

# Ein thermo-optisches Verfahren zum Nachweis und zur Messung mechanischer Schwingungen

Von LUDWIG BERGMANN

Aus der wissenschaftlichen Abteilung der optischen Werke E. Leitz G.m.b.H., Wetzlar

Herrn Professor Dr. P. CERMAK zu seinem 75. Geburtstag gewidmet

(Z. Naturforschg. 13 a, 599—602 [1958]; eingegangen am 29. Juni 1958)

Es wird ein Verfahren beschrieben, um mechanische Schwingungssysteme anzuregen und deren Eigenfrequenzen zu messen. Die Anregung geschieht dabei durch intermittierende Wärmebestrahlung, der Nachweis auf optisch-lichtelektrischem Wege. Das Verfahren zeichnet sich durch hohe Empfindlichkeit aus und hat den Vorteil, daß das schwingende System durch keinerlei zusätzliche Massen gestört wird.

Eine immer wieder auftretende Aufgabe in der Physik und Technik ist der Nachweis und die Messung der Eigenfrequenzen von mechanischen Systemen. Man geht hierbei im allgemeinen so vor, daß man das betreffende System mit einer stetig veränderlichen Frequenz anregt und auf irgendeine Weise die dann auftretenden Eigenfrequenzen feststellt. Besteht das zu untersuchende System aus einem ferromagnetischen Material, so kann die Schwingungsanregung elektromagnetisch erfolgen und auch der Nachweis der Schwingungen läßt sich in der gleichen Weise etwa durch Annäherung des Magnetsystems eines hochohmigen Telefons an das schwingende System nachweisen. Die dabei von dem schwingenden System in der Spule des Magnetsystems induzierten Spannungen lassen sich verstärken und nach Gleichrichtung mit einem Galvanometer nachweisen. Dieses vielfach angewandte Verfahren versagt bei Schwingungssystemen, die aus einem nichtferromagnetischen Material (z. B. Messing, Aluminium usw.) bestehen. Zwar kann man sich dann durch Aufkitten dünner Eisenplättchen helfen oder man kann eine elektrostatische oder piezoelektrische Anregung bzw. Abtastung benutzen, doch sind diese Verfahren meist recht umständlich und außerdem wird das zu messende Schwingungssystem durch die Anbringung von wenn auch kleinen Massen verändert.

Hier dürfte bei allen mechanischen Systemen, die mit geringer Dämpfung, also genügend großer Resonanzüberhöhung schwingen können, das im folgenden beschriebene Verfahren<sup>1</sup> weiterhelfen, bei dem das zu untersuchende System mittels intermittierender Wärmestrahlung zu Schwingungen angestoßen und letztere auf optisch-lichtelektrischem Wege nachgewiesen werden.

Abb. 1 zeigt den hierzu erforderlichen Aufbau. Ein Schwarzweiß-Strichgitter  $G_1$  wird über einen Kondensor  $K$  von einer Glühlampe  $Q$  beleuchtet und mittels eines Objektivs  $O$  über den an dem schwingenden System befestigten kleinen Planspiegel  $S$  auf ein zweites Gitter  $G_2$  abgebildet, dessen Dimensionen so gewählt sind, daß die dunklen Striche des Gitters  $G_1$  bei richtiger Justierung des Spiegels  $S$  gerade die hellen lichtdurchlässigen Striche von  $G_2$  ausfüllen. Hinter dem

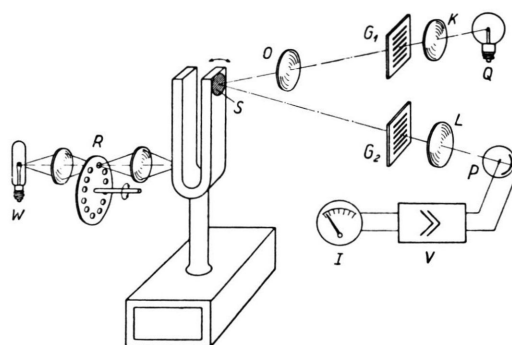


Abb. 1. Prinzip der Versuchsanordnung.

