Ueber die Schüttelschwingungen des Kuppelstangentriebes

Autor(en): **Müller, Karl E.**

Objekttyp: **Article**

Zeitschrift: **Schweizerische Bauzeitung**

Band (Jahr): **73/74 (1919)**

Heft 13

PDF erstellt am: **29.03.2024**

Persistenter Link: https://doi.org/10.5169/seals-35690

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 Schüttelschwingungen des Kuppelstangentriebes. — Wettbewerb für die Rötibrücke 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 Wohnungsbaues (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 Siedelung im Zielgute 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.

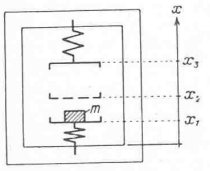


Abb. 3.

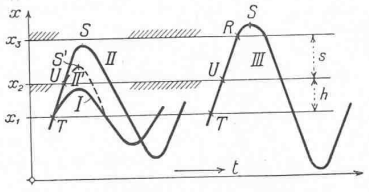


Abb. 4.

Zwei massenlose Schalen sind mittels ebensolchen Federn an einem starr gelagerten Rahmen befestigt. Bei weggenommener Masse m ist die Lage der Schalen durch die Koordinate x_2, bezw. 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:

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

ferner die Zeit

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

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

wenn v die momentane Geschwindigkeit, t die seit dem 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.

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

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

Ganze Schwingungsdauer:

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

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

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

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

Von U bis R: $\tau_2 =$

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

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

$$\left.\begin{aligned} \vartheta^* = \vartheta \Bigg\{ & 1 + \frac{1}{\pi} \sqrt{\eta^2 - 1} - \frac{1}{\pi} \sqrt{\eta^2 - 1 - 2\zeta} \\ & + \frac{1}{\pi} \arcsin \frac{\sqrt{\eta^2 - 1} - \sqrt{\eta^2 - 1 - 2\zeta}}{\eta \cdot \sqrt{\eta^2 - 2\zeta}} \Bigg\} \end{aligned}\right\} . \quad (22)$$

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

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

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

Bei der Uebertragung 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

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

Spielwinkel während eines Umganges konstant ist. Mit Rücksicht auf Abbildung 5 kann nun ein Resonanzgebiet wie folgt beschrieben werden:

Nähert man sich mit steigender Drehzahl des Kuppelstangentriebes einem Resonanzgebiet, so steigt die Amplitude A immer mehr an, sodass in unregelmässigen Intervallen die Masse in das Spiel einschwingt, hie und da sogar die Grenze des Spieles (die „obere Schale") erreicht. Ein eigentliches Schütteln (eine periodische Schwingung) ist erst von jener Drehzahl an möglich, die der Spitze der

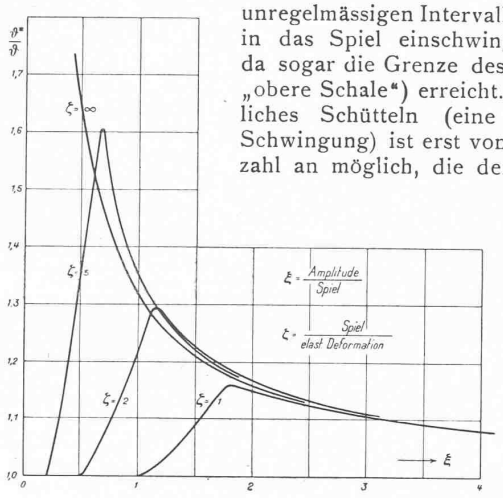


Abb. 5.

