

Tontechnik

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

Bearbeitet von
Thomas Görne

4., aktualisierte Auflage 2014. Buch. ca. 384 S.

ISBN 978 3 446 43964 1

Format (B x L): 17,2 x 24,2 cm

Gewicht: 732 g

[Weitere Fachgebiete > Technik > Sonstige Technologien, Angewandte Technik > Akustik, Tontechnik](#)

schnell und portofrei erhältlich bei


DIE FACHBUCHHANDLUNG

Die Online-Fachbuchhandlung beck-shop.de ist spezialisiert auf Fachbücher, insbesondere Recht, Steuern und Wirtschaft. Im Sortiment finden Sie alle Medien (Bücher, Zeitschriften, CDs, eBooks, etc.) aller Verlage. Ergänzt wird das Programm durch Services wie Neuerscheinungsdienst oder Zusammenstellungen von Büchern zu Sonderpreisen. Der Shop führt mehr als 8 Millionen Produkte.



Leseprobe

Thomas Görne

Tontechnik

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

ISBN (Buch): 978-3-446-43964-1

ISBN (E-Book): 978-3-446-44149-1

Weitere Informationen oder Bestellungen unter

<http://www.hanser-fachbuch.de/978-3-446-43964-1>

sowie im Buchhandel.

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.

Inhaltsverzeichnis

Was ist Tontechnik? 13

1 Schall und Schwingungen 17

- 1.1 Mechanische Schwinger 18
 - 1.1.1 Freie und gedämpfte Schwingung 18
 - 1.1.2 Erzwungene Schwingung und Resonanz 21
 - 1.1.3 Effektivwert und Spitzenwert 24
 - 1.1.4 Komplexe Beschreibung 25
- 1.2 Schallfeld 27
 - 1.2.1 Schallwellen 27
 - 1.2.2 Akustische und elektrische Pegel 32
 - 1.2.3 Ebene Welle, Kugelwelle und Entfernungsgesetz 35
 - 1.2.4 Nahfeld und Fernfeld 37
 - 1.2.5 Nichtlinearität bei großem Schalldruck 39
 - 1.2.6 Bewegte Schallquellen 40
- 1.3 Überlagerung von Wellen 42
 - 1.3.1 Schallreflexion und stehende Wellen 43
 - 1.3.2 Beugung, Brechung, Interferenz 46
 - 1.3.3 Wiederholungstonhöhe und Schwebung 49
- 1.4 Tonerzeugung 51
 - 1.4.1 Saiten, Stäbe, Membranen, Platten 51
 - 1.4.2 Röhrenresonatoren 60
 - 1.4.3 Helmholtz-Resonatoren 65
- 1.5 Stimmung 67
 - 1.5.1 Pythagoras und der Wolf 69
 - 1.5.2 Pythagoreische und mitteltönige Stimmung 71
 - 1.5.3 Wohltemperierte Stimmungen 71
 - 1.5.4 Gleichschwebend temperierte Stimmung 72
 - 1.5.5 Oktavspreizung 74

2	Schall im Raum	76
2.1	Wellentheoretische Betrachtung	77
2.1.1	Raumresonanzen	77
2.1.2	Eigenfrequenzdichte und Großraumfrequenz	79
2.1.3	Druckkammerprinzip	81
2.2	Statistische Betrachtung	82
2.2.1	Schallabsorption und Nachhallzeit	82
2.2.2	Direktfeld, Diffusfeld, Hallradius	86
2.3	Geometrische Betrachtung	87
2.3.1	Frühe Reflexionen	88
2.3.2	Echos und Schallbrennpunkte	89
2.4	Raumakustische Werkzeuge	90
2.4.1	Poröse Absorber	90
2.4.2	Resonanzabsorber	92
2.4.3	Mikroperforierte Absorber	94
2.4.4	Diffusoren	94
2.4.5	Reflektoren	96
2.5	Raumklang	98
2.5.1	Klangeinfluss von Nachhall und Resonanzen	99
2.5.2	Objektive Qualitätskriterien	100
2.5.3	Subjektive Qualitätskriterien	102
2.5.4	Anforderungen an Aufnahmeräume	103
2.5.5	Kleine Tricks zur Verbesserung des Raumklangs	105
2.5.6	Einfluss von Publikum im Saal	107
2.5.7	Regieraum-Akustik	108
3	Hören	110
3.1	Physiologie und Akustik des Ohrs	111
3.1.1	Außenohr	111
3.1.2	Mittelohr und Innenohr	113
3.1.3	Frequenzanalyse im Innenohr	114
3.1.4	Kombinationstöne	116
3.2	Monaurales Hören	116
3.2.1	Ton, Klang, Geräusch	117
3.2.2	Tonhöhe	117
3.2.3	Virtuelle Tonhöhe	119
3.2.4	Hörfläche und Frequenzbewertung	119
3.2.5	Pegel und Lautheit	122
3.2.6	Frequenzgruppen (Critical Bandwidth)	123
3.2.7	Verdeckung in Zeit- und Frequenzbereich	124
3.3	Binaurales Hören: räumliche Wahrnehmung	125
3.3.1	Richtungshören	126
3.3.2	Gesetz der ersten Wellenfront	128

3.3.3	Phantomschallquellen und Stereophonie	129
3.3.4	Kopfbezügliche Stereophonie	130
3.4	Hörschäden	131
3.4.1	Schwerhörigkeit	132
3.4.2	Hörsturz und Tinnitus	133
4	Signale und Systeme	135
4.1	Lineare Systeme	136
4.1.1	Dirac-Stoß, Impulsantwort und Faltung	137
4.1.2	Diskrete Faltung	140
4.2	Vom Zeit- in den Frequenzbereich	141
4.2.1	Fourier-Transformation	141
4.2.2	Diskrete Fourier-Transformation: DFT und FFT	146
4.2.3	Transformation von LTI-Systemen	148
4.2.4	Unschärferelation	148
4.2.5	Musikalische Deutung der Frequenzanalyse	150
4.2.6	Andere Möglichkeiten spektraler Zerlegung	152
4.3	Filter	153
4.3.1	Tiefpass, Hochpass, Bandpass	154
4.3.2	Digitale Filter: FIR und IIR	155
5	Analoge Welt, digitale Welt	157
5.1	Die diskrete Zeit: Abtastung	158
5.1.1	Abtasttheorem	158
5.1.2	Unterabtastung und Alias-Effekt	160
5.1.3	Abtastung, ideal und nichtideal	162
5.1.4	Oversampling	164
5.1.5	Abtastratenwandlung	166
5.2	Spannung in Stufen: Digitalisierung	167
5.2.1	Binäre Codierung und Zweierkomplement	167
5.2.2	Multibit-Quantisierung	169
5.2.3	Digitales Rauschen	170
5.2.4	Dynamik digitaler Systeme	172
5.2.5	Lineare und nichtlineare Quantisierung	173
5.2.6	Dither	173
5.2.7	Noise Shaping	175
5.3	Bauarten von Digitalwandlern	177
5.3.1	Multibit-Wandler (PCM)	177
5.3.2	Differentielle Wandler (DPCM, DM)	178
5.3.3	Sigma-Delta-Wandler (PDM / DSD)	180
6	Information, Modulation, Codierung	182
6.1	Signal und Information	183

