

1 Empfindlichkeit von Seismometern

Ganz unabhängig von der Methode mit der die Auslenkung des mechanischen Sensors in eine elektrische Spannung umgewandelt wird (elektrodynamische Aufnehmer, Wegaufnehmer, Feedback, etc.) bestimmt die Empfindlichkeit des mechanischen Sensors diejenige des gesamten Instruments. Je empfindlicher der mechanische Sensor auf eine Anregung reagiert, umso größer ist das Signal, das zur Wandlung zur Verfügung steht und umso empfindlicher ist das Seismometer insgesamt.

Der Betrag $|T(\omega)|$ der komplexen Antwortfunktion

$$T(\omega) = \frac{1}{\omega_0^2 + 2ih\omega_0\omega - \omega^2}, \quad (1)$$

die die Beziehung

$$\tilde{y}(\omega) = T(\omega) \tilde{a}(\omega) \quad (2)$$

zwischen anregender Beschleunigung $\tilde{a}(\omega)$ und Auslenkung $\tilde{y}(\omega)$ des Pendels herstellt, ist ein Maß für die Empfindlichkeit des Sensors. Für große Frequenzen $\omega \gg \omega_0$ ist die Amplitudenantwort

$$|T(\omega)| \approx \frac{1}{\omega^2}. \quad (3)$$

Die Empfindlichkeit des Instruments ist also unabhängig von den Eigenschaften des Sensors. Aber für geringe Frequenzen $\omega \ll \omega_0$ ist

$$|T(\omega)| \approx \frac{1}{\omega_0^2} = \frac{T_0^2}{4\pi^2}. \quad (4)$$

Die Empfindlichkeit ist dort proportional zum Quadrat der Eigenperiode

$$T_0 = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2\pi \sqrt{\frac{m}{D}}. \quad (5)$$

des mechanischen Sensors. Dabei ist m die seismische Masse und D die Federkonstante, falls es sich um ein einfaches Masse-Feder Pendel handelt.

Fazit: Will man ein besonders empfindliches Seismometer für die Untersuchung langperiodischer Signale (z.B. Eigenschwingungen der Erde oder Gezeiten) bauen, so sollte der mechanische Sensor eine möglichst große Eigenperiode haben.

2 Astasierung

Praktisch erreicht man eine große Eigenperiode, indem man die rücktreibende Kraft, die das Pendel in der Ruhelage

hält möglichst klein macht. Verschwindet diese rücktreibende Kraft ganz, so hat das Pendel keine stabile Gleichgewichtslage mehr, es befindet sich dann in einem indifferenten Gleichgewicht. Man spricht dabei auch von *Astasierung*. Erreicht wird die Astasierung immer durch den geometrischen Aufbau des Pendels, nicht durch die Wahl einer großen Masse m oder einer geringen Federkonstante D .

2.1 Horizontalseismometer

Abb. 1 zeigt zwei Konstruktionsprinzipien für astasierte Horizontalseismometer. Die linke Konstruktion (Abb. 1a) wird als *Garden-gate suspension*, also als *Gartentür-Aufhängung* bezeichnet. Der Effekt ist aus dem Alltag bekannt. Ist die Schwingachse einer Gartentür exakt parallel zur Schwerebeschleunigung, so kann man sie sowohl offen als auch geschlossen stehen lassen. In allen anderen Fällen hat sie eine stabile Gleichgewichtslage in die sie schwingt, sobald sie losgelassen wird. Die Eigenperiode eines so aufgehängten Pendels kann durch die Eigenperiode eines äquivalenten Fadenpendels veranschaulicht werden (Abb. 2a). Das Fadenpendel müsste so lang sein, wie der Abstand zwischen dem Schwerpunkt der Masse und dem Schnittpunkt des Lots durch den Schwerpunkt der Masse mit der Verlängerung der Drehachse. Ein Fadenpendel mit einer Eigenperiode von 20 s muss 100 m lang sein. Mit der *Garden-gate* Aufhängung erhält man diese Eigenperiode mit einem 30 cm langen Pendel, das um $\alpha = 0,2^\circ$ geneigt ist.

