thomas GÖRNE

4., aktualisierte Auflage

TON-
TECHNIK

HÖREN // SCHALLWANDLER // IMPULSANTWORT UND FALTUNG // DIGITALE SIGNALE // MEHRKANAL-TECHNIK // TONTECHNISCHE PRAXIS

HANSER

Görne
Tontechnik

Medien

Herausgeber: Ulrich Schmidt

Weitere Bücher der Reihe:

- Fries: Mediengestaltung
- Greule: Licht und Beleuchtung
- Heyna/Briede/Schmidt: Datenformate im Medienbereich
- Petrasch: Videofilm
- Raffaseder: Audiodesign
- Rehfeld: Game Design und Produktion
- Schmidt: Digitale Film- und Videotechnik
- Steppat: Audioprogrammierung

Thomas Görne

Tontechnik

Hören, Schallwandler, Impulsantwort und Faltung, digitale Signale, Mehrkanaltechnik, tontechnische Praxis

4., aktualisierte Auflage

Mit 216 Bildern und 33 Tabellen

HANSER

Der Autor:
Prof. Thomas Görne, HAW Hamburg

Der Herausgeber:
Ulrich Schmidt, HAW Hamburg

FSC www.fsc.org
MIX
Papier aus verantwortungsvollen Quellen
FSC® C013736

Satz vom Autor mit LaTeX in einer Anpassung von Marco Rittermann. Grafiken und Fotos, wenn nicht anders gekennzeichnet, vom Autor. Eine Reihe von Grafiken und Funktionsplots wurde mit TeXCAD und Gnuplot erstellt.
Alle in diesem Buch enthaltenen Informationen, Verfahren und Darstellungen wurden nach bestem Wissen zusammengestellt und mit Sorgfalt getestet. Dennoch sind Fehler nicht ganz auszuschließen. Aus diesem Grund sind die im vorliegenden Buch enthaltenen Informationen mit keiner Verpflichtung oder Garantie irgendeiner Art verbunden. Autoren und Verlag übernehmen infolgedessen keine juristische Verantwortung und werden keine daraus folgende oder sonstige Haftung übernehmen, die auf irgendeine Art aus der Benutzung dieser Informationen – oder Teilen davon – entsteht.
Ebenso übernehmen Autoren und Verlag keine Gewähr dafür, dass beschriebene Verfahren usw. frei von Schutzrechten Dritter sind. Die Wiedergabe von Gebrauchsnamen, Handelsnamen, Warenbezeichnungen usw. in diesem Buch berechtigt deshalb auch ohne besondere Kennzeichnung nicht zu der Annahme, dass solche Namen im Sinne der Warenzeichen- und Markenschutz-Gesetzgebung als frei zu betrachten wären und daher von jedermann benutzt werden dürften.

Bibliografische Information Der Deutschen Nationalbibliothek
Die Deutsche Nationalbibliothek verzeichnet diese Publikation in der
Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte bibliografische Daten sind im
Internet über http://dnb.d-nb.de abrufbar.

Lektorat: Franziska Jacob, M.A.
Herstellung: Der Buch*macher*, Arthur Lenner, München

Coverconcept: Marc Müller-Bremer, www.rebranding.de, München
Coverrealisierung: Stephan Rönigk
Datenbelichtung, Druck und Bindung: Kösel, Krugzell
Printed in Germany

ISBN: 978-3-446-43964-1
E-Book-ISBN: 978-3-446-44149-1

www.hanser-fachbuch.de

Vorwort

Die Tontechnik ist ein umfangreiches Fach. Sie umfasst große Teile der Akustik – physikalische und musikalische Akustik, Raumakustik, Psychoakustik, Elektroakustik –, Teile der Kommunikationstechnik, Digitaltechnik und Nachrichtentechnik, und manche Geräte wie piezoelektrische Wandler oder magneto-optische Speicher bergen auch Ausflüge in entfernte Gebiete der Physik.

Die einzelnen Kapitel sollen einen Einstieg in die unterschiedlichen Fachgebiete der Tontechnik geben; sie können als fachlich und inhaltlich unabhängige Einheiten betrachtet (und gelesen) werden. Das Stichwortverzeichnis hilft bei der schnellen Navigation. Zudem finden sich in Text und Stichwortverzeichnis auch die wichtigsten englischen Fachbegriffe.

Detmold & Svensbyn, Juni 2006

Zur dritten Auflage konnte ich einige Ergänzungen vornehmen. So ist insbesondere das Kapitel zu Schall und Schwingungen umfangreicher geworden, es sind einige Beispielrechnungen dazu gekommen (z.B. zu Dopplereffekt und Fouriertransformation), und es gibt einige neue Bilder und Illustrationen. Die nunmehr vierte Auflage hat weitere Aktualisierungen erhalten.

Hamburg, Juni 2014 Thomas Görne

Danksagung

Herzlichen Dank an Ulrich Schmidt für den Anstoß zu diesem Buch und an Erika Hotho, Mirja Werner und Franziska Jacob für die hervorragende langjährige Zusammenarbeit. Herzlichen Dank auch an Christoph Bley, Martin Schneider und Stefan Müller für anregende Diskussionen. Ein besonderer Dank geht an Reimund Gerhard für seine Unterstützung nicht nur in der musikalischen Akustik.

Vielen Dank an Marco Rittermann für die Überlassung seiner LaTeX-Layout-Anpassung. Der Georg Neumann GmbH, Microtech Gefell, Beyerdynamic, Studio Babelsberg, Sonopress und Theis Synthesizer danke ich für ihre Unterstützung.

Für wunderbare Bilder danke ich Gerhard Haderer und Ulrich Illing.

Kunst ist schön, macht aber viel Arbeit.
(Karl Valentin)

Inhaltsverzeichnis

Was ist Tontechnik?

„Wie Wasser, Gas und elektrischer Strom von weither auf einen fast unmerklichen Handgriff hin in unsere Wohnungen kommen, um uns zu bedienen, so werden wir mit Bildern oder mit Tonfolgen versehen werden, die sich, auf einen kleinen Griff, fast ein Zeichen einstellen und uns ebenso wieder verlassen.“ (Paul Valéry, 1934)[1]

Im beginnenden 21. Jahrhundert ist Paul Valérys Vision längst Wirklichkeit geworden; die Verfügbarkeit von Bildern und Tonfolgen ist Daseinszweck von ganzen Industrien. Und mit der Entwicklung der audiovisuellen Medien ist auch die Tontechnik entstanden. Ihre Aufgabe ist es, für eine Vielfalt an Kommunikationsmitteln und Medien die Töne herzustellen und verfügbar zu machen; sei es für die öffentliche Verbreitung durch Rundfunk, Fernsehen und Film, für Tonträger wie CD und DVD oder für die „körperlose“ Verbreitung mit Audiodateien.