Gitter  $G_2$  befindet sich eine Sammellinse  $L$ , die das durch das Gitter  $G_2$  hindurchtretende Licht auf eine Photozelle  $P$  konzentriert. Letztere liegt am Eingang eines Verstärkers  $V$ , an dessen Ausgang über einen Gleichrichter das Meßinstrument  $I$  angeschlossen ist. Trifft man die optische Einstellung des Bildes von Gitter  $G_1$  auf dem Gitter  $G_2$  so, daß die dunklen Streifen von  $G_1$  die hellen Streifen von  $G_2$  etwa zur Hälfte bedecken, so ändert sich die durch  $G_2$  hindurchtretende Lichtmenge, wenn der Spiegel  $S$  um eine zur Gitterrichtung parallele Achse gekippt wird. Befindet sich der Spiegel an einem schwingenden System (in Abb. 1 z. B. am Ende einer Stimmgabel), so erhält man bereits bei

<sup>1</sup> Das Prinzip dieses Verfahrens wurde bereits 1931 vom Verfasser angegeben (Phys. Z. 32, 688 [1931]). Es konnte jedoch erst in den letzten Jahren mit Hilfe moderner Optik und Elektronik zu einem brauchbaren Gerät höchster Empfindlichkeit entwickelt werden.



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitalized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition "no derivative works"). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

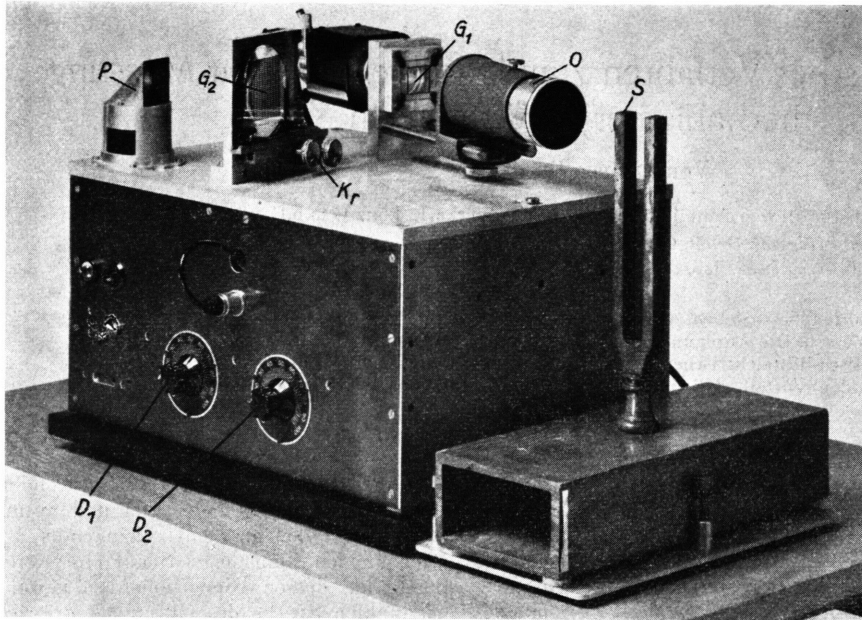


Abb. 2. Apparatur zur Messung kleiner Schwingungsbewegungen.

kleinsten Schwingungsamplituden auf der Photozelle ein Wechsellicht und damit am Instrument I einen bequem meßbaren Ausschlag.

