Zur Theorie der Staukugel

Autor(en): **K.H.G.**

Objekttyp: **Article**

Zeitschrift: **Schweizerische Bauzeitung**

Band (Jahr): **105/106 (1935)**

Heft 8

PDF erstellt am: **27.04.2024**

Persistenter Link: https://doi.org/10.5169/seals-47395

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.
Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.
Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

Ein Dienst der *ETH-Bibliothek*
ETH Zürich, Rämistrasse 101, 8092 Zürich, Schweiz, www.library.ethz.ch

http://www.e-periodica.ch

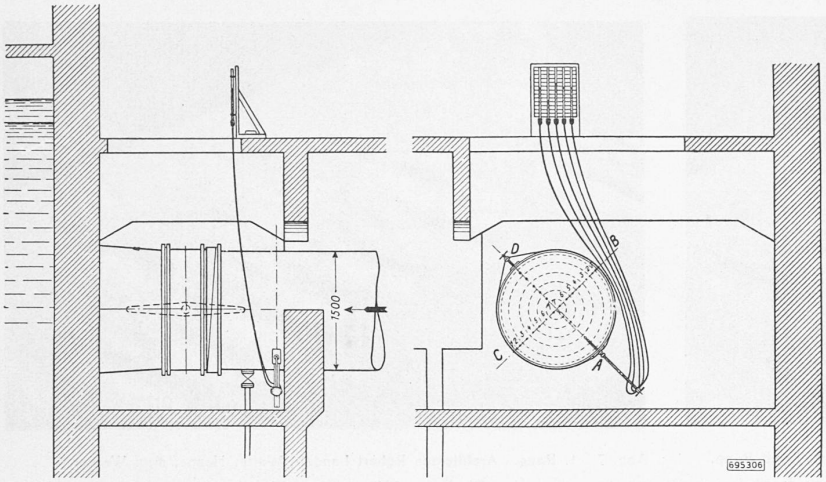

Abb. 7 und 8. Bestimmung der Wassermenge mittels Staukugel in der Anlage gemäss Abb. 1.

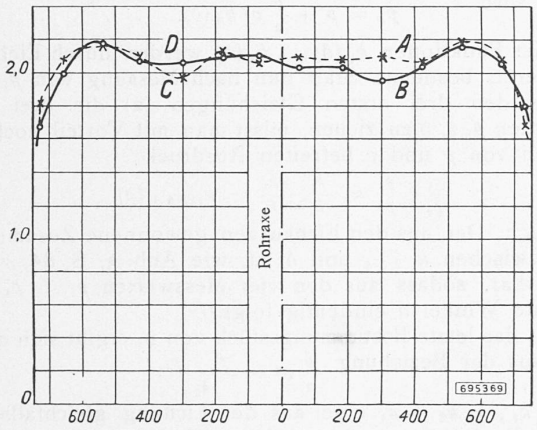

Abb. 9. Geschwindigkeitsprofile in der Druckleitung lt. Abb. 7 u. 8. v_n in m/sec (Geschwindigkeits-Komponente senkrecht zur Messebene).

Die Abb. 7 und 8 zeigen schematisch die Messanordnung in der Kontrollkammer der Drosselklappe, dem einzig zugänglichen Ort. Die Messtellen, in denen die Geschwindigkeiten bestimmt wurden, lagen 120 mm voneinander entfernt auf zwei senkrecht zueinanderstehenden Durchmessern, die sich ihrerseits etwa 400 mm oberhalb der Drosselklappe befanden. Der Durchmesser der Leitung betrug 1500 mm, die mittlere Fördermenge 3,5 m³/s. Die Drücke wurden an einem Wassersäulenmanometer abgelesen, worauf sich nach der oben angegebenen Berechnungsmethode die Durchflussmenge bestimmen liess; Abb. 9 zeigt die beiden Geschwindigkeitsprofile einer der gemessenen Fördermengen.

Die Versuche zeigen deutlich, dass es möglich ist, die Wassermenge einer Pumpe oder einer Turbine durch Feststellung der Geschwindigkeiten mittels der Staukugel zu messen, wobei die Genauigkeit jener der Flügelmessung mindestens gleich ist. Die Fehler, die sich sonst aus der ungenügenden Parallelität der Strömung ergeben, sind bei der Staukugelmessung ausgeschaltet. Dies erlaubt es, die Messung dort durchzuführen, wo die Leitung am zugänglichsten ist. Das beschriebene Gerät bietet namentlich bei Niederdruck-Anlagen den Vorteil einer leichten Montage. Die Staukugel erfordert eine Oeffnung von nur $^3/_4$" Gasgewinde (Abb. 10), während der Messflügel eine Oeffnung von mindestens 100 mm mit entsprechendem Flansch und eine Schleuse verlangt.[4]) Anderseits hat man in leicht sandhaltigen Wassern bei Flügelmessungen wiederholt systematische Fehler festgestellt, wenn der Sand zwischen die festen und die beweglichen Teile des Mechanismus eindrang und dadurch eine Bremswirkung ausübte, die sich jeder Kontrolle entzieht. Bei der Staukugel dagegen wird die Verstopfung eines der Kanäle am Manometer sofort erkennbar. Dieser Störung ist leicht abzuhelfen, indem man in den betreffenden Kanal Luft einbläst.

