

Werk

Jahr: 1936

Kollektion: fid.geo

Signatur: 8 GEOGR PHYS 203:12

Digitalisiert: Niedersächsische Staats- und Universitätsbibliothek Göttingen

Werk Id: PPN101433392X_0012

PURL: http://resolver.sub.uni-goettingen.de/purl?PPN101433392X_0012

LOG Id: LOG_0040

LOG Titel: Der Kopplungsfaktor bei galvanometrisch registrierenden Seismographen

LOG Typ: article

Übergeordnetes Werk

Werk Id: PPN101433392X

PURL: <http://resolver.sub.uni-goettingen.de/purl?PPN101433392X>

OPAC: <http://opac.sub.uni-goettingen.de/DB=1/PPN?PPN=101433392X>

Terms and Conditions

The Goettingen State and University Library provides access to digitized documents strictly for noncommercial educational, research and private purposes and makes no warranty with regard to their use for other purposes. Some of our collections are protected by copyright. Publication and/or broadcast in any form (including electronic) requires prior written permission from the Goettingen State- and University Library.

Each copy of any part of this document must contain these Terms and Conditions. With the usage of the library's online system to access or download a digitized document you accept the Terms and Conditions.

Reproductions of material on the web site may not be made for or donated to other repositories, nor may be further reproduced without written permission from the Goettingen State- and University Library.

For reproduction requests and permissions, please contact us. If citing materials, please give proper attribution of the source.

Contact

Niedersächsische Staats- und Universitätsbibliothek Göttingen
Georg-August-Universität Göttingen
Platz der Göttinger Sieben 1
37073 Göttingen
Germany
Email: gdz@sub.uni-goettingen.de

Der Koppelungsfaktor bei galvanometrisch registrierenden Seismographen

Von **Gerhard Schmerwitz**, Jena — (Mit 8 Abbildungen)

Galvanometrisch registrierende Seismographen sind Systeme mit Dämpfungskoppelung. Eine theoretische Ableitung des von außen ungestörten Bewegungsvorganges führt zu dem Ergebnis, daß infolge der Koppelung in jedem System zwei Eigenschwingungen veränderter Frequenz und Dämpfung zugleich auftreten. Bei starker Koppelung (Koppelungsfaktor nahezu 1) verschwindet in der einen Schwingung die Dämpfung fast ganz, während die andere stark aperiodisch wird. Dieses Ergebnis der Rechnungen wird durch hierzu angestellte Versuche experimentell bestätigt. Bei den gebräuchlichen Galitzinordnungen liegen die Koppelungsfaktoren etwa zwischen 0.1 bis 0.5. Hier treten die Störungen nur in abgeschwächter Form in Erscheinung. Die neuen Instrumententwürfe dieser Art mit geringer Seismometermasse (wie nachgewiesen wird, ist das Verhältnis der Trägheitsmomente maßgebend) besitzen infolge des Koppelungsfaktors keine einfach-harmonische Eigenschwingung. Eine einwandfreie Deutung der von solchen Instrumenten gelieferten Seismogramme ist daher nicht mehr gesichert.

1. Einleitung

Von B. Galitzin wurde die galvanometrische Methode für die vergrößerte Aufzeichnung von Seismometerbewegungen entwickelt*). Eine oder mehrere mit der Seismometermasse starr verbundene Induktionsspulen bewegen sich in dem Feld eines kräftigen feststehenden Permanentmagneten; die hierbei induzierten Ströme werden einem entfernt aufgestellten Galvanometer zugeführt.

Von Galitzin ist für diese Anordnung eine Theorie gegeben worden. In den Ausgangsgleichungen wurde hierbei zur Vereinfachung der Rechnung eine Rückwirkung des Galvanometers auf das Seismometer nicht mit einbezogen. Nach Galitzin (l. c. S. 223) haben die zur Untersuchung dieser Frage angestellten Beobachtungen gezeigt, daß bei einer nicht zu geringen Masse des Seismometers diese Rückwirkung belanglos ist.

Unter gewissen Umständen (z. B. bei der Konstruktion eines Klinographen) ist es notwendig zu wissen, ob in dieser Beziehung genau das Massenverhältnis beider Systeme maßgebend ist oder eine andere damit in Zusammenhang stehende Größe wie die Wurzel aus den Massen oder vielleicht die Trägheitsmomente oder deren Wurzel. Hierüber gibt nur eine Rechnung die richtige Auskunft.

Die mathematische Formulierung der Differentialgleichungen unter Berücksichtigung der Rückwirkung des Galvanometers wurde bereits von F. Wenner**) aufgestellt und eine partikuläre Lösung für den Fall erzwungener Schwingungen

*) Z. B. Galitzin: Vorlesungen über Seismometrie. Teubner, Leipzig 1914, S. 222 bis 226 u. S. 285 bis 379.

**) F. Wenner, Bureau of Standards Journal of Research 2, Mai 1929, S. 963 bis 999 (Research Paper Nr. 66).

durchgeführt. Auf der gleichen Grundlage ist kürzlich auch eine Diskussion der Lösungen von Coulomb und Grenet*) gegeben worden. Die in dem ersten Fall durchgeführte und die in dem zweiten vorgeschlagenen Neukonstruktionen besitzen gegenüber dem bisher Üblichen nur noch den etwa 14. Teil der Seismometermasse. Sie stehen damit in einem gewissen Gegensatz zu den eben erwähnten Erfahrungen von B. Galitzin.

Weiterhin ist zu bedenken, daß bei gekoppelten Systemen Ausgangsfrequenz und -dämpfung verändert werden und jedes System für sich eine aus zwei Schwingungen verschiedener Periode und Dämpfung zusammengesetzte Bewegung ausführt.

Über diese Eigenschaften der freien Schwingungen eines gekoppelten Systems muß man sich zuerst Klarheit verschaffen, bevor man daran geht, die erzwungenen Schwingungen zu berechnen und die dynamische Vergrößerungsfunktion aufzustellen. Das letztgenannte ist in den beiden erwähnten Arbeiten bereits geschehen. In diesen bleibt vor allem noch der Nachweis offen, wie weit durch das benutzte *partikuläre* Integral die Verhältnisse wirklich dargestellt werden. Diese Frage soll hier zunächst noch nicht behandelt werden.

2. Freie Schwingungen zweier Systeme mit Dämpfungskoppelung

Die Differentialgleichungen gekoppelter Systeme sind bereits von Rayleigh aufgestellt worden. Lösungen wurden in Sonderfällen erst später von M. Wien, P. Drude**) u. a. für elektrische und akustische Anwendungen durchgeföhrt.

Von den drei hierbei möglichen Koppelungsarten, der Beschleunigungs-, Kraft- und Dämpfungskoppelung sind bisher nur die beiden erstgenannten wegen ihrer praktischen Bedeutung ausführlicher behandelt worden. Das System: Seismometer—Galvanometer ist wohl der erste Fall, in dem auch die Dämpfungskoppelung eine Anwendung erhält.