betreffenden Kurve in Abbildung 5 entspricht. *Bei der Resonanzschwingung kommen also Punkte auf dem asymptotischen Ast der Kurven in Frage und diese sind stabil;* wird nämlich zufällig die Amplitude grösser, so steigen die Verluste und die Drehzahl sinkt. Die erwähnte tiefste Drehzahl hängt ab von ξ und liegt also umso tiefer, je grösser das Spiel und je kleiner die Belastung ist. Steigert man die zugeführte Leistung und damit die Drehzahl bis nahe zur kritischen, so kann wegen der grossen Ungleichförmigkeit leicht eine grössere mittlere Drehzahl auftreten. Da aber für $\frac{\vartheta^*}{\vartheta} < 1$ nach Abbildung 5 keine regelmässigen Schwingungen mehr möglich sind, so hört das Schütteln plötzlich auf, die Verluste sinken und das System beschleunigt sich rasch. Nähert man sich dagegen von höheren Drehzahlen der kritischen, so kann oberhalb derselben nur vereinzeltes Schlagen auftreten, weil regelmässige Schwingungen ausgeschlossen sind. Schüttelschwingungen treten erst mehr oder weniger unterhalb der beim Beschleunigen beobachteten oberen Grenze auf, weil nicht plötzlich grosse Amplituden auftreten können und wegen des kleineren Drehmomentes beim Verzögern die kritische Drehzahl nach Obigem überhaupt etwas tiefer liegt. Anderseits wird durch die unstabilen aufsteigenden Kurvenäste in Abbildung 5 die Einleitung der Resonanzschwingung begünstigt; dann verzögert sich das Triebwerk sofort wegen der auftretenden Verluste.

Diese Aussage deckt sich mit dem experimentellen Befund, wobei allerdings der durch das Spiel bedingte Voreilwinkel nicht konstant war, sondern den durch die Abbildung 6 dargestellten Verlauf aufwies. Diese Kurven sind also an Stelle der Geraden x_2 zu setzen. Nun ist aber nach Früherem die Periodizität des Spielverlaufes in einfachem Verhältnis zur Periode der Resonanzschwingung, d. h. der Massenpunkt berührt die genannte Kurve in ähnlich gelegenen Punkten. Der Spielraum s ist nun für einen bestimmten Kuppelstangentrieb nicht mehr eindeutig; für die kleinste Resonanzdrehzahl ist der grösste Wert von s massgebend. Beim Durchlaufen des Schüttelgebietes ändert sich die Phase der Resonanzschwingung und der in diesem Abschnitt eingeführte Parameter ξ kann nicht nur mit der Amplitude, sondern auch durch Abnahme von s wachsen. Das plötzliche Aufhören der Schüttelschwingung bei einer bestimmten Drehzahl könnte daher auch so gedeutet werden: Der „Auffallpunkt auf die obere Schale" wandert mit wachsender Drehzahl gegen das kleinste Spiel, um bei Erreichen desselben plötzlich in grösseres Spiel zu überschnappen.

Die Schüttelschwingung wird also wesentlich vom Spielverlauf beeinflusst. Die Abbildung 6 zeigt nun in der obern Kurve einen nahezu „idealen" Spielverlauf wie er auftritt, wenn die Lagerschalen den Zapfen mit allseitig gleichem Spiel umgeben und keine Stichmassfehler vorliegen. Die untere Kurve zeigt im Gegensatz einen durch Stichmassfehler usw. verursachten verzerrten Spielverlauf. Der ideale Spielverlauf wiederholt sich viermal, der ver-

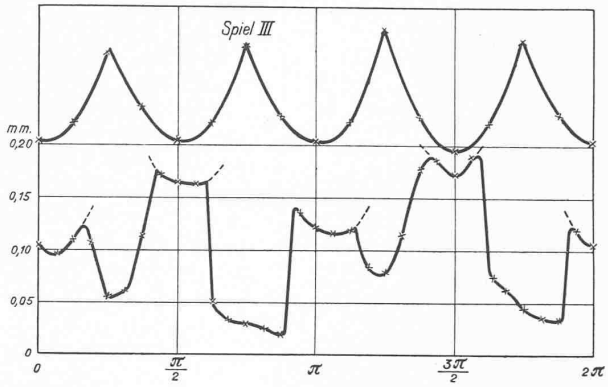


Abbildung 6.

