ihre Dichtigkeiten sind gemäss §. 160 daselbst:

- Verbrennungsluft:  $L = 10,67$  Kgr.,  $\delta' = 1$
- Kohlensäure:  $Ae = 2,93$  „  $\delta' = 1,529$
- Wasserdampf:  $Aq = 0,48$  „  $\delta' = 0,623$
- Stickstoff:  $N = 8,22$  „  $\delta' = 0,971$ .

Erfolgt die Verbrennung von 1 Kgr. Kohle thatsächlich mit  $m' L$  Kgr Luft, so ist das Gewicht der Verbrennungsgase:

$$G = (m' - 1)L + Ae + Aq + N \text{ Kgr.},$$

und ergibt sich ihre Dichtigkeit  $\delta$  bezüglich auf atmosphärische Luft gemäss Gl. (7), indem darin  $G'$  bezw.  $= (m' - 1)L, Ae, Aq, N$  und  $\delta' =$  den betreffenden angeführten Werthen gesetzt wird. Insbesondere für  $m' = 2$  findet man:

$$G = 22,3 \text{ Kgr. und } \delta = 1,022$$

wie a. a. O. Indem nun das Molekulargewicht von Kohlensäure und von Wasserdampf bezw.  $= 44$  und  $= 18$  ist, folgt aus (17) und (18) für

$$\text{Kohlensäure: } c_p = 0,1877 + 0,0002727t - 0,0000000536t^2. \quad (22)$$

$$\text{Wasserdampf: } c_p = 0,4206 + 0,0003644t \dots \dots \dots (23)$$

und nach (20), (21), (22), (23) für die Verbrennungsgase aus (10):

$$c_p = 0,2348 + 0,0000794t - 0,0000000024t^2. \dots \dots (24),$$

damit gemäss (15):

$$c_v = c_p - \frac{0,0691}{1,022} = c_p - 0,0676 \dots \dots \dots (25).$$

Die Wärmemenge zur Erhitzung von 1 Kgr. dieser Verbrennungsgase von  $0^\circ$  bis  $t^\circ$  bei constantem Drucke ist:

$$Q = \int_0^t c_p dt = 0,2348t + 0,0000397t^2 - 0,0000000008t^3. \quad (26),$$

somit, unter  $\eta_1$  den Wirkungsgrad der Feuerung verstanden, die Verbrennungstemperatur  $t$  bestimmt durch die Gleichung:

$$GQ = \eta_1 K.$$

Höchstens wird  $t$  etwa  $= 1000$  sein, womit  $Q = 273,7$  und

$$\eta_1 = \frac{22,3 \cdot 273,7}{7483} = 0,815$$

gefunden wird. Nach (24) und (25) gelten für dieses Gemisch von gasförmigen Verbrennungsproducten u. A. die zusammengehörigen Werthe:

$t = 0^{\circ}$	100 <sup>o</sup>	200 <sup>o</sup>	500 <sup>o</sup>	1000 <sup>o</sup>
$c_p = 0,235$	0,243	0,251	0,274	0,312
$c_v = 0,167$	0,175	0,183	0,206	0,244
$n = c_p : c_v = 1,404$	1,386	1,369	1,328	1,278

1. Feuerluftmaschinen mit festen oder tropfbar flüssigen Brennstoffen.

§. 138. Feuerluftmaschinen mit festem Brennstoff.

An und für sich ist ein Vortheil dieser, wie der Feuerluftmotoren überhaupt darin zu finden, dass von den 6 Factoren des wirthschaftlichen Wirkungsgrades (§. 121) der Factor  $\eta_2$ , der Wirkungsgrad des Heizcanals, mit Wegfall des letzteren möglichst gross = 1 wird. Durch Verkleinerung anderer Factoren kann freilich dieser Vortheil aufgewogen werden, was wenigstens bei den hier zunächst in Rede stehenden Maschinen mit Verwendung fester Brennstoffe infolge praktischer Schwierigkeiten thatsächlich meistens der Fall ist, so dass sie grössere Erfolge bisher kaum aufzuweisen haben.

Im Wesentlichen haben sie folgende Einrichtung mit 3 Hauptbestandtheilen, dem Arbeitscyliner, einer Luftpumpe und einem Ofen. Die durch die Pumpe angesaugte und comprimirt atmosphärische Luft wird in den Ofen (in der Regel theils unter, theils über den Rost) geleitet, von wo die Verbrennungsgase hinter den Kolben gelangen, indem sie durch ein gesteuertes Ventil behufs entsprechender Expansionswirkung jeweils zugemessen werden; bei der umgekehrten Kolbenbewegung gelangen sie durch ein gleichfalls gesteuertes Ventil ins Freie. Um den Kolben mit seiner Liederung gegen die Einwirkung der heissen Gase einigermaßen zu schützen, pflegt er durch einen von letzteren unmittelbar berührten Blechcylinder verlängert, auch als Plunger ausgebildet zu werden, so dass die Liederung eine feste Lage in grösstmöglicher Entfernung von den heissen Gasen erhält, somit auch leichter geschmiert und kühl gehalten werden kann. Zur Beschickung des Rostes in dem geschlossenen Feuerraum dient ein Fülltrichter, der nach innen (gegen den Feuerraum hin) und nach aussen je durch Ventil oder Klappe abgesperrt werden kann; dazwischen wird Brennstoff eingefüllt bei Absperrung nach innen, während er von da aufgegeben werden kann bei Absperrung nach aussen. Im letzteren Falle kann durch Oeffnung eines Verbindungsrohrs zwischen den Räumen über dem Rost und im Fülltrichter zunächst in letzterem



der höhere Druck des ersteren Raums hergestellt werden, der natürlich bei der folgenden Einfüllung neuen Brennstoffs verloren wird. Die Regulirung kann auf verschiedene Weise geschehen, insbesondere z. B. durch Drosselung der von der Pumpe zum Ofen strömenden gepressten Luft. Zum Anheizen des Ofens dienen Thüren über und unter dem Rost, sowie ein Rohr zu unmittelbarer Abführung der Verbrennungsgase in die Atmosphäre, welche Theile bei regelmässigem Betriebe geschlossen sind.

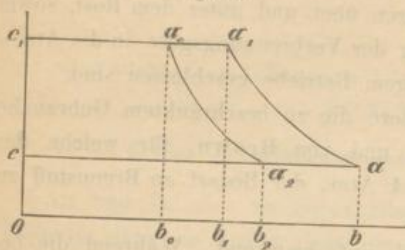
Von solcher Art sind insbesondere die zu beschränktem Gebrauche gekommenen Maschinen von Hoek und von Brown, für welche der grösste Druck bezw. zu 2,5 und zu 4 Atm., der Bedarf an Brennstoff zu 3 bis 5 Kgr. Koks angegeben wird.

Pumpe und Arbeitscylinder sind einfachwirkend. Während die betreffenden Kolben sich in einem gewissen Sinne bewegen (bei Hoek in demselben, bei Brown in entgegengesetztem Sinne), wird Luft von der Pumpe angesaugt, Gasgemisch aus dem Arbeitscylinder ausgetrieben; wegen schädlicher Räume beginnt die Ansaugung erst nach einem gewissen Wege des Pumpenkolbens, während dessen der Druck in der Pumpe bis zum äusseren Luftdruck abnimmt, wogegen die Ausströmung aus dem Arbeitscylinder schon vor dem Ende des Hubes aufhört, wonach dann der Druck des abgesperrten Gasgemisches wächst. Der Ofen bleibt hierbei gegen beide Theile abgesperrt, so dass der Druck in ihm nur wenig zunimmt. Bei der umgekehrten Kolbenbewegung wird er zunächst gegen den Arbeitscylinder geöffnet, so dass bei etwas abnehmendem Druck in den communicirenden betreffenden Räumen im Arbeitscylinder Einströmung, in der Pumpe Compression der vorher angesaugten Luft stattfindet. In mittleren Kolbenstellungen wird die Communication des Ofens mit dem Arbeitscylinder unterbrochen, mit der Pumpe hergestellt, und damit in jenem die Expansion des Gasgemisches, aus diesem die Ueberströmung der comprimierten Luft in den Ofen bei noch etwas weiter wachsendem Druck eingeleitet.

Sieht man ab von den Druckschwankungen im Ofen und in den damit jeweils communicirenden Räumen des Arbeits- und des Pumpcylinders, ferner von den schädlichen Räumen derselben und von der Wärmeleitung der Cylinderwände, so entspricht dem Vorgange principiell das Diagramm Fig. 113, worin  $c_1 a_1$  und  $ca$  Gerade parallel der Abscissenaxe,  $a_1 a$  und  $a_0 a_2$  Adiabaten sind, und worin die Flächen  $c_1 a_1 ac$  und  $c_1 a_0 a_2 c$  bezw. die für den Arbeits- und für den Pumpcylinder indicirten Arbeiten  $E_1$  und  $E_2$  darstellen, deren Differenz  $E = E_1 - E_2$  die bei einer Umdrehung gewonnene indicirte Arbeit ergibt. Werden mit  $p_1 = a_1 b_1$

und  $p_2 = a_2 b_2$  bzw. der grösste und der kleinste (atmosphärische) Druck, mit  $V = Ob$  und  $V_2 = Ob_2$  die Hubvolumina des Arbeits- und des Pumpzylinders bezeichnet, mit  $V_1 = Ob_1$  das Gemischvolumen, welches

Fig. 113.



in ersterem zu Ende der Einströmung, mit  $V_0 = Ob_0$  das Luftvolumen, welches in letzterem bei Beginn der Ausströmung in den Ofen vorhanden ist, und sind endlich  $T$  und  $T_2$ ,  $T_1$  und  $T_0$  die absoluten Temperaturen in den Zuständen, denen die Punkte  $a$  und  $a_2$ ,  $a_1$  und  $a_0$  des Diagramms entsprechen,

so ist, falls bei jeder Umdrehung  $G_1$  Kgr. Gasmisch durch den Arbeitszylinder und  $G_2$  Kgr. Luft durch die Pumpe hindurchgehen, der Figur zufolge mit Rücksicht auf Gl. (13), §. 122, und auf die Zustandsgleichung der Gase:

$$E_1 = p_1 V_1 + \frac{p_1 V_1 - p_2 V}{n - 1} - p_2 V$$

$$= \frac{n}{n - 1} (p_1 V_1 - p_2 V) = \frac{n}{n - 1} G_1 R (T_1 - T) \dots \dots (1)$$

und ebenso, wenn  $n_0$  und  $R_0$  die Werthe von  $n$  und  $R$  für atmosphärische Luft bedeuten,

$$E_2 = \frac{n_0}{n_0 - 1} G_2 R_0 (T_0 - T_2) \dots \dots \dots (2).$$

während  $n$  und  $R$  gemäss vorigem Paragraph als Mittelwerthe für eine zwischen  $T_1$  und  $T$  liegende Temperatur zu bestimmen sind. Dabei ist, unter  $\alpha$  das Gewichtsverhältniss des vergasteten Brennstoffs und der dazu gleichzeitig angesaugten Luft verstanden,

$$G_1 = G_2 (1 + \alpha) \text{ und } G_2 = \frac{p_2 V_2}{R_0 T_2} \dots \dots \dots (3).$$

Würde  $n = n_0$  und  $R = R_0$  gesetzt, so wäre nach (1), (2) und (3):

$$E = E_1 - E_2 = \frac{nR}{n - 1} [G_1 (T_1 - T) - G_2 (T_0 - T_2)]$$

$$= G_2 \frac{nR}{n - 1} [(1 + \alpha) (T_1 - T) - T_0 + T_2] \dots \dots \dots (4),$$

für  $\alpha = 0$  wegen  $\alpha R = c_p - c_v$  übereinstimmend mit der indicirten Arbeit  $E$  eines geschlossenen Luftmotors mit Kreisprocess in 4 Räumen (§. 127), falls auch der letztere einfach wirkend und  $G = G_2$  wäre. Bei gegebenen

Werthen von  $T_1$ ,  $T_2$  und  $\alpha$  ist  $E$  im Verhältniss zu  $G_2$ , also auch im Verhältniss zur vergasten Brennstoffmenge abhängig von  $T$  und  $T_0$ , welche Temperaturen übrigens auch hier in der durch Gl. (1), §. 123, ausgedrückten Beziehung stehen. Mit Rücksicht auf Fig. 113 ist nämlich den Voraussetzungen gemäss:

$$\frac{T_1}{T} = \left(\frac{V}{V_1}\right)^{n-1} \text{ und } \frac{T_2}{T_0} = \left(\frac{V_0}{V_2}\right)^{n-1}$$

$$\frac{G_1 T_1}{G_2 T_0} = \frac{V_1}{V_0} \text{ und } \frac{G_2 T_2}{G_1 T} = \frac{V_2}{V},$$

und es können die aus diesen zwei Paaren von Gleichungen folgenden:

$$\frac{T_1 T_2}{T T_0} = \left(\frac{V V_0}{V_1 V_2}\right)^{n-1} \text{ und } \frac{T_1 T_2}{T T_0} = \frac{V_1 V_2}{V V_0}$$

nur dann gleichzeitig stattfinden, wenn

$$V V_0 = V_1 V_2, \text{ also } T T_0 = T_1 T_2 \dots \dots \dots (5)$$

ist. Somit wird

$$E = G_2 \frac{nR}{n-1} \left[ (1 + \alpha)(T_1 - T) - \frac{T_1 T_2}{T} + T_2 \right] \dots \dots \dots (6)$$

bei gegebenen Werthen von  $T_1$ ,  $T_2$  und  $\alpha$  im Verhältniss zu  $G_2$ , also auch im Verhältniss zur vergasten Brennstoffmenge ein Maximum für

$$-(1 + \alpha) + \frac{T_1 T_2}{T^2} = 0, \quad T = \sqrt{\frac{T_1 T_2}{1 + \alpha}} \dots \dots \dots (7)$$

und zwar

$$E = G_2 \frac{nR}{n-1} \left[ (1 + \alpha) \left( T_1 - \sqrt{\frac{T_1 T_2}{1 + \alpha}} \right) - \sqrt{(1 + \alpha) T_1 T_2} + T_2 \right]$$

$$= G_2 \frac{nR}{n-1} (\sqrt{(1 + \alpha) T_1} - \sqrt{T_2})^2 \dots \dots \dots (8)$$

Diesem Maximum von  $E$  entsprechend müsste das Verhältniss der Hubvolumina des Arbeits- und des Pumpkolbens:

$$\alpha = \frac{V}{V_2} = \frac{G_1 T}{G_2 T_2} = (1 + \alpha) \sqrt{\frac{1}{1 + \alpha} \frac{T_1}{T_2}} = \sqrt{(1 + \alpha) \frac{T_1}{T_2}} \dots (9)$$

sein, ferner die verhältnissmässige Grösse sowohl des Gemischvolumens, welches sich im Arbeitscyliner zu Ende der Einströmung, als auch des Luftvolumens, welches sich in der Pumpe bei Beginn der Ausströmung befindet,

$$\frac{V_1}{V} = \frac{V_0}{V_2} = \left(\frac{T}{T_1}\right)^{\frac{1}{n-1}} = \left(\sqrt{\frac{1}{1 + \alpha} \frac{T_2}{T_1}}\right)^{\frac{1}{n-1}} = \left(\frac{1}{\alpha}\right)^{\frac{1}{n-1}} \dots (10)$$

Zuverlässigere Anhaltspunkte zur Beurtheilung solcher Feuerluftmaschinen sind nur durch Messungen an solchen im Betriebe und durch darauf beruhende Rechnungen mit Berücksichtigung der schädlichen Räume und der sonstigen Nebenumstände zu erhalten. Wird in dem Ausdruck des wirthschaftlichen Wirkungsgrades (§. 121):

$$\eta_{iw} = \eta_1 \eta_2 \left(1 - \frac{T_2}{T_1}\right) (1 - w) \eta_c \eta_i$$

der Factor  $(1 - w)$  ausser Acht gelassen, während hier  $\eta_2 = 1$  ist, so ermittelte z. B. Slaby aus Versuchen mit einer Brown'schen Maschine, die er zusammen mit Brauer anstellte,\* bei einer Bremsleistung = 2,17 und einer indicirten Leistung = 2,89 Pferdestärken (Differenz der indicirten Leistungen des Arbeits- und des Pumpcylinders)

$$\eta_{iw} = 0,26 \cdot 0,39 \cdot 0,31 \cdot 0,75 = 0,023.$$

Der Wirkungsgrad des Kreisprocesses

$$= 0,39 \cdot 0,31 = 0,12$$

war also etwas grösser, als derjenige = 0,093 der im §. 134 besprochenen Lehmann'schen Maschine ohne Regenerator, der den Factoren

$$1 - \frac{T_2}{T_1} = \frac{1,2}{2,2} = 0,545 \quad \text{und} \quad \eta_c = 0,171$$

entspricht. Der indicirte Wirkungsgrad war mit 0,75 erheblich grösser, als

$$\eta_2 = \frac{1,31}{2,37} = 0,55$$

bei der Lehmann'schen Maschine. Aber diese Vortheile werden aufgewogen durch den kleinen Wirkungsgrad  $\eta_1 = 0,26$  der Feuerung von jener gegenüber

$$\eta_1 \eta_2 = 0,46$$

bei dieser, so dass  $\eta_{iw}$  bei beiden nahe gleich gross ist. Die geschlossene Maschine behält dabei besonders den Vorzug leichter Anbringung eines Regenerators zu erheblicher Vergrösserung des calorischen Wirkungsgrades  $\eta_c$ . —

Sehr bemerkenswerth ist die seit Kurzem auch in Deutschland gebaute Feuerluftmaschine von Bénier.\*\* Dieselbe zeichnet sich besonders aus durch die geschickte Art, wie die Hauptschwierigkeit solcher Maschinen, die dauernd gute Dichtung des Arbeitskolbens und die Ver-

\* Dingler's polyt. Journal, Bd. 232, S. 200; daraus Knoke's Kraftmaschinen des Kleinwerbes, S. 146 u. ff.

