

Objekttyp: **TableOfContent**

Zeitschrift: **Schweizerische Bauzeitung**

Band (Jahr): **23/24 (1894)**

Heft 18

PDF erstellt am: **25.09.2024**

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>

INHALT: Ueber die Regulierung von Turbinen. (Schluss.) — Statistik der elektrischen Anlagen in der Schweiz für das Jahr 1893. — Miscellanea: Winterbetrieb auf Zahnradbahnen und Winterbetrieb auf Adhäsionsbahnen. Unfälle in elektrischen Betrieben. Simplon-Durchstich.

Ueber die Eigenschaften der Metalle bei grosser Kälte. Griechische Eisenbahnen. Deutsche elektrochemische Gesellschaft. Die polytechnische Schule in Paris. Kantonale Gewerbeausstellung in Zürich. — Nekrologie: † Dr. E. Zetzsche.

Ueber die Regulierung von Turbinen.

Von *Aurel Stodola*, Professor am eidgenössischen Polytechnikum.

(Schluss.)

14. Eine weitere allgemeine Diskussion ist mit der Gleichung 6^{ten} Grades nicht möglich, und es soll deshalb zur Gleichung 4^{ten} Grades übergangen werden. Die Reduktion auf den 4^{ten} Grad erfolgt, wie man leicht einsieht, wenn entweder zwei beliebige der Koeffizienten T, T_0, T_1, T_2, T_3 oder T und T' gleichzeitig verschwinden. Die charakteristische Gleichung lautet dann

$$a\varphi^4 + b\varphi^3 + c\varphi^2 + d\varphi + e = 0$$

und die Hurwitzschen Bedingungen sind:

$$\left. \begin{aligned} a > 0, & b > 0, c > 0, d > 0, e > 0 \\ bc - ad & > 0 \\ (bc - ad)d - b^2e & > 0 \end{aligned} \right\} \quad (77)$$

Es ist sehr günstig, dass in diesem Falle sämtliche Koeffizienten, — mit Ausnahme von d , und die Determinante $bc - ad$ ohne weiteres > 0 sind. Man überzeugt sich von letzterem Umstand durch Einsetzen der Werte von a, b, c, d ; man erhält als Wert der Determinante zunächst eine Anzahl von positiven Gliedern, sodann die Ausdrücke $p^2(jk - bl) - bnpq + jn\left(\frac{3}{2}\psi T_2 - qn\right)$. Von diesen ist der erste positiv, wie durch Einführung der Werte von j, k, b, l nachzuweisen ist. Der zweite ist stets $= 0$, weil für die Gleichung 4^{ten} Grades entweder b oder n verschwindet. Der dritte ist $= jn\left[\left(\psi - \frac{\delta_0}{2}\right)\frac{T_2}{2} - jnqeT_3\right]$ und hierin das erste Glied positiv (weil stets $\psi > \frac{\delta_0}{2}$), das zweite $= 0$, weil entweder j oder nT_3 verschwinden müssen.

Es bleiben somit als Bedingungen übrig

$$d > 0$$

$$\Delta = (bc - ad)d - b^2e > 0.$$

Die letztere soll in folgender Weise umgeformt werden:

Wie schon früher bemerkt, ist a eine homogene Funktion 4^{ten} Grades von T, T', T_0, \dots , desgleichen b eine solche des 3^{ten}, c des 2^{ten}, d des 1^{ten}, e des 0^{ten} Grades, und es kommt T nur im Quadrat, die übrigen nur in der ersten Potenz vor. Man kann demnach setzen

$$\left. \begin{aligned} a &= (a_0 + a_1 \frac{T_k}{T_\lambda}) T_\lambda^4 & c &= (c_0 + c_1 \frac{T_k}{T_\lambda}) T_\lambda^2 \\ b &= (b_0 + b_1 \frac{T_k}{T_\lambda}) T_\lambda^3 & d &= (d_0 + d_1 \frac{T_k}{T_\lambda}) T_\lambda^1 \\ e &= [e_0 + e_1 (\frac{T_k}{T_\lambda})] T_\lambda^0 \end{aligned} \right\} \quad (78)$$

Hierin ist $e_1 = 0$ (nur der Symmetrie halber aufgenommen), T_k eine der Grössen T, T_0, T_1, T_2, T_3 , und in den Koeffizienten kommen nur die Verhältnisse der T, T', \dots zur willkürlich gewählten T_λ vor. Indem man diese Ausdrücke von a, b, c, d in die Determinante Δ einführt, und das Symbol

$$\Delta_{k\lambda\mu} = \begin{vmatrix} b_k & d_\lambda & 0 \\ a_k & c_\lambda & e_\mu \\ 0 & b_\lambda & d_\mu \end{vmatrix} \quad (79)$$

benützt, erhält man

$$\Delta = A \left(\frac{T_k}{T_\lambda}\right)^3 + B \left(\frac{T_k}{T_\lambda}\right)^2 + C \left(\frac{T_k}{T_\lambda}\right) + D > 0 \quad (80)$$

worin $A = \Delta_{111}, B = \Delta_{011} + \Delta_{101} + \Delta_{110}$
 $C = \Delta_{001} + \Delta_{010} + \Delta_{100}, D = \Delta_{000}$

Wählt man T an Stelle von T_k , so mus der Ansatz lauten $a = [a_0 + a_1 (\frac{T}{T_\lambda})^2] T_\lambda^4$ etc. und in Δ kommen dann die 6., 4. und 2. Potenz von $\frac{T}{T_\lambda}$ vor.

