

Veröffentlichungen
der Reichsanstalt für Erdbebenforschung in Jena
Herausgegeben vom Leiter August Sieberg
Heft 26

Einschwingvorgänge
und ihre Bedeutung bei der
Aufzeichnung von stoßähnlichen
Erschütterungen

Von
H. Martin



Leipzig
Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H.
1935

Veröffentlichungen
der Reichsanstalt für Erdbebenforschung in Jena
Herausgegeben vom Leiter August Sieberg
Heft 26

Einschwingvorgänge
und ihre Bedeutung bei der
Aufzeichnung von stoßähnlichen
Erschütterungen

Von
H. Martin



Leipzig
Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H.
1935

Vorwort.

Die vorliegende, in der Reichsanstalt für Erdbebenforschung durchgeführte Untersuchung greift ein noch wenig geklärtes Grundproblem für Erdbebenforschung und Seismik, den Stoß an. Die theoretische Behandlung geht eigene, andere Wege als die übliche seismische Betrachtungsweise und führt zu wesentlich neuen Erkenntnissen hinsichtlich der Unterschiede in der Aufzeichnungstreue für Schwingungs- und Beschleunigungsmesser. Experimentelle Untersuchungen mittels eines Schütteltisches eigener Konstruktion hatten das gleiche Ergebnis.

Aus den so gewonnenen neuen Erkenntnissen ergaben sich beachtenswerte Schlüsse für bestimmte Anwendungsgebiete. So dürfen in der großen Seismik die ersten Aufzeichnungen eines Bebens durch bestimmte, gebräuchliche Seismometer nicht mehr ohne weiteres als Perioden der direkten Longitudinalwellen angesprochen werden; denn die genannten Seismometer wirken wegen der Periodenverschiedenheit der aufgezeichneten Wellen manchmal als Schwingungs-, mitunter als Beschleunigungsmesser. Andererseits führte die seismometrische Untersuchung von Verkehrserschütterungen bisher zu grundlegenden Verschiedenheiten in der Deutung, die erst jetzt eine verständliche Erklärung finden.

Jena, im Juni 1935.

A. Sieberg.

2.1935.3853 7

Inhaltsverzeichnis.

1. Teil. Einschwingvorgänge	5
§ 1. Ziel der Arbeit	5
§ 2. Einleitung	5
§ 3. Einschwingvorgänge bei Galvanometern	7
§ 4. Beispiele	9
§ 5. Einschwingvorgänge bei Erschütterungsmessern	12
A. Schwingungsmesser	12
B. Beschleunigungsmesser	14
§ 6. Beispiele	14
§ 7. Sonderfall $\kappa = 1$	17
§ 8. Ergebnisse der bisherigen Betrachtungen	19
2. Teil. Beitrag zur Aufzeichnung von Stößen	20
§ 1. Einleitung	20
§ 2. Kurvenform des Stoßverlaufes und seine Aufzeichnung	21
§ 3. Experimenteller Teil	28
A. Der Schütteltisch	28
B. Die Erregung	30
C. Die Erschütterungsmesser	30
D. Die Registrierungen	31
§ 4. Folgerungen für die Erdbebenforschung	36
§ 5. Folgerungen für die Praxis der Erschütterungsmessungen	38
§ 6. Zusammenfassung	39
Literaturverzeichnis	39

1. Teil.

Einschwingvorgänge.

§ 1. Ziel der Arbeit.

Im folgenden soll der Versuch gemacht werden, ein umfassendes Bild der Einschwingvorgänge bei den Seismometern zu geben, wobei der Vollständigkeit halber auch auf die Einschwingvorgänge bei Galvanometern eingegangen werden muß. An Hand der gewonnenen Ergebnisse wird das Problem der Aufzeichnung von Stößen behandelt werden. Dieses Problem hat große wirtschaftliche Bedeutung. Denn trotz vieler Bemühungen und Anstrengungen ist es bis heute noch nicht gelungen, einwandfreie Unterlagen für die Beurteilung von Verkehrserschütterungen zu schaffen. Zur Lösung dieser Frage einen Beitrag zu liefern, ist das Ziel dieser Arbeit.

§ 2. Einleitung.

Wir unterscheiden bei der Aufzeichnung von Schwingungen zwei prinzipiell verschiedene Möglichkeiten, die sich auch in der Formulierung des mathematischen Ansatzes ausdrücken. Die eine Möglichkeit besteht in der Verwendung einer trägen Masse. Instrumente, die auf diesem Prinzip beruhen, sind die Seismometer oder Erschütterungsmesser, die sich in Schwingungsmesser, Geschwindigkeitsmesser und Beschleunigungsmesser unterteilen lassen. Soweit keine träge Masse als maßgebendes Element in Frage kommt, haben wir es mit dem — wie wir es nennen wollen — Galvanometertyp zu tun. Bei diesen Instrumenten handelt es sich darum, daß ein möglichst eigenschwingungsfreies System eine aufgeprägte Schwingung konform wiedergibt. Unter den Galvanometertyp fallen mit Ausnahme der oben genannten Seismometer alle Registrierinstrumente zur Aufzeichnung von Schwingungen, von denen hier nur die Dehnungsmesser, die akustischen Aufnahme- und Wiedergabeapparate und die elektrischen Meßinstrumente genannt seien.

In der Literatur herrschen über die Einschwingvorgänge Unklarheiten. So wird von H. W. Koch und W. Zeller (1) der Dehnungsmesser

der Gruppe der Beschleunigungsmesser und damit den Seismometern zugeordnet. Ferner hat sich infolge des Ansatzes einer falschen Anfangsbedingung in die Literatur der Erschütterungsmessungen ein Fehler eingeschlichen, der sich bis auf den heutigen Tag auswirkt und auch in die ausländische Literatur (2) eingegangen ist.

Entsprechend einem Hinweis von Galitzin (3), daß bei Erschütterungsmessungen (§ 5) die Eigenschwingung des Instrumentes die Auswertung schwierig macht, vertreten E. Risch (4) und W. Zeller (5) den Standpunkt, daß zur qualitativen Messung von Erschütterungen nur Piezoquarzbeschleunigungsmesser benutzt werden sollten. Denn nach E. Risch (4) ergaben Vergleichsmessungen zwischen Ambroschem Beschleunigungsmesser und einem Schwingungsmesser Abweichungen zwischen -90% und $+250\%$. Die Schuld gibt Risch den Schwingungsmessern.

Die Einschwingvorgänge beleuchtete 1929 O. Meißer (6) ausführlich. Infolge seines Ansatzes, daß zu Beginn des Einschwingvorganges die absolute statt der relativen Geschwindigkeit Null gesetzt wurde, gelten, wie in § 3 und § 5 gezeigt wird, seine Betrachtungen für Instrumente vom Galvanometertyp und für die Beschleunigungsmesser, nicht aber für Schwingungsmesser, bei denen die Eigenschwingung länger ist als die Dauer der aufzuzeichnenden Schwingung. — O. Meißer wies ja auch die Richtigkeit seiner Überlegungen mit Hilfe des Experimentes an Einschwingkurven von Galvanometern nach. — Auf den Irrtum von O. Meißer machte A. Steinheil (7) aufmerksam. Auf Grund der oben genannten falschen Anfangsbedingung werden in den Arbeiten von Koch, Zeller und Risch (8—12) unrichtige Schlüsse gezogen, die zu Abweichungen zwischen Theorie und Experiment führen. Denn das Ergebnis der Arbeiten von Koch, Zeller und Risch, daß man Schwingungsmesser nur in einem verhältnismäßig sehr kleinen Frequenzbereich der Erschütterungsschwingungen verwenden kann, entspricht, wie die folgenden Ausführungen zeigen, nicht den Tatsachen.

Heiland (2) glaubt die Schwierigkeiten der eben genannten Verfasser dadurch umgehen zu können, daß er elektromagnetische Schwingungsmesser verwendet, also eine Geschwindigkeits- bzw. eine Beschleunigungsmessung mit einem Schwingungsmesser vornimmt.

Bei der allgemeinen Betrachtung der Einschwingvorgänge beschränken wir uns auf eine sinusförmige Erregung mit beliebiger Anfangsphase. Derartige Einschwingvorgänge bei Galvanometern wurden vom Verf. (13) teilweise schon in systematischer Anordnung im Rahmen eines Handbuchartikels veröffentlicht.

Die benutzten Literaturstellen sind am Ende der Arbeit zusammengestellt. Die Zahlen hinter den Autoren verweisen auf die Nummer dieser Zusammenstellung.

§ 3. Galvanometer.

An die Spitze der Betrachtungen setzen wir die Einschwingvorgänge der Instrumente vom Galvanometertyp. Die Schwingungsdifferentialgleichung schreiben wir im dimensionslosen Zeitmaßstab ¹⁾ in der Form

$$\frac{d^2\xi}{d\tau^2} + 2\alpha \frac{d\xi}{d\tau} + \xi = f(\tau) \quad (1)$$

mit den Grenzbedingungen

$$\begin{aligned} \tau = 0 \quad \xi &= 0 \\ \tau = 0 \quad \frac{d\xi}{d\tau} &= 0. \end{aligned} \quad (2)$$

Die erregende Kraft $f(\tau)$ setzen wir als phasenverschobene Schwingung in der allgemeinsten Form

$$f(\tau) = x = A \sin \kappa \tau + B \cos \kappa \tau = C \sin(\kappa \tau + \delta) \quad (3)$$

an. Dabei ist

$$\begin{aligned} A &= C \cos \delta & \frac{B}{A} &= \operatorname{tg} \delta = m \\ B &= C \sin \delta \end{aligned} \quad (4)$$

und

$$\kappa = \frac{T_0}{T} = \frac{\nu}{\nu_0}. \quad (5)$$

Es kann κ sämtliche Werte zwischen 0 und ∞ annehmen, worauf wir wegen des Gegensatzes zu den in § 5 behandelten Schwingungs- und Beschleunigungsmessern schon hier besonders hinweisen wollen. Wir beschäftigen uns mit den beiden Fällen, daß $\alpha < 1$ und $\alpha = 1$ ist.

1) Die gewöhnliche Darstellungsweise der Differentialgleichung der erzwungenen Schwingung

$$\frac{d^2\xi}{dt^2} + 2k \frac{d\xi}{dt} + \omega_0^2 \cdot \xi = \varphi(t)$$

führt man durch Einführung des dimensionslosen Zeitmaßes

$$\tau = \frac{2\pi}{T_0} \cdot t$$

über in

$$\frac{d^2\xi}{d\tau^2} + 2\alpha \frac{d\xi}{d\tau} + \xi = \frac{1}{\omega_0^2} \cdot \varphi\left(\frac{\tau}{\omega_0}\right) = f(\tau).$$

Diese Gleichung verwenden wir als Ausgangsgleichung für unsere Betrachtungen. Die in späteren Gleichungen auftretende Größe β ist definiert durch

$$\beta = \sqrt{1 - \alpha^2}.$$

a) $\alpha < 1$.

Die Lösung von (1) ist

$$\xi = C' \cdot \sin(\kappa\tau + \delta + \chi) - a \cdot e^{-\alpha\tau} \sin(\beta\tau + \varphi) \quad (6)$$

Aus dem Ansatz für den stationären Zustand

$$z = C' \cdot \sin(\kappa\tau + \zeta)$$

findet man

$$C' = \frac{C}{N}, \quad N^2 = (1 - \kappa^2)^2 + 4\alpha^2\kappa^2$$

$$\zeta = \delta + \chi \quad (7)$$

$$\operatorname{tg} \zeta = \frac{B(1 - \kappa^2) - 2\alpha\kappa A}{A(1 - \kappa^2) + 2\alpha\kappa B}, \quad \sin \zeta = \frac{B(1 - \kappa^2) - 2\alpha\kappa A}{\sqrt{A^2 + B^2} \cdot N}.$$

Mit Hilfe der Grenzbedingungen (2) erhält man

$$a = \frac{C \cdot \sin \zeta}{N \cdot \sin \varphi} = \frac{B(1 - \kappa^2) - 2\alpha\kappa A}{N \cdot \sin \varphi} = \frac{1}{N\beta} \sqrt{A^2\kappa^2 + B^2 - 2\alpha\kappa AB} \quad (8)$$

und

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\beta [B(1 - \kappa^2) - 2\alpha\kappa A]}{A(1 - \kappa^2 - 2\alpha^2) + \alpha B(1 + \kappa^2)}$$

$$\sin \varphi = \frac{\beta [B(1 - \kappa^2) - 2\alpha\kappa A]}{N^2 \sqrt{A^2\kappa^2 + B^2 - 2\alpha\kappa AB}}. \quad (9)$$

Somit ist die Lösung von (1)

$$\xi = \frac{1}{N} \left[C \cdot \sin(\kappa\tau + \zeta) - \frac{e^{-\alpha\tau}}{\beta} \cdot \sqrt{A^2\kappa^2 + B^2 - 2\alpha\kappa AB} \sin(\beta\tau + \varphi) \right]. \quad (10)$$

Den Faktor $\frac{1}{N}$ bezeichnet man als Resonanzfaktor.

Unter Berücksichtigung von (4) können wir (10) auch schreiben

$$\xi = \frac{1}{N} \left[\sin(\kappa\tau + \zeta) - \frac{e^{-\alpha\tau}}{\beta} \cdot \sqrt{\frac{\kappa^2 + m^2 - 2\alpha\kappa m}{m^2 + 1}} \sin(\beta\tau + \varphi) \right], \quad (11)$$

wenn $A^2 + B^2 = C^2 = 1$ gesetzt wird. Damit ist jede beliebige Phasenverschiebung $\operatorname{tg} \delta = m$ ohne weiteres in die Endformel einzusetzen.

b) $\alpha = 1$.

Für den aperiodischen Grenzfall ist die Lösung von (1) anzusetzen in der Form

$$\xi = C' \sin(\kappa\tau + \zeta) - (a + b\tau) \cdot e^{-\tau}. \quad (12)$$

Die resultierende Phasenverschiebung ζ berechnet man mit Hilfe von (7).

Die Konstanten a und b ergeben sich in der allgemeinsten Form zu

$$a = \frac{B(1 - \kappa^2) - 2\kappa A}{(1 + \kappa^2)^2} = \frac{\sin \zeta}{C} \quad (13)$$

$$b = \frac{B - A\kappa}{1 + \kappa^2}.$$

Dadurch wird (12)

$$\xi = \frac{C}{N} \left[\sin(\kappa\tau + \zeta) - \sin \zeta \cdot e^{-\tau} \right] - \frac{B - A\kappa}{N} \cdot \tau \cdot e^{-\tau} \quad (14)$$

und mit (4)

$$\zeta = \frac{1}{N} \left[\sin(\kappa\tau + \zeta) - \sin \zeta \cdot e^{-\tau} \right] - \frac{m - \kappa}{\sqrt{m^2 + 1}} \cdot \tau e^{-\tau}. \quad (15)$$

§ 4. Beispiele zum Einschwingvorgang bei Galvanometern.

