

KLÄNGE UND GERÄUSCHE

METHODEN UND ERGEBNISSE DER
KLANGFORSCHUNG · SCHALLWAHRNEHMUNG
GRUNDLEGENDE FRAGEN DER
KLANGÜBERTRAGUNG

VON

DR. PHIL. FERDINAND TRENDELENBURG

ABTEILUNGSLEITER IM FORSCHUNGLABORATORIUM DER SIEMENS-WERKE
A. O. PROFESSOR AN DER UNIVERSITÄT BERLIN

MIT 154 ABBILDUNGEN



BERLIN
VERLAG VON JULIUS SPRINGER
1935

ISBN-13: 978-3-642-90474-5 e-ISBN-13: 978-3-642-92331-9
DOI: 10.1007/978-3-642-92331-9

ALLE RECHTE, INSBESONDERE DAS DER ÜBERSETZUNG
IN FREMDE SPRACHEN, VORBEHALTEN.
COPYRIGHT 1935 BY JULIUS SPRINGER IN BERLIN.
SOFTCOVER REPRINT OF THE HARDCOVER 1ST EDITION 1935

DEM ANDENKEN
HANS RIEGGERS
GEWIDMET

Vorwort.

Dies Buch dem Andenken HANS RIEGGERs zu widmen, soll ein Zeichen des Dankes sein, welchen der Verfasser dem Frühverstorbenen schuldet. Als ein besonderes Glück hat der Verfasser stets empfunden, daß er nach Abschluß seines Studiums mehrere Jahre bei diesem menschlich und wissenschaftlich gleich Vorzüglichen arbeiten durfte.

Die Art, wie HANS RIEGGER an die Lösung der schwierigen Aufgaben der klanggetreuen Schallübertragung herantrat, war eine Pionierleistung der technischen Akustik — daß manche technischen Einzelheiten jetzt nach mehr als einem Jahrzehnt anders gelöst werden, wie dies RIEGGER durchführte, kann die grundsätzliche Bedeutung der Arbeiten nicht schmälern. Im vorliegenden Buch sind viele Fragen behandelt, die gerade im unmittelbaren Gedankenaustausch mit RIEGGER schon diskutiert wurden; ein Teil der Untersuchungen des Verfassers über die physikalische Natur der Sprachklänge ist noch zu Lebzeiten RIEGGERs durchgeführt worden, die Untersuchungen über Herztöne und Herzgeräusche wurden bereits damals eingeleitet.

Die Ergebnisse der Forschungen über Klänge und Geräusche in einer geschlossenen Form zur Darstellung zu bringen, schwebte dem Verfasser bereits 1927 bei Aufstellung des Planes für den Band Akustik des GEIGER-SCHEELSchen Handbuches der Physik vor, die Absicht ließ sich aber damals nicht verwirklichen, weil noch zu wenig physikalisch fest gesichertes Material vorlag. Der Plan wurde dann erneut in Erwägung gezogen auf Grund eines Vorschlages von Herrn A. BERLINER, die Entwicklung der Klangphysik seit HELMHOLTZ historisch kritisch darzustellen. In den letztvergangenen Jahren sind von verschiedenen Forschern — es darf hier von den deutschen Forschern besonders auf H. BACKHAUS und auf E. MEYER verwiesen werden — physikalisch wertvolle, aufschlußreiche Ergebnisse über die Natur der Klänge erzielt worden. Der Verfasser glaubt über dies Gebiet jetzt eine Monographie zusammenstellen zu können, die ein einigermaßen abgerundetes Bild ergibt.

An vielen Stellen des Buches, so insbesondere in dem Kapitel über die Sprachklänge und über die diagnostisch wichtigen Geräusche am menschlichen Körper stützt sich die Darstellung wesentlich auf Arbeiten, welche der Verfasser im Forschungslaboratorium der Siemens-Werke

durchführte. Verfasser möchte nicht verfehlen, an dieser Stelle dem Leiter des Forschungslaboratoriums, Herrn Professor GERDIEN, für die stete Förderung dieser Arbeiten seinen Dank auszusprechen. Manche Anregungen erhielt der Verfasser auch aus zahlreichen Aussprachen mit in der unmittelbarsten technischen Praxis stehenden Fachgenossen, insbesondere mit Herren des Wernerwerks. Ganz besonders gern denkt er auch an die Jahre engster Zusammenarbeit mit Herrn H. BACKHAUS.

Berlin-Nikolassee, im Juli 1935.

FERDINAND TRENDELENBURG.

Inhaltsverzeichnis.

	Seite
1. Einleitung	1
2. Akustische Grundbegriffe	3
a) Allgemeine Schallfeldfragen. Schallstärke. Lautstärke	3
b) FOURIER-Darstellung von Schallvorgängen. FOURIER-Analyse experimentell gewonnener Kurven. Weitere Möglichkeiten zur analytischen Darstellung	10
c) Ton. Klang. Klanggemisch. Geräusch. Knall. — Formant eines Klanges. — Stationärer Klangteil, Ein- und Ausschwingvorgang . .	19
d) Schwingungszahlentabellen	21
3. Untersuchungsmethoden	23
a) Vorbemerkungen	23
b) Subjektive Methoden	23
c) Objektiv arbeitende Methoden	27
α) Wirkungsweise der Schallempfänger. Verstärkungsfragen	27
β) Schallaufzeichnung	48
γ) Automatische Klanganalyse	61
4. Sprachklänge	66
a) Allgemeine Fragen der Spracherzeugung. Einteilung der Sprachklänge	66
b) Vokaltheorien im einzelnen. Einstellung und Resonanzlagen der Mundhöhle bei den verschiedenen Vokalen	70
c) Spektrale Verteilung der Sprachklänge	79
d) Besonderheiten des zeitlichen Verlaufs der Sprachlaute	85
e) Intensitätsumfang von Sprache und Gesang. Stimmrichtwirkung . .	92
5. Klänge von Musikinstrumenten	95
a) Einteilung. Grundfragen der Schallerzeugung in den verschiedenen Instrumententypen	95
b) Klangspektren. Besonderheiten des zeitlichen Verlaufs der Klänge . .	100
α) Saiteninstrumente. Streichinstrumente	100
β) Instrumente mit gezupften oder gerissenen Saiten	110
γ) Geschlagene Saiteninstrumente	115
δ) Instrumente mit schwingenden Stäben oder Zungen	116
ε) Instrumente mit schwingenden Membranen	118
ζ) Instrumente mit schwingenden Platten	119
η) Instrumente mit schwingenden Luftmassen	122
c) Intensitätsumfang der Musik. Richtwirkungsfragen	130
6. Geräusche	135
a) Einleitung	135
b) Verkehrs-, Wohn- und Betriebsgeräusche	136

	Seite
c) Medizinisch wichtige Geräusche am menschlichen Körper	148
α) HerzschaU	149
β) LungenschaU	157
γ) Muskelgeräusche	159
δ) PerkussionsschaU	160
7. Klangsynthese. Elektrische Musik	162
a) Einleitung. Ältere Verfahren zur Klangsynthese	162
b) Instrumente mit elektrischer Schwingungserregung	163
c) Instrumente mit mechanisch-elektrischer Erregung	168
8. Subjektive Wahrnehmung von Schall	170
a) Bau des Gehörorgans. Grundlegende Fragen der Wirkungsweise	170
b) Physikalische Erregung und subjektive Empfindung	181
9. Sonderfragen der Klangübertragung	204
a) Die Wirkung von Verzerrungen auf die Klangempfindung	204
b) Raumakustik und Klangwirkung	217
α) Echoeffekte. Schallreflexion	217
β) Schallabsorption. Anhall und Nachhall	223
Sachverzeichnis	234

1. Einleitung.

Die neuere physikalische Methodik ermöglichte zahlreiche weitgehende, auch scharfer Kritik standhaltende Aufschlüsse über die Eigenschaften von Klängen und Geräuschen. Man wäre heute durchaus in der Lage eine „Physik“ dieser Schallerscheinungen zu entwerfen. Eine allzu enge Beschränkung auf rein physikalische Probleme müßte aber wissenschaftlich unbefriedigend wirken. Gerade auf dem Gebiete der Klangforschung bestehen ja viele, zum Teil sehr enge Beziehungen zwischen physikalischen Problemen und solchen anderer Wissenszweige.

Das stete Hinübergreifen in andere Gebiete, und zwar insbesondere in diejenigen der Physiologie und der Psychologie, bildet einen besonderen Reiz bei der Bearbeitung von Fragen der physikalischen Klangforschung. Mehrfacher Art sind die Beziehungen der physikalischen Klangforschung zu den genannten Wissenszweigen. Physiologische und psychologische Momente spielen bei manchen methodischen Fragen eine erhebliche Rolle, das Ohr wird ja auch heute noch bei vielen Untersuchungsmethoden als Hilfsinstrument benutzt. Ein kritischer Vergleich der Ergebnisse physikalisch objektiver Untersuchung mit den Erfahrungen der subjektiven Wahrnehmung ist nur unter Berücksichtigung physiologischer und psychologischer Zusammenhänge möglich. Auch das unmittelbare Interesse der genannten Wissenszweige an den Ergebnissen der physikalischen Forschung ist groß. Die Klärung vieler physiologischer und psychologischer Fragen ist nur unter Mitwirkung der physikalischen Akustik möglich.

Aus der physikalischen Beschaffenheit der Sprachklänge können weitgehende Rückschlüsse auf die Wirkungsweise des Stimmorgans gezogen werden.

In den Eigenschaften der an der Körperwand abgenommenen Herzschallphänomene prägt sich die Herzaktion aus, krankhafte Veränderungen am Herzen machen sich physikalisch durch bestimmte, für die Art der Erkrankung typische Erscheinungen im Herzschallbild bemerkbar. Aus dem physikalischen Verlauf der Atemgeräusche über den verschiedenen Teilen der Lunge kann auf das Vorhandensein und auf die Angriffsstelle von Lungenerkrankungen geschlossen werden. Subjektiv seit langem beobachtete Zusammenhänge zwischen Hörbefund und Krankheitserscheinung konnten durch die moderne objektive physikalische Untersuchung im einzelnen geklärt werden.

Versuche über die Physiologie und die Psychologie des Hörens benötigen in sehr vielen Fällen einer genau definierten Erregung des Ohres.

Die physikalische Klangsynthese ermöglicht es, Reize in gewünschter leicht willkürlich veränderlicher Stärke und Zusammensetzung herzustellen.

Der Tonpsychologie kann die Klangphysik sicheres Ausgangsmaterial für weitere Schlüsse liefern.

Zu den verschiedenen rein wissenschaftlichen Anwendungen der Klangforschungsergebnisse traten in neuerer Zeit zahlreiche technische Anwendungen hinzu. Gerade diese technischen Belange haben der Klangforschung sehr anregende Aufgaben gestellt. Die Technik hat aber auch der Klangforschung das Mittel in die Hand gegeben, viele, der älteren Methodik nicht oder nur ungenügend zugängliche Probleme objektiv sicher zu klären; die Einführung der Verstärkerröhre in die Methodik der Klangforschung eröffnete außerordentliche Möglichkeiten für exakte Untersuchungen.

Die Fernsprechtechnik benötigt eine genaue Kenntnis der Eigenschaften der zu übertragenden Sprachklänge, die Fragen z. B., wieweit die obere Grenzfrequenz eines Kabels herabgedrückt werden kann, ohne daß die Sprachverständlichkeit zu sehr leidet oder in welchen Intensitätsbereichen Fernsprechmikrophone, Übertrager und Telephone linear arbeiten müssen, sind für die Kosten der Fernsprecheinrichtungen und damit für die wirtschaftliche Seite des Fernsprechwesens von unmittelbarer Bedeutung. Stärker fast noch als bei der Telephonie treten diese Probleme bei der Rundfunktechnik und bei der Tonfilmtechnik in Erscheinung, dort sind ja die Anforderungen an die Übertragung weit höhere; es liegt nicht nur die Aufgabe vor, eine ausreichende Sprachverständlichkeit zu erreichen, sondern es soll eine weitgehend klanggetreue Übertragung geschaffen werden. Daß die erfolgreiche Lösung dieser Aufgaben genaueste Kenntnis der physikalischen Eigenschaften der zu übertragenden Klänge und Geräusche erfordert, daß insbesondere genau geklärt werden muß, wie Klangveränderungen im Zuge der Übertragung sich in der Klangwirkung bemerkbar machen, ist augenfällig.

Auf ein Gebiet der Technik, sei hier noch kurz hingewiesen, es ist dies das Gebiet der Lärminderung. Eine wirklich erfolgreiche Bekämpfung beispielsweise des Auspufflärms von Verbrennungsmotoren wird im allgemeinen nur dann möglich sein, wenn geklärt worden ist, in welchen Tongebieten die wesentlichsten Komponenten des Auspuffgeräusches liegen, der Schalltechniker wird dann in der Lage sein, eine zur Abschwächung dieser Komponenten geeignete Form der Auspuffleitung anzugeben. Aus der spektralen Verteilung von Maschinengeräuschen kann man — um ein weiteres Beispiel zu geben — auf die Art der Geräuschbildung schließen und kann dann entsprechende Abwehrmaßnahmen einleiten.

Über die Ergebnisse der Klangforschung soll im folgenden zusammenfassend berichtet werden. Der Kern der Darstellung wird ein physikalischer

sein, es wird sich aber im Verlauf der Darstellung vielfach Gelegenheit finden, auf die vorstehend skizzierten Beziehungen zu anderen Wissenszweigen hinzuweisen. Insbesondere werden alle diejenigen physiologischen und psychologischen Probleme angeschnitten werden, deren Berücksichtigung für die Fragen der subjektiven Schallwahrnehmung, für die kritische Wertung von Untersuchungsmethoden oder für das Verständnis der Erzeugung von Schallerscheinungen von Bedeutung ist.

Der Stoff soll in folgender Einteilung behandelt werden: An Darlegungen über die akustischen Grundbegriffe (Kap. 2) und über die Untersuchungsmethoden (Kap. 3) schließt sich die Besprechung der drei großen Gebiete der Klangerscheinungen: Sprachklänge (Kap. 4), Musikklänge (Kap. 5) und Geräusche (Kap. 6) an. Klangsynthese und elektrische Musik werden im 7. Kapitel behandelt. Kapitel 8 beschäftigt sich mit der subjektiven Wahrnehmung von Schall. Im 9. Kapitel werden die für die Übertragungstechnik grundlegenden Fragen der Auswirkung von Klangverzerrungen auf die Empfindung ausführlich besprochen.

2. Akustische Grundbegriffe.

a) Allgemeine Schallfeldfragen. Schallstärke. Lautstärke.

Finden in einem Luftraum Druckänderungen statt, — und zwar sei zur Vereinfachung zunächst angenommen, daß es sich um „rein periodische Druckänderungen von der Form $p = p_0 \sin \omega t$ handelt (p Momentanwert des Druckes; p_0 Druckamplitude in dyn/cm^2 ; $\omega = 2\pi \cdot n$ „Kreisfrequenz“; n Zahl der vollen Schwingungen pro Sekunde, Frequenz, in „Hertz“), so nimmt ein im Raum befindlicher Beobachter den Vorgang dann subjektiv wahr, wenn die Frequenz des Vorganges innerhalb des Hörbereiches liegt (zwischen etwa 16 und 16000 Hertz) und wenn die Druckamplitude am Ohr so groß ist, daß der Schwellenwert p' der Hörempfindung überschritten wird ($p' = 8 \times 10^{-4} \text{ Dyn/cm}^2$ im Bereich der größten Empfindlichkeit des Ohres zwischen etwa 800 und 2000 Hertz).

Durch die Druckänderungen am Ohr werden erzwungene Schwingungen des den Gehörgang abschließenden Trommelfells hervorgerufen. Die Trommelfellbewegungen wirken über die Gehörknöchelchenreihe auf das innere Ohr, und zwar insbesondere auf die in der Schnecke eingebaute Basilarmembran. An der Basilarmembran befinden sich die Endigungen der Gehörnervenfasern, durch die Bewegungen der Basilarmembran werden diese erregt und rufen so eine Schallempfindung hervor (vgl. Kap. 8, S. 170).

Mit der zeitlichen Änderung des Druckes sind auch zeitliche Änderungen anderer physikalischer Größen des „Schallfeldes“ — so nennt man den gesamten Schwingungszustand des Raumes, in welchem der Schallvorgang abläuft — verknüpft. Die von dem Schallvorgang erfaßten Luftteilchen führen Bewegungen aus. Bei sinusförmiger Druck-

änderung verläuft auch die Teilchenbewegung nach einem Sinusgesetz, es wird $x = x_0 \sin(\omega t + \varphi)$ [x Momentanentfernung des Teilchens aus der Ruhelage, x_0 Bewegungsamplitude, φ Phasenwinkel — im freien Schallfeld beträgt in genügender Entfernung von der Schallquelle der Phasenunterschied zwischen der Druckschwankung und der Teilchenbewegung $\pi/2$]. Mit der Druckschwankung ist weiterhin eine Dichteschwankung und, da die Schallvorgänge adiabatisch verlaufen, eine Temperaturschwankung verknüpft, auch diese verlaufen bei sinusförmiger Schallfelderregung sinusförmig. Die genannten Größen sind voneinander abhängig, ist eine der Größen für das ganze Schallfeld gegeben, so sind die anderen damit zwangsläufig festgelegt. Zur Beschreibung des Schallfeldes ist also an sich jede dieser Größen geeignet; zu praktischen Aussagen verwendet man allerdings meistens die Druckgröße. Der Grund hierfür ist, daß das menschliche Ohr in den wichtigen Frequenzbereichen auf die Druckschwankung anspricht und auch die meisten der technisch gebräuchlichen Schallempfänger Druckempfänger sind.

Zu theoretischen Betrachtungen über Schallfelder benutzt man meist noch eine andere (experimentell nicht unmittelbar bestimmbare) Größe: das Geschwindigkeitspotential. Die oben behandelten Schallfeldgrößen sind aus dem Geschwindigkeitspotential durch einfache Rechenoperationen abzuleiten. So ergibt sich beispielsweise der Druckverlauf an einer bestimmten Stelle des Schallfeldes durch Differentiation des an der betreffenden Stelle vorhandenen Geschwindigkeitspotentials Φ nach der Zeit gemäß der Beziehung

$$p = -\rho \frac{\partial \Phi}{\partial t}$$

und die Teilchengeschwindigkeit (die „Schnelle“) durch Differentiation nach der Raumkoordinate

$$v = \frac{dx}{dt} = \text{grad } \Phi.$$

Für das Geschwindigkeitspotential selbst gilt (solange die Bewegungen der von der Schallschwingung erfaßten Luftteilchen wirbelfrei erfolgen — und für die meisten Luftschallvorgänge ist diese Bedingung erfüllt!) die Wellengleichung in der Form

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} = c^2 \Delta \Phi \quad \Delta = \text{div grad} = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \quad (1)$$

(c = Schallgeschwindigkeit = $3,44 \times 10^4$ cm/sec bei Zimmertemperatur).

Für eine Reihe von Schallstrahlern konnte die Lösung dieser Gleichung für das gesamte Schallfeld durchgeführt und damit also die Geschwindigkeitspotentialverteilung berechnet werden, so z. B. für das Schallfeld einer „punktförmigen“ Schallquelle (deren Ausdehnungen sämtlich klein gegen die Wellenlänge des abgestrahlten Schalles sind) oder für ebene, in der Öffnung einer großen Wand schwingende Kolbenmembranen.

Besonders übersichtlich ist das Schallfeld eines Strahlertyps, nämlich der in einen unbegrenzten Raum eingebrachten „atmenden“ Kugel. Abb. 1 zeigt schematisch einen Schnitt durch einen derartigen Schallstrahler. Bezeichnet ΔV die Volumschwankung der überall gleichphasig nach innen bzw. in der nächsten Halbperiode nach außen sinusförmig gemäß $V = V_0 + \Delta V \sin \omega t$ schwingenden Kugel so wird

$$\Phi = -\frac{\omega \Delta V}{4 \pi r} \cos \omega \left(t - \frac{r}{c} \right) \quad (2)$$

und hieraus folgt dann nach Ausführung der Differentialoperationen

$$v = \frac{\partial \Phi}{\partial r} = -\frac{\omega^2 \Delta V}{4 \pi r c} \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda}{2 \pi r} \right)^2} \sin \omega \left(t - \frac{r}{c} \right) - \psi \operatorname{tg} \psi = \frac{\lambda}{2 \pi r} \quad (3)$$

$$p = -\rho \frac{\partial \Phi}{\partial t} = -\frac{\rho \omega^2 \Delta V}{4 \pi r} \sin \left[\omega \left(t - \frac{r}{c} \right) \right]. \quad (4)$$

r bedeutet hierbei die Entfernung des betreffenden Schallfeldpunktes (des „Aufpunktes“) vom Kugelmittelpunkt und $\lambda = 2 \pi c / \omega$ die Wellenlänge.

Die Ausdrücke (3) und (4) zeigen, daß sowohl p wie v gemäß $1/r$ abnimmt und daß das Schallfeld der atmenden Kugel symmetrisch zum Mittelpunkt liegt; alle Punkte in gleicher Entfernung vom Mittelpunkt werden gleichphasig und in gleicher Stärke erregt. Bemerkt sei aber, daß eine kugelsymmetrische Ausbreitung nur dann stattfindet, wenn das Medium völlig homogen ist und wenn insbesondere auch der Schallausbreitung keine Hindernisse, deren Ausdehnung von gleicher Größenordnung oder größer als die Wellenlänge des Schalles ist, entgegenstehen.

In hinreichend großer Entfernung vom Mittelpunkt wird $\operatorname{tg} \psi = 0$. Druckschwankung und Teilchengeschwindigkeit sind dann also in Phase, das Verhältnis beider Größen ist ein konstantes, von der Lage des Aufpunktes unabhängiges, es wird $\frac{p}{v} = \rho \cdot c$, man nennt dies (für das Verhalten eines Mediums gegen akustische Vorgänge besonders charakteristische) Verhältnis den „Schallwiderstand“. Für Luft ist der Schallwiderstand ($\rho = 1,29 \cdot 10^{-3}$, $c = 3,32 \cdot 10^4$ cm/sec bei 0° C) 42 C.G.S.

Aus (3) und (4) kann man die in der Zeiteinheit durch die zur Fortpflanzungsrichtung senkrechte Flächeneinheit hindurchtretende Energiemenge berechnen, und zwar wird diese

$$I = \frac{p_0^2}{2 \rho \cdot c} = \frac{p_{\text{eff}}^2}{\rho c}, \quad I = \frac{v_0^2}{2} \cdot c \rho = v_{\text{eff}}^2 \cdot c \rho, \quad (5)$$

wenn mit p_{eff} und v_{eff} der effektive Mittelwert des Druckes bzw. der Schnelle bezeichnet wird¹.

¹ Die Gleichung $I = \frac{v_0^2}{2} \cdot \rho \cdot c = v_{\text{eff}}^2 \cdot \rho c$ gilt nur für Aufpunkte in großer Entfernung von der Quelle bzw. für ebene Schallwellen. Für Kugelwellen in der Nähe der Schallquelle ist die Beziehung komplizierter, sie lautet dann

$$I = \frac{v_0^2}{2} \cdot \rho \cdot c \frac{1}{1 + \left(\frac{\lambda}{2 \pi r} \right)^2} = v_{\text{eff}}^2 \cdot \rho \cdot c \frac{1}{1 + \left(\frac{\lambda}{2 \pi r} \right)^2}.$$

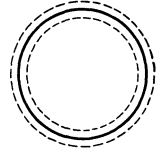


Abb. 1. Strahler nullter Ordnung.

I bezeichnet man als Schallintensität oder Schallstärke ($\text{erg/sec cm}^2 = 10^{-7} \text{ Watt/cm}^2 [mt^{-3} l^{-2}]$).

Für manche Fragen, und zwar insbesondere solche der Raumakustik, benutzt man als Energiemaß die „Räumliche Energiedichte“ E_R , hierunter versteht man die im Mittel im Einheitsvolumen enthaltene Schwingungsenergie. Zwischen der Schallintensität und der räumlichen Energiedichte besteht die Beziehung $E_R = I/c$ ($\text{Erg/cm}^3 = 10^{-7} \text{ Watt/sec cm}^3 [l^{-1} mt^{-2}]$).

Integriert man die Schallintensität über eine geschlossene, die Schallquelle umgebende Fläche, so erhält man die in der Zeiteinheit von der Quelle abgestrahlte Gesamtenergie, also die gesamte Leistung der Quelle

$$L = \oint I \cdot dF \text{ (Erg/sec} = 10^{-7} \text{ Watt } [mt^{-3}]). \tag{6}$$

Führt man diese Integration für das oben als Beispiel gewählte Schallfeld der atmenden Kugel durch, so bekommt man

$$L_K = \frac{\rho \omega^4 \Delta V^2}{8 \pi c} = \frac{2 \pi \rho \omega^4 R^4 \Delta R^2}{c} \tag{7}$$

(ΔR Amplitude der Kugeloberfläche, R Kugelradius),

eine Beziehung, die sich schreiben läßt

$$L_K = R_s \cdot \frac{\Delta R'^2}{2} \quad R_s = \frac{4 \pi \rho R^4 \omega^2}{c} \tag{8}$$

($\Delta R'$ Geschwindigkeitsamplitude an der Kugeloberfläche = $\omega \Delta R$).

R_s nennt man den Strahlungswiderstand der atmenden Kugel. Der Begriff des Strahlungswiderstandes, der sich auch für manche andere Strahlerformen ähnlich wie bei der atmenden Kugel aus dem Geschwindigkeitspotential berechnen läßt¹, ist ein wichtiger, das Strahlungsvermögen eines Strahlers kennzeichnender Begriff: Strahlungswiderstand

multipliziert mit dem Quadrat des Effektivwertes der Geschwindigkeit der Strahleroberfläche ergibt die gesamte abgestrahlte akustische Leistung.

Über die bei einigen natürlichen Schallquellen vorkommenden Schalleistungen gibt die nebenstehende Tabelle² Auskunft.

Die minimalen Leistungen der natürlichen Schallquellen liegen

zum Teil sehr niedrig, so wird z. B. von einer Geige im Pianissimo nur eine Leistung von etwa $4 \cdot 10^{-6}$ Watt abgestrahlt, die mittlere Leistung der Stimme bei Unterhaltungssprache liegt bei etwa 10^{-5} Watt³.

¹ Vgl. S. 4. — ² Nach L. J. SIVIAN, H. K. DUNN u. S. D. WHITE: J. acoust. Soc. Amer. 2, 369 (1931).

³ Nach H. FLETCHER: Bell Syst. techn. J. 10, 349 (1931).

	Spitzenleistung (Watt)
Menschliche Stimme . . .	10^{-3}
Klarinette	5×10^{-2}
Flöte	6×10^{-2}
Klavier	2×10^{-1}
Trompete	3×10^{-1}
Trommel	12
Pauke	20
Orgel	10
Orchester (75 Instrumente)	70

Die obenstehenden Angaben zeigen, welche außerordentlich große Unterschiede zwischen den von den verschiedenen Schallquellen erzeugten Leistungen vorhanden sind, die Unterschiede erstrecken sich insgesamt über etwa 8 Zehnerpotenzen. Es ist zu verstehen, welche außerordentlich große Schwierigkeiten sich bei den experimentellen Untersuchungen von Vorgängen ergeben mußten, bei denen die umgesetzten Energiemengen derart verschieden sind¹. Die Zahlen lassen anschaulich erkennen, welche ungemein schönes Instrument unser Ohr ist, es ermöglicht uns, in den verschiedensten Energieniveaus Beobachtungen anzustellen.

Neben dem rein physikalisch definierten Maßsystem für die Energie eines Schallvorganges wird für viele praktische Zwecke ein Lautstärkemaßsystem verwendet; ein Maßsystem also, das die Stärke der Klänge und Geräusche so bewertet, wie diese vom Gehör empfunden werden. Die eigenartigen physikalischen Eigenschaften des Gehörorgans bedingen es, daß Schallstärke und Lautstärke durchaus nicht immer äquivalent sind, zwei Klänge, die dem Ohr als gleichlaut erscheinen, können unter Umständen eine um

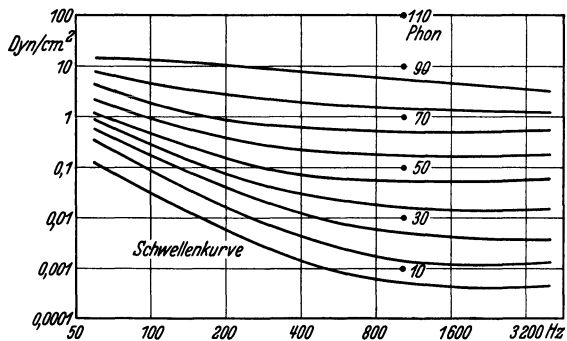


Abb. 2. Kurven gleicher Lautstärke.
(Nach B. A. KINGSBURY.)

mehrere Zehnerpotenzen verschiedene „Schallstärke“ aufweisen.

Für die Lautstärkewirkung entscheidend ist in besonderem Maße die Frage, in welchem Tonbereich der betreffende Schallvorgang liegt. Für tiefe Töne besitzt das Ohr eine geringe Empfindlichkeit; die Gehörempfindung wird beispielsweise bei 50 Hertz (vgl. Abb. 2²) erst bei einer Druckamplitude von etwa 1 Dyn/cm² eben erregt. Die Gehörempfindlichkeit wächst dann mit der Frequenz rasch an, zwischen etwa 800 und 3000 Hertz besitzt sie ihr Maximum, der Schwellendruck ist dort etwa 8×10^{-4} Dyn/cm², nach noch höheren Frequenzen hin nimmt die Ohrempfindlichkeit dann wieder ab. Bei höheren Intensitätsniveaus verlaufen die Kurven gleicher Lautstärke, wie Abb. 2 erkennen läßt, flacher.

Diese Eigentümlichkeiten des Zusammenhanges zwischen physikalischer Erregung und Empfindung werden bei dem praktisch gebrauchten Lautstärkemaßsystem durch folgende Festlegung berücksichtigt:

¹ Zum Vergleich sei darauf hingewiesen, daß sich die von einer kleinen Fahrradlichtmaschine erzeugte Energiemenge von der gesamten vom Walchenseekraftwerk erzeugten Energiemenge ebenfalls um etwa 7 Zehnerpotenzen unterscheidet!

² Nach B. A. KINGSBURY: *Physic. Rev.* **29**, 588 (1927).

Man bestimmt die Lautstärke eines Schallvorganges durch Hörvergleich mit derjenigen eines Normalschalles, und zwar dient als Normalschall ein in seiner Schallstärke regelbarer Ton von 1000 Hertz, die Schallstärke des als gleichlaut empfundenen Normalschalles gilt als Maß der Lautstärke des in Frage stehenden Schallvorganges. Um den großen vom Ohr umfaßten Bereich (etwa 13 Zehnerpotenzen im physikalischen Energiemaß liegen zwischen der Grenze der Hörempfindung und der Grenze der Schmerzempfindung) zweckmäßig zu unterteilen, benutzt man als Stärkeskala eine solche im logarithmischen Maß, und zwar zur Basis 10, sind nämlich I_1 und I_2 zwei Intensitäten im physikalischen Maß, so sollen sich ihre Lautstärken um $10 \log_{10} I_1/I_2$ Lautstärkeeinheiten bzw. bei Bezugnahme auf die entsprechenden Druckamplituden p_1 und p_2 um $20 \log_{10} p_1/p_2$ Lautstärkeeinheiten unterscheiden¹. Um die Lautstärkeskala auch dem absoluten Wert nach an das physikalische Maß anzuschließen, wurde festgestellt, daß 1 Dyn/cm² mit 70 Lautstärkeeinheiten übereinstimmen soll; für die Absoluteinheit der Lautstärke wurde die Bezeichnung „Phon“ festgelegt. Setzt man 1 Dyn/cm² gleich 70 Phon, so stimmt 0 Phon praktisch mit dem Schwellenwert des Ohres überein. Bemerkt sei hier noch ausdrücklich, daß die Gesamtlautstärke mehrerer Teilvorgänge sich entsprechend der logarithmischen Definition des Lautstärkemaßes durchaus nicht etwa additiv aus der Summe der Einzellautstärken ergibt; es berechnet sich z. B. die Gesamtlautstärke von zwei gleich lautstarken Einzelvorgängen von je 60 Phon nicht etwa zu 120 Phon, sondern nur zu $60 + 10 \log_{10} 2 = 60 + 3,01 =$ etwa 63 Phon, Verdoppelung im physikalischen Energiemaß bedeutet nur Erhöhung der Gesamtlautstärke um rund je 3 Phon, Verdreifachung um rund 4,7, Vervielfachung um rund 6, Ver- n -fachung um $10 \log_{10} n$ Phon!

Das Lautstärkemeßverfahren durch Hörvergleich, das in der eben angegebenen Weise in der Definition des Lautstärkebegriffes verwendet worden ist, wurde von H. BARKHAUSEN² angegeben. Das Verfahren wird in der Praxis viel verwendet, allerdings dient als Vergleichsschall

¹ In älteren Arbeiten findet man Angaben nach heute nicht mehr benutzten Phonskalen zur Basis 2 oder auch zur Basis der natürlichen Logarithmen, die letzterwähnte Skala entspricht der in der Fernmeldetechnik üblichen Neperskala. Um alte Phon zur Basis der natürlichen Logarithmen in neue Phon zur Basis 10 umzurechnen, sind die alten Werte mit 8,67 zu multiplizieren.

Die in Amerika übliche Decibelskala ist wie das Phon logarithmisch zur Basis 10 aufgebaut, ein Unterschied besteht nur insofern, als bei der Phonskala 70 Phon bei 1 dyn/cm² (1000 Hz) angesetzt wird, während der Bezugspunkt der Decibelskala so gewählt ist, daß einer Schallintensität von 10^{-16} Watt/cm² 0 Decibel entsprechen. Praktisch bedeutet dies keinen sehr großen Unterschied; die Phonwerte liegen etwa um 4 Einheiten niedriger als die amerikanischen Decibelwerte. In Deutschland wird die Bezeichnung „Decibel“ nur für Intensitätsniveaus bzw. Intensitätsunterschiede verwendet; Lautstärkeniveaus bzw. Lautstärkenunterschiede bezeichnet man in Deutschland jetzt durchweg mit Phon.

² BARKHAUSEN, H.: Z. VDI 71, 1471 (1927).

häufig nicht ein reiner Ton von 1000 Hertz, sondern ein in seiner Schallstärke durch Vergleich mit einem Normalton geeichtes Summergeräusch.

Neben dem subjektiv arbeitenden Hörvergleichsverfahren (das die Ohreigenschaften durch Einsatz des Ohres als Beobachtungsinstrument berücksichtigt), verwendet man objektiv anzeigende Lautstärkemesser; der Empfindlichkeitsgang dieser Meßinstrumente ist dem Empfindlichkeitsgang des menschlichen Ohres bei dem entsprechenden Intensitätsniveau angepaßt¹, die zur Anzeige verwendeten Meßinstrumente besitzen eine Einstellzeit, die derjenigen des Ohres nahe kommt. Die objektiv anzeigenden Geräte geben im allgemeinen eine praktisch ausreichende² Übereinstimmung mit subjektiv nach dem Hörvergleich durchgeführten Messungen, die objektiven Geräte haben den Vorteil, daß ihre Meßgenauigkeit von der individuellen Eignung des Beobachters unabhängig ist, die Messungen sind jederzeit leicht zu reproduzieren. Gewisse Schwierigkeiten haben sich bei Lautstärkemessungen an sehr kurz dauernden Impulsen ergeben, das Ohr spricht auf extrem kurze Impulse nach sehr verwickelten, künstlich nur schwer nachzunehmenden Gesetzen an (vgl. zu diesen Fragen Kap. 3, S. 42 und Kap. 8, S. 183, 185, 190).

Über die Lautstärken einer Reihe von Klängen und Geräuschen gibt die folgende Tabelle Auskunft:

	Phon	
Hämmern auf Stahlplatten ³ . Lärm in Flugzeugkabine (maximal 110, minimal 80) ⁴	110	
Nieten ³ . Motorrad ohne Schalldämpfer ⁵ . Motorräder mit Schalldämpfer (max. 97, min. 70)	100	
Preßluftbohrer ⁵ . Elektrische Hupen (max. 90, min. 80) ⁶	90	
Untergrundbahn. Stadtbahnunterführung ⁵ . Ballhupen (max. 80, min. 74) ⁶	80	} Großes Orchester ⁷
Verkehrslärm, Potsdamer Platz ⁵	70	
Kraftwagen (max. 80, min. 65), Eisenbahnwagen, inneres ⁴	60	} Großes Orchester ⁷
Umgangssprache	50	
Zerreißen von Papier ⁵	40	} Großes Orchester ⁷
Straßenlärm, Vorortgegend Berlin ⁵ Kleines	30	
Ruhige Anlagen in Vororten ⁴ Orchester ⁷	20	
Flüstern in 4 Fuß Entfernung	10	

¹ TRENDELENBURG, F.: Physic. Soc. Lond. Rep. Disc. on Audition, Juni 1931, 92. Vgl. über objektive Lautstärkemeßgeräte weiterhin E. MEYER u. W. WILLMS: Z. VDI 76, 983 (1932). — WILLMS, W.: Elektrotechn. Z. 56, 25, 53 (1935). — LÜBCKE, E.: Siemens-Z. 15, 141 (1935). — SELL, H.: Siemens-Z. 15, 147 (1935).

² Vgl. G. BAKOS u. S. KAGAN: Z. VDI 76, 145 (1932) und E. MEYER: Physic. Soc. Lond. Rep. Disc. on Audition, Juni 1931, 150. In jüngster Zeit wurden in einzelnen Fällen beträchtliche Abweichungen zwischen Messungen nach dem Hörvergleichsverfahren und nach dem objektiven Verfahren beobachtet, so z. B. bei der Messung sehr leiser Geräusche mit vorwiegend harmonischen Komponenten. Vgl. B. G. CHURCHER, A. J. KING and H. DAVIES: J. Instr. electr. Engr. 75, 401 (1934). — ³ GALT, R. H.: J. acoust. Soc. Amer. 2, 30 (1930). — ⁴ KAYE, G. W. C.: Suppl. to Nature, 15. Aug. 1931, Nr 3224. — ⁵ BAKOS, G. u. S. KAGAN: Z. VDI 76, 145 (1932). — ⁶ MEYER, E. u. W. WILLMS: Z. VDI 76, 983 (1932). — ⁷ JANOVSKY, W.

b) FOURIER-Darstellung von Schallvorgängen. FOURIER-Analyse experimentell gewonnener Kurven. Weitere Möglichkeiten zur analytischen Darstellung.

Periodisch verlaufende Schwingungsvorgänge beliebiger Form lassen sich auffassen als eine Überlagerung einer Reihe von Teilschwingungen, die Frequenzen der einzelnen Teilschwingungen sind ganzzahlige Vielfache derjenigen Frequenz, mit welcher der darzustellende Vorgang identisch wiederkehrt, der Frequenz der sog. „Grundschwingung“. Die Teilschwingungen höherer Frequenz nennt man „Oberschwingungen“ oder auch „höhere Harmonische“.

Die Berechtigung dieser Auffassung folgt aus dem Theorem von FOURIER, nach diesem gilt der Satz:

Ist eine von der Zeit t abhängige Funktion $f(t)$ in einem Bereich $T = t_2 - t_1$ stetig, so ist sie in eindeutiger Weise in diesem Bereich darstellbar durch

$$\left. \begin{aligned} f(t) = & a_1 \sin\left(\frac{2\pi}{T}\right)t + a_2 \sin 2\left(\frac{2\pi}{T}\right)t + a_3 \sin 3\left(\frac{2\pi}{T}\right)t + \dots \\ & + \frac{1}{2} a_0 \\ & + b_1 \cos\left(\frac{2\pi}{T}\right)t + b_2 \cos 2\left(\frac{2\pi}{T}\right)t + b_3 \cos 3\left(\frac{2\pi}{T}\right)t + \dots \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

oder

$$f(t) = \frac{1}{2} a_0 + \sum_{n=1}^{\infty} \left(a_n \sin n\left(\frac{2\pi}{T}\right)t + b_n \cos n\left(\frac{2\pi}{T}\right)t \right) \quad n = 1, 2, 3 \quad (10)$$

bzw. nach Umformung der Summe einer Sinus- und einer Kosinusreihe in eine einfache Sinusreihe

$$f(t) = A_0 + \sum_{n=1}^{\infty} A_n \sin\left(n\left(\frac{2\pi}{T}\right)t + \varphi_n\right) \quad (11)$$

wobei $A_0 = \frac{1}{2} a_0$ $A_n = \sqrt{a_n^2 + b_n^2}$ $\operatorname{tg} \varphi_n = \frac{b_n}{a_n}$.

Ist die Funktion $f(t)$ mit der Periode $t_2 - t_1 = T$ periodisch, so ist der obenstehende FOURIER-Ansatz ganz allgemein, also auch außerhalb des Bereiches $t_2 - t_1$ gültig. Gleichung (11) läßt sich nach Einführung der Kreisfrequenz $\omega = \frac{2\pi}{T}$ schreiben

$$f(t) = A_0 + \sum_{n=1}^{\infty} A_n \sin(n\omega t + \varphi_n). \quad (12)$$

Z. techn. Physik 12, 611 (1931). Die in dieser Arbeit enthaltenen Lautstärkeangaben beziehen sich auf Messungen an einem Zuhörerplatz im Saal in einiger Entfernung vom Orchester. In der Nähe des Orchesters sind die Lautstärken größer. Vgl. z. B. K. W. WAGNER: Berl. Ber. 1932, Nr 25, 372.

Die Funktion läßt sich also als eine Superposition einer „Grundschwingung“ mit einer Reihe harmonischer „Oberschwingungen“ darstellen.

Die FOURIER-Koeffizienten a_n bzw. b_n berechnen sich nach der Vorschrift

$$a_n = \frac{1}{T/2} \int_{t_1}^{t_2} f(t) \sin n \frac{2\pi t}{T} dt \quad b_n = \frac{1}{T/2} \int_{t_1}^{t_2} f(t) \cos n \frac{2\pi t}{T} dt. \quad (13)$$

Für manche einfache Schwingungsformen sind die FOURIER-Integrale streng lösbar, es seien hier einige typische Beispiele gebracht:

1. Rechteckkurve (Abb. 3 a). Der die Kurve beschreibende FOURIER-Ansatz lautet

$$f(t) = \frac{4A}{\pi} \left(\sin \omega t + \frac{1}{3} \sin 3 \omega t + \frac{1}{5} \sin 5 \omega t + \frac{1}{7} \sin 7 \omega t \dots \right) \quad (14)$$

Die FOURIER-Koeffizienten nehmen bei dieser Schwingungsform wie $1/n$ ab; nur die ungeradzahigen Vielfachen der Grundfrequenz treten auf.

2. Dreieckkurve (Abb. 3 c).

$$f(t) = \frac{8A}{\pi^2} \left(\sin \omega t - \frac{1}{9} \sin 3 \omega t + \frac{1}{25} \sin 5 \omega t - \dots \right). \quad (15)$$

Es treten nur die ungeraden Ordnungen auf, die Amplituden nehmen mit dem Quadrat der Ordnungszahl ab.

3. Sägekurve (Abb. 3 b).

$$f(t) = \frac{2A}{\pi} \left(\sin t + \frac{1}{2} \sin 2t + \frac{1}{3} \sin 3t + \frac{1}{4} \dots \right). \quad (16)$$

Es treten die geradzahigen und die ungeradzahigen Vielfachen auf, die Amplituden der einzelnen Teilschwingungen nehmen wie $1/n$ ab.

Streng genommen ist zur Darstellung beliebiger Schwingungsvorgänge eine FOURIER-Reihe mit unendlich vielen Gliedern erforderlich. Praktisch wird aber meist eine hinreichende Annäherung bereits mit einer verhältnismäßig kleinen endlichen Zahl von Gliedern erreicht, die Amplituden der höheren Teiltöne werden so klein, daß sie zur Gesamtschwingung nur noch wenig beitragen. Bei welchem Glied man die Entwicklung abbrechen kann, ist von Fall zu Fall verschieden, es hängt dies im wesentlichen davon ab, ob die Kurve scharfe Zacken und Spitzen aufweist oder ob sie einigermaßen gleichmäßig verläuft, im letzteren Fall genügen weniger Glieder zu einer befriedigenden Annäherung als im erstgenannten Fall. Abb. 4 zeigt anschaulich an einem Beispiel, wie die Annäherung bei Vergrößerung der Gliederzahl verbessert wird.

Auf eine Eigentümlichkeit der FOURIER-Darstellung sei noch hingewiesen: Schwingungsformen, die äußerlich auf den ersten Blick als

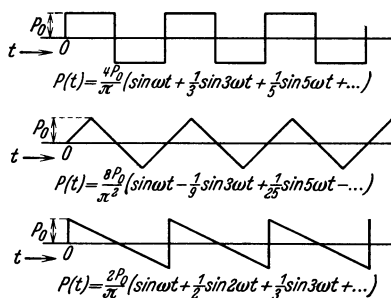


Abb. 3. Rechteckkurve, Dreieckkurve, Sägekurve.

durchaus wesensverschieden scheinen, unterscheiden sich in der analytischen Darstellung häufig nur dadurch, daß die einzelnen Teilschwingungen

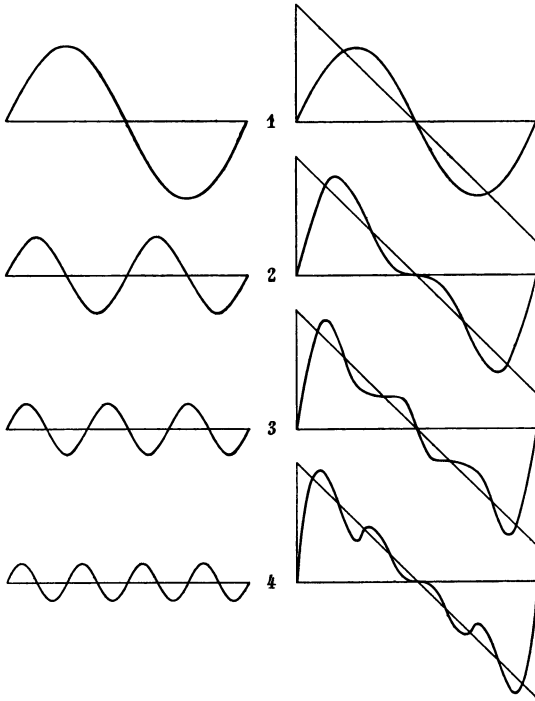


Abb. 4. Abhängigkeit der Annäherung einer FOURIER-Darstellung an den tatsächlichen Funktionsverlauf von der Zahl der FOURIER-Glieder.

verschiedene Phase aufweisen, während die Zahl und die Amplitude der Teiltöne die gleiche ist. Abb. 5 veranschaulicht einige solche Fälle. Auf die Klangfarbe ist die Phase¹ im allgemeinen von geringem Einfluß, Luftschwingungen von so verschiedener äußerer Form wie 5 a und 5 b, bzw. c und d würden also vom Ohr subjektiv trotz der großen äußerlichen Verschiedenheit der Schwingungsbilder als gleich empfunden werden.

Eine Bemerkung allgemeinerer Natur ist hier noch zu machen, sie betrifft die Frage, inwieweit es möglich ist, auch nichtperiodische Vorgänge nach FOURIER

zu zerlegen. Strenggenommen wäre es hierbei erforderlich, die Grundperiode der Darstellung gleich der gesamten Zeitdauer des Vorganges

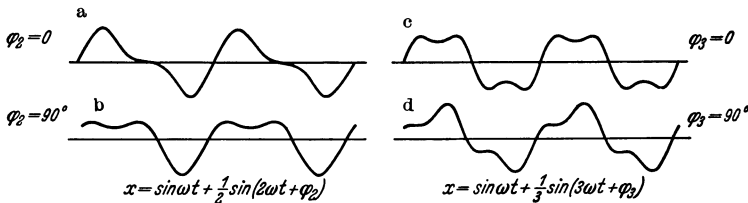


Abb. 5. Einfluß der Phase auf das äußere Schwingungsbild.

zu wählen, man würde also unter Umständen zu einer außerordentlich langen Periode der Grundschwingung kommen, und damit würde man zu befriedigender Annäherung eine ganz außerordentlich große Zahl von

¹ Unterschiede der musikalischen Klangfarbe hängen nach H. v. HELMHOLTZ (Tonempfindungen S. 207) nur ab von Anwesenheit und Stärke der Partialtöne (vgl. aber hierzu Kap. 9, S. 204.)

Teilschwingungen benötigen. Praktisch kann man sich aber häufig so helfen, daß man aus dem Schallvorgang einen gewissen Zeitraum herausgreift, der die wesentlichen Vorkommnisse umfaßt, und daß man dann mit einer Grundperiode, die diesem Zeitraum entspricht, die FOURIER-Darstellung ansetzt. Die Darstellung gilt dann für diesen Zeitraum streng. Außerhalb des herausgegriffenen Zeitraumes gilt die Darstellung aber nicht.

Die Darstellungsweise nach FOURIER ist diejenige, die man praktisch meist bei Aussagen über die Beschaffenheit von Klängen, bei der kritischen Wertung des Verhaltens von Meßapparaten gegenüber komplizierten Schallphänomenen, bei Überlegungen über die Leistungsfähigkeit von Schallübertragungsanlagen u. a. m. verwendet. Will man beispielsweise diskutieren, welche Veränderungen ein natürlicher Schallvorgang beim Durchlaufen einer Übertragungsapparatur erfährt, so zerlegt man den Vorgang zunächst in seine FOURIER-Komponenten und untersucht

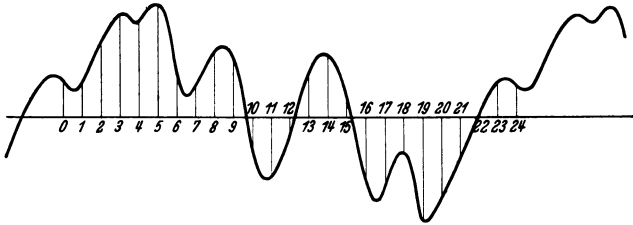


Abb. 6. Unterteilung einer experimentell gegebenen Kurve zwecks Ermittlung der FOURIER-Koeffizienten.

dann, wie jeder einzelne Teilton durch die Eigenschaften des Übertragungssystems beeinflusst wird.

Die FOURIER-Darstellung hat noch eine weitere — man kann sagen durch die Natur bedingte Bedeutung —, das Ohr zerlegt unwillkürlich Klänge sehr ähnlich dem FOURIER-Verfahren in ihre Teilklänge. Nach dem von G. S. OHM¹ aufgestellten, meist als Grundgesetz der physiologischen Akustik bezeichneten Satz empfindet das Ohr nur rein sinusförmige Schwingungen als reinen Ton, jeden anderen Vorgang löst es in die entsprechende Reihe von sinusförmigen Komponenten auf und empfindet ihn als Summe von reinen Tönen. Die zunächst rein mathematische Behandlungsweise der FOURIER-Analyse besitzt also durchaus eine gewisse physikalische und physiologische Realität.

Die Ermittlung der FOURIER-Koeffizienten experimentell gewonnener Kurven, also beispielsweise der FOURIER-Koeffizienten oszillographisch aufgezeichneter Klangbilder, kann rechnerisch, graphisch oder mechanisch erfolgen.

Zur Durchführung der rechnerischen Analyse unterteilt man zunächst die Abszisse der Kurve (Abb. 6) in eine Reihe äquidistanter Teile und mißt die diesen Teilstellen entsprechenden Ordinatenwerte. Die

¹ OHM, G. S.: Poggendorffs Ann. 59, 497 (1843).

Zahl der Teile sei $2m$, die Ordinatenwerte seien dementsprechend mit $y_1 y_2 y_3 \dots y_{2m}$ bezeichnet. Die FOURIER-Koeffizienten lassen sich dann aus den Ordinatenwerten gemäß den (den FOURIER-Integralen entsprechend gebauten) Summenformeln genähert berechnen zu

$$\left. \begin{aligned} a_n &= \frac{1}{m} \sum_{\mu=1}^{2m} y_{\mu} \sin \left(\frac{n \cdot \mu \cdot \pi}{m} \right) \\ b_n &= \frac{1}{m} \sum_{\mu=1}^{2m} y_{\mu} \cos \left(\frac{n \cdot \mu \cdot \pi}{m} \right) \\ a_0 &= \frac{1}{m} \sum_{\mu=1}^{2m} (-1)^{\mu} y_{\mu}. \end{aligned} \right\} \quad n = 1, 2, \dots, m-1 \quad (17)$$

Wie weit man die Unterteilung zu treiben hat, hängt von der Art der Schwingungsform ab, Kurven mit scharfen Krümmungen brauchen eine weitergehende Unterteilung als Kurven von einigermaßen gleichmäßigem Verlauf.

Die Rechenarbeit bei Auswertung der Summenformeln wächst mit der Feinheit der Unterteilung, d. h. also mit der Ordnungszahl der noch berechenbaren Partialschwingung rasch an, man kann die zur Ausrechnung der FOURIER-Koeffizienten benötigte Zeit etwa dem Quadrat der Ordnungszahl des höchsten noch zu erfassenden Teiltones proportional setzen.

Vorteilhaft ist es, die Unterteilung so zu wählen, daß $2m = 12$ oder $2m = 24$ wird, für diese Unterteilungen liegen Rechenschemata¹ vor, welche die Ausrechnung erleichtern, aber auch für andere Unterteilungen bis $2m = 24$ wurden schon Rechenschemata aufgestellt.

Die Rechenschemata machen von der Tatsache Gebrauch, daß in jedem Summenausdruck die Argumente der Sinus bzw. Kosinusfunktionen mehrfach wiederkehren. So lautet beispielsweise für $2m = 24$ der Ausdruck für a_1

$$\left. \begin{aligned} a_1 &= \frac{1}{12} (y_1 \sin 15^\circ + y_2 \sin 30^\circ + y_3 \sin 45^\circ + y_4 \sin 60^\circ \\ &\quad + y_5 \sin 75^\circ + y_6 \sin 90^\circ + y_7 \sin 105^\circ + y_8 \sin 120^\circ + y_9 \sin 135^\circ \\ &\quad + y_{10} \sin 150^\circ + y_{11} \sin 165^\circ + y_{12} \sin 180^\circ + y_{13} \sin 195^\circ \\ &\quad + y_{14} \sin 210^\circ + y_{15} \sin 225^\circ + y_{16} \sin 240^\circ + y_{17} \sin 255^\circ \\ &\quad + y_{18} \sin 270^\circ + y_{19} \sin 285^\circ + y_{20} \sin 300^\circ + y_{21} \sin 315^\circ \\ &\quad + y_{22} \sin 330^\circ + y_{23} \sin 345^\circ + y_{24} \sin 360^\circ, \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

ein Ausdruck, der sich durch Zusammenfassung der gleichen bzw. entgegengesetzt gleichen Argumente der verschiedenen Kreisquadranten schreiben läßt

¹ Vgl. z. B. L. ZIPPERER: Tafeln zur harmonischen Analyse periodischer Kurven, Berlin 1922. — Handbuch der Physik, herausgeg. von H. GEIGER u. K. SCHEEL, Bd. 8, S. 21. 1927; dort weitere Literatur.

$$a_1 = \frac{1}{12} \left. \begin{aligned} &(y_1 + y_{11} - y_{13} - y_{23}) \sin 15^\circ + (y_2 + y_{10} - y_{14} \\ &- y_{22}) \sin 30^\circ + (y_3 + y_9 - y_{15} - y_{21}) \sin 45^\circ + (y_4 + y_8 - y_{16} \\ &- y_{20}) \sin 60^\circ + (y_5 + y_7 - y_{17} - y_{19}) \sin 75^\circ + (y_6 - y_{18}), \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

$$\text{für } a_2 \text{ gilt } a_2 = \frac{1}{12} \left. \begin{aligned} &(y_1 + y_5 - y_7 - y_{11} + y_{13} + y_{17} - y_{19} - y_{23}) \sin 30^\circ \\ &+ (y_2 + y_4 - y_8 - y_{10} + y_{14} + y_{16} - y_{20} - y_{22}) \sin 60^\circ \\ &+ (y_3 - y_9 + y_{15} - y_{21}). \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

Die Formeln (19) und (20) zeigen anschaulich, welche Vorteile ein gutes Rechenschema, das die mit gleichem Faktor zu multiplizierenden Ordinatenwerte sofort erkennen läßt, bietet. Der Zeitbedarf für die rechnerische FOURIER-Analyse ist trotzdem im allgemeinen recht beträchtlich, bei Verwendung einer Rechenmaschine benötigt man zur Analyse bei einer Unterteilung $2m = 24$, also bei einer Analyse bis zum 11. Partialton, etwa einen halben Arbeitstag.

Wesentlich einfacher gestaltet sich die FOURIER-Analyse bei Gebrauch eines mechanischen Analysators, häufig gebraucht wird der harmonische Analysator

nach O. MADER¹. Zur Durch-

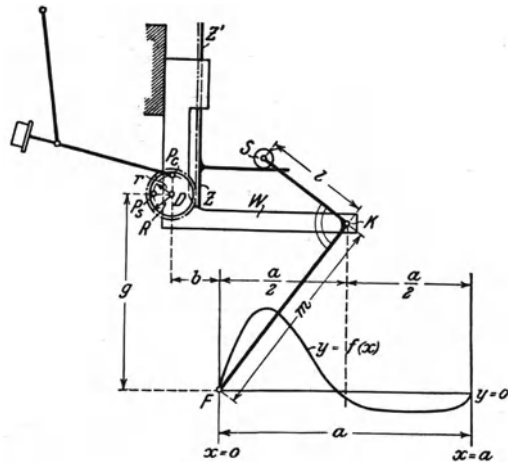


Abb. 7. Harmonischer Analysator. (Nach O. MADER.)

föhrung der Analyse führt man den am Ende des Armes des Analysators (Abb. 7) angebrachten Fahrstift F längs der (in geeignetem Maßstab gezeichneten) Kurve, und zwar über den Abschnitt einer vollen Periode entlang und dann längs der Abszissenachse wieder zum Ausgangspunkt zurück. Der am Fahrarm mit einer Rolle S angekoppelte Wagen W führt während des Entlangfahrens des Fahrstiftes längs der Kurve bzw. längs der Abszissenachse eine Auf- und Abbewegung parallel zur Ordinatenachse aus, bei dieser Bewegung dreht er über eine Zahnstange Z ein Zahnrad D . Das Zahnrad ist auswechselbar, und zwar ist die Einrichtung so getroffen, daß zur Ermittlung der Amplitude der Grundschwingung ein Rad verwendet wird, das sich beim Entlangführen des Fahrstiftes längs der Kurve bzw. längs der Abszisse einmal um seine Achse dreht bzw. wieder zurück, zur Ermittlung der Amplitude der 2. Partialschwingung

¹ MADER, O.: Elektrotechn. Z. 30, 847 (1909). Wegen weiterer mechanischer Analysatoren vgl. Handbuch der Physik, herausgeg. von H. GEIGER u. K. SCHEEL, Bd. 8, S. 23. 1927; dort ausführliche Literaturangaben.

wird ein kleineres Rad verwendet, das sich zweimal dreht, zur Ermittlung des n -ten Koeffizienten dient ein Rad, das n -Umdrehungen ausführt. Jedes Zahnrad besitzt zwei gegeneinander um 90° versetzte Aussparungen P_e bzw. P_s . In die Aussparung wird nacheinander der Fahrstift eines gewöhnlichen Polarplanimeters eingesetzt. Am Polarplanimeter kann der FOURIER-Koeffizient unmittelbar abgelesen werden, und zwar dient die eine Aussparung zur Führung des Planimeters bei der Ermittlung der Amplitude des Kosinusgliedes, der andere zur Ermittlung der Amplitude des Sinusgliedes. Die Ermittlung der FOURIER-Koeffizienten bis zur n -ten Partialschwingung erfordert also n -maliges Einsetzen von Zahnrädern und $2n$ -maliges Umfahren der Kurve. Trotzdem ist der Zeitbedarf der mechanischen Analyse nur ein verhältnismäßig geringer, man kann in wenigen Stunden eine Analyse bis zur 25. Partialschwingung mit erheblicher Genauigkeit durchführen. Neben den rechnerischen und

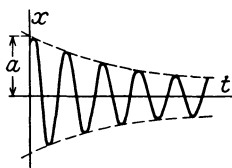


Abb. 8. Exponentiell abklingende Sinusschwingung.

mechanischen Verfahren zur FOURIER-Analyse besitzen die graphischen Verfahren nur geringe Bedeutung. Sehr wichtig sind aber in neuerer Zeit die automatischen Methoden zur Klanganalyse, und zwar in ganz besonderem Maße die automatischen elektrischen Methoden geworden. In sehr vielen Fällen erübrigt sich die Aufzeichnung einer Schallkurve, man kann den Schallvorgang unmittelbar während seines Ablaufes analysieren

und erhält in wenigen Minuten photographisch fixiert das gesamte „Schallspektrum“. Es sei diesbezüglich auf Kap. 3, S. 61 verwiesen.

Andere analytische Darstellungsformen wie die FOURIER-Darstellung (man könnte z. B. an die sonst in der Mathematik oft übliche Darstellung einer Funktion in Form einer Potenzreihe denken) werden für akustische Fragen nur selten verwendet. Für bestimmte spezielle Fälle wird gelegentlich die Darstellung nach exponentiell abklingenden Sinusfunktionen gebraucht.