zerrte im wesentlichen zweimal pro Umlauf. Es entsteht dadurch eine Auswahl bezüglich der unendlich vielen möglichen Schüttelgebiete nach Abschnitt 1. Mit Berücksichtigung früherer Resultate *ist daher eine Resonanzschwingung nur von 4-, 2- oder 1-facher Frequenz.* Wenn durch Stichmassfehler die Periodizität des Spielverlaufes geändert wird, können natürlich Ausnahmen stattfinden, wie dies auch experimentell beobachtet werden konnte. Da der Spielverlauf als Störungsfunktion in die Differential-Gleichung der Schwingung eingeht, so tritt für die Schüttelgebiete vierfacher und zweifacher (bei unsymmetrischem Kuppelstangentrieb) auch im gewöhnlichen Sinne Resonanz auf. Dies bildet einen zweiten Grund, um die Bedeutung der tiefer liegenden Schüttelgebiete herabzumindern.

Ausser der besprochenen Aenderung der Schwingungsdauer infolge Einschwingen in das Lagerspiel ist noch zu beachten, dass, wie erwähnt, die Funktion ψ in Gleichung (5) auch ausserhalb der Resonanz (d. h. bei stets kraftschlüssiger Verbindung der beiden Massen) nun einen andern zeitlichen Verlauf nimmt, der überdies nicht nur von der Stellung φ der Kurbeln, sondern auch von der Amplitude der Schwingung abhängt. Da ψ für ein bestimmtes Triebwerk ein Mass der resultierenden Elastizität darstellt, kann man eine Schätzung vornehmen, indem man den Mittelwert von ψ während eines Umlaufes aufsucht. Man gelangt zum Resultat, dass dieser Einfluss eine Erniedrigung der kritischen Drehzahl herbeiführt, die für $\beta_3 = 0$ etwa 5 bis 15 % betragen wird. Mit Rücksicht auf Abbildung 5 kann also gesagt werden, dass ein Schüttelgebiet unterhalb der durch Gleichung (20), mit $K_n = 1$, gegebenen kritischen Drehzahl liegt und dass die obere Grenze des Gebietes dieser Drehzahl naheliegt. Es ist zu beachten, dass wir bei dieser Untersuchung der Resonanzschwingung ψ als konstant betrachten und somit von einer „kritischen Drehzahl" gesprochen werden darf. Es ist ferner zu unterscheiden zwischen den durch Lagerspiel bedingten „Schüttelgebieten" und den schon beim spielfreien Kuppelstangentrieb auftretenden „Instabilitätsgebieten".

3. Verlauf der Stangenkraft bei starren Wellen.

Die skizzierte Schwierigkeit, bei vorhandenem Lagerspiel die Bewegung der beiden Massen (und damit alles Uebrige) mathematisch zu bestimmen, hat dazu geführt, die mechanischen Beanspruchungen der Getriebeteile unter vereinfachten Annahmen zu berechnen. Um die Kräfte in Kuppelstangen von zwei Radsätzen einer Lokomotive zu

finden, wird die Annahme gemacht, dass die gekuppelten Achsen gleichförmig rotieren, dagegen wird für das Getriebe zwischen Motor und Radsatz das übertragene Drehmoment konstant gesetzt. Diese Annahme wurde auch von *G. M. Eaton* [1]) in einer eingehenden Untersuchung der Beanspruchungs- und Abnützungsverhältnisse an drei Typen von Lokomotiven mit Gestellmotoren gemacht. Dass so gewonnene Resultate unrichtig sein müssen, soll nachfolgende angenäherte Betrachtung darlegen.

