

Zeitschrift: Schweizerische Bauzeitung
Herausgeber: Verlags-AG der akademischen technischen Vereine
Band: 73/74 (1919)
Heft: 13

Inhaltsverzeichnis

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. 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. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

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. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

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. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

Download PDF: 22.02.2026

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

INHALT: Ueber die Schüttelschwingungen des Kuppelstangentriebes. — Wettbewerb für die Röti-brücke in Solothurn. — "Association internationale des chemins de fer". — Von der XXXV. Generalversammlung und dem fünfzigjährigen Jubiläum der G. e. P. in Luzern. — Schweizerischer Verband zur Förderung des gemeinnützigen Wohnungsbau (SVW). — Miscellanea: Der Schweizerische Elektrotechnische Verein. Die

50 000. Lokomotive der Baldwin-Werke. Zum 80. Geburtstag von Dr. h. c. H. Dietler. Ausbau der Bündner Kraftwerke. — Konkurrenzen: Wohnkolonie im Feldli und ländliche Siedlung im Ziegelte St. Gallen. Bebauungsplan Kriens. Ueberbauung des Obmannamt-Areals in Zürich. — Vereinsnachrichten: Gesellschaft ehemaliger Studierender: Protokoll; Stellenvermittlung.

Band 74. Nachdruck von Text oder Abbildungen ist nur mit Zustimmung der Redaktion und nur mit genauer Quellenangabe gestattet. **Nr. 13.**

Ueber die Schüttelschwingungen des Kuppelstangentriebes.

Von Dr. Karl E. Müller, Ingenieur, Zürich.

(Fortsetzung von Seite 144.)

2. Die Resonanzschwingung.

Sobald innerhalb eines Instabilitätsgebietes die relative Schwingung der beiden Massen grosse Amplituden erreicht, ist die Voraussetzung eines *spielfreien* Kuppelstangentriebes unzulässig. Das *Lagerspiel* bewirkt, dass die kraftschlüssige Verbindung der beiden Massen zeitweise aufhört und bringt Unstetigkeiten in den Vorgang hinein, die die mathematische Behandlung erschweren. Nicht nur ist ψ jetzt eine unstetige Funktion, sondern es sind auch die Grenzen der Stetigkeitsintervalle mit der Amplitude der Schwingung veränderlich. Um jedoch die Besonderheiten der Schüttelgebiete im Einklang mit den Versuchen beschreiben zu können, genügt es, das in Abbildung 3 dargestellte einfache mechanische Modell des Vorganges zu betrachten. Es stellt die der gleichförmigen Rotation der Massen überlagerte Bewegung als gradlinige Schwingung eines Massenpunktes dar.

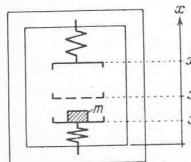


Abb. 3.

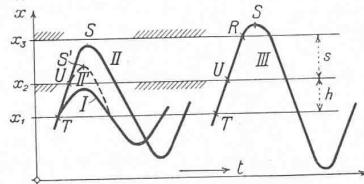


Abb. 4.

Zwei massenlose Schalen sind mittels ebensolchen Federn an einem starr gelagerten Rahmen befestigt. Bei weggemommener Masse m ist die Lage der Schalen durch die Koordinate x_2 , bzw. x_3 gegeben. Nach Hinlegen der Masse m drückt deren Eigengewicht $G = m \cdot g$ die untere Schale auf die Kote x_1 ; dies ist die Ruhelage des Systems. Die Zusammendrückbarkeit der Feder ist durch eine Konstante b bestimmt, sodass

$$G = b(x_2 - x_1)$$

Solange m die untere Schale nicht verlässt, gilt die Differentialgleichung

$$m \frac{d^2x}{dt^2} = -b x + b x_2 - G$$

woraus

$$x = x_1 + A \cdot \sin \left(\sqrt{\frac{b}{m}} \cdot t - \alpha \right)$$

Es sei für $t=0$: $x = x_1$, sodass $\alpha = 0$ wird. Eine solche Schwingung zeigt Kurve I in Abbildung 4. Sobald $x > x_2$, verlässt m zeitweise die untere Schale und fliegt frei in den Zwischenraum; beim Zurückfallen geht der Vorgang auf der Schale weiter, die Dauer einer Schwingung ist aber länger geworden.¹⁾ Für die Schwingung nach Kurve I erhält man leicht die Schwingungsdauer zu:

$$\theta = 2\pi \cdot \sqrt{\frac{m}{b}}$$

ferner die Zeit

$$t = \sqrt{\frac{m}{b}} \arccos \sqrt{\frac{mbv^2}{b^2 A^2}}$$

Es gilt der arccos zwischen 0 und $\frac{\pi}{2}$,

wenn v die momentane Geschwindigkeit, t die seit dem

¹⁾ In Wirklichkeit tritt noch ein Stossverlust ein, der die Schwingungsdauer noch etwas verlängert.