Das berühmte Horizontalseismometer von Wiechert von 1905 ist nach Abb. 1b als invertiertes Pendel aufgebaut. Die Masse ruht auf einem Spitzenlager und wird seitlich von Federn gestützt, die gerade stark genug sind, um das Pendel in der Ruhelage zu halten. Auch durch eine Feder, deren Kraft senkrecht zur Bewegungsrichtung des Pendels wirkt ist eine Astasierung möglich (Abb. 2b).

2.2 Vertikalseismometer

Im Gegensatz zu Horizontalseismometern kann man Vertikalseismometer nicht einfach durch ein Gelenk gegen die statische Schwerebeschleunigung abstützen. Vertikalseismometer und Gravimeter benötigen eine Tragfeder, die die seismische Masse stützt, aber gleichzeitig eine Auslenkung in vertikaler Richtung (parallel zur Schwerebeschleunigung) zulässt. Nach Gl. (5) könnte man versucht sein, die Astasierung durch eine möglichst große Masse m oder eine möglichst kleinen Federkonstante D zu erreichen. Beides ist nicht praktikabel. Das

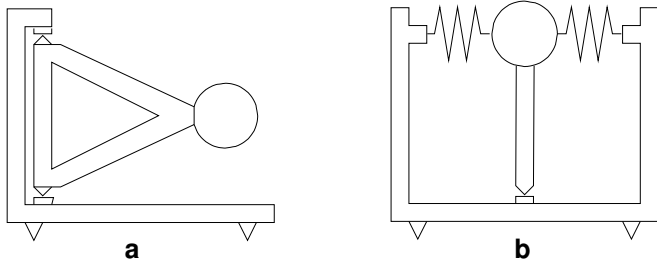


Abbildung 1: Astasierung von Horizontalseismometern: a) *Garden-gate* Aufhängung und b) invertiertes Pendel. Mit freundlicher Genehmigung von Erhard Wielandt (2000).

Gerät würde unhandlich groß werden und die Ruheauslenkung der Feder würde an die Grenze kommen an der plastische Deformation einsetzt. Auch beim Vertikalseismometer erreicht man eine Astasierung durch eine geschickte Wahl der Pendelgeometrie. Man weicht damit vom simplen Konstruktionsprinzip einer Federwaage ab. Daher lässt sich die Eigenperiode dann auch nicht mehr nach Gl. (5) aus Masse m und Federkonstante D berechnen.

Die berühmteste Aufhängung wurde von LaCoste (1934) entwickelt und ist das zentrale Konstruktionsprinzip der LaCoste-Romberg Gravimeter. Bei geeigneter Geometrie befindet sich das Pendel in jeder Lage im indifferenten Gleichgewicht (Abb. 3). Das heißt, die Tragfeder kompensiert immer exakt die Wirkung der statischen Schwerebeschleunigung, nicht mehr und nicht weniger. Diese Geometrie kann mit einfachen Mitteln analytisch behandelt werden (Abschnitt 3).

Von Wielandt (1975) und Wielandt und Streckeisen (1982) wurden Vertikalseismometer mit tragender Blattfeder entwickelt. Das STS-1 Vertikalseismometer ist nach Abb. 4a konstruiert. Das STS-2 Seismometer enthält drei Sensoren nach Abb. 4b, deren empfindliche Richtungen entlang der Kanten eines auf der Spitze stehenden Würfels schräg im Raum stehen (Wielandt, 2000, Abschnitt 2.7). Die Blattfeder ist in beiden Fällen im entspannten Zustand flach. Das Pendel ist nicht in jeder Lage im indifferenten Gleichgewicht. Allerdings ist die Rückstellkraft in der Umgebung der Ruhelage minimiert. Es existiert also ein lokales indifferentes Gleichgewicht. Die Seismometer arbeiten als Force-balance Feedback-Seismometer mit aktiver Rückkopplung. Auf diese Weise wird erreicht, dass die Masse die Lage nicht verlässt, in der das Pendel astasiert ist. Die geeignete Geometrie der Feder lässt sich nicht analytisch, sondern nur durch numerische Rechnungen mit einem FE-Algorithmus (finite Elemente) finden.