In Anlehnung an die in der Physik übliche Bezeichnungsweise wird die Bewegungsgleichung des Seismometers und des Galvanometers wie folgt geschrieben:

$$\frac{d^2 x_1}{dt^2} + 2 h_1 \frac{dx_1}{dt} + k_1^2 \cdot x_1 + 2 \sigma_1 h_1 \frac{dx_2}{dt} = 0 \text{ (Galvanometer) } \dots (1)$$

$$\frac{d^2 x_2}{dt^2} + 2 h_2 \frac{dx_2}{dt} + k_2^2 \cdot x_2 + 2 \sigma_2 h_2 \frac{dx_1}{dt} = 0 \text{ (Seismometer) } \dots (2)$$

Hierbei bedeuten: h_1 und h_2 die Dämpfungskonstanten; k_1, k_2 die Kreisfrequenzen; σ_1 und σ_2 zwei Faktoren, welche den Grad der Rückwirkung der beiden Systeme

*) J. Coulomb et G. Grenet: Nouveaux principes de construction des seismographes électromagnétiques. Ann. de Phys. 11. serie t. 3. (Avril 1935).

**) M. Wien: Ann. d. Phys. 61, 163 (1897); P. Drude: ebenda 13, 512 (1904). Eine gute Übersicht in W. Hort: Techn. Schwingungslehre, S. 634. Berlin, Springer, 1922.

aufeinander angeben. Der Koppelungsfaktor wird mit $\sigma = \sqrt{\sigma_1 \cdot \sigma_2}$ bezeichnet. Die Dämpfungen und Frequenzen können beliebige Ausgangswerte besitzen; der Faktor σ jedoch nur Werte zwischen 0 und 1.

Durch zweimaliges Differenzieren und Einsetzen erhält man für x_1 bzw. x_2 je eine Differentialgleichung vierter Ordnung von der Form:

$$\frac{d^4 x}{dt^4} + 2(h_1 + h_2) \frac{d^3 x}{dt^3} + (k_1^2 + k_2^2 + 4h_1 h_2 [1 - \sigma^2]) \frac{d^2 x}{dt^2} + 2(h_1 k_2^2 + h_2 \cdot k_1^2) \frac{dx}{dt} + k_1^2 \cdot k_2^2 \cdot x = 0.$$

Um diese Gleichung zu lösen, müssen die Wurzeln der charakteristischen Gleichung (siehe z. B. Czuber: Lineare Differentialgleichungen. Vorlesungen Bd. II, S. 469) bekannt sein. Diese lautet hier:

$$r^4 + 2(h_1 + h_2)r^3 + (k_1^2 + k_2^2 + 4h_1 h_2 [1 - \sigma^2])r^2 + 2(h_1 k_2^2 + h_2 k_1^2)r + k_1^2 k_2^2 = 0.$$

Nach Einführung der neuen Veränderlichen $z = r + \frac{h_1 + h_2}{2}$ erhält man die Form:

$$\left. \begin{aligned} z^4 + z^3 \left(k_1^2 - h_1^2 + k_2^2 - h_2^2 - \frac{(h_1 - h_2)^2}{2} - 4h_1 h_2 \sigma^2 \right) \\ + z \cdot (h_2 - h_1) \cdot [k_1^2 - h_1^2 - k_2^2 + h_2^2] + 4[h_1 + h_2] \cdot h_1 h_2 \cdot \sigma^2 + \left(\frac{h_1 - h_2}{2} \right)^4 \\ + \left(\frac{h_1 - h_2}{2} \right)^3 (k_1^2 - h_1^2 + k_2^2 - h_2^2) + (k_1^2 - h_1^2)(k_2^2 - h_2^2) - h_1 h_2 (h_1 + h_2)^2 \sigma^2 = 0 \end{aligned} \right\} (3)$$

Die Wurzeln dieser Gleichungen müssen, falls die Lösung wieder zu einer periodischen Funktion führen soll, komplex angesetzt werden und die Form haben:

$$z_1 = \beta + i \cdot \omega_1, \quad z_2 = \beta - i \cdot \omega_1, \quad z_3 = -\beta + i \cdot \omega_2, \quad z_4 = -\beta - i \cdot \omega_2,$$

dann ist

$$\left. \begin{aligned} r_1 = \beta - \frac{h_1 + h_2}{2} + i \cdot \omega_1 = -\delta_1 + i \cdot \omega_1; \quad r_2 = \beta - \frac{h_1 + h_2}{2} - i \cdot \omega_1 = -\delta_1 - i \cdot \omega_1 \\ r_3 = -\beta - \frac{h_1 + h_2}{2} + i \cdot \omega_2 = -\delta_2 + i \cdot \omega_2; \quad r_4 = -\beta - \frac{h_1 + h_2}{2} - i \cdot \omega_2 = -\delta_2 - i \cdot \omega_2 \end{aligned} \right\} (4)$$

Es können aber auch ein oder zwei Paare reeller Lösungen vorhanden sein, womit die Fälle beliebiger aperiodisch gedämpfter Bewegungen erfaßt werden. Um hierfür die Einführung neuer Bezeichnungen zu vermeiden, sollen diese durch imaginäre Werte von ω_1 und ω_2 gegeben sein, so daß dann $i \cdot \omega_1$ und $i \cdot \omega_2$ reelle Zahlen darstellen.

Unter diesen Voraussetzungen müssen die Lösungen der Differentialgleichungen in folgenden drei Formen aufgestellt werden:

I. (ω_1 und ω_2 reell). Lösung durch zwei periodische Funktionen.

$$\left. \begin{aligned} x_1 &= A_1 \cdot e^{-\delta_1 t} \cdot \sin(\omega_1 t + \varphi_1) + B_1 \cdot e^{-\delta_2 t} \cdot \sin(\omega_2 t + \varphi_2) \quad (\text{Galv.}) \\ x_2 &= A_2 \cdot e^{-\delta_1 t} \cdot \sin(\omega_1 t + \varphi_1) + B_2 \cdot e^{-\delta_2 t} \cdot \sin(\omega_2 t + \varphi_2) \quad (\text{Seism.}) \end{aligned} \right\} (5)$$

II. (ω_1 reell; ω_2 imaginär.) Lösung durch eine periodische und eine aperiodische (Exponential-) Funktion.

$$\left. \begin{aligned} x_1 &= A_1 \cdot e^{-\delta_1 t} \cdot \sin(\omega_1 t + \varphi_1) + e^{-\delta_2 t} \cdot (c_3 \cdot e^{\omega_2 t} + c_4 \cdot e^{-\omega_2 t}) \quad (\text{Galv.}), \\ x_2 &= A_2 \cdot e^{-\delta_1 t} \cdot \sin(\omega_1 t + \varphi_1) + B' \cdot e^{-\delta_2 t} \cdot (c_3 \cdot e^{\omega_2 t} + c_4 \cdot e^{-\omega_2 t}) \quad (\text{Seism.}) \end{aligned} \right\} (6)$$

