

Über die longitudinalen Schwingungen der Förderseile in seigeren Schächten

Von

Toshio AIDA* und Susumu SATO*

(Eingegangen am 10. Januar 1961)

Wir haben in dieser Abhandlung zunächst die longitudinalen Schwingungen der Förderseile theoretisch untersucht und die durch theoretische Untersuchungen erhaltenen Ergebnisse mit einigen durch praktische Experimente bekommenen Ergebnissen verglichen. In diesem Falle haben wir die Seilschwingungen bei vielen Teilstrecken; bei Beschleunigung, bei Verladung und bei normaler und notfallmäßiger Bremsung berücksichtigt und untersucht. Ferner haben wir die Wirksamkeit des Stoßdämpfers und die Einflüsse des Unterseiles und der Kopfscheibe auf die Förderseilschwingung festgestellt.

Auf Grund dieser Forschungsergebnisse über Schwingungen der Förderseile und unserer bisherigen Forschungsergebnisse über Biegebbeanspruchung der Seile haben wir zuletzt den bestehenden Sicherheitskoeffizienten des Förderseiles im Schacht, insbesondere die Richtigkeit des mit Vergrößerung der Schachttiefe abnehmenden statischen Sicherheitskoeffizienten erforscht.

1. Einleitung

Über die Schwingungen der Förderseile in seigeren Schächten sind bereits verschiedene theoretische und experimentale Untersuchungen angestellt worden. Trotzdem sind die Schwingungszustände des Förderseiles noch nicht genau erklärt worden, weil die bisherigen theoretischen Untersuchungen, um eine Analyse zu ermöglichen, unter einfachen Rand- und Anfangsbedingungen, die den praktischen Fällen nicht entsprechen, durchgeführt worden sind. Zum Beispiel hat man in den bisherigen Untersuchungen über die Bremsung des Seiles oft angenommen, daß das mit der Geschwindigkeit von V (m/sec.) laufende Förderseil durch Notbremsung am oberen Ende sogleich angehalten wird und demnach die Geschwindigkeit des Förderseiles am oberen Ende in demselben Augenblick bis Null fällt. Dabei ist die im Förderseil hervorgerufene dynamische Beanspruchung, die unter dieser Annahme berechnet wird, weit größer als die in einem tatsächlichen Fall. Wenn eine solche Spannung im Förderseil wirklich entsteht, wird das Seil in den meisten Fällen brechen. Da dieser Fall aber nicht in Betracht

* Institute für Bergbaukunde

kommen darf, muß man bei der Berechnung meistens eine geringere Geschwindigkeit des laufenden Seiles: $V=1$ m/sek. voraussetzen. Dieser Wert hat aber keinen tatsächlichen Grund.

In dieser Abhandlung analysieren wir mit einer verbesserten analytischen Methode longitudinale Schwingungszustände des Förderseiles, das auf normale Weise getrieben, dann auf notfallmässige Weise gebremst wird.

Mit Anwendung der dabei erhaltenen Analyse-Ergebnisse berechnen wir die Schwingungszustände des Förderseiles, das in einigen Hauptschächten Japans gebraucht wird, und stellen fest, daß sich diese Ergebnisse mit den durch praktische Experimente bekommenen Ergebnissen ziemlich gut decken.

2. Grundsätzliche Gleichungen

Nehmen wir an, daß die Spannungswelle an der Treibescheibe vollkommen zurückstrahlt, und lassen wir die Reibungswiderstände zwischen dem Korb und allen anderen Gegenständen außeracht, dann ergibt sich die folgende Gleichung für das in Abb. 1 dargestellte System. Die durch die grundlegende Scheibe* betriebene Förderanlage oder die Förderanlage mit Unterseil* im Schacht wird nicht durch ein solch einfaches System dargestellt. Aber wir möchten unter obiger Annahme eine theoretische Forschung über die Schwingung des Seiles durchführen, um unsere Analyse zu ermöglichen.

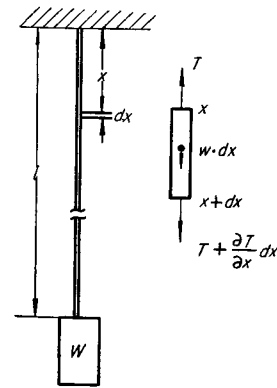


Abb. 1

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - c^2 \left(1 + \gamma \frac{\partial}{\partial t} \right) \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = g, \quad \dots\dots\dots (1)$$

mit der Anfangsbedingung;

$$t = 0, \quad \frac{\partial u}{\partial t} = 0, \quad u = \frac{wlx}{E_w A_r} \left(1 - \frac{x}{2l} \right) + \frac{W}{E_w A_r} x = u_0. \quad \dots\dots\dots (2)$$

Die Randbedingung an der Stelle $x=l$ bei Beschleunigung oder Bremsung ist

$$\frac{W}{g} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = W - E_w A_r \left(1 + \gamma \frac{\partial}{\partial t} \right) \frac{\partial u}{\partial x}, \quad \dots\dots\dots (3)$$

und bei Verladung

$$\frac{W_0 + W_1}{g} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = W_0 + W_1 - E_w A_r \left(1 + \gamma \frac{\partial}{\partial t} \right) \frac{\partial u}{\partial x}. \quad \dots\dots\dots (4)$$

* Deren Einflüsse auf die Seilschwingung werden in folgenden erwähnt.

Die andere Randbedingung an der Stelle $x=0$ bei einer konstant zunehmenden Beschleunigung ist

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = -\beta t, \quad \dots\dots\dots (5)$$

bei einer bestimmten Beschleunigung

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = -\alpha, \quad \dots\dots\dots (6)$$

und bei einer Verladung

$$u = 0. \quad \dots\dots\dots (7)$$

In diesen Gleichungen bedeutet

u die Verschiebungsentfernung des Punktes x nach unten in m,

w das Seilgewicht für eine einheitliche Länge in kg/m,

γ das Seilinnerzähigkeitsmodul in kg/mm²·sek.,

E_w den Seilelastizitätsmodul in kg/mm²,

A_r die Querschnitt des Seiles in mm²,

t die Zeit in sek.,

g die Beschleunigung der Gravitation in m/sek²,

W das Aufhängegewicht in kg,

W_1 das Aufhängegewicht vor der Verladung in kg,

$W_0 + W_1$ das Aufhängegewicht nach der Verladung in kg,

α die Beschleunigung an der Treibscheibe in m/sek²,

$\beta = \alpha/t$,

$c = \sqrt{\frac{E_w A_r g}{w}}$ die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Spannungswelle in m/sek. und

l den Seillänge in m.

Lösen wir diese Gleichungen mit Anwendung der Laplace Transformation auf, bekommen wir die folgende Gleichung, die dem Fall entspricht, daß die Beschleunigung konstant zunimmt.

$$T - T_0 = \frac{W\beta}{g} \left[\left\{ 1 + \nu \left(1 - \frac{x}{l} \right) \right\} t + \sum_{n=1}^{\infty} A_n \cos \lambda_n \frac{x}{l} L_n(t) \right], \quad \dots\dots\dots (8)$$

wobei T die ganze Seilspannung in kg,

T_0 die statische Seilspannung in kg,

$$L_n(t) = \frac{e^{-a_n t}}{\eta_n} \left\{ \frac{\sin(b_n t + 2\varepsilon_n)}{c z_n} - \gamma \sin(b_n t + \varepsilon_n) \right\},$$

$$A_n = \frac{4\nu}{\lambda_n(2\lambda_n + \sin 2\lambda_n)}, \quad \nu = \frac{wl}{W}, \quad \lambda_n \tan \lambda_n = \nu,$$

$$\lambda_n = z_n l, \quad a_n = \frac{c^2 \gamma z_n^2}{2}, \quad b_n = c z_n \eta_n, \quad \eta_n = \sqrt{1 - \frac{c^2 \gamma^2 z_n^2}{4}} \quad \text{und} \quad \varepsilon_n = \tan^{-1} \frac{b_n}{a_n} \quad \text{ist.}$$

Wenn die Gl. (8) $T - T_0 = \frac{W\beta}{g} f_\beta(t)$ dargestellt wird, entsteht bei einer bestimmten Beschleunigung der Ausdruck

$$\begin{aligned} T - T_0 &= \frac{W\alpha}{g} \lim_{t_1 \rightarrow 0} \frac{f_\beta(t) - f_\beta(t - t_1)}{t_1}, \\ \therefore T - T_0 &= \frac{W\alpha}{g} f'_\beta(t) \\ &= \frac{W\alpha}{g} \left[1 + \nu \left(1 - \frac{x}{l} \right) - \sum_{n=1}^{\infty} A_n \cos \lambda_n \frac{x}{l} \cdot M_n(t) \right], \quad \dots\dots\dots (9) \\ M_n(t) &= \frac{e^{-a_n t}}{\eta_n} \left\{ \sin(b_n t + \varepsilon_n) - c \gamma z_n \sin b_n t \right\} \end{aligned}$$

bei einer bestimmten Geschwindigkeit

$$\begin{aligned} T - T_0 &= \frac{WV}{g} f'_\alpha(t) \\ &= \frac{V}{c} \frac{E_w A_r}{\nu} \sum_{n=1}^{\infty} A_n \lambda_n \cos \lambda_n \frac{x}{l} \cdot N_n(t) \quad \dots\dots\dots (10) \\ N_n(t) &= \frac{e^{-a_n t}}{\eta_n} \left\{ \sin b_n t - c \gamma z_n \sin(b_n t - \varepsilon_n) \right\} \end{aligned}$$

und bei einer Verladung

$$\begin{aligned} T - T_0 &= W_1 - W_1 \sum_{n=1}^{\infty} A_n \cos \lambda_n \cos \lambda_n \frac{x}{l} \cdot V_n(t) \quad \dots\dots\dots (11) \\ V_n(t) &= \frac{e^{-a_n t}}{\eta_n} \left[\sin(b_n t + \varepsilon_n) - c \gamma z_n \sin b_n t \right. \\ &\quad \left. - \frac{cv}{lg} \lambda_n \left\{ \sin b_n t - c \gamma z_n \sin(b_n t - \varepsilon_n) \right\} \right]. \end{aligned}$$

Dabei wird angenommen, daß W_1 auf W_0 nicht springt. In der Gl. (11) ist ν_1 statt ν anzuwenden. Dabei ist $\nu_1 = \frac{wl}{W_0 + W_1}$ und v (m/sek.) die Geschwindigkeit von W_1 ist, wenn W_1 ins W_0 eingeworfen wird. In den Gleichungen (8), (9), (10) und (11) soll man γ Null setzen, wenn man die Seilinnerzähigkeitswiderstände außerachtläßt. In diesem Falle ist es zu empfehlen, folgende Gleichungen statt (10) und (11) anzuwenden, da die Gl. (10) und der Teil $\frac{cv}{lg} \lambda_n$ der zweiten Klausel in der Gl. (11) langsam konvergieren.

$$\begin{aligned} P &= \frac{V}{c} E_w A_r \left\{ 1 - \left[2 - 4e^{-\nu(\theta-2)} \right] H(\theta-2) + \left[2 - 8\nu(\theta-4)e^{-\nu(\theta-4)} \right] H(\theta-4) + \dots \right\} \\ Q &= 2 \frac{V}{c} E_w A_r \left\{ e^{-\nu(\theta-1)} H(\theta-1) + \left[1 - 2\nu(\theta-3) \right] e^{-\nu(\theta-3)} H(\theta-3) + \dots \right\} \quad (10)' \\ P &= 2W_1 \left\{ \left[1 - e^{-\nu_1(\theta-1)} \right] H(\theta-1) + \left[1 - \left\{ 1 + 2\nu_1(\theta-3) \right\} e^{-\nu_1(\theta-3)} \right] H(\theta-3) + \dots \right\} \\ &\quad + 2W_1 \nu_1 \frac{cv}{lg} \left\{ e^{-\nu_1(\theta-1)} H(\theta-1) + \left[\left\{ 1 - 2\nu_1(\theta-3) \right\} e^{-\nu_1(\theta-3)} \right] H(\theta-3) + \dots \right\} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 Q = W_1 \left\{ (1 - e^{-\nu_1 \theta}) + \left[2\nu_1(\theta - 2) e^{-\nu_1(\theta - 2)} \right] H(\theta - 2) + \left[2\nu_1(\theta - 4) \{ 1 - \nu_1(\theta - 4) \} \right. \right. \\
 \left. \left. \times e^{-\nu_1(\theta - 4)} \right] H(\theta - 4) + \dots \right\} \quad (11)' \\
 + W_1 \nu_1 \frac{cv}{lg} \left\{ e^{-\nu_1 \theta} + \left[2\{ 1 - \nu_1(\theta - 2) \} e^{-\nu_1(\theta - 2)} \right] H(\theta - 2) + \left[2\{ 1 - 3\nu_1(\theta - 4) + \nu_1^2(\theta - 4)^2 \} \right. \right. \\
 \left. \left. \times e^{-\nu_1(\theta - 4)} \right] H(\theta - 4) + \dots \right\}, \\
 \theta = \frac{c}{l} t \quad H(\xi) \begin{cases} = 1, & \xi > 0 \\ = 0, & \xi < 0 \end{cases}
 \end{aligned}$$

wobei P und Q $T - T_0$ an der Stelle $x=0$ und $x=l$ bedeutet.

Eine Periode der longitudinalen Schwingungen des Förderseiles ist

$$\tau \simeq \frac{2\pi}{b_1} \simeq \frac{2\pi l}{\lambda_1 c}$$

3. Analytische Ergebnisse und Zahlenwertrechnung

Die Beschleunigungs- und Geschwindigkeits-Linienbilder bei normalem Betrieb im tatsächlichen Schacht werden in Abb. 2 dargestellt und in folgende Teilstrecken eingeteilt.

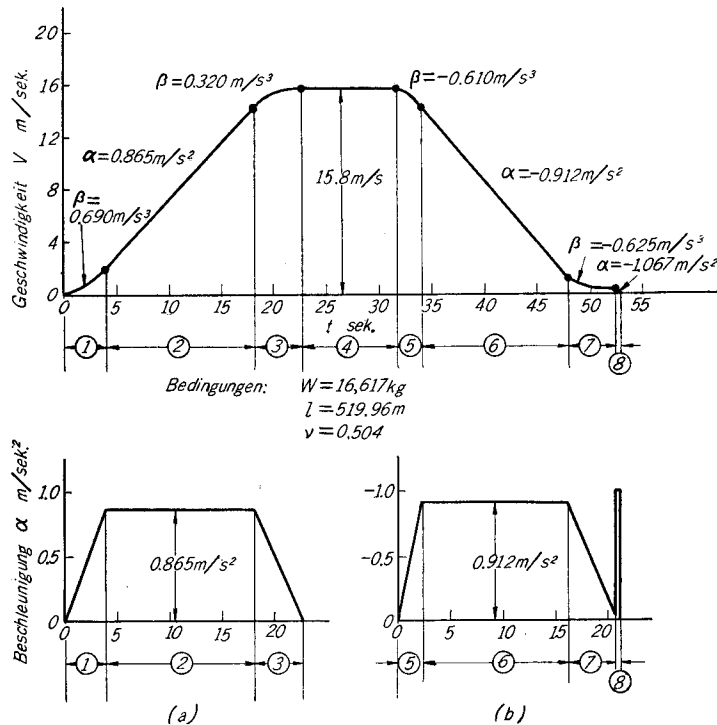


Abb. 2 Beschleunigungs- und Geschwindigkeits-Linienbild

- 1) bei einer konstant zunehmenden Beschleunigung,
- 2) bei einer bestimmten Beschleunigung,
- 3) bei einer konstant abnehmenden Beschleunigung,
- 4) bei einer bestimmten Geschwindigkeit,
- 5) bei einer konstant zunehmenden negativen Beschleunigung,
- 6) bei einer bestimmten negativen Beschleunigung,
- 7) bei einer konstant abnehmenden negativen Beschleunigung,
- 8) bei einer mechanischen Bremsung.

