

**Zeitschrift:** Schweizerische Bauzeitung  
**Herausgeber:** Verlags-AG der akademischen technischen Vereine  
**Band:** 63/64 (1914)  
**Heft:** 13

## **Inhaltsverzeichnis**

### **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

### **Conditions d'utilisation**

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. [Voir Informations légales.](#)

### **Terms of use**

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. [See Legal notice.](#)

**Download PDF:** 15.03.2025

**ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>**

INHALT: Ueber Triebwerkbeanspruchung bei elektrischen Lokomotiven mit besonderer Berücksichtigung des Kurbelantriebs. — Das Asyl „Hohenegg“ bei Meilen. — Der Eisenbau auf der Internationalen Bau- und Kunstausstellung in Leipzig 1913. — Schiffahrt auf dem Oberrhein. — Miscellanea: 22. Jahresbericht der Pilatusbahn. Eidg. Technische Hochschule. Ueber die Einwirkung der Schiffsschraube auf die Kanalsohle. Der Einführungskurs für praktizierende Grundbuchgeometer. Eisenbahnbrücke über den Hoangho. Wandschmuck im Ständeratssaal des Bundeshauses. Gleichstrombahnen mit höhern

Spannungen. Pumpwerk bei Baltim im Nildelta. Die Rüttlgruppe im Bundeshaus. Der Verband schweizerischer Gas- und Wasserfachmänner. — Konkurrenzen: Bebauungsplan für Schosshalde und Murfeld in Bern. Schulhaus in Nidau. Institut Alex Mégevand à Saconnex-de-là-d'Arve in Genf. Verwaltungsgebäude der Stadt Luzern. — Literatur. — Vereinsnachrichten: Schweiz. Ingenieur- und Architekten-Verein. Zürcher Ingenieur- und Architekten-Verein. G. e. P.: XLV. Adressverzeichnis 1914. Stellenvermittlung. Tafel 32 bis 35: „Hohenegg“ bei Meilen, Asyl für Gemütskranke.

Band 63.

Nachdruck von Text oder Abbildungen ist nur mit Zustimmung der Redaktion und unter genauer Quellenangabe gestattet.

Nr. 13.

### Ueber Triebwerkbeanspruchung bei elektrischen Lokomotiven, mit besonderer Berücksichtigung des Kurbelantriebs.

Von Professor Dr. W. Kummer, Ingenieur, Zürich.

(Schluss von Seite 171.)

#### Berücksichtigung einer pulsierenden Motorkraft.

Bisher haben wir stets vorausgesetzt, die primär vorliegende Motorkraft sei konstant. Für Dampflokomotiven und für Einphasenlokomotiven trifft dies jedoch nicht zu, da für die entsprechenden Triebmotoren ein pulsierendes Drehmoment auftritt. Um den Fall auf einfache Art behandeln zu können, sei nun angenommen, die Motorkraft pulsire nach dem Sinusquadratgesetz, wie das im Grenzfall für Einphasenmotoren bei vereinfachten Annahmen über die magnetischen Feldverhältnisse rechnerisch zu erwarten ist. In Wirklichkeit sind die Pulsationen von kleinerer Amplitude, besonders bei Dampflokomotiven, die sich übrigens von vornherein in dieser Beziehung günstiger verhalten, als Einphasenlokomotiven.

In Hinsicht auf das Triebwerk selbst legen wir zunächst den Fall ausschliesslich rotierender Massen zugrunde, bezw. das Schema gemäss Abb. 3 (S. 157). Auf der Motorseite des elastischen Gliedes wirkt eine nach dem Sinusquadratgesetz pulsierende Kraft, für die wir ohne weiteres den variablen Term:

$$\frac{S}{2} [1 - \cos(2\omega t)]$$

setzen können;  $\frac{\omega}{2\pi}$  ist dann für den erörterten Grenzfall eines Einphasenmotors gleich der konstanten Periodenzahl des speisenden Wechselstroms. Auf der Lastseite des elastischen Gliedes wirkt dagegen der konstante Widerstand  $\frac{T}{2}$ . Man erhält dann das Gleichungssystem:

$$\begin{cases} \frac{S}{2} [1 - \cos(2\omega t)] - m_1 \frac{d^2 s_1}{dt^2} = \frac{s_1 - s_2}{\gamma} \\ \frac{T}{2} + m_2 \frac{d^2 s_2}{dt^2} = \frac{s_1 - s_2}{\gamma} \end{cases}$$

das auf die, uns vom Falle des Kurbelantriebs durch konstante Motorkraft her bereits bekannten homogen linearen Differentialgleichungen führt:

$$\begin{cases} \gamma \cdot m_1 \cdot m_2 \frac{d^7 s_1}{dt^7} + (4\omega^2 \cdot \gamma \cdot m_1 \cdot m_2 + m_1 + m_2) \frac{d^5 s_1}{dt^5} + 4\omega^2 (m_1 + m_2) \frac{d^3 s_1}{dt^3} = 0 \\ \gamma \cdot m_1 \cdot m_2 \frac{d^7 s_2}{dt^7} + (4\omega^2 \cdot \gamma \cdot m_1 \cdot m_2 + m_1 + m_2) \frac{d^5 s_2}{dt^5} + 4\omega^2 (m_1 + m_2) \frac{d^3 s_2}{dt^3} = 0 \end{cases}$$