\*\* Zeitschrift des Vereins deutscher Ingenieure, 1888, S. 1158 u. ff.

meidung erheblicher Verluste an heisser Luft von höherer Pressung durch die Poren des Gusseisens, in der Hauptsache vermieden wird. Jener Kolben ist nämlich besonders lang und hat nur an seinem oberen Theile Führung, indem der Durchmesser des unteren Theils um einige Millimeter kleiner ist, als die Weite des betreffenden Cylinders; die Wand des letzteren hat innen einen Luftring an einer möglichst hoch gelegenen solchen Stelle, dass er mit dem hohlcylindrischen Raum zwischen der Innenfläche des Cylinders und der Aussenfläche des unteren Theils des Arbeitskolbens beständig communicirt. Während nun der grössere Theil der in der Luftpumpe verdichteten Luft durch den Rost hindurch dem Brennstoff zugeführt wird, wird der andere Theil jenem Luftring des Arbeitcylinders zugeleitet, von wo diese noch kalte, bezw. durch ihre Verdichtung in der Luftpumpe nur mässig erwärmte Luft abwärts strömt, um sich mit dem heissen Verbrennungsgasgemisch zu mischen, das unter dem Arbeitskolben im Ofen entwickelt wird. Diese abwärts gerichtete Strömung von kälterer Luft längs der Innenwand des Arbeitcylinders kühlt den letzteren und hält das heisse Gasgemisch mit Flugasche von der oberen geführten Umfläche des langen Arbeitskolbens zurück; die Aenderung des Verhältnisses jener beiden Theile der in der Pumpe verdichteten Luft durch den Regulator, entsprechend dem Gange der Maschine, gewährt zugleich eine einfache und zweckmässige Regelung der letzteren. Durch eine gedrungene Anordnung, gemäss welcher der verticale Arbeitcylinder unmittelbar auf den Ofen gesetzt und die Luftpumpe horizontal daneben gelegt ist, werden ausserdem längere Verbindungsanäle vermieden, schädliche Räume thunlichst beschränkt. Endlich wird die Beschickung des unter Druck stehenden Rostes durch ein sinnreiches Pater-nosterwerk vermittelt; die durch dieses mit Unterbrechungen gelieferten Koksstücke fallen in die Höhlung eines Schiebers, die bei der folgenden Bewegung desselben in seine andere Grenzlage mit einem stark geneigten, in den Ofenraum führenden Canal in Verbindung tritt. Der Feuerraum ist zu seiner Schonung innen mit einem Graphitring ausgekleidet, von aussen sammt dem zunächst darüber gelegenen unteren Theil des Arbeitcylinders durch Wasser gekühlt. Die unmittelbare Verbindung der Räume des Ofens und des Arbeitcylinders, zufolge welcher der Feuerraum als todter Raum jenes Cylinders zu betrachten ist, hat freilich zur Folge, dass auch das aus letzterem ausströmende Gasgemisch noch Wärme aufnimmt; gleichwohl soll bei grösseren solchen Maschinen der Koksverbrauch bis unter 1 Kgr. für die Stundenpferdestärke heruntergehen.

Bei einem Versuch von ungefähr 2,5 Stunden Dauer mit einer solchen

von Bénier in Frankreich erbauten nominell 4 pferdigen Maschine fand Slaby\* bei 117,6 Umdrehungen in 1 Minute

die indicirte Leistung des Arbeitscylin- ders	= 9,23	Pferdestärken
der Pumpe	= 3,38	"
die indicirte Gesamtleistung somit	= 5,85	"
dagegen die Bremsleistung	= 4,03	"

Der indicirte Wirkungsgrad war also:

$$\eta_i = \frac{4,03}{5,85} = 0,69.$$

Für 1 Bremspferd und Stunde wurden 2,1 Kgr. Koks verbraucht. An den Nebenwiderständen war die Koksspeisevorrichtung in hohem Grade betheiligt, indem ohne dieselbe bei gewöhnlicher Beschickung  $\eta_i = 0,88$  gefunden wurde, der Koksverbrauch = 1,64 Kgr. für 1 Bremspferd und Stunde. Die Temperatur der Luft beim Eintritt in den Ofen und Arbeitscylin-  
cylinder wurde =  $60^{\circ}$  C., die höchste Temperatur darin =  $1400^{\circ}$ , die Temperatur der Abgase =  $700^{\circ}$  ermittelt. Nahe 93% des zugeführten Luftgewichts wurden zur Verbrennung benutzt. Von der entwickelten Wärme wurden

6 %	in indic. Arbeit verwandelt,
46,5 %	mit den Abgasen,
41,5 %	mit dem Kühlwasser fortgeführt,
6 %	durch Strahlung u. s. f. verloren.

Bei der oben erwähnten Brown'schen, von Slaby zusammen mit Brauer geprüften Maschine war zwar ein Kühlwassermantel nicht vorhanden, auch gingen mit den, mit  $290^{\circ}$  entweichenden Abgasen nur 14% der entwickelten Wärme verloren, dagegen 83% durch Strahlung und sonstige Verluste, so dass nur 3% derselben in indicirte Arbeit verwandelt wurden.

#### §. 139. Petroleummotoren.

Als tropfbar flüssige Brennstoffe sind zum Betriebe von Kraftmaschinen bisher allein die leichteren und leichter flüchtigen Destillate des Petroleums zur Verwendung gekommen, Gasolin, Benzin, Ligroin mit Dichtigkeiten  $\delta = 0,69$  bis  $0,73$  und mit Siedepunkten =  $80^{\circ}$  bis  $120^{\circ}$ . Ein besonderer Ofen ist dabei zur Verbrennung nicht nöthig, indem diese Flüssigkeiten

\* Zeitschrift des Vereins deutscher Ingenieure, 1889, S. 89.

in fein zertheiltem Zustande atmosphärischer Luft beigemischt werden, und das Gemisch im Arbeitcylinder der Maschine selbst verbrannt wird. Statt solcher mechanischen Mischung ist eine ohne Zweifel innigere und leichter entzündliche Mischung der Dämpfe fraglicher Flüssigkeiten mit Luft zwar versucht, aber bisher nicht üblich geworden.

Abgesehen von der Maschine von Hock, welche seit 1873 einige Jahre hindurch in Deutschland zu praktischer Verwendung gebaut wurde, sind hier zur Zeit hauptsächlich die Maschinen von Spiel und von Otto bemerkenswerth. Beide arbeiten nach Art des neuen Gasmotors von Otto im Viertakt: Einströmung, Compression, Entzündung und Expansion, Ausströmung je bei 4 aufeinander folgenden einfachen Hübten des einfachwirkenden Kolbens. Der Cylinder, in welchem sich der letztere bewegt, ist durch Wasser gekühlt, das einen Mantel dieses Cylinders durchfließt.

Bei der Maschine von Spiel geschieht die Herstellung des brennbaren Gemisches dadurch, dass ein kleiner Pumpenkolben das Oel einem Conus entgegentreibt, wodurch es in kegelförmiger Ausbreitung in den vom Arbeitskolben angesaugten Luftstrom hinein gesprüht wird; bei Aenderungen des Ganges der Maschine verändert der Regulator bei ungeänderter Luftmenge die Zeit der Einspritzung des Oels, somit das Mischungsverhältniss. Die Zündung zu Anfang des dritten jener 4 Hübe wird durch einen Schieber mit Zündkammer und durch eine ausserhalb seines Führungsdeckels beständig brennende Flamme vermittelt.

Wenn dieser Schieber, in einem Sinne durch die Maschine bewegt, in die äusserste Lage kommt, entzündet sich das in seiner Kammer befindliche brennbare Gemisch durch eine Oeffnung im Schieberdeckel hindurch an der Zündflamme, worauf er durch Federkraft zurückgeschneilt wird bis die Kammer dem Schusseanal gegenüberliegt und die Explosion im Cylinder erfolgt, da kurz vorher behufs der Druckausgleichung in Kammer und Cylinder erstere an einer in letzteren führenden engen Bohrung vorbeigekommen war. Mehrfachen Versuchen zufolge wurde für Maschinen von ungefähr 3 Nutzpferdestärken bei 200 bis 230 Umdrehungen in 1 Minute ein indicirter Wirkungsgrad = 0,75 durchschnittlich, ferner ein Verbrauch von etwa 0,7 Kgr. Oel (Petroleumnaphta von  $\delta = 0,72$ ) für die Stunde und Pferdestärke gefunden ausser dem Weingeistverbrauch der Zündflamme. Dabei beträgt der Verdichtungsdruck zu Ende des jeweils zweiten Hubes 2,75 bis 3 Atm., der grösste Druck nach der Explosion 14 bis 15 Atmosphären.

Bei dem Benzingasomotor von Otto erfolgt die Zündung durch

einen elektrischen Funken, die Bildung des brennbaren Gemisches dadurch, dass bei dem jeweils ersten Hube der vierhübigigen Arbeitsperiode die Luft fein vertheilt durch Benzin hindurch gesaugt wird vermittels eines mit einer Brause unter dem Flüssigkeitsspiegel endigenden Rohrs. Indem die so mit Benzin gesättigte Luft für sich allein nicht explosibel ist, vermischt sie sich mit reiner Luft, die gleichzeitig angesaugt wird durch ein Rohr, dessen kleinster Querschnitt durch einen Hahn regulirt werden kann. Diese Regelung kann auch den Gang der Maschine begrenzen. Weil übrigens die das Benzin durchstreichende Luft je nach der Temperatur mehr oder weniger davon aufnimmt, ist die Einrichtung getroffen, dass ein regulirbarer Theil der heissen Abgase zur Erwärmung des Benzingefässes bis zu immer ungefähr gleicher Temperatur verwendet werden kann. Die Verdichtung wird bis zu ungefähr 3 Atm. Druck getrieben, der durch die Explosion auf 11 Atm. erhöht wird; der Verbrauch an Benzin von der Dichtigkeit  $\delta = 0,7$  wird zu 0,5 bis 0,75 Liter für die Stunde und gebremste Pferdestärke angegeben.

In mehrfacher Hinsicht von anderer Wirkungsweise ist der in Amerika und England verbreitete Petroleummotor von Brayton\*, nämlich sowohl hinsichtlich seiner Einrichtung, als hinsichtlich der Herstellung des brennbaren Gemisches und dessen Verbrennung, welche nicht plötzlich als Explosion, sondern allmählich bei der Einströmung stattfindet. Ein mit Wassermantel umgebener Arbeitscylinder und ein ungekühlter Luftpumpencylinder, beide einfachwirkend, haben ersterer ein Einlass- und ein Auslassventil, die beide gesteuert sind, letzterer ein selbstthätiges Einsauge- und ein gesteuertes Druckventil. Die von dieser Pumpe auf 2 bis 5 Atm. verdichtete Luft durchströmt nach der Einlassventilöffnung des Arbeitscylinders eine mit Petroleum durchtränkte Filzmasse, die im Ventilgehäuse auf Drahtgewebe zwischen durchlochtem Blechplatten aufgelagert ist, worauf sie mit fein vertheiltem Oel beladen sich an einer innerhalb jener das Zurückschlagen der Flamme verhindernden Platten an einer im Gehäuse brennenden Flamme stetig entzündet. Das Petroleum wird durch eine kleine Pumpe zugeführt; durch Hubänderung derselben und durch Begrenzung der Oeffnungszeit des Einlassventils des Arbeitscylinders, also durch Aenderung des Füllungshubes des Arbeitskolbens kann der Gang bei veränderlichem Arbeitsbedarf regulirt werden. Der Oelverbrauch ist von dem der oben besprochenen Maschinen nicht erheblich

\* In Betreff einer neueren Anordnung desselben, sowie auch bezüglich der vorhergehenden Angaben siehe u. A. Knöke's „Kraftmaschinen des Kleingewerbes“.



verschieden; das plötzlich bedeutende Anwachsen des Drucks wird aber durch die stetige Verbrennung des einströmenden Gemisches (anstatt explosionsartiger Entzündung) vermieden. —

Um auch schwere, entsprechend billige und gefahrlose Petroleumsorten, gewöhnliches Leuchtpetroleum, selbst Rohpetroleum und Steinkohlentheer zum Maschinenbetriebe zu verwenden, wäre die mechanische Vertheilung derselben durch Zersträuben in atmosphärischer Luft zu hinlänglicher Entzündlichkeit des Gemisches nicht ausreichend. Auf die Verwendbarkeit auch so geringwerthiger und ungefährlicher flüssiger Brennstoffe, somit auf die allgemeinere Verbreitung und Benutzung des Petroleummotors auch in ungeübten Händen sind seit Jahren die Bestrebungen besonders von Dr. Schiltz in Cöln gerichtet, und es scheint, dass sie nach vielen Versuchen und Umgestaltungen nunmehr hinlänglich reif geworden sind, um die Einführung in gewerbliche Betriebe zu sichern.\* In ihrer schliesslichen Gestaltung, in welcher die Maschine wie ein Gasmotor im Viertakt arbeitet, sucht Schiltz den Zweck dadurch zu erreichen, dass der Arbeitcylinder, der, soweit der Kolben in ihm sich hin- und herbewegt, durch Wasser gekühlt ist, im übrigen Theil mit einem gewundenen Canal umgeben, und dessen heiss bleibende innere Oberfläche durch Einfüllung von Metallspänen oder dergleichen vergrössert wird. Indem durch diesen Canal mit der Luft zugleich schweres Oel, durch eine kleine Pumpe herbeigeschafft, angesaugt wird, wird letzteres nicht nur zersträubt, sondern auch verdampft, so dass in den Cylinder ein fertiges Gasmisch eintritt, welches zur explosionsartigen Entzündung nicht eine vorhergehende Verdampfung des einen Bestandtheils erfordert und damit eine Bindung von Wärme zur Folge hat. Die Zündung erfolgt durch einen Schieber mit Zündkammer mit Hülfe einer aussen beständig brennenden Flamme. Die Regulirung bei zu schnellem Gange besorgt ein Regulator durch zeitweilige Ausserbetriebsetzung der kleinen Petroleumpumpe. Die Inangangsetzung der noch kalten Maschine kann dadurch geschehen, dass das schwere Oel vorläufig durch leichtes bis zu einer Dichtigkeit  $\delta = 0,75$  ersetzt wird. Wo der Anwendung des Viertaktes die Otto'schen Patentrechte noch entgegenstehen (nur ausserhalb Deutschlands gemäss Urtheil des Reichsgerichts von 1886), oder wenn ohne Verdoppelung der Maschine ein mehr gleichmässiger Gang derselben erzielt werden sollte, kann der Arbeitcylinder mit zweihübiger Arbeitsperiode einfachwirkend gemacht und durch einen Luftpumpencylinder ergänzt

\* Deutsche Industrie-Zeitung, 1887, Nr. 1.

werden, der mit gleichfalls zweihübiger Periode die Ansaugung und Verdichtung der Luft besorgt.

Eine nähere Besprechung der Wirkungsweise von Petroleummotoren ist hier entbehrlich, weil sie abgesehen von der Herstellung des brennbaren Gemisches mit derjenigen von Gasmotoren übereinstimmt.

## 2. Gasmotoren.

### §. 140. Theoretische und erfahrungsmässige Grundlagen, betreffend Steinkohlengas und seine Verbrennung.

Bei der Prüfung eines gegebenen oder bei der Vorausberechnung eines zu entwerfenden Gasmotors kommen die Dichtigkeit, die davon abhängende Constante der Zustandsgleichung und die spezifische Wärme des Gasgemisches vor und nach der Entzündung desselben in Betracht, ferner die durch die Entzündung bewirkte Temperatur- und Druckerhöhung, bedingt durch den Heizwerth des Gases. Auf Grund der Erörterungen im §. 137 soll hier gezeigt werden, wie diese Grössen insbesondere für Steinkohlengas und für Gemische desselben mit atmosphärischer Luft zu berechnen sind, wenn die Zusammensetzung des Gases gegeben ist. In Betreff der letzteren können erhebliche Verschiedenheiten stattfinden; eine mittlere betreffende Annahme lässt indessen den Gang der Rechnung erkennen und zugleich ein ungefähr auch zahlenmässiges Urtheil gewinnen.

Mit den chemischen Molekularbezeichnungen  $\text{CH}_4$ ,  $\text{C}_2\text{H}_4$ ,  $\text{C}_4\text{H}_8$ ,  $\text{H}_2$ ,  $\text{CO}$ ,  $\text{N}_2$  seien die gasförmigen Bestandtheile eines Gases bezeichnet, mit  $G'$  die Gewichtsmengen derselben in  $G = 1$  Kgr., mit  $V'$  die Volumina in  $V = 1$  Cubikm. des Gases, mit  $\delta'$  ihre Dichtigkeiten, mit  $c'_p$  ihre spezifischen Wärmen bei constantem Druck. In der folgenden Tabelle sind die Werthe von  $G'$  gemäss Bd. I, §. 158 angenommen,  $\delta'$  und  $c'_p$  gemäss Bd. I, §. 19; in Ermangelung von betreffenden Angaben wurde dabei für Butylengas ( $\text{C}_4\text{H}_8$ )  $\delta'$  doppelt so gross (wegen doppelter Grösse von  $m$  entsprechend §. 137, Gl. 15),  $c'_p$  ebenso gross gesetzt, wie für Elaylgas ( $\text{C}_2\text{H}_4$ ). Mit  $G'$  und  $\delta'$  findet man  $V'$  nach §. 137, Gl. (8).