Abb. 8 zeigt eine exponentiell abklingende einfache Sinusschwingung, der analytische Ausdruck für die Kurve lautet

$$x = a \sin(\omega t + \varphi) e^{-\delta t}.$$

Die Schwingung klingt um so schneller ab, je größer die Dämpfungskonstante δ (auch Dämpfungsmodul genannt) ist. Der Reziprokwert von δ gibt die Zeit an, innerhalb deren die Amplitude auf den e -ten Teil, also auf rund 37%, gefallen ist. Zu praktischen Aussagen über die Größe der Dämpfung verwendet man oft nicht den Dämpfungsmodul, sondern man charakterisiert den Abklingvorgang durch die Zahl der Dezibel, um welche der abklingende Vorgang pro Sekunde abnimmt (db/sec). Es bedeuten dann beispielsweise (vgl. S. 8) 20 db/sec , daß die Druckamplitude nach Verlauf jeder Sekunde auf den 10. Teil des Wertes

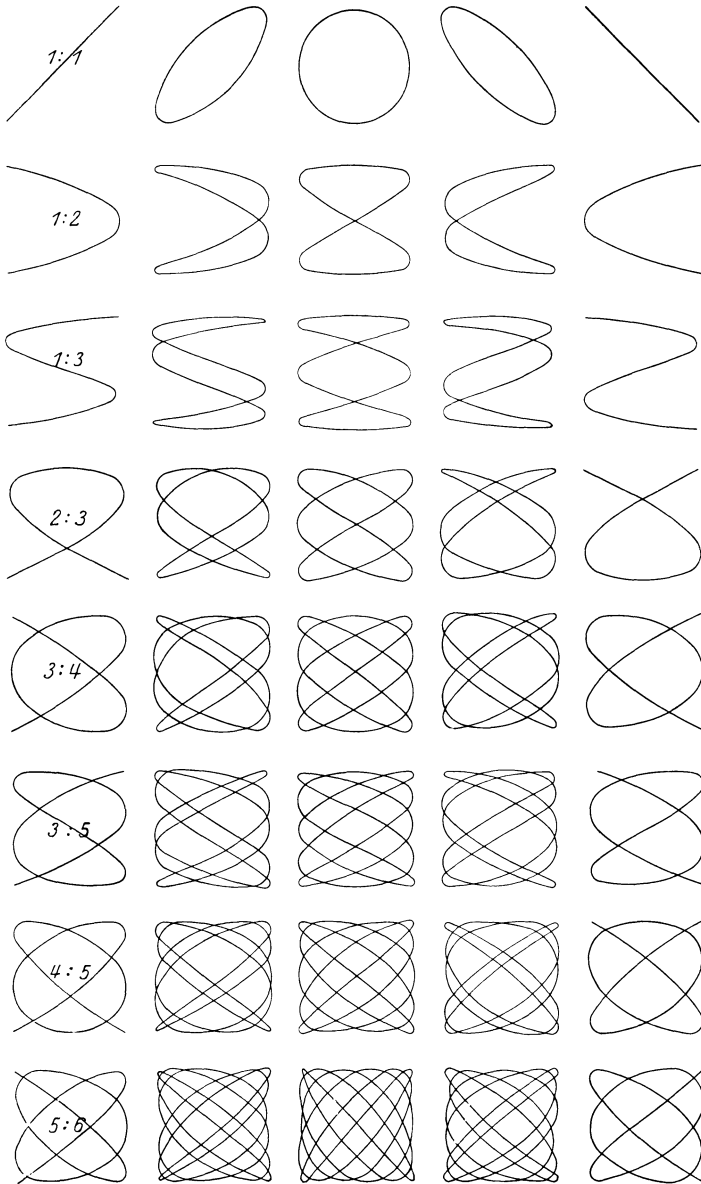


Abb. 9. LISSAJOUS-Figuren. (Die Frequenzverhältnisse der in den einzelnen Horizontalreihen dargestellten Schwingungen sind jeweils links angegeben. Die Vertikalreihen entsprechen den Phasen 0 , $\pi/4$, $\pi/2$, $3\pi/4$, π .)

am Anfang der Sekunde gefallen ist. Schließlich kann man zur Dämpfungscharakterisierung auch den Begriff des logarithmischen Dekrementes

benutzen, das Dekrement ist als der natürliche Logarithmus des Verhältnisses zweier aufeinanderfolgender Amplituden der in der gleichen Richtung liegenden Schwingungsausschläge gemäß $\delta = \ln \frac{x_1}{x_2}$ oder (bei Bezug auf die p -te und die q -te Vollschiwingung) gemäß $\delta = \frac{\ln x_p - \ln x_q}{p - q}$ definiert. Zwischen dem Dämpfungsmodul und dem logarithmischen Dekrement besteht die Beziehung

$$\delta = \frac{2\pi}{\omega} \delta = T \delta.$$

Bei Untersuchungen über die Schwingungsform periodisch längs einer geraden Linie schwingender Punkte (beispielsweise eines Punktes einer Saite oder eines von einer schwingenden Membran gesteuerten Lichtpunktes), bedient man sich oft eines von LISSAJOUS angegebenen Mittels: man kombiniert mit der zu untersuchenden Schwingung eine senkrecht dazu verlaufende rein sinusförmige, ebenfalls geradlinig erfolgende Schwingung; im Fall der Membranschwingung beispielsweise lenkt man den von der Membran gesteuerten Lichtstrahl senkrecht zu

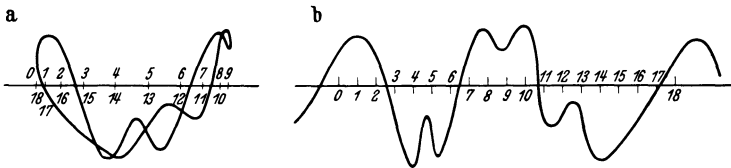


Abb. 10. Ermittlung des tatsächlichen Verlaufes einer Schwingung aus einer LISSAJOUS-Figur.

seiner ursprünglichen Schwingungsrichtung durch einen sinusförmig vibrierenden Spiegel ab. Erfolgt die hinzugefügte Schwingung in einer mit der Grundperiode des zu untersuchenden Vorganges übereinstimmenden Periode oder verhalten sich allgemeiner die Perioden wie ganze kleine Zahlen, so erhält man eine stillstehende „LISSAJOUS“-Figur. Aus deren Form kann auf die Eigenschaften der zu untersuchenden Schwingung geschlossen werden. Abb. 9 zeigt einige typische Beispiele von LISSAJOUS-Figuren. Besitzen die beiden Einzelschwingungen gleiche Frequenz, so bilden sich Ellipsen aus, deren Exzentrizität und Lage von der Amplitude und von der gegenseitigen Phase der beiden Schwingungen abhängt, bei gleicher Amplitude und bei einer Phasendifferenz von $\pi/2$ bzw. $3\pi/2$ entarten die Ellipsen zu Kreisen, bei einer Phasendifferenz 0 bzw. π zu geraden Linien, die unter 45° geneigt erscheinen. Ist das Frequenzverhältnis 1 : 2 so weisen die Figuren einen Doppelpunkt, ist es 2 zu 3, so weisen sie zwei Doppelpunkte auf.

Um aus der — beispielsweise photographisch aufgezeichneten — LISSAJOUS-Figur einer mit einer einfachen Sinusschwingung gekoppelten Schwingung komplizierter Form die tatsächliche Form dieser Schwingung zu bestimmen, geht man in folgender Weise vor: Man unterteilt diejenige

Achse der LISSAJOUS-Figur, welche parallel zur Richtung der zusätzlichen Schwingung, also senkrecht zu der zu untersuchenden Schwingung liegt, nach einer Sinusskala (Abb. 10). Dann trägt man die den Teilpunkten der Sinusskala entsprechenden Ordinatenwerte der LISSAJOUS-Kurve über einer neuen linear eingeteilten Zeitachse in der Weise auf, daß die beiden im LISSAJOUS-Bild ineinander verschlungenen Kurventeile nun längs der Zeitachse nebeneinander liegen. Man erhält auf diese Weise die Kurve, welche die tatsächliche Schwingungsform der in Frage stehenden Schwingung darstellt. Die Berechtigung dieser Konstruktion folgt ohne weiteres aus der Tatsache, daß in der LISSAJOUS-Figur jeder Punkt der ursprünglichen Schwingung durch die rechtwinkelig hinzugesetzte Schwingung entsprechend einem Sinusgesetz nach der Seite hin verschoben erscheint.

e) Ton. Klang. Klanggemisch. Geräusch. Knall. — Formant eines Klanges. — Stationärer Klangteil, Ein- und Ausschwingvorgang.

Besitzt ein Schallvorgang eine rein sinusförmige Abhängigkeit von der Zeit — verläuft also beispielsweise der Druck im Schallfeld gemäß $P = P_0 \sin \omega t$ —, so bezeichnet man den Vorgang als einen *Ton*. Enthält ein Schallvorgang nur solche Schwingungen (Teiltöne) (und zwar in *endlicher* Zahl), deren Frequenz ganzzahlige Vielfache einer bestimmten Frequenz (der Frequenz des Grundtones) sind, so wird der Schallvorgang „*Klang*“ genannt. Ein Klang ist also ein Schwingungsvorgang von der Form

$$P = P_1 \sin (\omega t + \varphi_1) + P_2 \sin (2 \omega t + \varphi_2) + \dots \quad (21)$$

Treten in einem Schallvorgang gleichzeitig mehrere Klänge (in endlicher Zahl) auf, deren Grundfrequenzen keine ganzzahligen Vielfachen besitzen, so bezeichnet man den Vorgang als Klanggemisch, der analytische Ausdruck für diese wird

$$P = \sum_1^{\mu} P_n (\sin n \omega_1 t + \varphi_n) + \sum_1^r P_m \sin (m \omega_2 t + \varphi_m). \quad (22)$$

Sind in einem Schallvorgang unperiodische Bestandteile enthalten, so nennt man ihn *Geräusch*.

Die eben gegebenen Definitionen sind vom physikalischen Standpunkt aus berechtigt, sie ergeben eine durchaus eindeutige Unterteilung der Schallvorgänge in verschiedene typische Arten. Praktisch greifen allerdings die einzelnen physikalischen Typen vielfach ineinander über und auch der Sprachgebrauch deckt sich nicht immer mit der physikalischen Definition. So ist beispielsweise der Klang eines Klaviers nicht streng periodisch, im Moment des Anschlages ist dem Klang das Hammergeräusch beigemischt, der Klang klingt dann (und zwar mit einer bei den einzelnen Komponenten meist sehr verschiedenen Dämpfung) ab; trotzdem bezeichnet man den Klavierschall im Sprachgebrauch stets

als Klang, für das Ohr ist in diesem Fall der klangähnliche Typus das hervorstechendste Merkmal.

Weiterhin ist zu bemerken, daß man subjektiv die verschiedensten Arten von Geräuschen auseinanderhalten kann, ohne daß es immer möglich wäre, die verschiedenen subjektiv häufig scharf klassifizierbaren Geräuschtypen auch physikalisch streng gegeneinander abzugrenzen. Ein Spezialfall von Geräuschen läßt sich allerdings auch physikalisch eindeutig beschreiben, es ist dies derjenige des Knalles. Unter einem Knall versteht man einen Schallvorgang, welcher so kurz andauert, daß subjektiv in keiner Weise eine Tonhöhezunordnung mehr möglich ist; dies ist dann der Fall, wenn der gesamte Schallvorgang nicht länger als etwa $\frac{1}{150}$ Sec. dauert. Wird diese Zeitdauer überschritten, so geht der Knall in ein Stoßgeräusch oder in ein Blasgeräusch über.

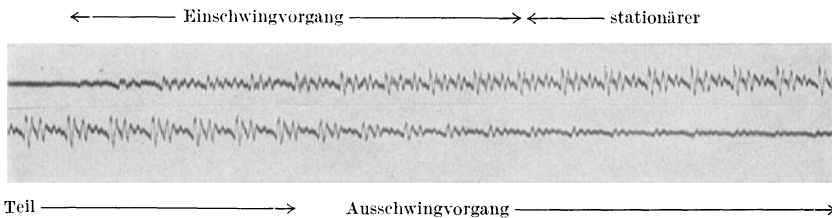


Abb. 11. Einschwingvorgang, stationärer Teil und Ausschwingvorgang eines natürlichen Klanges.

Natürliche Klänge — wie die der Sprache oder auch wie die mancher Musikinstrumente — sind vielfach durch das Vorhandensein in bestimmten festen Tonbereichen liegender Teiltöne gekennzeichnet, das Auftreten der in dem betreffenden Bereich liegenden Teiltöne verleiht dem Klang den typischen Charakter. Man nennt diese für die Erkennbarkeit des Klanges entscheidenden Tongebiete die Formantbereiche des betreffenden Klanges oder kürzer den Formant¹.

Die natürlichen Klänge sind stets nur in einem gewissen Zeitabschnitt „stationär“, der stationäre Teil wird durch einen „Einschwingvorgang“ eingeleitet und klingt dann später in einem „Ausgleichsvorgang“ wieder ab (Abb. 11). Die Teiltonverteilung in diesen „Ausgleichsvorgängen“ weicht von der Teiltonzusammensetzung der stationären Klangteile häufig stark ab, insbesondere setzen im Einschwingvorgang die einzelnen Teiltöne meist zu recht verschiedenen Zeitpunkten ein. Eine

¹ Die Bezeichnung „Formant“ sollte zweckentsprechend für in der absoluten Tonhöhe festliegende Komponenten vorbehalten bleiben, für diese war sie ursprünglich von L. HERMANN: Pflügers Arch. 58 262 (1894) in einem zunächst allerdings etwas engeren Sinn geprägt worden. In Abweichung hiervon findet man in der Literatur gelegentlich freilich die Ausdrucksweise „beweglicher Formant“ für Klänge, die durch das Auftreten von Teiltönen bestimmter *Ordnungszahl* charakterisiert sind.

d) Schwingungszahlentabellen.

I. Schwingungszahlen der temperierten 12stufigen Leiter für $a^1 = 435$ Hertz (internationale Stimmung).

	C		D		E		F		G		A		A^{is}		H
	C_{is}	D_{es}	D_{is}	E_{es}	E	F	F_{is}	G_{es}	G	G_{is}	A_{is}	A	B		
C_2	16,17	17,13	18,15	19,22	20,37	21,58	22,86	24,22	25,66	27,19	28,80	30,52			
C_1	32,33	34,25	36,29	38,45	40,74	43,16	45,72	48,44	51,32	54,38	57,61	61,03			
C	64,66	68,50	72,58	76,90	81,47	86,31	91,45	96,89	102,65	108,75	115,22	122,07			
c	129,33	137,01	145,17	153,80	162,94	172,63	182,90	193,77	205,30	217,50	230,44	244,14			
c^1	258,65	274,03	290,33	307,59	325,88	345,26	365,79	387,54	410,59	435	460,87	488,27 ¹			
c^2	517,30	548,06	580,66	615,18	651,76	690,52	731,58	775,08	821,18	870	921,74	976,54			
c^3	1034,60	1096,12	1161,32	1230,36	1303,52	1381,04	1463,16	1550,16	1642,36	1740	1843,48	1953,08			
c^4	2069,20	2192,24	2322,64	2460,72	2607,04	2762,08	2926,32	3100,32	3284,72	3480	3686,96	3906,16			
c^5	4138,40	4384,48	4645,28	4921,44	5214,08	5524,16	5852,64	6200,64	6569,44	6960	7373,92	7812,32			
c^6	8276,80	8768,96	9290,56	9842,88	10428,16	11048,32	11705,28	12401,28	13138,88	13920	14747,84	15624,64			

einwandfreie physikalische Charakterisierung der Ausgleichsvorgänge ist in der Weise möglich, daß man nacheinander einzelne entsprechend eng gewählte Zeitabschnitte nach FOURIER analysiert und dann die Analyseergebnisse der einzelnen Zeitabschnitte nebeneinander stellt, wie dies z. B. von H. BACKHAUS² für zahlreiche Sprach- und Musikklänge erfolgreich durchgeführt wurde.

¹ Die Werte für die eingestrichene Oktave wurden entnommen bei A. KALÄHNE: Grundzüge der mathematisch-physikalischen Akustik, Bd. I, S. 38/39. Leipzig u. Berlin 1910.

² BACKHAUS, H.: Z. techn. Physik **13**, 31 (1932). Auf die große Bedeutung des Verlaufes der Ausgleichsvorgänge für die Charakterisierung von Klängen hat bereits H. v. HELMHOLTZ: Die Lehre von den Tonempfindungen, 6. Aufl., S. 113, hingewiesen. Sehr wichtige Versuche über Ausgleichsvorgänge führte auch C. STUMPF: Die Sprachlaute, S. 374. Berlin 1926, durch. Dem Ohr wurden bei diesen Versuchen zeitlich eng begrenzte Ausschnitte der stationären Klangteile dargeboten, die Einschwingvorgänge und die Ausschwingvorgänge wurden abgeschnitten. Es zeigte sich, daß die Erkennbarkeit derartiger Klangausschnitte nur sehr gering ist. Trotzdem musikalisch bestens geschulte Versuchspersonen beobachteten, kamen nicht nur naheliegende Verwechselungen wie Flöte mit Stimmgabel, Kornett mit Trompete, Posaune mit Horn, Klarinette mit Oboe, Fagott mit Cello, sondern auch Verwechselungen von Stimmgabel mit Trompete, Kornett mit Violine, Waldhorn und Flöte mit Fagott, Violine mit Oboe usw. vor.

II. Schwingungszahlen der temperierten 12stufigen Leiter für $C_2 = 16$, $a^1 = 430,54$
(sog. physikalische Stimmung¹).

Töne	C	C_{dis} D_{es}	D	D_{dis} E_{es}	E	F	F_{dis} G_{es}	G	G_{dis} A_{es}	A	A_{dis} B	H
Ableitung	$\frac{cis}{(c=)1}$	$\frac{d}{cis}$	$\frac{dis}{d}$	$\frac{e}{dis}$	$\frac{f}{e}$	$\frac{fis}{f}$	$\frac{g}{fis}$	$\frac{gis}{g}$	$\frac{a}{gis}$	$\frac{ais}{a}$	$\frac{h}{ais}$	$\frac{(c=)2}{h}$
Verhältnisse zu C	1	$\sqrt[12]{2}$	$\sqrt[12]{2^2}$	$\sqrt[12]{2^3}$	$\sqrt[12]{2^4}$	$\sqrt[12]{2^5}$	$\sqrt[12]{2^6}$	$\sqrt[12]{2^7}$	$\sqrt[12]{2^8}$	$\sqrt[12]{2^9}$	$\sqrt[12]{2^{10}}$	$\sqrt[12]{2^{11}}$
Intervalle zu C in Cents	0	100	200	300	400	500	600	700	800	900	1000	1100
Intervallnamen	Prime	Sekunde		Terz		Quarte	Tritonus	Quinte	Kleine	Große	Kleine	Große
									Sexte		Septime	
Subkontra-Oktave . . . C_2	16	16,95	17,96	19,03	20,16	21,36	22,63	23,97	25,40	26,91	28,51	30,20
Kontra-Oktave C_1	32	33,90	35,92	38,05	40,32	42,71	45,25	47,95	50,80	53,82	57,02	60,41
Große Oktave C	64	67,81	71,84	76,11	80,63	85,43	90,51	95,89	101,59	107,63	114,04	120,82
Kleine Oktave c	128	135,61	143,68	152,22	161,27	170,86	181,02	191,78	203,19	215,27	228,07	241,63
1-gestrichene Oktave c^1	256	271,22	287,35	304,44	322,54	341,72	362,04	383,57	406,37	430,54	456,14	483,26
2-gestrichene Oktave c^2	512	542,45	574,70	608,87	645,08	683,44	724,08	767,13	812,75	861,08	912,28	966,53
3-gestrichene Oktave c^3	1024	1084,89	1149,40	1217,75	1290,16	1366,88	1448,15	1534,27	1625,50	1722,16	1824,56	1933,05
4-gestrichene Oktave c^4	2048	2169,78	2298,80	2435,50	2580,32	2738,75	2896,31	3068,53	3251,00	3444,31	3649,12	3866,11
5-gestrichene Oktave c^5	4096	4339,56	4597,60	4870,99	5160,64	5467,50	5792,62	6137,07	6501,99	6888,62	7298,24	7732,22
6-gestrichene Oktave c^6	8192	8679,12	9195,21	9741,98	10321,27	10935,01	11585,24	12274,13	13003,99	13777,25	14596,48	15464,44

¹ Nach C. STUMPF und K. L. SCHAEFER. (Entnommen dem Handbuch der Physik, herausgeg. von H. GEIGER u. K. SCHEEL, Bd. 8, S. 448. Berlin 1927.)

3. Untersuchungsmethoden.

a) Vorbemerkungen.

Die bei akustischen Vorgängen umgesetzten Energiemengen sind häufig nur sehr geringe (vgl. S. 6). Zur Untersuchung vieler wichtiger Schallerscheinungen stand der älteren Forschung nur das — auch heute noch in seiner Empfindlichkeit im großen und ganzen durch keinen physikalischen Schallindikator übertroffene — Ohr zur Verfügung. Die objektiv anzeigenden mechanisch oder mechanisch-optisch arbeitenden älteren Meßmethoden waren so unempfindlich und auch trotz aller im einzelnen geleisteten Entwicklungsarbeit so ungenau, daß sie nur zur Bearbeitung spezieller Aufgaben herangezogen werden konnten. Erst mit dem durch Erfindung der Verstärkerröhre ermöglichten Einsatz elektrischer Meßmethoden trat ein grundlegender Wandel ein; man ist heute in der Lage, nahezu alle Schallvorgänge mittels objektiv anzeigender Geräte mit großer Exaktheit zu untersuchen.

b) Subjektive Methoden.

Die subjektiven Methoden zur Klanganalyse lassen sich im wesentlichen in zwei Gruppen von Methoden ordnen: in solche Methoden, bei denen durch Verwendung von verschieden abgestimmten Resonanzkörpern bestimmte Teiltöne herausgegriffen und verstärkt werden, so daß sie isoliert beobachtet und ihrer Stärke nach besser abgeschätzt werden können als mit dem unbewaffneten Ohr und in solche Methoden, bei denen durch akustische Interferenzsysteme oder auch auf elektrischem Wege bestimmte Teiltongebiete herausgeschnitten werden, so daß man dann subjektiv die Veränderungen studieren kann, welche die Klänge durch das Wegfallen bestimmter Teiltonbereiche erfahren. Zu Aussagen über Klangzusammensetzungen können auch die Ergebnisse von klangsynthetischen Versuchen herangezogen werden.

H. v. HELMHOLTZ¹ benutzte zu seinen klassischen, in der Lehre von den Tonempfindungen niedergelegten Untersuchungen die Resonanzmethode, und zwar verwendete er Luftresonatoren, die vor das Ohr gebracht wurden.

Abb. 12 zeigt einen Schnitt durch einen HELMHOLTZschen Resonator, die im Hals des Resonators eingeschlossene Luftmasse schwingt als

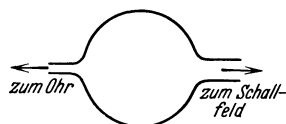


Abb. 12. HELMHOLTZ-Resonator (schematisch).

¹ HELMHOLTZ, H. v.: Die Lehre von den Tonempfindungen, 6. Aufl. S. 73, 600. Braunschweig 1913. Dort auch Angaben über Ausmaße von Resonatoren. Zur Theorie der Resonatoren vgl. z. B. F. CANAC: J. Physique (6) 7, 161 (1926). — RICHARDSON, E. G.: Sound, S. 224. London 1927. — MÜLLER-POUILLETS: Lehrbuch der Physik, 11. Aufl., 1/3, S. 437. 1929.

Masse eines Schwingungssystems, die rücktreibende Kraft des Systems entsteht durch die Luftpolsterwirkung des im Hohlraum des Resonators eingeschlossenen Luftvolumens, bei einer Verschiebung der im Hals enthaltenen Luftmasse nach innen wird ja der Druck im Inneren des Hohlraumes vergrößert, bei einer Verschiebung nach außen verkleinert und so eine rücktreibende Kraft auf die Luftmasse im Hals ausgeübt.

Die Differentialgleichung eines derartigen Resonators ist analog derjenigen eines durch eine elastische Kraft an eine Ruhelage gebundenen Massenpunktes gebaut (vgl. S. 28, Gleichung 24). Die Lösung der Differentialgleichung zeigt, daß der Resonator eine freie Eigenschwingung besitzt, für die Eigenfrequenz n_0 gilt:

$$n_0 = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\frac{R_1^2 \pi}{l_{\text{wirks}} V}} \quad (23)$$

(R_1 Radius der Resonatoröffnung, l_{wirks} = wirksame Länge des Halses = tatsächliche Länge + Öffnungskorrektur = $l + \frac{\pi R_1}{2}$, V Volumen des Resonators, c Schallgeschwindigkeit).

Der der Resonatoreigenfrequenz entsprechende Teilton eines auf den Resonator fallenden Klanges wird verstärkt gehört, und zwar um so mehr, je geringer die Dämpfung ist. Die Dämpfung rührt zum Teil von Reibungsverlusten her, zum Teil ist sie Strahlungsdämpfung, der erstgenannte Anteil wächst mit abnehmendem Halsquerschnitt, der zweitgenannte steigt mit wachsendem Halsquerschnitt.

C. STUMPF¹ beobachtete bei seinen eingehenden und aufschlußreichen Versuchen über Klangzusammensetzungen mit dem Ohr das Mitschwingen von Stimmgabeln, die subjektiv geschätzte Stärke des Mitschwingens ergab eine Stärkeklasseneinteilung der verschiedenen Teiltöne.

Beide Methoden der subjektiven Klanganalyse benötigen nur geringen apparativen Aufwand, erforderlich ist aber ein gut geschultes Gehör; ist dies vorhanden, so können beide Methoden sehr wertvolle Aufschlüsse liefern. Die Feststellungen von H. v. HELMHOLTZ, von C. STUMPF u. a., die lange Zeit vor dem Ausbau objektiver Methoden mit diesen Resonanzverfahren vorgenommen wurden, konnten fast durchweg durch die neuen objektiven Methoden bestätigt werden².

C. STUMPF³ bediente sich bei der Untersuchung der Sprachlaute auch der Methode des „Abbaus“ und „Aufbaus“ der Klänge mittels Interferenzröhren. Der in einem Raum erzeugte natürliche Klang wird dem

¹ STUMPF, C.: Berl. Ber. 1918, Nr 17, 333.

² Vgl. z. B. F. TRENDELENBURG, Wiss. Veröff. Siemens-Konz. 4/1, 1 (1925).

³ STUMPF, C.: Berl. Ber. 1918, Nr 17, 333. Über Interferenzröhrenversuch vgl. auch E. SAUBERSCHWARZ: Pflügers Arch. 61, 1 (1895). — KÖHLER, W.: Z. Psychol. u. Physiol. Sinnesorg. 58, 59 (1911); 72, 74 (1915). — BRÜCKE, E. TH. v. u. S. GARTEN: Pflügers Arch. 167, 159 (1917). — GARTEN, S.: Lpzg. Abh. 38, 1 (1921). — STUMPF, C. u. G. v. ALLESCH: Beitr. Anat. usw. Ohr usw. 17, 143 (1921). Außer

Ohr eines in einem anderen Raum befindlichen Beobachters durch ein Interferenzrohr zugeleitet. Durch die Interferenzleitung werden bestimmte Teiltongebiete unterdrückt. Aus den Veränderungen, welche die natürlichen Klänge bei Ausschaltung bestimmter Teiltongebiete erfahren, kann auf die relative Bedeutung der in den verschiedenen Tongebieten liegenden Klangkomponenten geschlossen werden.

Abb. 13 zeigt (schematisch) ein derartiges Interferenzröhrensystem. An das zur Fortleitung des Schalles von dem einen Raum zum anderen Raum dienende Rohr sind seitlich Ansatzstutzen verschiedener Länge angeschlossen. Alle Töne, für deren Wellenlänge die Beziehung besteht $l = \frac{\lambda}{4} (1 + 2n)_{n=1, 2, 3}$ (l =Stutzenlänge unter Einrechnung der Mündungs-

korrektur) werden durch Interferenz der im Ansatzstutzen sich bildenden stehenden Welle mit der fortlaufenden Welle ausgelöscht. Durch geeignete Wahl der Längen der Ansatzstutzen ist es möglich, alle Teiltöne oberhalb einer bestimmten „Grenzfrequenz“ der Leitung oder auch unterhalb einer bestimmten unteren Grenzfrequenz abzuschneiden. Man kann dann beispielsweise unter-

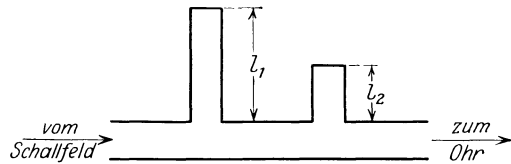


Abb. 13. Interferenzröhren. (Nach C. STUMPF.)

suchen, wie der Klangeindruck mit herunterrückender oberer Grenzfrequenz sich verschlechtert oder wie der Klangeindruck mit herabrückender unterer Grenzfrequenz sich allmählich dem richtigen nähert.

Die von C. STUMPF ausgeführten Untersuchungen sind wichtig vor allen Dingen auch für praktische Fragen der Fernsprechtechnik geworden; sie lassen klar ersehen, in welchen Frequenzbereichen die in den Sprachlauten enthaltenen Komponenten liegen und in welcher Weise die Übertragung verschlechtert wird, wenn — wie dies aus wirtschaftlichen Gründen unvermeidlich ist — der Frequenzbereich der Übertragung eingengt wird. Nach Entwicklung der elektrischen Wellenfilter sind derartige Auf- und Abbauversuche vielfach auch auf elektrischem Wege ausgeführt worden, so insbesondere an Sprach- und Musikklängen von H. FLETCHER¹ und von K. W. WAGNER², an diagnostisch wichtigen Geräuschen des menschlichen Körpers (an Herz- und Lungengeräuschen)

Interferenzröhren kann man zur Schallfilterung auch Filter benutzen, die aus Resonanzgebilden mit räumlich getrennter Masse und Direktionskraft (also ähnlich HELMHOLTZ-Resonatoren) zusammengestellt sind. Derartige Filter wurden von G. W. STEWART eingehend untersucht. Vgl. R. B. LINDSAY u. G. W. STEWART: *Acoustics*. London 1931 (Deutsch von G. SCHMIDT. Berlin 1934). Vgl. ferner E. WAETZMANN u. F. NOETHER: *Ann. Physik* (5) **13**, 212 (1932).

¹ FLETCHER, H.: *Bell Syst. techn. J.* **1/1**, 129 (1922).

² WAGNER, K. W.: *Elektrotechn. Z.* **45**, 451 (1924).

von A. PIERACH¹. Die elektrischen Filter bedingen höheren materiellen Aufwand als die akustischen Interferenzröhren, sie haben dafür aber den Vorteil, daß die Grenzfrequenz der Filter durch einfachste Schaltungsmaßnahmen sehr rasch geändert werden kann.

Über klangsynthetische Versuche sei noch folgendes bemerkt: Zur künstlichen Erzeugung von Vokalen wurde von HELMHOLTZ² ein System von elektromagnetisch-selbsterregten Stimmgabeln benutzt, das auf die Grundschiwingung und die entsprechenden Obertöne abgestimmt war. Systematische Versuche über Klangsynthese stellten C. STUMPF³ und D. C. MILLER⁴ unabhängig voneinander mit Systemen von Pfeifen an. Diese mechanisch-akustischen Arten der Klangsynthese sind heute nur noch selten benutzt, wesentlich bessere Untersuchungsmöglichkeiten bietet die Klangsynthese auf elektrischem Weg⁵. Elektrische durch Röhrensender erzeugte⁶ Schwingungen sind in Tonhöhe und in Amplitude sehr leicht und genau regelbar, auch an- und abklingende Vorgänge können auf elektrischem Wege leicht hergestellt werden⁷. Eine kritische Bemerkung zu manchen aus klangsynthetischen Versuchen gezogenen Schlüssen ist aber hier noch zu machen, es kann aus dem subjektiv ähnlichen Eindruck eines künstlichen Klanges mit einem natürlichen Klang nicht immer geschlossen werden, daß der betreffende künstliche Klang nun wirklich auch die charakteristischsten Teiltöne des natürlichen Klanges sämtlich enthält. So wird z. B. ein künstlich erzeugtes Klanggemisch von zwei rein sinusförmigen Klängen von der Frequenz 800 bzw. 1000 Hertz beim subjektiven Abhören sehr ähnlich einem auf der Tonhöhe von 200 Hertz gesungenen Vokal *A* klingen, der objektiv in dem künstlichen Klanggemisch überhaupt nicht vorhandene

¹ PIERACH, A.: Dtsch. Arch. klin. Med. **171**, 235 (1931). Vgl. auch H. A. FREDERICK u. H. F. DODGE: Bell Syst. techn. J. **3**, 531 (1924).

² HELMHOLTZ, H. v.: Die Lehre von den Tonempfindungen, S. 629, 6. Aufl. Braunschweig 1913.

³ STUMPF, C.: Berl. Ber. **17**, 333 (1918).

⁴ MILLER, D. C.: Science of musical sounds. New York 1916.

⁵ Kap. 7, S. 162. Wegen einiger älterer klangsynthetischer Arbeiten sei noch auf eine Darstellung im Handbuch der Physik, Bd. 8, S. 453. 1927 verwiesen.

⁶ Man verwendet zur elektrischen Tonerzeugung meist „Schwebungssummer“: der gewünschte Ton wird durch Überlagerung und anschließende Gleichrichtung zweier hochfrequenter Primärschwingungen hergestellt. Der Schwebungssummer besitzt vor dem gewöhnlichen niederfrequenten Röhrensummer den Vorteil, daß die Höhe des Tones ohne weiteres in weitesten Grenzen (durch Drehung des Kondensators des einen Primärkreises) willkürlich geändert werden kann. Richtig gebaute Schwebungssummer geben praktisch sinusförmige Töne. Die Tonhöhe ist von guter Konstanz. Die an den Ausgangsklemmen eines guten Schwebungssummers auftretende Spannung schwankt im gesamten Tonbereich nur um wenige Prozent. Über Schwebungssummer vgl. insbesondere R. v. RADINGER: Z. techn. Physik **14**, 197 (1933), dort weitere Literatur.

⁷ Angaben über derartige Schaltungen finden sich z. B. in einer Arbeit von G. v. BÉKÉSY: Ann. Physik (V) **16**, 844 (1934).

Ton von der Frequenz 200 Hertz wird beim Abhören subjektiv als Differenzton ($1000 - 800 = 200$) in Erscheinung treten. Trotzdem die objektive Zusammensetzung der beiden Klangphänomene eine durchaus verschiedene ist, ist die Klangwirkung eine sehr ähnliche; das Beispiel zeigt anschaulich, welche Vorsicht bei der Deutung klangsynthetischer Versuche, und zwar in besonderem Maße bei Schlüssen auf die Entstehungsweise von Schallphänomenen erforderlich sind — zwei ganz verschiedenartig entstandene Klangphänomene können subjektiv gleich wirken.

c) Objektiv arbeitende Methoden.

Die in dem letzten Jahrzehnt zur objektiven Klanguntersuchung benutzten Methoden sind fast ausschließlich elektroakustische Methoden: Die Schallphänomene werden von elektrischen Schallempfängern aufgenommen, an den Schallempfängern werden elektrische Spannungen abgegriffen, die dem Gitter einer Verstärkerröhre zugeleitet werden; nach entsprechender Verstärkung werden die vom Schall gesteuerten Schwingungen dann mit den hochwertigen Hilfsmitteln der elektrischen Meßtechnik untersucht. Die älteren mechanisch oder mechanisch optisch arbeitenden Methoden¹ haben sehr viel geringere Verwendungsmöglichkeiten als die elektrischen Methoden, man kann mit ihnen im wesentlichen Aussagen nur in ganz engen Tonbereichen machen. Die Darstellung wird sich im folgenden im wesentlichen auf die elektrischen Untersuchungsmethoden beschränken. Zunächst sollen allgemeinere Fragen des Schallempfanges und der Verstärkung besprochen werden, dann wird auf die elektrischen Methoden der Schallaufzeichnung und auf die elektrischen Methoden der automatischen Klanganalyse, denen wir ganz außerordentlich reiche Aufschlüsse über die Physik der Klänge und Geräusche verdanken, eingegangen werden.

α) Wirkungsweise der Schallempfänger. Verstärkungsfragen.

Fast sämtliche für Klanguntersuchungen praktisch benutzten Schallempfänger sind solche Empfänger, die auf die Druckänderungen im Schallfeld ansprechen. Empfänger, welche auf die Bewegung der Luftteilchen ansprechen (das in den Anfängen des Rundfunks verwendete Kathodophon stellte einen solchen Empfänger dar) oder Geschwindigkeitsempfänger werden für die Zwecke der objektiven Klanguntersuchung praktisch kaum verwendet.

Die Wirkungsweise des Druckempfängers läßt sich an einem idealisierten Empfängertyp, nämlich demjenigen einer elastisch an eine Ruhelage gebundenen, rückseitig mit einer Kapsel abgeschlossenen Kolbenmembran, übersehen.

¹ Wegen der älteren Methoden zur objektiven Schalluntersuchung vgl. z. B. Handbuch der Physik, Bd. 8, S. 593. 1927.

Eine in sich starre Platte (P) (Abb. 14) sei durch eine Direktionskraft (D) an eine Ruhelage gebunden, die Platte sei im übrigen in der Kapselöffnung leicht verschiebbar. Wird dies System in ein Schallfeld, in dem ein Druckvorgang von der Form $P = P_0 \sin \omega t$ abläuft, eingebracht, so wird auf die Membran eine Kraft $K = F \cdot P = F P_0 \sin \omega t$ (F Membranfläche) ausgeübt¹.

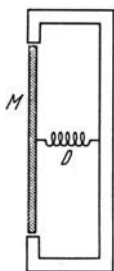


Abb. 14.
Kolbenmembran-
empfänger
(schematisch).

Die Schwingungsgleichung der Membran lautet

$$M \frac{d^2 x}{dt^2} + R \frac{dx}{dt} + D x = K_0 \sin \omega t, \quad (24)$$

wenn mit R der Reibungskoeffizient bezeichnet wird. Die Lösung der Gleichung wird²

$$x = x_0 \sin(\omega t + \varphi) + x' e^{-\frac{R}{2M}t} \sin(\omega_0 t + \chi), \quad (25)$$

$$x_0 = \frac{k_0}{M \sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \frac{\delta^2}{\pi^2} \omega_0^2 \omega^2}}, \quad \text{tg } \varphi = \frac{R \cdot \omega}{M (\omega_0^2 - \omega^2)}$$

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{D}{M}}, \quad \delta = \frac{R \pi}{M \omega_0} = \text{Dekrement der Schwingung.}$$

Die Lösung der Gleichung besteht aus zwei Teilen, im stationären Zustand braucht nur der 1. Teil berücksichtigt zu werden, die Membran führt im stationären Teil eine erzwungene Schwingung von der Frequenz ω — also der Frequenz der erregenden Kraft — aus. Beim Einsetzen der erregenden Kraft und beim Aussetzen tritt (zweiter Teil der Lösung) ein Ausgleichsvorgang auf; die gedämpft abklingende Eigenschwingung der Membran macht sich bemerkbar.

Für eine Reihe von Sonderfällen läßt sich das Verhalten des Empfängers im stationären Zustand sofort übersehen:

1. $\omega_0 \gg \omega$ „hochabgestimmter Empfänger“.
2. $\omega_0 = \omega$ „Resonanzempfang“.
3. $\omega_0 \ll \omega$ „tiefabgestimmter Empfänger“.

Zu 1. Die Lösung wird $x_0 = \frac{K_0}{M \omega_0^2}$, Amplitude der erzwungenen Schwingung und Kraftamplitude sind also im Bereich $\omega_0 \gg \omega$ durch eine frequenzunabhängige Beziehung verknüpft, der Empfänger nimmt alle diejenigen Frequenzen, die hinreichend weit unterhalb der Eigenschwingung liegen, mit gleicher Empfindlichkeit auf.

¹ Es ist hierbei vorausgesetzt, daß der Membrandurchmesser klein gegen die Wellenlänge ist; wenn diese Bedingung nicht erfüllt ist, treten Beugungseffekte auf, die die Verhältnisse komplizieren. Es tritt dann insbesondere an der Empfängergeroberfläche eine Reflexion der Schallwellen auf, die eine Druckerhöhung bewirkt [vgl. z. B. ST. BALLANTINE: Physic. Rev. (2) **32**, 988 (1928) und W. WEST: J. Inst. Electr. Engr. **67**, 1137 (1929)].

² Es ist vorausgesetzt, daß die Dämpfung des Empfängers nicht so groß ist, daß die Erregung aperiodisch wird ($R^2 < 4 M D$).

Zu 2. Für $\omega = \omega_0$ wird $x_0 = \frac{K_0}{M \omega_0^2} \frac{\pi}{d}$, an der Resonanzstelle wird das Schwingungssystem auf den $\frac{\pi}{d}$ -fachen Wert der Amplitude unterhalb der Resonanzstelle aufgeschaukelt.

Zu 3. Oberhalb der Eigenschwingung wird $x_0 = \frac{K_0}{M \omega^2}$, dort fällt also mit zunehmender Frequenz der erregenden Kraft die Amplitude der erzwungenen Schwingung, und zwar mit ω^2 ab, die höheren Komponenten werden also in diesem Gebiet gegenüber den tieferen Komponenten benachteiligt.

Die genauere Abhängigkeit der Amplitude der erzwungenen Schwingung von der Frequenz ist in dem Diagramm 15 dargestellt, als Parameter der Kurve ist die Dämpfung $d = \frac{R}{M \cdot \omega_0} = \frac{b}{\pi}$ gewählt. Der Verlauf der Kurve zeigt anschaulich die Bedeutung

des hochabgestimmten, stark gedämpften Empfängers für die Zwecke der Klanguntersuchung: für alle Teiltöne, die genügend unterhalb der Empfängerresonanz liegen, arbeitet ein derartiger Empfänger mit gleicher Empfindlichkeit oder, wie man auch sagt, frequenzunabhängig.

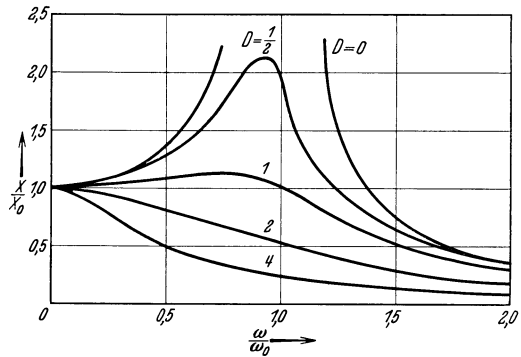


Abb. 15. Frequenzkurven eines Schwingungssystems bei verschiedener Dämpfung¹.

Die bisherigen Ausführungen beziehen sich lediglich auf stationäre Schwingungszustände — wesentlich komplizierter liegen die Verhältnisse kurz nach dem Einsetzen der Schallerregung bzw. kurz nach dem Aussetzen der Schallerregung. Der Empfänger kann beim plötzlichen Einsetzen der Erregung nicht momentan auf den im stationären Zustand gültigen Amplitudenwert springen, er geht in den stationären Zustand mit einem Einschwingvorgang über, nach dem Aussetzen der Erregung geht die Amplitude nicht momentan auf Null, sondern der Empfänger ist einem Ausschwingvorgang unterworfen. Die Ausgleichsvorgänge beschreibt der zweite Term der Lösung der Gleichung (24). In den Ausgleichsvorgängen überlagert sich die im stationären Zustand auftretende Schwingung mit der gedämpft abklingenden Eigenschwingung des Systems, der stationäre Zustand wird also um so schneller erreicht, je größer die Dämpfung des Systems ist und je höher seine Eigenschwingung liegt, das gleiche gilt für die Rückkehr des Systems in die Ruhelage bei Aussetzen der erregenden Kraft.

¹ In Abb. 15 ist versehentlich D statt d geschrieben.

In Abb. 16a—c sind derartige Ausgleichsvorgänge dargestellt¹. Bei den Abb. 16a und 16b ist angenommen, daß auf das System vom Zeitpunkt $t = 0$ bis $t = t_1$ eine konstante Kraft einwirkt. In Abb. 16c ist der Einschwingvorgang eines Systems gezeichnet, an welchem vom Zeitpunkt $t = 0$ an eine sinusförmige Wechselkraft angreift, es ist dabei vorausgesetzt, daß die Frequenz der Wechselkraft mit der Eigenfrequenz des Systems übereinstimmt.

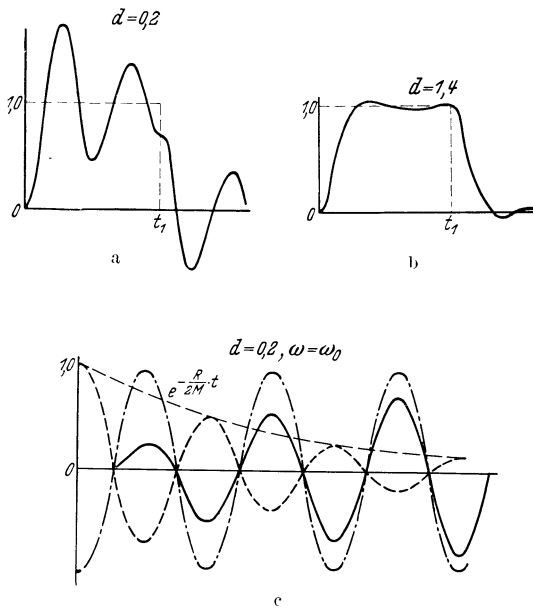


Abb. 16. Ausgleichsvorgänge eines Schwingungssystems in Abhängigkeit von der Dämpfung.

Bei den modernen, stark gedämpften und hochabgestimmten Schallempfängern laufen die Ausgleichsvorgänge so rasch ab, daß sie praktisch kaum bemerkbar werden. Anders liegen die Verhältnisse bei vielen der früher benutzten mechanischen Empfänger; bei diesen mußte man meist mit Rücksicht auf ausreichende Empfindlichkeit die Abstimmung in den Übertragungsbereich hineinlegen und außerdem war die Dämpfung meist recht gering; bei Änderungen des Schallbildes treten

dann verhältnismäßig lang anhaltende Ausgleichsvorgänge auf.

Durch ungenügende kritische Berücksichtigung der durch die Ausgleichsvorgänge bedingten Fehler wurden häufig sehr falsche Schlüsse gezogen². Eine große praktische Bedeutung besitzen die Ausgleichsvorgänge bei der Klangwiedergabe durch Lautsprecher, hier treten häufig subjektiv störende Verzerrungen durch Ausgleichsvorgänge auf³.

Gemäß der Beziehung (25) $\operatorname{tg} \varphi = \frac{R \cdot \omega}{M(\omega_0^2 - \omega^2)}$ besteht im Bereich $\omega \ll \omega_0$ kein nennenswerter Phasenunterschied zwischen erzwungener Schwingung und erregender Kraft; an der Resonanzstelle ($\omega = \omega_0$) läuft

¹ Die Kurven wurden entnommen einem Beitrag von W. JAEGER zum Handbuch der Physik, Bd. 16, S. 214. Berlin 1927.

² Vgl. Bemerkungen in Kap. 4, S. 74.

³ Vgl. H. BACKHAUS: Z. techn. Physik **13**, 31 (1932) und H. NEUMANN: Z. techn. Physik **12**, 627 (1931).

die erzwungene Schwingung 90° , bei sehr hoher Frequenz ($\omega \gg \omega_0$) 180° hinter der erregenden Kraft her. Die Phasenabweichung macht sich beim Herankommen an die Resonanzstelle um so früher bemerkbar, je stärker das System gedämpft ist. Der stark gedämpfte Empfänger verursacht also bereits verhältnismäßig weit von der Resonanzstelle entfernt Phasenfehler, diese sind allerdings für viele Aufgaben der Klanguntersuchung praktisch bedeutungslos; das menschliche Ohr nimmt Phasenfehler innerhalb gewisser Grenzen nicht wahr, so daß Aussagen über Phasenbeziehungen in Klängen häufig nur formales Interesse haben¹.

Die wichtigsten der modernen Schallempfänger — und zwar insbesondere die meisten Kondensatormikrophone — entsprechen in ihrem Verhalten etwa demjenigen des eben skizzierten Kolbenmembranempfängers, eines Empfängers also mit räumlich getrennter Masse und Direktionskraft; wir werden weiter unten auf die technische Ausführungsform und auf die akustischen Eigenschaften dieser Empfänger zu sprechen kommen. Anders ist es bei den meisten älteren Membranempfängern, bei diesen wird im allgemeinen eine straff gespannte Membran benutzt; bei der Masse und Direktionskraft räumlich verbunden sind. Bei derartigen Membranen tritt unter einer tiefsten Eigenfrequenz eine Folge von höheren Eigenfrequenzen auf. Bei der tiefsten Eigenfrequenz schwingt die Membranoberfläche überall gleichphasig, bei den höheren Eigenfrequenzen bilden sich auf der Membran Knotenkreise bzw. Knotendurchmesser aus und die einzelnen Teile der Membran schwingen gegenphasig. Die Frequenz der höheren Eigenschwingungen liegt im allgemeinen unharmonisch zu der Grundschwingung. Die Dämpfung der einzelnen Eigenschwingungen ist verschieden. Nur weit *unterhalb* der tiefsten Eigenschwingungen ist das Verhalten derartiger Membranen übersichtlich, sie verhalten sich dort ähnlich wie eine Membran mit räumlich getrennter Masse und Direktionskraft. Liegt die tiefste Eigenfrequenz nicht hoch genug — fallen also weitere Eigenfrequenzen in den Frequenzbereich der auffallenden Schallerregung —, so treten für die Schallkomponenten, deren Frequenz in der Nähe der einzelnen Eigenschwingungen der Membran liegt, schwerwiegende Fehler auf.

Die bisherigen Ausführungen beschränken sich auf Schwingungssysteme, bei denen die rückwirkende Kraft proportional der Entfernung des Systems aus der Ruhelage ist, auf Systeme also, bei denen die Direktionskraft D konstant ist. Ist diese Bedingung (wie bei vielen älteren Mikrofonen, insbesondere Kohlemikrofonen) nicht erfüllt, so treten „Amplitudenfehler“ beim Schallempfang auf, Membranbewegung und Druck im Schallfeld sind dann nicht durch einen konstanten, amplitudenunabhängigen Proportionalitätsfaktor miteinander verknüpft, es gilt also dann nicht die einfache Beziehung $x = k \cdot p$, sondern ein Ausdruck

¹ Vgl. Kap. 9, S. 204.

mit Gliedern höherer Ordnung $x = k_1 p + k_2 p^2 + k_3 p^3$. Ist die Erregung der Membran sinusförmig, so geht bei amplitudenabhängiger Direktionskraft die Sinusform der erzwungenen Schwingung verloren; es treten höhere, in dem auffallenden Schall nicht vorhandene Partialschwingungen in Erscheinung, das Kurvenbild wird „nichtlinear“ verzerrt (Abb. 17).

Als Maß der nichtlinearen Verzerrungen hat man nach K. KÜPFMÜLLER den Klirrfaktor $k = \sqrt{\frac{p_2^2 + p_3^2 + \dots}{p_1^2}}$, wobei p_1 die Amplitude der bei Abwesenheit nichtlinearer Verzerrungen allein vorhandenen

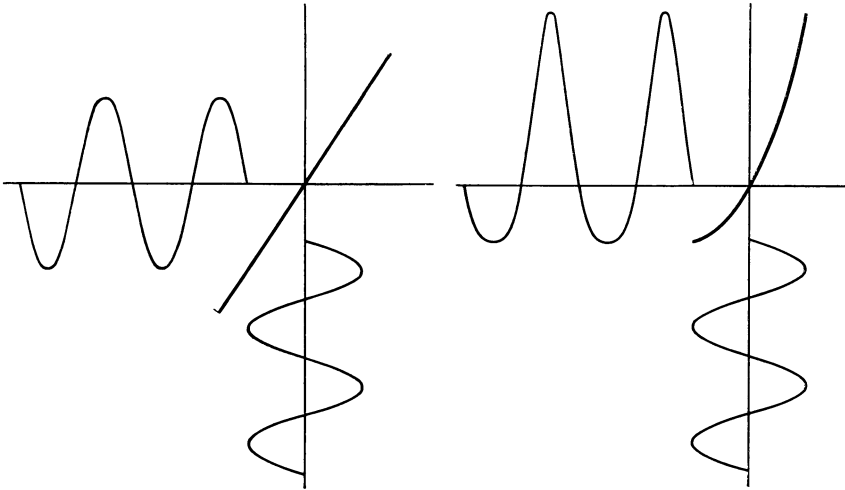


Abb. 17. Lineare und nichtlineare Amplitudencharakteristik eines Schwingungssystems.

Grundschiwingung, von der Kreisfrequenz ω , p_2 , p_3 usf. die Amplituden der durch die Nichtlinearität des Systems bedingten höheren Partialschwingungen von der Frequenz 2ω , 3ω usf. bedeuten. Greifen an einem nichtlinear arbeitenden System zwei reine sinusförmige Kräfte von der Frequenz ω_1 und ω_2 an, so treten in der erzwungenen Schwingung neben den bei einem linear arbeitenden System allein vorhandenen Schwingungen von der Frequenz ω_1 und ω_2 auch weitere, durch nichtlineare Verzerrung entstandene Komponenten, deren Frequenz sich nach dem Bildungsgesetz $\omega_K = m\omega_1 \pm n\omega_2$ ($m = 0, 1, 2, 3 \dots, n = 0, 1, 2, 3 \dots$) ermittelt, auf, es entstehen also neue, ursprünglich nicht vorhandene Komponenten. Neben den höheren Harmonischen der beiden Primärtöne entstehen also hier auch Komponenten, die in keinerlei harmonischem Verhältnis zu den Primärtönen stehen. Es ist klar, daß das Auftreten derartiger „Kombinationstöne“ einen schwerwiegenden Fehler bedeutet (vgl. Kap. 8, S. 199). Bei Klanguntersuchungen muß unbedingt darauf geachtet werden, daß nichtlineare Verzerrungen vermieden bleiben.

Als Schallempfänger für physikalische Klanguntersuchungen werden meist Kondensatormikrophone verwendet.

Beim Kondensatormikrophon nach H. RIEGGER¹ (Abb. 18) dient als schallempfindliches System eine außerordentlich dünne Metallfolie, die zwischen zwei dünnen Seidenmembranen hinter einer mit Schlitzen versehenen Platte gelagert ist; die geschlitzte Platte ist die feste, die Metallfolie die bewegliche Elektrode des Kondensators. Auf der Rückseite der Membran liegt ein etwa 2 mm starkes Luftpolster. Wird die Membran durch die im Schallfeld ablaufenden Druckschwankungen bewegt, so erhöht sich bei der Bewegung der Membran nach dem Inneren des Luftpolsters zu der Druck im Polster, bei der entgegengesetzten Bewegungsphase verringert sich der Druck. Durch die Kompressionen und Dekompressionen im Luftpolster wird auf die Membran eine Direktionskraft ausgeübt, welche bemüht ist, die Membran in die Ruhelage zurückzuführen. Die Direktionskraft ist auf Grund der Gasgesetze berechenbar, sie ist $D = \frac{K \cdot F^2 \cdot P_0}{V_0}$, wobei V_0 das Volumen des Luftpolsters, F die Membranfläche, $K = \frac{C_p}{C_v}$, P_0 den mittleren Druck bedeutet.

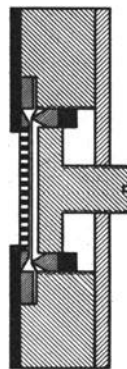


Abb. 18. Kondensatormikrophon nach H. RIEGGER. (Konstruktive Anordnung.)

Das schwingungsfähige System des RIEGGER-Kondensatormikrophons besitzt keine nennenswerte innere Direktionskraft; man kann die innere Direktionskraft der Membran zumindest für die höheren Frequenzen gegenüber der Luftpolsterdirektionskraft vernachlässigen. Die

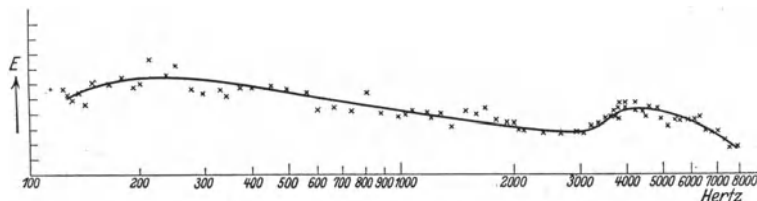


Abb. 19. Frequenzkurve eines RIEGGER-Mikrophons².

Masse des Systems beträgt rund $\frac{1}{10}$ g. Berechnet man aus der Masse und der Direktionskraft gemäß Gleichung (25) S. 28 die Eigenfrequenz, so findet man einen Wert von etwa 5750 Hertz. Die Dämpfung des Mikrophons ist, insbesondere durch die Reibung der Luft in den engen Schlitzen vor der Membran, sehr groß, die Empfindlichkeitserhöhung an der Resonanzstelle ist nur verhältnismäßig gering, störende Ausgleichsvorgänge treten nicht auf. Abb. 19 zeigt die Frequenzkurve eines

¹ Vgl. F. TRENDELENBURG: Wiss. Veröff. Siemens-Konz. 3/2, 43 (1924).

² Nach F. TRENDELENBURG: Wiss. Veröff. Siemens-Konz. 5/2, 120 (1926).

RIEGGER-Mikrophons. Der Kurvenverlauf entspricht dem theoretisch erwarteten; Abweichungen sind im wesentlichen nur bei tiefsten Frequenzen vorhanden, dort macht sich ein Nachlassen der Luftpolsterwirkung infolge von Undichtigkeiten bemerkbar.

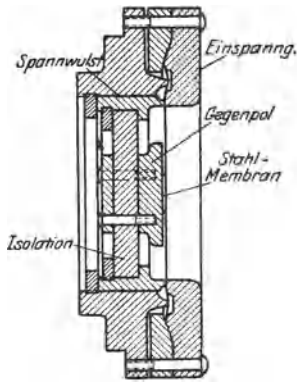


Abb. 20. Kondensatormikrophon nach E. C. WENTE. (Konstruktive Anordnung.)

Beim Kondensatormikrophon nach E. C. WENTE (Abb. 20)¹ ist das schallempfindliche System eine äußerst dünne Membran aus Duraluminium oder auch aus Stahl, hinter der Membran befindet sich in geringem Abstand eine Gegenelektrode. Die Luft zwischen Membran und Gegenelektrode wirkt als Luftpolster. Zu der durch die Luftpolsterwirkung bedingten Direktionskraft tritt als weitere Direktionskraft die von der Eigenspannung der Membran herrührende Direktionskraft. Die tiefste Eigenschwingung des Systems liegt oberhalb des akustisch wichtigsten Bereiches bei rund 17000 Hertz (vgl. die Frequenzkurve Abb. 21). Im akustischen Bereich arbeitet der Empfänger ähnlich wie ein Empfänger mit räumlich getrennter Masse und Direktionskraft (S. 28). Die höheren Eigenfrequenzen liegen so hoch über dem akustischen Bereich, daß sie für die Wirkungsweise des Empfängers als Schallempfänger bedeutungslos sind.

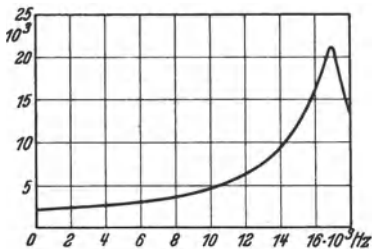


Abb. 21. Frequenzkurve eines WENTE-Mikrophons.

In seiner elektrischen Wirkungsweise arbeitet das RIEGGER-Kondensatormikrophon als „Elongationsmikrophon“, die am Ausgang des Mikrophons abgreifbare elektrische Spannung entspricht der jeweiligen Elongation der Empfängermembran aus der Ruhelage; und zwar erfolgt die Umsetzung der Membranbewegung in elektrische Vorgänge durch eine Hochfrequenzschaltung.

Das Mikrophon liegt als Kapazität in einem Hochfrequenzschwingungskreis (Abb. 22). Die Frequenz¹ der Hochfrequenzschwingung wird

¹ WENTE, E. C.: *Physic. Rev.* (2) **10**, 39 (1917). — CRANDALL, I. B.: *Physic. Rev.* (2) **11**, 449 (1918). — Über Kondensatormikrophone mit gespannter Membran vgl. auch H. LUEDER u. E. SPENKE: *Elektr. Nachr.-Techn.* **11**, 20 (1934). — OLIVER, D. A.: *J. sci. Instrum.* **7**, 113 (1930). — HARRISON, H. C. u. P. B. FLANDERS: *Bell Syst. techn. J.* **11**, 451 (1932). — HALL, W. M.: *J. acoust. Soc. Amer.* **4**, 83 (1932) und insbesondere die Ausführungen von E. LÜBCKE im Handbuch der technischen Akustik (Handbuch der experimentellen Physik, Bd. 17, 2, S. 190f. Leipzig 1934).

so gewählt, daß der Arbeitspunkt im Ruhezustand sich etwa auf halber Höhe der Resonanzkurve befindet (Abb. 23). Fällt Schall auf den

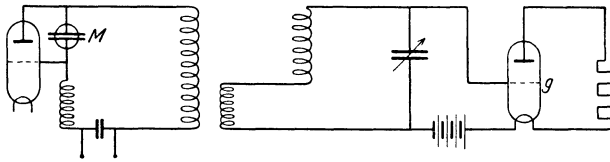


Abb. 22. Hochfrequenzschaltung eines Kondensatormikrophons. (Nach H. RIEGGER.)

Empfänger, ändert sich also infolge der Membranbewegung der Abstand Membran — feste Elektrode und damit die Kapazität des Mikrophons, so läuft der Arbeitspunkt in der einen Phase auf der Resonanzkurve in die Höhe, in der entgegengesetzten herunter, der Hochfrequenzstrom im Resonanzkreis erfährt also eine Amplitudenmodulation, welche der Membranbewegung und damit also dem Druck im Schallfeld entspricht. Die Amplitudenmodulation erfolgt kurvengetreu ohne nichtlineare Verzerrungen dann, wenn der geradlinige Teil des Resonanzkurvenastes nicht überschritten wird. Am Ausgangswiderstand eines an den Hochfrequenzkreis angeschlossenen Gleichrichtrohres kann dann eine niederfrequente Spannung abgegriffen werden, deren Größe dem Druck im Schallfeld entspricht². Die Empfindlichkeit des Mikrophons beträgt ungefähr 15 mV/Dyn/cm² am Ausgangswiderstand der Hochfrequenzschaltung.)

Das WENTE-Mikrophon wird meist in einer Niederfrequenzschaltung benutzt: mit dem Mikrophon in Serie liegt eine Hilfsbatterie von etwa 2—300 Volt Spannung und ein hochohmiger Widerstand (Abb. 24). Ändert sich infolge der Schall-schwingungen die Mikrophonkapazität, so treten im Mikrophonkreis Verschiebungsströme und damit am OHMSchen Widerstand Spannungen

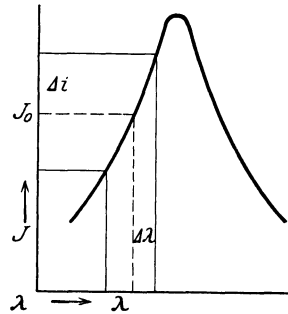


Abb. 23. Methode der halben Resonanzkurve. (Nach H. RIEGGER.)

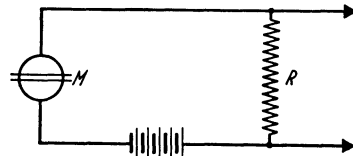


Abb. 24. Niederfrequenzschaltung eines Kondensatormikrophons.

¹ Die Frequenz der Hochfrequenzschwingung muß sehr hoch liegen gegen die noch zu übertragenden Schallfrequenzen, sonst machen sich die Ausgleichsvorgänge der Hochfrequenzkreise störend bemerkbar.