6.1.1	Relevanz und Redundanz	184
6.1.2	Der Übertragungskanal	185
6.1.3	Informationsgehalt und Kanalkapazität	186
6.1.4	Multiplexing	188
6.2	Aufbereitung analoger Signale	189
6.2.1	Kompondierung (Rauschunterdrückung)	189
6.2.2	Amplituden- und Frequenzmodulation	191
6.3	Aufbereitung digitaler Signale	194
6.3.1	Quellencodes	195
6.3.2	Datenreduktion: MP3, AC-3 und andere	197
6.3.3	Kanalcodes und Fehlerkorrektur	202
6.3.4	Codespreizung (Interleaving)	206
6.3.5	Leitungscode	207
7	Anschlusstechnik	210
7.1	Analoge Übertragung	211
7.1.1	Impedanzanpassung	211
7.1.2	Symmetrisch, unsymmetrisch	213
7.1.3	Analoge Übertragungsstandards	215
7.2	Digitale Übertragung	217
7.2.1	Taktsynchronisierung (Word Sync)	218
7.2.2	Transmitter, Receiver, Repeater	219
7.2.3	Digitale Übertragungsstandards	220
7.3	Timecode	226
7.3.1	Chase/Lock-Synchronisierung	227
7.3.2	Formate und Anschlusstechnik	227
7.4	Übertragungsfehler	228
7.4.1	Probleme bei der analogen Übertragung	229
7.4.2	Probleme bei der digitalen Übertragung	231
8	Klangsynthese und MIDI	233
8.1	Synthesetechniken	234
8.1.1	Lineare Synthese im Frequenzbereich	235
8.1.2	Modulationssynthese (AM, FM)	239
8.1.3	Granulare Synthese	240
8.1.4	Physical Modeling, Faltung und Waveguides	241
8.2	Zeitliche Klangformung	243
8.2.1	Hüllkurve (ADSR)	243
8.2.2	Rendering und Morphing	244
8.3	MIDI	245
8.3.1	MIDI-Protokoll und Anschlusstechnik	246
8.3.2	MIDI-Erweiterungen	249
8.3.3	Sequencer und MIDI-Files	251

- 8.3.4 Musikalischer Takt, Latenz und Timing 251
- 9 Schallwandlung 253**
 - 9.1 Wandlerprinzipien 254
 - 9.1.1 Elektromagnetischer Wandler 255
 - 9.1.2 Elektrodynamischer Wandler 256
 - 9.1.3 Elektrostatischer Wandler 259
 - 9.1.4 Piezoelektrischer Wandler 262
 - 9.2 Mikrofone 264
 - 9.2.1 Druckempfänger 264
 - 9.2.2 Druckgradientenempfänger 266
 - 9.2.3 Nahbesprechungseffekt 269
 - 9.2.4 Gradientenempfänger mit Laufzeitglied 271
 - 9.2.5 Eigenschaften idealer Kapseln 273
 - 9.2.6 Variable Richtcharakteristik 275
 - 9.2.7 Richtrohrmikrofone (Interferenzempfänger) 278
 - 9.2.8 Grenzflächenmikrofone 279
 - 9.2.9 Digitale Mikrofone 280
 - 9.2.10 Technische Daten 280
 - 9.2.11 Ausführungen 283
 - 9.3 Lautsprecher 287
 - 9.3.1 Schallerzeugung 288
 - 9.3.2 Gehäuse 290
 - 9.3.3 Elektrik 294
 - 9.3.4 Technische Daten 295
 - 9.3.5 Ausführungen 297
 - 9.4 Leistungsverstärker (Endstufen) 299
 - 9.4.1 Funktionsweise 299
 - 9.4.2 Technische Daten 300
 - 9.5 Kopfhörer 301
 - 9.5.1 Funktionsweise und Bauarten 302
 - 9.5.2 Kopfhörerkompatible Signalbearbeitung (HRTF) 302
 - 9.6 Mehrkanaltechnik 303
 - 9.6.1 Stereophonie 304
 - 9.6.2 MS-Verfahren 305
 - 9.6.3 Surround: matriziert und diskret 306
 - 9.6.4 Wellenfeldsynthese (WFS) 308
 - 9.7 Schallaufnahme und -wiedergabe 310
 - 9.7.1 Stereo-Mikrofonverfahren 310
 - 9.7.2 Surround-Mikrofonverfahren 316
 - 9.7.3 Lautsprecheraufstellung 318

10	Geräte zur Tonaufzeichnung	320
10.1	Gerätetechnik – analog, digital, virtuell	321
10.2	Computer	323
10.2.1	Hardwarestruktur	324
10.2.2	Funktionsweise	325
10.2.3	Festplatte (Hard Disk)	326
10.3	Schallspeicherung	328
10.3.1	Magnetband, analog und digital	329
10.3.2	Optische Speicher	332
10.3.3	Bespielbare optische Medien	336
10.3.4	Magneto-optische Speicher	338
10.4	Mischpulte	339
10.4.1	Struktur	340
10.4.2	Bedienkonzepte	341
10.4.3	Baugruppen	344
10.4.4	Anzeigeeinstrumente	347
10.4.5	Pegel, Headroom, Dynamik	349
10.5	Hallgeräte	350
10.5.1	Hallalgorithmen	351
10.5.2	Faltungshall	353
10.6	Effektgeräte	354
10.6.1	Equalizer	354
10.6.2	Dynamikprozessoren	356
10.6.3	Delay-Effekte	360
10.6.4	Synthese-Effekte	361
10.6.5	Offline, Online, Echtzeit	362
10.7	Schnitt (Editing) und Mastering	362
	Quellen	365
	Bildnachweis	370
	Sachwortverzeichnis	371