	$\text{CH}_4$	$\text{C}_2\text{H}_4$	$\text{C}_4\text{H}_8$	$\text{H}_2$	$\text{CO}$	$\text{N}_2$
$G' =$	0,54	0,10	0,08	0,05	0,15	0,08
$\delta' =$	0,553	0,967	1,934	0,0693	0,967	0,971
$c'_p =$	0,593	0,404	0,404	3,409	0,245	0,244
$V' =$	0,469	0,05	0,02	0,347	0,075	0,039

Für dieses Gas ergeben sich dann  $\delta$ ,  $c_p$  und  $c_v$  nach §. 137, Gl. (7), (10) und (15):

$$\left. \begin{aligned} \delta &= 0,48; & c_p &= 0,620 \\ c_v &= c_p - \frac{0,0691}{0,48} = 0,476; & \frac{c_p}{c_v} &= 1,303 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (1).$$

Ist nun von diesem Gase

1 Cubikm. mit  $a$  Cubikm. Luft, also

0,48 Kgr. mit  $a$  Kgr. Luft

von gleichem Druck und gleicher Temperatur gemischt, und werden jetzt  $\delta$ ,  $c_p$  und  $c_v$  auf das Gemisch bezogen, so ist:

$$\frac{a + 0,48}{\delta} = \frac{a}{1} + \frac{0,48}{0,48}; \quad \delta = \frac{a + 0,48}{a + 1} \dots\dots\dots (2)$$

und, wenn für Luft die betreffenden specifischen Wärmen = 0,2375 und = 0,1684 sind,

$$(a + 0,48) c_p = a \cdot 0,2375 + 0,48 \cdot 0,62$$

$$(a + 0,48) c_v = a \cdot 0,1684 + 0,48 \cdot 0,476$$

$$\left. \begin{aligned} c_p &= \frac{0,2375 a + 0,2976}{a + 0,48} \\ c_v &= \frac{0,1684 a + 0,2285}{a + 0,48} \end{aligned} \right\} \begin{aligned} c_p &= \frac{1,41 a + 1,767}{a + 1,357} \\ c_v &= \frac{0,971 a + 1,000}{a + 1,357} \end{aligned} \dots\dots\dots (3).$$

Das Luftgewicht =  $L$ , welches zu vollkommener Verbrennung von 1 Kgr. des Gases gerade nöthig ist, und die dadurch sich ergebenden Gewichtsmengen Kohlensäure =  $\text{CO}_2$ , Wasserdampf =  $\text{H}_2\text{O}$  und Stickstoff =  $\text{N}_2$  sind nach Bd. I, §. 160:

$$L = 13,89 \text{ Kgr. mit } \delta = 1$$

$$\text{CO}_2 = 2,29 \text{ Kgr. mit } \delta = 1,520$$

$$\text{H}_2\text{O} = 1,90 \text{ Kgr. mit } \delta = 0,622$$

$$\text{N}_2 = 10,70 \text{ Kgr. mit } \delta = 0,971$$

Dabei ist, indem hier in 1 Kgr. Luft richtiger 0,235 statt 0,23 Kgr. Sauerstoff angenommen wurden, der Werth von  $L$  a. a. O durch Multiplication mit

$$\frac{230}{235} = \frac{46}{47}$$

verkleinert,  $\text{N}_2 = L + 1 - \text{CO}_2 - \text{H}_2\text{O}$  dann natürlich um denselben Betrag verkleinert worden; die Dichtigkeiten der Kohlensäure und des Wasserdampfs wurden gemäss §. 137, Gl. (15) bezw. mit  $m = 44$  und  $m = 18$  berechnet und so fast genau mit den nach Bd. I, §. 19 von Regnault ermittelten übereinstimmend gefunden.

Ist nun aber thatsächlich

$$\frac{a}{0,48} = m L \text{ Kgr. Luft mit 1 Kgr. Gas}$$

gemischt gewesen, so ist die Dichtigkeit  $\Delta$  des Gemisches nach der Verbrennung durch die Gleichung bestimmt:

$$\frac{13,89 m + 1}{\Delta} = \frac{13,89(m-1)}{1} + \frac{2,29}{1,52} + \frac{1,9}{0,622} + \frac{10,7}{0,971}.$$

Daraus folgt mit Rücksicht auf

$$\frac{a}{0,48} = 13,89 m \dots \dots \dots (4)$$

$$\Delta = \frac{13,89 m + 1}{13,89 m + 1,692} = \frac{a + 0,48}{a + 0,81} \dots \dots \dots (5).$$

Für vollkommene Verbrennung ohne Luftüberschuss ( $m = 1$ ) sind nach Gl. (4):  $a = 6\frac{2}{3}$  Cubikm. Luft mit 1 Cubikm. Gas zu mischen; man findet aus (2), (4) und (5) beispielsweise für

$$m = 1, a = 6\frac{2}{3}: \delta = 0,932 \text{ und } \Delta = 0,956 = 1,026 \delta$$

$$m = 2, a = 13\frac{1}{3}: \delta = 0,964 \text{ und } \Delta = 0,977 = 1,014 \delta.$$

Die Verbrennung ist also mit Verdichtung verbunden, durchschnittlich etwa um 2 $\frac{0}{6}$ , sofern  $a = 8$  bis 12 dem üblichen Mischungsverhältnisse ungefähr entspricht.

Die spezifische Wärme des Gemisches nach der Verbrennung sei für constanten Druck und für constantes Volumen bezw. mit  $C_p$  und mit  $C_v$  bezeichnet; mit Rücksicht auf die betreffenden darin befindlichen Gewichtsmengen =  $(m-1)$  L Luft,  $\text{CO}_2$  Kohlensäure,  $\text{H}_2\text{O}$  Wasserdampf,  $\text{N}_2$  Stickstoff und auf die betreffenden Gleichungen (21), (22), (23), (20) im §. 137 ist dann gemäss Gl. (10) und Gl. (15) daselbst

$$(13,89 m + 1)C_p = 3,2544 m + 0,5579 + \\ + (0,0005778 m + 0,0011980)t - 0,0000001227 t^2 \quad (6)$$

$$C_v = C_p - \frac{0,0691}{\Delta} \dots \dots \dots (7),$$

insbesondere für  $m = 1$ , entsprechend  $a = 6\frac{2}{3}$ :

$$14,89 C_p = 3,812 + 0,001776 t - 0,000000123 t^2$$

$$C_v = C_p - 0,0723;$$

für  $m = 2$ , entsprechend  $a = 13\frac{1}{3}$ :

$$28,78 C_p = 7,067 + 0,002354 t - 0,000000123 t^2$$

$$C_v = C_p - 0,0707.$$

Beispielsweise ergeben sich hieraus für verschiedene Temperaturen (in Graden C.) die in der folgenden Tabelle eingetragenen Zahlenwerthe.

t	m = 1, a = 6 <sup>2</sup> / <sub>3</sub>			m = 2, a = 13 <sup>1</sup> / <sub>3</sub>		
	C <sub>p</sub>	C <sub>v</sub>	$\frac{C_p}{C_v}$	C <sub>p</sub>	C <sub>v</sub>	$\frac{C_p}{C_v}$
100	0,270	0,198	1,366	0,254	0,183	1,387
200	0,279	0,207	1,349	0,262	0,191	1,370
400	0,302	0,230	1,314	0,278	0,207	1,342
600	0,325	0,252	1,287	0,293	0,222	1,318
800	0,346	0,274	1,264	0,308	0,238	1,298
1000	0,367	0,295	1,245	0,323	0,252	1,280
1200	0,387	0,315	1,230	0,338	0,267	1,265
1500	0,416	0,344	1,210	0,359	0,288	1,246

Der Heizwerth von 1 Kgr. des vorausgesetzten Gases wurde in Bd. I, §. 159

$$K = 10110 \text{ Cal.} \dots \dots \dots (8)$$

gefunden. Indem ferner 1 Cubikm. atm. Luft unter normalem Atmosphärendruck (760 Millim. Quecksilbersäulenhöhe) und bei 15°

$$1,293 \frac{273}{288} = 1,225 \text{ Kgr.}$$

wiegt, das Gewicht von 1 Cubikm. dieses Gases unter denselben Umständen folglich nach (1)

$$= 1,225 \cdot 0,48 = 0,588 \text{ Kgr.}$$

ist, ergibt sich der Heizwerth von 1 Cubikmeter desselben, gemessen unter normalem Atmosphärendruck und bei 15°:

$$H = 0,588 K = 5945 \text{ Cal.} \dots \dots \dots (9).$$

Um die Temperatur des durch vollkommene Verbrennung entstehenden Gasgemisches von t<sub>0</sub> auf t bei constantem Druck zu erhöhen, sind für 1 Kgr. desselben

$$Q_p = \int_{t_0}^t C_p dt \text{ Cal.} \dots \dots \dots (10)$$

nöthig, zur gleichen Temperaturerhöhung bei constantem Volumen gemäss Gl. (7):

$$Q_v = \int_{t_0}^t C_v dt = Q_p - \frac{0,0691}{A} (t - t_0) \text{ Cal.} \dots \dots \dots (11).$$

Mit Rücksicht auf (5) und (6) sind hierdurch Q<sub>p</sub> und Q<sub>v</sub> als Functionen von t<sub>0</sub>, t und m bestimmt, wobei m nach Gl. (4) vom Mischungsverhältnisse a abhängt. Ist L = 13,89 Kgr., wie oben, das Gewicht der zu vollkommener Verbrennung von 1 Kgr. Gas gerade nöthigen atmosphä-

rischen Luft, und sind Druck und specif. Volumen des Gemisches vor der Verbrennung  $= p_0, v_0$ , nach derselben  $= p, v$ , die entsprechenden absoluten Temperaturen  $= T_0$  und  $T$ , also

$$p_0 v_0 = \frac{R}{\delta} T_0 \quad \text{und} \quad p v = \frac{R}{A} T,$$

worin  $R = 29,27$  die betreffende Constante für atmosphärische Luft,  $\delta$  und  $A$  die Dichtigkeiten des Gemisches vor und nach der Verbrennung gemäss (2) und (5) bedeuten, so sind bei gegebenen Werthen von  $t_0$  und  $m$  (bezw.  $a$ ), wenn die Verbrennung vollständig und bei constantem Druck stattfindet, die Verbrennungstemperatur  $t$  und die verhältnissmässige Volumvergrößerung bestimmt durch die Gleichungen:

$$(mL + 1) Q_p = K; \quad \frac{v}{v_0} = \frac{\delta}{A} \frac{T}{T_0} \dots \dots \dots (12).$$

Erfolgt die Verbrennung explosiv bei constantem Volumen, so mag sie zwar vollkommen (zu Kohlensäure und Wasser), wird aber im Allgemeinen nicht vollständig stattfinden, so dass augenblicklich etwa nur  $\alpha K$  Cal. für je 1 Kgr. Gas entwickelt werden, vorbehaltlich nachträglicher Verbrennung des Restes. Die augenblickliche Verbrennungstemperatur und die entsprechende verhältnissmässige Druckvergrößerung sind dann bestimmt durch die Gleichungen:

$$(mL + 1) Q'_v = \alpha K; \quad \frac{p}{p_0} = \frac{\delta}{A'} \frac{T}{T_0}$$

mit  $A' = \alpha A + (1 - \alpha) \delta$  und, entsprechend (10) und (11):

$$Q'_v = Q'_p - \frac{0,0691}{A'} (t - t_0)$$

$$Q'_p = \int_{t_0}^t [\alpha C_p + (1 - \alpha) c_p] dt,$$

wenn  $c_p$  die spec. Wärme des unverbrannten Gemisches bedeutet, die hier nicht gemäss (3) als Constante, sondern als Function von  $t$  auszudrücken wäre. In Ermangelung solchen Ausdrucks (wegen Unkenntniss der spec. Wärmen des Leuchtgases bei hohen Temperaturen) bleibt indessen einstweilen kaum etwas anderes übrig, als das Verhältniss von  $c_p$  zu  $C_p$  als unabhängig von  $t$  anzunehmen; indem aber bei niedriger Temperatur, z. B. für  $t = 100$  und

$m = 1$	2
$C_p = 0,270$	0,254
nach (3): $c_p = 0,263$	0,251

ist, ergibt sich dieses  $c_p$  so wenig verschieden von  $C_p$ , dass auch  $Q'_p = Q_p$  gesetzt werden kann, also schliesslich, weil um so mehr mit nur kleinem Fehler  $\Delta' = \Delta$  zu setzen ist, auch  $Q'_v = Q_v$  und

$$(mL + 1) Q_v = \alpha K; \quad \frac{p}{p_0} = \frac{\delta}{\Delta} \frac{T}{T_0} \dots \dots \dots (13).$$

Z. B. für  $m = 2$ ,  $t_0 = 100$ ,  $t = 1200$  findet man hieraus mit obigen Werthen von  $L$  und  $K$ :

$$\alpha = 0,707 \quad \text{und} \quad \frac{p}{p_0} = 3,9.$$

Indem die Annahmen und Ergebnisse dieses Beispiels von den bei Gasmotoren vorhandenen Umständen (wenn auch  $m$  etwas kleiner,  $t$  etwas grösser) nicht sehr verschieden zu sein pflegen, lässt sich schliessen, dass bei ihnen die Verbrennungstemperatur kleiner ist, als eine solche, bei welcher gemäss Bestimmungen von Mallard und Le Chatelier merkliche Dissociation von Kohlensäure (1800°) oder gar von Wasserdampf (2000°) eintreten würde, und welche somit als grösstmögliche eines Gasgemisches mit diesen Bestandtheilen betrachtet werden müsste. Immerhin ist sie grösser, als aus praktischen Gründen wünschenswerth; auch wird durch Abkühlung von aussen (durch Kühlwasser) weniger die plötzliche, als die spätere Temperaturerhöhung infolge stetigen Nachbrennens vermindert. Erheblich kann sie dagegen durch Einspritzen von Wasser in den Verbrennungsraum verkleinert werden, theils wegen der zur Verdampfung dieses Wassers nöthigen Wärme, theils wegen verhältnissmässiger Grösse der specifischen Wärme des Wasserdampfs; der Druck wird dabei nicht in demselben Grade verkleinert, wie die absolute Temperatur, weil ihm die Pressung des gebildeten Dampfs zugute kommt.

Nimmt man in solchem Falle an, dass trotz des vergrösserten Wassergehalts die zugrundeliegende einfache Zustandsgleichung eines Gasgemisches genügend anwendbar bleibt, und dass bei explosiver Verbrennung die Verdampfung des Wassers in demselben Verhältnisse  $\alpha$  augenblicklich stattfindet, wie die Verbrennung des Gases, ist ferner das Gewicht des eingespritzten Wassers

$$\begin{aligned} &= w \text{ Kgr. für 1 Kgr. Gas- und Luftgemisch, also} \\ &= W = (mL + 1) w \text{ Kgr. für 1 Kgr. Gas,} \end{aligned}$$

so entspricht die Dichtigkeit  $\delta'$  des Gemenges aus eingespritztem Wasser und Gasgemisch vor der Verbrennung, indem die Dichtigkeit des Wassers sehr viel grösser ist, als die der Luft, nahe der Gleichung:

$$\frac{1+w}{\delta'} = \frac{1}{\delta}, \text{ ist also } \delta' = \delta(1+w) \dots \dots \dots (14).$$

Für die Dichtigkeit  $\mathcal{A}'$  des Gemisches nach vollständiger Verbrennung und Verdampfung gilt, wenn die Dichtigkeit des Wasserdampfs, mit der früheren Annahme sehr nahe übereinstimmend, hier  $= 0,625 = \frac{5}{8}$  gesetzt wird, die Gleichung:

$$\frac{1+w}{\mathcal{A}'} = \frac{1}{\mathcal{A}} + \frac{w}{0,625}; \quad \mathcal{A}' = \mathcal{A} \frac{1+w}{1+1,6w} \dots \dots \dots (15).$$

Aus (14) und (15) folgt

$$\frac{\delta'}{\mathcal{A}'} = \frac{\delta}{\mathcal{A}} (1+1,6w) \dots \dots \dots (16),$$

bei nur einigermaßen erheblicher Grösse von  $w$  einer Verdünnung entsprechend. Für die in gleichem Verhältnisse  $\alpha$  unvollständige Verbrennung und Verdampfung bei constantem Volumen gelten jetzt, unter  $t'$  und  $p'$  bzw. die Temperatur und den Druck hierbei verstanden, statt (13) die Gleichungen:

$$(mL + 1 + W) Q'_v = \alpha(K - W r); \quad \frac{p'}{p_0} = \frac{\delta'}{\mathcal{A}'} \frac{T'}{T_0} \dots \dots (17)$$

mit

$$r = t_0 - t_w + r_0; \quad \mathcal{A}'' = \alpha \mathcal{A}' + (1 - \alpha) \delta' \dots \dots \dots (18),$$

wenn  $t_w < t_0$  die Temperatur des Einspritzwassers,  $r_0$  die spezifische Verdampfungswärme bedeutet, welche der Temperatur  $t_0$  des Gas- und Luftgemisches vor der Entzündung entspricht;  $\delta'$  und  $\mathcal{A}'$  können hier gemäss (16) zu sehr verschieden sein, als dass  $\mathcal{A}'' = \mathcal{A}'$  gesetzt werden dürfte. Auch ist dabei analog (11) und (10):

$$Q'_v = Q'_p - \frac{0,0691}{\mathcal{A}''} (t' - t_0) \dots \dots \dots (19)$$

$$Q'_p = \int_{t_0}^{t'} [\alpha C'_p + (1 - \alpha) c'_p] dt,$$

worin  $c'_p$  und  $C'_p$  die spec. Wärmen bei constantem Druck bzw. vor und nach vollständiger Verbrennung und Verdampfung des wässerigen Gemisches bedeuten, nämlich

$$c'_p = \frac{c_p + w}{1 + w} \quad \text{und} \quad C'_p = \frac{C_p + w C_w}{1 + w} \dots \dots \dots (20)$$

zu setzen ist mit Beibehaltung der früheren Bedeutungen von  $c_p$  und  $C_p$ , und unter  $C_w$  die (durch §. 137, Gl. 23 bestimmte) spezifische Wärme des Wasserdampfs bei constantem Druck verstanden. Nicht mit demselben



Rechte, wie früher  $c_p = C_p$  unter dem Integralzeichen, kann hier auch  $c'_p = C'_p$  gesetzt werden, sondern höchstens

$$\begin{aligned} \alpha C'_p + (1 - \alpha) c'_p &= \alpha \frac{C_p + w C_w}{1 + w} + (1 - \alpha) \frac{C_p + w}{1 + w} \\ &= \frac{1}{1 + w} [C_p + w(\alpha C_w + 1 - \alpha)], \end{aligned}$$

also

$$Q_p = \frac{1}{1 + w} \left[ w(1 - \alpha)(t' - t_0) + \int_{t_0}^{t'} (C_p + w\alpha C_w) dt \right] \dots (21).$$

Durch diese Gleichungen ist die Verbrennungstemperatur  $t'$  bestimmt, welche kleiner ist, als die vorher mit  $t$  bezeichnete, die ohne Einspritzung von Wasser unter sonst gleichen Umständen stattfände. Nicht in demselben Grade, wie die entsprechende absolute Temperatur  $T'$  kleiner, als  $T$ , fällt jetzt die Pressung  $p'$  kleiner aus, als  $p$ ; der Factor von  $\frac{T'}{T_0}$  in Gl. (17) ist nämlich

$$\frac{\delta'}{\Delta'} = \frac{\delta'}{\alpha \Delta' + (1 - \alpha) \delta'},$$

während der Factor von  $\frac{T}{T_0}$  in Gl. (13) eigentlich

$$= \frac{\delta}{\alpha \Delta + (1 - \alpha) \delta}$$

ist und aus dem obigen hervorgeht, indem  $\frac{\delta'}{\Delta'}$  durch  $\frac{\delta}{\Delta}$  ersetzt wird.

