

Badische Landesbibliothek Karlsruhe

Digitale Sammlung der Badischen Landesbibliothek Karlsruhe

Die Luftexpansions-Maschine

Redtenbacher, Ferdinand

Mannheim, 1853

Maximum des Effektes

[urn:nbn:de:bsz:31-266528](https://nbn-resolving.org/urn:nbn:de:bsz:31-266528)

Dividirt man diesen Ausdruck durch die Zeit $\frac{L}{V}$ eines Schubes, so erhält man

$$E_n = A V p \left\{ \begin{array}{l} \frac{L_1}{L} + \left(M + \frac{L_1}{L} \right) \lognat. \frac{L + M L}{L_1 + M L} \\ - \frac{r}{p} - \left(\frac{L_1}{L} + M \right) \frac{1 + \alpha t_0}{1 + \alpha t_1} \lognat. \frac{p}{\mathcal{Q}} \end{array} \right\}$$

Dividirt man die Luftmenge $A (L_1 + M L) \frac{p}{\mathcal{Q}} \frac{\gamma_0}{1 + \alpha t_1}$, die bei einem Schub in den Cylinder eintritt, durch die Zeit $\frac{L}{V}$ eines Schubes, so erhält man die in jeder Sekunde auf die Maschine wirkende Luftmenge q ; man hat daher:

$$q = A V \left(\frac{L_1}{L} + M \right) \frac{p}{\mathcal{Q}} \frac{\gamma_0}{1 + \alpha t_1} \dots (45)$$

Vermöge der Gleichungen (B) oder (C) oder (D) ist aber

$$B \mathfrak{S} = (T_0 - \mathcal{A}) Q s = (T_0 - \mathcal{A}) q s \frac{t_1 - t_0}{T_0 - T_1}$$

Führt man hier für q den Werth (45) ein, so wird

$$B \mathfrak{S} = A V p \frac{s}{\mathcal{Q}} \left(\frac{L_1}{L} + M \right) \frac{T_0 - \mathcal{A}}{T_0 - T_1} \frac{t_1 - t_0}{1 + \alpha t_1} \dots (46)$$

Der Quotient $\frac{E_n}{B \mathfrak{S}}$ ist die Wirkung, welche für jede im Brennstoffe enthaltene Wärmeeinheit gewonnen wird, ist also gleich $\left(\frac{W}{1} \right)$; man erhält demnach vermöge (44) und (46):

$$\left(\frac{W}{1} \right) = \frac{\mathcal{Q}}{s \gamma_0} \frac{T_0 - T_1}{T_0 - \mathcal{A}} \left\{ \begin{array}{l} + \frac{1 + \alpha t_1}{t_1 - t_0} \left\{ 1 + \lognat. \frac{L + M L}{L_1 + M L} \right\} \\ - \frac{1 + \alpha t_0}{t_1 - t_0} \log. \frac{p}{\mathcal{Q}} - \frac{\left(\frac{r}{p} + M \right) (1 + \alpha t_1)}{\left(\frac{L_1}{L} + M \right) (t_1 - t_0)} \end{array} \right\} (47)$$

Maximum des Effektes.

Der Expansionsgrad $\frac{L_1}{L}$, die Pressung p und die Temperaturerhöhung $t_1 - t_0$ sind drei von einander unabhängige Grössen;

es ist also die Frage, wie jede derselben genommen werden soll, damit $\left(\frac{W}{1}\right)$ den grössten Werth erhält.

Für die vortheilhafteste Expansion ist $\frac{d\left(\frac{W}{1}\right)}{d\left(\frac{L_r}{L}\right)} = 0$

Sucht man diesen Differenzialquotienten und setzt denselben gleich Null, so ergibt sich:

$$\frac{d\left(\frac{W}{1}\right)}{d\left(\frac{L_r}{L}\right)} = \frac{\mathfrak{A}}{s \gamma_0} \frac{T_0 - T_r}{T_0 - \mathcal{A}} \times$$

$$\left\{ -\frac{1 + \alpha t_r}{t_r - t_0} \frac{1}{\frac{L_r}{L} + M} + \frac{1 + \alpha t_r}{t_r - t_0} \frac{\frac{r}{p} + M}{\left(\frac{L_r}{L} + M\right)^2} \right\} = 0$$

Hieraus folgt:

$$\frac{L_r}{L} = \frac{r}{p} \dots \dots \dots (48)$$

Setzt man diesen Werth für $\frac{L_r}{L}$ in den Ausdruck (47) für $\left(\frac{W}{1}\right)$, bezeichnet aber diesen speziellen Werth mit $\left(\frac{\mathfrak{B}}{1}\right)$, so findet man:

$$\left(\frac{\mathfrak{B}}{1}\right) = \frac{\mathfrak{A}}{s \gamma_0} \frac{T_0 - T_r}{T_0 - \mathcal{A}} \left\{ + \frac{1 + \alpha t_r}{t_r - t_0} \operatorname{lognat.} \frac{\frac{p}{r} (1 + M)}{1 + M \frac{p}{r}} \right.$$

$$\left. - \frac{1 + \alpha t_0}{t_r - t_0} \operatorname{lognat.} \frac{p}{\mathfrak{A}} \right\}$$