Gründliche Kenntnisse der verschiedenen Fachgebiete der Tontechnik, von der Raumakustik über die Hörpsychologie bis zur Schallwandler- und Übertragungstechnik, sind unabdingbare Voraussetzung für fehlerfreie und gut klingende Aufnahmen. Das vorliegende Buch soll bei der Erarbeitung dieser Grundlagen helfen. Darüber hinaus braucht man, je nach angestrebtem Berufsbild, Kenntnisse in künstlerischen Fächern wie Musik oder Dramaturgie. Am wichtigsten – und am schwierigsten zu lernen – sind aber Einfühlungsvermögen, Fantasie und die Fähigkeit zur Kommunikation.

Abb. 1: Gerätelager beim PA-Verleih

Tonmeister, Toningenieur, Tontechniker

Bei der Musikproduktion gibt es, historisch gewachsen, die Arbeitsteilung zwischen **Tonmeister** (bzw. Regisseur, Musikregisseur, Dialogregis-

[1] Valéry, P.: **Pièces sur l’art**, Paris 1934. Nach Walter Benjamin: „Das Kunstwerk im Zeitalter seiner technischen Reproduzierbarkeit“, 1936.

seur) und **Toningenieur** (**Audio Engineer**, **Tontechniker**). Während die „traditionelle" Musik-Tonmeisterin oder der Tonmeister die künstlerische Leitung der Aufnahme hat, ist der Toningenieur für die technische Durchführung verantwortlich, und u.U. gibt es noch einen Tontechniker, der dem Toningenieur assistiert. Bei einer typischen modernen Musikproduktion ist diese scharfe Trennung längst obsolet – der Tonmeister kommt heutzutage auch ohne technische Unterstützung zurecht, und Ingenieur und Techniker arbeiten auch ohne künstlerischen Leiter. Anders ist das beim Film: Am Set arbeitet ein verantwortlicher Filmtonmeister mit ein oder zwei Tonassistenten („Tonanglern") zusammen. Im Synchronstudio nimmt der Tonmeister die Sprecher auf, und die künstlerische Leitung liegt beim Regisseur.

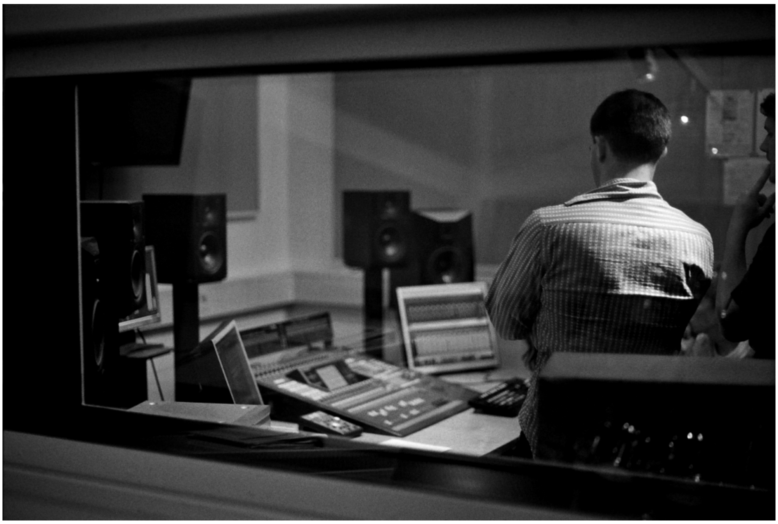

Abb. 2: Pop-Produktion im Musikstudio

Nach jeder Aufnahme kommen die Arbeitsschritte der Nachbearbeitung („Postproduktion"), also Schnitt, Mischung, Mastering. Beim Filmton ist der **Schnittmeister**, **Cutter** oder **Editor** verantwortlich für den Schnitt, bei Aufnahmen klassischer Musik der verantwortliche Tonmeister oder Techniker. Die bei Musik- und Filmproduktionen erforderliche Tonmischung wird vom verantwortlichen Tonmeister, oft auch vom spezialisierten Mischtonmeister gemacht.

Im englischsprachigen Raum unterscheidet man zwischen dem **Recording Producer** (macht die Aufnahme, hat ggf. die künstlerische Leitung), dem **Executive Producer** (organisiert die Aufnahme) und dem **Recording Engineer** (hat die technische Verantwortung). Der Filmtonmeister wird als **Mixer** oder **Recordist** bezeichnet. Der Schnitt wird vom **Editor** durchgeführt. Irgendwo zwischen Recording Producer und Recording

Abb. 3: Dialogaufnahme am Filmset

Engineer ist der **Balance Engineer** angesiedelt – und manche englischen und amerikanischen Kollegen betonen den künstlerischen Anspruch ihrer Tätigkeit mit dem deutschen Begriff Tonmeister.

Ein modernes Berufsbild in der Film- und Gamesproduktion ist der **Sounddesigner** – hervorgegangen aus dem Beruf des Toncutters – der verantwortlich für die gesamte Klanggestaltung eines Films oder Spiels ist, der Geräuschaufnahmen macht, Atmos aufnimmt und anlegt und der versiert mit Synthesizer und Sequencer umgehen kann.

Diese Liste ist bei weitem nicht vollständig, und Grundlage aller dieser Berufe ist die Tontechnik.

Abb. 4: Musikaufnahme mit mobiler Technik im Orchesterprobensaal

Abb. 5: Elektronische Musikproduktion im MIDI-Projektstudio

Tonqualität

… ist zum größten Teil physikalisch und psychoakustisch erklärbar, auch wenn eingefleischte Leser der „High-End"-Gemeindeblätter das oft nicht wahrhaben mögen.

Man könnte darüber lachen, wenn nicht Leute viel Geld bezahlen würden für: Lautsprecherkabel mit Vorzugsrichtung; mit Diamantstaub beschichtete Hochtöner; luftig klingende Netzstecker; CDs, die dank Goldbeschichtung wärmer klingen. Herr, lass es Hirn regnen! Dass solche Absurditäten oft von respektablen Leuten ernst genommen werden, ist ein Beleg für die Komplexität der Tontechnik.

Man bekommt die klangbestimmenden Parameter einer Tonproduktion nicht durch esoterische Geräte in den Griff, sondern nur durch fundierte technische Kenntnisse. Welche klanglichen Veränderungen sind zu erwarten, wenn man die Mikrofonposition oder den Wandlertyp wechselt, im Aufnahmeraum einen Vorhang schließt oder auch nur ein paar Stühle verschiebt? Wie lässt sich der Wunsch von Musiker oder Produzent nach mehr „Luftigkeit" oder „Kern" in physikalisch-technische Begriffe übersetzen? Ein anderer Netzstecker wird hier nicht helfen …

Der Techniker, Tonmeister, Audio Engineer oder Sounddesigner sollte mit solchen Fragen umgehen können. Wer sich allein auf seine Geräte verlässt, wird bald an die Grenzen seiner Möglichkeiten stoßen. Wer sich aber auf die Tontechnik wirklich einlässt, kann Wunder erleben – auch ohne Wunderkabel.