Unter sonst gleichen Umständen ist also

$$\frac{p'}{p} \cdot \frac{T'}{T} = \frac{\alpha \frac{\Delta}{\delta} + 1 - \alpha}{\alpha \frac{\Delta}{\delta'} + 1 - \alpha} = \frac{\alpha + (1 - \alpha) \frac{\delta}{\Delta}}{\frac{\alpha}{1 + 1,6 w \Delta} + (1 - \alpha) \frac{\delta}{\Delta}}$$

stets  $> 1$ , um so mehr, je grösser  $\alpha$ .

Z. B. bei Versuchen Tresca's mit einem Hugon'schen Gasmotor\* (1866) wurden während 5 stündiger Versuchszeit 58,2 Liter Wasser eingespritzt bei einem Verbrauch von 25,3 Cubikm.

$$= 25,3 \cdot 0,588 = 14,9 \text{ Kgr.}$$

Gas, wenn dieses von oben vorausgesetzter Beschaffenheit angenommen wird. Da  $m$  nahe = 2, somit  $mL + 1$  nahe = 28,8 und  $\delta = 0,964$  mit  $\Delta = 0,977$  war, wie oben ermittelt wurde, war also

\* Annales du Conserv. des Arts et Métiers, t. VII, p. 69.

$$W = \frac{58,2}{14,9} = 3,9 \quad \text{und} \quad w = \frac{3,9}{28,8} = 0,136$$

$$1,6 w A = 1,6 \cdot 0,136 \cdot 0,977 = 0,21$$

$$\frac{p'}{p} : \frac{T'}{T} = 1,117 \quad 1,163 \quad 1,21$$

$$\text{für } \alpha = 0,6 \quad 0,8 \quad 1.$$

Darüber, ob und unter welchen Umständen die Einspritzung von Wasser, abgesehen von der aus praktischen Gründen erwünschten Erniedrigung der höchsten Temperatur, auch mit Rücksicht auf den Wirkungsgrad und anderweitig vortheilhaft sei, ist hierdurch ein Urtheil nicht ausgesprochen. Die entwickelten Formeln können aber u. A. als Grundlage für solches Urtheil dienen. Es mag noch bemerkt werden, dass fragliche Versuche von Tresca den Verf. ungefähr  $\alpha = \frac{2}{3}$  folgern liessen. —

Bei Rechnungen in Betreff des Verhaltens der Gemische bei Gasmotoren dürfen, so lange ihre Verbrennung noch nicht begonnen hat, die einfachen Formeln für Gase bei Voraussetzung constanter specifischer Wärmen benutzt werden, weil bis dahin ihre Zustandsänderungen (insbesondere z. B. die Compression) mit nur mässigen Aenderungen der Temperatur verbunden sind. Mit der Verbrennung wird aber letztere so hoch (wesentlich höher, als in Luftmotoren mit offener Feuerung), dass das entsprechende Wachsen der specifischen Wärme berücksichtigt werden muss. Gemäss betreffender Bemerkung in §. 137 darf das auch unbeschadet der einfachen Zustandsgleichung geschehen, wenn nur die Zunahmen von  $C_p$  und  $C_v$  mit der Temperatur als gleich gross angenommen werden, so dass

$$C_p - C_v = AR = \frac{0,0691}{A}$$

= einer Constanten ist. Mit diesen Gleichungen — (1) und (5), §. 122 — bleiben dann alle Gleichungen für Gase unverändert gültig, sofern es sich dabei nur um augenblickliche Zustände oder um elementare Zustandsänderungen handelt. Sofern aber bei Integrationen bezüglich auf Zustandsänderungen von endlicher Grösse die specifische Wärme unter dem Integralzeichen vorkommt, kann man sie mit nur kleinem Fehler einer linearen Temperaturfunction gleich setzen, indem man im Ausdrucke von  $C_p$  das negative Glied mit  $t^2$  weglässt und das Glied mit  $t$  etwas verkleinert; in obigem Ausdruck (6) ist z. B. für  $m = 2$ ,  $t = 1000$  ersteres nur  $= 5,2\%$  des letzteren. Bei der vorausgesetzten Beschaffenheit des Gases kann etwa gesetzt werden:

$$(13,9m + 1) C_p = 3,254m + 0,558 + (0,00056m + 0,00114)t \quad (22)$$

mit  $m = 0,15a$  gemäss (4). Nach (10) und (12), bzw. (11) und (13) ist dann:

$$(13,9m + 1) Q_p = K = (3,254m + 0,558)(t - t_0) + (0,00028m + 0,00057)(t^2 - t_0^2) \quad (23)$$

$$(13,9m + 1) Q_c = \alpha K = \left[ 3,254m + 0,558 - (13,9m + 1) \frac{0,0691}{A} \right] (t - t_0) + (0,00028m + 0,00057)(t^2 - t_0^2) \quad (24).$$

Je nach den Umständen aus (23) oder (24) findet man  $t$ , wenn ausser  $K$ ,  $m$  und  $\alpha$  auch  $t_0$  gegeben ist.

Mit Rücksicht auf die mancherlei Unsicherheiten, mit welchen diese Rechnungen behaftet sind, kommt übrigens auch wenig darauf an, wenn von der geringfügigen Verdichtung des ohne Einspritzen von Wasser verbrennenden Gemisches abgesehen, also in (12) und (13) einfach

$$\frac{v}{v_0} \text{ bzw. } \frac{p}{p_0} = \frac{T}{T_0} \dots \dots \dots (25),$$

überhaupt die Dichtigkeit des Gasgemisches vor oder nach der Verbrennung = einer mittleren Constanten  $A$  gesetzt wird. Gewöhnlich kann, entsprechend  $\delta = 0,953$  und  $A = 0,970$  für  $a = 10$ , jene Constante

$$A = 0,96; \quad R = \frac{29,27}{A} = 30,5$$

gesetzt werden, ohne dass für Mischungsverhältnisse zwischen  $a = 8$  und  $a = 12$  eine Aenderung nöthig wäre. —

Für eine polytropische Zustandcurve, entsprechend der Gleichung  $pV^m = \text{Const.}$ , unter  $m$  einen constanten Exponent verstanden, gelten nach wie vor die Gleichungen (11), (12), (13), §. 122, in Betreff der Beziehungen zwischen  $p$ ,  $V$ ,  $T$ , den specifischen Wärmen und der Expansionsarbeit; nur ist

$$C = \frac{m-n}{m-1} C_v = \frac{mC_v - C_p}{m-1} = C_v - \frac{C_p - C_v}{m-1} \\ = C_v - \frac{AR}{m-1} = C_p - \frac{m}{m-1} AR$$

eine Function der Temperatur, wie  $C_p$ ,  $C_v$  und  $n$ . Zustandsänderungen bei constantem Druck, bei constanter Temperatur und bei constantem Volumen entsprechen dann nach wie vor bzw.

$$m = 0 \quad 1 \quad \infty \\ C = C_p \quad \infty \quad C_v.$$

Die Adiabate ist aber jetzt keine polytropische Curve, denn  $C = 0$  entspricht  $\frac{C_p}{C_v} = m$ , während thatsächlich dieses Verhältniss der spec. Wärmen  $C_p$  und  $C_v$  gemäss (6) und (7) und der bezüglichen Tabelle nicht constant, sondern um so grösser ist, je mehr mit zunehmender Expansion die Temperatur abnimmt.

Sollen für die Zustandsänderungen des Gasgemisches auch nach seiner Verbrennung die specifischen Wärmen näherungsweise constant angenommen werden, so sind dafür wenigstens solche Mittelwerthe zu setzen, welche betreffenden mittleren Temperaturen ungefähr entsprechen.

#### §. 141. Uebersicht verschiedener Arten von Gasmotoren.

Die Arbeitsflüssigkeit ist hier nicht, wie bei Petroleummotoren üblich, ein mechanisches Gemisch von atmosphärischer Luft mit fein vertheilter tropfbarer Flüssigkeit, sondern ein molekulares innigeres Gemisch mit brennbarem Gase; die Entzündung erfolgt, wie dort, im Arbeitscylinder durch einen elektrischen Funken oder durch eine Zündflamme. Bezüglich der Arten solcher Gasmotoren mögen mit Köhler\* vor Allem zwei Klassen unterschieden werden, jenachdem die Zündung plötzlich oder allmählich, somit auch die Verbrennung im Wesentlichen plötzlich (explosionsartig) oder nur allmählich stattfindet. Die erste Klasse zerfällt in zwei Gruppen, jenachdem die Entzündung des Gasgemisches bei atmosphärischem Druck oder nach Verdichtung desselben erfolgt; auch die Maschinen der zweiten Klasse theilt Köhler in zwei Gruppen, in Zwei- und Dreicylindermaschinen, obgleich die letzteren einstweilen nicht praktisch ausgeführt wurden. Etwas eingehender sind diese 4 Gruppen, die auch wieder bezüglich mehrerer Abarten oder Ausführungssysteme unterschieden werden können, wie folgt zu charakterisiren.

1) Eincylindermaschinen mit plötzlicher Zündung des nicht verdichteten Gasgemisches. Der Kolben saugt während eines Theils seines Hubes Gas und atmosphärische Luft in entsprechendem Volumverhältnisse (ungefähr 1:10 bis 1:12) an; sogleich nach der Absperrung erfolgt die Zündung und infolge des dadurch fast plötzlich erhöhten Drucks die Leistung von Expansionsarbeit während des übrigen Theils des Hubes.

\* Theorie der Gasmotoren von Otto Köhler, Ingenieur und Lehrer der Fachschule in Köln.

Beim Rückgange treibt der Kolben die Verbrennungsprodukte aus, während dann hinter ihm Ansaugung, Zündung und Expansion stattfindet.

Die ersten praktisch brauchbaren solchen Maschinen von Lenoir seit 1860, ähnlich einer ein cylindrigen doppeltwirkenden Dampfmaschine gebaut, hatten bei entsprechend schwerem Schwungrade und mässiger Kolbengeschwindigkeit zwar einen genügend stetigen und geräuschlosen Gang, erforderten aber ungefähr 3 Cubikm. Gas für die Stunde und Nutzpferdestärke bei erheblichem Verbrauch von Kühlwasser für den Cylinder, so dass sie nur zu sehr beschränkter dauernder Anwendung gekommen sind, obgleich Hugon den Gasverbrauch auf etwa 2 Cubikm. für die Stundenpferdestärke erniedrigte, indem er durch Einspritzen von Wasser in den Cylinder (siehe §. 140) dessen übermässiger Erhitzung (zugleich mit entsprechender Schmierung des Kolbens) auf vortheilhafter erscheinende Weise, als durch äusserliche Abkühlung, vorbeugte, und indem er die Funkenentzündung der Lenoir'schen Maschine durch die seitdem fast allgemein beibehaltene Entzündung mittels besonderer Gasflamme ersetzte.

Indicator diagramme lassen übrigens erkennen, dass die Verbrennung nicht ganz plötzlich und vollständig stattfindet, indem die Indicatorcurve nach der Zündung zwar sehr steil, aber doch nicht senkrecht zur Basis des Diagramms ansteigt, und die Expansioncurve trotz der erheblichen Wärmeentziehung durch die Kühlung nicht entsprechend steiler abfällt, als die Adiabate, ohne Zweifel infolge des Nachbrennens, nämlich der nachträglichen Verbrennung des fast plötzlich nur unvollständig verbrannten Gases.

Zu dieser Gruppe gehört auch als eigenthümliche Abart die atmosphärische Gaskraftmaschine von Otto & Langen, durch welche, indem sie nur noch etwa eines Cubikmeters Leuchtgas für eine Stundenpferdestärke bedurfte, bei der Pariser internationalen Ausstellung vom Jahre 1867 die erwähnten bisherigen Gasmotoren sehr in Schatten gestellt wurden. Bei derselben wurde in einem vertikal stehenden, oben offenen längeren und im unteren Theile durch einen Wassermantel gekühlten Cylinder ein schwerer Kolben durch die Explosion des angesaugten Gasmisches so zu sagen emporgeschossen, und zwar bei selbstthätig sich lösender Kuppelung mit der Schwungradwelle; nachdem dieser Flugkolben seine grösste Geschwindigkeit erreicht hatte, wenn das Gasmisch bis zu solcher Pressung ausgedehnt war, die sich mit der Schwere des Kolbens, dem Atmosphärendruck von oben und den betreffenden Nebenwiderständen im Gleichgewicht befand, stieg er weiter bis die entsprechende

lebendige Kraft zu seiner weiteren Hebung und zu Verdünnung des Gasgemisches aufgebraucht war. Durch die vereinigte Wirkung der Schwere und des Atmosphärendrucks wurde er dann abwärts getrieben und, sobald er die Geschwindigkeit des betreffenden Kuppelungstheils erreicht hatte, selbstthätig mit der Schwungradwelle gekuppelt, so dass er den Antrieb derselben bewirkte, bis das Gasgemisch wieder zu atmosphärischem Druck verdichtet war und ausgetrieben wurde.

Während bei der Lenoir'schen Maschine die Zündung ungefähr dann stattfindet, wenn die Geschwindigkeit des Kolbens am grössten ist, ist sie hier im fraglichen Augenblicke nur klein, das der Verbrennung entsprechende Stück des Indicordiagramms deshalb steiler, fast senkrecht zur Grundlinie gerichtet. Indem ferner durch die Kühlung des Cylinders die Abnahme des Drucks bei der Expansion beschleunigt, seine Zunahme bei der Compression verzögert wird, fällt die Expansionscurve des Diagramms schneller gegen die Grundlinie ab, als die Compressionscurve ansteigt.

Trotz der auch dieser Maschine noch anhaftenden Mängel, bestehend besonders in dem lästigen Geräusch, das vor Allem die wiederholte Lösung und Einrückung der Kuppelung verursachte, sowie in der grossentheils zwanglosen und ruckweisen Bewegung des Flugkolbens, wodurch die Ausführung auf kleine Verhältnisse beschränkt bleiben musste, brachte sie es in kurzer Zeit zu mehreren Tausend von ausgeführten Exemplaren und liess so ein vorhandenes Bedürfniss des kleineren Gewerbebetriebs erkennen. Das Geräusch wurde zwar von Gilles in der Hauptsache beseitigt durch Anordnung eines besonderen Flugkolbens ausser dem mit der Triebaxe jetzt in beständiger Verbindung bleibenden Treibkolben; gleichwohl wurden die Maschinen dieses Systems von Otto selbst alsbald vollständig verdrängt durch seinen neuen Motor als ersten Repräsentanten der bis heute in fast ausschliesslicher Anwendung gebliebenen folgenden Gruppe.

2) Ein- oder Zweicylindermaschinen mit plötzlicher Zündung des verdichteten Gasgemisches. Wie bemerkt, wurde diese Gruppe durch den neuen Otto'schen Motor eröffnet, welcher, inzwischen selbst bis zu 50 Pferdestärken und darüber zu grosser Vollkommenheit gebracht, vorwiegend als Gasmotor in Gebrauch ist. Bei demselben ist der von Kühlwasser umflossene Cylinder einerseits offen, an der andern Seite, wo die Einströmung, Ausströmung und Zündung stattfindet, zu einem Compressionsraume verlängert, in welchen der Kolben nicht eindringt. Während die Lenoir'sche Maschine doppelwirkend, die atmosphärische einfachwirkend war, ist sie so zu sagen nur halbwirkend, indem bei nur einseitigem Antriebe des Kolbens zu einer Arbeitsperiode 4 einfache Hübe

gehören, während welcher das Gasgemisch 1. angesaugt, 2. in den Compressionsraum hinein verdichtet wird, 3. nach erfolgter Zündung durch eine Zündflamme, vermittelt durch einen Schieber mit Zündkammer, expandirt, 4. ausgestossen wird bis auf den im Compressionsraum zurückbleibenden Theil der Verbrennungsproducte. Regulirt wird die Maschine durch den Ausfall einzelner Zündungen bei zu schnellem Gange, indem dann die Regulatorhülse einen Daumen auf der Steuerwelle so verschiebt, dass er ein Durchlassventil in der Gaszufuhröhre nicht mehr zu öffnen vermag, also nur Luft angesaugt wird. Das zur Entzündung kommende Gemisch behält so immer die bewährte Zusammensetzung, wenn auch freilich der Gleichförmigkeit des Ganges, vermindert schon durch den Viertakt mit Antrieb jeweils nur beim dritten Hube, solche Regulirungsart nicht günstig ist.

