Eine neue Form aufgelöster Staumauern

Autor(en): **Jaeger, Charles**

Objekttyp: **Article**

Zeitschrift: **Schweizerische Bauzeitung**

Band (Jahr): **119/120 (1942)**

Heft 15

PDF erstellt am: **29.03.2024**

Persistenter Link: https://doi.org/10.5169/seals-52342

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

gerichteten Glieder Mindestdämpfung aufweisen und überdies entweder das konforme Bild $\left[1-\frac{1}{\beta}\right]$ des Fächerbereichrandes den Nullpunkt der Zahlenebene nicht umschliesst, oder aber das Bild $\left[\frac{1}{\beta}\right]$ des Fächerbereichrandes den Punkt $+1$ der Zahlenebene nicht umschliesst.

Es steht natürlich frei, die zu steuernde Maschine mitsamt dem Regler als ein einziges gerichtetes Glied aufzufassen, dessen Anfang und Ende miteinander verbunden sind. Setzt man gleichzeitig $|\varphi_e| = \frac{\pi}{2}$, so geht unser Kriterium in jenes von Nyquist über.

Setzt man wieder $c\zeta$ anstelle von β, so geht die Schlussbedingung von B in folgende über: Das Bild $\left[\frac{1}{\zeta}\right]$ des Fächerbereichrandes darf den Punkt $+c$ der reellen Axe nicht umschliessen.

Endbeispiel

Wir wenden zum Schlusse die gewonnene Erkenntnis auf unser Eingangsbeispiel an. Aus den Gleichungen (4) folgt, dass die β_g der Glieder je nur eine Nullstelle

$$\xi_g = -\frac{1}{Z_g}$$

haben. Ordnen wir diese nach der Grösse ihrer Absolutwerte, so lässt sich sofort folgende Bedingung anschreiben:

$$\varrho_e < \frac{1}{Z_{g\,1}} < \frac{1}{Z_{g\,2}} < \frac{1}{Z_{g\,3}} < \varrho_e' \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (24)$$

Auf Grund eines Abschätzungssatzes der Algebra[6]) lässt sich sogar entscheiden, ob die Lösungen der Gleichungen (9) innerhalb der Schranken und ϱ_e, ϱ_e' liegen. Ist die Ungleichung 24 erfüllt, so liegen die ξ_g sicher innerhalb des Fächerbereiches und das Dämpfungskriterium B kann angewandt werden. Die in Abb. 4 wiedergegebene Konstruktion des Polynomwertes ergibt für jedes der drei Glieder ein Dreieck mit der reellen Einheit als Grundlinie und dem Aussenwinkel φ_e. Zeichnet man diese Dreiecke mit der gleichen Basis ineinander, so erhält man Abb. 5, in der gleichzeitig der Ausdruck $\left|\frac{1}{\zeta}\right|$ mittels Hilfskreisen um den Nullpunkt und Parallelen mit der Neigung φ_e aus den Einzelwerten ζ_1 ζ_2 ζ_3 konstruiert ist. Das Argument von ζ ist gleich $-(\varphi_1+\varphi_2+\varphi_3)$, wobei das Minuszeichen infolge der Symmetrie des Randbildes $\left[\frac{1}{\zeta}\right]$ bezüglich der reellen Axe auch vernachlässigt werden kann.

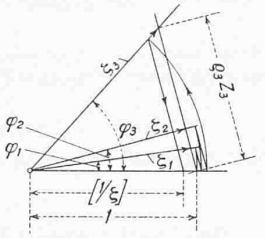


Abb.5 SBZ

Wir führen der Uebersichtlichkeit halber noch zwei in der Reglertechnik geläufige Grössen ein: Die Ungleichförmigkeit δ des Regeltriebes gibt an, wie viele Prozente feste Drehzahlabweichung $x^*_{e\,1}$ nötig sind, um $-1\,\%$ feste Hubabweichung $x^*_{e\,3}$ des Turbineneinlassorganes zu erzeugen. Sie ist offenbar entgegengesetzt gleich der Teilübersetzung des Steuerbetriebes, d. h. es gilt: $\delta = -c_1 c_2$ . . . . . (25)
Wird dabei die Bezugsstellung $Y_{e\,3}$ des Turbineneinlassventils von seinem Leerlaufhub aus gemessen, so sagt δ bei geradliniger Hub-Leistungscharakteristik auch aus, wie viele Drehzahlprozente nötig sind, um $-1\,\%$ feste Leistungsabweichung zu erzeugen.

