Ausgewählte Kapitel aus der theoret. Masch. lehre (Luftmotoren)

Albrecht, Otto

[S.l.], [ca. 1890]

II. Heft. O. Albrecht.

W. S. 1889/90.

Ausgewählte Kapitel aus der theoret. Masch. lehre (Luftmotoren). nach Grashof

1769.

Die Gesamtnutzarbeit (indizierte) ergab sich
$(\mathfrak{E})$
bei der Riedermasch. gr. (doppelt) Seit zu:

$$\mathfrak{E} = \frac{k-1}{k(1+q)}\,\mathfrak{E}\ ;\quad q = \frac{C_3 \cdot T_2}{v T'}\ ;\quad v \text{ die } \Sigma v$$
$$v_x, v_y, v_z.$$

T' mittlere absolute Temp. im Regenerator.

Für die Arb. im heißen Cyl. bei 1 Spiel:

$$\mathfrak{E}_1 = \frac{\pi b C_1}{\varepsilon}\left(\frac{1}{\sqrt{1-\varepsilon^2}} - 1\right)\sin\beta.$$

C_1 der Hubvol. des heißen Cyl.; b war hier ein zusätzlicher gesetzter Ausdr., der früher vernahm.

$$\varepsilon\cos\beta = \frac{a+\cos\alpha}{a+1}\ ;\quad \varepsilon\sin\beta = \frac{\sin\alpha}{a+1}$$

$$a = \frac{1+kq}{k(1+q)}\,\frac{C_1}{C_2}\ ;$$

der kleinste in der Masch. vorkommende Druck ist der atmosph. Druck; kleiner kann er nicht sein, da durch die Liderungen atmos. Luft einströmt. Das Verh. der $\frac{p_1}{p_2}$ ist höchstens $= 5$; wenn $p_1 =$ der größte Druck; ist meistens gegeben.

In dem Augenblick, wo $v_x = 0$, soll das Spiel begonnen werden; In diesem Augenblick ergab sich der Druck:

$$p = \frac{b}{1 - \varepsilon \cos(\omega - \beta)}$$

Hiernach ist der größte Wert von p; wenn $\omega - \beta = 0$

$$p_1 = \frac{b}{1 - \varepsilon}$$

der kleinste Wert, wenn $\omega - \beta = 180°$

$$p_2 = \frac{b}{1 + \varepsilon}.$$

Vermittelst dieser beiden Gl. sind b u. ε ausgedrückt als Funktionen von p_1 u. p_2, wenn man ferner $\sin\beta = \dfrac{\sin\alpha}{\varepsilon(a+1)}$ und Einsetzung der betreff. für ε u. a, u. setzt $\mu = \dfrac{p_1}{p_2}$ d. h. wenn man dann den so gefundenen Ausdruck in der Gl. für $\mathfrak{E}$ einsetzt, so ergiebt sich schließlich:

indizierte result. Arbeit pro Doppelhub:

$$\mathfrak{E} = \frac{\pi(\lambda-1)\, b_1 b_2 p_2}{(1+\lambda q)\, C_1 + \lambda(1+q)\, C_2} \cdot \frac{(\mu+1)\sqrt{\mu}}{(\sqrt{\mu}+1)^2} \sin\alpha$$

Man darf danach nicht schließen, daß $\mathfrak{E}$ am größten, wenn $\alpha = 90°$, d.h. $\sin\alpha = 1$ ist, da folg. Beziehung stattfindet:

$$\alpha;\ \lambda;\ \mu;\ q;\ \frac{C_1}{C_2};\quad \mu = \frac{1+\varepsilon}{1-\varepsilon} = \frac{a+1+\sqrt{a(a+2\cos\alpha)+1}}{a+1-\sqrt{a(a+2\cos\alpha)+1}}$$

entsteht, wenn man die Ausdr. für $\varepsilon \cos\beta$ u. $\varepsilon \sin\beta$ quadr., addiert u. die Wurzel zieht.

diese Beziehung zwischen α a u. μ.

Es sei z. B., wie gewöhnl. bei Rädermasch., das Ver-hältnis $C_1 = C_2$; es sei ferner $\alpha = 2$ (aus practischen Gründen nicht größer als 2); $q = 0,2$ (angenommener Durchschn. wert von q).

Dadurch ist a bestimmt, es kommt noch auf die Best. der Größe μ an. Es sei ferner angenommen: $\alpha = 90°$; $100°$; $110°$

Gemäß dieser Daten findet man für

$\alpha = 90°$; $100°$; $110°$

$\mu = 0,44$; $= 5,17$; $= 2,16$

Das Product, welches in E vorkommt:

$$\frac{(\mu+1)\sqrt{\mu}}{(\sqrt{\mu}+1)^2} \text{ sind } = \quad \begin{matrix} \alpha = 90° & 100° & 110° \\ 1,51 & 1,29 & 1,07. \end{matrix}$$

Thatsächlich wäre für $\alpha = 90°$ der vorteilhafteste Fall.

Wegen der Verluste an heißer Luft ist aber aus practischen Gründen ist es rathsam $\mu = \frac{p_1}{p}$ kleiner als 5 zu machen. Für $x = 90$ ist aber hier schon $\mu = 6{,}44$.

Auf eine genaue Annahme von q kann es auch nicht ankommen, da schon vorhin schon die schon angenäherte Voraussetzung gemacht worden, daß in dem Ausdruck für $q = \frac{C_3 T_2}{v T_1}$ $v\,T_1$ const. gesetzt wurde.