Welche und eine wie starke Spannung im Seil entsteht, möchte ich folgenderweise in Rücksicht auf jede einzelne Teilstrecke feststellen. Die dynamische Spannung, die in der Teilstrecke 1) oder 2) bei Aufwindung entsteht und durch die Gl. (8) oder (9) berechnet werden kann, ist positiv. Wenn die Geschwindigkeit des Förderseiles von 3) zu der 4) wird, hört die Schwingung des Seiles auf, oder sie wird schwach. Die dynamische Spannung, die wieder in der Teilstrecke 5) oder 6) entsteht und durch die Gl. (8) oder (9) berechnet werden kann, ist negativ. Sie nimmt in 7) ab. In 8) kommt die Treibscheibe zu vollkommenem Stillstand. Danach wird die Schwingung des Seiles sehr stark. Diese läßt sich aber auch durch Modifizierung der Gl. (9) berechnen. Der Prozeß, den die dynamische Spannung bei Unterwindung durchläuft, ist gerade das Gegenteil von ihrem Prozess bei Aufwindung.

Schließlich, können wir die bei 1) bis 7) entstehende dynamische Spannung daher durch die Berechnung der bei 1) und 2) entstehenden dynamischen Spannung greifen. Also werden wir hier die Spannungen bei Beschleunigung, mechanischer Bremsung und Verladung in normalem Betrieb erforschen.

a) Bei Beschleunigung

Nun vorausgesetzt, daß nach Zeit t_1 der Grad der Beschleunigung konstant $\alpha (= \beta t_1)$ bleibt, so ergibt sich die folgende Gleichung in $t > t_1$:

$$T - T_0 = \frac{W\alpha}{gt_1} \left[f_\beta(t) - f_\beta(t - t_1) \right]. \quad \dots\dots\dots(12)$$

Wenn das Förderseil mit einer bestimmten Beschleunigung ($t_1 \rightarrow 0$) aufgewunden wird, wird die dynamische Spannung durch die Gl. (9), statt durch die Gl. (12) berechnet.

Wir werden zunächst ermitteln, welche Einflüsse durch die Seilinnerzähigkeitswiderstände auf die Seilschwingung ausgeübt werden. Wir nehmen hierbei an, daß der Seilinnerzähigkeitsmodul γ , der durch der Seilspannung verändert wird, konstant und 0.001 ist, weil nach Kawashimas Messung¹⁾ $\gamma = 0.001 \sim 0.0001$ ist.

Bei einer bestimmten Beschleunigung ist der Unterschied zwischen den

Schwingungen, bei deren Berechnung γ berücksichtigt wird, und den Schwingungen, bei deren Berechnung γ nicht berücksichtigt wird, sehr klein, wie in Tab. 1 aufgezeichnet wird, und daher kann man γ außerachtlassen.

Tab. 1 Einflüsse von γ auf die Schwingungen bei einer bestimmten Beschleunigung

Annahme; $W=33,338 \text{ kg}$, $w=24.4 \text{ kg/m}$, $l=683.15 \text{ m}$
 $\nu=0.5$, $d=3,794 \text{ m/sek.}$ $\alpha/g=0.1$

Dynamische Spannungen		$t=0.85 \text{ sek.}$	$t=2.60 \text{ sek.}$	$t=4.30 \text{ sek.}$
$P \text{ kg}$	$\gamma=0$	9,880	9,880	9,880
	$\gamma=0.001$	9,800	9,750	9,550

Die Veränderungen der Seilspannungen durch die Zeit t_1 werden in Abb. 3 aufgezeichnet. Die Schwingungsweite wird desto kleiner, je größer t_1 wird. Ferner wird $t_1 = \frac{(2m-1)\pi l}{\lambda_1 c}$ gewählt, ist die Schwingungsweite größer, aber wird $t_1 = \frac{2m\pi l}{\lambda_1 c}$ gewählt, ist sie klein. Dieses Verhältnis wird in Abb. 4 aufgezeichnet. Wenn wir die dynamische Seilspannung am oberen und unteren Ende bei einer

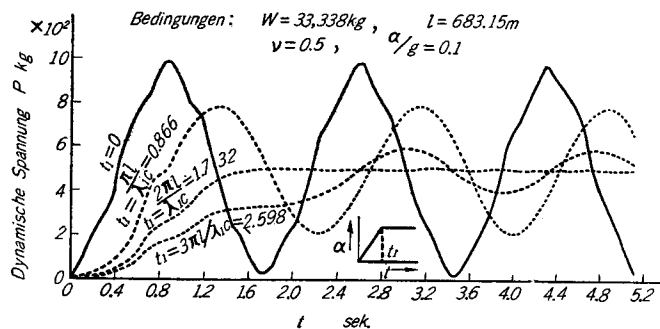


Abb. 3 Seilspannungsveränderungen bei Beschleunigung, wenn t_1 zunimmt.

konstant zunehmenden Beschleunigung folgenderweise ausdrücken,

$$P = \frac{W}{g} \alpha F_\beta(\theta), \quad Q = \frac{W}{g} \alpha G_\beta(\theta),$$

so wird das Maximum von $F_\beta(\theta)$ oder $G_\beta(\theta)$ bei Veränderung von ν in Abb. 5 (a, b) dargestellt. Es ist aus Abb. 5 (a, b) klar, daß $P_{\max}$ 2,0~1,9 fach so groß wie $\frac{W+wl}{g} \alpha$

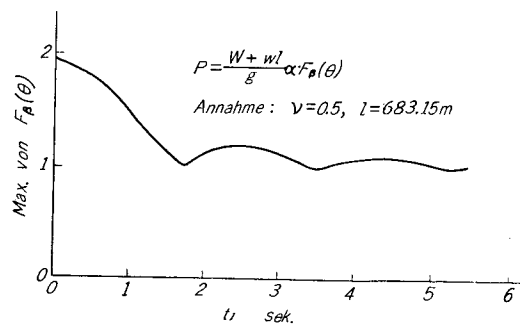
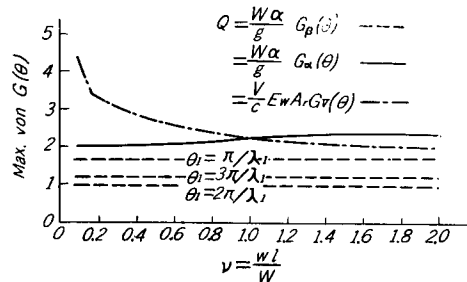
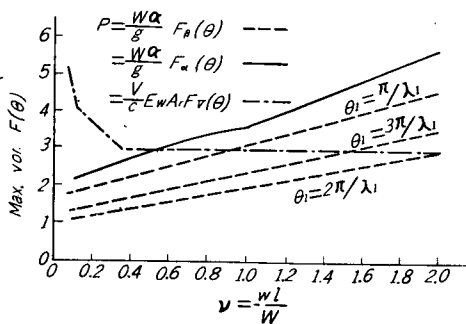


Abb. 4 Max. von $F_\beta(\theta)$ bei Veränderung von t_1

mit Vergrößerung von ν sind, $Q_{\max.}$ 2.0~2.4 fach so groß wie $\frac{W}{g}\alpha$ bei einer bestimmten Beschleunigung und also sind die maximalen dynamischen Seilspannungen bei Veränderung von ν fast konstant. Es ist auch klar, daß die maximale dynamische Spannung bei einer konstant zunehmenden Beschleunigung 1.0~2.4 fach so groß wie $\frac{W+wl}{g}\alpha$ bei Veränderung von ν wird und bei Veränderung von ν fast konstant ist. Die Maxima von $F_V(\theta)$ und $G_V(\theta)$, die die größte Schwingungsweite bei einer bestimmten Geschwindigkeit darstellen, werden auch in Abb. 5 (a, b) aufgezeichnet. Sie nehmen bei Vergrößerung von ν ab und bilden

Abb. 5 a von $F(\theta)$ bei Veränderung von ν Abb. 5 b „Max. von $G(\theta)$ bei Veränderung von ν

einen deutlichen Kontrast gegen die Maxima von $F_\alpha(\theta)$ und $G_\alpha(\theta)$ bei einer bestimmten Beschleunigung oder von $F_\beta(\theta)$ und $G_\beta(\theta)$ bei einer konstant zunehmenden Beschleunigung. Über die Einflüsse auf die Seilschwingungen von den Veränderungen der Seillänge während der Windung, die wir außerachtgelassen haben, können wir aufgrund der oben erwähnten Forschungsergebnisse folgendermaßen vermuten.

1. Wenn die Geschwindigkeit des Förderseiles in einem Bruchteil von zero zu V m/sek. bei Aufwindung steigt, wird die Seilschwingungsweite bei Verminderungen von ν (oder l) größer. Aber in diesem Falle werden sie infolge vom Seilinnerzähigkeitswiderstand viel schwächer. Auch die Schwächung der Seilschwingungen durch die Absorption der Spannungswellen an der Treibscheibe (Trommel) ist sehr möglich.
2. Bei Aufwindung mit bestimmter (oder konstant zunehmender) Beschleunigung verursacht die Verminderung von ν fast keine Schwächung der Seilschwingungen. Aber bei Förderseilwindung ohne Unterseil nimmt die dynamische Spannung am oberen Ende P ab und wird allmählich derjenigen am unteren Ende Q gleich, weil wl bei Verkürzung der Seillänge l kleiner wird.

In diesem Falle müssen wir auch annehmen, daß die Seilschwingungen durch

den Seilinnerzähigkeitswiderstand bei Aufwindung und durch Absorption der Spannungswellen an der Treibscheibe abgeschwächt werden. Dabei wird aber die Abschwächung der Seilschwingungen infolge des Innerzähigkeitswiderstandes nicht so bedeutend sein, wie bei Aufwindung mit V m/sek..

Wir können auch vermuten, daß l länger sein wird, je größer ν ist, weil $\nu = \frac{wl}{W}$ ist.

Die Verhältnisse zwischen ν und der Schachttiefe L in den 10 Hauptschächten in Japan werden in Abb. 6 und 7 gezeichnet. ν ist größer nach Abb. 6, je länger L ist, wenn der Korb an dem Füllort liegt. Aber es besteht

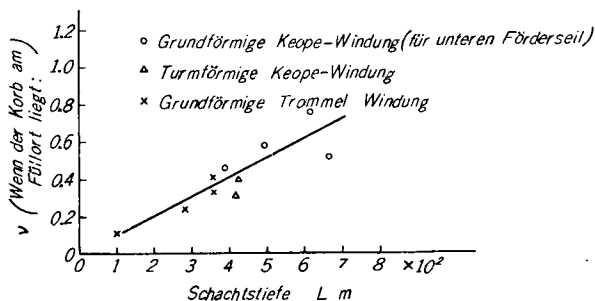


Abb. 6 Verhältnis zwischen ν und der Schachttiefe L (in den 10 japanischen Hauptschächten)

keine Verhältnis zwischen ν und L , wenn der Korb am Mundloch liegt. (Abb. 7) Damit dürften wir annehmen, daß es auch möglich ist, die Seilspannung im Verhältnis zu L , statt im oben dargestellten Verhältnis zu ν , zu ermitteln, wenn der Korb am Füllort liegt.

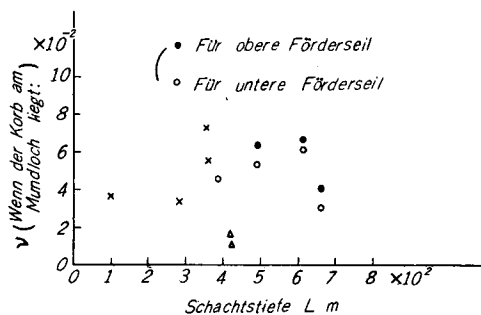


Abb. 7 Verhältnis zwischen ν und der Schachttiefe L (in der 10 japanischen Hauptschächten)

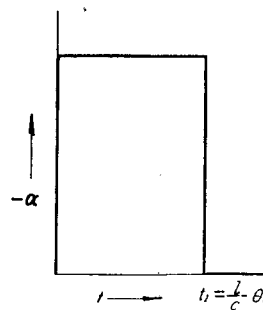


Abb. 8 Beschleunigungs-Linienbild bei mechanischer Bremsung

b) Bei mechanischer Bremsung

Das Beschleunigungs-Linienbild auf dieser Teilstrecke wird in Abb. 2 (b) aufgezeichnet. Dabei nehmen wir einen gleichen Prozeß an, wie er in Abb. 8 dargestellt ist, denn die Seilschwingungen gegen Ende der Teilstrecke 7) müssen sehr schwach werden. Die Seilschwingungen während der Periode einer mechanischen Bremsung werden daher durch die Gl. (9) annäherungsweise berechnet. Die Schwingungen nach dem Stillstand der Scheibe werden durch die folgende Gleichung ausgedrückt.

$$T - T_0 = \frac{W\alpha}{g} \left\{ f_\alpha(t) - f_\alpha(t-t_1) \right\}, \quad \dots\dots\dots(13)$$

$$f_\alpha(t) = 1 + \nu \left(1 - \frac{x}{l} \right) - \sum_{n=1}^{\infty} A_n \cos \lambda_n \frac{x}{l} M_n(t)$$

Drückt man die Gl. (13) in anderen Formel aus und setzt $\gamma=0$ voraus, so ergibt sich

$$T - T_0 = -\frac{W\alpha}{g} \sum_{n=1}^{\infty} A_n \cos \lambda_n \frac{x}{l} \left\{ \cos \lambda_n \frac{c}{l} t - \cos \frac{c}{l} \lambda_n (t-t_1) \right\} \quad \dots\dots\dots(13)'$$

Aus der Gl. (13)' wird gefaßt, daß die dynamische Spannung positiv und negativ aufeinander abwechselt und ihre Größe nur nicht von t , sondern auch von t_1 verändert wird. Die Veränderungen von $T - T_0$ durch t_1 werden in Abb. 9 dargestellt. Die dynamische Spannung nach dem stillstand der scheibe ist, wie sie in Abb. 9 aufgezeichnet ist, am größten, wenn $t_1 = \frac{\tau}{2}$ ist, und sie ist am kleinsten, wenn $t_1 = \tau$ ist.

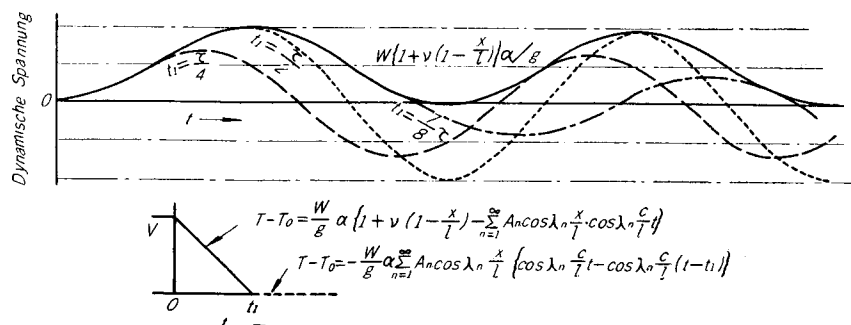


Abb. 9 Schematischen Bild der dynamischen Seilspannungen bei mechanischer Bremsung

Im allgemeinen ist die bremsende Zeit $t=0.2\sim 0.4$ sek.. τ ist kurz und $t_1 \geq \frac{\tau}{2}$ wenn der Korb am Mundloch liegt. Es entsteht daher die größte negative Seil-schwingungsweite während der bremsenden Zeit und nach dem Stillstand der Treib-scheibe sehen wir die positive oder negative Schwingungsweite bald gleich stark, bald in gleichem Maße schwächer werden. Wenn der Korb am Füllort liegt, entsteht die größte Seil-schwingungsweite nach dem Stillstand der Treib-scheibe, da gewöhnlich $\frac{\tau}{2} > t_1$ ist. Es handelt sich um die positive dynamische Spannung aus dem Standpunkte der Sicherheitserhaltung des Seiles und sie entsteht aus vorliegendem Grund bei $t > t_1$ bei Aufwindung, gleichviel ob der Korb am Mundloch oder an Füllort liegt. Eine der dabei entstehenden Schwingungen wird in Abb. 10 gezeichnet. Nun ist es problematisch, daß man im allgemeinen die Verhält-nisse zwischen der Tiefe der Schächte und den Seil-schwingungen direkt zeigt, da die Seil-schwingungen durch ν nicht bestimmt werden können, auch wenn die negative Beschleunigung während einer mechanischen Bremsung konstant ist.