² Man kann statt der Schaltung der „halben Resonanzkurve“ auch andere Hochfrequenzschaltungen zum Nachweis der Kapazitätsänderungen verwenden, eine kritische Würdigung der verschiedenen Schaltungsmöglichkeiten bringt L. KOZMA in seiner Karlsruher Dissertation (1934): „Schaltungen zur Bestimmung kleiner Kapazitätsänderungen.“

auf. Solange $\Delta C \ll C_0$ und $R \gg \frac{1}{\omega C}$ ist die am Widerstand auftretende Spannung frequenzunabhängig und amplitudenunabhängig mit der Kapazitätsänderung verknüpft. Wäre die Beziehung $\Delta C \ll C_0$ nicht erfüllt, so würden sich nichtlineare Verzerrungen bemerkbar machen; die Kapazitätsänderungen sind aber bei den normalen Schallvorgängen so klein, daß nichtlineare Vorgänge vernachlässigbar sind. In den tiefen Frequenzen, für die die Beziehung $R \gg \frac{1}{\omega C}$ nicht mehr erfüllt ist, nimmt die Empfindlichkeit mit abnehmender Frequenz ab, es ist also sehr wichtig, den OHMSchen Widerstand genügend groß zu wählen. Soll die Frequenz von 50 Hertz noch einigermaßen richtig übertragen werden, so ist (bei einer Mikrofonkapazität von etwa 100 cm) ein Widerstand von 10^8 Ohm erforderlich. An die Isolation des Gitters des an diesen Widerstand angeschlossenen Eingangsrohres des Verstärkers werden sehr erhebliche Anforderungen gestellt. Die Gitterisolation muß einen sehr hohen Wert besitzen, sonst wird der wirksame Widerstand herabgesetzt, und die tiefen Frequenzen gehen verloren. Aber noch eine zweite Schwierigkeit macht sich beim Anschluß des Verstärkerrohres bemerkbar; es muß die Kapazität C_g der Eingangsseite des Verstärkerrohres (also die Summe der Gitterkapazität und der Eigenkapazität der Zuleitung) klein sein gegen die Eigenkapazität des Mikrophons, andernfalls eine Empfindlichkeitsverringering eintritt. Die Erfüllung dieser beiden Bedingungen wird sehr erleichtert, wenn man die Verbindung zwischen Mikrofon und erstem Verstärkerrohr so kurz wie möglich hält, am besten ist es, das Eingangsrohr räumlich unmittelbar mit dem Kondensatormikrofon zusammenzubauen; die Anordnung ist dann auch verhältnismäßig unempfindlich gegen äußere elektrische Störungen.

Die Absolutempfindlichkeit eines Mikrophons, Bauart WENTE, liegt bei etwa $0,1 \text{ m V/Dyn/cm}^2$, bezogen auf die Spannung an den Enden des Widerstandes.

Auch elektrodynamische Mikrophone — vor allen Dingen das Bändchenmikrofon nach W. SCHOTTKY und E. GERLACH¹ — sind zu Klanguntersuchungen benutzt worden. Das schallempfindliche System des Bändchens ist eine außerordentlich leichte Aluminiumfolie, die im Feld eines starken Magneten gelagert ist. Fällt Schall auf das Bändchen, so wird dieses senkrecht zum Magnetfeld hin und her bewegt, an den Enden des Bändchens treten dann elektrische Spannungen auf.

Die mechanische Wirkungsweise des Bändchens im einzelnen ist wesentlich komplizierter als diejenige der bisher behandelten Mikrophone². Elektrisch arbeitet das Bändchenmikrofon als Geschwindig-

¹ SCHOTTKY, W.: Physik. Z. **25**, 672 (1924). — GERLACH, E.: Physik. Z. **25**, 675 (1924).

² Vgl. insbesondere auch Tonfilm, Aufnahme und Wiedergabe. Herausgeg. von F. FISCHER u. H. LICHTER, 1931. S. 158. — HARTMANN, C. A.: Z. techn. Physik **13**,

keitsmikrophon, die an den Enden des Leiters auftretende Spannung ist der jeweiligen Bändchengeschwindigkeit proportional.

Der Bändchenwiderstand ist sehr gering, zwecks Verbesserung der Anpassung des elektrischen Widerstandes des Bändchens an den Eingangswiderstand des Verstärkers ist die Zwischenschaltung von Übertragern zwischen Bändchenmikrophon und Verstärker unumgänglich erforderlich. Die Ausführung des Übertragers erfordert, wenn Übertragungsfehler vermieden werden sollen, erhebliche Sorgfalt (vgl. hierzu S. 43).

In Abb. 25 ist die Frequenzkurve eines Bändchenmikrophons wiedergegeben. Die Absolutempfindlichkeit des Bändchens beträgt etwa

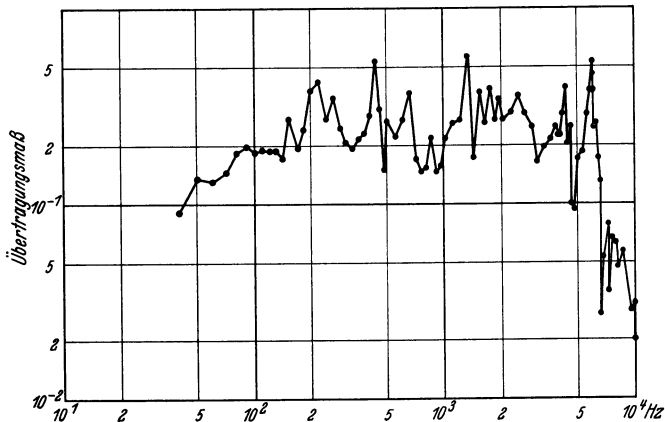


Abb. 25. Frequenzkurve eines Bändchenmikrophons. (Nach C. A. HARTMANN.)

0,3 mV/Dyn/cm², bezogen auf die Ausgangsspannung des auf einen Leitungswiderstand von 300 Ohm angepaßten Übertragers.

Kondensatormikrophone und das Bändchenmikrophon sind bei richtiger Verwendungsweise praktisch frei von nichtlinearen Verzerrungen.

Gewöhnliche Fernsprechmikrophone sind für die Zwecke der objektiven Klanguntersuchung nicht brauchbar, bei diesen Mikrophonen läßt man, um eine möglichst hohe Empfindlichkeit zu erhalten, Eigenschwingungen verhältnismäßig geringer Dämpfung im akustischen Bereich zu. Abb. 26 zeigt die Frequenzkurve eines normalen Fernsprechmikrophones, die Eigenresonanzen der Membran sind deutlich zu erkennen. Die gewöhnlichen Fernsprechmikrophone arbeiten mit erheblichen Amplitudenfehlern, die einseitige Anlagerung der Membran an die Kohlefüllung führt zu nichtlinearen rückwirkenden Kräften, es machen sich Klirröne

9 (1932). — Auch in Amerika sind neuerdings Bändchenmikrophone entwickelt worden. Vgl. E. C. WENTE u. A. L. THURAS: Bell Syst. Techn. J. 10, 565 (1931) und J. WEINBERGER, H. F. OLSON und F. MASSA: J. acoust. Soc. Amer. 5, 139 (1933).

bemerkbar. Wie groß die Nichtlinearität bei gewöhnlichen Fernsprechmikrophonen ist, zeigt (nach Messungen von C. A. HARTMANN¹) Abb. 27. Die gewöhnlichen Fernsprechmikrophone zeigen Rauscheffekte. Das Rauschen stört die Aufnahme leiser Schallphänomene. Auch besitzen

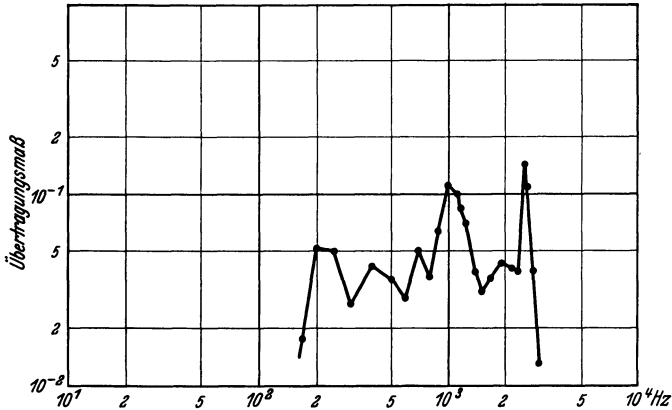


Abb. 26. Frequenzkurve eines Fernsprechmikrophons. (Nach C. A. HARTMANN.)

sie einen Schwellenwert; sie sind also nur oberhalb eines gewissen Intensitätsniveaus verwendbar. Wesentlich günstiger verhalten sich einige Kohlemikrophontypen, die speziell für Rundfunkübertragungszwecke entwickelt wurden, so z. B. die Doppelmikrophone (Abb. 28), bei diesen schließt die Membran beiderseits an die Kohlefüllung an, so daß die nichtlinearen Effekte geringer sind.

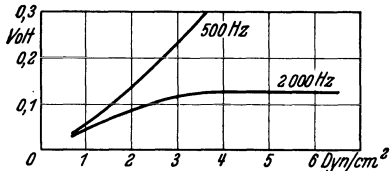


Abb. 27. Amplitudencharakteristik eines Fernsprechmikrophons. (Nach C. A. HARTMANN.)

Beim REISS²-Mikrophon (Abb. 29) ist das Kohlepulver in eine aus einem Marmorblock ausgesparte Mulde eingefüllt. Die Mulde ist nach vorn durch eine dünne Gummi- oder auch Glimmermembran abgeschlossen. Der Strom wird parallel zur Membran durch das Kohlepulver geschickt.

Die große Zahl der am Mikrophoneneffekt beteiligten Einzelkontakte, die diese Anordnung liefert, führt dazu, daß Unregelmäßigkeiten des Einzelkontaktes sich relativ wenig ausprägen, der Rauschpegel liegt verhältnismäßig niedrig. Die Frequenzkurve des REISS-Mikrophons (Abb. 30) ist günstig, die Linearität läßt aber zu wünschen übrig³.

¹ HARTMANN, C. A.: Elektr. Nachr.-Techn. 4, 375 (1927).

² Vergl. Tonfilm, Aufnahme und Wiedergabe. Herausgeg. von F. FISCHER u. H. LICHT: 1931. S. 170.

³ BRAUNMÜHL, H. v.: Z. techn. Physik 15, 617 (1934).

Auch bei dem Stabmikrophon nach H. SELL¹ ist eine große Anzahl von Kohlekontakten gleichzeitig am Mikrophoneffekt beteiligt: der Rauscheffekt ist sehr gering. Das schallempfindliche System ist eine langgestreckte Membran aus dünnstem Glimmer, die Membran ist an den Längsrändern eingespannt, die Breite der Membran beträgt nur wenige Millimeter, die Eigenschwingung liegt sehr hoch. Hinter der Membran liegt eine größere Anzahl von Kammern, die mit dem Kohlematerial gefüllt sind. Abb. 31 zeigt die Frequenzkurve eines derartigen Empfängers.

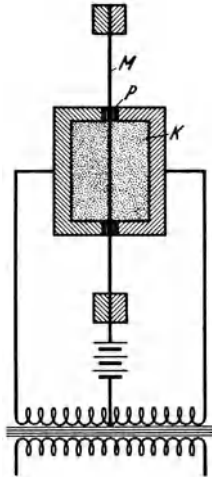


Abb. 28. Doppelmikrophon (schematisch).

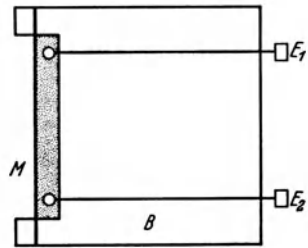


Abb. 29. REISS-Mikrophon. (Konstruktive Anordnung.)

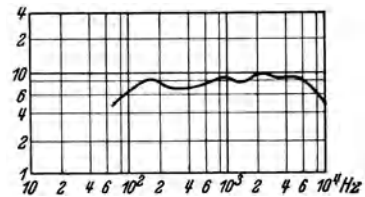


Abb. 30. Frequenzkurve eines REISS-Mikrophons.

Bei einigen speziellen Aufgaben der Klanguntersuchung handelt es sich nicht um eigentliche Luftschallphänomene, sondern um solche, die

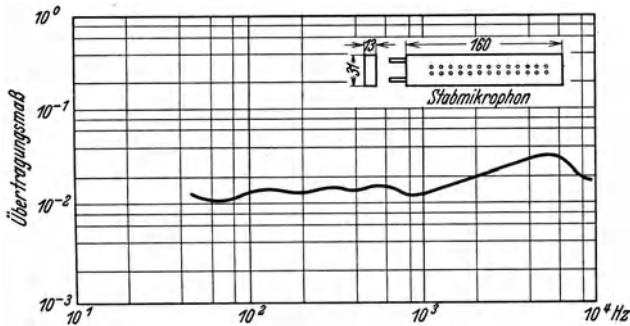


Abb. 31. Konstruktive Anordnung und Frequenzkurve eines Stabmikrophons. (Nach H. SELL.)

ursprünglich in einem festen Medium ablaufen, so z. B. bei der Untersuchung der Schallphänomene, die bei der Herzaktion oder auch bei der Aktion der Lungen im Körper auftreten. Der große Unterschied der Schallwiderstände der Luft und der Körperwandung bedingt es, daß

¹ SELL, H.: Z. techn. Physik 15, 30 (1934).

nur ein sehr kleiner Teil der Gesamtleistung der betreffenden Schallquellen von der Körperwand in die Luft abgestrahlt wird — mit Luftschallempfängern —, mit denen man zunächst die Untersuchungen über die medizinisch wichtigen Schallphänomene meistens durchführte, kann man also nur verhältnismäßig geringe Teile der Gesamtenergie für die Untersuchung ausnutzen. Bei dem Körperschallempfänger nach H. SELL¹ ist die Empfängerschallhärte der Körperschallhärte ungefähr angepaßt. Man kommt bei diesem Empfänger mit wesentlich geringerem Aufwand an elektrischer Verstärkung aus als bei der Verwendung von Luftschallempfängern, auch ist der Körperschallempfänger gegen Störungen durch

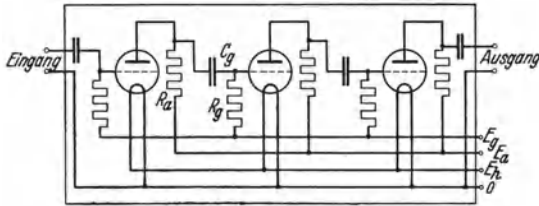


Abb. 32. Widerstandsverstärker (Schaltschema).

Luftschall verhältnismäßig unempfindlich.

Über die Wirkungsweise der zur Klanguntersuchung benutzten Verstärker und über die wichtigsten, in Verstärkern entstehenden Übertragungsfehler sei kurz² folgendes bemerkt:

Zu Klanguntersuchungen wird hauptsächlich der kapazitiv gekoppelte Widerstandsverstärker verwendet. Abb. 32 zeigt schematisch die Schaltungsart eines derartigen Verstärkers; die verstärkte Spannung am Ausgang der einzelnen Verstärkerröhre wird jeweils an den Enden eines OHMSchen Widerstandes R_a abgegriffen und über einen Koppelkondensator C_g dem Gitterwiderstand R_g des nächsten Rohres zugeführt. Die Wechselspannung E_a an der Ausgangsseite jedes Rohres hängt mit der Wechselspannung am Eingang E_g nach der Beziehung zusammen:

$$\frac{E_a}{E_g} = \frac{1}{D \left(1 + \frac{R_i}{R_a} \right)}, \quad (26)$$

R_i ist der innere Widerstand des Rohres, D der Durchgriff und R_a der gesamte äußere Widerstand.

Das Verhältnis $\frac{E_a}{E_g} = v$ (Verstärkungsfaktor) wird nach (26) um so größer, je kleiner der Durchgriff D des Rohres ist. Trotzdem ist es nicht vorteilhaft Röhren allzu kleinen Durchgriffs zu wählen. Bei Röhren kleinen Durchgriffes ist der innere Widerstand meist sehr groß, dementsprechend müßte dann gemäß (26) der äußere Widerstand sehr groß

¹ SELL, H.: Med. Klin. 28, 150 (1932). Vgl. auch F. SCHEMINZKY: Z. exper. Med. 57, 470 (1927). — FREDERICK, H. A. u. H. F. DODGE: Bell Syst. techn. J. 3, 531 (1924).

² Ausführliche Theorie der Verstärkerschaltungen vgl. H. BARKHAUSEN: Elektronenröhren, Bd. 1, S. 62. 1924. Eine kritische Darstellung über Verstärker gibt insbesondere auch R. FELDTKELLER in Tonfilm, Aufnahme und Wiedergabe, herausgeg. von F. FISCHER und H. LICHTER, S. 191. Leipzig 1931.

gewählt werden, um eine entsprechende Verstärkung zu gewährleisten. Die Verwendung eines sehr hohen äußeren OHMSchen Widerstandes würde Schwierigkeiten bei der Verstärkung der höheren Frequenzen verursachen, parallel zu diesem Widerstand liegt ja die unvermeidliche Kapazität der Schaltung; ist der OHMSche Widerstand sehr groß, so macht sich diese Nebenschlußkapazität bereits bei verhältnismäßig niedrigen Frequenzen störend bemerkbar, der Verstärkungsfaktor fällt dann mit steigender Frequenz wegen der kapazitiven Belastung des Rohres ab; durch den Einfluß dieser Parallelkapazität ist die Verstärkung nach hohen Frequenzen hin begrenzt.

Solange der kapazitive Widerstand der Koppelungskapazität $R_c = \frac{1}{\omega C_g}$ klein gegen R_g bleibt, liegt praktisch die gesamte Wechselfspannung am Ausgangswiderstand R_a auch am Gitterwiderstand R_g . Ist diese Bedingung nicht mehr erfüllt, so muß der Spannungsabfall an der Koppelungskapazität berücksichtigt werden, am Gitterwiderstand R_g tritt dann nur ein Teilbetrag der Ausgangsspannung des Vorrohres nutzbar auf, die Verstärkung des kapazitiv gekoppelten Widerstandsverstärkers ist durch diesen Effekt nach tiefen Frequenzen hin begrenzt. Für die kritische Wertung der Leistungsfähigkeit von Verstärkerapparaturen müssen die genannten Effekte unbedingt in Rechnung gestellt werden. Zu bedenken ist vor allen Dingen auch, daß ein an sich kleiner Einzelfehler im Frequenzgang der einzelnen Verstärkerstufe im Gesamtverstärkungsgrad sich bereits recht stark bemerkbar machen kann: der Verstärkungsgrad und damit auch die Fehler des Verstärkungsgrades wachsen exponentiell mit der Zahl der Verstärkerstufen an. Bei sachgemäßer konstruktiver Durchbildung lassen sich Verstärker bauen, die bei einer Gesamtspannungsverstärkung von 10^3 — 10^4 im Frequenzbereich von unterhalb 50 bis oberhalb 10000 Hertz eine praktisch gleichmäßige Verstärkung aufweisen.

Für manche Fälle der Klanguntersuchung werden Verstärker benötigt, deren Verstärkungsgrad frequenzabhängig ist. So hat es sich für die objektive Lautstärkemessung als notwendig erwiesen, Meßgeräte zu verwenden, deren Frequenzgang dem Frequenzgang der Ohrempfindlichkeit angepaßt ist (vgl. S. 183). Den gewünschten Frequenzgang stellt man sich durch entsprechende elektrische Dimensionierung des Verstärkers her. Das menschliche Ohr ist bei tiefen Frequenzen sehr unempfindlich, mit wachsender Frequenz nimmt die Empfindlichkeit zu, um dann nach Durchlaufen eines sehr flachen Maximums wieder abzufallen. Bei großem Lautstärkeniveau erfolgt die Empfindlichkeitszunahme verhältnismäßig langsam (etwa mit ω), verwendet man zur Verstärkung einen Widerstandsverstärker, in welchem in einer Verstärkerstufe durch zu kleine Wahl des Koppelungskondensators die hohen Frequenzen bevorzugt werden, so kann man eine Verstärkungskurve herstellen,

bei der die Verstärkung bis zu einem bestimmten Frequenzbereich ebenfalls wie ω zunimmt, eine Verstärkungskurve also, deren Verlauf etwa der Empfindlichkeitskurve des menschlichen Ohres bei großer

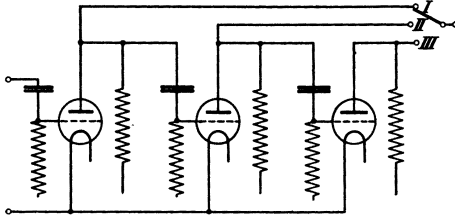


Abb. 33. Verstärker mit gehörähnlicher Frequenzkurve (Schaltschema).

auffallender Intensität entspricht. Bei mittlerem Intensitätsniveau erfolgt die Zunahme der Ohrempfindlichkeit rascher (etwa wie ω^2), ein Kurvenverlauf, der sich durch einen Widerstandsverstärker nachahmen läßt, in welchem die Koppelungskapazitäten in zwei Verstärker-

stufen entsprechend klein bemessen sind, der Verstärkungsfaktor nimmt dann in dem in Frage stehenden Frequenzbereich mit ω^2 zu. Schließlich kann der Verlauf der Gehörempfindlichkeit bei sehr geringen Intensitäten

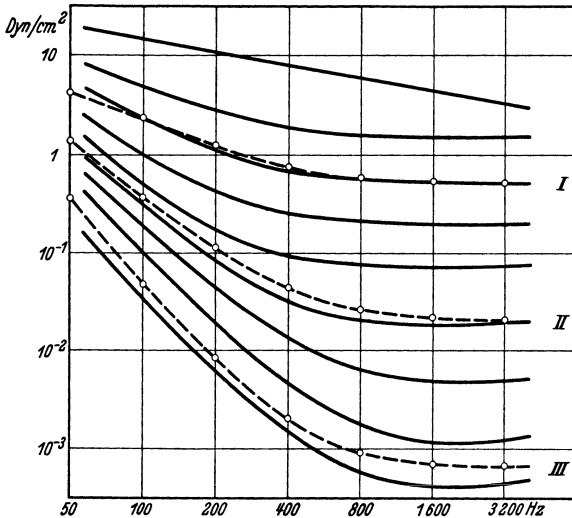


Abb. 34. Kurven gleicher Verstärkung eines gehörähnlich arbeitenden Verstärkers und Kurven gleicher Lautstärke.

durch einen Verstärker gut nachgeahmt werden, der in drei Stufen ein verhältnismäßig kleines Koppelungsglied aufweist. Abb. 33 zeigt die Schaltungsweise¹ eines derartigen gehörähnlichen Verstärkers, der Frequenzgang des Verstärkungsfaktors stellt sich hier automatisch je

¹ Diese Schaltung ist von H. PAULI vorgeschlagen worden. Vgl. F. TRENDELENBURG: Phys. Soc. Lond., Rep. Disc. on Audition, Juni 1931. S. 44. Auch die im Bereich der hohen Frequenzen benötigten Korrekturen lassen sich auf elektrischem Weg leicht herstellen.

nach der benötigten Verstärkung, d. h. also nach dem Intensitätsniveau des auffallenden Schalles, ein. Die Kurven gleicher Verstärkung dieses Verstärkers passen sich, wie Abb. 34 zeigt, sehr gut den Kurven gleicher Lautstärke an.

Über die Fehlermöglichkeiten bei Zwischenübertragern sowie Vor- und Nachübertragern — wie man sie aus Gründen der Rohrerparnis oder aus Anpassungsgründen verwendet — ist folgendes zu sagen:

Nach tiefen Frequenzen hin ist die Übertragung wesentlich durch die Größe der Induktivität L_1 begrenzt, der Übertrager läuft bei tiefen Frequenzen praktisch unbelastet, ist L_1 und damit der induktive Widerstand ωL_1 klein, so tritt wegen der schlechten Anpassung an den inneren Widerstand nur eine geringe Spannung am Übertrager auf. Die untere Grenzfrequenz der Übertragung liegt bei

$$f_T = \frac{R_e}{2\pi L_1}, \quad (27)$$

wobei $R_e = \frac{R_i \cdot R_a}{R_i + R_a}$ den inneren Widerstand der „Ersatzspannungsquelle“ bedeutet.

Bei hohen Frequenzen wird die Übertragung begrenzt durch die Größe der sekundärseitigen Kapazität C_s (Wicklungskapazität + wirksame dynamische Kapazität Gitter-Glühdraht), die obere Grenzfrequenz liegt bei

$$f_H = \frac{1}{2\pi R_e C_s \ddot{u}^2} \quad (28)$$

(\ddot{u} Übersetzungsverhältnis des Übertragers).

Schließlich spielt noch die Streuinduktivität σL_1 (σ Streukoeffizient = $1 - \frac{L_{12}^2}{L_1 \cdot L_2}$, L_{12} gegens. Indukt) eine entscheidende Rolle; ist die Streuinduktivität σL_1 groß, so tritt an dieser ein die Übertragung beeinträchtigender Spannungsabfall auf. Es muß die Bedingung eingehalten werden:

$$\sigma \leq \frac{f_T}{2f_H} \quad (29)$$

setzt man als untere Grenzfrequenz 50, als obere 7000 Hertz, so muß also $\sigma \leq 3,5 \times 10^{-3}$ bleiben. Der Streukoeffizient ist um so kleiner, je höher die Permeabilität des verwendeten Übertragerbleches ist. Streukoeffizienten, die der Gleichung (29) genügen, lassen sich nur bei Verwendung hochpermeabler Materialien gewährleisten.

Die Wirkungsweise von Vorübertragern (zur Anpassung eines geringen inneren Widerstandes beispielsweise eines Bändchenmikrophons an den hohen Eingangswiderstand eines Verstärkers) bzw. eines Nachübertragers (zur Anpassung des hohen inneren Widerstandes eines Rohres beispielsweise an den geringen inneren Widerstand der Spule eines

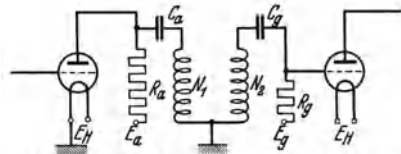


Abb. 35. Verstärker mit Zwischenübertrager (Schaltschema).

elektrodynamischen Lautsprechers) läßt sich an einem der Abb. 35 ähnlichen Ersatzschema diskutieren, insbesondere spielt auch für derartige Überträger die Streuinduktivität eine entscheidende Rolle¹. —

Die Bestimmung des Verstärkungsgrades und der Frequenzkurve von Verstärkern läßt sich in folgender Weise vornehmen: Eine Spannungsquelle einstellbarer Frequenz — am besten ein Schwebungssummeer — liegt an einem Potentiometer *B* (Abb. 36). Am Potentiometer abgegriffene Spannungen werden wechselweise über den Verstärker bzw. unmittelbar einem Röhrenvoltmeter zugeführt. Die Spannungen werden so abgeglichen, daß das Röhrenvoltmeter mit und ohne Verstärker den gleichen Ausschlag zeigt, sind R_1 bzw. R_2 die betreffenden Widerstände am Potentiometer bei Abgleichung, so ist $\frac{R_1 + R_2}{R_1}$ die „Spannungsverstärkung“ des Verstärkers.

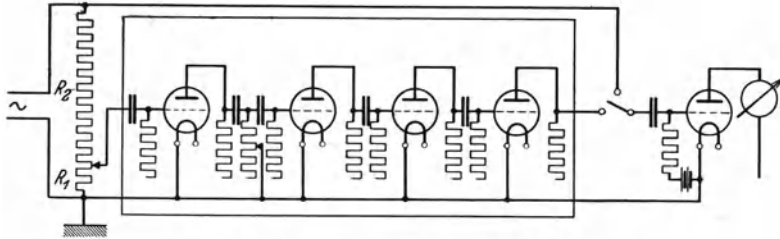


Abb. 36. Eichung von Verstärkern (Schaltschema).

Nichtlineare Verzerrungen lassen sich in Verstärkern dann praktisch vollständig vermeiden, wenn man sorgfältig darauf achtet, daß die geradlinigen Teile der Röhrencharakteristiken (richtige Wahl der Gittergleichspannung!) bzw. der Magnetisierungskurven der Übertrager (Vermeidung der Vormagnetisierung durch Anodengleichstrom!) nicht überschritten werden.

Praktisch störende Verzerrungen durch Ausgleichsvorgänge treten in richtig gebauten Verstärkern nicht auf.

Eine Eichung von Schallempfängern kann nach verschiedenen Methoden vorgenommen werden. Es ist möglich, die Schallempfänger in Schallfelder bestimmter Intensität einzubringen, und dann die vom Empfänger abgegebene Spannung unter Zwischenschaltung eines Verstärkers bekannten Verstärkungsgrades zu messen (Eichung im „freien Schallfeld“). Man kann auch den Empfänger in einen kleinen Hohlraum einsetzen, in dem eine Druckschwankung definierter Amplitude hergestellt wird. Schließlich kann bei manchen Empfängertypen das schallempfindliche System auch durch eine Wechselkraft definierter Größe,

¹ Zur Wirkungsweise und zu den Fehlermöglichkeiten von Verstärkern vgl. die eingehenden Darlegungen von R. FELDTKELLER in Tonfilm, Aufnahme und Wiedergabe, herausgeg. von F. FISCHER u. H. LICHTER, S. 191f. Leipzig 1931.

beispielsweise durch eine elektrostatische Wechselkraft, erregt werden. Zwischen der erstgenannten Eichart und den beiden anderen Eicharten besteht ein grundsätzlicher Unterschied: Nur bei der erstgenannten Art wird der Empfänger unter den Bedingungen geeicht, unter welchen er tatsächlich dann auch bei Klanguntersuchungen benutzt wird, insbesondere machen sich bei dieser Eichart die an der Empfängeroberfläche zustande kommenden Beugungseffekte ebenso bemerkbar wie bei der praktischen Verwendung.

Bei den letztgenannten Methoden scheiden diese Effekte bei der Eichung aus, Übereinstimmung zwischen der ersterwähnten und den anderen Methoden ist also nur an solchen Empfängern zu erwarten, an denen keine nennenswerten Beugungseffekte auftreten, d. h. also an Empfängern, deren Ausdehnung durchweg sehr klein ist gegen die Wellenlänge der höchsten, noch in dem in Frage stehenden Schallvorgang vorkommenden Komponente.

Zu Empfängereichungen im freien Schallfeld kann die Methode der RAYLEIGH'schen Scheibe¹ benutzt werden, in einem mit stark absorbierendem Material ausgekleideten Raum befindet sich ein Lautsprecher zur Schallfelderregung und eine RAYLEIGH'sche Scheibe, die zur Intensitätsmessung dient (Abb. 37). Unmittelbar neben der RAYLEIGH'schen Scheibe hängt das Mikrophon, dessen Empfindlichkeit bestimmt werden soll.

Die RAYLEIGH'sche Scheibe ist ein außerordentlich leichtes, an einer sehr dünnen Aufhängung befestigtes Scheibchen. Hängt die Scheibe im Ruhezustand schräg zur Schallrichtung, so ist sie beim Auftreffen von Schall auf Grund eines aerodynamischen Effektes bestrebt, sich quer zur Fortpflanzungsrichtung (also in die Wellenfläche) des Schalles einzustellen. Das auf die Scheibe ausgeübte Drehmoment wird nach der von W. KÖNIG² aufgestellten Theorie

$$M = \frac{2}{3} \rho v_0^2 r^3 \sin 2\vartheta \quad (30)$$

¹ TRENDLENBURG, F.: Wiss. Veröff. Siemens-Konz. 5/2, 120 (1926). — Über einige neuere Untersuchungen vgl. z. B. M. KOTANI: Proc. phys.-math. Soc. (Jap.) (3) 15, 30 (1933) und P. KOTOWSKI: Elektr. Nachr.-Techn. 9, 404 (1932).

² KÖNIG, W.: Wiedem. Ann. 43, 43 (1891).

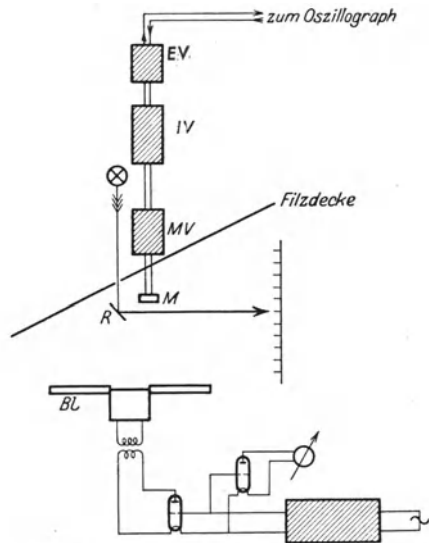


Abb. 37. Eichung von Schallempfängern mittels der RAYLEIGH'schen Scheibe.

(ρ Luftdichte, v_0 Teilchengeschwindigkeitsamplitude, r Scheibenradius, ϑ Winkel zwischen Scheibe und Schallrichtung). Zwischen dem Drehmoment und dem mit Spiegelbeobachtung abgelesenen Drehwinkel α besteht die Beziehung $M = D \cdot \alpha$, wobei D die Torsionskraft der Aufhängung bedeutet. Die Torsionskraft ist aus einer Schwingungsdauerbeobachtung berechenbar, es gilt nämlich $D = \frac{4\pi^2}{T^2} \cdot K$, K ist das Trägheitsmoment der Kreisscheibe, das aus den geometrischen Daten der Scheibe folgt¹.

Aus der nach (30) ermittelten Geschwindigkeitsamplitude der Luftteilchen kann dann gemäß (6) die Intensität und die Druckschwankung am Empfänger berechnet werden.

Die skizzierte Eichmethode kann insofern als fundamental wichtig bezeichnet werden, als sie in verhältnismäßig einfacher Weise die Eichung eines Empfängers in absolutem Maß ermöglicht. Sie führt diese Eichung auf eine einfache Zeitmessung (Beobachtung der Schwingungsdauer), auf die Messung eines Winkelausschlages, auf eine Längenmessung (Bestimmung des Scheibendurchmessers) und auf eine Wägung (Bestimmung des Scheibengewichtes zwecks Berechnung des Trägheitsmomentes) zurück. Dieser prinzipiellen Einfachheit steht eine erhebliche praktische Schwierigkeit gegenüber: die RAYLEIGHsche Scheibe ist außerordentlich empfindlich gegen Luftzug, sie kann demnach nur in absolut dichten Innenräumen im Laboratorium durchgeführt werden, auch ist ihre Absolutempfindlichkeit nicht sehr groß, man kann rechnen, daß man Messungen bis herab zu Druckschwankungen von etwa 1 Dyn/cm² am Empfänger durchführen kann.

Zur Erregung von Druckschwankungen definierter Größe in kleinen Hohlräumen zwecks Eichung eines an den Hohlraum angeschlossenen Empfängers benutzt man häufig das Thermophon². Wird durch einen Draht oder durch eine Folie ein Wechselstrom gesandt, so entsteht durch die JOULEsche Wärme im Draht eine Temperaturschwankung, deren Periode mit der Periode der Wechsellistung übereinstimmt. Bei Beschickung des Drahtes mit einem reinen Wechselstrom von der Periode n läuft also die Temperaturschwankung mit der Periode $2n$ ab; wird dem Wechselstrom noch ein Gleichstrom, dessen Stärke groß ist gegen die Stärke des Wechselstroms, überlagert, so erfolgt die Temperaturschwankung mit der Periode n . Die Temperaturschwankungen teilen sich durch Wärmeleitung der unmittelbar an den Leiter angrenzenden Mediumschicht mit und in dieser entstehen dann gemäß den Gasgesetzen Druckschwankungen. Nach der von H. D. ARNOLD und I. B. CRANDALL³

¹ Für eine sehr dünne Kreisscheibe vom Radius r und der Masse M wird
$$K = \frac{Mr^2}{4}.$$

² Vgl. E. C. WENTE: *Physic. Rev.* **10**, 39 (1917).

³ ARNOLD, H. D. u. I. B. CRANDALL: *Physic. Rev.* (2) **10**, 22 (1917).

sowie von E. C. WENTE¹ aufgestellten Theorie kann die Größe der Druckschwankung, die von einem Thermophon in einem Hohlraum bestimmter Größe erzeugt wird, auf Grund der elektrischen, thermischen und geometrischen Daten des Thermophons berechnet werden.

Thermophone sind als Normschallquelle für Eichzwecke und Meßzwecke vielfach verwendet worden, bei sorgfältiger Ausführung und bei genauer Durchführung der Berechnungen ergeben sich gut reproduzierbare Werte. Thermophone lassen sich sehr klein ausführen, was für manche Meßzwecke von Vorteil ist, so kann man sie beispielsweise bei Ohrempfindlichkeitsmessungen in den Gehörgang selbst einführen. Ein Nachteil ist die verhältnismäßig geringe Maximalbelastbarkeit der Thermophone und der geringe, mit dem der sonstigen elektromagnetischen oder elektrodynamischen Schallerzeugern nicht vergleichbare Wirkungsgrad, Umstände, die die Erzeugung nur verhältnismäßig kleiner Druckamplituden zulassen.

Eine Eichmethode, die bei Kondensatormikrophonen mit gespannter Membran — also solchen ähnlich der von WENTE angegebenen Bauart — vielfach erfolgreiche Verwendung gefunden hat, ist die Eichmethode mittels elektrostatischer Kräfte nach E. MEYER². Die Empfängermembran wird hierbei nicht durch ein Schallfeld entnommene Kräfte angeregt, sondern durch elektrostatische Kräfte, die man zwischen der Membran und einer festen Hilfelektrode angreifen läßt.

Abb. 38 zeigt eine Schaltung, die zur elektrostatischen Eichung eines Kondensatormikrophons benutzt werden kann: eine Wechselspannungsquelle — vorteilhaft ein Schwebungstonsender — erzeugt eine Wechselspannung, die zwischen der zu eichenden Membran und der Hilfelektrode angelegt wird. Auf die Membran wirkt dann eine Kraft, die dem Quadrat des Momentanwertes der Wechselspannung proportional ist, eine Kraft, deren Frequenz also $2n$ ist, wenn n die Frequenz der Wechselspannung ist; wird der Wechselspannung eine wesentlich größere

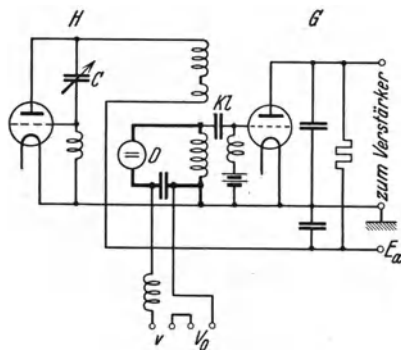


Abb. 38. Elektrostatische Eichung eines Kondensatormikrophons³.

¹ WENTE, E. C.: Physic. Rev. (2) 19, 333 (1922). — Vgl. auch F. TRENDELENBURG: Wiss. Veröff. Siemens-Konz. 3/1, 212 (1923). — WAETZMANN, E. u. W. GEFFCKEN: Physik. Z. 34, 234 (1933). — GEFFCKEN, W. u. L. KEIBS: Ann. Physik (5) 16, 404 (1933). — FRANKE, E.: Ann. Physik (5) 20, 780 (1934).

² MEYER, E.: Elektr. Nachr.-Techn. 3, 290 (1926); 4, 86 (1927). — Vgl. weiter M. GRÜTZMACHER u. E. MEYER: Elektr. Nachr.-Techn. 4, 203 (1927) und C. A. HARTMANN: Elektr. Nachr.-Techn. 4, 86 (1927).

³ Entn. C. A. HARTMANN: Elektr. Nachr.-Techn. 4, 86 (1927).

Gleichspannung überlagert, so läuft die Kraft mit der Periode n ab. Aus der Größe der Wechsellspannung und aus der Größe der Entfernung zwischen Membran und Gegenelektrode läßt sich die auf den Empfänger wirkende Kraft berechnen. Das Kondensatormikrophon wird bei der Eichung in einer Hochfrequenzschaltung betrieben; die erzwungene Membranbewegung wird beispielsweise mittels der Methode der halben Resonanzkurve nach H. RIEGGER in niederfrequente Wechsellspannungen umgesetzt; durch geeignete Drosseln werden Hoch- und Niederfrequenzseite der Schaltung gegeneinander verriegelt.

β) Schallaufzeichnung.

Die älteren, rein mechanisch oder auch mechanisch-optisch arbeitenden Methoden zur Schallaufzeichnung waren nur von beschränkter Verwendungsmöglichkeit. Die Kurventreue der Aufzeichnung war sehr gering. Man war zur Erreichung genügender Empfindlichkeit gezwungen, sich mit verhältnismäßig tief abgestimmten Apparaten zu begnügen, Resonanzstörungen waren unvermeidlich. Aufschlüsse über höherfrequente Vorgänge konnten nicht gewonnen werden. Die in neuerer Zeit entwickelten Methoden der elektrischen Schallaufzeichnung sind den mechanischen bzw. mechanisch-optischen Verfahren an Güte und an Empfindlichkeit außerordentlich überlegen.

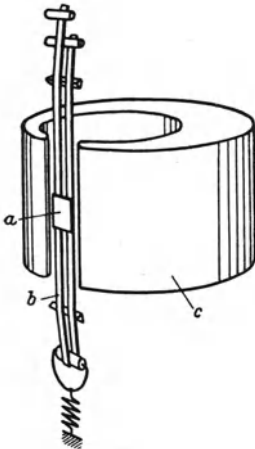


Abb. 39. Schleifenoszillograph.
(Konstruktive Anordnung,
nach F. EICHLER u. W. GAARZ.)

Zur Aufzeichnung der vom Schallempfänger über einen Verstärker gesteuerten Ströme werden Oszillographen verwendet.

Für Klanguntersuchungen viel benutzt wird der Schleifenoszillograph, wie er in Deutschland von Siemens & Halske¹ entwickelt worden ist.

Der aufzuzeichnende Strom wird durch eine in einem Magnetfeld angebrachte Schleife aus feinem Metallband geleitet (Abb. 39), infolge der Wechselwirkung zwischen Strom und Magnetfeld wird jeweils der eine Teil des Leiters in der einen, der andere Teil in der entgegengesetzten Richtung, und zwar senkrecht zur Feldrichtung bewegt, ein auf der Schleife befestigter kleiner Spiegel führt also Drehbewegungen aus. Die Spiegeldrehungen werden mittels eines Lichtstrahls auf einem vorbeilaufenden Film (Abb. 40) registriert.

¹ Über den neuesten Siemens-Oszillograph vgl. F. EICHLER u. W. GAARZ: Siemens-Z. 1930, 598, 635. — Über die Theorie des Oszillograph vgl. insbesondere auch H. BUSCH: Physik. Z. 13, 615 (1912).

Die Differentialgleichung für die Drehschwingung lautet:

$$K \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} + R \frac{\partial \varphi}{\partial t} + D \varphi = J \cdot \xi \cdot l \quad (31)$$

(K Trägheitsmoment des Spiegelchens (einschließlich des durch die mitbewegte Dämpfungsflüssigkeit bedingten zusätzlichen Trägheitsmomentes, R Reibungskoeffizient, D Torsionskraft der Bänder). Die Gleichung ist völlig analog der auf S. 28 diskutierte Schwingungsgleichung (24) der elastisch aufgehängten Masse gebaut. Die dort abgeleiteten Sätze gelten also ganz analog auch für die erzwungene Drehschwingung des Registriersystems des Oszillographen; kurvenrichtige Abbildung erfordert hinreichend hohe Abstimmung

$n_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{K}{D}}$ und

genügend starke Dämpfung des Schleifensystems. Durch eine Feder wird die Schleife gespannt; je höher die Federspannung, desto höher liegt die Eigenfrequenz der Torsionsschwingung der Oszillographenschleife. Der auf der Schleife befestigte Spiegel ist sehr klein ausgeführt, das Trägheitsmoment des Systems ist daher gering. Zur Dämpfung dient Öl, das in das Schleifengehäuse eingefüllt wird, die Dämpfung hängt hierbei von der Viskosität des Öles ab, sie kann also durch die Ölsorte in gewissen Grenzen verändert werden.

Über die Lage der Abstimmung und über die Empfindlichkeit der Schleifen des Siemens-Oszillographen gibt die folgende Tabelle Auskunft:

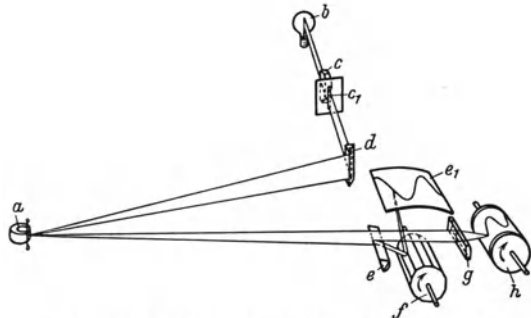


Abb. 40. Strahlengang im Schleifenoszillograph.
(Nach F. EICHLER und W. GAARZ.)

Über die Lage der Abstimmung und über die Empfindlichkeit der Schleifen des Siemens-Oszillographen gibt die folgende Tabelle Auskunft:

Typen- bezeich- nung	Widerstand in Ohm	Eigenfrequenz in Hertz (in Luft)	Empfindlichkeit	
			benötigte mA pro mm auf der Trommel	Belastbarkeit mA
I	1,0	5 500	1,2	100
II	1,0	10 000	3,5	100
III	1,0	2 500	2,0	100
IV	4,5	3 000	0,25	20
V	4,5	2 000	0,075	4

Bei Einbringung in Öl sinkt die Eigenfrequenz der Schleifen um etwa 30%, und zwar einerseits wegen der Vergrößerung des Trägheitsmomentes des Systems durch die mitschwingende Flüssigkeitsmasse,

andererseits infolge der Wirkung der Dämpfung. Bemerkte sei, daß für Spezialzwecke (Tonfilm) Schleifen mit einer Eigenfrequenz von 20 000 Hertz hergestellt worden sind.

Bei unmittelbarem galvanischem Anschluß der Schleife an das Ausgangsrohr des Verstärkers liegt eine schlechte Anpassung vor: der Schleifenwiderstand beträgt nur einige Ohm gegen einen inneren Röhrenwiderstand von der Größenordnung 1000 Ohm und mehr; so günstig der unmittelbare galvanische Anschluß vom Standpunkt der Kurventreue aus ist (der Anodenstrom entspricht dann verzerrungsfrei der am Gitter des Rohres angreifenden Spannung), so ungünstig ist diese Schaltung vom Standpunkt der Empfindlichkeit der Anordnung aus. Durch richtige Anpassung des Schleifenwiderstandes an den inneren

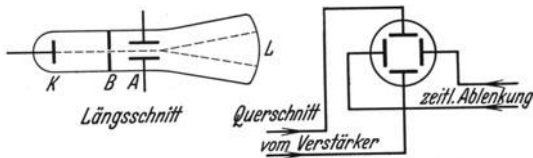


Abb. 41. BRAUNSCHES Rohr (schematisch.)

Widerstand des letzten Rohres durch einen Zwischenübertrager geeigneten Wickelungsverhältnisses kann die Empfindlichkeit sehr gesteigert werden, es muß allerdings sorgfältig darauf geachtet werden, daß der Übertrager nicht seinerseits Verzerrungen hervorruft (vgl. S. 43).

Aufzeichnungen bis zu extrem hohen Frequenzen sind mit dem „BRAUNSCHEN Rohr“¹ möglich: ein von einer Kathode ausgehender Elektronenstrahl wird durch ein von dem zu untersuchenden Vorgang gesteuertes elektrisches Feld oder auch durch ein magnetisches Feld aus seiner geradlinigen Bahn abgelenkt; die Bewegungsspur des Kathodenstrahlflecks wird photographisch aufgenommen oder auch subjektiv auf einem Leuchtschirm beobachtet. Abb. 41 zeigt die Anordnung eines Kathodenstrahloszillographen mit elektrostatischer Ablenkung, die Elektronen werden durch eine Glühkathode erzeugt und durch ein Blenden-system zu einem scharfen Strahl ausgeblendet. Im Rohr befinden sich zwei senkrecht zueinander angeordnete Ablenkplattensysteme. An das eine Plattensystem wird die von dem zu untersuchenden Vorgang gesteuerte Spannung E_1 , an das andere eine Hilfsspannung E_2 angelegt, durch diese Hilfsspannung wird also der Kathodenstrahlfleck in einer zur Ablenkungsrichtung der zu untersuchenden Spannung senkrechten Richtung abgelenkt. Legt man an das eine Elektrodenpaar eine der Zeit proportionale Hilfsspannung (z. B. mittels Kondensatorentladung), so beschreibt der Kathodenstrahlfleck einen Weg, der unmittelbar die

¹ BRAUN, F.: Ann. Physik, (N. F.) **60**, 552 (1897). — ALBERTI, E.: BRAUNSCHES Kathodenstrahlröhren und ihre Anwendung. Berlin 1932. Dort eingehende Angabe über Konstruktion, elektrische Zeitablenkung usw., ausführliche Literaturhinweise. — v. ARDENNE, M.: Die Kathodenstrahlröhre und ihre Anwendung in der Schwachstromtechnik. Berlin 1933.

Schwingungsform des zu untersuchenden Vorgangs darstellt. Legt man an das Elektrodenpaar eine sinusförmige Hilfsspannung, so kann man periodische Schwingungsvorgänge als LISSAJOUS-Figuren darstellen (vgl. S. 18).

Mit einem Hochvakuumkathodenstrahlzillograph können Schwingungen bis zu einer Frequenz von etwa 10^9 Hertz erfaßt werden. Mit Gas gefüllte Kathodenstrahlzillographen arbeiten — infolge der Trägheit der Gasionen nur bis etwa 10^4 Hertz; der durch die Gasfüllung erreichten besseren Konzentration des Kathodenstrahles und der hierdurch bedingten besseren Abbildungsschärfe steht also als Nachteil ein wesentlich kleinerer Frequenzumfang gegenüber; immerhin dürfte die Bearbeitung der meisten akustischen Fragestellungen auch mit gasgefüllten BRAUNschen Rohren möglich sein.

Über die Verfahren zur Schallaufzeichnung zwecks späterer Wiedergabe ist folgendes zu sagen:

Die mechanischen Apparaturen — wie Phonograph und Grammophon — sind modernen Ansprüchen an Klangtreue durchaus nicht mehr gewachsen; die Verzerrungen dieser Apparate sind erheblich. Mit den mechanischen Verfahren lassen sich nur Aussagen über speziellere Fragestellungen, so z. B. über die phonetisch interessante Frage des Tonhöhenverlaufes des Stimmtones in einem gesprochenen oder gesungenen Text, über die zeitliche Dauer von Lauten und Silben u. ähnl. durchführen. Die elektrischen Verfahren, wie insbesondere die elektromechanischen Plattenverfahren und die elektrooptischen Verfahren sind durch die Erfordernisse des Tonfilms auf einen sehr hohen Stand der Technik entwickelt worden, sie haben die mechanischen Verfahren an Güte weit überflügelt.

Beim elektromechanischen Plattenverfahren¹ erfolgt die Niederschrift auf einer Wachsplatte. Mittels eines elektromagnetisch angetriebenen Stichtels wird in die rotierende Wachsplatte eine wellenartig hin- und herlaufende Rille in gleicher Tiefe eingegraben, die Niederschrift erfolgt also in der als „Berliner Schrift“ oder auch „Seitenschrift“ bekannten Schrift des „Grammophons“ (Abb. 42).

Die Tiefe der in Form einer engen Spirale in die Wachsplatte eingegrabenen Rille beträgt nicht ganz $\frac{1}{10}$ mm, der Abstand der Mitten

¹ Ausführliche Angaben über das Plattenverfahren finden sich in folgenden Arbeiten: KELLOG, E. W.: J. Amer. Inst. electr. Engr. **46**, 1041 (1927). — HAJEK, L.: Mschr. Ohrenheilk. **62**, 808 (1928). — ELMER, L. A. u. D. G. BLATTNER: Trans. Mot. Pict. Engr. **13**, 227 (1929). — FREDERICK, H. A.: Bell Syst. techn. J. **8**, 159 (1929). — MAXFIELD, J. P. and H. C. HARRISON: Bell Syst. techn. J. **5**, 493 (1926). — HAJEK, L.: Herstellung und biologische Verwertung von Schallplatten. Handbuch biologischer Arbeitsmethoden, herausgeg. von E. ABDERHALDEN, Abt. V/7, S. 1307. 1933, besonders verwiesen sei auch auf die Ausführung in „Tonfilm“, Aufnahme und Wiedergabe, herausgeg. von F. FISCHER u. H. LICHTER, Leipzig 1931. In Amerika hat man neuerdings auch die Tiefenschrift (EDISON-Schicht) für elektromechanische Aufzeichnung mit Erfolg verwendet. — Vgl. H. A. FREDERICK u. H. C. HARRISON: Electr. Engr. **52**, 183 (1933) und H. A. FREDERICK: J. Mot. Pict. Engr. **18**, 141 (1930).

zweier benachbarten Rillen 0,26 mm, die Breite der Rille am oberen Rand 0,13 mm. Die Wachsplatten laufen normalerweise mit 78 Umdrehungen pro Minute (bei Tonfilmapparaturen mit $33\frac{1}{3}$ Umdrehungen pro Minute); der Antrieb erfolgt am besten durch Synchronmotor.

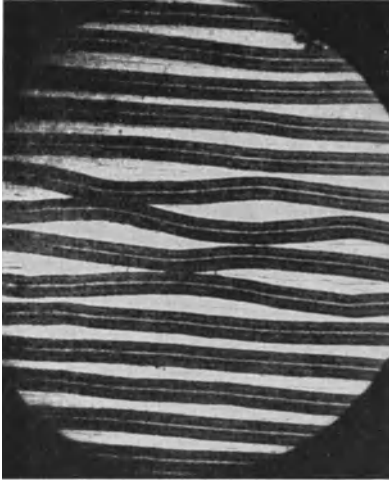


Abb. 42. Aufsicht auf eine Schallplatte. (Nach E. MEYER: Beitrag Schallplattentechnik zum Handbuch der experimentellen Physik, Bd. 17/3, S. 318. Leipzig 1934.)

Die Niederschrift auf der Platte wird derart geleitet, daß gleichen Druckamplituden im Schallfeld gleiche Geschwindigkeitsamplituden der Kurvenschrift entsprechen, die Amplituden der Kurvenschrift nehmen dann also wie $1/\omega$ ab. Abweichungen von diesem Zusammenhang zwischen Druckamplitude und Kurvenschriftamplitude bestehen nur bei sehr tiefen Frequenzen unterhalb etwa 200 und oberhalb etwa 5000 Hertz. Unterhalb etwa 200 Hertz schreibt man frequenzunabhängig; würde man dort nämlich mit $1/\omega$ schreiben, so würde bei den tiefsten Frequenzen die Amplitude der Kurvenschrift so groß

werden, daß man in die Nachbarfurche hineingeraten würde. Bei den höchsten Frequenzen (oberhalb etwa 5000 Hertz) läßt man die Amplitude

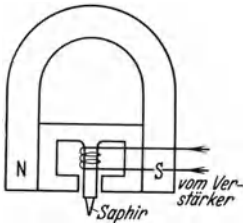


Abb. 43. Plattenschneider (konstruktive Anordnung).

wie $1/\omega^2$ abnehmen, um zu vermeiden, daß der Krümmungsradius der Wellen so klein wird, daß die Nadel den Furchenkrümmungen nicht mehr zu folgen vermag. Die Konstruktion eines Plattenschneiders läßt Abb. 43 erkennen. Im Luftspalt eines Permanentmagnets befindet sich eine an ihren oberen Enden mit dem Magnet starr verbundene Zunge (aus magnetisch weichem Material); wird durch die Wicklung der Zunge ein Strom geschickt, wird also die Zunge

wechselnd magnetisiert, so treten am Ende der Zunge Kräfte auf, auf Grund deren die Zunge Biegungsschwingungen ausführt. Am Zungenende ist als Schreibstift ein Saphir S angebracht. Legt man die Eigenfrequenz der (mechanisch harten) Zunge ($n_0 = 1,6 \times 10^4 \frac{d}{l^2} \sqrt{\frac{E}{\rho}}$ (d Durchmesser, l Länge der Zunge in Millimeter, ρ Dichte, E Elastizitätsmodul in kg/mm^2) über den akustisch wichtigen Frequenzbereich, so folgt die Zunge im akustischen Bereich frequenzunabhängig der angreifenden Kraft, d. h. also auch frequenzunabhängig dem Strom durch

die Wicklung¹. Dimensioniert man die Wicklungsdaten so, daß die Spule als induktive Belastung des Ausgangsrohres wirkt, so fällt der Strom durch die Wicklung, auf konstante EMK bezogen, wie $1/\omega$ ab; die Geschwindigkeitsamplitude der Kurvenschrift bleibt dann also, wie oben gefordert, konstant. Durch geeignetes Verhältnis OHMScher Widerstand zu Induktivität der Spulenwicklung kann man erreichen, daß die Belastung unterhalb 200 Hertz eine vorwiegend OHMSche ist, unterhalb 200 Hertz schneidet dann der Plattenschneider mit konstanter Bewegungsamplitude.

Abb. 44 zeigt die Frequenzkurve eines Plattenschneiders².

Ein Maß für die Geschwindigkeitsamplitude der Kurvenschrift auf einer Platte liefert ein von G. BUCHMANN und E. MEYER³ angegebenes Verfahren in sehr einfacher Weise: läßt man auf eine beschriftete Platte nahezu streifend planparalleles Licht einfallen und beobachtet man die Platte von der Richtung der Lichtquelle her, so sieht man ein leuchtendes Band, das durch Reflexion des Lichtes

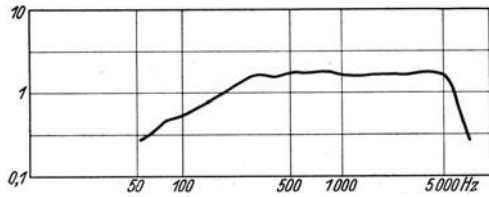


Abb. 44. Frequenzkurve eines Plattenschneiders.

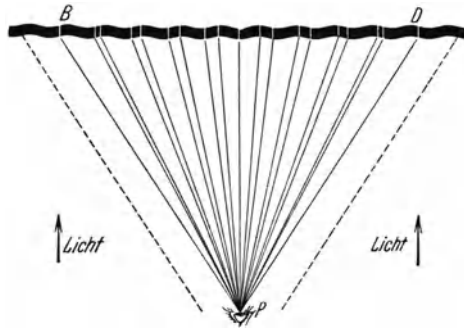


Abb. 45a. Reflexion von Licht an einer Schallplattenfurche (nach G. BUCHMANN u. E. MEYER).



Abb. 45b. Lichtreflexion an verschieden stark angesteuerten Teilen einer Schallplatte (die Reflexionen liegen längs des in der Abbildung etwa senkrecht verlaufenden Plattendurchmessers; nach G. BUCHMANN u. E. MEYER).

¹ Praktisch begnügt man sich meist, die Resonanz in den oberen Teil des Übertragungsbereiches zu legen; durch eine Gummidämpfung am unteren Ende der Zunge wird die Resonanz weitgehend gedämpft.

² Nach H. A. FREDERICK [Bell Syst. techn. J. 8, 159 (1929)]; der betreffende Schneider ist etwas anderes konstruiert als die oben skizzierten, in Deutschland meist verwendeten Plattenschneider.

³ BUCHMANN, G. u. E. MEYER: Elektr. Nachr.-Techn. 7, 147 (1930).

an der Furche entsteht. Das Lichtband liegt längs eines Plattendurchmessers (Abb. 45 b); es läßt sich zeigen, daß die Bandbreite ein unmittelbares Maß für die Geschwindigkeitsamplitude der Niederschrift ist. Die Beobachtung der „MEYER-Breite“ gibt eine einfache Möglichkeit zur Kontrolle der Aussteuerung einer Platte.

Die Schallreproduktion aus der Kurvenschrift erfolgt gleichfalls elektromagnetisch mittels eines „Tonabnehmers“ (Abb. 46). Die Nadel des Tonabnehmers wird in die Rille eingesetzt. Beim Ablauf der Platte führt die Nadel Bewegungen aus. Durch die Bewegungen des an der Nadel befestigten Ankers treten in der Spule Wechselspannungen auf, deren Größe dem jeweiligen Wert der Geschwindigkeit des Ankers entspricht; die Wechselspannung am Tonabnehmer entspricht dann also

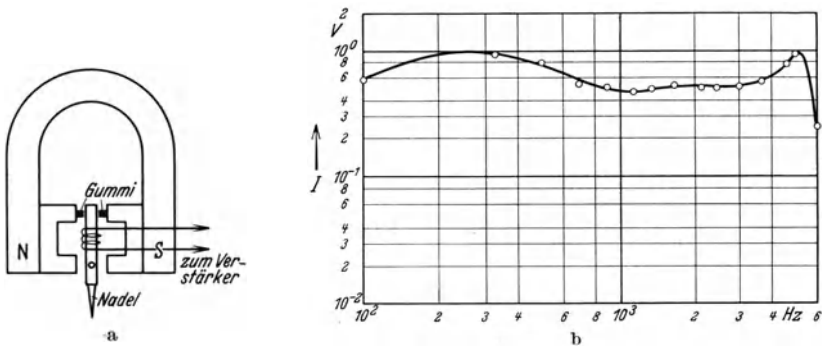


Abb. 46 a u. b. Tonabnehmer (konstruktive Anordnung und Frequenzkurve).

(in dem erwähnten Bereich von etwa 200—5000 Hertz) der Druckschwankung im Schallfeld. Bei Tonabnehmern ist auf folgendes zu achten: Die Nadelhalterung am Anker darf keinerlei Lose aufweisen. Die Nadel muß sehr starr sein, wenn Empfindlichkeitseinbuße bei höheren Frequenzen verhindert werden soll. Die Masse des Tonabnehmers muß groß sein gegen die Ankermasse, um eine Mitbewegung des Tonabnehmers — und damit also ein Nachlassen der Empfindlichkeit — bei tiefen Frequenzen zu vermeiden¹. Abb. 46 b zeigt, daß richtig gebaute Tonabnehmer eine recht gute Frequenzkurve besitzen².

Der Intensitätsbereich der Wachsplatte ist ein sehr großer, zwischen der durch das Nadelgeräusch³ gegebenen unteren Grenze und der durch das Auftreten stärkerer nichtlinearer Verzerrungen bedingten oberen Grenze liegen etwa $40\text{--}60 \text{ dB}^4$.

¹ Vgl. M. KLUGE: Z. Hochfr., Techn. u. Elektr. **40**, 55 (1932).

² Nach E. MEYER u. P. JUST: Elektr. Nachr.-Techn. **6**, 264 (1929).

³ Über das Nadelgeräusch vgl. G. BUCHMANN u. E. MEYER: Elektr. Nachr.-Techn. **8**, 218 (1931).

⁴ Die angegebenen Werte beziehen sich auf mittlere Tonbereiche, unterhalb 200 und oberhalb 5000 Hertz ist der Intensitätsumfang kleiner. Auch bei anderen Plattenmaterialien als Wachs ist der Intensitätsumfang wesentlich kleiner.

Der Klirrfaktor¹ der Schallplattenübertragung ist gering, er liegt günstigenfalls bei etwa 5%.

