

SONDERABDRUCK
aus dem „Zentralblatt der Bauverwaltung“ 1909.

Herausgegeben im Ministerium der öffentlichen Arbeiten.

Über verschiedene Formen Pitotscher Röhren.

1. Die Geschwindigkeit von Wasserströmungen kann man dadurch messen, daß der Druck an einer, mit ihrer Mündung der Strömung entgegengerichteten Röhre höher ist (Staudruck), als an einer Öffnung, an der das Wasser ohne Aufstau vorbeistreicht. (Letzterer ist der Druck, der in der Strömung an der betreffenden Stelle herrscht, wenn keine Störung durch das eintauchende Meßrohr erfolgt.) Die Differenz der beiden Drücke ist

$$\Delta p = \frac{\gamma v^2}{2g}$$

oder in Druckhöhe der gleichen Flüssigkeit gemessen

$$\Delta h = \frac{v^2}{2g}.$$

Die gebräuchlichen Formen solcher Pitotschen Röhren weichen von dieser Formel ab, indem bei ihnen die Anordnung der Röhren und die Strömung um diese den obigen Angaben nicht immer entspricht. Auch hier aber sollte nach dem Gesetz der mechanischen Ähnlichkeit die Proportionalität mit $\frac{v^2}{2g}$ gewahrt bleiben, und wir erhalten die Eichungsformel:

$$\Delta h = c \cdot \frac{v^2}{2g}$$

wobei c durch Eichung zu bestimmen ist.

In der hiesigen Versuchsanstalt für Wasserbau und Schiffbau fand ich eine Reihe geeichter Röhren vor, hatte auch Gelegenheit, neue ausführen zu lassen (Abb. 1). Über die Ergebnisse dieser Untersuchungen soll hier berichtet werden. Sie dienen teils zur Beurteilung der praktischen Brauchbarkeit, teils zur Aufklärung über den Verlauf der Strömung im Störungsgebiet solcher Röhren.

2. Die nächstliegende Form (Abb. 1a), in der man obigen Gedanken verwirklichen kann: ein gebogenes Druckrohr und ein gerades Rohr für den statischen Druck ins Wasser zu tauchen, entspricht den angenommenen Verhältnissen insofern nicht, als die Strömung am statischen Rohr nicht vorbeifließt, sondern sich staut; und so teils durch Reibung, teils auch wohl, weil die Geschwindigkeit der zusammengedrückten Strömung höher ist als die zu messende, einen Unterdruck in der Rohrmündung erzeugt. Der Beiwert c dieser Röhre ist daher auch $c = 1,82$. Die so gestörte Strömung ist in ihrem Verlauf abhängig von der Nähe des Bodens, wodurch auch der Wert von c für Messungen in der Nähe des Bodens sich ändert.

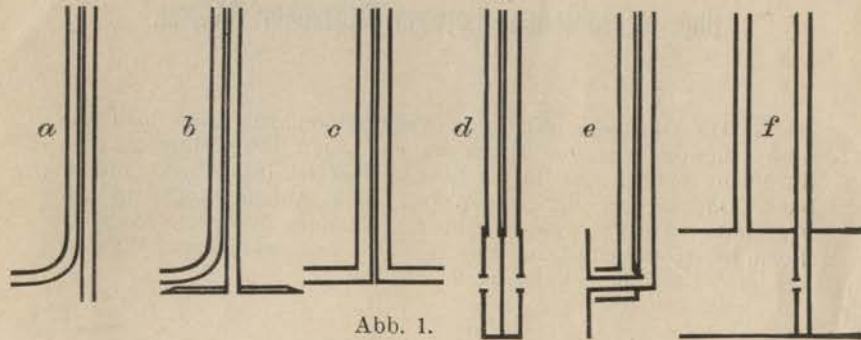


Abb. 1.

Eine Verbesserung (Abb. 1b), die hier seit langem in Gebrauch ist: das statische Rohr mit einer scharfrandigen Scheibe zu versehen, vermeidet den Anstau, bei ihr ist in der Tat nahezu $c = 1$. Diese Form ist wohl die zuverlässigste, die wir besitzen.

