

**Zeitschrift:** Schweizerische Bauzeitung  
**Herausgeber:** Verlags-AG der akademischen technischen Vereine  
**Band:** 77/78 (1921)  
**Heft:** 6

**Artikel:** Ueber Schüttelerscheinungen des Parallelkurbelgetriebes elektrischer Lokomotiven  
**Autor:** [s.n.]  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-37303>

### **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:** 23.02.2026

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

INHALT: Ueber Schüttelerscheinungen des Parallelkurbelgetriebes elektrischer Lokomotiven. — Ueber moderne Holzbauweisen. — Wettbewerb für die Reformierte Kirche in Arbon. — Die Erdstrom- und Nordlichterscheinung des 15. Mai 1921. — Miscellanea: Ausfuhr elektrischer Energie. Das Freiluft-Unterwerk Sihlbrugg der S. B. B. Erledigungsfristen für die vom eidgen. Amt für geistiges Eigentum erlassenen

Beanstandungen. Eine elektrische Unterwasser-Schleuderpumpe. Starkstromunfälle in der Schweiz. Bund deutscher Architekten. — Konkurrenzen: Seebadanstalt in Rorschach. — Korrespondenz: Zur Revision der Bindemittelnormen. — Vereinsnachrichten: XXXVI. General-Verammlung der G. E. P. Stellenvermittlung.

Band 78.

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

Nr. 6.

## Ueber Schüttelerscheinungen des Parallelkurbelgetriebes elektrischer Lokomotiven.

Unter diesem Titel hat Dr. *Iwan Döry*, Direktor der Elektrizitäts-Aktiengesellschaft Pöge in Chemnitz, auf Seite 313 der „E. T. Z.“ von 1920 eine Arbeit veröffentlicht, in der er für die, durch Lagerspiel bewirkte, Veränderlichkeit der Eigenfrequenz der Schüttelschwingung von Parallelkurbelgetrieben eine neue, analytische Beziehung aufstellte und weiterhin rechnerische Beziehungen zur Berechnung der Höchstbeanspruchung des Triebwerkes herleitete.

Wir hatten schon seit längerer Zeit die Absicht, unsere Leser auf die genannte Arbeit aufmerksam zu machen und darauf hinzuweisen, dass die von Döry angegebene Beziehung für die Eigenfrequenz bei Lagerspiel<sup>1)</sup> qualitativ dasselbe besagt, wie die von Dr. *K. E. Müller* auf Seite 155 von Band LXXIV (am 27. Sept. 1919) mitgeteilte Formel (23), obwohl I. Döry auf durchaus anderem Wege zu dieser Beziehung gelangte, als K. E. Müller. Nun ersucht uns Döry selbst um die Veröffentlichung einer Verteidigung und Erweiterung dieser seiner Arbeit von 1920, zu der ihn mehrere, in der E. T. Z. von 1920 und 1921 erschienene kritische Auslassungen von Oberingenieur *A. Wichert*<sup>2)</sup>, Mannheim, veranlassten. Wir geben hiermit unsern Lesern zunächst Kenntnis vom Inhalt des Begleitbriefes, mit dem uns I. Döry seine nachstehend veröffentlichte Arbeit zu gestellt hat; dieser Brief lautet wie folgt:

„In der „E. T. Z.“ S. 313 habe ich einen kurzen, nur eine einzige Seite umfassenden Aufsatz über Schüttelschwingungen geschrieben. Es lag mir daran, die neuen Erscheinungen auf die dem Ingenieur bekannten Grundbegriffe zurückzuführen und den Zusammenhang mit ihnen durchsichtig zu schildern. Dass ich den Gegenstand damit nicht erschöpft habe, braucht kaum entschuldigt zu werden. Dass ich gleichwohl neue Wege gegangen und u. a. die Ursache für das plötzliche Verschwinden der Schüttelschwingung (wie ich nachstehend ausführlich zeige) angegeben habe, dessen bin ich mir bewusst.“

Herr Wichert hat in mehreren Kritiken<sup>3)</sup> versucht, den Zweck und den Inhalt meines Aufsatzes zu diskreditieren. Die Schriftleitung der E. T. Z. hat leider die Diskussion geschlossen. Ich bitte Sie daher, die nachstehenden Ergänzungen, die nicht nur geeignet sind, die Fehler der Wichert'schen Anschauungen aufzudecken, sondern auch an sich wert sind, mitgeteilt zu werden, gleichzeitig mit diesem Schreiben in Ihrer Zeitschrift zu veröffentlichen.“

Die neue Arbeit von Dr. *Iwan Döry* lassen wir nun ungekürzt folgen:

### I.

1. In meinem Aufsatz (E. T. Z. 1920, S. 313) habe ich aus dem schwingenden Ausgleich zwischen der Bewegungs-Energie der Ankermasse ( $MV^2/2$ ) und der Formänderungs-Energie des Triebwerkes ( $CP^2/2$ ):

$$\frac{MV^2}{2} = \frac{CP^2}{2}$$

<sup>1)</sup> Diese Beziehung ist in der untenstehenden Veröffentlichung Dörys als Formel (D\*) bezeichnet.