III. (ω_1 und ω_2 imaginär.) Lösung durch zwei aperiodische Funktionen

$$\left. \begin{aligned} x_1 &= e^{-\delta_1 t} \cdot (c_1 \cdot e^{\omega_1 t} + c_2 \cdot e^{-\omega_1 t}) + e^{-\delta_2 t} \cdot (c_3 \cdot e^{\omega_2 t} + c_4 \cdot e^{-\omega_2 t}) \quad (\text{Galv.}), \\ x_2 &= A' \cdot e^{-\delta_1 t} \cdot (c_1 \cdot e^{\omega_1 t} + c_2 \cdot e^{-\omega_1 t}) + B' \cdot e^{-\delta_2 t} (c_3 \cdot e^{\omega_2 t} + c_4 \cdot e^{-\omega_2 t}) \quad (\text{Seism.}) \end{aligned} \right\} (7)$$

Die Werte der Konstanten: $A_1, B_1; A_2, B_2; \varphi_1, \varphi_2$ bzw. $A_1, A_2, \varphi_1, B', c_3, c_4$ bzw. $A', c_1, c_2, B', c_3, c_4$ sind jeweils aus den gegebenen Werten $k_1, k_2, h_1, h_2, \sigma$ und gemäß der willkürlichen Wahl der Anfangsbedingungen zu bestimmen. In Sonderfällen kann es gelingen, für diese Beziehungen einfache Ausdrücke zu finden.

Bei ganz allgemeinen Ausgangswerten läßt sich jedoch eine geschlossene Form nicht angeben, da die Lösung auf Gleichungen dritten Grades stößt, die teils die Anwendung der Cardanischen Formel, teils trigonometrische Rechnung erfordert. In Anlehnung an einen ähnlichen Weg, den P. Drude eingeschlagen hat, geht die Bestimmung der Konstanten dann wie folgt vor sich: Eine Gleichung vierten Grades mit den Wurzeln z_1, z_2, z_3, z_4 kann geschrieben werden:

$$(z - z_1) \cdot (z - z_2) \cdot (z - z_3) \cdot (z - z_4) = 0.$$

Durch Lösen der Klammern und Vergleich mit den Formeln (3) und (4). Kap. 2 ergeben sich die Beziehungen:

$$\left. \begin{aligned} \omega_1^2 + \omega_2^2 - 2\beta^2 &= k_1^2 - h_1^2 + k_2^2 - h_2^2 - \frac{(h_1 - h_2)^2}{2} - 4h_1 h_2 \sigma^2 &= a \\ 2\beta(\omega_1^2 - \omega_2^2) &= (h_2 - h_1)(h_1^2 - k_2^2 - h_1^2 + h_2^2) + 4(h_1 + h_2)h_1 \cdot h_2 \cdot \sigma^2 &= b \\ (\omega_1^2 + \beta^2)(\omega_2^2 + \beta^2) &= \left(\frac{h_1 - h_2}{2}\right)^4 + \left(\frac{h_1 - h_2}{2}\right)^2 (k_1^2 + k_2^2 - h_1^2 - h_2^2) \\ &\quad + (k_1^2 - h_1^2)(k_2^2 - h_2^2) - h_1 h_2 (h_1 + h_2)^2 \sigma^2 &= c \end{aligned} \right\} (8)$$

Da die rechten Seiten sich aus den gegebenen Größen zusammensetzen, werden diese mit den Parameterwerten a, b, c bezeichnet. Mit Hilfe dieser Gleichungen lassen sich die drei Unbekannten $\omega_1, \omega_2, \beta$ und hieraus nach (4) auch δ_1 und δ_2 in allen Fällen ermitteln. Das Verfahren ist ausführlich bei anderer Gelegenheit bereits in Gerlands Beitr. Bd. 4, Heft 3, S. 280—281 (1934) dargestellt worden.

Bei der von Galitzin getroffenen Anordnung: $k_1 = h_1 = k_2 = h_2$, die auch annähernd von der Wennerschen Konstruktion eingehalten wird, vereinfachen sich die Rechnungen in folgender Weise: Man setze die Lösungen (5) bzw. (6) oder (7) nach ein- und zweimaligem Differenzieren in die Ausgangsgleichungen (1) und (2) ein und beachte, daß diese zu allen Zeiten t identisch Null sein müssen. Es sind daher die Koeffizienten gleicher Zeitfunktionen einzeln gleich Null zu setzen.

Das einfache Ergebnis dieser Rechnungen lautet bei Erweiterung der oben gemachten Voraussetzungen auf: $k_1 = k_2$; $h_1 = h_2$ (wodurch auch beliebige, gleich stark gedämpfte Systeme erfaßt werden):

$$k^2 = \omega_1^2 + \delta_1^2 = \omega_2^2 + \delta_2^2 \dots \dots \dots (9)$$

Mit den Abkürzungen: $k_1 = k_2 = k$, $h_1 = h_2 = h$.

Für aperiodische Lösungen folgen die gleichen Beziehungen, wobei jedoch ω_1 und ω_2 imaginäre Werte darstellen.

Weiter ergibt sich für die Amplitudenverhältnisse:

$$\frac{A_1}{A_2} = \frac{1}{A'} = \frac{\delta_1 - h}{h \cdot \sigma_2} = \frac{h \cdot \sigma_1}{\delta_1 - h} \quad \text{und} \quad \frac{B_1}{B_2} = \frac{1}{B'} = \frac{\delta_2 - h}{h \cdot \sigma_2} = \frac{h \cdot \sigma_1}{\delta_2 - h}.$$

Das führt schließlich für δ_2 und δ_1 zu einer einfachen linearen Abhängigkeit vom Koppelungsfaktor:

$$\boxed{\delta_{2;1} = h \cdot (1 \pm \sigma)} \dots \dots \dots (10)$$

Auch für die Kreisfrequenzen folgen dann einfache Beziehungen:

$$\boxed{\begin{aligned} \omega_1^2 &= k^2 - h^2 \cdot (1 - \sigma)^2 \\ \omega_2^2 &= k^2 - h^2 \cdot (1 + \sigma)^2 \end{aligned}} \dots \dots \dots (11)$$

Hieraus ergeben sich ω_1^2 und ω_2^2 bei aperiodischen Lösungen negativ.

Im Fall I wird dann die Bewegung eines jeden der beiden Systeme durch folgende Funktionen der Zeit dargestellt:

$$\left. \begin{aligned} x_1 &= A_1 \cdot e^{-\lambda(1-\sigma)t} \cdot \sin(\sqrt{k^2 - h^2(1-\sigma)^2} \cdot t + \varphi_1) \\ &+ B_1 \cdot e^{-\lambda(1+\sigma)t} \cdot \sin(\sqrt{k^2 - h^2(1+\sigma)^2} \cdot t + \varphi_2), \\ x_2 &= A_1 \cdot \frac{\delta_1 - h}{h \cdot \sigma_1} \cdot e^{-\lambda(1-\sigma)t} \cdot \sin(\sqrt{k^2 - h^2(1-\sigma)^2} \cdot t + \varphi_1) \\ &+ B_1 \cdot \frac{\delta_2 - h}{h \cdot \sigma_1} \cdot e^{-\lambda(1+\sigma)t} \cdot \sin(\sqrt{k^2 - h^2(1+\sigma)^2} \cdot t + \varphi_2) \end{aligned} \right\} \dots \dots (12)$$

Die vier Konstanten, die auch hier immer noch offen geblieben sind, können erst dann festgelegt werden, wenn die Anfangsbedingungen des Versuches vorliegen. Sie ergeben sich z. B. aus den Anfangslagen x_1 und x_2 und den Anfangsgeschwindigkeiten dx_1/dt und dx_2/dt zur Zeit $t = 0$.