2 Schall im Raum

Die Schallausbreitung im Raum ist ein Mysterium. Natürlich lässt sich z.B. die Wellengleichung des Schalldrucks für den idealen Rechteckraum lösen – „... aber betrachten Sie realistische Raumformen und füllen Sie den Raum mit Bänken, Stühlen und Menschen, und die Wellengleichung sucht das Weite.“ (Manfred Schroeder)¹

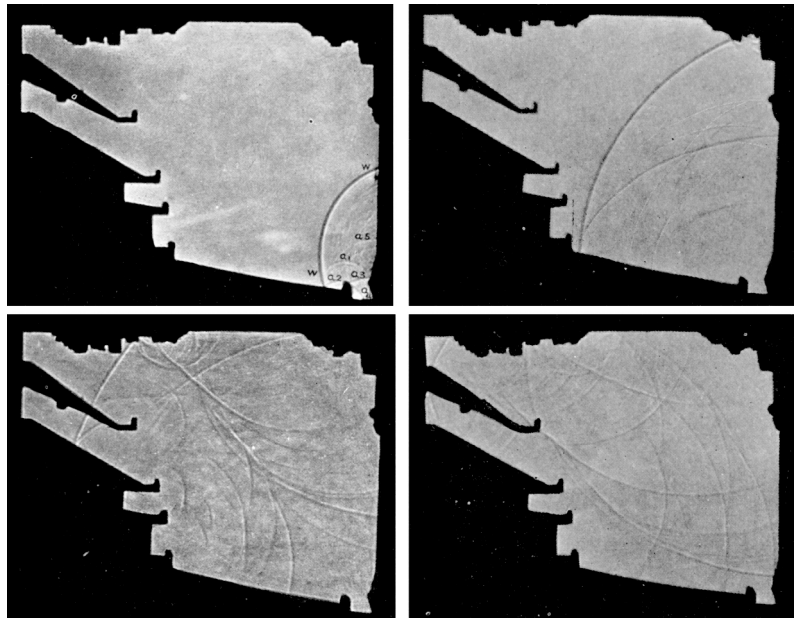


Abb. 2-1: Visualisierung der Schallausbreitung im Konzertsaalmodell durch Schlierenfotos (Sabine 1915)

Die Raumakustik ist daher, beginnend mit den wegweisenden Arbeiten von **Wallace Clement Sabine** (1868 – 1919), eine experimentelle Wissenschaft; raumakustische Berechnungen können nur Prognosen sein.

¹Schroeder, M.: „Die Akustik von Konzertsälen“. *Physikalische Blätter* 55 (11), 1999.

Dreiteilung der Raumakustik

Aus der Unmöglichkeit, das Schallfeld in geschlossenen Räumen exakt zu berechnen, resultiert die klassische Unterteilung der Raumakustik in drei Fachgebiete. So werden je nach Aufgabenstellung völlig verschiedene Betrachtungsweisen der Schallausbreitung benutzt:

Die exakte Berechnung mit Methoden der **wellentheoretischen Raumakustik** ist nur im Bereich tiefer Frequenzen möglich, also bei sehr großen Wellenlängen. Der Raum darf dann als ein von glatten Flächen begrenztes geschlossenes Volumen betrachtet werden, das durch seine Eigenfrequenzen (Raumresonanzen) charakterisiert ist.

Die **statistische Raumakustik** behandelt die Verteilung der Schallenergie im Raum. Mit den statistischen Methoden lassen sich u.A. Nachhallzeit und Hallradius berechnen. Die **geometrische Raumakustik** betrachtet „Schallstrahlen“. Mit ihrer Hilfe kann man Effekte wie Echobildung und Schallbrennpunkte erklären, und sie kann das für den Raumeindruck wichtige Muster der frühen Reflexionen vorhersagen.

In den folgenden Abschnitten werden die akustischen Eigenschaften geschlossener Räume mit Hilfe der drei raumakustischen Betrachtungsweisen beschrieben, und daraus werden einige Regeln zur Beurteilung von Räumen abgeleitet.

2.1 Wellentheoretische Betrachtung

Beugung und Streuung dürfen vernachlässigt werden, wenn die Wellenlänge groß ist gegen die Strukturen des Raums (Unebenheiten der Wände, Rohre, Steckdosen und Scheuerleisten, Bilder, Pflanzen, Fenster, Türen, Heizkörper, Möbel, Menschen . . .). Der Raum vereinfacht sich dann zu einem regelmäßigen, schallhart begrenzten Volumen. In einem solchen idealen, strukturlosen Raum lässt sich das Schallfeld vollständig durch Reflexion an den Begrenzungsflächen erklären.

Voraussetzung für diese vereinfachte Betrachtung ist eine Wellenlänge von mindestens einigen Metern. Dieses Modell gilt also nur bei sehr tiefen Frequenzen.

2.1.1 Raumresonanzen

Bei jeder Schallreflexion kommt es zur Überlagerung von einfallender und reflektierter Welle und damit zu **stehenden Wellen** (siehe Abschnitt 1.3.1). Im geschlossenen Raum wird der Schall mehrfach reflektiert. Das Schallfeld im Raum kann deshalb als Überlagerung stehender Wellen betrachtet werden.

