Zeitschrift: Schweizerische Bauzeitung

Herausgeber: Verlags-AG der akademischen technischen Vereine

Band: 9/10 (1887)

Heft: 6

Inhaltsverzeichnis

Ueber den Einfluss der Zwischen-Düsen beim Locomotiven-Blaserohr.

Von *Albert Fliegner*, Prof. der theor. Maschinenlehre am eidg. Polytechnikum.

(Schluss.)

Dem gegenüber bleibt der grösste mir bekannte Divergenzwinkel einer Esse kleiner als 10^0. Die Wandungen der Esse ragen also in den natürlichen Ausbreitungskegel hinein, wie das übrigens selbstverständlich ist, wenn die Esse überhaupt wirken soll. Doch wird der Strahl nicht gerade stark zusammengedrückt. Es ist also zu erwarten, dass die durch Verlangsamung der Geschwindigkeit in der Esse verursachten Widerstände durchaus nicht verschwindend klein ausfallen werden.

Aus diesen Gründen ist es meiner Ansicht nach unerlässlich, für die Bewegung des Gemenges durch die Esse einen Widerstand in Rechnung zu bringen, und ich thue das in der Weise, dass ich als Arbeitsverlust für jedes durchgeströmte Kilogramm einen Bruchtheil, $\varepsilon < 1$, desjenigen einführe, welcher einer plötzlichen Querschnittszunahme entspricht, oder, richtiger gesagt, der Möglichkeit einer freien Ausbildung des natürlichen Ausbreitungskegels. Letzteren Verlust kann man aber voraussichtlich auch bei den elastischen Flüssigkeiten mit hinreichender Genauigkeit gleich $(w_u - w_o)^2/2g$ setzen. In dieser Form eingeführt verschwindet dieser Widerstand übrigens von selbst für eine cylindrische Esse.

Die für die Esse geltende Arbeitsgleichung lautet hiernach:

$$\frac{w_u^2}{2g} + \frac{p_o - p_u}{\gamma} = \frac{w_o^2}{2g} + \frac{p_o}{\gamma} + \varepsilon \frac{(w_u - w_o)^2}{2g}.$$

Berechnet man hieraus p_u/γ und setzt diesen Werth in Gl. (11) ein, so erhält man, unter Einführung einiger abgekürzter Bezeichnungen:

$$\alpha \equiv \frac{1 + \zeta_1 + \alpha_1^2}{2\,\alpha_1} \cdot \frac{1 + \zeta_2 + \alpha_2^2}{2\,\alpha_2}, \tag{12}$$

$$k \equiv \frac{F_u}{F}, \tag{13}$$

$$\lambda \equiv \frac{1}{2}\left[1 + \left(\frac{F_u}{F_o}\right)^2 + \varepsilon\left(1 - \frac{F_u}{F_o}\right)^2\right]: \tag{14}$$

$$\frac{p_r}{\gamma} = \frac{w^2}{\alpha k g} - \lambda \frac{w_u^2}{g}. \tag{15}$$

Setzt man diesen Werth von p_r/γ demjenigen aus Gl. (3) gleich, so erhält man nach Multiplication mit $\alpha \varphi_r k^2 g$:

$$\varphi_r k w^2 - \alpha \lambda \varphi_r\, k^2 w_u^2 = \alpha k^2 w_r^2. \tag{16}$$

Aus Gl. (6) folgt, wenn man mit $F\gamma$ wegdividirt, nach Gl. (13) und mit der kürzeren Bezeichnung

$$\mu \equiv \frac{F_r}{F}: \tag{17}$$

$$k\, w_u = w + \mu\, w_r.$$

Ersetzt man hiernach $k^2 w_u^2$ in Gl. (16), so ergibt eine einfache Umformung:

$$\varphi_r (k - \alpha\lambda)\left(\frac{w}{w_r}\right)^2 - 2\,\alpha\lambda\mu\varphi_r\left(\frac{w}{w_r}\right) = \alpha\left(k^2 + \varphi_r \lambda\, \mu^2\right). \tag{18}$$

Um übersichtliche Formeln zu erhalten muss und darf man in dieser Gleichung nach dem Vorgange *Zeuner's* das gegenüber den beiden anderen kleine Glied mit (w/w_r) vernachlässigen. Dann wird:

$$\left(\frac{w}{w_r}\right)^2 = \frac{\alpha\,(k^2 + \varphi_r \lambda\, \mu^2)}{\varphi_r\,(k - \alpha\lambda)}. \tag{19}$$