Über die in Abb. 1c dargestellte Form herrscht die weitverbreitete Meinung, daß sie „theoretisch“ den doppelten Druckunterschied, $c = 2$, ergeben müßte, eine Meinung, die wohl daraus entstanden ist, daß man mit der Umkehrung des Rohres auch eine Vorzeichenänderung des Druckes erwartete. Tatsächlich sind die Vorgänge vor und hinter der Röhre so grundverschiedener Natur, daß ein so einfacher Schluß oder auch die Anwendung der alten Newtonschen Auffassung vom Stoßdruck, nicht ernstlich in Betracht kommen kann. Tatsächlich ist hier $c = 1,18$.

Außerdem liegen mir Eichungsergebnisse über zwei andere Formen vor.

Für eine runde Dose (Abb. 1d) mit Öffnung vorn und hinten: $c = 1,48$, und für eine Stauscheibe (1e), bei der der Druck im ruhenden (?) Wasser hinter der Scheibe gemessen werden soll, $c = 1,53$. Eine Röhre (Abb. 1f) mit „Schutzrohr“, die ich in der Absicht anfertigen ließ, die Meßstellen von der Nähe des Bodens unabhängig zu machen, gab infolge der Reibung $c = 0,8$ kleiner als 1, erwies sich aber

als äußerst abhängig von kleinen Richtungsänderungen gegen die Strömung, so daß sie nicht zu empfehlen ist.

3. Hatten wir hier den Beiwert c nur durch Eichung bestimmt, so kann man bei anderen Formen ihn in einiger Übereinstimmung mit der Eichung rechnerisch ermitteln. Bei einer Röhre Darcyscher Form von nebenstehenden Abmessungen (Abb. 2) ergab die Eichung $c = 1,08$, was sich so erklärt, daß die Röhre die Stromlinien des Wassers verdrängt und dadurch zunächst an ihren Seiten eine Geschwindigkeitserhöhung veranlaßt, die sich erst allmählich mit der Umgebung ausgleicht. Höhere Geschwindigkeit hat einen geringeren Druck an den seitlichen Löchern zur Folge.

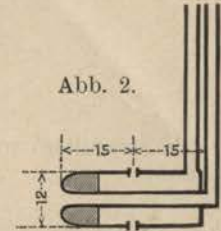


Abb. 2.

4. Einen mathematischen Ausdruck für die Verteilung der Geschwindigkeiten in dieser Strömung gewinnt man dadurch, daß man in eine parallele Strömung eine Quelle hineingesetzt denkt: das Wasser

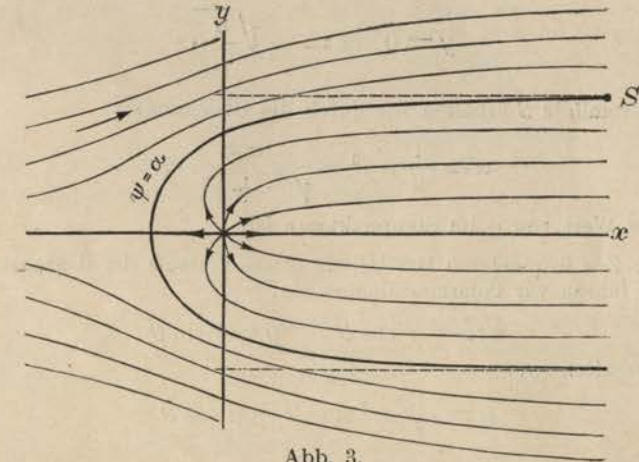


Abb. 3.

