

EIN BEITRAG ZUR BERECHNUNG DES FREIEN WASSERSTRAHLES

Von

A. E. DESTEK

I. Lehrstuhl für Heizung, Lüftung und Bauinstallation, Technische Universität,
Budapest

(Eingegangen am 12. November, 1970)

Vorgelegt von Prof. Dr. Á. MACSKÁSY

Einleitung

Die Anwendung freier Wasserstrahlen spielt in vielen Zweigen der Technik eine bedeutende Rolle. Neben der Feuerlöschtechnik sei hier nur an die hydromechanischen Trennverfahren in den Bergwerksbetrieben sowie an die Fahrzeugwaschanlagen erinnert. Auch auf nichttechnischem Gebiet, wie bei der Erzeugung von Wasserspielen, ist die Kenntnis der Berechnungsmethoden der freien Wasserstrahlen vonnöten.

Die bisher bekannt gewordenen Berechnungsmethoden [1—6] nehmen auf den Düsenbeiwert in keiner Weise Bezug. Das hatte zur Folge, daß die Vorausberechnung der physikalischen Parameter freier Wasserstrahlen nicht mit der zu erwartenden Genauigkeit erfolgte.

Das Ziel der Arbeit ist die Entwicklung einer Berechnungsmethode, mit deren Hilfe Strahlhöhe und Reichweite eines freien Wasserstrahles als Funktion des Düsenbeiwertes und des Druckes vor der Düse für ein beliebig gerichtetes Düsenmundstück bestimmt werden kann. Hierzu werden, ausgehend von theoretischen Betrachtungen, die Ergebnisse der meßtechnischen Untersuchungen zu mathematischen Beziehungen entwickelt, deren physikalische Deutung ohne weiteres möglich ist.

Mit Kenntnis dieser Zusammenhänge ist die Vorausberechnung freier Wasserstrahlen für die genannten Anwendungsbereiche möglich.

I. Strömungsvorgänge in Wasserstrahldüsen

1.1 Darlegung der fundamentalen Zusammenhänge

Im folgenden soll der Austritt eines Wasserstrahles aus einer Düse in die freie Atmosphäre untersucht werden. Die so gekennzeichnete Ausbreitung des Wassers soll als *freier Wasserstrahl* bezeichnet werden. Innerhalb der Düse erfolgt durch stetige Abnahme des Strömungsquerschnittes in der Strömungsrichtung eine Beschleunigung des kontinuierlich nachdrängenden Förder-

stromes. Dieser Vorgang läßt sich prinzipiell am Modell einer Stromröhre beschreiben. Gemäß Abb. 1 ergibt sich für den allgemeinen Fall

$$\begin{aligned}
 Q_{12} &= \dot{Q}_{12} \Delta\tau = q_{12} \Delta\tau \dot{m} = \\
 &= \left[(u_2 - u_1) + (p_2 v_2 - p_1 v_1) + \frac{1}{2} (w_2^2 - w_1^2) + \right. \\
 &\quad \left. + g(h_2 - h_1) \right] \Delta\tau \dot{m}
 \end{aligned} \tag{1}$$

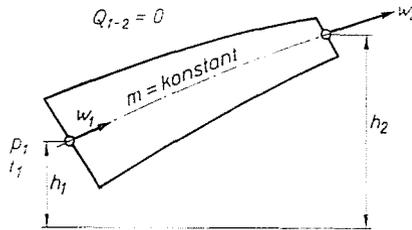


Abb. 1

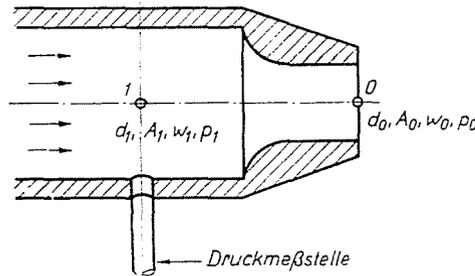


Abb. 2

In vorstehender Gleichung (1) bedeuten

- q_{12} die vom Flüssigkeitsstrom mit der Umgebung ausgetauschte Energiemenge
- $\Delta\tau$ das Zeitintervall
- \dot{m} der Massenstrom (Förderstrom)
- u die innere Energie
- p der Druck
- v das spezifische Volumen der Flüssigkeit
- w die Strömungsgeschwindigkeit
- h die geodätische Höhe über einer Bezugsebene.

Die Zeiger (Indizes) beziehen sich auf die Kontrollebenen (1) und (2).

Durch Division mit $m\Delta\tau$ und Einführung der Definitionsgleichung der Enthalpie

$$u + pv = i \quad (2)$$

erhält man den leicht überschaubaren Zusammenhang

$$q_{12} = (i_2 - i_1) + \frac{1}{2} (w_2^2 - w_1^2) + g(h_2 - h_1), \quad (3)$$

der für zwei unendlich dicht benachbarte Strömungsquerschnitte in die Differentialform

$$dq = di + wdw + gdh \quad (4)$$

übergeht.

In dieser Differentialgleichung (4) ist die Reibungsarbeit a_R implizit enthalten, da sie ja im Inneren dieses Bilanzgebietes auftritt. Zur expliziten Darstellung schreibt man nach dem ersten Hauptgesetz der Wärmelehre

$$|a_R| = (i_2 - i_1) - \int_1^2 v dp \quad (5)$$

oder in Differentialform

$$d|a_R| = di - v dp. \quad (6)$$

Diese Beziehung in die Differentialgleichung (4) eingesetzt, ergibt sich für den adiabatischen Fall

$$dq = 0 = d|a_R| + v dp + wdw + gdh. \quad (7)$$

Die Integration liefert, nach Division durch $v = \frac{1}{\rho}$

$$0 = \rho |a_{R1}|^2 + (p_2 - p_1) + \frac{\rho}{2} (w_2^2 - w_1^2) + \rho g(h_2 - h_1). \quad (8)$$

Die Gleichung (8) hat allgemeine Gültigkeit.

Der hier zunächst behandelte Strömungsvorgang in der Düse läßt sich jedoch mit guter Näherung vereinfacht darstellen (Abb. 2).

Betrachtet man zuerst den Wasseraustritt aus einer Düse, deren Achse horizontal orientiert ist, so erhält man mit $h_2 = h_1$, $p_2 = p_0$ (Druck der Atmosphäre) und $w_2 = w_0$

$$0 = \rho |a_{R1}|^2 + (p_0 - p_1) + \frac{\rho}{2} (w_0^2 - w_1^2). \quad (9)$$

Hieraus läßt sich für die Wassergeschwindigkeit in der Düsenmündung nach Dividieren mit $\frac{\rho}{2}$ und Ordnen der Zusammenhang

$$w_0 = \sqrt{\frac{2(p_1 - p_0)}{\rho} - 2|a_{R1}|^2 + w_1^2} \quad (10)$$

entwickeln.

Zur Vereinfachung der weiteren Rechnung wird der Zusammenhang

$$w_0 = \varphi \sqrt{\frac{2(p_1 - p_0)}{\rho}} \quad (11)$$

eingeführt.