Die Umwandlung der Plattenschrift in eine gewöhnliche Schallkurve, kann mittels eines Oszillographen erfolgen; der Tonabnehmer wird zum Steuern des Oszillographenverstärkers benutzt. Da es möglich ist, bei der Umzeichnung die Platte verlangsamt laufen zu lassen, kann zur Umzeichnung eine verhältnismäßig tief abgestimmte Schleife verwendet werden. Auch ist es möglich, bei genügend langsamem Ablauf, die Platte mittels eines mechanischen² oder mechanisch-optischen Systems, z. B. mittels eines Fühlhebels, der eine Spiegelvorrichtung betätigt, umzuzeichnen; es muß

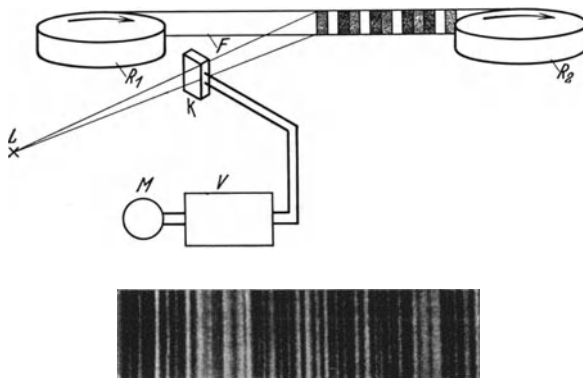


Abb. 47. Tonfilmaufzeichnung: Intensitätsverfahren (prinzipielle Anordnung, Sprossenschriftfilmstreifen³).

aber bedacht werden, daß eine derartige Umzeichnung nicht eine dem Druckverlauf im Schallfeld entsprechende Kurve liefert, sondern eine Kurve, die die Bewegung der Luftteilchen an der betreffenden Schallfeldstelle wiedergibt; Umschreibungen mit Fühlhebeln kommen also im allgemeinen nur bei bestimmten Aufgabestellungen, für die die höheren Komponenten der Vorgänge ohne Interesse sind, in Frage.

Die elektrisch-optische Schallaufzeichnung kann nach dem „Intensitätsverfahren“ oder nach dem „Amplitudenverfahren“ erfolgen.

Beim Intensitätsverfahren (Abb. 47) wird durch den Schall die Helligkeit eines Lichtstrahles gesteuert. Meist benutzt man zur Umformung der akustischen Vorgänge in Helligkeitsschwankungen den im akustischen Bereich völlig trägheitsfrei arbeitenden KERR-Effekt: beim Anlegen einer Spannung zwischen zwei in einer optisch doppeltbrechenden Flüssigkeit eingelagerte Elektroden wird die Polarisationssebene gedreht.

¹ Nach E. MEYER u. P. JUST: Elektr.-Nachr.-Techn. **6**, 264 (1929).

² Vgl. z. B. K. KETTERER: J. f. Psychiatr. **44**, 675 (1932).

³ Die Bilder der Tonfilmstreifen wurden entnommen F. FISCHER u. H. LICHTER: Beitrag „Der Tonfilm“ zum Handbuch der experimentellen Physik, Bd. 17, 3, S. 354. Leipzig 1934.

Die Größe der Drehung ist proportional der Stärke des elektrischen Feldes zwischen den Elektroden. Mittels gekreuzter NICOLScher Prismen können dann die Drehungen der Polarisationssebene in Helligkeitsschwankungen umgesetzt werden. Die Helligkeitsschwankungen werden auf einem vorbeilaufenden Film registriert. Man nennt diese Schriftart „Sprossenschrift“.

Beim Amplitudenverfahren (Abb. 48) wird ein Lichtband durch den Spiegel einer Oszillographenschleife derart abgelenkt, daß auf einem

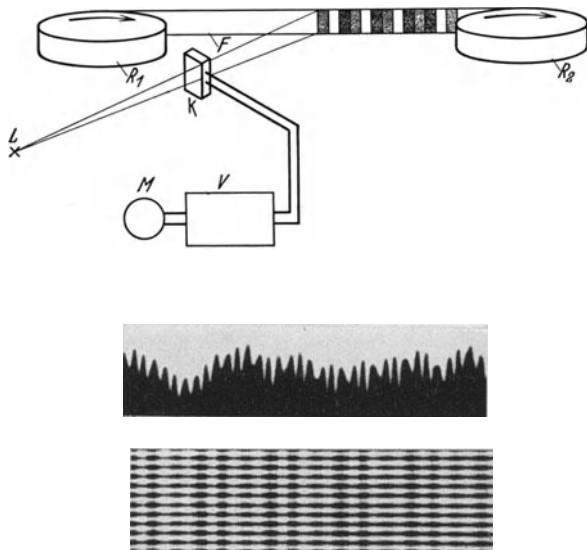


Abb. 48. Tonfilmaufzeichnung: Amplitudenverfahren (prinzipielle Anordnung, Filmstreifen in Einfachzackenschrift und in Mehrfachzackenschrift¹⁾).

vorbeilaufenden Film eine Belichtung wechselnder Breite hervorgerufen wird. Nach der Entwicklung ist dann der eine Teil des Films schwarz, der andere weiß. Die Teilungsbreite entspricht dem Momentanwert des Druckes im Schallfeld. Diese Schriftart bezeichnet man als „Zackenschrift“. Neuerdings schreibt man beim Amplitudenverfahren gelegentlich auch in „Mehrfachzackenschrift“, es laufen bei dieser Schriftart (Abb. 48, unterstes Bild) mehrere untereinander gleiche Belichtungsbänder längs des Filmes; das Verfahren hat kleinere nichtlineare Verzerrungen als die Einfachzackenschrift.

Vom Originalfilm wird photographisch eine Kopie hergestellt. Zur Wiedergabe wird der Kopierfilm mit einer der Aufnahmegeschwindigkeit gleichen Geschwindigkeit über einen von einer Lichtquelle beleuchteten Spalt gezogen; hinter dem Spalt liegt eine Photozelle. Der auf die

¹ Die Bilder der Tonfilmstreifen wurden entnommen F. FISCHER u. H. LICHTER: Beitrag Der Tonfilm zum Handbuch der experimentellen Physik, Bd. 17, 3, S. 354, Leipzig 1934.

Photozelle fallende Lichtstrom — und damit auch die an der Photozelle auftretende Spannung — entspricht beim Sprossenschriftfilm der Durchlässigkeit der gerade über dem Spalt befindlichen Filmstelle bzw. beim Zackschriftfilm der Breite des lichtdurchlässigen Filmteiles¹. Von der Photozelle wird über einen Verstärker der Lautsprecher² gesteuert.

KERR-Zelle sowie Photozelle arbeiten im akustischen Bereich frequenzunabhängig, nichtlineare Fehler und fehlerhafte Wiedergabe von Ausgleichsvorgängen machen sich praktisch nicht bemerkbar. Die Fehler der Filmverfahren kommen im wesentlichen durch optische Erscheinungen (endliche Spaltbreite, Schrägstellung der Spalte) sowie durch photochemische Zusammenhänge (unrichtige Leitung des Kopierprozesses beim Sprossenschriftverfahren) zustande.

Sobald die Wellenlänge der Tonfilmniederschrift („die Tonlänge“) nicht mehr groß ist gegen die Breite der Blendenöffnung, nimmt die Schwankungsamplitude des auf die Photozelle fallenden Lichtstromes ab, für eine Frequenz, deren Tonlänge gleich der Breite der Blende ist, wird die Lichtschwankung Null (Abb. 49).

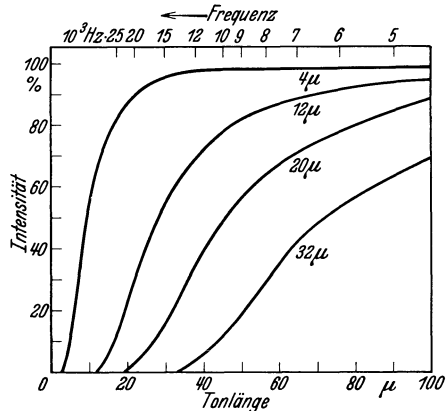


Abb. 49. Frequenzverzerrung durch die endliche Breite von Spalten. (Nach H. JOACHIM.)

¹ Über die Filmverfahren vgl. H. LICHT: Kinotechn. **12**, 499, 525 (1930). — LICHT, H. u. H. TISCHNER: Jahrb. Forsch.-Inst. AEG **1**, 13 (1930). — KEMNA, C. u. H. KLUGE: Siemens-Jb. **4**, 361 (1930). Tonfilm, Aufnahme und Wiedergabe, herausgeg. von F. FISCHER u. H. LICHT. Leipzig 1931. — EGGERT, J. u. R. SCHMIDT: Einführung in die Tonphotographie. Leipzig 1932. — FISCHER, F. u. H. LICHT: „Tonfilm“. Handbuch der technischen Akustik, Bd. 2, S. 349f. (Bd. 17/III des Handbuches experimentellen Physik. Leipzig 1934). — KOROWSKI, P. u. H. LICHT: Z. Hochfrequenz u. Elektroakustik **43**, 60, 88 (1934).

² Auf die Wirkungsweise der Lautsprecher soll hier — da sie bei Klanguntersuchungen im wesentlichen nur als Kontrollinstrumente von Bedeutung sind — nicht näher eingegangen werden. Über die neueren Lautsprecher vgl. insbesondere Beiträge von F. TRENDELENBURG, E. GERLACH, F. HEHLGANS, H. STENZEL in Tonfilm, Aufnahme und Wiedergabe, herausgeg. von F. FISCHER und H. LICHT, S. 108f. — STENZEL, H.: „Lautsprecher“. Handbuch der technischen Akustik, I. (Handbuch der experimentellen Physik, Bd. 17/2, S. 254f., Leipzig 1934). Hingewiesen sei ferner auf das ausgezeichnete Buch Loudspeakers, Performance, Testing and Design von N. W. McLACHLAN, Oxford 1934. Bemerkt sei noch, daß bei Lautsprechern neben linearen und nichtlinearen Verzerrungen besonders die Verzerrungen durch Ausgleichsvorgänge kritischer Beachtung bedürfen [vgl. H. BACKHAUS: Z. techn. Physik **13**, 31 (1932) und H. NEUMANN: Z. techn. Physik **12**, 627 (1931)]. Bei Lautsprechern mit Konusmembran kann weiterhin bei großen Amplituden eine eigenartige Verzerrungsart — der „son rauque“ auftreten: bei Angreifen einer Kraft von der Frequenz ω wird ein Ton von der Frequenz $\omega/2$ hörbar. Vgl. F. v. SCHMOLLER: Telefunken-Z. **15**, S. 47 (1934).

Man verwendet in der Praxis eine Spaltbreite von 20μ . Bei der normalen Filmgeschwindigkeit von 456 mm/sec entspricht 5000 Hertz einer Tonlänge von etwa 90, 7000 Hertz von etwa 65μ , 10000 Hertz von etwa 45μ , der durch die endliche Spaltbreite verursachte Intensitätsabfall bei den genannten Frequenzen beträgt rund 20, 30 bzw. 55%¹.

Beim Intensitätsverfahren treten Frequenzfehler auch dann auf, wenn der Abtastspalt nicht genau parallel der Einstellung des Aufnahmespaltes liegt. Für das Verhältnis \bar{A} der Amplitude bei schrägem Spalt zur Amplitude A bei geradem Spalt gilt $\frac{\bar{A}}{A} = \frac{\lambda}{\pi h_1 \operatorname{tg} \alpha} \sin \frac{\pi h_1 \operatorname{tg} \alpha}{\lambda}$ (λ Tonlänge, h_1 Aufzeichnungsbreite, α Winkel zwischen Aufnahme und Wiedergabespalt), für

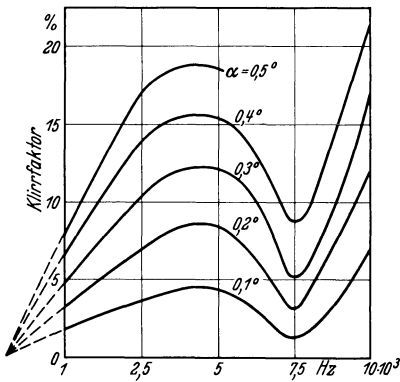


Abb. 50. Klirrfaktor bei schräger Spaltstellung bei Amplitudenverfahren (Spaltbreite 30μ , nach H. FRIESER und W. PISTOR).

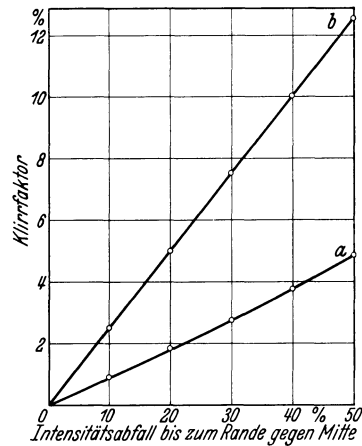


Abb. 51. Klirrfaktor durch inhomogene Ausleuchtung beim Amplitudenverfahren (nach H. FRIESER und W. PISTOR).

eine Frequenz von 10000 Hertz beispielsweise und einen Justierungsfehler der Spalte von nur $0,5^\circ$ ergibt sich bereits ein Intensitätsabfall von rund 35%. Beim Amplitudenverfahren ergeben sich bei schräger Spaltstellung nichtlineare Verzerrungen; über die Werte des hierbei auftretenden Klirrfaktors gibt Abb. 50² Auskunft; Fehler von Bruchteilen eines Grades machen sich in mittleren Frequenzgebieten bereits durch subjektiv hörbare Klirrscheinungen bemerkbar.

Nichtlineare Verzerrungen ruft beim Amplitudenverfahren auch die inhomogene Ausleuchtung des Wiedergabespalt hervor, Abb. 51² zeigt die Abhängigkeit des Klirrfaktors vom Inhomogenitätsgrad der Ausleuchtung; die mit a bezeichnete Kurve gilt für den Fall, daß die Ausleuchtung von der Mitte zum Rande hin parabolisch, b für den Fall, daß sie linear abfällt.

¹ Vgl. H. JOACHIM: Z. techn. Physik **11**, 168 (1930).

² Vgl. H. FRIESER u. W. PISTOR: Z. techn. Physik **12**, 116 (1931).

Die bisher besprochenen Verzerrungen entstehen durch geometrisch-optische Erscheinungen am Spalt, und zwar insbesondere durch unrichtige Justierung des Spaltes und durch falsche Einstellung der Beleuchtung. Beim Intensitätsverfahren treten nichtlineare Verzerrungen noch aus einem ganz anderen Grunde auf: durch unrichtige Leitung des photochemischen Entwicklungsprozesses können bei diesen Verfahren nichtlineare Verzerrungen entstehen.

Den Zusammenhang zwischen der auf eine photographische Emulsion fallenden Belichtung und der durch diese Belichtung bewirkten Schwärzung beschreibt die „Gradationskurve“. Abb. 52 zeigt eine solche Kurve. Als Abszisse ist der Logarithmus der Belichtung $\log E_0 = \log I \cdot t$ aufzutragen (I auffallende Lichtintensität, t Belichtungszeit, bei gleichmäßigem Filmablauf ist $I \cdot t$ proportional dem die KERR-Zelle bei der Aufnahme durchsetzenden Lichtstrom). Als Ordinate ist die Schwärzung S aufgetragen. Unter Schwärzung versteht man den Logarithmus des Verhältnisses der durch einen Film nach der Entwicklung hindurchgelassenen Intensität I_D zur auffallenden Intensität I_0 . Bei geringer Belichtung ist die Schwärzung konstant, man hat es dann mit der Schleierschwärzung zu tun. Oberhalb einer gewissen Belichtung fängt die Schwärzung dann an zu wachsen, und zwar erfolgt der Anstieg schließlich etwa geradlinig.

Der geradlinige Teil der Gradationskurve läßt sich durch eine Beziehung von der Form $S = \gamma \log I \cdot t$ darstellen, $\gamma = dS/d(\log I \cdot t)$ nennt man die Steilheit der Gradationskurve. γ hängt von der Schichtdicke, der Zusammensetzung der Emulsion, der Zusammensetzung und der Temperatur des Entwicklers ab; die Steilheit der Gradationskurve ist also nicht allein durch das Schichtmaterial bedingt, sondern auch von der Leitung des Entwicklungsprozesses abhängig.

Die Beziehung $S = \gamma \log I \cdot t$ läßt sich mit Rücksicht auf die konstante Filmgeschwindigkeit schreiben $S = \text{const} \log I^\nu$. Es seien nun im weiteren alle aus dem Aufnahme- (dem Negativfilm) zugeordneten Intensitäts-Schwärzungs-Steilheits- usw. -Werte mit dem Index N , die dem Wiedergabe- (Positivfilm) zugeordneten Werte mit dem Index P bezeichnet, die Negativ- bzw. Positivgradationskurven seien also dargestellt durch

$$S_N = \text{const}_N \cdot \log I_N^{\gamma_N}$$

$$S_P = \text{const}_P \cdot \log I_P^{\gamma'_P}$$

Zwischen der auf die Photozelle fallenden Lichtintensität I_{ph} und der die KERR-Zellenoptik bei der Aufnahme durchsetzenden Intensität I_N gilt dann die Beziehung $I_{Ph} = \text{const}_{Ph} \cdot I_N^{\gamma_N \cdot \gamma'}$.

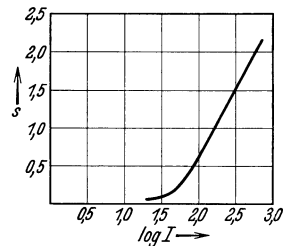


Abb. 52. Gradationskurve einer photographischen Schicht (schematisch).

Diese Beziehung zeigt, daß eine lineare Beziehung zwischen der die Photozelle bei der Wiedergabe erregenden Intensität und der Intensität bei der Aufnahme nur dann besteht, wenn das Gammaprodukt $\gamma_N \cdot \gamma_P = 1$ wird. Man nennt diese Bedingung die GOLDBERGSche Bedingung. E. GOLDBERG¹ stellte sie, und zwar ursprünglich für rein photographische Reproduktionsprobleme auf, sie erscheint hier als eine für die akustische Güte des Intensitätsfilm grundlegend wichtige Beziehung.

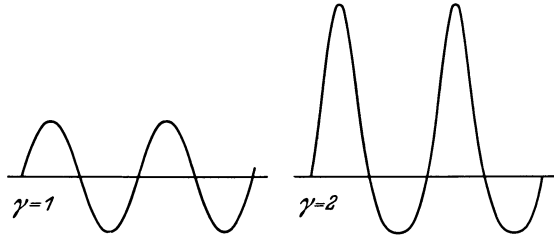


Abb. 53. Nichtlineare Verzerrungen beim Abweichen von der GOLDBERG-Bedingung.

Abweichungen von der GOLDBERGSchen Beziehung machen sich durch nichtlineare Verzerrungen bemerkbar. Abb. 53² zeigt anschaulich, in welchem Maße eine sinusförmige Ausgangsschwingung beim Nichteinhalten der GOLD-

Tabelle 1.

Bei diffusem Licht gemessene Gammaprodukte	—	1	1,18	1,42
Wirksames Gammaprodukt bei der Wiedergabe mit gerichtetem Licht	1	1,18	1,42	1,65
Klirrfaktor %	0	6	14	27

BERGSchen Beziehung verzerrt wird. Tabelle 1 gibt die Klirrfaktoren in Abhängigkeit vom Wert des Gammaproduktes wieder³.

Beim „Stahlbandverfahren“⁴ erfolgt die

Niederschrift auf magnetischem Weg. Der vom Schallempfänger über einen Verstärker gesteuerte elektromagnetische „Sprechkopf“ bewirkt

¹ GOLDBERG, E.: Der Aufbau des photographischen Bildes, 2. Aufl., S. 64. Halle 1925. — ² Nach J. EGGERT: Kinotechn. **12**, 549 (1930).

³ Nach H. FRIESER u. W. PISTOR: Kinotechn. **12**, 601 (1930). Zu den in der Tabelle enthaltenen Werten ist zu bemerken, daß für die Wiedergabe das Gamma-produkt für Durchleuchtung mit gerichtetem Licht maßgebend ist, die Gammawerte werden dann infolge des „Callier“-effektes größer als die für Durchleuchtung mit diffusem Licht gültigen Werte. — Bemerkte sei schließlich noch, daß das Intensitätsverfahren hier nur insofern behandelt wurde, als geradlinige Charakteristik vorausgesetzt wurde. Man arbeitet zum Teil auch auf nichtlinearen Teilen der Charakteristik — die Krümmung der Negativkurve muß dann durch entsprechende Krümmung der Positivkurve ausgeglichen werden („Durchhangsverfahren“). Wegen Einzelheiten vgl. z. B. J. EGGERT und R. SCHMIDT: Einführung in die Tonphotographie, S. 65. Leipzig 1932.

⁴ POULSEN, V.: Ann. Physik (IV) **3**, 754 (1900). — Vgl. weiter C. STILLE: Elektrotechn. Z. **51**, 449 (1930) und E. MEYER u. E. SCHÜLLER: Z. techn. Physik **13**, 593 (1932).

eine dem Momentanstrom entsprechende bleibende Magnetisierung des vorbeilaufenden Stahlbandes (Abb. 54). Die Wiedergabe der magnetischen Niederschrift erfolgt mit einem dem Sprechkopf analog gebauten „Hörkopf“. Beim Vorbeilaufen des durch den Sprechkopf örtlich verschieden magnetisierten Bandes treten an der Wicklung des Hörkopfes Spannungen auf, durch die ein Wiedergabegerät gesteuert werden kann. Ein Vorteil des Verfahrens ist, daß die Niederschrift auf magnetischem Wege jederzeit leicht gelöscht werden und das Stahlband ohne weiteres für eine neue Aufnahme benutzt werden kann. So kann man z. B. ein in sich geschlossenes Stahlband dazu benutzen, um Phasenverschiebungen gewünschter Größe herzustellen: man bespricht einen Sprechkopf und hört mit einem längs des Bandes verschiebbaren Hörkopf ab; die Entfernung zwischen Sprechkopf und Hörkopf bestimmt die Phasenbeziehung zwischen Sprechkopf- und Hörkopfvorgang; unmittelbar vor Wiedereintritt in den Sprechkopf wird die Magnetisierung des Stahlbandes dann gelöscht. Ein großer Nachteil des Magnettonverfahrens ist der Umstand, daß die obere Grenzfrequenz verhältnismäßig tief liegt. Bei einer „magnetischen Spaltbreite“ von 0,2 mm, unter die man praktisch nicht herunter kommt, benötigt man zu ausreichender Wiedergabe eines Vorganges von der Frequenz 5000 Hertz bereits eine Bandgeschwindigkeit von 4 m/sec. Ein weiterer Nachteil ist, daß der Intensitätsbereich des Stahlbandverfahrens mit Rücksicht auf den nur sehr engen Bereich einer linearen Beziehung zwischen magnetomotorischer Kraft und Remanenz nur ein kleiner ist, eine Intensitätsmodulation kann nur etwa im Verhältnis 1 : 20 bis 1 : 50 (15—20 db) erfolgen.

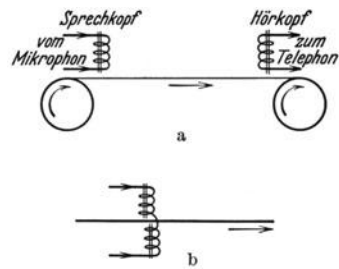


Abb. 54 a u. b. Magnetische Schallaufzeichnung (a prinzipielle Anordnung, b „Doppel“-sprechkopf¹).

γ) Automatische Analyse.

Handelt es sich bei Klanguntersuchungen nur darum, Stärke und Tonhöhe der Klangkomponenten des stationären Teiles des Vorganges zu ermitteln, so ist es nicht erforderlich, die Klänge zunächst aufzuzeichnen und dann rechnerisch oder graphisch zu analysieren: die Analyse kann dann unmittelbar automatisch erfolgen.

Zur automatischen elektrischen Analyse wurden verschiedene Methoden entwickelt.

Durch elektrische Resonanzkreise kann man — ähnlich wie HELMHOLTZ dies auf rein akustischem Wege mit seinen Resonatoren durch-

¹ Der „Doppel“-sprechkopf besitzt eine geringere magnetische „Spaltbreite“ als der „Einfach“-sprechkopf.

führte — die Stärke der in den verschiedenen Tonbereichen liegenden Komponenten ermitteln.

Abb. 55 zeigt schematisch die Wirkungsweise einer mit einem Resonanzkreis ausgestatteten Klanganalysiervorrichtung nach I. B. CRANDALL und D. MCKENZIE¹; der Schallvorgang steuert über ein Kondensatormikrophon einen Verstärker. Am Ausgang des Verstärkers liegen zwei Meßinstrumente, das eine unmittelbar, das andere über einen Resonanzkreis, dessen Abstimmung verändert werden kann. An dem einen Meßinstrument kann die Gesamtstärke des Schallvorganges, an dem anderen diejenige der den verschiedenen Abstimmungen des Resonanzkreises entsprechenden Komponenten abgelesen werden.

Mit großem Erfolg wurden für Klanguntersuchungen Wellensiebe benutzt, die einen verhältnismäßig breiten Tonbereich, und zwar jeweils

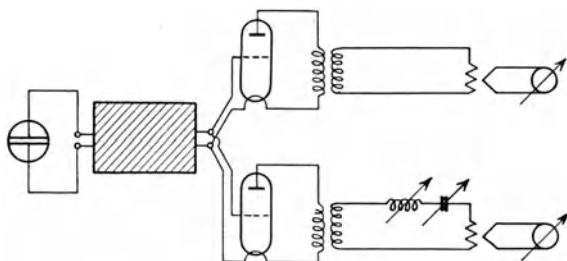


Abb. 55. Schallanalyse mittels Resonanzkreis. (Nach I. B. CRANDALL und D. MCKENZIE.)

eine Oktave durchlassen. H. LUEDER² hat zuerst solche Oktavsiebe verwendet, die Durchlaßbereiche der Siebe waren 25—50 Hertz, 50 bis 100 Hertz und so fort bis zu 6400—12800 Hertz. Eine neuere sehr handliche Ausführung beschreiben H. G. THILO und U. STEUDEL³, das in einem kleinen Kasten enthaltene — Sieb kann auf 37,5—75, 75 bis 150 4800—9600 Hertz bzw. nach Umlegen eines Schalters auch auf 50—100, 100—200 6400 bis 12800 Hertz eingestellt werden (Abb. 56). Die Einstellzeit der Siebe ist eine verhältnismäßig kurze. Zwischen Einschwingzeit und Durchlaßbreite besteht die Beziehung⁴

$$\Delta T = \frac{1}{\Delta F}$$

es können, insbesondere mit den Sieben höherer Frequenzlage, also

¹ CRANDALL, I. B. u. D. MCKENZIE: Bell Syst. techn. J. 1, 116 (1922). Eine ähnliche Anordnung hat W. WILLMS (Elektrotechn. Z. 56, 25, 53 (1935) entwickelt, in dieser Arbeit zahlreiche weitere Literaturangaben.

² LUEDER, H.: Wiss. Veröff. Siemens-Konz. 9/2, 167 (1930). — Ähnlich eine Anordnung von L. J. SIVIAN: Bell Syst. techn. J. 8, 646 (1929).

³ THILO, H. G. u. U. STEUDEL: Wiss. Veröff. Siemens-Konz. 14, 1, 78 (1935).

⁴ KÜPFMÜLLER, K.: Elektr. Nachr.-Techn. 1, 141 (1924); 5, 1 (1928).

auch verhältnismäßig schnell veränderliche Schallvorgänge untersucht werden¹.

H. LUEDER bestimmte mit seinem Oktavsieb u. a. die statistische Verteilung der Komponenten einzelner Musikinstrumente und auch ganzer Musikdarbietungen, in regelmäßigen Abständen wurden die

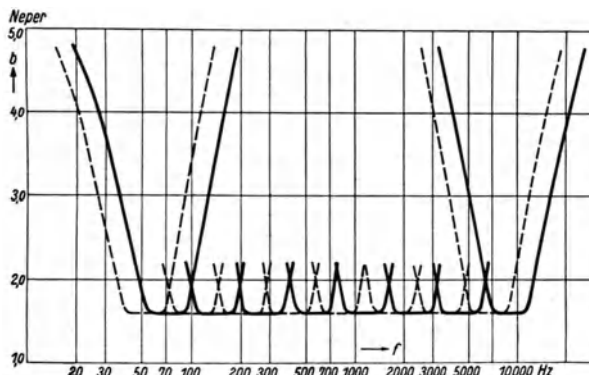


Abb. 56. Durchlässigkeitskurven eines Oktavsiebs nach G. THILO und U. STEUDEL.

einzelnen Siebe eingeschaltet und die relative Stärke der einzelnen Komponenten registriert.

Einen ganz außerordentlichen Fortschritt für die objektive Klangforschung bedeuteten die Suchtonverfahren. In Deutschland wurden Suchtonverfahren zuerst von M. GRÜTZMACHER² und von E. GERLACH³ entwickelt. An einem Verstärker (Abb. 57) greift außer einer vom zu untersuchenden Schallvorgang gesteuerten Spannung noch eine rein sinusförmige

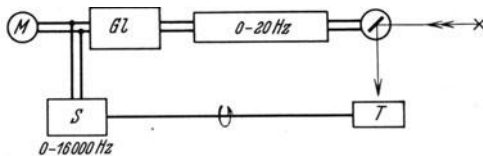


Abb. 57. Suchtonverfahren nach M. GRÜTZMACHER (Schema).

Spannung an („der Suchton“). Der Suchton wird erzeugt von einem Schwebungssummeer, durch Drehen des Kondensatorgriffes kann die Frequenz des Suchtones den ganzen Tonbereich durchlaufen. Das erste Rohr des Verstärkers ist als Gleichrichtrohr geschaltet. Am Ausgang des Verstärkers liegt eine nur für sehr langsame Schwingungen (0 bis 20 Hertz) durchlässige Siebkette, hinter der Siebkette ein registrierendes Meßinstrument.

¹ Oszillographische Aufnahmen mit dem von H. G. THILO gebauten Oktavsieb wurden an Sprachklängen von F. TRENDELENBURG und E. FRANZ durchgeführt, die ausführliche Veröffentlichung erfolgt demnächst in der Z. techn. Physik. Oktavsieboszillogramme von Sprachklängen sind in den Abb. 64, 65, 68 u. 70 wiedergegeben.

² GRÜTZMACHER, M.: Elektr. Nachr.-Techn. 4, 533 (1927).

³ GERLACH, E.: Z. techn. Physik 8, 515 (1927). — Ähnlich auch C. R. MOORE u. A. S. CURTIS: Bell Syst. techn. J. 6, 216 (1927).

Infolge der nichtlinearen Eigenschaften des Gleichrichtrohres treten in den Verstärker neben der vom Schallvorgang herrührenden Spannung von der Frequenz p (der Schallvorgang sei zunächst noch als sinusförmig angenommen) und einer Spannung s von der Frequenz des Suchtones auch Kombinationstöne $mp \pm ns$, insbesondere der erste Differenzton $p - s$ wie auch der erste Summationston $p + s$, ein. Die Summationstöne können das tief abgestimmte Sieb hinter dem Verstärker nicht durchlaufen, das Meßinstrument wird also vom Auftreten des Summationstones nicht beeinflusst. Anders ist es mit dem Differenzton. Ist

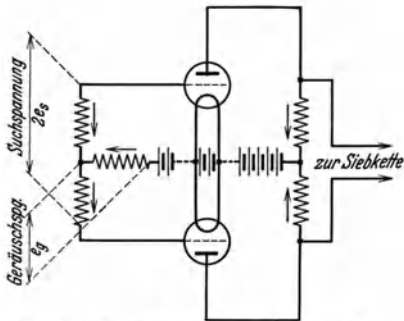


Abb. 58. Gegentaktgleichrichter zur Geräuschanalyse nach M. GRÜTZMACHER.

die Differenz der Frequenzen p und s kleiner als 20 Hertz, liegt also der Differenzton tiefer als 20 Hertz, so wird das Siebglied durchlaufen; das Meßinstrument schlägt aus. Beim Überstreichen des gesamten Tonbereiches mit dem Suchton zeigt das Meßinstrument nur in einem engen Tonbereich, nämlich in dem Bereich $p - 20 < s < p + 20$ etwas an.

Fällt auf den Schallempfänger statt des sinusförmigen Vorganges ein zusammengesetzter Klang, so wird das Registriersystem stets dann etwas anzeigen, wenn der Suchton eine Klangkomponente überstreicht. Es läßt sich zeigen, daß unter gewissen Bedingungen (rein quadratische Charakteristik des Gleichrichtrohres, Amplitude des Suchtones groß gegen die Amplitude der vom Schallvorgang herrührenden Erregung!) der Ausschlag des Meßinstrumentes der Stärke der einzelnen Schallkomponenten unmittelbar entspricht.

Verwendet man zur Gleichrichtung ein einfach wirkendes Gleichrichtrohr, so bleibt das Verfahren auf die Analyse von rein periodischen Vorgängen, von Klängen, beschränkt. Fällt nämlich auf eine solche Analysiervorrichtung ein Klanggemisch oder ein Geräusch mit sehr eng beieinanderliegenden Komponenten, so werden sich zwischen den einzelnen Komponenten im Gleichrichtrohr Differenzschwingungen herausbilden, deren Frequenz so tief liegt, daß das Siebglied durchlaufen wird und das Meßinstrument somit dauernd zum Ansprechen kommt. Eine Analyse beliebig zusammengesetzter Schallvorgänge ist aber nach folgender Abänderung möglich¹: Man verwendet am Verstärkereingang nicht ein einfaches Gleichrichtrohr, sondern zwei in Gegentakt arbeitende Rohre, die durch eine gemeinsame Gitterbatterie (Abb. 58) so vorgespannt sind, daß jedes Rohr für sich auf dem quadratischen Teil seiner Kennlinie

¹ GRÜTZMACHER, M.: Z. techn. Physik 10, 570 (1929).

arbeitet. Bei einer derartigen Schaltung ergeben sich für die Ausgangsströme der Röhren Werte, welche

$$[e_g - e_s + (e_g - e_s)^2]$$

bzw. $[e_g + e_s + (e_g + e_s)^2]$

proportional sind, die Gesamtspannung am Ausgangswiderstand ist dann der Differenz dieser Werte proportional, also

$$\frac{e_g - e_s + e_g^2 - 2 e_g e_s + e_s^2}{- e_g - e_s - e_g^2 - 2 e_g e_s - e_s^2} = \frac{e_g e_s + e_s^2}{2 e_g e_s - e_s^2} = \frac{e_g + e_s}{2 e_g - e_s}$$

Im Gegensatz zu der Frequenzvermischung mittels eines einfachen Gleichrichtrohres treten also bei der Frequenzvermischung mittels einer Gegentaktanordnung die Quadrate der vom Schallfeld herrührenden Spannungen nicht auf, es treten also auch keine Differenztöne der Schallfeldkomponenten untereinander auf. Die in die Siebkette einlaufenden tiefen Frequenzen sind allein durch die Differenzschwingungen zwischen Suchton und Schallfeldkomponenten bedingt; stets dann, wenn der Suchton eine Schallfeldkomponente überstreicht, zeigt das Meßinstrument einen der Stärke dieser Komponente entsprechenden Wert an. Koppelt man den Drehkondensator, der die Höhe des Suchtones regelt, mechanisch

mit einer photographischen Trommel, auf welcher der Momentanausschlag des Meßinstrumentes registriert wird, so kann man bei einmaligem Durchdrehen des Kondensators das gesamte Schallspektrum aufzeichnen. Erforderlich ist es allerdings, das Durchdrehen des Kondensators nicht zu schnell erfolgen zu lassen. Dreht man zu schnell, so hat die Siebkette beim Hinweglaufen des Suchtones über die einzelnen Schallfeldkomponenten nicht Zeit sich einzuschwingen, das Meßinstrument zeigt zu wenig an. Nach einer Untersuchung von H. SALINGER¹ muß die Suchgeschwindigkeit γ der Bedingung genügen $\frac{F}{\gamma} > 4$ (F = Durchlässigkeitsbereich der Siebkette am Ausgang des Analysators, γ Suchgeschwindigkeit in Hertz/sec).

Eine besonders einfache Analysiervorrichtung hat E. MEYER² angegeben. Bei diesem Verfahren werden die nichtlinearen Eigenschaften

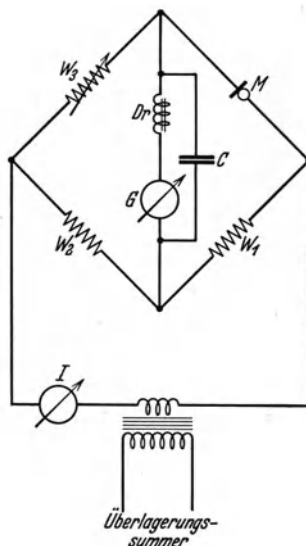


Abb. 59. Geräuschanalyse mittels Kohlemikrophon (nach E. MEYER).

¹ SALINGER, H.: Elektr. Nachr.-Techn. 6, 293 (1929).

² MEYER, E.: Elektr. Nachr.-Techn. 5, 398 (1928). Ein weiteres einfaches Verfahren, bei dem für die Differenztonbildung ebenfalls kein besonderes elektrisches

des Kohlemikrophons zur Hervorrufung der Differenzschwingungen zwischen Suchton und Schallfeldkomponenten benutzt. Abb. 59 zeigt die Schaltung dieses Verfahrens. Das Kohlemikrophon — ein hochwertiges Reißmikrophon — liegt im Zweige einer WHEATSTONSchen Brücke, die Brücke wird von einem Schwebungstonsender gespeist. Die Anzeige eines in die Brückendiagonale eingelegten tief abgestimmten Meßinstrumentes G ist proportional der Stärke der jeweils vom Suchton überstrichenen Schallfeldkomponente. Das Verfahren ist so empfindlich, daß für Schalldruckwerte oberhalb etwa $0,1 \text{ Dyn/cm}^2$ keinerlei Verstärkerrohre benötigt werden.

Einen Klanganalysator sehr schneller Einstellzeit bildet der kürzlich von E. MEYER und E. THIENHAUS³ beschriebene Apparat zur Schallspektroskopie mittels eines Beugungsgitters. In dieser Anordnung wird durch den zu analysierenden Schall Ultraschall von 45 k Hz moduliert, der modulierte Ultraschall wird dann durch einen Bändchenlautsprecher auf ein akustisches Gitter gestrahlt. Die Beugungsmaxima der einzelnen Teiltönen des Schallvorganges entsprechenden Seitenbänder des Ultraschalls liegen in verschiedenen Richtungen, mit einem drehbaren Kondensatormikrophon werden die Beugungsmaxima abgetastet und auf dem Leuchtschirm eines BRAUNSchen Rohres abgebildet. Ein Nachteil der Anordnung ist die verhältnismäßig geringe Trennschärfe (etwa 125 Hz).

4. Die Sprachklänge.

a) Allgemeine Fragen der Spracherzeugung. Einteilung der Sprachklänge.

Die Energie für die Erzeugung der Sprachlaute wird von der Lunge aufgebracht. Die Luft in der Lunge wird komprimiert, beim Öffnen des Verschlusses (bei den meisten Sprachlauten bilden die Stimmbänder den Verschuß) strömt die Luft durch die Bronchien, den Kehlkopf, den Rachen und das Ansatzrohr (Mund bzw. Nase) nach dem Außenraum hin ab. Am Luftweg liegen Organe (Abb. 60), welche Strömungsenergie des Luftstromes in Schallenergie verwandeln können. Der Mechanismus des Energieformungsprozesses ist bei den einzelnen

Glied benötigt wird — sie erfolgt unmittelbar im Registrierinstrument, einem Elektrometer —, hat M. GRÜTZMACHER angegeben. Vgl. Z. f. techn. Physik **10**, 577 (1929). — Ferner sei noch hingewiesen auf ein Verfahren zur Klanganalyse durch Steuerung des Sättigungsstromes einer Zweielektrodenröhre von J. DIEBITSCH u. H. ZUHRT: Elektr. Nachr.-Techn. **9**, 293 (1932).

Man verwendet zur Schallanalyse neuerdings auch Suchtonanordnungen, die mit einem über dem Tonbereich liegenden engen Bandfilter ausgestattet sind. Derartige Anordnungen gestatten ein schnelleres Analysieren als die Anordnungen mit tief abgestimmtem Filter [vgl. C. H. WALTER: Wiss. Veröff. Siemens-Konz. **14/1**, 56 (1935), C. H. WALTER u. E. FREYSTEDT: Wiss. Veröff. Siemens-Konz. **14/1**, 63 (1935)].

³ MEYER, E. u. E. THIENHAUS: Z. techn. Physik **15**, 630 (1934).

Organen ein verschiedener. Die Stimmbänder können etwa in Art einer Polsterpfeife selbsterregte Schwingungen ausführen. Die Hohlräume des Ansatzrohres können durch den Luftstrom in ihren Eigenschwingungen angeblasen werden. Zunge und Zäpfchen können in Schwingungen gebracht werden. An den Zähnen kann Schall durch oszillierende Wirbelablösung entstehen. Die Lippen können als Polsterpfeife schwingen. Welche dieser Schallquellen in Aktion treten, ist bei den einzelnen Sprachlauten verschieden. Bei den stimmhaften Vokalen beispielsweise ist die Stimmbandschwingung die einzige primäre Schallquelle, bei anderen Sprachlauten wieder sind mehrere von einander unabhängige Schallquellen vorhanden, so wirkt beispielsweise bei stimmhaften Zischlauten einerseits die Stimmbandschwingung und andererseits die Wirbelbildung an den Zähnen bzw. am Gaumen mit.

Der Tonbereich der einzelnen Schallquellen kann innerhalb gewisser Grenzen willkürlich geändert werden, so z. B. der Tonbereich der Stimmbandschwingung durch Änderung der Muskelspannung in den Stimmbändern.

Eine sehr wichtige Rolle für die Sprachbildung spielen die Schwingungseigenschaften des Ansatzrohres: die Resonanzen des Ansatzrohres verändern die Klangfarbe des von der Stimmbandschwingung herrührenden Schalles, die in der Nähe der Eigenschwingungen des Ansatzrohres liegenden Teiltöne werden durch Resonanz verstärkt. Durch Änderung der Abstimmung und der Dämpfung des Ansatzrohres kann die Klangfarbe der stimmhaften Sprachklänge in weitem Maße verändert werden.

Die Möglichkeit, verschiedene Schallquellen einzeln oder auch kombiniert einzusetzen und Tonhöhe und Klangfarbe willkürlich schnell zu verändern, ergibt eine große Mannigfaltigkeit der vom Sprachorgan formbaren Klänge; auch ist es möglich, die einzelnen Klänge in sehr verschiedener Weise anklingen und abklingen zu lassen.

Man teilt die Sprachlaute ein in *stimmhafte Laute* und in *stimmlose Laute*.

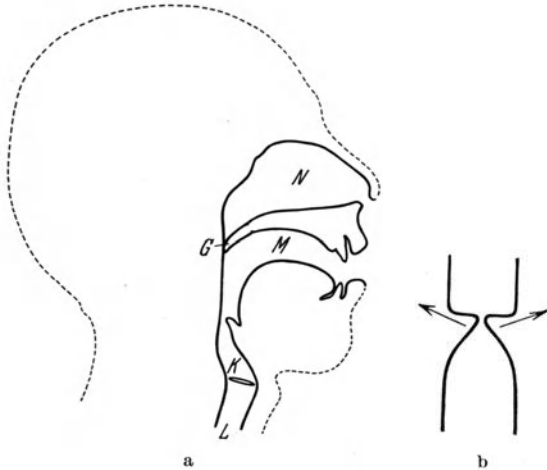


Abb. 60a u. b. Die Sprachorgane. (a: Luftröhre, Kehlkopf und Ansatzrohr; b: Schnitt durch die Stimmritze; schematisch).

Bei den stimmhaften Lauten wird der Schall primär allein durch die Stimmbänder erzeugt, oder aber es wirken zumindest die Stimmbänder bei der Schallerzeugung vorherrschend mit.

Unter den stimmhaften Sprachlauten nimmt die Gruppe der stimmhaften Vokale A Ae E I O Oe U Ue eine besondere Stellung ein: die Vokale sind die eigentlichen Träger der Sprache, auf ihnen ruht bei gesprochenem Text die Stimme während kurzer Zeiteile aus, auch die verstärkte Stimme (der „Akzent“) liegt auf den Vokalen. Die Vokale sind als nahezu streng periodisch aufgebaute Klänge auf den ersten Blick aus dem komplizierten Klangbild einer Silbe, eines Wortes oder eines Satzes herauszuerkennen. Bei der Erzeugung der Vokale ist als einzige primäre Schallquelle die Stimmbandschwingung in Aktion, der von den Stimmbändern herrührende Klang durchläuft auf dem Wege zur Außenluft die Hohlräume des Ansatzrohres und erfährt dort durch Resonanzeffekte Klangfarbenänderungen: die den Eigenresonanzen nahe liegenden Obertöne werden verstärkt und so die für den betreffenden Vokal charakteristische Klangverteilung hergestellt.

Bei den stimmhaften Konsonanten sind die Stimmbänder nicht die einzige primäre Schallquelle, bei diesen Sprachlauten wirken auch Teile des Ansatzrohres als weitere selbständige Schallquellen mit: es können Hohlraumresonanzen durch die Luftströmung angeblasen werden, an Einengungen des Ansatzrohres können Strömungsgeräusche auftreten. Die Klangbilder stimmhafter Konsonanten sind meist nicht rein periodisch in der Periode der Stimmbandschwingung, wie diejenigen der Vokale, sondern es kommen durch das Zusammenwirken mehrerer in ihrer Periode voneinander unabhängiger Schallquellen kompliziertere, im allgemeinen unharmonische, Schallvorgänge zustande. Auch die Klangbilder der „Zitterlaute“ sind nicht rein periodisch, bei diesen Lauten wird die Amplitude des Stimmbandklanges durch ein mechanisch schwingendes System periodisch moduliert, beim R uvulare schwingt die Zunge und moduliert die Amplitude, beim R alveolare schwingt das Zäpfchen.

Bei der Erzeugung der stimmlosen Sprachlaute wirken die Stimmbänder nicht mit: die Stimmritze bleibt geöffnet, Stimmbandschwingungen setzen nicht ein. Bei den stimmlosen Sprachlauten findet die Schallerzeugung im wesentlichen nur außerhalb des Kehlkopfes statt, beispielsweise durch Anblasen der Hohlräume des Ansatzrohres oder durch Wirbelablösung an den Zähnen und an anderen Einengungen des Ansatzrohres. Stimmlose Laute treten vielfach als Ausgleichsvorgänge zwischen zwei stimmhaften Lauten auf.

Eine Sonderstellung nehmen die Explosivlaute P, B, T, D, K und G ein. Diese Laute können nicht kontinuierlich gegeben werden; sie entstehen bei plötzlicher Freigabe des vorher verschlossen gehaltenen Luftweges als „Ausgleichsvorgang“.

Über die Erzeugung der verschiedenen Sprachlaute im einzelnen gibt folgende Tabelle Auskunft:

Einteilung der Sprachlaute nach ihrer Erzeugungsart.

Bezeichnung des Lautes	Art der Schallerzeugung	Bemerkungen
<i>Vokale</i>		
U	Bei stimmhaften Vokalen: Einzige primäre Schallquelle: die Stimmbänder. Bei stimmlosen Vokalen: Die Stimmbänder sind außer Tätigkeit, Schallerzeugung erfolgt im wesentlichen durch Anblasen der Ansatzrohrresonanzen	
O		
o		
A		
ae		
E		
oe		
ue		
I		
<i>Diphthonge</i>		
Au	}	Beim Übergang von dem ersten Laut des Diphthonges in den zweiten Laut bleibt die Stimmbandschwingung aufrechterhalten
Ei		
Ai		
Eu		
<i>Konsonanten</i>		
L	Bei stimmhaften Konsonanten mehrere primäre Schallquellen: Stimmbänder, Anblasen von Ansatzrohrresonanzen, Geräuschbildung an den Einengungsstellen des Luftstromes. Bei stimmlosen Konsonanten bleiben die Stimmbänder außer Tätigkeit	Bei dem „Zitterlaut“ R findet eine Amplitudenmodulation des von den Stimmbändern herrührenden Schalls durch die mechanischen Schwingungen der Zunge beim R uvulare bzw. des Zäpfchens beim R alveolare statt
M		
N		
R		
S	Reibelaute (Zischlaute)	Art der Einengung: Zungenspitze gegen Schneidezähne, Zähne sehr eng aufeinander Oberzähne auf Unterlippe. Bei Beigabe des Stimmbandklanges geht das F in W über Zähne gegen Zunge; dicht hinter der Zunge größerer Luftraum, der vom Luftstrom durchflossen wird
F		
Sch		
H	Im wesentlichen nur Strömungsgeräusch in Stimmritze	

Das S geht in das Th (der englischen Sprache) über, wenn die Zunge stark gegen die Oberzähne gelegt wird.

Einteilung der Sprachlaute nach ihrer Erzeugungsart (Fortsetzung).

Bezeichnung des Lautes	Art der Schallerzeugung	Bemerkungen
<i>Explosive Konsonanten</i> ¹	Einmaliges Anstoßen der Eigenschwingungen des Ansatzrohres	
B	Stimmbänder tönen sofort mit (Stimmritze eng)	Lippe gegen Lippe
D } (Mediae)		Zunge gegen Oberzähne
G } (Mediae)		Zungenmitte gegen Gaumen
P	Stimmbänder tönen zunächst nicht mit (Stimmritze weit)	Lippe gegen Lippe
T } (Tenues)		Zunge gegen Oberzähne
K } (Tenues)		Zungenmitte gegen Gaumen

b) Vokaltheorien im einzelnen. Einstellung und Resonanzlagen der Mundhöhle bei den verschiedenen Vokalen.

Von Forschern der verschiedensten Arbeitsrichtungen sind eine außerordentlich große Anzahl von experimentellen und theoretischen Untersuchungen über die Fragen der Vokalerzeugung ausgeführt worden. Manche der in den Arbeiten gezogenen Schlüsse sind falsch, zum Teil beschränken sie sich auch auf engbegrenzte Teilfragen, es ist erforderlich, die Vokaltheorien hier etwas eingehender zu behandeln und nach allgemeineren physikalischen Gesichtspunkten kritisch durchzusprechen.

In der vorhergehenden Ziffer haben wir die Erzeugung der Vokale entsprechend der klassischen Theorie von HELMHOLTZ² skizziert, diese Theorie ist auch heute noch als *streng richtig* und *allgemein gültig* zu bezeichnen.

Nach der HELMHOLTZschen Theorie wird der Schall bei der Erzeugung der Vokale primär durch die Stimmbänder, und zwar nur durch diese erregt. Steigt bei Kompression der Lungenluft der Druck unterhalb der Stimmritze, so preßt er die Stimmbänder auseinander, mit wachsender Freigabe der Stimmritze sinkt der Druck unterhalb der Stimmritze, die Stimmbänder werden durch die elastische Rückstellkraft der Muskeln wieder zusammengesoben, der Druck steigt erneut an, die Stimmritze öffnet sich und so fort: die Stimmbänder führen selbst-erregte Schwingungen in ihrer Eigenperiode aus. Die Öffnung der Stimmritze erfolgt nicht nach einem Sinusgesetz; der Öffnungsvorgang besitzt eine obertonreiche Schwingungsform³.

¹ B und P werden auch Lippenexplosivlaute, D und T Gaumenexplosivlaute, G und K hintere Gaumenexplosivlaute genannt.

² HELMHOLTZ, H. v.: Gelehrte Anz. bayer. Akad. Wiss., 18. Juni 1859. Lehre von den Tonempfindungen, 6. Aufl., S. 168f. Braunschweig 1913.

³ Man hat bisher meist schlechthin von der „obertonreichen Stimmbandschwingung“ gesprochen. Diese Ausdrucksweise ist nicht genau: nach neueren Unter-

Der obertonreiche, durch die Stimmbänder erzeugte Klang erregt, bevor er die Außenluft erreichen kann, erzwungene Schwingungen des Ansatzrohres, in dem vom Mund abgestrahlten Klang besitzen also dann die einzelnen Teiltöne eine völlig andere relative Stärke als in dem primären Schallvorgang am Stimmband. Je nach Lage und Dämpfung der Eigenschwingungen des Ansatzrohres werden Obertöne des vom Stimmband herrührenden Klanges verstärkt. Lage und Dämpfung der Eigenschwingungen des Ansatzrohres hängen von der Einstellung der einzelnen Teile des Ansatzrohres, also insbesondere vom Mundvolumen, von der Lage der Zunge und von der Größe der Mundöffnung ab, die Dämpfung wird insbesondere auch von dem Grad der Anspannung der Mundmuskulatur beeinflusst. Für jeden Vokal ist eine besondere Mundstellung und damit also auch ein bestimmter, besonders stark im Klang auftretender Teiltonbereich, ein bestimmter fester „Formantbereich“ (vgl. S. 20) charakteristisch. Bei Änderung der Tonhöhe des Stimmklanges bleibt die Formantlage im wesentlichen unverändert, es ändert sich zwar die Ordnungszahl der verstärkten Obertöne, nicht aber ihr Frequenzbereich.

Die HELMHOLTZsche Vokaltheorie steht mit den physikalischen Beobachtungen im Schallfeld der menschlichen Stimme in bestem Einklang. Die Klangbilder der auf bestimmter Tonhöhe gesungenen Vokale sind rein periodisch, in der Periode der Stimmbandschwingung kehrt das Klangbild von Periode zu Periode auch in den feineren Einheiten periodisch wieder (vgl. Abb. 65). Die Tatsache, daß im fortlaufenden Sprachtext die strenge Periodizität der Vokale nur während

suchungen von W. TRENDELENBURG und H. WULLSTEIN (welche demnächst in den Ber. Preuß. Akad. Wiss. veröffentlicht werden) besteht ein erheblicher Unterschied zwischen der Kurvenform der Stimmbandschwingung und der Kurvenform der Stimmritzenöffnung. Die Stimmbandschwingung ist verhältnismäßig arm an Obertönen, anders ist es mit der die Stimmritzenöffnung darstellenden Kurve, diese bleibt während eines längeren Teils der Periode konstant (die Stimmritze bleibt geschlossen), die Stimmritze öffnet sich dann kurzzeitig, das entsprechende Kurvenstück verläuft etwa entsprechend dem Ausschnitt einer Dachkurve, die Stimmritzenöffnung besitzt also starke Oberschwingungen. Der Grund für den genähert sinusförmigen Verlauf der Stimmbandschwingung dürfte darin liegen, daß die Stimmbänder bei Freigabe der Stimmritze nicht seitlich sondern schräg nach oben ausweichen, beim Verschuß in der entgegengesetzten Phase prallen sie nicht senkrecht aufeinander und halten momentan still sondern sie schieben sich unter Formänderung noch ein Stück nach unten weiter. Die Ergebnisse der eingehenden Untersuchungen von W. TRENDELENBURG und H. WULLSTEIN machen es erforderlich, einige ältere Ausführungen über die Schwingungsform der Stimmbänder schärfer zu präzisieren [z. B. F. TRENDELENBURG: Rep. Disc. on Audition Phys. Soc. London June 1931, 145. — WEGEL, R. W.: J. acoust. Soc. Amer. 1, H. 3 (1930)]; bei Betrachtungen über die Stimmbandschwingung muß man unterscheiden zwischen der schräg nach oben liegenden tatsächlichen Schwingungsrichtung und der für den Steuerungsmechanismus entscheidenden Querkomponente, letztere ist reich an Oberschwingungen.

verhältnismäßig kurzer Zeiten gewahrt ist, spricht, wie hier besonders bemerkt sei, in keiner Weise gegen die Richtigkeit der HELMHOLTZschen Vorstellungen; die Abweichungen der Einzelperioden kommen im fortlaufenden Sprachtext dadurch zustande, daß die Stimmbandtonhöhe fortwährend etwas wechselt. Gerade dieser Umstand bedingt die Lebendigkeit des gesprochenen Wortes, Melodie und ein guter Teil der Ausdrucksfähigkeit sind durch Tonhöhenänderungen gegeben. In jedem Laut, in jedem Wort und in jedem Satz steigt und fällt der Stimmtön in einer für die betreffende Sprache und die betreffende Person charakteristischen Weise, Worte und Sätze können je nach der Art des Tonhöhenverlaufes ganz verschiedenen Sinn erhalten (S. 92).

Eine andere Theorie der Vokalklänge (welche derjenigen von HELMHOLTZ zunächst völlig entgegengustehen schien) wurde von L. HERMANN¹ aufgestellt, von E. W. SCRIPTURE², von PH. BROEMSER³ und von anderen rechnerisch erweitert. Diese Theorie betrachtet zunächst nur den Einzelvorgang während einer Periode der Stimmbandschwingung. Bei plötzlicher kurzzeitiger Freigabe der Stimmritze tritt eine Stoßwelle in das Ansatzrohr ein und stößt gedämpft abklingende Eigenschwingungen des Ansatzrohres an. Nach einer gewissen Zeit wird die Stimmritze wieder kurzzeitig geöffnet, die Eigenschwingungen des Ansatzrohres werden erneut angestoßen: eine periodisch wiederkehrende Folge von gedämpft abklingenden Wellenzügen tritt auf. Die Höhe der Eigentöne des Ansatzrohres ist praktisch unabhängig von der Periode der Stimmbandschwingung, also von der Periode der Impulse, die abklingenden Eigenschwingungen liegen also im allgemeinen unharmonisch zur Stimmbandschwingung. Auf die Tatsache des Auftretens unharmonischer Komponenten ist von den Verfechtern der skizzierten Theorie besonderer Wert gelegt worden, es scheint ja auf den ersten Blick gerade diese Tatsache besonders gegen die Berechtigung der HELMHOLTZschen Theorie, in welcher nur die harmonische Obertonreihe vorkommt, zu sprechen.

Der Widerspruch der beiden Theorien ist aber nur ein scheinbarer⁴. Beide Theorien benutzen zur Berechnung der erzwungenen Schwingung

¹ HERMANN, L.: Pflügers Arch. **47**, 347 (1890); **48**, 181, 543, 574 (1890); **53**, 1 (1890); **56**, 467 (1894); **58**, 255, 264 (1894); **61**, 169 (1895); **83**, 1, 33 (1901); **141**, 1 (1911).

² SCRIPTURE, E. W.: Researches in experimental phonetics. Washington 1906 (Publ. by the Carnegie Inst.). — SCRIPTURE, E. W.: Z. Sinnesphysiol. **59**, 83 (1928); vgl. auch die kritischen Bemerkungen hierzu von F. TRENDELENBURG: Z. Sinnesphysiol. **59**, 385 (1928).

³ BROEMSER, PH.: Die Bedeutung der Lehre von der erzwungenen Schwingung in der Physiologie. Habil.schr. München 1918.

⁴ Vgl. insbesondere die ausführliche kritische Darstellung von F. TRENDELENBURG: Wiss. Veröff. Siemens-Konz. **3/2**, 43 (1924). — Ferner Lord RAYLEIGH: Theory of Sound, Vol. 2, p. 473. London 1926. — CRANDALL, I. B.: Bell Syst. techn. J. **4**, 586 (1925). — STEWART, J. Q.: Nature (Lond.) **110**, 311 (1922).

des Ansatzrohres dieselben Bestimmungsstücke, nämlich die Lage und die Dämpfung der Ansatzrohrresonanzen. Verschieden ist in beiden Theorien lediglich die Erregungsform. HELMHOLTZ setzt die Erregung in der ganz allgemeinen Form der FOURIER-Reihe an, eine Form, die für den Stimmbandklang, der ja eine selbsterregte periodische Schwingung ist, streng richtig ist. Irgendwelche Einschränkungen über den Verlauf im einzelnen macht die HELMHOLTZsche Theorie nicht. Der HERMANNsche Ansatz der Erregungsform ist ein wesentlich speziellerer. HERMANN legt die Annahme zugrunde, daß die Erregung impulsähnlich verläuft. Für das Brustregister ist diese Einschränkung zweifelsohne berechtigt und vorteilhaft, im Brustregister wird die Stimmritze nur während eines verhältnismäßig beschränkten Teiles der Periode geöffnet, im übrigen Teil bleibt sie geschlossen. Die HERMANNsche Theorie sagt für dies Register eine periodische Folge von abklingenden Wellenzügen voraus, eine Aussage, die mit dem Schallfeldbefund tatsächlich weitgehend übereinstimmt (vgl. Abb. 65a). Aber auch die HELMHOLTZsche Theorie würde für diesen Spezialfall das richtige liefern. Der FOURIER-Ansatz müßte dann so gewählt werden, daß er die kurzzeitige Freigabe der Stimmritze während eines Teiles der Periode und das Nullwerden der Erregung während des anderen Teiles der Periode berücksichtigt. Wie die Theorie der FOURIER-Reihen zeigt, würde ein derartiger Vorgang nur durch eine Reihe mit einer großen Anzahl von Obertönen dargestellt werden; mit anderen Worten: der Klang oberhalb des Stimmbandes wird obertonreich. Läuft der obertonreiche Klang durch das Ansatzrohr, so werden durch die Resonanzeffekte eng benachbarte Obertöne verstärkt, es kommt im Klangbild des vom Mund abgestrahlten Klanges zu Schwebungen zwischen den einzelnen Obertönen. Durch das Zusammenwirken der verschiedenen rein harmonischen Komponenten wird durchaus dasselbe Klangbild hervorgerufen, wie es die HERMANNsche Theorie als das Klangbild einzelner abklingender unharmonisch zum Grundton liegender Komponenten beschreibt. Zwischen den beiden Theorien besteht kein prinzipieller Gegensatz. *Die HELMHOLTZsche Theorie ist die allgemeingültige, die HERMANNsche Theorie beschreibt einen Spezialfall, nämlich denjenigen des Brustregisters, richtig.*

Mit der eben gegebenen Darstellung durchaus unvereinbar sind die Schlüsse, welche S. GARTEN und F. KLEINKNECHT¹ aus Versuchen mit einem automatischen Analysator gezogen haben. Als Analysator diente ein Hohlraumresonator, dessen Abstimmung innerhalb kurzer Zeit (rund einer Sekunde) den ganzen zu analysierenden Tonbereich durchläuft; der Verlauf der Amplitude der erzwungenen Schwingung des Resonators wurde mit einem Seifenblasenschallschreiber aufgezeichnet. Die

¹ GARTEN, S.: Leipzig. Abh. 38, H. 7/9 (1921). S. GARTEN u. H. KLEINKNECHT: Leipz. Abh. 38, H. 9, 22f. (1921).

