

Werk

Jahr: 1937

Kollektion: fid.geo

Signatur: 8 GEOGR PHYS 203:13

Digitalisiert: Niedersächsische Staats- und Universitätsbibliothek Göttingen

Werk Id: PPN101433392X_0013

PURL: http://resolver.sub.uni-goettingen.de/purl?PPN101433392X_0013

LOG Id: LOG_0047

LOG Titel: Beiträge zur Konstruktion eines Vertikalseismometers

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

Beiträge zur Konstruktion eines Vertikalseismometers*)

O. Meißer, Jena. — (Mit 15 Abbildungen)

Es werden erstmalig allgemeine Gesichtspunkte über Vergrößerung, Eigenperiode (bzw. Empfindlichkeit) und Indikatorlänge an den bekannten Seismometertypen aller Komponenten geprüft. Für mikroseismische Mehrzwecke (Nah- und Fernbebenregistrierung) erscheint ein Vertikalseismometer mit: T 6 . . . 8 sec, V 2000 . . . 1000fach geeignet. Das Modell besitzt kleine Abmessungen, einen großen Stabilitätsbereich trotz hoher Astasierung, magnetische Dämpfung und hinreichende rein optische Vergrößerung durch eine Steigerung der Zahl der Spiegelungen. Die photographische Aufzeichnung des Lichtzeigers liefert genügend feine Kurven selbst bei äußerster Vergrößerung.

Inhalt. A. Indikatorlänge und Empfindlichkeit für Seismometer. — B. Vergrößerung und Massenordnung. — C. Astasierung und Stabilität. — D. Magnetische Dämpfung. — E. Optische Bedingungen für die Mehrfachreflexion. — F. Zusammenfassung und Verzeichnis der angeführten Schriften.

A. Indikatorlänge und Empfindlichkeit für Seismometer. Zur Aufzeichnung der Vertikalkomponente der Bodenbewegung sind z. B. die empfindlichsten und meist benutzten Seismometer die des „Galvanometertyps“ [Galitzin⁴), Wilip⁴), Wenner²⁰) Benioff³)]. Trotz der eleganten Nullpunktkonstanz und großen Empfindlichkeit bringt diese elektrisch-induktive Arbeitsmethode einige erhebliche Schwierigkeiten mit sich: Die Bodenbewegung wird bei schnellen Schwingungen nur gering vergrößert und noch unter Umständen²⁰) komplizierter als bei einem direkt registrierenden Seismometer wiedergegeben. Der praktischen Deutung der Kurven bieten sich erhebliche theoretische Schwierigkeiten, weil man zwei verschiedene Aufzeichnungssysteme hat, die ihrerseits als „Wellenfilter“ wirken. Die sonstigen direkt registrierenden Vertikalseismometer (siehe Nr. 2, 6, 10 in Tabelle 1) besitzen meistens nur eine bedauerlich kleine Eigenschwingung und eine im Verhältnis dazu wenig genügende Vergrößerung. Somit ist der Wunsch nach einem den Horizontalkomponentenseismometern entsprechenden Vertikalseismometer in der Literatur¹) mit Recht als eine wichtige Aufgabe der Seismometrie bezeichnet, deren Lösung seit Jahren von den verschiedensten Seiten angestrebt wird [Tamaru²¹), Tanakadate⁴), Wilip¹⁵), Richardson^{18a}), La Coste⁵)].

Die erste Frage ist, mit welcher Eigenperiode und mit welcher Vergrößerung (für sehr schnelle Schwingungen) man das Instrument bauen soll. Bekanntlich hängt die „Frequenzcharakteristik“ oder die dynamische Vergrößerung \mathfrak{B} eines Seismometers mit der ungedämpften Eigenperiode T_0 nach

$$\mathfrak{B} = \frac{V}{\sqrt{\{(1 - \gamma^2)^2 + 4\alpha^2 \gamma^2\}}} \dots \dots \dots (1)$$

*) Vortrag, gehalten auf der Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft, 8. bis 10. Oktober 1936 in Berlin.

ab, wenn $\gamma = \frac{T_B}{T_0}$, T_B die Periode einer sinusförmigen Bodenbewegung in der entsprechenden Komponente, α^*) eine für die Instrumentendämpfung bezeichnende Zahl und V^{**}) die Vergrößerung bedeutet, die durch die mechanische oder Lichtzeigerlänge (A), den Schwerpunktsabstand (s) der Seismometermasse von der Achse und ihren entsprechenden Trägheitsradius (g) gegeben sind. Wie die in Tabelle 1 aufgeführten Instrumente zeigen, kann man je nach dem zu beherrschenden Bereich der Erdbebenwellen einmal lange Eigenperioden und kleine Vergrößerungen wählen oder kleine Eigenperioden mit größerer Vergrößerung. Ganz allgemein möchte man für ein beliebiges Seismometer die entsprechende Empfindlichkeit wissen, die sich wie bei jedem Instrument aus (dem Quadrat) der ungedämpften Eigenschwingung und der optischen, elektrischen oder mechanischen Übersetzung bestimmt. Dieses Maß bietet für Seismometer die Indikatorlänge $J = VL$, wobei V die Vergrößerung für schnelle Schwin-

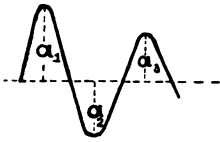


Fig. 1. Gedämpfte Eigen-schwingung

gungen und $L = N^2 \cdot l = \frac{T^2}{4\pi^2} g$, die reduzierte Pendel-

länge der „astasierten“ Periode bedeutet. Mit dieser Größe J läßt sich die Empfindlichkeit der Seismometer gegenüber Störungen einfach angeben. Gibt man der Aufstellung eines Horizontalseismometers in der Komponentenrichtung die Neigung di , so erhält man einen Ausschlag da nach

$$da = V \cdot L \cdot di = J \cdot di \dots \dots \dots (2)$$

*) Nach ¹⁷⁾ und ¹⁴⁾ hat man: Dämpfungsverhältnis $k = \frac{a_1}{a_3}$, $\sqrt{k} = k' = \frac{a_1}{a_2}$, logarithmisches Dekrement $A = \ln k$, so ist (siehe Fig. 1)

$$k = e^{2\pi\alpha/\sqrt{1-\alpha^2}}, \quad \alpha = \frac{\ln k}{\sqrt{(\ln k)^2 + 4\pi^2}}, \quad A = \frac{2\pi\alpha}{\sqrt{1-\alpha^2}}, \quad \alpha = \frac{A}{\sqrt{A^2 + 4\pi^2}}.$$

Es bedeutet $\alpha = 0$ ein ungedämpftes, $\alpha = 1$ ein aperiodisches Seismometer. Für $\alpha^2 = 1/2$ hat die Resonanzkurve (1) kein Maximum mehr und man bekommt hinsichtlich der Aufzeichnungstreue die günstigsten Verhältnisse ($k = 1 : 535.5$, $k' = 1 : 23.14$).

***) Bei der Vergrößerung V ist folgendes zu beachten: Jedes Seismometer hat eine normale reduzierte Pendellänge $l = \frac{K}{Ms} \left(l = \frac{T_0^2}{4\pi^2} \cdot g \right)$, die durch das Trägheits- (K) und einfache Moment (Ms) der Masse (M) in bezug auf die Achse gegeben ist. Diese Pendellänge l bestimmt mit dem Lichtzeiger (A) z. B. bei n -fachen Reflexionen am beweglichen Spiegel mit $V = 2n \frac{A}{l}$ die Vergrößerung V . Legt man jedoch die astasierte Schwingungsdauer des Pendels T zugrunde und bestimmt daraus die reduzierte Pendellänge $L = \frac{T^2}{4\pi^2} g = lN^2$ (g Erdschwere, N Astasierungsfaktor), so erhält man aus L und V die Indikatorlänge $J = V \cdot L$. Für $N = 1$ also z. B. ein gewöhnliches Fadenpendel mit der Zeigerlänge Z ist $Z = V \cdot L = V \cdot l = J$. Dadurch, daß man mit einem gewöhnlichen Pendel rechnet, dann aber die Werte des entsprechenden astasierten Pendels zwar richtig einsetzt, kommt man in verschiedenen Darstellungen zu recht unklaren Vorstellungen von der Indikatorlänge. Bedient man sich jedoch der oben gegebenen Definitionen von l, L, V und N , so ist die Bedeutung von J als fiktive ($N > 1$) Länge völlig klar.