In entsprechender Weise lassen sich auch die Gleichungen für die Fälle II. und III. aufstellen.

3. Formulierung des Koppelungsfaktors

Wenn man weitgehend die von Galitzin gebrauchte Bezeichnungweise verwendet, schreiben sich die Ausgangsgleichungen:

$$\frac{d^2 \varphi}{dt^2} + \frac{b_0 + \frac{(F_1 N_1 S_1)^2}{R + \varrho}}{K_1} \cdot \frac{d\varphi}{dt} + \frac{D_1}{K_1} \cdot \varphi + \frac{F_1 N_1 S_1 \cdot F n N a L}{K_1 (R + \varrho)} \cdot \frac{d\alpha}{dt} = 0 \text{ (Galv.)},$$

$$\frac{d^2 \alpha}{dt^2} + \frac{a_0 + \frac{(F n N a L)^2}{R + \varrho}}{K_2} \cdot \frac{d\alpha}{dt} + \frac{D_2}{K_2} \cdot \alpha + \frac{F_1 N_1 S_1 F n N a L}{K_2 (R + \varrho)} \cdot \frac{d\varphi}{dt} = 0 \text{ (Seism.)}.$$

Abweichend wird hier für den Winkelausschlag des Seismometers der Buchstabe α verwendet. Bei Galitzin tritt das letzte Glied der zweiten Gleichung, das die Rückwirkung auf das Seismometer angibt, natürlich nicht auf. Nebenschlüsse und Vorschaltwiderstände seien zur Vereinfachung der Übersicht nicht vorhanden*).

Da die allgemeine Lösung im vorangehenden Kapitel durchgeführt worden ist, kann man sie hier für den speziellen Fall durch Vergleich übertragen.

Es lauten die Ausdrücke für die Dämpfungskonstanten:

$$\left. \begin{aligned} 2h_1 &= \frac{b_0 + \frac{(F_1 N_1 S_1)^2}{R + \varrho}}{K_1} = \frac{b_0 + b_e}{K_1}, \\ 2h_2 &= \frac{a_0 + \frac{(F n N a L)^2}{R + \varrho}}{K_2} = \frac{a_0 + a_e}{K_2}, \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (13)$$

wobei mit a_e und b_e diejenigen Anteile der Dämpfung ausgedrückt sind, die durch den elektrischen Kreis der Galvanometer- bzw. Seismometerspule allein verursacht werden.

Für die Koppelungsglieder ergibt sich:

$$2\sigma_1 h_1 = \frac{F_1 N_1 S_1 F n N a L}{K_1 (R + \varrho)}; \quad 2\sigma_2 h_2 = \frac{F_1 N_1 S_1 F n N a L}{K_2 (R + \varrho)}.$$

Hieraus folgt für den Koppelungsfaktor die Beziehung:

$$\sigma^2 = \frac{(F_1 N_1 S_1 F n N a L)^2}{4 K_1 K_2 h_1 h_2 (R + \varrho)^2}$$

und mit den Gleichungen (12) lautet der Koppelungsfaktor selbst:

$$\sigma = \sqrt{\frac{b_e \cdot a_e}{(b_0 + b_e)(a_0 + a_e)}} \dots \dots \dots (14)$$

(In den Rechnungen von Coulomb und Grenet ist zwar auch ein auf diesen Koppelungsfaktor durch Umrechnung zurückführbarer Koppelungswert angegeben. Es besteht aber keine Veranlassung, dem seit Rayleigh und M. Wien in allen Gebieten der Physik und ihrer Anwendungen einheitlich verwendeten Ausdruck für den Koppelungsgrad einen neuen, weniger gut geeigneten hinzuzufügen.)

* Eine Berücksichtigung derselben siehe bei Wenner, l. c.

Die übliche Formulierung ist die unmittelbar naheliegende. Der Faktor σ ist Null, wenn keine Koppelung vorhanden ist; er wächst (hier z. B. durch Verstärkung des Magnetfeldes) bis zu dem größtmöglichen Wert der Koppelung: $\sigma = 1$, der nicht überschritten werden kann. Daß ein Wert größer als 1 für σ niemals möglich ist, läßt sich an der Formel (14) leicht übersehen. Denn der Ausdruck für die im Nenner stehenden elektrischen und anderen (Luft-, Öl- oder Kupferplatten-) Dämpfungen ist immer größer als das Produkt der im Zähler stehenden Dämpfungsfaktoren.

Der von Galitzin eingeführte Übertragungsfaktor k_g ist unter Benutzung der zu Anfang dieses Kapitels aufgestellten Gleichungen mit Hilfe des Koppelungsfaktors neu und übersichtlich zu definieren durch:

$$k_g = 2 \cdot \sigma \cdot \sqrt{h_1 \cdot h_2 \cdot \frac{K_2}{K_1}} \dots \dots \dots (15)$$

Wie genau dieser Wert (15) jedoch mit dem nach dem Bestimmungsverfahren, das $\sigma = 0$ zur Voraussetzung hat, übereinstimmt, bleibt noch zu untersuchen. Nur soweit sich die bisherige Darstellung auch als ausreichend erweist, kann ein großer Unterschied nicht bestehen.

Während bisher angenommen wurde, daß die Vergrößerung bei den üblichen Galitzin-Anordnungen beliebig weit getrieben werden könnte, zeigt die neue Beziehung, daß bei feststehendem K_1, K_2, h_1, h_2 für die Vergrößerung des Systems eine obere Grenze nicht überschritten werden kann, die hier schon bei etwa 100 liegt. Andererseits sind aus (15) aber auch die Bedingungen zur Erreichung wesentlich höherer Übertragungsfaktoren abzulesen! In dieser Hinsicht wird die Formel durch die erst kürzlich veröffentlichten experimentellen Daten neuer japanischer Konstruktionen*) bestätigt.

4. Verlauf der Koppelungsfrequenzen und Dämpfungen

In den Fig. 1 und 2 ist der Einfluß des Koppelungsfaktors σ auf die Frequenz und Dämpfung, wie er sich aus den Gleichungen (10) und (11) für verschiedene, in beiden Systemen gleiche Ausgangsdämpfungen berechnet, durch Kurven dargestellt. Die Zahlenwerte beziehen sich auf eine Schwingungsdauer von 12 sec und somit auf eine Kreisfrequenz von 0.5236. Die Kurven können jedoch ganz allgemein bei jeder Ausgangsfrequenz verwendet werden, wenn man für den hier gewählten Wert 0.5236 die neue Einheit wählt und den Maßstab der Ordinate auf diese bezieht.