Unter der Annahme, dass die Wände den Schall überwiegend reflektieren und wenig absorbieren, kommt es in einem idealen Rechteckraum zur **Resonanz**, wenn ganzzahlige Vielfache der halben Wellenlänge zwi-

schallharte Reflexion und Raumresonanzen

schen zwei Wände passen. Der Rechteckraum ist ein $\lambda/2$ -Resonator (vgl. Abschnitt 1.4.2); auf den Wänden verschwindet die Schallschnelle und der Schalldruck ist maximal (**Druckstau**). Anders als im Rohr, in dem – sofern die Wellenlänge groß ist gegen den Rohrdurchmesser – sich nur ebene Wellen ausbilden, die stehenden Wellen also eindimensional sind, erscheinen im Rechteckraum Resonanzen oder „Moden“ in dreizehn Richtungen:

- **axial** zwischen zwei gegenüberliegenden Wänden (drei Richtungen),
- **tangential** zwischen zwei gegenüberliegenden Raumkanten (sechs Richtungen) und
- **schief** bzw. **diagonal** (engl. oblique) auf den Hauptdiagonalen des Raums zwischen zwei gegenüberliegenden Raumecken (vier Richtungen).

Die Eigenfrequenzen des Rechteckraums lassen sich berechnen zu

$$f_{(m,n,o)} = \frac{c_0}{2} \sqrt{\left(\frac{m}{l_x}\right)^2 + \left(\frac{n}{l_y}\right)^2 + \left(\frac{o}{l_z}\right)^2} \quad \text{Hz}$$

mit $m, n, o = 0, 1, 2, 3, \dots$

und l_x, l_y, l_z : Raumabmessungen in x -, y -, z -Richtung.

Die Moden lassen sich am Index unterscheiden: die jeweils tiefste Eigenfrequenz zwischen zwei parallelen Wänden (also in x -, y -, z -Richtung) ist gegeben durch die Moden (1,0,0), (0,1,0) und (0,0,1). Bei diesen Moden erscheint jeweils eine Knotenfläche des Schalldrucks in der Mitte des Raums. In der Knotenfläche der stehenden Welle verschwindet der Schalldruck.

Die Moden höherer Ordnung (also z.B. bei der (2,0,0)-Mode die $2\lambda/2$ -Resonanz in Längsrichtung) haben entsprechend mehr Knotenflächen. Die diagonalen Moden entstehen durch Kombination mehrerer frequenz- und phasengleicher tangentialer Moden.

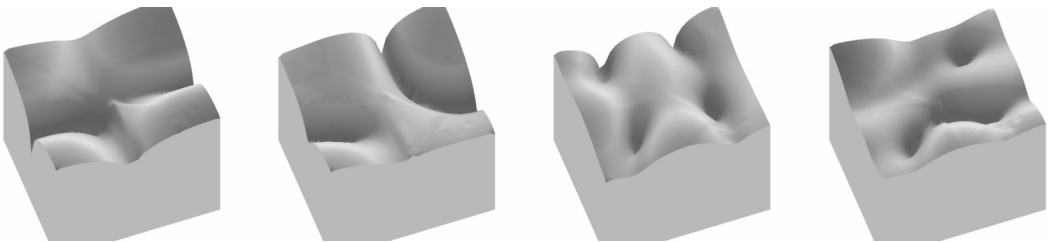


Abb. 2-2: Simuliertes ortsabhängiges Schallfeld im Rechteckraum der Abmessungen $3\text{ m} \times 3,40\text{ m} \times 2,40\text{ m}$ (Nachhallzeit ca. 0,5 s); Darstellung des Schalldrucks in der Ebene (Höhe 1,20 m über dem Boden) bei 80 Hz, 93 Hz, 109 Hz, 127 Hz; der Pegel schwankt ortsabhängig um bis zu 40 dB (Simulation: CARA)

Raumresonanzen sind die wichtigste Ursache für unausgewogenen Klang im Bass. Befindet man sich im „Bauch“ einer stehenden Welle, dann ist die Amplitude des Schalldrucks doppelt so groß wie im freien Schallfeld, der Pegel ist um 6 dB höher. Befindet man sich für eine Frequenz im Wellenknoten, dann ist der Schalldruck sehr klein oder verschwindet völlig – durch Raumresonanzen entstehen „Löcher“ im Schallfeld (Abbildung 2-2). Bewegt man sich in einem Raum, der von stehenden Wellen erfüllt ist, dann schwanken Schalldruck und Lautstärke extrem. Dies gilt für die meisten nicht mit speziellen Bassabsorbern ausgestatteten Räume bei tiefen Frequenzen.

**unausgewogener Klang
im Bass**

Die absolut tiefste Resonanzfrequenz des Raums, gegeben durch die größte Raumabmessung, kennzeichnet zudem die untere Grenze des Übertragungsbereichs: Unterhalb dieser Frequenz ist im Raum keine Schallabstrahlung möglich. Die tiefste Eigenfrequenz ist die **untere Grenzfrequenz** f_0 des Rechteckraums (Abbildung 2-3).

**untere Grenzfrequenz
des Raums**

Beispiel: Für einen kleinen Studioraum der Abmessungen $3\text{ m} \times 3,40\text{ m} \times 2,40\text{ m}$ entspricht die untere Grenzfrequenz der (0,1,0)-Mode. Sie berechnet sich zu $c_0/2 \cdot \sqrt{(0/3)^2 + (1/3,4)^2 + (0/2,4)^2} = 343/2 \cdot 1/3,4 \approx 50\text{ Hz}$. Der Große Wiener Musikvereinssaal als typischer und anerkannt guter Konzertsaal hat dagegen bei einer Länge von 40 m eine untere Grenzfrequenz von 4 Hz.

2.1.2 Eigenfrequenzdichte und Großraumfrequenz

Bei tiefen Frequenzen ist der Schalldruck im geschlossenen Raum ortsabhängig, einzelne Raumresonanzen dominieren die Schallübertragung. Mit steigender Frequenz gibt es aber immer mehr Resonanzen; die **Eigenfrequenzdichte** wächst quadratisch mit der Frequenz.