Nach früherem wird die mittlere Temp. und Gemisch von Gase in 2 verschied. Gefäßen definiert:

$$\frac{v}{T} = \frac{v_x}{T_x} + \frac{v_y}{T_y}\;;$$ T die ausgeübte Mitteltemp. in v_x u. v_y zusammen, d.h. v bewirkt.

$$= \frac{v_x}{T_1} + \frac{v_y}{T_2}\;;$$ v_x [illegible] v_1 u. v

$$= \frac{1}{2}\left(\frac{C_1}{T_1} + \frac{C_2}{T_2}\right)$$ als Mittelwert

mit TT' mult.:

$$vT' = \frac{1}{2}\left(\frac{C_1}{T_1} + \frac{C_2}{T_2}\right) T T'$$

T die veränderl. absol. Temp. in d.
T' " " " " im Regenerator.

Für $TT' = T_1 T_2$ als Mittelwerth gesetzt; T schwankt zwischen T_1 u. T_2, ebenso T'

Dann ergiebt sich:

$$vT' = \frac{1}{2}(C_1 T_2 + C_2 T_1)$$

u. [illegible] dann:

$$q = \frac{2(C_3 T_2)}{C_1 T_2 + C_2 T_1} = \frac{2 C_3}{C_1 + \lambda C_2}$$

Nach der Annahme $\lambda = 2$; ~~$q = 0,2$~~ ist: $C_1 = C_2$; $C_3 = 0,3\, C_1$

wird q thatsächlich $= 0,2$; Annahme also richtig.

Übertragung der Rechn. für die Rider-Masch. auf die Lehmann'sche Masch.

Bei der Rider-Masch. die ges. indiz. Arb. pro Spiel:

$$\mathfrak{E} = \mathfrak{E}_1 - \mathfrak{E}_2$$

$\mathfrak{E}_1$ im heißen Cyl. geleistet, $\mathfrak{E}_2$ die Arb., welche aufgewendet werden muß, um die Kolben im kalten Cyl. zu bewegen.

$$\mathfrak{E} = \mathfrak{E}_1 - \mathfrak{E}_2 = \int p\,(dV_x + dV_y) = \int p\,dV$$

denn es war angenommen $V_x + V_y = V$

Die ges. gewonnene Arb. $\mathfrak{E}$ ebenso groß, als ob der ganze Vorgang in einem einzigen Cyl. dessen Luftraum V passierte.

$V_x = \frac{C_1}{2}(1-\cos\omega)$; $V_y = \frac{C_2}{2}(1-\cos(\omega-\alpha))$

Dann ist $V = \frac{C_1 + C_2}{2} - \frac{1}{2}\left[(C_1 + C_2\cos\alpha)\cos\omega + C_2\sin\alpha\sin\omega\right]$

Einführung 2er Hülfsgrößen:

$$C_0 \cos\alpha_0 = C_1 + C_2 \cos\alpha \qquad C_0 = \sqrt{C_1^2 + C_2^2 + 2 C_1 C_2 \cos\alpha}$$

$$C_0 \sin\alpha_0 = C_2 \sin\alpha \qquad \operatorname{tg}\alpha_0 = \frac{C_2 \sin\alpha}{C_1 + C_2 \cos\alpha}$$

Hiernach drückt sich dann v aus, durch:

$$v = \frac{C_1 + C_2}{2} - \frac{C_0}{2} \cos(\omega - \alpha_0)$$

α_0 hätte hier die Bedeutung des Nacheilungswinkels in dem einzigen gedachten Cylinder. C_0 das Hubvolum. desselben.

Auf diese Weise läßt sich also die Berechnung der 2 der Lehmann'schen Masch. auf diej. der Ridermasch. zurückführen.

Ridermaschine ohne Regenerator

Die folg. Behandlung wird Verwendung finden nachher auf die Lehmann'sche Masch., welche stets ohne Regenerator gebaut wird.

In den bisherigen Formeln ist zu setzen: $C_3 = 0$; $q = 0$; dann wird:

$$\mathfrak{E}_1 = \frac{\lambda}{\lambda - 1}\,\mathfrak{E} \qquad \mathfrak{E}_2 = \frac{1}{\lambda - 1}\,\mathfrak{E}$$

$$\mathfrak{E} = \frac{\pi(\lambda - 1)\, C_1 C_2\, p_2}{C_1 + \lambda C_2} \cdot \frac{(u+1)\sqrt{u}}{(\sqrt{u}+1)^2} \cdot \sin\alpha$$

$$u = \frac{a + 1 + \sqrt{a(a + 2\cos\alpha) + 1}}{a + 1 - \sqrt{a(a + 2\cos\alpha) + 1}} ;$$

Setzt man in den Ausdr. für a, welcher eine Fn von C_1, C_2 u. q ist, $q = 0$, so ergibt sich:

$$a = \frac{1}{\lambda}\,\frac{C_1}{C_2}$$

Setzt man z. B.

$$\alpha = 90^\circ \qquad 100^\circ \qquad 110^\circ$$

so ist $\mu = 6{,}85 \qquad 5{,}48 \qquad 4{,}48$

wenn wie vorhin $\frac{C_1}{C_2} = 1$ u. $k = 2$ gesetzt ist.

entsprechend wird dann:

$$\frac{(\mu+1)\sqrt{\mu}}{(\sqrt{\mu}+1)^2} = 1{,}75 \qquad 1{,}34 \qquad 1{,}12.$$

Auch hier wird für $\alpha = 90^\circ$ E am größten. Trotzdem macht man $\alpha > 90^\circ$ vielleicht $\alpha = 110^\circ$, um einen Druckverlust durch die Umwendung der gleichen heißen Wand zu vermeiden.