1 Schall und Schwingungen

Am Anfang und am Ende jeder tontechnischen Arbeit steht der Schall. Die Wissenschaft von Schall und Klang ist, wie die ganze Tontechnik, jung. Zwar führte schon **Isaac Newton** (1642 – 1727) erste Berechnungen zur Schallausbreitung durch, und Pioniere wie **Ernst Florens Friedrich Chladni** (1756 – 1827) und **August Adolf Kundt** (1839 – 1894) konnten die dem Schall zu Grunde liegenden Schwingungen sichtbar machen.

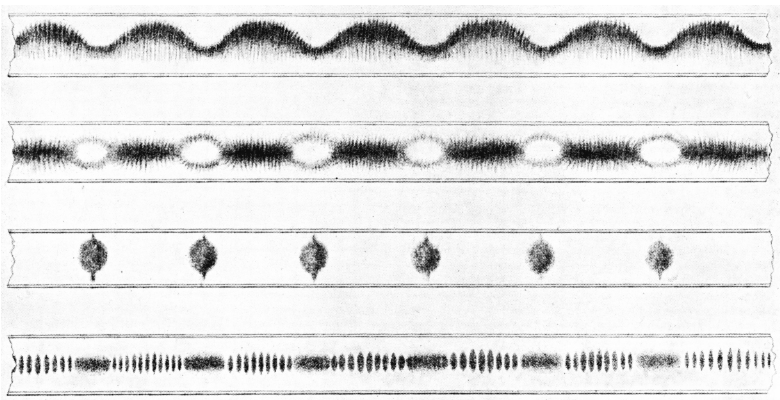

Abb. 1-1: Schallwellen im Glasrohr, mit Bärlappsamen sichtbar gemacht (August Kundt, 1866)

Doch erst **John William Strutt, Lord Rayleigh** (1842 – 1919), Physiknobelpreisträger 1904, wandte konsequent mathematische Methoden auf die Akustik an und etablierte sie damit als exakte Wissenschaft.

In diesem Kapitel werden Schwingungen und die Prinzipien der Schallausbreitung beschrieben. Neben der in der Tontechnik unverzichtbaren Pegelrechnung folgen Abschnitte über besondere Eigenheiten von Schallwellen wie Reflexion, Beugung, Interferenz, Schwebung, über Huygens'sches Prinzip und Doppler-Effekt, Wiederholungstonhöhe und Nichtlinearitäten bei großen Amplituden.

1.1 Mechanische Schwinger

Jedes Musikinstrument basiert auf Schwingungen: mechanische Schwingungen von Saiten, Membranen oder Platten, Schwingungen von Luftsäulen und akustischen Masseschwingern, Schwingungen in elektrischen Schaltungen, simulierte Schwingungen beim Synthesizer, und auch der Schall selbst ist eine Schwingung. Selbst das Übertragungsverhalten analoger und digitaler Filter lässt sich auf die Gesetzmäßigkeiten des einfachen mechanischen Schwingungsmodells zurückführen.

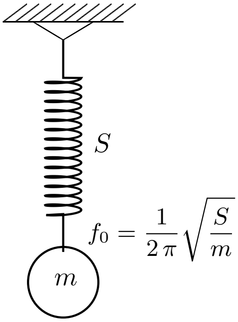

Abb. 1-2: Ideales ungedämpftes Federpendel; m: Masse, S: Federsteife

1.1.1 Freie und gedämpfte Schwingung

Der ideale mechanische Schwinger (Abb. 1-2) ist das einfachste Modell für die elastische Schwingung. Wird eine Masse m, die mit einer Feder der Steife S (Federkonstante) elastisch gelagert ist, um einen Betrag ξ_0 (Xi) aus der Ruhelage ausgelenkt und dann losgelassen, so beginnt sie zu schwingen (Abb. 1-3).

Diese Schwingung kann auf zwei Grundgesetze der Mechanik zurückgeführt werden: 1. das Newton'sche Bewegungsgesetz der trägen Masse (Kraft = Masse × Beschleunigung, $F = ma$) und 2. das Hooke'sche Federgesetz (Rückstellkraft ist proportional zur Auslenkung, $F = -S\xi$). Die Rückstellkraft der Feder ist der einwirkenden Kraft entgegengesetzt. Wenn das Pendel losgelassen wird (also keine äußeren Kräfte einwirken), müssen diese beiden Kräfte im Gleichgewicht sein, d.h. $ma = -S\xi$.

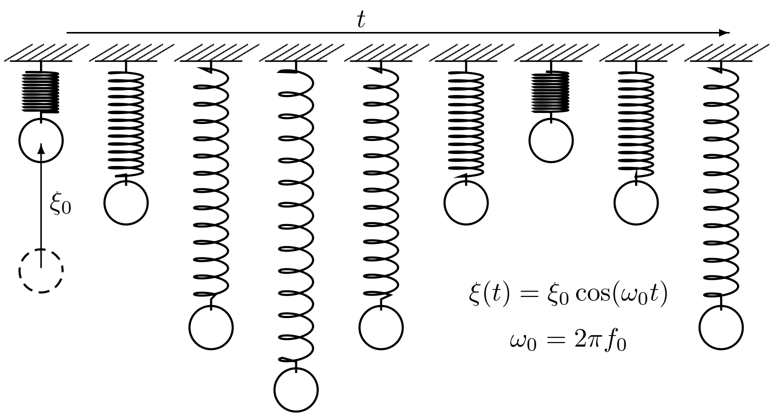

Abb. 1-3: Schwingendes Federpendel zu verschiedenen Zeitpunkten nach einer Anfangsauslenkung ξ_0

Nun ist die Beschleunigung a die zweite Ableitung der Auslenkung nach der Zeit bzw. die erste Ableitung der Geschwindigkeit v, d.h. $v = \mathrm{d}\xi/\mathrm{d}t$ und $a = \mathrm{d}v/\mathrm{d}t = \mathrm{d}^2\xi/\mathrm{d}t^2$. Somit lautet die Differenzialgleichung für die ungedämpfte freie Schwingung

$$m\frac{\mathrm{d}^2\xi}{\mathrm{d}t^2} = -S\xi.$$

Gleichgewicht von beschleunigter Masse und Federkraft: freie Schwingung

Fasst man die Auslenkung als Funktion der Zeit auf, dann wird die Schwingungsgleichung von jeder Funktion $\xi(t)$ gelöst, deren zweite zeitliche Ableitung der ursprünglichen Funktion entspricht. Dies gilt für alle Sinus- und Cosinusfunktionen; die zweite Ableitung von $\cos(\omega_0 t)$ ist $-\omega_0^2 \cos(\omega_0 t)$. So lässt sich als Lösung angeben:

$$\xi(t) = \xi_0 \cos(\omega_0 t) \quad \text{mit} \quad \omega_0 = \sqrt{\frac{S}{m}}.$$

Die Schwingung des idealen Federpendels (und aller anderen idealen Schwinger) ist cosinus- bzw. sinusförmig[1]. Dies nennt man eine **reine** oder **harmonische Schwingung** (Abb. 1-4).