Berücksichtigt man, dass M , $\frac{r - \mathfrak{A}}{\mathfrak{A}}$, und $\frac{r}{p}$ kleine Grössen sind, so kann man annähernd setzen:

$$\operatorname{log.} \frac{p}{r} (1 + M) = \operatorname{log.} (1 + M) + \operatorname{log.} \frac{p}{r} = M + \operatorname{log.} \frac{p}{\mathfrak{A} + (r - \mathfrak{A})}$$

$$= M + \log. \frac{\frac{p}{2l}}{1 + \frac{r-2l}{2l}} = M + \log. \frac{p}{2l}$$

$$- \log. \left(1 + \frac{r-2l}{2l} \right) = M - \frac{r-2l}{2l} + \log. \frac{p}{2l}$$

ferner: $\log. \left(1 + M \frac{p}{r} \right) = M \frac{p}{r}$

Hierdurch wird der Werth von $\left(\frac{2B}{1} \right)$

$$\left(\frac{2B}{1} \right) = \frac{2l}{s \gamma_0} \frac{T_0 - T_r}{T_0 - A} \left\{ \begin{array}{l} \frac{1 + \alpha t_r}{t_r - t_0} \left[M - \frac{r-2l}{2l} + \log. \frac{p}{2l} - M \frac{p}{r} \right] \\ - \frac{1 + \alpha t_0}{t_r - t_0} \lognat. \frac{p}{2l} \end{array} \right\}$$

oder:

$$\left(\frac{2B}{1} \right) = \frac{2l}{s \gamma_0} \frac{T_0 - T_r}{T_0 - A} \left\{ \begin{array}{l} + \alpha \lognat. \frac{p}{2l} \\ - \frac{1 + \alpha t_r}{t_r - t_0} \left[\frac{r-2l}{2l} + M \left(\frac{p}{r} - 1 \right) \right] \end{array} \right\} \quad (49)$$

Das letzte Glied in den Klammern ist aber, weil M und $\frac{r-2l}{2l}$ kleinere Grössen sind, $t_r - t_0$ aber einen unansehnlichen Werth hat, von keiner Bedeutung. Wenn also die vortheilhafteste Expansion angewendet wird, für welche $\frac{L_r}{L} = \frac{r}{p}$ ist, so ist die Wirkungsgrösse $\left(\frac{2B}{1} \right)$, welche durch jede in dem Brennstoff enthaltene Wärmeeinheit gewonnen wird, von dem Erhitzungsgrad beinahe unabhängig, d. h. es ist hinsichtlich der vortheilhaftesten Benutzung des Brennstoffes beinahe gleichgültig, wie stark man die Luft erwärmt. Diese Wirkungsgrösse $\left(\frac{2B}{1} \right)$ hängt dagegen von der Compression p ab, und ist dem natürlichen Logarithmus von $\frac{p}{2l}$ beinahe proportional. Eine vortheilhafte Benutzung der Wärme kann also nur durch starke Compression und (weil $\frac{L_r}{L} = \frac{r}{p}$ sein soll), durch starke Expansion erzielt werden.

Der Quotient $\frac{T_0 - T_1}{T_0 - \mathcal{A}}$ ist auch gleich $\frac{(T_0 - T_1) Q S}{(T_0 - \mathcal{A}) Q S}$ und drückt aus: das Verhältniss zwischen der Wärmemenge, die durch die Heizfläche geht, und der Wärmemenge, die durch den Brennstoff entwickelt wird, bestimmt demnach die Güte des Heizapparates. Man kann daher sagen, dass die Wirkungsgrösse, welche durch jede im Brennstoff enthaltene Wärmeeinheit gewonnen wird, der Güte des Heizapparates proportional ist.

Die Wirkungsgrösse $\left(\frac{\mathfrak{M}}{1}\right)$ ist der spezifischen Wärme der Luft verkehrt proportional, was zu der Meinung führen könnte, dass es vortheilhaft sein müsste, die Maschine nicht mit atmosphärischer Luft, sondern mit einer Gasart zu treiben, welcher eine sehr kleine spezifische Wärme entspricht; aber diese Meinung ist nicht richtig, denn die Wirkungsgrösse $\left(\frac{\mathfrak{M}}{1}\right)$ ist nicht nur der spezifischen Wärme s , sondern auch dem spezifischen Gewicht γ_0 der Gasart verkehrt proportional, und das Produkt $\gamma_0 s$ (welches die Aethermenge ausdrückt, die die Volumseinheit eines Gases enthält), ist, wie *Regnault* zuerst gezeigt hat, eine constante Grösse, woraus hervorgeht, dass die Wirkung, welche durch jede Wärmeeinheit des Brennstoffes gewonnen werden kann, von der zum Betrieb angewendeten Gasart ganz unabhängig ist.

Die Gleichung (49) zeigt auch, dass $\left(\frac{\mathfrak{M}}{1}\right)$ dem Ausdehnungscoefficienten α beinahe proportional ist. Dieser hat aber ebenfalls für alle Gase den gleichen Werth; daher auch aus diesem Grunde jede Gasart gleich gute Dienste leistet.

Vernachlässigt man das zweite in der grossen Klammer der Gleichung (49) enthaltene Glied, so findet man:

$$\left(\frac{\mathfrak{M}}{1}\right) = \frac{\mathfrak{A} \alpha T_0 - T_1}{s \gamma_0 T_0 - \mathcal{A}} \lognat. \frac{p}{\mathfrak{A}} \dots (50)$$

Dies wäre die Wirkungsgrösse, welche durch jede Wärmeeinheit des Brennstoffes mit einer absolut vollkommenen Maschine (für welche $r = \mathfrak{A}$, $M = 0$ wäre), gewonnen werden könnte, wenn man die Expansion so weit fortsetzte, dass zuletzt am Ende des Kolbenshubes hinter dem Kolben eine Spannung $= \mathfrak{A}$ einträte. Diese grösste Wirkungsgrösse ist also: dem Druck der Atmosphäre auf 1 Quadratmeter, dem Ausdehnungscoefficienten für Gase, der Güte des Heizapparates, und dem natürlichen Logarithmus des Compressionsverhältnisses direkt, dagegen der in der Volumseinheit der Gase enthaltenen Aethermenge verkehrt proportional.