In den meisten Veröffentlichungen wird Glied 3 in entarteter Form angenommen. Diese Form entsteht, wenn die Lastaufnahme des Netzes unabhängig von der Drehzahl ist. Die Konstante k_a in Gl. (3v) verschwindet dann. In Gleichung 3 verschwindet c_3' und Z_3 wächst über alle Grenzen, das Produkt $c_3' Z_3$ bleibt aber endlich. Wir nennen das Produkt $c_3 Z_3 = Z_{a\,3}$, auf das sich diese Eigenschaft überträgt, «Anlaufzeit» der Maschine und erhalten

$$x_{e\,3} = Z_{a\,3}\,\dot{x}_{a\,3}$$

Nehmen wir hierin $x_{e\,3}$ fest gleich $x_{e\,3}^*$ an und integrieren beidseitig von $z = 0$ ausgehend über die Zeit, so erhalten wir

$$z\,x^*_{e\,3} = Z_{a\,3}\,x_{a\,3}$$

d. h. $Z_{a\,3}$ ist diejenige Zeit, die verstreicht, bis bei $1\,\%$ fester Eingangsabweichung die Drehzahl- bzw. Ausgangsabweichung von $1\,\%$ entsteht.

Wir wählen $\delta = 0{,}10$, $Z_1 = 0{,}2$ s, $Z_2 = 1$ s, $Z_{a\,3} = 6$ s.

In Abb. 6 sind die mit diesen Werten und drei verschiedenen Bereichwinkeln $\varphi_e = \left(\frac{\pi}{2}+\frac{\pi}{12}\right)$; $\left(\frac{\pi}{2}+\frac{\pi}{6}\right)$; $\left(\frac{\pi}{2}+\frac{\pi}{4}\right)$ erhaltenen konformen Randbilder A, B, bzw. D, nebst dem Einheitskreise K eingetragen. Diesen Kurven entspricht $r_e = 0{,}186$; 0,026 bzw. 0,0019, d. h. genügend gedämpfter, gut gedämpfter bzw. praktisch aperiodischer Regelvorgang, sofern der durch c gegebene Punkt der negativ-reellen Axe nicht umschlossen wird. In unserem Fall mit $c = -0{,}3$ ist demnach genügende, aber nicht gute Dämpfung nachgewiesen. Eine solche, ja sogar praktisch aperiodischer Verlauf der Reglerabweichungen kann offenbar erreicht werden, wenn man δ vergrössert und so den durch c gegebenen Punkt mehr nach links rückt. Wir haben auf unseren Bildkurven A, B, D eine Reihe verschiedener Punkte hervorgehoben und die ihnen entsprechenden ϱ-Werte angeschrieben. Verbindet man Punkte gleicher ϱ-Werte, so erhält man, wie strichpunktiert angedeutet, orthogonale Trajektorien zu den Kurven A, B, D, unter ihnen wäre das Bild der Bereichrandstücke ϱ_e, ϱ_e' zu finden.

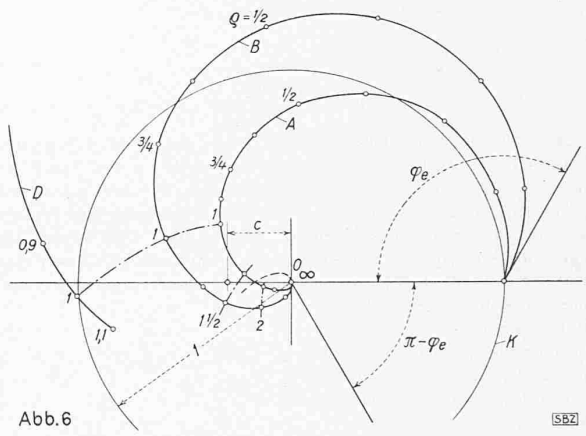


Abb.6 SBZ

Der Augenschein lehrt, dass in unserem Fall der genaue Verlauf der Kurven A, B, D nicht von Belang ist, wenn nur ihre Schnittpunkte mit der reellen Axe gegeben sind und zudem bekannt ist, zwischen welchen Schnittpunkten die Kurve oberhalb und zwischen welchen sie unterhalb der Axe verläuft. Allgemein lässt sich zeigen, dass es schon genügt, ausser der Lage der Schnittpunkte noch zu wissen, ob die Axe an den Schnittstellen von oben nach unten, oder umgekehrt durchstossen wird.