Die allgemeine Lösung für den Galvanometertyp in Gleichung (10) bzw. in Gleichung (14) wollen wir an zwei speziellen Beispielen darstellen. [Vgl. hierzu weitere Beispiele in (13).] Wir

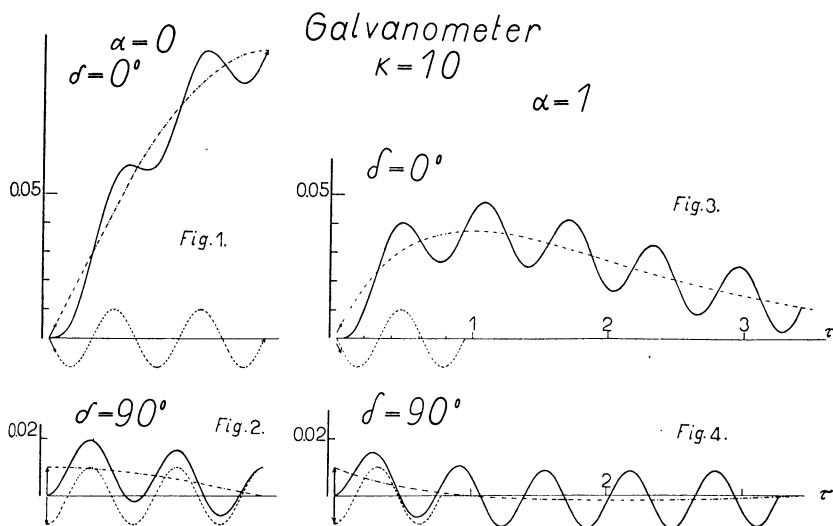


Fig. 1—4. Einschwingkurven beim Galvanometer.

wählen dazu $\kappa = 10$ (Fig. 1—4) und $\kappa = 0,1$ (Fig. 5—8). Außerdem legen wir $\alpha = 0$ und $\alpha = 1$ und eine Phasenverschiebung von $\delta = 0^\circ$ und $\delta = 90^\circ$ zugrunde. In Figur 1, 2, 5 und 6 ist nur die erste Hälfte der ersten Halbschwingung der freien Schwingung gezeichnet. Der weitere Verlauf ist sinngemäß zu ergänzen. Außerdem ist in den Figuren 1—8 die erregende Schwingung und die Eigenschwingung angedeutet. Zur Unterscheidung ist dabei die erregende - - - - -, die freie Eigenschwingung - . - . - . —, und die erzwungene Schwingung ——— gezeichnet. In Fig. 7 und 8 ist die phasenverschobene erregende Schwingung entsprechend der Beziehung (7) der Übersichtlichkeit halber nicht mit eingezeichnet.

Die Amplitude der erregenden Schwingung ist bei allen Einschwingkurven, wenn nicht anders angegeben, mit eins angesetzt, während

die erzwungene Schwingung entsprechend dem Resonanzfaktor $\frac{1}{N}$ die in den Figuren 1—8 angegebenen Ordinatenwerte annimmt. Das Verhältnis von erregender zu erzwungener Schwingung ist nur bei $\kappa < 1$ etwa Eins. Es nähert sich dem Werte eins um so mehr, je kleiner κ wird.

Da zu Beginn des Einschwingvorganges das Meßsystem in Ruhe ist, muß die Summe der beiden resultierenden Schwingungen, d. h. die Summe der erregenden Schwingung und der freien Eigenschwingung des Meßsystems immer Null ergeben. Es sind also die Geschwindigkeiten der beiden eben genannten Schwingungen im Einschaltmoment immer

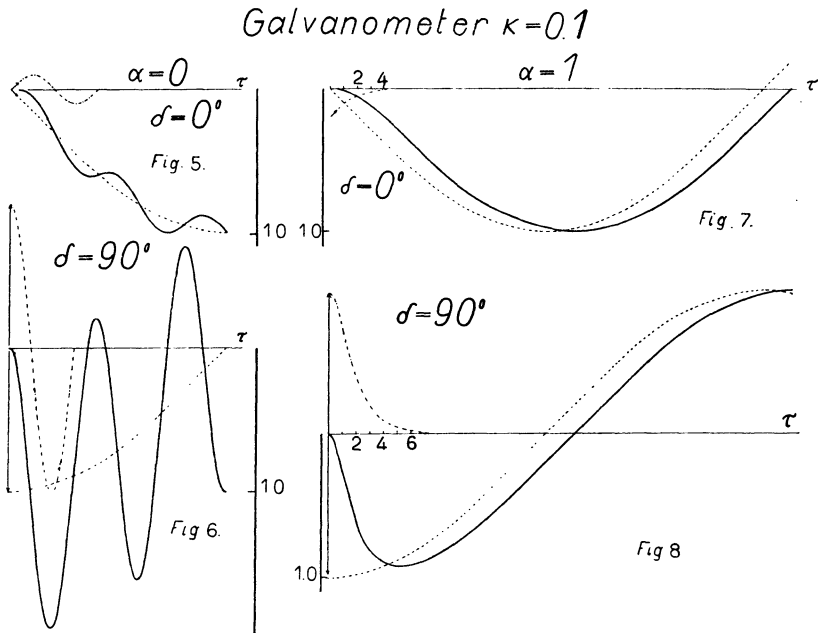


Fig. 5—8. Einschwingkurven beim Galvanometer.

gleich, was die Pfeile in den Figuren 1—8 ausdrücken sollen. Da in den Figuren die Konstruktion der erzwungenen Schwingung zum Ausdruck gebracht werden sollte, ist in den Figuren 1—4 die erzwungene Schwingung um 180° zu drehen, wenn man auch noch den richtigen Ausschlagssinn erhalten will.

Mit Instrumenten vom Galvanometertyp nimmt man im allgemeinen Schwingungen auf, bei denen $\kappa < 1$ ist. Aus der Fig. 6 ist ersichtlich, wie störend der Einschwingvorgang wirken kann, wenn die Erregungsphase ungefähr 90° beträgt und das Instrument wenig gedämpft ist. Der Grund der außerordentlich starken Anregung der Eigenschwingung liegt darin, daß im Moment des Einschaltens die erregende Kraft mit ihrem Höchstwert wirksam wird.

Ist $\kappa > 1$, so macht sich selbst bei stärkerer Dämpfung der Einschwingvorgang störend bemerkbar, weil die Amplitude der freien Schwingung die der erregenden um so mehr überwiegt, je kleiner δ und je größer κ ist. Bei $\kappa < 1$ ist mit Hilfe einer starken Dämpfung der Einschwingvorgang unwirksam zu machen.

In Figur 9 haben wir das Verhältnis der Amplitude der freien Schwingung zur Amplitude der erregenden Schwingung in

Abhängigkeit vom Phasenwinkel δ für $\alpha = 0$ (—) und für $\alpha = 1$ (- · - · - · -) bei einem κ von 10 und 0,1 gezeichnet.

Weiter bezeichnen wir mit $\frac{An}{Ast_1} = v_1$

das Verhältnis vom 1. Maximum des Einschwingvorganges zur Amplitude des stationären Zustandes. Das Verhältnis v_1 ist in Figur 10 in Abhängigkeit von κ wieder für die Extremfälle $\delta = 0^\circ$ und $\delta = 90^\circ$ bei einem $\alpha = 0$ und $\alpha = 1$ gezeichnet. Für $\kappa < 1$ strebt v_1 bei einem $\alpha \geq 0 = 1$, wie O. Meißer zuerst gezeigt hat, dem Grenzwerte 2π zu. Bei $\delta = 90^\circ$ ist der entsprechende Grenzwert 2. Alle weiteren Einzelheiten sind der Figur 10 zu entnehmen.

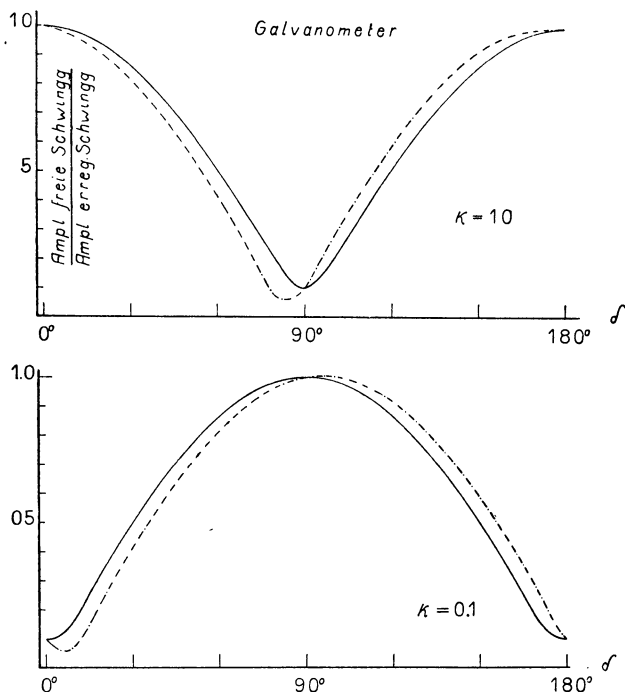


Fig. 9. Abhängigkeit des Verhältnisses $\frac{\text{Ampl. der freien Schwingung}}{\text{Ampl. der erregend. Schwingung}}$ von Phasenwinkel δ . Die untere Kurve gilt auch für Beschleunigungsmesser. s. S. 15.

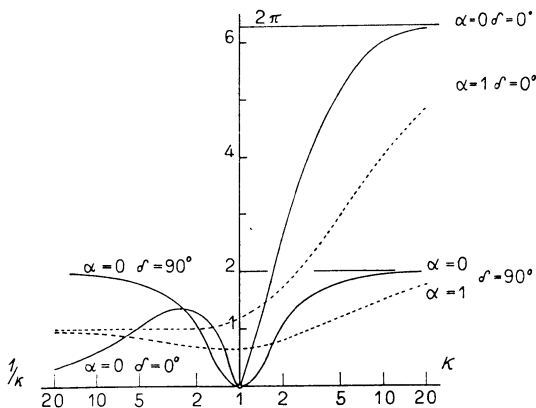


Fig. 10. Abhängigkeit des Verhältnisses v_1 vom Frequenzverhältnis κ .

Wir wollen davon absehen, die entsprechenden Kurven für die weiteren Maxima zu zeichnen. Mit Hilfe der Beziehung

$$\cos \left[\frac{2\pi\kappa}{T} t - \frac{2\pi n}{\kappa + 1} (\kappa - 1) \right] = \cos \left(\frac{2\pi}{T_0} \cdot t \right)^1$$

berechnen sich diese für $\alpha = 0$ und $\delta = 0^0$ aus der Formel

$$\xi_n = \sin \frac{2\pi\kappa n}{\kappa + 1} - \kappa \cdot \sin \frac{2\pi n}{\kappa + 1}.$$

Für andere Werte von α und δ löst man die entsprechenden Kurven am besten graphisch.

Praktische Bedeutung haben die Einschwingvorgänge bei Instrumenten vom Galvanometertyp in der Meßtechnik, wo man im allgemeinen mit hohen Eigenschwingungen arbeitet (Kondensatormikrophon, Oszillograph). Zum anderen nimmt ihre Bedeutung bei den Ausgleichvorgängen in der Akustik zu, wo es sich teilweise um Systeme mit tiefen Eigenschwingungen (Lautsprecher) handelt. So konnte H. Backhaus (14) zeigen, daß die eigentümliche dunkle Klangfarbe bei fast allen früheren Lautsprechern nicht von den Kombinationstönen infolge einer nicht-linearen Verzerrung, sondern vom Anregen der tiefen Eigenfrequenz herrührt. H. Neumann (15) schuf die Grundlagen zur Verbesserung der Wiedergabe durch große Dämpfung der Eigenschwingungen mit Hilfe starker magnetischer Felder.

Eine weitere Möglichkeit der Minderung der Störung durch Einschwingvorgänge besteht in der Verwendung von Kunstschaltungen, die z. B. H. Zöllich (16) behandelt und worauf hier verwiesen werden soll.

§ 5. Seismometer oder Erschütterungsmesser.

Zu den Seismometern oder Erschütterungsmessern rechnet man die Schwingungs-, Geschwindigkeits- und die Beschleunigungsmesser. Im Rahmen dieser Arbeit soll nur auf die Schwingungsmesser und die Beschleunigungsmesser eingegangen werden.

A. Schwingungsmesser.

Zunächst betrachten wir die Schwingungsmesser, d. h. solche Instrumente, bei denen die möglichst in Ruhe bleibende Masse als Relativbewegung die erregende Schwingung mit Hilfe einer Vergrößerungsanordnung mehr oder weniger konform wiedergeben soll. Das setzt voraus, daß die Schwingungsdauer des Registrierinstrumentes gegenüber

1) Zwischen t und τ besteht nach der Anm. auf S. 7 die Beziehung $\tau = \frac{2\pi}{T_0} \cdot t$.

der der aufzuzeichnenden Schwingung möglichst groß ist. Wir bezeichnen deshalb mit Schwingungsmessern solche Instrumente, bei denen $\kappa > 1$ ist.

Dem Schwingungsmesser liegt die Differentialgleichung

$$\frac{d^2\xi}{d\tau^2} + 2\alpha \frac{d\xi}{d\tau} + \xi = -\frac{d^2x}{d\tau^2} \quad (16)$$

mit den Anfangsbedingungen

$$\begin{aligned} \tau = 0 \quad \xi &= 0 \\ \tau = 0 \quad \frac{d\xi}{d\tau} + \frac{dx}{d\tau} &= 0 \end{aligned} \quad (17)$$

und der Zusatzbedingung $\kappa > 1$ zugrunde. Auf diese Zusatzbedingung wird meines Wissens hier zum ersten Male hingewiesen.

Die erregende Schwingung $x = f(\tau)$ habe die Form (3), so daß die Beziehungen (4) dieselben bleiben. Die beiden Fälle $\alpha < 1$ und $\alpha = 1$ behandeln wir getrennt.

a) $\alpha < 1$.

Die Lösung von (16) ist wieder in der Form (6) anzusetzen. Mit Hilfe des stationären Zustandes findet man jetzt für C' und N^2

$$C' = \frac{C \cdot \kappa^2}{N}, \quad N^2 = (1 - \kappa^2)^2 + 4\alpha^2\kappa^2. \quad (18)$$

Die Werte der resultierenden Phasenverschiebung ζ bleiben dieselben wie in (7).