Wie alle nach dem Prinzip des Differenzdruckes arbeitenden Geräte, z. B. das Venturi-Rohr, die Staudüse, die Blende, das Pitot-Rohr usw., gibt auch die Staukugel, wenn die Störung zeitlich veränderlich ist, nicht die mittlere Geschwindigkeit, sondern das Mittel der Geschwindigkeitsquadrate an. Der Fehler, der daraus entstehen kann, ist immer positiv, in den praktisch vorkommenden Fällen stationärer Strömung jedoch derart klein, dass er unbedenklich vernachlässigt werden darf.

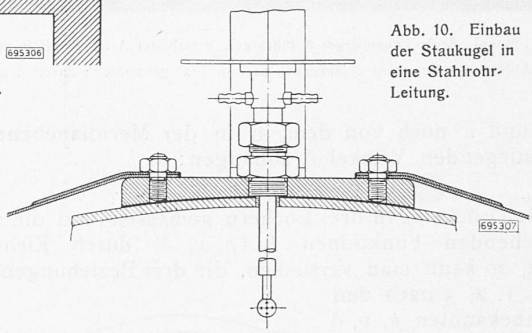

Abb. 10. Einbau der Staukugel in eine Stahlrohr-Leitung.

Zur Theorie der Staukugel.

Ein in eine stationäre, angenähert laminare Strömung gestelltes Kügelchen wird die in Entfernung einiger Kugeldurchmesser („im Unendlichen") ursprünglich vorhandenen Strömungsgrössen p_∞, $\mathfrak{v}_\infty$ nicht merklich beeinflussen; bei kleinem Kugeldurchmesser können anderseits die messbaren Grössen p_∞, $\mathfrak{v}_\infty$ mit den interessierenden, an der Messstelle vor Eintauchen des Kügelchens herrschenden Werten p, $\mathfrak{v}$ vertauscht, der Index ∞ also weggelassen werden.

Von den polaren Bestimmungsstücken v, ψ, δ des an irgend einem Punkt der Strömung vorhandenen Geschwindigkeitsvektors $\mathfrak{v}$ wird nach dem vorstehend geschilderten Verfahren zunächst die Breite ψ, d. h. die Lage der von der Axe des Kugelschafts (Abb. 11) und der Strömungsrichtung aufgespannten Meridianebene der Kugel ermittelt. Wegen der Symmetrie des Gerätes und damit der Strömung zu dieser Ebene ist klar, dass in den beiden Aequatorpunkten 4 und 5 dann der nämliche Druck herrscht, wenn die gesuchte Meridianebene den Aequator in dem Halbierungspunkt 2 schneidet. Umgekehrt zeigt die durch Verdrehen der Kugel um die Schaftaxe zu erreichende Druckgleichheit in 4 und 5 an, dass die Meridianebene 1, 2, 3 mit der gesuchten Ebene von $\mathfrak{v}$ zusammenfällt. Damit ist ψ gefunden. Bleiben v und δ.

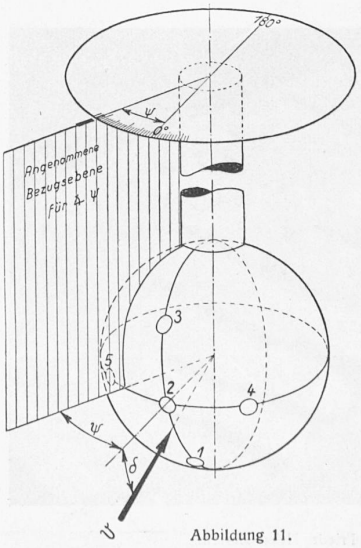

Abbildung 11.

Der in dem n-ten Messloch herrschende Druck p_n wird ausser

[4]) Betr. Flügel-Wassermessung in Druckrohrleitungen vgl. „SBZ" Bd. 84, S. 39* (26. Juli 1924). — Weitere Methode mittels Salzlösung von Allen in „SBZ" Bd. 87, S. 41* (23. Jan. 1926). Red.