Diese Vereinfachung gestattet nun zum Hauptzweck dieses Aufsatzes zu schreiten, d. h. zur

Untersuchung des Einflusses der Regulatormasse und des Kataraktes.

Der Raummangel verbietet es, diese Untersuchung in voller Allgemeinheit durchzuführen; wir beschränken uns auf die prägnantesten Specialfälle.

I. *Regulatormasse, Schwungrad und Leitung*, d. h. $T, T_1, T_2, \delta_0 > 0$, die übrigen, inklusive ϵ verschwindend klein. Wir wählen T_2 als Bezugseinheit T_λ und T_1 als T_k in den Formeln (78) — (80). Bei Vernachlässigung des immer kleinen δ_0 , neben ψ ergibt sich

$$A = 0, \quad C = -\psi \left(\frac{T'}{T_2}\right)^2 \left[2 \left(\frac{T'}{T_2}\right)^2 + \frac{\psi}{2}\right]$$

$$B = \psi \left(\frac{T'}{T_2}\right)^2 \left[-\left(\frac{T'}{T_2}\right)^2 + \frac{\delta_0}{2}\right], \quad D = -\frac{3}{4} \psi \left(\frac{T'}{T_2}\right)^4.$$

Da C und D wesentlich negative Werte sind, kann $\Delta > 0$ nur bestehen, so lange $B > 0$, d. h.

$$\left(\frac{T'}{T_2}\right)^2 < \frac{\delta_0}{2} \quad (81)$$

Dem Grenzwerte $T^2 : T_2^2 = \frac{1}{2} \delta_0$ entspricht $T_1 = \infty$, wir haben also den Satz:

Ein reibungsloser Regulator ohne Katarakt, kombiniert mit einer geschlossenen Turbine, kann nur dann ohne zunehmende Schwankungen regulieren, wenn das Verhältnis seiner Masse zur Energie einen bestimmten Wert nicht überschreitet.

Ein astatischer Regulator ist in diesem Falle unbrauchbar (weil für diesen $\delta_0 = 0$).

II. *Massenregulator, Schwungmasse, langsam wirkender Hilfsmotor*, d. h. $T, T_0, T_1 > 0$, die übrigen $= 0$. Die Formeln (78) — (80) liefern, mit $T_\lambda = T_1$ und $T_0 = T_k$

$$A = 0, \quad C = 2 a_1^2 (c_1 - e_0),$$

$$B = a_1^2 (c_1 - e_0), \quad D = a_1^2 (c_1 - e_0).$$

Somit $\Delta = a_1^2 (c_1 - e_0) \left[\left(\frac{T_0}{T_1}\right) + 1\right]^2 > 0$

erheischt $c_1 - e_0 = -\psi(1 - \epsilon) > 0$,

dies aber ist unmöglich, weil ϵ immer < 1 . Es wird bei dem Wert $\epsilon = 1$ das Verhältnis der „verloren“ Druckhöhe zur nützlichen $= \frac{1}{2}$ und bei diesem Verhältnis ist, wie man leicht nachrechnen kann, das Arbeitsvermögen des ausfliessenden Wasserquantums ein Maximum. Könnte die Ausflussmündung noch weiter vergrössert werden, so dass ϵ über 1 stiege, dann würde eine verkehrte Regulierung eintreten, d. h. ein Sinken des Regulators eine Abnahme der Leistung zur Folge haben.

Die Massenträgheit des Regulators kann durch Verzögerung in der Bewegung des Hilfsmotors und durch Schwungmassen allein nicht kompensirt werden.

5. *Massenregulator, Oelbremse und Schwungrad*, d. h. $T, T', T_1 > 0, T_0 = T_2 = T_3 = \epsilon = 0$. Die charakteristische Gleichung lautet:

$$T^2 T_1 \varphi^3 + [T^2 + T' T_1] \varphi^2 + [T' + \delta_0 T_1] \varphi + (\psi + \delta) = 0.$$

Bedingung damit die Wurzeln negativ seien.

$$\delta_0 T' T_1^2 + [T'^2 - \psi T^2] T_1 + T' T^2 > 0$$

oder mit Einführung von $T_{1m} = \psi T_1$

$$\delta_0 T' \psi T_{1m}^2 + [T'^2 - \psi T^2] T_{1m} + \frac{1}{\psi} T' T^2 > 0 \quad (82)$$

hieraus folgen so lange als $T'^2 - \psi T^2 < 0$ für T_{1m} zwei Grenzwerte T_{1m}', T_{1m}'' , von denen einer im allgemeinen so klein ist, dass er für die Praxis bedeutungslos wird, und es bleibt als Bedingung