

Die wichtigsten qualitativen Aussagen über die Ausbreitung von Schall kann man im Grunde der Alltagserfahrung entnehmen. Wenn man kurzzeitige, öfter wiederholte Vorgänge beobachtet (z. B. ein Kind, das mit einem Ball rhythmisch auf den Boden schlägt, Hammerschläge an einem Bau, u. v. m.), dann stellt man leicht fest, dass zwischen der optischen Wahrnehmung und der Ankunft des akustischen Signals eine Zeitverzögerung liegt, die um so größer ist, je größer der Abstand des Beobachters von der Quelle ist. Wenn man davon absieht,

- dass sich der Schall natürlich mit wachsender Entfernung zur Quelle abschwächt,
- dass Schallquellen Richtwirkungen haben können und
- dass z. B. auch Echos durch große Reflektoren (Hauswände) gebildet werden, oder, allgemeiner, wenn man von der „akustischen Umgebung“ (Erdboden, Bäume, Sträucher, etc.) abstrahiert,

dann kann man feststellen, dass in der unterschiedlichen Zeitverzögerung für verschiedene Beobachtungsabstände auch schon der einzige Unterschied liegt: Insbesondere hören sich die Schallsignale in jedem Beobachtungspunkt gleich an, sie haben die gleiche Frequenzzusammensetzung. Schallfelder (in Gasen) verändern bei der Ausbreitung ihre Signalgestalt also im Prinzip nicht. Weil die Signalgestalt beim Wellentransport nicht „auseinander läuft“, nennt man die Ausbreitung auch „nicht dispersiv“ (Dispersion = auseinander laufen). Im Unterschied zum Schall in Gasen ist zum Beispiel die Biegewellenausbreitung auf Stäben und Platten dispersiv (siehe Kap. 4). Es ist also keineswegs selbstverständlich, dass Schwingungsfelder ihren Zeitverlauf beim Transportvorgang nicht verändern. Im Gegenteil ist die nicht-dispersive Luftschallausbreitung nicht nur vom physikalischen Standpunkt etwas Besonderes: Man stelle sich nur vor, man würde in unterschiedlichen Abständen von einer Quelle auch ganz unterschiedlich zusammengesetzte Schalle wahrnehmen, Sprachkommunikation wäre dann gewiss fast unmöglich.

Dieses Kapitel versucht, die genannten physikalischen Sachverhalte bei der Schallausbreitung in Gasen zu beschreiben und zu erklären. Es ist gewiss vernünftig, zunächst einmal Klarheit zu schaffen über die zur Schallfeldbeschreibung erforderlichen physikalischen Größen und ihre grundsätzlichen Zusammenhänge. Gleichzeitig lassen sich dabei die notwendigen Grundkenntnisse über die Thermodynamik von Gasen auffrischen, wobei stillschweigend im folgenden ideale Gase vorausgesetzt werden. Die experimentelle Erfahrung begründet diese Annahme für Luftschall im Hörfrequenzbereich mit sehr hoher Genauigkeit.

2.1 Thermodynamik von Schallfeldern in Gasen

In diesem Abschnitt werden zunächst die (für Schallereignisse wichtigen) Grundlagen über die physikalischen Eigenschaften von Gasen und ihren Zuständen behandelt. Die hier vermittelten Inhalte könnten natürlich auch in einem Physik-Lehrbuch nachgeschlagen werden. Weil sich der Autor dieses Buches jedoch der Herleitung von den Grundlagen her verpflichtet fühlt, beginnt dieses Kapitel zunächst mit einem Repetitorium zur Physik der Gase, soweit für Schallereignisse erforderlich.

Schallfelder sind quasi ‚in die Gase eingebettet‘, und das macht nicht nur die Behandlung der Gase selbst, sondern darüber hinaus auch die Betrachtung der ‚Einbettung‘ erforderlich, die in dem dann folgenden Abschnitt gegeben wird.

