

<b>Zeitschrift:</b>	Schweizerische Bauzeitung
<b>Herausgeber:</b>	Verlags-AG der akademischen technischen Vereine
<b>Band:</b>	63/64 (1914)
<b>Heft:</b>	11
<b>Artikel:</b>	Ueber Triebwerkbeanspruchung bei elektrischen Lokomotiven, mit besonderer Berücksichtigung des Kurbelantriebs
<b>Autor:</b>	Kummer, W.
<b>DOI:</b>	<a href="https://doi.org/10.5169/seals-31438">https://doi.org/10.5169/seals-31438</a>

### 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>**

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

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

Ueber die Ausbildung des Triebwerks elektrischer Lokomotiven haben in den letzten Jahren unter den Fachleuten grosse Meinungsverschiedenheiten geherrscht; in Europa wurden Kurbelantriebe sichtlich bevorzugt, während sich die amerikanischen Fachleute vorwiegend andern Triebwerken zugewandt haben. Eine einzige amerikanische Bahnverwaltung, die Pennsylvaniabahn, hat eine grössere Anzahl von Lokomotiven mit Kurbelantrieb in regelmässigen Dienst gestellt<sup>1)</sup>). Dabei lagen jedoch für die Ausbildung sehr kräftiger Dimensionen des Triebwerks denkbar günstigste Verhältnisse vor, angesichts des zulässigen Achstdruckes von rund 24 t, der für die betreffenden, als Vorspannmaschinen auf den Stadtstrecken von New York benützten Lokomotiven, denn auch in Anspruch genommen wurde. Trotzdem ist aus den bekannt gewordenen, von Seiten der Amerikaner erfreulicherweise stets sehr offen in den Fachzeitschriften erörterten Betriebserfahrungen zu ersehen, dass auch in New York der Kurbelantrieb, ähnlich wie in Europa, gegebenen Falles ein Sorgenkind bedeuten kann. Der Verfasser der vorliegenden Arbeit, der sich, wie aus seinen verschiedenen Veröffentlichungen bekannt ist, für den Kurbelantrieb elektrischer Lokomotiven bei hohen Geschwindigkeiten niemals besonders begeistert hat, beabsichtigt, mit den nachstehenden Rechnungen die Triebwerkbeanspruchung elektrischer Lokomotiven bei verschiedenen Geschwindigkeitsverhältnissen, insbesondere aber die Beanspruchung des Kurbelantriebs,

etwas näher zu beleuchten. Soweit uns Veröffentlichungen verschiedener Verfasser über die Beanspruchungen beim Kurbelantrieb bekannt sind, beschäftigen sich diese mit vorwiegend statischen Erörterungen, während die Entstehung von Schwingungen bei der Massenbeschleunigung im Anlauf, bzw. bei der Massenverzögerung im Auslauf und bei forcierter Bremsung bisher anscheinend ungenügend in Betracht gezogen worden ist. Während auf andern Gebieten des Maschineningenieuriwesens die, zufolge eines schwingenden Austausches der Energie der Massenträgheit und derjenigen der Massenelastizität auftretenden, Spannungs-Erhöhungen rechnerisch eingehend verfolgt worden sind und mit gutem Ergebnisse zur Bemessung von Konstruktionsteilen Anwendung finden, scheint diese Berechnungsweise für die Ermittlung der Triebwerkbeanspruchung der Lokomotiven noch

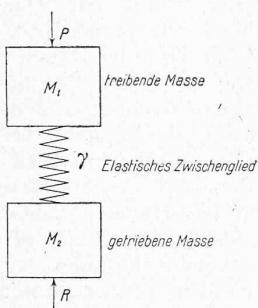


Abb. 1. Schema des Triebwerks mit elastischem Zwischenglied.

