

..... phasengedrehte Spiegelwelle
 zu ---

..... phasengedrehte Spiegelwelle
 zu ---

..... Spiegelwelle
 zu ---

..... Spiegelwelle
 zu ---

..... = Fortsetzung, nachlaufende Wellen.
 o o o o = resultierende mittlere Kurve $R_m = \frac{S_r + S_e}{2}$

S_r = nach rechts abgehende Störung
 S_e = " links " " "

16-

Vorl.

Trennen bzw. F.,
Einf. i. d. Akustik

62 Grundlegende Fragen der Schwingungslehre und der Wellenlehre
1961 B/G/M 3. Aufl. S. 62

Sendet man von zwei Quellen aus Schall in ein Schallfeld, so superponiert sich an jeder Schallfeldstelle die von der Schallquelle 1 und die von der Schallquelle 2 ausgehende Erregung. Besitzen die beiden Schallquellen gleiche Frequenz, so spricht man von „Interferenz“ der Wellen (vgl. S. 5); ist die Frequenz der beiden Schallwellen etwas verschieden, so machen sich im Schallfeld „Schwebungen“ bemerkbar. Die bei Frequenzgleichheit auftretenden Interferenzmaxima und Interferenzminima liegen, solange an den Eigenschaften des Mediums und an den Mediumbegrenzungen sich nichts ändert, im Raum fest.

T
Die
2/05

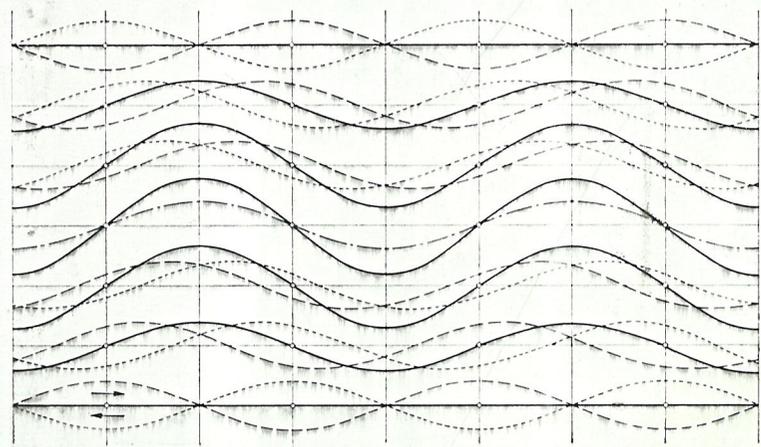


Abb. 56. Interferenz zweier gegenläufiger Wellen gleicher Amplitude und gleicher Wellenlänge (stehende Welle)

Praktisch besonders wichtig ist der Fall der Interferenz zweier ebener Schallwellen gleicher Frequenz und gleicher Amplitude, ein Fall, der in Abb. 56 schematisch dargestellt ist.

Superponiert man die von rechts bzw. von links einfallende Welle, so erhält man:

$$\begin{aligned} \Phi_s &= \Phi \sin \omega \left(t - \frac{x}{c} \right) + \Phi \sin \omega \left(t + \frac{x}{c} \right) \\ &= 2 \Phi \sin \omega t \cos \frac{\omega x}{c}, \end{aligned}$$

hieraus folgt

$$\begin{aligned} v &= -\frac{\partial \Phi_s}{\partial x} = \frac{2 \omega \Phi}{c} \sin \omega t \sin \omega \frac{x}{c}, \\ \xi &= \int v dt = -\frac{2 \Phi}{c} \cos \omega t \sin \omega \frac{x}{c}, \\ p &= \rho \frac{\partial \Phi_s}{\partial t} = 2 \rho \omega \Phi \cos \omega t \cos \omega \frac{x}{c}. \end{aligned}$$

(63)

Unter Benutzung der Beziehung $\lambda = 2 \pi c / \omega$ erkennt man, daß zu *allen* Zeiten an den Stellen $2 \pi x / \lambda = 0, \pi, 2 \pi \dots$ Teilchenverschiebung und Schnelle sowie an den Stellen $2 \pi x / \lambda = \pi/2, 3 \pi/2 \dots$ der Druck zu Null wird. In dem von zwei gegenläufig fortgeschreitenden Wellen gleicher Wellenlänge und gleicher Amplitude durchflossenen Raum bildet sich ein System von „stehenden“ Wellen.

Stehende Schallwellen treten insbesondere dann auf, wenn Schall an der Begrenzungsfläche zwischen zwei Medien reflektiert wird. Handelt es sich um Reflexion an einer unnachgiebigen Wand, wie z. B. für Luftschall an einer starren Platte, so verlangt die Grenzbedingung in der Trennungsfläche $\xi = 0$, als auch $v = 0$. Die Welle läuft dann mit einem Phasensprung der Geschwindigkeit um den Winkel π in das Medium zurück, während der Druck in der Grenzfläche auf das Doppelte seines Wertes in der fortlaufenden Welle ansteigt (Abb. 57). Die von der Reflexionsfläche zurücklaufende Welle bildet mit der ankommenden Welle eine stehende Schwingung, wobei — nach dem eben Gesagten — in der Reflexionsfläche ein Geschwindigkeitsknoten bzw. ein Druckbauch entsteht.

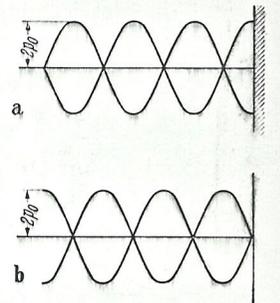


Abb. 57. Druckverteilung in der stehenden Welle bei Reflexion an einer starren Grenzfläche (a) und an einer völlig nachgiebigen Grenzfläche (b)

Erfolgt die Reflexion an einer gegen Druckschwankungen im ersten Medium völlig nachgiebigen Grenzschicht (also beispielsweise für Wasserschall an einer Grenzschicht gegen Luft), so ist die Grenzbedingung in der Grenzschicht $p = 0$, die ankommende Welle wird dann also mit einem Phasensprung des Druckes reflektiert, während die Schnelle auf den doppelten Wert geht.

Erfolgt die Reflexion an einer Grenzschicht, welche weder völlig unnachgiebig noch völlig nachgiebig gegen Druckschwankungen im ersten Medium ist, so geht ein Teil der Welle in das zweite Medium hinein, die zurücklaufende Welle hat keine Amplitudengleichheit mit der ankommenden Welle, es entsteht dann im Raum vor der Reflexionsfläche eine Überlagerung einer stehenden und einer fortlaufenden Welle. Durch Ausmessung der Wellenform im Raum vor der Reflexionsstelle kann man dann auf die akustischen Eigenschaften der Reflexionsfläche schließen. Wir werden hierauf in Ziff. 24, S. 338 zu sprechen kommen. In unbegrenzt ausgedehnten gasförmigen Medien und in Flüssigkeiten können, wenn wir von dem Fall großer innerer Reibung absehen¹, nur

¹ In viskosen Flüssigkeiten sind auch Transversalwellen möglich; in derartigen Flüssigkeiten treten ja tangentialen Spannungen auf, welche davon herrühren, daß benachbarte Flüssigkeitsteilchen durch ihre relative Bewegung aufeinander Rei-