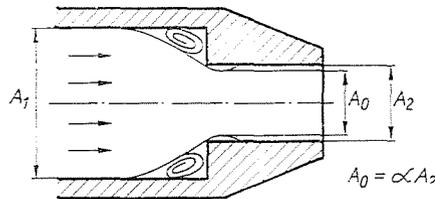


Abb. 3

Die Größe φ bestimmt sich zu

$$\varphi = \sqrt{1 - \frac{|a_{R1}|^2 - \frac{1}{2} w_1^2}{\frac{p_1 - p_0}{\rho}}} < 1 \quad (12)$$

Da im Vergleich zur Reibungsarbeit die Größe w_1^2 vernachlässigbar ist, hängt die als Geschwindigkeitsfaktor bezeichnete Größe φ praktisch nur von der Reibungsarbeit $|a_R|$, der Dichte der Flüssigkeit und dem Druckunterschied vor und hinter der Düse ab.

Messungen [10] zeigen, daß man mit gut ausgewählten Düsenformen φ -Werte zwischen 0,95...0,99 erreichen kann.

Bei Querschnittsänderungen während der Strömung treten besonders an den Kanten Ablösungen auf, die eine Kontraktion des Austrittsquerschnittes A_2 verursachen (Abb. 3). Die Größe der Kontraktion wird im allgemeinen mit einem Kontraktionsfaktor α berechnet

$$\alpha = \frac{A_0}{A_2} \quad (13)$$

Geschwindigkeitsfaktor φ und Kontraktionsfaktor können zu einem *Düsenbeiwert*

$$\mu = \varphi \alpha \quad (14)$$

zusammengefaßt werden. Mit Hilfe dieses Düsenbeiwertes kann der Förderstrom einer Düse in einfachster Weise mathematisch beschrieben werden. Bei gut abgerundeten Übergängen, wie sie in den Düsen, mit denen die folgenden Versuche durchgeführt wurden, vorhanden waren, ist die Kontraktion, wie die Versuche zeigen, vernachlässigbar ($\alpha = 1$).

Daher konnten bei der Auswertung der durchgeführten Versuche die Verluste über den Geschwindigkeitsfaktor φ ermittelt werden. Dieser ist mit dem Düsenbeiwert μ identisch. Aus dem gleichen Grunde repräsentiert φ im weiteren den Düsenbeiwert.

Für den in der Zeiteinheit austretenden Wasserstrom gilt somit der Zusammenhang:

$$\dot{V}_0 = A_0 w_0 = A_0 \varphi \sqrt{\frac{2(p_1 - p_0)}{\rho}}. \quad (15)$$

Zur weiteren Vereinfachung der Rechnung wird der Druck in eine identische Druckhöhe mit Hilfe der folgenden Beziehung umgerechnet:

$$\frac{p_1 - p_0}{\rho g} = h. \quad (16)$$

Es hat sich in der Praxis in zunehmendem Maße durchgesetzt, den Druck in N/m^2 , die Dichte in kg/m^3 anzugeben. Daraus ergibt sich die Druckhöhe in Meter Flüssigkeitssäule (m Fl S) bzw. im speziellen Falle mit der Einführung der Dichte des Wassers in Meter Wassersäule (m WS).

Unter Einführung des expliziten Ausdruckes

$$A_2 = A_0 = \frac{d_2^2 \pi}{4} = \frac{d_0^2 \pi}{4}$$

für den Düsenmündungsquerschnitt ergibt sich aus der Gleichung (15)

$$\dot{V}_0 = \frac{d_0^2 \pi}{4} \varphi \sqrt{2gh}. \quad (17)$$

bzw. bei Zusammenfassung der Konstanten

$$\dot{V}_0 = \frac{\pi}{4} \sqrt{2g} \varphi d_0^2 \sqrt{h} = C \cdot \varphi d_0^2 \sqrt{h}. \quad (18)$$

\dot{V}_0 ist nunmehr der austretende Wasserstrom in m^3/s . Für die Konstante C erhält man bei Einführung von d und h in Metern den Zahlenwert von 3,48.

1.2 Die Versuchsdüsen

Zur Durchführung der Versuche wurden zehn verschiedenartige Düsen hergestellt, wobei die Herstellung der drei Düsen der Versuchsreihe 1 mit besonderer Sorgfalt erfolgte. Ihre Innenwandungen wurden mit Profilfräsern bearbeitet und dann poliert. Bei der Versuchsreihe 2 gelangten feingedrehte Düsen zum Einsatz.

Für jede Düse der Versuchsreihe 1 wurden zunächst der austretende Wasserstrom und der Düsenbeiwert bei verschiedenen Druckhöhen untersucht. Mit Hilfe eines Meßbehälters konnte der austretende Wasserstrom ermittelt und damit der Düsenbeiwert q gemäß Gleichung (18) berechnet werden.

Die Bestimmung der Druckhöhe erfolgte durch Messung mittels Quecksilber-U-Rohr-Manometer.

2. Das Verhalten des freien Wasserstrahles

Die Navier-Stokessche Gleichung, die hier nicht erörtert wird, zeigt deutlich, daß als Einflußgrößen bei freien Wasserstrahlen

- die Schwerkraft,
- die innere und äußere Reibung,
- die kinetische Anfangsenergie

in Frage kommen.

Da die dritte Größe als freier Parameter gewählt werden kann, werden die Untersuchungen im folgenden auf die ersten beiden Einflüsse beschränkt.

2.1. Der senkrechte Wasserstrahl

2.1.1. Einfluß der Schwerkraft

Die hier in erster Linie interessierende Größe eines senkrechten Wasserstrahles ist seine maximale Höhe s_0 , gemessen von der Düsenmündung, im folgenden *Strahlhöhe* genannt.

Vergleicht man den senkrechten Wasserstrahl mit dem senkrechten Wurf nach oben, so kann man für den idealisierten Vorgang den folgenden Zusammenhang angeben:

$$s = \frac{w_a^2}{2g}. \quad (19)$$

Auf den Wasserstrahl bezogen, entspricht der Wurfhöhe s die Höhe des senkrechten Wasserstrahles und der Abwurfgeschwindigkeit w_a die Austrittsgeschwindigkeit des Wasserstromes

$$w_a = \sqrt{2gh}, \quad (20)$$

wobei h die Druckhöhe vor der Düse ist.

Beim idealen Vorgang ist $w_2 = w_a$ und damit auch $s = h$, d. h. der Wasserstrahl müßte senkrecht, entsprechend der Druckhöhe h , steigen.

Da selbst bei realen Flüssigkeiten nicht die ideale Geschwindigkeit w_2 , sondern nur die effektive $w_0 = q w_2$ erreicht wird, ergibt sich der folgende Zusammenhang:

$$s_0 = \frac{w_0^2}{2g} = \frac{q^2 w_2^2}{2g} = \frac{q^2 2gh}{2g} = q^2 h, \quad (21)$$

d. h., daß der Wasserstrahl eine maximale Höhe von

$$s_0 = q^2 h$$

erreichen müßte.

Zur Darlegung des tatsächlichen Zusammenhanges geht man zweckmäßigerweise von der folgenden Energiebilanz aus, die sich aus der Gleichung 1) entwickeln läßt:

$$0 = \rho a_{R,0}^s + (p_s - p_0) + \frac{\rho}{2} (w_s^2 - w_0^2) + \rho g (h_s - h_0). \quad (22)$$

Gibt der Zeiger s die Steighöhe an, so wird in der vorstehenden Bilanz $w_s = 0$ und $h_s - h_0 = s_0$.