Konstruktion des GARTENSCHEN automatischen Analysators ist in Abb. 61 skizziert. Als Resonatorhohlraum dient eine luftgefüllte Gummibläse, die von außen mit Wasser umgeben ist. Wird mit einer Luftpumpe der Luftdruck oberhalb des Wassers erniedrigt, so wird die Gummibläse durch den Atmosphärendruck aufgeweitet. Wird oberhalb des Wassers wieder Luft zugelassen, so sinkt der Hohlraum in sich zusammen, die Eigenresonanz des Hohlraumes steigt damit von einem tiefen Wert (200 Hertz) bei voll aufgeblasener zu einem hohen Wert (2000 Hertz) bei kollabierter Blase. S. GARTEN zeichnete unter Zwischenschaltung dieses variablen Resonators Vokalklänge auf. Die Auswertung ergibt maximale Amplituden in den Formantengebieten der einzelnen Vokale;

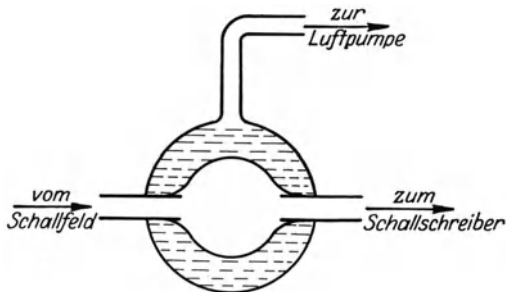


Abb. 61. Automatischer Analysator nach S. GARTEN.

die genaue Ausmessung zeigte aber, daß Maxima an Stellen vorkommen, die unharmonisch zur Frequenz des Grundtones liegen, so wurde beispielsweise in einem Fall das Maximum der erzwungenen Schwingung des Resonators bei der $9\frac{1}{2}$ -fachen Frequenz des Grundtones gefunden. S. GARTEN und F. KLEINKNECHT schlossen hieraus, daß in Vokalklängen unharmonische Komponenten *objektiv* vorhanden sind. Dieser Befund steht in schärfstem Widerspruch zu allen Ergebnissen der objektiven Klangaufzeichnung, die bei gesungenen Vokalen stets strenge Periodizität ergaben. Die Schlußweise von S. GARTEN und F. KLEINKNECHT ist aber unberechtigt, und zwar aus folgendem Grund: Der automatische Analysator ändert seine Eigenfrequenz sehr rasch, bei einer kritischen Wertung seiner Wirkungsweise ist es nicht zulässig, sich auf stationäre Vorgänge zu beschränken, es ist ganz im Gegenteil erforderlich, zu prüfen, wie die Ausgleichsvorgänge für ein derartiges System verlaufen. Beim Überstreichen einer Schallfeldkomponente kann die Resonanzschwingung nicht momentan den für den stationären Zustand gültigen Wert annehmen, es entsteht zunächst ein Einschwingvorgang in der momentanen Periode des Resonators, der dazu führen kann, daß das Amplitudenmaximum der erzwungenen Schwingung zeitlich erst merklich nach dem Überstreichen der Schallfeldkomponente auftritt. Besonders kompliziert werden die Verhältnisse noch dadurch, daß der Resonator — zumindest in seiner Endstellung — mehr als einen Freiheitsgrad besitzt. Die Ausgleichsvorgänge eines solchen Systems verlaufen durchaus nicht nach einfach exponentiellen Gesetzen, es ergeben sich schwer zu übersehende Schwebungserscheinungen. Es ist nach dem Gesagten also durchaus

wahrscheinlich, daß die Lage der Maxima der erzwungenen Schwingungen hinsichtlich der Frequenz von der Lage der einzelnen Schallfeldkomponenten erheblich abweichen, die von S. GARTEN und F. KLEINKNECHT gezogenen Schlüsse über das Vorhandensein unharmonischer Komponenten sind nicht berechtigt, gegen die HELMHOLTZsche Vokaltheorie können diese Schlüsse nicht angezogen werden¹.

Über die für die einzelnen Vokale charakteristischen Stellungen des Ansatzrohres und über die Lage der den verschiedenen Stellungen entsprechenden Resonanzen ist folgendes zu sagen:

Von einer bestimmten Grundstellung der Mundhöhle aus können sämtliche für die Vokale charakteristischen Stellungen (vgl. Abb. 62a)

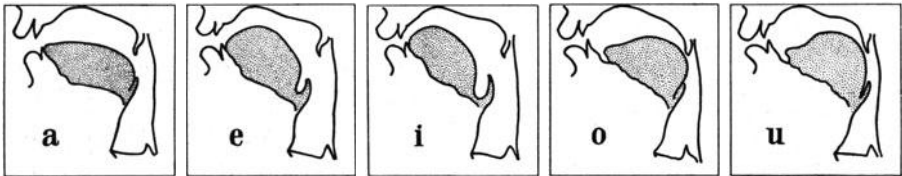
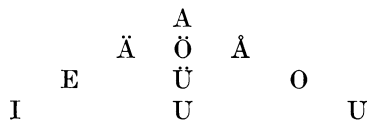


Abb. 62a. Die für die fünf Hauptvokale charakteristischen Mundstellungen.
(Nach H. FLETCHER.)

durch stetige Einstellungsänderungen erreicht werden. Der Grundstellung entspricht der Vokal A, bei ihm bildet die Mundhöhle einen verhältnismäßig weit geöffneten Trichter, nur am Mund ist der Trichter etwas eingengt. Schließt man den Mund allmählich, so kommt man über Ä und O zum U; bei dem letztgenannten Vokal ist der Mund fast völlig geschlossen. Die Ä-Stellung geht aus der A-Stellung dadurch hervor, daß die Zunge etwas emporgehoben und dem harten Gaumen genähert wird, bei noch weiterer Hebung der Zunge erhält man die für das E charakteristische Stellung und schließlich die I-Stellung; bei dieser bleibt nur ein enger und schmaler langer Spalt zwischen Zunge und Gaumen erhalten. Schematisch lassen sich die Arten der Einstellung in der folgenden Dreiecksanordnung beschreiben:



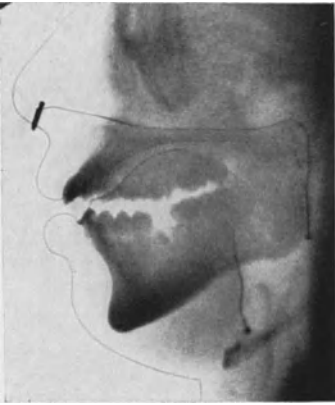
¹ Die nach dem Stande der Dinge erforderlichen kritischen Bemerkungen können durchaus nicht die großen Verdienste schmälern, die sich S. GARTEN mit der Ausarbeitung der sehr originellen Methode zur Klanganalyse erworben hat. Kritisch richtig bewertet kann die Methode [wie ja auch die späteren Erfolge der automatischen elektrischen Klanganalyse beweisen] mit einfachen Mitteln viel leisten!



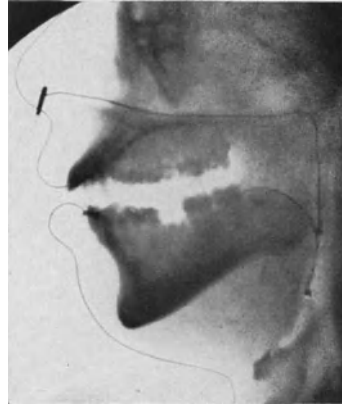
a



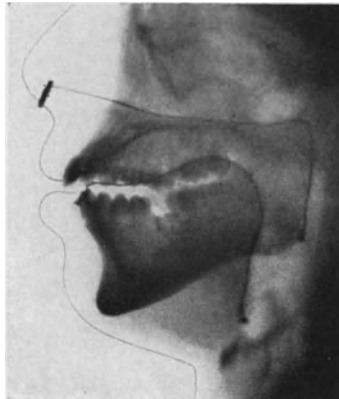
e



i



o



u

Abb. 62b. Röntgenaufnahmen des Mundes. (Nach T. CHIBA.)

Die Mundhöhleneinstellungen im einzelnen lassen sich gut aus Röntgenaufnahmen erkennen, wie solche z. B. von T. CHIBA¹ aufgenommen wurden (Abb. 62 b).

Die Tonlage der Eigenresonanzen der Mundhöhle bei den verschiedenen Vokalstellungen wurde eingehend von S. GARTEN untersucht; verschiedene Methoden wurden verwendet; die Mundhöhle wurde von außen her durch Funkenknall bzw. durch eine Schlitzsirene oder auch von innen her durch Anblasen von der Lunge aus durch die weit geöffnete Stimmritze erregt. Einige der von S. GARTEN gewonnenen Ergebnisse zeigt die folgende Tabelle:

Die angegebenen Werte liegen teilweise etwas höher, als man dies aus der Lage der Resonanzbereiche in den Vokalklängen (S. 82)

	A	E	I	O	U
Funken	1066	2156	2738	805	727
Schlitzsirene . .	1025			710	601
Flüsterluft . . .	947			772	669

erwarten sollte. Der Grund hierfür dürfte darin liegen, daß die Versuche bei völlig geöffneter Stimmritze durchgeführt wurden, während ja bei der Erzeugung stimmhafter Laute — insbesondere im Brustregister, die Stimmritze nur zu einem kleinen Teil geöffnet ist; von der Größe der Stimmritzenöffnung hängt die Eigenschwingung der Mundhöhle aber etwas ab.

S. GARTEN² beschränkte seine Untersuchungen bei jedem Sprachlaut auf eine einzige: die besonders typische Resonanz. Tatsächlich besitzt das Sprachorgan bei jeder Einstellung jeweils nicht nur eine einzelne Resonanz; es ist kein einfaches Schwingungssystem, sondern es sind mehrere Systeme gekoppelt, es treten also auch mehrere Eigenschwingungen auf. Bei den meisten Einstellungen der Mundhöhle lassen sich zumindest zwei Resonanzen deutlich unterscheiden; auf diese „Doppelresonanz“ ist vor allen Dingen von I. B. CRANDALL³ und von R. S. PAGET⁴ nachdrücklich hingewiesen worden⁵. Je nach Stellung des hinteren Teiles der Zunge kann man am Sprachorgan mehr oder weniger ausgeprägt zwei Hohlräume unterscheiden: den Mundraum und den

¹ CHIBA, T.: Research into the characteristics of the five Japanese Vowels Tokyo, Foreign Language School, Juni 1931. Die Aufnahmen zeigen Schatten zweier dünner Kettchen, die zur besseren Sichtbarmachung der Konturen über die Zunge bzw. durch die Nase gehängt worden waren.

² GARTEN, S.: Leipzig. Abh. 38, 5 (1921).

³ CRANDALL, I. B.: Bell Syst. techn. J. 6, 100 (1927).

⁴ PAGET, R. S.: Proc. roy. Soc. A 102, 752 (1923); 106, 150 (1924).

⁵ Nach einer sehr eingehenden Untersuchung von L. BARCZINSKI und E. THIENHAUS [Arch. Néerland. Phon. Exp. 11, 47 (1935), vgl. auch E. THIENHAUS: Z. techn. Physik 15, 637 (1934)] lassen sich bei vielen Sprachlauten vier Formantbereiche unterscheiden.

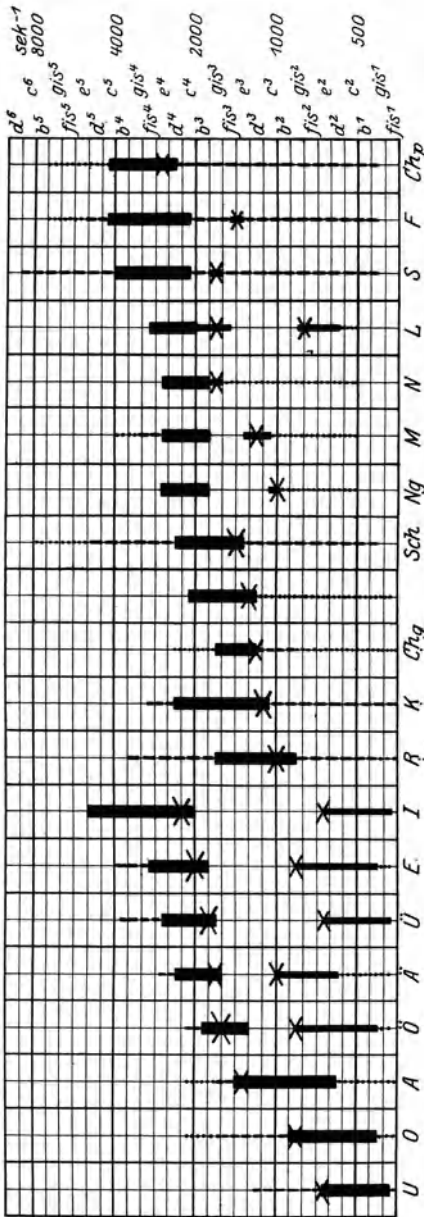


Abb. 63a.

Abb. 63. Formantlage der Sprachlaute. (a) stimmlose Sprachlaute, b) gesungene Vokale. Nach C. STUMPF.

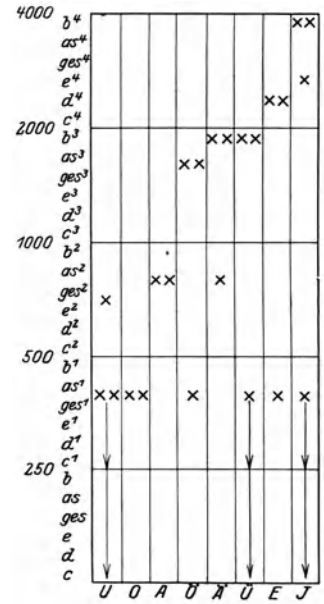


Abb. 63b.

Rachenraum. Tonhöhe und Dämpfung der Resonanzen ist unmittelbar — also etwa so wie bei den GARTENSEHEN Versuchen, durch Erregung von außen her — noch nicht untersucht worden, wohl aber ist auf die Lage der Resonanzen mittelbar aus der Klangverteilung der Vokalklänge geschlossen worden. Die spektrale Verteilung der Vokalklänge wird im nächsten Abschnitt behandelt, dort wird auch auf die Frage der Mehrfachresonanz eingegangen werden.

c) Spektrale Verteilung der Sprachklänge.

Sämtliche Untersuchungen im Stimmschallfeld haben übereinstimmend ergeben, daß in den einzelnen Sprachlauten infolge von Resonanzerscheinungen

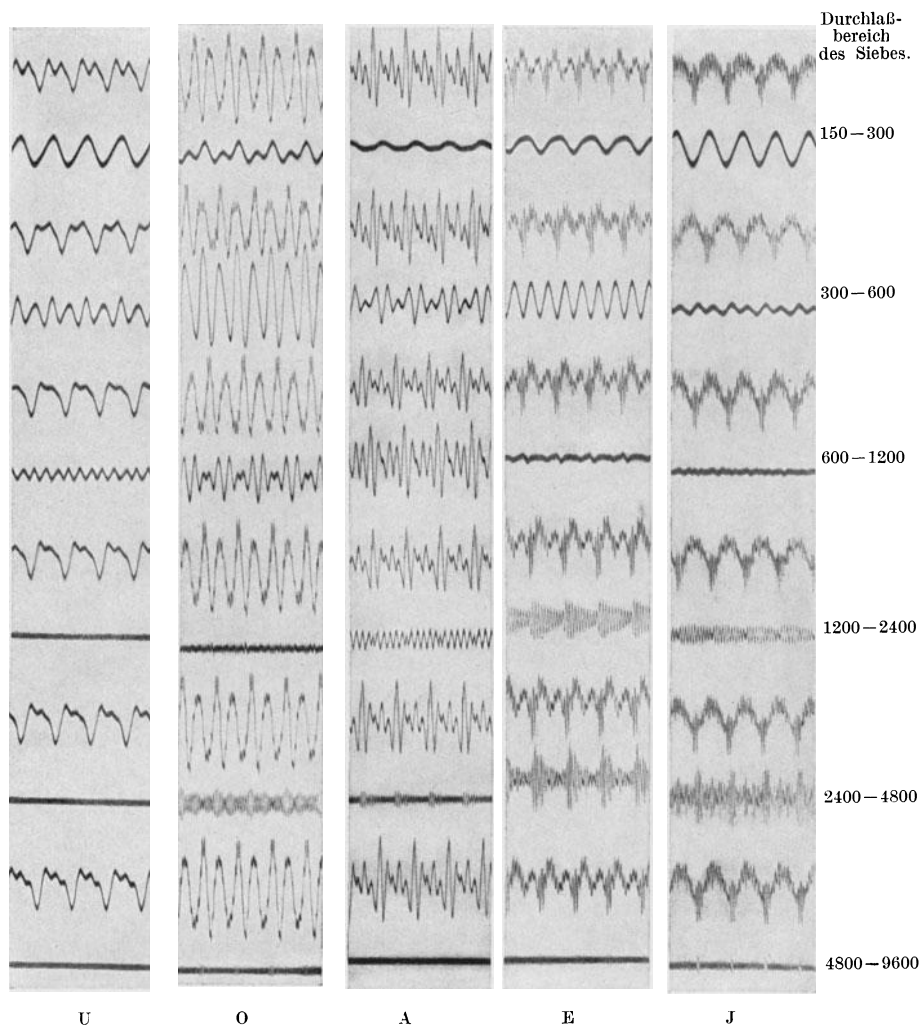


Abb. 64. Oszillogramme der fünf Hauptvokale.

nungen bestimmte, in ihrer Lage im Tonbereich feste und insbesondere von der Höhe des Stimmtones nahezu unabhängige Teiltonbereiche mit besonderer Stärke auftreten¹. Die Tonlage dieser „Formantbereiche“ ist das wesentlichste physikalische Kriterium eines Sprachklanges.

¹ Eine gewisse — wenn auch geringe — Abhängigkeit der Tonlage der Resonanzbereiche von der Tonhöhe des Stimmtones kommt dadurch zustande, daß die Größe des Rachenraumes sich mit der Stärke der Anspannung der Stimmbandmuskulatur etwas ändert; mit wachsender Anspannung der Muskulatur hebt sich der Kehlkopf, der Rachenraum wird dementsprechend verkleinert. [Vgl. C. E. PARMENTER, S. N. TREVIÑO u. C. A. BEVANS: *Language* 9 1, 72 (1933); für den Hinweis auf diese interessante Arbeit habe ich Herrn Dr. KETTERER zu danken.]

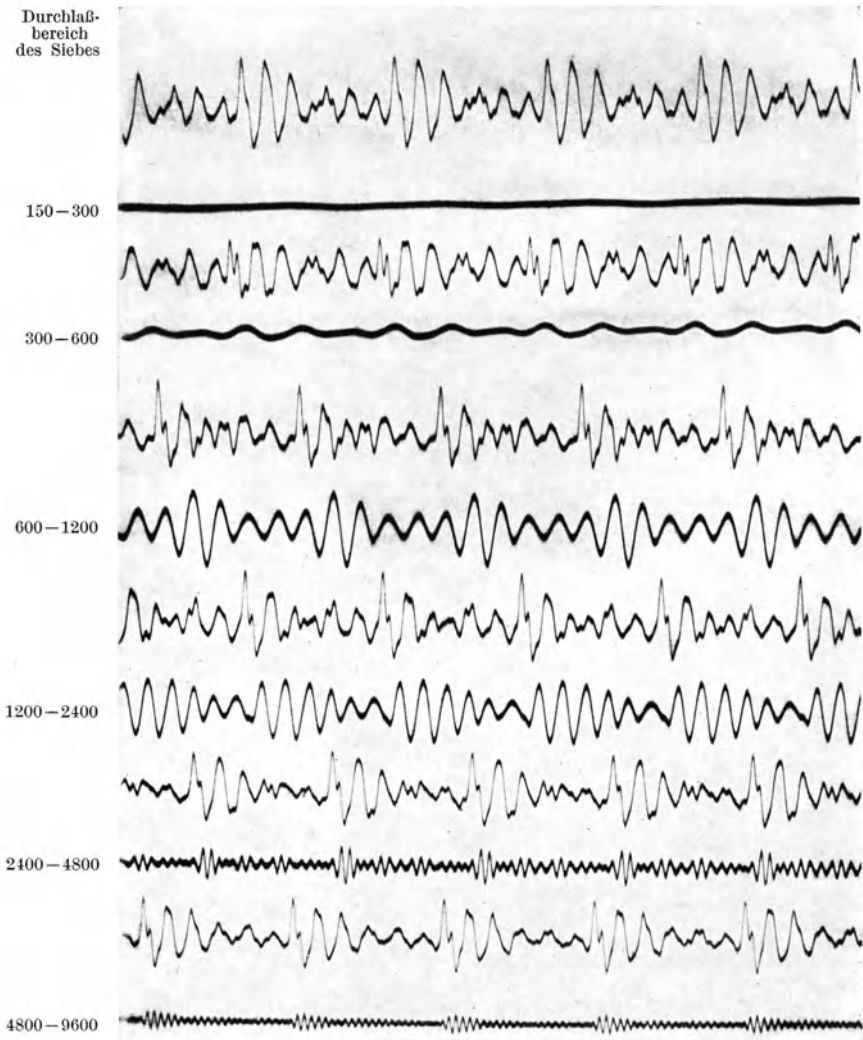


Abb. 65 a. Vokal A, stimmhaft (196 Hertz).

Über die Lage der Formantbereiche geben die beiden folgenden von C. STUMPF¹ aufgestellten Diagramme (Abb. 63) Auskunft. Die Formanteigenschaften der Sprachlaute lassen sich an oszillographisch aufgezeichneten Klangbildern leicht erkennen. In Abb. 64 sind in den oberen Kurvenstreifen Oszillogramme der 5 Hauptvokale wiedergegeben,

² Nach C. STUMPF: Beitr. Anat. usw. Ohr usw. **17**, 181 (1921). — Berl. Ber. **1918**, Nr 17, 351.

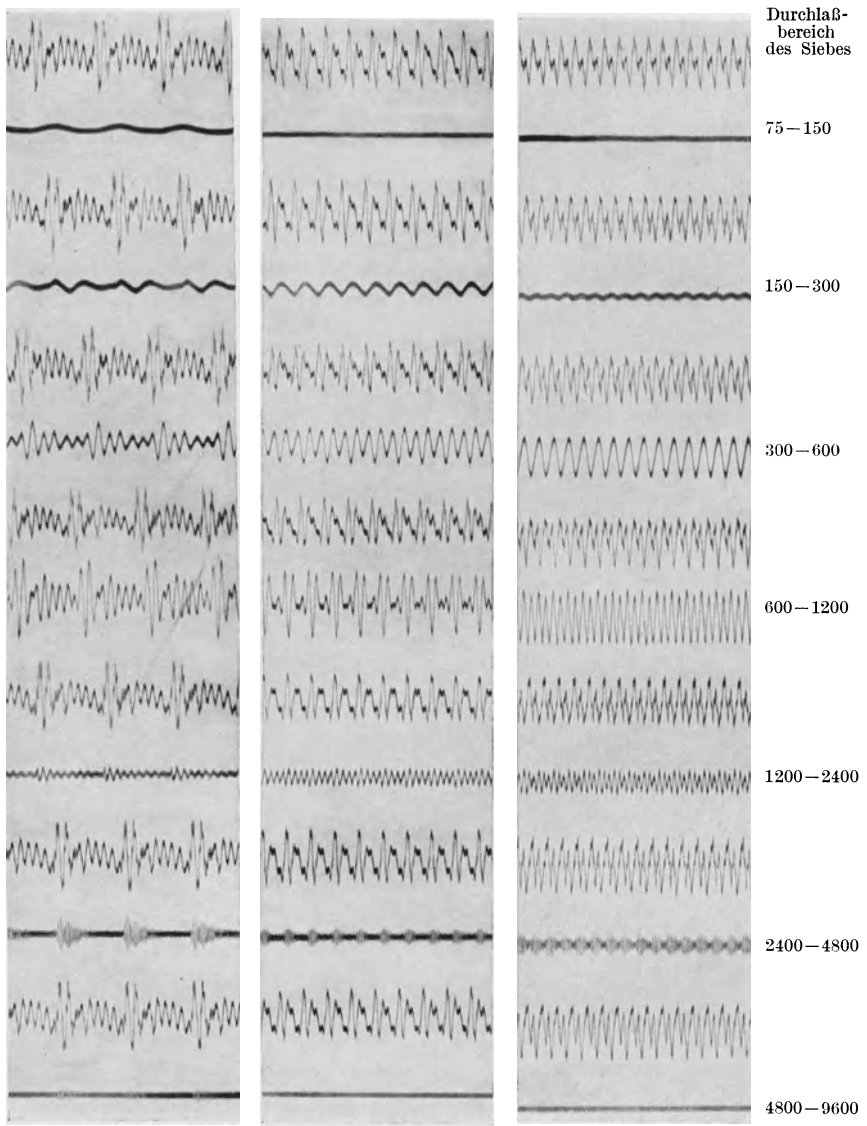


Abb. 65 b-d. ^b Vokal A, stimmhaft (103 Hertz). ^c Vokal A, stimmhaft (275 Hertz). ^d Vokal A, stimmhaft (460 Hertz).

die Vokale wurden auf gleicher Höhe (etwa 200 Hertz) gesungen. Im Klangbild des U tritt der 1. Partialton (200 Hertz), in demjenigen des O der 2. und 3. (400 und 600 Hertz), des A der 4. (800 Hertz), des E der 3. und 12. (600 und 2400 Hertz), des I der 1. und 15. (200 und

3000 Hertz) stark in Erscheinung. Besonders augenfällig werden die Formanteigenschaften, wenn man die Aufzeichnung unter Zwischenschaltung von Oktavsieben durchführt (untere Kurvenstreifen). Beim U tritt der Formant in dem Sieb mit dem Durchlaßbereich 150—300 Hertz,

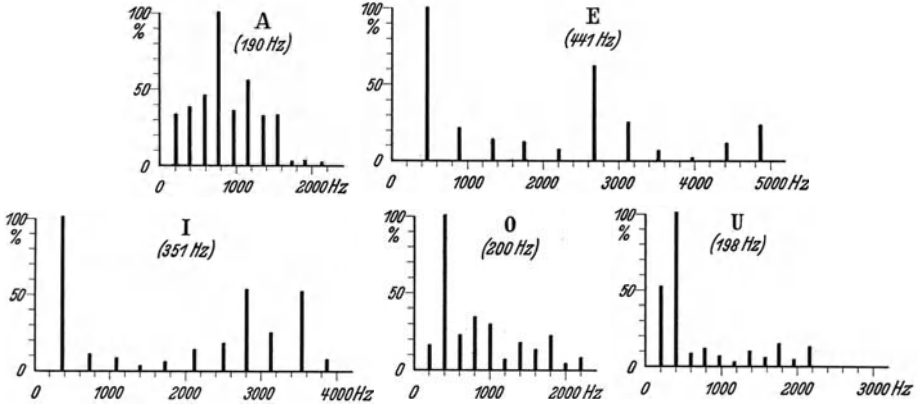


Abb. 66. FOURIER-Analysen von Vokalen.

beim O in demjenigen von 300—600 Hertz, beim A von 600—1200 Hertz, beim E von 300—600 und 1200—2400 Hertz, beim I von 150—300 und

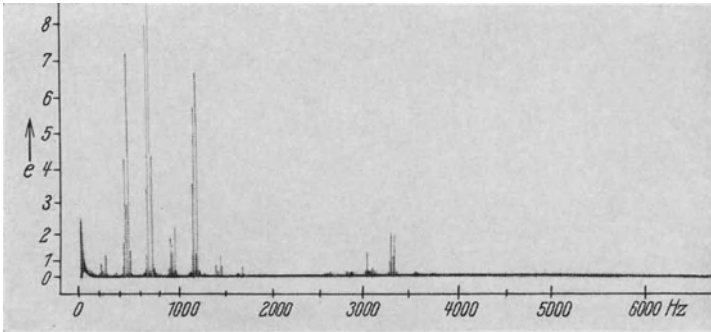


Abb. 67. Klanganalyse des Vokales A. (Nach M. GRÜTZMACHER.)

2400—4800 Hertz auf. Hingewiesen sei auch noch auf die über den eigentlichen Formantebereichen liegenden hohen Komponenten des U, O und A; in Abb. 65a sind diese in den Oktavsieboszillogrammen 2400—4800 und 4800—9600 Hertz besonders deutlich zu erkennen. Diese hohen Komponenten sind für die persönliche Klangfarbe charakteristisch, bei klarer metallischer Stimme treten sie besonders stark in Erscheinung.

Die Stärke der Teiltöne im einzelnen zeigen die Ergebnisse von FOURIER-Analysen, in Abb. 66 sind die Ergebnisse derartiger Analysen

dargestellt¹. Mit diesen Analysen in guter Übereinstimmung sind die Spektren der Vokale, die mit der Methode der automatischen Klanganalyse von M. GRÜTZMACHER² aufgenommen wurden (Abb. 67). Auffallend ist, daß der Grundton teilweise — und zwar insbesondere beim Vokal A — nur schwach in Erscheinung tritt. Die Tatsache, daß der Grundton trotz seiner geringen objektiven Stärke subjektiv stets deutlich zu hören ist und daß den betreffenden Vokalen subjektiv ohne weiteres die Tonhöhe des Grundtones zugeordnet wird, erscheint zunächst überraschend. Der Grund für die starke Hörbarkeit des Grundtones liegt darin, daß das Ohr ausgesprochen nichtlinear arbeitet, der Grundton tritt als erster Differenzton aller unmittelbar benachbarter höherer Partialtöne subjektiv stark in Erscheinung; auch bei völligem objektiven Fehlen des Grundtones würde das Ohr den Grundton durch Kombinationstonbildung hören können (vgl. S. 209).

Über die Tonhöhe des Grundtones in den verschiedenen Stimmlagen macht E. WAETZMANN³ folgende Angaben:

Baß	F—e ¹	etwa	85—320	Hertz
Tenor	c—a ¹	„	128—433	„
Alt	f—e ²	„	171—640	„
Sopran	c ¹ —a ²	„	256—853	„

Die stimmhaften Konsonanten enthalten (vgl. die in Abb. 68 wiedergegebenen Oszillogramme) im allgemeinen neben den vom Stimmbandklang herrührenden harmonischen Komponenten auch solche, die unharmonisch zum Stimmbandklang liegen⁴. FOURIER-Analysen stimmhafter Konsonanten ergeben nur ein ungefähres Bild über die Verteilung der Komponenten; die Formantgebiete der Konsonanten kommen aber bei derartigen Analysen deutlich heraus, die Formantlage — wie sie sich aus der objektiven Aufzeichnung ergibt — stimmt gut mit den Angaben von C. STUMPF (S. 78) überein.

Automatische Klanganalysen wurden an den Konsonanten nur wenige durchgeführt⁵. Der Zischlaut S wurde von M. GRÜTZMACHER⁶ untersucht (Abb. 69); das Spektrum weist sehr hohe Komponenten — bis

¹ Nach Analysen von F. TRENDELENBURG: *Wiss. Veröff. Siemens-Konz.* 3/2, 43 (1924); 4/1, 1 (1925). Sehr genaue Schallanalysen von Sprachklängen wurden kürzlich von L. BARCZINSKI und E. THIENHAUS durchgeführt [*Arch. Néerland. Phon. Exp.* 11, 47 (1935)].

² GRÜTZMACHER, M.: *Z. techn. Physik* 8, 506 (1927).

³ WAETZMANN, E.: *Resonanztheorie des Hörens*, S. 25. Braunschweig 1912.

⁴ TRENDELENBURG, F.: *Wiss. Veröff. Siemens-Konz.* 4/1, 1 (1925).

⁵ Die oben erwähnte, während der Drucklegung des vorliegenden Buches erschienene Arbeit, von L. BARCZINSKI und E. THIENHAUS enthält Schallspektren auch von Konsonanten.

⁶ GRÜTZMACHER, M.: *Z. techn. Physik* 10, 577 (1929).

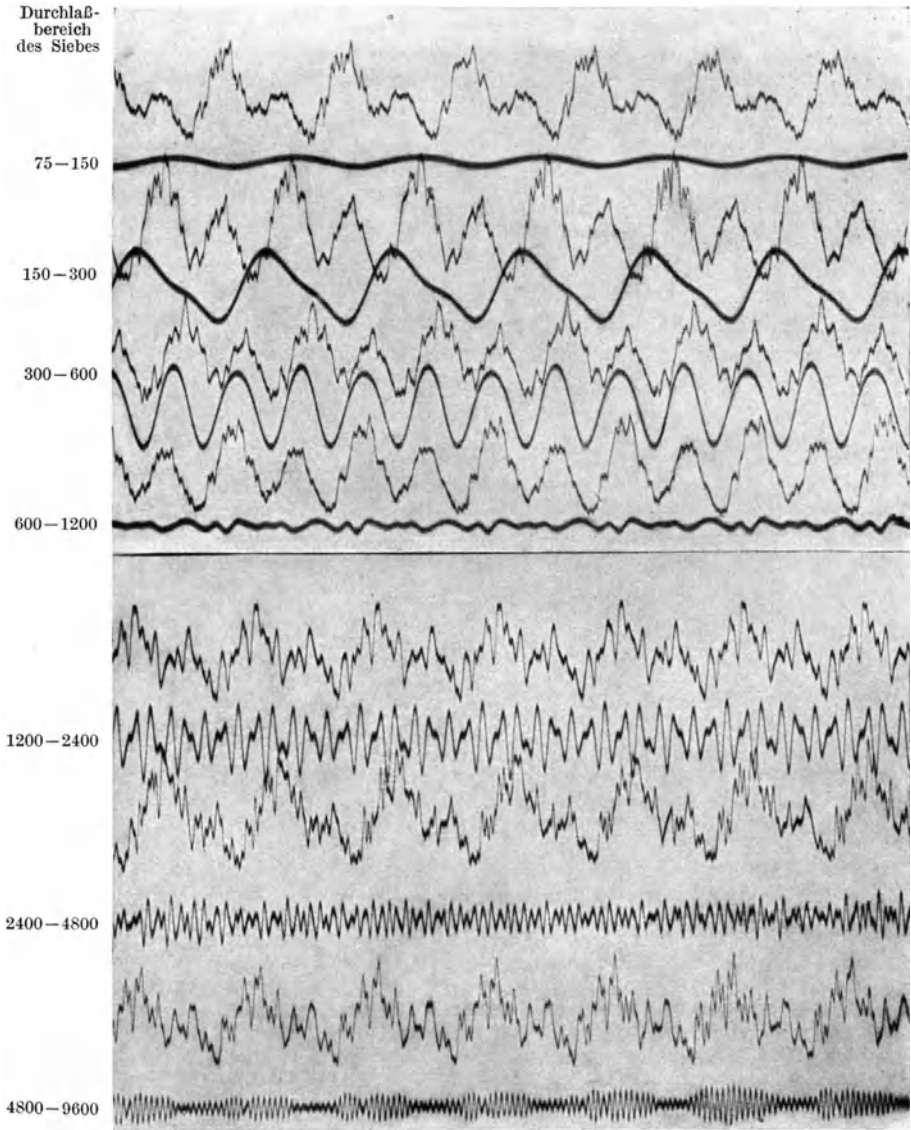


Abb. 68 a. Konsonant L, stimmhaft (Tonhöhe des Stimmtons 194 Hertz).

8000 Hertz — auf, in einem Fall besonders scharfer Aussprache wurden sogar Komponenten bis etwa 13000 Hertz beobachtet. Die hohen Anteile im S bedingen die Schwierigkeiten, die bei Klangübertragungen gerade für S auftreten (vgl. S. 206).

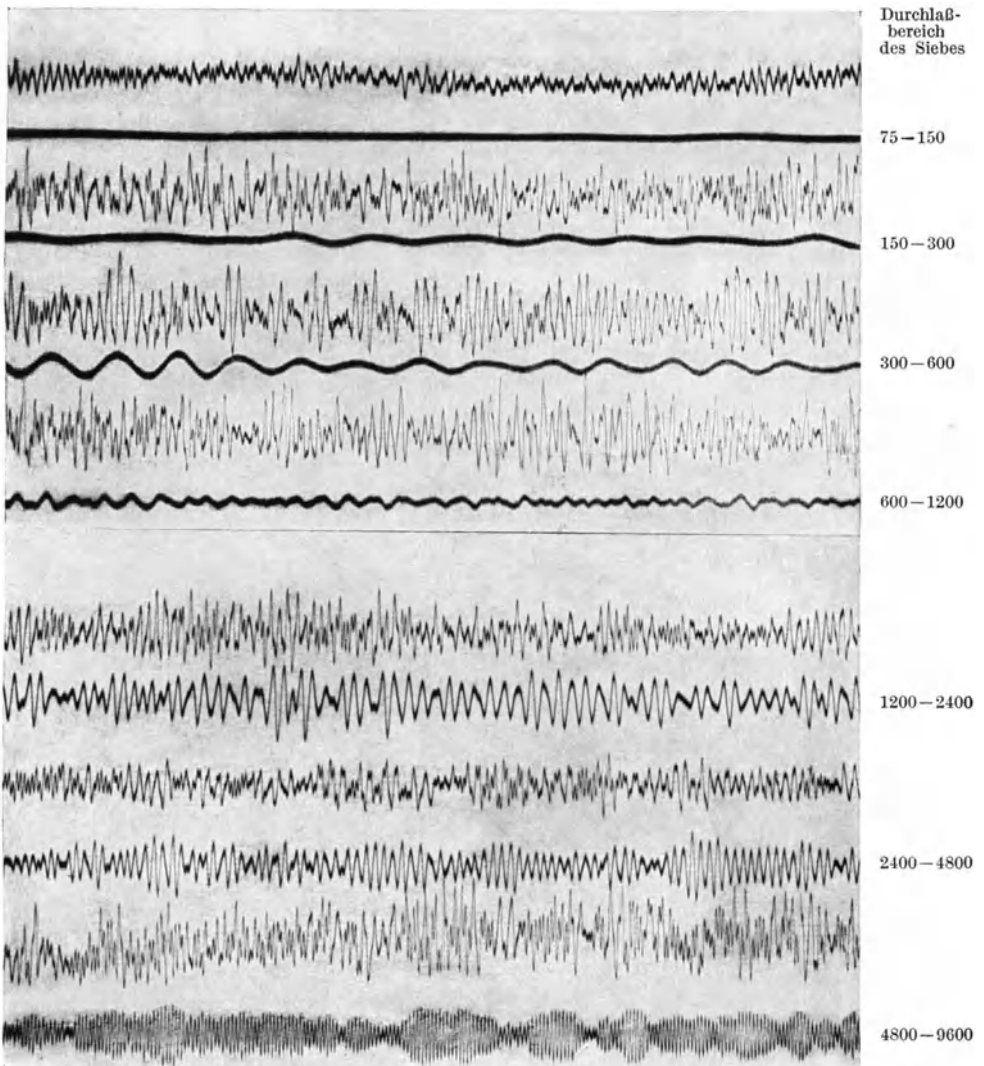


Abb. 68 b. Konsonant L, stimmlos.

d) Besonderheiten des zeitlichen Verlaufs der Sprachlaute.

Auf *bestimmter* Tonhöhe *gesungene* Vokale sind — im stationären Klangteil — streng periodisch; es zeigen dies die Abb. 64 und 65, insbesondere die Abb. 65a. Diese Tatsache bildet das schwerwiegendste objektiv sichere Argument für die Berechtigung der HELMHOLTZschen Anschauungen über die Erzeugung der Vokale.

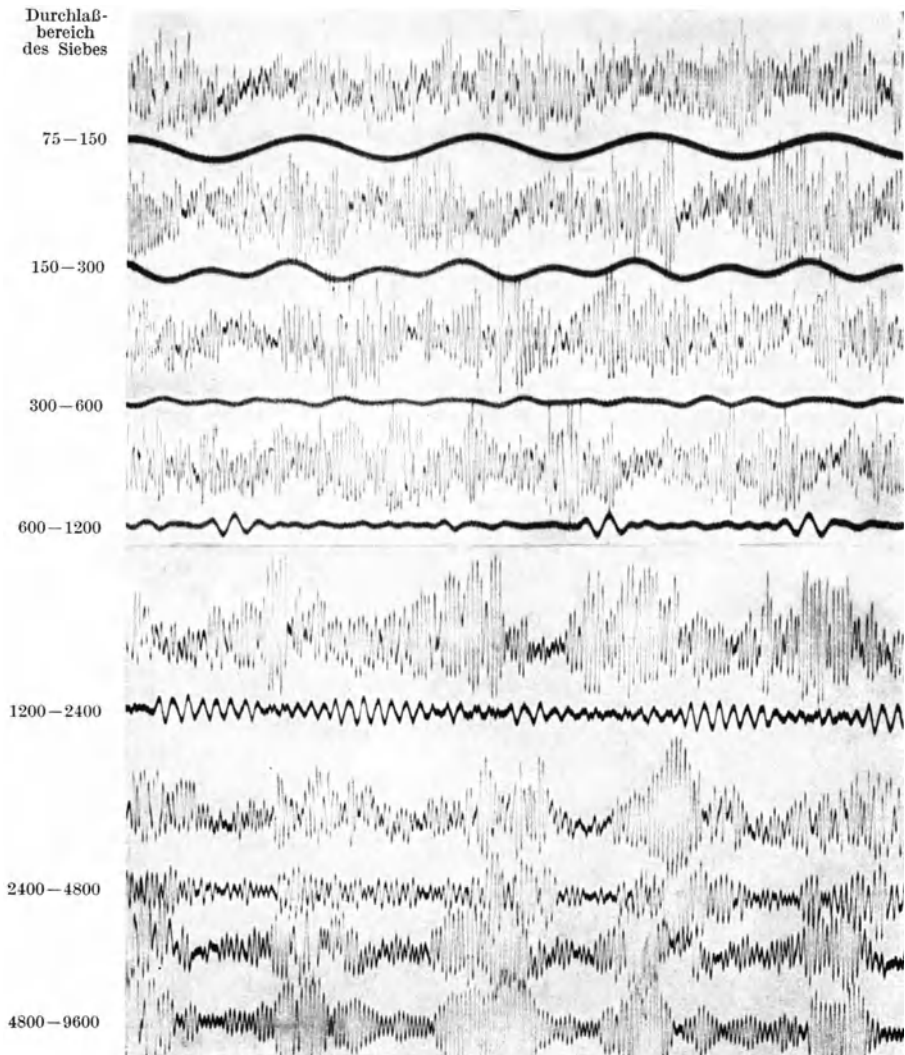


Abb. 68c. Konsonant S, stimmhaft (Höhe des Stimmtons 132 Hertz).

Isoliert — ohne Voransetzung von Konsonanten — gesprochene Vokale besitzen eine außerordentlich kurze Einschwingzeit, so ist z. B. nach H. BACKHAUS¹ der Vokal E in 6 ms praktisch bereits völlig aufgebaut, ähnliche Zeiten ergaben sich für andere isoliert gesprochene Vokale. Die kurze Zeitdauer der Einschwingvorgänge bei den Vokalen und das

¹ BACKHAUS, H.: Z. techn. Physik **13**, 31 (1932).

Fehlen typischer Unterschiede der Einschwingzeiten der verschiedenen Vokale spricht dagegen, daß der Verlauf der Einschwingvorgänge für die Erkennbarkeit von Vokalen eine bedeutsame Rolle spielt. Die Vokale sind im wesentlichen durch die Klangverteilung des stationären Teiles definiert¹. Das gleiche gilt auch für die stimmhaften Halbvokale L, M, N, R. Auch in diesen Lauten liegt das wesentliche Kriterium im stationären Teil.

Ganz anders liegen die Verhältnisse bei den meisten Konsonanten. Ein großer Teil der Konsonanten ist durch die Eigenart des Ablaufes nichtstationärer Klangteile charakterisiert. Beispielsweise die explosiven Konsonanten stellen ausgesprochenermaßen Ausgleichsvorgänge dar; bei der Erzeugung dieser Sprachlaute wird ja der Luftstrom plötzlich freigegeben bzw. abgeschlossen, im Sprachorgan treten bei Freigabe bzw. Verschuß Ausgleichsschwingungen auf. Bereits H. v. HELMHOLTZ hat in der Lehre von den Tonempfindungen² darauf hingewiesen, daß bestimmte Konsonanten im wesentlichen durch den Typus des Anklangs bzw. des Ausklangs charakterisiert sind.

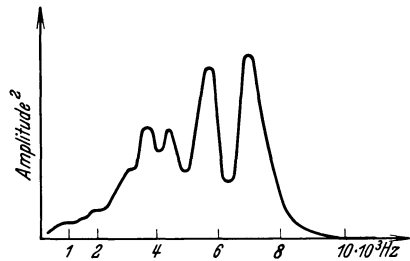


Abb. 69. Spektrum des Zischlautes S.
(Nach M. GRÜTZMACHER.)

Die Ausgleichsvorgänge sind bei der Gruppe der Mediae (B, D, G) und bei der Gruppe der Tenuis (P, T, K) sehr verschieden. Gehen die betreffenden Laute einem Vokal voraus, so wird der Vokalklang bei einem vorangehenden Laut aus der Gruppe der Mediae verhältnismäßig rasch aufgebaut, während er bei einem vorausgehenden Konsonant aus der Gruppe der Tenuis langsamer entsteht. Der Grund hierfür ist im wesentlichen der, daß beim Einsetzen eines Konsonanten aus der Gruppe der Mediae die Stimmritze so eng eingestellt ist, daß der Stimmtone unmittelbar nach dem Beginn der Luftströmung ertönt, während beim Einsatz eines Konsonanten aus der Gruppe der Tenuis die Stimmritze zunächst geöffnet war, nach Einsetzen der Luftströmung werden bei diesen Konsonanten dann allmählich die Stimmklappen einander genähert und die Stimmbandschwingung setzt ein. H. BACKHAUS untersuchte die Explosivae oszillographisch, er fand die HELMHOLTZsche Vorstellung durchaus bestätigt: bei den genannten Konsonanten treten sehr typische Unterschiede in der Zeit auf, die jeweils gebraucht wird, bis der Vokal sich aufbaut.

¹ Einen Beweis hierfür bilden insbesondere auch die Ergebnisse von Versuchen, welche V. ENGELHARDT und E. GEHRCKE (Vokalstudien, S. 6. Leipzig 1930) ausführten: von F. TRENDELENBURG aufgenommene Vokalklangbilder wurden mit einer Photozellenanordnung reproduziert. Der Vokal U wurde in 100% aller Fälle, O in 94%, A in 82%, E in 90% und I in 96% richtig erkannt!

² HELMHOLTZ, H. v.: Die Lehre von den Tonempfindungen, 6. Aufl., S. 113. Braunschweig 1913.

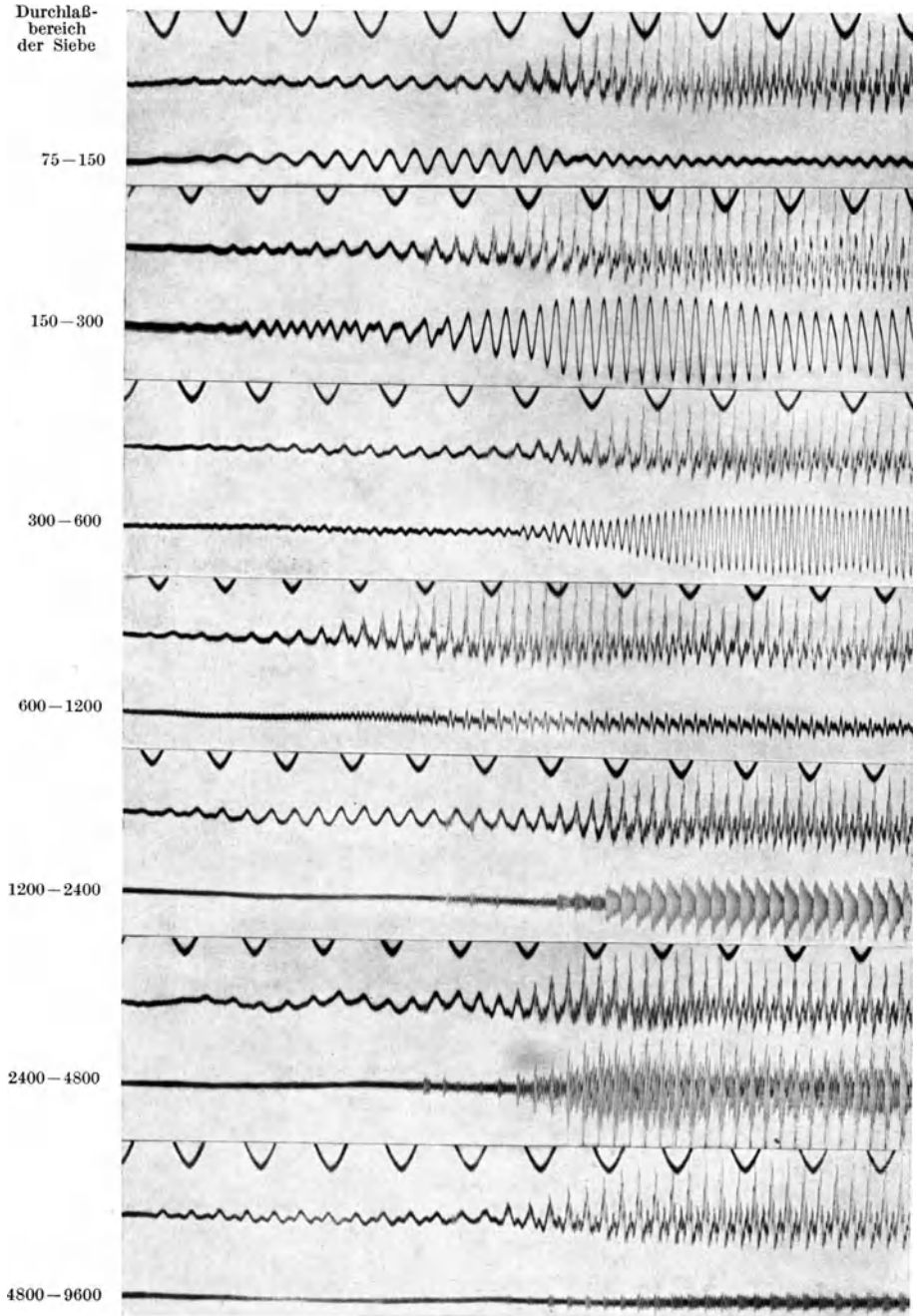


Abb. 70a. Gesprochene Silbe Ge (Einsatz).

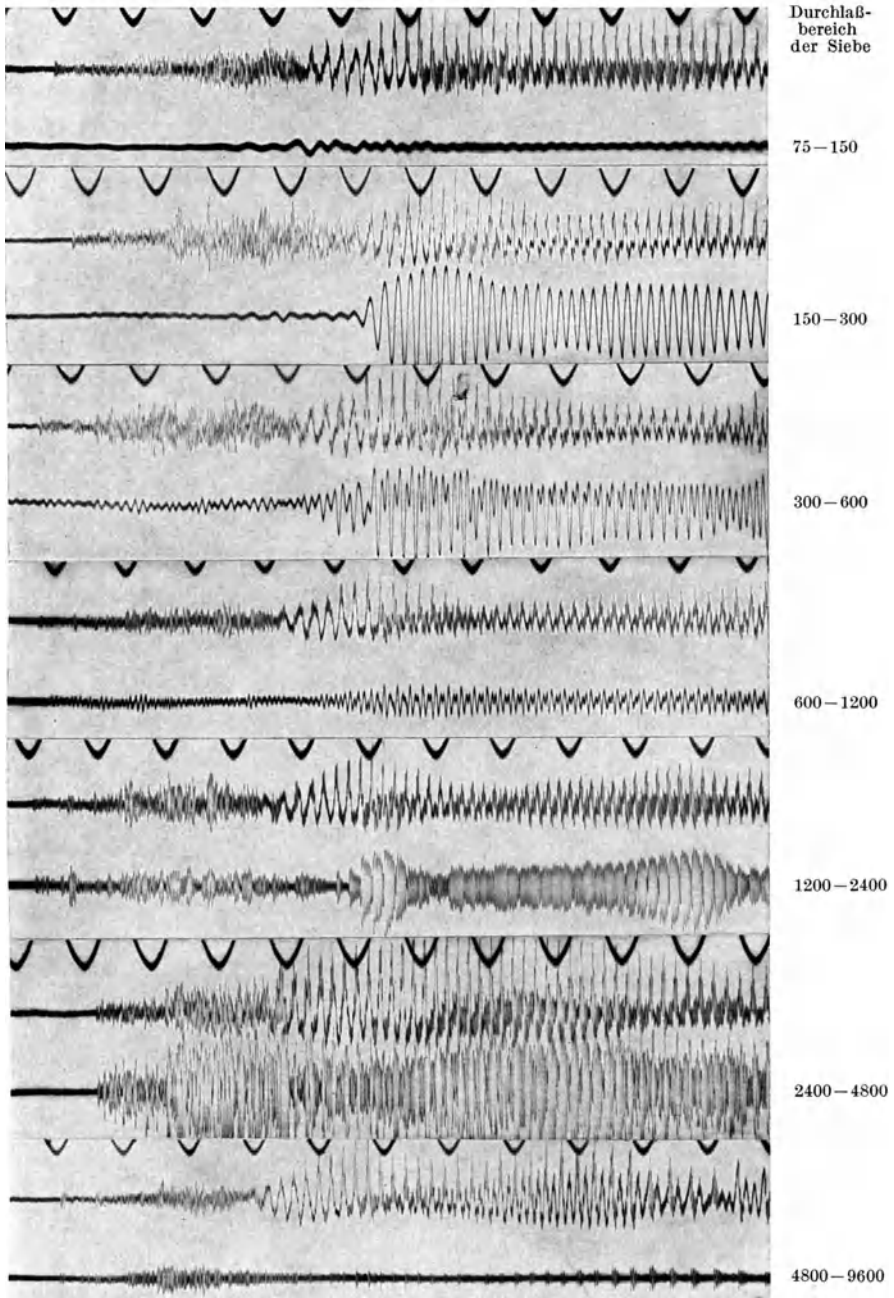


Abb. 70b. Gesprochene Silbe Ke.

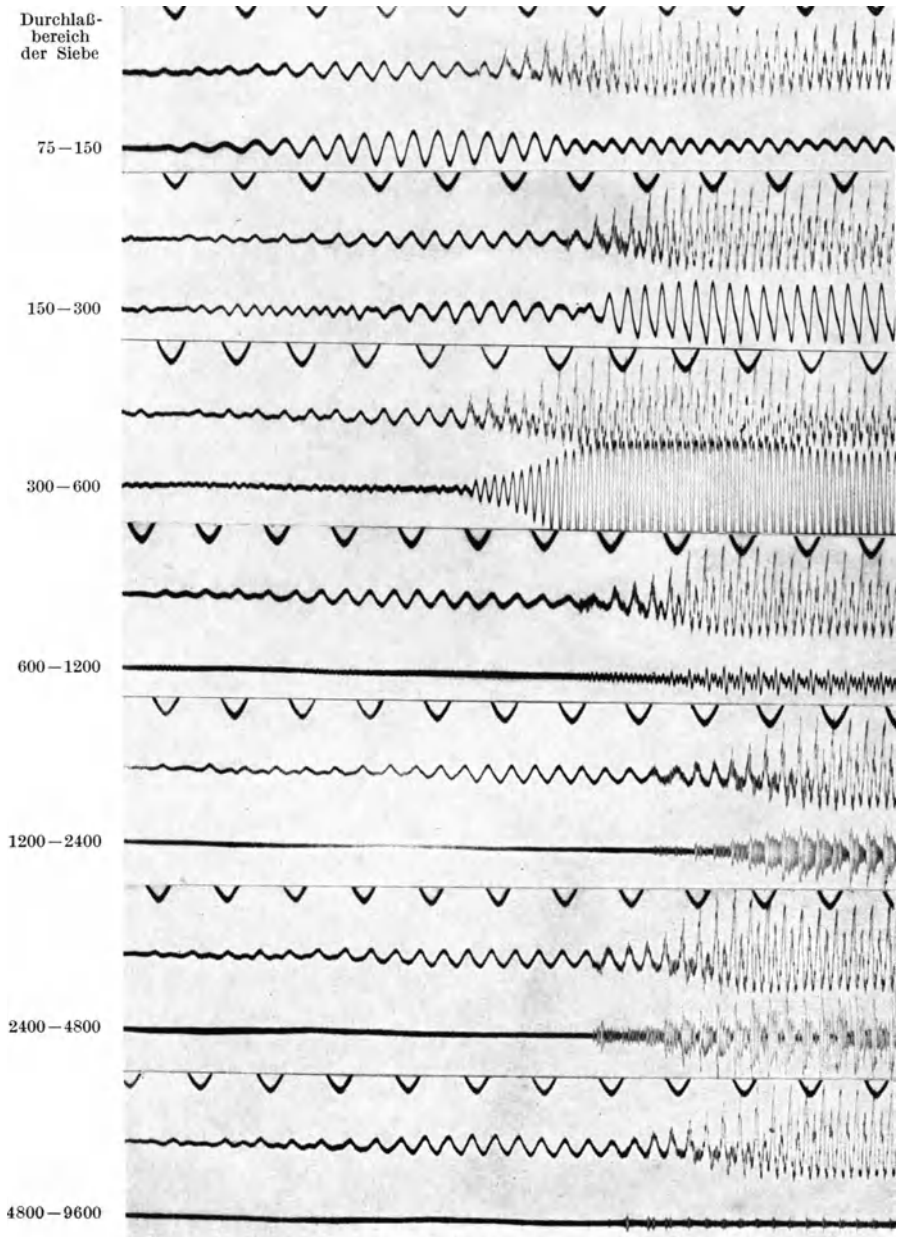


Abb. 70c. Gesprochene Silbe De.

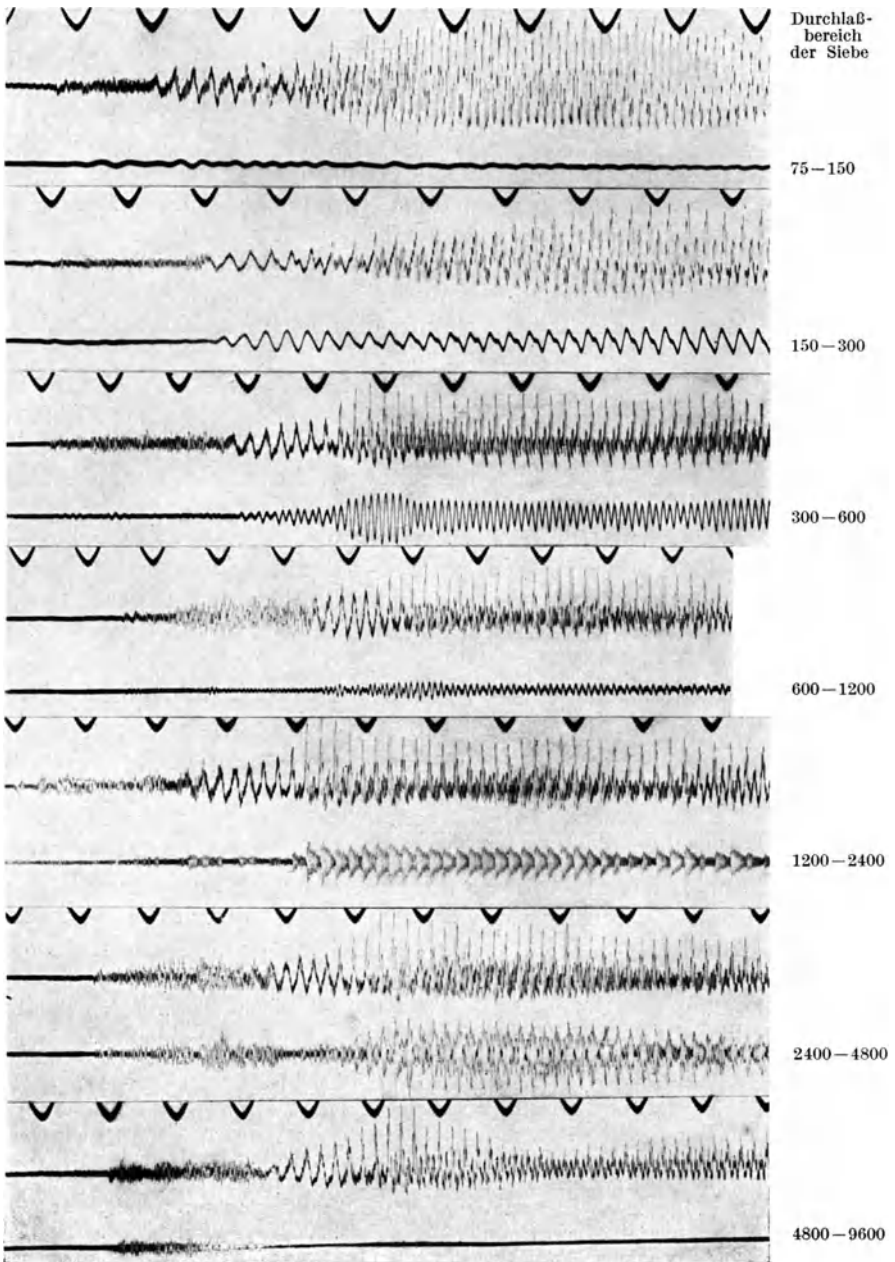


Abb. 70 d. Gesprochene Silbe Te.

Bei der Gruppe der Mediae beträgt diese Zeit etwa 20—75 ms, bei der Gruppe der Tenuis 100 ms und mehr.

Der zeitliche Verlauf der Schallzusammensetzung der Explosivlaute läßt sich sehr anschaulich aus Oktavsiebaufzeichnungen erkennen (Abb. 70). Bei den Konsonanten aus der Gruppe der Mediae (B, D, G) ist bereits im ersten Einsatz der Stimmbandklang sehr deutlich zu erkennen, während bei den Tenuis (P, T, K) die Stimmbandkomponenten erst mit Beginn des auf den Explosivlaut folgenden Vokals auftreten; für die Tenuis sehr charakteristisch ist aber eine im ersten Einsatz auftretende unharmonische, sehr hoch liegende Komponente (ein „Hauchlaut“). In der Aufzeichnung mit dem höchsten Oktavsieb ist dieser Hauchlaut deutlich zu erkennen.

Die Tonhöhe des Stimmtones bleibt beim Ablauf der Sprache durchaus nicht genau konstant, der Stimmtone hebt und senkt sich, die Tonhöhenvariation ist ein sehr wichtiges Moment für die Ausdrucksform der Sprache; die Untersuchung des zeitlichen Verlaufs der Höhe des Stimmtones ist eine wichtige Aufgabe der experimentellen Phonetik¹. Für die Charakterisierung der einzelnen Sprachlaute ist der Tonhöhenverlauf — zumindest in den europäischen Sprachen — aber ohne wesentliche Bedeutung².

Die Dauer der Vokale (in der deutschen Sprache) schwankt zwischen etwa 0,04 und 0,5 Sekunden, im Mittel beträgt sie 0,18 Sekunden.

e) Intensitätsumfang von Sprache und Gesang. Stimmrichtwirkung.