Bei der Anwendung unseres Verfahrens ergeben sich leicht Ungenauigkeiten, wenn eine Zeitkonstante im Vergleich zu den andern gross ist. Hier kann aber leicht rechnerisch nachkorrigiert werden. Entartet Glied 3, wie schon angedeutet, so liegt die Nullstelle von β_3 und folglich auch eine Nullstelle von β im Nullpunkt der Zahlenebene. In der Lösung Gl. (10) befindet sich daher ein zeitunabhängiger Summand, der weder die absolute, noch die relative Dämpfung verändert und uns daher nicht weiter interessiert. Soll das Kriterium B angewandt werden, so stört zunächst, dass der Exponent ξ_3 dieser Lösung ausserhalb des in Abb. 2 gegebenen Bereiches liegt. Sollen daher die Lösungen von $\beta - 1 = 0$ sämtliche im Bereich liegen, so muss die Kurve $\left[1-\frac{1}{\beta}\right]$ den Nullpunkt einmal und nur einmal im gleichen Umlaufsinn umschliessen, wie $[\xi]$ umlaufen wird. Das Gleiche gilt für $\left[\frac{1}{\beta}\right]$ im Bezug auf den Punkt $+1$ der reellen Axe.

Zusammenfassung

Es wird gezeigt, wie durch eine konforme Abbildung des Randes eines zur negativ-reellen Axe der Zahlenebene symmetrischen Fächerbereiches entschieden werden kann, ob die Eigenschwingungen eines Reglertriebes vorgeschriebenen Mindestdämpfungsbedingungen genügen. Die Punkte des Randbildes werden mittels schiefwinkliger Vektordiagramme ermittelt.

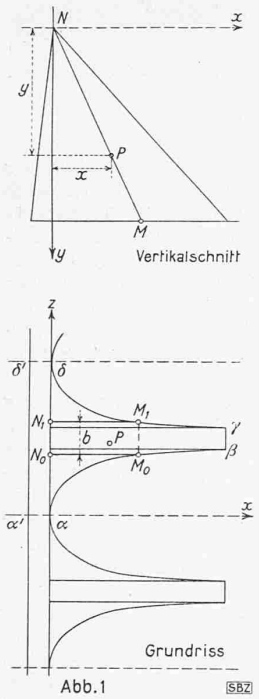
Eine neue Form aufgelöster Staumauern

Seit langem ist man bestrebt, wirtschaftlichere Staukörperformen zu finden, als die klassische dreieckförmige Gewichtstaumauer. Meistens wird als aufgelöste Staumauer der Typus mit mehrfachen Gewölben gewählt. Bei dessen Berechnung treten jedoch gewisse Schwierigkeiten auf, und der Bau wird durch kompliziertere Schalungen wieder verteuert.

Berechnet man eine Gewichtsmauer unter Anwendung der ausführlichen Methoden der Elastizitätstheorie, so kann festgestellt werden, dass die Spannungsverteilung längs einer Hori-

[6]) *O. Perron:* Algebra II, Verlag Walter de Gruyter & Co. 1933, S. 33, Satz 21.

zontalfuge linear verläuft[1]). Die Baustatik macht von diesem Hauptresultat Gebrauch, sodass durch einfache Berechnungmethoden eine Gewichtstaumauer für die massgebenden Belastungsfälle rasch und übersichtlich berechnet werden kann. Für andere Staumauerformen als die dreieckförmige Schwergewichtsmauer ist jedoch die Spannungsverteilung nicht mehr linear, sodass solche Baukörper streng genommen durch die Methoden der Baustatik nur annähernd berechnet werden können. In einem Aufsatz des «Génie Civil» vom 24. Sept./4. Okt. 1941 beschreibt nun Ing. *Edgar Baticle*, Inspecteur général des Ponts et Chaussées, eine neue Form einer aufgelösten Staumauer, für die sich die Grundgleichungen der Elastizitätstheorie, mit einigen wenigen einfachen Berechnungsannahmen, genau auflösen lassen, sodass diese Mauer sich mit der selben Sicherheit wie eine klassische dreieckförmige Gewichtstaumauer genau berechnen lässt.