Dagegen nehmen mit Hilfe der Grenzbedingungen (17) die Konstanten a und $\operatorname{tg} \varphi$ die folgende Form an:

$$\begin{aligned} a &= \frac{\kappa}{N \cdot \beta} \cdot \sqrt{A^2 + \kappa^2 B^2 + 2\alpha\kappa AB} \\ \operatorname{tg} \varphi &= \frac{\beta [B(1 - \kappa^2) - 2\alpha\kappa A]}{A\kappa [1/\kappa^2 + 2\alpha^2 - 1] + \alpha B(1 + \kappa^2)} \\ \sin \varphi &= \frac{\beta \cdot \kappa \cdot [B(1 - \kappa^2) - 2\alpha\kappa A]}{N \sqrt{A^2 + \kappa^2 B^2 + 2\alpha\kappa AB}} \end{aligned} \quad (19)$$

Damit erhalten wir als allgemeine Lösung von (16)

$$\xi = \frac{\kappa^2}{N} \cdot \left[C \cdot \sin(\kappa\tau + \zeta) - \frac{e^{-\alpha\tau}}{\kappa \cdot \beta} \sqrt{A^2 + \kappa B^2 + 2\alpha\kappa AB} \sin(\beta\tau + \varphi) \right]. \quad (20)$$

Der Resonanzfaktor hat jetzt den Wert $\frac{\kappa^2}{N}$.

b) $\alpha = 1$.

Die entsprechende Formel für den Grenzfall der aperiodischen Dämpfung aus dem Ansatz

$$\xi = \frac{C \cdot \kappa^2}{1 + \kappa^2} \left[\sin(\kappa\tau + \zeta) - (a + b\tau) \cdot e^{-\tau} \right] \quad (21)$$

mit den Konstanten

$$a = \frac{\kappa^2}{1 + \kappa^2} \cdot \frac{B(1 - \kappa^2) - 2\kappa A}{1 + \kappa^2}$$

$$b = \frac{\kappa^2}{1 + \kappa^2} \left(\frac{A}{\kappa} + B \right) \quad (22)$$

ist

$$\xi = \frac{C \cdot \kappa^2}{1 + \kappa^2} \left[\sin(\kappa\tau + \zeta) - \sin \zeta \cdot e^{-\tau} \right] - \frac{\kappa^2}{1 + \kappa^2} \left[\frac{A}{\kappa} + B \right] \tau \cdot e^{-\tau}. \quad (23)$$

B. Beschleunigungsmesser.

Unter den Beschleunigungsmessern verstehen wir solche Instrumente, die als maßgebendes Element auch die träge Masse besitzen, aber gegenüber den Schwingungsmessern eine schnelle Eigenschwingung haben. Infolge dieser schnellen Eigenschwingung ist in der Grenzbedingung (17) $\frac{dx}{d\tau}$ gegenüber $\frac{d\xi}{d\tau}$ zu vernachlässigen. Deshalb ist als Grenzbedingung

für den Anfang des Einschwingvorganges $\frac{d\xi}{dt} = 0$ anzusetzen. Im Gegensatz zu den Schwingungsmessern ist die Zusatzbedingung $\kappa < 1$. Somit lautet für die Beschleunigungsmesser die Lösung von (16) für $\alpha < 1$

$$\xi = \frac{\kappa^2}{N} \left[C \cdot \sin(\kappa\tau + \zeta) - \frac{e^{-\kappa\tau}}{\beta} \right] \sqrt{\kappa^2 \cdot A^2 + B^2 - 2\alpha\kappa AB \cdot \sin(\beta\tau + \varphi)} \quad (24)$$

und für $\alpha = 1$

$$\xi = \frac{C \cdot \kappa^2}{1 + \kappa^2} \left[\sin(\kappa\tau + \zeta) - e^{-\tau} \cdot \sin \zeta \right] - \kappa^2 \cdot \tau \cdot \frac{B - \kappa A}{1 + \kappa^2} \cdot e^{-\tau}. \quad (25)$$

Den Wert für $\text{tg } \zeta$ berechnet man aus (7) und den von $\text{tg } \varphi$ aus

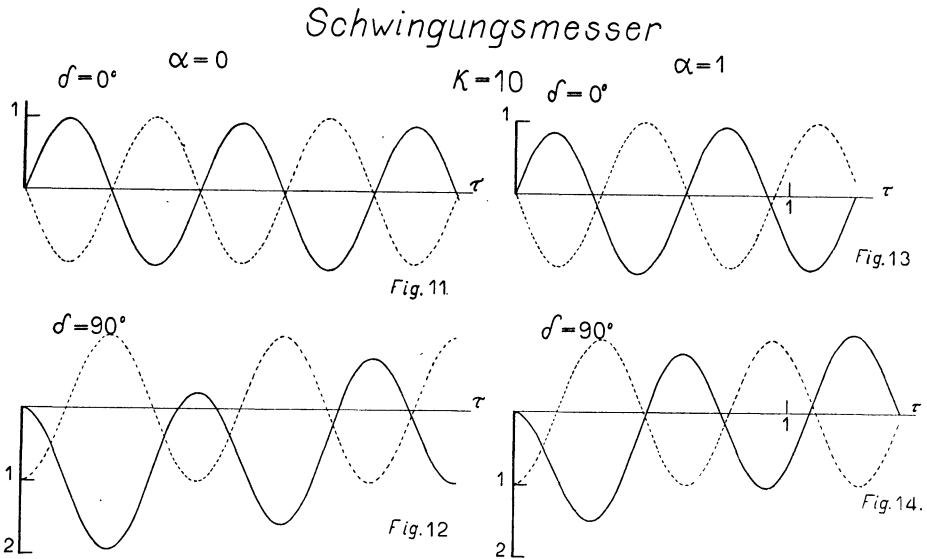
$$\text{tg } \varphi = \frac{\beta [B(1 - \kappa^2) - 2\alpha\kappa A]}{B(1 - \kappa^2) + \kappa \cdot A(1 - \kappa^2 - 2\alpha^2)}.$$

Die Formeln (10), (20), (24) zeigen, daß wir es beim Beschleunigungsmesser mit einer Kombination der Werte für das Galvanometer und den Schwingungsmesser zu tun haben. Nach letzterem berechnet sich der Wert für den Resonanzfaktor, während die Bewegungsgleichungen die vom Galvanometertyp sind. An Hand einiger Beispiele wollen wir das eben Gesagte sowie überhaupt die Aussagen der Formeln (20), (23), (24) und (25) erläutern.

§ 6. Beispiele für die Erschütterungsmesser.

Entsprechend den Figuren 1—8 zeichnen wir die Kurven für den Einschaltvorgang bei den Seismometern. Wir wählen dazu auch $\kappa = 10$ und $\kappa = 0,1$ und die Bedingungen $\alpha = 0$, $\alpha = 1$, $\delta = 0^\circ$ und $\delta = 90^\circ$.

Für $\kappa = 10$ (Schwingungsmesser) stellen die Figuren 11—14 die Einschwingvorgänge dar. Es sind darin wieder die Erregerkurve - - - und die erzwungene Schwingung ——— gezeichnet. Es sei hier auf die aus der Figur 11 ersichtliche Tatsache hingewiesen, daß bei einer Phasenverschiebung von $\delta = 0^\circ$ schon das erste Maximum den Wert der Amplitude der Erregung fast 100%ig annimmt. Bei $\delta = 90^\circ$ wird wie bei den Galvanometern der doppelte Amplitudenwert (allerdings ebenfalls einseitig) vom ersten Ausschlag erreicht.



Für $\kappa = 0,1$ (Beschleunigungsmesser) erhalten wir entsprechend der Übereinstimmung der Klammerausdrücke in den Formeln (10) und (24) dieselben Kurven. Der Unterschied liegt allein in den Ordinatenwerten, weil die Resonanzfaktoren verschieden sind. Das zeigt ein Vergleich der Kurven in den Figuren 5—8 und 15—18.

Der Einfluß der Amplitude der freien Eigenschwingung ist der unteren Kurve in Figur 9 zu entnehmen. Wir sehen daraus, daß beim Schwingungs- und Beschleunigungsmesser für $\delta = 90^\circ$ die Amplitude der Eigenschwingung höchstens den Wert der Amplitude der Erregung annehmen kann.

Auch das Verhältnis v_1 für die beiden Seismometertypen haben wir in Figur 19 gezeichnet. Die Kurven für den Beschleunigungsmesser entsprechen, wie ein Vergleich von Figur 10 und Figur 19 zeigt, dem des Galvanometertyps.

An den Figuren 11—18 wollte ich den Unterschied zwischen Einschwingkurven des Schwingungsmessers und des Beschleunigungsmessers deutlich machen. Es sei damit gleich auf einen Irrtum von Ch. Tsuboi (17) aufmerksam gemacht. Er berechnet und zeichnet

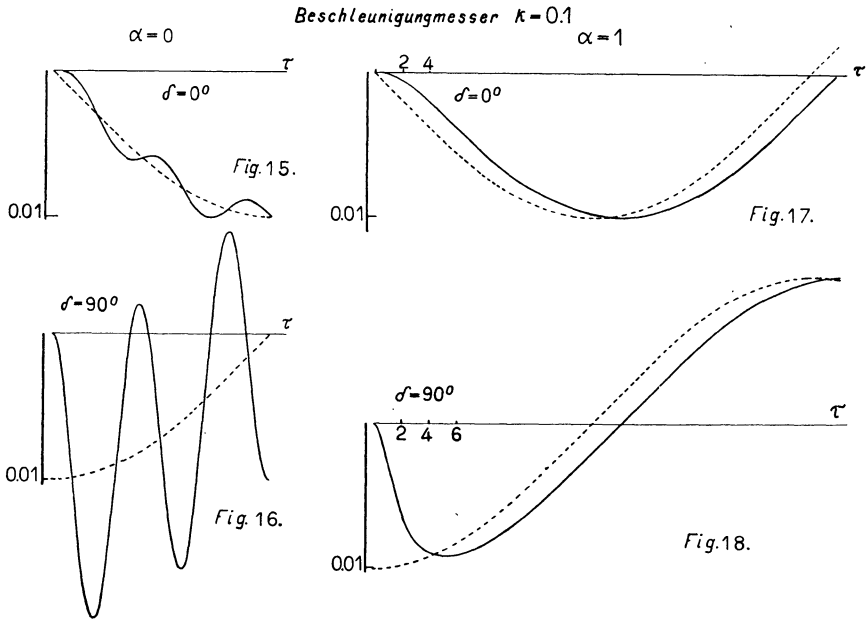


Fig. 15—18. Einschwingkurven beim Beschleunigungsmesser.

eine Reihe von Kurven mit einer Phasenverschiebung von $\delta = 0^\circ$. (Er rechnet nur den einfachen Fall einer Erregung ohne Phasenverschiebung.) Dabei benutzt er die Frequenzverhältnisse $\kappa = 5.0, 2.5, 1.7, 1.25, 1.0, 0.5, 0.33, 0.25$ und 0.2 bei fünf verschiedenen Dämpfungswerten.

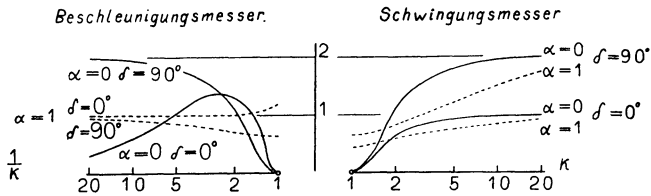


Fig. 19. v_1 in Abhängigkeit von κ bei Seismometern.

Seine Kurven für $\kappa = 0.5$ bis 0.2 sind nicht möglich, weil bei Anwendung der Formel (20), die er verwendet, die Geschwindigkeit der freien Eigenschwingung mit $1/\kappa$ größer wird als die der erregenden Schwingung. Dieser Umstand ist vom Verfasser durch die Einführung der Zusatz-

bedingungen (Schwingungsmesser $\kappa > 1$, Beschleunigungsmesser $\kappa < 1$) berücksichtigt und unmöglich gemacht worden¹⁾.

Wenn die Anfangsphase der erregenden Schwingung im Einschaltmoment nicht den Wert 0° hat, so wirkt sie sich mit einem mehr oder weniger großen Betrage aus, was sich beim Galvanometertyp und beim Beschleunigungsmesser in einem Mitreißen des Meßsystems bemerkbar macht. Dies zeigen die Figuren 6 und 16, wo der ungünstigste Fall dargestellt ist. Durch das Vorhandensein des Höchstwertes der Erregeramplitude schnell das ungedämpfte Meßsystem auf den doppelten der Erregeramplitude entsprechenden Betrag und folgt der erregenden Schwingung unter starker Betonung der Eigenschwingung. Wie Figur 8 und 18 zeigen, kann eine starke Dämpfung Abhilfe schaffen. Dagegen tritt beim Schwingungsmesser, wie wir der Figur 12 entnehmen, nur eine Verschiebung der Nulllinie auf, ohne den Charakter der Erregerkurve grundlegend zu ändern.

Den Fall einer Phasenverschiebung von $\delta = 90^\circ$ können wir uns bei Verwendung eines Instrumentes vom Galvanometertyp ohne weiteres vorstellen; denn wir können einen Strom jeder beliebigen Anfangsphase auf ein in Ruhe befindliches Galvanometer schalten. Bei den Erschütterungsmessern ist das nicht möglich, so daß hier die angestellten theoretischen Betrachtungen nicht ohne weiteres in die Praxis umgesetzt werden können. Auf die praktische Bedeutung kommen wir bei der Behandlung von Stoßvorgängen noch ausführlich zurück.

§ 7. Sonderfall $\kappa = 1$.

Einer besonderen Betrachtung unterziehen wir den Fall, daß $\kappa = 1$ ist. Die Lösungen (10), (20) und (24) nehmen für $\alpha = 0$ den Wert ∞ an. Dagegen gehen (14), (23) und (25) für $\alpha = 1$ in einen ganz bestimmten endlichen Wert über.

1) Die Einschwingvorgänge der Schwingungsmesser spielen eine große Rolle in ihrer Anwendung bei der Federung von Fahrzeugschwingungen. Ohne näher auf dieses Anwendungsgebiet einzugehen, seien hier nur einige Arbeiten genannt: W. Zeller, Günstigste Federung bei Fahrzeugen mit Rücksicht auf die Fahrbequemlichkeit. Forsch. Ingenieurwes. 5, 1934, S. 75—79.

E. Lehr, Der Einfluß einer Flüssigkeitsdämpfung der Fahrzeugfederung auf Bremsverlauf und Stoßhaftigkeit. ZS. VDI. 78, 1934, S. 721—727.

P. Langer und W. Thomé, Messung der Stoßhaftigkeit von Fahrzeugen. ZS. VDI. 78, 1934, S. 1269—1271.

H. Waas, Messung von Kraftfahrzeugschwingungen. ZS. VDI. 79, 1935, S. 199 bis 202.

a) $\alpha = 0$.