Wird ähnlich bei einem Vertikalseismometer die Masse M um $\frac{dm}{M} = \frac{dg}{g}$ oder die Federspannung f um $\frac{df}{f} = \frac{dg}{g}$ geändert, so erhält man formal wie in (2) den Ausdruck

$$da = V \cdot L \cdot \frac{dg}{g} = J \frac{dg}{g} \dots \dots \dots (3)$$

Beide Gleichungen (2) und (3) zeigen, daß die Stabilität der Nullage durch die Aufstellung (di), durch die Konstanz der Kräfte ($\frac{dg}{g}$), durch die verschiedenen äußeren Störungen ($di, \frac{dg}{g}$) und ganz wesentlich durch die Indikatorlänge [eine

fiktive Länge*) bestimmt ist. Mit dieser statischen Relation (2) und (3) kann man die Empfindlichkeit und somit auch die Konstanten der Seismometer bestimmen. Führt man den Astasierungsfaktor N ein, so lauten die Gleichungen

$$da = V \cdot l \cdot N^2 \cdot di \dots (2a)$$

$$da = V \cdot l \cdot N^2 \cdot \frac{dg}{g} \dots (3a)$$

Neben dieser rein statischen Deutung kann man den Gleichungen (2) und (3) über (1) bekanntlich auch eine dynamische Deutung geben. Für eine im Verhältnis zur Eigenperiode (T) des Seismometers sehr langsamen Bodenbewegung ($\gamma \gg 1$) wird (1)

$$\mathfrak{B} \approx \frac{V}{\gamma^2} = \frac{V \cdot T^2}{T_B^2} = \frac{V \cdot L}{4 \pi^2 \cdot g \cdot T_B^2} \quad (\gamma \gg 1) \dots \dots \dots (4)$$

d. h. bei Seismometern mit gleicher Indikatorlänge ($L \cdot V = \text{const}$) sind für relativ lange Wellen ($\gamma \gg 1$) die dynamischen Vergrößerungsfaktoren gleich (siehe Fig. 2a für $T = 5$ bzw. 10 sec, $V = 1000$ bzw. 250 und $\alpha = 1$). Trotz der verschiedenen Eigenperioden werden alle langsamen Bodenbewegungen von diesen verschiedenen Instrumenten wegen ihrer gleichen Indikatorlänge so aufgezeichnet, daß ihre entsprechenden Amplituden bei allen diesen Instrumenten für reine sinusförmige Bodenbewegung gleich sind. Man kann auch sagen, daß Instrumente

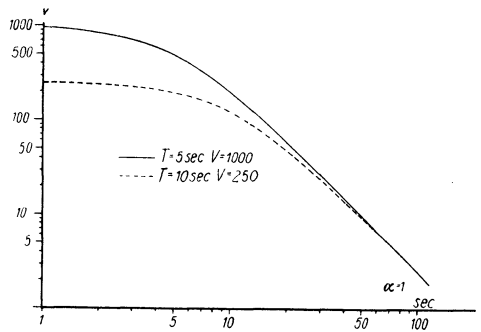


Fig. 2a. Frequenzcharakteristik zweier Seismometer gleicher Indikatorlänge

*) Es ist stets zu beachten, daß der Indikatorlänge nur in den durch (2) und (3) gegebenen Fällen und für $N = 1$ bei Horizontalseismometern eine anschauliche Deutung zukommt, im übrigen ist J eine reine Rechengröße [siehe S. 252 **) d. A.].

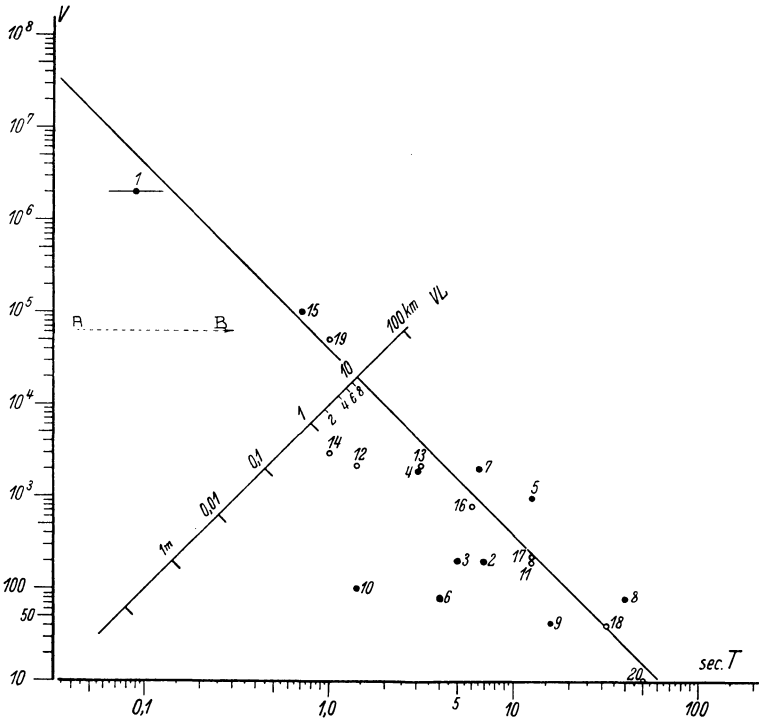


Fig. 2. Indikatorlänge als Empfindlichkeitsangabe für alle Seismometerpendel

Tabelle 1

Nr.	Bezeichnung des Seismometers	Komponente	T in sec	V	J in km	Lit.
1	Wiechert Millionenseismometer	Z	$\frac{1}{5} - \frac{1}{30}$	$2 \cdot 10^6$	20—0.7	23)
2	Wiechert 1300 kg	Z	(7)	200	(2.5)	4)
3	„ 1300 „	Z	5	200	1.2	23)
4	Universals. de Quervain-Picard	Z	3.2	1900	4.9	22)
5	Galitzin	Z, H	12	~ 1000	~ 36	4)
6	Wiechert, kleiner Typ.	Z	4	80	0.3	4)
7	Straubel	Z	6.6	2000	21.8	15)
8	Tomaschek	Z	40	80	32	15)
9	Schlüter	Z	16	46	2.9	15)
10	Vicentini	Z	1.5	100	0.06	4)
11	Wiechert, 1200 kg.	H	12	200	7.2	4)
12	„ 17 t	H	1.4	2200	1.1	23)
13	Universals. de Quervain-Picard	H	3.2	2100	5.4	22)
14	Anderson-Wood	H	1	3000	0.8	4)
15	Benioff	Z	0.7	$\sim 10^5$	~ 12.2	3)
16	Anderson-Wood	H	6	800	7.2	9)
17	Milne-Shaw	H	12	250	9.0	4)
18	Horizontalpendel Hecker-Schweydar	H	30	38	6.9	7 a)
19	Mintrop	H	1	50000	12.5	7 a)
20	Wiechert	H	50	10	6.3	10)

$L \cdot V = \text{const}$ für langperiodische Bodenbeschleunigungen dieselbe Empfindlichkeit haben.

Da man aus den obigen Betrachtungen sieht, daß sowohl der Stabilität des Nullpunktes wie über den langperiodigen Störspiegel durch die Indikatorlänge Grenzen der Empfindlichkeit von Seismometern gesetzt sind, muß man die bisher gebauten betriebssicheren Instrumente in ein Diagramm $L \cdot V = \text{const}$ so einordnen können, daß für die verschiedensten Eigenperioden eine obere einheitliche Grenze der Indikatorlänge vorhanden ist, die aus obigen Überlegungen kaum überschritten werden kann. In Fig. 2 sind in ein Koordinatensystem mit den logarithmischen Abszissenwerten T und den logarithmischen Ordinaten V die für die einzelnen Seismometer gültigen Werte $L \cdot V = J$ eingetragen. Die Kurven gleicher Indikatorlänge sind untereinander parallele Grade, die die Koordinatenachsen unter 45° schneiden, während die Frequenzcharakteristiken für $T_B < T$ durch zu AB (---) parallel gehende Gerade ungefähr dargestellt werden. In Tabelle 1 sind die zugehörigen Angaben zu den einzelnen Punktnummern gemacht.

