

Zeitschrift:	Schweizerische Bauzeitung
Herausgeber:	Verlags-AG der akademischen technischen Vereine
Band:	63/64 (1914)
Heft:	13
Artikel:	Ueber Triebwerkbeanspruchung bei elektrischen Lokomotiven, mit besonderer Berücksichtigung des Kurbelantriebs
Autor:	Kummer, W:
DOI:	https://doi.org/10.5169/seals-31443

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

Spannungen. Pumpwerk bei Baltim im Nildelta. Die Rüttigruppe im Bundeshaus. Der Verband schweizerischer Gas- und Wasserfachmänner. — Konkurrenz: Bebauungsplan für Schosshalde und Murfeld in Biel. 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 pulsiere nach dem Sinusquadratgesetz, wie das im Grenzfall für Einphasenseriemotoren 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 Einphasenseriemotors 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 Kurbelantriebes durch konstante Motorkraft her bereits bekannten homogenen 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 ω auch die Schwingungszahlen festliegen und diese daher nicht die hohen Resonanzgefahrten bieten werden, die wir beim Kurbelantrieb durch konstante Motorkraft erörterten, wo ja ω der Reihe nach alle Werte von 0 bis zur Anfahrt-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:

$$\rho_m = \frac{P - R}{m_1 + m_2}$$

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 hauptsächlichen 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 lernten¹⁾. Angesichts der in praktischen Fällen vorkommenden Zahlenwerte für die konstante Grösse ω 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 anderseits folgt:

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

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:

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

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 ω in Hinsicht auf die Grössen $\sqrt{\beta_1}$ und $\sqrt{\beta_2}$ ebenfalls vereinfacht werden¹⁾; 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

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

für K die Beziehung ergibt:

$$K = \frac{1}{2} \frac{m_1 T + m_2 S}{m_1 + m_2} -$$

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

¹⁾ Der aufmerksame Leser wird bereits bemerkt und berichtet haben, dass bei der Einführung der Abkürzungen α und β , 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.

Für die im Allgemeinen ungefährlichen Schwingungen ist die Amplitude von K unabhängig von ω , während die Schwingungszahl konstant und gleich $\frac{2\omega}{2\pi}$ ist.

Während für die rein harmonisch pulsierende Motor- kraft die Beziehungen:

$$A = B = C = 0 \text{ im Vorlauf und}$$

$C_1 = C_2 = D_1 = D_2 = 0$ im eigentlichen Anlauf für alle Periodenzahlen streng richtig sind, gelten die angegebenen abgekürzten Werte für z_a und z_b eigentlich nur bei genügend grossen Periodenzahlen, praktisch zwar immer genügend genau.

* * *

Als besonders bedeutungsvoll betrachten wir nun die Wirkung einer pulsierenden Motorkraft im *Falle des Kurbelantriebes*. Leider lässt sich hier eine umfassende rechnerische Behandlung nicht so leicht durchführen. Es kann aber doch der wichtigste Fall aus verhältnismässig einfachen Rechnungen beurteilt werden. Es möge wiederum die nach dem Sinusquadratgesetz pulsierende Motorkraft eines Einphasenseriemotors zugrunde gelegt werden, wobei $\frac{\omega}{2\pi}$ wiederum gleich der konstanten Periodenzahl des speisenden Wechselstroms sei; für die Motor- kraft haben wir dann statt S_1 die Form:

$$\frac{S_1}{2} [1 - \cos(2\omega t)].$$

Wird nun noch die Winkelgeschwindigkeit der Kurbel- wellen mit ω_K bezeichnet, so haben wir für die in der vordern Kurbelstange auf der Motorseite wirkende Kraft zu schreiben:

$$\begin{aligned} & \frac{S}{4} [1 - \cos(2\omega t)] \cdot [1 - \cos(2\omega_K t + \varphi)] \\ & - \frac{S'}{4} [1 - \cos(2\omega t)] \cdot [\sin(2\omega_K t + \varphi)] \end{aligned}$$

Auf der Lastseite derselben elastischen Kurbelstange wäre zu schreiben:

$$\frac{T}{2} [1 - \cos(2\omega_K t + \varphi)] - \frac{T'}{2} [\sin(2\omega_K t + \varphi)]$$