Vernachlässigt man weiterhin die Veränderung des Luftdruckes mit der Steighöhe, so erhält man

$$0 = \rho a_{R,0}^s + \frac{\rho}{2} w_0^2 - \rho g s_0 \quad (23)$$

und damit

$$s_0 = \frac{w_0^2}{2g} - \frac{a_{R,0}^s}{g}. \quad (24)$$

Die Reibungsarbeit $[a_R]$ setzt sich aus den Energieverlusten der inneren und äußeren Reibungsarbeit zusammen. Sie kann — wie schon betont — mit Hilfe theoretischer Überlegungen mathematisch nicht hinreichend genau analysiert werden.

2.1.2. Einfluß der inneren und äußeren Reibung

Der allgemeine Zusammenhang

$$\frac{\Delta p}{l} = \frac{1}{f(Re)} \cdot \frac{1}{d} \cdot \frac{\rho}{2} w^2 \quad (25)$$

drückt den Druckverlust einer Strömung aus. Obwohl $f(Re)$ im späteren durch Regressionsfunktionsansatz dargestellt wird, kann mit Hilfe theoretischer Überlegungen eine getrennte Abschätzung des Einflusses der inneren und äußeren Reibung schon an dieser Stelle vorgenommen werden.

2.1.2.1. *Die Reibung an der Mantelfläche eines senkrechten Wasserstrahlkontinuums in der freien Atmosphäre.* Faßt man zur Ermittlung eines Grenzwertes den Wasserstrahl als zusammenhängendes Kontinuum auf, das von den zurückfallenden Wasserteilchen nicht beeinflußt wird, so folgt aus Gleichung (22), daß die Geschwindigkeit des Wasserstrahles mit zunehmender Höhe abnehmen muß. Die entsprechende Umformung des Ausdruckes (22) ergibt den Zusammenhang

$$w_s = \sqrt{2 \left[\frac{w_0^2}{2} - [a_{R0}^2] s - \frac{p_s - p_0}{\rho} - g(h_s - h_0) \right]}. \quad (26)$$

Vernachlässigt man aus den schon erwähnten Gründen wieder das Druckglied und führt für $(h_s - h_0)$ als senkrechte Wegkoordinate s ein, so erhält man

$$w_s = \sqrt{w_0^2 - 2 [[a_{R0}^2] s + gs]}. \quad (27)$$

Aus der zunächst getroffenen hypothetischen Annahme eines inkompressiblen Wasserstrahlkontinuums folgt für die Querschnittsfläche des Wasserstrahles die Beziehung:

$$\begin{aligned} A_s &= A_0 \frac{w_0}{w_s} = \frac{d_0^2 \pi}{4} \cdot \frac{w_0}{w_s} = \\ &= \frac{d_0^2 \pi}{4} \cdot \frac{w_0}{\{w_0^2 - 2 [[a_{R0}^2] s + gs]\}^{1/2}}. \end{aligned} \quad (28)$$

Man sieht, daß sich ein geschlossener kontinuierlicher Wasserstrahl quasi rotationsparabolisch ausbreiten muß.

Nach Gleichung (25) ist der Druckverlust dem Durchmesser d umgekehrt proportional. Daraus folgt, daß der Reibungsverlust an der Mantelfläche eines Rotationsparaboloids kleiner sein muß als der eines sich nicht erweiternden Wasserstrahles von konstantem Durchmesser d_0 .

Für diesen Fall kann man Gleichung (25) in der üblichen Form ($l = s$)

$$\Delta p = \lambda \frac{s}{d_0} \cdot \frac{\rho}{2} \bar{w}^2 \quad (29)$$

schreiben und daraus die Reibungsarbeit $[A_R]$ ermitteln.

$$\frac{[A_R]}{\rho} = \lambda \frac{s}{d_0} \cdot \frac{\bar{w}^2}{2}, \quad (30)$$

wobei hierin \bar{w} gemäß der Beziehung

$$\bar{w} = \int_0^s \frac{w ds}{s} \quad (31)$$

eine mittlere Geschwindigkeit darstellt, so daß

$$\bar{w} < w_0$$

und damit auch

$$\frac{|A_R|}{\rho} < \lambda \frac{s}{d_0} \frac{w_0^2}{2} \quad (32)$$

ist.

Da der Reibungsbeiwert λ zwischen Luft und Wasser für den speziellen Fall unbekannt ist, wird dieser Vorgang mit der Reibung der Luft an einer festen Wand verglichen, wobei vorausgesetzt werden soll, daß es gleichgültig ist, ob sich Wand oder Luft bewegt.

Setzt man den Grenzwert der Gleichung (32)

$$a_R = \frac{|A_R|}{\rho} = \lambda \frac{s}{d_0} \frac{w_0^2}{2} \quad (33)$$

in die Gleichung (27) ein, so erhält man

$$w_s = \sqrt{w_0^2 \left(1 - \lambda \frac{s}{d_0} \right) - 2gs}. \quad (34)$$

Für $s = s_{\max}$ wird $w_s = 0$ und damit

$$s_{\max} = \frac{1}{\frac{\lambda}{d_0} - \frac{2g}{w_0^2}}. \quad (35)$$

2.1.2.2. *Die Reibung zwischen Wasser und der aus dem Wasser ausgeschiedenen Luft.* Das im Wasser gelöste Luftvolumen ist nur von der Temperatur des Wassers abhängig. Bei einer Temperatur von 10° C können im Wasser maximal 2,3 Volumenprozent Luft in Lösung bleiben, d. h. 23 Liter Luft je Kubikmeter Wasser. Durch die Entspannung des Wassers vom statischen Druck vor der Düse auf den Umgebungsdruck der Atmosphäre dehnt sich die gelöste Luft nach dem Boyle-Mariotteschen Gesetz $p_1 V_1 = p_2 V_2$ aus und ein Teil der Luft kann je nach dem vorhandenen Sättigungsgrad nicht mehr in Lösung bleiben. Zu untersuchen ist nun, ob diese ausscheidende Luftmenge eine wesentliche Reibung im Strahl verursachen kann.

Bezeichnet man den Wasserstrom mit \dot{V}_w und die in einem Kubikmeter Wasser gelöste Luftmenge mit q , so erhält man für die im Wasserstrom gelöste gesamte Luftmenge die Beziehung:

$$\dot{V}_L = q \cdot \dot{V}_w. \quad (36)$$

Da das im Wasser gelöste Luftvolumen im betrachteten Druckintervall — wie schon erwähnt — vom Druck unabhängig ist, kann man die ausgescheidende Luft mit der Beziehung

$$\dot{V}_L = \left(\frac{p_1}{p_2} - 1 \right) \dot{V}_{L1} = \left(\frac{p_1}{p_2} - 1 \right) q_1 \dot{V}_w \quad (37)$$

bestimmen.

Schon der Aufbau der Gleichung zeigt, daß die ausgeschiedene Luftmenge nicht sehr groß sein und dadurch keinen wesentlichen Einfluß auf die Reibungsarbeit haben kann.

2.1.2.3. *Die Reibung durch Luftaufladung des Wasserstrahles.* Ein nennenswerter Energieverlust des Wasserstrahles kann auch eintreten, wenn eine hinreichende Menge Luft vom Wasserstrahl injiziert wird. Ein solcher Verlust würde dann einerseits dadurch entstehen, daß die angesaugten Luftmassen beschleunigt werden müssen, und andererseits durch die Reibung, die zwischen dieser Luft und dem Wasser auftreten kann.