Es ist erstaunlich, wie gut die einzelnen Instrumente sich einheitlich nach einer oberen Grenze in dem Gebiet von $J = 1 - 10$ km einordnen, ganz gleich, ob es sich um ein Millionenseismometer (1) mit $T = 1/30$ sec oder ein langperiodiges Horizontalpendel (20) mit $T = 50$ sec und $V = 10$ oder einen Erschütterungsmesser (19) handelt. Die besonders „empfindlichen“ Instrumente (15) und (5) gehören zu den elektrisch-induktiven Apparaten und sind nicht direkt vergleichbar. Auch die statisch arbeitenden Instrumente (8) fallen unter diese allgemeine Relation. Man kann daher aus dem experimentellen Befund schließen, daß ein J von 10 km bei *günstigen örtlichen* Verhältnissen erreichbar ist. Somit ist die Indikatorlänge für alle Seismometer ein gemeinsames Empfindlichkeitskriterium und die Darstellung in Fig. 2 zeigt physikalisch nur die Einheitlichkeit aller dieser verschiedenen „Pendel“typen.

Die besondere Wahl der Periode und Vergrößerung wird durch die jeweilige Aufgabe als Nah- oder Fernbebeninstrument bestimmt. Ein „mittleres“ Instrument dürfte nach Fig. 2 bei einer Eigenschwingung in dem Bereich von 6 bis 8 sec eine Vergrößerung von 2000 bis 1000fach aufweisen. Leider lassen sich konstruktiv die Bedingungen meistens nicht so auswählen, da in vielen Fällen experimentelle Schwierigkeiten auftauchen*).

B. Vergrößerung und Massenordnung. Für ein Vertikalseismometer kommt eine Anordnung der Federwaage in Frage, wie sie bereits früher¹⁵⁾ beschrieben ist und in Fig. 3 schematisch dargestellt sind. Obwohl alle drei Konstruktionen in Fig. 3 a, b, c auf den ersten Blick gleichwertig erscheinen, kommt man durch die Forderung einer möglichst großen Vergrößerung V ohne ein Hebelsystem und die Forderung einer weitgehend directionskräftefreien Achse bei A (Fig. 3)

*) Man kann auch in Fig. 2 für die einzelnen Perioden noch den entsprechenden „Störspiegel“ einzeichnen, der mit der Vergrößerung V multipliziert eine Amplitude von 1 mm ergeben würde.

von selbst zu der im Prinzip klassischen Anordnung von Ewing⁴⁾ bzw. Galitzin^{7a)}.

Für eine große Vergrößerung V ist eine kleine reduzierte Pendellänge l eine notwendige Vorbedingung, wenn man auch nicht immer so weitgehen kann wie bei dem Anderson-Wood¹⁾-Instrument, da wegen der Nullpunktstabilität der Astasierung eine obere Grenze bei dem Vertikalseismometer gesetzt ist. Hat man eine Massenverteilung zu beiden Seiten der Achse A (Fig. 3 a), so ist für

$$l = \frac{K_1}{m_1 \cdot s_1} \cdot \frac{1 + \frac{K_2}{K_1}}{1 - \frac{m_2 \cdot s_2}{m_1 \cdot s_1}} \dots \dots \dots (5)$$

Massen: m_i .

Trägheitsmomente: K_i ; $K_i = m_i (q_i^2 + s_i^2)$.

Abstand: Schwerpunkt = Achse = s_i .

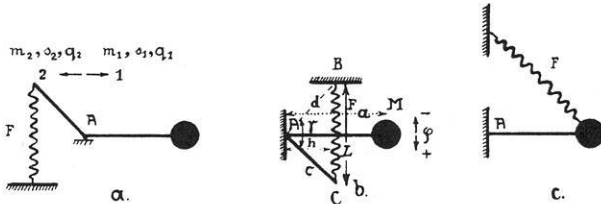


Fig. 3. Schematische Anordnungen für ein astasiertes Vertikalseismometer

Vom Standpunkt der Vergrößerung muß das Ziel jeder Konstruktion sein $l \Rightarrow s$. Da der Nenner in (5) eine Differenz ist, müßten alle Massen auf der S. 2 (Fig. 3 a) äußerst gering sein ($\frac{m_2}{m_1} \ll 1$) oder recht nahe an A gebracht werden ($\frac{s_2}{s_1} \ll 1$)*). Da man jedoch unter das halbe Eigengewicht der Feder F nicht herunterkommen kann, ist das bequemste Mittel, die Konstruktion einseitig auszubilden (Fig. 3 b), so daß ist

$$l = \frac{K_1}{m_1 \cdot s_1} \cdot \frac{1 + \frac{K_2}{K_1}}{1 + \frac{m_2 \cdot s_2}{m_1 \cdot s_1}} \dots \dots \dots (6)$$

Der Einfluß der zusätzlichen Massen wird etwas geringer, eine Verkleinerung der Vergrößerung findet trotzdem noch statt, da ja das Trägheitsmoment mit dem Quadrat von s und das einfache Moment nur linear zunimmt. Aus diesem

*) Beide Gesichtspunkte sind z. B. bei dem kleinen Wichertschen Vertikal-seismographen durch leichte Wahl der Hebel und Senkrechtstellen des Armes 2 verwirklicht⁴⁾.

Grunde ist auch bei einer einseitigen Konstruktion eine Konzentrierung der Masse im Schwerpunkt der Hauptmasse anzustreben.

Am günstigsten für eine solche Massenordnung ist die Zylinderform mit der Längsachse parallel zur Drehachse oder senkrecht zur Schwingungsebene, da hier der Trägheitsradius (q) unabhängig von der Zylinderlänge ist. Man kann so durch die Zylinderlänge die Masse beliebig verändern, ohne die reduzierte Pendellänge l selbst wesentlich zu beeinflussen. So ist theoretisch für eine zylinderförmige Masse mit der Drehachse im Mantel

für einen kreisförmigen Zylinder [siehe Fig. 4 a)*]

$$l = \frac{3}{2} r = \frac{3d}{4} \left(q = \sqrt{\frac{\text{Flächeninhalt des Querschnitts}}{2\pi}} \right),$$

für ein quadratisches Prisma (siehe Fig. 4 b)

$$l = \frac{6}{5} a \left(q = \sqrt{\frac{\text{Flächeninhalt des Querschnitts}}{6}} \right).$$

(7)

Sowohl die Steigerung der Vergrößerung (über ein kleines l) als auch die Vergrößerung der Periode, die ja gemäß $J = V \cdot L$ die Empfindlichkeit bedingen, kann physikalisch am bequemsten erreicht werden, indem man die Dimensionen und die Direktionskraft des Systems entsprechend verkleinert (z. B. Anderson-Wood). Genau wie bei anderen empfindlichen Apparaten (z. B. Drehwaage nach v. Eötvös) ist der Verkleinerung der Dimensionen durch die angreifenden Störkräfte bald eine untere Grenze gesetzt. Auch bei Seismometern empfiehlt es sich, einmal mit Rücksicht auf die Stabilität der Anordnung (auch vernünftige Spiegelgröße, geringe Reibungsverluste) und andererseits um keine Störungen durch schädliche Luftbewegungen zu erhalten, die Masse nicht zu gering zu wählen. Die maßgebenden Größen für die Energie des Systems sind auch hier wieder m und s . Da über s grundlegend für die Vergrößerung verfügt ist, bleibt nur eine Erhöhung der Masse m in den zulässigen Grenzen übrig. Ein anderer Vorschlag, die reduzierte Pendellänge $l = 2q$ zu machen, ist aus energetischen Gründen abzulehnen, da ein Teil der Masse jenseits der Achse zu liegen kommt und somit die Wirkung der Masse für die Dämpfung nur halb eingeht gegenüber einer Anordnung $q \sim 0$, $l \rightarrow s$. Aus diesem Grunde empfiehlt es sich, die relativ kleinen Massen (< 1 kg) aus schwerem Metall zu machen (z. B. Wolfram).