etwas näher zu beleuchten. Soweit uns Veröffentlichungen verschiedener Verfasser über die Beanspruchungen beim Kurbelantrieb bekannt sind, beschäftigen sich diese mit vorwiegend statischen Erörterungen, während die Entstehung von Schwingungen bei der Massenbeschleunigung im Anlauf, bzw. bei der Massenverzögerung im Auslauf und bei forcierter Bremsung bisher anscheinend ungenügend in Betracht gezogen worden ist. Während auf andern Gebieten des Maschineningenieuriwesens die, zufolge eines schwingenden Austausches der Energie der Massenträgheit und derjenigen der Massenelastizität auftretenden, Spannungs-Erhöhungen rechnerisch eingehend verfolgt worden sind und mit gutem Ergebnisse zur Bemessung von Konstruktionsteilen Anwendung finden, scheint diese Berechnungsweise für die Ermittlung der Triebwerkbeanspruchung der Lokomotiven noch

kaum eine Würdigung gefunden zu haben. Und doch liegt dafür eine anschaulich geschriebene und als Ausgangspunkt besonders geeignete Einführungsschrift vor in der Arbeit von Pfleiderer: „Dynamische Vorgänge beim Anlauf von Maschinen mit besonderer Berücksichtigung von Hebe-maschinen“<sup>2)</sup>). Wir werden uns nachstehend soviel als möglich an die von Pfleiderer gegebene Darstellung anlehnen, um damit allen denjenigen Ingenieuren, die sich mit unserer Arbeit näher befassen wollen, eine bequeme Einführung zu ermöglichen. Gleich vorweg wollen wir hier darauf hinweisen, dass der von Pfleiderer behandelte Abschnitt „Dynamische Vorgänge beim Anlauf eines Triebwerks mit nur einem elastischen Zwischengliede“ hier ohne weiteres als grundlegend in Frage kommt, wobei der dort behandelte Fall als Spezialfall in unsere nachstehende, allgemeiner gehaltene Rechnung eingeht.

In Abbildung 1 geben wir das in Betracht fallende Schema eines Triebwerks mit elastischem Zwischengliede und zeigen durch die Abbildungen 2 und 3, wie dieses Schema im Besondern durch die verschiedenen Bauarten elektrischer Lokomotiven verwirklicht wird; zu Abbildung 3 möge bemerkt werden, dass der hier abgebildete Hohlwellenantrieb genau genommen für direkten Aufbau des Motorankers auf die Hohlwelle oder für Zahnradantrieb

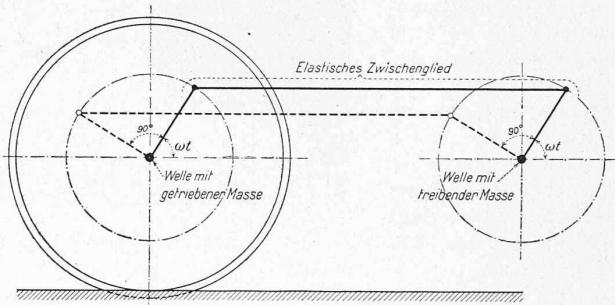


Abb. 2. Schema des normalen Parallelkurbelgetriebes.

der Hohlwelle passt, jedoch ohne weiteres auch typisch ist für jeden ausschliesslich durch rotierende Massen bewerkstelligten Antrieb, wie er normal bei Achsmotoren und Vorgelegemotoren vorkommt; zum Gebrauch bei höhern Geschwindigkeiten dürfte indessen dem Hohlwellenantrieb eine besondere Bedeutung zukommen, weshalb wir ihn als Gegenschema zu dem in Europa in den letzten Jahren bevorzugten Kurbelantrieb gewählt haben. Beim Antrieb gemäss dem in Abbildung 1 gegebenen allgemeinen Schema ist zu beachten, dass die getriebene Masse  $m_2$  erst in Bewegung gerät, nachdem die elastische Deformation im

<sup>2)</sup> Erschienen 1906 im Verlage von Konrad Wittwer, Stuttgart. Besprochen in Band XLVIII, Seite 268 der „Schweiz. Bauzeitung“.

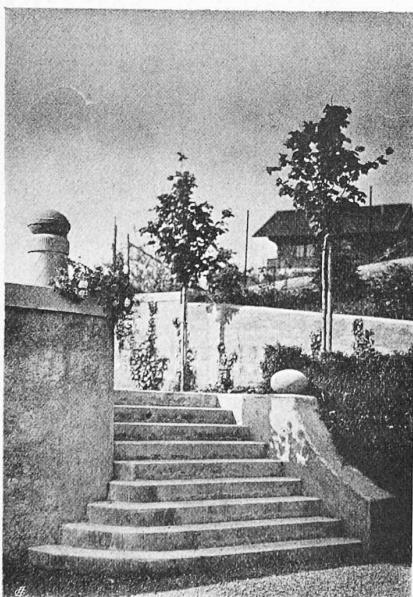


Abb. 9. Aufgang zur südlichen Gartenecke.