Es wird hier also allerdings mehr E ohne Regenerator erhalten, dafür ist aber ein größerer Wärmeaufwand unerläßlich.

Die zugeführte u. entzogene Luft Q_1 u. Q_2 sind hier bedeutend größer als bei Masch. mit Reg. Die Luft strömt mit T_2 in den Heizer, u. erst durch eine bedeutende Mitteilung von Q_1 wird sie T_2 auf T_1 zu bringen. Die Wärmemengen Q_1 u. Q_2 müssen also um ein best. Wärmequantum Q_0 größer sein als früher bei der Masch. mit Reg. $Q_1 + Q_0$; $Q_2 + Q_0$; $Q_0 = A E_0$

$$Q_1 = A(E_1 + E_0) \qquad Q_2 = A(E_2 + E_0) \qquad \frac{Q_1 - Q_2}{Q} = \frac{E}{E_1 + E_0} = \frac{1}{\frac{\lambda}{\lambda-1} + \frac{E_0}{E}}$$

Verh. der überschüssig gewonnen mitgeteilten W. zur ganzen mitgeteilten W. = Wirkungsgrad.

v_y der kalte Luftraum

$$\frac{v_y}{v_x}\,\frac{T_x}{T_y} = const. \; ; \quad d\,\frac{v_y}{v_x} = 0 \; ;$$ nach den einleiten-den Betrachtg. der G. M. ..

Da der Wechsel in der Strömungsrichtung der Luft bestimmt durch:

$$v_x\, dv_y = v_y\, dv_x$$

Unter Voraussetzung der Schubkurbelbewegung wie bei der Ridermasch.

$$v_x = \frac{B_1}{2}(1-\cos\omega)$$

$$v_y = \frac{B_2}{2}(1-\cos(\omega-\alpha))$$

B $$(1-\cos\omega)\sin(\omega-\alpha) = [1-\cos(\omega-\alpha)]\sin\omega$$

durch Umformung:

$$\cos(\omega-\tfrac{1}{2}\alpha) = \cos\frac{\alpha}{2} \; ; \qquad \omega = 0; = \alpha; = 2\pi :$$

durch die folgenden 3 Werte von ω erfüllt:

Ein Wechsel der Strömungsrichtung findet statt, wenn

$$w = 0 \;;\; = \alpha \;;\; = 2\pi.$$

Hiernach läßt sich E_0 folgendermaßen berechnen:

$$A\, E_0 = c_p \cdot (T_1 - T_2)\, \Delta G_x$$

G_x Gewicht der ganzen im heißen Cyl. befindlichen Luft, ΔG_x das Gew. der zugeströmten Luft.

$$p\, v_x = G_x\, R\, T_1$$

Gemäß dieser Zustandsgl. ist

$$\Delta G_x = \Delta \frac{p\, v_x}{R\, T_1}$$; Δ die j. Änderung, die beim Überströmen vom kalten zum heißen Cyl. stattfindet.

$$A\, E_0 = c_p (T_1 - T_2)\, \Delta \frac{p\, v_x}{R\, T_1} \;;$$

Die Const. herausgeschrieben:

$$\mathfrak{E}_0 = \frac{c_p}{AR}\,\frac{k-1}{k}\,\Delta(p\,v_x)$$

$AR = c_p - c_v$ nach der Grundannahme.

Wir ersetzen R durch c_v etc. u. $\frac{c_p}{c_v} = n$ bezeichnet, so ergiebt sich:

$$\mathfrak{E}_0 = \frac{n}{n-1}\,\frac{k-1}{k}\,\Delta(p\,v_x)$$

$$\Delta(p\,v_x) = \frac{b}{1-\varepsilon\cos(\alpha-\beta)}\cdot\frac{C_1}{2}(1-\cos\alpha)$$

für $\omega = \alpha$ hat p diesen Wert

v_x hat für $\omega = \alpha$ den Wert $\frac{C_1}{2}(1-\cos\alpha)$

Es waren ε u. β dadurch bestimmt, daß gesetzt wurde.

$$\varepsilon\cos\beta = \frac{a+\cos\alpha}{a+1}\,;\quad \varepsilon\sin\beta = \frac{\sin\alpha}{a+1}$$

Const c war ursprünglich ausgedrückt gewesen durch einen längeren Ausdruck, der später sich umformte in:

$$c = \frac{2\,p_1\,p_2}{p_1 + p_2} = \frac{2\,p_1}{\mu + 1}$$

Es ergibt sich dann nach Einsetzung dieser Ausdr.

$$\Delta\,(p\,v_x) = \frac{p_1}{\mu+1}\,(C_1 + \lambda\,C_2)$$

$$E_0 = \frac{n}{n-1}\;\frac{\lambda-1}{\lambda}\;\frac{p_1}{\mu+1}\,(C_1 + \lambda\,C_2)$$

Das wäre die endgültige Arb. Einer Ridermasch. ohne Regenerator.
In Wirklichkeit findet man diese Masch nicht aus.