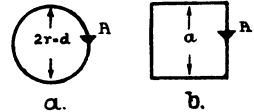


Fig. 4.
Zylinderquerschnitt senkrecht zum Mantel

Wenn man ein kleines photographisch arbeitendes Vertikalseismometer mit einer sehr hohen Astasierung bauen will, muß man sehr große Sorgfalt auf die Achse A (Fig. 3) legen. Ein Kreuzfeder- oder sonstiges Federgelenk (Drahtachse) scheidet bei *sehr großer* Astasierung aus, da dieses Gelenk von sich leicht zusätz-

*) $l = s + \frac{q^2}{s}$.

liche Direktionskräfte ergibt, die bei einer Astasierung von $N = 10$ zu beiden Seiten der Ruhelage eine stabile Lage bedingen; der Charakter einer reinen Sinusschwingung der Seismometereigenschwingung ist völlig verloren. Die Drahtachse scheidet wegen ihrer Durchbiegung und Direktionskraft proportional dem Verdrehungswinkel für hohe Astesierungen auch aus. So empfiehlt es sich also, als Lagerung im Gegensatz zu Horizontalseismometern nach den gewonnenen Erfahrungen eine Schneide zu nehmen. Damit die Schneide in der richtigen Richtung beansprucht wird, läßt man die Feder an einem längeren Hebelarm als die Masse angreifen, da eine an und für sich günstigere Waagekonstruktion (Fig. 3a) wegen der Vergrößerung hier ausscheidet. Für Modellversuche hat sich ein Ersatz der Schneide durch zwei Stahlspitzen als hinreichend erwiesen. Die Brauchbarkeit der Schneide wegen ihres geringen Eigendekrementes (Größenordnung 10^{-5}) konnte früher von uns an Schwerependeln nachgewiesen werden.

Für das Vertikalseismometer, das sowohl für Nahbeben wie Fernbeben brauchbar sein soll, wird eine Vergrößerung von $V = 1000$ gefordert. Bringt man einen Spiegel an dem Massearm an, so wird für eine Lichtzeigerlänge (Spiegelfilm) A bei n -facher Reflexion am Spiegel

$$V = \frac{2nA}{l} \dots \dots \dots (8)$$

Bedient man sich jedoch eines Hebels von der Länge b (siehe Fig. 5), so wird bei n -maliger Reflexion

$$V = \frac{2nA}{l} \cdot \frac{b}{c} \dots \dots \dots (9)$$

Trotzdem man durch das Verhältnis b/c leicht die Vergrößerung heraufsetzen kann, muß hier aus zwei Gründen auf dieses Hilfsmittel verzichtet werden: einmal sollen alle Komplikationen ausgeschaltet werden, die durch die Koppelung mit einem Hebelsystem bedingt werden und andererseits sollen die Reibungsverluste an der Verbindungsstelle B vermieden werden, die bei geringer Seismometermasse und hoher Astasierung besonders schädlich sind. Es bleibt unter diesen Umständen nur übrig, l so klein wie möglich zu machen. Da eine Periode

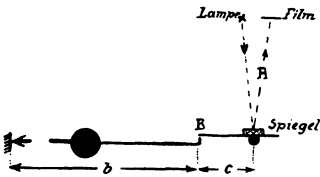


Fig. 5. Spiegel mit Hebelanordnung

von $2\pi N \cdot \sqrt{\frac{l}{g}}$ verlangt wird und außerdem aber der Astasierungsfaktor, der z. B. beim Galitzin^{7a)} $N = 12$, aus Stabilitätsgründen nicht über 20 bis 25 getrieben werden soll, so muß l in der Größenordnung von einigen Zentimetern liegen. Die nötige Vergrößerung wird über die Zahl n der Reflexionen erreicht, da eine Heraufsetzung von A , wie bei der optischen Anordnung noch gezeigt wird, das Licht wesentlich stärker schwächt. $V = 1000$ bis 2000 kann man so bequem mit $l = 2$ cm, $A = 1$ m und $n = 10$ bis 20 erreichen, ohne daß man bei

der langsamen Registriergeschwindigkeit von 60 mm/min bereits mit der Intensität der optischen Aufzeichnung Schwierigkeiten erhält. Zu erwähnen sei schließlich noch eine dritte Möglichkeit, die Bewegungen des Lichtzeigers über Photozellen (Bergmann) in entsprechende Stromschwankungen zu verwandeln und diese mit einem Oszillographen oder nach entsprechender Verstärkung mechanisch mit einem Störschreiber aufzuzeichnen.

C. Astasierung und Stabilität. Aus der hohen Anforderung an den Astasierungsfaktor N — bei mechanisch registrierenden Wiechert-Vertikalseismometern hat man bereits bei $N \sim 4$ Schwierigkeiten — muß bei den kleinen Dimensionen für l ein besonders großer Wert auf die Konstanz der Differenz beider Momente von der Feder- und Schwerkraft gelegt werden. Für die Stabilität ist weiterhin zu verlangen, daß sie von der Konstruktion auch über einen größeren Winkelbereich erfüllt ist.

Wie bereits ausführlich dargelegt¹⁵⁾, ist zu fordern, daß die Momente der Federkraft (\mathfrak{M}_f) und das der Schwere (\mathfrak{M}_g) auch in ihrer Abhängigkeit von dem Ausschlagwinkel φ weitgehend gleich und entgegengesetzt verlaufen. Nach der Bezeichnung der Fig. 3 b ist*)

$$\left. \begin{aligned} \mathfrak{M}_f(\varphi) &= f \cdot c \cdot d \sin(\gamma + \varphi) \left[1 - \frac{L_0}{L_\varphi} \right] \\ \mathfrak{M}_g(\varphi) &= Mg(a \cos \varphi + b \sin \varphi) \end{aligned} \right\} \dots (10)$$

für $\varphi = 0$ in der Ruhelage

$$Mga = f \cdot c \cdot d \sin \gamma \left[1 - \frac{L_0}{L} \right],$$

wobei

$$\left. \begin{aligned} L^2 &= c^2 + d^2 - 2cd \cos \gamma, \\ L_\varphi^2 &= L^2 + 4cd \sin \frac{\varphi}{2} \sin \left(\gamma + \frac{\varphi}{2} \right), \\ h &= \frac{cd}{L} \sin \gamma \text{ (Lot von } A \text{ auf } BC), \end{aligned} \right\} \dots (11)$$

Aus dem resultierenden Moment $\mathfrak{M}(\varphi) = 0$ folgt für die Periode T_φ in Abhängigkeit von φ

Siehe nebenstehende Formel (12)

*) b ist der senkrechte Abstand der Masse M (siehe Fig. 3 b) vom Arm $a = AM$. In Fig. 3 b ist $b = 0$ gezeichnet.

$$T_\varphi = 2\pi \sqrt{\frac{a}{g}} \cdot \frac{1}{N} \left[\cot \gamma - \frac{b}{a} + \frac{L_0}{L} \cdot \frac{h}{L} \cdot \frac{1}{1 - \frac{L_0}{L}} + 3 \frac{L_0}{L} \cdot \frac{h}{L} \cdot \frac{1}{1 - \frac{L_0}{L}} + \frac{1 - \cot^2 \gamma + 6 \frac{h}{L} \cot \gamma - 5 \left(\frac{h}{L} \right)^2}{1 - \frac{L_0}{L}} \right] + \dots (12)$$

Zunächst ergibt sich aus (12) ganz allgemein, daß für $L_0 = 0$ nur eine Abhängigkeit von φ in T_φ in der Größenordnung $\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{\varphi^2}{6}}}$ vorhanden ist. Man muß also

verlangen, daß die sogenannte Anfangslänge L_0 der Feder verschwindet. Nimmt man ein Belastungsdiagramm einer Spiralfeder auf, indem man die Längung L zu den entsprechenden Gewichten g aufträgt (siehe Fig. 6 a), so erhält man eine Gerade, die die Ordinatenachse in L_0 schneidet. Wie von La Coste⁵⁾ für diese Zwecke hingewiesen, erhält man sogar ein negatives L_0 , wenn man die Feder beim Wickeln „vorspannt“. Mit dieser an und für sich bekannten Tatsache erhält man eine Charakteristik vom Typ wie in Fig. 6 a. Durch die Vorspannung tritt die Längung erst bei einem gewissen Gewicht auf, bis dahin ist $L'_0 = \text{const.}$ Bei der experimentellen Kurve kann der Knick nicht scharf auftreten, da infolge des Eigengewichtes der Feder und infolge nicht zu vermeidender Schwankungen der Vorspannung längs der Feder bereits vorher kleine Längungen auftreten. Verlängert man die Gerade (a ----) bis zur Ordina-

tatenachse, so wird hier L_0 negativ. Fügt man jetzt eine Zusatzlänge $+0L_0$ zur Feder (Draht, Stange), so kann man die Gerade durch den Nullpunkt gehen lassen und die geometrische Länge L ist gleich der Federlänge: $L = \frac{\mathfrak{M}_f}{f \cdot h}$. Um nicht immer die Charakteristik für jede Feder aufnehmen zu müssen, kann man