Wir betrachten zunächst den Einschwingvorgang dämpfungsloser Systeme, der bei längerer Dauer der Erregung zur sogenannten Resonanzkatastrophe führt. Wir setzen

$$\kappa = 1 + \varepsilon$$

und lassen dann ε zu Null werden. Aus (10) erhalten wir nach Einsatz von $\sin \zeta$, $\cos \zeta$ aus (7) und $\operatorname{tg} \varphi$ aus (9) für das Galvanometer

$$\xi_{\kappa > 1} = -\frac{A}{2} (\tau \cdot \cos \tau - \sin \tau) + \frac{B}{2} \cdot \tau \cdot \sin \tau. \quad (26)$$

Entsprechend aus (20) mit (7) und (19) für die Seismometer

$$\xi_{\kappa > 1} = -\frac{A}{2} (\tau \cdot \cos \tau + \sin \tau) + \frac{B}{2} \cdot \tau \cdot \sin \tau. \quad (27)$$

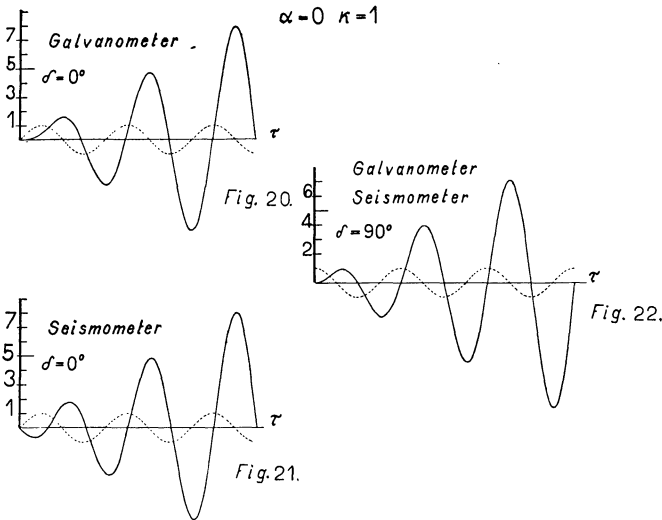


Fig. 20—22. Einschwingkurven bei Resonanz.

Für den Fall der Phasenverschiebung $\delta = 90^\circ$ gehen mit $A = 0$ und $B = C$ die Formeln (26) und (27) über in

$$\xi = \frac{C}{2} \cdot \tau \cdot \sin \tau. \quad (28)$$

In Figur 20—22 sind die beiden Fälle für $\delta = 0$ und der gemeinsame Fall $\delta = 90^\circ$ gezeichnet. Aus allen drei Figuren geht sehr schön hervor, daß in jedem Falle der

Einschwingvorgang so verläuft, daß sich eine Phasenverschiebung von 90° zwischen Erregung und erzwungener Schwingung einstellt. Die Amplitude der erzwungenen Schwingung wächst proportional mit der Zeit und strebt dem Wert ∞ zu.

b) $\alpha = 1$.

Für den Fall der aperiodischen Dämpfung brauchen wir keine besondere Betrachtung anzustellen, da der Resonanzfaktor in allen Fällen den Wert 0,5 annimmt. Die Rechnung ergibt aus (14) für das Galvanometer

$$\xi = \frac{1}{2} \left[A (-\cos \tau + (1 + \tau) \cdot e^{-\tau}) + B (\sin \tau - \tau \cdot e^{-\tau}) \right] \quad (29)$$

und aus (25) für das Seismometer

$$\xi = \frac{1}{2} \left[A (-\cos \tau + (1 - \tau) \cdot e^{-\tau}) + B (\sin \tau - \tau \cdot e^{-\tau}) \right]. \quad (30)$$

Wieder stimmen für $\delta = 90^\circ$ die Gleichungen (29) und (30) überein. In den Figuren 23 bis 25 sind die immer herangezogenen Spezialfälle dargestellt. Auch hier bildet sich sehr bald der stationäre Zustand mit einer Phasenverschiebung von 90° und der Amplitude vom halben Werte der Erregeramplitude heraus.

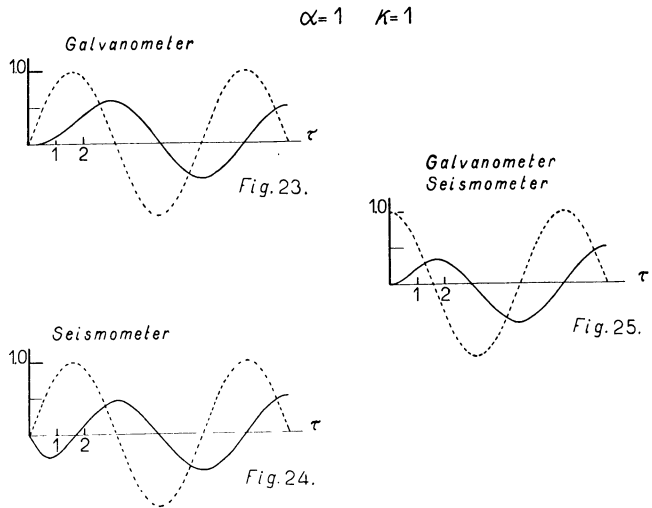


Fig. 23—25. Einschwingkurven bei Resonanz und aperiodischer Dämpfung.

§ 8. Ergebnisse der bisherigen Betrachtungen.

Unter Zugrundelegung einer sinusförmigen Erregung sind die Ergebnisse der bisherigen Betrachtungen:

Mit einem Instrument vom Galvanometertyp kann man Schwingungen jeder beliebigen Frequenz registrieren. Ist $\kappa > 1$, so ist mit einem vorherrschenden Einschwingvorgang zu rechnen. Der Resonanzfaktor ist um so genauer gleich eins, je kleiner κ wird.

Bei Erschütterungsmessungen haben wir die Möglichkeit, mit zwei verschiedenartigen Instrumenten Schwingungselemente wiederzugeben. Ist $\kappa > 1$, so haben wir es mit einem Schwingungsmesser zu tun. Je größer κ ist, um so getreuer wird die Bewegung aufgezeichnet und durch den Einschwingvorgang nur wenig gestört. Der Resonanzfaktor ist bei nicht zu großer Dämpfung ($\alpha = 0,6$) schon von einem κ , welches wenig größer als eins ist, eins.

Ist $\kappa < 1$, so haben wir es mit einem Beschleunigungsmesser zu tun. Hier stört der Einschwingvorgang um so mehr, je kleiner α ist und je mehr sich die Anfangsphase dem Werte von 90° nähert.

Zu bemerken wäre noch, daß beim Beschleunigungsmesser der Resonanzfaktor zwar mit κ^2 abnimmt, die Beschleunigung aber mit $1/\kappa^2$ wächst, so daß die aufgezeichnete Amplitude direkt proportional der Beschleunigung ist.

2. Teil.

Beitrag zur Aufzeichnung von Stößen.

§ 1. Einleitung.

Alle Versuche, zu einem einwandfreien Maß für die Schädlichkeit von Erschütterungen zu gelangen, haben bis auf den heutigen Tag noch zu keinem vollen Erfolge geführt. Die bisherigen Messungen wurden teils mit Schwingungsmessern, teils mit Beschleunigungsmessern (vor allen Dingen Ambronn'scher Bauart) ausgeführt. Im folgenden soll die Möglichkeit der Registrierung eines Stoßes untersucht werden. Absehen wollen wir bei diesen Betrachtungen von der Entstehung der Erschütterungen mit stoßähnlichem Charakter, wie dies z. B. A. Becker (18) getan hat. Wir machen über den Stoßverlauf bestimmte Annahmen und beschäftigen uns mit der Aufzeichnung dieses Stoßverlaufes mit Hilfe der im ersten Teile behandelten Instrumente. Da wir hier von der galvanometrischen Registrierung absehen wollen, sollen vor allen Dingen erst einmal der Unterschied der Registrierungen von Schwingungs- und Beschleunigungsmesser betrachtet werden, wenn sie von derselben Erregung herrühren.

Wir beschränken uns zunächst auf einen einzigen Stoß. Die Aufzeichnung mehrerer aufeinander folgender Stöße soll später behandelt werden. Es wird sich dann darum handeln, den Kurvenverlauf zu studieren, wenn ein Stoß auf ein nicht in Ruhe befindliches Meßsystem einwirkt.

Im ersten Teil der vorliegenden Arbeit haben wir die Einschwingvorgänge unter der Voraussetzung abgeleitet, daß die Störung durch eine sinusförmige Bewegung erfolge. Wenn man nun an das Problem der Aufzeichnung eines Stoßes herangeht, könnte man daran denken, den Stoß in erster Annäherung als eine halbe Sinusschwingung mit der Anfangsphase von 0° anzusetzen und den Verlauf der Aufzeichnung zu diskutieren. Damit kommt man aber der Wirklichkeit nur sehr wenig

nahe, weil man am Anfang und am Ende der erregenden Bewegung eine Sprungstelle hat. Diese Sprungstelle zu berücksichtigen oder zu vermeiden — denn ein Stoß muß mit einer endlichen Geschwindigkeit anfangen und aufhören — haben sich schon verschiedene Forscher teilweise im Zusammenhang mit der Deutung der ersten Einsätze bei Seismogrammen bemüht. So betrachtet S. Nakamura (19) die Verzögerungszeit der ersten Einsätze in Abhängigkeit von den Apparatekonstanten. T. Matuzawa (20) beschäftigt sich mit der Erregung der Form

$$x = C (\cos \kappa \tau - 1).$$

H. P. Berlage (21) ist es um den ersten Einsatz zu tun, und er diskutiert eine Erregung mit dem Verlaufe

$$x = C \cdot \tau \cdot e^{-\alpha \tau} \cdot \sin \kappa \tau.$$

H. Kawasumis Arbeit (Disin 4, 1932, 15) habe ich nicht erhalten können. Ganz ausführlich wurde in allerletzter Zeit das angeschnittene Problem von T. Suzuki (22) behandelt. Mit seiner erst vor ganz kurzer Zeit erschienenen Arbeit, in der er als Störungsfunktion

$$x = e - c' \cdot \tau^2$$

ansetzt, werden wir uns noch zu beschäftigen haben.

§ 2. Kurvenform des Stoßverlaufes und seine Aufzeichnung.

Der Verlauf des Stoßes, den wir unseren Betrachtungen zugrunde legen, soll folgenden Bedingungen genügen:

1. Er soll mit der Geschwindigkeit Null anfangen und mit der Geschwindigkeit Null aufhören.
2. Er soll ein oder zwei Extremstellen haben.
3. Er soll symmetrisch verlaufen.

Die beiden Grundformen der Erregung, mit denen wir uns beschäftigen wollen, sind in den Figuren 26 und 27 dargestellt. Dem Verlaufe in



Fig. 26.

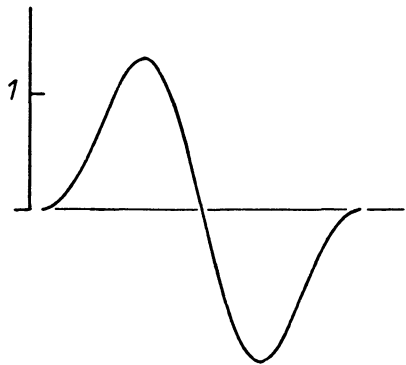


Fig. 27.

Grundformen des Stoßverlaufes.

Figur 26 legen wir die Beziehung

$$x = C (1 - \cos 2\kappa\tau); \quad \tau \geq 0 \leq \frac{3.14}{\kappa} \quad (31)$$

bzw.

$$x = C' \left(\sin \kappa\tau - \frac{1}{3} \sin 3\kappa\tau \right); \quad \tau \geq 0 \leq \frac{3.14}{\kappa} \quad (32)$$

und dem Verlaufe in Figur 27

$$x = C \left(\sin \kappa\tau - \frac{1}{2} \sin 2\kappa\tau \right); \quad \tau \geq 0 \leq \frac{6.28}{\kappa} \quad (33)$$

zugrunde. Man kann zwar durch verschieden große Koeffizienten des zweiten Gliedes in (32) die beiden Kurven (31) und (32) beliebig genau annähern, aber allein ein Koeffizient von $\frac{1}{3}$ erfüllt die oben unter 1. aufgestellte Forderung.

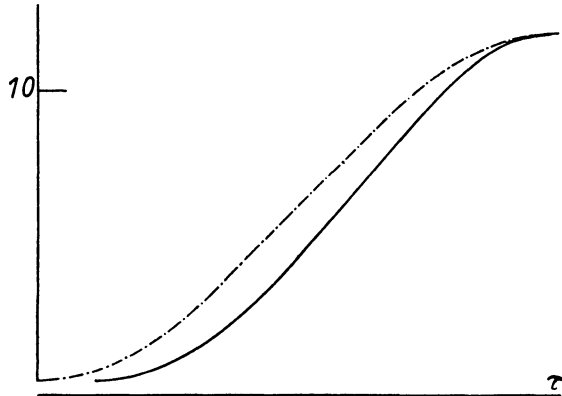


Fig. 28.

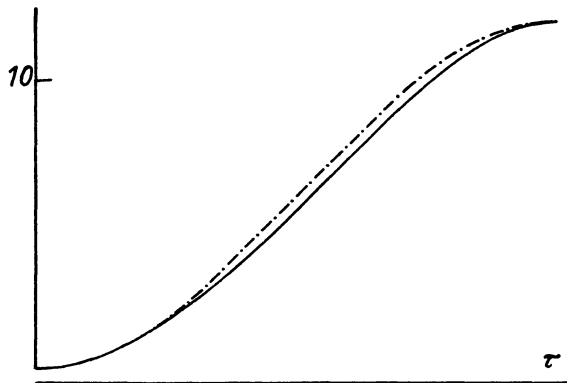


Fig. 29.

In Figur 28 sind die Hälften der Kurven

$$x = 6 (1 - \cos 2\tau) \quad \text{---.---.---.---}$$

und

$$x = 9 \left(\sin \tau - \frac{1}{3} \sin 3\tau \right) \quad \text{—————}$$

dargestellt.

Beide Kurven unterscheiden sich dadurch, daß die zweite infolge ihrer Zusammensetzung aus zwei Schwingungen später anfängt. Lassen wir beide Kurven zur gleichen Zeit anfangen und aufhören, so erhalten wir, wie Figur 29 zeigt, eine fast völlige Übereinstimmung.

Wie sich die beiden Kurven (31) und (32) hinsichtlich des Verlaufes von Geschwindigkeit und Beschleunigung unterscheiden, geht aus Figur 30 hervor. Während der Geschwindigkeitsverlauf noch einigermaßen übereinstimmt, treten im Verlaufe der Beschleunigungen prinzipielle Unterschiede auf.