<sup>2)</sup> Sie sind in der E. T. Z. auf Seite 994 von 1920 und auf Seite 164 von 1921 nebst einer Antwort von I. Döry, ferner auf Seite 153 und 296 von 1921 ohne dessen Gegenäusserung zu finden.

<sup>3)</sup> Wir bemerken noch, dass ein Teil der Kritik, die Wichert zum Aufsatz von Dr. Döry veröffentlichte, sich innerhalb einer grösseren Artikelreihe Wicherts befindet, die in den Heften 5, 6, 7 der E. T. Z. von 1921 unter dem Titel: „Neuere Theorien der Schüttelerscheinungen elektrischer Lokomotiven mit Parallelkurbelgetrieben“ zu finden sind. Wir gehen wohl nicht fehl in der Annahme, dass diese Artikelreihe als identisch mit der von Wichert beabsichtigten Kundgebung anzusehen ist, von der wir auf Seite 290 von Band LXXV (am 26. Juni 1920) berichteten; diese Kundgebung dürfte in der E. T. Z. noch zu weiteren Diskussionen Anlass geben, wie bereits ein ähnlicher Artikel Wicherts auf Seite 42 des „Bulletin“ des Schweizer. Elektrotechn. Vereins von 1921 eine Replik auf Seite 74 des „Bulletin“ zur Folge hatte. Red.

die Höchstbeanspruchung des Triebwerkes abgeleitet zu

$$P = V \sqrt{\frac{M}{C}} \quad (B)$$

und die natürliche Frequenz des Systems zu

$$\omega = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{MC}} \quad (D)$$

( $M$  = Masse,  $C$  = elast. Nachgiebigkeitsgrad,  $V$  = Relativgeschwindigkeit).

*A. Wichert* behauptet ohne nähere Begründung, dass diese Betrachtung mit Schüttelschwingungen nichts zu tun hat, weil der Ausgleichvorgang bei ihnen angeblich ganz anders geartet sein soll. Ich zeige deshalb nachstehend, dass die Formel (B) gerade aus den die Schüttelschwingungen erregenden Ursachen selbst folgt. Ueberdies hat *G. M. Eaton* in den „Proceed. A. I. E. E.“ vom Februar 1916 (Referat: „E. u. M.“, Wien vom 21. 2. 21) seinen Betrachtungen über Schüttelschwingungen an der Schleudergrenze genau denselben schwingenden Ausgleich zwischen Massenträgheit und Formänderungsenergie zu Grunde gelegt. Es ist auch dieser von Eaton ausgesprochene Gedanke, auf den *A. Wichert* neuerdings eine Theorie der Riffelbildung<sup>1)</sup> aufgebaut hat.

2. *A. C. Couwenhoven* hat in seiner Arbeit (Forschungsarbeiten des V. D. I. Heft 218<sup>2)</sup> auf S. 25) angenommen, dass die Schüttelschwingungen durch die Winkelgeschwindigkeitsänderungen der Motorwelle erregt werden, die vom Lagerspiel herrühren, und gezeigt, dass dann der grösste Betrag der Winkelgeschwindigkeitsänderung gleich ist

$$\Delta\omega = \omega \frac{S}{r}$$

wenn  $\omega$  die konstante Winkelgeschwindigkeit der Blindwelle und  $S$  das auf den Umfang des Kurbelkreises von Radius  $r$  bezogene Spiel bedeutet. Hieraus folgt die Relativgeschwindigkeit des Ankers zu

$$V = S\omega.$$

Andererseits ist die grösste vom Spiel herrührende Schwankung des übertragenen Drehmomentes:

$$Pr = \frac{Sr}{C}, \text{ also } P = \frac{V}{C\omega}$$

Für die Winkelgeschwindigkeit bei Resonanz den Wert

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{MC}}$$

gesetzt, ergibt auch auf diese Weise den oben angegebenen Wert für die Höchstbeanspruchung

$$P = V \sqrt{\frac{M}{C}} \quad (B)$$

3. Die Formel (B) für die Höchstbeanspruchung ist praktisch sehr wertvoll. Die Relativgeschwindigkeit  $V$  des Ankers ist nämlich nach obigem dem Spiel und der Drehzahl verhältnissgleich:

$$V = 0,3 s \cdot u$$

( $s$  = einseitiges, auf die Triebstange bezogenes Spiel,  $u$  = Drehzahl/Min).