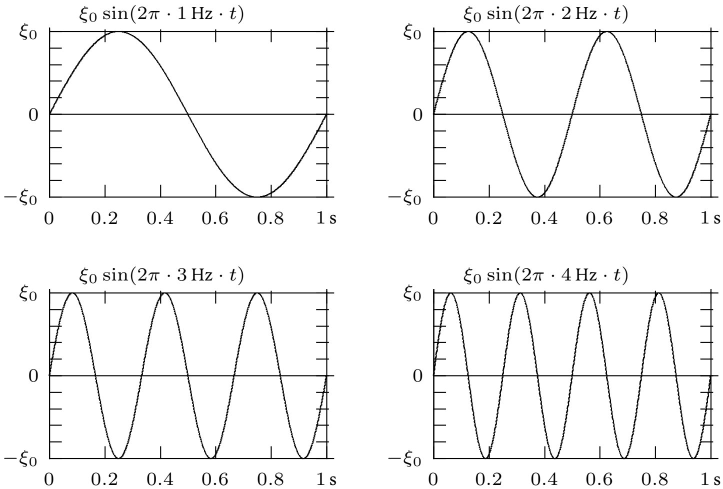

Abb. 1-4: Harmonische Schwingung; $\xi(t) = \xi_0 \sin(\omega t)$ für verschiedene Frequenzen 1 Hz, 2 Hz, 3 Hz, 4 Hz

Frequenz und Kreisfrequenz

Den Faktor ω (Omega) nennt man die **Kreisfrequenz**, ω_0 ist die Eigen-Kreisfrequenz des schwingenden Systems. Mit der Beziehung $\omega = 2\pi f$ kommt man von der Kreisfrequenz in s^{-1} zur „üblichen" Frequenz in Hertz ($1\,\mathrm{Hz} = 1/\mathrm{s}$).

Der Faktor 2π „übersetzt" die in der Frequenz f angegebene Schwingungszahl pro Sekunde auf die im Winkel 2π periodischen Cosinus- und Sinusfunktionen (es wird grundsätzlich im Bogenmaß gerechnet!) – eine harmonische Schwingung bei einer Frequenz von 1000 Hz wird mathematisch als $f(t) = \sin(2\pi \cdot 1000\,\mathrm{Hz} \cdot t)$ ausgedrückt.

Somit gilt für die **Eigenfrequenz** (engl. eigenfrequency) f_0 des ungedämpften Schwingers

$$\boxed{f_0 = \frac{1}{2\,\pi}\sqrt{\frac{S}{m}}.}$$

[1] Für die Beispielrechnungen wird im Folgenden meist die Cosinusfunktion benutzt.

Die **Periodendauer** T ist für jede Schwingung der Kehrwert der Frequenz:

$$\boxed{T = \frac{1}{f} = \frac{2\pi}{\omega}.}$$

Eigenfrequenz ist nur durch Masse und Federkraft bestimmt

Die Anfangsauslenkung ξ_0 ist die **Amplitude** der Schwingung. Sie hat keinen Einfluss auf die Eigenfrequenz des Systems! Die Frequenz der freien, ungedämpften Schwingung wird ausschließlich durch Masse und elastische Rückstellkraft bestimmt.

elektrische Analogie: Schwingkreis

Vergleicht man den mechanischen Schwinger mit elektrischen Schaltungen, dann entspricht die Masse einer Spule (Induktivität), die Nachgiebigkeit der Feder (Kehrwert der Federsteife S) einem Kondensator. Die elektrische Entsprechung des Federpendels ist der **Schwingkreis**, die Anfangsauslenkung ξ_0 entspricht einer elektrischen Spannung U_0 am Kondensator (vgl. Bandpassfilter, Abschnitt 4.3.1).

Die ideale ungedämpfte Schwingung dauert unendlich lange, ohne dass sich die Amplitude ändert. Reale Schwingungen, ob mechanisch oder elektrisch, sind immer gedämpft. Man unterscheidet aber zwischen schwacher Dämpfung – hier stimmt die Rechnung mit dem ungedämpften Modell ziemlich gut – und starker Dämpfung.

verbessertes Modell: gedämpfte Schwingung, geschwindigkeitsproportionale Dämpfung

Zur Erweiterung des Modells führt man eine Dämpfung r ein. In technischen Systemen ist die Dämpfung in Form einer mechanischen **Reibungskraft** meist proportional zur Geschwindigkeit. Die Bewegungsgleichung für den gedämpften mechanischen Schwinger lautet somit

$$m\frac{\mathrm{d}^2\xi}{\mathrm{d}t^2} + r\,\frac{\mathrm{d}\xi}{\mathrm{d}t} = -S\xi.$$

Sie wird für eine Anfangsauslenkung ξ_0 durch

$$\xi(t) = \xi_0\,\mathrm{e}^{-\delta t}\cos(\omega_1 t)$$

exponentiell abklingende Amplitude

gelöst. Die Amplitude der gedämpften Schwingung fällt exponentiell: Mit jeder Schwingungsperiode T verringert sich die Auslenkung um den Faktor $\mathrm{e}^{-\delta T}$; die Abklingkonstante δ (Delta) bestimmt sich aus $\delta = r/2m$ (Abbildung 1-5). In der elektrischen Analogie entspricht die Reibung dem elektrischen Widerstand.

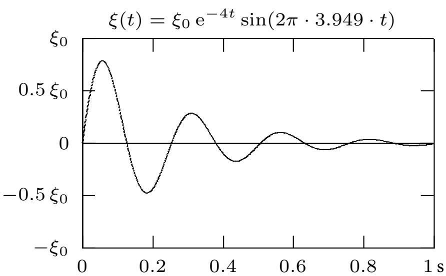

Abb. 1-5: Gedämpfte Schwingung $\xi(t) = \xi_0\,\mathrm{e}^{-\delta t}\sin(\omega t)$ mit der Abklingkonstanten $\delta = 4$ und $f_0 = 4$ Hz. Durch die Dämpfung ist die Eigenfrequenz auf $3{,}949$ Hz verstimmt.