Mit dem Winkel φ soll die Nichtübereinstimmung des Zeit- nullpunktes für ω und ω_K eingeführt sein. Bei Weglassung der Terme mit S' und T' , denen nur untergeordnete Bedeutung zukommt, erhält man das Gleichungssystem:

$$\begin{cases} \frac{S}{4} [1 - \cos(2\omega t)] \cdot [1 - \cos(2\omega_K t + \varphi)] - m_1 \frac{d^2 s_1}{dt^2} = \frac{s_1 - s_2}{\gamma} \\ \frac{T}{2} [1 - \cos(2\omega_K t + \varphi)] + m_2 \frac{d^2 s_2}{dt^2} = \frac{s_1 - s_2}{\gamma} \end{cases}$$

Dieses Gleichungssystem ist durch Reihenentwicklung prinzipiell wohl lösbar, insbesondere für den Ansatz $\varphi = 0$ und bei Einführung des Synchronismusgrades:

$$k = \frac{\omega_K}{\omega}$$

Wegen der unübersichtlichen Ausdrücke, die sich bei der Rechnung ergeben, haben wir auf eine so allgemeine Auflösung verzichtet, an ihrer Stelle jedoch den wichtigen Sonderfall:

$$k = \frac{\omega_K}{\omega} = 1$$

näher untersucht; dabei dürfte die Folgerung von einigen allgemein gültigen Beziehungen nicht ausgeschlossen sein.

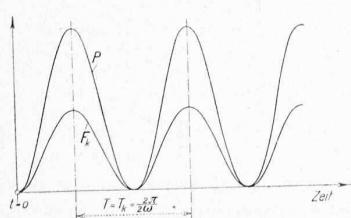


Abb. 4. Synchronismus zwischen Motorkraft P u. Kurbelstangenkraft-Funktion F_k für $\omega_K = \omega$.

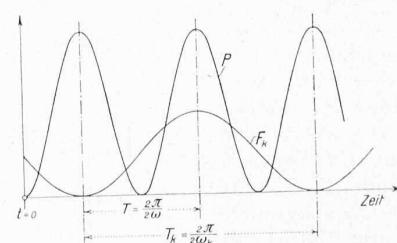


Abb. 5. Resonanz zwischen Motorkraft P u. Kurbelstangenkraft-Funktion F_k für $\omega_K = 1/2\omega$.

Mit dem Gleichungssystem:

$$\begin{cases} \frac{S}{4} [1 - \cos(2\omega t)]^2 - m_1 \frac{d^2 s_1}{dt^2} = \frac{s_1 - s_2}{\gamma} \\ \frac{T}{2} [1 - \cos(2\omega t)] + m_2 \frac{d^2 s_2}{dt^2} = \frac{s_1 - s_2}{\gamma} \end{cases}$$

erhalten wir die homogenen linearen Differentialgleichungen neunter Ordnung:

$$\begin{cases} \frac{d^9 s_1}{dt^9} + \left[(4\omega)^2 + (2\omega)^2 + \frac{m_1 + m_2}{\gamma \cdot m_1 \cdot m_2} \right] \frac{d^7 s_1}{dt^7} + \\ + \left[(2\omega)^2 \cdot (4\omega)^2 + \frac{m_1 + m_2}{\gamma \cdot m_1 \cdot m_2} ((2\omega)^2 + (4\omega)^2) \right] \frac{d^5 s_1}{dt^5} + \\ + \left[(2\omega)^2 \cdot (4\omega)^2 \cdot \frac{m_1 + m_2}{\gamma \cdot m_1 \cdot m_2} \right] \frac{d^3 s_1}{dt^3} = 0 \\ \frac{d^9 s_2}{dt^9} + \left[(4\omega)^2 + (2\omega)^2 + \frac{m_1 + m_2}{\gamma \cdot m_1 \cdot m_2} \right] \frac{d^7 s_2}{dt^7} + \\ + \left[(2\omega)^2 \cdot (4\omega)^2 + \frac{m_1 + m_2}{\gamma \cdot m_1 \cdot m_2} ((2\omega)^2 + (4\omega)^2) \right] \frac{d^5 s_2}{dt^5} + \\ + \left[(2\omega)^2 \cdot (4\omega)^2 \cdot \frac{m_1 + m_2}{\gamma \cdot m_1 \cdot m_2} \right] \frac{d^3 s_2}{dt^3} = 0 \end{cases}$$