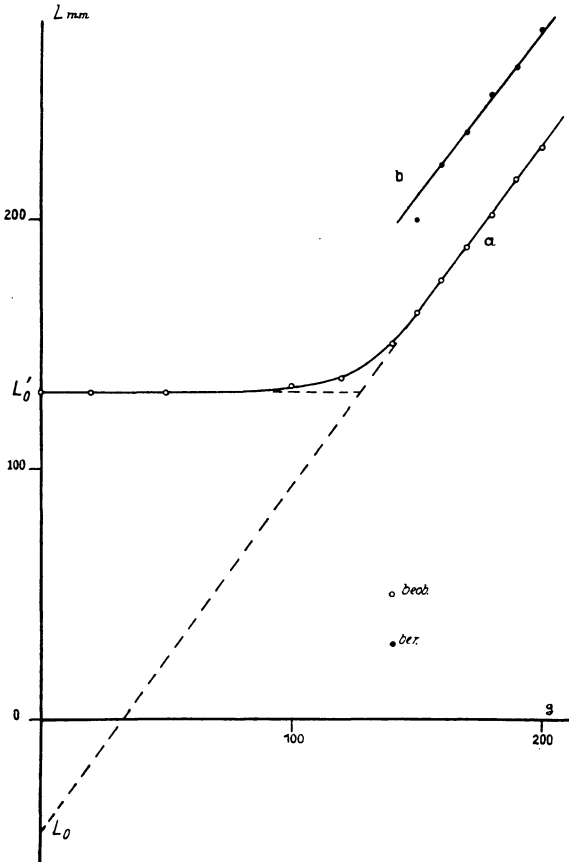


Fig. 6. Belastungscharakteristik einer Feder mit Vorspannung

nennt man die Charakteristik für jede Feder aufnehmen zu müssen, kann man

bekanntlich aus der Halbschwingung (T') die reduzierte Pendellänge berechnen ($T' = \pi \sqrt{\frac{l}{g}}$). Die entsprechenden Pendellängen sind in Fig. 6 b (•) eingetragen und haben einen Abstand auf der Ordinatenachse L_0 von der Geraden a , es ist in Fig. 6

$$\begin{aligned} L_0 \text{ statisch (Ordinatenabschnitt): } & 4,5 \text{ cm,} \\ L_0 \text{ aus Schwingungsdauerbeobachtung: } & 4,5 \text{ cm.} \end{aligned}$$

Hat man eine Feder bereits in ein Vertikalseismometer eingesetzt, so kann man aus der Abhängigkeit der Schwingungsdauer T_φ vom Ausschlagwinkel φ den Grad der Kompensation $L_0 \approx 0$ erkennen. Man findet so die richtige Zusatzlänge zur Feder aus den verschiedenen Kurven $T_{(\varphi, L_0)}$ für die einzelnen Änderungen der Zusatzdrahtstücke.

Um eine bessere Übersicht über die Formel (12) zu gewinnen, sollen folgende Abkürzungen eingeführt werden

$$\cot \gamma = \frac{b}{a} + \frac{L_0}{L} \cdot \frac{h}{L} \frac{1}{1 - \frac{L_0}{L}} = \frac{1}{N^2}, \quad 1 - \frac{L_0}{L} = K,$$

$$a = \frac{\text{Trägheitsmoment}}{\text{einfaches Moment}} \text{ bezogen auf die Achse } A.$$

$$T_\varphi = 2\pi \sqrt{\frac{a}{g}}$$

$$N \sqrt{\left\{ 1 - \frac{3}{2} \varphi N^2 \cdot \frac{L_0}{L} \cdot \frac{h}{L} \frac{1}{K} - \frac{\varphi^2}{6} \left[1 + 3N^2 \cdot \frac{L_0}{L} \cdot \frac{h}{L} \frac{1 - \cot^2 \gamma + 6 \frac{h}{L} \cot \gamma - 5 \left(\frac{h}{L}\right)^2}{K} \right] \pm \dots \right\}} \quad (13)$$

wo N wieder der bereits definierte Astasierungsfaktor ist. Es ist selbstverständlich für ein Vertikalseismometer, daß $b \approx 0$ sein muß, und daß man im Gegensatz zum Gravimeter¹⁵⁾ die vertikale Verlagerung des Schwerpunktes nicht zur Astasierung heranziehen soll. Zur Prüfung $b = 0$ wird das System entweder als einfaches Pendel mit Hilfslagern um die Schneide drehbar aufgehängt oder man legt die Hilfslager in die Schwereachse senkrecht zur Schwingungsebene und muß dann indifferentes Gleichgewicht erhalten. Beide Wege wurden mit Erfolg zur Kontrolle angewandt. Eine Prüfung des fertigen Vertikalseismometers auf $b = 0$ erfolgt durch statische Neigungen. Die Astasierung wird durch Veränderung (Fig. 3 b) von γ eingestellt; der Winkel liegt sehr nahe bei (theoretisch für $N = \infty$ genau) $\pi/2$. Man verändert den oberen Befestigungspunkt B der Feder nach Höhe und Seite (Richtung senkrecht zur Drehachse). Den Konstruktionsvorteil, das lineare Glied in φ (13) durch $h/L \approx \cot \gamma$ wie beim Gravimeter außerdem klein zu halten, kann man wegen $b = 0$ nicht noch mit erreichen. Aus Gleichung

(13) ergibt sich, daß bei größeren Winkeln φ das quadratische Glied in φ leicht größer wird als das lineare in φ , weil φ proportional $(h/L)^2$, und φ^2 proportional nur h/L . Der Betrag h/L ist für unsere Konstruktion relativ groß, da der Federangriffspunkt im Gegensatz zu Galitzin^{7a)}, der den Vorteil $h < a$ ausnutzt, wegen der Schneidenbeanspruchung vor der Masse liegt ($a > h$). Sehr wesentlich

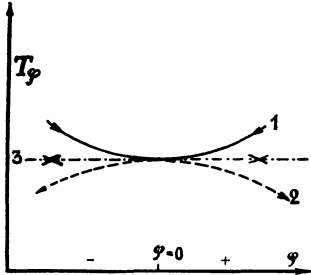


Fig. 7a. Theoretische Periodencharakteristik

ist, daß der Kurvenverlauf $T(\varphi)$ einschneidend durch die Größe L_0 nach (13) bestimmt wird. Ist L_0 positiv, so hat bei erhöhter Astasierung das Pendel nach beiden Seiten der Ruhelage ($\varphi = 0$) das Bestreben unstabil zu werden (Fig. 7a, Kurve 1). Für negatives L_0 , also sehr stark vorgespannte Federn, liegen die Stabilitätsbereiche zu beiden Seiten der Ruhelage ($\varphi = 0$, Kurve 2 in Fig. 6a) und erst ein $L_0 = 0$ ergibt (in Kurve - - - - 3) eine einwandfreie stabile Periodencharakteristik. In Fig. 7b sind für dasselbe Pendel für verschiedene N die Kurven $T(\varphi)$ gezeigt. Man sieht deutlich den Einfluß des quadratischen Gliedes, während in