Wasserseitig ist diese Staumauer durch eine Ebene begrenzt; luftseitig durch eine konoidale Fläche, die durch die Bewegung einer zur geradlinigen Mauerkrone normalen Geraden erzeugt wird. Diese Gerade läuft einerseits längs der Krone, anderseits längs einer Reihe von Leitlinien, α- β- γ-δ, die in einer beliebigen horizontalen Ebene liegen (siehe Abb. 1). Diese Kurven $\alpha\,\beta\,\gamma\,\delta$ sind alle kongruent, gleichweit von einander entfernt und besitzen je eine Symmetrieaxe. Luftseitig sind die konoidalen Mauerkörper ebenfalls durch eine schräge, durch die Krone verlaufende Ebene begrenzt. Die Staumauer ist also in Körper von den Grundflächen $\alpha\,\beta\,\gamma\,\delta$ zerlegt, die wasserseitig durch eine dicke Schirmwand (über $\alpha\,\alpha'\,\delta\,\delta'$) noch ergänzt werden (Abb. 1). Eine schräge Ebene durch die Krone schneidet den Körper über $\alpha\,\beta\,\gamma\,\delta$ somit in einem Rechteck, dessen Breite b von der Neigung dieser Ebene abhängt. Für irgend einen Punkt $P\,(x, y, z)$ der Ebene ist b eine Funktion von $u = x/y$ allein. Dank dieser geometrischen Eigenschaft können die Gleichungen der Elastizitätstheorie für diesen Fall integriert werden, indem u als Hilfsvariable genommen wird.

Man betrachte nun in einem inneren Gewölbepunkt (x, y, z), zwei aneinander stossende Flächenelemente senkrecht zur x- bzw. y-Richtung. Von den durch das eine, bzw. andere Flächenelement übertragenen Spannungen seien die interessierenden Komponenten mit N_1, T, bzw. mit N_2, T bezeichnet[2]). Ferner führe man die folgenden, physikalisch leicht zu deutenden Integrale ein:

$$n_1(x, y) = \int_0^b N_1(x, y, z)\,dz, \quad n_2(x, y) = \int_0^b N_2(x, y, z)\,dz$$

$$t(x, y) = \int_0^b T(x, y, z)\,dz$$

Das Integrationsintervall b ist, wie gesagt, eine Funktion von u.

Es kann zunächst gezeigt werden, dass auch in diesem Fall die klassischen[3]) Gleichgewichtsbedingungen:

$$\frac{\partial n_1}{\partial x} + \frac{\partial t}{\partial y} = 0 \quad \ldots\ldots\ldots \quad (1)$$

$$\frac{\partial t}{\partial x} + \frac{\partial n_2}{\partial y} = \gamma b \quad \ldots\ldots\ldots \quad (2)$$

(γ = spezifisches Gewicht des Betons)

gültig sind. Verbindet man, unter Annahme des Hooke'schen Gesetzes, die Gleichgewichts- mit den Deformationsgleichungen, so führt eine längere Rechnung auf eine dritte, für das gestellte Problem charakteristische Gleichung:

$$\frac{\partial^2 n_1}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 n_2}{\partial x^2} = 0 \quad \ldots\ldots\ldots \quad (3)$$

Gleichungen (1) bis (3) lösen, zusammen mit den Randbedingungen, das Problem, wie Baticle näher ausführt.

Ing. Baticle gibt als Berechnungsbeispiel den Fall einer 100 m hohen Staumauer mit lotrechter wasserseitiger Begrenzungsfläche und parabelförmiger Leitlinie $\alpha\,\beta\,\gamma\,\delta$. Mit einer Gewichtstaumauer verglichen, ist nach Baticle, bei mindestens gleich hoher Sicherheit, eine Volumenersparnis von rd. 30 % zu erzielen. Auch an den Drainagen können, wie bei andern aufgelösten Staumauern, wesentliche Ersparnisse erzielt werden, da die Wasser-Infiltrationen leicht den kürzesten Weg finden werden. Demgegenüber stehen die Mehrkosten infolge Schalungen; deren Verlegen wird jedoch durch die konoidale Form erleichtert.

Wenn auch die vorgeschlagene Bauform gewisse Aehnlichkeit mit den aufgelösten Bogenstaumauern aufweist, so ist sie nach den Ausführungen Baticles doch in ihrer Arbeitsweise gegen Wasserdruck grundsätzlich verschieden. Die Bogenwirkung ist beim neuen Typus auf einen kleinen Teil der Mauer begrenzt; in ihren wesentlichen Teilen arbeitet die neue Staumauer als Gewichtstaumauer und lässt sich als solche nach den Grundsätzen der Elastizitätstheorie berechnen, im Gegensatz zu den aufgelösten Bogenstaumauern, die nur auf Grund von zahlreichen Berechnungsannahmen mit den Methoden der Baustatik dimensioniert werden können. Der Bau ist auf Schwinden und Temperatureinflüsse wenig empfindlich. Jeder Block arbeitet für sich und ist auch für sich im Gleichgewicht, unbekümmert um allfällige Schädigung in benachbarten Teilen. Der neue Staumauertypus lässt sich auch der Geländeform leicht anpassen.