3 Die LaCoste-Geometrie

In Abb. 5 in eine schematische Darstellung der Aufhängung der Gravimetermasse in einem klassischen LaCoste-Romberg Gravimeter dargestellt. Die Masse m ist an der Spitze des Pen-

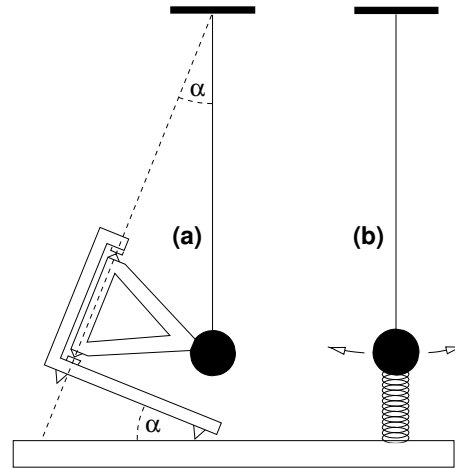


Abbildung 2: Astasierung von Horizontalseismometern: a) Das *Garden-Gate* Pendel entspricht einem Fadenpendel dessen Länge gleich dem Abstand zwischen dem Schwerpunkt der Masse und dem Schnittpunkt des Lots durch den Schwerpunkt der Masse mit der Verlängerung der Drehachse ist. b) Astasierung durch eine Feder, deren Kraft senkrecht zur Bewegungsrichtung des Pendels wirkt. Mit freundlicher Genehmigung von Erhard Wielandt (2002).

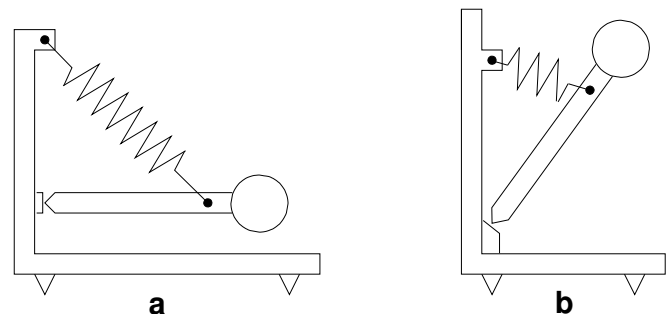


Abbildung 3: Astasierung eines Vertikalseismometers nach LaCoste (1934). Das Pendel befindet sich bei geeignet eingestellter Geometrie in jeder Lage im indifferenten Gleichgewicht. Mit freundlicher Genehmigung von Erhard Wielandt (2000).

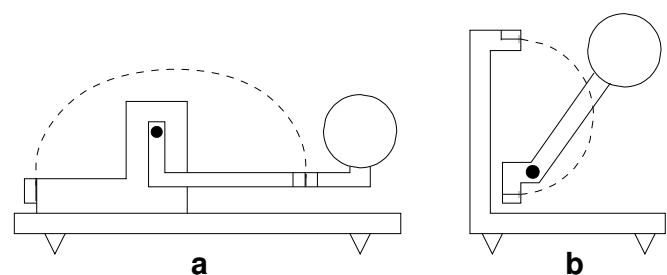


Abbildung 4: Astasierung eines Vertikalseismometers mit Blattfeder als Tragfeder nach Wielandt (1975). a) Prinzip des STS-1 und b) Prinzip des STS-2. Die schwarzen Punkte markieren jeweils die Pendelachse. Die gestrichelten Linien geben die Form der eingespannten Blattfedern wieder. Mit freundlicher Genehmigung von Erhard Wielandt (2000).