2.1.1 Zustandsgleichungen der Gase

Wenn man zunächst von einer festen, gegebenen Gasmasse M ausgeht, dann würde man ihren physikalischen Zustand beschreiben durch

- das Volumen V_G , das sie einnimmt,
- ihre Dichte ϱ_G ,
- den Druck p_G in ihr und durch
- ihre Temperatur T_G .

Für (Gedanken-)Experimente mit kleinen, festen Gasmassen, die man zum Beispiel in Behälter mit innen ortsunabhängig konstantem Druck und konstanter Dichte einsperrt, ist vielleicht die Zustandsbeschreibung durch das Volumen, die Temperatur und den Druck am anschaulichsten; die Dichte $\varrho_G = M/V_G$ erscheint dann als eine redundante Größe, die sich aus dem Volumen ergibt. Bei der Betrachtung von großen (sogar unendlich großen) Massen und Volumina, wie sie bei Schallfeldern interessieren, ist dagegen die Zustandsbeschreibung durch Druck, Dichte und Temperatur angemessen. Weil jedoch – wie erwähnt – hier auch die Anfangsgründe der Thermodynamik in Gasen aufgefrischt werden sollen, basieren die folgenden Überlegungen manchmal auf Gedanken-Experimenten mit

festen Gasmassen. Die dabei herausgearbeiteten Erkenntnisse werden dann in geeigneter Weise auf die bei Schallfeldern interessierenden Größen übertragen.

Natürlich stellt sich nun die Frage, in welchem Zusammenhang die genannten Zustandsgrößen stehen. Die Erwartungen, die man vernünftigerweise an eine feste Gasmasse (die beispielsweise in einem Gefäß mit veränderlichem Volumen untergebracht ist) richten wird, lassen sich etwa so beschreiben:

- Aufheizen des Gases wird bei konstantem Volumen eine Druckerhöhung $p_G \sim T_G$ nach sich ziehen und
- der Druck im Gas ist umgekehrt proportional zu seinem Volumen, $p_G \sim 1/V_G$.

Stellt man weiter in Rechnung,

- dass eine vergrößerte Masse (bei konstantem Druck und bei konstanter Temperatur) auch einen größeren Platzbedarf besitzt und
- dass der von einem Stoff größerer Dichte benötigte Platz kleiner ist als bei einem Stoff mit geringerer Dichte

dann lassen sich alle diese Aussagen in der sogenannten Boyle-Mariotte-Gleichung zusammenfassen. Sie lautet

$$p_G V_G = \frac{M}{M_{\text{mol}}} R T_G . \quad (2.1)$$

Dabei ist unter M_{mol} eine Materialkonstante, nämlich die sogenannte „molare Masse“, zu verstehen. M_{mol} bezeichnet das „Molekulargewicht in Gramm“ des betreffenden Stoffes. Zum Beispiel ist (siehe das Periodensystem der Elemente) $M_{\text{mol}}(\text{N}_2) = 28 \text{ g}$ und $M_{\text{mol}}(\text{O}_2) = 32 \text{ g}$, daraus ergibt sich $M_{\text{mol}}(\text{Luft}) = 28,8 \text{ g}$ (bekanntlich besteht die Luft zu etwa 20 % aus Sauerstoff und zu etwa 80 % aus Stickstoff). $R = 8,314 \text{ N m/K}$ ($\text{K} = \text{Kelvin} = \text{Maßeinheit der absoluten Temperatur, } 0^\circ\text{C} = 273 \text{ K}$) ist die allgemeine Gaskonstante.

Wie schon gesagt benutzt man bei der Beschreibung von Schallfeldern die Dichte statt des Volumens, für „akustische Zwecke“ wird deshalb (2.1) in

$$p_G = \frac{R}{M_{\text{mol}}} \varrho_G T_G \quad (2.2)$$

umgeformt.

Eine grafische Darstellung von (2.2) kann leicht anhand von Isothermen gegeben werden, Kurven $T_G = \text{const.}$ sind einfach Geraden in der p_G - ϱ_G -Ebene (siehe Abb. 2.1).