Indem die Einrichtung getroffen ist, dass bei der Einsaugung zuerst nur Luft und dann erst ein um so gasreicheres Gemisch angesaugt wird, lässt sich annehmen, und wird es durch Versuche bestätigt, dass die entsprechende Schichtenfolge, freilich mit stetigen Uebergängen, auch noch bis nach der Compression andauert, dass wenigstens bei der Zündung das Gemisch ungleichmässig zusammengesetzt, vom Kolben an gerechnet zuerst vorwiegend aus Verbrennungsrückständen, dann aus Luft bestehen, endlich besonders gasreich sein wird. Es lässt sich denken, dass die vortheilhafte Wirkung der Maschine zum Theil solcher Schichtung ausser der Verdichtung an und für sich zugeschrieben werden darf, wodurch bei durchschnittlicher Gasarmuth des ganzen Gemisches doch die Sicherheit der Zündung am betreffenden Ende theils durch den Gasreichtum daselbst, theils durch die Verdichtung erhöht, zugleich auch das Nachbrennen befördert und durch die einstweilen unverbrannt bleibenden Schichten zunächst dem Kolben eine Art von elastischem Kissen zu Gunsten eines sanften Ganges dargeboten wird.

Bei allen Explosionsmaschinen, auch gemäss obiger Bemerkung bei der Lenoir'schen, ist zwar die Verbrennung weder ganz plötzlich, noch auch die fast plötzliche vollständig; während die Plötzlichkeit schon wegen der zur Fortpflanzung der Entzündung nöthigen kurzen Zeit nur als grosse Schnelligkeit zu verstehen ist, wird die Vollständigkeit der Verbrennung sogleich nach der Entzündung wohl hauptsächlich dadurch ausgeschlossen, dass die den gekühlten Wänden angrenzenden Gasschichten die zur Entzündung nöthige Temperatur erst dann erhalten, wenn sie mit den durch die explosive Verbrennung erhitzten und in heftige wirbelnde Bewegung versetzten inneren Theilen sich mischen. Bei dem ungleichmässigen Gas-

gemisch des Motors von Otto findet aber das entsprechende Nachbrennen während der Expansion in höherem Grade statt, weil es die inneren Theile nur in der Nachbarschaft der Zündungsstelle sind, welche von vorn herein zugleich die Temperatur und den Gasreichthum haben, die zur Verbrennung nöthig sind; die Expansioncurve des Indicatoriagramms, bei der Maschine von Lenoir unter der Adiabate liegend, wird hier bis über dieselbe empor gehoben. Durch dieses Nachbrennen, das von Slaby auf Grund von Versuchen Tresca's mit der Lenoir'schen und eigener Versuche mit einer Otto'schen Maschine für jene = 35%, für diese = 44% der ganzen Wärmeentwicklung ermittelt wurde, wird die fast plötzlich eintretende Maximaltemperatur erniedrigt; bei dem Motor von Otto kann aber der entsprechende grösste Druck infolge der vorhergegangenen Compression gleichwohl sehr hoch bleiben. Dazu kommt, dass hier die in grösserer Menge vorhandenen indifferenten Verbrennungsrückstände in wirksamerer Weise zum Theil die Aufgabe des Kühlwassers übernehmen und doch ein durchschnittlich gasärmeres Gemisch genügend verbrennlich erhalten können, nachdem durch die Verdichtung beim zweiten Hube der Arbeitsperiode die Moleküle, die chemisch auf einander wirken sollen, sich näher gebracht wurden. Gleichwohl wird übrigens bei neueren solchen Maschinen das angesaugte Gemisch durchschnittlich wesentlich gasreicher verwendet, als es bei älteren, insbesondere bei Lenoir'schen Maschinen der Fall war, um die Vollständigkeit der Verbrennung zu sichern.

Die Deutzer Gasmotorenfabrik (Otto & Langen) hat in wenig Jahren vielfache Nachfolge gefunden infolge grosser Nachfrage nach Kleinmotoren und infolge der erwünschten Eigenschaften besonders des neuen Gasmotors, ohne Hemmung durch Gefährlichkeit des Betriebes, durch lästiges Geräusch oder durch Verunreinigungen fast in jedem Arbeitsraume aufgestellt und ohne nennenswerthe Verluste an Wärme oder Zeit beliebig in und ausser Betrieb gesetzt werden zu können mit Hülfe eines Brennstoffs, der, ohne beständige Bedienung zu erfordern, jederzeit zur Verfügung ist und dessen nur gasförmige Verbrennungsproducte leicht abgeführt werden können. Die dabei vorgenommenen Aenderungen der Einrichtung betreffen besonders die Art der Entzündung und den Ersatz des einzigen Cylinders der Otto'schen Maschine durch zwei, einen Pump- und einen Arbeitscylinder, von welchen jenem die Ansaugung und Compression, diesem die Verbrennung und Expansion des verbrannten Gasgemisches, sowie dessen Austreibung zugetheilt wird. Ohne Zweifel wird die Gleichförmigkeit des Ganges dadurch erhöht, sofern eine Arbeitsperiode dann nur eine Kurbelumdrehung statt deren zwei erfordert; bei



dem einfacheren Motor von Otto kann indessen die grössere Gleichförmigkeit durch Zwillingsmaschinen mit entsprechend versetzten Kurbeln erreicht werden, wenigstens bei grösseren Anlagen, z. B. zu Zwecken elektrischer Beleuchtung u. s. w. Mag übrigens die Concurrenz auch noch manche Verbesserung ergeben, so bleibt doch Otto das Verdienst, diese ganze Bewegung durch seinen neuen Motor vorbildlich für die technische Ausführung eingeleitet zu haben. Bei allen diesen Arten der in Rede stehenden zweiten Gruppe kann bei Ausführungen für wenige Pferdestärken der Gasverbrauch zu höchstens 1 Cubikm. für die Stunde und Pferdestärke veranschlagt werden bei einem indicirten Wirkungsgrade = 0,7 bis 0,8.

3) Zweicylindermaschinen mit allmählicher Zündung des verdichteten Gasgemisches. In einen Pumpcylinder wird das Gemisch angesaugt und beim Rückgang des betreffenden Kolbens in einen Behälter hinein verdichtet; von hier strömt es während eines Theils des Hubes des Treibkolbens, an einer beständig brennenden Flamme entzündet, in den Arbeitcylinder, bis es nach der Absperrung bei der weiteren Bewegung des Treibkolbens expandirt und durch dessen Rückkehr ausgetrieben wird. Ausser der Stetigkeit der Zündung, wobei eine entsprechend stetige und zwar vollkommene Verbrennung anzunehmen ist, entsprechen also Einrichtung und Vorgang den Maschinen der zweiten Gruppe mit zwei Cylindern. Das Nachströmen des Gasgemisches zur Entzündungsflamme setzt einen nahe gleichbleibenden, nämlich solchen Druck voraus, welcher immer etwas kleiner ist, als der gleichzeitige Druck im Behälter; ein Zurückschlagen der Flamme durch augenblicklich wachsenden Druck im Cylinder wird durch Drahtnetze verhindert.

Die nicht zahlreichen Vertreter dieser Gruppe sind kaum durch Anwendung bewährte Nach- und Ausbildungen der im Jahre 1878 zur Pariser Ausstellung geschickten Maschine von Simon. Dass die Abgase bei ihr das Wasser eines kleinen Dampfentwicklers in einem Schlangrohr durchströmen, um die erzeugten Dämpfe mit den Verbrennungsgasen gemischt Arbeit verrichten zu lassen, ist für das System im Gegensatz zu den besprochenen und üblichen Explosionsmaschinen unwesentlich; auch wird die bezweckte bessere Ausnutzung der Wärme wenigstens einstweilen nicht erreicht, indem der Gasverbrauch einer solchen, und zwar 5 pferdigen Maschine zu etwa 1,4 Cubikmeter für die Stunde und Pferdestärke gefunden wurde bei einem indicirten Wirkungsgrade = 0,75.\*

\* J. O. Knoke, Kraftmaschinen des Kleingewerbes, S. 211.

4) Zwei- oder Dreicylindermaschinen mit allmählicher Zündung des verdichteten Gasgemisches bei erheblichem Ueberschuss von Luft. Ein Pumpeylinder saugt beim Hin- und Hergange seines Kolbens abwechselnd Gas oder gasreiches Gemisch mit Luft an und schafft es verdichtet in einen Behälter; ein wie bei Otto's Motor im Viertakt arbeitender Kolben in einem Arbeitseylinder mit Compressionsraum saugt 1. Luft an, 2. comprimirt dieselbe sammt den vorhandenen Rückständen in den Compressionsraum hinein bis zum Druck im Gasbehälter, worauf 3. verdichtetes Gas oder Gasgemisch aus letzterem, an einer beständig brennenden Flamme sich entzündend, während eines Theils des dritten Hubes des Arbeitskolbens hinter ihm einströmt, nach der Absperrung zusammen mit der überschüssigen Luft und den Rückständen expandirt, worauf endlich 4. beim letzten Hube Ausströmung stattfindet bis auf das im Compressionsraum wieder zurückbleibende indifferente Gasgemisch. Der im Viertakt arbeitende Arbeitseylinder kann auch zerlegt werden in einen im Zweitakt arbeitenden und in einen dritten Cylinder, der abwechselnd atmosphärische Luft anzusaugen und comprimirt in einen Luftbehälter zu fördern hat, in welchem derselbe Druck herrscht, wie im Gasbehälter; das comprimirt Gas oder Gasgemisch, an einer Flamme sich entzündend, und die comprimirt Luft strömen getrennt von einander hinter den sich auswärts bewegenden Kolben des Arbeitseylinders, der jetzt nicht zur Erzielung eines Compressionsraumes verlängert zu sein braucht.

Diese Gruppe unterscheidet sich von der vorigen wesentlich durch den bedeutenden Luftüberschuss, welcher so bemessen werden kann, dass er eine hinlängliche Erniedrigung der Temperatur im Arbeitseylinder bewirkt, um dessen Kühlung durch Wasser, bei den Maschinen der drei vorigen Gruppen unerlässlich, unnöthig zu machen. Bei dem Otto'schen Motor ist solcher Zweck durch die Schichtung (die Ungleichförmigkeit der Mischung) nur unvollkommen zu erreichen. Diese in erheblichem Ueberschusse vorhandene Luft durfte mit dem Gase, bezw. dem gasreichen Gemisch nicht von vorn herein gemischt sein, um die Verbrennlichkeit nicht aufzuheben.

§. 142. Eincylindermaschinen mit plötzlicher Zündung des nicht verdichteten Gasgemisches.

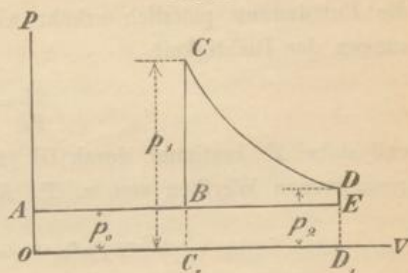
Indem diese Maschinen z. Z. fast keine praktische Bedeutung mehr haben, werde nur die Lenoir'sche, mit den weiterhin zu besprechenden Maschinen bezüglich auf Bauart und Wirkungsweise am ehesten vergleichbar,

unter vereinfachenden Voraussetzungen einer kurzen rechnerischen Betrachtung unterworfen.

Das Gasgemisch werde im Zustande  $p_0, T_0$  in den vom Kolben unterdessen durchlaufenen Raum  $AB$  des Cylinders, Fig. 114, angesaugt.

Die dann stattfindende Entzündung lasse plötzlich die Temperatur in  $T_1$ , den Druck in  $p_1$  übergehen, entsprechend der zur Grundlinie Senkrechten  $BC$ , Fig. 114. Der darauf folgenden Expansion bis zum Hubende entspreche eine polytropische Curve  $CD$  mit der Gleichung  $pV^x = \text{Const.}$ , wobei  $x$  um so grösser sein wird, je mehr

Fig. 114.



die Wärmeentziehung durch das den Cylinder umgebende Kühlwasser die Wärmeentwicklung durch nachträgliche Verbrennung überwiegt, im Endzustande  $D$  aber, der Temperatur  $T_2$  entsprechend, der Druck  $p_2$  noch etwas grösser sein soll, als der atmosphärische Druck  $p_0$ . Bei der Rückkehr des Kolbens wird dann der Druck des ausströmenden Gasgemisches thatsächlich zwar stetig mit abnehmender Schnelligkeit von  $p_2$  bis  $p_0$  abnehmen, doch werde (mit um so kleinerem Fehler, je weniger  $p_2 > p_0$  ist) der Rechnung eine plötzliche Abnahme zugrunde gelegt, der Geraden  $DE$  in der Figur entsprechend, die Ausströmungslinie  $EA$  somit als im Abstände  $= p_0$  mit der Grundlinie  $OV$  parallel angenommen.

Durch die Fläche  $BCDE$  wird nun die indicirte Arbeit für einen einfachen Kolbenhub des doppelwirkenden Cylinders (für einen Doppelhub die Arbeit auf jeder Seite des Kolbens) dargestellt. Werden aber

$$AE = v_2 \text{ und } AB = v_1 = ev_2$$

als specifische Volumina in den betreffenden Zuständen verstanden, so ist ohne Rücksicht auf schädliche Räume, so dass  $e$  das Expansionsverhältniss bedeutet, die indicirte Arbeit für einen Hub und für 1 Kgr. Gasgemisch:

$$\begin{aligned} E &= C_1 C D D_1 - C_1 B E D_1 \\ &= \frac{p_1 v_1}{x-1} (1 - e^{x-1}) - p_0 (v_2 - v_1) \\ &= p_0 v_2 \left( \frac{e - e^x}{x-1} \frac{p_1}{p_0} - 1 + e \right) = p_m v_2 \dots \dots \dots (1). \end{aligned}$$

Darin ist

$$p_m = p_0 \left( \frac{e - e^x}{x - 1} \frac{p_1}{p_0} - 1 + e \right) \dots \dots \dots (2)$$

der mittlere specifische Ueberdruck auf den Kolben. Das in diesem Ausdrucke vorkommende Verhältniss, in welchem der Druck durch die Entzündung plötzlich erhöht wird, ist bei Abstraction von Aenderungen der Dichtigkeit:

$$\frac{p_1}{p_0} = \frac{T_1}{T_0} \dots \dots \dots (3),$$

und dabei  $T_1$  bestimmt durch Gl. (24), §. 140, bei gegebenen oder angenommenen Werthen von  $m$ ,  $T_0$ ,  $K$  und  $\alpha$ . Mit  $p_m$  ergibt sich dann:

$$E = p_m v_2 = p_m \frac{v_1}{e} = p_m \frac{R T_0}{e p_0} \dots \dots \dots (4);$$

doch wird mit Rücksicht auf die verschiedenen Vernachlässigungen, insbesondere auf die das Arbeitsdiagramm etwas verkleinernden Abrundungen desselben bei  $C$  und bei  $DE$ , Fig. 114, von der Zeitdauer der explosiven Verbrennung und von Vorausströmung herrührend, passend  $p_m$ , also  $E$  nach Schätzung etwas zu verkleinern sein.

Die indicirte Arbeit, welche mit 1 Kgr. Gas von mittlerer Beschaffenheit gewonnen wird, ist nun  $= (13,9 m + 1) E$ ; ihr Verhältniss zum Arbeitswerth der durch das Gas entwickelten Wärme, also der Wirkungsgrad des dem Vorgange bei dieser offenen Maschine entsprechenden Kreisprocesses:

$$\eta = \frac{(13,9 m + 1) E}{424 (\alpha + \beta) K} \dots \dots \dots (5),$$

wenn  $\beta K$  für 1 Kgr. Gas die Wärme bedeutet, die bei der Expansion durch Nachbrennen entwickelt wird. Ist endlich  $\eta_i$  der indicirte Wirkungsgrad, so ist die Gasmenge, welche stündlich für 1 Nutzpferdestärke verbraucht wird,

$$G = \frac{3600 \cdot 75}{\eta_i (13,9 m + 1) E} \dots \dots \dots (6).$$

Sollte die Maschine  $N$  Pferdestärken leisten, so wäre bei gegebener mittlerer Kolbengeschwindigkeit  $= c$  Sek. Mtr., die mit Rücksicht auf genügend ruhigen Gang nur von mässiger Grösse sein darf, die wirksame Kolbenfläche  $= F$  Quadratcentim. bestimmt durch die Gleichung:

$$75 N = \eta_i F p_m c \dots \dots \dots (7),$$

falls  $p_m$  in Kgr. pro Quadratcentimeter ausgedrückt ist. Je kleiner freilich  $c$ , desto grösser unter sonst gleichen Umständen die Wärme-

entziehung bei der Expansion, desto grösser also  $x$ , desto kleiner  $p_2$ ; der Voraussetzung, dass hierbei der Druck nicht  $< p_0$  wird, entspricht die Bedingung:

$$\frac{p_2}{p_0} = \frac{p_1}{p_0} \frac{p_2}{p_1} = \frac{p_1}{p_0} e^x > 1 \dots \dots \dots (8).$$

Zur Benutzung dieser Gleichungen für die Vorausberechnung einer zu entwerfenden Maschine müssten mehrere der darin vorkommenden Elemente erfahrungsgemäss nach Schätzung angenommen werden, insbesondere  $T_0$ ,  $\alpha$ ,  $x$ . Ueber die Art, wie darüber durch Versuche ein angenähert zutreffendes Urtheil gewonnen werden kann, mögen hier einige Andeutungen folgen, deren Verwerthbarkeit nicht auf die Lenoir'sche Maschine beschränkt ist. Die Zuverlässigkeit der Folgerungen aus solchen Versuchen verlangt vor Allem, dass auf die Menge der angesaugten Luft, somit auf das Mischungsverhältniss  $a$  von Luft und Gas, nicht, wie meistens geschehen, aus dem gemessenen Volumen des letzteren und aus dem vom Kolben saugend durchlaufenen Raume geschlossen, sondern dass das Luftvolumen besonders gemessen, und so mit Berücksichtigung der fast gleichen betreffenden Druck- und Temperaturzustände das ev. auf atmosphärischen Druck  $p_0$  und atmosphärische Temperatur  $T_a$  reducirte Gemischvolumen  $V_a$  ermittelt werde, das bei jedem Hube angesaugt wird. Es wird kleiner gefunden, als das gleichzeitig vom Kolben saugend durchlaufene Volumen  $V_1$  besonders wegen der Erwärmung in Berührung mit diesem Kolben und mit der Cylinderwand, welche, wenn auch aussen von Wasser umflossen, doch an der Innenseite erheblich wärmer sein wird, als das dieselbe berührende Gemisch. Das Gewicht des für einen Hub neu angesaugten Gemisches sei  $= G_0$ , das der im schädlichen Raume  $= V$  mit der Temperatur  $T$  verbliebenen gasförmigen Rückstände  $= G$ . Der Druck der letzteren ist etwas grösser, als der atmosphärische Druck  $p_0$ , der Druck des unmittelbar vor der Zündung hinter dem Kolben im Cylinder befindlichen Gemisches, dessen Temperatur  $= T_0$  gefunden werden soll, etwas  $< p_0$ , doch mögen beide mit nur kleinem Fehler  $= p_0$  gesetzt werden, ausserdem die specifischen Wärmen der dreierlei in Betracht kommenden Gemische (des neu angesaugten, des im schädlichen Raume verbliebenen und des aus der Mischung beider hervorgehenden) constant und gleich gross ( $c_p = n c_v$ ) bei gleich angenommener Grösse auch ihrer Dichtigkeiten, somit der Constanten  $R$ .