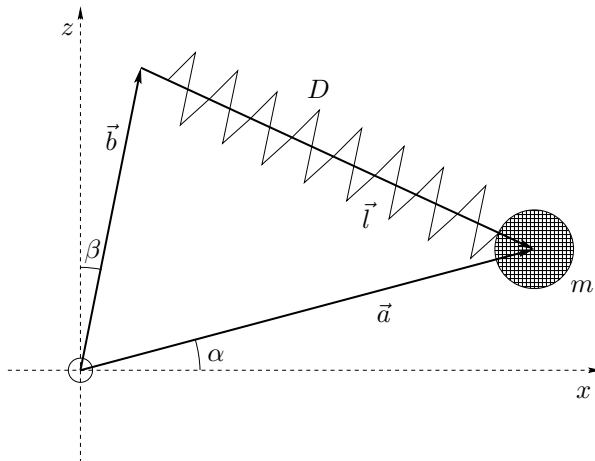


Abbildung 5: Skizze zur Pendel-Aufhängung in einem LaCoste-Gravimeter. \vec{a} : Pendelarm. \vec{b} : Vektor zum Aufhängepunkt der Feder. \vec{l} : Feder. D : Federkonstante. m : Gravimetermasse.

delarmes \vec{a} befestigt. Der Arm ist im Koordinatenursprung um die y -Achse drehbar befestigt. Getragen wird die Masse durch eine Nulllängen Feder. Diese ist zwischen dem Punkt \vec{b} und dem Punkt \vec{a} (dem Schwerpunkt der Masse) eingespannt und hat die Länge $|\vec{l}|$. Als Nulllängen Feder folgt sie dem Kraftgesetz

$$F = |\vec{l}|D. \quad (6)$$

Im kräftefreien Zustand hat sie die Länge $|\vec{l}| = 0$. Solche Federn werden praktisch durch Umkrempeln einer Schraubenfeder hergestellt. Man benutzt also eine Feder, die in ihrem kürzesten Zustand vorgespannt ist und zwar genau so, dass Gl. (6) gilt.

3.1 Kräfte und Drehmomente

Die z -Achse ist durch die Schwerebeschleunigung \vec{g} definiert. Die Gewichtskraft der Masse ist dann

$$\vec{F}_g = \vec{g}m = -g\hat{z}m, \quad (7)$$

wobei \hat{z} der Einheitsvektor in z -Richtung ist. Auf die Masse wirkt außerdem die Federkraft

$$\vec{F}_D = -\vec{l}D = (\vec{b} - \vec{a})D. \quad (8)$$

Auf das Pendel wirken damit ein Drehmoment

$$\vec{M}_g = \vec{F}_g \times \vec{a} = m\vec{g} \times \vec{a} = -mg\hat{z} \times \vec{a} \quad (9)$$

aufgrund der Schwerkraft und ein Drehmoment

$$\vec{M}_D = \vec{F}_D \times \vec{a} = D(\vec{b} - \vec{a}) \times \vec{a} = D\vec{b} \times \vec{a} \quad (10)$$

aufgrund der Federkraft. Das resultierende Moment ist

$$\vec{M}_R = \vec{M}_D + \vec{M}_g = (D\vec{b} - mg\hat{z}) \times \vec{a} = \vec{F}_R \times \vec{a}. \quad (11)$$

Dabei ist

$$\vec{F}_R = D\vec{b} - mg\hat{z} \quad (12)$$

die resultierende Kraft, die auf das Pendel wirkt.

3.2 Gleichgewichtslagen

Das Pendel befindet sich genau dann in einer Gleichgewichtslage, wenn das resultierende Moment \vec{M}_R verschwindet.

3.2.1 Indifferentes Gleichgewicht

Nach Gl. (11) verschwindet das Moment \vec{M}_R sobald die resultierende Kraft \vec{F}_R verschwindet. Das geschieht für

$$D\vec{b} = mg\hat{z} \quad (13)$$

also für den Fall, dass die Aufhängung der Feder in einem Abstand

$$|\vec{b}| = \frac{mg}{D} \quad (14)$$

lotrecht über der Achse des Pendels angebracht ist. Die Gleichgewichtsbedingung ist unabhängig von der Lage \vec{a} des Pendels erfüllt. Und sie lässt sich sogar unabhängig von der Länge $|\vec{a}|$ des Pendels herstellen! In jeder Lage kompensiert das Drehmoment \vec{M}_F der Feder exakt das Drehmoment \vec{M}_g der statischen Schwerebeschleunigung.