Die theoretische Höchstbeanspruchung wird also

$$P = 0,3 s \cdot u \sqrt{\frac{M}{C}} \quad (B)$$

und kann unmittelbar aus den Konstanten der Maschine

<sup>1)</sup> Ein Referat über diese Theorie findet sich auf Seite 318 der E. T. Z. 1921. Red.

<sup>2)</sup> Vergl. Seite 108 von Bd. LXXV (6. März 1920). Red.

<sup>3)</sup> Bei Zahnradmotoren ist die Ankermasse auf die Blindwelle zu beziehen. Tut man das nicht, dann gilt angenähert

$$P = 0,3 s u i \sqrt{\frac{M}{C}}$$

und zeigt den Einfluss der Uebersetzung  $i$  auf die Beanspruchung.

und aus dem Spiel berechnet werden. Für die Löttschberg-Lokomotive z. B. beträgt der mittlere Wert  $\sqrt{\frac{M}{C}} = 5600$  (aus Angaben Couwenhovens ermittelt). Bei 5 mm Spiel und 300 Uml/min, also bei einer relativen Ankergeschwindigkeit von  $0,3 \cdot 5 \cdot 300 = 45$  cm/sek ist die theoretische Höchstbeanspruchung  $45 \cdot 5600 = 250\,000$  kg. Hätte Wichert diese einfache Beziehung beachtet, dann hätte er auf S. 994 der E. T. Z. 1914 unmöglich sagen können, „dass der Betrag dieser Relativgeschwindigkeit nicht im Stande ist, das Triebwerk zu gefährden“.

## II.

Im spielfreien Triebwerk ist die Amplitude ( $Q$ ) der Ankerschwingung gleich der Deformation. Wenn das Triebwerk aber das Spiel  $s$  besitzt, dann ist die Deformation um den Betrag des Spiels kleiner ( $Q - s$ ). Die Elastizität des Triebwerks verringert sich also scheinbar im Verhältnis  $(Q - s) : Q = (1 - s/Q) : 1$  und wird abhängig von der Grösse des Ausschlags  $Q$ .

Das Spiel  $s$  wird mit der Höchstgeschwindigkeit  $V$  durchschritten. Beim Ersatz der vom Spiel beeinflussten Schwingungsform durch eine Sinusform wird aber die ganze Amplitude  $Q$  und deshalb auch ihr auf das Spiel  $s$  entfallender Anteil mit der mittleren Geschwindigkeit  $(2/\pi)V$  durchschritten. Um den Einfluss des Spiels in der Ersatzschwingung auf sein wirkliches Mass zurückzuführen, wird man daher für  $s$  den Betrag  $(2/\pi)s$  einzuführen haben.

Berücksichtigt man die Veränderlichkeit der Elastizität bei den im Abschnitt I angestellten Betrachtungen, ersetzt also die elastische Nachgiebigkeit  $C$  durch  $\frac{C}{1 - \frac{2}{\pi} \frac{s}{Q}}$ , dann

erhält man die Höchstbeanspruchung

$$P = V \sqrt{\frac{M}{C}} \sqrt{1 - \frac{2}{\pi} \frac{s}{Q}}$$

und die Frequenz der Schüttelschwingung

$$\gamma = \frac{1}{2\pi} \frac{1}{\sqrt{MC}} \sqrt{1 - \frac{2}{\pi} \frac{s}{Q}} = \omega \sqrt{1 - \frac{2}{\pi} \frac{s}{Q}} \quad (D^*)$$

Die Frequenz der Schüttelschwingung ist also nicht konstant, sondern mit der Amplitude veränderlich. Unter dem Einfluss des Spiels geht sie von der natürlichen Frequenz  $\omega$  in die Schüttelfrequenz  $\gamma$  über. Bei unendlich grossen Ausschlägen wird die Frequenz der Schüttelschwingung gleich der natürlichen Frequenz des Systems.