der Quelle wird dann nach rechts mitgeschoben und man kann sich die Stromlinie S in nebenstehender Abb. 3 als Begrenzung einer Darcyschen Röhre denken. Die ganze Figur muß natürlich um die x -Achse gedreht werden. Der mathematische Ausdruck für die Strömung außerhalb von S stellt die gesuchte Geschwindigkeit dar. Das Potential unserer vereinigten Strömung ist nun

$$\varphi = u x - \frac{\alpha}{r},$$

wobei \bar{u} die Geschwindigkeit der parallelen Strömung ist, und die Ergiebigkeit α der Quelle nachher mit der Rohrdicke in Verbindung gebracht werden muß. Die Geschwindigkeitskomponenten sind:

$$u = \bar{u} + \frac{\alpha x}{\sqrt{x^2 + y^2}^3}$$

$$v = \frac{\alpha y}{\sqrt{x^2 + y^2}^3}$$

Die Stromlinien werden dargestellt durch die Stokessche Stromfunktion:

$$\psi = \frac{1}{2} \bar{u} y^2 - \frac{\alpha x}{\sqrt{x^2 + y^2}} = \int^y u \cdot y \cdot dy = - \int^x v \cdot y \cdot dx$$

wobei jedem gegebenen Werte von ψ (Niveaukurvenbild) eine Stromlinie entspricht. Die Lage des Staupunktes (Kopf der Röhre) folgt aus

$$u = 0, \quad v = 0$$

zu:

$$y = 0 \quad x = -\sqrt{\frac{\alpha}{\bar{u}}}$$

Die Stromlinie S erhalten wir durch die Gleichung:

$$\alpha = \frac{1}{2} \bar{u} y^2 - \frac{\alpha x}{\sqrt{x^2 + y^2}},$$

da der Wert von ψ im Staupunkt $= \alpha$ ist.

5. Zur bequemeren Darstellung dieses Verlaufs der Begrenzungskurve führen wir Polarkoordinaten ein:

$$x = -r \cos \vartheta \quad y = r \sin \vartheta$$

und erhalten so:

$$\alpha = \frac{1}{2} \bar{u} r^2 \sin^2 \vartheta + \alpha \cos \vartheta$$

oder:

$$r = \sqrt{\frac{\alpha}{\bar{u}} \cdot \frac{1}{\cos \frac{\vartheta}{2}}}$$

Man kann hieraus sofort den Verlauf der Kurve S übersehen und findet für $\vartheta = 0$ mit

$$-x = r = \sqrt{\frac{\alpha}{\bar{u}}}$$

unseren Staupunkt wieder.

Für $\vartheta = \frac{\pi}{2}$ ist

$$y = r = \sqrt{2} \cdot \sqrt{\frac{\alpha}{\bar{u}}}$$

und die Dicke der Röhre erscheint als

$$D = 2r \sin \vartheta = 4 \sqrt{\frac{\alpha}{\bar{u}}} \sin \frac{\vartheta}{2}$$

für $\vartheta = \pi$, also

$$D = 4 \sqrt{\frac{\alpha}{\bar{u}}},$$

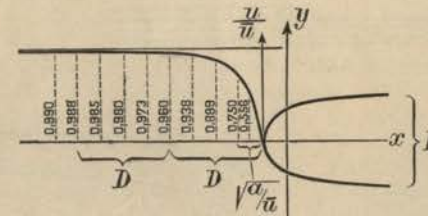


Abb. 4.

woraus sich auch umgekehrt für gegebene Dicke α berechnen läßt. Natürlich erhalten wir auf diese Weise nur eine ganz besondere Form der Begrenzungskurve unserer Röhre, die uns aber als Beispiel geeignet ist. Um beiläufig zu zeigen, wie weit der Stau der Röhre reicht, ist

in Abb. 4 aufgetragen, wie die Geschwindigkeit u auf der x -Achse ($y = 0$) von \bar{u} zum Staupunkt herabsinkt

$$u = \bar{u} + \frac{\alpha x}{r^3} = \bar{u} \left(1 - \frac{\alpha}{\bar{u}} \cdot \frac{1}{x^2} \right).$$