Es schien uns angezeigt, den Vorschlag von Baticle hier ausführlich zu erwähnen. Ein Vergleich mit älteren Vorschlägen und Ausführungen, z. B. dem Don Martin Dam (Mexico) — der ebenfalls in dieser Zeitschrift[4]) beschrieben wurde — könnte lehrreich sein.

Charles Jaeger.

Clubhütten des Schweizer Alpenclub

Von Arch. OTTO PFLEGHARD jun., Zürich

Der Schweizer Alpenclub besitzt heute rund 125 Clubhütten, die zahlreichen Skihäuser und Unterkünfte der einzelnen Sektionen nicht gerechnet. Sie sind im Laufe von über 75 Jahren, d. h. seit dem Bestehen des S. A. C. entstanden und verteilen sich über das ganze schweizerische Alpengebiet. Ihre Bestimmung, Bergsteigern einfache, sichere Unterkunft, weit ab von Siedelungen und Alpen, zu bieten, und lange, strenge Besteigungen zu erleichtern, ist sich gleich geblieben. Die S. A. C.-Hütten sind Schirmhütten für Bergsteiger, keine Gasthöfe oder Ausflugsziele.

Die ersten Hütten waren nach heutigen Begriffen klein, mit einfachsten Mitteln erstellt und nur mit dem Allernötigsten ausgestattet, recht eigentlich verbesserte Biwakplätze. Gerade durch ihre sachliche Primitivität und Anspruchslosigkeit sind sie dem Bergsteiger lieb.

Mit dem Erstarken des S. A. C. und besonders durch die Ausbreitung des Alpinismus konnten diese Hütten kaum mehr genügen. Die wachsende Zahl der Besucher verlangte grössere Hütten, damit stiegen auch die Ansprüche an Bequemlichkeit und Einrichtung. Das Bergsteigen im Winter brachte ebenfalls neue Bedürfnisse. Der S. A. C. sucht diese neuen Forderungen, soweit sie berechtigt erscheinen und dem Wesen seiner Schutzhütten entsprechen, zu erfüllen.

Die Clubhütten in unseren Alpen sind heute so dicht gestreut, dass Bauplätze, für die ein Bedürfnis nach Schutzhütten im Sinne des S. A. C. nachgewiesen werden kann, selten geworden sind. Ausgenommen davon sind sog. «Bivaci fissi», d. h. ganz kleine Unterkünfte für wenige Touristen, in ihrer Art ähnlich den Hütten der Pionierzeit an schwer zugänglicher Stelle zur Erleichterung ganz schwieriger alpiner Unternehmungen.

Neubauten auf neuen Plätzen sind daher verhältnismässig selten. Häufiger werden Umbauten, Vergrösserungen oder die Ersetzung bestehender Hütten ausgeführt. Feste Biwaks sind durch den S. A. C. bis heute noch keine erstellt worden.

Das Verlassen des einräumigen Hüttentyps der Frühzeit fiel den zünftigen Bergsteigern und ihren Hüttenbaumeistern nicht leicht, und es wurden verschiedene Lösungen gesucht, um Klein zu Gross werden zu lassen, ohne auf das Alt-Gewohnte verzichten zu müssen. Man behalf sich beispielsweise so, dass zwei bis drei gleich ausgebildete Hütteneinheiten hintereinander gestaffelt, wie etwa 1910 beim Bau der alten Medelserhütte (Arch. M. Guyer, Zürich) oder wie später 1916 beim Neubau der Cadlimohütte zwei gegengleiche Hütten unter einem First vereinigt wurden (Arch. G. Kruck mit Gebr. Pfister, Arch., SBZ Bd. 68, S. 155*,

---

[1]) Prof. *Pigeaud* (Paris) hat eine ausführliche Theorie der Gewichtsmauern ausgearbeitet, die von *Escande* in seinem Buche «Barrages» (Hermann, Paris, 1937) wiedergegeben wird. Auf Seite I, 60 bis 61, Abb. 15 und 16 kann die lineare Spannungsverteilung längs einer Horizontalfuge kontrolliert werden.

[2]) Wir haben die in Frankreich üblichen Bezeichnungen beibehalten: N für die Normalspannungen (σ) und T für die Tangentialspannungen (τ).

[3]) Für die klassische Gewichtstaumauer sind diese Gleichungen z. B. bei Escande, «Barrages,» Seite I, 38, Gleichung (28) zu finden.

[4]) Vgl. SBZ Bd. 95 (1930), S. 258*.