Die mittlere Leistung der menschlichen Stimme liegt bei Umgangssprache nach Messungen von H. FLETCHER³ bei 12,5 Mikrowatt, C. F. SACIA⁴ gibt einen etwas kleineren Wert, nämlich 7,4 Mikrowatt an. Die momentane Spitzenleistung kann auf etwa 1—2 Milliwatt, die mittlere Leistung einer akzentuierten Silbe auf etwa 60—120 Mikrowatt steigen. Das Verhältnis der Spitzenleistung zur mittleren Leistung ist für isolierte Sprachlaute, für einzelne Silben und für die Gesamtsprache

¹ Über die Leistungsfähigkeit oszillographischer Aufzeichnung bei phonetischen Fragestellungen vgl. insbesondere die eingehenden Untersuchungen von A. GEMELLI und G. PASTORI [L'Analisi elettroacustica del Linguaggio. Pubbl. della Univ. Cattolica VII. Mailand 1934. Arch. Néerland. Phon. Exp. 10, 1 (1934)]. Neben den phonetischen Fragen wird auch die Frage des Vorhandenseins unharmonischer Komponenten in gesprochenen Vokalen eingehend behandelt.

² Eine ganz besondere Bedeutung besitzt die Tonhöhenvariation in der chinesischen Sprache. Man unterscheidet bei manchen Worten vier charakteristische Arten der Tonhöhenvariation („Four tone system“). Im 1. und im 3. System findet ein Anstieg der Tonhöhe bzw. ein Absinken der Tonhöhe erst nach einer gewissen Zeitdauer, während derer die Tonhöhe konstant war, statt. Im 2. bzw. im 4. System steigt bzw. fällt der Ton sofort nach dem Worteinsatz. Das gleiche Wort hat je nach der Art des angewandten Systems völlig verschiedene Bedeutung. Vgl. J. OBATA u. T. TESIMA: Proc. imp. Acad. Tokyo 9, 510 (1933).

³ FLETCHER, H.: Bell Syst. techn. J. 1, 129 (1922).

⁴ SACIA, C. F.: Bell Syst. techn. J. 4, 627 (1925).

eine für einzelne Versuchspersonen etwas verschiedene aber individuell durchaus charakteristische Größe. Als Mittelwert aus einer großen Anzahl von Messungen an den verschiedensten Versuchspersonen ergab sich für den „Spitzenfaktor“ („peakfactor“) $s = \sqrt{\frac{L_H}{L_M}}$ (L_H Höchstleistung, L_M mittlere Leistung) ein Wert von etwa $s = 5$. Die Kenntnis dieses Faktors ist wichtig für Klangübertragungsaufgaben.

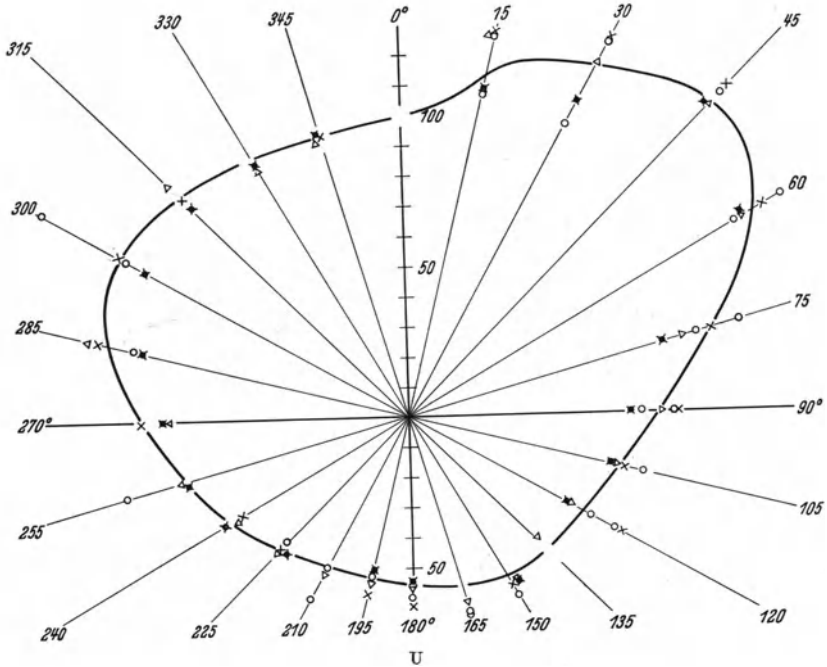


Abb. 71 a. Richtwirkung der Stimme beim Sprachlaut U.

Sehr groß ist der Intensitätsumfang der Singstimmen. K. W. WAGNER¹ führte hierüber Untersuchungen durch. Zur Kennzeichnung des Intensitätsumfanges führte WAGNER den Begriff der Dynamik ein. Mit Dynamik D wird das Verhältnis der höchsten im Fortissimo vorkommenden Druckamplitude zur geringsten im Piano vorkommenden Druckamplitude bezeichnet. Für Singstimmen mit Klavier- bzw. Flügelbegleitung ergaben sich die folgenden Werte:

Gesangsart	Instrument	Entfernung vom Mikrophon m	P_{max}	P_{min}	D
Sopran	Flügel	1	25,4	0,08	212
Sopran	Klavier	2	24	0,3	80
Sopran und Alt	Cembalo	3—4	24,2	0,12	182
Lieder: Sopran	Klavier	2—2,5	25	0,2	125

¹ WAGNER, K. W.: Berl. Ber. 1932, Nr 25, 372.

Die Abstrahlung des Schalles durch den Mund erfolgt nicht nach allen Seiten gleichmäßig, sondern gerichtet, insbesondere bei den hohen

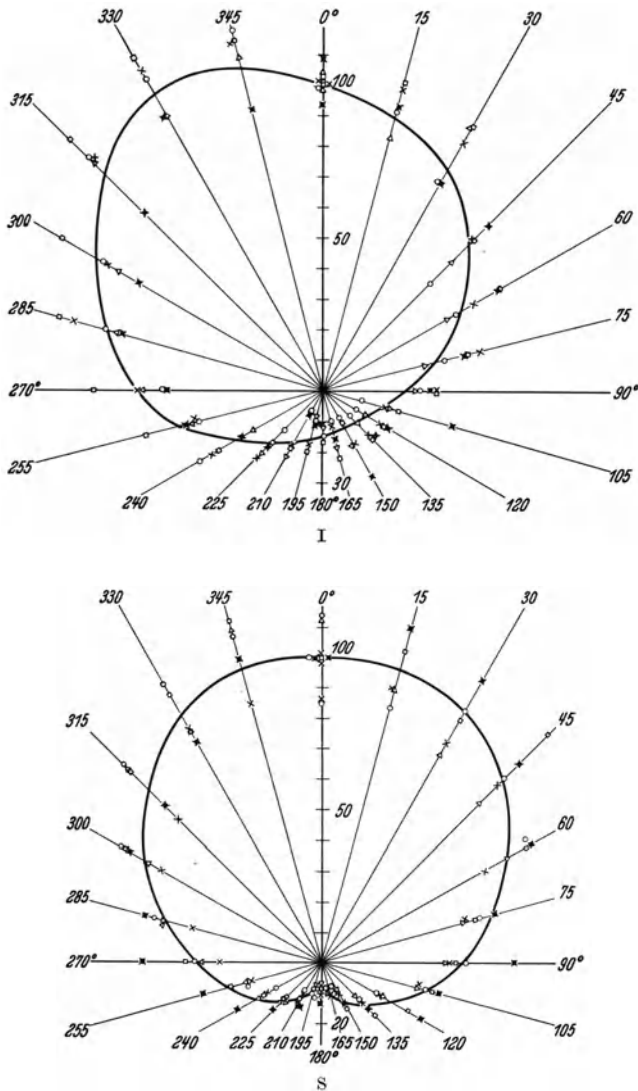


Abb. 71 b und c. Richtwirkung der Stimme bei den Sprachlauten I und S.

Frequenzen macht sich die Richtwirkung der Stimme stark bemerkbar. Die Stimmrichtwirkung hat im wesentlichen zwei Gründe: Der Kopf schattet rückwärts gelegene Schallfeldpunkte gegen die Mundöffnung ab, und die Mundöffnung selbst besitzt eine gewisse Trichterwirkung.

Die Wirkung beider Effekte wächst mit zunehmender Frequenz. Unterhalb von etwa 400 Hertz ist noch kein nennenswerter Richteffekt vorhanden, die langen Wellen laufen durch Beugung um den Kopf herum, auch eine Richtwirkung der Mundöffnung selbst findet bei langen Wellen nicht statt; anders für kurze Wellen: Für diese wirkt der Kopf schattenbildend und die Schallabstrahlung durch die Mundöffnung erfolgt gerichtet.

Über die Stimmrichtwirkung wurden Messungen im Hauptformantengebiet des „U“ (200—400 Hertz), im Gebiet des hohen „I“-Formanten (3300—3500 Hertz) und im Formantengebiet des „S“ (um 6000 Hertz) durchgeführt. Die starke Frequenzabhängigkeit der Richtwirkung kommt in den Richtwirkungsdiagrammen¹ (Abb. 71) der verschiedenen Formantengebiete sehr anschaulich zum Ausdruck. Bei 200 Hertz findet noch eine genähert kugelsymmetrische Abstrahlung statt, bei 400 Hertz fängt die Richtwirkung an bemerkbar zu werden, bei 3300 Hertz beträgt die Druckamplitude für Aufpunkte hinter dem Sprecher nur noch rund $\frac{1}{7}$ derjenigen in der Richtung nach vorn, die Intensität fällt hinter dem Sprecher bereits auf rund $\frac{1}{50}$. Noch stärker ist die Richtwirkung beim „S“.

Die Richtwirkungsdiagramme zeigen, von welcher großer praktischer Bedeutung es ist, zur Sprachaufnahme bestimmte Schallempfänger örtlich richtig anzubringen, nur bis etwa 45° seitlich der Mittelnormalen des Sprechers ist mit einigermaßen richtiger Aufnahme zu rechnen; steht der Schallempfänger noch weiter seitlich oder gar rückwärts, so gehen die für gute Sprachverständlichkeit erforderlichen hohen Formanten verloren. Soll die Sprache eines Redners aufgenommen werden, der die Sprechrichtung im Verlauf der Rede wechselt, so sind zu guter Aufnahme mehrere räumlich verteilte Schallempfänger erforderlich.

5. Die Klänge von Musikinstrumenten.

a) Einteilung. Grundfragen der Schallerzeugung in den verschiedenen Instrumententypen.

Die praktisch häufig gebrauchte Einteilung der Musikinstrumente nach ihrer äußeren Spielart — also die Einteilung in Streichinstrumente, Blasinstrumente, Schlaginstrumente, Zupfinstrumente und Tasteninstrumente ist für eine systematische Darstellung der von den Musikinstrumenten hervorgebrachten Klänge wenig geeignet; für die Eigenart der Klänge sind ja nicht die Mechanismen des Spielens, sondern die physikalischen Vorgänge bei der Schallerzeugung ausschlaggebend. Für die

¹ Nach F. TRENDELENBURG: Z. techn. Physik **10**, 558 (1929). — Vgl. ferner insbesondere G. W. STEWART: Physic. Rev. **33**, 467 (1911). — Über allgemeine Richtwirkungsfragen vgl. F. TRENDELENBURG: Schallstrahlung und Schallempfang in Tonfilm, Aufnahme und Wiedergabe, herausgeg. von F. FISCHER u. H. LICHTER, S. 108f. Leipzig 1932.

Diskussion der physikalischen Eigenschaften der Musikklänge ist eine Einteilung in folgender, die physikalischen Vorgänge bei der Schallerzeugung besser berücksichtigenden Weise vorteilhafter¹:

1. Instrumente mit Saiten.
2. Instrumente mit Stäben oder mit Zungen.
3. Instrumente mit Membranen.
4. Instrumente mit Platten.
5. Instrumente mit schwingenden Luftmassen.

Bei den Saiteninstrumenten dient als primärer Schallgeber eine auf mechanischem Wege zu Schwingungen erregte Saite, die Tonhöhe der Saitenschwingung ist durch Spannung und Länge der Saite gegeben. Die Saitenschwingungen erregen einen — meist aus Holz bestehenden — großflächigen „Resonanzboden“ zu Biegungsschwingungen, der Zweck des Resonanzbodens ist es, die Schallabstrahlung an die Luft zu vermitteln. Ohne die Anbringung eines Resonanzbodens würde die Schallabstrahlung nur eine außerordentlich geringe sein, die freischwingende Saite strahlt nahezu nicht, die auf der einen Hälfte der Saite auftretende Druckerhöhung gleicht sich infolge des geringen Saitenquerschnittes unmittelbar mit der auf der anderen Saitenhälfte auftretenden Druckerniedrigung aus, da die Luftteilchen ohne weiteres an der Saite vorbeistreichen können.

Für die Klangeigentümlichkeiten der von den Saiteninstrumenten erzeugten Klänge ist zunächst die Frage von Bedeutung, wie die Saite erregt wird², ob also das betreffende Instrument durch Anstreichen der Saite mittels eines Bogens, durch Anzupfen mittels eines Plektrons oder durch Anschlagen mittels eines Hammers betätigt wird; nur im erstgenannten Fall lassen sich stationäre Klänge erzeugen, bei den letztgenannten Erregungsarten können nur gedämpft abklingende Schallvorgänge hervorgerufen werden.

Weiterhin ist die Frage wichtig, in welcher Schwingungsform die Saite schwingt. Eine Saite kann so erregt werden, daß sie längs ihrer ganzen Ausdehnung gleichphasig schwingt („Grundschwingung“); die

¹ Diese Einteilung entspricht der von A. KALÄHNE in seinem Beitrag „Musikinstrumente“ in MÜLLER-POUILLETs Lehrbuch der Physik, 11. Aufl., Bd. 1/3, S. 226. Braunschweig 1929, gewählten Einteilung. Auf diesen Beitrag, der eine eingehende Übersicht über die Wirkungsweise der Musikinstrumente gibt, sei hier nachdrücklich hingewiesen. Wichtige Darstellungen über physikalische Fragen der Musikinstrumente gaben weiterhin C. V. RAMAN im Handbuch der Physik, herausgeg. von H. GEIGER u. K. SCHEEL, Bd. 8, S. 354f. Berlin 1927, und H. BACKHAUS im Handbuch der technischen Akustik (Handbuch der Exp.-Physik, Bd. XVII/3, S. 177. Leipzig 1934, und im Handwörterbuch der Naturwissenschaften, Bd. VII, S. 19, 2. Aufl. Jena 1932).

² Die Saitenschwingung erfolgt bei allen in der Musik benutzten Instrumenten transversal; longitudinal erregt wird nur das für Meßzwecke gelegentlich benutzte Monochord.

Frequenz der Grundschwingung ist $n_0 = \frac{1}{2l} \sqrt{\frac{p}{\rho}}$ (l Länge, p Spannung der Saite, ρ Dichte des Materials der Saite). Sie kann aber auch in höheren Schwingungsformen erregt werden, einzelne Teilstücke der Saite — die durch stillstehende Knoten getrennt sind — schwingen dann gegenphasig. Die höheren Eigenfrequenzen der Saite liegen harmonisch zur Grundfrequenz. Das allgemeine Bildungsgesetz für die Eigenfrequenzen n einer Saite lautet $n = m \cdot n_0$ ($m = 1, 2, 3 \dots$).

Weitere, die Klangeigenschaften bedingende Faktoren sind die Ankoppelung der Saite über den Steg an den Resonanzboden, die Schwingungseigenschaften und die Abstrahlungseigenschaften des Resonanzbodens.

Zu den Saiteninstrumenten rechnen die folgenden Musikinstrumente:

a) *Instrumente mit gestrichenen Saiten*: Geige (Violine), Bratsche, Cello (Violoncello) und Kontrabaß.

b) *Instrumente mit gezupften oder gerissenen Saiten*: Harfe, Gitarre, Mandoline, Zither, Cembalo, Laute.

c) *Instrumente mit geschlagenen Saiten*: Klavier, Flügel.

Bei den *Instrumenten mit Stäben* dienen als Schallquelle Stäbe, die durch Anschlagen zu abklingenden Eigenschwingungen erregt werden, die Schallabstrahlung findet bei diesen Instrumenten meist unmittelbar¹ durch den Stab selbst ohne Zwischenschaltung eines besonderen Resonanzkörpers statt. Zu diesen Instrumenten rechnen Stimmgabel, Triangel, Xylophon (Stabklavier), Celesta (Glockenklavier) und Uhrspirale.

Bei den *Instrumenten mit Zungen* werden schwingungsfähige Zungen in ihrer Eigenfrequenz angeblasen, die Schallabstrahlung findet durch die Zunge selbst statt. Es gehören zu diesen Instrumenten Harmonium, Drehorgel, Ziehharmonika und Mundharmonika. Die mit Hohlraumresonatoren ausgerüsteten Zungeninstrumente sind weiter unten bei den Instrumenten mit schwingenden Luftmassen aufgeführt.

Bei den *Instrumenten mit Membranen*, oder wie man sie häufig auch bezeichnet, bei den Fellinstrumenten, dient als Schallquelle ein über die Öffnung eines Resonanzkörpers gespanntes Fell, das mit einem Schlegel angeschlagen wird und dann in seinen Eigenschwingungen gedämpft ausklingt. Die wichtigsten Fellinstrumente sind die Trommeln und die Pauken.

Bei den *Instrumenten mit Platten* werden durch Anschlag abklingende Eigenschwingungen eines flächenmäßig ausgedehnten — meist metallischen — Körpers erregt. Die Eigenschwingungen liegen im allgemeinen unharmonisch zueinander. Es rechnen in diese Klasse das Becken, das Gong und die Glocken.

¹ Einen Resonanzboden haben nur die Celesta und meistens die Stimmgabeln.

Bei den *Instrumenten mit schwingenden Luftmassen* findet die Schall-erzeugung durch „Anblasen“ luftgefüllter Hohlräume statt, die Schall-abstrahlung wird durch Öffnungen, welche die Hohlräume mit der Außen-luft verbinden, vermittelt.

Zwei verschiedene Arten des Anblasmechanismus werden verwendet.

Bei den Lippenpfeifen (Labialpfeifen) wird durch einen schmalen Spalt ein Luftstrom gegen eine Schneide oder Lippe geblasen. Beim Auftreffen des Luftstromes auf die Schneide entstehen Wirbel, die Wirbel laufen abwechselnd längs der einen bzw. der anderen Seite der Schneide ab. Ist die Schneide frei im Raum angeordnet, so entspricht der Wirbel-abstand der Entfernung Ausströmspalt — Schneide. Die Frequenz der Wirbelablösung (die „Schneidentonfrequenz“) N wird dann $N \cdot A = u$ (A Abstand Schneide-Spalt, u Strömungsgeschwindigkeit). Die Höhe des Schneidentones für freistehende Schneiden ist also proportional der Strömungsgeschwindigkeit und damit abhängig vom Anblasdruck.

Bei Ankoppelung eines Resonanzraumes ändern sich die Verhältnisse ganz grundlegend, die Frequenz der Wirbelablösung wird dann im wesentlichen übereinstimmend mit der Frequenz des nächstgelegenen Eigentones des Resonators; der Resonator wird im Eigenton angeblasen.

Geht man mit dem Anblasdruck von einem geringen Wert aus all-mählich in die Höhe, so tritt zunächst ein Ton auf, dessen Höhe ungefähr mit der Höhe des tiefstgelegenen Eigentones des Resonators überein-stimmt, mit steigendem Winddruck ändert sich die Tonhöhe dann zunächst nur wenig, um bei einem bestimmten Druck dann plötzlich auf die Höhe des nächsthöheren Eigentones umzuspringen; die Pfeife „überbläst“.

Über die Eigenschwingungen der Hohlraumresonatoren ist folgendes zu sagen:

Die Eigenschwingungen zylindrischer langgestreckter Rohre liegen harmonisch zueinander. Die Schwingungsformen sind verschieden, je nachdem es sich um offene oder um gedackte Pfeifen handelt. Am offenen Ende bilden sich Druckknoten (Bewegungsbäuche), am geschlossenen Ende Druckbäuche (Bewegungsknoten). In Abb. 72 sind die Schwin-gungsformen zylindrischer Pfeifen dargestellt. Die Wellenlängen der Eigenschwingungen der offenen Rohre gehorchen der Beziehung $l_{\text{off}} = m_1 \cdot \lambda/2$ (l_{off} Rohrlänge des offenen Rohres¹, die Eigenfrequenzen werden dementsprechend $n_{\text{off}} = \frac{m_1 \cdot c}{2l_{\text{off}}}$ (c Schallgeschwindigkeit, $m_1 = 1, 2, 3, 4, 5 \dots$). Für das gedackte Rohr¹ gilt $l_{\text{ged}} = m_2 \cdot \lambda/4$ bzw. $n_{\text{ged}} =$

¹ Zu der tatsächlichen Rohrlänge ist noch die Öffnungskorrektur hinzuzurechnen, bei zylindrischen Rohren beträgt diese Korrektur $0,82 R$ (R Radius des Rohres). Über Mündungskorrekturen vgl. insbesondere K. SATÔ: Rep. aeron. Res. Inst. Tokyo 5, 49 (1930).

$\frac{m_2 \cdot c}{4l_{\text{ged}}}$ ($m_2 = 1, 3, 5 \dots$), beim gedackten Rohr treten also nur ungeradzahlige Vielfache der Grundfrequenz auf.

Eine Veränderung der Höhe der Eigentöne von Rohren ist durch Veränderung der tatsächlichen Rohrlänge mittels eines Auszugs (wie bei der Posaune) durch Einführung eines zusätzlichen Rohrstückes (wie bei den Ventilinstrumenten) oder schließlich durch Freigabe von Seitenlöchern möglich; bei Freigabe eines Seitenloches ändert sich die „wirksame“ Rohrlänge.

Die Lage der Eigenschwingungen von Resonatoren anderer Form ist theoretisch schwer zu übersehen. Die Art der Eigenschwingungen

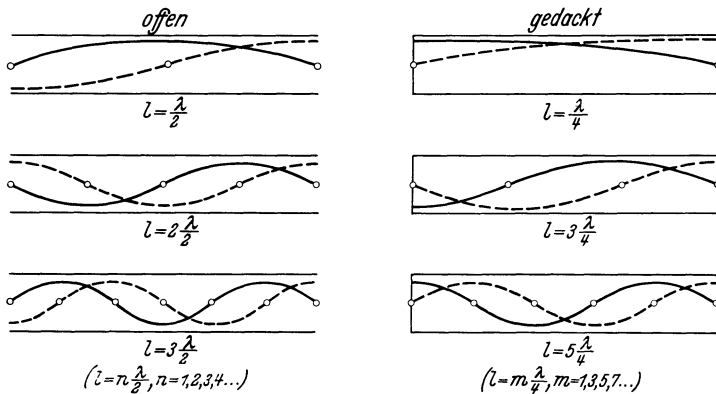


Abb. 72. Schwingungskurven offener und gedackter Pfeifen.
(Ausgezogene Kurven: Druck; gestrichelte Kurven: Bewegung.)

hängt von der Formgebung stark ab. So gibt es z. B. Resonatoren, die im wesentlichen nur eine einzige Eigenschwingung aufweisen¹.

Bei den Zungenpfeifen wird der in den Hohlraum des Resonators eingeblasene Luftstrom durch eine schwingende Zunge, die durch Anblasen erregt wird, periodisch unterbrochen.

Die Grundfrequenz der Zungenschwingung und damit die Grundfrequenz der Resonatorerregung ist je nach dem Verhältnis der Zungendämpfung zur Resonatorerregung eine ganz verschiedene. Zunge und Resonator sind ein gekoppeltes System. Die Frequenz der selbsterregten Schwingung stimmt im wesentlichen mit der Eigenfrequenz des schwächer gedämpften Systems überein. Bei kleiner Dämpfung der Zunge tritt die Eigenfrequenz der Zunge auf, bei großer Dämpfung der Zunge entspricht die Frequenz der nächstgelegenen Eigenfrequenz des Hohlraumresonators. Bei schwach gedämpfter Zunge (z. B. bei den metallischen Zungen der Orgelpfeifen) kann jeweils nur ein einziger, in seiner Höhe fester Ton, der Zungeneigentone, erregt werden. Bei Verwendung stark gedämpfter Zungen (z. B. bei Rohrblattzungen) lassen sich mit einer

¹ Vgl. die Ausführungen über den HELMHOLTZ-Resonator, S. 23.

Zunge durch Veränderung der Abstimmung des angekoppelten Resonators Töne verschiedenster Höhe erzeugen; man kann zu diesem Zweck z. B. die Länge des Ansatzrohres verändern oder man kann Seitenlöcher freigeben oder verschließen. Die Zungen selbst werden in verschiedenen Formen gebaut: als gegenschlagende Zungen, als durchschlagende Zungen oder als aufschlagende Zungen. Bei der erstgenannten Ausführungsart schlagen zwei untereinander gleiche Zungen gegeneinander, bei der zweitgenannten schlägt die Zunge beim Schwingen durch eine Öffnung hindurch, während bei der letztgenannten Bauart die Zunge sich in einer bestimmten Phase ihrer Schwingung einseitig auf eine Öffnung auflegt.

Entsprechend den skizzierten Unterschieden in der Wirkungsweise teilt man die Blasinstrumente ein in¹:

Instrumente mit Lippen oder Schneiden (Labien)	{ Lippen- oder Labial- pfeifen der Orgel Flöte mit ihren Unter- arten	
{ Metallzungen	{ Zungen- oder Lingual- pfeifen der Orgel	Holzblas- instrumente
Instrumente mit Zungen	{ Rohrblattzungen	
	{ Doppelzungen (Oboe, Fagott, Schalmei) Einfache Zungen (Klarinette, Saxophon)	
{ Membranöse Polsterzungen (Bläserlippen)	{ Trompete, Posaune, Horn und Tuba	Blechblas- instrumente

b) Klangspektren. Besonderheiten des zeitlichen Verlaufs der Klänge.

α) Saiteninstrumente. Streichinstrumente.

Von den Streichinstrumenten soll die Geige als Hauptinstrument des modernen Orchesters an erster Stelle behandelt werden. Diese Bevorzugung ist auch insofern berechtigt, als die Eigenschaften der Geigenklänge (insbesondere durch die umfassenden Untersuchungen von H. BACKHAUS²) in sehr gründlicher Weise geklärt worden sind und als die meisten der an Geigenklängen auftretenden Erscheinungen ähnlich auch an anderen Streichinstrumenten bemerkbar sind.

¹ Entnommen A. KALÄHNE: MÜLLER-POUILLET'S Lehrbuch der Physik, herausgegeben von E. WÄETZMANN, 11. Aufl., S. 260. Braunschweig 1929.

² BACKHAUS, H.: Z. techn. Physik 8, 509 (1927); 9, 491 (1928). — Naturwiss. 17, 811, 835 (1929). — Z. Physik 62, 143 (1930); 72, 218 (1931). — Zur Geige vgl. weiterhin C. W. HEWLETT: Physic. Rev. 35, 359 (1912). — SEIFFERT, A.: Arch. Musikwiss. 4, 456 (1922). — Z. Physik 76, 407 (1932). — GRÜTZMACHER, M.: Z. techn. Physik 8, 506 (1927). — KASANSKY, W. S. u. S. N. RSCHEVKIN: Z. Physik 47, 233 (1928). — BÉKÉSY, G. v.: Z. Physik 79, 668 (1932).

Über die Klangverteilung der Geige geben die von E. MEYER und G. BUCHMANN¹ aufgenommenen Klangspektren Auskunft (Abb. 73). Die Partialtöne der Geige liegen, wie nach Art der Schwingungserzeugung („selbsterregte Schwingungen“) zu erwarten, streng harmonisch zueinander. Ein kontinuierliches Geräusch ist in den abgebildeten Klanganalysen nicht zu erkennen; E. MEYER und G. BUCHMANN geben aber an, daß gelegentlich ein schwacher kontinuierlicher Untergrund, der wohl

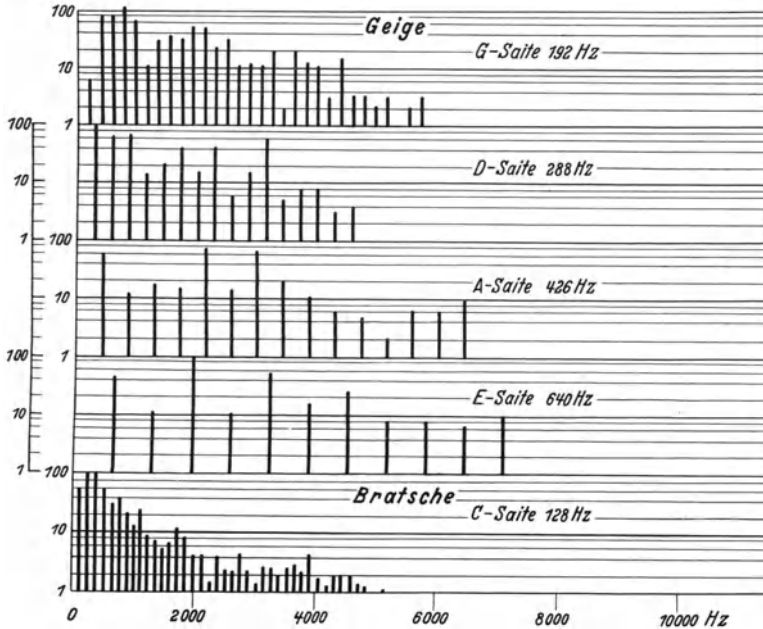


Abb. 73. Klangspektren von Geige und Bratsche. (Nach E. MEYER und G. BUCHMANN.)

auf den Bogenstrich zurückzuführen ist, bemerkbar wird, und zwar insbesondere dann, wenn beim Analysieren mit verstärkter Empfindlichkeit für die hohen Frequenzen gearbeitet wurde.

Die Teiltöne der Geige reichen bis in sehr hohe Tongebiete hinauf. So trat z. B. im Klang eines e_2 noch der 13. Partialton, entsprechend einer Frequenz von 8320 Hertz sehr deutlich in Erscheinung. Der starke Reichtum an hohen Obertönen ist auch aus der subjektiven Erfahrung bei Klangübertragungen zu erwarten. Um Geigentöne einigermaßen richtig wiedergeben zu können, darf die obere Frequenzgrenze der Übertragung 7000 Hertz nicht wesentlich unterschreiten, schneidet man tiefer ab — sagen wir bei etwa 3000 Hertz — so nimmt der Geigenklang einen flötenähnlichen Charakter an (vgl. S. 204). Diese subjektive Erfahrung

¹ MEYER, E. u. G. BUCHMANN: Berl. Ber., Physik.-math. Kl. 1931, Nr 32, 735.

läßt auch vermuten, daß in den hohen Tongebieten besonders wichtige und charakteristische Komponenten der Geigenklänge liegen. H. BACKHAUS¹ hat die Frage, wie weit bei der Geige hohe Resonanzgebiete bemerkbar werden, systematisch untersucht. Er fand in den hohen Gebieten starke Resonanzen, die Lage der Resonanzen ist bei den einzelnen Instrumenten etwas verschieden. Abb. 74 zeigt die Verteilung der Resonanzgebiete an einigen Geigen. Kurve 1 zeigt die Resonanzlage einer Geige von ANT. STRADIVARI aus dem Jahre 1707, 2 die Resonanzgebiete einer spätklassischen Geige (Storioni), 3 diejenigen einer modernen, sehr

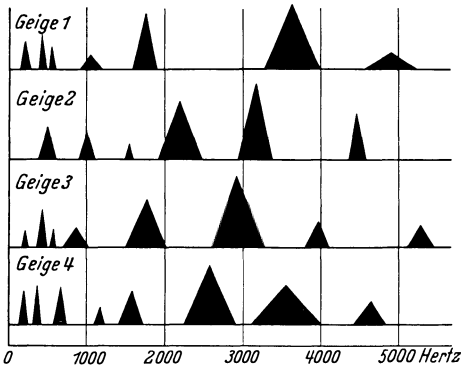


Abb. 74. Resonanzlagen von Geigen.
(Nach H. BACKHAUS.)

guten Meistergeige und 4 diejenigen einer minderwertigen Fabrikgeige. Besonders wichtig und charakteristisch scheint der Resonanzbereich um etwa 3—4000 Hertz zu sein. Dieser Bereich tritt um so stärker auf und liegt nach um so höheren Frequenzen hin, je besser die Qualität der Geige ist. Wie der Vergleich mit der Klangverteilung der Vokale (S. 78) zeigt, liegt der Resonanzbereich guter Geigen etwa im Bereich des hohen I-Formanten — die Ähnlichkeit mancher Geigenklänge mit dem Klang des I

ist ja auch für die subjektive Wahrnehmung vorhanden. Bei schlechten Geigen liegt dieser Resonanzbereich wesentlich tiefer, etwa zwischen 2000 und 3000 Hertz. Der Resonanzbereich entspricht in seiner Tonlage dann etwa dem Bereich des hohen E-Formanten, die betreffenden Geigen besitzen einen gequetschten E-ähnlichen, etwas näselnden Charakter und wirken musikalisch sehr unbefriedigend. Im starken Auftreten der Teiltöne um 3000 Hertz dürfte die gute Tragfähigkeit eines Geigenklanges begründet liegen: in diesem Bereich liegt ja auch die Eigenresonanz des Gehörganges.

Die Feststellungen von H. BACKHAUS über die Lage der Resonanzgebiete werden durch die Ergebnisse der Analysen von E. MEYER und G. BUCHMANN in gewissem Umfang bestätigt. Auch in einigen der oben abgebildeten Klangspektren der Geige tritt der Bereich von etwa 3000—4000 Hertz verstärkt auf.

In den Klängen der Geige macht sich ebenso wie in den Klängen der übrigen Streichinstrumente, folgende Eigentümlichkeit bemerkbar: Die Grundtöne der jeweils tiefsten Klänge der Streichinstrumente sind im Vergleich zu den höheren Partialtönen nur außerordentlich schwach.

¹ Vgl. S. 100 Fußnote 2.

Abb. 75 zeigt nach H. BACKHAUS ein Oszillogramm des Klanges der G-Saite auf G 192 Hertz. Die FOURIER-Analyse des Oszillogramms ergibt folgende Teiltonverteilung:

Partialton	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22
Relativ-Amplitude	3	100	18	11	19	19	18	13	4	11	14	11	8	11	2	5	10	8	8	5	9	3

Der Grundton tritt mit einer Amplitude auf, welche nur etwa 3 % derjenigen des Partialtones mit der stärksten Amplitude, in diesem Fall des 2. Partialtones, beträgt. H. BACKHAUS fand zuerst die

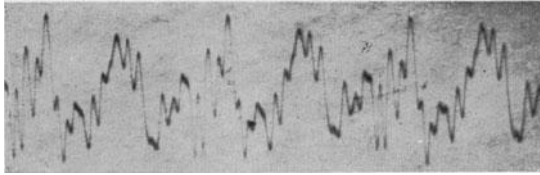


Abb. 75. Klangbild eines Geigenklanges, g-Saite, 192 Hertz. (Nach H. BACKHAUS.)

Erklärung für diese — übrigens an der Geige schon von C. W. HEWLETT¹ — beobachtete Tatsache. Die Ausdehnung des Instrumentkörpers ist nicht groß genug, als daß bei der sehr langen Welle des in Frage stehenden tiefsten Tones eine nennenswerte Abstrahlung zustande käme; erst bei den kürzeren Wellen der höheren Partialtöne beginnt der Instrumentkörper nennenswert zu strahlen. Die Abstrahlungsverhältnisse eines räumlich so kompliziert gebauten Gebildes wie des Geigenkörpers lassen sich theoretisch nicht streng erfassen. Einen guten allgemeinen Überblick über die Strahlungseigenschaften von Flächenstrahlern geben aber die theoretischen Überlegungen, welche man an besonders einfachen Strahlern, den Kugelstrahlern verschiedener Ordnung, durchführt. Bei dem einfachsten Typ eines Kugelstrahlers schwingt die gesamte Oberfläche der Kugel gleichphasig nach innen bzw. außen („atmende Kugel“, Strahler nullter Ordnung). Bei einem weiteren Strahlertyp läuft eine Knotenlinie längs eines größten Kreises um die Kugel herum; die auf der Knotenlinie gelegenen Oberflächenpunkte führen keinerlei radiale Bewegung aus, die beiden durch die Knotenlinie geteilten Kugelhälften schwingen gegenphasig nach innen bzw. außen (Strahler erster Ordnung) (Abb. 76). Die Strahler mit höherer als erster Ordnung sind durch mehrere Knotenlinien in gegenphasig schwingende Bereiche aufgeteilt. Die Ordnung der Strahler bezeichnet man nach der Zahl der bei dem betreffenden Strahlertyp auftretenden

¹ C. W. HEWLETT *Physic. Rev.* **35**, 359 (1912).

Knotenlinien. Die gesamte abgestrahlte Leistung von Kugelstrahlern hängt vom Kugelradius, von der Oberflächenamplitude, von Ordnungszahl und Art des Strahlers und von der Wellenlänge des abgestrahlten Schalles ab. Abb. 77 zeigt die Abhängigkeit der gestrahlten Leistung vom Kugelradius, von der Ordnungszahl und von der Wellenlänge, die Abbildung läßt deutlich erkennen, daß eine stärkere Strahlung jeweils erst oberhalb einer gewissen Frequenz einsetzt, und zwar rückt der Bereich, in dem

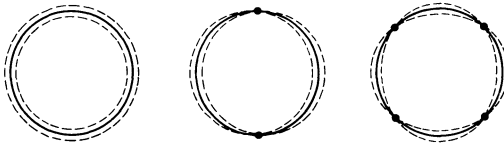


Abb. 76. Strahler verschiedener Ordnung (schematisch).

die Strahlung einsetzt, nach um so höheren Frequenzen, je kleiner der Kugelradius und je höher die Strahlerordnung ist.

Das außerordentlich geringe Auftreten der tiefsten Töne in den Geigenklängen läßt vermuten, daß die Geige in den betreffenden Frequenzbereichen nicht als Strahler nullter Ordnung, sondern als Strahler höherer Ordnung schwingt. Zwecks sorgfältiger Prüfung dieser Frage stellte H. BACKHAUS Untersuchungen über die Schwingungsform des Geigenbodens an, und zwar wurden diese Untersuchungen mit einer

elektrischen Methode, mittels eines „Abtastkondensators“ durchgeführt. Auf den Geigenkörper wurden kleine und äußerst dünne Metallfolien geklebt, welche die eine Belegung eines Kondensators bilden, als andere Belegung diente eine feste Metallelektrode, die an einem Stativ befestigt, der mit der Wandung mitschwingenden Elektrode in geringem Abstand gegenübersteht. Die beim Schwingen des Geigenkörpers auftretenden Kapazitätsänderungen werden mittels der

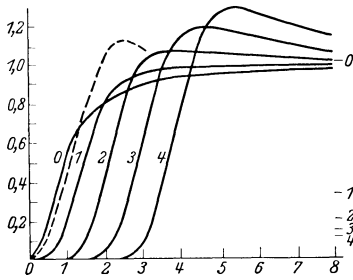


Abb. 77. Strahlungsdämpfung von Kugelstrahlern verschiedener Ordnung. (Nach H. BACKHAUS¹.)

Methode der halben Resonanzkurve aufgezeichnet. Man verwendet für Schwingungsformuntersuchungen zwei derartige Abtastkondensatoren, ein Abtastkondensator bleibt an einer bestimmten Stelle des Geigenkörpers stehen, der zweite wird nacheinander zu den verschiedensten Stellen des Körpers verschoben; beim Übergang über eine Knotenlinie ändern sich die Phasen zwischen den von den beiden Abtastkondensatoren aufgenommenen Schwingungen um 180°.

¹ Die Kurven gelten für zonale Kugel der Ordnungen 0—4. Für sehr kurze Wellen nähern sich die Kurven Grenzwerten, welche an der rechten Seite der Abbildung durch Striche markiert sind. Als Abszisse ist in Abb. 77 eingetragen $\frac{2\pi r}{\lambda}$ (r Kugelradius, λ Wellenlänge).

Abb. 78 zeigt Knotenlinienbilder des Körpers einer Stradivarius-Geige bei den verschiedensten Frequenzen. Sehr anschaulich ist zu erkennen, daß die Geige bei den tiefsten Frequenzen als Strahler höherer Ordnung, und zwar der zweiten Ordnung, schwingt. Dieser Befund stimmt durchaus damit überein, daß die tiefsten Töne nur ganz außerordentlich schwach gestrahlt werden. Bei höherer Frequenz geht dann der Strahlertyp zunächst in denjenigen der ersten Ordnung über. Dann wird (bei etwa 700 Hertz) ein Zustand erreicht, bei dem praktisch die ganze Geigenoberfläche gleichphasig, also entsprechend dem Strahler nullter Ordnung arbeitet; die Geige besitzt also dann optimale Abstrahlungsverhältnisse. Es ist sehr bemerkenswert, daß der Nullstrahlertyp nicht nur

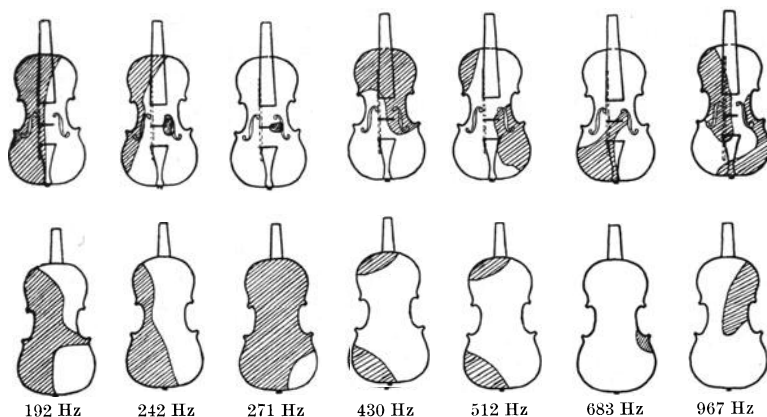


Abb. 78. Knotenlinienbilder eines Geigenkörpers. (Nach H. BACKHAUS.)

bei dieser einen Geige auftrat, sondern daß er weiterhin bei einer anderen klassischen Geige und bei einer sehr guten modernen Geige beobachtet wurde. Die Eigenschaft, in der nullten Ordnung schwingen zu können, scheint also eine wichtige Eigenschaft guter Geigen zu sein. Bei hohen Frequenzen tritt dann wieder eine Unterteilung in Knotenlinien auf.

Zu der eben skizzierten Erklärung der eigentümlich geringen Abstrahlung der tiefsten Töne bei den Streichinstrumenten ist noch eine kritische Ergänzung erforderlich: es wäre an sich denkbar, daß die geringe Stärke des Grundtones im abgestrahlten Klang auf eine geringe Stärke des Grundtones in der Saitenschwingung zurückzuführen wäre. Die Diskussion dieses Einwandes macht ein kurzes Eingehen auf die physikalischen Vorgänge bei der Schwingungserregung der Saite erforderlich:

Beim Anstreichen¹ wird die Saite durch den Bogen — dessen Haare durch Kollophoniumbestrich klebrig gemacht werden — mitgenommen.

¹ Es ist hier Anstreichen in der Nähe des Saitenendes vorausgesetzt. Im einzelnen vgl. zu diesen Fragen H. v. HELMHOLTZ: Die Lehre von den Tonempfindungen, 6. Aufl., S. 137. Braunschweig 1913. — KRIGAR-MENZEL, O. u. A. RAPS: Ann. Physik 44, 623 (1891). — BACKHAUS, H.: Musikinstrumente. Handbuch der technischen Akustik (Handbuch der experimentellen Physik, Bd. 17/3). Leipzig

Die Mitnahme der Saite hält so lange an, als die Klebkraft größer ist als die Rückstellkraft der gespannten Saite. In dem Zeitpunkt, in welchem die Rückstellkraft die Klebkraft übersteigt, reißt die Saite sich vom Bogen los und schnellst längs der Bogenbespannung über ihre Ruhelage hinaus zurück. Der Bogen faßt dann erneut die Saite, das Spiel beginnt von vorn. Die Grundperiode der Schwingung der angestrichenen Saite ist diejenige des tiefsten Saiteneigentones (vgl. S. 97). Die Mitbewegung

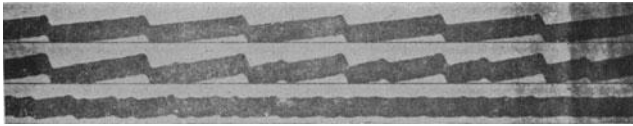


Abb. 79. Schwingungsform einer Geigensaite (HELMHOLTZscher Typ und Typen höherer Ordnung.)

der Saite erfolgt nach dem Gesagten mit konstanter Geschwindigkeit, nämlich mit derjenigen des Bogens, aber auch in der entgegengesetzten Phase läuft die Bewegung — und zwar infolge der großen Reibung beim Entlanggleiten am Bogen — mit nahezu konstanter Geschwindigkeit ab. Der zeitliche Ablauf der Schwingung eines Saitenpunktes entspricht, bei der eben diskutierten einfachsten Schwingungsform der Saite, der Kurvenform einer Zickzackkurve (Abb. 79, oberster Streifen).

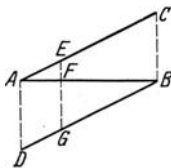


Abb. 80. Geschwindigkeitsdiagramm einer Saitenschwingung.

Die Schwingungsverhältnisse der gesamten Saite lassen sich am einfachsten übersehen am „Geschwindigkeitsdiagramm“ der Saite; in Abb. 80 ist über der Saitenlänge als Abszisse die Geschwindigkeit jedes Saitenpunktes dargestellt. Die Geschwindigkeit jedes Saitenpunktes ändert sich nach dem oben Gesagten unstetig zwischen zwei Werten; man erhält die Geschwindigkeit jedes Saitenpunktes aus Diagramm 80 dadurch, daß man die Unstetigkeitsstelle (bei F) längs der Saite mit konstanter Geschwindigkeit hin- und herlaufen läßt, und zwar derart, daß eine Periode dieser Bewegung einer Periode der Saitenbewegung entspricht. Es läßt sich zeigen, daß die Saitenbewegung beschrieben wird durch

Die Geschwindigkeit jedes Saitenpunktes ändert sich nach dem oben Gesagten unstetig zwischen zwei Werten; man erhält die Geschwindigkeit jedes Saitenpunktes aus Diagramm 80 dadurch, daß man die Unstetigkeitsstelle (bei F) längs der Saite mit konstanter Geschwindigkeit hin- und herlaufen läßt, und zwar derart, daß eine Periode dieser Bewegung einer Periode der Saitenbewegung entspricht. Es läßt sich zeigen, daß die Saitenbewegung beschrieben wird durch

Die Geschwindigkeit jedes Saitenpunktes ändert sich nach dem oben Gesagten unstetig zwischen zwei Werten; man erhält die Geschwindigkeit jedes Saitenpunktes aus Diagramm 80 dadurch, daß man die Unstetigkeitsstelle (bei F) längs der Saite mit konstanter Geschwindigkeit hin- und herlaufen läßt, und zwar derart, daß eine Periode dieser Bewegung einer Periode der Saitenbewegung entspricht. Es läßt sich zeigen, daß die Saitenbewegung beschrieben wird durch

$$y = \sum_{\nu=1}^{\infty} \frac{2\alpha}{\nu^2 \cdot \omega \cdot \pi} \sin \frac{\nu \cdot \pi \cdot x}{l} \sin \nu \cdot \omega \cdot t$$

(α Größe der Unstetigkeit im Geschwindigkeitsdiagramm, l Saitenlänge, ω Frequenz der Grundperiode). Die Amplituden der Teilschwingungen sind also umgekehrt proportional dem Quadrat ihrer Ordnungszahl ν .

1934 (mit zahlreichen Literaturhinweisen) und insbesondere die Untersuchung von C. V. RAMAN: Mechanical Theory of bowed Strings. Bull. Ind. Assoc. 15, 1 (1918). — Musikinstrumente und ihre Klänge. Handbuch der Physik, herausgeg. von H. GEIGER u. K. SCHEEL, Bd. 8, S. 354f. Berlin 1927.

Der eben skizzierte Schwingungstyp ist derjenige, der beim Anstreichen einer Saite — zumindest beim sachgemäßen Anstreichen der Saiten von Musikinstrumenten — vorzüglich entsteht, man bezeichnet ihn als „HELMHOLTZschen Typ“, als „Haupttypus“ oder aber auch — aus einem Grund, auf den wir jetzt kommen — als den Schwingungstyp erster Ordnung; es sind nämlich außer dem HELMHOLTZschen Typ noch weitere Schwingungstypen möglich. Bei diesen tritt im Geschwindigkeitsdiagramm nicht nur eine einzige Unstetigkeitsstelle, wie bei dem Typ erster Ordnung, auf, sondern deren mehrere. Der Grund hierfür ist der, daß bei dem betreffenden Schwingungstyp die Saite die Rückwärtsbewegung nicht in einem ununterbrochenen Zug ausführt, sondern daß sie noch ein- oder mehrmals an der Bogenbespannung hängen bleibt, und von dieser jeweils wieder ein Stück mitgenommen wird (vgl. Abb. 79, mittlerer Streifen).

Man bezeichnet die Ordnung eines Schwingungstyps nach der Zahl der im Geschwindigkeitsdiagramm auftretenden Unstetigkeitsstellen. Es tritt in den Schwingungstypen höherer Ordnung nicht — wie im HELMHOLTZschen Typ — der Grundton am stärksten in Erscheinung, sondern derjenige Partialton, dessen Ordnungszahl mit der Ordnung des Schwingungstyps übereinstimmt.

Welcher Schwingungstyp auftritt, hängt insbesondere vom Bogendruck stark ab, weiterhin ist die Lage der Anstrichstellen der Saite von großem Einfluß. Der Schwingungstyp erster Ordnung benötigt den höchsten Bogendruck. Reicht der Bogendruck zur Aufrechterhaltung des Schwingungstyps erster Ordnung nicht aus, so tritt ein Schwingungstyp höherer Ordnung, bei dem man mit geringerem Bogendruck auskommt, auf.

Zur sicheren Entscheidung der Frage, ob nicht vielleicht die geringe Stärke der Grundschiwingung im abgestrahlten Klang der tiefsten Geigenklänge dadurch bedingt ist, daß bei der Erzeugung dieser Klänge die Schwingungsform der Saite nicht vom Haupttypus, sondern von einem Typus höherer Ordnung ist, kann der Ausfall von Versuchen herangezogen werden, bei denen Saitenschwingung und erzeugter Klang gleichzeitig aufgezeichnet wurden. Diesbezügliche, von H. BACKHAUS durchgeführte Versuche stellten es außer Zweifel, daß in dem von der Geige abgestrahlten Klang auch dann der Grundton nahezu völlig fehlen kann, wenn die Saite in der ersten Ordnung schwingt, wenn also in der Saitenschwingung die Grundschiwingung die weitaus stärkste Teilschiwingung ist. Die Ergebnisse der gleichzeitigen Beobachtung von Saitenschwingungsform und Klang sprechen in keiner Weise gegen die oben gebrachte Erklärung, nach welcher das geringe Auftreten der Grundtöne der tiefsten Geigenklänge an den schlechten Abstrahlungsverhältnissen für Wellenlängen, die groß gegen die Ausdehnung des Instrumentenkörpers sind, liegt.

Die Tatsache, daß die geringe relative Stärke des Grundtones erst durch die objektive Untersuchung gefunden wurde, während sie der subjektiven Beobachtung verborgen blieb, oder — noch schärfer gefaßt — daß sie subjektiv überhaupt nicht zu bemerken ist, erscheint zunächst sehr befremdlich. Es liegt hier ein besonders typischer Fall von scheinbarer Divergenz zwischen physikalisch objektiver Beobachtung und subjektiv empfunden vor, der sich rasch klärt, wenn wir die physikalischen Eigenschaften des Ohres mit denjenigen des für unsere Untersuchungen benutzten Empfängers vergleichen. Das Ohr arbeitet ausgesprochenmaßen nichtlinear, es treten im Ohr bei Auffallen mehrerer Töne

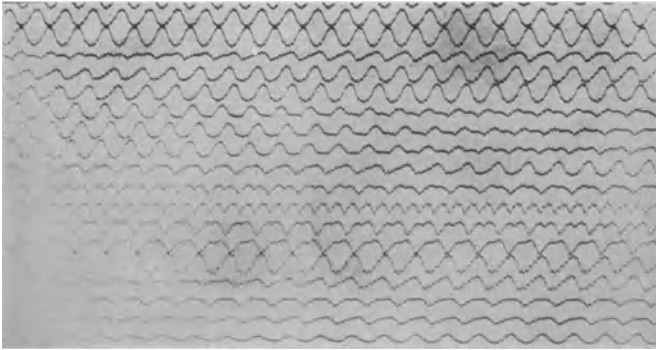


Abb. 81. Wolfston einer Geige (g-Saite, 466 Hz, Testori-Geige). (Nach H. BACKHAUS.)

Kombinationstöne und unter diesen mit besonderer Stärke der 1. Differenzton auf. Der 1. Differenzton aller benachbarter Partialtöne eines harmonischen Klanges ist nun aber gerade ein Ton von der Frequenz des Grundtones; auch bei sehr schwachem oder bei fehlendem Grundton kann das Ohr einen Ton von der Höhe des Grundtones durch Differenztonwirkung stark empfinden, während ihn der linear arbeitende elektrische Schallempfänger nur mit seiner tatsächlichen objektiven Größe aufnimmt¹.

Es sei hier noch kurz auf ein Schallphänomen hingewiesen, dessen Erklärung sich unmittelbar aus den eben skizzierten Verhältnissen der Saitenschwingungstypen herleitet. Bei manchen Geigen treten bei der Erzeugung bestimmter Töne Instabilitätserscheinungen auf. Der Klang ändert mehrmals in der Sekunde seine Klangfarbe. Es entsteht der Eindruck eines Rassels oder Heulens. Man bezeichnet dieses Klangphänomen als „Wolfston“ oder „Bullerton“. Abb. 81 zeigt ein Oszillogramm der Erscheinung. Die Erklärung ist die folgende:

Das Instrument besitzt beim Grundton des betreffenden Klanges eine Resonanz, durch welche eine sehr starke Abstrahlung gerade des

¹ Vgl. hierzu H. FLETCHER: *Physic. Rev.* **23**, 436 (1924); vgl. ferner die Ausführungen S. 209.

Grundtones vermittelt wird. Streicht man nun die Saite an, so wird der Saitenschwingung durch die starke Abstrahlung sehr viel Energie entzogen, der Bogendruck reicht durch die starke Energieentnahme zur Aufrechterhaltung des Schwingungstyps erster Ordnung nicht mehr aus, die Saitenschwingung schlägt in den Schwingungstyp zweiter Ordnung um, so daß nunmehr der Grundton nicht mehr erzeugt und daher auch nicht abgestrahlt wird, der Energieentzug hört nun auf, der Bogendruck reicht wieder für den Schwingungstyp erster Ordnung aus, die Saite springt in den Typ erster Ordnung um und das Spiel wiederholt sich¹.

Auch der Verlauf der Einschwingvorgänge ist für die Charakterisierung der Geigenklänge von erheblicher Bedeutung. Die Einschwingvorgänge beanspruchen bei der Geige im allgemeinen eine erhebliche Zeit, es werden — nach Untersuchungen von H. BACKHAUS — 100 ms und mehr benötigt, bis der Klang einen einigermaßen stationären Zustand erreicht hat. Bemerkenswert ist, daß im ersten Anfang der Grundton nur sehr schwach in Erscheinung tritt. Zunächst werden nur die höchsten Komponenten — im wesentlichen wohl das Bogengeräusch — bemerkbar, allmählich bauen sich dann die tieferen Komponenten auf. Abb. 82 zeigt die Ergebnisse von FOURIER-Analysen der verschiedenen Zeitabschnitte eines

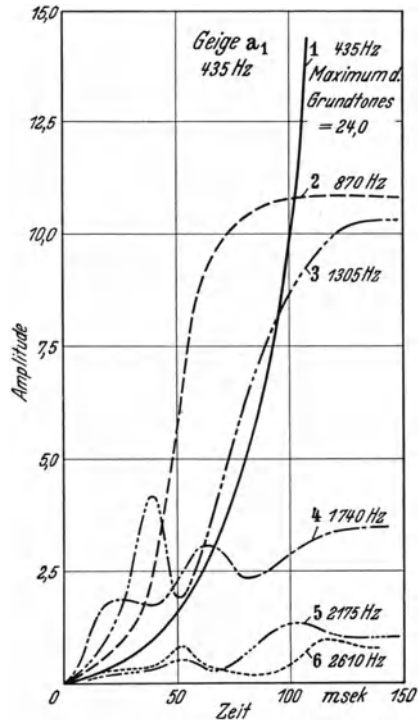


Abb. 82. Zeitlicher Aufbau der einzelnen Komponenten eines Geigenklanges. (Nach H. BACKHAUS.)

Geigeneinschwingvorganges, die einzelnen Teiltöne treten in einer Reihenfolge, die etwa umgekehrt wie ihre Ordnungszahl läuft, in Erscheinung, auf den 4. folgt der 3., dann der 2. Partialton, bis schließlich nach etwa 100 ms auch die Grundschwingung einen etwa stationären Wert erreicht hat. Völlig stationär wird der Geigenklang aber meist auch nach Ablauf des eigentlichen Einschwingvorganges nicht, es bleibt gewöhnlich ein gewisser dauernder leichter Wechsel der Klangfarbe erhalten. In dem fortwährenden Klangwechsel liegt ein besonderer Reiz der Geigenklänge, der diese vor den Klängen anderer Musikinstrumente, die während des Klangablaufes eine gewisse Starrheit der Klangfarbe aufweisen, auszeichnet.

¹ Nach H. BACKHAUS: Naturwiss. 17, 817 (1929).

Klangspektren weiterer Streichinstrumente, des Cello und des Kontrabaß, zeigt die Abb. 83. Die Spektren lassen die ausführlich besprochene Tatsache, daß die Grundtöne der jeweils tiefsten Klänge nur sehr schwach abgestrahlt werden, sehr anschaulich erkennen. Die Klänge enthalten, ebenso wie diejenigen der Geige, im wesentlichen nur streng harmonisch liegende Obertöne. Lediglich beim Pizzikatospiel tritt ein schwacher kontinuierlicher Untergrund auf, dieser kontinuierliche Anteil ist charakteristisch für angezupfte Saiten, man findet ihn in den Spektren der Harfe, der Laute und ähnlicher Instrumente stark vertreten.

Teiltöne, welche über 5000 Hertz hinaufreichen, weisen Bratsche, Cello und Kontrabaß nicht auf, es sind auch die Klänge dieser Instrumente

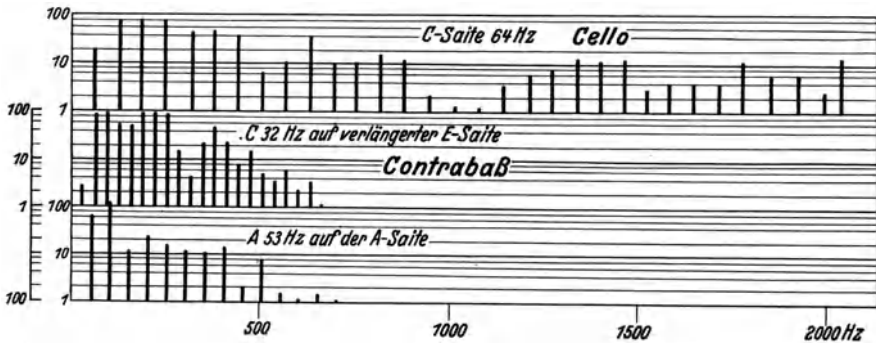


Abb. 83. Klangspektren von Cello und Kontrabaß. (Nach E. MEYER und G. BUCHMANN.)

bei Übertragungen nicht so empfindlich auf Abschneiden der höchsten Frequenzen wie die Geigenklänge.

Über die Tonlage der Grundtöne der verschiedenen Saiten der Streichinstrumente und über ihre Ausmaße gibt die folgende Tabelle Auskunft:

Instrument	Grundfrequenzen der Saiten				Korpuslänge cm	Zargenhöhe cm	Größte Breite cm
Geige	g 192	d ₁ 287	a ₁ 431	e ₂ 645	35,5	3,8	21
Bratsche	c 128	g 192	d ₁ 287	a ₁ 431	41	4,0	25
Cello	C 64	G 96	d 144	a 215	74	11,5	43
Kontrabaß	E ₁ 40	A ₁ 54	D 72	G 96	110	21,0	63

β) Instrumente mit gezupften oder gerissenen Saiten.

In den Klängen der Zupfinstrumente tritt im allgemeinen der kontinuierliche Anteil im Spektrum weit stärker auf als in den Klängen der Streichinstrumente, der kontinuierliche Anteil dürfte im wesentlichen vom eigentlichen Anzupfvorgang selbst herrühren. Kurz nach dem geräuschähnlichen Klangeinsatz treten dann die harmonisch zueinander liegenden abklingenden Eigenschwingungen der Saite auf. Von E. MEYER

und G. BUCHMANN aufgenommene Klangspektren der Zupfinstrumente lassen diese Eigenart deutlich erkennen (Abb. 84 und 85).

Im einzelnen ist zu gezupften Saiteninstrumenten noch folgendes zu bemerken:

Die Harfe (Abb. 85) besitzt einen sehr weichen Klangcharakter. Es treten nur Partialtöne sehr niedriger Ordnungszahl auf. Oberhalb

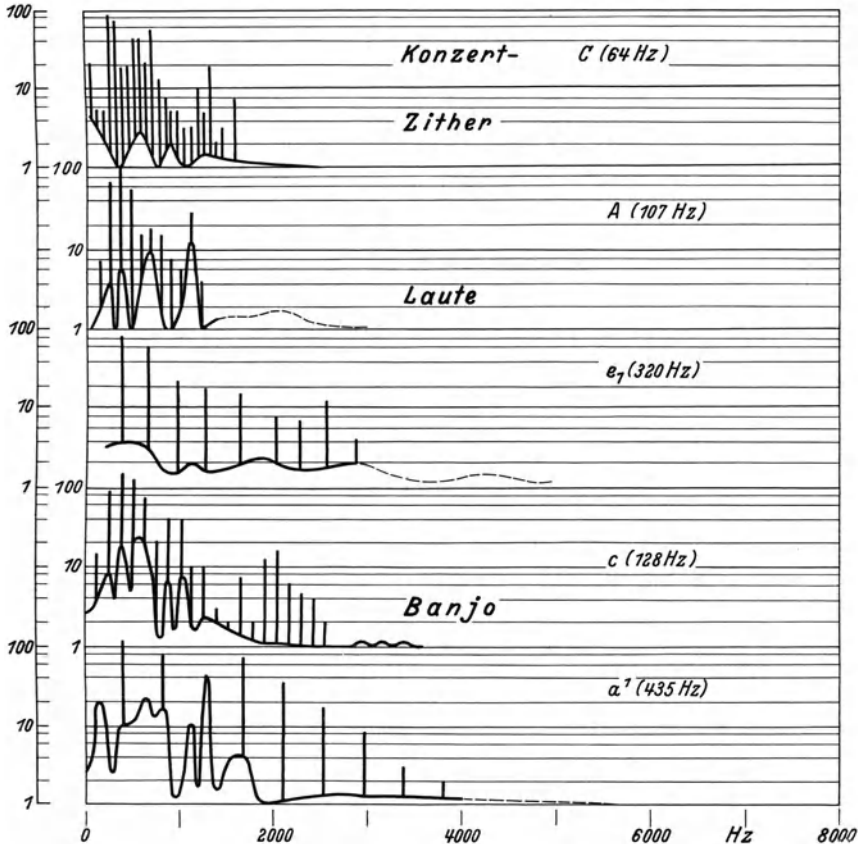


Abb. 84. Klangspektren von Zither, Laute und Banjo. (Nach E. MEYER und G. BUCHMANN.)