<sup>1)</sup> Typenskizze siehe in Band LV, S. 31.

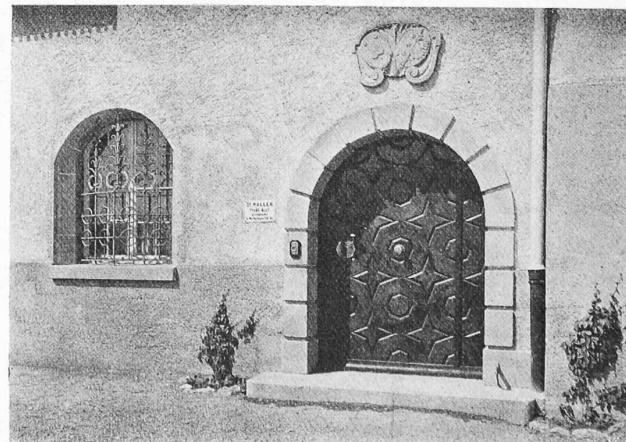


Abb. 10. Eingang ins Tiefparterre, Landhaus Dr. Haller.

Zwischengliede zwischen treibender und getriebener Masse die Aufnahme einer, der Widerstandskraft  $R$  gleichen und entgegengesetzt gerichteten elastischen Uebertragungskraft  $K$  zulässt. Solange  $K$  kleiner ist als  $R$ , dient die Antriebskraft  $P$  nur zur anfänglichen Beschleunigung von  $m_1$  und zur Bildung einer zunächst noch ungenügenden Kraft  $K$ . Diese erste Periode des Anlaufvorganges bezeichnen wir in der Folge als den *Vorlauf der treibenden Masse*. Bezeichnet man mit  $\gamma$  den reduzierten Nachgiebigkeitsgrad des elastischen Gliedes und mit  $s_1$  den von der Masse  $m_1$  zurückgelegten Weg, so gilt für den Vorlauf der treibenden Masse:

$$P = m_1 \cdot \frac{d^2 s_1}{dt^2} + K = m_1 \cdot \frac{d^2 s_1}{dt^2} + \frac{s_1}{\gamma}$$

Nimmt man nun  $P$  als konstant an, was für das Antriebsschema nach Abbildung 3 unter der Voraussetzung eines Motors von konstantem Drehmoment ohne weiteres zulässig ist, so ist das Problem auf das von Pfleiderer behandelte zurückgeführt. Im Kurbelantrieb gemäß dem Schema nach Abbildung 2 ist jedoch, wie gezeigt werden wird, immer mit periodisch wechselnder Stangenkraft zu rechnen;

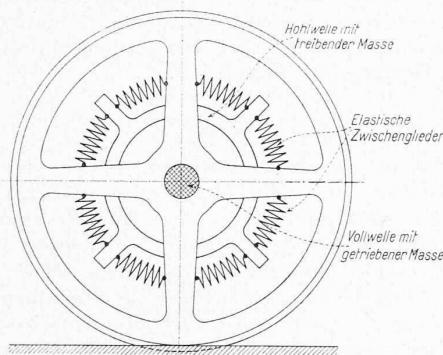


Abb. 3. Schema des Antriebs mit nur rotierenden Massen.

es kann dann der Fall gemäß Abbildung 3 als ein bezüglicher Sonderfall betrachtet werden. Wir stellen aber einstweilen die weitere Behandlung der Erscheinungen des Vorlaufs zurück und behandeln vorerst grundsätzlich die nach Beendigung des Vorlaufes auftretende Erscheinung. Sobald nämlich die elastische Uebertragungskraft  $K$  so weit angewachsen ist, dass sie am einen Ende des elastischen Gliedes gleich und entgegengesetzt dem Ueberschuss von  $P$  über den Massenwiderstand von  $m_1$  und am andern Ende gleich und entgegengesetzt der Summe von  $R$  und dem Massenwiderstand von  $m_2$  geworden ist, beginnt nun der *eigentliche Anlauf der gesamten Triebwerksmassen*, wofür die Gleichungen:

$$\begin{cases} P - m_1 \frac{d^2 s_1}{dt^2} = \frac{s_1 - s_2}{\gamma} \\ R + m_2 \frac{d^2 s_2}{dt^2} = \frac{s_1 - s_2}{\gamma} \end{cases}$$

nebeneinander bestehen müssen. Zu dem Wege  $s_1$  der Masse  $m_1$  ist also auch noch ein Weg  $s_2$  der Masse  $m_2$  hinzugekommen; die elastische Uebertragungskraft ist dabei durch:

$$K = \frac{s_1 - s_2}{\gamma}$$

dargestellt.