In einem symmetrischen, mit Lagerspiel behafteten Getriebe nach Abbildung 1 seien nur die Stangen merklich deformierbar. Das Stangenlager mit übertrieben gezeichnetem Spiel sei in Abbildung 7 dargestellt. Das Spiel zwischen Zapfen und Schale ist im Ruhezustand allseitig $\frac{a}{2}$ und gibt im Betrieb Anlass zu einer Voreilung der treibenden Welle um

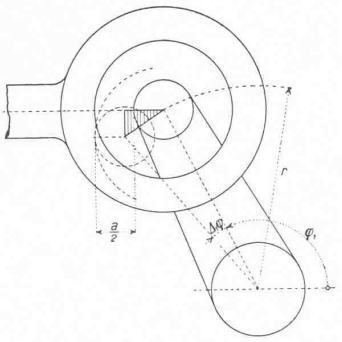


Abbildung 7.

$$\Delta\varphi = \frac{a}{2\,r\,\sin\varphi_1}$$

Wir nennen $\varphi_a = \frac{a}{r}$ den „Spielwinkel"; mit Berücksichtigung von Gl. (1 a) gilt

$$\varphi_5 - \varphi_6 = \frac{\gamma_1 D_1}{\sin^2\varphi_1} \pm \frac{\varphi_a}{\sin\varphi_1} + \beta_3 (D_1 + D_3)$$

$$\varphi_5 - \varphi_6 = \frac{\gamma_2 D_2}{\cos^2\varphi_1} \pm \frac{\varphi_a}{\cos\varphi_1} + \beta_3 (D_1 + D_3)$$

Das Doppelzeichen des zweiten Gliedes ist des Zeichen-Wechsels im Nenner wegen nötig, da das Spiel die Voreilung beständig vergrössert. Wir benützen künftig nur das positive Vorzeichen, da wir nur den ersten Quadranten eines Umlaufes betrachten. Sind beide Stangen im Eingriff, so muss die Voreilung über beide Getriebeseiten gemessen gleich sein, woraus folgt

$$\varphi_5 - \varphi_6 = \gamma (D_1 + D_3) + \beta_3 (D_1 + D_3) + \varphi_a (\sin\varphi_1 + \cos\varphi_1)$$

Nun suchen wir $\varphi_5 - \varphi_6$ für ein totales Drehmoment M und erhalten

a) für den Eingriff beider Stangen

$$\varphi_5 - \varphi_6 = (\gamma + \beta_3) \cdot M + \varphi_a (\sin\varphi_1 + \cos\varphi_1)$$

b) für den Eingriff der hintern Stange

$$\varphi_5 - \varphi_6 = \beta_3 M + \frac{\gamma M}{\cos^2\varphi_1} + \frac{\varphi_a}{\cos\varphi_1}$$

Durch eine graphische Darstellung von $\varphi_5 - \varphi_6$ überzeugt man sich, dass Amplituden und wesentlicher Verlauf dieser Kurvenzüge durch folgenden analytischen Ausdruck angenähert dargestellt werden:

$$\varphi_5 - \varphi_6 = (\gamma + \beta_3) M + 0{,}207\,(1 - \cos 4\,\varphi_1)\,\varphi_a$$

Da das frühere ψ^* hier den Wert

$$\psi^* = \frac{1}{\gamma + \beta_3} = \text{konst.}$$

annimmt, hat man es der Annäherung zufolge mit einer gewöhnlichen erzwungenen Schwingung zu tun. Es gilt wieder genügend genau $\cos 4\,\varphi_1 = \cos 4\,\omega t$ und somit ist nach zweimaligem Differenzieren

$$\varphi_5'' - \varphi_6'' = (\gamma + \beta_3) M'' + 16\,\omega^2 \cdot \varphi_a \cdot 0{,}207 \cdot \cos 4\,\omega t$$

Mit Berücksichtigung von Gl. (2) folgt

$$M''(\gamma + \beta_3) + M\left(\frac{1}{\Theta_1} + \frac{1}{\Theta_2}\right) = \frac{T}{\Theta_1} + \frac{W}{\Theta_2} - 16\,\omega^2\,\varphi_a\,0{,}207\cos 4\,\omega t$$