Es handelt sich jetzt nur um die Übertragung dieser Resultate auf die Lehmann'sch. Masch.

Indicierte Arbeit der Lehmann'schen Masch.

Diese Masch. wird stets ohne Regenerator gebaut.
Das Gesamtvol. wird hier durch den Arbeits-kolben bedingt. K_2.

Die E einer Rider Masch. war gerade so groß, als die E einer Masch. mit einem einzigen Cyl., vorausgesetzt dass bestimmt werden, :

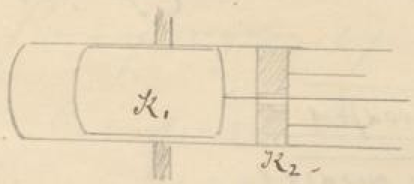
$$C_0 \cos\alpha_0 = C_1 + C_2 \cos\alpha$$

$$C_0 \sin\alpha_0 = C_2 \sin\alpha$$

Ist nun bei einer Lehm. Masch. C_1 das Hubvol. des Verdrängers, ist ferner C_0 das Hubvol. des Arb. kolbens, u. α_0 der $\angle$, um welchen die Kurbel des Arb. kolbens nacheilt der Kurbel des Verdrängers.

so kann die Lehm. Masch. genau so berechnet werden, wie eine Rider-Masch.

Die Lehm. Masch. ist die am meisten verbreitete Heissluftmasch. in Deutschland.



Der Spielraum zwischen Verdr. & Cyl.wand gestattet eine Communication des heissen & des kalten Raumes.

Verdr. u. Arb. kolben sind in Verb. mit einer Kurbelwelle durch 2 versetzte Kurbeln.

Ist C_1 = Hubvol. des Verdr.; C_0 das Hubvol. des Arb.koll. α_0 der Nacheilungswinkel des Arb. hinter dem Verdr.

Ofske wird genau so berechnet wie eine Rider masch. (ohne Regenerator), nur dass C_1 = Hubv. des K_1 im heissen Cyl. ist, für einen K_2 ein anderes Hubvol. z.B. C_2 hat, u. dessen Nacheilungswinkel ein anderer ist z.B. α

α u. C_2 bestimmen sich nach:

$$C_2 = \sqrt{C_1^2 + C_2^2 - 2 C_1 C_0 \cos \alpha_0}$$

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{C_0 \sin \alpha_0}{C_0 \cos \alpha_0 - C_1}$$

$$E = E_1 - E_2 = \frac{\pi (\lambda - 1) C_1 C_2 p_2}{C_1 + \lambda C_2} \cdot \frac{(\mu + 1)\sqrt{\mu}}{(\sqrt{\mu} + 1)^2} \sin \alpha$$

$$E_1 = \frac{\lambda E}{\lambda - 1}$$

$$\mu = \frac{p_1}{p_2} = \frac{a + 1 + \sqrt{a(a + \cos \alpha) + 1}}{a + 1 - \sqrt{a(a + \cos \alpha) + 1}}$$

$$a = \frac{1}{\lambda} \, \frac{C_1}{C_2}$$

Wirkungsgrad eines Kreisprozesses:

$$\frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{1}{\frac{\lambda}{\lambda - 1} + \frac{E_0}{E}} \; ; \quad \lambda = \frac{T_1}{T_2}$$

Für E_0 hatte sich ergeben:

$$E_0 = \frac{n}{n-1} \cdot \frac{\lambda - 1}{\lambda} \cdot \frac{p_1}{\mu + 1} (C_1 + \lambda C_2)$$

Beispiel: bei der Untersuchung einer Lcht. Masch. war (Prof. Bach):

$C_1 = 0,06754$ cbm. durch Messung bestimmt

$C_0 = 0,705\, C_1$

$\alpha_0 = 73^\circ$

Hiernach ergeben sich nach den vorigen Ausdr.:

$C_2 = 1,042\, C.$

$\alpha = 139^\circ 40'$

Es wurde ferner die indiz. Leistung mit Hilfe des Indicators bestimmt zu:

$N_i = 5,42$ PS.

die Nutzleistung mit Prony'schem Zaum gemessen:

$N = 2,3$ Nutzleistung.

indiz. Wirkungsgrad:

$\eta_i = 0,42$

Zahl der Spiele pro Minute $n = 89$

$$C_2 = \sqrt{C_1^2 + C_2^2 - 2\, C_1 C_0 \cos\alpha}$$

$$\operatorname{tg}\alpha = \frac{C_0 \sin\alpha_0}{C_0 \cos\alpha_0 - C_1}$$

k_2 bestimmt das Gesamtvol. der Luft-Mass.

Die endgültige Leistung pro Minute pro Spiel:

$$E = \frac{5{,}42 \cdot 75 \cdot 60}{89}\ \text{mkg} = 274\ \text{mkg}$$

Nun wurde ferner der größte u. der kleinste Luftdruck in der Mass. mittelst Manometer gemessen:

$$\left.\begin{array}{l} p_1 = 1{,}984\ \text{Atmosph.} \\ p_2 = 0{,}975\ \text{Atmosph.} \end{array}\right\} M = \frac{p_1}{p_2} = 2{,}035$$

Die betr. Werte in dem Ausdruck für E ein:

Mittelst Thermoelementen lassen sich die Temp. wechsel nicht bestimmen, da das Thermometer sehr langsam den rasch wechselnden Temp. nicht folgen kann. Daher ist k nur auf rechnerischem Wege zu bestimmen.