3.2.2 Stabiles und labiles Gleichgewicht

Betrag und Richtung der resultierenden Kraft \vec{F}_R in Gl. (12) werden nur durch die Konstruktion des Pendels und die Schwerebeschleunigung bestimmt, nicht von der Lage des Pendels. Weicht die Konstruktion von der Bedingung in Gl. (13) ab, so befindet sich das Pendel nach Gl. (11) nur dann im Gleichgewicht ($|\vec{M}_R| = 0$), wenn der Pendelarm \vec{a} parallel zur resultierenden Kraft \vec{F}_R ist. Dann verschwindet nämlich das Kreuzprodukt. Da Betrag und Richtung von \vec{F}_R unabhängig von der Lage des Pendelarmes sind, bestimmt die Wahl der Pendelkonstruktion (\vec{b} , m und D) zusammen mit der Schwerebeschleunigung \vec{g} unmittelbar die Gleichgewichtslage des Pendels.

In Tab. 1 sind die verschiedenen Bewegungen und Gleichgewichtslagen skizziert, die das Pendel in Abhängigkeit von der resultierenden Kraft \vec{F}_R einnehmen kann. Die erste Zeile zeigt die beiden möglichen Gleichgewichtslagen in der die Kraft \vec{F}_R und der Pendelarm \vec{a} parallel sind und das resultierende Moment \vec{M}_R daher verschwindet. Abhängig vom Vorzeichen der x -Komponente der Kraft ergibt sich ein stabiles (links) oder ein labiles (rechts) Gleichgewicht. Aus Gl. (12) geht hervor, dass das Vorzeichen der x -Komponente

$$\vec{F}_R \cdot \hat{x} = Db_x. \quad (15)$$

von \vec{F}_R allein durch das Vorzeichen der x -Komponente b_x des Aufhängepunktes \vec{b} bestimmt wird. Ob das Gleichgewicht stabil oder labil ist, hängt also nur von der Konstruktion des Instruments und nicht von der Größe der Schwerebeschleunigung ab.