6. Das Geschwindigkeitsquadrat und damit der Druck, den wir an Löchern in der (durch Drehung der Kurve S bestimmten) Röhrenwand messen, hat nach den Formeln in (4) den Wert:

$$u^2 + v^2 = \bar{u}^2 + \frac{2 \alpha \bar{u} x}{r^3} + \frac{\alpha^2}{r^4}.$$

An der Spitze der Röhre ist $u^2 + v^2 = 0$, wir haben also nur den Wert von $u^2 + v^2$ an der Stelle, wo die seitlichen Löcher liegen, auszurechnen und erhalten für den Beiwert

$$c = \frac{u^2 + v^2}{\bar{u}^2}$$

$$c = 1 + 2 \frac{\alpha}{\bar{u}} \frac{x}{r^3} + \left(\frac{\alpha}{\bar{u}} \right)^2 \cdot \frac{1}{r^4}$$

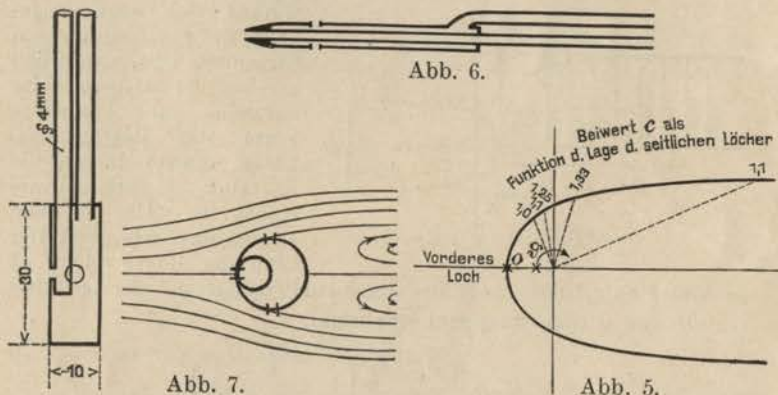
oder mit

$$r = \sqrt{\frac{\alpha}{u}} \frac{1}{\cos \frac{\vartheta}{2}}$$

$$c = 1 - 2 \cos \vartheta \cos^2 \frac{\vartheta}{2} + \cos^4 \frac{\vartheta}{2}$$

$$c = 1 + \cos^2 \frac{\vartheta}{2} \left(2 - 3 \cos^2 \frac{\vartheta}{2} \right).$$

Hieraus läßt sich der Wert von c als Funktion der Lage der seitlichen Löcher unserer Röhre in Abb. 2 übersehen. Messen wir den



Winkel ϑ (Abb. 5) zwischen Rohrachse und der Richtung nach dem Loch von einem Punkte aus, der etwa um $\frac{1}{4}$ der Rohrdicke hinter ihrem Kopf liegt, so ist $c=1$ für $\vartheta=70\frac{1}{2}^\circ$, $c=1,1$ für $\vartheta=76\frac{1}{3}^\circ$ und 153° . Letzteres mag ungefähr der Lage bei unserer Röhre entsprechen. Einen größtmöglichen Wert nimmt c bei $\vartheta=109\frac{1}{2}^\circ$ mit 1,33 an. Hier ist also das Quadrat der Geschwindigkeit infolge der Verdrängung der Stromlinien um $\frac{1}{3}$, die Geschwindigkeit selbst also um $15\frac{1}{2}$ vH. größer als im freien Strom. Eine Röhre nebenstehender Form (Abb. 6), die zur Messung von Geschwindigkeiten in engen Öffnungen dient, ergibt nach dieser Rechnungsweise ($\vartheta=170^\circ$) $c=1,015$. Die Eichung ergab für kleinere Geschwindigkeiten c etwas kleiner als 1, später, über 100 cm/Sek., bis 1,016 steigend.