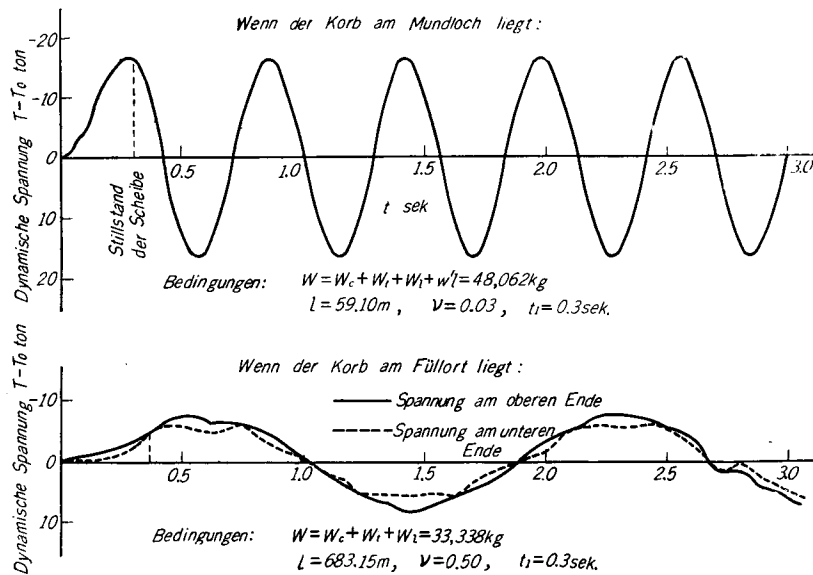
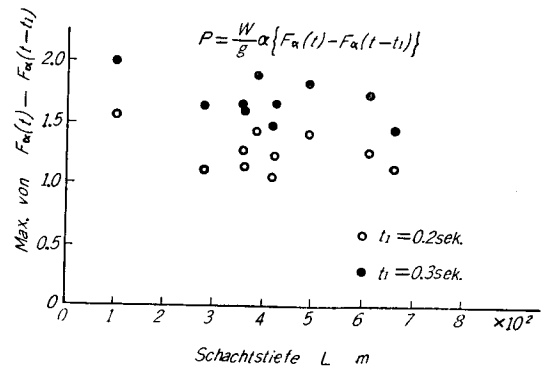
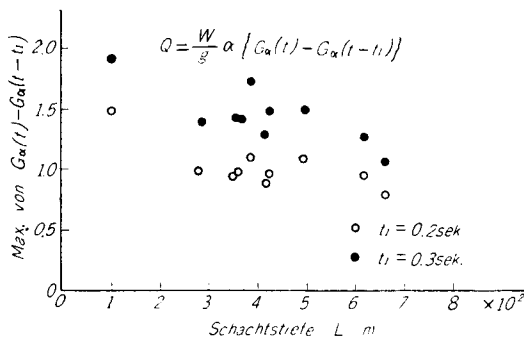
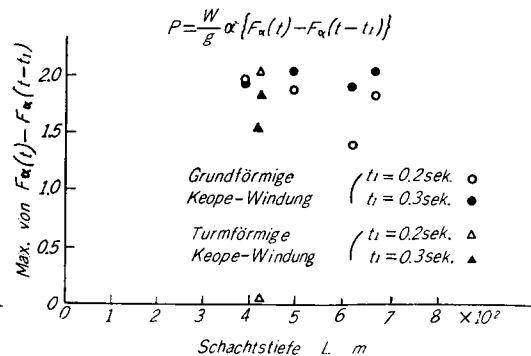


Abb. 10 Seilschwingungen bei mechanischer Bremsung

Die Werte der maximalen Seilschwingungen, die durch die Zahlenwerte der Förderanlagen in der 10 japanischen Hauptschächten mit verschiedener Tiefe berechnet werden, werden daher bei $t_1 = 0,2$ oder $0,3$ sek. in Abb. 11 (a, b) dargestellt, wenn die Ladung am größten ist und der Korb am Füllort liegt.

Ferner wird die Seilspannung bei Koepe-Windung mit Unterseil auch dann nicht schwächer, wenn der

Abb. 11a Max. von $F_a(t) - F_a(t - t_1)$ bei mechanischer Bremsung, wenn der Korb am Füllort liegt. (10 japanische Schächte)Abb. 11b Max. von $G_a(t) - G_a(t - t_1)$ bei mechanischer Bremsung, wenn der Korb am Füllort liegt. (10 japanische Schächte)Abb. 11c Max. von $F_a(t) - F_a(t - t_1)$ bei mechanischer Bremsung, wenn der Korb am Mundloch liegt.

Korb am Mundloch liegt. Die dabei entstehenden Seilschwingungen müssen daher besonders berücksichtigt werden. Dieses Resultat wird in Abb. 11 (c) dargestellt. Aus diesen Abbildungen können wir sehen, daß Seilschwingungsweite bei Vergrößerung der Schachttiefe L etwas kleiner wird, wenn der Korb an dem Füllort liegt, aber nicht, wenn er am Mundloch liegt.

c) Bei Verladung

Die Abschwächung der Seilschwingungen in der Geschwindigkeitsform durch die Seilinnerzähigkeit ist größer als diejenige in der Beschleunigungsform. Sie wird in Abb. 12 dargestellt. Aber auch in diesem Falle werden wir annehmen: $\gamma=0$ und damit die Seilschwingungen berechnen, weil ihre Schwächung innerhalb kurzer Zeit nach der Entstehung der Schwingungen noch außerachtzulassen ist.

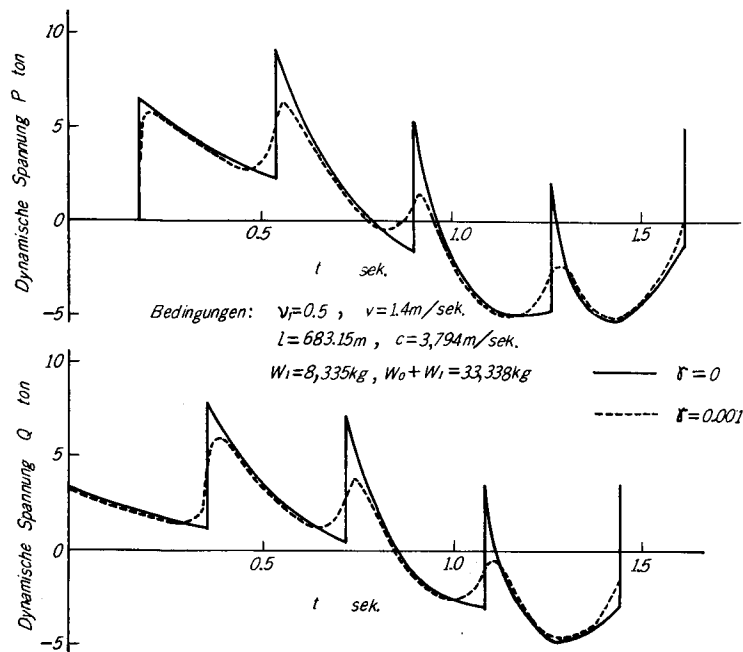


Abb. 12 Die nur durch die Geschwindigkeit v der Ladung W_1 entstandene Schwingung

Wenn der Förderkarren bei Verladung in den Korb fällt, entstehen Schwingungen, wie z. B. in Abb. 13. Dabei nehmen wir an: $W_1=\frac{W}{4}$, weil W_1 im allgemeinen das auf einer Stufe des Korbs verladene Gewicht ist. Die Verhältnisse zwischen ν_1 und $(T-T_0)_{\max.}$ werden in Abb. 14 dargestellt, wenn der Förderkarren ohne Fall ($v=0$) auf Korb läuft. Dagegen werden die Verhältnisse zwischen ν_1 und $(T-T_0)_{\max.}$ mit dem Falle in Abb. 15 dargestellt, wobei

$\nu_1 \frac{cv}{lg} = 0.5$ ist, weil $\nu_1 \frac{cv}{lg}$ in den Förderanlagen der 10 japanischen Hauptschächte ungefähr 0.5 bei $v=1.4$ m/sek. beträgt, (Es ist Geschwindigkeit, wenn der Karren 10 cm fällt und in den Korb verladen wird.) wie in Abb. 16 dargestellt. Es ist interessant, die Verladung in den Skip mit derjenigen in den Korb zu vergleichen. Wenn $\gamma=0$ ist, ergibt sich für die Verladung in den Skip die Gleichung:

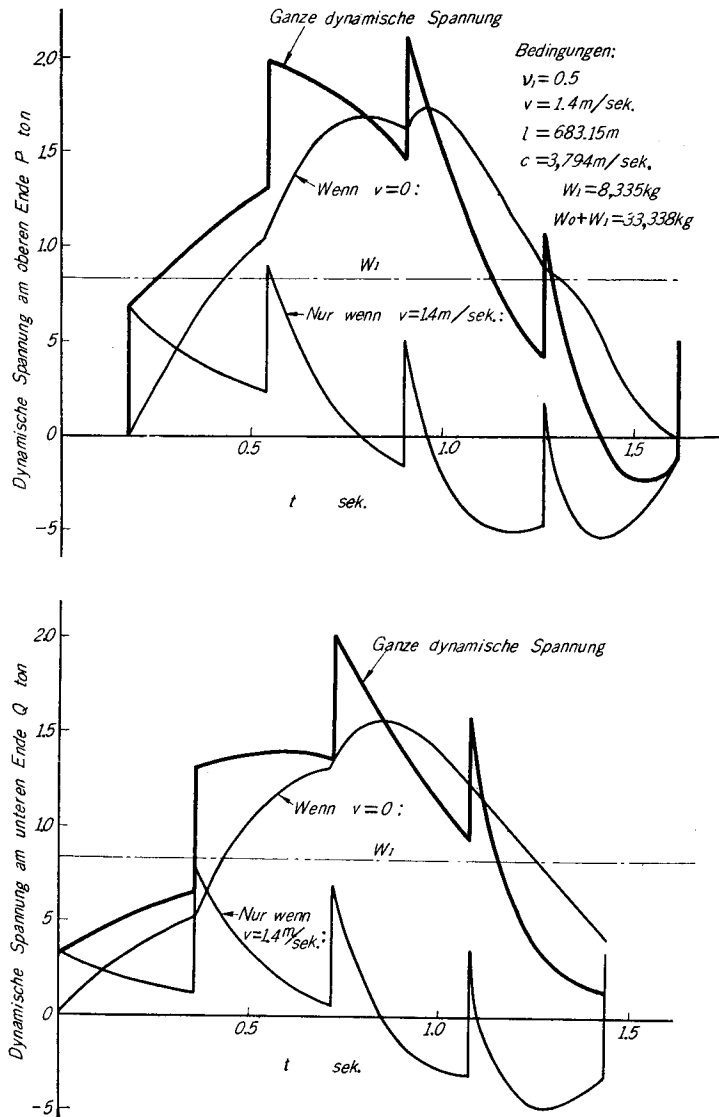
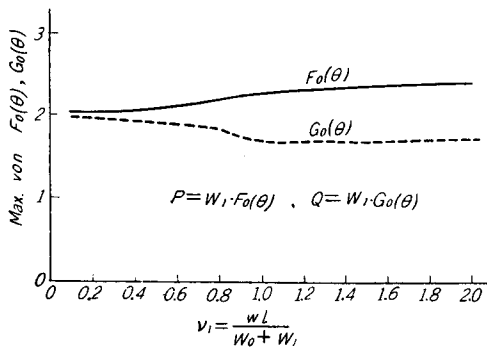
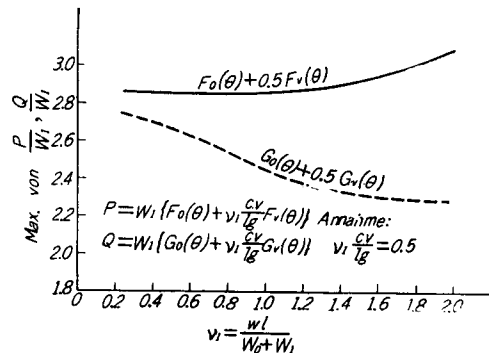
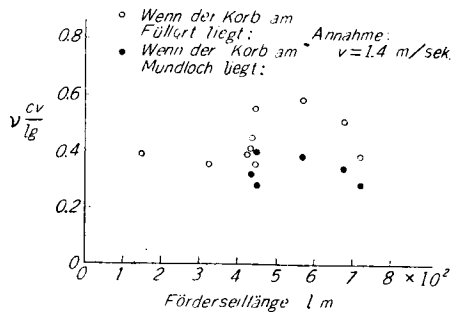


Abb. 13 Dynamische Spannung bei Verladung

Abb. 14 Max. von $F_0(\theta)$, $G_0(\theta)$ gegen ν_1 bei Verladung ohne FallAbb. 15 Max. von P/W_1 , Q/W_1 gegen ν_1 bei Verladung mit FallAbb. 16 Verhältnis zwischen $\nu \frac{cv}{lg}$ und Förderseillänge l (10 japanische Schächte)

$$\frac{W + \mu t}{g} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + \frac{\mu}{g} \frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\mu w}{g} + W + \mu t - E_w A_r \frac{\partial u}{\partial x} \Big|_{x=l}, \quad (14)$$

wobei μ das verladene Gewicht/Zeiteinheit,

v_μ die Geschwindigkeit von W_1

sind. P. J. Pollock und G. W. Alexander²⁾ formulieren folgende Gleichung über die dynamische Spannung, die $\frac{\mu t}{g} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2}$ und $\frac{\mu}{g} \frac{\partial u}{\partial t}$ in der Gl. (14) außerachtläßt.

$$T - T_0 = \frac{\mu w}{g} + \mu t - \mu \sum_{n=1}^{\infty} A_n \cos \lambda_n \cos \lambda_n \frac{x}{l} \left(-\frac{v_\mu}{g} \cos \lambda_n \frac{c}{l} t + \frac{l}{c \lambda_n} \sin \lambda_n \frac{c}{l} t \right). \quad (15)$$

Die nach der Verladung ($t > t_2$) entstehenden Seilschwingungen kann man einfach mit der Gl. (16) berechnen, wie in Folgendem dargestellt wird.

$$T - T_0 = \mu t_2 - \mu \sum_{n=1}^{\infty} A_n \cos \lambda_n \cos \lambda_n \frac{x}{l} \left\{ \frac{v_\mu}{g} \left[\cos \lambda_n \frac{c}{l} t - \cos \lambda_n \frac{c}{l} (t - t_2) \right] + \frac{l}{c \lambda_n} \left[\sin \lambda_n \frac{c}{l} t - \sin \lambda_n \frac{c}{l} (t - t_2) \right] \right\}. \quad (16)$$

Das verladene Gesamtgewicht ist $\mu t_2 = W_2$. Zur Erklärung des Vergleichs des Verladung in den Skip und den Korb werden wir die Zahlenrechnung mit demselben Zahlenwert der in Abb. 13 dargestellten Schachtförderanlage machen. Hierbei nehmen wir an, daß $\mu = 1$ ton/sek. für Kohle und $\mu = 2$ ton/sek. für Erz. Ferner werden wir $v_\mu = 4.43$ m/sek. oder 6.18 m/sek. (Das Gefälle vom Verladungs-

gerät zu der Skip ist entsprechend der jeweiligen Geschwindigkeit 1 m oder 2 m.) und $W_2=2W_1$ anzunehmen. Also wird $t=8.34$ sek. oder 4.17 sek.. Mit diesem Wert ist dann die durch Gl. (16) berechnete Spannung nicht über 2 ton oder 4 ton an der Stelle $x=0$, je nach dem ob $v_\mu=4.43$ m/sek. oder 6.18 m/sek. ist.

Schließlich erkennt man, daß die Seilschwingungen bei Verladung in den Skip kleiner sind als diejenigen bei Verladung in den Korb, da die zusätzliche dynamische maximale Spannung bei Verladung in den Korb (zweiter Teil der Gl. (11) wenn $\gamma=0$ ist) 12.8 ton ist. Je größer v_μ wird und je kleiner W_1 , desto kleiner wird der durch die beiden von einander verschiedene Verladungsverfahren verursachte Unterschied der Schwingungsweite. Aber im allgemeinen ist $W_1 \geq \frac{W_2}{4} > \mu$ und v_μ ist nicht zu groß. Künftige Frage ist, ob man $\frac{\mu t}{g} \ddot{u}$ und $\frac{\mu}{g} \dot{u}$ nicht außerachtläßt insbesondere für $\frac{\mu t}{g} \ddot{u}$ eine Auslassung in Erwägung zieht.