Abb. 2 zeigt eine in dieser Weise ausgeführte Apparatur. Als Lichtquelle dient eine Niedervoltlampe (6 V, 5 A). Das Gitter  $G_1$  hat eine Größe von  $20 \times 20 \text{ mm}^2$  und besteht aus 30 dunklen Streifen von 0,33 mm Breite mit ebenso vielen hellen Streifen derselben Breite. Das Objektiv O hat eine Brennweite von 12 cm und ein Öffnungsverhältnis von 1 : 2,5. Das im Abstand  $L = 30 \text{ cm}$  vom Spiegel S des schwingenden Systems befindliche Gitter ist  $45 \times 45 \text{ mm}^2$  groß und stellt ein photographisch erhaltenes vergrößertes Bild des Gitters  $G_1$  dar. Das Gitter  $G_2$  ist auf einem Kreuzzisch Kr befestigt, mit dem man es bequem zu dem aufprojizierten Bild von  $G_1$  justieren kann. Die beiden Gitter  $G_1$  und  $G_2$  können um  $90^\circ$  gedreht werden, um sowohl horizontal als auch vertikal verlaufende Schwingungen zu untersuchen. Das von dem Gitter  $G_2$  durchgelassene, von einer Sammellinse konvergent gemachte Licht fällt auf das totalreflektierende Prisma P und wird um  $90^\circ$  nach unten abgelenkt. Die Photozelle (Preßler 90/350) befindet sich mit dem 3-Röhren-Verstärker in dem unteren Teil des Gerätes, in dem auch der Gleichrichter für den Betrieb der Lichtquelle aus dem Wechselstromnetz untergebracht ist. Die beiden auf der Frontplatte erkennbaren Drehknöpfe  $D_1$  und  $D_2$  dienen zur Regulierung der Photozellenspannung und der Verstärkung. Die Helligkeit der Lichtquelle kann durch einen auf der Rückseite des Gerätes befindlichen Drehknopf verändert und mittels eines Amperemeters auf Helligkeiten zwischen 30 und 300 Lux im Bild des Gitters  $G_1$  an der Stelle von  $G_2$  eingestellt werden. Die Lage des Spiegels S im Strahlengang ist so gewählt, daß auf der Spiegeloberfläche die Lichtquelle abgebildet wird. Da dieses Bild bei der oben angegebenen Glühlampe etwa

$5 \times 5 \text{ mm}^2$  groß ist, genügt als Spiegel ein oberflächlich verspiegeltes Mikroskopdeckgläschen von 6–7 mm Durchmesser. Auf diese Weise wird erreicht, daß das schwingende System durch den aufgekitteten Spiegel praktisch nicht gestört wird.

Man übersieht ohne weiteres, daß eine Drehung des Spiegels S um einen Winkel  $\alpha$  auf dem Gitter  $G_2$  eine Fläche von  $2 L b n \alpha$  für den Lichtdurchtritt öffnet bzw. schließt, d. h. man erhält dadurch eine Lichtstromänderung von  $\Phi = 2 L b n \alpha H \cdot 10^{-4}$  Lumen, wenn  $H$  den Lichtstrom/ $\text{m}^2$ , also die Helligkeit (gemessen in Lux) des Gitterbildes auf dem Gitter  $G_2$  ist. In dieser Gleichung bedeuten  $L$  die Entfernung Spiegel – Gitter  $G_2$ ,  $n$  die Anzahl der wirklichen Gitteröffnungen der Länge  $b$ . Befindet sich z. B., wie in Abb. 1 angedeutet, der Spiegel S am oberen Ende einer Stimmgabel, so entspricht bei einer Gabellänge  $l$  der Stimmgabel einer Schwingungsamplitude  $\delta$  ein Winkel  $\alpha = \delta/l$ ; das ergibt:

$$\Phi = 2 L b n (\delta/l) H \cdot 10^{-4} \text{ Lumen} \quad (1)$$

bzw.

$$\delta = \frac{l \Phi \cdot 10^4}{2 L b n H} \text{ cm.} \quad (2)$$

Es lassen sich also bei gegebener Schwingerlänge  $l$  um so kleinere Schwingungsbewegungen  $\delta$  nachweisen, je größer die Entfernung  $L$  zwischen Spiegel S und Gitter  $G_2$  ist, je größer die Breite  $b$  des Gitterbildes und die Zahl der Gitteröffnungen sind, je größer die Helligkeit  $H$  des Gitterbildes ist, und je

kleinere Lichtströme  $\Phi$  von der Photozelle noch angezeigt werden. Man muß aber beachten, daß bei konstanter Lichtquelle die Größe  $LbH$  eine Konstante darstellt; denn bei einer Vergrößerung von  $L$  vergrößert sich entsprechend der optischen Abbildung auch  $b$ , während die Helligkeit  $H$  um ebenso viel abnimmt wie das Produkt  $Lb$  zunimmt.