Die Eigenfrequenz der gedämpften Schwingung ω_1 ist gegenüber der freien Schwingung um einen kleinen Betrag verstimmt:

$$\omega_1 = \sqrt{\omega_0^2 - \delta^2} \quad \text{mit} \quad \delta = \frac{r}{2m}.$$

Für kleine Werte der Dämpfung kann man diese Verstimmung vernachlässigen und annehmen, dass $\omega_1 \approx \omega_0$ ist. Erst bei sehr starker Dämpfung sinkt die Eigenfrequenz merklich. Für $\delta = \omega_0$ verschwindet sie ganz: $\omega_1 = 0$. Die Masse kehrt exponentiell in ihre Ruhelage zurück, ohne dabei zu schwingen. Dies nennt man den **aperiodischen Grenzfall** der Dämpfung. Er ist von großer Bedeutung für schwingungsfähige Systeme, die nicht nachschwingen sollen. Wählt man die Dämpfung noch größer ($\delta > \omega_0$), dann wird die Eigenfrequenz imaginär. Im Modell entspricht dies dem Kriechfall; der Schwinger kehrt nur sehr langsam in seine Ruhelage zurück[2].

aperiodischer Grenzfall und Kriechfall

1.1.2 Erzwungene Schwingung und Resonanz

Bisher wurde der Fall betrachtet, dass ein Schwinger „angestoßen" und danach sich selbst überlassen wird. Bei den meisten tontechnisch relevanten Schwingungen wird dem System aber ständig Energie zugeführt. Dies nennt man **erzwungene Schwingung**.

Anders als bei der „Stoßanregung" schwingt der Schwinger nicht mehr nur bei seiner Eigenfrequenz, sondern bei der von außen aufgezwungenen Frequenz. Die Eigenfrequenz wird aber in der Schwingungsamplitude sichtbar. Ist die Frequenz der äußeren Anregung gleich der Eigenfrequenz des Schwingers $f \approx f_0$, dann spricht man von **Resonanz**; die Eigenfrequenz nennt man auch **Resonanzfrequenz** des Systems.

Resonanz bei der Eigenfrequenz

Zur Berechnung des Resonanzverhaltens wird die Differenzialgleichung des gedämpften Schwingers um die äußere Kraft F_A ergänzt: Die Summe der Kräfte des freien Schwingers muss gleich der äußeren Kraft sein. Ist F_A eine harmonische Schwingung $F_\mathrm{A} = F_0 \cos(\omega t)$, so ist die Bewegungsgleichung für die erzwungene Schwingung

$$F_0 \cos(\omega t) = m \frac{\mathrm{d}^2 \xi}{\mathrm{d}t^2} + r \frac{\mathrm{d}\xi}{\mathrm{d}t} + S\xi.$$

Die allgemeine Lösung für die Amplitude ξ des Schwingers ist

$$\xi(t) = \xi_0 \cos(\omega t - \varphi),$$

die Masse schwingt mit der erregenden Frequenz, allerdings mit einer **Phasenverschiebung** φ (Phi) gegenüber der äußeren Kraft. Durch Einset-

[2] Für eine ausführliche Beschreibung der Schwingungen siehe z.B. Gerthsen, C.: **Physik**, Springer, 24. Aufl. 2010.

zen in die Bewegungsgleichung ergibt sich

$$F_0 \cos(\omega t) = -m\omega^2 \xi_0 \cos(\omega t - \varphi) - r\omega\, \xi_0 \sin(\omega t - \varphi) + S\xi_0 \cos(\omega t - \varphi).$$

In der Praxis kann man für die resultierende Schwingung drei Fälle unterscheiden:

tiefe Frequenzen: quasistatisch, Amplitude konstant

1. Tiefe Frequenzen ($f \ll f_0$): Es überwiegt die Rückstellkraft $S\xi$, und die Bewegungsgleichung vereinfacht sich zu $F_0 \cos(\omega t) = S\xi_0 \cos(\omega t - \varphi)$. Damit ist die Amplitude $\xi_0 = F_0/S$ und der Phasenwinkel $\varphi = 0$. Das System wird von der äußeren Kraft „quasistatisch hin- und hergezerrt" (Gerthsen), Schwinger und äußere Kraft sind in Phase und die Amplitude ist frequenzunabhängig.

hohe Frequenzen: massegehemmt, Amplitude fällt

2. Hohe Frequenzen ($f \gg f_0$): Es überwiegt die Trägheitskraft $m \cdot d^2\xi/dt^2$, und die Bewegungsgleichung vereinfacht sich zu $F_0 \cos(\omega t) = -m\omega^2 \xi_0 \cos(\omega t - \varphi)$. Wegen $-\cos(x) = \cos(x - \pi)$ ist die Gleichung mit dem Phasenwinkel $\varphi = \pi$ erfüllt, und die Amplitude ist dann $\xi_0 = F_0/(m\omega^2)$. Das System schwingt also gegenphasig und „massegehemmt": Mit steigender Frequenz fällt die Amplitude proportional zu $1/\omega^2$ bzw. $1/f^2$. In logarithmischer Darstellung entspricht dies einer Flankensteilheit von 12 dB pro Oktave (siehe Abschnitt 1.2.2).

Resonanz: Amplitude maximal

3. Resonanz ($f \approx f_0$): Wenn die äußere Frequenz in die Nähe der Eigenfrequenz der ungedämpften Schwingung kommt, nimmt das System ständig Leistung auf. Es entsteht ein Gleichgewicht der Leistungsaufnahme mit dem Dämpfungsverlust. Die Phasenverschiebung zwischen erregender und erzwungener Schwingung ist bei der Resonanzfrequenz $\varphi = \pi/2$. Die Amplitude ist $\xi_0 = F_0/(r\omega)$. Maximal erreicht sie den Wert $\xi_{\max} = F_0/(r\sqrt{S/m})$. Bei zu geringer Dämpfung wird sie extrem groß, z.B. beim Wolfston des Cellos oder beim Feedback der Beschallungsanlage (**Resonanzkatastrophe**).

Abbildung 1-6 zeigt den Amplitudenfrequenzgang der erzwungenen Schwingung für unterschiedliche Dämpfungen. Dieser charakteristische Resonanzverlauf ist bei sehr vielen schwingungsfähigen Systemen zu finden, wie z.B. beim Helmholtz-Resonator, der Lautsprechermembran oder dem elektrischen Schwingkreis.

Halbwertsbreite und Q-Faktor

Als Maß für die Resonanzdämpfung kann die **Halbwertsbreite** B_{H} herangezogen werden. Sie ist die „-3-dB-Bandbreite" des Resonanz-Peaks, also die Bandbreite bis zum Wert der halben Leistung oberhalb und unterhalb der Resonanzfrequenz. Als absolute Bandbreite in Hz berechnet man sie einfach aus der Differenz der beiden -3-dB-Grenzfrequenzen ($B_{\mathrm{H}} = f_{\mathrm{o}} - f_{\mathrm{u}}$).