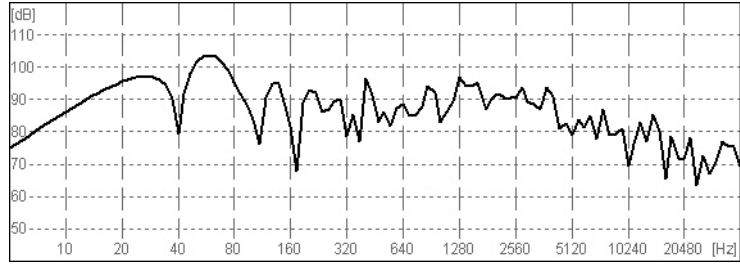
Wenn nun in einem Frequenzband genügend viele Eigenfrequenzen des Raums liegen, die mit zufälligen Phasenlagen miteinander interferieren, dann heben sie sich in ihrer Wirkung gegenseitig auf. Die räumlichen Resonanz-Peaks werden nach und nach ausgeglichen, der Übertragungsfrequenzgang eingeebnet (Abbildung 2-3). Man kann sich das Schallfeld dann als homogen im Raum verteilte Schallenergie vorstellen; im Extremfall ist der Schalldruck überall im Raum gleich. Dies nennt man das **Diffusfeld**.

diffuses Schallfeld

Jede Raummode hat einen charakteristischen Resonanzfrequenzgang. Die Breite des Resonanz-Peaks, gemessen über seine **Halbwertsbreite**, hängt von der Resonanzgüte und damit von der Dämpfung ab (vgl. Abschnitt 1.1.2). Bei akustischen Schwingern entspricht die Dämpfung der Schallabsorption (s.u.). Damit die Überlagerung benachbarter Resonanz-Peaks einen mehr oder weniger linearen Frequenzgang ergibt, muss der Frequenzabstand der Moden erheblich kleiner sein als ihre durchschnittliche Halbwertsbreite.

**Halbwertsbreite und
Absorptionsgrad**

Abb. 2-3: Simulierter Raum-Frequenzgang an einem Punkt im Rechteckraum der Abmessungen $3 \text{ m} \times 3,40 \text{ m} \times 2,40 \text{ m}$ (Nachhallzeit ca. 0,5 s);
 $f_u \approx 50 \text{ Hz}$,
 $f_S = 286 \text{ Hz}$
 (Simulation: CARA)



Die untere Grenze des linearen Frequenzbereichs, also den Übergang vom Diffusfeld zum Resonanz-dominierten Bereich tiefer Frequenzen, wird üblicherweise über die Grenzbedingung definiert, dass weniger als 10 Moden in eine Halbwertsbreite fallen. Diese Grenzfrequenz nennt man nach dem Akustiker **Manfred Schroeder**, Professor an der Universität Göttingen und langjähriger Mitarbeiter an den Bell Labs, **Schroeder-Frequenz** oder einfach **Großraumfrequenz**. Sie kann mit der Nachhallzeit T in Sekunden (siehe Abschnitt 2.2.1) und dem Raumvolumen V in m^3 sehr einfach bestimmt werden zu

$$f_S = 2000 \sqrt{\frac{T}{V}}.$$

Die Zahl der Eigenfrequenzen N_E unterhalb der Großraumfrequenz lässt sich mit $N_E(f < f_S) \approx 850 \sqrt{T^3/V}$ abschätzen (Kuttruff 2004).

Beispiel: Ein kleiner Studioraum der Abmessungen $3 \times 3,40 \times 2,40 = 24,5 \text{ m}^3$ mit einer Nachhallzeit von 0,5 Sekunden hat eine Großraumfrequenz von $f_S = 286 \text{ Hz}$. Bei tiefen Frequenzen gibt es in diesem Raum $N_E \approx 60$ einzelne Resonanzen. Der Wiener Musikvereinssaal als typischer Konzertsaal ($V = 15.000 \text{ m}^3$, mittlere Nachhallzeit $T = 2,0 \text{ s}$) hat dagegen eine Großraumfrequenz von 23 Hz.

Die Begriffe „klein“ und „groß“ sind in der Raumakustik immer in Relation zur Wellenlänge zu sehen. Ein Raum ist groß, wenn seine Abmessungen größer sind als die größte im Raum abgestrahlte Wellenlänge. Sonderfälle der Raumakustik sind deshalb der „Flachraum“ (eine Dimension klein gegen die Wellenlänge, Beispiel: Loft bei tiefen Frequenzen) und der „Langraum“ (zwei Dimensionen klein gegen die Wellenlänge Beispiel: Tunnel bei tiefen Frequenzen).

Raumgröße im Vergleich zur Wellenlänge

Wie groß muss ein Raum sein?

Ein für die Musikwiedergabe ausreichend großer Raum muss mindestens in seiner größten Abmessung d größer sein als die halbe Wellenlänge bei 20 Hz, also $d \geq \lambda = c_0/2f = 343/40 \text{ m}/(\text{s Hz}) = 8,6 \text{ m}$ (vgl. Abschnitt 1.2.1). Besser ist es, wenn er in allen Abmessungen groß gegen die Wellenlänge ist. Aus diesem Grund klingt ein Klavier im Konzertsaal besser als im Wohnzimmer.

Grenze zwischen dem wellentheoretischen und dem statistischen Modell

In großen Räumen – und in kleinen Räumen oberhalb der Großraumfrequenz – existiert ein Diffusfeld, und die Schallfeldberechnung kann mit den Methoden der statistischen Raumakustik erfolgen.

2.1.3 Druckkammerprinzip

Ist die Wellenlänge erheblich größer als der Raum, ist also eine Wellenausbreitung nicht möglich, so kann Schalldruck auch nach dem **Druckkammerprinzip** erzeugt werden. Dieses Prinzip beruht auf einer gleichmäßigen (quasistatischen) Änderung des Luftdrucks im Raum: Wird die Luft in einem geschlossenen Volumen periodisch komprimiert, ohne dass es dabei zum Druckausgleich mit der Außenwelt kommt, entsteht ein Wechseldruck. Druckempfänger (Abschnitt 9.2.1) oder die eigenen Ohren nehmen diese Druckänderungen als Schall wahr.

Der Wechseldruck durch Kompression ist von der Volumenänderung der Druckkammer abhängig. Nach der kinetischen Gastheorie ist der Druck umgekehrt proportional zum Volumen: $p \sim V^{-1}$ (Gesetz von Boyle-Mariotte)². Nun wird durch die Kompression in der Druckkammer auch die Temperatur erhöht, aber die Volumenänderung erfolgt so schnell, dass – anders als z.B. bei einer Luftpumpe – kein Wärmeaustausch mit der Umgebung möglich ist (adiabatische Zustandsänderung). Bei der Bestimmung der Druckänderung muss daher als Proportionalitätskonstante der **Adiabateneponent** κ berücksichtigt werden, und es gilt $p/p_- = \kappa \Delta V/V$ mit $\kappa = 1,40$ bei einem Ruhe-Luftdruck p_- und einer Volumenänderung ΔV .