Aus den Ausdr. für E entwickelt sich $k = 1,722$

Eine Controle hierfür bietet der Ausdruck:

$$a = \frac{1}{k} \frac{C_1}{C_2} = 0,5579$$

u. $M = 2,546 \qquad = 1,25 \cdot 2,035$

Das durch die Messung sich ergebene M ist erheblich größer.

Das Bewegungsgesetz der Welle ist anders compliziert als vorausgesetzt; die schädl. Raum-größen K_1 u. K_2 wurden vernachlässigt. Das sind die beiden hauptsächl. Abweichungen der tatsächlichen Verhältnisse von den vorausgesetzten.

Menge des gebrauchten Kühlwassers.

2,3 kg lief mit 35,5° höherer Temp. ab, als es zugelaufen war, damit die Wärme Q_2 bestimmt, welche per Hub durch das Kühlwasser entzogen wird.

375 kg Wasser fließt pro Nutz-HP. u. pro Std. am Cyl.-mantel

$$Q_2 = \frac{375 \cdot 2,3}{60 \cdot 89} \cdot 35,5 = 5,40 \text{ Calorien}.$$

$$Q_2 = A(E_2 + E_0)$$

$$E_2 = \frac{1}{k-1} E = \frac{274}{1,722-1} = 380 \text{ mkg}$$

$n = 1,41$; $k = 1,722$; $p_1 = 1,984 \cdot 10333$.

$m = 2,035$;

Dann ergibt sich:

$$E_0 = 1838 \text{ Calorien}.$$

$$Q_2 = A(E_2 + E_0) = 5,23 \; ; \; \eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = 0,11$$

Die Mittellinie des Kolbens geht nicht durch
den Mittelpunkt der Kurbel. Dies wird
den bisherigen Voraussetzungen nicht entsprechen
Ebenso wurde bei der Rechnung von den schädl.
Räumen abgesehen. Es wurde angenommen
daß die Arb. Luft ein unveränderliches Gewi-
habe, durch die Undichtigkeiten der Cyl. wand,
die gleichen Gebiete sind, wird eine erhebliche
Luftmenge entweichen. Es wurde ferner an-
genommen, daß im heißen Cyl. eine const.
Wärmezufuhr T_1 u. in C_2 von Const. T_2
angenommen. Je rascher die Masch. läuft,
um so weniger ist dies annehmbar.
Die beiden letzten Voraussetzungen sind un-
vermeidlich. Die bleiben, den wirklichen
Verhältnissen angepaßt, so wird die Rechnung
ungemein erschweren, wenn nicht unmöglich.
Was den 3ten Umstand anbetrifft, der const. G,
so kann man dieser Voraussetzung durch prakt.
Einrichtungen genügend Rechnung tragen. Wird
d. Kolbenbewegung so eingerichtet, daß bei denen

kleiner als At. druck sich die Ladevorr. öffnet, damit Atm. Luft einströmt, so kann man die innere Arb. luft auf durchschnittlichem Atmosph. erhalten. Die Lederung der Lehmann'schen Masch. ist [illegible] so eingerichtet, der innere [illegible] um 0,025 Atm. niedriger als 1 At.

Den Einfluss der schädl. Räume kann man durch ein graphische Masch. welcher Untersuchung an der Masch. bestimmen.

Zeichnerische Methode zur Best. der schädl. Räume u. Temp.-schwankungen einer Heissluftmasch.

auf die Lehmann'sche Masch. angewendet:

Angenommen: T_1 die Const. temp im Cyl. zwischen Verdr. u. Boden

T_2 die Const. Temp. zwischen Verdr. u. Arbeitskolben.

Das veränderl. Vol. zwischen Verdr. u. Boden (gekühlt) sei V_x

Das veränderliche Luftgewicht sei G_x ; – mit temp T_1

V_x, G_x, T_1

V_y das variabl. Vol. [illegible] zwischen Wand u. Arb.-Kolben mit G_x u. Min.-temp. T_2. In beiden comm.-Räumen herrscht in jedem Augenblick derselbe Druck p, welcher in jedem Moment des Spieles veränderlich ist.

Der schädl. Luftraum aus 2 Teilen bestehend,
1) der Raum zwischen Boden u. Deckträger
2) ein Teil des schmalen Ringkanales zwischen Wand u. Mantel, für [illegible] auf die Änderung von T_1 u. T_2 keine Rücksicht genommen.
Zu V_x ist dann noch ein Teil dieses Ringkanales eingeschlossen. Der andere Teil ist zu V_y eingerechnet.

$$\left.\begin{matrix} V_x & G_x, & T_1 \\ V_y & G_x, & T_2 \end{matrix}\right\} p.$$

G das Gesamtgew. der in der Masch. als const. vorausges. befindlichen Luft.

$$G = G_x + G_y$$

Gemäß der Zustandsgl. ist:

$$p\, v_x = G_x\, R\, T_1$$

$$G_x = \frac{p}{R}\,\frac{v_x}{T_1}\ ;\quad G_y = \frac{p}{R}\,\frac{v_y}{T_2}$$

$$G = \frac{p}{R}\left(\frac{v_x}{T_1} + \frac{v_y}{T_2}\right)$$

Verschwinde bezeichnet mit

$\frac{T_1}{T_2} = k = \operatorname{tg}\alpha$; α Temperaturwinkel nach ?