Kurve I gilt für die kritische Dämpfung (den aperiodischen Grenzfall) $h = k$;

Kurve II für $h = \frac{2}{\sqrt{5}} \cdot k = 0.893 \cdot k$; Kurve III für $h = \sqrt{\frac{2}{7}} \cdot k = 0.757 \cdot k$;

Kurve IV für $h = \frac{1}{\sqrt{3}} \cdot k = 0.578 \cdot k$; Kurve V für $h = \frac{1}{\sqrt{5}} \cdot k = 0.447 \cdot k$;

*) Eiiti Nisimura, Vibrations of the Aso Volcanological Laboratory Building. Kyoto Imp. Univ., Ser. A, 19 (1936), S. 191.

Kurve VI für $h = \frac{1}{\sqrt{31}} \cdot k = 0.180 \cdot k$. Durch die Kurve Ia sind die Werte für eine überkritische Ausgangsdämpfung $h = 2k$ dargestellt.

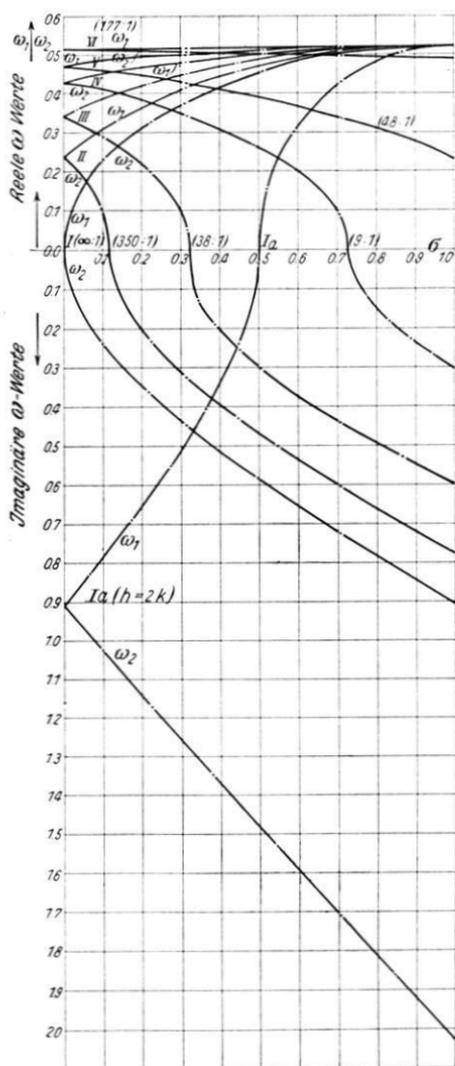


Fig. 1

Verlauf der veränderten Kreisfrequenzen ω_1 ; ω_2 in Abhängigkeit von dem Koppelungsgrad σ bei sieben verschiedenen, in beiden Systemen gleichen Ausgangsdämpfungen

Für jeden Koppelungswert σ ergeben sich immer zugleich zwei verschiedene Frequenzen und Dämpfungen, aus denen sich nach (2), (5), (6) und (7), Kap. 2 die Bewegung des Galvanometers und die des Seismometers zusammensetzt. Bei

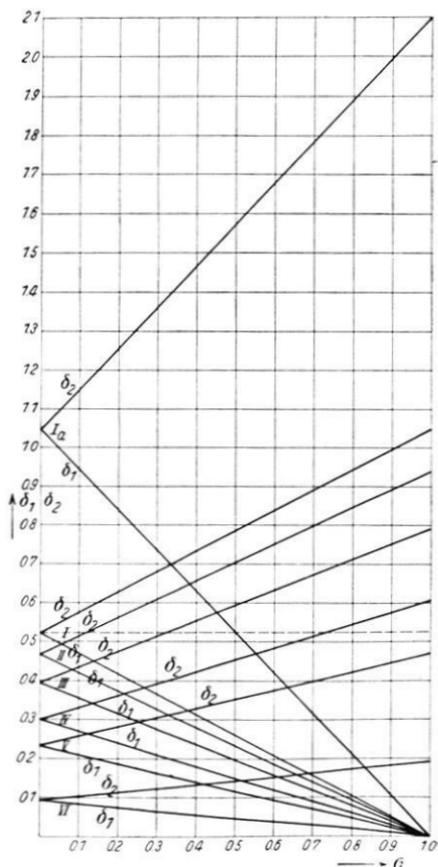


Fig. 2

Verlauf der zu den entsprechenden Kurven in Fig. 1 gehörigen veränderten Dämpfungen δ_1 ; δ_2 in Abhängigkeit von dem Koppelungsgrad σ

Werten $h < k$ treten bei kleineren σ -Werten nur periodische Funktionen auf; denn die Lösungen ω_1, ω_2 sind reell und die neuen hierzu gehörenden Dämpfungen δ_1, δ_2 liegen unterhalb des in Fig. 2 durch eine gestrichelte Horizontale angedeuteten Wertes $h = k$. Bei starker Koppelung wird ein ω -Wert imaginär. Die hierzu gehörende Dämpfung δ_2 steigt über den kritischen Wert. Währenddessen nähert sich der andere ω -Wert der Ausgangsfrequenz und die Dämpfung δ_1 hierfür verschwindet langsam, selbst bei noch so hoher überkritischer Ausgangsdämpfung — ein Ergebnis, das anscheinend bisher weder experimentell bemerkt noch rechnerisch vorausgesehen worden ist.

Die ω -Kurven schneiden die Abszisse immer bei dem σ -Wert, bei dem die zugehörige δ -Gerade die Horizontale $h = k$ schneidet.

Wie Kurve I zeigt, wird die von Galitzin geforderte sehr genaue Einstellung der kritischen Dämpfung ($h = k$) infolge der Koppelung weitgehend illusorisch gemacht. Dieser Methode kommt demnach die besondere Exaktheit, die ihr auf Grund der Rechnungen von Galitzin bisher allgemein beigegeben wurde, durchaus nicht zu.

Nach Galitzin, l. c. S. 369, wird die Genauigkeit der Einstellung auf die Grenze der Aperiodizität durch den Faktor μ^2 angegeben. Nach diesem Vorbild findet man in den Berichten von Stationen mit galvanometrisch registrierenden Instrumenten μ^2 immer in den Grenzen von etwa ± 0.01 genau verzeichnet. Diese Angabe entspricht nach den „Seismometrischen Tabellen“ von Galitzin Tabelle 1 einer Einstellung des Dämpfungsverhältnisses in der Größenordnung von $377 \cdot 10^{11} : 1$. Das ist eine schon rein physikalisch unwahrscheinlich genaue Annäherung an die aperiodische Grenze $\infty : 1$!