Die Elastizität ist aber nicht nur von der Amplitude ( $Q$ ) der Ankerschwingung abhängig, sondern sie ist auch mit dem Kurbelwinkel periodisch veränderlich. Nimmt man einfach an, dass sich die Elastizität mit dem Sinus des Kurbelwinkels ändert, dann schwankt die Deformation während des Stangeneingriffs, d. i. im Quadrant  $45^\circ$  bis  $135^\circ$  zwischen  $Q$  und  $Q/\sqrt{2}$ , und wenn das Triebwerk das Spiel  $s$  besitzt, zwischen  $(Q - s)$  und  $(Q/\sqrt{2} - s)$ . Aus der Forderung, dass die Drehmomentübertragung in keinem Augenblick unterbrochen sein darf, aus der Bedingung also, dass das Spiel in jeder Kurbelstellung von der Deformation noch durchschritten werden muss, folgt dann das grösste bei der Amplitude  $Q$  noch zulässige Spiel zu

$$s_{\max} = \frac{Q}{\sqrt{2}}$$

Der grösste Wert für das Verhältnis des Spiels zur Amplitude ist also

$$(s/Q)_{\max} = \frac{1}{\sqrt{2}}$$

und aus dem grössten Wert  $(s/Q)_{\max}$  folgt die kleinste Frequenz nach Formel (D\*) zu

$$\gamma = \omega \sqrt{1 - \frac{2}{\pi} \cdot \frac{1}{\sqrt{2}}} = 0,74 \omega.$$

Herr Wichert glaubt zwar, dass die kleinste Frequenz keinen physikalischen Sinn hat. Aber er hat eben die

periodische Veränderlichkeit der Elastizität nicht berücksichtigt und erhält deshalb ein falsches Bild.

Die nachgerechnete kleinste Frequenz ausgeführter Lokomotiven gibt tatsächlich eine sehr gute Uebereinstimmung mit den Betriebsverhältnissen, wenn man die angenommene einfach sinusförmige Abhängigkeit der Elastizität von Kurbelwinkel durch die bei ausgeführten Maschinen wirklich vorhandenen Schwankungen der elastischen Nachgiebigkeit ersetzt.

### 1. Beispiel der Löttschberg-Lokomotive, Typ 1 E 1.

Die elastische Nachgiebigkeit schwankt nach den Berechnungen von Couwenhoven (S. 77) zwischen  $0,1584 \cdot 10^{-8}$  und  $0,5774 \cdot 10^{-8}$ , also im Verhältnis  $1 : 3,7$ . Im gleichen Verhältnis schwanken die Deformationen. Das grösste Spiel darf äusserstens der kleinsten Deformation gleich sein und verhält sich also zur Amplitude ebenfalls wie  $1 : 3,7$ . Damit wird die kleinste Frequenz nach Formel (D\*)

$$\gamma = \omega \sqrt{1 - \frac{1}{3,7}} = 0,855 \omega.$$

Und da der Betrieb die Resonanz-Fahrgeschwindigkeit ( $\omega$ ), bei der die Schüttelschwingung plötzlich *verschwindet*, bei 42 km/h beobachtet hat, so folgt die kleinste Fahrgeschwindigkeit, bei der die Schüttelschwingung *einsetzt*, zu

$$0,855 \cdot 42 = 36 \text{ km/h,}$$

was der Betrieb tatsächlich ergeben hat.

### 2. Beispiel der Varesina-Lokomotive, Typ 1 C 1.

Die elastische Nachgiebigkeit schwankt nach den Berechnungen von Couwenhoven (S. 54) zwischen  $0,5385 \cdot 10^{-8}$  und  $0,17425 \cdot 10^{-8}$ , also im Verhältnis  $1 : 3,3$ . Die kleinste Frequenz wird dann in ähnlicher Weise wie oben

$$\gamma = \omega \sqrt{1 - \frac{1}{3,3}} = 0,835 \omega.$$

Da die Resonanz-Fahrgeschwindigkeit, bei der die Schüttelschwingung verschwindet, bei 80 km/h beobachtet wurde, so folgt die Fahrgeschwindigkeit, bei der die Schüttelschwingung einsetzt, zu rund  $0,835 \cdot 80 = 67$  km/h.

Die Beobachtung hat angenähert 78 km/h ergeben.

Das Schüttelbereich, das sich bei zeitlich konstanter Elastizität über den ganzen Geschwindigkeitsbereich erstreckt, wird also um so kleiner, in je weiteren Grenzen die Elastizität periodisch schwankt.

## III.

Auf S. 313 der E. T. Z. 1920 habe ich gezeigt, dass man die Schüttelschwingung durch eine harmonische Schwingung ersetzen kann, deren Frequenz sich so langsam ändert, dass sie während einer Schwingung praktisch genau genug konstant bleibt. Aus dieser Annahme ergibt sich notwendig, dass das Verhältnis der Amplitude der erzwungenen Schwingung zur Erregerschwingung so wie bei der harmonischen Bewegung<sup>1)</sup>

$$m = \frac{1}{1 - \frac{\lambda^2}{\gamma^2}} \quad (E)$$

sein muss, wenn  $\lambda$  die Frequenz der Erregung und  $\gamma$  die im Gegensatz zur harmonischen Bewegung langsam veränderliche Eigenfrequenz der Schüttelschwingung

$$\gamma = \omega \sqrt{1 - \frac{2}{\pi} \frac{s}{Q}} \quad (D^*)$$

bedeutet.