4. Vergleichung des theoretischen Rechnungswerts mit den Ergebnissen der praktischen Ermittlung über Seilschwingungen

Wir haben die Seilschwingungen in der Schachtförderanlage I gemessen, deren Zahlenwerte in Tab. 2 aufgeführt werden. Dieser Schacht wird als der typische der künftigen japanischen Schächte gelten dürfen, die noch vergrößert und vertieft werden. Das Vermessungsinstrument für die Schwingungen ist ein Cam-

Tab. 2 Zahlenwerte von Schachtförderanlage I

Schacht- tiefe L m	l m (Wenn der Korb am Füllort liegt)		l m (Wenn der Korb am Mordloch liegt)		Maximales Aufhänge- gewicht W kg	Seilgewicht kg/m		Fortpflan- zungs- geschwin- digkeit c m/sek.
	Oberes Förderseil	Unteres Förderseil	Oberes Förderseil	Unteres Förderseil		Förderseil w	Unterseil w'	
663	744.6	723.4	30.7	20.2	34,435	24.4	22.2	3,798

bridge Beschleunigungsmesser, der auf den Fußboden gestellt wird. Die Daten auf dem Beschleunigungsmesser stellen daher die Korbschwingungen dar und zugleich wird man vermuten können, daß die Daten longitudinale Schwingungen am unteren Ende des Förderseiles darstellen, wenn das Förderseil Greifer für Sicherheit hat. Aber durch diesen Messer kann man

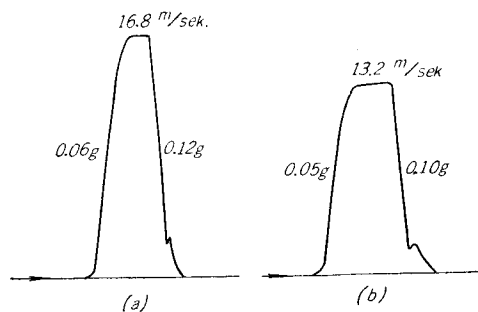
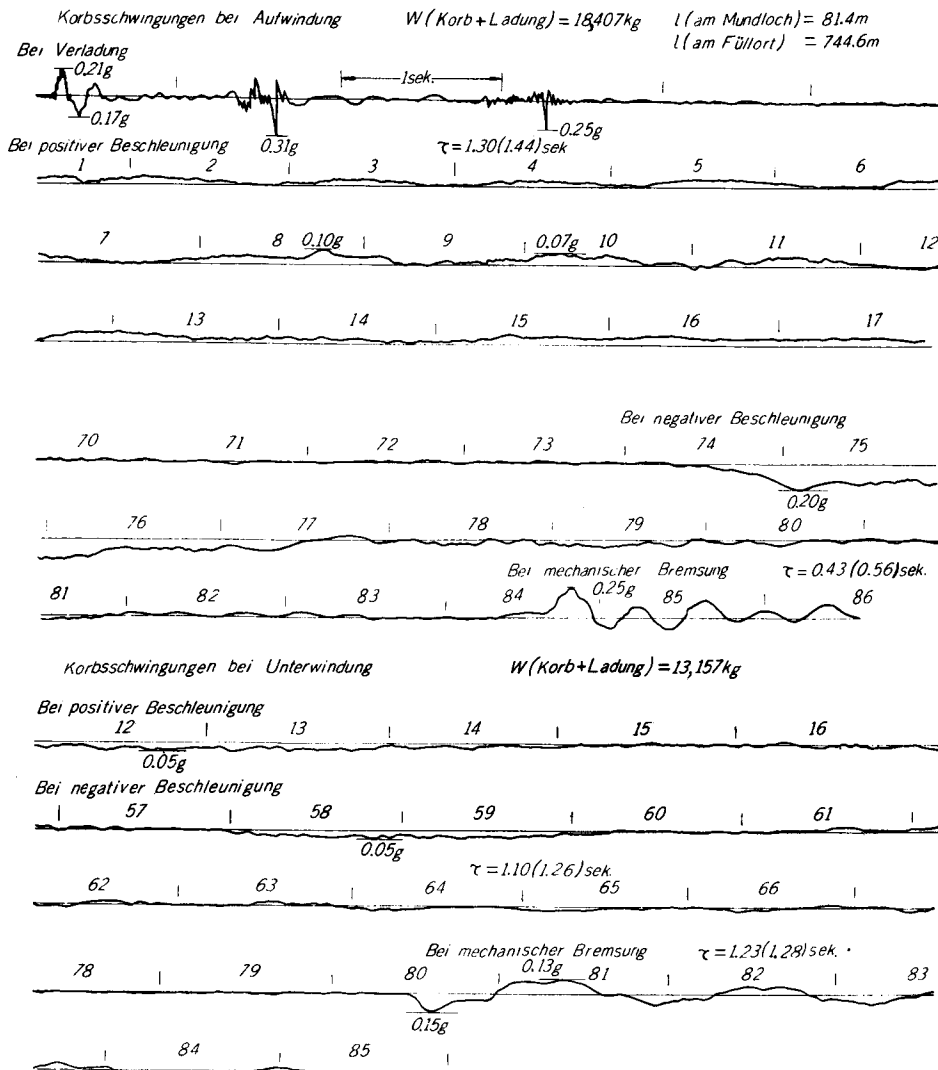


Abb. 17 Geschwindigkeit-Linienbild im Schacht I

die Schwingungen mit hoher Frequenz nicht messen, denn die Eigenfrequenz dieses Messers ist 22 Zyklen per Sekunde.

Die in Abb. 17 dargestellten Geschwindigkeitslinien sind mit dem zur Windungseinrichtung gehörenden Selbstschreiber aufgezeichnet worden und entsprechenden Daten der Schwingungen, die durch den Beschleunigungsmesser gemessen wurden, sind in Abb. 18 dargestellt. Die Schwingungsweite ist größer als die in



Theoretischer Wert wird in () beschrieben.

Abb. 18 Daten der longitudinalen Korbsschwingungen im Schacht I

Abb. 17 dargestellte Beschleunigung α m/sek². und 1~2 fach so groß wie α m/sek². Außerdem, in Tab. 3 wird die maximale Weite bei einer Beschleunigung beschrieben. In diesem Falle erreicht auch die max. Weite (1~2) α , wobei α m/sek². ungefähr 0.05~0.07 g bei positiver Beschleunigung und 0.10~0.12 g bei negativer. Es entspricht der Tatsache; die in Abb. 5 b dargestellten Schwingungsweiten (1.0~2.4) α sind, je nach Größen t_1 ($t_1 = \alpha/\beta$) und ν . Daraus können wir schließen,

Tab. 3 Schwingungen der Körbe bei normalem Betriebe im Schacht I

Nummer	Förderseil	Lastung W kg	Max. Geschwin- digkeit V m/sek.	Bedingung	Max. Schwingungen			
					bei posi- tiver Besch- leunig	bei nega- tiver Besch- leunig	bei mecha- nisther Bremsung	bei Verladung
1	Oberes Förderseil	13,157	16	Unter- windung	0.07 g	—	0.17 g	0.31 g
2	" "	18,407	16	Auf- windung	0.10 g	0.20 g	0.25 g	—
3	" "	13,157	12	Unter- windung	—	—	0.15 g	—
4	" "	18,407	12	Auf- windung	0.14 g	0.13 g	0.26 g	—
5	" "	19,157	12	Unter- windung	0.12 g	—	0.24 g	—
6	" "	13,157	12	Auf- windung	0.14 g	—	0.15 g	0.47 g
7	" "	19,157	16	Unter- windung	0.07 g	0.11 g	—	0.26 g
8	" "	34,157	16	Auf- windung	0.14 g	0.24 g	0.30 g	—
9	" "	19,157	12	Unter- windung	—	0.18 g	—	—
10	" "	34,157	12	Auf- windung	0.05 g	—	—	—
11	Unteres Förderseil	13,157	16	Unter- windung	—	0.22 g	0.14 g	—
12	" "	18,407	16	Auf- windung	0.17 g	—	—	—
13	" "	14,657	12	Unter- windung	0.08 g	0.14 g	0.18 g	—
14	" "	19,157	12	Auf- windung	0.08 g	0.10 g	0.14 g	—

daß die theoretische Berechnung gültig ist. Nach dem Stillstand der Treibe-
scheibe entstehen große Schwingungen, mit positivem und negativem Wert, wie
man die in Abb. 18 sehen kann. Die dabei in Tab. 3 beschriebenen max. Weiten
sind nächst der Schwingungsweite bei einer Verladung die größten. Diese
Wellenform ist beinahe Sinform, wie in Abb. 18 dargestellt, wenn der Korb am
Mundloch liegt, und sie sieht wie der Rücken eines Kamels aus, wenn der Korb

am Füllort liegt. Jede Wellenform ist der von der theoretischen Berechnung erlangten Wellenform ähnlich, die durch den Zahlenwert der Schachtförderanlage I berechnet und in Abb. 10 dargestellt wird. Man erkennt, daß unsere theoretischen Untersuchungsergebnisse in Hinsicht auf Größe und Wellenform der Schwingungen mit den Tatsachen ziemlich gut übereinstimmen.

Bei einer Verladung werden die komplizierten Schwingungen mit kleiner Periode verzeichnet und es wird darüber geurteilt, daß diese Daten wegen der Eigenschaften des angewandten Beschleunigungsmessers nicht zuverlässig sind. Es wird aber sicher sein, daß die durch die Geschwindigkeit v (m/sek.) des Verladegewichts entstandene Seilschwingung in dieser komplizierten Schwingung enthalten ist. Die bisherige Annahme, daß das Stoßgewicht bei einer Verladung doppelt so groß sei, wie das Verladegewicht, muß daher genauer geprüft werden. Tatsächlich entstehen sehr große Schwingungen.

5. Bei einer Notbremsung

In den vorhergehenden Paragraphen wird von den Seilschwingungen bei normalen Betriebe gehandelt. Also muß man hier die Seilschwingungen bei not-

fallmäßiger Bremsung untersuchen.

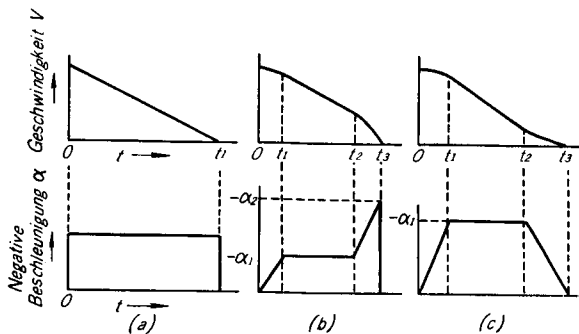


Abb. 19 Dreiförmige Geschwindigkeits- und Beschleunigungsbilder bei Notbremsung

Man findet durch die in einigen Schächten durchgeführten Versuche bei einer Notbremsung die dreiförmigen Geschwindigkeits- und Beschleunigungsbilder, wie sie in Abb. 19 gezeichnet wurden. Die in Abb. 19 (a) gezeichnete Bremsmethode hat eine solche Form, wie

sie bei mechanischer Bremsung verlaufen wird. Um die dynamischen Spannungen in diesem Falle zu berechnen, kann man daher dieselben Gleichungen anwenden, die man für Berechnung der dynamischen Spannungen bei mechanischer Bremsung braucht hat. Wir wenden hier das Gesetz der Überhäufung an und stellen die dynamische Spannung bei Aufwindung, die bei der in Abb. 19 (b) aufgezeichneten Bremsung entstehen, folgenderweise dar.

$$0 < t < t_1 \quad T - T_0 = -\frac{W}{g} \frac{\alpha_1}{\theta_1} f_\beta(\theta), \quad \dots\dots\dots (17)$$

$$t_1 < t < t_2 \quad T - T_0 = -\frac{W}{g} \frac{\alpha_1}{\theta_1} \{f_\beta(\theta) - f_\beta(\theta - \theta_1)\}, \quad \dots\dots\dots(18)$$

$$t_2 < t < t_3 \quad T - T_0 = -\frac{W}{g} \frac{\alpha_1}{\theta_1} \{f_\beta(\theta) - f_\beta(\theta - \theta_1)\} \\ - \frac{W}{g} \frac{(\alpha_2 - \alpha_1)}{(\theta_3 - \theta_2)} f_\beta(\theta - \theta_2), \quad \dots\dots\dots(19)$$

$$t > t_3 \quad T - T_0 = -\frac{W}{g} \frac{\alpha_1}{\theta_1} \{f_\beta(\theta) - f_\beta(\theta - \theta_1)\} \\ - \frac{W}{g} \frac{(\alpha_2 - \alpha_1)}{(\theta_3 - \theta_2)} \{f_\beta(\theta - \theta_2) - f_\beta(\theta - \theta_3)\} + \frac{W\alpha_2}{g} f_\alpha(\theta - \theta_3), \quad (20)$$

Die dynamische Spannung, die bei der in Abb. 19 (c) aufgezeichneten Bremsung entsteht, wird folgenderweise dargestellt.

$$0 < t < t_1 \quad T - T_0 = -\frac{W}{g} \frac{\alpha_1}{\theta_1} f_\beta(\theta). \\ t_1 < t < t_2 \quad T - T_0 = -\frac{W}{g} \frac{\alpha_1}{\theta_1} \{f_\beta(\theta) - f_\beta(\theta - \theta_1)\}, \\ t_2 < t < t_3 \quad T - T_0 = -\frac{W}{g} \frac{\alpha_1}{\theta_1} \{f_\beta(\theta) - f_\beta(\theta - \theta_1)\} + \frac{W}{g} \frac{\alpha_1}{(\theta_3 - \theta_2)} f_\beta(\theta - \theta_2), \\ t > t_3 \quad T - T_0 = -\frac{W}{g} \frac{\alpha_1}{\theta_1} \{f_\beta(\theta) - f_\beta(\theta - \theta_1)\} \\ + \frac{W}{g} \frac{\alpha_1}{(\theta_3 - \theta_2)} \{f_\beta(\theta - \theta_2) - f_\beta(\theta - \theta_3)\}, \quad \dots\dots\dots(21)$$

$$f_\beta(\theta) = \left\{1 + \nu \left(1 - \frac{x}{l}\right) \theta - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{A_n}{\lambda_n} \cos \lambda_n \frac{x}{l} \sin \lambda_n \theta\right\}, \\ f_\alpha(\theta) = \left\{1 + \nu \left(1 - \frac{x}{l}\right) - \sum_{n=1}^{\infty} A_n \cos \lambda_n \frac{x}{l} \cos \lambda_n \theta\right\}.$$

Bei Unterwindung sind die Vorzeichen in obigen Gleichungen umgekehrt. Um die dynamische Spannung des Förderseiles zu ermitteln, die bei Durchführung jeder von diesen 3 Bremsmethoden entsteht, nehmen wir ein Beispiel der Schachtförderung und stellen Zahlenberechnungen an.

Die Schachtförderanlage Y hat solche hauptsächlichen Einzelheiten, wie in Tab. 4 gezeichnet wurden, und das Förderseil in der Schachtanlage Y wird am

Tab. 4 Hauptsächliche Einzelheiten der Schachtanlage Y

Schacht- tiefe L m	(Wenn der Korb am Füllort liegt)		(Wenn der Korb am Mundloch liegt)		Unteres Förderseil				Fortplangungs- geschwindigkeit der Spannungs- welle c m/sek.
	l m		l m		Aufhängegewicht W kg		$\nu = \frac{wl}{W}$		
	Oberes Förderseil	Unteres Förderseil	Oberes Förderseil	Unteres Förderseil	Korb am Füllort	Korb am Mundloch	Korb am Füllort	Korb am Mundloch	
493	586	571	73	78	15,886	23,823	0.5787	0.0527	4,016

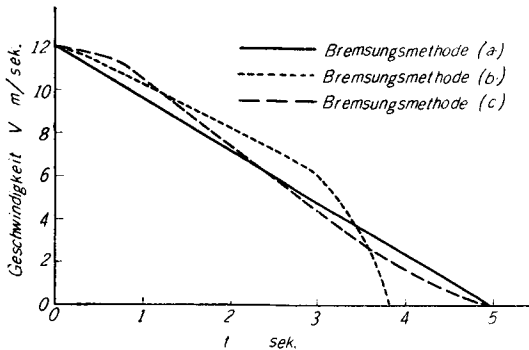


Abb. 20 Geschwindigkeitsbild bei Notbremsung
(Schachtförderanlage Y)

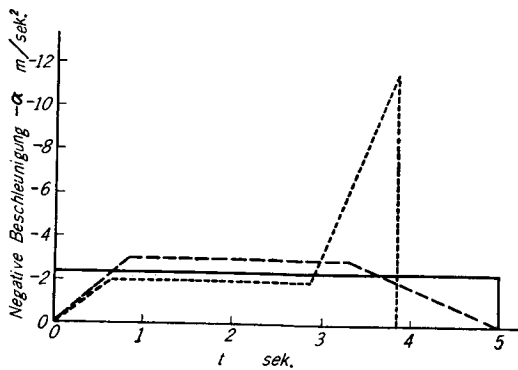


Abb. 21 Beschleunigungsbild bei Notbremsung
(Schachtförderanlage Y)

oberen Ende, wie in Abb. 20 (Abb. 21) gezeichnet wurden, gebremst. In jeder Bremsmethode ist der Bremsabstand 30 m und die Anfangsgeschwindigkeit $V = 12 \text{ m/sek.}$

Die in diesem Falle hervorgerufenen longitudinalen Schwingungen des Förderseiles werden in Abb. 22 dargestellt, wenn der Korb an das Mundloch kommt. Aus Abb. 22 kann man ersehen, daß die max. dynamische Spannung sehr groß ist, wenn $t \geq t_3$ ist, und wenn die Bremsmethode wie in Abb. 21 (b) durchgeführt wird. Wenn die Bremsmethode wie in Abb. 21 (c) durchgeführt wird, ist dagegen die Seilschwingung klein, und der Wert der Seilschwingung ist in der Mitte zwischen beiden, wenn die in Abb. 21 (a) dargestellte Bremsmethode durchgeführt wird. Es

ist bemerkenswert, daß die Seilschwingungsweite nach Stillstand der Treibscheibe ($t > t_3$) sehr klein wird, wenn die in Abb. 21 (c) dargestellte Bremsmethode durchgeführt wird.