Nachdem wir damit die beiden Anlausperiode, „Vorlauf der treibenden Masse“ und „Anlauf der gesamten Masse“, grundsätzlich erörtert haben, möge nunmehr die Kraftübertragung des Kurbelantriebes an sich, bzw. das Schema gemäß Abbildung 2 analytisch formuliert werden. Wie dieser Abbildung zu entnehmen ist, findet die Uebertragung einer Triebkraft  $P$  von der treibenden auf die getriebene Welle statt mittels je zweier um  $90^\circ$  versetzter Kurbeln an jeder Welle und zweier Kurbelstangen; dabei zerlegt sich die Triebkraft  $P$  in zwei zunächst unbestimmte

Stangenkräfte  $S_1$  und  $S_2$ , die jedoch zu einander in der Beziehung stehen, dass für eine Winkelstellung:

$$\omega \cdot t,$$

die durch die Winkelgeschwindigkeit  $\omega$  und den Zeitpunkt  $t$  festgelegt ist, der Zusammenhang:

$$P = S_1 \sin(\omega t) + S_2 \cos(\omega t) = S$$

erfüllt sein muss. Durch Differentiation der Triebkraft  $P$ , bzw. der Gesamtstangenkraft  $S$  findet man:

$$\begin{aligned} \frac{dP}{d(\omega t)} &= \frac{dS}{d(\omega t)} = \sin(\omega t) \cdot \left( \frac{dS_1}{d(\omega t)} - S_2 \right) + \\ &+ \cos(\omega t) \cdot \left( \frac{dS_2}{d(\omega t)} + S_1 \right) \end{aligned}$$

Indem man zunächst ausdrücklich die vorliegende Triebkraft als konstant voraussetzt, muss:

$$\frac{dS}{d(\omega t)} = 0$$

sein. Den Sonderfall unkonstanter Triebkraft werden wir noch besonders untersuchen. Die Gleichung

$$\sin(\omega t) \cdot \left( \frac{dS_1}{d(\omega t)} - S_2 \right) + \cos(\omega t) \cdot \left( \frac{dS_2}{d(\omega t)} + S_1 \right) = 0$$

zerfällt in folgende zwei Einzelgleichungen:

$$\begin{cases} \sin \omega t \cdot \frac{dS_1}{d(\omega t)} + \cos \omega t \cdot \frac{dS_2}{d(\omega t)} = S' \\ -\sin \omega t \cdot S_2 + \cos \omega t \cdot S_1 = -S' \end{cases}$$

wobei  $S'$  eine unbestimmte Größe darstellt. Mit der Bestimmungsgleichung von  $S$  vereinigt, führen diese Einzelgleichungen zur allgemeinen Lösung:

$$S_1 = S \sin(\omega t) - S' \cos(\omega t)$$

$$S_2 = S \cos(\omega t) + S' \sin(\omega t)$$

Da  $S'$  unbestimmt ist, bietet das vollkommen starr angenommene Getriebe unendlich viele Möglichkeiten der Kräfteverteilung auf die beiden Kurbelstangen. Für Drehwinkel  $\omega t$  von  $45^\circ$  zu  $45^\circ$  fällt die Unbestimmtheit dahin und gilt die einfache Beziehung, die aus  $S' = 0$  gefolgert werden kann; es liegt nahe, zu vermuten, dass auch für alle übrigen Winkelstellungen durch  $S' = 0$  eine praktisch zulässige Annäherung gegeben sei. Wir können jedoch diesbezüglich die weitere Behandlung ohne Mehrarbeit ganz allgemein durchführen.