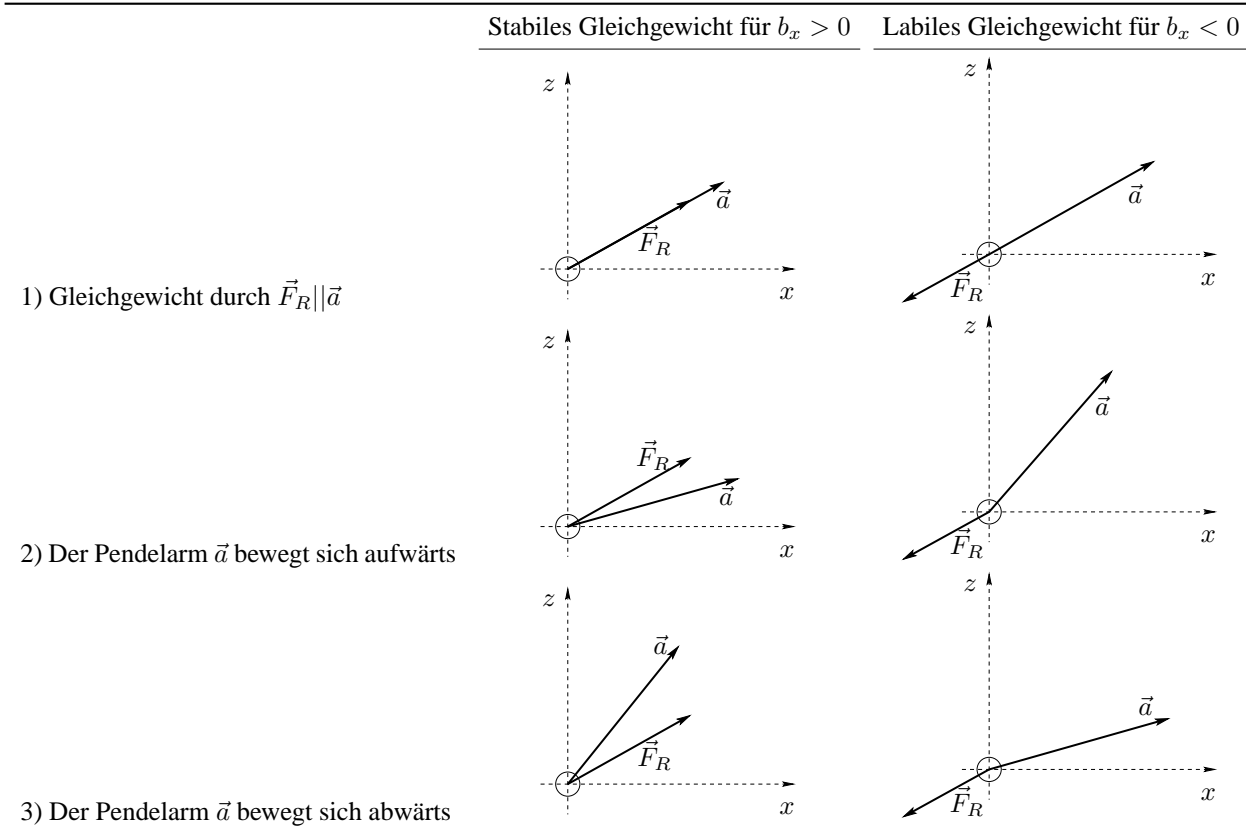


Tabelle 1: Gleichgewichtslagen und Pendelbewegung in Abhängigkeit von einer nicht verschwindenden resultierenden Kraft \vec{F}_R . Das Vorzeichen der x-Komponente der \vec{F}_R wird ausschließlich durch die x-Komponente b_x der Aufhängung \vec{b} bestimmt. Damit entscheidet allein die Aufhängung darüber, ob das Pendel eine stabile oder eine labile Gleichgewichtslage hat.

Die Zeilen 2 und 3 in Tab 1 zeigen, welche Bewegung das Pendel ausführt, wenn es aus dem Gleichgewicht ausgelenkt wird. In allen Fällen bewegt sich der Pendelarm \vec{a} auf den Kraftvektor \vec{F}_R zu. Aber nur für $b_x > 0$ erreicht er diesen (und somit den Zustand des stabilen Gleichgewichts) innerhalb des ersten oder zweiten Quadranten. Im Falle $b_x < 0$ würde ein reales Pendel nach Störung des labilen Gleichgewichts an den Anschlag gehen.

3.3 Das Pendel als Messgerät

Dass das astasierte Pendel ein enorm empfindlicher Schwere-sensor sein muss, geht unmittelbar aus den Überlegungen zum indifferenten Gleichgewicht hervor. Das indifferente Gleichgewicht ist für $b_x = 0$ und $b_z = mg/D$ erreicht indem b_z entsprechend eingestellt wird. Weicht nun g nur ganz leicht vom Anfangswert ab (z.B. weil sich die Schwerebeschleunigung aufgrund der Gezeiten verändert hat), so wird $\vec{F}_R \neq 0$. Wegen $b_x = 0$ zeigt \vec{F}_R entweder senkrecht nach oben oder senkrecht nach unten. Das Pendel geht also in jedem Fall (auch bei einer winzig kleinen Schwerestörung) sofort an den oberen oder den unteren Anschlag. Ein solches Gerät ist als Messinstrument unbrauchbar. Außerdem würde das Pendel aufgrund kleiner (z.B. thermischer) Störungen beliebig driften. Daher

wird im realen Instrument durch ein kleines, aber endliches b_x eine stabile Gleichgewichtslage eingestellt.

3.3.1 Das Pendel als Seismometer

Das resultierende Moment ist nach Gl. (11)¹

$$\vec{M}_R = (Db_x \hat{x} + (Db_z - mg) \hat{z}) \times \vec{a} \quad (17a)$$

$$= \hat{y} ((Db_z - mg) a_x - Db_x a_z) \quad (17b)$$

$$= \hat{y} (|\vec{a}| (Db_z - mg) \cos \alpha - |\vec{a}| Db_x \sin \alpha). \quad (17c)$$

Die Ruhelage des Vertikalseismometers liegt bei $\alpha = 0$. Das Seismometer wird abgeglichen, indem $b_z = mg/D$ eingestellt wird. Der erste Term in Gl. (17c) verschwindet dann. Der zweite Term ist das verbleibende Rückstellmoment, das das Pendel in seiner Ruhelage ($\alpha = 0$) hält, solange es nicht angeregt wird.