Ferner wollen wir die Veränderungen der Seilschwingungszustände bei verschiedener Förderseillänge ermitteln. Die Veränderungen der Seilschwingungsweite bei verschiedener Förderseillänge sind, wie schon erwähnt, sehr klein, wenn die in Abb. 21 (a) dargestellte Bremsmethode durchgeführt wird. Im allgemeinen werden die Seilschwingungsweiten in $t_1 < t < t_2$ am größten sein, wenn die in Abb. 21 (c) dargestellte Bremsmethode durchgeführt wird, und die Seilschwingungszustände in diesem Falle wurden auch schon erwähnt. Die größte der Seilschwingungen in diesem Falle wird nämlich von der Zeit t_1 beeinflusst aber durch die Seillänge nicht geändert. In $t \geq t_3$ wird die größte Seilschwingung hervorgerufen, wenn die in Abb. 21 (b) dargestellte Bremsmethode durchgeführt wird. Wenn wir die Gl. (20) umformen, dann ergibt sich der Ausdruck

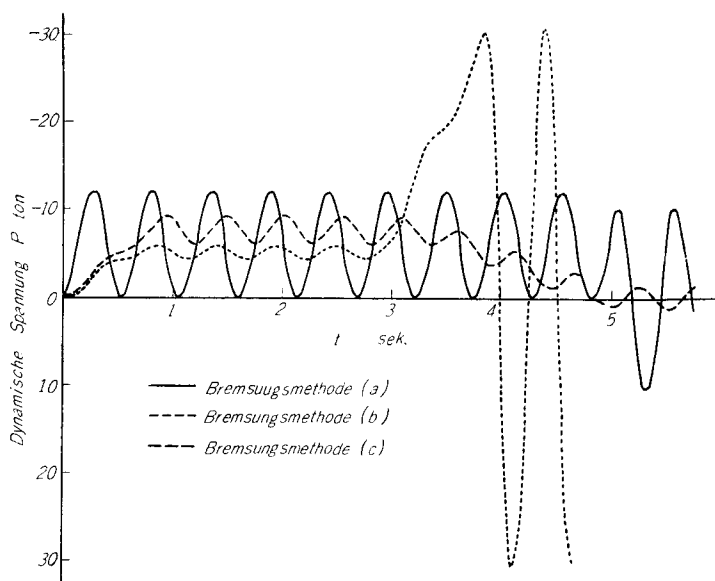


Abb. 22 Longitudinale Schwingungen des Förderseiles bei Nofbremsung, wenn der Korb an das Mundloch kommt.

$$T - T_0 = \frac{W}{g} \left\{ \frac{\alpha_1}{\theta_1} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{A_n}{\lambda_n} \cos \lambda_n \frac{x}{l} \left[\sin \lambda_n \theta - \sin \lambda_n (\theta - \theta_1) \right] + \frac{\alpha_2 - \alpha_1}{\theta_3 - \theta_2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{A_n}{\lambda_n} \cos \lambda_n \frac{x}{l} \right. \\ \left. \times \left[\sin \lambda_n (\theta - \theta_2) - \sin \lambda_n (\theta - \theta_3) \right] - \alpha_2 \sum_{n=1}^{\infty} A_n \cos \lambda_n \frac{x}{l} \cos \lambda_n (\theta - \theta_3) \right\} \quad \dots (22)$$

Da $\frac{\alpha_1}{\theta_1}$ und $\frac{\alpha_2 - \alpha_1}{\theta_3 - \theta_2}$ in der Gl. (22) im allgemeinen kleiner als α_2 sind, kann man den ersten Teil und den zweiten Teil außerachtlassen und statt der Gl. (22) folgende Gleichung gebrauchen.

$$T - T_0 \cong -\frac{W}{g} \alpha_2 \sum_{n=1}^{\infty} A_n \cos \lambda_n \frac{x}{l} \cos \lambda_n (\theta - \theta_3) \quad \dots (23)$$

Damit ergibt sich die dynamische Spannung des Förderseiles am oberen Ende P und am unteren Ende Q folgenderweise.

$$\left. \begin{aligned} P &\cong -\frac{W\alpha_2}{g} \left\{ F_\alpha(\theta) - (1 + \nu) \right\} \\ Q &\cong -\frac{W\alpha_2}{g} \left\{ G_\alpha(\theta) - 1 \right\} \end{aligned} \right\} \quad \dots (24)$$

Aus der Gl. (24) kann man sehen, daß dieses Verhältnis zwischen der Förderseillänge und der dynamischen Seilspannung demjenigen bei einer bestimmten Beschleunigung gleich ist, daß sich die dynamische Spannung bei gewechselter Länge des Förderseiles fast gar nicht verändert. Und in der Tat wird die in Abb. 22 aufgezeichneten Seilschwingung nicht hervorgerufen werden, weil

zwischen der Treibscheibe und dem Förderseil eine gleitende Bewegung stattfindet, wenn die Koepeförderung aufgenommen wird.

6. Aufwindung des schlaffen Förderseiles

Wenn der auf das Keps gesetzte Korb gewunden wird, dann werden die großen Schwingungen des Förderseiles hervorgerufen. P. J. Pollock und G. W. Alexander²⁾ haben diese Schwingungen unter der Annahme von $\gamma=0$ analysiert. Bei dieser Analyse gibt es aber zu wenige Teile und nur die Spannung des Seiles am unteren Ende wird berücksichtigt. Um die Spannung nicht nur am unteren, sondern auch am oberen Ende zu berücksichtigen, und die Schwingungen, die einige Sekunden nach der Entstehung erscheinen, auch zu untersuchen, müssen wir Progressions-Analysen mit zahlreichen Teilen vorzeigen. Die auf das Förderseil übertragene ganze Spannung in diesem Falle ist bei einer bestimmten Beschleunigung folgendergestalt.

$$\begin{aligned}
 T_{x=0} = & wl + \frac{wl}{g} \alpha \left\{ \theta_4 + 2 \left[(\theta_4 - 2) H(\theta_4 - 2) + (\theta_4 - 4) H(\theta_4 - 4) + \dots \right] \right\} \\
 & + 2 \frac{w}{g} cV \left\{ H(\theta_4 - 1) + H(\theta_4 - 3) + H(\theta_4 - 5) + \dots \right\} \\
 & + \frac{W\alpha}{g} \left\{ \theta\nu - \left[2\nu(\theta - 2) - 4(1 - e^{-\nu(\theta - 2)}) \right] H(\theta - 2) \right. \\
 & \quad \left. + \left[2\nu(\theta - 4) (1 + 4e^{-\nu(\theta - 4)}) - 8(1 - e^{-\nu(\theta - 4)}) \right] H(\theta - 4) - \dots \right\} \\
 & + \frac{4W\alpha}{g} n \left\{ \left[1 - \nu(\theta - 1) - e^{-\nu(\theta - 1)} \right] H(\theta - 1) \right. \\
 & \quad \left. + \left[\left\{ 3 + 2\nu(\theta - 3) \right\} e^{-\nu(\theta - 3)} - 3 + \nu(\theta - 3) \right] H(\theta - 3) \right. \\
 & \quad \left. + \left[5 - \nu(\theta - 5) - \left\{ 5 + 4\nu(\theta - 5) + 2\nu(\theta - 5)^2 \right\} e^{-\nu(\theta - 5)} \right] H(\theta - 5) + \dots \right\} \\
 & + \frac{W}{g} \alpha \nu \theta (2m - 1) . \quad \dots\dots\dots (25)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 T_{x=l} = & W + 2 \frac{W}{g} \alpha \left\{ \left[1 - e^{-\nu(\theta - 1)} \right] H(\theta - 1) - \left[1 - \left\{ 1 + 2\nu(\theta - 3) \right\} e^{-\nu(\theta - 3)} \right] H(\theta - 3) \right. \\
 & \quad \left. + \left[1 - \left\{ 1 + 2\nu^2(\theta - 5) \right\} e^{-\nu(\theta - 5)} \right] H(\theta - 5) - \dots \right\} \\
 & + 2 \frac{W}{g} \alpha n \left\{ 1 - e^{-\nu\theta} - 2 \left[1 - \left\{ 1 + \nu(\theta - 2) \right\} e^{-\nu(\theta - 2)} \right] H(\theta - 2) \right. \\
 & \quad \left. + 2 \left[1 + \left\{ 1 + \nu(\theta - 4) + \nu^2(\theta - 4)^2 \right\} e^{-\nu(\theta - 4)} \right] H(\theta - 4) + \dots \right\}, \quad \dots\dots\dots (25)'
 \end{aligned}$$

wobei

$$n = \left\{ H(1) + H(3) + \dots \right\}, \quad m = \left\{ 1 + H(2) + H(4) + \dots \right\}$$

ist und beides ist ein mathematischer Formel für zeit. Diese Nummer zeigt, wieviel Mal die Spannungswelle während der Gespanntheit am oberen oder unteren Ende zurückstrahlt. V (m/sek.) ist die Geschwindigkeit des Förderseiles im Augenblick der Gespanntheit seines unteren Endes. Dabei haben wir vorausgesetzt, daß diese Geschwindigkeit an allen Stellen des Seiles gleichmäßig ist. θ soll vom Augenblick der Korb-Aufziehung gemessen werden. Und θ_1 ist θ , wenn $Q = W$ gesetzt wird in folgender Gleichung.

$$Q = 2 \frac{wl}{g} \alpha \left\{ (\theta-1)H(\theta-1) + (\theta-3)H(\theta-3) + (\theta-5)H(\theta-5) \right\} \\ + \frac{E_w A_r V}{c} \left\{ 1 + 2 \left[H(\theta-2) + H(\theta-4) + \dots \right] \right\}$$

Da die Gleichungen (25) und (25') sehr kompliziert sind, wollen wir die dynamischen Seilschwingungen in einer Förderanlage mit dem Keps mit derjenigen in einer Förderanlage ohne dem Keps durch die Zahlenberechnung für eine Schachtförderung vergleichen. Das Ergebnis daran wird in Abb. 23 aufgezeichnet. Die schlaffe Länge des Förderseiles nehmen wir als 1 m an, wenn der Korb auf dem Keps liegt.

Aus Abb. 23 kann man sehen, daß eine zusätzliche dynamische Spannung entsteht, wenn das Förderseil frei hängt und auf dem Keps schlaff ist, und daß diese zusätzliche dynamische Spannung verhältnismäßig groß ist.

7. Bei einer Beschleunigung mit periodischer Wechselkraft

Wenn eine bestimmte Beschleunigung und dazu eine periodische Kraft aus irgendeiner Ursache am oberen Ende des Förderseiles einwirken, so ergibt sich bei Aufwindung folgende Gleichung:

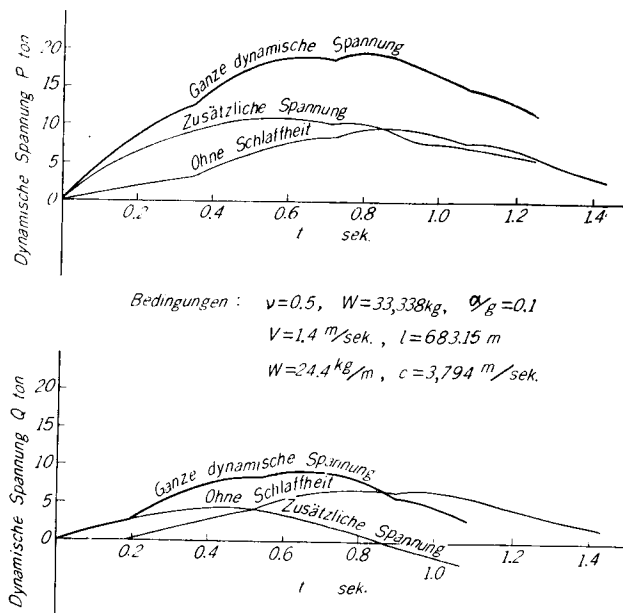


Abb. 23 Dynamische Spannung bei Aufwindung des schlaffen Förderseiles

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \Big|_{x=0} = -\alpha + \alpha_2 \cos \omega \frac{c}{l} t. \quad \dots\dots\dots(26)$$

Der erste Teil in der Gleichung (26) ruft die durch die Gl. (9) dargestellte dynamische Spannung bei einer bestimmten Beschleunigung hervor und der zweite Teil ruft folgende zusätzliche dynamische Spannung hervor.

$$\begin{aligned} \Delta T = & -\frac{W}{g} \alpha_2 \left\{ \frac{\nu}{\omega} \frac{\nu \sin \omega(1-x/l) + \omega \cos \omega(1-x/l)}{\nu \cos \omega - \omega \sin \omega} \cos \omega \theta \right. \\ & \left. + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{4\nu \lambda_n \cos \lambda_n \frac{x}{l} \cos \lambda_n \theta}{(\omega^2 - \lambda_n^2)(2\lambda_n + \sin 2\lambda_n)} \right\}, \quad \dots\dots\dots(27) \end{aligned}$$

wobei die Resonanz entsteht, wenn $\omega = \lambda_n$ ist.