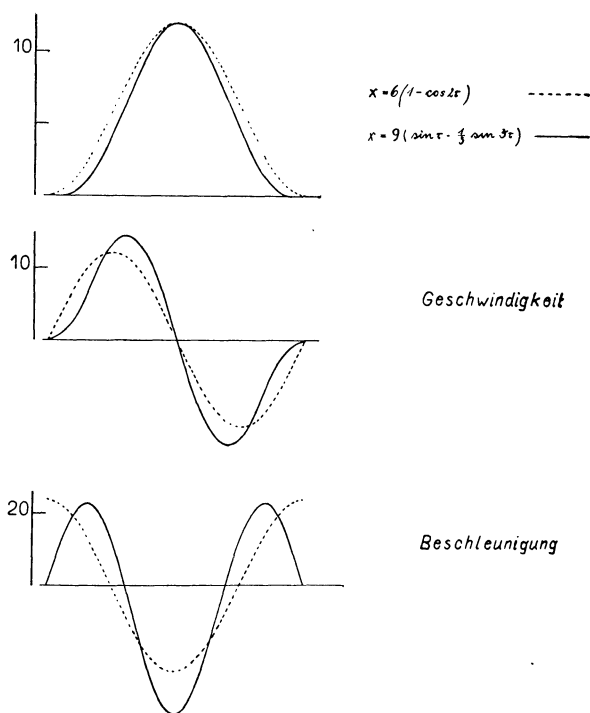


Fig. 30.

Wir wollen nun theoretische Beispiele bringen für den Fall, daß der Stoßverlauf den in (31), (32) und (33) gegebenen funktionellen Ansätzen genügt. Für die Beispiele wählen wir $\alpha = 5$ bzw. $\alpha = 15$ und $\alpha = 0,05$ bzw. $\alpha = 0,15$.

Die Erregung sei gegeben durch

$$x = 9 \left(\sin 5\tau - \frac{1}{3} \sin 15\tau \right).$$

Dann ist der Verlauf des Einschwingvorganges für ein $\alpha = 0$ bzw. $\alpha = 1$ aus Figur 31 ersichtlich.

In Figur 31 sind aber auch noch die Kurven des Schwingungsmessers gezeichnet, wenn die Erregung des Stoßes in der Form des rein sinusförmigen Verlaufes

$$x = 6 (1 - \cos 10 \tau)$$

erfolgt. In diesem Falle wird die Amplitude der Eigenschwingung mit etwas größerer Amplitude angeregt, weil nach Figur 30 die Geschwindigkeitstangente einen größeren Wert hat.

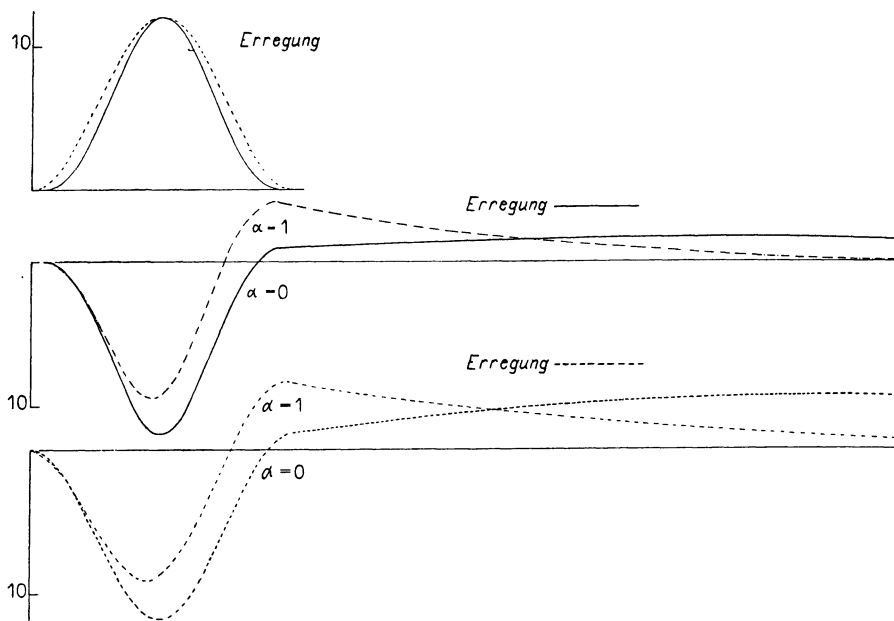


Fig. 31.

$$\begin{aligned} \text{Erregung: } x &= 9 \left(\sin 5 \tau - \frac{1}{3} \cdot \sin 15 \tau \right) && \text{—————} \\ x &= 6 (1 - \cos 10 \tau) && \text{- - - - -} \end{aligned}$$

In Figur 32 sind drei Kurven zum Vergleich gezeichnet, wenn bei einem $\alpha = 0$ die Erregung

$$x = C (1 - \cos \kappa \tau)$$

mit den Werten für κ gleich 4, 7 und 10 ist. Wir sehen daraus, wie mit wachsendem κ der Einfluß der Eigenschwingung des Schwingungsmessers immer kleiner wird.

Bei einem Schwingungsmesser spielt hinsichtlich der getreuen Wiedergabe der erregenden Schwingung, wenn man nur Amplituden und Perioden ins Auge faßt und von einer teilweisen Verlagerung der Nulllinie absieht, die Anfangsphase der erregenden Schwingung keine

Rolle. Darin liegt auch der Grund, daß die Aufzeichnung der beiden Kurven

$$x = C (\cos \kappa\tau) \quad \text{und} \quad x = C (1 - \cos \kappa\tau)$$

dieselbe ist.

Beim Beschleunigungsmesser liegen die Verhältnisse etwas anders. Die Theorie setzt voraus, daß bei einer Anfangsphase $\delta = 90^\circ$ im Moment der Erregung diese sofort auf ihren Höchstwert springt und dadurch

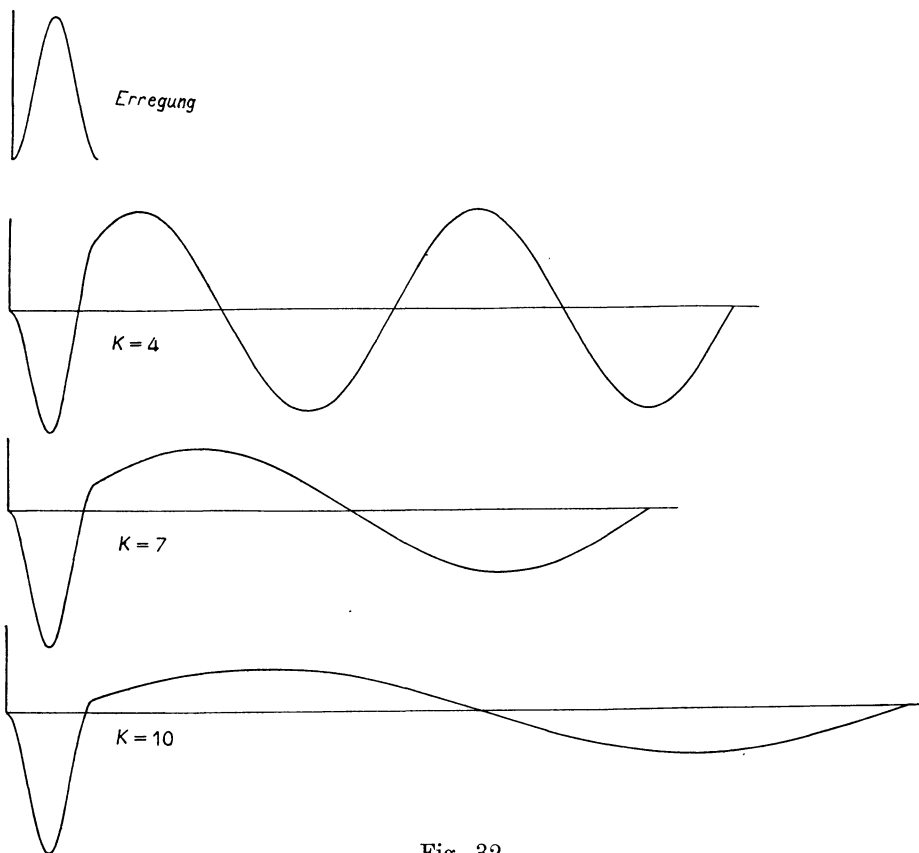


Fig. 32.

die Eigenschwingung stark anregt (s. Figur 16). Schwer durchführbar ist aber praktisch eine solche Erregung. Deshalb sah ich mich veranlaßt, ganz allgemein die Erregung in der Form zweier Sinusschwingungen mit den Anfangsphasen $\delta = 0^\circ$ und $\delta = 180^\circ$ anzusetzen. So zeigt Figur 33 die Aufzeichnung eines Beschleunigungsmessers, wenn die Erregung

$$x = 9 \left(\sin 0,05 \tau - \frac{1}{3} \sin 0,15 \tau \right)$$

ist. Zu beachten ist vor allen Dingen der Ordinatenmaßstab.

Liegt eine Erregung der Form (33) zugrunde, so sind die in den Figuren 34a und 34b dargestellten Kurven die vom Schwingungs- und Beschleunigungsmesser theoretisch wiederzugebenden Stoßaufzeichnungen. In Figur 34a ist als Erregung

$$x = 10 \sin 5 \tau - 5 \sin 10 \tau$$

bei einem $\alpha = 0$ angenommen. In Figur 34b ist der Erregungsverlauf mit

$$x = 10 \sin 0,1 \tau - 5 \sin 0,2 \tau$$

für die Rechnung vorausgesetzt. Fig. 35 ist ebenfalls für $\alpha = 0$ gezeichnet. Allerdings ist die freie Schwingung, die sich der Einschwingkurve noch überlagert, nur punktiert für eine Schwingung angedeutet. Insofern entspricht Figur 35 einer Aufzeichnung mit einem mittleren bis aperiodischen Dämpfungswert.

Aus § 2 geht die bekannte Tat-

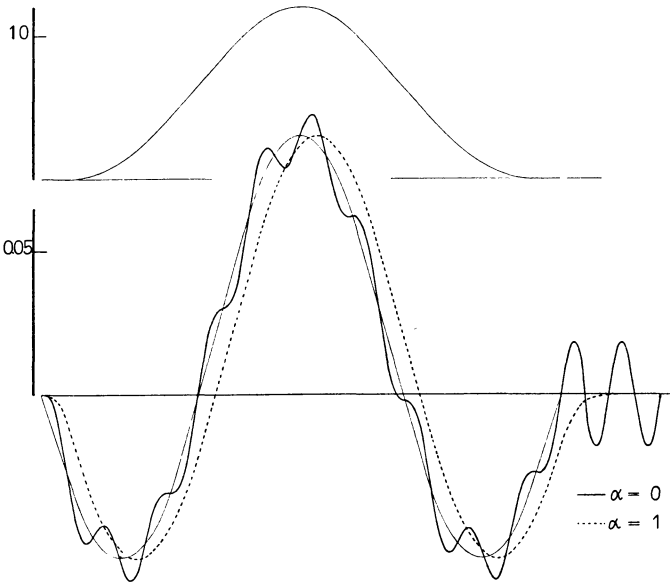


Fig. 33. Beschleunigungsmesseraufzeichnung der darüber angegebenen Erregungskurve.

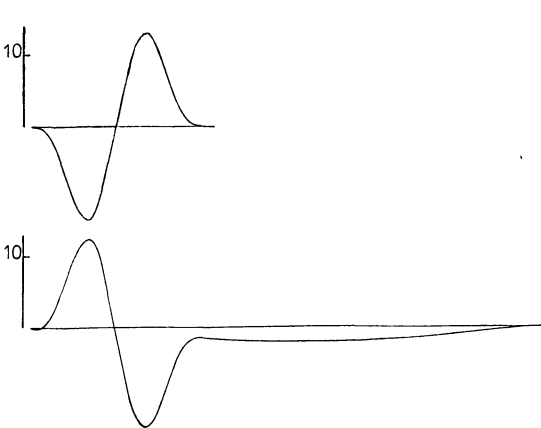


Fig. 34a. Aufzeichnung durch einen Schwingungsmesser.

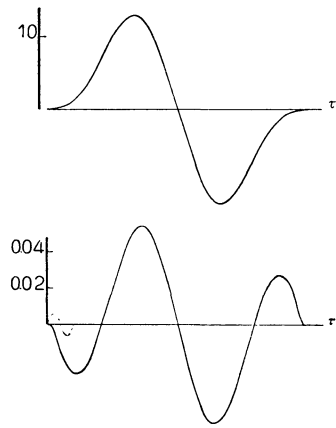


Fig. 35. Aufzeichnung durch einen Beschleunigungsmesser.

sache hervor, daß nur bei einer rein sinusförmigen Erregung auch die Beschleunigungskurve sinusförmig verläuft. Wir hatten schon erwähnt, daß S. Suzuki (22) die stoßförmige Erregung in der Form

$$x = e^{-c' \cdot \tau^2} \quad (35)$$

ansetzt. In Figur 36 haben wir entsprechend der Figur 29 den Verlauf von

$$x = 12 \cdot e^{-1.12 \cdot \tau^2}$$

mit der Sinuslinie verglichen. Dabei sind die Konstanten so gewählt, daß für die halbe Zeit der Erregung der Sinuslinie bei gleicher Amplitude der Verlauf beider Kurven möglichst übereinstimmt. Wie aus den Figuren 30 und 36 ersichtlich ist, erreichen Geschwindigkeiten und Beschleunigungen von (35) nicht die von (32), wenn man die entsprechende Sinuslinie zum Vergleich heranzieht.

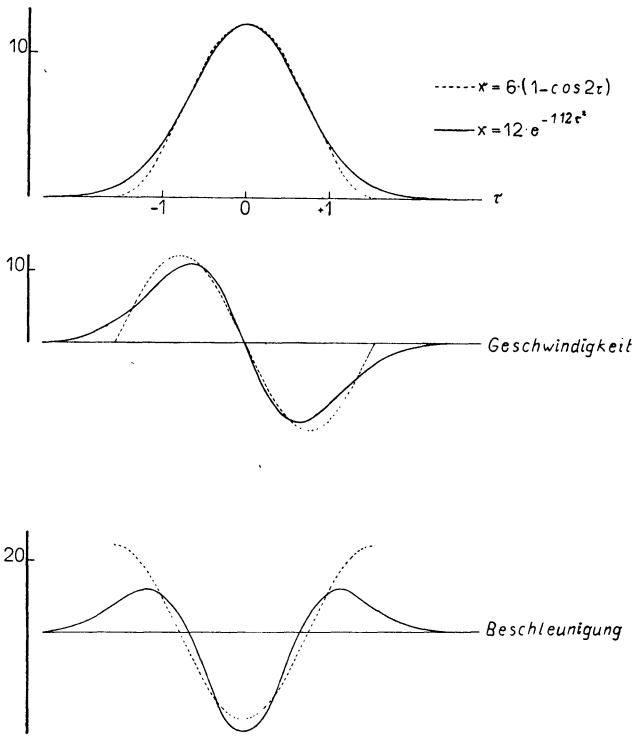


Fig. 36.