Die Division der Bewegungsgleichung (2) durch (3) liefert ferner:

$$\frac{\varphi_r}{\varphi}\left(\frac{w}{w_r}\right)^2 = \frac{p + p_r}{p_r}. \tag{20}$$

(19) und (20) ergeben endlich den Zusammenhang zwischen dem Blaserohrüberdruck und der Depression in der Rauchkammer:

$$\frac{p}{p_r} = \frac{\alpha\,(k^2 + \varphi_r \lambda\, \mu^2)}{\varphi\,(k - \alpha\lambda)} - 1. \tag{21}$$

Weiter soll diese Formelentwickelung hier nicht geführt werden, da Gl. (21) zur Beurtheilung aller Verhältnisse des Blaserohrs ausreicht. Dieselbe ist übrigens in wesentlich gleicher Form schon von *Zeuner* gegeben worden, nur ohne die Grösse α und mit anderer Bedeutung der Grösse λ.

Wenn es sich um die Construction eines *neuen* Blaserohres handelt, so ist der eigentliche Kessel als vollständig bekannt anzusehen. Es sind daher von den in den vorstehenden Formeln enthaltenen Grössen folgende gegeben: die zu producirende Dampfmenge, D; die dazu nöthige Menge der Rauchgase, L; die Summe der Querschnitte aller Rauchröhren, F_r; die bei der Bewegung von D und L auftretenden Widerstände, φ und φ_r. Damit dann L wirklich durch F_r angesaugt werden kann, muss w_r einen bestimmten Werth annehmen, und das wird nur möglich sein, wenn in der Rauchkammer eine ganz bestimmte Depression erzeugt wird. p_r ist also auch als durch die Kesselverhältnisse vorgeschrieben anzusehen.

Gl. (21) zeigt nun, dass dieser nöthige Werth von p_r mit verschiedenem Blaserohrüberdruck p erreicht werden kann, je nachdem man die Dimensionenverhältnisse der eigentlichen Blaserohrvorrichtung wählt. Da sich p aber rückwärts bis an den Kolben der Dampfmaschine fortpflanzt und dort als Gegendruck auftritt, so wird es, um die nöthige Luftmenge möglichst öconomisch ansaugen zu können, erforderlich sein, die Blaserohrvorrichtung so anzuordnen, dass *der Blaserohrüberdruck möglichst klein* ausfällt. Die Dimensionenverhältnisse der Blaserohrvorrichtung sind in den Grössen α, k, λ, μ enthalten. Gl. (21) ergibt daher als Bedingung für ein gutes Blaserohr:

$$\alpha \frac{k^2 + \varphi_r \lambda\, \mu^2}{k - \alpha\lambda} \text{ möglichst klein.} \tag{22}$$

Für μ erhält man keinen eigentlichen günstigsten Werth, dagegen wol für k. Letzterer ist von *Zeuner* schon berechnet und als das Verhältniss des *günstigsten* unteren *Essenquerschnittes* gegenüber dem Blaserohrquerschnitt bezeichnet worden. Diese beiden Grössen sollen daher hier nicht weiter berücksichtigt werden. Dagegen erfordern die beiden anderen, α und λ, eine eingehendere Untersuchung.

α ist ein Werth, welcher von den Verhältnissen der *Düsen* abhängt. Gl. (12) zeigt, dass er ein Product ist, zu welchem jede Düse, auch bei einer grösseren Zahl derselben, einen Factor von der Form $(1 + \zeta_i + \alpha_i)/2\,\alpha_i$ liefert. Damit der Ausdruck in (22) möglichst klein wird, muss α *selbst möglichst klein* werden, und das wird dann der Fall sein, wenn jeder Factor für sich möglichst klein gemacht wird. Setzt man nun den Differentialquotienten eines Factors nach α_i gleich Null und beachtet, dass α_i nie unendlich gross werden kann, so erhält man als günstigsten Werth für jedes α_i, der den Factor zu einem Minimum macht:

$$\alpha_i = \sqrt{1 + \zeta_i}\ . \tag{23}$$

ζ_i ist dabei eigentlich der auf w_i bezogene Widerstandscoefficient für die ganze Düse. Da aber die Rohrreibung in dem cylindrischen Theile derselben wegen seiner Kürze sehr klein ist, so würde für ζ_i nur der Widerstandscoeffi-