Bei einer durch die Dampfwindung hervorgerufenen periodischen Kraft ergibt sich der Ausdruck:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \Big|_{x=0} = -\alpha + \alpha_2 \cos \omega^2 \frac{c^2}{l^2} t^2.$$

Aus dieser Randbedingung ergibt sich schließlich folgende zusätzlich dynamische Spannung:

$$\Delta T = -\frac{W}{g} \alpha_2 \sum_{n=1}^{\infty} A_n \lambda_n \cos \lambda_n \frac{x}{l} \int_0^{\theta} \sin \lambda_n (\theta + \xi) \cos \omega^2 \xi^2 d\xi, \quad \dots\dots\dots(28)$$

webei

$$\begin{aligned} & \int_0^{\theta} \sin \lambda_n (\theta - \xi) \cdot \omega^2 \xi^2 d\xi \\ &= \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{1}{\omega} \left\{ \cos \left(\frac{\lambda_n^2}{4\omega^2} - \lambda_n \theta \right) \left\{ s \left[\left(\omega \theta - \frac{\lambda_n}{2\omega} \right)^2 \right] - s \left[\left(\frac{\lambda_n}{2\omega} \right)^2 \right] \right\} \right. \\ & \quad - \sin \left(\frac{\lambda_n^2}{4\omega^2} - \lambda_n \theta \right) \left\{ c \left[\left(\omega \theta - \frac{\lambda_n}{2\omega} \right)^2 \right] - c \left[\left(\frac{\lambda_n}{2\omega} \right)^2 \right] \right\} \\ & \quad - \cos \left(\frac{\lambda_n^2}{4\omega^2} + \lambda_n \theta \right) \left\{ s \left[\left(\omega \theta + \frac{\lambda_n}{2\omega} \right)^2 \right] - s \left[\left(\frac{\lambda_n}{2\omega} \right)^2 \right] \right\} \\ & \quad \left. + \sin \left(\frac{\lambda_n^2}{4\omega^2} + \lambda_n \theta \right) \left\{ c \left[\left(\omega \theta + \frac{\lambda_n}{2\omega} \right)^2 \right] - c \left[\left(\frac{\lambda_n}{2\omega} \right)^2 \right] \right\} \right\}, \quad \dots\dots\dots(29) \end{aligned}$$

$$s[x] = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^x \frac{\sin t}{\sqrt{t}} dt, \quad c[x] = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^x \frac{\cos t}{\sqrt{t}} dt.$$

$s[x]$ und $c[x]$ werden Fresnel-Integral genannt. Bei der Gl. (29) scheint der größte Wert in der Nähe von $\theta = \frac{\lambda_1}{2\omega}$ erhalten zu werden. Wenn $\frac{\lambda_1}{2\omega}$ groß ist,

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{1}{\omega} \left\{ \cos \left(\frac{\lambda_1^2}{4\omega^2} - \lambda_1 \theta \right) \left\{ s \left[\left(\omega \theta - \frac{\lambda_1}{2\omega} \right)^2 \right] - s \left[\left(\frac{\lambda_1}{2\omega} \right)^2 \right] \right\} \right. \\ & \quad \left. - \sin \left(\frac{\lambda_1^2}{4\omega^2} - \lambda_1 \theta \right) \left\{ c \left[\left(\omega \theta - \frac{\lambda_1}{2\omega} \right)^2 \right] - c \left[\left(\frac{\lambda_1}{2\omega} \right)^2 \right] \right\} \right\}, \quad \dots\dots\dots(30) \end{aligned}$$

Wir wollen die zusätzliche Spannung ΔT eines durch die Dampfmaschine aufgewundenen Förderseiles ermitteln. Da die für die Haspel angewandte Dampfmaschine im Bergwerk im allgemeinen einen Doppel Zylinder, aber kein Schwungrad hat, entsteht $\omega = 2\sqrt{\frac{\alpha}{D}} \frac{l}{c}$. (D ist Durchmesser der Trommel.) Da in einer Schachtanlage die hauptsächlichen Einzelheiten:

$$l = 160.0 \text{ m}, \quad W = 7,520 \text{ kg}, \quad \nu = 0.1, \quad c = 3,489 \text{ m/sek.},$$

$$\alpha/g = 0.1 \quad \text{und} \quad D = 5,200 \text{ mm} \quad \text{sind und daher} \quad \omega = 0.03982 \quad \text{ist}$$

und $\frac{\lambda_1^2}{4\omega^2} = 15.25$ erhalten wird, kann man die Spannung durch die Gl. (30) berechnen, und damit ist nach der Gl. (28) jeder größte Wert von $|\Delta T|$:

$$\Delta T_{x=0} = -3.88 \frac{W}{g} \alpha_2, \quad \Delta T_{x=l} = -3.71 \frac{W}{g} \alpha_2.$$

Es ist bemerkenswert, daß der größte Wert an einem späteren Zeitpunkt, z. B., wenn $t = 4.63$ sek. ist, entsteht.

α_2 kann man berechnen, wenn das Ungleichgewicht zwischen Aufwindungsseite und Unterwindungsseite W' kg und α m/sek.² erhalten hat. Man nimmt zum Beispiel $W' = \frac{W + wl}{2}$ an, dann ergibt sich

$$\frac{\alpha_2}{g} = 0.17 \left(\frac{W}{W + wl} + \frac{\alpha}{g} \right) = 0.17 \left(\frac{1}{2} + \frac{\alpha}{g} \right)$$

und daraus kann man finden, daß α_2 nach der Größe von W_1 größer wird.

8. Wirksamkeit des Stoßdämpfers

Es wird gesagt, daß der Stoßdämpfer die Seilswingungen schwächt.^{3), 4)} Aber dies gilt nur für die durch den Anstoß hervorgerufenen geschwindigkeitsförmigen Seilswingungen und diese Swingungen werden nur bei einer Verladung gefunden. Man muß daher die Wirksamkeit des Stoßdämpfers für beschleunigungsförmige Seilswingungen ermitteln.

Wenn der Stoßdämpfer die Sprungfeder vorausgesetzt wird und $\gamma = 0$ angenommen wird, ergibt sich die dynamische Spannung des Förderseiles mit dem Stoßdämpfer der Ausdruck:

$$T - T_0 = \frac{W}{g} \alpha \left[1 + \nu_k \left(1 - \frac{x}{l} \right) - \sum_{n=1}^{\infty} A_{n,k} \cos \lambda_{n,k} \frac{x}{l} \cos \lambda_{n,k} \theta \right], \quad \dots\dots\dots (31)$$

wobei $\lambda_{n,k} \tan \lambda_{n,k} = \nu_k - \frac{E_w A_r \lambda_{n,k}^2}{lk}$, $\nu_k = \frac{wl}{W + W_{S.A.}}$,

k der Feder-Koeffizient des Stoßdämpfers in kg/m,

$W_{S.A.}$ das Gewicht des Stoßdämpfers in kg,

und $A_{n,k} = \frac{4\nu_k}{\lambda_{n,k} \left\{ 2\lambda_{n,k} \left(1 + \frac{2E_w A_r}{lk} \cos^2 \lambda_{n,k} \right) + \sin 2\lambda_{n,k} \right\}}$ sind.

Einige durch einen Cambrige-Beschleunigungsmesser gemessene longitudinale Korbsschwingungen werden in Abb. 24 aufgezeichnet. Die Anlage des Schachts S_k ist eine turmmaßige Koepeförderungsanlage und ihre hauptsächlichen Einzelheiten und die Perioden des Förderseiles werden in Tab. 5 aufgezeichnet.

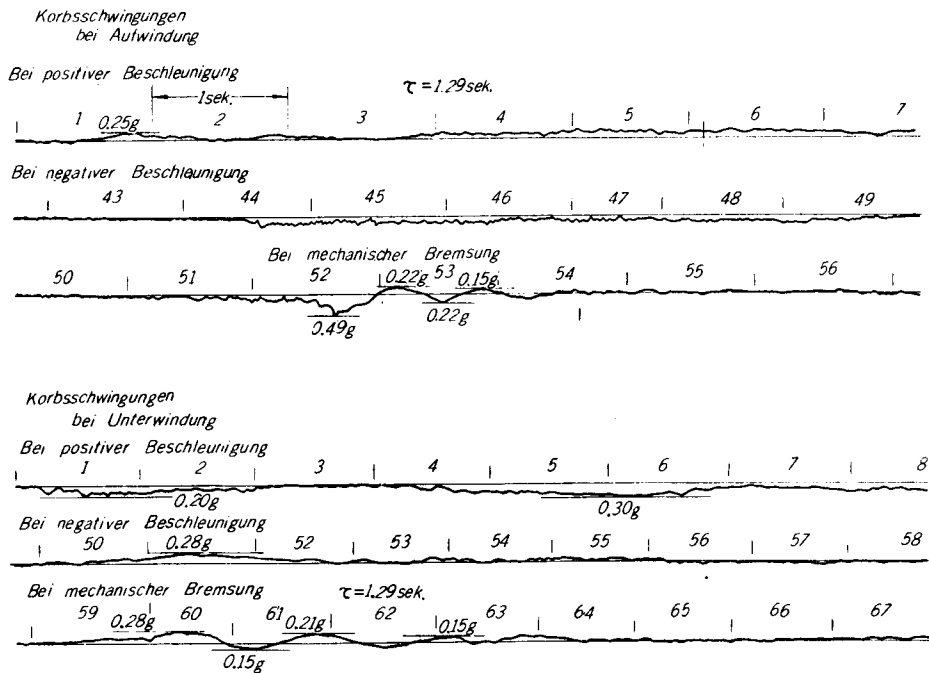


Abb. 24 Daten der longitudinalen Schwingungen des Korbs mit Stoßdämpfer im Schacht S_k

Tab. 5 Vergleichung der Bemessungsperiode mit der Berechnungsperiode des Förderseiles im Schacht S_k

1) Mit Berücksichtigung der Wirksamkeit des Stoßdämpfers.

Bedingung	l m	W kg	ν_k	$\lambda_{1,k}$	Berechnungsperiode τ sek.	Bemessungsperiode τ sek.		
						1	2	3
Unterwindung Korb...Füllort	447.3	11,191	0.4476	0.5944	1.329	1.29	1.29	1.29
Aufwindung Korb...Mundloch	29.2	12,591	0.0189	0.0795	0.649	0.69	0.68	0.69

2) Ohne Berücksichtigung der Wirksamkeit des Stoßdämpfers.

Bedingung	$\nu (= \nu_k)$	λ_1	Berechnungsperiode τ sek.
Unterwindung Korb...Füllort	0.4476	0.6230	1.27
Aufwindung Korb...Mundloch	0.0189	0.1371	0.38

Annahme:

$$W_{S.A.} = 700 \text{ kg}, \quad \nu = \frac{wl}{W}$$

$$E_w A_r = 15236,000 \text{ kg}$$

$$k = 262,400 \text{ kg/m}$$

Aus Tab. 5 kann man sehen, daß die Gleichung (31) gültig ist.

In Tab. 6 wird Wirksamkeit des Stoßdämpfers bei einer bestimmten Beschleunigung dargestellt.

Tab. 6 Wirksamkeit des Stoßdämpfers bei einer bestimmten Beschleunigung

Annahme: $l = 683.15 \text{ m}$, $W = 33,338 \text{ kg}$, $\nu_k = 0.4854$, $\nu = 0.5$,

$$k = 403.600 \text{ kg/m}, \quad W_{S.A.} = 1,000 \text{ kg}, \quad \frac{\alpha}{g} = 0.1$$

Spannungen kg Bedingung	Dynamische Spannungen		Ganze Spannungen	
	P	Q	$P + W + wl + W_{S.A.}$	$Q + W + W_{S.A.}$
Ohne Stoßdämpfer	9,768 kg	6,934 kg	59,775 kg	40,272 kg
Met Stoßdämpfer	9,958 kg	7,142 kg	60,965 kg	41,480 kg

Aus Tab. 6 sieht man, daß der Stoßdämpfer keine Wirksamkeit für die Schwächung der Seilschwingung hat, sondern die Zunahme der dynamischen Spannung verursacht. In der Tat wird man nach Abb. 24, in der die Bemessungen des Förderseiles im Schacht S_k dargestellt werden, sagen können, daß der Stoßdämpfer keine Wirksamkeit für die Schwächung der Seilschwingung hat, weil die Schwingungsbeschleunigungen des Seiles mit Stoßdämpfer bei einer Anlassung $0.25 g$ erreichen und ungefähr 2 fach so groß sind wie die Planbeschleunigung $\alpha \text{ m/sek.}^2$, während die Maxima der Schwingungsbeschleunigung des Seiles ohne Stoßdämpfer ungefähr $2\alpha \text{ m/sek.}^2$ betragen. Die Ursache liegt darin, daß $W \rightarrow W + W_{S.A.}$ wird, während die Schwingungsbeschleunigungen des Seiles durch die Anlegung des Stoßdämpfers fast gar nicht schwächer werden. Wenn der Karren bei Verladung in den Korb ein wenig fällt und $\gamma = 0$ ist, ergibt sich die dynamische Spannung folgenderweise

$$T - T_0 = W_1 - W_1 \sum_{n=1}^{\infty} A_{n,k} \cos \lambda_{n,k} \cos \lambda_{n,k} \frac{x}{l} \left(\cos \lambda_{n,k} \theta - \frac{cv}{lg} \lambda_{n,k} \sin \lambda_{n,k} \theta \right) \quad (32)$$

Der erste der Schwingungsteile in Gl. (32), der die beschleunigungsförmige Seilschwingung bedeutet, hat für die Schwächung der Seilschwingung dieselbe Ten-

denz, wie Gl. (31). Die Seilschwingung wird nämlich durch die Anlegung des Stoßdämpfers fast gar nicht schwächer. Der zweite Teil bedeutet die geschwindigkeitförmige Seilschwingung, die nur durch die Fallgeschwindigkeit v m/sek. vom Karren zum Korb entsteht. In Abb. 25 wird die Vergleichung dieser Seilschwingung mit derjenigen ohne Stoßdämpfer dargestellt. Aus Abb. 25 erkennt man, daß der Stoßdämpfer Wirksamkeit für die geschwindigkeitförmige Seilschwingungen hat. Aber man muß dabei berücksichtigen, daß die Seilspannung durch die Anlegung des Stoßdämpfers zunimmt.

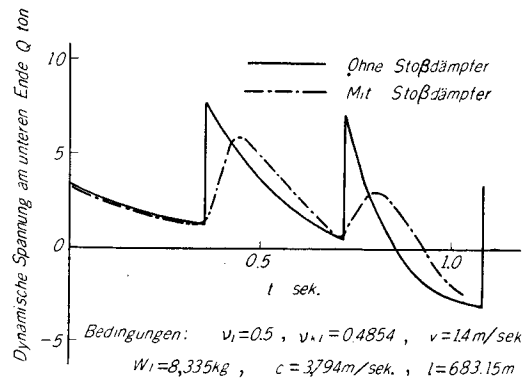


Abb. 25 Wirksamkeit des Stoßdämpfers für geschwindigkeitförmige Seilschwingung

9. Einfluß des Unterseiles auf die Förderseilschwingung

In den vorhergehenden Analysen haben wir das Unterseil als einen Teil des Aufhängegewichts angesehen. Aber wenn der Korb in der Nähe des Mundlochs liegt und das Unterseil lang ist, können wir dieses nicht ohne weiteres als einen Teil des Aufhängegewichts ansehen, weil das Unterseil eigentümlich schwingt und seine Schwingung Einfluss auf die Förderseilschwingung ausübt. Also wollen wir hierbei diesen Einfluß durch das System, wie es in Abb. 26 aufgezeichnet wird, näher abschätzen. In Abb. 26 wird das Förderseil als eine Feder angesehen, da es kurz ist, und es wird angenommen, daß das Unterseil frei hängt. Aus Abb. 26 ergibt sich

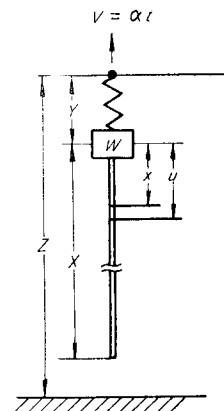


Abb. 26

$$Z = X_0 + Y_0 + \frac{1}{2} \alpha t^2, \quad \dots\dots\dots (33)$$

$$\frac{W}{g} \frac{d^2(Z-Y)}{dt^2} = E_w A_r \frac{Y-Y_0}{Y_0} - E_w A_r \frac{\partial(u-x)}{\partial x} \Big|_{x=0}, \quad \dots\dots\dots (34)$$

$$\frac{\partial^2(Z-Y-u)}{\partial t^2} = -c^2 \frac{\partial^2(u-x)}{\partial x^2}, \quad \dots\dots\dots (35)$$

worin x den Abstand von W zu einer beliebigen Stelle des Unterseiles,

u die Entfernung des Punktes x von W nach der Zeit t ,

X_0, Y_0 die Länge von X od. Y , wenn $t=x$ ist,

sind und es wird angenommen, daß die Ziehungssteifheit $E_w A_r$ des Förderseiles derjenigen des Unterseiles gleich ist. Aus den Gleichungen (34) und (35) ergibt sich

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - c^2 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = E_w A_r \frac{g}{W} \left(\frac{Y - Y_0}{Y_0} \right) - E_w A_r \frac{g}{W} \frac{\partial(u-x)}{\partial x} \Big|_{x=0} \quad \dots\dots\dots (36)$$

mit der Anfangsbedingung; $t=0$; $Y=Y_0=L$, $\dot{Y}=0$, $u=x$, $\dot{u}=0$, und mit der Randbedingung; $x=0$; $u=0$, $x=l$; $\frac{\partial u}{\partial x}=1$, worin L und l die anfänglichen Längen des Förderseiles und des Unterseiles sind. Wir nehmen an:

$$\mu = K(t) + x\varphi(t) + x^2\psi(t), \quad \dots\dots\dots (37)$$

um obige Gleichungen möglichst zu analysieren, wie G. N. Savin⁵⁾ oder Yu. D. Sokolov⁶⁾ auch annehmen. Wenn wir unter dieser Annahme berechnen, erhalten wir in der Nähe der höchsten Punkte der Schwingungskurve gute Annäherungswerte.