Die Gewähr für die Richtigkeit dieser Lösung liegt in ihrer Voraussetzung selbst, dass die Eigenfrequenz während mindestens einer Schwingung konstant bleibt und sich während dieser Zeit so wie eine harmonische Schwingung verhalten muss.

A. Wichert hält die Lösung gleichwohl für falsch, weil er nicht einsieht, dass sich die Amplituden von Schwingungen langsam veränderlicher Frequenz nur *scheinbar* so berechnen lassen wie harmonische Schwingungen und weil er übersehen hat, dass schon G. Duffing auf S. 34 seines

<sup>1)</sup> Vgl. z. B. Föppl, Dynamik.

Buches<sup>1)</sup> für einen anderen Sonderfall von Schwingungen veränderlicher Eigenfrequenz die gleiche Lösung sogar streng bewiesen hat. Dass die Aehnlichkeit der Formel (E) mit der für harmonische Schwingungen gültigen tatsächlich nur scheinbar ist und nur in ihrem äusseren Aufbau liegt, von dem sich *Wichert* hat täuschen lassen, kommt daher, dass die Eigenfrequenz nur für die Dauer einer einzigen Schwingung konstant bleibt, für einanderfolgende Schwingungen aber jeweils verschiedene, von der Amplitude nach dem Gesetz der Formel (D\*) abhängige Werte aufweist. Daher wird auch die Resonanzkurve der Schüttelschwingung (Abb. 4), die die Amplituden  $m$  in Abhängigkeit von der Erregerfrequenz darstellt, anders aussehen, als die bekannte Resonanzkurve (Abb. 1) für die harmonische Schwingung. Man kann die Resonanzkurve der Schüttelschwingung (Abb. 4) aus der Resonanzkurve für die harmonische Schwingung (Abb. 1) ableiten, wenn man unter Voraussetzung eines die Schüttelschwingung erregenden Lagerspiels von der Grösse  $s$  die Eigenfrequenz

$$\gamma = \omega \sqrt{1 - \frac{2}{\pi} \frac{s}{Qm}} \quad (D^{**})$$

für verschiedene Erregerfrequenzen berechnet und die dazu erforderlichen Amplituden  $m$  aus der Abb. 1 abgreift. Setzt man die so berechneten Eigenfrequenzen  $\gamma$  wieder in die

vergrössern nämlich die mit den Amplituden  $m$  wachsenden Eigenfrequenzen  $\gamma$  (Formel D) sowohl den Zähler als auch den Nenner der Formel (E\*), sodass die Amplituden  $m$  nach einigen Schwankungen einem neuen Gleichgewichtszustand zustreben können.

Für Ueberresonanz dagegen

$$m_2 = - \frac{\gamma^2}{\lambda^2 - \gamma^2} \quad (E^{**})$$

vermindert sich mit abnehmender Eigenfrequenz  $\gamma$  nur der Zähler, während der Nenner der Formel (E\*\*) wächst, sodass die Amplituden  $m$  schnell sinken und in weiterer Folge auch die Eigenfrequenzen  $\gamma$  (nach Formel D\*\*) vermindern, was zu einer neuerlichen Abnahme der Amplituden  $m$  und zu einer weiteren Verringerung der Eigenfrequenz führt, die ihrerseits wieder die Amplituden vermindert usw. Diese Wechselwirkung in der Verminderung der Eigenfrequenz und der Amplituden muss die Schüttelschwingung beim Ueberschreiten der Resonanz rasch zum Verschwinden bringen.

Der geschilderte Zerfall der Amplituden erklärt zum ersten Mal die beobachtete Erscheinung, dass die Schüttelschwingung beim Ueberschreiten der Resonanz-Geschwindigkeit plötzlich verschwindet. Das zeigt deutlich genug auch die Resonanzkurve Abb. 4.

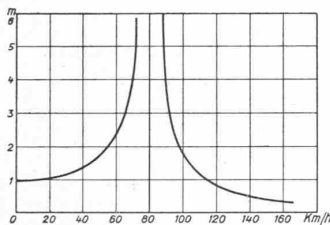


Abb. 1.

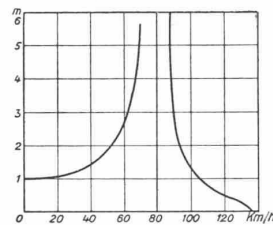


Abb. 2.