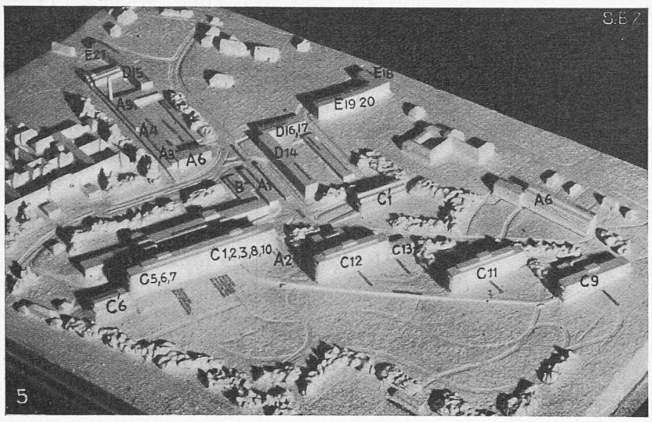

Abb. 6. 1. Rang. Arch. Leuenberger & Flückiger, Mitarbeiter Arch. Erich Rupp.

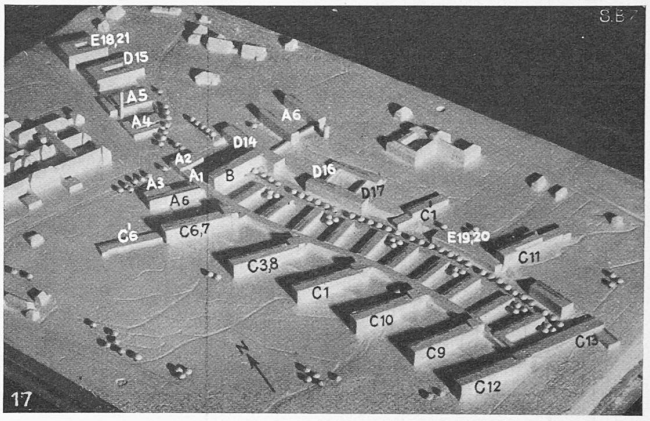

Abb. 7. 1. Rang. Architekten Robert Landolt, Walter Henne, Max Werner.

NB. Die Abbildungs-Nummern entsprechen den im Text genannten; daselbst auch die einheitliche Legende. Die Entwurf-Nummer steht jeweils links unten im Bilde.

von p und v noch von dem, $\mathfrak{v}$ in der Meridianebene 1, 2, 3 festlegenden Winkel δ abhängen:

$$p_n = f_n\,(p, v, \delta) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Sind die Drücke p_n in drei Löchern gemessen und die drei entsprechenden Funktionen $f_n\,(p, v, \delta)$ durch Eichung bekannt, so kann man versuchen, die drei Beziehungen (1) für $n = 1, 2, 3$ nach den drei Unbekannten p, v, δ aufzulösen. Einen Fingerzeig über die Form dieser Beziehungen gibt das Idealbild der Potentialströmung einer inkompressiblen, reibungsfreien Flüssigkeit um eine Kugel, Abb. 12. Zwischen den Grössen p_n, v_n auf der Breite φ_n der Kugeloberfläche und den Strömungswerten p, v „im Unendlichen" besteht hier die 200-jährige Beziehung Daniel Bernoullis

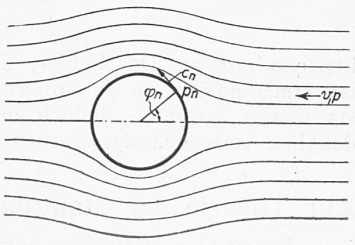

Abb. 12. (NB. Hierin ist c_n gleichbedeutend mit v_n).

$$p_n + \frac{\varrho}{2} v_n^2 = p + \frac{\varrho}{2} v^2,$$

ϱ = Dichte. Da ferner das Verhältnis v_n^2/v^2 in diesem Idealfall nur von φ_n abhängt, erhält man:

$$p_n = p + \frac{\varrho}{2} v^2 k\,(\varphi_n).$$

Mit δ ist die Strömungsrichtung, damit der Winkel φ_n zwischen dieser und dem durch das n-te Messloch gehenden Kugelradius, und damit $k\,(\varphi_n)$ bestimmt; man kann daher k auch als eine, natürlich von der Lage des Messlochs abhängige Funktion von δ auffassen: $k\,(\varphi_n) = k_n\,(\delta)$.