Zur Beschreibung des Pfades, den die drei Zustandsgrößen in der von den Isothermen gebildeten Kennlinienschar tatsächlich durchlaufen, benötigt man noch eine zweite Information. In der Tat drückt die Boyle-Mariotte-Gleichung noch nicht vollständig aus, wie sich eine (z. B. gezielt im Experiment vorgenommene) Änderung einer Größe auf die anderen Größen auswirkt. Verringert man zum Beispiel das Volumen eines Gases (durch

Eindrücken eines Kolbens in ein Gefäß etwa), dann kann sich das ja sowohl in einer Änderung des Drucks ebenso wie in der Änderung der Temperatur auswirken. Darüber gibt die Boyle-Mariotte-Gleichung noch keine detaillierte Auskunft, sie besagt lediglich, dass der Quotient dieser beiden Größen verändert wird. Man muss also zusätzliche Beobachtungen anstellen, um Aufschluss zu erhalten.

Die Erfahrung lehrt nun, dass die Geschwindigkeit, mit der Verdichtungs Vorgänge vorgenommen werden, und die Umgebung, in der sie stattfinden, ausschlaggebende Bedeutung besitzen. Wird die genannte Verdichtung eines Gases in einem Kolben nämlich sehr rasch (oder in einer nicht wärmeleitenden, isolierten Umgebung wie etwa einer Thermosflasche) durchgeführt, dann kann man beobachten, dass die Temperatur im Gas steigt. Diese Tatsache lässt sich durch einen einfachen Versuch belegen: der Temperaturfühler in einem Gas, das in einem Kolbengefäß eingesperrt ist, zeigt eine erhöhte Temperatur nach rascher Kompression des Gases durch Eindrücken des Kolbens; ein Versuch, den man leicht z. B. mit Hilfe einer unten verschlossenen Luftpumpe und einem innenliegenden Temperaturfühler veranstalten kann. Kehrt der frei bewegliche Kolben danach durch Druckausgleich bei losgelassenem Kolben wieder in die Ruhelage zurück, dann stellt sich auch wieder die Ruhe-Temperatur ein: der Prozess ist offenbar reversibel. Weil ja nun Wärmeleitungsvorgänge sehr langsamer Natur sind und lange Zeit benötigen (und in der isolierten Umgebung ja sogar ausgeschlossen sind), kann die beobachtete Temperaturerhöhung nicht durch Wärmeenergieaufnahme von außen zustande gekommen sein. Die Temperaturänderung ist demnach ausschließlich das Resultat des Verdichtungs Vorgangs selbst. Nur wenn man die Volumenänderung des Gases so langsam und in einer gut Wärme leitenden Umgebung vornimmt, dass es dabei zu einem Temperaturengleich zwischen innen und außen kommen kann, lässt sich die Innentemperatur auch konstant halten. Mit anderen Worten: Gerade für isotherme Verdichtungen ist der Prozess der Wärmeleitung eine entscheidende Voraussetzung, denn nur durch Wärmeleitung werden Kompressions-Vorgänge mit gleichbleibender Temperatur überhaupt erst möglich. Umgekehrt führen rasche Verdichtungen ohne Wärmefluss von außen zu Temperaturänderungen des Gases. Man kann also ein Gas (im Sinne einer Temperaturänderung) ‚erwärmen‘ durch rasche Druckänderung gerade OHNE Wärmezufuhr! Die darin enthaltene, denkbare Konfusion löst sich leicht auf, wenn man bedenkt, dass ‚Temperatur‘ eine Zustandsgröße, ‚Wärme‘ dagegen eine Energie meint.