Welche kleinsten Schwingungsamplituden lassen sich mit diesem Verfahren noch nachweisen? Nehmen wir an, daß die (gasgefüllte) Photozelle eine Empfindlichkeit von  $300 \mu\text{A}/\text{Lumen}$  habe. Die von den Lichtschwankungen an der Photozelle bewirkten Stromschwankungen erzielen an einem im Eingang des Verstärkers liegenden Widerstand  $R$  Spannungsschwankungen, die der Verstärker verstärken soll. Diese Spannungsschwankungen müssen höher als das durch den Widerstand und die Photozelle hervorgerufene Rauschen sein. Für letzteres liefert die NYQUISTSche Formel den Effektivwert:

$$U_{\text{eff}} = \sqrt{4 k T R \Delta f} = \sqrt{k T R / \tau}$$

( $k$  BOLTZMANN-Konstante,  $T$  absolute Temperatur,  $\Delta f$  Bandbreite bzw.  $\tau$  größte Zeitkonstante der Anzeigeanordnung, meistens des Meßinstrumentes). Für  $T = 300^\circ$ ,  $R = 10^6 \text{ Ohm}$  und  $\tau = 1/10 \text{ sec}$  ergibt dies  $U_{\text{eff}} = 2 \cdot 10^{-8} \text{ Volt}$ . Rechnen wir noch mit einem Sicherheitsfaktor von 10, um auch das Rauschen in der Photozelle und den Verstärkerröhren (Schrot- und Funkeffekt) zu berücksichtigen, so lassen sich noch Spannungsschwankungen in der Größenordnung von  $10^{-7} \text{ Volt}$  nachweisen. Damit eine solche Spannung an einem Widerstand von  $10^6 \text{ Ohm}$  auftritt, muß durch den letzteren ein Strom von  $10^{-13} \text{ A}$  fließen. Bei einer Zellenempfindlichkeit von  $300 \mu\text{A}$  pro Lumen lassen sich also noch Lichtströme von  $10^{-5} \text{ Lumen}$  nachweisen. Setzt man diesen Wert für  $\Phi$  in Gl. (2) ein, so erhält man mit den für die oben beschriebene Apparatur gültigen Werten ( $L = 30 \text{ cm}$ ,  $b = 4,5 \text{ cm}$ ,  $n = 30$ ,  $H = 100 \text{ Lux}$ ) als kleinsten noch nachweisbaren Drehwinkel des Spiegels  $\alpha = \delta/l = 1,2 \cdot 10^{-7} = 6,8 \cdot 10^{-6}^\circ \approx 2 \cdot 10^{-3}''$ . Dies bedeutet, daß sich bei einer Stimmgabel mit einer Gabellänge von  $l = 20 \text{ cm}$  noch Schwingungsamplituden  $\delta$  von  $2,4 \cdot 10^{-6} \text{ cm} = 2,4 \cdot 10^{-2} \mu$  nachweisen lassen.

Folgender Versuch bestätigt diese Überlegungen: Wurde als Schwingungssystem eine Stimmgabel mit der Frequenz  $256 \text{ Hz}$  auf einem Resonanzkasten benutzt und wurde eine zweite gleiche, ebenso auf einem Resonanzkasten befindliche Stimmgabel in einigen Metern Entfernung leicht angeschlagen, so

daß man den Ton eben hörte, so konnten die auf diese Weise durch Resonanz angeregten Schwingungen der ersten Stimmgabel an einem Ausschlag des am Ausgang des Verstärkers angeschlossenen Meßinstrumentes (Empfindlichkeit  $50 \mu\text{A}/\text{ganze Skala}$ ) über die ganze Skala nachgewiesen und auch das langsame Abklingen der Stimmgabelschwingungen etwa zur Bestimmung des Dämpfungsdekrementes beobachtet werden. Verstimmt man die zweite Stimmgabel, so lassen sich auch Schwebungen nachweisen, wenn die eine Stimmgabel in einigen Metern Entfernung von der anderen angeschlagen wird. Damit ist die große Empfindlichkeit dieses optischen Schwingungsnachweises gezeigt, der es nun auch ermöglicht, Schwingungen mechanischer Systeme nachzuweisen, die durch eine intermittierende Wärmebestrahlung angeregt werden.