7. In ähnlicher Weise läßt sich der zu erwartende Wert von c bei folgender Anordnung ermitteln. Am Umfang eines Zylinders (Abb. 7), der senkrecht zur Strömungsrichtung des Wassers gestellt wird, ist der Strömung entgegen das Druckloch angebracht, von dem eine besondere Röhre hinausführt, die seitlichen Löcher stehen frei

mit dem Inneren des Zylinders in Verbindung, das oben und unten abgeschlossen und durch eine Röhre mit dem zweiten Manometerschenkel verbunden ist. Ich entwarf diese Röhre in der Absicht, möglichste Unabhängigkeit von der Nähe des Bodens zu erreichen, denn wenn die Röhre genügend lang ist, so daß der Einfluß des Endes nicht in Frage kommt, so wird die Strömung in verschiedenen Schichten nahezu unabhängig voneinander. Ganz kann sich diese Erwartung natürlich nicht erfüllen, denn verschiedene Geschwindigkeiten in benachbarten Schichten würden bei rein wagerechter Strömung verschiedenen Staudruck erreichen; die Schichten größerer Geschwindigkeit streben also danach, sich unter Verdrängung der benachbarten auszudehnen, wodurch der Staudruck in ihnen geringer wird, bis auch in senkrechter Richtung Gleichgewicht zwischen Druckgefälle und Beschleunigung erreicht ist. Auch die freie Oberfläche äußert sich in ähnlicher Weise störend.

Ein praktischer Vorteil dieser Bauart liegt in ihrer handlichen Form. Es ist ein derber Stab, der nur drei Löcher, aber keine leicht abbrechenden Teile besitzt. Bei genügender Länge kann sie unmittelbar mit dem Manometer verbunden als einheitliches Meßgerät ausgestaltet werden. Auch hier ist jedenfalls ein höherer Beiwert zu erwarten, da auch hier die Strömung durch Verdrängung an den Seiten beschleunigt ist. Wir stellen das Bild der Stromlinien außerhalb der Röhre und des Kielwassers wieder durch eine Quelle in paralleler Strömung her, der Unterschied gegen Nr. 3 ist nur der, daß der Vorgang hier in parallelen Ebenen der gleiche ist, während in Nr. 4 die Stromlinien bei Drehung um die x -Achse ungeändert blieben.

8. Der Gang der Rechnung sei hier nur kurz dargelegt, das Ergebnis findet sich dann im Anfang des nächsten Absatzes (9). Schreiben wir

$$z = x + iy \quad \chi = \varphi + i\psi,$$

so ist das komplexe Potential der Strömung:

$$\chi = \bar{u} (z + \alpha \ln z)$$

$$\varphi = \bar{u} (x + \alpha \ln r)$$

$$\psi = \bar{u} \left(y + \alpha \operatorname{arctg} \frac{y}{x} \right).$$

Die Geschwindigkeiten folgen aus:

$$u - iv = \bar{u} \left(1 + \frac{\alpha}{z} \right).$$

Der Staupunkt liegt bei $z = -\alpha$ und hier ist $\psi = \bar{u}\pi$. Die Gleichung unserer Randstromlinie S ist also:

$$\pi\alpha = y + \alpha \operatorname{arctg} \frac{y}{x}.$$

9. Unter Einführung des Winkels

$$w = \pi - \operatorname{arctg} \frac{y}{x}$$

nimmt die Gleichung der Kurve S die übersichtliche Form an:

$$y = \alpha w,$$

woraus sich für $w = \frac{\pi}{2}$, $y = \frac{\alpha \pi}{2}$ und für $w = \pi$ die halbe Dicke des von der Quellströmung ausgefüllten Bandes zu $\alpha \pi$ berechnet.

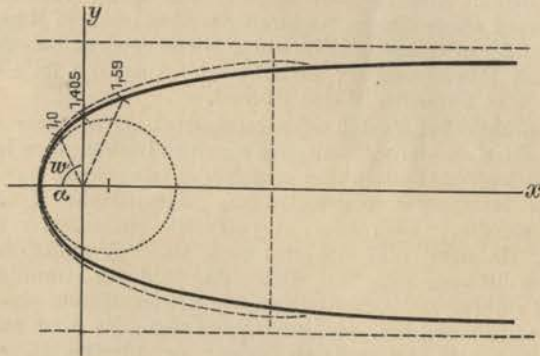


Abb. 8.