Wenn man diese Gl. mit $T_2 R$ mult. so erhält man:

$G R T_2 = p\left(v_x \operatorname{cotg}\alpha + v_y\right)$ oder endlich

wenn $v_x = F \cdot x$; F der Querschnitt des Verdrängers.

wenn $v_y = F \cdot y$; d. h. F konstant, so ist:

$$p(x \cot g\alpha + y) = \frac{G R \frac{r}{2}}{F}$$

Für jede Stelle der Arb. Kolben kann man
v_x u. v_y aus entspr. den Normal-
Zustellungen der Mechanismus, also
x u. y zeichnerisch bestimmen. Weil α
bekannt, d. der Druck p für die jeweilige
Stelle bekannt, welche x_0 u. y_0 entsprechen
bekannt;

Dann wär für jede Coefficienten der
Druck bekannt.
oder man wird dann in Bezug auf rechten Coor.
die jeweilige Schnitte finden, deren Coor. obige
Bedingung genügen.

Wie findet man nun für ein Masch. die
einzelnen [illegible] aber dagegen gezeichnet hat,
der [illegible] α α nach Slaby.

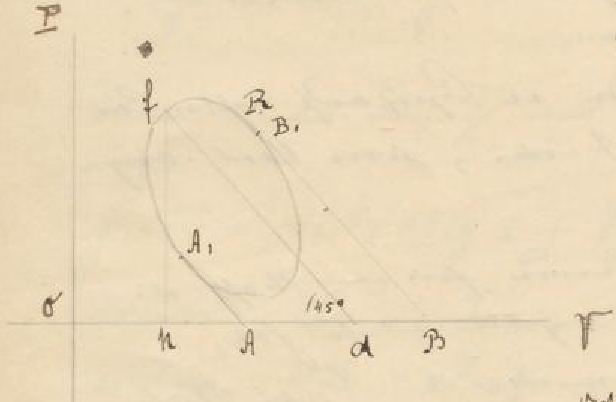
Zunächst handelt es sich um die graphische Bestimmung des L einer geg. Masch., deren Indicatordiagramm vorhanden ist.

Behandle zunächst die Untersuchung einfachwirk. enden L zu.

x bestimmt die Bewegung des Verdrängers
y entspricht nicht der absol. Beweg. des Kolbens sondern der relat. Lage desselben gegen den Verdränger.

$x+y$ der Beweg. des Arb. Kolbens absolut.

Die graph. Curve, deren Coord. x u. y sind, sieht folgend: (Curve der relativen Vol.) R



Ziehe zu f eine Gerade, geneigt um 45° zu y.

$od = x+y$; $oh = x$, $hf = y$.

Zieht man 2 Tangenten an R 45° gegen die Achse geneigt. AB entspricht dem Hube des Arb. Kolbens.

Denkt man sich 2 Tang. ∥ OV die Curve berühren, so schneiden dieselben auf OP ein Stück ab, welches gleich ist dem Überschuss der x_{max} über x_{min}. – (entspricht dem Hub das der Verdr. durchläuft.

$\mathfrak{C}_1 = F c_1$

$\mathfrak{C}_2 = F c_2$

Die graphische Darstellung der Arbeitsvorgänge der Motoren trägt auch auf die einfachste Art den schädl. Räumen Rechnung. Den vorangegangenen Kurbelumdrehungen entsprechen die Druckveränderungen:

$$p(x \cot \alpha + y) = \frac{G R T_2}{F} = \text{const.}$$

Bedeutung von x, y bestimmt durch:

$v_x = F x, \quad v_y = F y$

In v_x, v_y sind die schädl. Räume inbegriffen.

$\frac{T_1}{T_2} = \operatorname{tg} \alpha$; p der augenblicklich veränderliche Druck (gleich in beiden Cyl. angenommen)

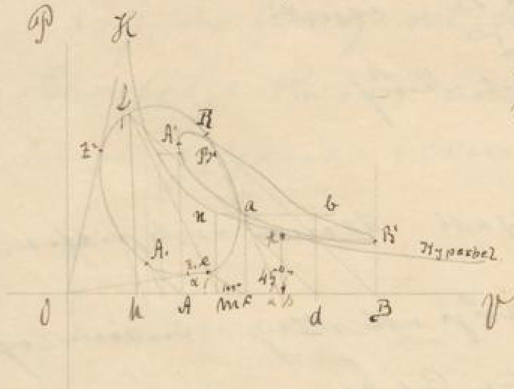
x u. y durch Zeichnung für jede Lage zu bestimmen.

Wäre p für einen bestimmten Compressionsraum $= p_0$ bekannt, so würde man daraus den Wert der Comp. erkennen, d. man könnte daher für jede andere beliebige Lage der Kurbel bestimmen.

Es handelt sich nun darum, wie man für eine gegeb. Masch. jederzeit den Winkel L auf zeichnerischem Wege bestimmen kann.

Es sei nun eine Lok. Masch. im Indicator versuch gemacht. Der Ind. cyl. bewegt sich propor. der Arbeits Kolben.

L sei zunächst bekannt vorausgesetzt.



die kleinste Entfernung der Curve von der V achse = dem kleinsten Wert von $\frac{V_x}{F}$ = schädl. Raum / F_x

die min. Abstand der K von P achse = schädl. Raum des / F

Hubvol. des Verdrängers $C_1 = F c_1$

" der Arb. Kolbens $C_2 = F c_2$

$OA = (x+y)$ min ; $OB = (x+y)$ max.