Unter Annahme $T = W =$ konstant ergibt die Integration

$$M = T + \frac{0{,}207 \cdot \varphi_a \cdot k \cdot \cos 4\,\omega t}{(\gamma + \beta_3)(k - 1)} + C\cos(\omega_0 t + \delta)$$

worin $k = \frac{16\,\omega^2}{\omega_0^2}$ und $\omega_0^2 = \frac{\Theta_1 + \Theta_2}{(\gamma + \beta_3)\,\Theta_1\,\Theta_2}$

Für $k = 1$ ist offenbar Resonanz; die kritische Drehzahl ergibt sich also zu

$$\frac{30}{\pi} \cdot \omega = \frac{\omega_0}{4} \cdot \frac{30}{\pi}$$

Die mit den Integrationskonstanten C und δ auftretende Eigenschwingung vernachlässigen wir am besten ganz. Wir wissen nach Früherem ohnehin, dass sie nur an den Grenzen der Instabilitätsgebiete (die hier infolge der Näherung verloren gehen) streng periodisch und von grossem Ausschlag ist. Dann kann man eine „*Schwankung des Drehmomentes*" definieren:

$$\Delta_M = \frac{M_{max} - M_{min}}{M_{max} + M_{min}} = \frac{0{,}207 \cdot \varphi_a}{(\gamma + \beta_3) \cdot T} \cdot \frac{k}{k - 1}$$

Für $y = \varphi_5 - \varphi_6$ kann eine ähnliche Differential-Gleichung gefunden werden:

$$y'' + \omega_0^2\, y = T\left(\frac{1}{\Theta_1} + \frac{1}{\Theta_2}\right) + \omega_0^2 \cdot 0{,}207 \cdot \varphi_a\,(1 - \cos 4\,\omega t)$$

Nach erfolgter Integration erhält man analog eine „*Schwankung der Voreilung*"

$$\Delta_\varphi = \frac{y_{max} - y_{min}}{y_{max} + y_{min}} = \frac{0{,}207 \cdot \varphi_a}{0{,}207\,\varphi_a + (\gamma + \beta_3) T} \cdot \frac{1}{1 - k}$$

Trägt man sich die Schwankungen Δ_M und Δ_φ auf, so erkennt man, dass die eine oberhalb, die andere unterhalb der kritischen Drehzahl überwiegt. Die Grenzwerte sind:

$$\omega \lessgtr \frac{\omega_0}{4} : \begin{cases} \Delta_M = 0 \\ \Delta_\varphi = \dfrac{0{,}207\,\varphi_a}{0{,}207\,\varphi_a + (\gamma + \beta_3) T} \end{cases}$$

$$\omega \gtrless \frac{\omega_0}{4} : \begin{cases} \Delta_M = \dfrac{0{,}207 \cdot \varphi_a}{(\gamma + \beta_3) T} \\ \Delta_\varphi = 0 \end{cases}$$

Wir bestimmen jetzt für zwei Betriebszustände, unterhalb und oberhalb $\frac{\omega_0}{4}$, den Verlauf der Stangenkraft:

I. Es sei unterhalb der kritischen Drehzahl

$k = 0{,}6$; $\frac{T(\gamma + \beta_3)}{\varphi_a} \cong 0{,}7$, woraus $\Delta_M = -0{,}44$

und $\frac{(\gamma + \beta_3) T}{\varphi_a} = 0{,}7 \mp 0{,}3$

II. Es sei oberhalb der kritischen Drehzahl

$k = 3$; $\frac{T(\gamma + \beta_3)}{\varphi_a} \cong 0{,}7$, woraus $\Delta_M = +0{,}44$