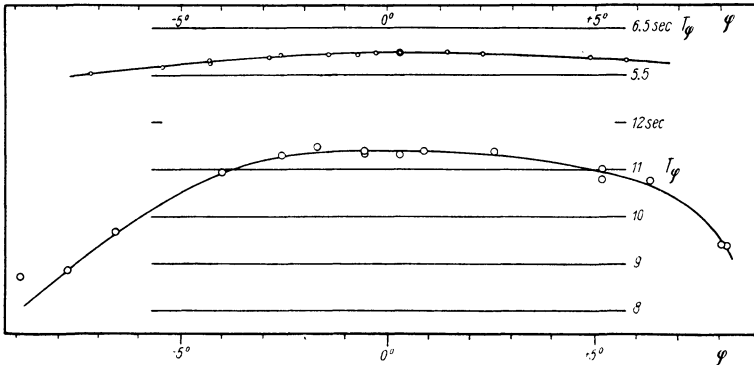


Fig. 7b. Experimentelle Periodencharakteristiken

dem Bereich von $\pm 5^\circ$ man für T_φ eine Änderung um 3,3% gegenüber $T_{\varphi=0} = 6.05$ sec hat, beträgt für $T_{\varphi=0} = 11.4$ sec dieselbe Änderung bereits 5.7%. Sehr deutlich kann man auch aus der Unsymmetrie der experimentellen Kurven für $\pm \varphi$ den Einfluß des linearen Gliedes sehen, das für negatives φ (Bewegung der Masse nach oben) die Schwingungsdauer verkleinert, während für positives φ dieser Wert größer wird)*. Für die Werte $T \sim 11$ sec bewegt

sich N in der Größenordnung von 40, d. h. der Wert $\left(\cot \gamma - \frac{b}{a} + \frac{L_0 h}{L^2} \cdot \frac{1}{K} \right)$

* In dem für praktisches Arbeiten sehr kleinen Bereich, der stets kleiner als $\pm 1^\circ$ ist, beträgt die Konstanz von $T_\varphi < 1\%$ bei den beiden obigen Kurven.

beträgt nur $\sim 1/400$. Aus diesem Umstande begreift man so auch, daß der Astasierung bei den kleinen Dimensionen durch die Veränderung der Feder (Temperatur, Ermüdung) schnell eine obere Grenze gesetzt wird.

D. Magnetische Dämpfung. Jedes Seismometer muß eine Dämpfung besitzen. Da die Dimensionen sehr klein gewählt werden sollen, ist besonders darauf zu achten, daß durch die Dämpfungseinrichtung die reduzierte Pendellänge l nicht vergrößert wird. Für die Ausführung kommt nur die „magnetische Dämpfung“ in Frage, da die Dämpfung streng der Winkelgeschwindigkeit des Ausschlages proportional ist. Die theoretischen Grundlagen sind im Hinblick für Seismometer von Galitzin⁷⁾ und experimentell wohl am saubersten von Hagiwara¹¹⁾ untersucht worden. Da die „Wirbelstrombremse“ in der Technik eine große Rolle spielt, kann man auch von dieser Seite wertvolle Angaben erwarten, es seien die Arbeiten von Beckmann²⁾ und die „klassische Darstellung“ von Rüdénberg¹⁹⁾ zu nennen*). Die übliche Anordnung besteht aus einer Metallplatte P , die in einem als homogen angenommenen Felde zwischen den Polschuhen (M) schwingt (siehe Fig. 8). Das logarithmische Dekrement A hängt, abgesehen von den Seismometerdaten, von folgenden Größen ab

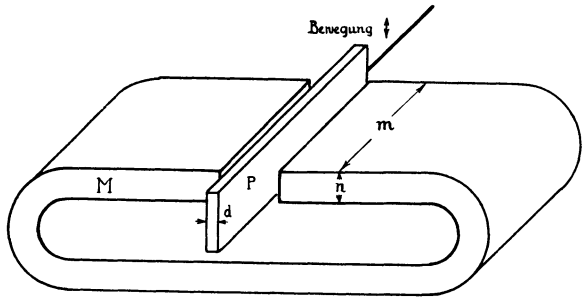


Fig. 8. Magnetischer Dämpfer.
M Magnet, P Dämpferplatte

$$A \text{ proportional } \frac{B^2 \cdot d \cdot v}{\sigma} \cdot C \left(\frac{m}{n} \right) \cdot \dots \cdot \dots \cdot \dots \quad (14)$$

wobei die Rückwirkung des magnetischen Feldes der in der Platte induzierten Wirbelströme vernachlässigt werden kann; (die von Rüdénberg¹⁹⁾ berechneten kritischen Geschwindigkeiten liegen für die hier benutzten Dimensionen in der Größenordnung von $v \sim 1$ cm/sec). Die Bremskraft ist proportional dem Quadrat der magnetischen Feldstärke H (da die magnetische Induktion $B \sim H$), wie Hagiwara¹¹⁾ streng nachweist. Die Wirkung kann bei konstanter Feldstärke —

abgesehen von den Dimensionen — durch die Größe $\frac{\text{Platten-Dicke}}{\text{spezif. -Widerstand}}$
 $\Rightarrow d/\sigma$ gesteigert werden. Die Werte für einige Metalle sind: σ $\left\{ \begin{array}{l} \text{Cu} = 1.6 \cdot 10^3 \text{ CGS} \\ \text{Ag} = 1.7 \cdot 10^3 \text{ „} \\ \text{Al} = 3.2 \cdot 10^3 \text{ „} \end{array} \right.$

*) Die theoretisch strenge Arbeit von Gans ist für unseren einfachen Fall nicht nötig. (R. Gans: Über Induktion in rotierenden Kugeln, Archiv f. Elektrotechn. IX, 1921, S. 413—426).

Obgleich Aluminium einen größeren spezifischen elektrischen Widerstand als Silber und Kupfer aufweist, ist es wegen des geringen Gewichtes günstiger, Aluminiumplatten mit der entsprechenden Dicke d zu verwenden. Schließlich ergeben die Überschlagsrechnungen für eine unendlich große Platte bei geradliniger Bewegung mit der Geschwindigkeit v durch ein ideales konstantes Magnetfeld (keine Streuung), daß die Bremswirkung auch von der Gestalt der Pole abhängt.

In Fig. 9*) ist für kleine Geschwindigkeiten der Faktor C nach den Rechnungen von Rüdberg¹⁹⁾ (a), Beckmann²⁾ (b) und Hagiwara¹¹⁾ (c) aufgetragen. Für unendlich breite Pole ($x = \frac{m}{n} \rightarrow \infty$) ist $C = 1$. Man sieht aus den drei Kurven trotz Abweichungen übereinstimmend, daß die Pole senkrecht

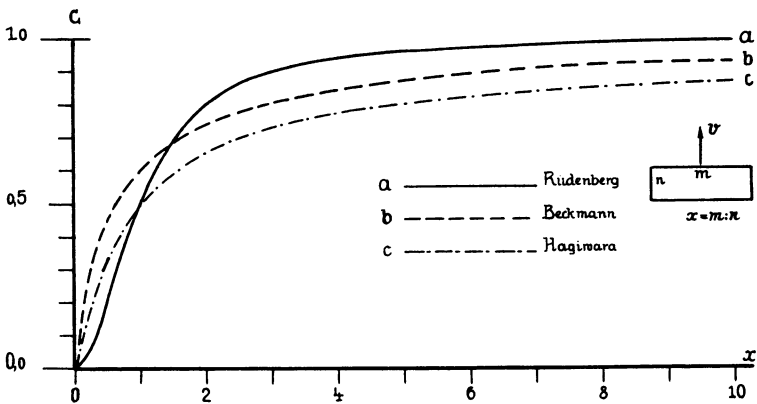


Fig. 9. Bremswirkungsfaktor für die rechteckige Gestalt der Polschuhe

zur Bewegungsrichtung der Dämpferplatte um ein Mehrfaches breiter (3 ... 5 mal) sein sollen, also möglichst flache und nicht nur quadratische Pole. Hagiwara gibt noch eine wichtige experimentell gewonnene Angabe für die Dämpferplatte: sie soll in Richtung (n) der Bewegung 3 mal, senkrecht (m) dazu 2 mal (n) so groß sein wie die entsprechende Seite des Polrechteckes.