AB = Hublänge des Arb. Kolbens $= C_2$

der Druck f entspricht Stelle d der Arb. Kolben

hm sei unter dem Winkel α gegen OV

geneigt, dann ist $km = x \cot g\, \alpha$

$Om = x \cot g\, \alpha + y.$

Denkt man sich in m eine Gerade $\perp OV$, die

durch sich eine Strecke = dem Druck p, so ist

der Endp. dieser Strecke ein Punkt der

gleichs. Hyperbel. (H); mn = Druck für

die Lage, bei der $x \cot g\, \alpha + y = Om$ ist.

Zieht man durch n eine Horizontale, durch d eine

Verticale, die schneidet b, so ist der Druck der

entsprechenden Stelle in $d = bd$.

Ist c eine Gerade mit α zu C die OV schneidend, so ist

ca der Druck, a, b 2 Punkte der Indicatordiagr.

$A'B'$ das so erhaltene Indicatordiagramm.

Umgekehrt kann jetzt das Diagramm von einem

gez. Kolbenst. genommen, also gez. Cu[illegible]

[illegible] auf die Basis AB = Hublänge der Kolben

reduziert.

Für diese Messg. muss nun erst der Lenz-∡ α gefunden werden. Die Curven der Vertikal-Ord. der Messg. können nach der Gl. gezeichnet werden. Es ist also bekannt in der erforderlichen Lage gegen die Achsen. Auf der Vert.-Diagramm ist ab in einem mittleren Abstande $\parallel$ zur OV gezogen; an 2 Punkte a u. b werden dann die Tangenten gezogen, der Punkt in der entsprechenden Halbierungsstellung der Punkte gefunden.

Der Lenz-winkel ergiebt sich dann nach Annahme einer 45° geneigten Geraden im Schnittpunkte c zieht man mcf, nach dem man cf 45° geneigt hat gegen OV. fm ergiebt dann den Lenzwinkel.

Es ergab sich nach Versuchen von Slaby die Leist. der Lenz-winkel im Durchschnitt

$$\operatorname{tg} \alpha = 2,25$$

T_2 nimmt man nach Schätzung an.

$$T_2 = 273° + 100 = 373°$$

$$T_1 = 2,25 \cdot 373 = 839° = (273 + 566)$$

Bei Entwurf einer Lok. Masch. wird der Wirkungsgrad angenommen. Wenn der Kompress. Größe der Verdichtung angenommen ist, ergibt sich die verhältnismäßige Größe der x u. y. Dann muß ein gewisser Wert von Q/L = 2,2 – 2,5 angenommen werden, außerdem noch der Druck so für eine gewisse Stellung der Kolben.

Der Kolben muss mit einer Lederung versehen sein, welche sich nach innen öffnet, wenn der äußere Druck größer ist als der innere.

Der Druck ist in der Masch. am kleinsten, wenn das Vol. am größten, d. h. wenn der Kolben die Stellung A hat, so kann hier p = 0,975 Atm. genommen werden.

Trägt man BB' = Max. Druck auf, so kann man durch B ein 45° eine Gerade ziehen, die die Curve in B, berührt hat. Zieht man von B, eine Gerade, geneigt unter α gegen die Vaxe, zieht dann sh u. B't, so ist t ein Punkt der Hyperbel. Auf diese Weise verzeichnet man die Druck Hyperbel.

$p\,(x \cot g\,\alpha + y) = const.$

<u>Wirkungsgrad</u>

$$\frac{Q_1 - Q_2}{Q_1}$$

$$\frac{v_x}{v_y} \; \frac{T_1}{T_2} = \frac{x}{y}$$

Wärme der Körper Z. Z 2 durch Überströmen von dem kälteren zum heißeren Raum.

Längs $z_2 z_1$ findet Übergang vom heißen zum kalten Raum statt.

x_1 x_2 entsprechen den Werten von x bei Übergängen

$$\left.\begin{array}{l} v_1 = F x_1 \\ v_2 = F x_2 \end{array}\right| \begin{array}{l} p' \\ p'' \end{array}$$ aus der Zeichnung zu ermitteln

Δg Luftgewicht der überführten Luft

In jedem Zeitelement findet dieser Übergang bei entsprechender gleichz. Messung der Vol. & Temp. statt. Die Wärmemenge, welche zum Erwärmen dieses Δg nötig ist, ist so zu rechnen, als ob die Erwärmung bei const. Druck vor sich ginge.

Zu berechnen ist: Δg

Zustandsgl. der Luft.