Wie gesagt ist die Wärmeleitung ein sich nur langsam vollziehender Vorgang, isotherme Ausgleichsvorgänge benötigen also lange Zeit. Schallfelder dagegen unterliegen (von den tiefsten Frequenzen abgesehen) sehr raschen zeitlichen Wechseln. Man kann deshalb nur annehmen, dass sich Schallvorgänge ohne Beteiligung der Wärmeleitung im Gas abspielen. Anders ausgedrückt, aber inhaltsgleich: Für Schallfelder kann man (fast) immer von Gasen ohne Wärmeleitfähigkeit ausgehen, Wärmetransportvorgänge spielen keine Rolle. Solche Zustandsänderungen in einem Gas, das keine Wärmeleitfähigkeit besitzt, heißen „adiabatisch“. Die Tatsache, dass Schallvorgänge adiabatischer Natur sind, bedeutet natürlich auch, dass sie nicht gleichzeitig isotherm ablaufen können, denn dann wären sie ja gerade an Wärmeleitung gebunden. Notwendigerweise muss die Gastempera-

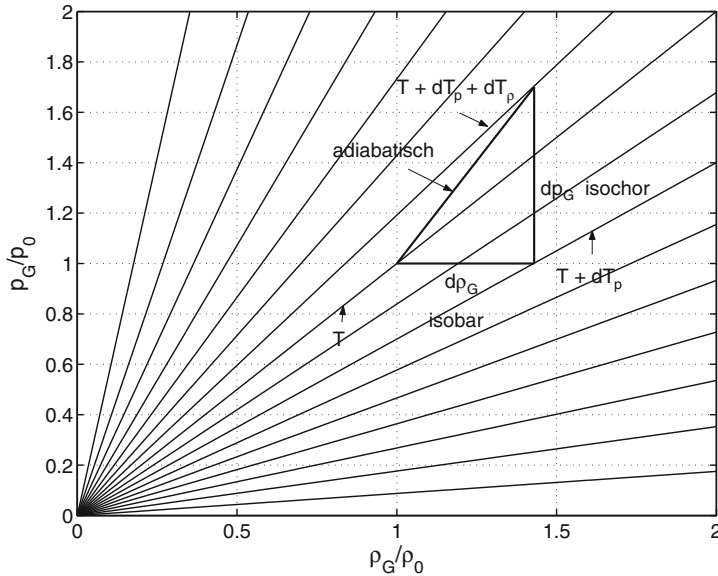


Abb. 2.1 Isothermen mit Zusammensetzung der adiabatischen Verdichtung aus einem isobaren und einem isochoren Teilschritt (p_0 und ρ_0 sind beliebige Skalierungskonstanten, z. B. Ruhedruck und Ruhedichte)

tur deshalb ebenso wie Druck und Dichte bei Schallereignissen zeitlichen (und örtlichen) Wechseln unterliegen. Etwas später wird noch gezeigt werden, dass alle drei Größen sogar stets den gleichen Orts- und Zeitverlauf besitzen, von Skalierungskonstanten natürlich abgesehen.

Für die adiabatische Zustandsgleichung ließe sich hier wohl auch auf die Literatur verweisen. Weil die Herleitung aber weder besonders schwierig noch sehr umfangreich ist, sei sie hier dennoch angegeben. Der Ausgangspunkt der Betrachtung besteht einfach darin, dass man sich den insgesamt ohne Netto-Wärmeenergieaufnahme vollziehenden adiabatischen Prozess zusammengesetzt vorstellt aus einem Schritt mit konstanter Dichte und einem Schritt mit konstantem Druck (siehe auch Abb. 2.1). Von allen Änderungen sei angenommen, dass sie infinitesimal klein sind. Mit den Teilschritten gehen dabei zwangsläufig die Temperaturänderungen dT_p (für $p_G = \text{const.}$) und dT_ρ (für $\rho_G = \text{const.}$) einher. Für beide Teilschritte treten natürlich auch Wärmeflüsse auf, denn nur das adiabatische Ganze kommt ohne Nettowärmefluss aus. Um die adiabatische Gesamtänderung zusammenzusetzen, müssen die Teil-Wärmeaufnahmen in ihrer Summe gerade Null ergeben:

$$dE_p = -dE_\rho . \quad (2.3)$$

Beim isobaren Teilschritt wird die Wärmemenge

$$dE_p = M c_p dT_p \quad (2.4)$$

aufgenommen (c_p = spezifische Wärme bei konstantem Druck). Beim isochoren Teilschritt ($\varrho = \text{const.}$ und $V = \text{const.}$ sind bei fester Masse aussagegleich) wird

$$dE_\varrho = M c_V dT_\varrho \quad (2.5)$$

aufgenommen (c_V = spezifische Wärme bei konstantem Volumen). Für den durch (2.3) definierten adiabatischen Vorgang ist also

$$\frac{dT_\varrho}{dT_p} = -\kappa \quad (2.6)$$

mit

$$\kappa = \frac{c_p}{c_V} . \quad (2.7)$$

Für die in der Akustik fast ausschließlich interessierenden zweiatomigen Gase beträgt $\kappa = 1,4$, wie sich übrigens auch theoretisch an Hand eines Atom-Modells belegen ließe.

Eigentlich ist damit alles gesagt: (2.6) formuliert den gesamten Inhalt der adiabatischen Zustandsänderung. In der Tat lässt sich aus (2.6) auch bereits der für adiabate Änderungen geltende Zusammenhang $p_G = p_G(\varrho_G)$ zwischen Druck p_G und ϱ_G punktweise leicht ermitteln: für eine in Abb. 2.1 beliebig angenommene isobare Temperaturänderung dT_p gibt (2.6) die zugehörige Temperaturänderung dT_ϱ mit konstanter Dichte an, womit das eingezeichnete Steigungsdreieck bereits vollständig definiert ist.

Natürlich benötigt man nun noch den Formelzusammenhang $p_G = p_G(\varrho_G)$ für die adiabatische Verdichtung. Die infinitesimal kleinen Temperaturänderungen bei konstantem Druck und bei konstanter Dichte werden dazu noch durch die entsprechenden Änderungen von Druck (beim isochoren Schritt) und Dichte (beim isobaren Schritt) ausgedrückt. Zur Berechnung wird (2.2) zunächst nach der Gastemperatur aufgelöst:

$$T_G = \frac{M_{\text{mol}}}{R} \frac{p_G}{\varrho_G} . \quad (2.8)$$

Daraus folgt

$$\frac{dT_p}{d\varrho_G} = -\frac{M_{\text{mol}}}{R} \frac{p_G}{\varrho_G^2}$$

und

$$\frac{dT_\varrho}{dp_G} = \frac{M_{\text{mol}}}{R} \frac{1}{\varrho_G} .$$

Gleichung (2.6) ist also gleichbedeutend mit

$$\frac{dT_\varrho}{dT_p} = -\frac{\frac{dT_\varrho}{dp_G}}{\frac{dT_p}{d\varrho_G}} = -\frac{\varrho_G}{p_G} \frac{dp_G}{d\varrho_G} = -\kappa ,$$

oder mit

$$\frac{dp_G}{p_G} = \kappa \frac{d\varrho_G}{\varrho_G} .$$

Integriert man noch beide Seiten, so folgt zunächst

$$\ln \frac{p_G}{p_0} = \kappa \ln \frac{\varrho_G}{\varrho_0} = \ln \left(\frac{\varrho_G}{\varrho_0} \right)^\kappa ,$$

und schließlich folgt daraus die adiabatische Zustandsgleichung

$$\frac{p_G}{p_0} = \left(\frac{\varrho_G}{\varrho_0} \right)^\kappa . \quad (2.9)$$

Dabei sind die Integrationskonstanten schon so gewählt worden, dass (2.9) auch für die statischen Größen p_0 und ϱ_0 erfüllt ist. Gleichung (2.9) beschreibt – wie gesagt – den Zusammenhang zwischen Druck und Dichte in einem Gas „ohne Wärmeleitung“, sie ist eine unmittelbare Folge aus der Annahme, dass bei dem Verdichtungs Vorgang keine Wärme aufgenommen wird.