Punkt T in Abb. 4 abgelaufene Zeit bedeutet. Ferner gilt

$$m b v_T^2 = b^2 A^2$$

$$m b v_U^2 = b^2 A^2 - G^2$$

wo v_T und v_U die Geschwindigkeiten in den Punkten T und U der Bahn bezeichnen.

Zur Abkürzung führen wir noch ein:

$$\eta = \frac{A}{x_2 - x_1} = \frac{A}{h} = \frac{A \cdot b}{G} = \xi \cdot \zeta$$

$$\zeta = \frac{x_3 - x_2}{x_2 - x_1} = \frac{s}{h} = \frac{s \cdot b}{G}$$

$$\xi = \frac{A}{s}$$

1. Schwingungsdauer θ^* , wenn m die obere Schale nicht erreicht (Kurve II).

Wir finden θ^* durch Addition der einzelnen Zeiten τ , die der Punkt zum Durchlaufen der einzelnen Kurvenstücke braucht.

$$\text{Von } T \text{ bis } U: \quad \tau_1 = \sqrt{\frac{m}{b}} \arcsin \frac{1}{\eta}$$

$$\text{Von } U \text{ bis } S: \quad \tau_2 = \frac{m}{G} \cdot v_U$$

Ganze Schwingungsdauer :

$$\theta^* = \frac{1}{2} \theta + 2(\tau_1 + \tau_2)$$

$$\theta^* = \theta \left\{ 1 + \frac{1}{\pi} \left[\sqrt{\eta^2 - 1} - \arccos \frac{1}{\eta} \right] \right\}. \quad (21)$$

2. Schwingungsdauer θ^* , wenn m die obere Schale erreicht (Kurve III).

$$\text{Von } T \text{ bis } U: \quad \tau_1 = \sqrt{\frac{m}{b}} \arcsin \frac{1}{\eta}$$

$$\text{Von } U \text{ bis } R: \quad \tau_2 =$$

$$= \frac{m}{G} (v_U - v_R) = \sqrt{\frac{m}{b}} \left[\sqrt{\eta^2 - 1} - \sqrt{\eta^2 - 1 - 2\xi} \right]$$

$$\text{Von } R \text{ bis } S: \quad \tau_3 = \sqrt{\frac{m}{b}} \left\{ \frac{\pi}{2} - \arcsin \frac{1}{\sqrt{\eta^2 - 2\xi}} \right\}$$

$$\theta^* = \theta \left\{ 1 + \frac{1}{\pi} \left[\sqrt{\eta^2 - 1} - \frac{1}{\pi} \sqrt{\eta^2 - 1 - 2\xi} \right] + \frac{1}{\pi} \arcsin \frac{\sqrt{\eta^2 - 1} - \sqrt{\eta^2 - 1 - 2\xi}}{\eta \cdot \sqrt{\eta^2 - 2\xi}} \right\}. \quad (22)$$

Die Annahme einer Schwerkraft in unserem Beispiel bedeutet eine Belastung des Kuppelstangentriebes mit konstantem Drehmoment. Ist $G = o$ und trotzdem eine Schüttelschwingung vorhanden, so gilt $v_U = v_R = v_T$ und die Schwingungsdauer beträgt

$$\theta^* = \theta + 2 \frac{s}{v_T} = \theta \left\{ 1 + \frac{s}{\pi A} \right\} \quad (23)$$

Die gewonnenen Beziehungen (21), (22) und (23) benutzen wir, um in Abb. 5 (S. 156) das Verhältnis $\frac{\theta^*}{\theta}$ über der Abszisse ξ aufzutragen; diese bedeutet im wesentlichen die Amplitude der Resonanzschwingung. ξ ist dem übertragenen mittleren Drehmoment umgekehrt proportional, also im idealen Leerlauf ∞ . Die aufsteigenden Äste der Kurven entsprechen den Schwingungen nach Kurve II, die abfallenden asymptotischen nach Kurve III, der eigentlichen Resonanzschwingung.

Bei der Übertragung dieser Resultate auf den Kuppelstangentrieb bedeutet also m die eine Masse, während die zweite Masse durch den Rahmen, an dem die Federn befestigt sind, dargestellt wird. Zunächst müssen wir allerdings daran festhalten, dass auf irgend eine Weise der