Suzuki leitet für die erzwungenen Schwingungen bei der Erregung nach (35) für $\alpha = 0$ die Beziehung

$$\xi = -e^{-\frac{c \cdot \tau^2}{4\pi^2}} + 2\pi \left\{ \frac{1}{c} \int_0^\pi e^{-\frac{y^2 - \pi^2}{c}} \cdot dy - \int_0^{\tau/2\pi} e^{-c \cdot z^2} \cdot \sin 2\pi z \cdot dz \right\} \cos \tau$$

$$+ 2\pi \left\{ e^{-\frac{\pi^2}{c}} \cdot \frac{1}{2} \cdot \sqrt{\frac{\pi}{c}} \int_0^{\tau/2\pi} e^{-c \cdot z^2} \cdot \cos 2\pi z \cdot dz \right\} \sin \tau$$

und für $\alpha = 1$

$$\xi = -\left(1 + \frac{2\pi^2}{c}\right) \cdot e^{-\frac{c \cdot \tau^2}{4\pi^2}} + 2 \sqrt{\frac{\pi}{c}} \cdot \pi \cdot e^{-\frac{\pi^2}{2}} \cdot e^{-\tau} \left(1 + \frac{\pi^2}{c} - \frac{\tau}{2}\right) \cdot \left(1 + \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\sqrt{c} \left(\frac{\tau}{2\pi} - \frac{\pi}{c}\right)} e^{-z^2} \cdot dz\right)$$

ab. Bei den von ihm veröffentlichten Kurven stimmen die mit $\kappa \gg 1$ mit denen vom Verfasser nach (31) sehr gut überein. Dagegen treten bei den Suzukischen Beschleunigungskurven die Eigenschwingungen für $\alpha = 0$ erst nach Aufhören des Stoßes auf.

Beide Annahmen (32) und (35) führen die Tatsache vor Augen, daß ein vom rein sinusförmigen Verlaufe wenig abweichender Erregungsverlauf in der Aufzeichnung der Beschleunigungskurven mehr Extremstellen zeigt als die Erregungskurve. Dies geht aus den Figuren 30 und 35 hervor.

Suzuki setzt den Erregungsverlauf in Figur 27 in der Form

$$x = \tau \cdot e^{-c' \cdot \tau^2} \quad (36)$$

an und erhält als Einschwingkurve

$$\xi = -\frac{\tau}{2\pi} \cdot e^{-c \cdot \frac{\tau^2}{4\pi^2}} + \frac{2\pi^2}{c} \left\{ \left[e^{-\frac{\pi^2}{b}} \cdot \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{c}} + \int_0^{\tau/2\pi} e^{-c \cdot z^2} \cdot \cos 2\pi z \cdot dz \right] \cdot \right. \\ \left. (-\cos \tau) + \frac{1}{c} \int_0^{\pi} e^{\frac{y^2 - \pi^2}{c}} dy - \int_0^{\tau/2\pi} e^{-c \cdot z^2} \cdot \sin 2\pi z \cdot dz \right\} \cdot \sin \tau$$

Wir kommen aber mit dem Ansatz (33) wesentlich schneller und einfacher zu demselben Ziel, wie das die in Figur 34 dargestellten Stoßaufzeichnungen zeigen. Mit einer Erregung nach (36) bringt Suzuki nur ein Beispiel.

§ 3. Experimenteller Teil.

Das Ziel der experimentellen Untersuchung war, die theoretischen Einschwingkurven der Form (31), (32) und (33) zu prüfen. Deshalb wurde die im folgenden beschriebene Versuchsanordnung zusammengestellt. Sie bestand aus Schütteltisch, Schwingungsmesser, Beschleunigungsmesser und Registrierapparatur. Neu ist der Schütteltisch und der Schwingungsmesser.

A. Der Schütteltisch.

Alle bisher bekannten Schütteltische für horizontale Bewegungen [siehe Literatur in (23)] wurden dazu verwandt, die Resonanzkurven von Seismometern experimentell aufzunehmen und damit unerwünschte Resonanzstellen zu ermitteln. Zu diesem Zwecke wurde mit Hilfe einer Rotationsbewegung unter Verwendung einer Pleuelstange oder einer exzentrischen Masse die bewegliche Platte in harmonische Schwingungen

versetzt. A. Ramspeck (23) dagegen brachte an der beweglichen Platte eine Blattfeder mit einem verstellbaren Gewicht an [siehe Figur 2 in (24)]. Wenn dieses Gewicht Schwingungen ausführte, so machte der Schütteltisch die entsprechenden Bewegungen.

Der Schütteltisch des Verf.¹⁾ bestand aus einer Platte, die auf Rollen mit Kugellagern lief. Zwei Rollen waren als Schnurlaufrollen ausgeführt mit einem Winkel von 90° , und ihre Unterlage war runder Bohrstahl. Die dritte Rolle hatte ein abgerundetes Laufprofil und lief auf einer ebenen Stahlfläche. Auf diese Weise wurde eine seitliche Bewegungsmöglichkeit vermieden. Für eine Feinjustierungsmöglichkeit der Räderunterlagen war Sorge getragen.

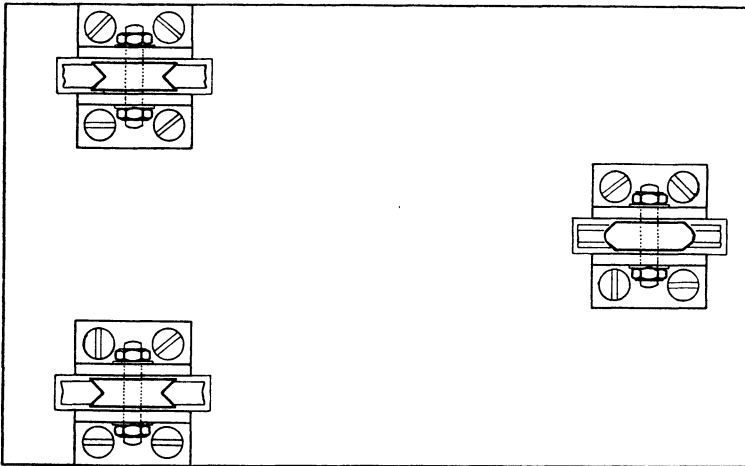


Fig. 37. Platte des Schütteltisches mit Laufrädern.

An beiden Seiten des Tisches in der Richtung der Bewegung war je eine Spiralfeder angebracht. Somit bildete die bewegliche Platte mit den Spiralfedern ein schwingungsfähiges System, dessen Eigenschwingung durch die Federkonstante und die bewegte Masse bestimmt war. Eine ausführliche Untersuchung des Schütteltisches soll später veröffentlicht werden.

Infolge der Reibung in den Kugellagern und auf den Laufflächen war die Eigenbewegung des Tisches stark gedämpft. Diese Bewegung des Tisches konnte mit Hilfe eines drehbaren Spiegels registriert werden. Bei den im folgenden angegebenen Versuchen war die Dämpfung des Tisches fast aperiodisch. Die Tischbewegung wurde mit einer Vergrößerung von 550 aufgezeichnet.

1) Die konstruktive Durchbildung und mechanische Ausführung lag in den Händen von Feinmech.-Meister Bressenm.

B. Die Erregung.

Um die Erregung des Tisches entsprechend der Theorie mit Hilfe von zusammengesetzten Sinusschwingungen verschiedener Perioden durchführen zu können, wurden an der Unterseite der beweglichen Platte zwei Fadenpendel mit leicht verstellbarer Fadenlänge befestigt. Die Pendelschwingungen konnten mit Hilfe von Elektromagneten sehr leicht ausgelöst und zum Stillstand gebracht werden. Die Pendelgewichte

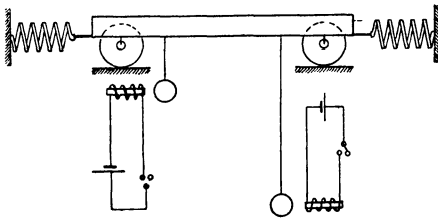


Fig. 38. Schütteltisch und Antrieb.

waren aus Eisen und hatten ein Gewicht von 185 Gramm. Die Prinzipskizze in Figur 38 stellt den Schütteltisch und den Antriebsmechanismus schematisch dar. Die so geschaffene Versuchsanordnung vermeidet sich langsam aufschaukelnde Bewegungen, wie sie beim Rotationsmechanismus nicht zu umgehen sind.

Durch Wahl anderer Gewichte und Federn hat man noch Variationsmöglichkeiten in der Hand, die zusammen mit der Reibung der Tischbewegung eine Reihe weiterer Untersuchungsmöglichkeiten bieten. Es ist auf diese Weise möglich, die Bewegungsform des Tisches weitestgehend zu verändern. Einen kleinen Nachteil dieser Anregung will ich nicht verschweigen, daß nämlich die Bewegung des antreibenden Pendels mit kurzer Schwingungsdauer verhältnismäßig schnell wieder zur Ruhe kommt (vgl. Figur 40).

C. Die Erschütterungsmesser.

Als Ziel schwebte mir vor, neben der Bewegung des Schütteltisches gleichzeitig die von diesem erregten Schwingungen eines Schwingungsmessers und eines Beschleunigungsmessers aufzuzeichnen. Als Beschleunigungsmesser benutzte ich den zuerst von O. Meißer (6) beschriebenen Erschütterungsmesser der Reichsanstalt für Erdbebenforschung. Die Konstanten waren:

$$T_0 = 0,24 \text{ Sekunden,}$$

$$m = 10,9 \text{ kg,}$$

Vergrößerung für unendlich schnelle Schwingungen 6500,

Dämpfung $\Lambda = 5,0$ (log. Dekrement).

Der Schwingungsmesser ist eine Neukonstruktion des Verf. Figur 39 stellt den Schwingungsmesser schematisch dar. Die träge Masse ist mit m bezeichnet. F sind Federn, wobei sich Rasierklingen als sehr brauchbar erwiesen. D ist eine Öldämpfung. Die Bewegung der Masse m wurde

mit Hilfe der Stoßstange SS' auf den drehbar gelagerten Spiegel Sp übertragen. Durch Wahl der Länge der Federn, die zwischen Bohr-
stahl BS geklemmt wurden, konnte man die Schwingungsdauer in weiten
Grenzen ändern. Die Versuchs-
konstanten waren:

$$\begin{aligned} T_0 &= 1,7 \text{ Sekunden,} \\ m &= 0,6 \text{ kg,} \\ \text{Vergrößerung} &= 550, \\ \text{Dämpfung } \Lambda &= 5,7. \end{aligned}$$

Ebenfalls soll später über die Un-
tersuchung dieses neuen Apparates
ausführlich berichtet werden.

Wenn also die Perioden der erregenden Schwingungen von der
Größenordnung 0,5—1,0 sek. waren, dann mußten gleichzeitig die
Schwingungs- und die Beschleunigungskurve der Bewegung des Schüttel-
tisches aufgezeichnet werden.

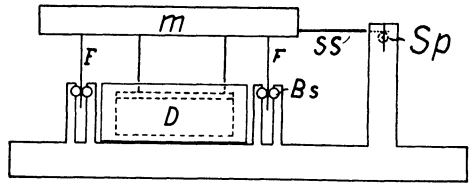


Fig. 39. Schematische Darstellung des
Schwingungsmessers.

D. Die Registrierungen.

Die folgenden Registrierungen sollen im wesentlichen ein quali-
tatives Bild der Erscheinungen geben und die Übereinstimmung von
Theorie und Experiment zeigen.

Wie schon erwähnt, waren die Eigenschwingungen des Schüttel-
tisches stark gedämpft, und zwar infolge von Reibung. Diese Reibungs-
dämpfung machte sich um so stärker bemerkbar, je kleiner die Ge-
schwindigkeiten der erregenden Schwingungen waren. Mit anderen
Worten: Selbst wenn die Schüttelplatte rein sinusförmig mit Hilfe von
angehängten Pendeln in der in Figur 38 dargestellten Weise erregt wird,
so wird diese sinusförmige Erregung in eine trapezförmige Bewegung
um so mehr umgewandelt, je kleiner die Geschwindigkeiten des Er-
regungsverlaufes sind. Registriert man also gleichzeitig mit der Bewegung
des Schütteltisches die Bewegung des Schwingungs- und des Beschleuni-
gungsmessers, so werden bei großen Geschwindigkeiten einer sinus-
förmigen Erregung des Schütteltisches die drei Kurven einigermaßen
sinusförmig verlaufen. Bei Abnahme der Erregungs- und damit der
Schütteltischamplitude bleibt die Bewegung des Schwingungsmessers
entsprechend den Gesetzen für die Einschwingvorgänge einigermaßen
getreu der Bewegung der Schütteltischplatte. Dagegen geht die Be-
wegung des Beschleunigungsmessers nach Maßgabe der stark wechselnden
Beschleunigungswerte in einen ganz anderen Verlauf über. Eine
sehr instruktive Kurve dieser Art stellt Figur 40 dar. Bei großer Ampli-
tude der Erregung ist der Verlauf der Erregung einigermaßen sinus-

förmig, was in einem sinusförmigen Verlaufe der Aufzeichnungen des Schwingungs- und des Beschleunigungsmessers zum Ausdruck kommt. Mit Abnahme der Amplitude der Erregung wird die Abweichung vom sinusförmigen Verlaufe des Schütteltisches immer größer, was die auffällige Änderung des Beschleunigungsverlaufes veranlaßt.

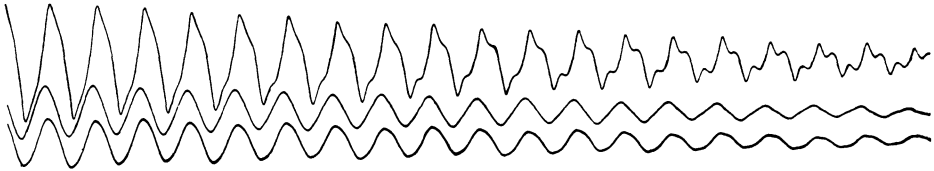


Fig. 40. Obere Kurve: Beschleunigungsmesser. Untere Kurve: Schütteltisch. Maßstab: 1:3. $T = 0,5$ Sek.