Damit wird

$$p_n = p + \frac{\varrho}{2} v^2 k_n\,(\delta). \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Die vier Funktionen $k_1\,(\delta) \ldots k_4\,(\delta)$ werden durch Eichung des Geräts bestimmt. Statt nun nach Messung von p_1, p_2, p_3 aus den drei ersten Gleichungen (2) die drei Unbekannten p, v, δ zu ziehen, misst man mit Vorteil noch p_4, um den von p und v befreiten Ausdruck

$$\frac{p_1 - p_3}{p_2 - p_4} = \frac{k_1 - k_3}{k_2 - k_4} = k_{1\,2\,3\,4}\,(\delta)$$

zu bilden. Der aus den Eichkurven gewonnene Zusammenhang zwischen $k_{1\,2\,3\,4}$ und δ ist, wie Abb. 3, S. 84, zeigt, umkehrbar, sodass aus den vier Messwerten $p_1 \ldots p_4$ der gesuchte Winkel δ eindeutig folgt.[1])

v, das letzte Bestimmungsstück von $\mathfrak{v}$, ergibt sich dann etwa aus der Beziehung $\frac{\varrho}{2} v^2 = \frac{p_2 - p_4}{k_{2\,4}}$,

worin $k_{2\,4} = k_2 - k_4$ eine aus der Eichung gleichfalls bekannte Funktion von δ ist (Abb. 3, S. 84).

Diese Deduktionen sehen von der Störung der fingierten Potentialströmung durch den Kugelschaft und durch Wirbelablösungen ab. Sind auch bei einer wirklichen Strömung die bezeichneten Koeffizienten einzig von δ, nicht auch von v abhängig? Auf Grund von Versuchen bejaht F. Krisam (Z. für Flugtechnik und Motorluftschiffahrt, 1932, S. 369 fg.) diese Frage, solange die Reynolds'sche Zahl $v\,D/\nu$ (D = Kugeldurchmesser, ν = kinematische Zähigkeit) sich zwischen $3{,}5 \times 10^3$ und 10^5 bewegt. Bei 12 mm Kugeldurchmesser entspricht das in 10^0 warmem Wasser dem Geschwindigkeitsbereich zwischen 0,4 und 10,8 m/sec, in 20^0 warmer Luft dem Bereich zwischen 4,3 und 124 m/sec. Bezüglich der möglichen Messfehler sei auf die Arbeit von Krisam verwiesen. K. H. G.

[1]) Es ist zu beachten, dass die Kurven der Abb. 3 für die Bezifferung der Messlöcher gemäss Abb. 2 gelten, der gegenüber in Abb. 11 die Ziffern 1 und 3 vertauscht sind.

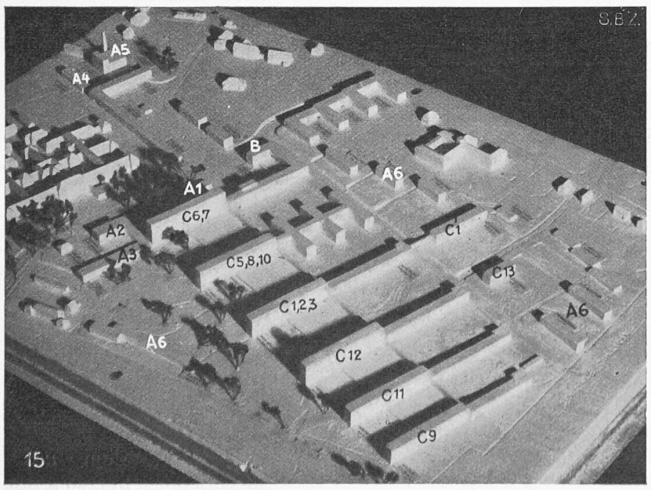

Abb. 10. 3. Rang. Verfasser Prof. Friedr. Hess, Zürich.

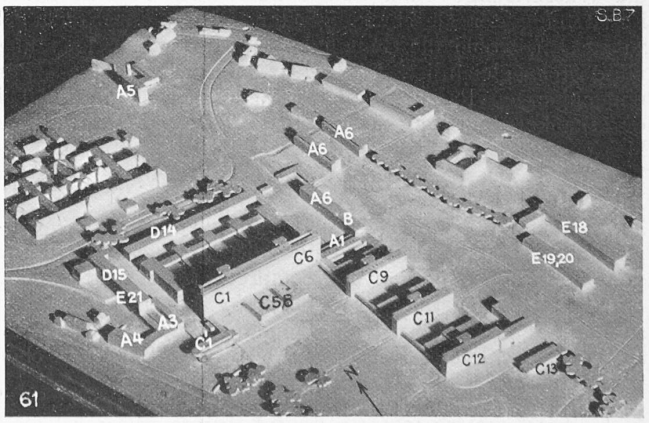

Abb. 11. 3. Rang. Verfasser Stadtbaumeister Paul Trüdinger, St. Gallen.