und $\frac{(\gamma + \beta_3) T}{\varphi_a} = 0{,}7 \pm 0{,}3$

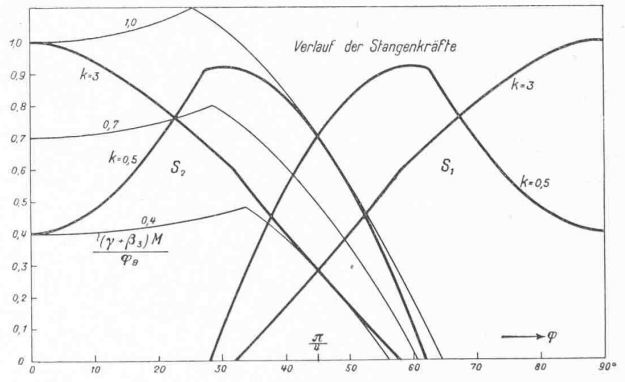
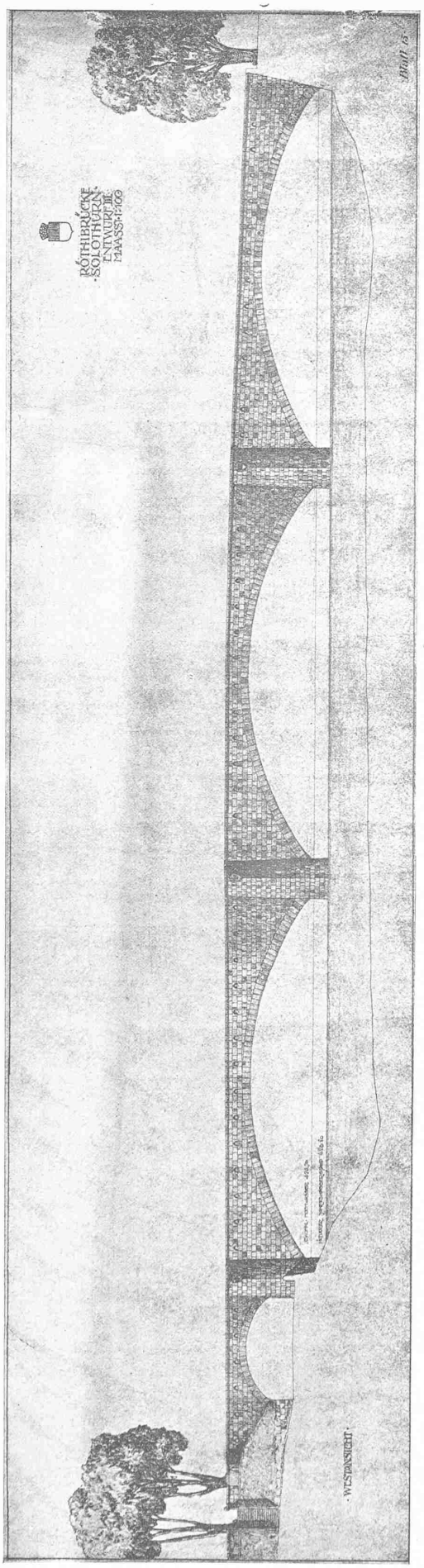
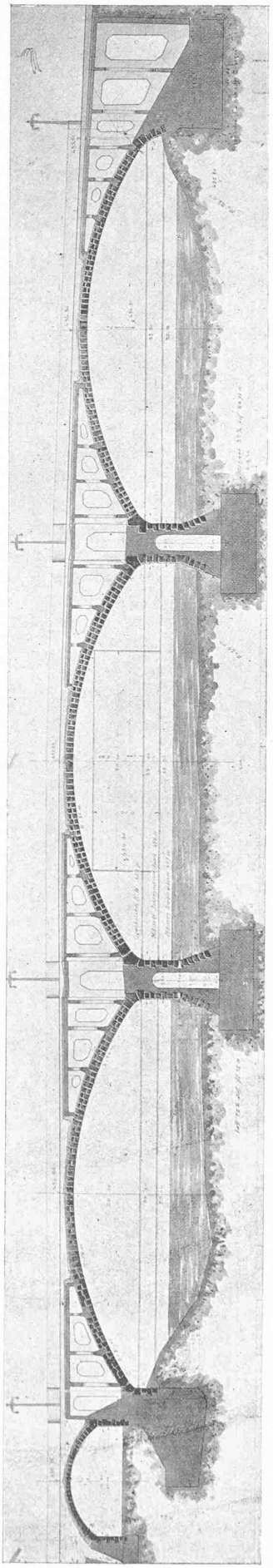


Abbildung 8.