Registrierungen mit Hilfe der Erregung durch eine einzelne Pendelschwingung sind in Figur 41 für verschiedene Amplituden der Antriebschwingung zur Darstellung gebracht. Die Erregung entspricht dabei der Form (31) bzw. (32). Die Amplitude des erregenden Pendels ist bei der letzten Registrierung doppelt so groß als bei der ersten.

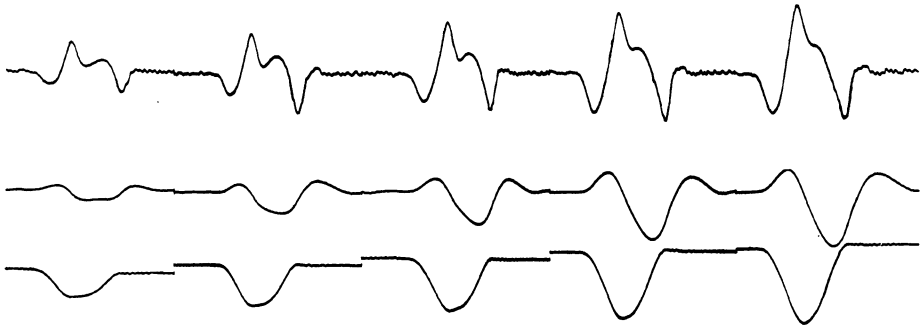


Fig. 41. Maßstab 1:1,7. Erregung durch eine einzelne Pendelschwingung mit $T = 0,75$ Sek. und verschiedenen Amplituden. Die einzelnen Registrierungen sind aneinandergesetzt. Reihenfolge der Kurven wie in Fig. 40.

Auch hier haben wir wieder dasselbe Bild. Der Schwingungsmesser gibt die Tischbewegung einigermaßen getreu wieder, während der Beschleunigungsmesser Kurven vermittelt, deren Zusammenhang mit einer Sinuskurve nicht ohne weiteres zu erkennen ist. Ein Vergleich mit den theoretischen Kurven in den Figuren 25 und 33 zeigt eine schöne Übereinstimmung. Hinsichtlich der Figur 25 muß man allerdings beachten, daß schon nach einer vollen Periode die Erregung aufhört, die angeregte Schwingung in diesem Moment ihre größte Geschwindigkeit hat und aperiodisch in die Ruhelage zurückkehrt. Wenn auch in Figur 25 $\alpha = 1$ ist, aber bei den in Figur 41 gewonnenen Kurven etwas mehr

als zwei betragen hat, so spielt das keine Rolle, da dadurch nur der Ausschwingvorgang der freien Schwingung des Schwingungsmessers etwas länger dauert. Entsprechend (32) zeigt Figur 42 einen Ausschnitt

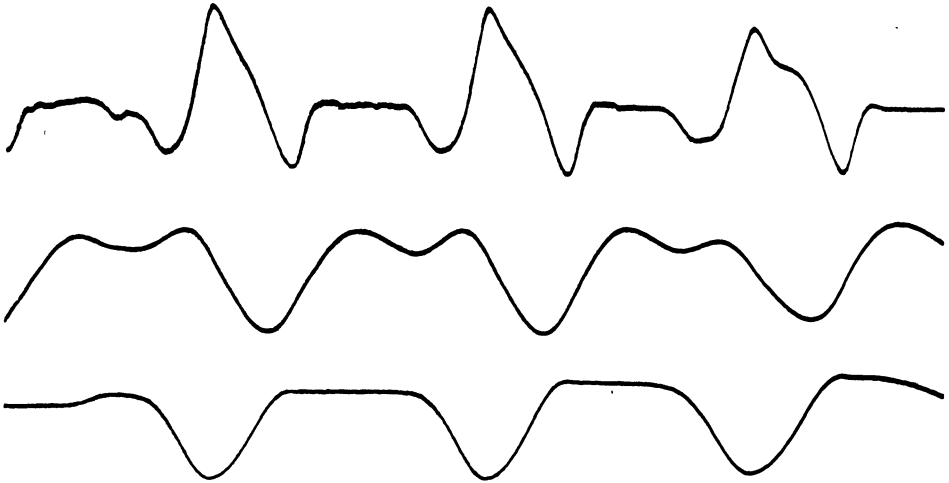


Fig. 42. Maßstab 1 : 1. Erregung durch zwei Sinusschwingungen.

aus dem Verlauf der drei Kurven, wenn die Erregung durch zwei Sinuskurven (in unserem Falle durch die beiden Pendel) erfolgt. Aus der Abbildung in Figur 43 sind die Registrierungen zu entnehmen, wenn

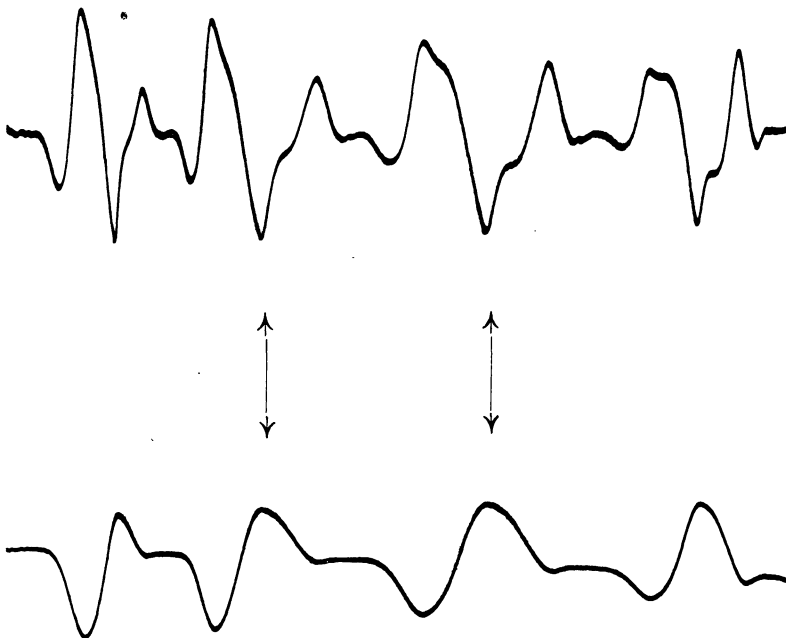


Fig. 43. Maßstab 1 : 1. Erregung durch zwei Sinusschwingungen.

die Bewegung des Schütteltisches etwa in der Form erfolgt, wie sie dem Stoßverlauf in Figur 27 zugrunde gelegt wurde. Und zwar ist in Figur 43 neben der Bewegung des Tisches nur die Kurve des Beschleunigungsmessers enthalten. Man vergleiche besonders die durch Pfeile bezeichneten Stellen in Figur 43 mit der theoretischen Kurve in der Figur 35. Die Figuren 42 und 43 sind dadurch gewonnen worden, daß das Verhältnis der Schwingungsdauern der Antriebspendel nicht ganz dem theoretischen entsprach. Infolgedessen mußte sich das Schwingungsbild

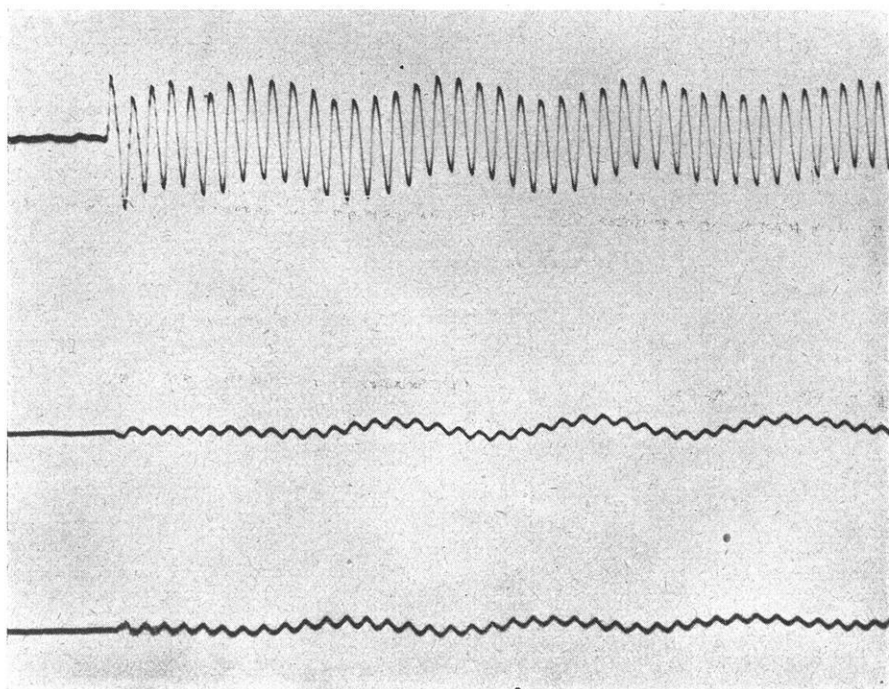


Fig. 44. Maßstab 1,5 : 1. Obere Kurve: $T_0 = 0,24$ Sek. Mittlere Kurve: $T_0 = 1,7$ Sek.
Untere Kurve: Schütteltisch: $T = 0,055$ Sek.

der zusammengesetzten Erregungskurve langsam ändern. Man konnte sich dann aus der fortlaufenden Kurve die entsprechende Stelle aussuchen.

Zum Schluß wollen wir noch zwei ebenfalls sehr instruktive Kurven bringen, die den Beweis für das Nichtvorhandensein eines störenden Einflusses des Einschwingvorganges bei Schwingungsmessern liefern. Wenn man den Schütteltisch mit einer sehr schnellen Schwingung erregt, die also kürzer ist als 0,24 Sekunden, so wirkt auch der bei allen bisherigen Messungen als Beschleunigungsmesser benutzte Erschütterungsmesser als Schwingungsmesser. Es müssen dann alle drei Registrierkurven ungefähr den gleichen Verlauf haben. Zum Zwecke der

Erregung war an dem Schütteltisch eine kurze Blattfeder befestigt, an deren freiem Ende sich ein Gewicht von nur 5 Gramm befand. Mittels Durchbrennens eines Fadens konnte das Gewicht in Schwingungen versetzt werden. Die Schwingungsdauer betrug zwischen 0,03 und 0,06 Sekunden. Das Gewicht der Schüttelplatte betrug einschließlich der darauf befindlichen Apparate 18 kg.

Die Ergebnisse sind in den Figuren 44 und 45 mit den entsprechenden Angaben wiedergegeben. Aus diesen Figuren ist zu entnehmen, in welchem

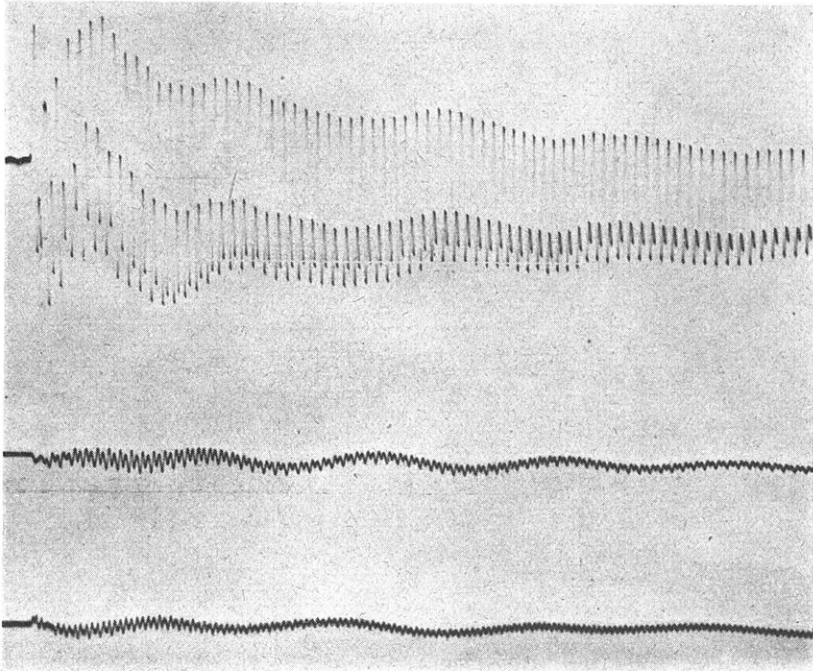


Fig. 45. Konstanten und Maßstab wie in Fig. 42. $T = 0,034$ Sek. Erregung nicht sinusförmig.

Maße die drei Bewegungen in Übereinstimmung zu bringen sind. Da die Vergrößerung des Seismometers mit $T_0 = 0,24$ Sek. wesentlich größer ist, sind die Feinheiten der Übereinstimmung vor allen Dingen der Figur 45 zu entnehmen. Man muß dabei allerdings berücksichtigen, daß die Registrierungen der beiden Seismometer entgegengesetzt verlaufen. Die nicht völlig sinusförmige Erregung in der Figur 45 kam dadurch zustande, daß das Gewicht von 5 Gramm etwas exzentrisch an der Blattfeder angebracht war und dadurch noch die Möglichkeit hatte, eine Drehbewegung ausführen zu können.

Bemerkenswert ist, daß bei so kleinen schnellen Schwingungen die Reibung des Schütteltisches sich nicht mehr bemerkbar macht,

weil trotz der kleinen Amplituden die Geschwindigkeitswerte groß sind. Von einem störenden Einschwingvorgang, wie ihn E. Risch (12) noch jüngst vertritt, ist trotz eines α von rund 40 nichts festzustellen.

§ 4. Folgerungen für die Erdbebenforschung.

Aus den theoretischen Betrachtungen und den experimentell bestätigten Ergebnissen geht deutlich die zweifache Wirkungsweise eines Seismometers hervor. Jedoch haben allein die Japaner Beschleunigungsmesser mit einem T_0 von 0,1 bis 0,2 für die Beurteilung der bei Erdbeben auftretenden Beschleunigungswerte konstruiert. Die maßgebenden Arbeiten darüber sind von M. Ishimoto (25—28) veröffentlicht worden.

Nun besitzen aber 10 % aller auf der Erde verteilten seismischen Stationen Instrumente mit einer Schwingungsdauer $T_0 < 4$ Sekunden. Andererseits fand G. Krumbach (29) bei der Bearbeitung des Südseebebens vom 26. Juni 1924, daß für die direkten Longitudinalwellen (P_n -Wellen) die vorherrschende Periode sich aus dem Häufigkeitsdiagramm zu 8 Sekunden ergab. Somit können ganz allgemein die ersten Aufzeichnungen eines Bebens der genannten 10 % Seismometer nicht ohne weiteres als Perioden der direkten Longitudinalwellen angesprochen werden.