Auf das angesaugte Gemisch wird nun von der Atmosphäre die Arbeit  $= p_0 V_a$  übertragen, während es selbst eine Arbeit  $= p_0 V_1$  auf den Kolben überträgt, so dass das innere Arbeitsvermögen um  $p_0 (V_a - V_1)$

zunähme, wenn nicht zugleich eine gewisse Wärme =  $Q$  von der wärmeren Metallmasse mitgetheilt würde; die resultirende Zunahme an Wärmegehalt des gesammten Gemisches ist deshalb

$$= Q + A p_0 (V_a - V_1).$$

Dieser Zuwachs ist auch (§. 122, Gl. 14):

$$c_v G_0 (T_0 - T_a) + c_v G (T_0 - T) = c_v [(G_0 + G) T_0 - G_0 T_a - G T],$$

woraus, weil wegen

$$\left. \begin{aligned} p_0 V_a &= G_0 R T_a; & p_0 V &= G R T \\ p_0 (V_1 + V) &= (G_0 + G) R T_0 \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (9)$$

$$(G_0 + G) T_0 - G_0 T_a - G T = \frac{p_0}{R} (V_1 + V - V_a - V) = \frac{p_0}{R} (V_1 - V_a)$$

ist, sich die Gleichung ergibt:

$$Q = \left( A + \frac{c_v}{R} \right) p_0 (V_1 - V_a) = A \left( 1 + \frac{c_v}{c_p - c_v} \right) p_0 (V_1 - V_a)$$

wegen  $AR = c_p - c_v$ , oder endlich

$$Q = \frac{An}{n-1} p_0 (V_1 - V_a) \dots \dots \dots (10).$$

Ohne diese Wärmemittheilung vom Cylinder wäre somit  $V_a = V_1$  unabhängig von der Grösse des schädlichen Raums und vom Zustande des darin zurückgebliebenen verbrannten Gemisches; wegen  $V_a < V_1$  ist aber thatsächlich  $Q$  positiv. Nur um  $T_0$  zu finden, wäre diese Betrachtung nicht nöthig gewesen, denn schon aus den Gleichungen (9) folgt:

$$(G_0 + G) \frac{R}{p_0} = \frac{V_1 + V}{T_0} = \frac{V_a}{T_a} + \frac{V}{T}; \quad T_0 = \frac{V_1 + V}{\frac{V_a}{T_a} + \frac{V}{T}} \quad (11).$$

Mit Rücksicht auf (10) ergibt sich aber der Werth =  $(T_0)$ , welchen  $T_0$  ohne Mittheilung der Wärme  $Q$  haben würde, aus (11) mit  $V_a = V_1$ , sowie die Temperaturerhöhung infolge dieser Wärmemittheilung =  $T_0 - (T_0)$ . Zum Theil ist freilich letztere nur scheinbar, insofern auch  $V_a$  um so mehr  $< V_1$  sein wird, je grösser die Geschwindigkeit des Kolbens ist, und je früher schon vor Ende des Hubes die Ausströmung aufhört, eine Verdichtung im schädlichen Raume bewirkend.

Betreffende Versuche mit einer Lenoir'schen Maschine liegen nicht vor. Bei Versuchen von Slaby\* aber mit einem 4pferdigen Otto'schen Motor, für welchen der hier an die Stelle des schädlichen Raumes tretende

\* Zeitschrift des Vereins deutscher Ingenieure, 1886, S. 691.

Compressionsraum  $V = 0,61 V_1$  war, unter  $V_1$  das säugend durchlaufene Hubvolumen des Cylinders verstanden, wurde z. B.  $V_a = 0,85 V_1$  gefunden bei einer mittleren Temperatur =  $60^\circ$  des Kühlwassers und =  $455^\circ$  der Abgase. Wird letztere auch dem jeweils im Compressionsraume zurückbleibenden Gasgemisch zugeschrieben und die atmosphärische Temperatur =  $15^\circ$ , also

$$T = 273 + 455 = 728, \quad T_a = 288$$

gesetzt, so ergibt sich nach Obigem

$$T_0 = 425 \text{ und } (T_0) = 374, \quad T_0 - (T_0) = 51^\circ.$$

Bei der Lenoir'schen Maschine findet nun zwar die Ansaugung und entsprechende Wärmemittheilung nur ungefähr während des halben Hubes statt, allein der Kolben pflegt dabei eine höchstens halb so grosse Geschwindigkeit zu haben, als beim Otto'schen Motor, dabei das Gemisch hinter demselben (wegen Mischung mit nur weniger, im schädlichen Raume verbliebenen Rückständen) eine kleinere Temperatur, so dass die Erhöhung der letzteren infolge der Wärmemittheilung  $Q$  bei einer Temperatur des Kühlwassers von ungefähr  $60^\circ$  zu wenigstens 50 bis  $60^\circ$  wird veranschlagt werden dürfen. Wird dann der schädliche Raum =  $0,05$  des Hubvolumens, also etwa  $V = 0,1 V_1$  und, sofern die Temperatur der Abgase =  $200^\circ$  angegeben wird,

$$T = 473 \text{ und } T_a = 288$$

angenommen, so findet man  $(T_0) = 299$ , so dass in Ermangelung zuverlässiger Angaben für vorliegenden Fall

$$T_0 = 350 \text{ bis } 360$$

zu schätzen sein dürfte.

Mit Hülfe dieser Temperatur  $T_0$  und der durch Indicatorgramme bestimmten Maximalpressung  $p_1$  findet man die entsprechende Temperatur bei der explosiven Verbrennung (abgesehen von einer gleichzeitig stattfindenden geringen Verdichtung des Gemisches):

$$T_1 = \frac{p_1}{p_0} T_0$$

und dann bei bekannten Werthen von  $m$  und  $K$  das Verhältniss  $\alpha$ , in welchem die fast augenblickliche Verbrennung des Gases stattfindet, gemäss §. 140, Gl. (24). Durchschnittlich wurde  $p_1 = 5p_0$  gefunden, womit und mit  $T_0 = 353 = 273 + 80^\circ$  sich

$$T_1 = 1765 = 273 + 1492^\circ$$

ergibt, endlich mit  $m = 1,5$  und  $K = 10110$ :

$$\alpha = \frac{7682}{K} = 0,76.$$

Thatsächlich müsste übrigens  $\alpha$  noch etwas grösser sein, bei Voraussetzung des idealen Diagramms Fig. 114 dann auch  $p_1$  etwas grösser, als der wirkliche Maximaldruck gesetzt werden, weil die Explosion nicht ganz plötzlich stattfindet, vielmehr während der kleinen Zeitdauer von der Zündung bis zum Eintritt der Maximalpressung schon eine gewisse Wärmemenge  $X$  theils an die Cylinderwand übergegangen, theils zu Arbeitsleistung verbraucht sein wird. Indem diese, zur Erhitzung des Gasgemisches nicht beitragend, von  $\alpha K$  abzuziehen ist, ergibt sich dann

$$\alpha = \frac{7682 + X}{K} = 0,76 + ?$$

Dieses Verhältniss  $\alpha$ , hier durchschnittlich etwa  $= 0,78$  bis  $0,8$  zu schätzen, ist grösser, als angenommen zu werden pflegt; es würde auch wesentlich kleiner gefunden ohne die nach Mallard und Le Chatelier angenommene beträchtliche Zunahme der specifischen Wärme mit der Temperatur. Nach Bestimmung von  $\alpha$  ergibt sich  $\beta$  durch Untersuchung des ausströmenden Gemisches auf unverbranntes Gas; es lässt sich aber annehmen, dass um so weniger  $\alpha + \beta < 1$  sein wird, je weniger  $m > 1$  ist.

Der Exponent  $x$  der polytropischen Curve, als welche die Expansionslinie angenommen wurde, ergibt sich, indem für die Endpunkte der Strecke, längs welcher die Expansionslinie des Indicardiagramms einen genügend gleichmässigen Verlauf hat, die Proportionalwerthe der Pressungen  $p_1, p_2$  und der zugehörigen Volumina  $v_1, v_2$  gemessen werden. Aus

$$p_1 v_1^x = p_2 v_2^x \text{ folgt dann } x = \frac{\lg p_1 - \lg p_2}{\lg v_2 - \lg v_1}.$$

Durch entsprechende Bestimmung der Coordinaten von Zwischenpunkten kann die Zulässigkeit der Annahme solcher polytropischen Expansionscurve geprüft werden. Für die Lenoir'sche Maschine ergab sich nahe  $x = 2$ , erhebliches Uebergewicht des Verlustes von Wärme über den Gewinn durch Nachbrennen erkennen lassend. —

Wird nun z. B. angenommen:

$$K = 10110, \quad m = 1,5; \quad \alpha + \beta = 0,95$$

$$T_0 = 350, \quad x = 2, \quad e = 0,5 \text{ und } p_1 = 5 p_0,$$

womit die Bedingung (8) wegen  $p_2 = 1,25 p_0$  erfüllt ist, so würde aus (2) folgen:  $p_m = 0,75 p_0$ . Mit Abzug von 2% werde jedoch gesetzt:

$$p_m = 0,735 p_0.$$



Aus (4) folgt dann  $E$  mit  $R = 30,5$  (§. 140), damit aus (5):

$$\eta = 0,084.$$

Mit dem erfahrungsmässigen Werthe  $\eta_i = 0,55$  ergibt sich endlich gemäss (6) die für eine Nutzpferdestärke stündlich erforderliche Gasmenge:

$$G = 1,432 \text{ Kgr.}, \text{ also } \frac{1,432}{0,588} = 2,44 \text{ Cubikm.}$$

von  $15^\circ$  und normalem Atmosphärendruck.

§. 143. Ein- oder Zweicylindermaschinen mit plötzlicher Zündung des verdichteten Gasgemisches.

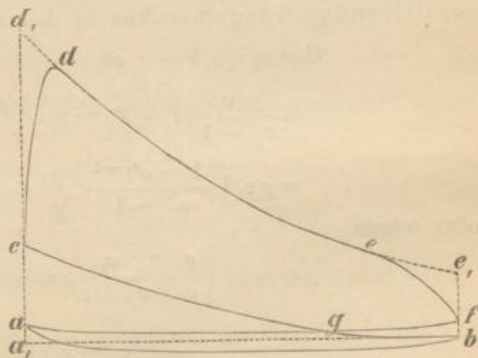
Seitdem der allgemeinen Anwendung des Viertaktes in Deutschland gemäss Urtheil des Reichsgerichts nichts mehr im Wege steht, werden die weniger einfachen und schon deshalb weniger ökonomischen hierher gehörigen Zweicylindermaschinen kaum noch gebaut; den folgenden Erörterungen werde eine Eincylindermaschine (Otto's Motor) zugrunde gelegt, dessen Arbeitsdiagramm übrigens dadurch erhalten werden kann, dass die Diagramme des Arbeits- und des Pumpeylinders einer Zweicylindermaschine aufeinander gelegt werden, sofern der Expansionsgrad des ersteren dem Compressionsgrade des letzteren gleich ist.

Ein solches Diagramm hat ungefähr die Gestalt  $abcdefga$ , Fig. 115, wobei aber zu grösserer Deutlichkeit die Curven  $ab$  und  $fa$  bzw. zu tief unter und zu hoch über der geraden atmosphärischen Linie  $a_1b$  gezeichnet sind. Der Ansaugung entspricht  $ab$ , der Compression  $bc$ , der explosiven Verbrennung  $cd$ , der Expansion  $de$ , der Ausströmung  $efga$ , insbesondere  $ef$  der Vorausströmung. Die indicirte Arbeit für eine Periode von 4 aufeinander folgenden Hübten wird also durch die Flächendifferenz

$$gdefg - gabg$$

dargestellt. Ist auch die abzuziehende schmale Fläche, die um so grösser ausfällt, je schneller die Maschine läuft, gewöhnlich kaum messbar, indem

Fig. 115.



sie bei mehrmaligem Umlauf des Zeichenstifts als dicker Strich erscheint, so kann sie doch hinlänglich messbar gemacht werden durch Anwendung einer schwächeren Feder, die den oberen Theil des Diagramms unbestimmt lässt, den unteren aber in grösserem Druckmassstabe ergiebt. Zum Zwecke übersichtlicher Vergleichen und von Vorausberechnungen werde nun aber wieder dieses Diagramm durch das in Fig. 115 zum Theil gestrichelte  $a_1 b c d_1 e_1 b a_1$  ersetzt, welches, einem aller Nebenumstände entkleideten idealen Vorgange entsprechend, die indicirte Arbeit zwar in der Fläche  $b c d_1 e_1 b$  zu gross erscheinen lässt, dieselbe indessen durch Multiplication mit einem erfahrungsmässig zu bestimmenden Coefficienten hinlänglich angenähert ergeben kann. Auch mögen dabei  $b c$  und  $d_1 e_1$  als polytropische Curven angenommen werden, bezw. den Exponenten  $x$  und  $x_1$  entsprechend.

Es seien nun Druck und Temperatur in den Zuständen des Gemisches, welche dargestellt sind durch die Punkte

$$\begin{array}{cccc} b & c & d_1 & e_1 \\ \text{bezw.} = p_0, T_0 & p, T & p_1, T_1 & p_2, T_2; \\ & v_2 & \text{und} & v_1 = e v_2 \end{array}$$

die specifischen Volumina des Gemisches in den Zuständen

$$e_1 \text{ und } b, \quad \text{bezw. } c \text{ und } d_1,$$

unter  $v_1 : v_2 - v_1 = e : 1 - e$  das Verhältniss des Compressionsraums zum Hubvolumen des Cylinders verstanden. Die indicirte Arbeit für eine Periode von 4 aufeinander folgenden Hüben und für 1 Kgr. des resultirenden Gasgemisches ist dann:

$$\begin{aligned} E &= a_1 d_1 e_1 b - a_1 c b \\ &= \frac{p_1 v_1}{x_1 - 1} (1 - e^{x_1 - 1}) - \frac{p v_1}{x - 1} (1 - e^{x - 1}) \\ &= p v_1 \left( \frac{1 - e^{x_1 - 1}}{x_1 - 1} \frac{p_1}{p} - \frac{1 - e^{x - 1}}{x - 1} \right) \end{aligned}$$

oder wegen

$$\begin{aligned} p v_1 &= p_0 \left( \frac{v_2}{v_1} \right)^x \frac{v_1}{v_2 - v_1} (v_2 - v_1) \\ &= \frac{p_0}{e^x} \frac{e}{1 - e} (v_2 - v_1) = \frac{p_0 (v_2 - v_1)}{(1 - e) e^{x-1}} \end{aligned}$$

$$E = p_m (v_2 - v_1) = p_m (1 - e) \frac{R T_0}{P_0} \dots \dots \dots (1),$$

wenn gesetzt wird:

$$p_m = \frac{p_0}{(1 - e) e^{x-1}} \left( \frac{1 - e^{x_1 - 1}}{x_1 - 1} \frac{p_1}{p} - \frac{1 - e^{x - 1}}{x - 1} \right) \dots \dots \dots (2)$$

= dem mittleren specifischen Ueberdruck auf den Kolben, bezogen auf einen Hub der vierhübigen Arbeitsperiode, welcher nach erfahrungsmässiger Schätzung zu verkleinern bleibt.