Unsere Betrachtung des Kurbelgetriebes hat uns gezeigt, dass beim Schema nach Abbildung 2 die ursprünglich konstante Triebkraft sich in zwei periodische Einzelstangenkräfte  $S_1$  und  $S_2$  auflöst, deren Mittelwert durch

$$\frac{S}{2} = \frac{P}{2}$$

dargestellt wird. Im Schema nach Abb. 3 treten an Stelle der Stangenkräfte  $S_1$  und  $S_2$ , in der vordern und hintern Kurbelstange, die Federkräfte  $S_1$  und  $S_2$  im vordern und hintern federnden Antriebsapparat auf. Diese Federkräfte müssen aber als konstante Kräfte aufgefasst werden, die unveränderlich gleich  $\frac{S}{2}$  bzw.  $\frac{P}{2}$  bleiben. Analytisch ausgedrückt ist somit das Schema gemäß Abbildung 3 der Spezialfall des allgemeineren Schemas nach Abbildung 2 für die Annahmen  $\omega = o$  und  $S' = 0$ .

Gemäß dieser Bemerkung ist man also berechtigt, die verschiedenen Triebwerke, die für elektrische Lokomotiven in Frage kommen, auf Grund allgemeiner Annahmen zu beurteilen. Wie wir sehen werden, wird es auch möglich sein, über das Kurbeltriebwelt bei elektrischen Lokomotiven gegenüber demjenigen bei Dampflokomotiven einige Vergleiche zu ziehen.

Es genügt, die Verhältnisse in einer der zwei Kurbelstangen, bzw. in einem der zwei federnden Antriebsapparate zu betrachten. An Stelle der Betrachtung der Gesamt-Triebkraft:

$$\begin{aligned} P &= S = S_1 \sin(\omega t) + S_2 \cos(\omega t) \\ &= [S \sin(\omega t) - S' \cos(\omega t)] \sin(\omega t) + \\ &\quad [S \cos(\omega t) + S' \sin(\omega t)] \cos(\omega t) \end{aligned}$$

genügt also die Betrachtung der Triebkraft:

$$\begin{aligned} S_1 \sin(\omega t) &= [S \sin(\omega t) - S' \cos(\omega t)] \sin(\omega t) \\ &= S \sin^2(\omega t) - S' \cos(\omega t) \sin(\omega t) \\ &= \frac{S}{2} [1 - \cos(2\omega t)] = \frac{S'}{2} \sin(2\omega t) \end{aligned}$$

Damit sind wir nun in der Lage, die oben für den „Vorlauf der treibenden Masse“ und für den „Anlauf der gesamten Massen“ aufgestellten Differentialgleichungen auszuwerten, was zunächst für *konstantes P* geschehen soll.

### Vorlauf der treibenden Masse.

Die allgemeine Differentialgleichung:

$$P = m_1 \cdot \frac{d^2 s_1}{dt^2} + \frac{s_1}{\gamma}$$

erhält für unsere Untersuchung die Form:

$$\frac{S}{2} \left[ 1 - \cos(2\omega t) \right] - \frac{S'}{2} \sin(2\omega t) - \frac{s_1}{\gamma} - m_1 \frac{d^2 s_1}{dt^2} = 0.$$

Wir bilden die zweite Ableitung dieser Gleichung und erhalten nach einer geringfügigen Umformung:

$$\frac{S}{2} \cos(2\omega t) + \frac{S'}{2} \sin(2\omega t) - \frac{1}{4\omega^2} \frac{1}{\gamma} \cdot \frac{d^2 s_1}{dt^2} - \frac{1}{4\omega^2} \cdot m_1 \frac{d^4 s_1}{dt^4} = 0.$$

Die Addition dieser Gleichung zu der unmittelbar vorher mitgeteilten eliminiert die Ausdrücke mit den Winkel-funktionen und ergibt:

$$\frac{S}{2} - \frac{s_1}{\gamma} - \left( m_1 + \frac{1}{4\omega^2} \cdot \frac{1}{\gamma} \right) \frac{d^2 s_1}{dt^2} - \frac{1}{4\omega^2} \cdot m_1 \frac{d^4 s_1}{dt^4} = 0.$$

Durch Differentiation und Ordnen erhält man:

$$\gamma \cdot m_1 \cdot \frac{d^5 s_1}{dt^5} + (1 + \gamma \cdot m_1 \cdot 4\omega^2) \frac{d^3 s_1}{dt^3} + 4\omega^2 \cdot \frac{d s_1}{dt} = 0.$$