Wir bekommen schließlich für die dynamischen Spannungen des Förderseiles den Ausdruck

$$T - T_0 = E_w A_r \left(\frac{Y(t) - L}{L} \right) = \frac{W}{g} \alpha \left(1 + \nu + A_1 \cos \sqrt{a+b} \cdot t + A_{-1} \cos \sqrt{a-b} \cdot t \right), \quad \dots (38)$$

$$A_{\pm 1} = \frac{1 + \frac{1}{\nu} - \frac{l}{3L} \pm \sqrt{\left(\frac{l}{3L} + 1 - \frac{1}{\nu} \right)^2 + \frac{4}{\nu}}}{2 + \frac{l}{3L} + 3 \frac{L}{l} + \frac{1}{\nu} \left(\frac{6L}{l} + \frac{3L}{l\nu} - 2 \right) \pm \left(\frac{3L}{l} + \frac{3L}{l\nu} + 1 \right) \sqrt{\left(\frac{l}{3L} + 1 - \frac{1}{\nu} \right)^2 + \frac{4}{\nu}}},$$

$$a \pm b = \frac{3c^2 \nu}{2l^2} \left\{ \frac{l}{3L} + 1 + \frac{1}{\nu} \pm \sqrt{\left(\frac{l}{3L} + 1 - \frac{1}{\nu} \right)^2 + \frac{4}{\nu}} \right\},$$

wobei $\nu = \frac{w'l}{W}$ und w' das Unterseilgewicht in der Längeneinheit in kg/m ist, worin $\pm$ in linkem Teil $\pm$ in rechtem Teil entspricht. Da aus den obigen Gleichungen die Größe der dynamischen Spannung nur schwer beurteilt werden kann, teilen wir im nachfolgenden die Ergebnisse einiger Zahlenbeispiele mit.

Beispiel 1.

Annahme: $W=33,338$ kg, $l=603.44$ m, $L=59.1$ m, $w'=24.4$ kg/m,

$E_w=14,000$ kg/mm², $A_r=2560$ mm², $c=3,794$ m/sek.

Aufgrund dieser Annahme ergibt sich für die dynamischen Spannung

$$T - T_0 = \frac{W + w'l}{g} \alpha (1 - 0.237 \cos 16.47t - 0.757 \cos 8.83t).$$

$$\therefore T - T_0 \leq 1.99 \frac{W + w'l}{g} \alpha.$$

Beispiel 2.

Annahme: $W = \frac{33,338}{2}$ kg. Die anderen Teile sind denjenigen in Beisp. 1 gleich.

$$T - T_0 = \frac{W + w'l}{g} \alpha (1 - 0.254 \cos 22.23t - 0.746 \cos 9.25t).$$

$$\therefore T - T_0 \leq 2.00 \frac{W + w'l}{g} \alpha.$$

Beispiel 3.

Annahme: In den in Beisp. 1 angenommenen Teilen ändern wir $l = 300$ m, $w' = 20.0$ kg/m und $A_r = 2100$ mm² um, dann ergibt sich $\nu = 0.1800$. Schließlich ergibt sich

$$T - T_0 = \frac{W + w'l}{g} \alpha (1 - 0.012 \cos 24.38t - 0.988 \cos 10.86t).$$

$$\therefore T - T_0 \leq 2.00 \frac{W + w'l}{g} \alpha.$$

Beispiel 4.

Annahme: In den in Beisp. 1 angenommenen Teilen ändern wir $l = 900$ m, $w' = 31.2$ kg/m und $A_r = 3270$ mm² um, dann ergibt sich $\nu = 0.8423$. Schließlich bekommen wir

$$T - T_0 = \frac{W + w'l}{g} \alpha (1 - 0.336 \cos 16.83t - 0.664 \cos 6.55t).$$

$$\therefore T - T_0 \leq 2.00 \frac{W + w'l}{g} \alpha.$$

Aus den Beispielen erkennt man, daß die dynamischen Spannungen des Förderseiles mit Unterseil, wenn der Korb am Mundloch liegt, sind

$$T - T_1 \leq 2.00 \frac{W + w'l}{g} \alpha.$$

Die maximalen dynamischen Spannungen des Förderseiles ohne Unterseil sind dagegen, wie schon erwähnt, ungefähr 2.0 fach so groß wie das Aufhängegewicht. Auch dann, wenn wir das Gewicht des Unterseiles als einer Teil des Aufhängegewichts ansehen, können wir daher beinahe den gleichen Wert für die maximale dynamische Spannung des Förderseiles erhalten. Wenn wir aber Beispiel 1~4 genau ermitteln, finden wir folgende interessante Sätze. Wenn wir nämlich die dynamische Spannung durch den Ausdruck

$$T - T_0 = \frac{W + w'l}{g} \alpha (1 - A_\nu \cos \sqrt{a+b} \cdot t - A_{-\nu} \cos \sqrt{a-b} \cdot t)$$

darstellen, ist $\sqrt{a+b}$ 2 fach oder über 2 fach so groß wie $\sqrt{a-b}$, $A_\nu < A_{-\nu}$, und A_ν wird größer und $A_{-\nu}$ kleiner, je nach dem wie l länger ist. Also wird $T - T_0$

11. Seilschwingungsschwächung infolge der Reibung zwischen dem Korb und der Führung

Vorausgesetzt, daß der Widerstand zwischen dem Korb und der Führung R in kg ist, dann ergibt sich für die Bewegungsgleichung des Korbs der Ausdruck:

$$\frac{W}{g} \ddot{u} = W - T_{x=l} - (\text{sig. } \dot{u}) R,$$

wobei $\dot{u} > 0$, $(\text{sig. } \dot{u}) = 1$ und $\dot{u} < 0$, $(\text{sig. } \dot{u}) = -1$ sind.

Da R als Widerstand gegen die Korbbewegung, d.i. als Coulomb-Reibung bei einer mechanischen Bremsung oder bei einer Verladung wirkt, schwächt sich die Seilschwingung.

Da aber bei Aufwindung fast immer $\dot{u} > 0$ ist, wird die Seilschwingung sich nicht schwächen. Im Gegenteil vermehrt sich die dynamische Spannung um

$$R(1 - \sum_{n=1}^{\infty} A_n \cos \lambda_n \cos \lambda_n \frac{x}{l} \cos \lambda_n \theta), \text{ immer wenn } \dot{u} > 0 \text{ ist.}$$

R soll dabei auf 0.06 W geschätzt werden.

Es soll als kommende Frage ermittelt werden, in welchem Maß die Seilschwingung durch die unvollkommene Zurückstrahlung der Spannungswelle an der Treibscheibe (Trommel) schwächer wird.

12. Über den Sicherheitskoeffizienten der Förderseile in seigeren Schächten

Aufgrund dieser Forschungsergebnisse über Förderseilschwingungen und unserer bisherigen Forschungsergebnisse über Seilbiegungsbeanspruchung⁷⁾ möchten wir auf die Frage eingehen, auf welche Weise die Sicherheitskoeffizienten des Seiles im Schacht zu bestimmen sind.

12.1. Über die bestehenden Sicherheitskoeffizienten der Förderseile in den japanischen Schächten

Die im Förderseil hervorgerufenen ganzen Spannungen T sind die Summen von der statischen Spannung und der dynamischen Spannung, ferner entsteht im Seildraht die Biegungsbeanspruchung

$$\sigma_b = E_b \frac{d}{D},$$

wobei E_b der Seilelastizitätsmodul für die Biegungsbeanspruchung,

d der Drahtdurchmesser und

D der Scheibendurchmesser sind.

Also sind die im Draht hervorgerufenen ganzen Beanspruchungen

$$\frac{T}{A_r} \frac{1}{\eta} + E_b \frac{d}{D}, \quad \dots\dots\dots(40)$$

wobei $\frac{1}{\eta}$ der durch den Schlag hervorgerufene Zunahmekoeffizient der Beanspruchung im Draht

ist. Er ist gewöhnlich 1.08~1.20. Nehmen wir die Zugfestigkeit des Drahts σ_r an, dann bekommen wir den Sicherheitskoeffizienten F_2 für die ganzen Beanspruchungen

$$F_2 = \frac{\sigma_r A_r \eta}{T + E_b \eta A_r \frac{d}{D}} \cong \frac{S_r}{T + E_b \eta A_r \frac{d}{D}}, \quad \dots\dots\dots(41)$$

wobei S_r die Bruchbelastung des Förderseiles ist, die vom Hersteller verbürgt wird. $T = W + wl + P_{\max.}$ sind die gesamten Spannungen am oberen Ende des Förderseiles, wobei W das Aufhängegewicht ist, einschließlich des Unterseilgewichts, wl das Gewicht des Förderseiles und $P_{\max.}$ die maximale dynamische Spanning am oberen Ende des Förderseiles.

Nun haben wir bei uns die beiden folgenden Sicherheitsregeln: erster Sicherheitskoeffizient F_1 und zweiter Sicherheitskoeffizient F_2 sind

$$F_1 = \frac{S_r}{W + wl}, \quad \dots\dots\dots(42)$$

$$F_2 = \frac{S_r}{(W + wl)(1 + \alpha/g) + E A_r d/D}, \quad \dots\dots\dots(43)$$

wobei $E = 10000 \text{ kg/mm}^2$, $\alpha = \text{Beschleunigung in m/sek.}^2$,

$F_1 \geq 10$, $F_2 \geq 5$ für Personen,

$F_2 \geq 6$, $F_2 \geq 3$ für Kohlen- oder Erzwagen.

Wenn man die Gl. (41) mit Gl. (43) vergleicht, kann man zwei Unterschiede finden. $P_{\max.}$ und $E_b \eta$ in der Gl. (41) entsprechen $(W + wl) \cdot \alpha/g$ und E in der Gl. (43). $P_{\max.}$ ist im allgemeinen größer als $(W + wl) \frac{\alpha}{g}$, wie schon erwähnt, und $E_b \cdot \eta$ ($= 18000 \text{ kg/mm}^2$) größer als E (10000 kg/mm^2), denn E_b beträgt nach unserem Untersuchungsergebnis ungefähr 20000 kg/mm^2 . Also gibt es bei uns nach der Ansicht der Verfasser noch keine ganz präzise Bestimmung für den dynamischen, d.h. zweiten Sicherheitskoeffizienten.

12.2. Über die Richtigkeit von der aufeinanderfolgenden Abnahme des ersten Sicherheitskoeffizienten des Förderseiles bei Vergrößerung der Schacht-tiefe

Es ist die heutige Tendenz in jedem Land, daß der erste Sicherheitskoeffizient des Förderseiles bei Vergrößerung der Schachttiefe immer mehr abnimmt. Es wird

in Abb. 28 aufgezeichnet. Um die Richtigkeit dieser Abnahme des Sicherheitskoeffizienten zu erklären, nimmt man oft an, daß die dynamische Spannung bei Zunahme der Schachttiefe immer kleiner wird, weil sich Förderseillänge dabei vergrößert. Ob diese Annahme richtig ist und ob solche Abnahme des ersten Sicherheitskoeffizienten möglich ist, möchten wir jetzt zusammenfassend untersuchen.

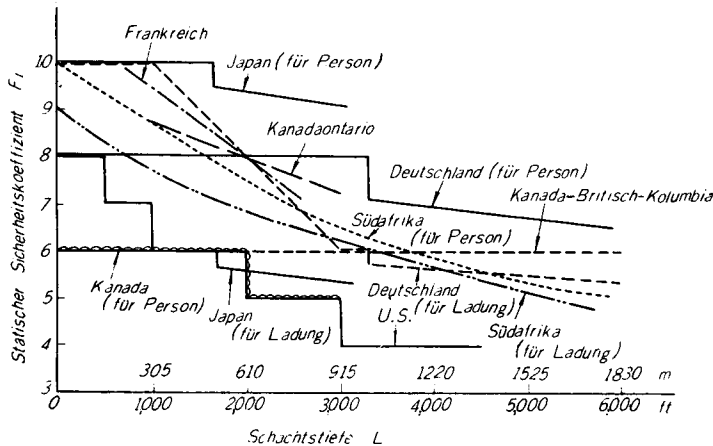


Abb. 28 Vergleich der allmählichen Verminderung des Sicherheitskoeffizienten in jedem Land

Der erste Sicherheitskoeffizient F_1 wird durch die folgende Gleichung dargestellt.

$$F_1 = \frac{S_r}{T_0}, \quad \dots\dots\dots(44)$$

wobei T_0 die statische Spannung bedeutet.

Aus den Gleichungen (41) und (44) ergibt sich

$$\begin{aligned} \frac{F_1}{F_2} &= \frac{T + E_b \eta A_r \frac{d}{D}}{T_0} = \frac{T}{T_0} + \kappa F_1 \quad \left(\because A_r \simeq \frac{S_r}{\sigma_r \eta} \right) \\ \therefore F_1 &= \frac{T}{T_0} \frac{F_2}{1 - \kappa F}. \quad \dots\dots\dots(45) \end{aligned}$$

Vorausgesetzt, daß d/D in allen Schachtanlage konstant ist, dann ist auch $\kappa = \frac{E_b}{\sigma_r} \frac{d}{D}$ beinahe konstant, denn E_b und σ_r sind für alle Arten Drahtseil fast konstant. F_1 ändert sich daher nur mit $\frac{T}{T_0}$, weil F_2 in allen Förderseilen in Schächten konstant sein soll.

Ferner wollen wir den zweiten Sicherheitskoeffizienten am unteren Ende des Förderseiles als F'_2 annehmen. J. A. Vaughan⁸⁾ legt auf F'_2 Gewicht, weil das

Förderseil am unteren Ende sich sehr ätzt, durch mehr Zurückstrahlung der Spannungswell sehr ermüdet und die durch Unordnung des Schlags entstehende Formzerstörung am unteren Ende des Förderseiles sich versammelt. Er schlägt daher einen "Kapazitäts-Koeffizienten" vor, um F'_2 konstant zu behalten. Es ist notwendig, daß man auf F'_2 Gewicht legt, aber der "Kapazitäts-Koeffizient" hat

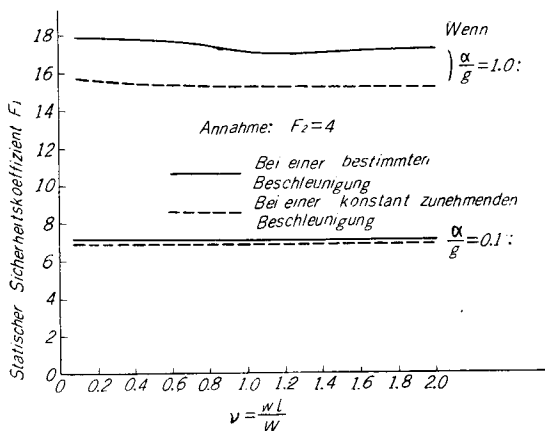


Abb. 29 Statischer Sicherheitskoeffizient gegen ν bei Beschleunigung

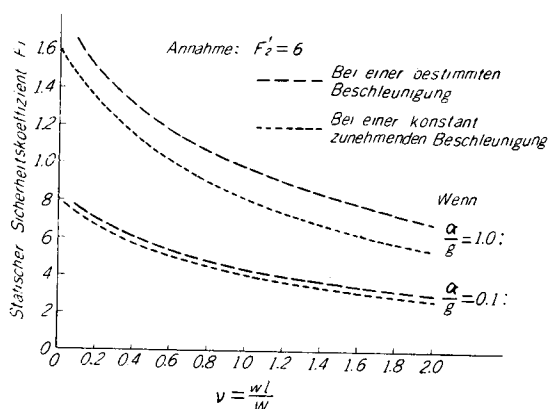


Abb. 30 Statischer Sicherheitskoeffizient gegen ν bei Beschleunigung

keine vollkommene Richtigkeit, denn zu Grunde liegt die Annahme, daß Seilschwingungen am unteren Ende auch bei Veränderung der Förderseillänge konstant bleiben. Aber sie sind tatsächlich nicht vollkommen konstant. Da das Förderseil am unteren Ende nicht bis an die Scheibe kommt, ergibt sich

$$F_1 = \frac{T}{T_0} F'_2, \quad \dots (46)$$

wobei T die Summe von statischer Spannung und dynamischer Spannung am unteren Ende des Förderseiles bedeutet. Setzt man die in der Teilstrecke der Aufwindung (Unterwindung) entstehende dynamische Spannung $P_{\max.}$ oder $Q_{\max.}$ in die Gleichung (45) oder (46) ein und stellt man F_1 gegen ν dar, dann erhält man Abb. 29 und Abb. 30, wobei man $F_2=4$ und $F'_2=6$ setzt, weil $\frac{F_2}{1-\kappa F_2} \cong 6$ wird, wenn $F_2=4$, $\frac{D}{d}=1500$ und $\sigma_r=165 \text{ kg/mm}^2$ angenommen werden.

