Lehrbuch der Experimentalphysik

Lommel, Eugen von

Leipzig, 1908

290. Fortpflanzungsgeschwindigkeit

urn:nbn:de:hbz:466:1-83789

letzten und die ganze Reihe von Kugeln entlang läuft eine fortschreitende longitudinale Welle. Sind die Kugeln nicht alle gleich, folgt z. B. auf eine Reihe kleinerer unter sich gleicher Kugeln eine Reihe größerer ebenfalls unter sich gleicher Kugeln, so kommt an der Grenze beider Reihen die stoßende Kugel nicht zur Ruhe; es kehrt ein Teil der Welle in die zugehörige Reihe zurück, oder wird zurückgeworfen (reflektiert), während ein anderer Teil in die andere Reihe weitergeht. War die größere Kugel die stoßende, so behält sie die Richtung ihrer Bewegung bei, und erteilt der kleineren Kugel eine größere Geschwindigkeit; stößt dagegen die kleinere Kugel, so kehrt sie um, während die größere mit geringerer Geschwindigkeit vorwärtsgeht. In ähnlicher Weise pflanzen sich bei dem Versuche mit dem Weckerwerk die Erzitterungen der Metallglocke durch die Reihe der Luftteilchen als longitudinale Welle bis zur Glaswand fort; hier erfährt die Welle beim Übergang auf die größeren Massenteilchen des Glases eine teilweise Zurückwerfung; die im Glas weitergehende Welle wird beim Übergang aus dem Glas in die äußere Luft abermals teilweise zurückgeworfen und wird daher von außen nur gedämpft vernommen.

289. **Schwächung des Schalles durch Ausbreitung.** Von einem schwingenden Punkt breitet sich die Schallbewegung in Luft von gleichmäßiger Beschaffenheit kugelförmig aus, in Kugelschalen, welche sich abwechselnd im Zustand der Verdichtung und Verdünnung befinden; jeder Radius einer solchen kugelförmigen Welle heißt ein Schallstrahl, und die Schwingungen der Luftteilchen erfolgen in der Längsrichtung des Strahls.

Da die Oberflächen dieser Kugelschalen und demnach auch die in ihnen bei gleicher Dicke enthaltenen Massen im quadratischen Verhältnis ihrer Radien wachsen und sich demnach die von der Schallquelle ausgehende Bewegungsenergie auf immer größere Luftmassen verteilt, so muß die Stärke des Schalles pro Flächeneinheit mit wachsender Entfernung abnehmen, und zwar steht sie im umgekehrten Verhältnis des Quadrats der Entfernung, d. h. in der zwei-, drei-, vier . . . fachen Entfernung von der Schallquelle ist die Stärke, mit welcher der Schall in unser Ohr dringt, nur noch $^1/_4$, $^1/_9$, $^1/_{16}$ . . . von derjenigen, welche wir in der Entfernung 1 vernommen hatten. Wird die allseitig freie Ausbreitung der Schallstrahlen verhindert, indem man z. B. den Schall in einer überall gleichweiten Röhre sich fortpflanzen läßt, so findet eine solche Schwächung nicht statt. Darauf beruht die Anwendung der Sprachrohre in Gasthöfen, Fabriken, auf Dampfboten usw.

290. **Fortpflanzungsgeschwindigkeit.** Zur Ermittelung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Schalles in der Luft wurden an zwei Stationen, deren Entfernung genau gemessen war, bei Nacht in vorher verabredeten Zeitpunkten Kanonen abgefeuert und an jeder Station die Zeit beobachtet, welche zwischen dem gesehenen

Lichtblitz und dem gehörten Knall verstrich (Kommission der Pariser Akademie unter A. v. Humboldt und Arago, 1822). Teilt man die gemesssene Entfernung durch den Mittelwert der Zeiten, welche der Schall brauchte, um sie hin und her zurückzulegen, so ergibt sich, unabhängig von der Windrichtung, sein Weg in einer Sekunde. Die Geschwindigkeit des Schalles wurde auf diese Weise gleich 340 m bei 16° C. gefunden; sie nimmt zu mit der Temperatur, ist aber vom Luftdruck unabhängig. In Flüssigkeiten und festen Körpern pflanzt sich der Schall mit ungleich größerer Geschwindigkeit fort, im Wasser z. B. legt er 1435 m in einer Sekunde zurück (Colladon und Sturm, 1827).

Ist V die Fortpflanzungsgeschwindigkeit longitudinaler Wellen in irgend einem Mittel, so erzeugt eine Schwingung von der Dauer T eine Welle von der Länge $\lambda = VT$. Wird in einem anderen Mittel, dessen Fortpflanzungsgeschwindigkeit V' ist, eine Welle von derselben Länge λ durch eine Schwingung von der Dauer T' hervorgebracht, so ist hier $\lambda = V'T'$. Man hat daher $VT = V'T'$, oder

$$V : V' = T' : T = \frac{1}{T} : \frac{1}{T'}.$$

Man denke sich nun die Strecke λ durch Schnitte senkrecht zur Fortpflanzungsrichtung in gleichviele sehr dünne Schichten zerlegt, so verhalten sich die Massen dieser Schichten wie die Dichten der beiden Mittel, und die Kräfte, unter deren Einfluß die Schichten in der Längsrichtung hin- und herschwingen, verhalten sich wie die Elastizitäten e und e'. In dem Ausdruck $T = 2\pi\sqrt{\frac{m}{p}}$, welcher die Schwingungsdauer angibt (20), ist demnach die Masse m der Dichte d, die Kraft p der Elastizität e proportional zu setzen. Es ergibt sich daher:

$$T : T' = \sqrt{\frac{d}{e}} : \sqrt{\frac{d'}{e'}} \quad \text{oder} \quad \frac{1}{T} : \frac{1}{T'} = \sqrt{\frac{e}{d}} : \sqrt{\frac{e'}{d'}},$$

folglich:

$$V : V' = \sqrt{\frac{e}{d}} : \sqrt{\frac{e'}{d'}},$$

d. h. die Fortpflanzungsgeschwindigkeiten verhalten sich direkt wie die Quadratwurzeln aus den elastischen Kräften und umgekehrt wie die Quadratwurzeln aus den Dichten der Mittel. Bei geeigneter Wahl der Einheiten kann man mit Newton (1687) setzen:

$$V = \sqrt{\frac{e}{d}}.$$

Bei gasförmigen Körpern ist die elastische Kraft nichts anderes als die Expansivkraft oder der Druck, und man hat statt e den Druck auf die Flächeneinheit (1 qcm), statt d die Masse der Volumeneinheit (1 ccm) zu setzen. Nun wiegt 1 ccm Luft von 0° bei 76 cm Druck 1/773 g; ist ferner s_0 das spezifische Gewicht des Gases bei 0° und 76 cm Druck, so ist dasselbe beim Druck b und bei der Temperatur ϑ°, wenn $\beta = 1/273$ den Ausdehnungskoeffizienten der Gase bezeichnet:

$$s = \frac{b\, s_0}{76\,(1 + \beta\vartheta)}.$$

Die Masse der Volumeneinheit (1 ccm) beträgt demnach $s/773$ g oder

$$\frac{b\,s_0}{773 \cdot 76\,(1 + \beta\,\vartheta)}\,.$$

Andererseits beträgt bei dem Barometerstand b der Druck auf 1 qcm $b \cdot 13{,}595$ g, wo letztere Zahl das spezifische Gewicht des Quecksilbers auf Wasser bezogen angibt: es ist also in Dynen (12) ausgedrückt

$$e = b \cdot 13{,}595 \cdot 981\,.$$

Setzt man diese Werte in die Newtonsche Formel ein, so erhält man die Fortpflanzungsgeschwindigkeit in Gasen:

$$V = \sqrt{13{,}595 \cdot 981 \cdot 773 \cdot 76 \cdot \frac{1 + \beta\vartheta}{s_0}}\,.$$

Diese Geschwindigkeit der Fortpflanzung ist vom Drucke unabhängig, da bei gleichbleibender Temperatur Druck und Dichte nach dem Mariotteschen Gesetz proportional sich ändern und daher b sich weghebt.

Aus der vorstehenden Formel ergibt sich die Schallgeschwindigkeit in Luft von 0° ($\vartheta = 0$, $s_0 = 1$) zu 279,91 m, also erheblich kleiner als aus den Versuchen. Wie Laplace später (1816) gezeigt hat, ist in der Newtonschen Formel der Umstand nicht berücksichtigt, daß in den verdichteten Teilen der Schallwelle die Temperatur erhöht, in den verdünnten Teilen erniedrigt wird; da bei dem geringen Leitungs und Strahlungsvermögen der Luft diese Temperaturunterschiede innerhalb der kurzen Dauer einer Schwingung sich nicht ausgleichen können, so werden die Druckunterschiede, also die elastischen Kräfte, in dem Verhältnis $c_p/c_v = 1{,}41$ der spezifischen Wärmen c_p und c_v bei konstantem Druck und bei konstantem Volumen vergrößert (127). Man hat also, um die Formel richtigzustellen, unter dem Wurzelzeichen noch mit c_p/c_v zu multiplizieren, und erhält für trockene atmosphärische Luft in naher Übereinstimmung mit der Erfahrung (in m ausgedrückt):

$$V = 332{,}4\,\sqrt{1 + \beta\vartheta}\,.$$

Die Fortpflanzungsgeschwindigkeiten in den übrigen Gasen stehen im umgekehrten Verhältnis der Quadratwurzeln ihrer spezifischen Gewichte und im geraden Verhältnis der Quadratwurzeln aus den Werten von c_p/c_v.

Bei festen Körpern ist statt e der Elastizitätsmodul E (54) zu setzen, bei Flüssigkeiten ist e aus der Zusammendrückbarkeit abzuleiten.

291. **Zurückwerfung des Schalles.** Die Schallstrahlen werden nach ähnlichen Gesetzen zurückgeworfen und gebrochen (letzteres beim Übergang in Luft von anderer Dichte oder aus Luft in andere Körper) wie die Lichtstrahlen. Von einer ebenen Fläche werden die Schallstrahlen so zurückgeworfen, als kämen sie von einem Punkt, welcher auf der von der Schallquelle auf die Fläche gefällten Senkrechten ebensoweit hinter der Fläche liegt wie die Schallquelle vor ihr. Hieraus erklärt sich das Echo. Läßt man in einiger Entfernung von einer Mauer, einer Felswand, einem Waldrand usw. einen lauten Ruf erschallen, so hört man nach der Zeit, welche der Schall braucht, um nach der Wand und wieder zurück zum Standpunkt des Rufenden zu gelangen, den Ruf von der Wand zurückschallen. Die Wand wirft nämlich den Schall ebenso zurück wie ein Spiegel das Licht, und wir hören den zurückgeworfenen Schall gerade so,