2.1.2 Bedeutung der Zustandsgleichungen für die Schallfeld-Größen

Es bleibt nun nur noch übrig, die in der Boyle-Mariotte-Gleichung (2.2) und in der adiabatischen Zustandsgleichung (2.9) genannten Gesetzmäßigkeiten auf die Beschreibung von Schallfeldern übersichtlicher zuzuschneiden. Bei den akustischen Größen handelt es sich ja um sehr kleine, den statischen Ruhegrößen überlagerte zeitliche (und örtliche) Änderungen. Vernünftigerweise spaltet man deshalb die Gesamtgrößen (daher auch der Index G) in einen statischen Anteil und in einen Wechselanteil auf:

$$p_G = p_0 + p \quad (2.10a)$$

$$\varrho_G = \varrho_0 + \varrho \quad (2.10b)$$

$$T_G = T_0 + T . \quad (2.10c)$$

Hierin sind p_0 , ϱ_0 und T_0 die Ruhegrößen „ohne Schall“, p , ϱ und T stellen die durch Beschallung hervorgerufenen Änderungen dar. Die den Ruhegrößen überlagerten Schallgrößen seien als Schalldruck, Schalldichte und Schalltemperatur bezeichnet. Diese Schallfeldgrößen sind verglichen mit den Ruhegrößen winzig klein. Wie in Kap. 1 genannt, beträgt der Schalldruck-Effektivwert bei einer Beschallung mit (gefährlich lauten) 100 dB gerade 2 N/m^2 . Der Luftdruck dagegen besitzt etwa den Wert von 100.000 N/m^2 !

Natürlich müssen sowohl die Ruhegrößen als auch die Gesamtgrößen die Boyle-Mariotte-Gleichung (2.2) erfüllen, nicht aber die Schallfeldgrößen alleine, weil sie ja nur Bestandteile des Ganzen bilden. Im Gegenteil, setzt man (2.10)a–c in (2.2) ein, so erhält man

$$p_0 + p = \frac{R}{M_{\text{mol}}} (\varrho_0 + \varrho) (T_0 + T) \approx \frac{R}{M_{\text{mol}}} (\varrho_0 T_0 + \varrho_0 T + T_0 \varrho) . \quad (2.11)$$

Im letzten Schritt ist das (quadratisch kleine) Produkt aus Schalltemperatur und Schalldichte ϱT vernachlässigt worden. Weil wie gesagt auch die statischen Ruhegrößen selbst die Boyle-Mariotte-Gleichung (2.2) erfüllen (es gilt also $p_0 = R\varrho_0 T_0 / M_{\text{mol}}$), folgt aus der letzten Gleichung für die Schallfeldgrößen

$$p = \frac{R}{M_{\text{mol}}} (\varrho_0 T + T_0 \varrho) . \quad (2.12)$$

Etwas übersichtlicher wird diese Gleichung noch, wenn man durch den Ruhedruck p_0 teilt, man erhält dann nämlich

$$\frac{p}{p_0} = \frac{\varrho}{\varrho_0} + \frac{T}{T_0} . \quad (2.13)$$

Wenn man die auftretenden Quotienten als „relative Größen“ bezeichnet, dann besagt (2.13), dass der relative Schalldruck gleich der Summe aus relativer Schalldichte und relativer Schalltemperatur ist.

Den zweiten Zusammenhang zwischen den Schallfeldgrößen liefert die adiabatische Zustandsgleichung (2.9), die im Folgenden noch auf die vergleichsweise sehr kleinen Schallfeldgrößen zugeschnitten wird.

Zunächst ist festzustellen, dass die adiabatische Zustandsgleichung (2.9) einen nicht-linearen Zusammenhang zwischen Druck und Dichte im Gas konstatiert. Andererseits interessieren nur kleinste Änderungen um den Arbeitspunkt (ϱ_0, p_0) ; deshalb kann die gekrümmte Kennlinie (2.9) durch ihre Tangente in diesem Arbeitspunkt ersetzt werden. Mit anderen Worten ausgedrückt: Die Kennlinie kann linearisiert werden, weil quadratische Anteile und alle höheren Potenzen der Taylorentwicklung mit vernachlässigt werden können.