Die notwendige Aufklärung ergibt sich an Hand der Fig. 1 und 2 unter Berücksichtigung eines mittleren bei Galitzin-Seismometern bestehenden Koppelungsfaktors von $\sigma \sim 0.3$. Man erkennt, daß, auch wenn Galvanometer und Seismometer einzeln absolut genau auf die aperiodische Grenze eingestellt wären (Kurve I), beim Zusammenschalten die wirklich herrschenden Dämpfungsverhältnisse durch die Koppelungswerte $\omega_1, \omega_2, \delta_1, \delta_2$ bei $\sigma = 0.3$ festgelegt sind. Diese berechnen sich hier für die periodische Komponente zu dem praktisch wahrscheinlicheren Wert von $20 : 1$, während die andere Komponente bereits einen stark überkritischen Wert aufweist.

Der in sich einwandfreien Ableitung von Galitzin (Kap. 7, § 3), die zu dieser Überschätzung der Genauigkeit der Methode führte, kann somit wegen der Nichtbeachtung der Rückwirkung nur noch der Wert einer Näherungsrechnung zukommen.

Es sei auch darauf hingewiesen, daß jene Ableitung (abgesehen davon, daß der Koppelungsfaktor in praktischen Fällen nicht einmal klein ist) sich mit der hier durchgeführten Entwicklung durch eine Näherungsdarstellung nicht in Verbindung bringen läßt. Denn wenn σ Null wird, wird der Ausschlag des Galvanometers, wie nachzurechnen ist, auch Null, falls sich zur Zeit $t = 0$ das Galvanometer in Ruhe befand. Hierin äußert sich der prinzipielle Unterschied beider Darstellungsarten.

5. Vergleich der Rechnungen mit dem Experiment

a) *Der Bewegungsverlauf unter Berücksichtigung des Koppelungsfaktors.* Um in großen Zügen auch eine praktische Bestätigung dieser Entwicklungen zu erhalten, wurde an der Reichsanstalt für Erdbebenforschung mit Hilfe eines von Hartmann und Braun gelieferten Galvanometers nach den Angaben von Galitzin zusammen mit einem Horizontalpendel ein Seismograph aufgebaut.

Mit diesem sind bei drei verschieden starken Koppelungen (einer schwachen, mittleren und starken) die Eigenschwingungen des Galvanometers registriert worden. Die Berechnung des nach der Koppelungstheorie zu erwartenden Kurvenverlaufs schließt an die Formel (12) an. Vorausgesetzt wurde experimentell und rechnerisch (Kap. 2) Fall II; (in der Fig. 1 und 2): Kurve I, entsprechend den Galitzin-Bedingungen.

Bei gekoppelten Systemen hängt die Form der Eigenschwingung im Vergleich zu der einfacher Systeme noch hinsichtlich der Phasenverschiebung und der Amplituden von der Wahl der Anfangsbedingungen ab. Diese Bedingungen waren hier:

$$t = 0; \quad \varphi = 0; \quad \frac{d\varphi}{dt} = 0 \text{ Galv.},$$

$$t = 0; \quad \alpha = -\alpha_0; \quad \frac{d\alpha}{dt} = 0 \text{ (Seism.)}.$$

D. h. praktisch: Das Seismometer wird gegen einen Anschlag ($-\alpha_0$) außerhalb der Nullpunktstellung gelegt und (nachdem sich das Galvanometer wieder beruhigt hat: $\varphi = 0$; $d\varphi/dt = 0$) freigelassen.

Da $\omega_1, \omega_2, \delta_1, \delta_2$ gemäß der Gleichung (10) und (11) als bekannt gelten, lauten die Ausdrücke für die Bewegung der beiden Systeme:

$$\varphi = A_1 \cdot e^{-\delta_1 t} \cdot \sin(\omega_1 t + \varphi_1) + e^{-\delta_2 t} \cdot (c_3 \cdot e^{\omega_2 \cdot t} + c_4 \cdot e^{-\omega_2 \cdot t}),$$

$$\alpha = -\sqrt{\frac{K_1}{K_2}} [A_1 \cdot e^{-\delta_1 t} \cdot \sin(\omega_1 t + \varphi_1) - e^{-\delta_2 t} (c_2 \cdot e^{\omega_2 t} + c_4 \cdot e^{-\omega_2 t})].$$

Denn es ist:

$$\frac{A_2}{A_1} = \frac{\delta_1 - h}{h\sigma_1} = -\sqrt{\frac{\sigma_2}{\sigma_1}} = -\sqrt{\frac{K_1}{K_2}},$$

$$B' = \frac{\delta_2 - h}{h\sigma_1} = \sqrt{\frac{\sigma_2}{\sigma_1}} = \sqrt{\frac{K_1}{K_2}}.$$

Das Einsetzen der Anfangsbedingungen führt schließlich zu der für die Berechnung unmittelbar verwendbaren Form der Bewegungen:

$$\left. \begin{aligned} \varphi &= \frac{\alpha_0}{2} \sqrt{\frac{K_2}{K_1}} \left[\frac{1}{\sin \varphi_1} \cdot e^{-\delta_1 t} \cdot \sin(\omega_1 \cdot t + \varphi_1) \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{2\omega_2} \cdot e^{-\delta_2 t} ([\delta_2 - \omega_2] e^{-\omega_2 t} - [\delta_2 + \omega_2] e^{+\omega_2 t}) \right], \\ \alpha &= -\frac{\alpha_0}{2} \left[\frac{1}{\sin \varphi_1} \cdot e^{-\delta_1 t} \cdot \sin(\omega_1 t + \varphi_1) \right. \\ &\quad \left. - \frac{1}{2\omega_2} \cdot e^{-\delta_2 t} ([\delta_2 - \omega_2] \cdot e^{-\omega_2 t} - [\delta_2 + \omega_2] e^{+\omega_2 t}) \right]. \end{aligned} \right\} (16)$$

Hierbei ist die Phasenverschiebung durch $\varphi_1 = \arctg \frac{\omega_1}{\delta_1}$ bestimmt.

In analoger Weise lassen sich auch die beiden anderen Fälle (zwei periodische oder zwei aperiodische Lösungen) in ihrer endgültigen Form aufstellen.

Der Einfluß des Koppelungsfaktors steckt in den Werten $\omega_1, \omega_2, \delta_1, \delta_2, \varphi_1$ vermittelt der Formel (10) und (11) und ist daher in der Formel (16) nicht unmittelbar zu sehen!

b) *Ableitung des Bewegungsvorganges unter den von Galitzin gemachten Voraussetzungen.* Unter den gleichen Anfangsbedingungen wie zuvor lautet hier die Lösung der Bewegungsgleichung eines kritisch gedämpften Seismometers:

	Anfangsbedingungen:
$\alpha = \alpha_0 (1 + h \cdot t) \cdot e^{-h t},$	$t = 0, \quad \alpha = \alpha_0;$
$\frac{d\alpha}{dt} = -\alpha_0 \cdot h^2 \cdot t \cdot e^{-h t},$	$t = 0, \quad \frac{d\alpha}{dt} = 0.$

Nach Galitzin (l. c. S. 346) ergibt sich dann die Differentialgleichung der Bewegung des Galvanometers zu:

$$\frac{d^2 \varphi}{dt^2} + 2 \cdot h \cdot \frac{d\varphi}{dt} + h^2 \cdot \varphi = k_g \cdot \alpha_0 \cdot h^2 \cdot t \cdot e^{-h t}.$$

Deren Lösung ist:

$$\varphi = \left(\frac{k_g \cdot \alpha_0 \cdot h^2}{6} \cdot t^3 + C_1 + C_2 \cdot t \right) \cdot e^{-h t}.$$

Aus den Anfangsbedingungen $t = 0, \varphi = 0, d\varphi/dt = 0$ bestimmen sich die beiden Konstanten (C_1 und $C_2 = 0$), sodaß der Ausdruck für die Bewegung des Galvanometers unter den von Galitzin gemachten Voraussetzungen die Form erhält:

$$\varphi = \frac{k_g \cdot \alpha_0 \cdot h^2}{6} \cdot t^3 \cdot e^{-h t} \dots \dots \dots (17)$$

(k_g ist der Übertragungsfaktor). Da kein Koppelungsfaktor eingeht, würde hiernach nur eine Form der Bewegung des Galvanometers in allen Fällen möglich sein.