Um nach dem Druckkammerprinzip in einem geschlossenen Raum Schall zu erzeugen, ist also – völlig unabhängig von der Frequenz! – eine bestimmte Volumenänderung ΔV erforderlich. Diese Volumenänderung wird von Fläche und Hub der komprimierenden Membran bestimmt. Um bei einem Normaldruck von 1013 hPa einen harmonischen (sinusförmigen) Wechseldruck von 1 Pa = 94 dB (RMS), also $1 \text{ Pa} \cdot \sqrt{2} = 1,41 \text{ Pa}$ (Peak) zu erzeugen, ist demnach eine relative Volumenänderung $\Delta V/V$ um $\pm\sqrt{2}/1,4 \cdot 1,013 \cdot 10^{-5} \approx 10^{-5}$ erforderlich.

Beispiel: Soll in dem oben beschriebenen Raum der Abmessungen $3 \text{ m} \times 3,40 \text{ m} \times 2,40 \text{ m}$ bei tiefen Frequenzen ein Pegel von 94 dB (RMS) erzeugt werden, so ist dafür eine Kompression von $\pm 2,45 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3 = 245 \text{ cm}^3$ oder knapp $\frac{1}{4}$ Liter erforderlich. Ein Lautsprecher mit 20 cm Membrandurchmesser (Fläche 314 cm^2) müsste dafür einen Hub von $\pm 0,78 \text{ cm}$ ausführen.

Das Druckkammerprinzip wird z.B. bei der Basswiedergabe im Auto genutzt. Es ist aber auch Grundlage der Schallübertragung mit **Kopfhörern**: Die Kopfhörermembran erzeugt keine Schallwelle, sondern bildet mit dem Außenohr eine Druckkammer. Man kann das leicht überprüfen, indem man den Kopfhörer leicht anhebt; Pegel und Basswiedergabe lassen dabei erheblich nach, und das nicht nur beim geschlossenen, sondern auch beim halboffenen und offenen System.

Schall ohne Welle

Volumenänderung um $\pm 10^{-5}$ erzeugt 1 Pa Schalldruck

Druckkammerprinzip bei Kopfhörern und Hornlautsprechern

²zur Theorie idealer Gase siehe z.B. Gerthsen, C.: **Physik**, Springer, 24. Aufl. 2008

Im **Lautsprecherbau** wird das Druckkammerprinzip genutzt, um eine Schnelletransformation durchzuführen. Koppelt man eine Lautsprechermembran mit großer Fläche über eine kleine Druckkammer an einen Tunnel mit kleiner Fläche, so wird dadurch die Schnelle in der Tunnelmündung gegenüber der Membranschnelle im Verhältnis der Flächen vergrößert. Man benutzt solche **Druckkammertreiber** zum Antrieb von Hornlautsprechern.

2.2 Statistische Betrachtung

Die statistische Schallfeldberechnung geht zurück auf die Arbeiten von **Wallace Clement Sabine** (1868 – 1919), Pionier der Raumakustik und verantwortlich für die Akustik der Boston Symphony Hall, die in **Leo Beranek**s Rangliste der besten Konzertsäle der Welt an zweiter Stelle hinter dem Wiener Musikvereinssaal geführt wird (Beranek 2004).

W. C. Sabine

Ende des 19. Jahrhunderts erforschte Sabine den Zusammenhang zwischen Raumvolumen, Absorptionsgrad und Nachhallzeit. Seine experimentell gefundene Nachhallformel wird auch heute noch benutzt und ist beispielsweise in jeder Software zur Simulation von Schallfeldern implementiert. Nichtsdestotrotz zweifelte Sabine an der Qualität seiner Arbeiten und veröffentlichte vieles nicht, was er für uninteressant oder unausgereift hielt (Sabine 1923).

2.2.1 Schallabsorption und Nachhallzeit

Absorptionsgrad,
Reflexionsgrad

Der **Reflexionsgrad** ρ einer Oberfläche ist das Verhältnis von reflektierter zu auftreffender Energie E_R/E_0 . Er kann leicht durch eine Pegelmessung bestimmt werden. Der **Absorptionsgrad** α einer Oberfläche (engl. absorption coefficient) ist eigentlich ein Maß für seine Fähigkeit, Schall in Wärme umzuwandeln. Unter der grob vereinfachenden Annahme, dass alles, was nicht reflektiert wird, absorbiert wurde, ergibt sich der Absorptionsgrad aus dem Reflexionsgrad zu

$$\alpha = 1 - \rho = 1 - \frac{E_R}{E_0}.$$

idealer Absorber

Bei dieser sehr praktisch motivierten Definition betrachtet man auch den Schall, der durch die Wand tritt (und den Nachbarn stört), als „absorbiert“. So ist dann nach Sabine das „offene Fenster“ ein perfekter Absorber: Schall, der aus dem offenen Fenster verschwindet, kommt nicht zurück. Der Absorptionsgrad ist maximal, wenn 100 % der Schallenergie geschluckt wird ($\alpha = 1$: idealer Absorber), und er ist minimal, wenn nichts geschluckt wird ($\alpha = 0$: idealer Reflektor).

Die **Nachhallzeit** T_{60} oder einfach T (im englischen Sprachraum RT_{60} von reverberation time) ist definiert als die Zeit, in der die Schallenergie um 10^{-6} (also auf ein Millionstel ihres ursprünglichen Wertes) gefallen ist. In der gleichen Zeit sinkt der Schalldruck auf ein Tausendstel, der Pegel fällt um 60 dB. Dies entspricht dem subjektiv wahrnehmbaren Nachhall von lauten Schallsignalen in ruhiger Umgebung.