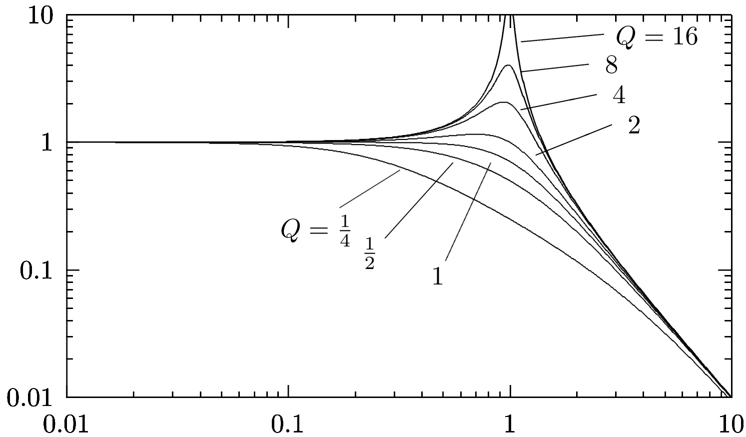

Abb. 1-6: Amplitude der erzwungenen Schwingung in Abhängigkeit von der Frequenz für verschiedene Werte der Resonanzgüte $Q = \omega_0/2\delta$, Darstellung doppelt logarithmisch, Frequenz normiert ($f_0 = 1$). Mit abnehmender Dämpfung bzw. zunehmender Güte wird der Resonanz-Peak höher und schmaler.

Elektrische Filter – und insbesondere die Equalizer am Mischpult – werden in der Tontechnik über ihre **Resonanzgüte** Q (**Gütefaktor**, **Q-Faktor**, engl. **quality factor**) beschrieben. Der Q-Faktor ist definiert als $2\pi \times$ Energie $\div$ Energieverlust in einer Periode, und er ist gleich dem Verhältnis der Resonanzfrequenz zur Halbwertsbreite:

$$Q = \frac{f_0}{B_\mathrm{H}}.$$

Mit abnehmender Halbwertsbreite steigt der Q-Faktor. Ein schwach gedämpfter Schwinger hat einen großen Q-Faktor; ein stark gedämpfter Schwinger hat einen kleinen Q-Faktor. Der Zusammenhang zur Dämpfung r bzw. der Abklingkonstanten δ ist gegeben durch $Q = \omega_0 \cdot m/r$ bzw. $Q = \omega_0/2\delta$. Der **aperiodische Grenzfall** ist für $Q = 1/2$ erreicht.

Thiele / Small

Bei **Lautsprechern** benutzt man seit den Arbeiten von Neville Thiele und Richard Small in den 1970er Jahren den kombinierten mechanisch-/ elektrischen Q-Faktor zur Beschreibung der Resonanzdämpfung des Basschassis in Abhängigkeit vom angekoppelten Boxenvolumen. Die Resonanzdämpfung ist entscheidend für die Impulstreue und für die Klangfarbe im Bassbereich. Der Q-Faktor ist damit einer der wichtigsten **Thiele-Small-Parameter** zur Boxenberechnung. Bei hochwertigen Boxen wird $Q = 1/\sqrt{2} \approx 0{,}7$ angestrebt („Butterworth-Abstimmung“, die Box hat dann im Bassbereich den Frequenzgang eines Hochpassfilters 2. Ordnung ohne Resonanzüberhöhung).

relative Bandbreite

Ein für die intuitive Einstellung von Filtern sehr nützlicher Wert ist die **relative Bandbreite** B_HR des Resonanzverlaufs. Sie ist das Verhältnis der -3-dB-Grenzfrequenzen: $B_\mathrm{HR} = f_\mathrm{o}/f_\mathrm{u}$. Man kann sie aus der Resonanzgüte mit

$$B_\mathrm{HR} = \left[\frac{1}{2\,Q} + \sqrt{1 + \frac{1}{(2\,Q)^2}}\,\right]^2$$

bestimmen. Normierung der relativen Bandbreite auf das Oktav-Intervall (Frequenzverhältnis $2:1$) ergibt

$$N = \frac{\ln(B_{\mathrm{HR}})}{\ln 2}.$$

So hat beispielsweise ein Filter mit einer Resonanzgüte von $Q=\sqrt{2}$ eine relative Bandbreite von $B_{\mathrm{HR}}=2$, was einer oktavnormierten Bandbreite von $N=1$ (also einer Oktave) entspricht. Mit zunehmender Resonanzdämpfung wird die Resonanzgüte kleiner und die Bandbreite größer.

1.1.3 Effektivwert und Spitzenwert

Die Amplitude ist nicht immer die beste Beschreibung der Schwingungsstärke. Dies soll an einem Beispiel verdeutlicht werden:

Beschreibt man die Wechselspannung aus der mitteleuropäischen Steckdose als Schwingung, so ergibt sich

$$u(t) = u_0 \cos(\omega t) = 325 \text{ V} \cdot \cos(2\,\pi \cdot 50 \text{ Hz} \cdot t).$$

Der **Spitzenwert** der Wechselspannung (engl. peak) beträgt ± 325 V, der maximale Spannungshub („peak to peak") sogar 650 V – die an einem Verbraucher umgesetzte elektrische Leistung ist aber kleiner: Sie entspricht der Leistung bei einer Gleichspannung von lediglich 230 V. Diesen äquivalenten Gleichwert nennt man den **Effektivwert** der Schwingung. Er wird gelegentlich mit dem Symbol $\sim$ gekennzeichnet: $\tilde{u} = 230$ V.

Energie der Schwingung gemäß der am Verbraucher umgesetzten Leistung

Der Effektivwert ist ein Maß für den Energiegehalt einer Schwingung. Er entspricht der mittleren Amplitude des gleichgerichteten Schwingungsverlaufs; die Berechnung erfolgt für analytische Schwingungen gemäß der englischen Bezeichnung **RMS** (root mean square) durch die Quadratwurzel aus dem quadrierten und über eine Schwingungsperiode zeitlich gemittelten ($\frac{1}{T}\int_0^T \mathrm{d}t$) Schwingungsverlauf:

$$\tilde{\xi} = \sqrt{\frac{1}{T}\int_0^T \xi^2(t)\,\mathrm{d}t}\,.$$

Für eine harmonische Schwingung $\xi(t) = \xi_0 \cos(\omega t)$ ergibt sich[3]

$$\begin{aligned}\tilde{\xi} &= \sqrt{\frac{1}{T}\int_0^T \xi_0^2 \cos^2(\omega t)\; dt} \\ &= \sqrt{\frac{1}{T}\,\xi_0^2 \left[\frac{1}{2}\,t + \frac{1}{4\,\omega}\sin(2\omega t)\right]_0^T}\end{aligned}$$

[3] $\int cos^2(ax) = \frac{1}{2}x + \frac{1}{4a}\sin(2ax)$,
$\sin(2\omega T) = \sin(4\pi) = 0$ wegen $T = 1/f = 2\pi/\omega$; siehe S. 20

$$= \quad \xi_0 \sqrt{\frac{1}{T} \cdot \frac{1}{2} T + \frac{1}{T} \cdot \frac{1}{4\,\omega} \cdot 0} \quad = \quad \xi_0 \frac{1}{\sqrt{2}}.$$

Bei sinus- oder cosinusförmigen Schwingungen wie der Wechselspannung aus der Steckdose ist der Effektivwert um den Faktor $1/\sqrt{2}$ kleiner als der Spitzenwert (z.B.: $325/\sqrt{2} \;=\; 230$). Auch bei anderen Schwingungsverläufen ist er kleiner als der Spitzenwert, nur bei rechteckförmiger Schwingung sind beide Werte gleich.