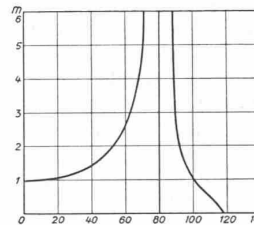


Abb. 3.

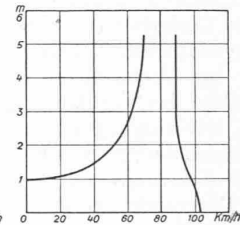


Abb. 4.

Formel (E) ein, dann erhält man neue Werte für die Amplituden  $m$  und eine neue Resonanzkurve (Abb. 2), die der Resonanzkurve der Schüttelschwingung (Abb. 4) schon näher kommt. Verfährt man auf gleiche Weise mit den Amplituden der Abb. 2, rechnet wieder die aus ihnen und aus der Formel (D\*\*) folgenden Eigenfrequenzen und daraus mit Hilfe der Formel (E) neue Annäherungswerte für die Amplituden  $m$ , so erhält man die Resonanzkurve Abb. 3 und gelangt in weiterer Folge zur Resonanzkurve Abb. 4, deren Amplituden der Schüttelschwingung schon sehr nahe kommen. Man erkennt das daran, dass sich die Amplituden der Resonanzkurve bei fortgesetzter Anwendung des geschilderten Annäherungsverfahrens nur noch um praktisch verschwindende Beträge ändern.

Den in den Abb. 1 bis 4 gezeichneten Resonanzkurven sind die von Couwenhoven in seiner Abb. 29 angegebenen Verhältnisse der Varesina-Lokomotive zu Grunde gelegt und zwar für Resonanz bei 80 km/h Fahrgeschwindigkeit. Das Spiel ist mit  $(2/\pi)s = 2,5$  mm angenommen worden.

Die Resonanzkurven Abb. 1 bis 4 zeigen für Unterresonanz durchwegs angenähert das gleiche Verhalten wie bei der harmonischen Schwingung (Abb. 1), für Ueberresonanz dagegen ein um so plötzlicheres Abfallen und Verschwinden der Schwingung, je mehr sie sich der Schüttelschwingung (Abb. 4) nähert. Das kommt daher, dass in der Abb. 1 für die harmonische Schwingung der Kurvenast für Unterresonanz stabil bleibt, der Kurvenast für Ueberresonanz aber labil wird, wenn man von der konstanten Eigenfrequenz  $\omega$  der harmonischen Schwingung zur veränderlichen Eigenfrequenz  $\gamma$  der Schüttelschwingung übergeht.

Für Unterresonanz

$$m_1 = \frac{\gamma^2}{\gamma^2 - \lambda^2} \quad (E^*)$$

<sup>1)</sup> Duffing, Schwingungen veränderlicher Eigenfrequenz. Braunschweig, Sammlung Vieweg, besprochen auf Seite 238 von Bd. LXXII (am 14. Dez. 1918).

Red.

Auch diese Uebereinstimmung der Erfahrung mit der Theorie gibt die Gewähr, dass die der Berechnung der Schüttelschwingung zu Grunde gelegten Annahmen praktisch zulässig sind.

Neben den durch Dr. *Iwan Döry* seit 1920 neuerdings zur Erörterung gebrachten Fragen der Unkonstanz der Eigenfrequenz und der Grösse der Amplitude, bezw. der Höchstbeanspruchung, bei Schüttelschwingungen des Parallelkurbelgetriebes, ist weiterhin auch die Frage nach dem Relativwerte der erzwungenen Frequenzen relativ zu den Drehzahlen durch einen neuen Beitrag beleuchtet worden. Wir erhalten hierzu den folgenden, von Prof. Dr. *W. Kummer*, verfassten Bericht:

#### Ueber die erzwungenen Frequenzen.

Im Juni 1914, auf Seite 325 und 364 der Zeitschrift „Elektr. Kraftbetriebe und Bahnen“ hat *A. Wichert* seiner „Theorie“ über die durch Lagerspiel verursachten Schüttelschwingungen eine Schwingungserregung zu Grunde gelegt, bei der der Schütteltakt erzwungene Frequenzen mit sich bringt, die *Wichert* im Verhältnis zur Drehzahl durch die Reihe:

$$2 \left( \frac{1}{1}, \frac{1}{2}, \frac{1}{3}, \frac{1}{4}, \dots, \frac{1}{n} \right)$$

bestimmt wissen wollte.

Demgegenüber sind auf Grund anderer Auffassung des Problems für das Verhältnis „Frequenz zu Drehzahl“ von andern Autoren andere Werte angegeben worden, wie folgende Uebersicht zeigt:

Für die Voraussetzung gewöhnlicher elastischer Schwingungen hat der *Schreibende* im März und im September 1914 erst die Zahl 2, dann die Zahlen 4 und 2 bekannt gegeben, und hierauf seine Untersuchungen 1915 mit der Zahlengruppe 4—2—1 vorläufig abgeschlossen<sup>1)</sup>.