Dazu werden die Schallfeldgrößen nach (2.10) in die für die Gesamtgrößen geltende adiabatische Zustandsgleichung (2.9) eingesetzt:

$$\frac{p_0 + p}{p_0} = 1 + \frac{p}{p_0} = \left(\frac{\varrho_0 + \varrho}{\varrho_0} \right)^\kappa = \left(1 + \frac{\varrho}{\varrho_0} \right)^\kappa . \quad (2.14)$$

Die nach dem linearen Glied abgebrochene Potenzreihen-Entwicklung von $f(x) = (1 + x)^\kappa$ um $x = 0$ besteht in $f(x) = 1 + \kappa x$, also gilt

$$1 + \frac{p}{p_0} = 1 + \kappa \frac{\varrho}{\varrho_0} .$$

Die linearisierte, auf die Zwecke der Akustik zugeschnittene adiabatische Zustandsgleichung lautet also

$$\frac{p}{p_0} = \kappa \frac{\varrho}{\varrho_0} . \quad (2.15)$$

Weil der Schalldruck eine gut durch Mikrophone messbare Größe bildet, die Schalldichte dagegen nur indirekt aus dem Druck bestimmt werden kann, werden Schallfelder fast immer durch Angabe ihrer Druckverteilung beschrieben. Deswegen werden auch alle nachfolgenden Betrachtungen – soweit möglich – durch Drücke formuliert. Dazu muss dann die möglicherweise vorkommende Schalldichte noch durch den Druck ersetzt werden. Deshalb wird (2.15) nach der Dichte aufgelöst

$$\varrho = \frac{p}{c^2}, \quad (2.16)$$

mit

$$c^2 = \kappa \frac{p_0}{\varrho_0}. \quad (2.17)$$

Wie man erkennt, sind Schalldruck und Schalldichte gleiche Zeit- und Ortsfunktionen. Eliminiert man mit Hilfe von (2.15) noch in (2.13) die relative Dichte, so erhält man für die relative Schalltemperatur

$$\frac{T}{T_0} = \frac{p}{p_0} - \frac{\varrho}{\varrho_0} = \left(1 - \frac{1}{\kappa}\right) \frac{p}{p_0}.$$

Alle drei relativen Größen haben also die gleiche Signalgestalt, sie unterscheiden sich nur durch einen Zahlenfaktor.

Die Betrachtungen im nächsten Abschnitt werden zeigen, dass die in (2.17) eingeführte Konstante c eine besondere physikalische Bedeutung besitzt: c bezeichnet die Schallausbreitungsgeschwindigkeit im Gas. Obwohl darin natürlich kein Beweis gesehen werden kann, spricht die Dimensions-Kontrolle wenigstens nicht gegen diese Behauptung:

$$\dim(c) = \sqrt{\frac{\dim(p)}{\dim(\varrho)}} = \sqrt{\frac{\text{N m}^3}{\text{m}^2 \text{ kg}}} = \sqrt{\frac{\text{kg m m}}{\text{s}^2 \text{ kg}}} = \frac{\text{m}}{\text{s}}.$$

Die Dimension von c , $\dim(c)$, ist also tatsächlich eine Geschwindigkeit.

Setzt man noch die (auch für die statischen Größen gültige) Boyle-Mariotte-Gleichung (2.2) in (2.17) ein, so erhält man für die Schallgeschwindigkeit c

$$c = \sqrt{\kappa \frac{R}{M_{\text{mol}}} T_0}. \quad (2.18)$$

Sie hängt nur vom Material und von der absoluten Temperatur, nicht aber von Ruhedruck oder Ruhedichte ab. Als Kontrolle seien die Parameter von Luft $M_{\text{mol}} = 28,8 \cdot 10^{-3} \text{ kg}$ bei $T_0 = 288 \text{ K}$ (15°C) eingesetzt; man erhält dafür den bekannten Wert von $c = 341 \text{ m/s}$. Für praktische Anwendungen reicht es nahezu immer aus, Temperaturschwankungen von bis zu 10°C unter den Tisch fallen zu lassen und mit dem gerundeten Wert von 340 m/s zu rechnen.