Die charakteristische Gleichung dieser homogenen linearen Differentialgleichung hat die Wurzeln:

$$r_1 = +i\sqrt{\alpha_1}; r_2 = -i\sqrt{\alpha_1}; r_3 = +i\sqrt{\alpha_2}; r_4 = -i\sqrt{\alpha_2}; r_5 = 0,$$

wobei:

$$\begin{cases} \alpha_1 \\ \alpha_2 \end{cases} = \sqrt{(1 + \gamma \cdot m_1 \cdot 4\omega^2) + \sqrt{(1 + \gamma \cdot m_1 \cdot 4\omega^2)^2 - (4\gamma \cdot m_1 \cdot 4\omega^2)}}$$

gesetzt wurde und  $\alpha_1$  sich auf das positive,  $\alpha_2$  auf das negative Vorzeichen der inneren Wurzel bezieht. Mit  $A$ ,  $B$ ,  $C$ ,  $D$ ,  $E$  als Integrationskonstanten ergibt sich für den Weg der Masse  $m_1$  das allgemeine Integral:

$$s_1 = A \sin \sqrt{\alpha_1} \cdot t + B \cos \sqrt{\alpha_1} \cdot t + C \sin \sqrt{\alpha_2} \cdot t + D \cos \sqrt{\alpha_2} \cdot t + E$$

Bei Bildung der ersten und zweiten Ableitung dieses Ausdrucks nach der Zeit und Einsetzen der entsprechenden Ausdrücke in die Ausgangsgleichung:

$$\frac{S}{2} \left[ 1 - \cos(2\omega t) \right] - \frac{S'}{2} \sin(2\omega t) - \frac{s_1}{\gamma} - m_1 \frac{d^2 s_1}{dt^2} = 0$$

erhält man durch Koeffizienten-Vergleichung:

$$\gamma \cdot \frac{S}{2} = E.$$

Dasselbe Resultat ergibt sich auch mittels der oben angeführten Differentialgleichung vierter Ordnung. Für die Zeit  $t = 0$  ist  $s_1 = 0$  und erhält man aus dem allgemeinen Integral für  $s_1$  den Zusammenhang:

$$t = 0, s_1 = 0 = B + D + E; B + D = -E = -\gamma \cdot \frac{S}{2}$$

Da zur Zeit  $t = 0$  auch  $\frac{ds_1}{dt} = 0$  sein muss, gilt

$$t = 0, \frac{ds_1}{dt} = 0 = A \sqrt{\alpha_1} + B \sqrt{\alpha_2}.$$

Ueber die Grösse der Stangenkraft:

$$S_1 \sin(\omega t) = \frac{S}{2} \left[ 1 - \cos(2\omega t) \right] - \frac{S'}{2} \sin(2\omega t)$$

zur Zeit  $t = 0$  darf im Hinblick auf die Bestimmung von Integrationskonstanten eine Annahme deswegen nicht gemacht werden, weil ohne weiteres auch bei Ersatz von  $(\omega t)$  durch  $(\omega t + \varphi)$ , bzw. von  $2(\omega t)$  durch  $2(\omega t + \varphi)$  sowie auch beim Ersatz der vordern durch die hintere Stange dieselbe Differentialgleichung und dieselbe Konstante  $E$  sich ergeben müssen;  $\varphi$  bedeutet dabei einen von  $t$  unabhängigen Winkel. Anderseits führt aber die Annahme von  $\omega$  für  $t = 0$  zum Ziel. Offenbar beginnt der Vorlauf mit  $\omega = 0$ , wie denn auch während der ganzen Dauer des Vorlaufs nur sehr kleine Werte von  $\omega$  auftreten werden. Die Bedingungen:

$$\begin{cases} t = 0, \omega = 0 \\ t > 0, \omega = \sim 0 \end{cases}$$

führen auf:

$$\omega_2 = 0.$$

Aus:

$$A \sqrt{\alpha_1} = C \sqrt{\alpha_2} = o$$

muss dann folgen:

$$A = o.$$

Dann liefert die Ausgangsgleichung weiter:

$$C = o \text{ und } D = o,$$

worauf:

$$B = -E = -\gamma \frac{S}{2}$$

folgt, sodass schliesslich das allgemeine Integral von  $s_1$  lautet:

$$s_1 = \frac{\gamma}{2} \cdot S \cdot \left[ 1 - \cos \left( \sqrt{\frac{z_a}{2\gamma m_1}} \cdot t \right) \right]$$

wobei wir setzen:

$$z_a = (1 + \gamma \cdot m_1 \cdot 4\omega^2) + \sqrt{(1 + \gamma \cdot m_1 \cdot 4\omega^2)^2 - (4\gamma \cdot m_1 \cdot 4\omega^2)}.$$