Das Verhältnis von Spitzenwert zu Effektivwert wird als **Crest-Faktor** (**Scheitelfaktor**) bezeichnet. Er ist ein Maß für die „Impulshaftigkeit" einer Schwingung. Harmonische Schwingungen haben einen Crest-Faktor von $\sqrt{2} \;\approx\; 1{,}4$, die Rechteckschwingung hat einen Crest-Faktor von 1, ebenso wie die binäre Maximalfolge (MLS, S. 140). Bei Zufallssignalen (Rauschen) hängt der Crest-Faktor von der statistischen Häufigkeitsverteilung der Amplituden ab[4]; typisch sind Werte zwischen 3 und 5. Der Crest-Faktor des idealen Impulses (Dirac-Stoß, S. 138) ist unendlich.

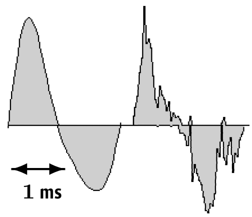

Abb. 1-7: zwei Schwingungen mit vergleichbarer Amplitude, aber unterschiedlichem Crest-Faktor: Klavier (links), Cembalo (rechts)

Für zeitveränderliche Schwingungen wie z.B. Sprache und Musik bestimmt man den momentanen Effektivwert und Crest-Faktor messtechnisch z.B. durch numerische Integration.

In der Elektrotechnik und Akustik werden Wechselgrößen meist mit ihrem Effektivwert beschrieben. Der Spitzenwert wird in der Tontechnik benutzt, um die Aussteuerung von Signalen zu kontrollieren – insbesondere in digitalen Systemen ist nicht der Energiegehalt eines Signals, sondern seine maximale Amplitude wichtig.

1.1.4 Komplexe Beschreibung

Die Darstellung einer harmonischen Schwingung als trigonometrische Funktion (Sinus, Cosinus) ist zwar anschaulich, aber für umfangreichere Berechnungen umständlich. Die weniger anschauliche Rechnung mit **komplexen Zahlen** kann den Arbeitsaufwand erheblich verringern. Hier wird die komplexe Rechnung u.A. bei der Fouriertransformation eingesetzt (Abschnitt 4.2).

Eine komplexe Zahl $\underline{z}$ besteht aus zwei Komponenten, einem Realteil und einem Imaginärteil: $\underline{z} = a + \mathrm{j}b$ mit $\mathrm{Re}\{\underline{z}\} = a$ und $\mathrm{Im}\{\underline{z}\} = b$. Das Symbol j (oder i) steht für die imaginäre Einheit: $\mathrm{j}^2 \;=\; -1$.

Während eine reelle Zahl geometrisch als Punkt auf einer Zahlengeraden aufgefasst werden kann, ist die komplexe Zahl ein Punkt in der durch reelle und imaginäre Achse aufgespannten Zahlenebene (Gauß'sche Ebene nach **Carl Friedrich Gauß**, 1777 – 1855). Jede reelle Zahl lässt sich als Realteil einer komplexen Zahl interpretieren, als Projektion einer komplexen Zahl auf die reelle Achse in der Gauß'schen Ebene.

[4]Je mehr sich die Amplitudendichte des Rauschens der Gauß'schen Normalverteilung annähert, und je länger der Messzeitraum ist, desto größer ist der gemessene Crest-Faktor.

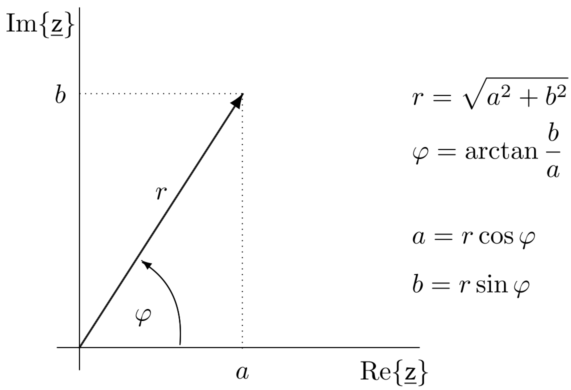

Abb. 1-8: Darstellung einer komplexen Zahl $\underline{z} = a + \mathrm{j}b$ als Zeiger in der Gauß'schen Ebene

Benutzt man die Analogie des **komplexen Zeigers** vom Ursprung der Zahlenebene zu dem durch Real- und Imaginärteil gegebenen Punkt, dann lässt sich die komplexe Zahl auch als Betrag und Phase (Länge r und Winkel φ des Zeigers) darstellen.

Die Übersetzung der Real-/Imaginärteil-Darstellung $a + \mathrm{j}b$ in die Zeigerdarstellung ist formal eine Transformation von kartesischen Koordinaten in Polarkoordinaten:

$$r = \sqrt{a^2 + b^2} \quad \text{und} \quad \varphi = \arctan\frac{b}{a}.$$

Abbildung 1-8 verdeutlicht diese Zusammenhänge.

Euler'sche Formel

Nach **Leonhard Euler** (1707 – 1783) sind trigonometrische Funktionen und Exponentialfunktionen über die Beziehung

$$\cos x + \mathrm{j}\sin x = \mathrm{e}^{\mathrm{j}x}$$

verbunden. Mit dieser **Euler'schen Formel** kann die komplexe Zahl $\underline{z}$ in Betrag und Phase als $\underline{z} = r \cdot \mathrm{e}^{\mathrm{j}\varphi}$ dargestellt werden. Insbesondere lässt sich aber auch die harmonische Schwingung als Realteil einer komplexen Exponentialfunktion interpretieren:

$$\xi(t) = \xi_0 \cos(\omega t) = \mathrm{Re}\{\xi_0\, \mathrm{e}^{\mathrm{j}\omega t}\},$$

die komplexe Darstellung der Schwingung ist demnach

$$\underline{\xi}(t) = \xi_0\, \mathrm{e}^{\mathrm{j}\omega t}.$$

Schwingung als rotierender Zeiger

Die exponentielle Darstellung der Schwingung ist ein gegen den Uhrzeigersinn um den Koordinatenursprung **rotierender Zeiger** in der komplexen Ebene. Die Länge ξ_0 des rotierenden Zeigers $\xi_0 \mathrm{e}^{\mathrm{j}\omega t}$ entspricht der Schwingungsamplitude (Betrag der Schwingung), seine Rotationsfrequenz ω ist die Kreisfrequenz der Schwingung. Die gewohnte Cosinus-Darstellung lässt sich aus diesem Bild als Projektion des rotierenden Zeigers auf die reelle Achse in Abhängigkeit von der Zeit ableiten.