Diese wird durch eine Kurve dargestellt, die sich vom Nullpunkt, anfangs tangential, dann steil bis zu einem Maximum bei $t = 3/h$ erhebt und dann wieder langsam bis zur Abszisse abfällt.

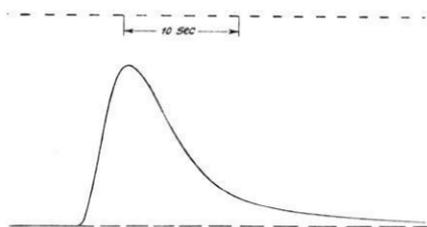


Fig. 3 a

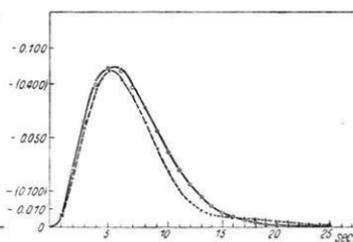


Fig. 4 a

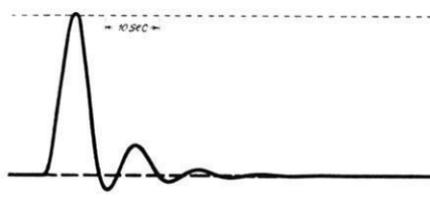


Fig. 3 b

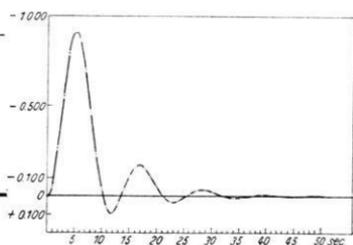


Fig. 4 b

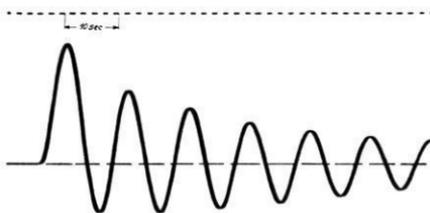


Fig. 3 c

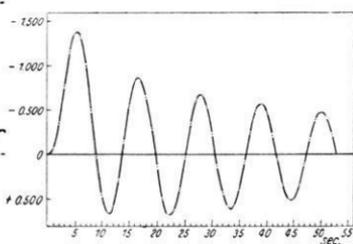


Fig. 4 c

Fig. 3. Photographische Registrierung der Eigenschwingung des kritisch gedämpften Galvanometers: a) bei geringer; b) bei mittlerer; c) bei starker Koppelung mit dem gleichfalls kritisch gedämpften Seismometer

(Die Null-Linie ist nachgezogen! Der Zeitmaßstab ist nicht einheitlich!)

Fig. 4. Mit den abgeleiteten Formeln berechnete Bewegung des gekoppelten Galvanometers unter Zugrundelegung eines Koppelungsfaktors σ von: a) $\sigma = 0.10$ [Kurve —], $\sigma = 0.45$ [Kurve \times — — — \times — —], ohne Koppelung [Kurvenpunkte $\circ \circ \circ \circ$]; b) $\sigma = 0.775$; c) $\sigma = 0.97$

c) Die Registrierungen. In der Fig. 4a sind die so berechneten Werte mit einem auf die Registrierkurve bezogenen Maximum als kleine Kreise eingetragen. Durch Punkte bzw. Kreuze sind die beiden Kurven markiert, die sich aus der

Koppelungstheorie Formel (16) bei einem Koppelungsfaktor 0.10 bzw. 0.45 ergeben haben.

Die Notwendigkeit der neuen Darstellung gegenüber der bisherigen macht sich bei diesen Werten noch nicht sehr auffällig bemerkbar. Der langsamere Abfall bei der stärkeren Koppelung würde immerhin der Form der Registrierkurve besser entsprechen.

Bei weiterer Erhöhung der Koppelung (auf 0.775 und 0.975) erhält man ein gänzlich anderes Kurvenbild (Fig. 3 b und c), das sich bei einem passenden Koppelungsfaktor mit Hilfe der abgeleiteten Formeln genau vorausberechnen läßt. Fig. 4 b und c zeigen das Ergebnis des nach der Formel (16) ermittelten Kurvenverlaufes für das Galvanometer.

Zu der Registrierung 3a wurde nach den Vorschriften von Galitzin ein Übertragungsfaktor von etwa 60 bestimmt, dem gemäß Formel (15) ein σ von etwa 0.4 entsprechen müßte. Eine Bestimmung auf Grund der Dämpfungsfaktoren nach (14) führte nur zu einem Wert von 0.10 für σ . Die gleiche Berechnung von σ ergab in den beiden anderen Fällen ebenfalls kleinere Werte: 0.63 und 0.95. Dem Kurvenverlauf der Registrierungen entsprachen jedoch die Werte: 0.775 und 0.97 besser. Ob hier eine Ungenauigkeit in der Bestimmung der Dämpfungskonstanten vorliegt oder sich noch Vernachlässigungen wie z. B. die der Selbstinduktion bemerkbar machen, könnte erst durch weitere Versuche entschieden werden.

Bei der ersten Registrierung wurde ein Horizontalpendel von 5.5 kg Masse (reduzierte Pendellänge: 20 cm) verwendet. Diese Registrierung entspricht ungefähr den Verhältnissen bei den üblichen Galitzin-Anordnungen.

Die zweite und dritte Registrierung wurde mit einem etwa 500 g schweren Horizontalpendel (dem Wenerschen Modell entsprechend) vorgenommen. Der Spule wurde hier, bei größerem Drahtquerschnitt, gegenüber der ersten eine größere Windungsfläche gegeben.

Aus den in der erwähnten Veröffentlichung von Wenner mitgeteilten Daten läßt sich für die dort beschriebene Anordnung ein Koppelungsfaktor ermitteln, der zwischen den Werten der Kurven 4 b und c liegt. Daher ist zu schließen, daß sich in den Registrierungen sowohl die Eigenschwingung bemerkbar macht als auch die überkritische Dämpfung durch langperiodische Schwankungen um den Nullpunkt. An den dort beigefügten Seismogrammen läßt sich auch ein großer Teil der auftretenden Wellen unmittelbar durch diese beiden Eigenschwingungen des Systems erklären. Bei den von Coulomb und Grenet vorgeschlagenen Seismometerkonstruktionen würden auf Grund der dort angeführten Daten ähnliche Erscheinungen zu erwarten sein.