Zusätzlich zur Astasierung sind die modernen Feedback-

¹Zur Erinnerung: Das Kreuzprodukt $\vec{a} \times \vec{b}$ für zwei Vektoren

$$\vec{a} = \begin{pmatrix} a_x \\ a_y \\ a_z \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad \vec{b} = \begin{pmatrix} b_x \\ b_y \\ b_z \end{pmatrix} \quad \text{ist} \quad \vec{a} \times \vec{b} = \begin{pmatrix} a_y b_z - a_z b_y \\ -a_x b_z + a_z b_x \\ a_x b_y - a_y b_x \end{pmatrix}. \quad (16)$$

Seismometer mit einer Kraft-Rückkopplung ausgerüstet. Das Pendel schlägt dann nicht mehr aus, sondern wird durch eine Feedback-Kraft mit dem Gehäuse mitgeführt. Damit wird die Dynamik und Linearität des Instruments vergrößert. Die Dynamik wird vergrößert, da das Gerät durch die Astasierung zwar extrem empfindlich sein kann, seine Aussteuerbarkeit aber nicht durch den mechanischen Anschlag begrenzt wird, sondern nur durch die elektronisch verursachte Begrenzung der maximalen Feedback-Kraft. Die Linearität wird dadurch vergrößert, dass das Pendel immer in derselben Lage bleibt. Bei verschwindenden Auslenkungen kann der Sinus in Gl. (17c) durch $\sin \alpha \approx \alpha$ genähert werden. Die Rückstellkraft auf die seismische Masse beträgt dann $Db_x \alpha = 2\pi|\bar{a}|Db_x y$, wenn $y = 2\pi|\bar{a}|$ der Weg der Masse ist. In dieser linearen Näherung (für kleine Auslenkungen) lautet dann die Differentialgleichung des Seismometers

$$\ddot{y}(t) + \frac{R}{m}\dot{y}(t) + 2\pi|\bar{a}|\frac{D}{m}b_x y(t) = a(t), \quad (18)$$

wobei $a(t)$ die anregende Beschleunigung und R die Materialkonstante des Dämpfungselements ist. Durch Vergleich mit der Lösung der Differentialgleichung für das einfache Masse-Feder-Pendel erkennt man, dass die Eigenperiode dieses Seismometers

$$T_0 = \frac{2\pi}{\omega_0} = \sqrt{\frac{m}{|\bar{a}|Db_x}} \quad (19)$$

ist. Diese kann nun durch die Wahl eines kleinen b_x sehr groß gemacht werden. Die schwer exakt justierbare Größe b_x geht unmittelbar in die Eigenperiode des Pendels ein. Das ist unerwünscht. Der Feedback behebt auch dieses Problem. In einem Feedback-Seismometer wird die Antwortfunktion des gesamten Instruments fast ausschließlich durch die Komponenten des elektronischen Reglers bestimmt. Die mechanische Eigenperiode (Eigenperiode des mechanischen Pendels) bestimmt nur noch die Empfindlichkeit des Instruments.

3.3.2 Das Pendel als Feldgravimeter

Beim Feldgravimeter erfolgt eine Messung, indem das Pendel durch drehen an der Spindel in seine Ruhelage gebracht wird. Die Lage des Pendels wird dabei durch den sogenannten *Beam* angezeigt. Durch drehen an der Spindel wird b_z verstellt. Der Messwert ergibt sich aus der Anzahl der zur Justierung notwendigen Spindel-Umdrehungen.