Nachhallzeit T_{60}

Nach dem amerikanischen Physiker **Carl Ferdinand Eyring** (1889–1951), der Sabines Experimente theoretisch untermauerte, gilt für einen Raum mit dem Volumen V und der Gesamtoberfläche S

$$T_{60} = \frac{24 \cdot \ln(10)}{c_0} \cdot \frac{V}{4mV - S \ln(1 - \alpha)}$$

Mit $c_0 = 343,32 \text{ m/s}$ bei 20°C ergibt sich die **Eyring'sche Formel** für die Nachhallzeit in Abhängigkeit von mittlerem Absorptionsgrad des Raums, Raumvolumen und Oberfläche:

$$T_{60} = 0,161 \frac{V}{4mV - S \ln(1 - \alpha)}$$

Der Faktor $4mV$ berücksichtigt die Ausbreitungsdämpfung des Schalls in der Luft (**Dissipation**), Werte für die Luftdämpfungskonstante m können der Tabelle 2-1 entnommen werden. Die Dissipation macht sich als Höhendämpfung bei sehr großen Entfernungen bzw. in großen Räumen bemerkbar, und sie ist wetterabhängig: Mit zunehmender Luftfeuchtigkeit lässt die Dämpfung nach, der Klang wird heller. Dies gilt allerdings nur bei mittleren Temperaturen; in kalter Luft ist der Zusammenhang zwischen Luftfeuchtigkeit und Dissipation weniger „systematisch“.

Dissipation

rel. Luftf.	500 Hz	1 kHz	2 kHz	4 kHz	8 kHz
40 %	0,60	1,07	2,58	8,40	30,00
50 %	0,63	1,08	2,28	6,84	24,29
60 %	0,64	1,11	2,14	5,91	20,52
70 %	0,64	1,15	2,08	5,32	17,91

Tabelle 2-1: Luftdämpfungskonstante m bei 20°C und 1013 hPa; die Tabellenwerte sind mit 10^{-3} zu multiplizieren (Quelle: Müller 2004)

Die Eyring'sche Nachhallformel ergibt sich aus einer Betrachtung des statistischen Energieverlustes bei der Schallreflexion. **Reflexionsgrad** ρ und **Absorptionsgrad** α sind durch $\alpha = 1 - \rho = 1 - \frac{E_R}{E_0}$ verknüpft. Durch Umstellen erhält man die von einer Oberfläche des Absorptionsgrads α reflektierte Energie E_R : $E_R = E_0(1 - \alpha)$ mit der auftretenden Energie E_0 . Mit jeder Reflexion verringert sich die Energie um den Faktor $1 - \alpha$. Die Gesamtenergie einer Schallwelle nach n Reflexionen ist also $E(t) = E_0(1 - \alpha)^n$ oder, unter Anwendung von $a^b = e^{b \cdot \ln a}$, $E(t) = E_0 e^{n \ln(1 - \alpha)}$.

Ein Schallsignal legt im Raum eine sehr große Strecke zurück, typischerweise weit mehr als 100 m, in halligen Räumen u.U. mehr als 1 km. Die **mittlere freie Weglänge** l_{mf} eines „Schallstrahls“ (engl. mean free path) ist ein Maß für den Weg, den der Schall durchschnittlich zurücklegt, bevor er eine Wand trifft. Für

einen Raum mit dem Volumen V und der Gesamtoberfläche S lässt sie sich mit der Näherungsformel $l_{mf} \approx 4V/S$ abschätzen (Kosten 1960). Also ist jeder Schallstrahl im geschlossenen Raum nach der Zeit t im Mittel n -mal reflektiert worden, wobei n aus dem Verhältnis des zurückgelegten Wegs zur mittleren freien Weglänge bestimmt wird: $n = t \cdot \frac{c_0 S}{4V}$.

Damit ergibt sich die zeitabhängige Energie eines mehrfach reflektierten Schallstrahls zu $E(t) = E_0 e^{t(c_0/4V) S \ln(1-\alpha)}$. Dieser Ausdruck beschreibt den exponentiellen Verlauf des Abklingens des Schalls im Raum (der Exponent ist zwar positiv, aber der natürliche Logarithmus einer Zahl zwischen 0 und 1 in dem Ausdruck $\ln(1-\alpha)$ ist stets negativ und liefert damit das für den exponentiellen Abfall nötige negative Vorzeichen).

Berücksichtigt man darüber hinaus noch die Schallabsorption der Luft selbst (**Dissipation**) durch den Luftdämpfungsfaktor $t \cdot c_0 \cdot m$ mit der Luftdämpfungskonstanten m (Absorption pro zurückgelegtem Schallweg), so erhält man

$$E(t) = E_0 e^{-m c_0 t + t(c_0/4V) S \ln(1-\alpha)} = E_0 e^{-c_0 t [4mV - S \ln(1-\alpha)]/4V}.$$

Die **Nachhallzeit** T_{60} ist definiert durch den Abfall der Schallenergie um 10^{-6} . Damit gilt also $E(T_{60}) = E_0 \cdot 10^{-6} = E_0 \cdot e^{-6 \ln(10)}$. Der Vergleich mit der obigen Gleichung ergibt

$$-c_0 T_{60} \frac{4mV - S \ln(1-\alpha)}{4V} = -6 \cdot \ln(10).$$

Durch Umstellen und Zusammenfassen erhält man die Eyring-Formel.

Für die meisten Anwendungsfälle lässt sich die Eyring'sche Gleichung erheblich vereinfachen, denn

1. kann in kleinen Räumen die Dissipation vernachlässigt werden:
 $4mV \ll -S \ln(1-\alpha)$,
2. kann für kleine Absorptionsgrade der Logarithmus ersetzt werden:
 $-\ln(1-\alpha) \approx \alpha$.

Sabine-Formel

Damit wird die Eyring-Formel zur **Sabine-Formel**:

$$T_{60} = 0,161 \frac{V}{S \cdot \alpha}.$$

Dies ist die berühmte Nachhallformel, die Sabine Ende des 19. Jahrhunderts durch Stoppen des hörbaren Nachhalls von Orgelpfeifen in zwölf verschiedenen Räumen experimentell bestimmte (Sabine 1898).