Die dazu erforderliche Anordnung ist für den Fall einer anzuregenden Stimmgabel in Abb. 1 skizziert.

Eine intensive Lichtquelle  $W$  (Projektionsglühlampe, Bogenlampe usw.) wird durch eine rotierende Lochscheibe  $R$  auf eine mit Ruß geschwärzte Stelle des anzuregenden Systems abgebildet, an der eine Erwärmung eine schwache Verbiegung verursacht. Bei der Stimmgabel liegt diese Stelle möglichst tief am unteren Ende der Gabel. Läßt man die von einem kleinen Elektromotor angetriebene Lochscheibe anlaufen, so erhält man im Augenblick der Resonanz zwischen der Frequenz der intermittierenden Wärmestrahlung und der Eigenfrequenz der Stimmgabel ein Anschwingen der letzteren, das sich mit dem oben beschriebenen optischen Nachweisverfahren an einem Ausschlag des Meßinstrumentes deutlich erkennen läßt.

Bei diesem Stimmgabelversuch genügt bereits die Strahlung einer  $100\text{-Watt}$ -Glühlampe zur Anregung in der Grund- bzw. ersten Oberschwingung. Zur Anregung der höheren Oberschwingungen muß man eine stärkere Strahlungsquelle (Bogenlampe) benutzen. Auf diese Weise konnten die Eigenfrequenzen einseitig eingespannter Bandfedern, Stäbe usw. sowie die Drehschwingungen von größeren Schraubenfedern bestimmt werden. Abb. 3 zeigt als Beispiel eine größere Schraubenfeder aus Vierkantstahl (Querschnitt  $5 \times 5 \text{ mm}^2$ ) mit 6 Windungen ( $\Phi$   $7 \text{ cm}$ , Höhe  $7,5 \text{ cm}$ ); man erkennt den zum Nachweis der Drehschwingungen an der obersten Windung angebrachten kleinen Spiegel. Die Bestrahlung erfolgte an einer der unteren Windungen von der Seite her. Die Eigenfrequenzen lassen sich zahlenmäßig entweder aus der Lochzahl und Umdrehungszahl der Lochscheibe angeben, oder mit einem Zungenfrequenzmesser bestimmen, indem man einen kleinen Teil des durch die Lochscheibe tretenden Lichtes auf eine Photozelle fallen läßt und den verstärkten Photozellenstrom über einen Transformator auf den Frequenzmesser gibt.



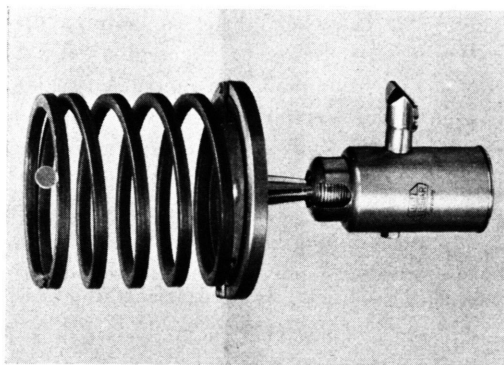


Abb. 3. Anordnung zur Messung der Eigenfrequenzen einer Schraubenfeder.

Von weiteren Anwendungen dieses thermo-optischen Verfahrens sei nur noch der Nachweis bzw. die Messung des Radiometereffektes und des Lichtstrahlungsdruckes erwähnt. Den dazu erforderlichen Aufbau deutet Abb. 4 an.