Die Frage, welchem Kreisquerschnitt die so errechnete Begrenzung eines Kielwassers annähernd entspricht, ist kaum zu beantworten. Der Krümmungskreis der Kurve im Scheitelpunkt hat den Halbmesser $\frac{3}{2} \alpha$ (Abb. 8). Die Ellipse, die im selben Punkte in vierter Ordnung berührt, hat die Halbachsen:

$$a = 5 \cdot \alpha; \quad b = \sqrt{\frac{15}{2}} \cdot \alpha = 2,740 \cdot \alpha.$$

Die besten Anpassungen sind dies keineswegs, da sie als „Grenzwerte“ in einseitiger Weise den vordersten Punkt berücksichtigen.

10. Die Geschwindigkeit ist hier

$$u^2 + v^2 = \bar{u}^2 \left(1 + \frac{\alpha}{x + iy}\right) \left(1 + \frac{\alpha}{x - iy}\right)$$

also der Beiwert c

$$c = 1 + \frac{2 x \alpha}{r^2} + \frac{\alpha^2}{r^2}$$

und auf der Stromlinie S , wo $y = \alpha w$, $r = \frac{\alpha w}{\sin w}$, $x = -\alpha w \cdot \operatorname{ctg} w$ ist:

$$c = \frac{w^2 - w \sin 2w + \sin^2 w}{w^2}$$

Für $w = \frac{\pi}{2}$ ist $c = 1,405$, es erreicht einen Größtwert für $w = 116\frac{1}{2}^\circ$ mit $c = 1,59$.

Ferner ist $c = 1$ für

$$w_1 \sin 2w_1 = \sin^2 w_1$$

oder

$$\operatorname{tg} w_1 = 2 w_1$$

$$w_1 = 1,163 \sim 66,8^\circ.$$

Die Anpassung der berechneten Form an die Strömung um die Röhre von kreisförmigem oder elliptischem Querschnitt ist hier nicht so gut wie oben bei der Darcyschne Röhre. Es ist nicht zu erwarten, daß das Kielwasser der Röhre denselben Einfluß, wie die verhältnismäßig breite Fortsetzung der Stromgrenze S ausübt.

11. Die Eichungen solcher Röhren umfaßten mit Rücksicht auf das verfügbare Wassermanometer nur den Bereich von 50 cm/Sek. bis 200 cm/Sek. und wurden vorgenommen mit zwei Röhren der in Abb. 7 u. 9 angegebenen Abmessungen. Die kleinere konnte durch Ansatzstücke verlängert werden. Es ergab sich zunächst, daß die seitlichen Löcher nicht um 90° von der Stromrichtung abliegen dürfen, weil sie dann gerade an der Ablösungsstelle des Kielwassers liegen, was zu sehr ungenauen Angaben (etwa ± 5 vH. Unsicherheit in c , also $\pm 2,5$ vH. Ungenauigkeit in der Geschwindigkeitsmessung¹⁾ führt. Nur bei kurzer Röhre (kleine Röhre ohne Ansatzstück) war der Erfahrungswert ziemlich unveränderlich $c = 1,51$; (Ungenauigkeit in $c: \pm 3$ vH. bei einer Geschwindigkeitsmessung $\pm 1,5$ vH.) In diesem Falle fand jedenfalls ein starkes Abströmen des Wassers nach dem freien Ende und dadurch eine Verlegung der Ablösungsstelle statt. Sonst lagen die Werte von c bei der verlängerten kleinen Röhre bei Geschwindigkeiten bis 100 cm/Sek. zwischen 1,6 und 1,8, gingen dann unter starken Schwankungen bis etwa 2,0 und sanken

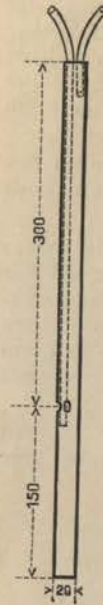


Abb. 9.