Zur Analyse dieses Vorganges geht man von dem Zusammenhang (27) aus:

$$w_s = \sqrt{w_0^2 - 2[a_R]_0^s + gs} \quad (27)$$

und faßt das Verlustglied $[a_R]_0^s$ etwas weiter.

$$[a_R]_0^s = a_R^* + \frac{1}{s} \int_0^s \dot{m}_L \frac{w_L^2}{2} ds.$$

$[a_R^*]$ bedeutet die spezifische Reibungsarbeit zwischen Luft und Wasser, das zweite Glied stellt den Beschleunigungsverlust des Wassers an die Luft dar.

Unter Bezugnahme auf Gleichung (28)

$$A_s = A_0 \frac{w_0}{w_s} \quad (28)$$

erhält man den Strahlquerschnitt als Wegfunktion

$$A_s = \frac{d_0^2 \pi}{4} w_0 \left\{ w_0^2 - 2 \left[a_R^* + \frac{1}{s} \int_0^s \dot{m}_L \frac{w_L^2}{2} ds + gs \right] \right\}^{1/2} \quad (38)$$

Man sieht, daß die Injektorwirkung des Strahles die gleiche Wirkung auf die Strahlform ausübt, wie die Reibung an der Mantelfläche, d. h., der Strahl nimmt die Form eines Rotationsparaboloids an.

2.1.3. Zusammenfassung der theoretischen Ergebnisse

Im Abschnitt 2.1 wurde der Einfluß der inneren und äußeren Reibung auf die Strahlhöhe und auf die Strahlform untersucht. Da die Reibung zwischen Wasser und der aus dem Wasser ausgeschiedenen Luft sehr klein ist, genügt es, die Ergebnisse der Untersuchungen der Reibung an der Mantelfläche und der Injektorwirkung miteinander zu vergleichen.

Dabei fällt der völlig analoge Aufbau der Gleichungen (28) und (38) auf. Da das Experiment nur über den Gesamtdruckverlust Aufschluß gibt, kann der Einfluß der Einzelgrößen nicht weiter analysiert werden. Man muß sich daher mit dem unmittelbar aus dieser Überlegung folgenden Ansatz

$$A_s = \frac{d_0^2 \pi}{4} \cdot \frac{w_0}{w_s} = \frac{d_0^2 \pi}{4} \cdot \frac{w_0}{\{w_0^2 - 2[|a_{r0}|^s + gs]\}^{1/2}} \quad (39)$$

begnügen. Diese Beschränkung ist kein Mangel, da ja alle interessierenden Größen, wie Strahlquerschnitt, Strömungsgeschwindigkeit und auch die maximale Steighöhe richtig wiedergegeben wurden, sofern nur $|a_{r0}|^s$ hinreichend genau bestimmt ist.

Daher ist an dieser Stelle sofort zu bemerken, daß die meßtechnische Erfassung der Verlustarbeit keine Schwierigkeiten bereitet.

2.2. Der schräge Wasserstrahl

Zur Darlegung der physikalischen Zusammenhänge des beliebig gerichteten Wasserstrahls (im weiteren *schräger Wasserstrahl* genannt) wird unter Bezugnahme auf Abb. 4 von der allgemeinen Bilanzgleichung (8) ausgegangen. Dabei ist zu beachten, daß die Schwerkraft nur den senkrechten Komponenten der kinetischen Energie entgegenwirkt.

In vektorieil getrennter Schreibweise erhält man das folgende Bilanzsystem:

$$0 = - \frac{d^2 x}{d\tau^2} + g + \frac{|a_R \uparrow|_1^2}{s_x} + \frac{v dp}{dx} \quad (40)$$

$$0 = - \frac{d^2 y}{d\tau^2} + \frac{|\overline{a_R \uparrow}|_1^2}{s_y} + \frac{v dp}{dy} \quad (41)$$

Das letzte Glied der beiden Gleichungen (40) und (41) entfällt, da für den freien Strahl nach früheren Darlegungen $v dp = 0$ zu setzen ist.

$|a_R \downarrow|$ und $|\overline{a_R}|$ stellt die spezifische Reibungsarbeit in senkrechter und waagerechter Richtung dar.

Die Integration nach der Zeit liefert die Beziehungen

$$0 = -\frac{dx}{d\tau} + g\tau + \frac{|a_R \uparrow|_1^2}{s_x} \tau + C_1$$

$$0 = -\frac{dy}{d\tau} + \frac{|\overline{a_R}|_1^2}{s_y} \tau + C_2.$$

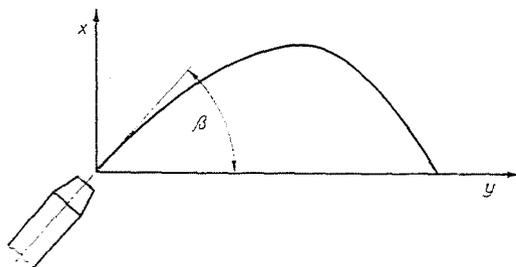


Abb. 4

Die Integrationskonstanten werden so bestimmt, daß sich für die Anfangsgeschwindigkeit die Größe w_0 ergibt:

$$C_1 = w_0 \sin \beta$$

$$C_2 = w_0 \cos \beta.$$

Aus nochmaliger Integration folgt:

$$0 = -x + \frac{1}{2} g\tau^2 + \frac{|a_R \uparrow|_1^2}{2s_x} \tau^2 + w_0 \tau \sin \beta \quad (42)$$

$$0 = -y + \frac{|\overline{a_R}|_1^2}{2s_y} \tau^2 + w_0 \tau \cos \beta. \quad (43)$$

Nach Substitution von τ erhält man die Gleichung für die Bahnkoordinaten

$$y = \frac{|\overline{a_R}|_1^2}{2s_y} \left\{ \left(\frac{w_0 \cos \beta}{2 \frac{|\overline{a_R}|_1^2}{2s_y}} \right)^2 - \left[\frac{w_0}{2} \left(\frac{\sin \beta}{\frac{g}{2} + \frac{|a_R \uparrow|_1^2}{2s_x}} - \frac{\cos \beta}{\frac{|\overline{a_R}|_1^2}{2s_y}} \right) + \sqrt{\left[\frac{w_0 \sin \beta}{2 \frac{g}{2} + \frac{|a_R \uparrow|_1^2}{2s_x}} \right]^2 + \frac{x}{\frac{g}{2} + \frac{|a_R \uparrow|_1^2}{2s_x}}} \right]^2 \right\}. \quad (44)$$

Für $x = 0$ erhält man die Wurfweite des Strahles, wenn Düsenmündung und Erdberührungspunkt des Wasserstrahles in einer horizontalen Ebene liegen, was den in Abb. 4 wiedergegebenen Verhältnissen entspricht.

$$y = w_0^2 \left[\frac{1}{\frac{g}{2} + \frac{|\vec{a}_R \uparrow_1|^2}{2s_x}} \sin \beta \cos \beta - \frac{\frac{|\vec{a}_R \uparrow_1|^2}{2s_y}}{\left(\frac{g}{2} + \frac{|\vec{a}_R \uparrow_1|^2}{2s_x} \right)^2} \sin^2 \beta \right]. \quad (45)$$

Unter Vernachlässigung der Reibungsarbeiten geht Beziehung (45) in die Form der Gleichung des schrägen Wurfs über:

$$y = w_0^2 \left[\frac{1}{\frac{g}{2}} \sin \beta \cos \beta \right]. \quad (46)$$

Die Ableitung der Gleichung (46) nach β liefert durch Nullsetzen die maximale Wurfweite l_{\max} für $\beta = 45^\circ$ zu

$$l_{\max} = \frac{w_0^2}{g}. \quad (47)$$

Ein Vergleich mit dem mathematischen Zusammenhang für den senkrechten Wurf nach oben (19) zeigt, daß die Wurfweite l_{\max} der zweifachen Steighöhe s_{\max} bei Reibungsfreiheit entspricht.