Aus diesen Abbildungen erkennt man, daß F_1 immer mehr abnehmen kann, wenn man F'_2 als konstant annimmt, aber nicht, wenn man F_2 als konstant annimmt.

Wir möchten die maximalen dynamischen Spannungen der Förderseile bei einer mechanischen Bremsung in den 10 japanischen Hauptschächten ermitteln,

da sie nur mit $\nu = \frac{wl}{W}$, wie schon erwähnt, nicht bestimmt wird. F_1 wird in Abb. 31 in Verhältnis zur Schachttiefe L m dargestellt, wenn der Korb am Füllort liegt und $t_1 = 0.3$ sek. ist. Wenn $t_1 = 0.2$ sek. ist, hat die Kurve von F_1 dieselbe Tendenz wie bei $t_1 = 0.3$ sek.. Dabei kann man den Sicherheitskoeffizienten F_1 ein wenig vermindern, aber nicht, wenn der Korb am Mundloch liegt, weil F_1 gleiche Tendenz der Kurve hat, die in Abb. 11c dargestellt wird, da $\frac{T}{T_0} = 1 + \frac{\alpha}{g} \{F_a(t) - F_a(t-t_1)\}_{\max.}$ ist. F_1 bei einer Verladung wird in Abb. 32 gegen ν_1 dargestellt. Dabei nehmen wir $\frac{W_1}{W} = 0.25$ an, weil $\frac{W_1}{W} = 0.15 \sim 0.68$ sind in den 10 japanischen Hauptschächten und zwar fast $\frac{W_1}{W} \approx 0.25$ in großen Schächten, deren Tiefe über

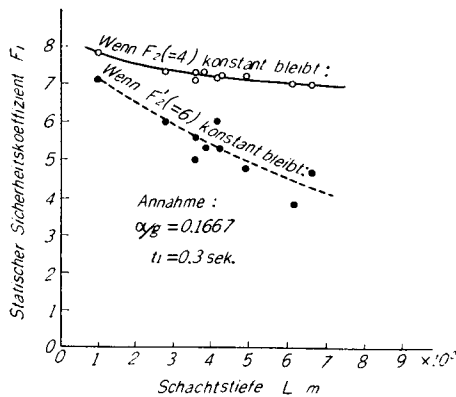


Abb. 31 Statischer Sicherheitskoeffizient gegen die Schachttiefe bei mechanischer Bremsung

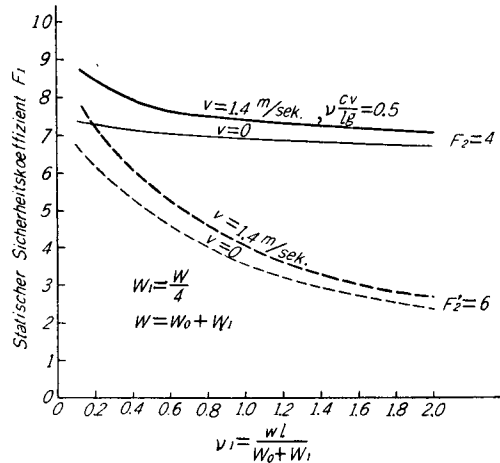


Abb. 32 Statischer Sicherheitskoeffizient gegen ν bei Verladung

400 m sind, bei einer Verladung des letzten Karrens in den Korb. (Tab. 7) Aus Abb. 32 sehen wir, daß F_1 bei Zunahme von ν , wenn F_2 als konstant ($F_2 = 4$) bestimmt wird, ein wenig, wenn $F_2'(F_2' = 6)$, sehr viel abnimmt.

Es wird möglich sein bei Zunahme von L den Sicherheitskoeffizienten F_1 ein wenig herabzusetzen, weil die Schachttiefe L zu $\nu = \frac{wl}{W}$ ungefähr in einem Verhältnis steht, wie schon erwähnt, wenn der Korb am Füllort liegt. Die im Förderseil hervorgerufene ganze Spannung in Förderanlage mit Unterseil ist auch dann noch groß, wenn der Korb am Mundloch liegt, F_1 in diesem Fall muß daher besonders berücksichtigt werden. Dabei ist es aber, wie schon erwähnt, schwer, ein bestimmtes Verhältnis zwischen L und ν zu finden.

Wir fassen jetzt die erhaltenen Resultate folgenderweise zusammen. Bei

Tab. 7 Hauptsächliche Einzelheiten und Vergleiche der Sicherheitskoeffizienten in den 10 japanischen Hauptschächten

Schacht- tiefe L m	663	616	493	423	418	386	361	357	281	100
D/d	2,419	1,520	1,846	1,778	1,667	1,690	6,86	1,714	1,589	765
W_1/W	0.152	0.275	0.252	0.288	0.206	0.256	0.400	0.331	0.605	0.684
S_r kg	383,280	200,000	300,000	250,000	185,930	316,000	68,530	123,000	70,000	54,370
ς	0.4	0.4	0.4	0.41	0.4	0.4	0.60	0.47	1.0	1.32
F_1	7.29	9.45	11.85	10.33	8.36	12.90	10.31	8.77	8.59	10.33
F_2	5.51	6.24	7.70	6.70	5.71	8.04	5.07	5.64	5.73	4.35
F_s	4.13	4.48	5.50	4.77	4.14	5.68	3.17	3.89	3.20	2.26
Windungsmethode	Grundförmige Koepe-Windung	Grundförmige Koepe-Windung	Grundförmige Koepe-Windung	Turmförmige Koepe-Windung	Turmförmige Koepe-Windung, mit Stoßdämpfer	Grundförmige Koepe-Windung	Doppel Trommeln Füllort...Korb—auf Boden	Doppel Trommeln	Doppel Trommeln, Dampfmaschine, Mundloch...Korb—auf Keps, Füllort...Korb—auf Boden	Doppel Trommeln

zunehmender Schachttiefe in einer Förderanlage ohne Unterseil kann man F_1 , wenn man einen konstanten Wert von F_2 behalten soll, bei mechanischer Bremsung oder bei Verladung ein wenig, aber bei Beschleunigung fast gar nicht vermindern. Man kann F_1 für alle Teilstrecken sehr viel vermindern, wenn man einen konstanten Wert von F_2 behalten soll. In einer Förderanlage mit Unterseil kann man F_1 durch Vergrößerung von L nicht vermindern, unter Berücksichtigung des Umstandes, daß der Korb am Mundloch liegt.

12. 3. Unser Vorschlag für den Sicherheitskoeffizienten des Förderseiles in den Schächten

Es ist gewiß unmöglich, nur durch den statischen Sicherheitskoeffizienten F_1 der dynamischen Spannung und Biegebungsbeanspruchung eine bestimmte Grenze zu setzen. Wir haben nämlich einen Sicherheitskoeffizienten nötig, womit wir nicht nur die statische, sondern auch dynamische Spannung und Biegebungsbeanspruchung behandeln können. Der bestehende Sicherheitskoeffizient F_2 ist jedoch mangelhaft, wie schon erwähnt. Die Voraussetzung, unter der die gegenwärtige japanische Methode steht, daß die Abnahme des statischen Sicherheitskoeffizienten der Zunahme der Schachttiefe entspreche, können wir nicht für ganz richtig halten. Also möchten wir folgenderweise einen Sicherheitskoeffizienten F_s vorschlagen;

$$F_s = \frac{S_r}{(W+wl)(1+\zeta) + E_{b,\eta} A_r \frac{d}{D}}, \quad \dots\dots\dots (47)$$

wobei $\zeta = 2 \frac{W_1}{W+wl}$, $W+wl$: max. statische Spannung,

W_1 : das verladene Gewicht.

Wenn $2 \frac{W_1}{W+wl} < 0.4$ ist, muß man $\zeta = 0.4$ annehmen. Und man muß $\zeta = 1$ bei Aufwindung des schlaffen Förderseiles, bei Dampfwindung usw. annehmen. Ferner muß man $F_s \geq 3$ annehmen, gleichviel ob das Unterseil vorhanden ist oder nicht. Für diesen Vorschlag haben wir folgende Gründe. Um den Sicherheitskoeffizienten vorzuschlagen, haben wir nur die am oberen Ende des Förderseiles entstehenden Spannungen berücksichtigt, weil sie denjenigen am unteren Ende entstehenden gleich sind, wenn der Korb am Mundloch liegt. In diesem Falle können wir daher den "Kapazität-Koeffizienten" nicht annehmen.

Um den Zahlenwert von ζ zu bestimmen, haben wir die Seilschwingungen bei einer Verladung untersucht. Die Stärke dieser Schwingungen wird dabei ungefähr $P_{\max.} \cong 3W_1$ sein, wenn wir den Stoß des Karrens an den Korb berücksichtigen. Die durch die Seilschwingung beigefügte dynamische Spannung ist daher $3W_1 - W_1 = 2W_1$ und hiermit läßt sich ζ so bestimmen, wie wir es in der Gl. (47) dargestellt haben.

Aber wenn sich die dynamische Spannung bei Verladung nicht auf $0.4(W+wl)$, das heißt, wenn sich ζ nicht auf 0.4 erstreckt, dann ist es sehr wahrscheinlich, daß die Schwingungsweite bei mechanischer Bremsung als diejenige bei Verladung größer ist und ζ fast 0.4 gleich wird. Wir nehmen daher in Rücksicht auf diesen Fall an, daß $\zeta = 0.4$ ist. Für Aufwindung eines schlaffen Seiles, dessen Schwingungsweite zunimmt und sich auf 1.0 g erstrecken kann, nehmen wir an, daß $\zeta = 1.0$ ist. Man muß $\zeta = 1.0$ bei Aufwindung durch die Dampfwinde annehmen, weil dann eine Schwingung mit große Weite entsteht. Bei der Förderanlage mit einer sehr schweren Sicherheits- oder Windtür, die durch den Korb geöffnet wird, muß man auch $\zeta = 1.0$ annehmen, denn der Stoß bei Öffnen und Schließen muß stärkere Schwingungen verursachen. Der Grund, dafür daß man $F_s \geq 3$ annimmt, ist daß die dynamische Spannung und die Biegungsbeanspruchung in der Gl. (47), die bei normalem Betrieb entstehen, als Wechselbeanspruchung auf den Draht im Seil wirken und ihn ermüden. Wenn wir $F_1 = 6$ und $\zeta = 0.4$ annehmen, bedarf es $\frac{D}{d} \geq 1210^*$, um $F_s \geq 3$ zu erhalten. Daher sagen einige Forscher, daß es übergrößer Bedarf ist,

* Wir müssen σ_r und η annehmen, wenn wir $\frac{D}{d}$ durch F_1 , ζ und F_s , oder F_s durch F_1 , ζ und $\frac{D}{d}$ berechnen. In diesem Falle nehmen wir $\sigma_r = 165 \text{ kg/mm}^2$ und $\eta = 0.9$ an.

$F_s \geq 3$ anzunehmen. Da aber $F_s = 2$ wird, wenn wir $\frac{D}{d} = 1210$, $F_1 = 6$ und $\zeta = 1.4$ —dieser Wert wird bei einer Notbremsung, die durch ungünstige Bremsungsmethode durchgeführt wird, entstehen—annehmen, scheint es uns, daß es für die Sicherheit des Förderseiles $\frac{D}{d} = 1210$ bedarf, wenn $F_1 = 6$ ist, d.i. es $F_s \geq 3$ bei einem normalen Betrieb bedarf.

Aus der Gl. (47) erkennt man, daß F_1 bei der Förderanlage, die großes $\frac{D}{d}$ und kleine Schwingungsbewegungen des Seiles hat, herabgesetzt werden kann. Zum Beispiel, um $F_s = 3$ zu bekommen, bedarf man nur den kleinen Wert $F_1 = 4.39$, wenn $\zeta = 0.4$ und $\frac{D}{d} = 2400$ sind. Man muß dagegen oft $F_1 > 6$ annehmen, bei einer Förderanlage, die ein kleines $\frac{D}{d}$ und große Schwingungsbewegungen des Seiles hat. Zum Beispiel, um $F_s = 3$ zu bekommen, muß man $F_1 = 12.5$ annehmen, wenn $\zeta = 1.0$ und $\frac{D}{d} = 700$ sind. Um alle Zustände deutlich darzustellen, haben wir F_1 , F_2 und F_s in Tab. 7 für die 10 japanische Hauptschächte in Abb. 33 aufgezeichnet. Es ist bei der Abb. 33 bemerkenswert, daß es einige Schächte gibt, deren Tiefe klein ist und in denen die Sicherheitskoeffizienten $F_s < 3$ sind, und daß, wenn Schachttiefe zunimmt, F_s etwas größer wird, während F_1 und F_2 ungefähr gleich bleiben oder kleiner werden. Unter solchen Umständen können wir sagen, daß der Sicherheitskoeffizient F_1 für das Förderseil bei tieferen Schächten in Japan noch etwas herabzusetzen ist, aber bei anderen kleineren nicht vermindert werden kann.

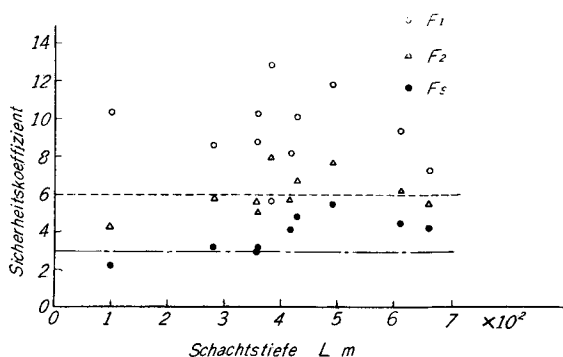


Abb. 33 Vergleich verschiedener Sicherheitskoeffizienten (in den 10 japanischen Hauptschächten)

13. Zusammenfassung

In dieser Abhandlung haben wir zuerst die longitudinalen Schwingungen der Förderseile untersucht. Dann auf Grund unserer Forschungsergebnisse über die Seilschwingungen und über die Biegebungsbeanspruchung des Seiles haben wir den Sicherheitskoeffizienten geprüft, der nach den gegenwärtigen japanischen Sicherheitsregeln für Förderseile bestimmt ist. Bei unserer Prüfung hat sich ergeben, daß dieser bestimmte Koeffizient noch genügende Richtigkeit entbehrt. Zugleich

haben wir die Gültigkeit der Annahme, daß die Abnahme des ersten Sicherheitskoeffizienten der Zunahme der Schachttiefe entspreche, in Frage gestellt und versucht, einen neuen, verbesserten Sicherheitskoeffizienten zu erhalten.

Zum Schluß möchten wir uns noch eine weitere Aufgabe stellen. Wir müssen nämlich durch Beseitigung oder Abschwächung der Stoßkraft des fallenden Gewichts in den Korb bei Verladung und durch Beschränkung der Schwingungsbewegungen des Förderseiles bei mechanischer Bremsung die Schwingungsweite verkürzen und einen kleineren Wert von ζ , z.B., $\zeta=0.2$ erhalten. Das halten wir auch unter unseren gegenwärtigen Anlagen für möglich. Dabei müssen die Förderungsmethoden natürlich verbessert werden. Dann können wir auf Erhöhung der Sicherheit des Förderseiles und auf Vermehrung der Förderungskraft hoffen.

Schrifttum

- 1) S. Kawashima und H. Kimura; *Memoirs of the Faculty of Engg., Kyushu Univ.*, 7, 2, p. 60 (1960).
- 2) P. J. Pollock and G. W. Alexander; *Wire Ropes in Mines*, p. 445 (1950).
- 3) E. Mikumo, T. Aida and M. Okamachi; *Suiyokwai-Shi*, 12, 1, p. 20.
- 4) M. Takada; *Dritte Vortragssammlung der Drahtseilforschung*, p. 93 (1953).
- 5) G. N. Savin; *Akad. Nauk Ukrain, RSR. Prikl. Meh.* p. 5 (1955).
- 6) Yu. D. Sokolov; *Dopovidi Akad. Nauk Ukrain RSR.* p. 21 (1955).
- 7) T. Aida und S. Sato; *THIS MEMOIRS*, 13, 1, p. 47 (1961).
- 8) J. A. Vaughan; *J. S. Afr. Instn. Engrs.*, 9, p. 217 (1903-04).