Erwähnenswert ist vielleicht, dass die (im freien Gas nicht zutreffende, also falsche) Annahme isothermer Verdichtung für Schallvorgänge auf die zu kleine Ausbreitungsgeschwindigkeit

$$c_{\text{iso}} = \sqrt{\frac{RT_0}{M_{\text{mol}}}} = \frac{c_{\text{adia}}}{\sqrt{\kappa}} \approx 0,85c_{\text{adia}}$$

führen würde. Tatsächlich hat man erst aus der Diskrepanz zwischen c_{iso} und Messwerten gelernt, dass Schall-Verdichtungs Vorgänge eben nicht isotherm, sondern adiabatisch ablaufen. Natürlich müssen gemessene Schallgeschwindigkeiten gleich c_{adia} sein.

2.2 Eindimensionale Schallfelder

2.2.1 Grundgleichungen

Der vorige Abschnitt diente dazu, zunächst einmal Klarheit zu schaffen über die bei Schallfeldern vorkommenden physikalischen Zustandsgrößen Schalldruck, Schalldichte und Schalltemperatur. Der folgende Abschnitt wendet sich nun der eigentlichen Kernfrage von Akustik zu: Wie ist das Phänomen der (nicht-dispersiven) Wellenausbreitung von Schall in Gasen physikalisch zu erklären und zu beschreiben?

Um zunächst auf grundsätzliche Aussagen zu kommen, seien die in der Einleitung genannten Einflüsse – wie die Abschwächung mit der Entfernung und Reflexionen – anfangs ausgeschlossen. Es bleibt dann der allereinfachste Fall eines eindimensionalen Schallfeldes übrig, das nur von einer einzigen Raum-Koordinate abhängt. Ein solcher eindimensionaler Wellenleiter ließe sich zum Beispiel durch ein luftgefülltes Rohr mit starrer, unbeweglicher Wandung herstellen, in dem das Schallfeld quasi eingesperrt und so auf eine Ausbreitungsrichtung – die Rohr-Achse – gezwungen wird (dass auch damit nicht immer wirklich Schallfelder erzeugt werden, die über dem Rohr-Querschnitt konstant sind, das wird im Kap. 6 über Schallabsorption ausführlich behandelt).

Bereits aus der grundlegenden Vorstellung, dass es sich bei Gasen um elastisch deformierbare und massebehaftete Medien handelt, folgen bereits die wichtigsten Eigenschaften der Schallfelder, die in ihnen vorkommen. Eine sehr einfache und einleuchtende Erklärung für die Wellentransportvorgänge erhält man nämlich, wenn man sich die eindimensionale Luftsäule in viele kleine Segmente zerlegt denkt (Abb. 2.2) und den Segmenten abwechselnd jeweils nur „Masseneigenschaft“ und „Federeigenschaft“ gedanklich zuordnet. Auf diese Weise entsteht ein sogenannter Kettenleiter als Modell für die Luftsäule. Die Anregung der Luftsäule wird z. B. durch einen Lautsprecher erzeugt; übertragen auf den Kettenleiter gibt der Lautsprecher die Bewegung der ersten Masse links in Abb. 2.2 an. Wird sie zum Beispiel plötzlich nach rechts ausgelenkt, so wird dabei die erste (Luft-)Feder verdichtet, sie übt damit eine Kraft auf die nächste Masse aus. Zu Beginn des Vorganges bewegt sich diese Masse zunächst nicht. Weil Massen bekanntlich „träge“ sind, reagieren sie nicht sofort, sondern erst „verspätet“ mit einer Auslenkung.

Technische Akustik

Möser, M.

2015, XVI, 545 S. 300 Abb., 16 Abb. in Farbe.,

Hardcover

ISBN: 978-3-662-47703-8