Gleichung (45) gibt den plausiblen Zusammenhang wieder, daß die Wurfweite unter Berücksichtigung der Reibungsarbeit kleiner wird. Betrachtet man die Reibungsarbeit als von β unabhängig, was selbstverständlich nur eine erste Näherung darstellt, und differenziert den Ausdruck (45) nach β , so erhält man durch Nullsetzen den optimalen Strahlwinkel zu:

$$\beta_{\text{opt}} = \arctg \left[\frac{\sqrt{\left(\frac{\frac{|\vec{a}_R \uparrow_1|^2}{2s_y}}{\frac{g}{2} + \frac{|\vec{a}_R \uparrow_1|^2}{2s_x}} \right)^2 + 1}}{\frac{\frac{|\vec{a}_R \uparrow_1|^2}{2s_y}}{\frac{g}{2} + \frac{|\vec{a}_R \uparrow_1|^2}{2s_x}}} \right]. \quad (48)$$

Da in der Gleichung (48) nur positive Größen auftreten, muß der Wert von \arctg infolge des negativen Vorzeichens des zweiten Gliedes kleiner als eins werden. Das bedeutet, daß die maximale Wurfweite nur bei einem Winkel $\beta < 45^\circ$ erreicht wird. Dieser Zusammenhang wird auch vom Experiment bestätigt.

Die Gleichung der Bahnkoordinaten (45) gestattet, ein Diagramm für die Reichweite R des Strahles als Funktion von β zu entwickeln (Abb. 5). Der

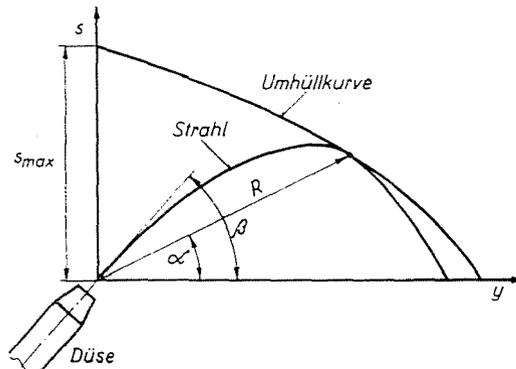


Abb. 5

mathematische Zusammenhang ist durch Substitution von s mit Hilfe des Ausdruckes $\sqrt{R^2 - y^2}$ leicht herstellbar. Durch Bildung des Ausdruckes

$$\frac{dR}{d\beta} = 0$$

erhält man als Funktion von β den Kurvenzug der Reichweite.

Zwei Extremwerte dieser Kurve liefern die Gleichungen (24) mit $\beta = 90^\circ$ und (45) mit $\beta = \beta_{\text{opt}}$ gemäß Gleichung (48). Aus der Beziehung

$$\frac{x}{y} = \text{tg } z$$

ist z bestimmbar.

Die mathematische Auswertung der Gleichung (45) scheint wegen der Schwierigkeiten bei der expliziten Darstellung der Reibungsarbeit nicht ratsam, so daß man besser einen empirischen Ansatz der Form

$$R = s_{\text{max}} (1 - a) \quad (49)$$

verwendet; a ist nunmehr eine Funktion von z bzw. β .

3. Beschreibung der Versuchsanordnungen

3.1. Die Versuchsreihe I

Mit der in Abschnitt I. beschriebenen Düse mit einem Düsenbeiwert $q = 0,98$ wurden durch Veränderung der Druckhöhe senkrechte Wasserstrahlen unterschiedlicher Steighöhe erzeugt. Die Versuche wurden in einem Laborraum durchgeführt und der Wasserstrahl mit einer Lichtsäule beleuchtet. Der so auf einem Meßpapier erzeugte Parallelschatten konnte damit der Höhe und Breite nach ausgemessen werden. Die Druckhöhe h wurde mit einem Quecksilber-U-Rohr-Manometer festgestellt. Von den gemessenen Durchmessern $d_{\text{eff},x}$ wurden die effektiven Querschnitte des Wasserstrahles $A_{\text{eff},x}$ bestimmt und mit den entsprechenden, rechnerisch ermittelten, idealen Querschnitten A_x ins Verhältnis gesetzt.

Von den Versuchsstrahlen wurden fünf charakteristische ausgewertet, die die folgenden maximalen Strahlhöhen hatten:

Bezeichnung	Strahlhöhe s_{max} in mm
a	3080
b	2500
c	1700
d	1170
e	450

Die Meßwerte für die Wasserstrahlen (a...e) geben den Mittelwert der Ergebnisse von sechs durchgeführten Messungen an.

Um eine Aussage treffen zu können, wurden die Querschnittsverhältnisse aller Strahlen in einem Diagramm dargestellt (Abb. 6).

Die einzelnen Kurven zeigen, daß die relative Vergrößerung des Querschnittes nicht gleichmäßig ist. Nach einer gewissen Anlaufhöhe ist die relative Querschnittsänderung am größten und dann mit der Höhe, d. h. mit abnehmender Geschwindigkeit, wird sie wieder kleiner.

Um die einzelnen Wasserstrahlen besser miteinander vergleichen zu können, wurden die Querschnittsverhältnisse dimensionslos in Abhängigkeit der relativen Höhe s_x/s_{max} errechnet und im Diagramm dargestellt (Abb. 7).

Das Diagramm zeigt, daß die Wasserstrahlen mit größerer absoluter Steighöhe bei gleicher relativer Höhe ein kleineres Querschnittsverhältnis aufweisen als die niedrigeren. Das spiegelt die plausible Tatsache wider, daß die erstgenannten Strahlen wegen ihrer größeren Geschwindigkeit bis zur gleichen