Das in diesem Ausdrücke (2) vorkommende Verhältniss, in welchem der Druck durch die Entzündung plötzlich erhöht wird, ist bei Abstraction von der entsprechenden Verdichtung:

$$\frac{p_1}{p} = \frac{T_1}{T} \text{ mit } T = \frac{T_0}{e^{\alpha-1}} \dots \dots \dots (3),$$

und dabei  $T_1$  bestimmt durch die der Gleichung (24) in §. 140 analoge Gleichung, nachdem in derselben der Ausdruck, welchem  $\alpha K$  gleich gesetzt ist, vergrössert wurde im Gewichtsverhältniss des dem ganzen Process unterworfenen und des jeweils neu angesaugten Gasgemisches, oder nachdem  $\alpha K$  selbst im umgekehrten Verhältnisse verkleinert wurde, nämlich, unter  $T'$  die im Compressionsraume zu Anfang des Ansaugens herrschende Temperatur verstanden, im Verhältnisse:

$$\frac{\frac{v_2}{T_0} - \frac{v_1}{T'}}{\frac{v_2}{T_0}} = 1 - \frac{v_1}{v_2} \frac{T_0}{T'} = 1 - e \frac{T_0}{T'}$$

Die Gleichung, gemäss welcher  $T_1$  bei gegebenen oder angenommenen Werthen von  $m$ ,  $T$ ,  $K$  und  $\alpha$  bestimmt werden kann, ist somit:

$$\alpha K \left( 1 - e \frac{T_0}{T'} \right) = \left[ 3,254 m + 0,558 - (13,9 m + 1) \frac{0,0691}{A} \right] (t_1 - t) + (0,00028 m + 0,00057) (t_1^2 - t^2) \dots (4).$$

Die mit 1 Kgr. Gas von mittlerer Beschaffenheit gewonnene indicirte Arbeit ist nun

$$E_1 = \frac{13,9 m + 1}{1 - e \frac{T_0}{T'}} E \dots \dots \dots (5),$$

der Wirkungsgrad des entsprechenden Kreisprocesses:

$$\eta = \frac{E_1}{424(\alpha + \beta) K} \dots \dots \dots (6),$$

unter  $\beta K$  die für 1 Kgr. Gas durch Nachbrennen entwickelte Wärme verstanden, endlich die Gasmenge, welche stündlich für 1 Nutzpferdestärke verbrannt wird,

$$G = \frac{3600 \cdot 75}{\eta_i E_1} \dots \dots \dots (7),$$

wenn  $\eta_i$  den indicirten Wirkungsgrad bedeutet. Zwischen der Zahl  $N$  solcher Pferdestärken, der wirksamen Kolbenfläche  $F$ , der mittleren Kolbengeschwindigkeit  $c$  und dem specifischen Ueberdruck  $p_m$ , der auf einen Hub der im Uebrigen als arbeitslos vorgestellten vierhübrigen Arbeitsperiode bezogen wurde, besteht aber jetzt die Beziehung:

$$75 N = \frac{1}{4} \eta_i F p_m c \dots \dots \dots (8).$$

Der Voraussetzung, dass bei der bis zum Hubende dauernden Expansion der Druck  $> p_0$  bleibe, entspricht hier die Gleichung:

$$\frac{p_2}{p_0} = \frac{p_2}{p_1} \frac{p_1}{p} \frac{p}{p_0} = \frac{p_1}{p} e^{x_1 - x} > 1 \dots \dots \dots (9).$$

Was die in einem gegebenen Falle oder im Mittel anzunehmenden, bzw. durch besondere Untersuchung zu bestimmenden Elemente betrifft, so sei zunächst bemerkt, dass durchschnittlich hier

$$e = 0,4; \quad \frac{e}{1 - e} = \frac{2}{3}$$

= dem Verhältniss des Compressionsraums zum Hubvolumen des Cylinders zu sein pflegt. Die Temperatur ( $T_0$ ), die das resultirende Gasgemisch zu Ende des Saughubes hätte, wenn von der Cylinderwand und vom Kolben keine Wärme hierbei mitgetheilt würde, ist nun gemäss Gl. (11) im vorigen Paragraph zu bestimmen, indem darin  $V_a = V_1$  und  $V = \frac{2}{3} V_1$  gesetzt wird, ausserdem  $T_a =$  der atmosphärischen,  $T =$  der Temperatur im Compressionsraume bei Beginn des Ansaugens, von welchen jene = 288, diese = der Temperatur des ausströmenden Gasgemisches, im Durchschnitt erfahrungsgemäss = 700 angenommen werde. Dann ergibt sich ( $T_0$ ) = 377 und bei Annahme einer Erwärmung von 46° durch Berührung mit Cylinderwand und Kolben:

$$T_0 = 377 + 46 = 423 = 273 + 150^\circ.$$

Auf die im vorigen Paragraph erklärte Weise fand Schöttler\* aus Versuchen mit einem 4 pferdigen Otto'schen Motor, wobei  $e = 0,4$  und  $a = 9$  war,

$$x = 1,235 \quad \text{und} \quad x_1 = 1,365.$$

Dabei war  $p = 3,1 p_0$  gemessen worden, der grösste Druck  $p_1 = 10 p_0$ .

Indem nun für dieses Beispiel gemäss Versuchen von Slaby (§. 142) ungefähr

\* Schöttler „Die Gasmachine“, 1882, S. 105 u. ff. Die zweite, gänzlich ungearbeitete Auflage dieses Werkes konnte hier nicht mehr benutzt werden.

$$1 - e \frac{T_0}{T'} = 1 - 0,4 \frac{423}{700} = 0,758$$

gesetzt werden kann, folgt aus den Gleichungen (3):

$$T = \frac{423}{0,4^{0,235}} = 525; \quad T_1 = \frac{10}{3,1} \cdot 525 = 1694$$

und dann aus (4) mit

$$K = 10110, \quad m = 0,15 \cdot 9 = 1,35 \quad \text{und} \quad A = 0,96 \\ \alpha = 0,78.$$

Wegen kleiner Zeitdauer der Explosion bis zum Eintritt der Maximal-  
 pression ist aber thatsächlich  $\alpha$  etwas grösser, wie im vorigen Paragraph  
 ausgeführt wurde, und mag durchschnittlich

$$\alpha = 0,8$$

geschätzt werden, einer nicht weniger vollständigen augenblicklichen Ver-  
 brennung entsprechend, als bei der Lenoir'schen Maschine. Nahe in  
 demselben Verhältnisse, in welchem  $\alpha$  vergrößert wurde, ist dann unter  
 sonst gleichen Umständen gemäss (4) bei Voraussetzung ganz plötzlicher  
 Explosion auch  $t_1 - t$  zu vergrößern, wodurch sich für den Fall des  
 Beispiels  $T_1 = 1724$  ergibt und somit der Druck, der für den gedachten  
 Zustand  $d_1$ , Fig. 115, zu rechnen wäre,

$$p_1 = \frac{1724}{525} p = 3,28 p \\ = 3,28 \cdot 3,1 p_0 = 10,17 p_0.$$

Uebrigens kann, falls nicht zugleich  $t_1$  entsprechend grösser ist,  $\alpha$  kleiner  
 sein, wenn  $m$  und  $e$  kleiner sind, wie es zur Sicherung möglicher Voll-  
 ständigkeit der gesammten Verbrennung häufig der Fall ist; je weniger  
 überschüssige atmosphärische Luft und indifferente Rückstände mit zu  
 erwärmen sind, desto unvollständiger darf die explosive Verbrennung sein,  
 um gewisse Maxima der Temperatur und des Drucks zur Folge zu haben,  
 bei gleichwohl erhöhter Vollständigkeit der ganzen Verbrennung.

Diese Rechnungen, wenn auch im Wesentlichen zunächst nur auf  
 ein Beispiel bezogen, können wenigstens Anhaltspunkte für die Annahmen  
 gewähren, welche die Benutzung obiger Gleichungen erfordert. —

Es sei z. B.

$$K = 10110, \quad a = 8, \quad m = 1,2 \quad \text{und} \quad A = 0,96;$$

das Verhältniss des Compressionsraums zum Hubvolumen:

$$\frac{e}{1 - e} = 0,6 \quad \text{entsprechend} \quad e = \frac{3}{8}$$

und angenommen:

$\alpha + \beta = 0,95$  nebst  $x = 1,235$  und  $x_1 = 1,365$ ;  $T' = 700$   
 = der Temperatur der Rückstände im Compressionsraum. Nach Gl. (11)  
 im vorigen Paragraph ergibt sich dann bei absoluter Lufttemperatur  
 = 288:

$$(T_0) = \frac{1 + 0,6}{\frac{1}{288} + \frac{0,6}{700}} = 370,$$

wozu angenommen sei:  $T_0 = 420$ . Nun ist

$$p = \frac{p_0}{e^x} = 3,358 p_0; \quad T = \frac{T_0}{e^{x-1}} = 529;$$

und wenn die höchste Temperatur  $T_1$ , die bei ganz plötzlicher theilweisen  
 Verbrennung in dem durch den Punkt  $d_1$ , Fig. 115, dargestellten Punkte  
 eintreten würde, = 1800 angenommen wird (eine der Grössen  $T_1$ ,  $p_1$   
 oder  $\alpha$  muss nothwendig angenommen werden), so folgt

$$p_1 = \frac{T_1}{T} p = 3,403 p = 11,43 p_0$$

und ergibt sich aus Gl. (4) wegen

$$1 - e^{-\frac{T_0}{T'}} = 0,775: \quad \alpha = 0,78$$

ohne Bedürfniss nachträglicher Vergrößerung, indem dieses  $\alpha$  nur für  
 den idealen Vorgang gelten soll, auf Grund dessen es bei Voraussetzung  
 von  $T_1 = 1800$  bestimmt wurde. Während nun nach (9) nahe  $p_2 = 3p_0$   
 ist, findet man aus (2):  $p_m = 3,89 p_0$ , wofür jedoch mit einem Abzug von  
 4% wegen Abrundungen des Diagramms und mit Rücksicht auf dessen  
 subtractive schmale Fläche

$$p_m = 3,73 p_0$$

gesetzt werde. Mit  $R = 30,5$  folgt endlich aus (1), (5) und (6):

$$\eta_i = 0,167$$

sowie mit  $\eta_i = 0,75$  der stündliche Gasverbrauch für eine Nutzpferdestärke:

$$G = 0,527 \text{ Kgr. oder } \frac{0,527}{0,588} = 0,9 \text{ Cubikm.}$$

Die Vergleichung mit dem zu Ende des vorigen Paragraph berechneten  
 Beispiel einer Lenoir'schen Maschine lässt den erheblichen Vortheil der  
 Compression erkennen sowohl, was die Oekonomie des Betriebes, als was

die Grösse der Maschine betrifft. Zwar hat sich  $\frac{1}{4} p_m$  nur 1,27 mal so gross ergeben, als früher  $p_m$ ; doch reicht für eine gegebene Zahl  $N$  von Pferdestärken eine in höherem Grade kleinere Kolbenfläche  $F$  aus wegen der grösseren Werthe von  $\eta_i$  und der mittleren Kolbengeschwindigkeit  $c$ . Die Zulässigkeit schnelleren Ganges, ohne heftige Stösse befürchten zu müssen, ist besonders dadurch begründet, dass eine Richtungsumkehr des Drucks auf den Kolben nur beim Uebergang von der Ansaugung zur Compression stattfindet, wenn dieser Druck sehr klein ist, während der Kolben einer Lenoir'schen Maschine abwechselnd auf der einen und auf der anderen Seite vom Explosionsdrucke belastet wird. Die kleinere Maschine mit sanfterem Gang hat dann auch einen grösseren indicirten Wirkungsgrad zur Folge. —

Die durch Verbrennung oder durch Zuführung von aussen in einem Zeitelement dem Gasgemisch mitgetheilte Wärme  $dQ$  ist, algebraisch verstanden, nach §. 122, Gl. (2):

$$dQ = \frac{1}{R}(c_p p dV + c_v V dp),$$

unter  $p$  den augenblicklichen Druck,  $V$  das augenblickliche Volumen verstanden, welche mit Hilfe des Indicordiagramms und der bekannten Grössen des Compressionsraums und des Hubvolumens bestimmbar sind. Sofern auch das Gewicht =  $G$  des Gasgemisches berechnet werden kann, damit die betreffende Temperatur  $T$  wegen  $pV = GRT$ , lassen sich auch  $c_p$  und  $c_v$  als Functionen dieser Temperatur bestimmen. Einfacher und übersichtlicher gelangt man zur Kenntniss dieser Wärmemengen  $Q$  bei Voraussetzung constanter Werthe von  $c_v$  und  $c_p = nc_v$ , und zwar für beliebige Theile des ganzen Vorgangs, durch eine von Zeuner so genannte Abbildung des Indicordiagramms. Mit

$$Vdp = d(pV) - p dV$$

folgt nämlich aus obigem Ausdrücke für  $dQ$ :

$$dQ = \frac{c_v}{R} [d(pV) + (n-1)p dV]$$

oder wegen  $AR = c_p - c_v = (n-1)c_v$ :

$$\frac{dQ}{A} = \frac{pV}{n-1} d[\ln(pV) + (n-1)\ln V]$$

oder endlich nach Division durch  $\ln 10$ , wodurch die natürlichen Logarithmen ( $\ln$ ) in Brigg'sche Logarithmen ( $\lg$ ) übergehen,

$$\left. \begin{aligned} \frac{n-1}{A \cdot \ln 10} dQ &= p V \cdot dP \\ P &= \lg(p V) + (n-1) \lg V \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (10).$$

Die Abbildung, nämlich der in sich zurücklaufende Ort von Punkten, deren Abscissen =  $P$  und deren Ordinaten =  $pV$ , somit proportional den betreffenden Temperaturen  $T$  sind, hat nun, wie Gl. (10) ersehen lässt, die Eigenschaft, dass die von irgend einem Stücke der Abbildung sich senkrecht zur  $P$ -Axe bis zu dieser erstreckende Fläche die (mit einer Constanten multiplicirte) Wärme ergiebt, welche bei der betreffenden Zustandsänderung mitgetheilt wurde; sie ist positiv oder negativ, jenachdem das betreffende Curvenstück im Sinne zu- oder abnehmender Abscissen  $P$  verläuft.

Solche Darstellung, wenn sie auch für den wichtigsten Theil des ganzen Vorgangs (Explosion und Expansion) nur das Ergebniss von zwei entgegengesetzten Einflüssen (Wärmeentwicklung durch Verbrennung und Wärmeabgabe an die Wände) erkennen, die Einzelgrößen derselben aber unbestimmt lässt, kann gleichwohl zu wesentlichen Aufschlüssen beitragen. So müsste z. B., wenn die Compressionslinie des Indicatorgramms ( $bc$ , Fig. 115) wirklich eine polytropische Curve wäre mit  $x > 1$ , wie angenommen wurde, die Abbildung dieser Curve stetig ansteigen, zunehmenden Temperaturen entsprechend. Bei einem von Zeuner\* benutzten Diagramm ist das nicht der Fall, senkt sich vielmehr diese Abbildung zuerst im Sinne der negativen  $P$ -Axe und steigt erst später im Sinne wachsender  $P$ , anfangs abnehmender Temperatur bei überschüssiger Wärmeentziehung, später zunehmender Temperatur bei überschüssiger Wärmitheilung entsprechend; freilich zeigt auch schon die Compressioncurve dieses Indicatorgrammes selbst eine merklich andere Gestalt, als der Fall zu sein pflegt, anfangs etwas abnehmenden, erst später wesentlich zunehmenden Druck. Uebrigens wird der Werth solcher Darstellung und der daraus gezogenen Folgerungen durch die zweifelhafte Annahme constanten, vor und nach der Verbrennung gleicher Werthe von  $c_p$  und  $c_v$  beeinträchtigt; auch könnte bei nur örtlicher Verbrennung des ungleichmässig zusammengesetzten Gemisches die Temperatur gleichzeitig an verschiedenen Stellen verschieden sein, sowie auch der Druck, wenn schon gleichförmiger vertheilt, doch wegen der durch die Explosion bewirkten stürmischen Bewegung nicht ganz unerheblich kleiner gefunden werden mag, als ohnedem der Fall wäre; der letztere Umstand beschränkt schon die Zuverlässigkeit des Indicatorgramms. —

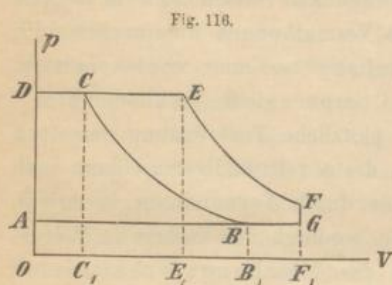
\* Technische Thermodynamik, Bd. I, S. 437.



Aus dem Vorhergehenden ist zu schliessen, dass bei der Mannigfaltigkeit in Betracht kommender Umstände und der vielfachen Unsicherheit theoretischer Berücksichtigung ihrer sich gegenseitig bedingenden Einflüsse die thunlichst vortheilhafte Entwicklung der Construction und des Betriebes von Gasmotoren ganz besonders von planmässig geleiteten Versuchen zu erwarten sein wird, welche vor Allem den Einfluss des Expansions- und Compressionsgrades  $e$ , des Mischungsverhältnisses  $a$ , der Schnelligkeit des Ganges und der Temperatur des Kühlwassers betreffen. Durch theoretische und allgemeine Erwägungen lassen sich in Betreff dieser Umstände im Wesentlichen wohl Vermuthungen aussprechen, die aber durch Versuche geprüft und quantitativ bestimmt werden müssen. Je bedeutender die Expansion und Compression, je kleiner also  $e$  ist, eine desto vollständigere und zwar plötzliche Verbrennung des stark verdichteten Gemisches ist zu erwarten; desto vollständiger ist dann auch die Ausnutzung der entwickelten Wärme durch Verwandlung in Arbeit, desto kleiner die Temperatur der Abgase, wodurch der Verlust an Wärme vorwiegend bedingt wird. Je kleiner das Mischungsverhältniss  $a$ , je weniger also überschüssige Luft vorhanden ist, desto weniger braucht  $e$  und damit die Menge rückständiger Gase verkleinert zu werden, um gleichwohl eine hohe Maximaltemperatur und einen grossen Maximaldruck zu erhalten; um beide durch die Expansion genügend auszunutzen, müsste dann freilich  $e$  um so kleiner sein. Die Verkleinerungen von  $a$  und  $e$  sind dadurch begrenzt, dass die Verbrennungstemperatur sich derjenigen nähert, bei welcher Dissociation beginnen würde. Die Schnelligkeit des Ganges darf um so weniger gesteigert werden, je kleiner  $a$  und  $e$  sind, damit die Temperaturen der Abgase und der Cylinderwand nicht übermässig wachsen; auch nimmt mit zunehmender Geschwindigkeit die Steilheit der Explosioncurve des Indicardiagramms ab und die Breite des subtractiven unteren Flächenstreifens zu, beides einer abnehmenden indicirten Arbeit entsprechend. Die Temperatur des Kühlwassers wird schon deshalb kaum von erheblichem Einflusse sein können, weil ihre möglichen Schwankungen im Vergleich mit der durchschnittlich viel höheren Temperatur des Gasgemisches im Cylinder nur gering sind; ist aber einmal einer gewissen Höhe dieser Temperatur (etwa  $60^{\circ}$ ) entsprechend der Kolben so eingeschliffen, dass er ohne übermässige Reibung genügend dicht hält, so ist es, wie Slaby hervorhebt, allerdings rathsam, dieselbe nicht erheblich zu ändern, um nicht (infolge von Zusammenziehung oder Ausdehnung des Cylinders) bei Verkleinerung die Reibung oder bei Vergrösserung die Durchlässigkeit für Gase zu steigern.