Formell ergeben sich auch wieder dieselben allgemeinen Integrale  $s_1$  und  $s_2$ , bezw. wiederum Schwingungen von den Schwingungszahlen  $\frac{1}{2\pi} \sqrt{\beta_1}$  und  $\frac{1}{2\pi} \sqrt{\beta_2}$ . Wesentlich anders ist jedoch, dass nunmehr zufolge des konstanten Wertes von  $\omega$  auch die Schwingungszahlen festliegen und diese daher nicht die hohen Resonanzfrequenzen bieten werden, die wir beim Kurbelantrieb durch konstante Motorkraft erörterten, wo ja  $\omega$  der Reihe nach alle Werte von 0 bis zur Anfahr-Endgeschwindigkeit annimmt. Es wird auch durch die Erfahrung bestätigt, dass pulsierende Triebkräfte bei nur rotierenden Massen ungefährlichere Schwingungen aufweisen, als Kurbelantriebe durch konstante Motorkraft. Demgemäss kann man also im Betriebe wahrnehmen, dass auch bei höhern Geschwindigkeiten Einphasenlokomotiven

mit nur rotierenden Antriebsorganen sich in mechanischer Beziehung günstiger verhalten, als entsprechend leistungsfähige Drehstrom- oder Gleichstromlokomotiven mit Kurbelantrieb. Eine Erklärung hierfür kann auch schon aus den allgemeinen Ausdrücken für die Einzelbeschleunigungen an den Massen  $m_1$  und  $m_2$ :

$$\frac{d^2 s_1}{dt^2} = \frac{P-K}{m_1}, \quad \frac{d^2 s_2}{dt^2} = \frac{K-R}{m_2}$$

sowie aus dem Beschleunigungsmittelwert am ganzen Triebwerke:

$$\dot{p}_m = \frac{P-R}{m_1+m_2}$$

gefolgert werden. Da nämlich  $R$  als Konstante,  $P$  und  $K$  als periodisch schwingende Funktionen auftreten, so vollführt die Grösse  $s_1$  stärkere Schwingungen als  $s_2$ , während die mittlere Beschleunigung um so gleichmässiger ausfällt, je mehr der Einfluss der Last überwiegt. Man kann auch sagen, die dämpfende Wirkung des konstanten Widerstandes macht sich bis weit ins elastische Glied hinein, ja fast bis an die Masse  $m_1$  heran geltend.

Angesichts des Fehlens ungünstiger Resultate in der Praxis könnte also im vorliegenden Fall auf eingehende rechnerische Behandlung ohne weiteres verzichtet werden. Indessen sollen mit Rücksicht auf die Bedeutung dieses Falls für die elektrische Traktion mittels Einphasenwechselstroms die hauptsächlichsten Beziehungen mitgeteilt werden. In Bezug auf den „Vorlauf“ der treibenden Masse erhält man natürlich dasselbe allgemeine Integral für  $s_1$  und dieselben Grössen  $\sqrt{\alpha_1}$  und  $\sqrt{\alpha_2}$ , wie wir sie auf Seite 158 kennen lernten<sup>1)</sup>. Angesichts der in praktischen Fällen vorkommenden Zahlenwerte für die konstante Grösse  $\omega$  kann jedoch in den Ausdrücken für  $\sqrt{\alpha_1}$  und  $\sqrt{\alpha_2}$  die Zahl 1 neben  $(\gamma \cdot m_1 \cdot 4\omega^2)$  und dieser Wert neben  $(\gamma \cdot m_1 \cdot 4\omega^2)^2$  vernachlässigt werden. Dann gelten auch wieder:

$$A = C = D = 0; \quad B = -E = -\gamma \cdot \frac{S}{2}$$

während andererseits folgt:

$$z_\alpha = 2 \cdot (\gamma \cdot m_1 \cdot 4\omega^2)$$

und damit:

$$s_1 = \gamma \cdot \frac{S}{2} [1 - \cos(2\omega t)] \text{ und } K = \frac{S}{2} [1 - \cos(2\omega t)]$$

Die für  $t = \tau$  geltenden Ausdrücke:

$$\tau = \frac{1}{2\omega} \arccos \frac{S-T}{S} \text{ und } v_\tau = \frac{\gamma}{2} \cdot 2\omega \cdot \sqrt{T \cdot (2S-T)}$$

vermitteln den Uebergang vom „Vorlauf“ zum „Anlauf der gesamten Massen“. Die hier geltenden allgemeinen Integrale  $s_1$  und  $s_2$  können wegen der in praktischen Fällen zu erwartenden Werte für  $\omega$  in Hinsicht auf die Grössen  $\sqrt{\beta_1}$  und  $\sqrt{\beta_2}$  ebenfalls vereinfacht werden<sup>1)</sup>; man darf setzen:

$$z_{\beta_1} = z_{\beta_2} = 2 \cdot (4\omega^2 \cdot m_1 \cdot m_2 \cdot \gamma)$$

$$\sqrt{\beta_1} = \sqrt{\beta_2} = 2\omega$$

sowie:

$$C_1 = C_2 = D_1 = D_2 = 0$$

sodass sich mit

$$\vartheta = \frac{m_1+m_2}{m_2} \cdot \frac{1}{T-S} \cdot \sqrt{T(2S-T)}$$

für  $K$  die Beziehung ergibt:

$$K = \frac{1}{2} \frac{m_1 T + m_2 S}{m_1 + m_2} - \frac{1}{2} \sqrt{T(2S-T)} + \left(\frac{m_2}{m_1+m_2}\right)^2 (T-S)^2 \cdot \cos[\vartheta + 2\omega \cdot (t - \tau)]$$

<sup>1)</sup> Der aufmerksame Leser wird bereits bemerkt und berichtigt haben, dass bei der Einführung der Abkürzungen  $\alpha$  und  $\beta$ , bezw. richtiger  $\sqrt{\alpha}$  und  $\sqrt{\beta}$  Seite 158 (Spalte links, 24. Zeile) und Seite 170 (Spalte links, 12. Zeile von unten), die Wurzelzeichen auf der linken Seite der bezüglichen Gleichungen vergessen wurden.