An einem vertikal ausgespannten Torsionsdraht ist ein Querdraht befestigt, der an seinen Enden die zu bestrahlenden kleinen Flächen in Form eines außen belegten Spiegels bzw. eines geschwärzten Scheibchens

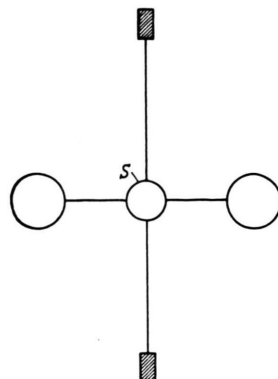


Abb. 4. Anordnung zur Strahlungsdruckmessung.

trägt. An dem Kreuzungspunkt von Spann- und Querdraht ist der Spiegel *S* befestigt, der zum Nachweis der Drehung des Systems dient, wenn eine der am Querdraht befindlichen Blättchen bestrahlt wird. Erfolgt diese Bestrahlung intermittierend mit der Torsionsfrequenz des Systems, so lassen sich noch minimale Kräfte auf die bestrahlten Blättchen nachweisen.

So gelang der Nachweis des Radiometereffektes ohne weiteres, Messungen des Lichtdruckes, die im Vakuum ausgeführt werden müssen, sind geplant.

## Untersuchungen an einer Hochfrequenzionenquelle

Von R. HÖLZ und H. LÖB \*

Aus dem Physikalischen Institut der Universität Gießen  
Herrn Prof. Dr. P. CERMAK zum 75. Geburtstag gewidmet  
(Z. Naturforsch. 13 a, 602—608 [1958]; eingegangen am 13. Juni 1958)

Für eine Ionenstrahlapparatur, bestehend aus einer Hochfrequenzionenquelle, Nachbeschleunigung und Massentrennung, werden die optimalen Betriebsbedingungen für einen möglichst hohen energie- und massenhomogenen Ionenstrom ermittelt. Dazu wird vor allem versucht, die Ionenquellen-Ergiebigkeit zu steigern. Der Einfluß eines statischen Magnetfeldes auf die Entladung wird untersucht. Es wird über Ionen berichtet, welche die Quelle praktisch nur mit thermischer Energie verlassen, sowie über eine unter bestimmten Bedingungen auftretende anomale differentielle Ionisation von Heliumionen in Wasserstoff, die vermutlich durch einen Anteil metastabiler Ionen bewirkt wird.

Um einen möglichst intensiven, energie- und massenhomogenen Ionenstrahl (in der Eintrittsöffnung einer Meßkammer) zu erzielen, sind für Ionenerzeugung und Strahlführung optimale Betriebsbedingungen ebenso notwendig wie ein geometrisch günstiger Aufbau. Die Konstruktion von Ionenquellen wurde bereits von zahlreichen anderen Autoren behandelt. In der vorliegenden Arbeit wird dagegen über die optimalen Betriebsbedingungen einer Hochfrequenzionenquelle und die Energieverteilung der erzeugten Ionen berichtet.

\* Vorgetragen von H. Löb auf der Tagung der Physik. Gesellschaft Hessen-Mittelrhein-Saar am 19. 4. 1958.

### 1. Beschreibung der Apparatur

Die Ionen wurden in einer Hochfrequenzionenquelle erzeugt, durch ein Immersionslinsensystem nachbeschleunigt und in einem magnetischen Sektorfeld nach Massen getrennt (Abb. 1).

Die Gase (Wasserstoff, Helium, Neon und Argon) wurden über ein Nadelventil in das Entladungsgefäß eingelassen, der Druck in der Gaszuleitung mit einem Kompressionsmanometer gemessen und auf den Druck  $p_i$  in der Quelle umgerechnet. Bei dem vergleichsweise geringen Volumen des Entladungsgefäßes (85 cm<sup>3</sup>) erhält man optimale Betriebsbedingungen bei verhältnismäßig hohen Drucken von einigen  $10^{-1}$  Torr. Jedoch war der Druck im Hochvakuumteil mit  $10^{-5}$  Torr niedrig genug, um Intensitätsverluste durch Zusammenstöße