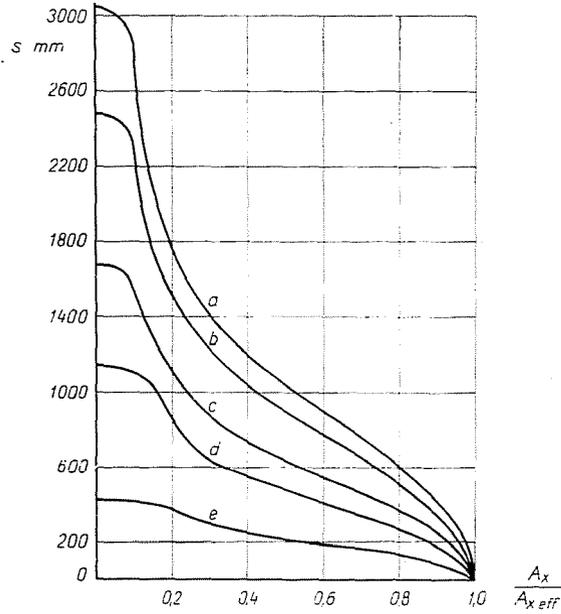


Abb. 6

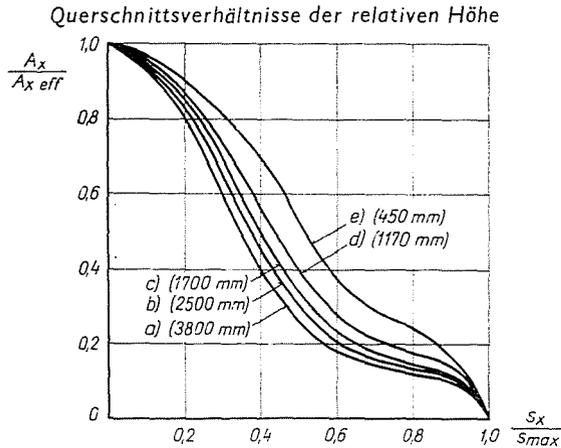


Abb. 7

relativen Höhe einen größeren Druckverlust erleiden. Daraus resultiert auch die Tatsache, wie ein Vergleich der fünf ausgewählten Wasserstrahlen der Versuchsreihe I in der nachfolgenden Tabelle zeigt, daß die Ausnutzung der Druckhöhe h bei höheren Wasserstrahlen geringer ist als bei niedrigeren.

Der niedrigste Strahl e erreichte 92%, der höchste Strahl a dagegen nur 89% der jeweiligen Druckhöhe.

Bezeichnung	Druckhöhe h in mm WS	Strahlhöhe s_{\max} in mm	$\frac{s_{\max}}{h}$
<i>a</i>	3450	3080	0,891
<i>b</i>	2770	2500	0,903
<i>c</i>	1870	1700	0,910
<i>d</i>	1280	1170	0,915
<i>e</i>	490	450	0,920

Zur Überprüfung des Einflusses des Düsenbeiwertes wurden mit Hilfe der bereits erwähnten Meßmethoden mehrere Versuchsreihen mit anderen Düsen von gleichem Durchmesser, aber unterschiedlichen Düsenbeiwerten durchgeführt. Die Wasserstrahlhöhen waren bei diesen Düsen mit gleicher anstehenden Druckhöhe erwartungsgemäß geringer, und zwar dem Düsenbeiwert φ proportional. Die physikalisch-mathematische Erklärung dieser Auswirkung liefert Gleichung (10). Man sieht, daß ein schlechterer Düsenbeiwert eine kleinere Austrittsgeschwindigkeit zur Folge hat.

Aus dem Ergebnis kann man die folgenden ersten Aussagen ableiten:

a) Die Größe der Austrittsgeschwindigkeit eines Wasserstrahles aus einer Düse ist vom Düsenbeiwert φ und von der Druckhöhe h abhängig, jedoch keine Funktion des Düsendurchmessers d .

b) Die erreichbare Strahlhöhe hängt von der Austrittsgeschwindigkeit ab, kann aber nicht mit Hilfe der Gesetze des senkrechten Wurfes nach oben bestimmt werden.

c) Während des Wurfweges treten Verluste auf, die fast ausschließlich Reibungsverluste zwischen Wasser und Luft sind.

d) Je größer die Austrittsgeschwindigkeit ist, desto kleiner wird der Ausdruck $\frac{s_{\max}}{\varphi^2 h}$.

3.2. Die Versuchsreihe 2

Die Versuchsreihe 1 hat ergeben, inwieweit die maximale Höhe des senkrechten Wasserstrahles s_{\max} von der Austrittsgeschwindigkeit w_0 , dem Düsenbeiwert φ und der Druckhöhe h bei konstanten Düsendurchmesser beeinflusst wird. Mit der Versuchsreihe 2 soll nun der Einfluß verschiedener Düsendurchmesser auf die Strahlhöhe bestimmt werden.

Die Versuche wurden in Freien durchgeführt, da kein geeigneter Raum zur Verfügung stand und Strahlen dieser Höhe (bis zu 30 m) fast ausschließlich im Freien bei Springbrunnenanlagen oder für Feuerlöschzwecke Verwendung finden.

Bei der Versuchsdurchführung wurden Wasserstrahlen bis zu 30 m Strahlhöhe mit Düsendurchmessern von 19, 15 und 13 mm sowie bis zu 24 m Strahlhöhe mit einem Düsendurchmesser von 9 mm erzeugt. Da die Messungen im Freien durchgeführt wurden, mußten sie wegen der verschiedenen Witterungsverhältnisse mehrmals wiederholt werden. Aus der großen Anzahl von Meß-

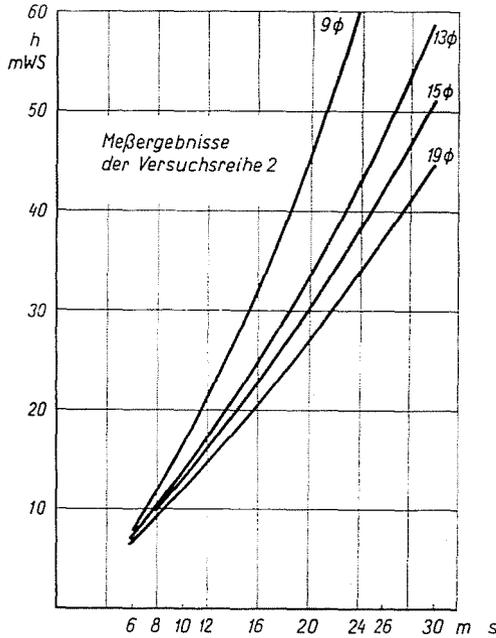


Abb. 8

werten wurden die Meßergebnisse durch Mittelwert gebildet und im Diagramm (Abb. 8) dargestellt.

Das Diagramm zeigt in der Funktion $s = f(h)$ die Meßergebnisse der vier Düsen. Man sieht, daß mit gleicher Druckhöhe h die Strahlhöhe bei kleineren Düsendurchmessern kleiner ist, obwohl die Austrittsgeschwindigkeit bei allen verwendeten Düsen wegen gleichen Düsenbeiwertes q und der gleichen Druckhöhe h die gleiche war.

Da nach dem in Abschnitt 2. dargelegten Zusammenhängen die Verluste der Strahlhöhe durch Reibung zwischen Wasser und Luft hervorgerufen werden, wächst die Gesamtenergie des Strahles mit zunehmenden Massenstrom schneller, als die Reibungsarbeit zunimmt.

Das ist offenbar darauf zurückzuführen, daß der Massenstrom mit dem Quadrat des Düsendurchmessers zunimmt, die Mantelfläche jedoch linear anwächst.

3.3. Die Versuchsreihe 3 — Versuche mit schrägen Wasserstrahlen

Die schrägen Wasserstrahlen wurden mit Hilfe der Versuchsanlage der Versuchsreihe 2 erzeugt. Es wurden die gleichen Düsen mit Durchmessern von 19, 13 und 10 mm verwendet.

Die Versuche beschränkten sich auf eine Druckhöhe bis zu 20 m WS bzw. 20...23 m Reichweite, da weder bei Feuerlöschanlagen in Gebäuden noch bei Springbrunnen längere Strahlen in Frage kommen werden.