<sup>1)</sup> Seite 68 von Band LXVI (7. Aug. 1915).



Die Vertiefung des Problems hat 1918 dessen Bearbeiter Dr. K. E. Müller auf eine neue Differentialgleichung geführt, deren korrekte Integration erst dank der ebenfalls 1918 von Prof. Dr. E. Meissner<sup>1)</sup> mitgeteilten mathematischen Arbeit möglich war, auf Grund welcher K. E. Müller<sup>2)</sup> die Reihe:

$$\dots\dots 6, 5, 4, 3, 2, 1$$

feststellen und für die Zahlengruppe 4—3—2—1 experimentell bestätigen konnte. Dem Ergebnis dieser, von ihm selbst angeregten Arbeit hat der Schreibende beigepflichtet und dies auch in einem, Seite 237 und 272 des „Bulletin“ des S. E. V., veröffentlichten Artikel bekannt gegeben.

Der Vollständigkeit halber erwähnen wir, dass auch die Dissertation von A. C. Couwenhoven<sup>3)</sup> (Seite 36) für das Verhältnis „Frequenz zu Drehzahl“ eine Reihe angibt, die die Form:

$$4(1, 2, 3, \dots\dots n)$$

aufweist.

In der Meinung, einen zwingenden Beweis für die Richtigkeit der von ihm vermuteten Reihe:

$$2\left(\frac{1}{1}, \frac{1}{2}, \frac{1}{3}, \frac{1}{4}, \dots\dots \frac{1}{n}\right)$$

für das Verhältnis „Frequenz zu Drehzahl“ gefunden zu haben, hat A. Wichert kürzlich in der „E. T. Z.“<sup>4)</sup> das Diagramm von Schwingungsaufnahmen am Anker des einzigen Motors einer 1C1-Lokomotive mit Blindwelle veröffentlicht. In der Diskussion dieses Diagramms übersieht er aber den wesentlichen Umstand, dass nur die *erzwungene* Frequenz zur Drehzahl in Beziehung gebracht werden darf, dass also das Verhältnis „Frequenz zu Drehzahl“ nur für solche Schwingungen einen Sinn hat, die bei kritischen Drehzahlen auftreten, d. h. nur bei ausgesprochener Resonanz. Solche Schwingungen weist aber das von ihm veröffentlichte Diagramm lediglich für die, den mit „n“ und mit „p“ bezeichneten Stellen zeitlich unmittelbar folgenden Zackenreihen auf. Von diesen ist nach Wicherts Angaben die erstere durch „2 Schwingungen auf 2 Umdrehungen“, die letztere durch „2 Schwingungen auf 1 Umdrehung“ gekennzeichnet, womit also für das Verhältnis „Frequenz zu Drehzahl“ das erste Mal der Wert „1“, das andere Mal der Wert „2“ erscheint. Die Wertegruppe 2—1 findet sich nun aber nicht nur in Wicherts Reihe:

$$2\left(\frac{1}{1}, \frac{1}{2}, \frac{1}{3}, \frac{1}{4}, \dots\dots \frac{1}{n}\right)$$

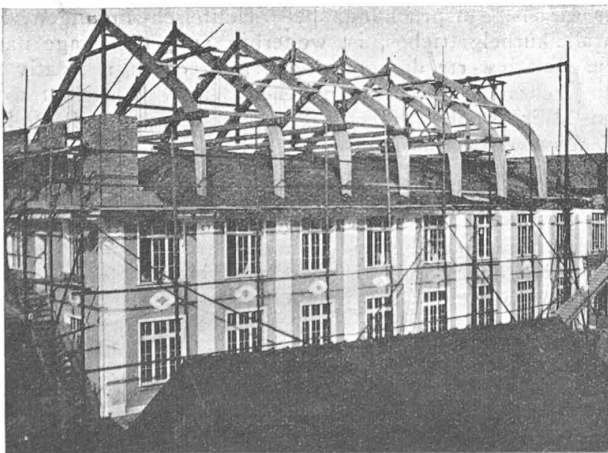


Abb. 11. Hetzer-Dachbinder über einer zu erhöhenden Fabrik.

sondern auch innerhalb unserer Gruppe: 4—2—1 und innerhalb unserer Reihe:  $\dots\dots 6, 5, 4, 3, 2, 1$ .