$pv = g R T$ auf ein beliebiges Gewicht g bezogen

Man erhält die Zustandsgleichung des überführten Luftgewichts

$$\Delta G = \frac{p'' v_2 - p' v_1}{R T_1} = \frac{F}{R T_1} (p'' x_2 - p' x_1)$$

x_1 = ~~Ord.~~ Abscisse von Z_1
x_2 = " von Z_2

G ist nun die W.menge, die zum Abkühlen der Luftgewichtes zur Temperatur nötig ist,

so:

$$A E_0 = \Delta G\, c_p (T_1 - T_2)$$

$$E_0 = \frac{c_p}{A R} \frac{F}{T_1} (p'' x_2 - p' x_1)(T_1 - T_2)$$

$$= \frac{n}{n-1} \frac{\lambda - 1}{\lambda} F (p'' x_2 - p' x_1)$$

$$Q_1 = A (E_1 + E_0)$$

$$Q_2 = A (E_2 + E_0)$$

$$\frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{E_1 - E_2}{E_1 + E_0} = \frac{E}{E_1 + E_0}$$ = Wirkungsgrad des Kreisprozesses

$$\eta = \frac{E}{E_1 + E_0} = \frac{1}{\frac{\lambda}{\lambda - 1} + \frac{E_0}{E}}$$

E ergibt sich aus dem Sectordiagramm

Hätte die Maschine einen vollkommen wirkenden Regenerator, so wäre $E_0 = 0$; &

$$\frac{E}{E_1} = \frac{k-1}{k}$$

$$E_1 = \frac{E\,k}{k-1}$$

$$E_2 = \frac{1}{k-1}\,E$$

$Q_1 = A(E_1 + E_0)$; $Q_2 = A(E_2 + E_0)$

$$E_1 = \frac{k}{k-1}\,E \;;\quad E_2 = \frac{1}{k-1}\,E$$

$$E_0 = \frac{n}{n-1}\,\frac{k-1}{k}\,F(p''x_2 - p'x_1)$$

Da der Lehmann kein Regenerator vorhanden, wäre ein solcher vorhanden, so hätte E_0 eine andere Bedeutung.

$k = \lg \alpha = \frac{T_1}{T_2}$, $n = 1{,}41$ für atm. Luft

F = Querschn. des Arbeitskolbens etc.

der Klammerausdruck bezieht sich auf das Diagramm.

$v_x - F_x$ p'' u. p' zu finden, wenn man

$v_y - F_y$ von Fx u. 2. Geraden um 45° gegen OV zieht u. von den Wertz. ⊥ zu OV zieht, bis sie die Hyperbel schneidet, diese Schnittpunkte stellen die Pressungen dar.

$p(x \operatorname{ctg} \alpha + y) =$ Const.

Versuche bei Versuchen von Slaby & Brauer über Kühlerarbeiten an einer solchen Masch.:

$F = 0{,}1087$.

Es ergab sich durch Zeichnung $\operatorname{ctg} \alpha \cdot l = 2{,}20$

Es wurde der ind. & Nutzleistung der Masch. durch Ind. & Prony'schen Zaum bestimmt, und $n = 106$; es ergab sich

$N_i = 2{,}37$ indiz.

$N = 1{,}31$ gebremst

folgt d. ind. Effekt pro Hub: $E = \frac{2{,}37 \cdot 75 \cdot 60}{106} = 100{,}6$ mkg.

Hieraus ergiebt sich weiter:

$E_1 = 184,4$; $E_2 = 83,8$

$x_1 = 0,03$ m ; $x_2 = 0,252$

$p' = 1,104$ Atm ; $p'' = 1,828$ Atmos.

$E_0 = 395,4$ mkg.

Durch Einsetzung der Werte in Q_1 u. Q_2

$Q_1 = 2,547$

Wärmemenge, die pro Spiel dem heißen Gef. entzogen wird.

$Q_2 = 2,309$

W.m., die dem kalten Gef. zugeführt wird.

$$\frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = 0,093$$ Wirkungsgrad. (zu gering)

Durch die Messung d. Temp. ließen sich auch T_1 u. T_2 einzeln bestimmen. Durch Rechn. ergiebt sich nur das Verh. $\frac{T_1}{T_2} = k$.

163,4 kg Kühlwasser zugeführt, welche mit 32,6° Cels. höherer Temp. ausfließt.

$$Q_2 - Q_3 = \frac{1{,}31 \cdot 163{,}4 \cdot 32{,}6}{60 \cdot 106}$$ mit Kühlwasser fortgehende Wärmemenge pro Minute u. pro Theil.

Q_3 = d. W. m., die pro Theil dem Kühler durch die Wandung der Kühlmantels abgeht!

daraus: $Q_3 = 1{,}212$ Calorien.

Temp. des Kühlwassers nenne t_3,

$$\frac{Q_2}{Q_3} = \frac{t_2 - t_3}{t_3 - t_0}$$; $t_3 = 40°$; mit 40° fließt das Kühlwasser aus.

daraus $t_2 = 88°$ mittlere Temp., welche im vollen Luftraum herrscht

wenig gleich dieser Temp. zu 100°

Wäre die Calor. Masch. mit Regenerator ausgerüstet, so ist der Verdr. dicht durch die Cyl. zu führen u. die Luft gezwungen durch den Verdr. hindurchzugehen, so wäre für T_0 eine veränderliche Größe zu setzen

Bei einer Rider-Masch. wird ein ursprüngliches Volum unverändert bleiben
F bedeutet hier den Querschn. des heißen Cyl.
$V_x = Fx$; x = Hubhöhe des Kolbens im heißen Cyl.
Verschiebung des Arbeits-Raumes.

y ist eine Linie, die [illegible] Linie des heißen Cyl.

Die bisherigen betrachteten H. L. M. waren geschlossene Masch. mit offener Feuerung.

Offene Masch. mit offener Feuerung sind aber von historischem Wert, werden heute nicht mehr gebaut.

Masch. mit geschlossener Feuerung sind stets offen (Gaskraftmasch.).

Ende