Es wurden Strahlen mit verschiedenen Winkelstellungen gemessen. Jeder Versuch wurde mit verschiedenen Druckhöhen mehrfach wiederholt, so daß

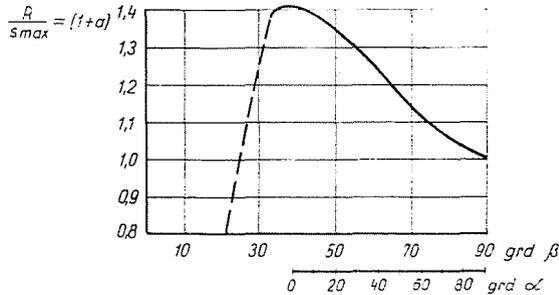


Abb. 9

für jede Druckhöhe eine größere Anzahl von Meßwerten zur Verfügung stand, aus denen der Mittelwert gebildet wurde.

Die Meßergebnisse sind in Tabelle 1 zusammengestellt, wobei gleichfalls die maximalen senkrechten Strahlhöhen s_{\max} angegeben sind. Zu jeden Strahlrohrwinkel β wurde das Verhältnis der Reichweite zur Strahlhöhe nach Gleichung (49) berechnet und unter Angabe des Koordinatenwinkels α in Tabelle 1 mitgeteilt. Der Mittelwert der Verhältniszahl $(1 + a)$ ist in Tabelle 2 übersichtlich wiedergegeben.

Zwischen der Reichweite und dem Abszissenwert y besteht der Zusammenhang

$$y = R \cos \alpha.$$

Unter Einführung der Gleichung (49) in vorstehenden Ausdruck erhält man

$$y = s_{\max} (1 + a) \cos \alpha.$$

Wie Tabelle 2 zeigt, wird die maximale Wurfweite y_{\max} bei $\beta = 38^\circ$ erreicht.

In diesem Falle ist die Reichweite gleich der Wurfweite und demzufolge $\alpha = 0$ bzw. $\cos \alpha = 1$.

Tabelle I

Meßergebnisse für schräge Wasserstrahlen

Düsendurchmesser: 19 mm

h in m WS	s_{\max} in m	Reichweite R in m bei			
		$\beta = 32^\circ$	$\beta = 48^\circ$ $z = 18^\circ$	$\beta = 60^\circ$ $z = 38^\circ$	$\beta = 68^\circ$ $z = 52^\circ$
5	4,4	5,75	6,00	5,50	5,25
10	8,6	11,50	11,75	10,75	10,00
14	11,6	15,50	15,75	14,50	13,50
16	13,1	17,50	17,75	16,25	15,25
18	14,5	19,50	19,75	18,00	17,00
20	15,8	21,25	21,50	19,50	18,50

Düsendurchmesser: 13 mm

h in m WS	s_{\max} in m	Reichweite R in m bei			
		$\beta = 32^\circ$	$\beta = 48^\circ$ $z = 18^\circ$	$\beta = 60^\circ$ $z = 38^\circ$	$\beta = 68^\circ$ $z = 52^\circ$
5	4,2	5,50	5,75	5,25	5,00
10	7,8	10,50	10,50	9,75	9,00
14	10,4	14,00	14,00	13,00	12,25
16	11,6	15,50	15,75	14,50	13,50
18	12,7	17,00	17,00	15,75	14,75
20	13,8	18,50	18,50	17,25	16,25

Düsendurchmesser: 10 mm

h in m WS	s_{\max} in m	Reichweite R in m bei			
		$\beta = 32^\circ$	$\beta = 48^\circ$ $z = 18^\circ$	$\beta = 60^\circ$ $z = 38^\circ$	$\beta = 68^\circ$ $z = 52^\circ$
5	3,9	5,25	5,25	4,75	4,50
10	7,1	9,50	9,50	8,75	8,25
14	9,3	12,50	12,50	11,50	10,75
16	10,4	14,00	14,00	13,00	12,25
18	11,4	15,25	15,50	14,25	13,25
20	12,3	16,50	16,50	15,25	14,50
24	14,0	18,75	19,00	17,50	16,25

Zur Vorausberechnung der maximalen Reichweite empfiehlt sich die Anwendung des aus den vorstehenden Zusammenhängen in Abb. 9 wiedergegebenen Diagramms.

Tabelle 2

β	$1 + a$	z
0	0,00	—
25	1,00	—
32	1,34	—
38	1,41	0
48	1,35	18
60	1,24	38
68	1,16	52
90	1,00	90

4. Entwicklung einer Berechnungsmethode für senkrechte Strahlen

4.1. Allgemeines

Wie schon in der Einleitung erwähnt, soll in dieser Arbeit eine Berechnungsmethode entwickelt werden, mit deren Hilfe die erforderliche Druckhöhe h für eine gewünschte Strahlhöhe s bei Verwendung einer Düse mit dem Durchmesser d und mit dem Düsenbeiwert vorausbestimmt werden kann.

In der Literatur [1—6] wird eine Berechnungsmethode angegeben, die aber den Düsenbeiwert φ nicht berücksichtigt. Ein Vergleich der gewonnenen Meßergebnisse mit den aus dieser Berechnungsmethode ermittelten Werten ergibt teilweise Abweichungen.

Ausgehend von den Meßergebnissen wird deshalb versucht, eine empirische Beziehung zu entwickeln, die unter Einbeziehung des Düsenbeiwertes φ eine genauere Berechnung der Strahlhöhe ergibt.

Die prinzipiellen Zusammenhänge sind im Abschnitt 1. mit Hilfe differentieller Ansätze dargelegt. Da eine geschlossene Integration unmöglich ist, kann nur die experimentelle Aussage weiterhelfen.

Die Ermittlung der empirischen Gleichung erfolgt so, daß zu den im Diagramm dargestellten Meßergebnissen eine Regressionsfunktion gesucht wird, welche den Meßpunkten bestmöglich entspricht.

4.2. Auswahl der Regressionsfunktion

Eine erste Analyse der Punkteschar (Abb. 8) zeigt, daß als Näherungsfunktionen Parabeln, Exponentialfunktionen oder evtl. logarithmische Funktionen in Frage kommen. Aus dem Aufbau der Gleichung (39) kann man ableiten und eine diesbezügliche Rechnung beweist es, daß eine Parabelfunktion

den vorliegenden Bedingungen am besten entspricht. Die allgemeine Form der Parabelgleichung lautet

$$y^* = a + bx + cx^2.$$

Sie entspricht jedoch nicht ohne weiteres den praktischen Erfordernissen, da für $x = 0$, $y = 0$ sein muß. Daher wurde von vornherein eine Zentralparabel mit der allgemeinen Form

$$y^* = bx + cx^2 \quad (50)$$

gewählt.

Nach dem Verfahren erhält man

$$\begin{aligned} f(b, c) &= \sum_{i=1}^n (y_i - y_i^*)^2 = \\ &= \sum_{i=1}^n [y_i - (bx_i + cx_i^2)]^2 = \text{Minimum,} \end{aligned}$$

so daß sich unter Weglassen der Indizes das Minimum durch partielle Ableitungen zu

$$\frac{\partial f(b, c)}{\partial b} = -2 \sum x(y - bx - cx^2) = 0$$

$$\frac{\partial f(b, c)}{\partial c} = -2 \sum x^2(y - bx - cx^2) = 0$$

ergibt.