## §. 144. Zwei- oder Dreicylindermaschinen mit allmählicher Zündung des verdichteten Gasgemisches, insbesondere bei erheblichem Ueberschuss von Luft.

Wenn eine solche Zweicylindermaschine gemäss den Andeutungen unter 3), §. 141, so eingerichtet ist, wie die Maschine von Simon bei Abstraction von der Unterstützung ihrer Wirkung durch Wasserdampf, den die Abgase entwickeln, so ist das Arbeitsdiagramm im Princip darzustellen durch Fig. 116, erhalten durch Aufeinanderlegen der idealen



Indicatoriagramme  $ABCD$  des Pump- und  $DEFGA$  des Arbeitscyinders, so dass durch die Fläche  $CEFGB$  die überschüssig gewonnene indicirte Arbeit dargestellt wird. Das längs  $AB$  bei atmosphärischem Druck von der Pumpe angesaugte Gemisch wird in derselben längs  $BC$  bis zum Zustande  $p_1, T$  comprimirt und längs  $CD$  in

den Behälter geschafft, aus welchem es, an einer Flamme sich stetig entzündend und dadurch bei fast demselben Druck  $p_1$  bis zur höheren Temperatur  $T_1$  erhitzt, in den Arbeitscyylinder längs  $DE$  angesaugt wird, darauf in diesem längs  $EF$  expandirt und, längs  $FG$  bei constantem Volumen auf atmosphärischen Druck reducirt, längs  $GA$  vom Arbeitskolben ausgetrieben wird. Die Temperatur  $T_1$  kann hier gemäss §. 140, Gl. (23) bestimmt werden, indem die Verbrennung als vollständig anzunehmen ist. Indem übrigens ein erheblicher Vortheil gegenüber dem Otto'schen Motor von dieser Einrichtung kaum zu erwarten ist, wie auch bisherige Erfahrungen trotz Beihülfe von Dampfdruck lehren, betreffende Versuche aber einstweilen zu weiteren Schlüssen nicht zuverlässig und vollständig genug vorhanden sind, mögen hier nur die zwar überhaupt bisher nicht ausgeführten, aber für grössere Ausführungen von Köhler\* mit Grund empfohlenen Maschinen mit allmählicher Verbrennung verdichteten Gases in einem getrennt davon zugeführten erheblichen Ueberschuss verdichteter Luft gemäss §. 141 unter 4) einer näheren Betrachtung unterworfen werden. Sofern es sich hier nur um das Princip handelt, werden dabei mit Köhler die specifischen Wärmen als Constante vorausgesetzt und auch sonst gewisse ideale Voraussetzungen gemacht.

\* „Theorie der Gasmotoren“, S. 39 u. ff.

Solchen Gaskraftmaschinen liegt der folgende Gedankengang Köhler's zugrunde. Sie würden ähnlich wirken wie die in §. 138 besprochenen offenen Luftmotoren mit geschlossener Feuerung, wenn man in einem geschlossenen Behälter als Feuerraum Gasflammen brennen liesse, durch welche besonders eingeführte comprimirt Luft, deren Druck dem im Behälter herrschenden entspricht, erwärmt wird, dann diese erwärmte Luft zusammen mit den Verbrennungsproducten des Gases in einen Arbeitscylinder hinter dessen Kolben leitete, wo sie zunächst mit Volldruck, dann durch Expansion wirkt, endlich vom zurückkehrenden Kolben ausgetrieben wird. Zur Speisung der Gasflammen muss eine Gaspumpe, zur Beschaffung der Luft eine Luftpumpe vorhanden sein. Statt mit reinem Gase können auch mit einem gasreichen Gemisch von Gas und Luft die Brenner gespeist werden bei Vorsorge gegen ein Zurückschlagen der Flammen. Solche Maschinen bieten den Vortheil, beliebig grosse Luftmengen zur Anwendung bringen zu können, ohne die Zündfähigkeit zu beeinträchtigen. Indem durch Erwärmung dieser Luft eine schädliche Temperaturerhöhung vermieden wird, Kühlwasser und Wärmeentziehung durch dasselbe erspart bleiben, würde freilich die in grösserer Menge, wenn auch weniger warm ausströmende Luft eine grössere Wärmemenge entführen können, falls sie nicht, was hier leicht geschehen kann, zur Vorwärmung von Gas und Luft benutzt würde. Der, dann immerhin noch verbleibende Uebelstand erheblicher Wärmeverluste des zur Gasfeuerung kaum genügend dauerhaft herzustellenden Behälters ist schliesslich dadurch zu vermeiden, dass die Feuerung in den Arbeitscylinder verlegt wird, was der Gaszustand des Brennstoffs gestattet.

Einrichtung und Wirkungsweise eines derartigen Gasmotors sind also im Wesentlichen folgende. In zwei Compressionspumpen, bezw. für Gas- oder reiches Gasmisch und für Luft, werden beide Theile gesondert bis zu gleichem Druck verdichtet und je einem Behälter zugeführt, aus welchem sie durch je einen Regenerator hindurch, der vorher von den warmen Abgasen durchströmt wurde, aus besonderen Oeffnungen in den ungekühlten Arbeitscylinder treten, während dessen Kolben einen Theil seines Hubes durchläuft; das aus den betreffenden brennerartigen Oeffnungen strömende Gas entzündet sich hierbei an einer beständig brennenden kleinen Flamme. Das Gemisch von Verbrennungsproducten mit verhältnissmässig viel überschüssiger Luft expandirt nach der Absperrung während des übrigen Theils des Hubes und wird vom zurückkehrenden Arbeitskolben durch die Regeneratoren hindurch ausgetrieben.

Wird der Luftpumpen- mit dem Arbeitscylinder vereinigt, so dass

dieser mit Hinzufügung eines Compressionsraums abwechselnd bei einer Kurbelumdrehung als Luftcompressionspumpe, bei der folgenden als Arbeitsmaschine dient, so ist der Vorgang folgender. Die Gasgemischpumpe schafft verdichtetes brennbares Gemisch in einen Behälter. Der Arbeitskolben saugt beim ersten Hube Luft aus der Atmosphäre und verdichtet sie beim zweiten Hube in den Compressionsraum hinein bis zu dem in jenem Behälter herrschenden Druck; aus diesem strömt das brennbare Gemisch während des ersten Theils des dritten Hubes durch den Regenerator hindurch in den Arbeitcylinder, wo es, an einer Flamme sich stetig entzündend, demnächst sammt der schon vorhanden gewesenen überschüssigen Luft expandirt, dann das Ganze beim vierten Hube bis auf den im Compressionsraum verbleibenden Rest durch den Regenerator hindurch ausgetrieben wird. Sofern in diesem Falle die Luft nicht vorgewärmt wird, um nicht durch ihre Compression die Temperatur so zu erhöhen, dass Kühlung des Arbeitcylinders sammt Compressionsraum rathsam wäre, (bei besonderer Luftpumpe kann diese gekühlt sein), ist der Gaspumpe zur Compression und dem Regenerator zur Vorwärmung hier nicht ev. reines Gas, sondern nur ein noch sicher brennbares Gasgemisch zugewiesen worden.

Bei dieser Zweicylindermaschine könnte, wie Köhler hervorhebt, der Kreisprocess im Princip ein fast vollkommener sein, entsprechend Mittheilung und Entziehung von Wärme bezw. bei höchster und bei niedrigster Temperatur. Abgesehen nämlich vom ersten und vierten Hube des Arbeitskolbens, womit Arbeiten nur nebensächlich verbunden sind, die betreffenden Volumendruckcurven sich fast decken, könnte man die Temperatur constant erhalten sowohl zu Anfang des zweiten oder Compressionshubes durch Einspritzen von etwas Wasser, wie zu Anfang des dritten oder Expansionshubes durch Einführung einer entsprechend begrenzten Menge verbrennenden Gases, während im Uebrigen die Compression zu Ende des zweiten, die Expansion zu Ende des dritten Hubes im ungekühlten Cylinder nahe adiabatisch stattfänden. Indessen würde dann, wie schon aus §. 123 zu schliessen ist, der Vortheil der Vergrößerung des Wirkungsgrades solchen Processes durch den Nachtheil nöthiger Vergrößerung, also Vertheuerung der Maschine, verbunden mit Verkleinerung ihres indicirten Wirkungsgrades ohne Zweifel mehr als aufgewogen werden.

Mit Köhler werde aber jetzt eine Dreicylindermaschine vorausgesetzt, in deren Pumpen infolge entsprechender Kühlung isothermische Compression stattfindet bei adiabatischer Expansion im ungekühlten

Arbeitscyliner. Indem dabei die Arbeiten der Pumpen durch Summirung der betreffenden Volumina zusammen durch ein einziges Diagramm dargestellt werden, und dieses mit dem Diagramm des Arbeitcyliners verbunden wird, kann auch hier die Figur 116 zugrunde gelegt werden, in welcher bei Voraussetzung gleichzeitiger Hübe aller Kolben durch *AB* die Summe der Hubvolumina beider Pumpen, durch *AG* das Hubvolumen des Arbeitcyliners dargestellt ist, durch *ABCD* die überschüssige Compressionsarbeit in jenen, durch *DEFGA* die überschüssige Expansionsarbeit in diesem, durch *BCEFG* die resultirende indicirte Arbeit für ein Spiel, nämlich für einen Doppelhub bei einfacher, für einen einfachen Hub bei doppelter Wirkung; *BC* ist Isotherme, *EF* Adiabate, *DCE* und *ABG* entsprechen constantem Druck, *FG* constantem Volumen. Bei einseitiger Abstraction von Vorwärmung seien nun Druck, spezifisches Volumen und Temperatur in den Zuständen des Gemisches, die in Fig. 116 dargestellt sind durch die Punkte

$$\begin{matrix} B & C & E & F \\ \text{bezw.} = p_0, v_0, T_0 & p_1, v, T_0 & p_1, v_1, T_1 & p_2, v_2, T_2. \end{matrix}$$

Mit den Bezeichnungen

$$\frac{p_1}{p_0} = \pi, \quad \frac{T_1}{T_0} = \tau, \quad \frac{v_0}{v_2} = q \dots \dots \dots (1)$$

ist dann:

$$v = \frac{1}{\pi} v_0 = \frac{q}{\pi} v_2 \quad \text{und} \quad v_1 = \tau v = \frac{\tau q}{\pi} v_2 \dots \dots \dots (2)$$

und mit  $c_p = n c_v$ :

$$p_2 = p_1 \left( \frac{v_1}{v_2} \right)^n = p_1 \left( \frac{\tau q}{\pi} \right)^n \dots \dots \dots (3)$$

$$T_2 = T_1 \left( \frac{v_1}{v_2} \right)^{n-1} = T_1 \left( \frac{\tau q}{\pi} \right)^{n-1} \dots \dots \dots (4)$$

Die indicirte Arbeit für einen Hub der doppeltwirkenden Maschine und für 1 Kgr. des Gemisches ist mit Rücksicht auf §. 122, (13) und (20):

$$\begin{aligned} E &= C_1 C E E_1 + E_1 E F F_1 - F_1 G B B_1 - B_1 B C C_1 \\ &= p_1 (v_1 - v) + \frac{p_1 v_1 - p_2 v_2}{n-1} - p_0 (v_2 - v_0) - p_0 v_0 \ln \frac{p_1}{p_0} \\ &= p_1 v_2 (\tau - 1) \frac{q}{\pi} + \frac{p_1 v_2}{n-1} \left[ \frac{\tau q}{\pi} - \left( \frac{\tau q}{\pi} \right)^n \right] - p_0 v_2 (1 - q) - p_0 v_2 q \ln \pi. \end{aligned}$$

Wird dieselbe =  $p_m v_2$  gesetzt, so ist

$$\frac{p_m}{p_0} = (\tau - 1) q + \frac{\pi}{n-1} \left[ \frac{\tau q}{\pi} - \left( \frac{\tau q}{\pi} \right)^n \right] - (1 - q) - q \ln \pi. (5)$$

und es bedeutet  $p_m$  den mittleren specifischen Ueberdruck, mit welchem das Hubvolumen des Arbeitscyinders zu multipliciren ist, um bei doppelter Wirkung die ganze indicirte Arbeit für einen Hub zu erhalten. Mit Rücksicht auf (3) und (4) ist übrigens auch:

$$v_2 = \frac{R T_2}{p_2} = \frac{R T_1}{p_1} \frac{\pi}{\tau \varphi} = \frac{R T_0}{p_0} \frac{1}{\varphi}$$

$$E = p_m v_2 = \frac{p_m}{p_0} \frac{R T_0}{\varphi} \dots \dots \dots (6).$$

Die mit 1 Kgr. Gas gewonnene indicirte Arbeit ist jetzt, wenn zu vollkommener Verbrennung desselben  $L$  Kgr. Luft nöthig sind, aber  $mL$  Kgr. zugelassen werden,

$$E_1 = (mL + 1) E \dots \dots \dots (7),$$

worin  $m$  bei bisheriger Bedeutung von  $K$  und bei Annahme constanter specifischer Wärme  $c_p$  bestimmt ist durch die Gleichung:

$$K = (mL + 1) c_p (T_1 - T_0) \dots \dots \dots (8).$$

Schliesslich sind der Wirkungsgrad  $\eta$  des Kreisprocesses der gleichwerthigen geschlossenen Maschine und das Gewicht  $G$  des zu 1 Nutzpferdestärke stündlich nöthigen Gases:

$$\eta = \frac{E_1}{424 K} \text{ und } G = \frac{3600 \cdot 75}{\eta_i E_1} \dots \dots \dots (9),$$

unter  $\eta_i$  den indicirten Wirkungsgrad verstanden.

Wird z. B. mit  $K = 10000$  und  $L = 13,9$

$$T_0 = 300, \quad \pi = 8, \quad \varphi = 1 \text{ und } \tau = 2,5$$

angenommen, also  $T_1 = 750 = 273 + 477^0$ , ferner mit Rücksicht auf den verhältnissmässig geringen Gasgehalt des Gemisches, der auch zusammen mit der weniger hohen Maximaltemperatur  $T_1$  die Voraussetzung constanter specifischer Wärme weniger zweifelhaft erscheinen lässt,

$$n = 1,4 \text{ und } R = 30, \text{ also } c_p = \Delta R \frac{n}{n-1} = 0,248,$$

so ergibt sich

$$p_2 = 1,57 p_0 \text{ und } T_2 = 1,57 T_0 = 471$$

$$p_m = 1,75 p_0$$

$$mL + 1 = 90, \text{ also } m = 6,4 \text{ entsprechend } a = \frac{6,4}{0,15} = 42,7$$

$$\eta = 0,334$$

und mit beispielsweise  $\eta_i = 0,7$ :

$$G = 0,272 \text{ Kgr.}, \text{ entsprechend } 0,46 \text{ Cubikm.}$$

Gas für die Pferdestärke und Stunde. Vom wirthschaftlichen Wirkungsgrade  $\eta_w$  (§. 121, Gl. 1) ist der Factor  $\eta_2 = 1, \eta_1 = 1$  angenommen, also,

abgesehen von Wärmeverlusten durch Leitung, Strahlung und infolge von Undichtigkeiten,

$$\eta_w = \eta \eta_i = 0,234.$$

Sofern mit Rücksicht auf die Temperatur  $T_2$  der Abgase eine Vorwärmung um  $100^\circ$ , also von  $T_0 = 300$  auf  $T_0 = 400$  wohl zulässig erscheint, wäre dann in Gl. (8) unter übrigens denselben Umständen

$$T_1 - T = 350 \text{ für } T_1 - T_0 = 450$$

zu setzen; im Verhältniss 7:9 würden also  $mL + 1$  und  $E_1$  grösser, somit auch  $\eta$  grösser und  $G$  kleiner. Die Stundenpferdestärke würde nur noch 0,36 Cubikm. Gas erfordern.

Während für kleinere Leistungen der einfachere Otto'sche Motor vorzuziehen bleiben wird, kann dagegen mit Köhler die Concurrentfähigkeit dieser Dreicylindermaschine gegenüber grösseren Dampfmaschinen unter Umständen wohl erwartet werden. Wird ihr Gasverbrauch für die Pferdestärke und Stunde bei möglichster Vorwärmung mit Rücksicht auf Nebenumstände zu 0,4 Cubikmeter angenommen, so würde sie bezüglich auf den Brennstoffverbrauch mit einer Dampfmaschine concurriren können, welche 1,5 Kgr. Steinkohle zum Einheitspreise von 1,4 Pf. für eine Stundenpferdestärke verbraucht, wenn das Cubikmeter jenes Gases für

$$\frac{1,5 \cdot 1,4}{0,4} = 5\frac{1}{4} \text{ Pf.}$$

zu haben wäre. Bei der kaum versagenden stetigen Zündung kann übrigens ein Gas verwendet werden, dessen Heizwerth zwar kleiner ist, jedoch in geringerem Grade als sein Preis. Bei der Vergleichung in wirthschaftlicher Beziehung kommt auch zu Gunsten der Gaskraftmaschine in Betracht, dass, abgesehen von sonstigen Vorzügen derselben, ihr bei gleicher Leistung höherer Preis durch den Wegfall der Kesselanlage mit Bedienung vermuthlich mehr als aufgewogen wird.