Die Abhängigkeit von der Linear-Geschwindigkeit v und der Befestigung der Platte in der Entfernung c von der Achse ergeben eine Abhängigkeit des Dekrements von c^2 . Man hat aus diesem Grunde bisher bei allen Konstruktionen

*) Die Werte für den Faktor C sind, wenn $x = m/n$,

$$\left. \begin{aligned} \text{a) nach Rüdberg: } C &= 1 : \left(1 + \frac{1}{x^2}\right), \\ \text{b) nach Beckmann: } C &= \frac{2\pi}{x} \ln \left(1 + \frac{\pi}{2x}\right), \\ \text{c) nach Hagiwara: } C &= \frac{1}{\pi} \left\{ 2 \arctg x + \frac{x}{2} \ln \left(1 + \frac{1}{x^2}\right) - \frac{1}{2x} \ln(1 + x^2) \right\}. \end{aligned} \right\} (15)$$

wegen der relativ schwachen Magnete die Dämpferplatten so weit wie möglich von der Achse befestigt.

Die wichtigste Größe für genügende Dämpfung ist die Feldstärke des Magneten. Für gewöhnlich hat man auf die Dimensionierung keinen sehr großen Einfluß ausgeübt, da man durch die vorhandenen Dauermagnete gebunden war. Durch die neueren Kobalt- und Nickelaluminiumeisenlegierungen wird die Auswahl größer. Eine weitere wichtige Veränderliche stellt die Größe des Luftspaltes D dar, um $B^2 \cdot d$ (die in Abhängigkeit von D für ein bestimmtes d ein Maximum hat) recht groß zu machen. Hierzu ist die Kenntnis des Zusammenhangs zwischen D und B erforderlich. Aus einer Arbeit von W. Elenbaas⁶⁾ läßt sich für die Feldstärke H im Luftspalt eines Dauermagneten unter der Voraussetzung, daß die Entmagnetisierungskurve durch einen Ellipsenbogen ersetzt wird, entnehmen

$$\frac{1}{H^2} = \left(\frac{D}{H'_c l_2} \right)^2 + \left(\frac{(1 + a \cdot D) S_1}{B'_r \cdot S_2} \right)^2 \dots \dots \dots (16)$$

wobei bedeuten (siehe Fig. 10)

- H Feldstärke im Luftspalt,
- D die mittlere Länge des Luftspaltes,
- l_2 die mittlere Länge des Magneten,
- S_2 mittlerer Querschnitt des Magneten,
- S_1 Querschnitt des Luftspaltes,
- H'_c Koerzitivkraft } wie sie durch die Ersatz-
- B'_r Remanenz } ellipse bestimmt werden.

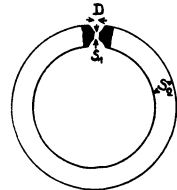


Fig. 10. Permanentmagnet

Da die besten Dauermagnete so zu dimensionieren sind, daß

$$\frac{D}{H'_c l_2} = \frac{S_1 \cdot (1 + aD)}{B'_r \cdot S_2},$$

damit das Produkt aus $B_r \cdot H_c$ — die „Gütezziffer“ — einen Größtwert erreicht, so erhält man für die Abhängigkeit der Größe H von D die Beziehung aus (16) für $S_1 = S_2$

$$\left(\frac{B'_r}{H} \right)^2 - 1 = \left(\frac{D}{l_2} \right)^2 \cdot \left(\frac{B'_r}{H'_c} \right)^2 + 2 a D + a^2 D^2 \dots \dots \dots (17)$$

In Fig. 11 sind die Abhängigkeiten der Feldstärken zweier Magnete*) von der Luftspaltgröße D aufgetragen. Man sieht, daß man durch den Übergang zu dünnen Dämpfern und schmalen Spalten eine wesentliche Erhöhung des Dekrements und

*) Der Magnet (---) von Galitzin⁷⁾ hatte einen Querschnitt von 36.3 × 22.5 qmm und eine Länge l_2 von etwa 130 mm, derjenige (—) von Elenbaas⁶⁾ 19.5 × 9.6 qmm, $l_2 = 106$ mm. Die Galitzinsche Kurve (---) läßt sich kaum durch Gleichung (16) wiedergeben, zumal auch die Werte für kleine D (< 5 mm) fehlen.

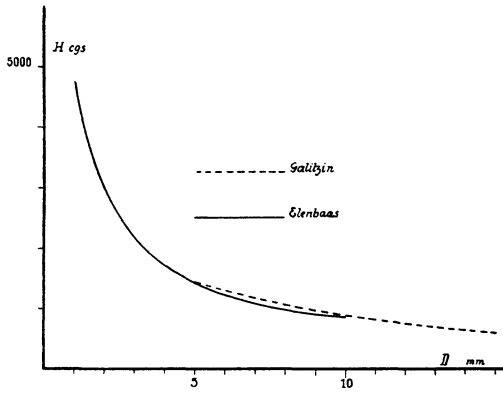


Fig. 11. Magnetische Feldstärke H und Luftspalt D

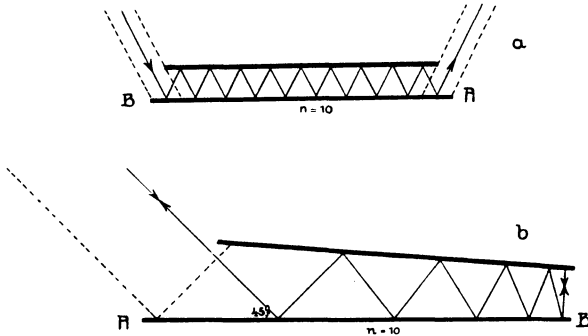


Fig. 12. Optischer Strahlengang bei der Mehrfachreflexion.

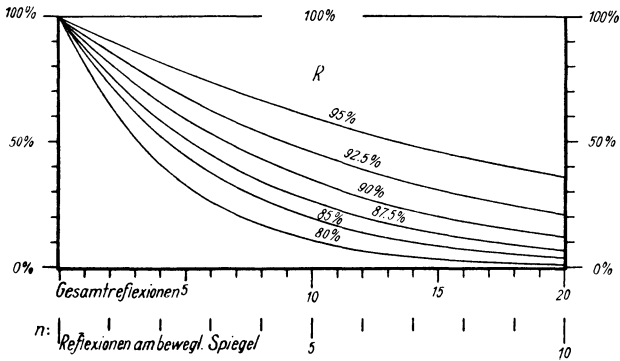


Fig. 13. Lichtintensität und Reflexionsvermögen bei Mehrfachreflexionen

eine Einsparung am Gewicht der Dämpferplatte erzielen kann*). Eine konsequent durchgeführte Konstruktion weist das Universalseismometer von de Quervain-Piccard auf, dessen Magnete einen Spalt von 0,8 mm Breite haben und deren Aluminiumdämpferplatten 0,4 mm dick sind.

Unter Verwendung von hochwertigen Magnetstählen konnten bequem Spaltfelder von 3000—6000 Gauß hergestellt und benutzt werden, ohne daß man zu unhandlichen Abmessungen greifen muß.

E. Optische Bedingungen für die Mehrfachreflexion. Der Vorteil der Mehrfachreflexion ist bei diesem Seismometer wohl erstmalig mit einem großen n (> 10) angewandt worden. In Fig. 12 sind die beiden Anordnungen des Strahlenganges gezeigt. Es muß die Spiegellängsachse AB stets parallel der Drehachse des Systems sein, damit die Anzahl der Reflexion immer konstant bleibt. Aus Gründen der bequemen Justierung war die Anordnung a einfacher zu handhaben. Die Frage der nötigen Lichtintensität hängt von dem Reflexionsvermögen der Spiegel ab. Die neuen Legierungen**) besitzen ein dauerndes Reflexionsvermögen von mindestens 90%. Die den verschiedenen Reflexionsvermögen R (in %) entsprechenden Anteile der Intensität bei n Gesamtreflexion kann man aus Fig. 13 ersehen. Neben der günstigen Metallbelegung der Oberflächenspiegel spielt bei der großen Zahl der Reflexion die Güte der Oberfläche (eben) eine entscheidende Rolle. Die Spiegel waren im Gegensatz zu ähnlichen früheren Versuchen [Geiger⁸]) so gut, daß die Aufzeichnung bei 20 Gesamtreflexionen auf dem Film mit dem von mir beschriebenen Registrierapparat¹⁶) unter Beobachtung der nötigen optischen Bedingungen nach Angabe von Kaiser¹²) noch Strichschärfen unter $\frac{1}{10}$ mm ergaben. Die Optik wurde so gewählt, daß zwischen den Spiegeln paralleler Strahlengang vorhanden war. Somit ist auch von dieser Seite die Brauchbarkeit der Mehrfachreflexion bei großem n erbracht.

