In dieser Gleichung, welche die Lösung enthält, lässt sich der Quotient $\frac{F}{\omega \, . \, V_0}$ mit F als *grösstem Kanalquerschnitt* wesentlich einfacher und sehr übersichtlich darstellen.

Wir setzen $u = \frac{O \, . \, c_m}{F}$

worin O die nutzbare Kolbenfläche, c_m die mittlere Kolbengeschwindigkeit ist. Dieser Wert u, eine für jede Maschine von gegebenen Abmessungen und gegebener Umdrehungszahl n fest bestimmte Zahl, wird gewöhnlich als „Dampfgeschwindigkeit" in den Kanälen (für unseren Fall in den Auslasskanälen) bezeichnet, obwohl natürlich der Dampf sowohl während der Vorausströmung als später ganz andere und zwar viel grössere Geschwindigkeiten annimmt. Schärfer wäre u als „Kontinuitätsgeschwindigkeit" anzusprechen, da mit dieser mittleren Geschwindigkeit der austretende Dampf wirklich, gemäss dem Kontinuitätsgesetz der unelastischen Flüssigkeiten, durch die Kanäle strömen würde, wenn er sich wie eine solche verhielte. Weiter ist nun

$$V_0 = 2 R \, . \, O \, . \, (1 + s_0 - v),$$

mit R als Kurbelradius der Maschine, s_0 als schädlichem Raum und v als Restweg der Vorausströmung in Teilen des Kolbenhubes. Hiermit wird nun unser Wert

$$\frac{F}{\omega \, . \, V_0} = \frac{O \, . \, c_m}{u} \cdot \frac{30}{\pi \, . \, n} \cdot \frac{1}{2 R \, . \, O \, . \, (1 + s_0 - v)}$$

und mit $c_m = \frac{2 R \, . \, n}{30}$

$$\frac{F}{\omega \, . \, V_0} = \frac{1}{\pi \, . \, u \, . \, (1 + s_0 - v)}$$

Hiermit geht Gleichung I) über in:

$$ln \frac{p_i}{p_0} = - \alpha \, \psi \cdot \frac{\sqrt{p_0 \, v_0}}{\pi \, . \, u \, . \, (1 + s_0 - v)} \cdot \int \frac{f}{F} \, d \varphi \quad . \quad \text{II)}$$

Von den Abmessungen der Dampfmaschine kommt jetzt in der Gleichung nur noch der Wert u vor, der Kolbenfläche, Hub, Tourenzahl und Kanalweite in sich enthält. Die „Kontinuitätsgeschwindigkeit u" besitzt also in der Tat die Bedeutung für den Druckausgleich, auch aus theoretischen Gründen, die man ihr in den bisherigen empirischen Aufstellungen erfahrungsgemäss beizulegen hatte. Ueber die Uebereinstimmung der Werte von u, wie sie bei dem Druckausgleich nach vorstehender Gleichung sich ergeben, mit den bekannten Erfahrungszahlen von 20 bis 40 m, wird weiter unten ausführlich gehandelt.

Zunächst ist die Gleichung II in bezug auf ihre Konstanten ψ, $\sqrt{p_0 \, v_0}$ und x eingehender zu erörtern. Es ist nach der Lehre vom Dampfausfluss (Theorie von *Zeuner*)

$$\psi = \left(\frac{2}{m+1}\right)^{\frac{1}{m-1}} \cdot \sqrt{2 g \cdot \frac{k}{k-1} \, \frac{m-1}{m+1}}$$

$$= \text{konstant für } \frac{p_i}{p_a} > 1.7.$$

Hierin ist

$$k = 1{,}035 + 0{,}1 \, x$$

(x = spezifische Dampfmenge, $1 - x$ = Feuchtigkeitsgehalt des Dampfes)

$m < k$ Ausflussexponent, wenn Widerstände beim Ausfluss auftreten.

Dieser Ausdruck, in dem sich der Einfluss von m und x (Widerstände und Dampfnässe) schwer übersehen lässt, kann mit beträchtlicher Annäherung gesetzt werden

$$\psi = \frac{1}{1{,}63} \sqrt{\frac{g}{1 + \zeta}} = \frac{1{,}92}{\sqrt{1 + \zeta}}$$

mit ζ als hydraulischem Widerstandskoeffizienten im gewöhnlichen Sinne.[4])

Mit $m = \frac{(1 + \zeta) \, . \, k}{1 + \zeta \, . \, k}$ ist nämlich:

$$\frac{k}{k-1} \cdot \frac{m-1}{m+1} = \frac{1}{2 \, . \, (1 + \zeta)} \cdot \frac{1}{1 - \frac{k-1}{2 k \, . \, (1 + \zeta)}},$$

ein Ausdruck, der sich für die Werte von k und ζ, die in Frage kommen, sehr wenig von $\frac{1}{2 \, . \, (1 + \zeta)}$ unterscheidet. Desgleichen kann für $\left(\frac{2}{m+1}\right)^{\frac{1}{m-1}}$ mit Werten von m zwischen 1,135 und 1,05, wie sie vorkommen können, der Mittelwert $\frac{1}{1{,}63}$ gesetzt werden. — Aus dem vereinfachten Ausdruck für ψ folgt, dass die Feuchtigkeit $1 - x$ auf diesen Wert nur verschwindend kleinen Einfluss haben kann.

Für $\sqrt{p_0 \, v_0}$ schreiben wir ferner, mit $v_0 = x \, . \, s_0$, wobei s_0 das spezifische Volumen des trocken gesättigten Dampfes ist (Dampftabellen),

$$\sqrt{p_0 \, v_0} = \sqrt{x} \, . \, \sqrt{p_0 \, s_0}$$

Der Wert $\sqrt{p_0 \, s_0}$ ist für Wasserdampf innerhalb nicht gar zu weiter Grenzen fast konstant. Man erhält z. B. für

$p_0 =$ 40 000 kg/qm (4 atm)	10 000	3000 (0,3 atm)
$\sqrt{p_0 \, s_0} = \sim 137$	131	127

Für die Spannungen, wie sie beim Beginn der Vorausströmung auftreten, kann also mit völlig genügender Näherung

$$\sqrt{p_0 \, s_0} = \sim 133$$

gesetzt werden. Der Wert x ist ja auch im Einzelfalle nicht scharf bestimmbar. Um so weniger Zweck hätte äusserste Genauigkeit bei $\sqrt{p_0 \, s_0}$. Wir setzen also

$$\sqrt{p_0 \, v_0} = 133 \sqrt{x}$$

für *alle Dampfspannungen*.

Mit diesen Vereinfachungen, durch die die *Genauigkeit* der Rechnung kaum beeinflusst wird, die jedoch in Hinsicht der praktischen Benutzbarkeit der Formeln fast unerlässlich sein dürften, erhalten wir:

$$ln \frac{p_i}{p_0} = - \alpha \, . \, \frac{1{,}92}{\sqrt{1 + \zeta}} \cdot \frac{133 \sqrt{x}}{\pi u \, . \, (1 + s_0 - v)} \int_{\varphi_a}^{\varphi} \frac{f}{F} \, d \varphi$$

$$= - \frac{256 \, \alpha \sqrt{\frac{x}{1 + \zeta}}}{\pi u \, . \, (1 + s_0 - v)} \int_{\varphi_a}^{\varphi} \frac{f}{F} \, d \varphi \text{ oder mit}$$

$$k = \alpha \sqrt{\frac{x}{1 + \zeta}} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad \text{III)}$$

[4]) D. p. J. 1903, **318**, S. 355.