2000 Hertz sind keine Teiltöne mehr zu erkennen. Die Klangfarbe der einzelnen Harfenklänge ist von der Lage der Anzupfstelle in hohem Maß abhängig, zupft man die Saite etwa in ihrer Mitte an, so fallen die geradzahlig Partialtöne aus. Dämpft man die Saite unmittelbar nach dem Anzupfen in der Mitte durch Berühren ab, so erlöschen die ungeradzahlig Partialtöne. Abb. 85 zeigt einen derartigen Flageoletton auf 128 Hertz, der Grundton, der 3. Partialton usw. sind verschwunden. Die Partialtöne der Zither und der Laute reichen zu wesentlich höheren

Frequenzgebieten herauf als diejenigen der Harfe. Außerordentlich stark ist der kontinuierliche Anteil im Spektrum des Banjo, der Schall des Banjo hat vorwiegend Geräuschcharakter.

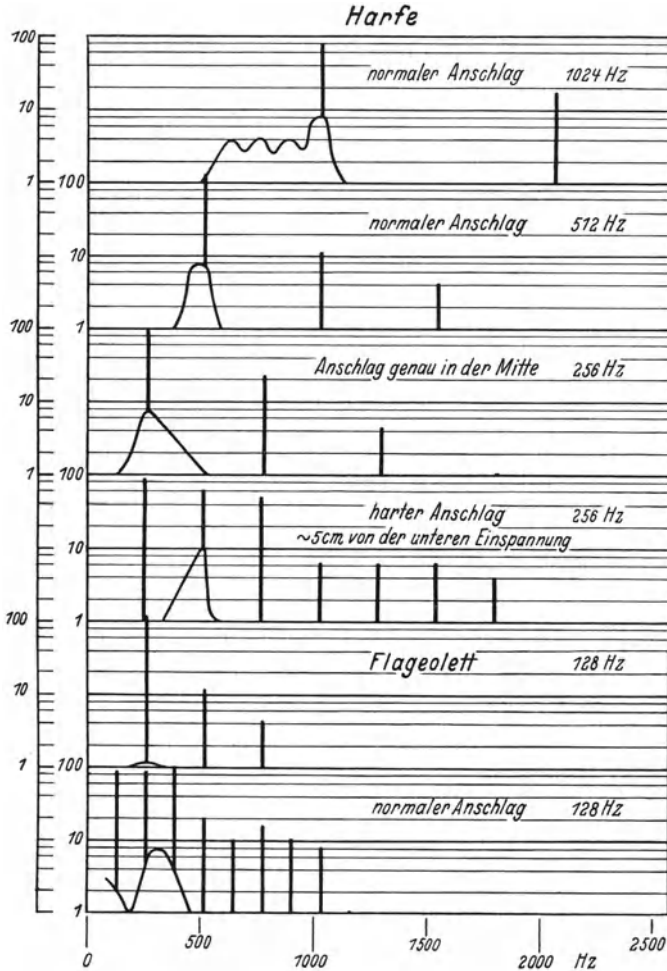


Abb. 85. Klangspektren der Harfe. (Nach E. MEYER und G. BUCHMANN.)

Interessante Feststellungen wurden über die Klangeigenschaften eines japanischen Zupfinstrumentes, des Syamisen, von J. OBATA und Y. OZAWA¹ gemacht. Dies Instrument besitzt einen eigenartigen Resonanzkörper: über einen hölzernen Rahmen sind Tierhäute gezogen, so daß eine Art von Trommel entsteht. Der Resonanzkörper ist verhältnis-

¹ OBATA, J. u. Y. OZAWA: Proc. Physik.-math. Soc. Jap. (3) **13**, 1 (1931).

mäßig klein, die Breite des nahezu quadratischen Rahmens beträgt noch nicht 20 cm, die Tiefe etwa 8 cm. Am Resonanzkörper befestigt ist ein etwa 80 cm langer hölzerner Arm, längs dessen die drei Saiten ausgespannt sind.

In den Klangspektren des Syamisen (vgl. Abb. 86) treten die tiefen Partialtöne nahezu nicht in Erscheinung, der Grund hierfür ist ein doppelter: einmal werden die höheren Partialtöne durch entsprechend liegende Resonanzen des membranbespannten Körpers verstärkt, anderer-

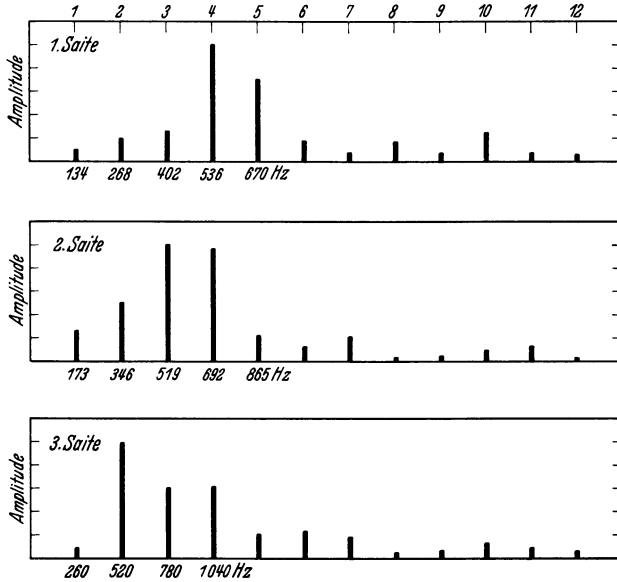


Abb. 86. Klangspektren der Syamisen. (Nach J. OBATA und Y. OZAWA.)

seits werden aber die tiefen Komponenten wegen der sehr geringen Ausdehnung des Resonanzkörpers nahezu gar nicht abgestrahlt. Die Abstrahlungseigenschaften sind noch wesentlich ungünstiger als bei der Geige. Die Länge eines Geigenkörpers ist etwa 35 cm, die Breite rund 20 und die Tiefe etwa 4 cm, die Wellenlänge des Grundtones aber ist etwa 1,7 m. Beim Syamisen ist die größte Ausdehnung nur etwa 20 cm, die tiefste Saite kann auf „A“ gestimmt werden, die Wellenlänge des Grundtones ist dann fast 3 m. Das Verhältnis der Ausdehnung des Instrumentkörpers zur Wellenlänge des tiefsten Tones ist also wesentlich kleiner als bei der Geige. Die Ergebnisse der Analysen des Syamisenklanges können als vorzügliche Bestätigung der Vorstellungen von H. BACKHAUS über die Abstrahlung der Geige bezeichnet werden.

Über den Tonumfang der Instrumente mit gezupften bzw. gerissenen Saiten gibt folgende Zusammenstellung Auskunft:

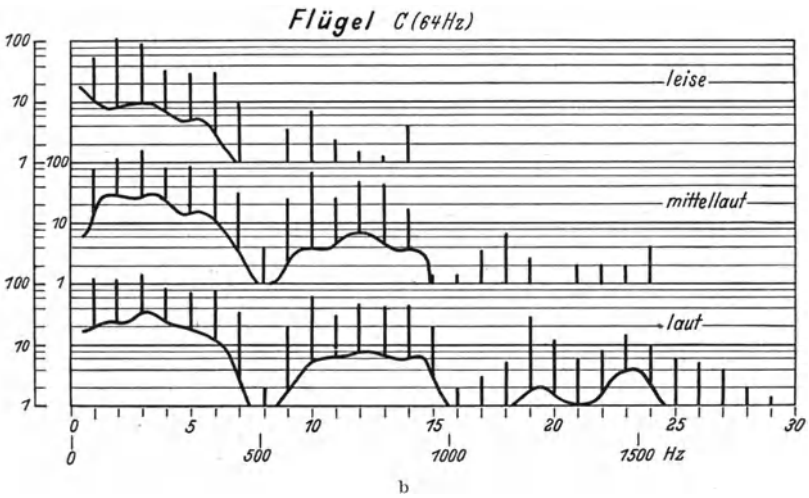
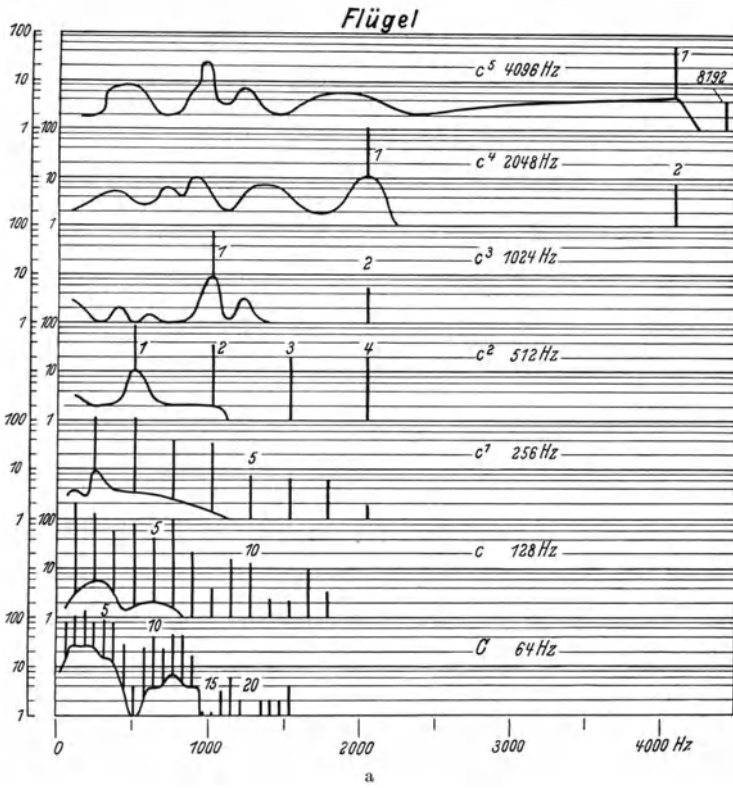


Abb. 87 a und b. Klangspektren des Flügels. a in Abhängigkeit von der Tonhöhe, b vom Anschlag. (Nach E. MEYER und G. BUCHMANN.)

Instrument	Saitenzahl	Tonumfang
Harfe	46	H ₂ 30 Hz bis fis 4 2896 Hz
Zither	41—47 ¹	H ₁ 60 Hz bis ais 3 1825 Hz
		Stimmung
Laute	6	E 81 A 108 d 144 g 192 h 242 e ₁ 323
Gitarre	6	wie Laute
Mandoline ²	4	g 192 d ₁ 287 a ₁ 431 e ₂ 645

γ) *Geschlagene Saiteninstrumente.*

Klavier- und Flügelklänge sind durch E. MEYER und G. BUCHMANN³ eingehend untersucht worden. Abb. 87 a zeigt Analysen von Flügelklängen auf C, c usw. bis c₅, Abb. 87 b die Abhängigkeit des Flügelklanges vom Anschlag.

In sämtlichen Spektren ist ein sehr starker kontinuierlicher Untergrund vorhanden. Bei den tieferen und mittleren Tönen dürfte dieser kontinuierliche Anteil im wesentlichen vom Anschlag von der Saite selbst herrühren, während in den oberen Tonlagen das kontinuierliche Spektrum dasjenige des Hammergeräusches ist.

Mit der Stärke des Anschlages wächst die Zahl der auftretenden Partialtöne, bei lautem Spiel konnte bei einem Grundton von 64 Hertz noch der 29. Partialton beobachtet werden, während bei leisem Spiel der höchste Partialton der 15. war.

Die Dämpfung der einzelnen Teiltöne kann — je nach der Lage relativer Resonanzfrequenzen des Resonanzbodens — eine sehr verschiedene sein.

Die umstehende Tabelle zeigt die Dämpfung in db/sec der einzelnen Partialtöne verschiedener Flügel- und Klavierklänge.

Die Tabelle zeigt, daß die Dämpfungen der verschiedenen Partialtöne eines Klanges sehr verschieden sein können; die Klangfarbe von Flügel- und Klavierklängen kann sich also während des Abklingens stark ändern.

Im Gegensatz zu dem langdauernden Ausklingen der Klavier- und Flügelklänge laufen die Einschwingvorgänge sehr rasch ab; die kurzen Einschwing- und die langen Ausschwingvorgänge sind ein wesentliches Charakteristikum von Klavier- und Flügelklängen. Spielt man beispielsweise grammophonisch aufgezeichnete Flügelklänge rückwärts ab, so daß also nun die Einschwingvorgänge lang und die Ausschwingvorgänge kurz

¹ Von den Saiten der Zither laufen fünf (die „Spielsaiten“) über Bünde und können durch Fingeraufsatz verkürzt werden, die übrigen, die „Begleitsaiten“, werden stets in voller Länge benutzt.

² „Neapolitanische“ Mandoline. Eine andere Form, die „Mailänder“ Mandoline, ist lautenähnlich, sie besitzt sechs Saiten in der Stimmung g (192 Hertz), h (242 Hertz), e₁ (323 Hertz), a₁ (431 Hertz), d₂ (575 Hertz), e₂ (645 Hertz).

³ Siehe S. 101, Anm. 1. Eine sehr eingehende Untersuchung über die physikalischen Vorgänge im Flügel veröffentlichte kürzlich W. LANGE: Z. Hochfrequenz-techn. 45, 120, 159 (1935), dort auch zahlreiche weitere Literaturangaben.

Tabelle: Dämpfung der verschiedenen Partialtöne in db/sec.

Teil- ton	C (64 Hz)		G (96 Hz)			c ¹ (256 Hz)			c ³ (1024 Hz)		c ⁴ (2048 Hz)		c ⁵ (409
	Fl. II	Fl. III	Fl. II	Fl. III	Klav.	Fl. II	Fl. III	Klav.	Fl. II	Fl. III	Fl. II	Fl. III	Fl. II
1	20,0	6,7	2,1	3,4	40,0	5,7	4,2	7,7	50,0	67,0	40,0	67,0	50,0
2	5,4	9,5	4,3	12,0	3,6	5,0	4,7	12,0	33,0	18,0	67,0	67,0	—
3	4,0	3,5	3,6	2,6	9,0	9,0	7,7	11,0	67,0	50,0	—	—	—
4	3,8	3,3	4,0	4,0	6,2	10,0	10,5	7,7	—	—	—	—	—
5	2,7	3,3	2,6	2,6	5,4	6,2	8,3	11,0	—	—	—	—	—
6	9,5	4,7	4,7	2,8	9,0	9,0	17,0	8,3	—	—	—	—	—
7	2,5	3,2	2,0	2,8	14,0	12,0	15,0	—	—	—	—	—	—
8	2,6	—	2,8	—	9,0	12,0	—	—	—	—	—	—	—
9	6,4	3,9	—	3,3	6,2	—	—	—	—	—	—	—	—
10	5,0	2,8	4,1	4,2	14,0	—	—	—	—	—	—	—	—
11	2,9	2,3	3,5	3,5	13,0	—	—	—	—	—	—	—	—
12	3,5	3,4	8,3	—	10,5	—	—	—	—	—	—	—	—
13	3,1	3,1	—	5,1	—	—	—	—	—	—	—	—	—
14	3,9	4,0	—	5,5	—	—	—	—	—	—	—	—	—
15	8,7	7,1	5,2	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
16	2,5	5,0	—	4,8	—	—	—	—	—	—	—	—	—
17	3,3	5,5	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
18	3,3	5,9	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
19	4,6	4,4	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
20	4,8	3,8	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
21	11,0	6,3	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
22	3,8	3,7	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
23	3,6	12,0	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
24	5,3	15,0	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
25	5,0	7,5	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
26	7,1	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
27	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
28	5,7	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—

andauern, so ändert sich der Klangcharakter völlig, man glaubt einen Ziehharmonikaklang wahrzunehmen, bei dieser setzt nämlich der Klang nur langsam ein um dann plötzlich abzubrechen.

Der Tonumfang neuerer Klaviere reicht von A₂ (27 Hertz) bis a₄ (3480 Hertz)¹.

δ) Instrumente mit schwingenden Stäben oder Zungen.

Die Stab- und Zungeninstrumente finden im Orchester nur geringe Verwendung, es liegen über die Klangfarbe dieser Instrumente auch nur verhältnismäßig wenig objektiv gesicherte Resultate vor.

Beim Xylophon treten neben starkem kontinuierlichen Untergrund einzelne, zum Teil unharmonisch zueinander liegende Teiltöne auf.

Bemerkenswert ist, daß dies Instrument sehr hohe Komponenten bis 9000 Hertz und darüber besitzt (Abb. 88). Noch weiter hinauf

¹ Die Saiten sind auf c, d, e, f, g, a, h (weiße Untertasten) bzw. cis (des), dis (es), fis (ges), gis (as), ais (b) (schwarze Obertasten), und zwar in internationaler Kammertonstimmung (a₁ = 435 Hertz) gestimmt. Moderne Flügel reichen bis c₅.

reichen die Teiltöne des Triangel. Es konnten noch Komponenten bei 16000 Hertz, also an der oberen Grenze des Hörbereiches, gemessen werden. Die Amplitude dieser hohen Komponenten erreicht etwa 10% der Amplitude der stärksten Teiltöne. Die Teiltöne des Triangel liegen

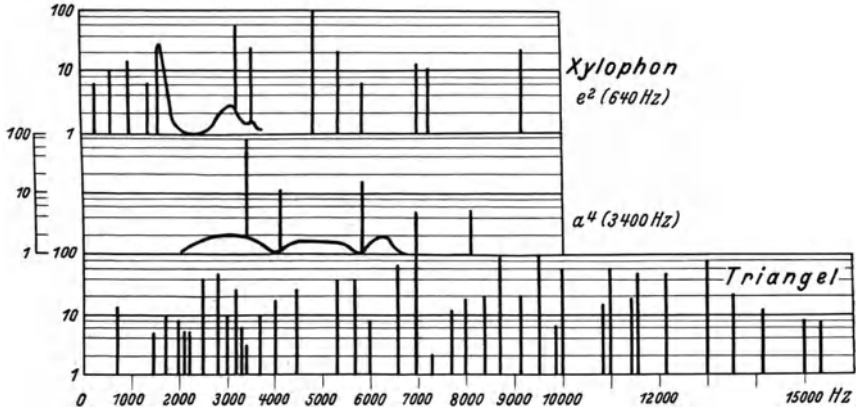


Abb. 88. Klangspektren vom Xylophon und Triangel. (Nach E. MEYER und G. BUCHMANN.)

ausgesprochen unharmonisch zueinander, ein nennenswertes kontinuierliches Spektrum tritt aber nicht auf.

Sehr deutlich lassen sich die unharmonischen Komponenten im Stimmgabelklang bei kräftigem Anschlag erkennen. Abb. 89 zeigt Ausschnitte

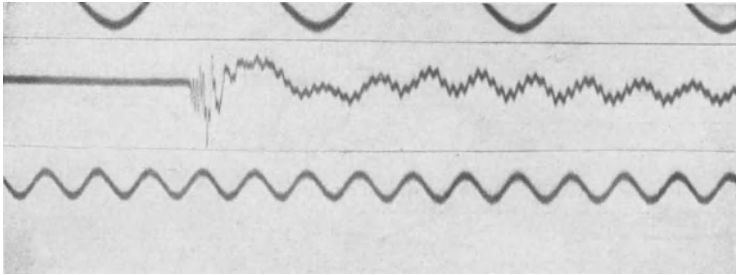


Abb. 89. Oszillogramm eines Stimmgabelklanges.

eines Oszillogramms von einem Stimmgabelklang, der obere Ausschnitt umfaßt den Anschlag, der untere ist gegen Ende des Ausschwingens (mit größerer Verstärkung) aufgenommen. Es ist auch deutlich zu erkennen, daß die einzelnen Komponenten mit durchaus verschiedener Dämpfung abklingen. Unmittelbar nach dem Anschlag sind hohe Komponenten stark vertreten, später sind vorwiegend tiefe Komponenten vorhanden.

ε) Instrumente mit schwingenden Membranen.

Die Instrumente mit Membranen zeigen einen Charakter, der von demjenigen der bisher diskutierten Klänge sehr verschieden ist. Einzelne völlig isolierte scharf getrennte Teiltöne sind bei den Membraninstrumenten nicht zu erkennen. Die verschiedenen Komponenten gehen mehr

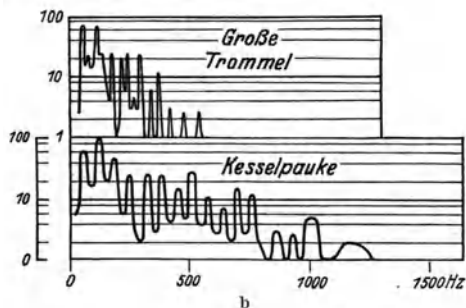
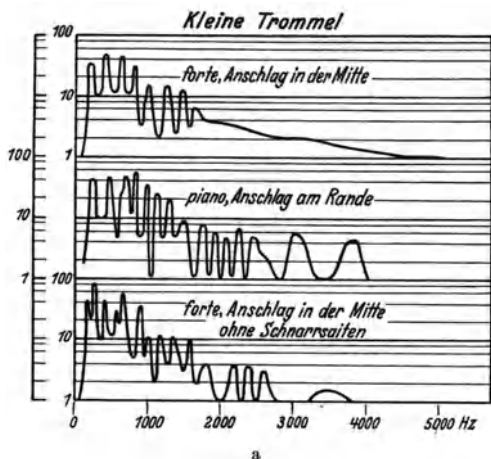


Abb. 90 a und b. Klangspektren von Trommeln und Kesselpauken. (Nach E. MEYER und G. BUCHMANN.)

oder weniger ineinander über. Ein starker kontinuierlicher Untergrund ist — und zwar in ganz besonderem Maß bei der Trommel — zu bemerken. Bei der Trommel kann kaum mehr von einem tonalen Klangcharakter sprechen. Der Typus des Spektrums ist derjenige eines Geräusches, allerdings liegen praktisch alle Komponenten dieses Geräusches in tiefen Gebieten. Abb. 90a zeigt die Schallspektren einer Trommel. Auch die Kesselpauke (Abb. 90b) besitzt keine besonders hohen Frequenzen, und zwar insbesondere dann, wenn sie normalerweise mit einem Schlegel erregt wird; bei Erregung mit einem harten Holzhammer treten etwas höhere Komponenten auf.

Die Eigenschwingungen gespannter Membranen liegen im allgemeinen nicht harmonisch zueinander. Die relativen Schwingungszahlen aller Eigenfrequenzen von am Rand eingespannten Kreismembranen, deren natürliche Steifigkeit so klein ist, daß sie gegenüber den von der Einspannung herrührenden Kräften vernachlässigt werden kann, enthält die nachstehende Tabelle¹.

Ein Membraninstrument mit harmonisch liegenden Obertönen ist eine seit alters her in Indien gebräuchliche Trommel, die Midranga². Auf

¹ Vgl. z. B. A. KALÄHNE: Grundzüge der Math.-Physik. Akustik, Bd. 2, S. 141 f. Leipzig u. Berlin 1913.

² Vgl. C. V. RAMAN: Nature (Lond.) **104**, 500 (1920); Proc. Ind. Acad. (A) **1**, 179 (1934).

das Trommelfell dieses Instrumentes wird — in verschiedener Stärke — schichtweise eine Paste, deren Hauptbestandteile feinpulveriges Eisenoxyd, Wachs und Gummi sind, aufgetragen. Bei richtigen Dicken der Schicht liegen die Knotenlinien so, daß die Obertöne harmonisch werden, das Trommelfell verhält sich dann ganz ähnlich wie eine Saite, man kann außer der Grundschiwingung eine Reihe harmonischer Obertöne anregen. Die Eigenschwingungen sind sehr schwach gedämpft.

Relative Schwingungszahlen aller Töne einer Kreismembran in den drei ersten Oktaven.

1,00	2,14	3,16	4,06	5,13	6,10	7,07
1,59	2,30	3,50	4,15	5,14	6,15	7,08
	2,65	3,60	4,23	5,42	6,18	7,21
	2,92	3,65	4,60	5,54	6,21	7,33
			4,64	5,61	6,53	7,47
			4,83	5,66	6,59	7,52
			4,91	5,98	6,69	7,56
					6,75	7,63
					6,85	7,72
						7,90

ζ) Instrumente mit schwingenden Platten.

Die höheren Eigentöne von Platten liegen im allgemeinen unharmonisch zum Grundton¹. Ebene Platten werden zur Erregung von Musikklängen nicht benutzt, man verwendet nur nichtebene Flächen. Durch bestimmte Formgebung und insbesondere auch durch Verschiedenheiten in der Plattenstärke ist man in der Lage, die Eigentöne an bestimmte Stellen des Tonbereiches zu legen.

Das musikalisch wichtigste Instrument ist die Glocke. Bei der Entwicklung der Glocke zu ihrer heutigen Form scheint das Bestreben, Klangkörper mit möglichst harmonisch liegenden Eigentönen zu schaffen, eine Rolle gespielt zu haben.

Der Glockenklang ist vom allgemein akustischen Standpunkt aus einer der interessantesten Klänge, in der Analyse des Glockenklanges läßt sich nämlich normalerweise derjenige Ton, nach welchem die Höhe des Glockenklanges bezeichnet wird, der unmittelbar nach dem Anschlag für das Ohr ungemein deutlich zu hörende Schlagton, überhaupt nicht erkennen.

Die Deutung dieser merkwürdigen Erscheinung gelang vor kurzem in einer Untersuchung, welche E. MEYER und J. KLAES² an einer Glocke von 230 kg Gewicht ausführten.

¹ KALÄHNE, A.: s. S. 169f.

² MEYER, E. u. J. KLAES: Naturwiss. **21**, 697 (1933). dort die weitere Literatur. Bemerkte sei, daß bei japanischen Glocken, deren äußere Form von derjenigen europäischer Glocken nicht unwesentlich abweicht, auch physikalisch objektive Kombinationstöne beobachtet wurden [vgl. J. OBATA und T. TESIMA: Jap. J. of Physics. **9**, 49 (1934)]. Die an dieser Glocke beobachteten Partialtöne stehen übrigens in rationalen Verhältnissen, ihre Schwingungszahlen verhalten sich wie 2 : 5 : 7 : 9 : 11.

Abb. 91 a zeigt das Klangspektrum dieser Glocke, im Spektrum treten 8 Teiltöne sehr deutlich in Erscheinung. In der Ausdrucksweise der Glockengießer werden diese 8 charakteristischen Teiltöne wie folgt bezeichnet:

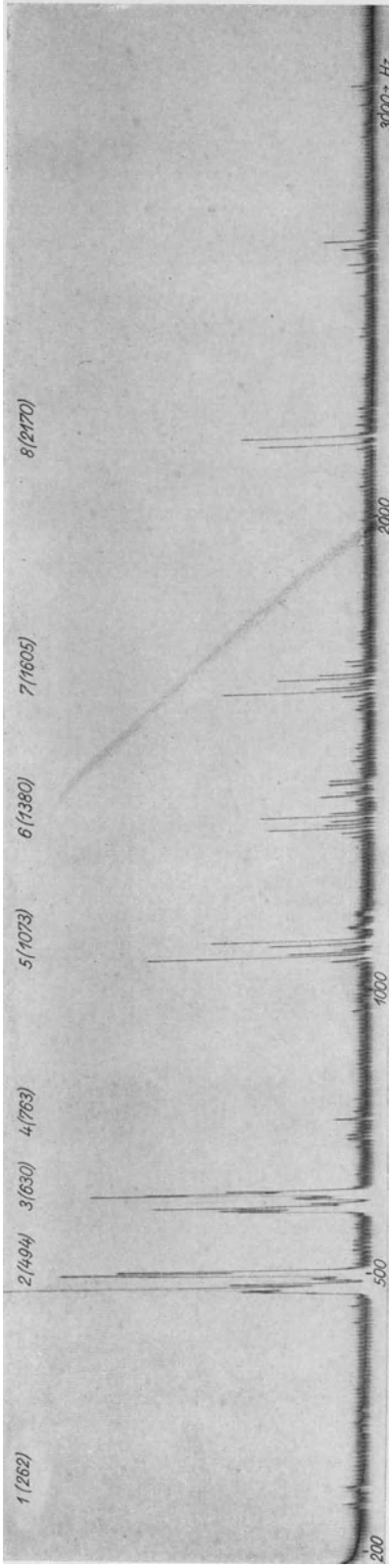
1. Unteroktave, Unterton.
2. Hauptton. Prime. Grundton.
3. Terz.
4. Quinte.
5. Obéroktave.
6. Dezime.
7. Duodezime.
8. Oktave der Oberoktave.

Die Frequenz des Glockenschlagtones wurde subjektiv zu 530 Hertz bestimmt. In der Analyse ist an derjenigen Stelle, an der der Schlagton auftreten sollte, nichts von irgendeiner Komponente zu erkennen.

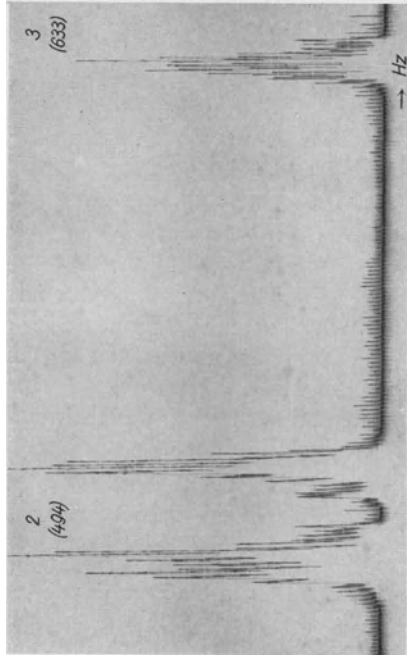
Benutzt man nun aber zur Schallanalyse statt eines linear arbeitenden Schallempfängers (eines Kondensatormikrophons) einen Schallempfänger der nichtlineare Verzerrungen verursacht (ein gewöhnliches Kohlemikrofon), so erscheint an der Stelle des Schlagtones eine starke Komponente (Abb. 91 c), und zwar offenbar als Differenzton des 5. Teiltones und des 7. Teiltones ($1605 \text{ Hertz} - 1072 \text{ Hertz} = 532 \text{ Hertz}$). Die Erklärung des Schlagtones ist also wohl die, daß das Ohr infolge seines nichtlinearen Arbeitens den Schlagton als Differenzton der genannten beiden Teiltöne hört. Daß das Ohr gerade diesen Ton gegenüber sonstigen Kombinationstönen so stark empfindet, dürfte daran liegen, daß einige objektiv vorhandene Teiltöne in nahezu harmonischem Verhältnis zum Schlagton stehen, so ist ja der 5. Teilton nahezu die Oktave und der 7. die Duodezime des Schlagtones.

Die Dämpfungen der einzelnen Teiltöne der Glocke sind sehr verschieden. Die höheren Teiltöne klingen wesentlich schneller ab als die tieferen. E. MEYER und J. KLAES geben folgende Dämpfungswerte an: 1,6 db/sec für die Unteroktave, 3,5 db/sec für den Hauptton, 40 db/sec für die Oberoktave und 70 db/sec für die Duodezime.

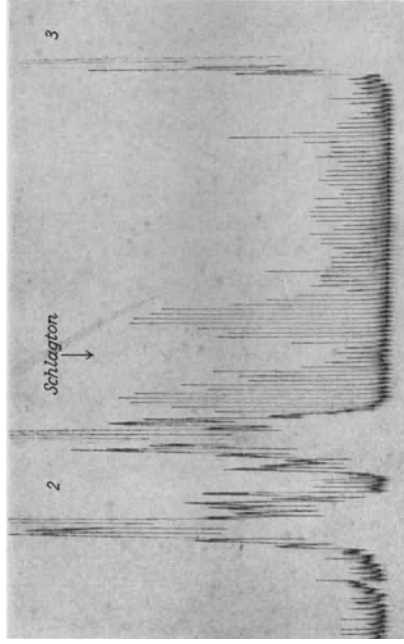
Der Klang des Beckens ist in Abb. 92 dargestellt. Das obere Bild zeigt den Beckenklang bei gewöhnlicher Spielart, bei welcher die beiden Beckenhälften aneinander vorbeigerissen werden; es werden hierbei im wesentlichen die Eigenschwingungen der Beckenumrandungen erregt. Der untere Streifen zeigt den Klang eines Beckens, welches mit einem Schlegel angeschlagen wurde. Scharf definierte Teiltöne sind nicht zu erkennen, das Spektrum besitzt geräuschähnlichen Typus. In der gewöhnlichen Spielart reichen die Komponenten des Beckenklanges bis 3000 Hertz; beim Anschlagen treten sehr viel höhere Komponenten — bis etwa 9000 Hertz — auf.



a



b



c

Abb. 91 a—c. Klangspektren einer Glocke. a Gesamtspektrum, b Spektrum zwischen 2. und 3. Teilton, c dasselbe mit nichtlinear arbeitendem Schallempfänger aufgezeichnet.
(Nach E. MEYER und J. KLAES.)

Der Klang des Gongs (Tam-Tam, Abb. 92) besitzt ebenso wie der des Beckens einen geräuschähnlichen Charakter; definierte Teiltöne treten nicht auf.

η) Instrumente mit schwingenden Luftmassen.

Die Zusammensetzung der Klänge der Blasinstrumente ist je nach der Formgebung der Resonanzhöhlräume eine sehr verschiedene, es hängt die Klangfarbe von der „Mensur“ der Hohlräume ab¹. Bei

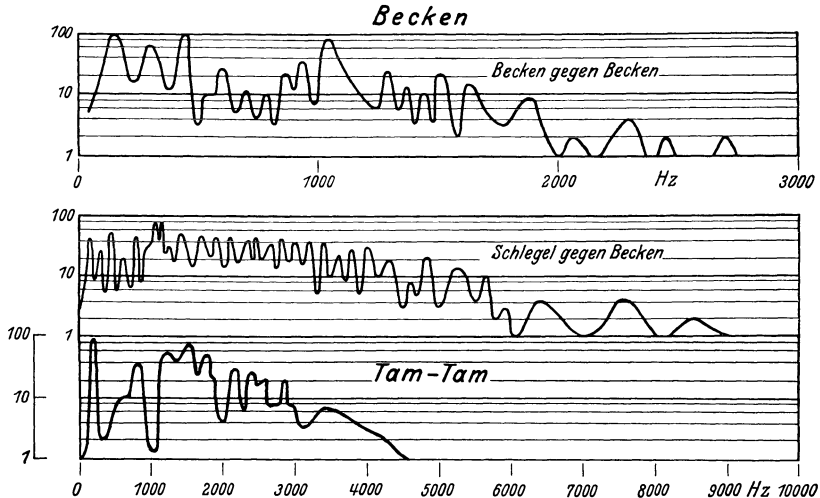


Abb. 92. Klangspektren von Instrumenten mit schwingenden Platten.
(Nach E. MEYER und G. BUCHMANN.)

weitem Resonanzrohr treten im allgemeinen nur die Partialtöne niederer Ordnung auf, bei engem Resonanzrohr kommen auch die höheren Partialtöne in Erscheinung, der Klang nimmt einen scharfen Charakter an. Diese allgemein wichtige Tatsache läßt sich sehr anschaulich an Klanganalysen von Orgelpfeifen verschiedener Mensur erkennen (Abb. 93).

Für die Klangeigenschaften ist weiterhin die Art der Erregung — ob es sich also um eine Lippenpfeife oder um eine Zungenpfeife handelt — von Bedeutung, und zwar hängt insbesondere der Verlauf des Klangeinsatzes von der Erregungsart ab. Auf die Klangeinsätze der verschiedenen Blasinstrumente werden wir am Schluß dieses Abschnittes (S. 129) zu sprechen kommen.

Von den Lippenpfeifen sei die Flöte, deren Klänge bereits eingehend untersucht wurden, zuerst besprochen.

¹ Das Wandmaterial ist für die Klangfarbe praktisch ohne Bedeutung, entscheidend ist allein die Formgebung [vgl. E. v. GLATTER-GÖTZ: Z. Instrumentenbau (1935)].

Die Flötenklänge (Abb. 94) weisen nur wenig Obertöne auf, und zwar gilt dies ganz besonders für die MEIER-Flöte, die im Gegensatz zur zylindrischen BÖHM-Flöte konisch gebohrt ist.

Die geringe relative Stärke der höheren Partialtöne im Klang konisch gebohrter Flöten hat ihren Grund¹ darin, daß die höheren Eigentöne von Pfeifen, deren Querschnitt sich längs der Achse ändert, nicht streng harmonisch zum Grundton liegen². Die höheren Partialschwingungen der Erregung [man kann auch bei den Lippenpfeifen die Erregung so

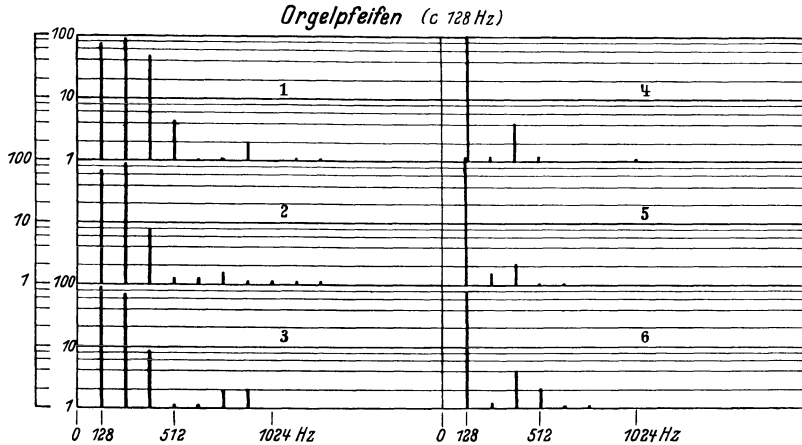


Abb. 93. Orgelpfeifen verschiedener Mensur (1—5 zunehmende Weite, zylindrisch; 6 konisch verengt. (Nach E. MEYER und G. BUCHMANN.)

auffassen, als erfolge sie durch eine auf das System wirkende streng harmonisch zusammengesetzte eingeprägte Kraft von der Form $K = K_1 \sin \omega t + K_2 \sin 2 \omega t + K_3 \sin 3 \omega t + \dots$ (ω Frequenz des Grundtones)], finden dann also keine so guten Resonanzmöglichkeiten wie bei streng harmonischer Verteilung der natürlichen Eigentöne des Resonanzrohres.

Der Tonumfang der Flöte ist c_1 (256 Hertz) — c_4 (2048 Hertz).

Die Teiltöne der höher gestimmten Pikkoloflöte reichen bis in weit höhere Frequenzgebiete als diejenigen der normalen Flöte, es kommen im Klang der Pikkoloflöte Komponenten von nahezu 10000 Hertz vor. Der Tonumfang der Pikkoloflöte ist d_2 (575 Hertz) bis a_4 (3444 Hertz).

Als Lippenpfeifen gebaut sind außer der Flöte eine Reihe von Orgelregistern. Genauere objektive Klanguntersuchungen liegen über

¹ Vgl. Lord RAYLEIGH: Theory of Sound, Vol. 2, p. 66f. London 1926. — RICHARDSON, E. G.: Acoustics of Orchestral Instruments, p. 47f. London 1929.

² Das „Überblasen“ derartiger Pfeifen erfolgt also nicht genau in den Oktaven, ein Nachteil, der bei manchen Instrumenten dadurch beseitigt werden kann, daß ein kleiner Hohlraum neben dem Blasloch in seiner Abstimmung durch Verschiebung eines Stopfens geändert werden kann.

Orgelpfeifen noch nicht vor. Etwa folgendes ist zur allgemeinen Klangcharakterisierung der Labialpfeifen der Orgel zu sagen:

Offene Pfeifen besitzen das Prinzipalregister (Resonanzkörper zylindrisch oder prismatisch, weicher Klangcharakter) das Salzional- oder Spitzflötenregister (Resonanzkörper kegelförmig, nach dem Pfeifenende zu verjüngt, vermehrtes Auftreten höherer Partialtöne), fernerhin die weiten Hohlflöten (vorherrschend tiefe Komponenten) und die Register mit enger Mensur: Gemshorn, Gambe, Violoncello und Geigenprinzipal (entsprechend der engeren Mensur obertonreicherer Klangcharakter). Gedackte Lippenpfeifen besitzt das Bordunregister; bei gedackten

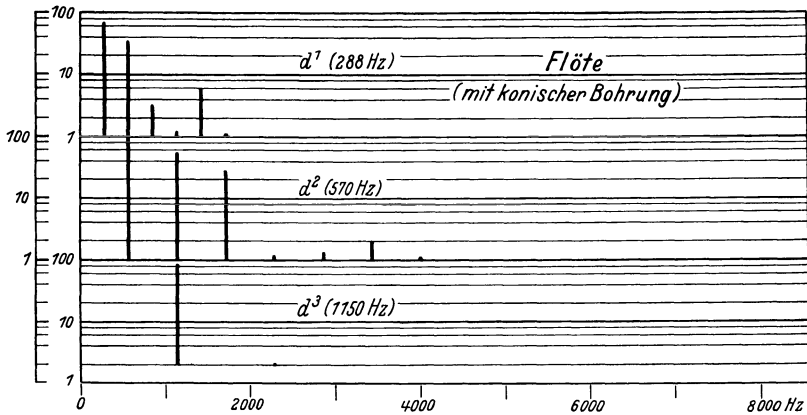


Abb. 94. Klangspektren einer Flöte. (Nach E. MEYER und G. BUCHMANN.)

Pfeifen treten die geradzahigen Teiltöne nicht auf, der Klang erscheint dumpfer als derjenige der offenen Pfeifen.

Der Anblasdruck ist bei den Lippenpfeifenregistern der Orgel im allgemeinen so gewählt, daß der Grundton der Pfeifen auftritt. Nur das Harmonieflötenregister wird durch Überblasen angeregt.

Von den mit Zungenpfeifen ausgerüsteten Musikinstrumenten seien hier im Anschluß an die Bemerkungen über die Labialpfeifen der Orgel zunächst die Zungenpfeifenregister der Orgel kurz charakterisiert.

Die Zungen der Orgelpfeifen sind im allgemeinen aufschlagende Zungen; nur das Äolinen- und verwandte Register besitzt durchschlagende Zungen.

Die metallischen Zungen der Lingualpfeifen der Orgel sind verhältnismäßig schwach gedämpft. Die Tonhöhe der betreffenden Pfeifen ist daher wesentlich durch die Frequenz der freien Eigenschwingung der Zunge gegeben. Die Stimmung der Zungenpfeifenregister erfolgt durch Veränderung der wirksamen Zungenlänge mittels der in den Pfeifenhohlraum hineinragenden und gegen die Zunge drückenden „Krücke“.

Die Hohlräume der Lingualpfeifen sind bei den einzelnen Registern verschieden geformt. Bei den Posaunen-, Oboen- und Trompetenregistern

sind die Hohlräume konisch oder pyramidenförmig, die Klangfarbe dieser Register ist ziemlich scharf. Das zylindrische Klarinettenregister wirkt weicher. Das doppelkonische Fagottregister ist verhältnismäßig dumpf. Zylindrokonisch ist das Register Vox humana, die Resonanzen der Vox humana-Register liegen — ähnlich wie die des menschlichen Mundes — verhältnismäßig hoch gegen die Grundfrequenz der Erregung, die Resonanzkörper sämtlicher Einzeltöne des Registers sind untereinander gleich, im Klang des Vox humana-Registers sind also — ganz wie bei einem Vokal der menschlichen Stimme — feste Formantbereiche zu erwarten; objektive Untersuchungen hierüber liegen noch nicht vor.

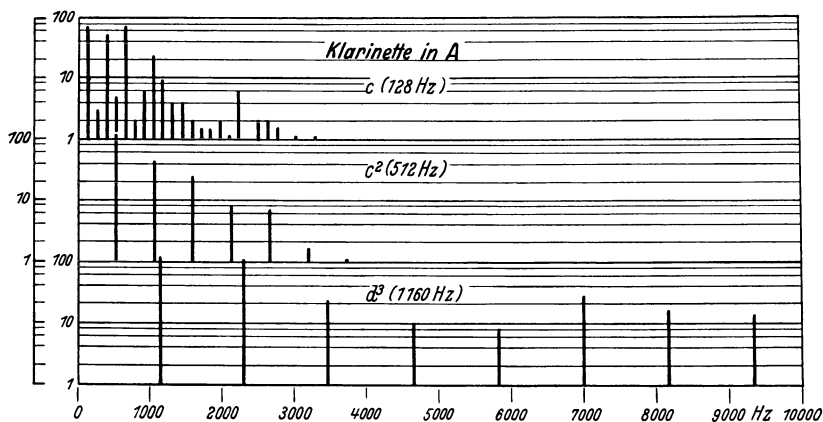


Abb. 95. Klangspektren einer Klarinette. (Nach E. MEYER und G. BUCHMANN.)

Durch Wechsel der Register ist der Orgelspieler in der Lage, die verschiedensten Klangfarben zu erzeugen — noch reichere Möglichkeiten des Klangausdruckes bieten sich dann, wenn man — wie bei den Mixturen der neueren Orgeln — die Pfeifen verschiedener Register zusammenfaßt und gleichzeitig ertönen läßt.

Ein gewisser Nachteil der Orgel ist es, daß es nicht möglich ist, die Stärke eines Tones während des Aushaltens zu verändern; Stärkeänderungen lassen sich nur durch Ein- und Ausschalten von Registern oder auch — in gewissem Umfang — durch Jalousieschweller erzielen, bei diesen werden von den betreffenden Stimmen Klappen geöffnet oder geschlossen.

Der Tonumfang großer Orgeln reicht von C_2 (16 Hertz) bis c_5 (4096 Hertz), es haben aber nicht alle Stimmen der Orgel den vollen Tonumfang, einzelne liegen in tieferen, andere in höheren Lagen. Kleinere Orgeln reichen insbesondere nach tiefen Tönen weniger weit als die obenstehenden Werte.

Von den sonstigen Zungeninstrumenten sei zunächst die Klarinette behandelt. Die Zunge der Klarinette ist eine einfache aufschlagende

Rohrblattzunge. Die Zunge ist — entsprechend ihrem Material — verhältnismäßig stark gedämpft, die Tonhöhe des angeblasenen Klanges entspricht also nicht der freien Eigenschwingung der Zunge, sondern — im wesentlichen — derjenigen des Resonanzraumes. Die Veränderung der Tonhöhe der Eigenschwingungen des Klarinettenrohres erfolgt durch Verschluss bzw. Freigabe einer großen Anzahl von Grifflöchern. In den tieferen Lagen treten im Klarinettenklang (Abb. 95) nur die ungeradzahigen Partialtöne auf. Der Grund hierfür liegt darin, daß die Rohrblattzunge der Klarinette leicht und starr

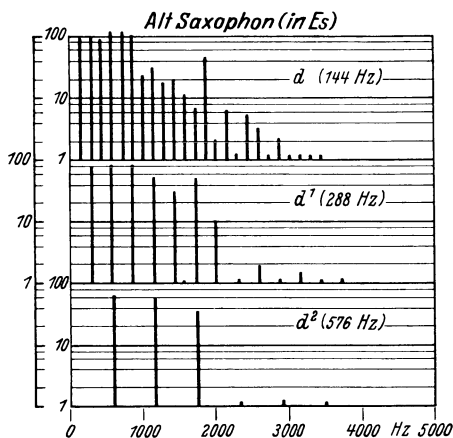


Abb. 96. Klangspektren eines Saxophons.
(Nach E. MEYER und G. BUCHMANN.)

ist, die Eigenschwingung der Zunge liegt dementsprechend ziemlich hoch, und zwar noch wesentlich oberhalb der tiefsten Eigentöne des Ansatzrohres, das Ansatzrohr schwingt wie ein einseitig nahezu vollständig abgeschlossenes Rohr, die geradzahigen Partialtöne können nicht erzeugt werden. Beim Überblasen springt der Ton der Klarinette nicht in die Oktave, sondern in die Doudezime um. Die wichtigsten Klarinetten sind die in C, B und A gestimmten Klarinetten, und zwar wird am meisten benutzt die B-Klarinette. Der Tonumfang dieser Klarinette ist d

(144 Hertz) bis f_3 (1367 Hertz), teilweise sogar bis b_3 (1825 Hertz).

Das Saxophon wird ebenso wie die Klarinette durch eine Rohrblattzunge erregt. Die Wandungen des Resonanzkörpers sind nicht wie bei der Klarinette aus Holz, sondern aus Metall. Abb. 96 zeigt Spektren eines Saxophons. Für die subjektive Empfindung wirkt der Saxophonklang etwas näselnd, das Saxophon wird aus diesem Grunde im Orchester nicht viel benutzt, seine hauptsächliche Verwendung liegt auf dem Gebiet der Tanzmusik. Es wird in verschiedenen Größen gebaut, nach den entsprechenden tiefsten Tönen unterscheidet man Sopranino es_1 , Sopran b , Alt es , Tenor B , Baß Es , Kontrabaß B_1 , Subbaß Es_1 , Subkontrabaß B_2 . Der Tonumfang des Saxophon ist mit $2\frac{1}{2}$ Oktaven kleiner als derjenige der Klarinette.

In den Spektren der mit Doppelrohrblattzungen ausgerüsteten Fagotte und Oboen machen sich in gewissem Umfang Formantgebiete bemerkbar, in den Fagottklängen treten die Partialtöne um 500 Hertz, bei der Oboe diejenigen um etwa 1200 und um 3000 Hertz, bei der Oboe d'amour diejenigen um 900 Hertz und schließlich beim Englischen Horn diejenigen bei 1200, 2200 und 3500 Hertz stark in Erscheinung (vgl. Abb. 97).

Der Tonumfang der Oboe ist h (242 Hertz) bis f_3 (1367 Hertz) oder auch g_3 (1534 Hertz), des Englischen Horn f (342 Hertz) bis h_2 (967 Hertz) und des Fagott A_1 (54 Hertz) bis b_1 (456 Hertz). Das Kontrafagott liegt eine Oktave tiefer.

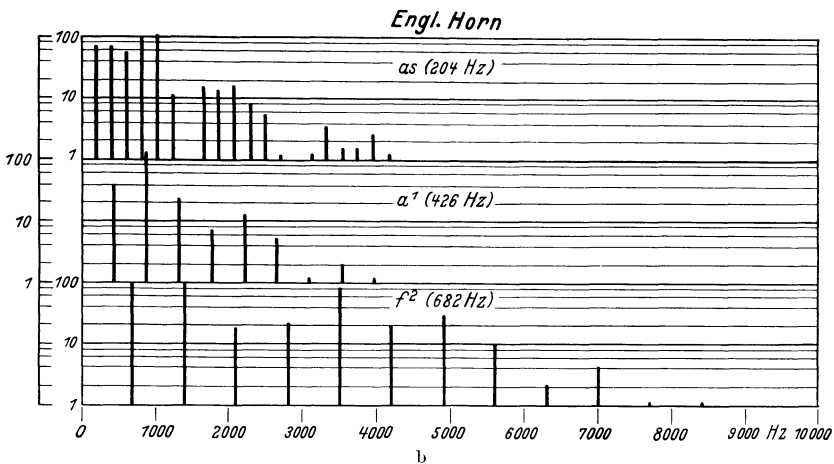
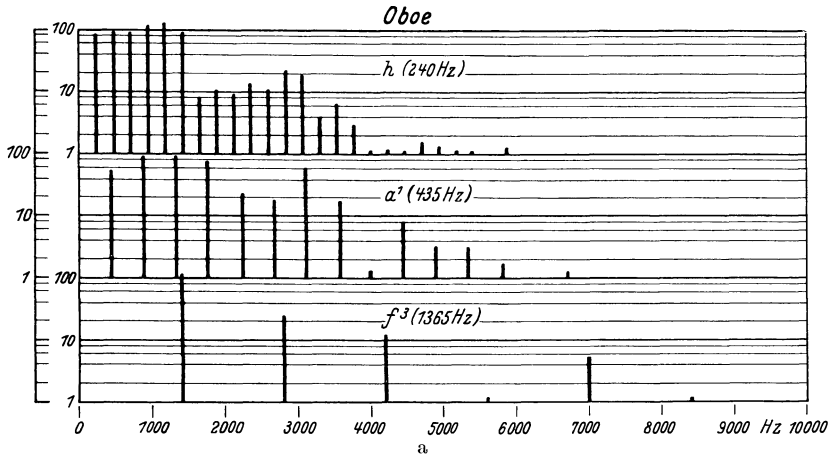


Abb. 97 a und b. Klangspektren von Oboe und Engl. Horn.
(Nach E. MEYER und G. BUCHMANN.)

Die Blechinstrumente werden mit einer einzigen Ausnahme (dem bereits erwähnten Saxophon) durch membranöse Polsterungen erregt, und zwar werden als schwingende Polsterungen die Lippen des Bläusers verwendet.

Baßtuba und Tuba (Abb. 98) besitzen außerordentlich starke tiefe Komponenten, so besitzt z. B. bei der Tuba der Grundton (40 Hertz) eine etwa 5mal größere Amplitude als der nächstschwächere Teilton.

Über etwa 1500 Hertz reicht das Spektrum der Tuba nicht hinauf. Die Posaune besitzt in tiefen Lagen eine nahezu lückenlose Folge etwa gleich starker Partialtöne (Abb. 120), die höheren Lagen sind im Gegensatz hierzu sehr obertonarm. Das Waldhorn¹ (Abb. 99) besitzt einen

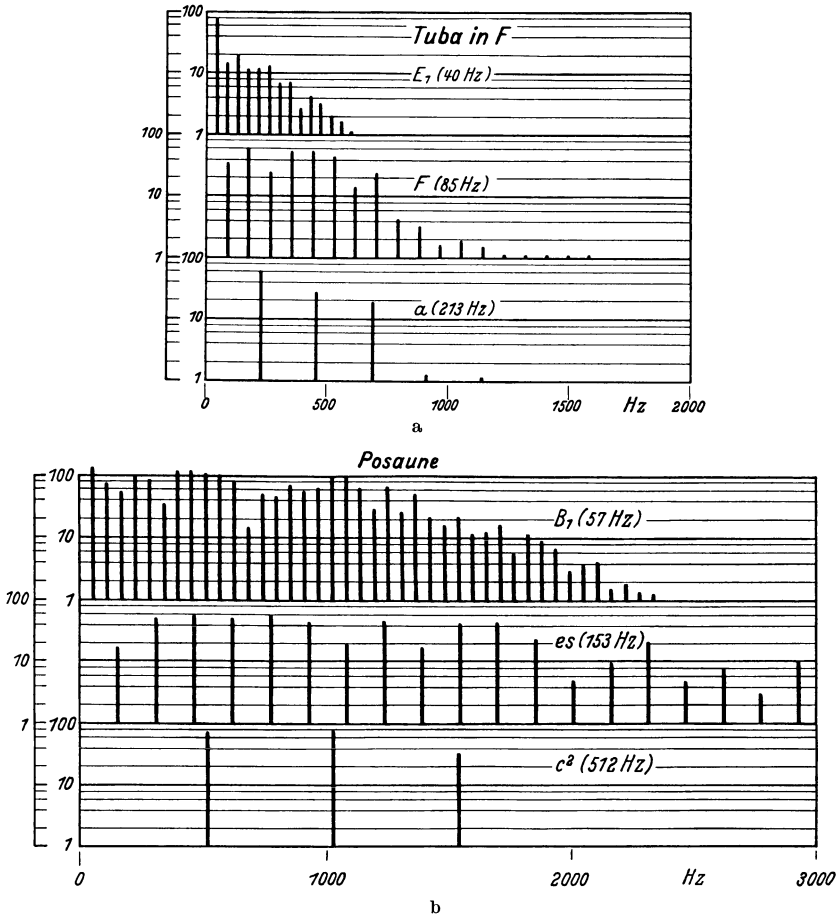


Abb. 98 a und b. Klangspektren von Tuba und Posaune. (Nach E. MEYER und G. BUCHMANN.)

sehr weichen Klangcharakter. Sehr scharf ist der Klang der Trompete, bei dieser reichen Partialtöne bis 8000 Hertz hinauf (Abb. 100).

Die B-Tuba besitzt den Tonumfang von C_1 (32 Hertz) bis c_1 (256 Hertz), die Kontrabaßtuba von D_1 (36 Hertz) bis g (192 Hertz). Der Tonumfang

¹ Eine Art von Mittelstellung zwischen Waldhorn und Trompete nimmt das als Soloinstrument viel gebrauchte Ventilkornett (Piston) ein, der Tonumfang ist f (171 Hertz) bis c_3 (1024 Hertz). Zu den Hörnern sind auch die altnordischen Luren zu rechnen.

der Posaune, und zwar der meist benützten Tenorposaune, ist E (81 Hertz) bis b_1 (456 Hertz). Das heute am meisten gebräuchliche F-Waldhorn reicht von H_1 (60 Hertz) bis f_2 (683 Hertz), die im Orchester meist verwendete B-Trompete von b (228 Hertz) bis b_2 (912 Hertz).

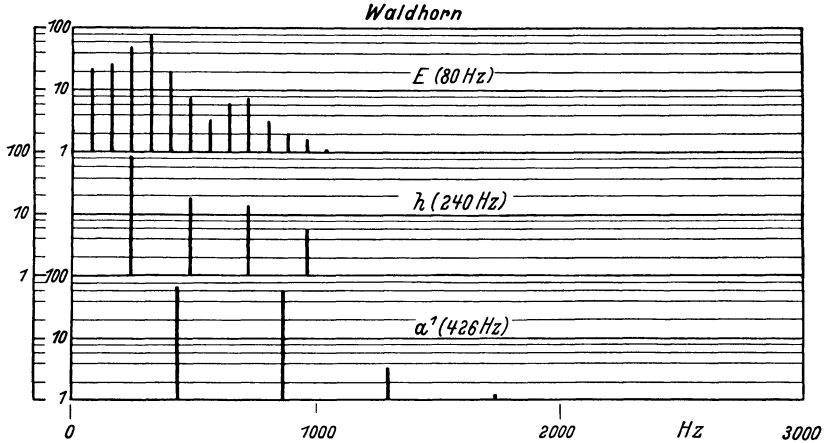


Abb. 99. Klangspektren eines Waldhorns. (Nach E. MEYER und G. BUCHMANN.)

Sehr wichtig für die Charakterisierung der Klänge der Blasinstrumente ist der Verlauf der Einschwingvorgänge. Nach den Untersuchungen von H. BACKHAUS¹ läuft der Einschwingvorgang bei der Trompete

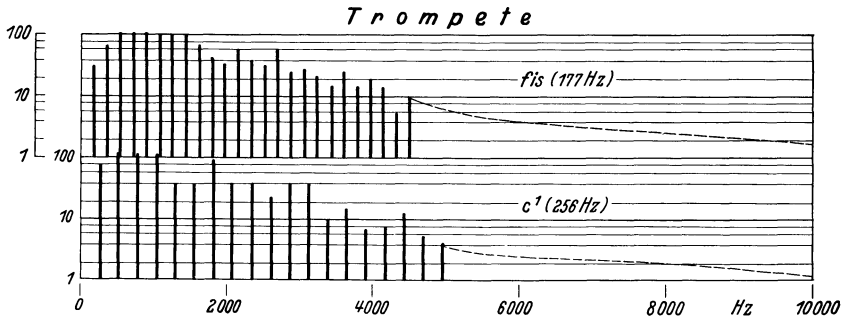


Abb. 100. Klangspektren einer Trompete. (Nach E. MEYER und G. BUCHMANN.)

außerordentlich rasch ab, nach etwa 20 ms ist der Klang im wesentlichen aufgebaut. Abb. 101 zeigt die Entwicklung der einzelnen Teiltöne im Klang einer b-Trompete, auf $f_1 = 340$ Hertz. Bemerkenswert ist, daß die Amplituden sämtlicher Teiltöne nach etwa 14 ms ein scharfes Maximum durchlaufen, um dann erst auf den endgültigen Wert abzufallen. Die Analyse eines überblasenen dis_2 zeigte einen ähnlichen Verlauf, offenbar ist das erwähnte Maximum durchaus charakteristisch für den Trompetenklang.

¹ BACKHAUS, H.: Z. techn. Physik 13, 31 (1932).

Wesentlich langsamer läuft der Einschwingvorgang bei der Klarinette ab, er benötigt etwa 50—70 ms, und zwar erscheint zunächst der Grundton und dann erst allmählich die höheren Partialtöne, der Einsatz der Klarinette ist also, wie überhaupt ihr ganzer Klangcharakter, ein weicher.

Auch beim Saxophon wird der Einschwingvorgang von den tiefen Partialtönen beherrscht, er verläuft aber etwas rascher als bei der Klarinette (in etwa 36—40 ms).

Außerordentlich lang dauert der Einschwingvorgang bei der Flöte, meist wurden 200 ms, in einzelnen Fällen sogar 300 ms, benötigt. Bemerkenswert ist auch, daß der Grundton zunächst häufig mit einer von der gewünschten

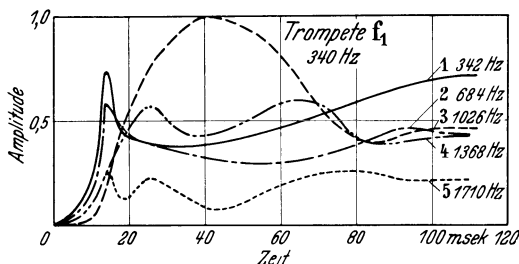


Abb. 101. Einschwingvorgang der Trompete.
(Nach H. BACKHAUS.)

Frequenz um ein geringes abweichenden Frequenz auftritt, ein Umstand, der dem Einsatz etwas verschwommenes gibt.

Der Übergang der einzelnen Klänge von Musikinstrumenten während des Spiels ist objektiv noch nicht näher untersucht worden, eine genaue Analyse würde sich sicher lohnen.