*) Legt man die Hopkinsonsche Gleichung für einen „magnetischen Kreis“ zugrunde (die ferromagnetischen Legierungen in W. S. Messkin-A. Kußmann, Berlin 1932, S. 17), so erhält man für die Spaltbreite eines geschlitzten Eisenkreises (s. Fig. 10 $S_1 = S_2$) als Feldstärke

$$H = \frac{B_0}{1 + a \cdot D} \dots \dots \dots (17a)$$

wenn B_0 die Induktion im geschlossenen Ring ist. Die Konstante a hat die Bedeutung von μ/l_2 (μ die Permeabilität des Materials bei der dem magnetisierenden Feld entsprechenden Induktion). Die von Galitzin angegebene Kurve läßt sich durch (17a) gut darstellen. Es ist für $a = 0.2821$, $B_0 = 3483$:

Dicke D mm:	5,0	6,0	7,0	8,0	9,0	11,0	13,0	14,0	17,0
H' berechn.:	1445	1293	1171	1069	984	899	746	670	589
Feld H beob.:	1445	1311	1175	1062	957	835	727	663	589
$H - H'$ %:	0,0	+ 1,4	+ 0,4	- 0,7	- 0,7	- 1,8	- 2,6	- 1,1	0,0

**) Auch an dieser Stelle danke ich Herrn Dr. Hochheim für die freundliche Unterstützung mit seiner Spiegelbelegung.

F. Zusammenfassung. Die an dem Versuchsmodell eines Vertikalseismometers gewonnenen Erfahrungen und die günstigen elastischen Ergebnisse bei gleichzeitig gemachten Gravimeteruntersuchungen zeigen, daß man ein direkt photographisch schreibendes Vertikalseismometer: T 6 bis 8 sec, V 2000 bis 1000fach mit einer konstanten Empfindlichkeit ($T_{(q)} = \text{const}$) bei kleinen Abmessungen und hoher Astasierung ($N \sim 20$) bauen kann. Nach der allgemeinen Empfindlichkeitsdarstellung ($V \cdot L = \text{const}$) für alle Seismometer ist ein solches Stationsinstrument auch für Fernbeben noch ausreichend. Als weiterer Vorteil kommt hinzu, daß die optische Mehrfachspiegelung eine trägheitsarme erhebliche Vergrößerung bei guter optischer Strichschärfe ermöglicht.

Verzeichnis der angeführten Schriften

- 1) J. A. Anderson: Principle of the seismograph. Physics of the earth. VI, Seismology, Kap. 15. Washington 1933.
- 2) E. Beckmann: Untersuchungen über Wirbelstrombremsen. Diss. Hannover 1903.
- 3) H. Benioff: A new electro-magnetic seismograph, V. Pacific Science congress A 7.
- 4) H. P. Berlage: Seismometer. Abschnitt IV im Handb. d. Geophysik, herausgegeben von B. Gutenberg, Berlin 1932.
- 5) L. J. B. La Coste jr.: A new type long period vertical seismograph. Physics, 1934, S. 178—180.
- 6) W. Elenbaas: Dauermagnete. Zeitschr. f. techn. Phys. **14**, 191—197 (1933).
- 7) B. Galitzin: Über die magnetische Dämpfung von Horizontalpendeln. Bull. de l'Acad. Imp. des Sciences de St. Petersburg 1908, S. 673—686.
- 7a) B. Galitzin: Vorlesungen über Seismometrie, deutsch von O. Hecker, Leipzig 1914.
- 8) L. Geiger: Steigerung der Empfindlichkeit bei der Gauß-Poggendorffschen Spiegelmethode. Phys. Zeitschr. **12**, 66—70 (1911).
- 9) B. Gutenberg: Das „Seismological Laboratory“ in Pasadena. Gerl. Beitr. z. Geophys. Ergebn. d. kosm. Phys. II, S. 215.
- 10) B. Gutenberg: Die seismische Bodenunruhe. Handb. d. Geophysik Bd. IV, S. 295.
- 11) T. Hagiwara: On the magnetic damper. Earthquake Research Inst. Bull. **12**, 482—491 (1934).
- 12) H. Kaiser: Theorie der photographischen Registrierung. Zeitschr. f. techn. Phys. **10**, 303—314 (1935).
- 13) A. König: Geometrische Optik. Handb. d. Experimentalphysik XX, 2 (zusammenfassende Lit.).
- 14) H. Martin: Schwingungslehre. Handb. d. Experimentalphysik Bd. XVII, Teil I, Kap. 2, § 2 und 3. Leipzig 1934.
- 15) O. Meißer: Beitrag zur Theorie und Konstruktion von statischen Schwere messern. Zeitschr. f. Geophys. **11**, 221—234 (1935).
- 16) O. Meißer: Zur photographischen Registrierung von Stationsseismometern. ebenda **10**, 259—265 (1934).
- 17) O. Meißer: Beiträge zu einer experimentellen Seismik. Veröffentl. d. Reichsanstalt f. Erdbebenf. Jena 1929, Heft 9, II, § 2, S. 42ff.

¹⁸⁾ A. de Quervain u. A. Piccard: Beschreibung des 21-Tonnen-Universal-seismographen System de Quervain-Piccard. Jahresber. des Schweiz. Erdbebend. 1924. Zürich 1926.

^{18a)} L. F. Richardson: Springs for vertikal seismographs. Monthly notices of the Royal. Soc. Geophysical Supplements I, Nr. 8, 1926, S. 403—411.

¹⁹⁾ R. Rüdtenberg: Energie der Wirbelströme in elektrischen Bremsen und Dynamomaschinen. Stuttgart 1906.

²⁰⁾ G. Schmerwitz: Der Koppelungsfaktor bei galvanometrisch registrierenden Seismographen. Zeitschr. f. Geophys. **12**, 206—220 (1936).

²¹⁾ T. Tamaru: Über ein neues Vertikalseismometer. Verh. d. I. internat. Seism. Konf., Straßburg 1903, Beilage B 4.

²²⁾ E. Wanner: Jahresbericht des Schweizerischen Erdbebendienstes, Zürich 1935.

²³⁾ Die Erdbebenwarten von Deutschland und Österreich im Jahre 1925. Zeitschrift f. Geophys. **1**, 285—296 (1924/25).

Jena, November 1937, Reichsanstalt für Erdbebenforschung.

Untersuchungen über Vorgänge an der Schneide beim Schwingen eines Schwerependels

Von **Wilhelm Köller** — (Mit 18 Abbildungen)

Bei den Messungen der Schwingungsdauer mit Sterneckpendel, die über Zeiträume bis zu 12 Stunden beobachtet wurden, zeigte sich nach Berücksichtigung der üblichen Korrekturen eine Abnahme der Schwingungsdauer bei sinkender Amplitude. Es wird gezeigt, daß die Form der Abnahme (reduzierte Werte der Schwingungsdauer als Funktion der Amplitude) theoretisch nicht durch einen reinen Abrollvorgang an der Schneide erklärt werden kann. Unter der Annahme des Abrollens und gleichzeitigem Zurückgleiten der Schneide auf dem Lager beim Schwingen des Pendels ergibt die Theorie eine Näherungslösung, die die gemessene Form der Abnahme der Schwingungsdauer erklären kann. Außerdem wird die Größe des Krümmungsradius der Schneide, der für den Abrollvorgang wirksam ist, erörtert.

Einleitung

Pendelmessungen, bei denen die Beobachtungen über Zeiträume von mehr als 2 Stunden ausgedehnt wurden, zeigten selbst, nachdem sie durch die üblichen Korrekturen auf konstanten Druck, Temperatur, unendlich kleine Bögen (Amplitudenkorrektur) und schließlich auf Mitschwingen mittels der bekannten Furtwänglerschen Korrektionsformeln reduziert waren, immer noch eine Abnahme der Schwingungsdauer mit der Beobachtungszeit oder Amplitude.

Ein solches Verhalten der Pendel muß naturgemäß zu einer falschen Beurteilung der Genauigkeit der Pendelmessungen führen. Es ergab sich also die Aufgabe, dieses Verhalten näher zu untersuchen. Vorliegende Arbeit soll einen Beitrag zur Lösung dieser Aufgabe liefern.