deren charakteristische Gleichung die Wurzeln aufweist:

$$r_1 = +i\sqrt{(4\omega)^2}; r_2 = -i\sqrt{(4\omega)^2}; r_3 = +i\sqrt{(2\omega)^2}; r_4 = -i\sqrt{(2\omega)^2}$$

$$r_5 = +\sqrt{\frac{m_1 + m_2}{\gamma \cdot m_1 \cdot m_2}}; r_6 = -\sqrt{\frac{m_1 + m_2}{\gamma \cdot m_1 \cdot m_2}}; r_7 = 0; r_8 = 0; r_9 = 0.$$

Es ergibt sich somit für die Triebwerkbeanspruchung der Ausdruck:

$$\begin{aligned} K = & \frac{A_1 - A_2}{\gamma} \sin(4\omega t) + \frac{B_1 - B_2}{\gamma} \cos(4\omega t) + \frac{C_1 - C_2}{\gamma} \sin(2\omega t) \\ & + \frac{D_1 - D_2}{\gamma} \cos(2\omega t) + \frac{E_1 - E_2}{\gamma} \cdot e^{\sqrt{\frac{m_1 + m_2}{\gamma \cdot m_1 \cdot m_2}} \cdot t} + \\ & + \frac{F_1 - F_2}{\gamma} \cdot e^{-\sqrt{\frac{m_1 + m_2}{\gamma \cdot m_1 \cdot m_2}} \cdot t} + \frac{G_1 - G_2}{\gamma} + \frac{H_1 - H_2}{\gamma} \cdot t + \frac{J_1 - J_2}{\gamma} \cdot t^2 \end{aligned}$$

Ohne auf die umständliche Bestimmung der Integrationskonstanten eingehen zu müssen, von denen eine grössere Anzahl gleich null wird, kann man erkennen, dass zwei Schwingungsscheinungen zu erwarten sein werden, mit den Schwingungszahlen:

$$r_1 = \frac{1}{2\pi} \cdot 4\omega \text{ und } r_2 = \frac{1}{2\pi} \cdot 2\omega$$

D. h.: Die Schwingungszahlen der zu erwartenden Schwingungen sind gleich dem vierfachen, bzw. doppelten Betrage der Drehzahl der Kurbelwellen, die ihrerseits den Pulsationen der Motorkraft synchron sein muss, d. h. gleich ist der halben sog. synchronen Motordrehzahl für Motoren, die direkt auf die treibenden Kurbelwellen aufgebaut sind.

Da die Einphasenmotoren jedoch mit allen möglichen, normal mit mindestens ihrer sog. synchronen Drehzahl, im Falle von Seriemotoren sogar mit zwei- bis viermal höheren Drehzahlen betrieben werden, so wird das Verhalten des Getriebes ohne weiteres auch wichtig für die Fälle:

$$\omega_K = k \cdot \omega \text{ mit } \frac{k}{1/k} = 2, 4, 6, 8 \dots$$

wo ebenfalls Schwingungen auftreten werden mit Frequenzen, die ganzzahlige Vielfache von ω , bzw. ω_K sind.

Es dürften die Abbildungen 4, 5, 6 hiezu eine angenäherte Beurteilung der für $k = \frac{1}{2}$, $= 1$, $= 2$ zu erwartenden Schwingungsscheinungen ermöglichen. Jedenfalls liegt hier eine

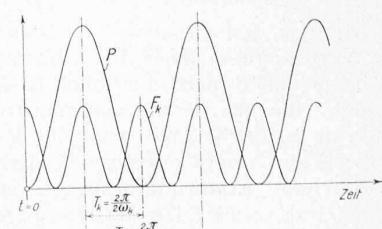


Abb. 6. Resonanz zwischen Motorkraft P u. Kurbelstangenkraft-Funktion F_k für $\omega_K = 2\omega$.

keinesfalls zu unterschätzende Störungsquelle vor, die somit auf Resonanz zwischen dem Puls der Kurbelbewegung und der Pulsation der Motorkraft zurückzuführen ist.