Diese Tatsache mögen zwei Beispiele deutlich machen. Bei der Beschreibung der gleichzeitigen Bebenregistrierungen mit zwei Galitzin-Pendeln verschiedener Periode ($T_0 = 3$ bzw. 20 Sekunden) stellt B. Gutenberg (30) folgendes fest:

„Die Aufzeichnungen unterscheiden sich so sehr voneinander, daß man nur in den seltensten Fällen erkennen kann, daß es sich um die gleichen Komponenten handelt. . . Bei Fernbeben sind in den Aufzeichnungen des kurzperiodischen Pendels meist nur die direkten Longitudinalwellen erkennbar, allerdings viel schärfer und oft mit größeren Amplituden als im langperiodischen Pendel. Im ersteren ist die Wellenperiode von der Größenordnung 1 Sekunde. . .“

Von einem Resonanzeffekt kann man unter diesen Umständen schwerlich sprechen, da die Eigenperiode dreimal so groß ist als die vorherrschend aufgezeichnete Periode.

Nun werden infolge der galvanometrischen Registrierung beim Galitzin die Verhältnisse dadurch kompliziert, daß der dritte bzw. erste Differentialquotient der Seismometerbewegung aufgezeichnet wird. Außerdem wird diese Aufzeichnung durch die Eigenschwingung des Galvanometers nochmals beeinflusst, wenn man nicht einen vollkommen sinusförmigen Verlauf der Erdbebenwellen annimmt. Wie aber selbst bei

einer rein sinusförmigen Erregung mit einer überlagerten Oberschwingung kleiner Amplitude die Beschleunigungskurve den ursprünglichen Erregungsverlauf entstellen kann, zeigt deutlich die von Langer und Thomé seinerzeit im VDI 72, 1928, S. 1561 veröffentlichte Kurve.

Diese Kurve von Langer und Thomé ist in Figur 46 wiedergegeben.

Als zweites Beispiel wollen wir die in Figur 47 und 48 wiedergegebenen Anfänge der Registrierungen des Bebens vom 15. Jan. 1934 betrachten. Die Registrierungen wurden in Jena erhalten und von G. Krumbach (31) in anderem Zusammenhang bereits vollständig veröffentlicht. Die vorliegenden Reproduktionen sind so erfolgt, daß in beiden Figuren die Minutenlängen gleich lang sind und 15 mm betragen. Die Vergrößerungen sind danach 250 (Wiechert 1200 kg-Pendel) und 3000 (15 t-Pendel). Auch hier zeigt sich der große Unterschied in den Perioden der Aufzeichnungen von Schwingungsmesser (Wiechert 1200 kg-Pendel) und Beschleunigungsmesser (15 t-Pendel).

Die Beispiele lassen sich beliebig fortsetzen. Jedoch soll dieser Hinweis genügen, daß man in der Erdbebenforschung die Registrierungen

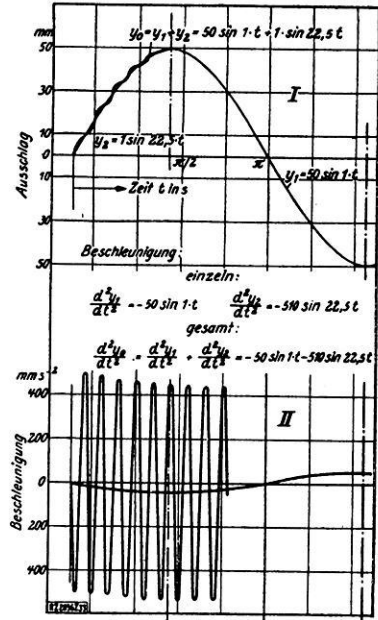


Fig. 46. Hochfrequente Oberschwingungen mit kleiner Amplitude können Verlauf und Größtwert der Beschleunigung stark beeinflussen.
 I Weg-Zeit-Linie.
 II Beschleunigungs-Linie.

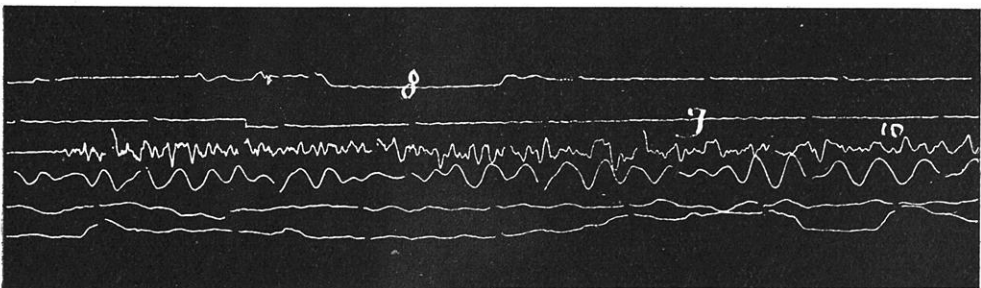


Fig. 47. NS-Komponente des 1200 kg-Wiechert-Seismometers beim Beben vom 15. 1. 1934. $T_0 = 8,8$ Sek. $\Lambda = 2,7$.

von kurzperiodischen Instrumenten auch unter den in der vorliegenden Arbeit gewonnenen Ergebnissen betrachten muß.

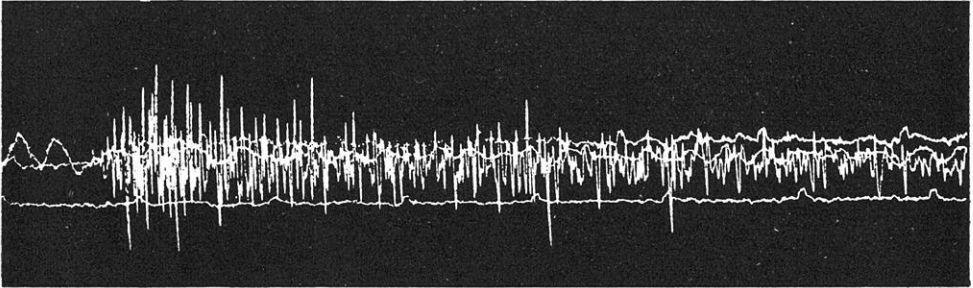


Fig. 48. NS-Komponente des 15000 kg-Seismometers bei demselben Beben.
 $T_0 = 2,2$ Sek. $\Lambda = 3,5$.

§ 5. Folgerungen für die Praxis der Erschütterungsmessungen

Auch für die Praxis der Erschütterungsmessungen ergeben sich bedeutungsvolle Folgerungen:

Entgegen den in der Literatur vertretenen Ansichten stört kein Einschwingvorgang die Aufzeichnungen eines Schwingungsmessers. Mit Hilfe der Aufzeichnungen eines Schwingungsmessers ist es im allgemeinen möglich, sich ein Bild von den Amplituden und vorherrschenden Frequenzen der Erschütterung zu machen. In sehr vielen Fällen aber wird es nicht ohne weiteres möglich sein, zu entscheiden, in welchem Maße noch Oberschwingungen in den Aufzeichnungen vorhanden sind. Danach ergeben sich andere Beschleunigungswerte, als sie sich rechnerisch aus dem aufgezeichneten Schwingungsverlauf ermitteln lassen. Hierüber aber gibt die Aufzeichnung eines Beschleunigungsmessers einwandfrei Auskunft. Das zwingt zu der grundlegenden Forderung:

Zur Beurteilung eines Stoßes und damit jeglicher Erschütterung ist es nötig, daß man die gleichzeitige Aufzeichnung eines Schwingungsmessers und eines Beschleunigungsmessers zur Verfügung hat.

So ist es möglich, sich ein einwandfreies Bild sämtlicher Schwingungselemente zu verschaffen. Denn aus den bisherigen Erfahrungen mit Erschütterungsmessungen weiß man, daß nicht allein die Beschleunigungswerte zur Beurteilung einer Erschütterung genügen, sondern daß vielmehr auch die Perioden und Amplituden von Einfluß sind. Aber noch nicht geklärt ist das Zusammenwirken dieser drei Elemente.

In dieser Beziehung stellt die vorliegende Arbeit einen ersten Schritt dar, da in ihr gezeigt wird, daß doch die Verhältnisse teilweise ganz anders liegen, als man es bisher als sicher angenommen hat. Eine große

Aufgabe ist jedoch noch zu erfüllen, bis das mir vorschwebende Ziel, eine experimentell gesicherte Skala für die Beurteilung der Wirksamkeit von Verkehrserschütterungen zu schaffen, erreicht ist. Dazu wird unter neuen Gesichtspunkten manche Arbeit, die bereits in der Literatur vorhanden ist, von großem Nutzen sein.

§ 6. Zusammenfassung.

1. Es werden die theoretischen Einschwingkurven bei Galvanometern und Erschütterungsmessern für eine sinusförmige Erregung mit beliebiger Anfangsphase abgeleitet und durch Kurvenbeispiele erläutert.
2. Für den Verlauf eines Stoßes werden verschiedene Ansätze diskutiert und die Aufzeichnung durch Erschütterungsmesser eingehend untersucht.
3. Mit Hilfe einer neuen Apparatur werden die theoretischen Betrachtungen experimentell bestätigt.
4. Aus den theoretischen und experimentellen Ergebnissen konnten wichtige Folgerungen für die Erdbebenforschung und grundlegende Forderungen für die Praxis der Erschütterungsmessungen abgeleitet werden.

Literaturverzeichnis.

- 1) H. W. Koch und W. Zeller, Zur Theorie der Schwingungsmesser. Zeitschr. f. Instrumentenkunde **53**, 1933, S. 64—70.
- 2) C. A. Heiland, Certain Instrument Problems in Reflection Seismology. Transactions A. I. M. E. **110**, S. 411—454.
- 3) B. Galitzin, Vorlesungen über Seismometrie, herausgegeben von O. Hecker, Leipzig 1914.
- 4) E. Risch, Messungen von Verkehrserschütterungen. Verkehrstechnik **1929**, S. 707—710.
- 5) W. Zeller, Praktische und theoretische Untersuchung von Schwingungsmessern zur Aufnahme und Beurteilung von Verkehrserschütterungen. Zeitschr. f. Bauwesen **80**, 1930, S. 171—184.
- 6) O. Meißer, Beiträge zu einer experimentellen Seismik. Veröff. der Reichsanstalt für Erdbebenforschung, Heft 9, Jena 1929.
- 7) A. Steinheil, Gebäudeschwingungen und ihre Feinmessung mit tragbaren Geräten. Diss. München T. H. 1931.
- 8) W. Zeller und H. W. Koch, Kritik der Aufzeichnung von Schwingungsmessern. ZS. VDI. **75**, 1931, S. 1509—1511.
- 9) — — Der Einschwingvorgang bei Seismographen und Beschleunigungsmessern. Verkehrstechnik **1932**, S. 290—293.
- 10) — — Die Genauigkeit von seismographischen Messungen nichtstationärer Vorgänge. Zeitschr. f. techn. Phys. **14**, 1933, S. 162—165.
- 11) W. Zeller, Erschütterungsmessungen mit Seismographen. Der Straßenbau, **21**, 1930, S. 312—314.

- 12) E. Risch, Messung von Verkehrserschütterungen. Umschau **39**, 1935, S. 170 bis 172.
- 13) H. Martin, Schwingungslehre. Handbuch der Experimentalphysik **17**, Teil 1. Leipzig 1934.
- 14) H. Backhaus, Über die Bedeutung der Ausgleichvorgänge in der Akustik. Zeitschr. f. techn. Phys. **13**, 1932, S. 31—46.
- 15) Hans Neumann, Ein- und Ausschwingvorgänge an elektrodynamischen Lautsprechern mit starken Magnetfeldern. Zeitschr. f. techn. Phys. **12**, 1931, S. 627—632.
- 16) H. Zöllich, Aufzeichnung schnell veränderlicher Vorgänge. Kunstschaltungen zum Mindern von Verzerrungen. A. T. M. Dezember 1934, V. 365—5.
- 17) Ch. Tsuboi, Transient Motions of a Pendulum Caused by an External Vibration with Sudden or Gradual Commencement. Bull. Earthqu. Res. Inst. Tokyo **12**, 1934, S. 426—445.
- 18) A. Becker, Die Schädlichkeit der Verkehrserschütterungen. Verkehrstechn. **1933**, S. 74—76, 130—131, 184—187.
- 19) S. Nakamura, On the Estimation of the First Motion of Earthquake. Proc. of the Imp. Acad. of Japan. Tokyo **3**, 1927, S. 32—34.
- 20) T. Matuzawa, Earthquake Motion with a Constant Accélération? Proc. of the Imp. Acad. of Japan. Tokyo **3**, 1927, S. 68—71.
- 21) H. P. Berlage, Untersuchung des de Quervain-Piccardschen Seismographen und einiger allgemeiner seismometrischer Probleme. Jahresber. d. Schweizer. Erdbebendienstes 1923, 36 S.
- 22) T. Suzuki, A Study on the Initial Motion of Earthquakes. Bull. of the Earthqu. Res. Inst. Tokyo **12**, 1934, S. 15—18.
— On the Movement of Pendulum under Influence of the Motion of Shock Type. Ibid. **12**, 1934, S. 155—162.
- 23) A. Ramspeck, Eine Schüttelplatte zur Untersuchung von Seismographen. Zeitschr. f. Geophys. **8**, 1932, S. 71—74.
- 24) G. Angenheister, Verwendung der Resonanzmethode bei seismischen Untersuchungen. Union Géodésique et Géophysique internationale. Publ. du Bureau Central S. A. No. 10.
- 25) M. Ishimoto, Etude préliminaire sur l'accélération des séismes. Bull. of the Earthqu. Res. Inst. Tokyo **9**, 1931, S. 159—166.
- 26) M. Ishimoto, Un sismographe accélérométrique et ses enregistrements. Bull. of the Earthqu. Res. Inst. Tokyo **9**, 1931, S. 316—331.
- 27) — Comparaison accélérométrique des secusses sismiques dans deux parties de la ville Tokyo. Bull. of the Earthqu. Res. Inst. Tokyo **10**, 1932, S. 171 bis 186.
- 28) — Construction d'un sismographe accélérométrique pour la composante verticale. Bull. of the Earthqu. Res. Inst. Tokyo **11**, 1933, S. 717—723.
- 29) G. Krumbach, Die Ausbreitung von Erdbebenwellen in großen Herdentfernungen bei dem Südseebeben vom 26. Juni 1924. Veröff. der Reichsanst. f. Erdbebenforschung, Heft 16a. Jena 1934.
- 30) B. Gutenberg, Registrierungen mit zwei Galitzinpendeln verschiedener Periode. Gerl. Beitr. z. Geophys. **25**, 1930, S. 74—80.
- 31) G. Krumbach, Über die Aufzeichnung von Fernbeben mit kurzperiodischen Seismometern. Veröff. d. Reichsanst. f. Erdbebenforschung, Heft 23, Jena 1934, S. 11—16.