Bei jedem eng gekoppelten System dieser Art werden immer 1.) die Wellen in der Nähe der Eigenperiode wegen ihrer geringen Dämpfung sehr stark hervortreten und außerdem wird sich 2.), was bei galvanometrischen Seismogrammen oft aufgefallen ist, die gleichzeitig auftretende stark aperiodische Bewegung in der Form „unregelmäßiger langer Wellen“, in scheinbaren Nullpunktsverlagerungen

oder, wie es bei elektrischen Messungen bekannt ist, in Kriecherscheinungen bemerkbar machen.

In diesen Zusammenhang gehört wohl auch der Hinweis auf die von B. Gutenberg in Gerlands Beitr. z. Geophys. Bd. 25, 74 (1930) mitgeteilte Beobachtung, wonach „Registrierungen mit zwei Galitzin-Pendeln verschiedener Periode so starke Abweichungen in den Aufzeichnungen zeigten, daß in den seltensten Fällen zu erkennen war, daß es sich um die gleichen Komponenten zur gleichen Zeit handelte“. Die dort wiedergegebenen Seismogramme geben in dem starken Hervortreten der jeweiligen instrumentellen Eigenschwingung ein Kurvenbild, das kaum anders als mit den hier bei starker Koppelung des Galvanometers nachgewiesenen Erscheinungen erklärt werden kann*).

Abschließend läßt sich für dieses Kapitel zusammenfassen, daß die Wahl eines gegenüber dem Galvanometer zu geringen Trägheitsmomentes durch starke Verringerung der Seismometermasse unvorteilhaft ist. Denn hierbei wird die Möglichkeit einer starken Dämpfung dadurch erleichtert, daß die immer vorhandene gegenseitige elektrische Dämpfung gegenüber der übrigen Dämpfung entsprechend der Formel (14) vorherrschend zur Wirkung kommt. Damit ist aber untrennbar die Existenz eines großen Koppelungsfaktors mit seinen nicht erwünschten Folgen verbunden.

6. Anwendung auf die Seismometer von Benioff

Auch diese Instrumente**) unterliegen denselben Differentialgleichungen gekoppelter Systeme, die in (1) und (2) allgemein aufgestellt worden sind. Ein Zustandsbild der Lösungen wie im vorangehenden Kapitel zu geben, würde die Aufwendung einer sehr umfangreichen und zeitraubenden Rechenarbeit erforderlich machen. Die Durchführung für einige Sonderfälle zeigte, daß hier immerhin ein prinzipiell ähnliches Verhalten vorliegt. Eine auffallende Abweichung wurde bei der Koppelung eines kurzperiodischen Seismometers ($T = 0.25$ sec) mit einem ebenfalls kurzperiodischen Galvanometer ($T = 0.64$ sec) gefunden. Hier ergab sich bei einer kleinen Koppelung ($\sigma = 0.1$) eine singuläre Stelle, bei der Frequenz und Dämpfung einen über einen größeren Bereich unbestimmten Wert besitzen. Bei starker Koppelung treten neben der überkritischen Bewegung schwach gedämpfte Schwingungen auf, deren Schwingungszahl zwischen den beiden Eigenschwingungen der Systeme liegt.

Die gleichzeitige Koppelung einer Seismometermasse mit zwei Galvanometern verschiedener Periode würde in jedem System zu aus drei verschiedenen Grundschwingungen zusammengesetzten Eigenschwingungen führen. Es erscheint sehr zweifelhaft, ob sich unter solchen Verhältnissen die experimentellen Ergebnisse dieser Seismographen noch sicher übersehen oder ausreichend rechnerisch erfassen lassen.

*) Siehe hierzu auch die Darstellung von H. P. Berlage: Handb. d. Geophys. 4, 408 (Fig. 225).

**) H. Benioff: A new vertical seismograph. Bull. of the Seismological Society of America, vol. 22 (1932), S. 155—169.

7. Schlußbetrachtung

Außer den bereits aufgeführten Seismometern gehören auch noch alle diejenigen zu den gekoppelten Systemen, die sich aus zwei oder mehreren für sich schwingungsfähigen Gebilden zusammensetzen. Das sind alle mechanisch registrierenden Instrumente mit mehr als einer Komponente; dann diejenigen mit einer Komponente, soweit sie Übertragungssysteme besitzen, die für sich allein schwingungsfähig sind; außerdem Apparate mit elektrischen Verstärkungseinrichtungen und die piezoelektrischen Beschleunigungsmesser.

Wie groß die Koppelungsstörungen in den einzelnen Fällen sind, das hängt ganz von der Anordnung ab und kann nur nach Berechnung und Ermittlung des Koppelungsfaktors beurteilt werden. Hierbei wird außer der soeben behandelten Dämpfungskoppelung wohl meist die Beschleunigungs- oder die Kraftkoppelung auftreten.

Ein Ansatz in dieser Richtung findet sich schon in der von H. P. Berlage jr. veröffentlichten Untersuchung der Unabhängigkeit der Komponenten des de Quervain-Piccard'schen Seismographen (Jahresber. des Schweizer Erdbebendienstes 1923, Anhang). Da hier jedoch keine wirkliche Berechnung des Koppelungsfaktors durchgeführt worden ist, bleibt der Nachweis der ausreichenden Unabhängigkeit offen.

Erst wenn durch Untersuchungen in der hier eingeschlagenen Richtung die Eigenschwingungen der in diese Gruppe gehörenden Instrumente klargestellt sind, wird sich für diese auch die Anwendbarkeit der Ableitung der dynamischen Vergrößerung richtig einschätzen lassen.

Jena, Juni 1936.

Der Einschwingvorgang bei Erschütterungsmeßgeräten *)

Von **H. W. Koch**, VDI, Hannover und **W. Zeller**, VDI, Berlin — (Mit 6 Abbildungen)

Die Bedeutung des Einschwingvorganges bei Schwingungsmeßgeräten ist in den letzten Jahren mehrfach untersucht worden, nachdem bei technischen Schwingungsmessungen auf den verschiedensten Gebieten teilweise unerklärliche Fehler aufgetreten sind. Im Jahre 1930 nahmen die beiden Verfasser immer wiederkehrende Abweichungen zwischen Meßergebnissen von technischen Seismographen und Beschleunigungsmessern bei der Messung von Verkehrserschütterungen¹⁾ zum Anlaß einer grundlegenden Klärung der Verhältnisse auf Grund der bis dahin zu meist aus der Seismik vorliegenden Arbeiten. Diese theoretischen und experimentellen Untersuchungen sind in vier Veröffentlichungen²⁾ niedergelegt worden.

*) Vorgetragen auf der 18. Vollsitzung des Fachausschusses für Lärmminde rung beim VDI in Berlin am 14. Juli 1936.