Die Resonanz ist am stärksten ausgesprochen für Werte von k und $\frac{1}{k}$, die dem zweifachen, vierfachen, sechsfachen usw. Betrage der aufeinanderfolgenden ungeraden Zahlen 3, 5, 7 usw. entsprechen, da alsdann neben den Amplituden auch Nullstellen der Kurven P und F_k zusammenfallen.

Wir halten diese Erkenntnis für wichtig genug, um sie an einem Beispiel zu erläutern:

Für eine Einphasenlokomotive mit 15 Perioden, ausgerüstet mit Motoren von der Polzahl $16 = 2 \cdot 8$, beträgt die sog. synchrone Motordrehzahl:

$$n_s = \frac{15}{8} = 1,88 \text{ Uml/sek.}$$

Die für die Kraftpulsationen synchrone Drehzahl ist:

$$\frac{n_s}{2} = \frac{15}{16} = 0,94 \text{ Uml/sek.}$$

bezw. $\frac{n_s}{2} = 1,0 \text{ Uml/sek}$ für 16 Perioden.

Wenn nun diese Lokomotive mittels Kurbelantrieb und Räderübersetzung vom Drehzahl-Verhältnis $2,23 : 1$ auf Triebräder von $1,35 \text{ m}$ Durchmesser arbeitet, so entspricht dem $\frac{n_s}{2}$ eine Lokomotivgeschwindigkeit:

$$v = \frac{3600}{1000} \cdot \frac{1}{2,23} \cdot 3,14 \cdot 1,35 \cdot \frac{n_s}{2} = \sim 6,5 \text{ bis } 6,9 \text{ km/std.}$$

Es ergeben sich dann für einen Fahrgeschwindigkeits-Bereich der Lokomotive von 0 bis 75 km/std mit:

$$k = 2 \cdot 3 = k_1 \text{ und } k = 2 \cdot 5 = k_2$$

die folgenden besonders gefährlichen Lokomotivgeschwindigkeiten:

$$v_1 = v \cdot k_1 = \sim 40 \text{ km/std} \text{ und } v_2 = v \cdot k_2 = \sim 67 \text{ km/std.}$$

Welche dieser zwei kritischen Geschwindigkeiten die gefährlichere ist, lässt sich auf Grund unserer vereinfachten Betrachtungsweise nicht sagen. Angesichts der grössern, an den Schwingungen teilnehmenden Energie, würde man geneigt sein, die höheren Geschwindigkeiten ohne weiteres als die gefährlicheren zu bezeichnen, insofern nicht zufolge des hier nicht berücksichtigten Amplitudenwertes der Beanspruchung und durch das Mitschwingen anderer schwingungsfähiger Konstruktionsteile der Lokomotive neue Resonanzmöglichkeiten geschaffen werden, die unter Umständen die Verhältnisse verschieben. Keinesfalls dürfte wohl ein Konstrukteur sich in Zukunft ohne die genauere Betrachtung der hier behandelten Resonanzmöglichkeiten vor unangenehmen Ueerraschungen sicher fühlen.

Einschränkend muss indessen nochmals festgestellt werden, dass das Sinusquadratgesetz, das wir uns in Betrachtungen über Berücksichtigung einer pulsierenden Motorkraft zugrunde legten, in Wirklichkeit nie streng erfüllt wird; in Wirklichkeit sind die Pulsationen gewöhnlich von kleinerer Amplitude und arbeiten übrigens verschiedene Einphasenmotoren in der Gegend der synchronen Umdrehungszahl gar mit einem Drehfelde, das die Pulsationen der Motorkraft außerordentlich verringert.

Anderseits ist aber doch darauf hinzuweisen, dass bei der grossen Anzahl von Schwingungszahlen, die sich während eines Maschinenanlaufs im Falle des Kurbelantriebs von einer pulsierenden Motorkraft aus einstellen werden, auch stets eine sehr grosse Anzahl von Resonanzmöglichkeiten zu

erwarten ist, angesichts der vielen schwingungsfähigen Konstruktionsteile der Maschine. Sehr wertvoll ist dabei eine Dämpfung zu deren Unterdrückung, wenn die damit verbundene Reibung sowieso unvermeidbar zum Triebwerk gehört. In diesem Sinne möchten wir insbesondere die Kolbenreibung und die Kreuzkopfreibung bei Dampflokomotiven beurteilen und diesen Verlustquellen einen hohen Anteil an dem meist günstigen Verhalten des Kurbeltriebwerks bei Dampflokomotiven zuschreiben.