¹⁾ Da $h = c \frac{v^2}{2g}$, so ist: $\frac{\delta h}{h} = \frac{\delta c}{c} + 2 \frac{\delta v}{v}$; neben dem Ablesungsfehler δh hat also eine Ungenauigkeit in der Annahme des Wertes von c einen Fehler in der Geschwindigkeitsmessung gemäß der Gleichung $\frac{\delta v}{v} = \frac{1}{2} \frac{\delta c}{c}$ zur Folge. Es ist eine Eigentümlichkeit der Potenzenformeln, daß man für die Fehler im Verhältnis zum ursprünglichen Wert $\frac{\delta v}{v}$ oder auch für die in Hundertteilen ausgedrückten Fehler so einfache Beziehungen erhält, die nur von den Potenzexponenten abhängig sind.

bei mehr als 150 cm/Sek. wieder auf 1,7 bis 1,9. Vermutlich hängt dies mit einer Verlagerung des Ablösungspunktes zusammen, der vielleicht zwischen 100 und 150 cm/Sek. über die seitlichen Löcher fortwandert. Auch die Nähe der freien Oberfläche (15 cm über den Löchern) mag bei dieser Verlagerung mitgewirkt haben. Bei 140 cm/Sek. begann sich ein deutlich sichtbarer Sog hinter der Röhre zu bilden, der bei 190 cm/Sek. fast die Löcher erreichte.

Bei der längeren Röhre lag c unter großen Schwankungen fast stets über 2,0. Jedenfalls sind die Röhren in dieser Form noch nicht geeignet.

12. Verbesserungen bestanden darin, daß ich erstens die Löcher nicht rund, sondern länglich und schmal machen ließ, was mit der Kreisform ja verträglich ist. Da nämlich bei 200 cm/Sek. der Druckunterschied zwischen den etwa 15 mm voneinander entfernten Löchern 40 cm Wassersäule beträgt, so kommt auf eine Lochbreite von 2 mm ein Druckunterschied von durchschnittlich 5 cm Wassersäule, was Ungenauigkeiten erklärlich macht.

Zweitens wurden die seitlichen Löcher auf etwa 60° Abstand von vorn vorgerückt (Abb. 10). Das Ergebnis war eine ruhigere

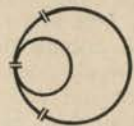


Abb. 10.

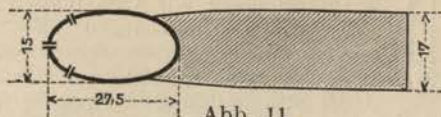


Abb. 11.

Ablesung. Der Beiwert stieg zwischen 50 und 200 cm/Sek. ziemlich gleichmäßig von 1,5 bis 1,8; — im Widerspruch mit der mechanischen Ähnlichkeit.

Die Röhre erscheint mir nunmehr brauchbar.

Eine Röhre von elliptischem Querschnitt (Längen wie Abb. 9, Querschnitt Abb. 11), deren Löcher so angebracht waren, wie es dem größten Wert aus Nr. 10 entsprach, ergab nicht 1,59 sondern einen von 1,7 bis 1,9 ziemlich gleichmäßig steigenden Beiwert. Daß diese Abweichung nicht der Unzuverlässigkeit des Rechnungsverfahrens zugeschrieben zu werden braucht, ergibt sich daraus, daß eine Ergänzung der Röhre durch einen vorläufig aus Holz hergestellten Körper (in Abb. 11 schraffiert) eine bedeutende Herabsetzung des Beiwertes ergab. Je nach der Form des Anschlusses an die eigentliche Röhre erhielt ich bei zwei Versuchen der Art $c = 1,0$ und 1,4. Es folgt hieraus also lediglich, daß der Wert stark von der besonderen Form abhängt und daß man gut tut, sich in der Anwendung auf festbestimmte Formen (Kreisquerschnitt) zu beschränken.