Ist das Instrument nicht abgeglichen, so treibt der erste Term in Gl. (17c) das Pendel (den *Beam*) aus der Skalenmitte heraus. Durch Abgleich des Instruments, also Einstellen von $b_z = mg/D$, wird dieser Term zum Verschwinden gebracht. Der zweite Term $-|\bar{a}|Db_x \sin \alpha$ ist das rücktreibende Moment, das das Pendel wieder in die Skalenmitte zurückführt. Seine Größe wird wesentlich durch b_x bestimmt. Indem b_x klein aber positiv gewählt wird, erhält man einen stabilen, aber sehr empfindlichen Sensor, der durch eine kleine Störung der Bedingung $g = b_z D/m$ bereits deutlich aus der Skalenmitte getrieben wird.

Nach Gl. (17b) ergibt sich für die Gleichgewichtslage ($|\vec{M}_R| = 0$) des Pendelarmes

$$\frac{a_z}{a_x} = \frac{Db_z - mg}{Db_x} = \frac{b_z - \frac{m}{D}g}{b_x}. \quad (20)$$

Die Steigung a_z/a_x des Pendelarmes ist also gleich $\Delta b_z/b_x$, wobei $\Delta b_z = b_z - mg/D$ die Abweichung von der abgeglichenen Lage angibt. Durch verstellen der Aufhängehöhe b_z der Feder kann das Pendel also gleichmäßig in die Skalenmitte ($a_z = 0$) gedreht werden. Das Pendel reagiert umso empfindlicher, je kleiner b_x im Nenner ist.

Die Gravimeter-Spindel bewegt den Aufhängepunkt \vec{b} pro Umdrehung um einen ganz bestimmten Betrag aufwärts oder abwärts (je nach Drehrichtung). Dabei wird die Bewegung der Spindel stark untersetzt auf die Aufhängung übertragen. Der Skalenwert s an der Gravimeter-Spindel hängt über

$$b_z = \lambda(s - s_0) \quad (21)$$

mit der Lage b_z der Aufhängung zusammen. Dabei ist s_0 ein beliebiger Nullpunkt der Spindelskala und λ ist der Faktor der Untersetzung. Der Beam steht für

$$g = \frac{\lambda D(s - s_0)}{m} \quad (22)$$

in der Mitte. Gleicht man das Gravimeter nacheinander an zwei verschiedenen Orten ab, so erhält man die Mittenlage des Beams am Ort mit der Schwerebeschleunigung g_1 für die Spindelstellung s_1 und am Ort mit der Schwerebeschleunigung g_2 für die Spindelstellung s_2 . Der Schwereunterschied zwischen beiden Orten ergibt sich mit

$$g_2 - g_1 = \frac{\lambda D}{m}(s_2 - s_1) \quad (23)$$

in (zumindest theoretisch) völlig linearem Zusammenhang aus dem Unterschied $s_2 - s_1$ der Spindelablesungen. Der Faktor $\lambda D/m$ ist der Skalenfaktor des Gravimeters. Die schwer exakt einstellbare Größe b_x bestimmt nur die Empfindlichkeit des Geräts, geht aber nicht in den Skalenfaktor ein.

Literatur

- Chapin D.A., 1999. The fertile mind of Lucien J.B. LaCoste (1908–1995). *The Leading Edge*, Seiten 1212–1213.
- LaCoste L.J.B., 1934. A new type long period seismograph. *Physics*, 5: 178–180.
- Wielandt E., 1975. Ein astasiertes Vertikalpendel mit tragender Blattfeder. *J. Geophys.*, 41: 545–547.
- Wielandt E., 2000. Seismometry. <http://www.geophys.uni-stuttgart.de/seismometry/hbk_html/index.html>, <<http://www.geophys.uni-stuttgart.de/downloads/Postscript-files>>.

- Wielandt E., 2002. Seismic sensors and their calibration. In: P. Bormann und E. Bergmann (Herausgeber), *New Manual of Seismological Observatory Practice*, GeoForschungsZentrum, Potsdam, Germany. <http://www.geophys.uni-stuttgart.de/seismometry/man_html/index.html>, <<http://www.geophys.uni-stuttgart.de/downloads/Postscript-files>>.
- Wielandt E. und Streckeisen G., 1982. The leaf-spring seismometer: Design and performance. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 72(6): 2349–2367.