* * *

In unsrern Betrachtungen über die Triebwerkbeanspruchung bei Lokomotiven infolge schwingender Energiewandlung zwischen Massenträgheit und Elastizität haben wir uns auf den Fall der Anfahrt beschränkt. Aehnliche Verhältnisse, wie die hier gekennzeichneten, treten indessen auch auf bei der Massenverzögerung im Auslauf und bei forciertem Bremsung. Ihre Beurteilung kann an Hand unserer Rechnungen ebenfalls erfolgen, wobei natürlich die Formeln, sowie die Definitionen der Masse und der Nachgiebigkeit sinngemäss geändert werden müssen. Die eingehende Betrachtung auch dieser Betriebsfälle bietet prinzipiell nichts Neues, wohl auch kaum höhere Beanspruchungen des Triebwerks, als beim Anlauf.

Zusammenfassung.

Eine Vergleichung des Lokomotivantriebes, mittels Kurbelgetriebes einerseits und mittels Getrieben mit nur rotierenden Konstruktionsteilen anderseits, auf Grund der Beanspruchungen, die sich durch den Energieaustausch zwischen Massenträgheit und Elastizität einstellen, ergibt sowohl im Falle konstanter Motorkraft als auch im Falle pulsierender Motorkraft das ungünstigere Verhalten des Kurbelgetriebes. Das Getriebe mit nur rotierenden Konstruktionsteilen ist Schwingungen ausgesetzt, die durch die Dimensionierung ein für alle Male festgelegt sind und die nur geringere Resonanzgefahren aufweisen. Das Kurbelgetriebe dagegen wird bei seinem Anlauf von der Ruhe bis zum Endwerte der Fahrgeschwindigkeit Schwingungen von stark veränderlicher Schwingungszahl und entsprechend hoher Resonanzgefahr ausgesetzt. Kurbelgetriebe bei Motoren von stark pulsierendem Drehmoment sind zudem noch einer besonders gefährlichen Resonanz zwischen dem Puls der Kurbelbewegung und der Pulsation der Motorkraft ausgesetzt.

Die wichtigsten Fälle der Berechnung von Amplitude und Schwingungszahl solcher Schwingungen sind in der vorliegenden Arbeit vorgeführt worden und es dürfte diese als allgemein gültiger Beleg für die in vorliegender Zusammenfassung ausgesprochenen Thesen angesehen werden.

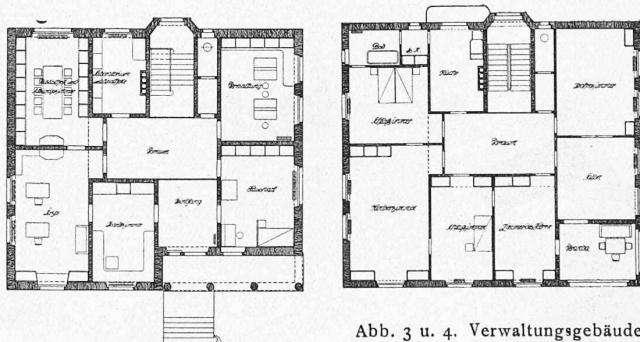
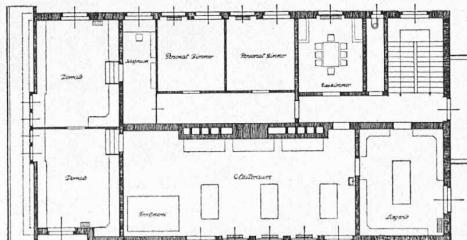
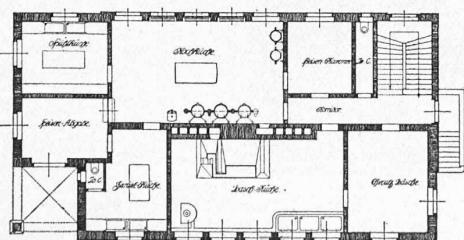


Abb. 3 u. 4. Verwaltungsgebäude.



„Hohenegg“ bei Meilen,
Asyl für Gemütskranke.
(Text auf Seite 180.)

Grundrisse 1 : 400.

Abb. 5 u. 6. Küchengebäude.