13. Schließlich ist noch zu untersuchen, welchen Einfluß eine Drehung des Rohres aus seiner Grundstellung (Abb. 7) auf die Ablesung ausübt.

Der Winkel gegen die Grundstellung sei w . Der Wert von c nimmt bei der zylindrischen Röhre mit wachsendem w ab, da das vordere Loch aus der Stelle höchsten Druckes herausgedreht wird. Aus Symmetriegründen kann die Abweichung nur von w^2 abhängen. Die Untersuchungen wurden für Abweichungen bis zu $w = 20^\circ$ geführt. Für die verhältnismäßige Änderung von c kann man innerhalb dieses Meßbereiches schreiben:

$$\frac{c - c_0}{c_0} = -\gamma \cdot \left(\frac{w}{90^\circ}\right)^2,$$

wobei c_0 der Beiwert für die Grundstellung ($w = 0$) und γ eine zu bestimmende Zahl ist. Die Schreibweise $\frac{w}{90^\circ}$ beseitigt jede Unsicherheit bezüglich des Maßes, in dem w gemessen werden soll, und gibt dem Beiwert γ bequemere Werte. Dem Wunsche, bei einer Schrägstellung des Rohres die Komponente der Geschwindigkeit zu messen, würde die Formel

$$h = c_0 \cdot \frac{v^2 \cos^2 w}{2g}$$

also $c = c_0 \cos^2 w$ entsprechen. Für kleine Winkel ist dies

$$\frac{c - c_0}{c_0} = -w^2 = -\frac{\pi^2}{4} \left(\frac{w}{\frac{1}{2}\pi}\right)^2.$$

Es müßte also $\gamma = 2,47$ sein.

In Wirklichkeit ergab sich für die Röhre von elliptischem Querschnitt $\gamma = 10$, für die Kreisröhre (60° Winkel) $\gamma = 7$. Da es sich nur um Abschätzung der Fehler handelt, die eine Abweichung aus dem Stromstrich veranlaßt, so genügt diese Genauigkeit. Bei 10° Abweichung der Kreisröhre aus der Grundstellung ist also die verhältnismäßige Änderung des Beiwertes:

$$\frac{c - c_0}{c_0} = -7 \cdot \left(\frac{1}{9}\right)^2 = -0,086 = 8,6 \text{ vH.}$$

Der dadurch verursachte Fehler in einer Bestimmung des Wertes der Geschwindigkeit ohne Rücksicht auf ihre Richtung ist also 4,3 vH., die Abweichung von der Bestimmung der Komponente 2,8 vH.

14. Bei den Röhren Abb. 1b und Abb. 6 ist die Abhängigkeit vom Winkel weniger einfach, die obige Interpolationsformel wird unbrauchbar, denn bei ihnen steigt der Wert von c etwa bis $w = 10^\circ$ zunächst an, um dann für noch größere Winkelwerte wieder abzunehmen. Das Mittel von c für alle Geschwindigkeiten²⁾ ist:

²⁾ Auch hier wird entgegen dem Gesetz der mechanischen Ähnlichkeit der Beiwert mit wachsender Geschwindigkeit etwas größer.

für $w =$	0°	5°	10°	20°	30°
bei der Röhre mit Scheibe (Abb. 1b)	0,975	—	1,017	0,998	0,854
bei der Röhre Darcyscher Form (Abb. 6)	0,998	1,030	1,033	1,089	—

Auch bei Beobachtungen, die sich über alle Werte des Winkels erstrecken³⁾, stellt sich heraus, daß die Erwartung, die Komponente zu messen, in keiner Weise zutrifft.

Berlin, Versuchsanstalt für Wasserbau
und Schiffbau.

H. Blasius.

³⁾ Vergl. K. Ellon: Über die Messung von Wassergeschwindigkeiten mit der Pitotschen Röhre. Zeitschr. d. Vereins d. Ing. 1909, S. 989.