Zu Gunsten seiner Reihe führt Wichert weiterhin aus, dass das von ihm veröffentlichte Diagramm für das Ver-

hältnis „Frequenz zu Drehzahl“ den Wert „4“ nicht ergebe. Dabei übersieht er, dass für die untersuchte Lokomotive die vierfache Frequenz bei einer so niedrigen Fahrgeschwindigkeit auftreten müsste, dass dabei das bewegte Triebwerk gar keine nennenswerte kinetische Energie aufweisen und deshalb eine Resonanz zufolge reichlich vorhandener Dämpfung nicht merkbar sein kann; im Gegensatz hierzu lassen in der Regel „schüttelnde“ Lokomotiven die vierfache Frequenz als eine besonders gefährliche erscheinen (z. B. ursprünglich die Lötchberglokomotiven 1 E 1).

Das von Wichert veröffentlichte Diagramm kann also keineswegs als Beweis für die Richtigkeit der von ihm für das Verhältnis „Frequenz zu Drehzahl“ vermuteten Reihe gelten. Weiter steht dieses Diagramm auch nicht im Widerspruch mit der, auf Grund des heutigen Standes der Forschung, als *gültig* zu betrachtenden Reihe:

$$\dots\dots 6, 5, 4, 3, 2, 1,$$

wie aus dieser Darlegung hervorgeht.

Zum Schluss soll noch darauf hingewiesen werden, dass die Schwingungserregung durch Lagerspiel im Sinne von Wicherts „Theorie“ von 1914, erst 1918/19 durch Dr. K. E. Müller auf die Höhe einer wissenschaftlich brauchbaren Hypothese gebracht und als die sog. „Resonanz-Schwingung“ in das ganze Problem eingeordnet wurde, wie den Lesern dieser Zeitschrift übrigens bekannt ist.<sup>1)</sup>

## Ueber moderne Holzbauweisen.

Von Dr.-Ing. Hugo Ritter, Kilchberg bei Zürich.

(Schluss von Seite 56.)

### Massive Holzbauweisen.

**System Hetzer.** Die Eigenart dieser Holzbauweise besteht darin, dass eine Anzahl Bretter entweder in geradem oder gebogenem Zustande mit ihrer flachen Seite aufeinander gelegt und durch *Leimen unter hohem Druck* mit einander verbunden werden (Abb. 9). Durch diese Verbindung, insbesondere durch das infolge von Feuchtigkeit nicht lösliche Bindemittel erzielt man einen solch innigen Zusammenhang zwischen den einzelnen Brettern, dass ein vollständig homogener Verbundkörper entsteht. Durch ein derartiges Zusammensetzen dünner Bretter ist es möglich, beliebig starke und lange Holzkörper verschiedenster Formen herzustellen. Im allgemeinen wird dieses System zum Bau von bogenförmigen Bindern verwendet, wofür es sich seiner Eigenart wegen auch am besten eignet, doch lassen sich auch einfache und kontinuierliche

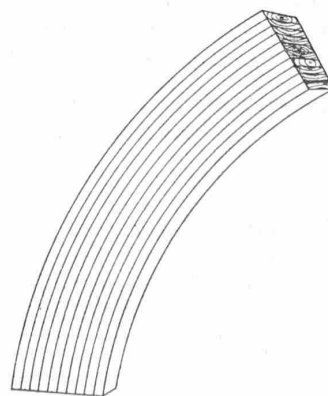


Abb. 9. System Hetzer.

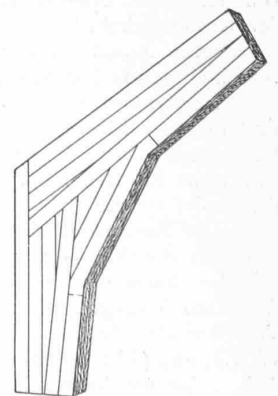


Abb. 13. System Thurnherr.

Balken darnach ausführen, wie aus frühern, eingehenden Beschreibungen in diesem Blatte bereits bekannt ist.<sup>2)</sup>

Hinsichtlich der Herstellung gebogener Verbundkörper gilt das bereits bei Besprechung der Stephan-Träger gesagte, dass nämlich infolge der künstlichen Deformation

<sup>1)</sup> Seite 155 und 156 von Bd. LXXIV (am 27. Sept. 1919).

<sup>2)</sup> Vgl. Bd. LVIII, S. 214 (14. Oktober 1911) und Bd. LXI, S. 289 (31. Mai 1913).

<sup>1)</sup> Seite 95 von Band LXXII (14. Sept. 1918).

<sup>2)</sup> Seite 172 von Band LXXIV (4. Okt. 1919).

<sup>3)</sup> Seite 108 von Band LXXV (6. März 1920).

<sup>4)</sup> Seite 427 bis 430 der „E. T. Z.“ 1921.