Ist die Schwingung auf der Zeitachse verschoben, so lässt sich dies als Winkel des Zeigers φ_0 zum Zeitpunkt $t = 0$ beschreiben (**Phasenwinkel** oder **Phase**). Die vollständige komplexe Darstellung der Schwingung einschließlich des Phasenwinkels ist demnach

Phasenwinkel der Schwingung

$$\underline{\xi}(t) = \xi_0 \, \mathrm{e}^{\mathrm{j}(\omega t + \varphi_0)} = \xi_0 \, \mathrm{e}^{\mathrm{j}\omega t} \, \mathrm{e}^{\mathrm{j}\varphi_0}$$

mit der komplexen Amplitude in Betrag und Phase für $t = 0$ von

$$\underline{\xi}(0) = \xi_0 \, \mathrm{e}^{\mathrm{j}\varphi_0}.$$

Die Darstellung der Schwingung als komplexer Zeiger ist in der Nachrichtentechnik sehr gebräuchlich.

1.2 Schallfeld

Schall ist die erzwungene Schwingung elastischer Materie. Werden benachbarte Moleküle eines Mediums durch eine äußere Kraft aus ihrer Ruhelage bewegt, dann pflanzt sich unter bestimmten Voraussetzungen – die Anregung erfolgt ausreichend schnell und auf einer ausreichend großen Fläche – dieser Bewegungsimpuls durch das Medium fort; eine **Welle** entsteht. Wellen sind Schwingungen in Zeit und Raum: Der zeitliche Verlauf an einem Punkt im Raum ist äquivalent zum räumlichen Verlauf zu einem Zeitpunkt. Die Gesamtheit der von einer Quelle abgestrahlten Wellen wird als **Schallfeld** bezeichnet.

Schallausbreitung gibt es in jedem Medium. In Festkörpern spricht man von **Körperschall**, in Flüssigkeiten von **Wasserschall** bzw. **Flüssigkeitsschall**, in Gasen von **Luftschall**. In der Bauakustik spielt die Körperschallausbreitung eine wichtige Rolle. In der Tontechnik ist dagegen fast ausschließlich die Luftschallausbreitung von Bedeutung; der Körperschall wird hier nur zur Beschreibung von Saiten- und Membranschwingungen gebraucht.

1.2.1 Schallwellen

Eine eindimensionale harmonische Welle einer Feldgröße a (z.B. Schalldruck oder Schallschnelle, s.u.) ist durch

$$a(t,x) = a_0 \, \cos(\omega t - kx) \quad \text{bzw.} \quad a_0 \, \mathrm{e}^{\mathrm{j}(\omega t - kx)}$$

gegeben, wobei die Variable x den Ort beschreibt, t die Zeit. Analog zur Kreisfrequenz $\omega = 2\pi f$ wird die **Wellenzahl** k über die **Wellenlänge** λ (Lambda) definiert: $k = 2\pi/\lambda$. Die Periodendauer $T = 1/f$ ist der zeitliche Abstand zweier gleicher Schwingungszustände, die Wellenlänge λ ist ihr räumlicher Abstand. Räumlicher und zeitlicher Verlauf sind über die Ausbreitungsgeschwindigkeit c (Phasengeschwindigkeit) gekoppelt:

Wellenlänge

$$\boxed{\lambda = \frac{c}{f}.}$$

Die Phasengeschwindigkeit des Schalls ist die **Schallgeschwindigkeit** (engl. speed of sound). **Pierre Simon Laplace** (1749 – 1827) gelang es, die Luftschall-Geschwindigkeit aus der Gastheorie abzuleiten: $c = \sqrt{\kappa R \mathcal{T}}$. Der Adiabatenexponent κ (Kappa) beschreibt die spezifischen Wärmekapazitäten der Luft, er ist von der Molekülstruktur abhängig ($\kappa_{\text{Luft}} = 7/5 = 1{,}4$). R ist die spezielle Gaskonstante, die Temperatur $\mathcal{T}$ wird in Kelvin angegeben[5]. Für Luftschall gilt $R_{\text{Luft}} = 287$ J/(kg K). Bei $20°\text{C} = 293{,}15$ K ergibt sich daraus ein theoretischer Wert der Schallgeschwindigkeit von $c = \sqrt{1{,}40 \cdot 287 \cdot 293{,}15} = 343{,}2\,\text{m/s}$. Experimentell findet man nahezu den selben Wert (*Beranek* 1954):

Schallgeschwindigkeit ist temperaturabhängig!

$$c = 331{,}4 \sqrt{\frac{\mathcal{T}}{273}} = 331{,}4 \sqrt{1 + \frac{\mathcal{T}_{\text{Cels}}}{273}}$$

mit der Temperatur $\mathcal{T}$ in Kelvin bzw. $\mathcal{T}_{\text{Cels}}$ in °C. Im Temperaturbereich $-30°$C bis $+30°$C gilt die Näherung

$$c \approx 331{,}4 + 0{,}607\,\mathcal{T}_{\text{Cels}}$$

Normal-Schallgeschwindigkeit 343 m/s

Bei 20°C ergibt sich ein Wert von 343,32 m/s oder gerundet

$$\boxed{c_0 = 343\ \text{m/s}.}$$

In drei Sekunden legt der Schall rund einen Kilometer zurück; im Hochsommer rund 50 m mehr als im Winter.

Schallbrechung durch Temperaturgefälle

Normalerweise kann man die Schallgeschwindigkeit als konstant betrachten. Bei Musikinstrumenten, deren Tonhöhe von der Schallwellenlänge abhängig ist (Blasinstrumente, Orgel), kann die Temperaturabhängigkeit aber einen erheblichen Einfluss haben, weil sich – bei gegebener Wellenlänge – gemäß $f = c/\lambda$ mit der Schallgeschwindigkeit ja auch die Frequenz ändert (Abschnitt 1.4.2). Bei Beschallungen im Freien oder in großen Hallen kann die in verschiedenen Höhen unterschiedliche Temperatur zur **Schallbrechung** führen (Abschnitt 1.3.2).

In Abhängigkeit von der Molekülstruktur, der Dichte und dem Aggregatzustand eines Mediums ist die Schallgeschwindigkeit u.U. erheblich größer als in Luft: So beträgt sie in Helium etwa 970 m/s, in Meerwasser 1530 m/s, in Holz 3300 bis 4700 m/s und in Stahl 5100 m/s.

Der hörbare und damit für die Tontechnik relevante Frequenzbereich umfasst maximal 16 Hz bis 20 kHz (meist wird entweder 16 … 16k oder

[5] Zur Theorie idealer Gase siehe z.B. Gerthsen, C.: **Physik**, Springer, 24. Aufl. 2010.