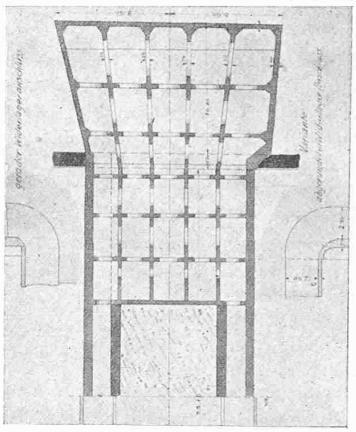
Die Schwankung ist also für beide Betriebszustände absolut genommen dieselbe. In Abbildung 8 sind nun die Stangenkräfte dargestellt. Die Abbildung wurde erhalten, indem für drei konstante Drehmomente, die dem maximalen, mittleren und minimalen entsprechen, nach statischer Berechnung der Verlauf der hinteren Stangenkraft eingetragen wurde; aus dem bekannten zeitlichen Verlauf des Gesamtdrehmomentes sind dann die wirklichen Kräfte interpoliert worden. Es ist bemerkenswert, dass für die gewählten

[1]) *G. M. Eaton*, The mechanical Problem of the electric Locomotive, Transactions of the international Engineering Congress 1915.





II. Preis, Entwurf Nr. 1. — Verfasser: Ing. *M. Schnyder* (Burgdorf), Arch. *Salvisberg* (Berlin) und Arch.-Bureau *Studer & Amstein* (Solothurn). — Ansicht 1:530, Längsschnitt und Horizontalschnitt über Widerlager rechts 1:500.



Verhältnisse die maximalen Beanspruchungen ungefähr die gleichen sind für beide Betriebszustände, der zeitliche Verlauf hingegen ein ganz verschiedener ist. Im einen Fall, der sich den Kurvenbildern von *L'Hoest*[1]) nähert, erfolgt der Eingriff der zweiten Stange nahezu ohne Unstetigkeit ($k = 3$). Es ist zu beachten, dass hier ein ziemlich grosses Drehmoment angenommen wurde. Bei höherer Drehzahl ist dieses jedoch bei Lokomotiven relativ klein; hätten wir $\frac{(\gamma + \beta_3)T}{\varphi_a} < 0{,}3$, so wären die Kurven S_1 und S_2 für $k = 3$ so weit auseinander gerückt, dass in der Tat zeitweise überhaupt keine Stange in Eingriff käme. Da neuerdings mehrfach empfohlen wurde, die kritischen Drehzalen durch geeignete Konstruktion möglichst tief zu legen, wäre unsere Bedingung eines Betriebszustandes oberhalb der kritischen Drehzahl häufig erfüllt.

Eine Kenntnis der kritischen Drehzahlen erscheint also auch mit Rücksicht auf die Arbeitsweise des Kuppelstangentriebes wünschenswert. Je nachdem der zu untersuchende Betriebszustand oberhalb oder unterhalb der kritischen Drehzahl liegt, liefert die Annahme $\Delta_\varphi = 0$, bezw. $\Delta_M = 0$ eine erste Annäherung. Bei Lagerspiel erscheinen zumeist nur Schüttelgebiete bei $\frac{\omega_0}{2}$ und $\frac{\omega_0}{4}$; genauer ist daher zu sagen: $\Delta_\varphi = 0$ gilt angenähert für Drehzahlen wesentlich oberhalb des zweifachen, $\Delta_M = 0$ für Drehzahlen wesentlich unterhalb des vierfachen Schüttelgebietes. Nur in letzterem Fall stellt die statische Berechnung eine zulässige Näherung dar.

(Schluss folgt.)

[1]) *G. L'Hoest*, Note sur le fonctionnement des bielles d'accouplement, Bulletin des Internat. Eisenbahnkongressverbandes 1912, Bd. XXVI, S. 889 bis 902.