Wir schreiben dann für die elastische Kraft, also für die tatsächliche Triebwerksbeanspruchung:

$$K = \frac{s_1}{\gamma} = \frac{S}{2} \left[ 1 - \cos \left( \sqrt{\frac{z_a}{2\gamma m_1}} \cdot t \right) \right]$$

Sowohl der von der treibenden Masse  $m_1$  zurückgelegte Weg  $s_1$  als auch die vom elastischen Zwischengliede weitergeleitete Kraft  $K$  schwingen demnach harmonisch um einen festen Mittelwert. Ihre Mindestwerte sind je gleich Null, ihre Höchstwerte lauten:

$$s_{1 \max} = 2 \frac{\gamma}{2} \cdot S \text{ und } K_{\max} = 2 \cdot \frac{S}{2}$$

Es ist nun noch zu erwägen, ob bei der Kleinheit von  $\omega$  während des „Vorlaufs“ etwa eine Rückwirkung von  $s_1$  auf  $\omega$  stattfindet, d. h. mit andern Worten, ob etwa das simultane System der Differentialgleichung für  $s_1$  und der Differentialgleichung für das Entstehen der Motorkraft  $P$  zu berücksichtigen sei. Da jedoch für unendlich kleine  $P$  die Deformation  $s_1$  eine unendlich kleine Grösse höherer Ordnung sein muss, braucht eine solche Rücksicht nicht genommen zu werden. Auch werden wir uns mit dem Vorlauf bei einem konstanten und von null verschiedenen  $\omega$  noch anlässlich der Untersuchung des Antriebs durch eine mit der Frequenz  $\frac{2\omega}{2\pi}$  harmonisch pulsierende Motor-kraft  $P$  zu befassen haben.

Lassen wir nun die Vorstellung des Kurbelantriebes vollends fallen und rechnen für den Antrieb nach Abb. 3 mit den Werten:

$$\omega = o \text{ und } \alpha_2 = o,$$

wobei wir also den normalen Antrieb mit nur rotierenden Massen voraussetzen, so wird weiter:

$$\sqrt{a_1} = \sqrt{\frac{2}{2m_1\gamma}} = \sqrt{\frac{1}{m_1\gamma}}$$

während die Konstanten  $B$  und  $E$  die bisherigen Werte beibehalten. Es folgen dann:

$$s = \frac{\gamma}{2} \cdot S \left[ 1 - \cos \sqrt{\frac{1}{m_1\gamma}} \cdot t \right]$$

$$K = \frac{S}{2} \left[ 1 - \cos \sqrt{\frac{1}{m_1\gamma}} \cdot t \right]$$

Die höchstmöglichen Werte sind dieselben wie vorhin, nämlich:

$$s_{1 \max} = 2 \cdot \frac{\gamma}{2} \cdot S \text{ und } K_{\max} = 2 \cdot \frac{S}{2}$$

Der Unterschied, den im Vorlaufe der Kurbelantrieb gegenüber dem Antrieb mit nur rotierenden Massen aufweist, ist somit anscheinend recht unwesentlich. Prinzipiell ist indessen schon hier darauf hinzuweisen, dass beim Kurbelantrieb für die Frequenz der Schwingungen und damit für die Gefahr einer Resonanz mit andern schwingungsfähigen Konstruktionsteilen der Lokomotive neben  $m_1$  auch  $\omega$  mitwirkt, während beim Antrieb mit nur rotierenden Massen die zweite Quelle einer Resonanzgefahr ausser Betracht fällt. Die Wirkung von  $\omega$  wird aber naturgemäß erst beim eigentlichen Anlauf der gesamten Massen recht zur Geltung kommen. (Fortsetzung folgt.)