Durch Ordnen kommt man auf die Normalgleichungen

$$\Sigma yx = b\Sigma x^2 + c\Sigma x^3 \quad (51)$$

$$\Sigma yx^2 = b\Sigma x^3 + c\Sigma x^4. \quad (52)$$

Substituiert man x durch s und y durch $\varphi^2 h$, so gehen die Beziehungen (51) und (52) in (53) und (54) über:

$$\Sigma \varphi^2 h s = b\Sigma s^2 + c\Sigma s^3 \quad (53)$$

$$\Sigma \varphi^2 h s^2 = b\Sigma s^3 + c\Sigma s^4. \quad (54)$$

Die weitere Berechnung läßt sich am besten in Tabellenform durchführen.

Die erste Berechnungsreihe, in der $\varphi^2 h = f(s)$ gesetzt wurde, ergab für die einzelnen Durchmesser folgende Gleichungen:

Düsendurchmesser

d_0 in mm

$$\begin{aligned} 19 & \quad q^2 h = 1,008 s + 0,0118 s^2 \\ 15 & \quad q^2 h = 1,000 s + 0,0185 s^2 \\ 13 & \quad q^2 h = 0,995 s + 0,0258 s^2 \\ 9 & \quad q^2 h = 0,990 s + 0,0550 s^2. \end{aligned} \quad (55)$$

Die Ergebnisse entsprechen völlig den Erwartungen und ermutigen zur Entwicklung eines halbempirischen Ansatzes. Schreibt man nämlich gemäß Gleichung (29)

$$\frac{\Delta p}{s} = \frac{q^2 h - s}{s} = (b - 1) + c s = \lambda \frac{1}{d_0} \frac{\rho}{2} \bar{w}^2,$$

so erhält man die folgende zwei Beziehungen:

$$\begin{aligned} q^2 h &= s + \lambda \frac{s}{d_0} \frac{\rho}{2} \bar{w}^2 \\ q^2 h &= b s + c s^2. \end{aligned} \quad (56)$$

Nach den Koeffizienten der Zahlenwertgleichungen (55) läßt sich b als Funktion von d_0 darstellen: $b = 0,97 + \frac{d_0}{0,5}$

Es läßt sich schreiben

$$\begin{aligned} q^2 h &= \left(1 - 0,03 + \frac{d_0}{0,5} \right) s + c s^2 = \\ &= s - \left(0,03 - \frac{d_0}{0,5} \right) s + c s^2. \end{aligned}$$

In die Form der Gleichung (56) gebracht, erhält man:

$$q^2 h = s - \left[\left(0,03 - \frac{d_0}{0,5} \right) \frac{2d_0}{s d_0} - \frac{2d_0 c}{\rho} \right] \frac{\rho}{2} \frac{s^2}{d_0} \quad (57)$$

$$q^2 h = s + \lambda^* \frac{s}{d_0} \frac{\rho}{2} s. \quad (58)$$

Der Vergleich des Ausdruckes (58) mit der Beziehung (56) zeigt, daß die mittlere Geschwindigkeit u , s proportional ist, was nach Gleichung (24) keinesfalls verwunderlich ist.

Eine Analyse des Gliedes $2d_0c/q$ liefert den Zusammenhang

$$\frac{K}{q d_0} = \frac{2d_0^2 c}{q d_0} = 860 \cdot 10^{-8} \frac{1}{q d_0}.$$

Damit erhält man für den Reibungsbeiwert

$$\lambda^* = \frac{860 \cdot 10^{-8}}{q d_0} - 2 \frac{d_0}{qs} \left[0,03 - \frac{d_0}{0,5} \right].$$

Nach Gleichung (25) wäre λ als Funktion von Re zu erwarten gewesen. Dieser Zusammenhang würde sich ohne weiteres herstellen lassen, wenn für die Regressionsfunktion eine lineare Exponentialfunktion dritter Ordnung gewählt worden wäre. Ein solcher Ansatz hätte die Rechnung unnötig kompliziert und eine Genauigkeit des Ergebnisses vorgetäuscht, die in der Tat nicht erwartet werden kann und auch keine praktische Bedeutung hat. Auch hätte λ explizit als Regressionsfunktion ermittelt werden können, was jedoch die physikalische Anschaulichkeit der Ableitung gemindert hätte.

Unter Bezugnahme auf Gleichung (57) kann man nunmehr schreiben:

$$h = \frac{1}{q^2} \left[\frac{860 \cdot 10^{-8}}{2d_0^2} s^2 + \left(0,97 + \frac{d_0}{0,5} \right) s \right]$$

oder

$$h = \frac{1}{q^2} \left[\frac{4,3 \cdot 10^{-6}}{d_0^2} s^2 + \left(0,97 + \frac{d_0}{0,5} \right) s \right]. \quad (59)$$

Zusammenfassung

Nach einer einführenden Betrachtung über die Strömungsvorgänge in Wasserstrahldüsen sowie die zweckmäßige Ausbildung der Düsenmündungen wird eine weitergehende theoretische Aussage über das Verhalten des freien Wasserstrahles gemacht. Dabei wird besonders der Einfluß der inneren und äußeren Reibung untersucht. Die Ausführungen beziehen sich sowohl auf den senkrechten als auch auf den schrägen Wasserstrahl.

Diesen theoretischen Überlegungen schließt sich eine Beschreibung der Versuchsanordnungen und eine Zusammenfassung der Versuchsergebnisse an.

Mit Hilfe von Regressionsfunktionen werden die Versuchsergebnisse einheitlich dargestellt und eine Beziehung für den Reibungsverlust des freien Wasserstrahles entwickelt.

Es wurde gezeigt, daß der erforderliche Druck vor der Düse als Funktion des Düsenbeiwertes, des Düsendurchmessers und der angestrebten Steighöhe des Wasserstrahles darstellbar ist.

Des weiteren wurde eine Gleichung für den schrägen Wasserstrahl entwickelt.

Literatur

1. FLOUM/HOBER: Kleine Fachbücherei der Feuerwehr-Löschwasserversorgung. Berlin 1962.
2. OHNESORGE, W. VON: Die Bildung von Tropfen an Düsen und Auflösung flüssiger Strahlen. ZAMM, Nr. 16. S. 335. 1936.
3. FRIDMAN, B. E.: Zusammenhang zwischen der Leistung des Strahlrohres und der Form des Strahles (russisch). Gidrotechnotscheskoe Stroitelstwo. Moskau, Januar 1955.
4. LOBATSCHEW, I. G.: Feuerlöschanlagen (russisch). Moskau 1949.
5. TARASOW/AGALOKOW: Praktische Hydraulik in der Feuerwehr. Moskau/Leningrad 1950.
6. ZUNKER, F.: Grundsätzliches zur landwirtschaftlichen Abwasserwertung. Sonderdruck WWT Aug. 1955. VEB Verlag Technik, Berlin.
7. PATTANTYÚS, Á. G.: Strömungslehre (ungarisch). Budapest. 1951.
8. RECKNAGEL, A.: Physik—Mechanik. Verlag Technik. Berlin 1955.
9. RICHTER, H.: Rohrhydraulik. Springer Verlag, Wien. 1954.
10. VOGEL, R.: Theoretische und experimentelle Untersuchungen an Strahlapparaten. Maschinenbautechnik 5, Heft 12 (1956).

A. Endre DESTEK, Budapest XI., Stoczek u. 2—4, Ungarn