äquivalente Absorptionsfläche

Das Produkt aus Fläche und Absorptionsgrad wird **äquivalente Absorptionsfläche** A (engl. equivalent absorption area) genannt: $A = S \alpha$. In den meisten Räumen haben nun die Begrenzungsflächen sehr unterschiedliche Absorptionsgrade. Man findet dann die gesamte äquivalente Absorptionsfläche über die Summe aller Teilflächen S_i , multipliziert mit ihrem jeweiligen Absorptionsgrad α_i :

$$A = \sum_i S_i \alpha_i.$$

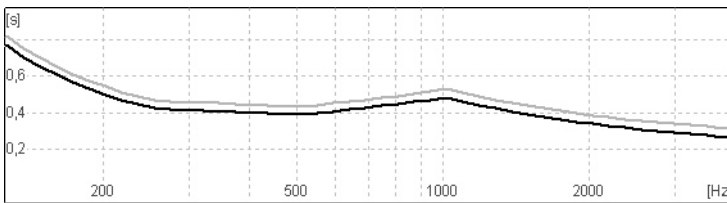
In der Sabine-Formel muss man lediglich das Produkt $S \cdot \alpha$ durch die äquivalente Absorptionsfläche ersetzen:

$$T_{60} = 0,161 \frac{V}{A} = 0,161 \frac{V}{\sum_i S_i \alpha_i}.$$

Den in der Eyring-Formel benutzten Absorptionsgrad betrachtet man in solchen Räumen als „mittleren Absorptionsgrad“ $\bar{\alpha}$. Man erhält ihn als Quotienten von äquivalenter Absorptionsfläche und Gesamtoberfläche:

$$\bar{\alpha} = \frac{A}{S} = \frac{\sum_i S_i \alpha_i}{\sum_i S_i}.$$

Um die Nachhallzeit eines Raums zu berechnen, benötigt man die Absorptionsgrade der Begrenzungsflächen und ggf. die Werte der Luftdämpfung. Traditionell werden in der Raumakustik diese Messungen und Berechnungen in wenigstens sechs Frequenzbändern von 125 Hz bis 4 kHz durchgeführt; die Darstellung der Nachhallzeit erfolgt als Frequenzgang (Abb. 2-4). Tabellen mit den Absorptionsgraden α einiger typischer Materialien sind in Abschnitt 2.4 zu finden.



Nachhallberechnung nach Sabine oder Eyring

Abb. 2-4: Frequenzabhängige Nachhallzeit T_{60} des simulierten Raums aus Abb. 2-2 und 2-3; schwarze Kurve nach Eyring, graue Kurve nach Sabine (Simulation: CARA)

Man kann die Sabine-Formel auch benutzen, um durch eine Nachhallmessung die gesamte äquivalente Absorptionsfläche des Raums zu bestimmen: $A = 0,161 V/T$. Auf diesem Prinzip beruht die Messung von Absorptionsgraden im **Hallraum**, einem Raum mit stark reflektierenden Wänden und sehr langer Nachhallzeit.

Auch die Lautstärke im Raum hängt vom Absorptionsgrad ab. Der mittlere Schalldruckpegel in einem Raum mit der äquivalenten Absorptionsfläche A berechnet sich bei einer Schallquelle der akustischen Leistung P zu

$$L_p = 20 \log \left(\sqrt{\frac{4 Z_0 P}{A}} \right) \approx 20 \log \left(\sqrt{\frac{P}{A}} \right) + 32 \text{ dB}$$

(Kuttruff 2004). In sehr großen oder sehr halligen Räumen muss auch hier die Luftdämpfung als Zuschlag von $4mV$ zur äquivalenten Absorptionsfläche berücksichtigt werden: $A' = A + 4mV$.

Schalldruckpegel in Abhängigkeit vom Absorptionsgrad

2.2.2 Direktfeld, Diffusfeld, Hallradius

Das Schallfeld im Raum lässt sich auffassen als Summe des direkt abgestrahlten Schalls – der gemäß dem Entfernungsgesetz (Abschnitt 1.2.3) mit zunehmender Entfernung kleiner wird – und des diffusen Schalls, der näherungsweise im ganzen Raum gleich stark ist. Es gibt deshalb ein begrenztes Gebiet um die Schallquelle, in dem der Pegel des Direktschalls überwiegt. Dies ist das **Direktfeld**. Bei Abwesenheit von Diffusschall, also im Freien oder im reflexionsarmen Laborraum, spricht man vom **Freifeld**.

Freifeld

In einem bestimmten Abstand um die Quelle sind die Pegel von Direkt- und Diffusschall (Nachhall) gleich. Diesen Abstand nennt man den **Hallradius** oder **Hallabstand** r_H (engl. critical distance). Der Hallradius ist eng verwandt mit der Großraumfrequenz. Für ungerichtete Schallquellen beträgt er in einem Raum mit der Gesamtabsorption A

Diffusfeld außerhalb des Hallradius

$$r_H = \sqrt{\frac{A}{16\pi}} \approx 0,057 \sqrt{\frac{V}{T}},$$

wenn man den Zusammenhang zwischen äquivalenter Absorptionsfläche A , Raumvolumen V und Nachhallzeit T mit der Sabine-Formel beschreibt.

Für Abstände von der Quelle $d > r_H$ ist der Pegel des Diffusschalls größer als der Direktschallpegel. Dieses Raumgebiet außerhalb des Hallradius ist das eigentliche **Diffusfeld**. Freifeld, Direktfeld und Diffusfeld sind **raumbezogene Feldbeschreibungen** („der Raum hat einen Hallradius“). Die entsprechenden englischen Begriffe lassen sich aus den deutschen Begriffen wörtlich übersetzen: free field, direct field, diffuse field.

**raumbezogene
Feldbeschreibung**

Das Verhältnis von Direkt- zu Diffusschall ist einer der wichtigsten Parameter bei Tonaufnahmen. Ein Mikrofon innerhalb des Hallradius liefert einen „trockenen“ Klang, außerhalb klingt es indirekt und räumlich. Auch bei Beschallungen ist der Hallradius wichtig, insbesondere in halligen Räumen.

Abhängigkeit des effektiven Hallradius von Instrument und Mikrofon

Der Hallradius – und damit die Ausdehnung des Direktfelds um die Schallquelle – ist in der Praxis nicht nur von der Nachhallzeit und der Raumgröße abhängig, sondern auch von der Richtcharakteristik des Musikinstruments und des verwendeten Mikrofons. Bei gerichteter Schallabstrahlung oder -aufnahme kann der Hallradius doppelt so groß oder sogar noch größer werden. Der Einfluss gerichteter Mikrofone auf den effektiven Hallradius wird in Abschnitt 9.2.5 näher behandelt. Ausführliche Daten über die Abstrahlcharakteristik von Instrumenten sind in (Meyer 1999) zu finden.