HELMHOLTZ¹ macht auf Grund subjektiver Erfahrungen über die Übergänge einige Bemerkungen. Der Übergang erfolgt bei den Holzblasinstrumenten wie Flöte, Oboe und Klarinette leicht, bei diesen Instrumenten bleibt ja der Anblasvorgang praktisch unverändert, die Tonhöhenänderung wird durch Änderungen der wirksamen Länge der schwingenden Luftsäule bewerkstelligt. Anders liegen die Verhältnisse bei Blechinstrumenten wie Trompete und Posaune, bei denen der Anblasvorgang geändert wird, um die Luftsäule in verschiedenen Unterteilungen schwingen zu lassen. Bei derartigen Instrumenten erfolgt der Übergang holpernd und schwerfällig. Verfasser hatte am Vierwaldstätter See einmal Gelegenheit, ein virtuos geblasenes Alhorn zu hören, auch bei diesem Instrument erfolgt ja die Tonhöhenänderung lediglich durch Änderung des Anblasvorganges, für die subjektive Beobachtung traten dementsprechend die Ausgleichsvorgänge zwischen den einzelnen Klängen sehr charakteristisch in Erscheinung.

c) Intensitätsumfang der Musik. Richtwirkungsfragen.

Über den Intensitätsumfang der Musikklänge führte K. W. WAGNER² Untersuchungen durch. Zur Charakterisierung des Intensitätsumfanges

¹ HELMHOLTZ, H. v.: Die Lehre von den Tonempfindungen, 6. Aufl., S. 115. Braunschweig 1913.

² WAGNER, K. W.: Berl. Ber., Physik.-math. Kl. 1932, Nr 25, 372.

benutzt er den Begriff der Dynamik (D), hierunter wird das Verhältnis p_{\max}/p_{\min} (p_{\max} größte Schalldruckamplitude im Fortissimo, p_{\min} kleinste Schalldruckamplitude im Pianissimo) verstanden. Die folgende Tabelle enthält die wesentlichsten Ergebnisse der Messungen:

Art der Darbietung	Mikrophon- abstand m	p_{\max}	p_{\min}	D
Kontrabaß	6	4,8	0,04	120
Cello	3	4,2	0,05	84
Orgel	25	21	0,3	70
Klavier	7	16,8	0,10	168
Streichquartett	2,5	16,8	0,12	140
Lieder (Sopran mit Klavierbe- gleitung)	2,5	25	0,2	125

Art der Darbietung	Zahl der Spieler	p_{\max}	p_{\min}	D
Tanzkapelle	9	26	0,2	130
Unterhaltungsmusik	6	10,4	0,15	70
Unterhaltungsmusik	34	42	0,4	105
Blasorchester	25	44,2	0,13	340
Großes Orchester	130	58	0,4	145
4 Chöre, 5 Solisten und großes Orchester	365	150	0,5	300

Für die Aufgaben der schallgetreuen Schallübertragung, und zwar besonders für die richtige Dimensionierung der zur Schallwiedergabe verwendeten Lautsprecherapparaturen — von großer Bedeutung ist auch die Frage, welche maximalen Leistungen die verschiedenen Musikinstrumente abstrahlen — ausführliche Angaben finden sich in einer Arbeit von L. J. SIVIAN, H. K. DUNN und S. D. WHITE¹, welcher die folgende Tabelle (S. 132) entnommen ist.

Über die Richtwirkungseigenschaften der Musikinstrumente liegen nur verhältnismäßig wenige spezielle Angaben vor. Auf Grund allgemeiner physikalischer Erfahrungen kann man etwa folgendes sagen:

Solange die Ausdehnung der Schallquellen klein gegen die Wellenlänge des abgestrahlten Schalles ist, treten merkliche Richteffekte nicht auf, die Quelle wirkt dann wie eine punktförmige Schallquelle, die Abstrahlung erfolgt kugelsymmetrisch.

¹ SIVIAN, L. J., H. K. DUNN and S. D. WHITE: J. acoust. Soc. Amer. **2**, 330 (1931). Über die Leistungen von Musikinstrumenten vgl. insbesondere auch E. MEYER u. P. JUST: Z. techn. Physik **10**, 309 (1929). — LÜBCKE, E. u. K. H. WERNICKE: Z. Hochfrequenz u. Elektroakustik **41**, 212 (1933). (Angaben über die Schalleistung eines Flügels.) — LANGE, W.: Z. Hochfrequenztechn. **45**, 120, 159 (1935). — Vgl. ferner E. THIENHAUS u. W. WILLMS: Musik u. Kirche **5**, 199 (1933). (Lautstärke von Orgelregistern.)

Spitzenleistungen von Musikinstrumenten.

Instrument	Spitzenleistung im Gesamtspektrum (Watt)	Wird erreicht in Prozent der Intervalle	Frequenzbereiche, die die stärksten Spitzen enthalten (Hertz)	Spitzenleistung in dem betreffenden Frequenzbereich (Watt)	Wird erreicht in Prozent der Intervalle
36" × 15" Pauke A	24,6	6	250—500	9,8	1
36" × 15" Pauke B	1,2	1 ¹ / ₂	20—62,5 250—500	0,24 0,19	1 4
30" × 12" Pauke C	13,4	1	125—250	1,7	1
34" × 19" Pauke D	4,9	3	20—62,5	1,2	9
Kleine Trommel	11,9	2 ¹ / ₂	250—500	3,7	1
15" Becken	9,5	7 ¹ / ₂	8000—11300	0,95	1
Triangel	0,050 0,012	1 37	5600—8000	0,017	6
Baß-Geige	0,156	2			
Baß-Saxophon	0,288	25	{ 250—500 250—500	0,228 0,082	4 18
Tuba	0,206	17			
Posaune	6,4	5	{ 500—700 2000—2800	0,064 0,051	1 4
Trompete	0,314	18	{ 250—500 500—700	0,047 0,047	1 ¹ / ₂ 4 ¹ / ₂
Französisches Horn	0,053	6	250—500	{ 0,053 0,013	1 18
Klarinette	0,050	5 ¹ / ₂	250—500	0,0055	2 ¹ / ₂
Flöte	0,055 0,014 0,0035	1 1 ¹ / ₂ 38	{ 700—1000 1400—2000	0,0045 0,0045	4 2
Pikkolo-Flöte	0,084 0,021	10 ¹ / ₂			
Flügel A (Mittel)	0,267	16	250—500	0,267	7
Flügel B (Mittel)	0,248	16	250—500	0,248	14
Orchester (15 Mitwirk.)	9,0 2,2	11 ¹ / ₂ 16	{ 250—500 2000—2800	0,45 0,32	1 ¹ / ₂ 12
Orchester (75 Mitwirk.) A	8,2	6	{ 125—250 250—500 2000—2800	0,82 1,03 1,03	2 12 1 ¹ / ₂
Orchester (75 Mitwirk.) B	13,4 66,5	9 1	{ 250—500 8000—∞	6,7 5,3	1 1
Orgel A	3,5	1 ¹ / ₂	250—500	{ 1,75 0,44	1 8
Orgel B (große Theaterorgel, Fortissimo)	12,6	36	20—62,5	{ 10,0 2,5	1 22

Anders liegen die Verhältnisse bei Schallquellen, deren Ausdehnung die Wellenlänge des abgestrahlten Schalles erreicht oder übersteigt, es findet dann eine gerichtete Schallabstrahlung statt, und zwar wird die

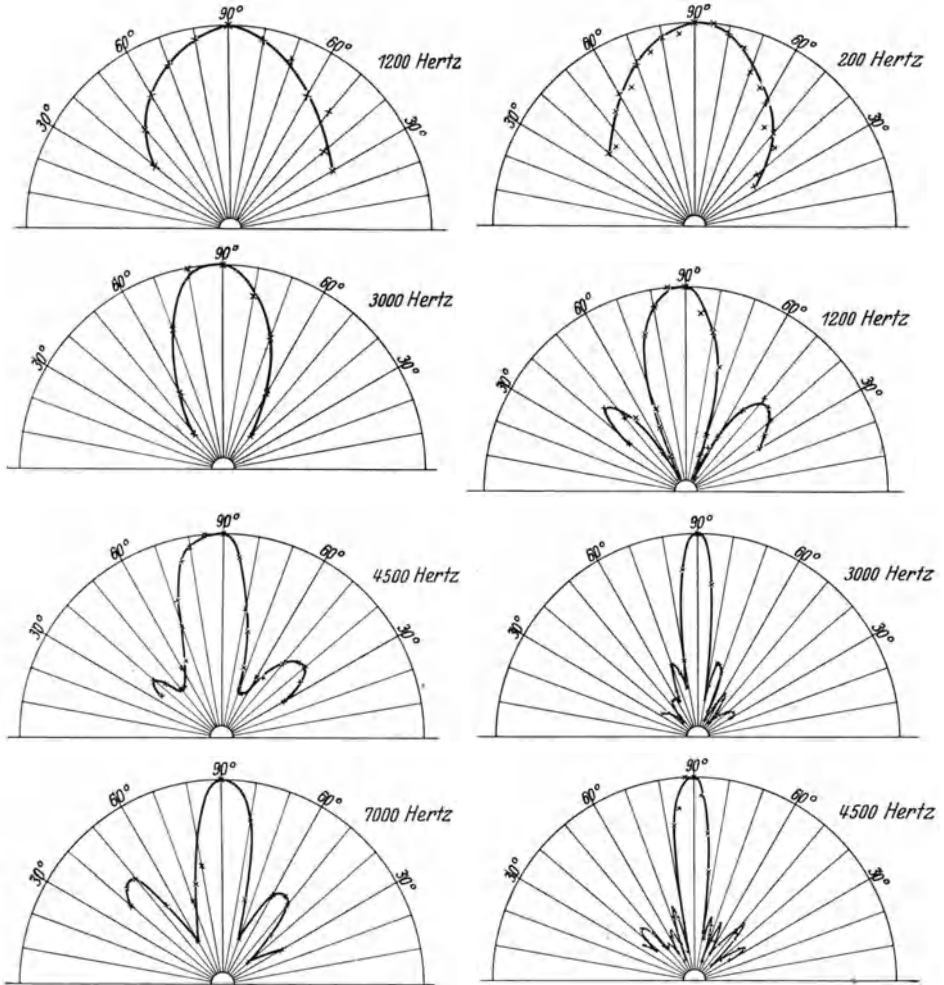
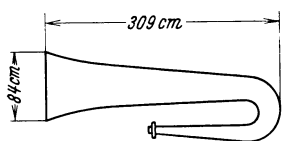


Abb. 102. Richtwirkung von Kolbenmembranen.
 (Linke Hälfte: Membrangröße 18 × 24 cm; rechte Hälfte: Membrangröße 53 × 53 cm).

Richtwirkung im allgemeinen um so stärker, je höher die Frequenz wird. Richtwirkungseffekte bei hohen Frequenzen treten beispielsweise bei Musikinstrumenten auf, — die wie die Streichinstrumente — nach Art der Flächenstrahler strahlen, weiter bei Musikinstrumenten mit trichterartigem Schallaustritt, wie z. B. bei der Trompete. Kommt

der Durchmesser des Resonanzkörpers bzw. der Durchmesser des Schallaustrittes an die Größenordnung der Wellenlänge heran, so macht sich gerichtete Abstrahlung bemerkbar.

Die Richtwirkungserscheinungen von Schallstrahlern wurden systematisch untersucht an einigen geometrisch einfachen Strahlergebilden, so z. B. an den in einer starren Wand eingebauten schwingenden Kolbenmembranen¹ und an Trichtern².



Bei den Kolbenmembranen wird die Schallabstrahlung mit wachsender Frequenz nach der Mittelnormale hin zusammengedrängt, es zeigt sich, daß die Schallabstrahlung im wesentlichen innerhalb eines Kegels vom Öffnungswinkel $\text{tg } \alpha = 0,6 \lambda/R$ (R Radius der kreisförmig angenommenen Membran) stattfindet, außerhalb dieses Bereiches liegen nur schwächere seitliche Maxima. Abb. 102 zeigt Richtwirkungsdiagramme einer Kolbenmembran.

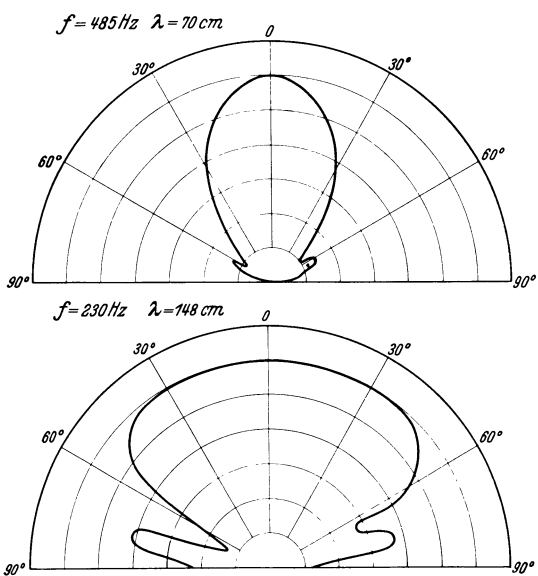


Abb. 103. Richtwirkung von Schalltrichtern. (Nach K. SATÔ.)

Sehr ähnlich sind die Richteffekte von Schalltrichtern, deren Länge groß gegen die Wellenlänge und groß gegen den Durchmesser der Öffnung ist, auch an derartigen Gebilden findet die Erregung des äußeren Schallfeldes durch eine Fläche (durch die Fläche der Austrittsöffnung) statt, die nahezu gleichphasig und mit gleicher Amplitude, also ähnlich wie eine Kolbenmembran, schwingt. Richtwirkungsdiagramme von Trichtern zeigt Abb. 103.

Die Richtwirkungscharakteristiken der Kolbenmembran und der Trichter können einen gewissen Anhalt für manche an Musikinstrumenten

¹ BACKHAUS, H. u. F. TRENDELENBURG: Z. techn. Physik 7, 630 (1926). — STENZEL, H.: Elektr. Nachr.-Techn. 4, 239 (1927); 6, 165 (1929); 7, 87, 193. — MCLACHLAN, N. W.: Proc. Roy. Soc. 122, 604 (1929). — BACKHAUS, H.: Ann. Physik (V) 5, 1 (1930).

² SATÔ, K.: Jap. J. of Physic 5/3, 103 (1928/29). — Proc. imp. Acad. Tokyo 6/7, 256 (1930).

zu erwartenden Richteffekte geben, so dürfte z. B. die Richtwirkungscharakteristik eines Horns oder einer Trompete bei entsprechender Frequenz nahezu den abgebildeten Charakteristiken entsprechen. Häufig sind allerdings die Richtwirkungseigenschaften der Musikinstrumente im einzelnen schlecht zu übersehen; so schwingen beispielsweise die meisten flächenhaft strahlenden Instrumentkörper nicht wie die Kolbenmembran in gleicher Phase, sondern sie schwingen unterteilt als Strahler höherer Ordnung. Durch jede Knotenlinie läuft eine Nullfläche, auf der keinerlei Erregung stattfindet. Das Schallfeld der Strahler höherer Ordnung ist polarisiert, die Schallfeldverteilung im einzelnen ist theoretisch schwer zu erfassen. In derartigen Fällen kann nur die experimentelle Untersuchung Aufschluß geben. Von H. BACKHAUS¹

wurde die Richtwirkung der Geige untersucht. Bei einer wertvollen STRADIVARI-Geige erfolgt bei hoher Frequenz (3300 Hertz) (Abb. 104) die Schallstrahlung im wesentlichen etwa in einer Richtung von 20° gegen die Mittelnormale. Berücksichtigt man die

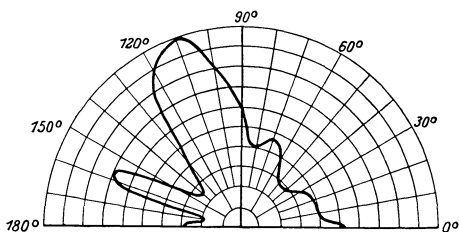


Abb. 104. Richtwirkung einer Geige.
(Nach H. BACKHAUS.)

Haltung der Geige beim normalen Spiel, so zeigt es sich, daß die Abstrahlung im wesentlichen in der Ebene der Standfläche des Spielenden — also in der Richtung, in der sich normalerweise die Zuhörer befinden — vor sich geht. Es scheint nicht ausgeschlossen, daß die eigenartig gerichtete Abstrahlung gerade dieses hohen Frequenzgebietes für die Tragfähigkeit eines Geigenklanges von Bedeutung ist.

6. Geräusche.

a) Einleitung.

Eine physikalische Einteilung — wie wir sie bei Sprachklängen oder bei den Klängen der Musikinstrumente nach der Art der Erzeugung vornehmen konnten — für die außerordentliche Vielheit der Geräusche aufzustellen, erscheint schwer möglich. Die Entstehungsursachen für Geräusche sind so außerordentlich verschiedene, daß eine derartige Einteilung keinen großen praktischen Wert besitzen würde. Um das Wesentliche der Geräusche übersichtlich darstellen zu können, scheint es nur möglich, eine Einteilung nach phänomenologischen Gesichtspunkten zu wählen, nämlich nach Verkehrs-, Wohn- und Betriebsgeräuschen; weiterhin sollen dann in einer gesonderten Gruppe die medizinisch wichtigen Geräusche am menschlichen Körper behandelt

¹ BACKHAUS, H.: Z. techn. Physik **9**, 491 (1928).

werden. Bei der erstgenannten Gruppe von Geräuschen soll zunächst eine Lautstärkenzusammenstellung gebracht werden, die Lautstärke dürfte wohl der praktisch wichtigste Faktor sein; anschließend sollen dann die weiteren Eigenarten dieser Geräusche behandelt werden.

b) Verkehrs-, Wohn- und Betriebsgeräusche.

Über Geräuschlautstärken gibt die folgende Tabelle Auskunft:

Lautstärken von Verkehrsgeräuschen.

	Laut- stärken- stufe Phon
Flugzeuglärm: Propeller- und Motorgeräusch (in 3 m Abstand bis 110 Phon, in Kabine 110—80 Phon) ²	110
Exprefzug etwa 100 km/Std. ²	} 100
Motorräder (97—70 Phon) ³	
Straßenbahn auf schlechten Schienen ²	} 90
Untergrundbahnexpref beim Durchfahren eines Bahnhofes (94 Phon) ⁴	
Untergrundbahn in London (80—75 Phon) ²	} 80
Kraftwagen (80—65 Phon) ³	
Kraftfahrzeughupen (elektrische 90—80, Ballhupen 81—74 Phon) ³ . .	
Autobus. Exprefzug (innen im Gang) ²	} 70
Sehr starker Straßenverkehr (Potsdamer Platz) ¹	
Autobus (im Innern 60—50 Phon) ² . Starker Straßenverkehr ¹ (Tau- entzienstraße)	60
Kraftwagen (im Innern, 60—40 Phon ² ; Eisenbahn (im Abteil 55 bis 45 Phon) ²	50
Ruhige Straße in Wohngegend (Villenviertel Westend) ¹	40
Vorstadtanlagen.	20

Unter den geräuschverursachenden Verkehrsmitteln beanspruchen die Kraftfahrzeuge besonderes Interesse, die ständig wachsende Lärmbeanspruchung in der Großstadt ist in erheblichem Maß auf den zunehmenden Kraftfahrzeugverkehr zurückzuführen. Die statistische Verteilung der Geräuschlautstärken der einzelnen Kraftfahrzeugtypen läßt Abb. 105 erkennen. Zu sehr hohen Lautstärken — und zwar bis nahezu 100 Phon — reichen die von Krafträdern erzeugten Geräusche.

Der Grund für die starke Lärmwirkung der Krafträder liegt zum Teil darin, daß es nicht ganz leicht ist, bei dem geringen an einem Motorrad zur Verfügung stehenden Platz, wirksame Schalldämpfer anzubringen. Zu einem großen Teil liegt die Lärmwirkung aber auch daran, daß die

¹ BAKOS, G. u. S. KAGAN: Z. VDI **76**, 145 (1932).

² KAYE, G. W. C.: Nature (Lond.), 15. Aug. **1931**, Suppl. Nr 3224.

³ MEYER, E. u. W. WILLMS: Z. VDI **76**, 983 (1932).

⁴ WAGNER, K. W.: Berl. Ber., Physik.-math. Kl. **1931**, Nr 9, 154.

technischen Möglichkeiten zur Dämpfung nicht voll ausgenutzt werden. Der Fabrikant sieht ängstlich darauf, daß nichts von der Motorenleistung verloren geht; viele Fahrer bauen dann auch noch in rücksichtslosester Weise die Dämpfungsmittel aus oder verschlechtern sie, um einen kleinen Geschwindigkeitsgewinn zu erzielen.

Bei Kraftwagen liegen die Verhältnisse günstiger, der Konstrukteur hat zum Einbau von Dämpfungsmitteln wesentlich mehr Platz zur Geräusche in Betrieben und Wohnräumen. Verschiedene sonstige Geräusche.

	Laut- stärken- stufe Phon
Nieten an Stahlgerüsten (97 Phon) ¹	} 100
Turbogenerator in einem Kraftwerk, in der Nähe des Auslaßkanals (95 Phon) ⁶	
Maschinenraum in einer Druckerei ²	} 90
Preßluftbohrer	
Elektromotoren und Generatoren (95—77 Phon) ^{5 4}	80
Rechenmaschinen im Rechensaal eines Postscheckamtes (73 Phon) ³ .	} 70
Schreibmaschinen (bis 70 Phon) ²	
Elektromotoren, 4 Kilowatt, mit Kugellager (66 Phon) ¹	} 60
Elektromotoren, 4 Kilowatt, mit Gleitlager (59 Phon) ¹	
Staubsauger, gewöhnliche Bauart (62 Phon) ¹	} 50
Staubsauger, geräuschwache Bauart (54 Phon) ¹	
Ausströmen von Wasser aus einem Hahn (51 Phon) ³	} 40
Schreibmaschine, geräuscharme Bauart (48 Phon) ¹	
Zerreißen von Papier (44 Phon) ³	40
Gangeräusch einer gewöhnlichen Weckeruhr (30 Phon) ¹	30
Gangeräusch einer sehr leisen Weckeruhr (10—15 Phon) ¹	10

Verfügung als beim Motorrad; der — bei richtig konstruierten Dämpfern im übrigen sehr kleine — Leistungsverlust spielt beim Wagenmotor nur eine geringe Rolle.

Über die physikalischen Eigenschaften des Auspuffgeräusches liegt eine eingehende Untersuchung von U. SCHMIDT⁷ vor. Im Spektrum des

¹ WAGNER, K. W.: Z. VDI 77, 1 (1933).

² KAYE, G. W. C.: Nature (Lond.), 15. Aug. 1931, Suppl. Nr 3224.

³ BAKOS, G. u. S. KAGAN: Z. VDI 76, 145 (1932).

⁴ LÜBCKE, E.: Z. techn. Physik 15, 652 (1934).

⁵ BARON, P.: Revue d'Acoust. 2/6, 459 (1933).

⁶ OSSWALD, F. M.: Naturwiss. 20, 767 (1932). Durch geeignete Abwehrmaßnahmen — durch einen über den Auslaßkanal gelegten Wasserschleier — ließ sich das Geräusch auf etwa 45 Phon herabmindern.

⁷ SCHMIDT, U.: Das Auspuffgeräusch von Verbrennungsmotoren. Diss. T. H., Berlin 1932.

Auspuffgeräusches (Abb. 106) treten deutlich Bereiche mit starken Komponenten in Erscheinung. Der eine Bereich reicht von tiefen Frequenzen bis zu etwa 500 Hertz, der andere Bereich umfaßt Komponenten von etwa 3000 bis 9000 Hertz. Die tiefen Komponenten deutet U. SCHMIDT als abklingende Eigenschwingungen des Systems Zylinderhohlraum (akustische Kapazität) — Luftmasse im Ventilspalt (akustische Induktivität), im Zeitpunkt der Ventilöffnung wird diese Eigenschwingung

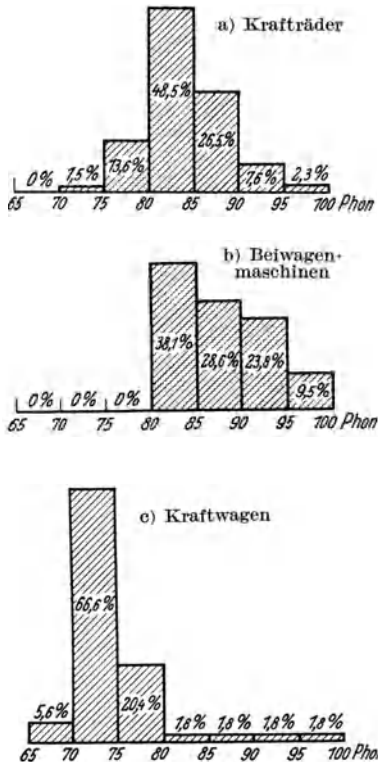


Abb. 105. Lautstärkenverteilung von Kraftfahrzeuggeräuschen. (Nach K. W. WAGNER.)

ja beim Ausgleich des hohen Druckes im Zylinderinnern mit dem geringen Druck in der Auspuffleitung angestoßen. Für die Entstehung der hohen Komponenten wird Wirbelbildung im Spalt des Auslaßventils angenommen.

Die zur Abschwächung des Auspuffgeräusches verwendeten Schalldämpfer müssen so gebaut sein, daß der Abgasstrom ohne nennenswerten Strömungswiderstand in die Außenluft abgeleitet werden kann. Die Dämpfer müssen also — um ein elektrisches Bild zu gebrauchen — für Gleichstrom durchlässig sein, erst oberhalb einer möglichst tief zu legenden Grenzfrequenz darf die dämpfende Wirkung einsetzen. Für die Lage der tiefsten Grenzfrequenz ist im wesentlichen die Ohrempfindlichkeitskurve maßgebend, man muß die Grenzfrequenz so legen, daß zumindest diejenigen Bereiche, für welche das Ohr größere Empfindlichkeit zeigt, unterdrückt werden¹.

Die Verhältnisse lassen sich anschaulich aus den in Abb. 107 dargestellten oszillographischen Aufnahmen² von Kraftfahrzeugauspuffschall erkennen. Die mit a bezeichneten Aufnahmen wurden jeweils

¹ Es muß hier offen bleiben, ob nicht doch durch genügend lange zeitliche Einwirkung eine erhebliche Belästigung auch durch die tiefsten Komponenten eintreten kann. Es ist bekannt, daß man bei längeren Fahrten im geschlossenen Wagen Ermüdungserscheinungen empfindet, ohne daß eine ausgesprochene Tonempfindung vorhanden war, erst nach scharfem Aufmerken empfindet man, daß eine Druckbeanspruchung des Gehörs durch tiefste Frequenzen vorgelegen hat.

² GERDIEN, H., H. PAULI u. F. TRENDELENBURG: Z. techn. Physik **10**, 374 (1929). TRENDELENBURG, F.: Physic. Soc. Lond. Rep. Disc. on Audition, June **1931**, 44.

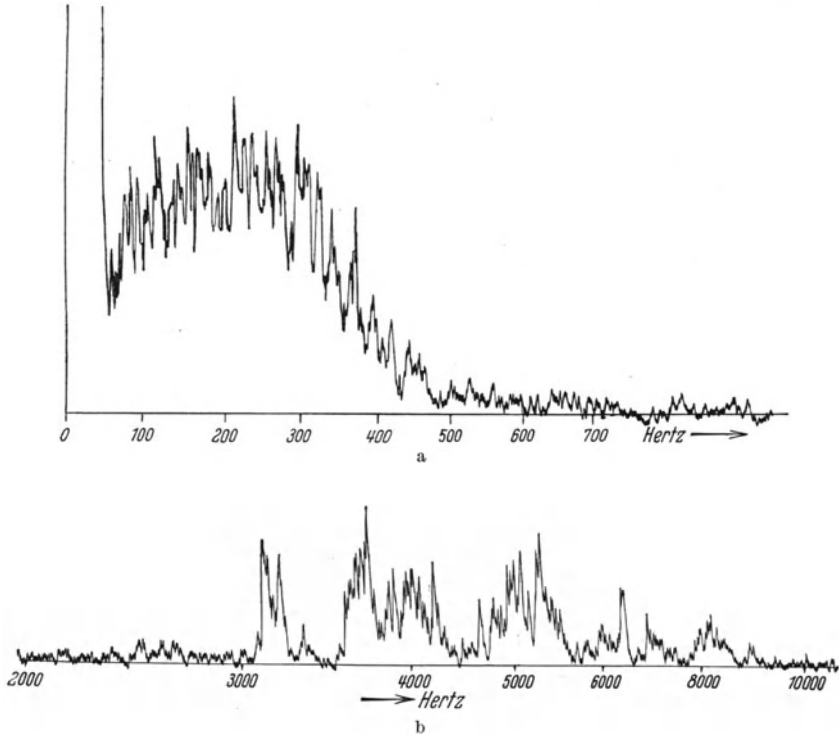


Abb. 106a und b. Spektrum eines Auspuffgeräusches. (Nach U. SCHMIDT.)

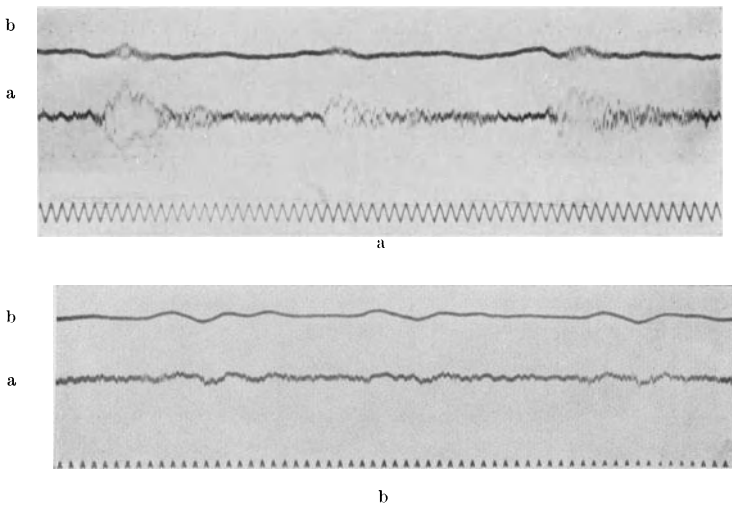


Abb. 107 a und b. Oszillogramme eines Auspuffgeräusches.

mit einem Verstärker mit gehörähnlicher Frequenzkurve aufgenommen, die mit b bezeichneten sind mit einem Gerät aufgenommen, welches eine physikalisch gleichmäßige Empfindlichkeit besaß. Gleichen Ausschlägen der Oszillographenschleife entsprechen also in der Kurve b auch gleiche Druckamplituden im Schallfeld, während in den Kurven a die verschiedenen Komponenten gemäß der Ohrempfindlichkeit in dem betreffenden Frequenzgebiet bewertet erscheinen. Die oberen Bilder zeigen das Auspuffgeräusch vor Aufsetzen des Auspufftopfes. Deutlich sind — und zwar besonders in der gehörähnlich vorgenommenen Aufzeichnung — die hohen Komponenten des Auspuffgeräusches um etwa 3000 Hertz zu

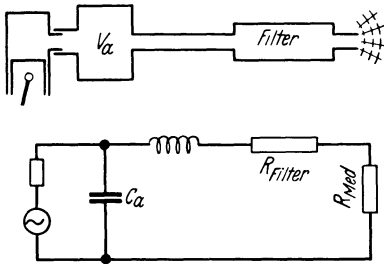


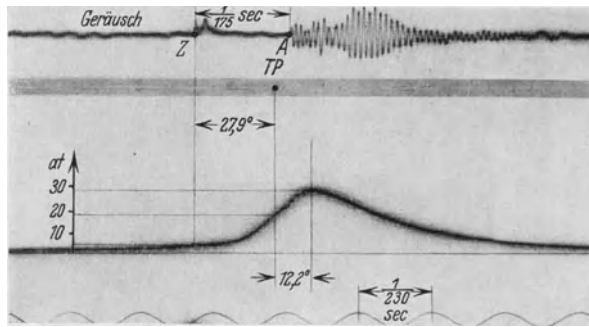
Abb. 108. Akustische Anordnung und elektrisches Ersatzschema eines Auspuffschalldämpfers. (Nach M. KLUGE.)

erkennen, während in der gehörähnlich vorgenommenen Aufzeichnung die tieferen Komponenten nur schwach herauskommen. Bei Aufsetzen des Auspufftopfes verschwinden die höheren Komponenten nahezu völlig, dementsprechend empfindet das Ohr eine starke Abschwächung des Auspuffgeräusches. Lediglich in der physikalisch gleichmäßigen Aufzeichnung sind noch tiefere Komponenten, die den Schalldämpfer durchlaufen konnten, zu erkennen.

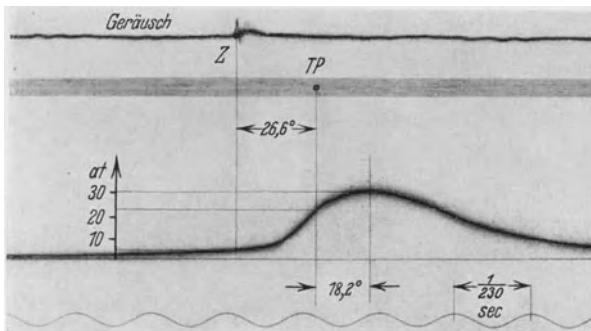
Über die technischen Möglichkeiten des Auspuffdämpferbaues liegen eine Reihe neuerer Untersuchungen¹ vor; hier sei nur kurz eine Arbeit von M. KLUGE¹ gestreift. M. KLUGE empfiehlt zunächst, unmittelbar hinter dem Motorauslaß eine möglichst geräumige „Staukammer“ anzuordnen, und den Schall dann erst hinter der Staukammer in die als akustisches Filter gebaute Auspuffleitung eintreten zu lassen; der Eingangswiderstand der Auspuffleitung kann auf diese Weise erheblich herabgesetzt werden. Die Betrachtung des dieser Anordnung entsprechenden elektrischen Schaltschemas (Abb. 108) zeigt anschaulich die Wirkung der Staukammer, bei genügender Größe der Kapazität der Staukammer, also bei genügendem Staukammervolumen, werden die Druckschwankungen höherer Frequenz bereits vor Eintritt in die Auspuffleitung erheblich abgeschwächt. Bei Kraftträdern ist der Einbau einer geräumigen Staukammer aus Platzgründen schwer möglich, Krafttraddämpfer sind vom akustischen Standpunkt aus nicht ganz so günstig

¹ KLUGE, M.: Mitt. Inst. Kraftfahrw. T. H. Dresden **9**, 50 (1934). — Automobiltechn. Z. **1933**, H. 7 u. 9. — KAUFFMANN, A. u. U. SCHMIDT: Schalldämpfer für Automobilmotoren. Berlin 1932. — WAETZMANN, E. u. F. NOETHER: Ann. Physik (5) **13**, 212 (1932). — DAVIS, A. H.: Aeron. Res. Comm. Rep. Nr 1542. London 1933. — Phil. Mag. (7) **16**, 787 (1933). — SCHUSTER, K. u. M. KNIPNIS: Ann. Physik (5) **14**, 123 (1932).

wie Kraftwagendämpfer; es ist beim Krafrad nicht möglich, die tiefsten Komponenten (unterhalb etwa 150 Hertz) so weit zu dämpfen wie beim Kraftwagen. Immerhin lassen sich aber bei Krafrädern zumindest die höheren, subjektiv als besonders störend empfundenen Komponenten so stark abschwächen, daß eine größere Belästigung nicht mehr stattfindet; Dämpfungen um 20—30 db sind praktisch erreicht worden¹.



a



b

Abb. 109a und b. Klopfgeräusche eines Verbrennungsmotors. (Nach O. WAWRZINIOK.)

Über die Natur des bei Verbrennungsmotoren unter bestimmten Betriebsbedingungen (unrichtiger Brennstoff) vorkommenden und wegen der gleichzeitig auftretenden übergroßen mechanischen Beanspruchung gefürchteten Klopfgeräusches stellte O. WAWRZINIOK² Untersuchungen an. Abb. 109 zeigt Oszillogramme (obere Kurven), die mittels in der Nähe der äußeren Zylinderwandung angebrachten Kondensatormikrophons aufgenommen wurden; die unteren Kurven sind der Druckverlauf im Zylinder. Bei Verwendung von nicht klopffestem Benzin (a) setzt, kurz nachdem der Kolben den oberen Totpunkt überschritten hat, ein

¹ Vgl. K. W. WAGNER: Z. VDI 77, 1 (1933).

² WAWRZINIOK, O.: Mitt. Inst. Kraftfahrwesen T. H. Dresden 9, 38 (1934).

schwachgedämpfter Schwingungszug ein (Frequenz zunächst 3200 Hertz, die Frequenz geht allmählich auf etwa 2100 Hertz herunter). Bei klopf-festem Benzol (b) ist kein Geräusch zu erkennen. Die Klopfgeräusche sind auf Gaslängsschwingungen im Zylinderinnern zurückzuführen.

Für den Kraftfahrzeugverkehr wichtig ist auch die Frage, wie man am vorteilhaftesten die akustischen Eigenschaften der Hupen wählt. Einerseits ist es erforderlich, im Straßenverkehr auf eine bestimmte Entfernung hin andere Straßenbenutzer warnen zu können, andererseits muß aber auch jede zu weitgehende Lärmbelästigung unbedingt vermieden werden. E. MEYER und W. WILLMS¹ führten eingehende Untersuchungen an Hupen durch. Auf Grund der Aussagen einer großen Anzahl von Beobachtern kann gefolgert werden, daß eine Lautstärke von 80 Phon in 8 m Entfernung als hinreichend zu bezeichnen ist, um auch in starkem Straßenverkehr sicher warnen zu können². Hupen, die zahlreiche hohe und unharmonische Teiltöne aufweisen, werden subjektiv als sehr störend empfunden; wesentlich geringere Lärmbelästigung rufen Hupen hervor, welche einen auf einen tiefen Grundton aufgebauten obertonarmen Klang aufweisen.

Als Lärmquelle an Kraftfahrzeugen ist auch noch das Getriebe zu nennen, und zwar werden durch das Getriebegeräusch vor allen Dingen die Wageninsassen namentlich beim Anfahren und bei Bergfahrten belästigt. Wir werden weiter unten (S. 147) auf das Getriebegeräusch zu sprechen kommen.

Im *Flugzeugschall* sind Komponenten enthalten, welche vom Motor-auspuff herrühren und solche, die beim Propellerumlauf entstehen. Das Intensitätsverhältnis zwischen Motorgeräusch und Propellergeräusch ist bei den einzelnen Typen sehr verschieden. Man kennt Flugzeuge, in deren Schall das Motorgeräusch außerordentlich charakteristisch hervortritt, während bei anderen Typen das Propellergeräusch am stärksten wahrnehmbar wird. Die Dämpfung des Auspuffschalles ist bei Flugzeugen nicht so leicht durchzuführen wie bei Kraftwagen und Motorrädern. Der Raum im Flugzeug ist mit Rücksicht auf die großen Geschwindigkeitsverluste selbst bei geringer Luftwiderstandserhöhung nur ein sehr begrenzter, immerhin läßt sich bei sorgfältiger Planung auch am Auspuffgeräusch der Flugzeugmotoren einiges erreichen³.

¹ MEYER, E. u. W. WILLMS: Z. VDI **76**, 983 (1932).

² Die kürzlich in Kraft gesetzte Straßenverkehrsordnung setzt für die Warnzeichen der Kraftfahrzeuge eine Höchstlautstärke von 100 Phon (in 7 m Entfernung) fest. Auch für die Fahrzeuggeräusche ist eine Höchstlautstärke angegeben (85 Phon in einer Entfernung von 8 m schräg voraus bei 40 km Geschwindigkeit unter voller Belastung, für Fahrzeuge mit gerichtetem Auspuffschall ist außerdem eine zweite Messung 20 m hinter dem Ende des Auspuffrohres vorgeschrieben).

³ DAVIS, A. H. gibt (Aeron. Res. Comm. Rep. and Mem., 1933, Nr 1542) an, daß eine Dämpfung um 10 db leicht erreichbar ist; mit bestimmten Schalldämpferkonstruktionen seien auch schon Dämpfungen um 35 db erzielt worden. Vgl. ferner R. S. CAPON: Engineering **136**, 477, 503 (1933). — SNYDER, W. F.: J. Acoust. Soc. Amer. **4**, 176 (1933).

Über das Propellergeräusch liegt eine eingehende Untersuchung von J. OBATA, Y. YOSIDA und S. MORITA¹ vor, und zwar lief bei diesen Versuchen der Propeller an einem Prüfstandmotor. Zwei Gruppen von Komponenten sind im Propellergeräusch zu unterscheiden. Die erstgenannte Gruppe ist harmonisch zusammengesetzt, sie ist auf einem Grundton aufgebaut, dessen Frequenz dem Produkt von Propellerumläufen pro Sekunde mit der Flügelzahl entspricht. An den einzelnen Stellen der Laufbahn findet bei jedem Durchlauf eines Flügels eine Druckstörung statt, vor der Vorderseite des Propellers ergibt sich eine Druckerhöhung, hinter der Rückseite eine Druckerniedrigung. Die

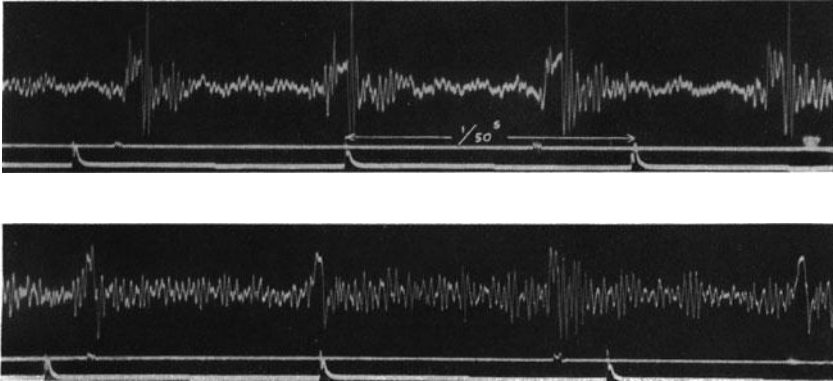


Abb. 110. Oszillogramme von Flugzeugschall. (Nach J. OBATA, Y. YOSIDA und S. MORITA.)

Druckstörungen breiten sich von der jeweils durchlaufenen Stelle mit Schallgeschwindigkeit aus, durch Zusammenwirken der längs der Propellerbahn liegenden Störungsstellen entsteht ein kontinuierlicher Klang. Die zweite Gruppe von Komponenten liegt wesentlich oberhalb der erst-erwähnten Gruppe (und zwar zwischen etwa 1000 und 3000 Hertz). Diese höheren Komponenten sind zueinander unharmonisch; sie stellen ein ausgesprochenes Geräusch dar. Das Geräusch entsteht durch Wirbelablösungen an den Propellerkanten, also nach Art der Hieb- und Schneidetöne. Da die einzelnen Teile des Propellers mit sehr verschiedener Geschwindigkeit die Luft durchschneiden, kommt nicht ein einzelner diskreter Ton zustande, sondern eine sehr dichte Folge von Teiltönen, ein Geräusch.

Abb. 110 zeigt oszillographische Aufnahmen des Propellergeräusches, die tiefen und die hohen Komponenten sind deutlich getrennt zu er-

¹ OBATA, J., Y. YOSIDA u. S. MORITA: Rep. Aeron. Res. Inst. Tokyo **6**, 361, 389 (1932). — Vgl. weiterhin J. OBATA, S. MORITA u. Y. YOSIDA: Rep. Aeron. Res. Inst. Tokyo **8**, 101 (1933). — PARIS, E. T.: Philosophic. Mag. (7) **13**, 99 (1932); **16**, 50 (1933); **16**, 61 (1933). — KEMP, C. F. B.: Proc. Phys. Soc. Lond. **44**, 151 (1932) (betr. insbesondere der Richtungsverteilung des Flugzeugschalles); **45**, 727 (1933).

kennen; die genaue Analyse der tieferen harmonischen Bestandteile zeigte, daß auf einen — je nach der Umlaufszahl bei etwa 30—60 Hertz liegenden — Grundton eine Obertonreihe aufgesetzt ist, die bis etwa 600 Hertz reicht.

Mit der Umlaufgeschwindigkeit steigt die Lautstärke des Propellergeräusches stark an, so betrug bei einem Versuch bei einer Umlaufzahl von 1000 Umdr./Min. die Lautstärke etwa 40 Phon, bei 1500 Umdr./Min.

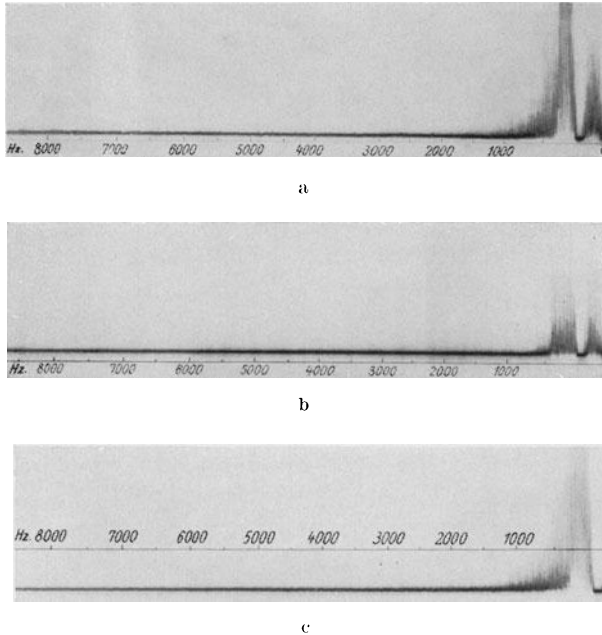


Abb. 111a—c. Frequenzspektren einer Focke-Wulf-Möwe. a im Flug, Außenaufnahme, normale Reisegeschwindigkeit; b dasselbe, Kabinenaufnahme; c erhöhte Reisegeschwindigkeit, Außenaufnahme. (Nach F. EISNER, H. REHM und H. SCHUCHMANN.)

stieg sie auf etwa 60 und bei 1900 Umdr./Min. auf etwa 75 Phon, es besteht eine nahezu lineare Beziehung zwischen Lautstärke (nicht Intensität!) und Umlaufzahl¹.

Flugzeugschallspektren wurden insbesondere auch von F. EISNER, H. REHM und H. SCHUCHMANN² aufgenommen. Es zeigte sich, daß die Komponenten höherer Frequenz im Flug wesentlich geringere Stärke besitzen als im Stand; es ist ja naturgemäß die Wirbelablösung bei

¹ Auf das schnelle Anwachsen des Propellergeräusches mit der Umlaufgeschwindigkeit des Propellers weist auch A. H. DAVIS (a. a. O.) nachdrücklich hin. Er rechnet mit einer Lautstärkezunahme um etwa 10 db pro 100 Fuß/Sek. Anwachsen der Geschwindigkeit der Propellerspitze.

² EISNER, F., H. REHM u. H. SCHUCHMANN: Elektr. Nachr.-Techn. 9, 323 (1932).

Versuchen im Stand eine wesentlich größere als beim Flug, wo der Luftstrom praktisch unbehindert ablaufen kann. Die Lage der tieferen Komponenten im Tonbereich erwies sich als ähnlich, wie in der oben besprochenen Untersuchung von J. OBATA und seinen Mitarbeitern.

Über die Geräuschbildung in Elektromotoren und Generatoren stellte E. LÜBCKE¹ eingehende Untersuchungen an. Abb. 112 zeigt ein typisches Geräuschspektrum eines Motorgenerators. Aus einem kontinuierlichen Untergrund treten einzelne diskrete Teiltöne hervor.

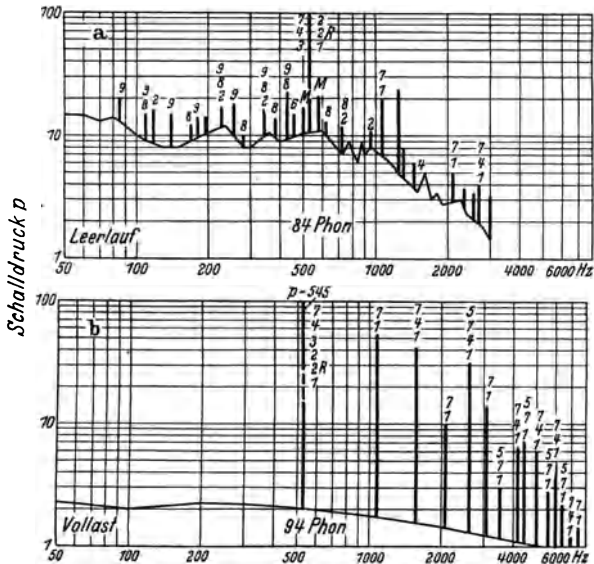


Abb. 112. Analysen des Geräusches eines Motorgenerators. (Nach E. LÜBCKE.)

Die Entstehungsweise der einzelnen Komponenten ist eine verschiedene, so können durch magnetische Wechselfelder mechanische Schwingungen, die zur Schallabstrahlung führen, erzeugt werden, es können aber auch Geräusche durch Wirbelbildung an umlaufenden Teilen entstehen, schließlich können durch Luftströme Hohlräume angeblasen werden oder auch es entsteht Schall nach Art der Sirenentöne. In Abb. 112 tritt besonders deutlich eine Komponente bei 530 Hertz in Erscheinung. Diese Frequenz entspricht dem Produkt von der Nutenzahl mit der Umlaufgeschwindigkeit; die besondere Stärke dieser Komponente liegt daran, daß bei der betreffenden Maschine gerade hier verschiedene Resonanzen liegen. Es gelang die meisten Komponenten bestimmten Resonanzen zuzuordnen; wegen Einzelheiten sei auf die eingehende Originalarbeit verwiesen.

¹ LÜBCKE, E.: Z. techn. Physik 15, 652 (1934).

Ausdrücklich hingewiesen sei auch noch auf die Abhängigkeit der Lautstärke des von einer Maschine erzeugten Lärms von den Absorptionsverhältnissen im Maschinenraum. Für Beobachtungspunkte in hinreichender Entfernung von der Maschine gelten folgende Überlegungen:

Bei kleiner Schallabsorption — also großer Nachhalldauer — ist bei vorgegebener Schalleistung der Quelle die Lautstärke größer als bei großer Schallabsorption — also geringer Nachhalldauer. Aus der Beziehung zwischen Schallabsorption A und mittlerer Energiedichte E im Raum. $E = 4 \cdot L/c \cdot A$ (L Leistung der Schallquelle, c Schallgeschwindigkeit) folgt für den Lautstärkenunterschied in Phon bei zwei Absorptionen A_1 und A_2 ein Wert von $10 \log A_1/A_2$.

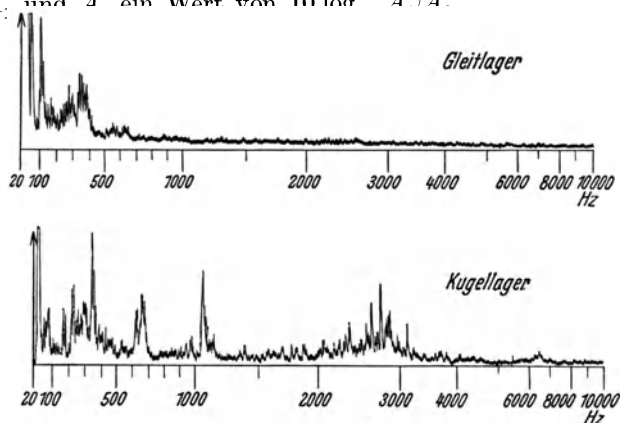


Abb. 113. Oszillogramme von Lagergeräuschen. (Nach K. W. WAGNER¹.)

W. WILLMS² führte Maschinengeräuschemessungen in einem stark hallenden, einem normal und einem besonders stark gedämpften Raum aus, er fand beispielsweise in 6 m Entfernung von der Maschine Lautstärken von 60, 56 bzw. 40 Phon; die Werte zeigen anschaulich, wie wichtig es ist, Maschinenräume hinreichend zu dämpfen. Wenn sich auch praktisch häufig Lautstärkenreduktionen um 20 Phon (entsprechend einer Absorptionserhöhung auf den 100fachen Wert) nicht werden erreichen lassen, so kann man doch in vielen Fällen leicht Lautstärkenreduktionen um 6—10 Phon erzielen, diese werden subjektiv bereits als sehr angenehm empfunden.

Die in Wellenlagern auftretenden Geräusche sind von der Art der Lagerkonstruktion abhängig, so laufen Kugellager wesentlich lauter als Gleitlager; die in Abb. 113 abgedruckten Oszillogramme veranschaulichen den Unterschied der beiden Lagerarten.

Praktisch sehr wichtig ist auch die Geräuscherzeugung in Getrieben; auf die Bedeutung des Getriebegeräusches für Kraftfahrzeuge war schon

¹ WAGNER, K. W.: Z. VDI 77, 1 (1933).

² WILLMS, W.: Elektrotechn. Z. 56, 25, 53 (1935).

kurz hingewiesen worden, ergänzend sei noch bemerkt, daß das Getriebe-geräusch auch zum Flugzeugschall einen Beitrag liefern kann, manche große Flugzeuge besitzen ja ein Getriebe. Auch in Kraftwerken und in manchen Schiffsantrieben werden Getriebe verwendet. Über Getriebe-geräusche führte A. GRAF-SODEN¹ eine Untersuchung durch, die wichtige Hinweise auf die Art der Geräuschbildung und auf die Möglichkeiten der Geräuschverminderung ergeben hat.

Ungenauigkeiten in der Fabrikation müssen, wenn geräuschfreie Getriebe hergestellt werden sollen, unbedingt vermieden werden. Die Zahnteilung muß von Zahn zu Zahn identisch wiederkehren, die Zahngrundteilung muß bei Zahn und Gegenzahn die gleiche sein, die Verzahnung muß zur Radachse konzentrisch liegen, die Zahnevolvente muß genau gearbeitet sein und die Zähne müssen genau gleiche Dicke haben. Es zeigt sich aber, daß auch bei genauester Ausführung (Teilungsgenauigkeit $\frac{2}{1000}$ mm, Konzentrität $\frac{1}{100}$ — $\frac{2}{100}$ mm) häufig ein „Singen“ des Getriebes zu beobachten ist. Die Grundfrequenz der wesentlichsten Komponente des Singens entspricht dem Produkt von Zahnzahl und sekundlicher Umlaufzahl. Das Singen kommt dadurch zustande, daß bei jedem Eingriff eines Zahnpaares ein einmaliger Wechsel der Relativbewegung der beiden Zähne stattfindet. Während des ersten Teiles des Eingriffes schieben sich die Zähne stemmend ineinander, während des zweiten Teiles ziehen sich die Zähne streichend auseinander. Im Augenblick des Bewegungswechsels tritt eine Stoßbeanspruchung des Getriebes ein, und zwar wesentlich wohl auch deswegen, weil die dynamische Reibung (während der Bewegung) und die statische Reibung (im Augenblick des Bewegungswechsels) einen sehr verschiedenen Wert besitzen. Die Stoßbeanspruchung wiederholt sich mit der Frequenz der Zahnfolge und es entsteht so ein singendes Geräusch. Zum Nachweis der Richtigkeit der eben gegebenen Erklärung führte A. GRAF-SODEN Versuche an einem Zahnradpaar durch, an welchem willkürlich herausgegriffene Zähne um einen gewissen Betrag gestutzt worden waren, bei einem derartigen Zahnradpaar ging das musikalische Singen in ein ausgesprochen unharmonisches Geräusch über. Besonders geräuscharm erwiesen sich schrägverzahnte Räder, bei diesen erfolgt ja der Eingriff nicht auf der ganzen Breite des Zahnrades gleichzeitig, sondern zeitlich hintereinander, eine ausgesprochene Stoßbeanspruchung tritt also auch nicht auf; Abb. 114 zeigt die Geräuschspektren eines geradverzahnten und eines schrägverzahnten Getriebes, die geringere Geräuscherzeugung im schrägverzahnten Getriebe ist deutlich zu sehen.

In Wohnungen werden als störend häufig die Strömungsgeräusche der Wasserleitungen empfunden.

¹ GRAF-SODEN, A.: Z. VDI 77, 231 (1933).

Nach H. REIHER, K. SIPPELL und J. LINDNER¹ liegt die tiefste Komponente der Wasserleitungsgeräusche meist bei etwa 100 Hertz; derjenige Bereich, der als am stärksten störend empfunden wird, liegt zwischen etwa 600 und 1000 Hertz. Mit der Strömungsgeschwindigkeit des Wassers steigt die Stärke des Geräusches stark an. Von wesentlichem Einfluß auf die Stärke des Geräusches ist die Hahnkonstruktion, tritt an der Drosselstelle eine starke Wirbelbildung ein, so ist auch das Geräusch stark. Zur Hervorbringung einer einigermaßen gerichteten Strömung bewährt es sich, Bündel dünner Metallröhren unmittelbar vor und hinter der Drosselstelle in die Leitung einzubauen. Die Geräuschlautstärke kann bei Verwendung derartiger Hähne bis um etwa 10 Phon

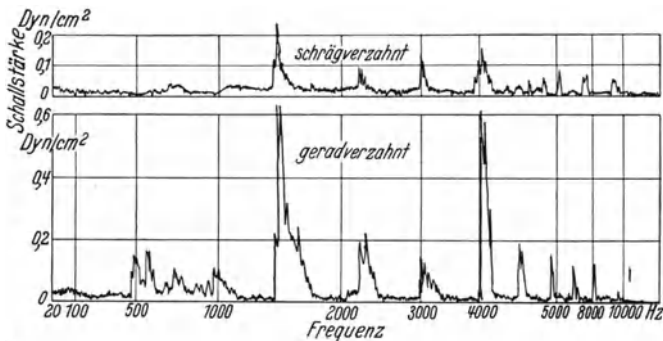


Abb. 114. Getriebeergeräusche. (Nach A. GRAF-SODEN.)

geringer als bei Hähnen normaler Bauart sein. Zur Verringerung der Geräuschabstrahlung von der Leitungswand ist es vorteilhaft, die Rohre in einer mit schallweichem Material ausgekleideten Schelle zu montieren, es können auf diese Weise besonders die subjektiv störenden höheren Komponenten (um maximal etwa 15 Phon) abgeschwächt werden.

e) Medizinisch wichtige Geräusche am menschlichen Körper.

Die Schallerscheinungen am menschlichen Körper, insbesondere diejenigen an Herz und Lunge sind von außerordentlicher praktischer Bedeutung. Die Beobachtung der bei der Funktion dieser Organe auftretenden Geräusche — die Auskultation — ermöglicht dem Arzt in sehr vielen Fällen eine rasche Beurteilung des Zustandes der Organe, Angriffspunkt und Art von Erkrankungen lassen sich aus dem Charakter der Geräusche erkennen. Die Auskultation wurde, seit der Pariser Arzt LAËNNEC die Methode 1816 entdeckte, auf einen sehr hohen Stand gebracht, die Auskultation ist als die fundamentalste Methode ärztlicher

¹ REIHER, H., K. SIPPELL u. J. LINDNER: Z. VDI 75, 681 (1931). — Vgl auch H. REIHER: Gas- u Wasserfach 75, 292 (1932). — MENGERINGHAUSEN, M: Z. VDI 75, 357 (1931). — WAGNER, K. W.: Z. VDI 77, 1 (1933).

Untersuchung zu bezeichnen. Die eingehende physikalische Untersuchung des Herz- und des Lungenschalles konnte erst in jüngster Zeit erfolgreich durchgeführt werden, der Grund hierfür liegt darin, daß Herz und Lungenschall im allgemeinen eine nur sehr geringe Intensität besitzen; es bedarf hochwertigen Rüstzeuges um gesicherte Aussagen machen zu können.

Während bei der Auskultation für die Diagnose nur solche Schallphänomene herangezogen werden, welche bei der Funktion der betreffenden Organe zwangsläufig auftreten, werden bei der Perkussion zur Diagnosestellung solche Schallerscheinungen benutzt, die willkürlich durch den Untersuchenden erregt werden: durch Klopfen mittels des Fingers oder mittels eines Perkussionshammers werden gedämpft abklingende Eigenschwingungen der Körperwand erregt. Die Zusammensetzung des Perkussionsschalles hängt von den mechanischen Eigenschaften der unter der Körperwand liegenden Organe ab, durch Perkussionsschallbeobachtungen kann man also Aufschlüsse über bestimmte Erkrankungsformen gewinnen. Auch der Perkussionsschall besitzt im allgemeinen nur geringe Intensität, objektive Perkussionsschalluntersuchungen konnten ebenfalls erst in jüngerer Zeit durchgeführt werden.

α) Herzschall.

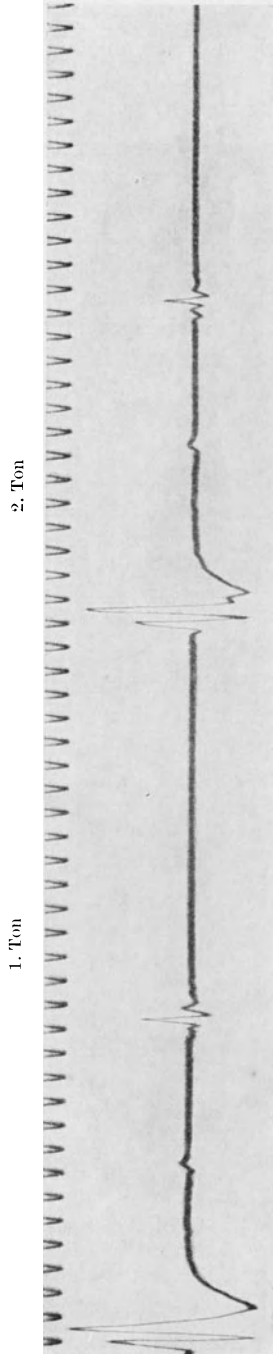
Ein Oszillogramm des Herzschalles einer gesunden Versuchsperson ist in Abb. 115 wiedergegeben¹. Im Schall des gesunden Herzens sind im allgemeinen nur tiefe Komponenten enthalten, wesentlich über 150 Hertz reicht der normale Herzschall nicht herauf. Bemerkenswert ist ferner die Tatsache, daß am gesunden Herzen langdauernde Schwingungszüge ein und derselben Frequenz nicht vorkommen, der Herzschall gesunder Versuchspersonen enthält keine ausgesprochen tonalen Komponenten. Analysiert man die Klangbilder, so zeigt es sich, daß der Bereich um etwa 80—100 Hertz verstärkt auftritt, dies dürfte aber nicht eine primäre Eigenschaft des Herzschalles selbst sein; es macht sich in diesem Verstärkungsbereich wohl eine gewisse Resonanzwirkung der Brustwandung bemerkbar. Der Herzschall hat einen intermittierenden Charakter, im Verlauf der Herzperiode treten zwei, durch ausgesprochene Ruhepausen voneinander getrennte Schallerscheinungen auf, man bezeichnet diese beiden Schallanteile als den ersten und den zweiten Herzton². Eine Erklärung für die Entstehung der Schallerscheinungen gibt die Diskussion der Dynamik des Herzens. Abb. 116

¹ Nach F. TRENDELENBURG: Wiss. Veröff. Siemens-Konz. 6/2, 184 (1928).

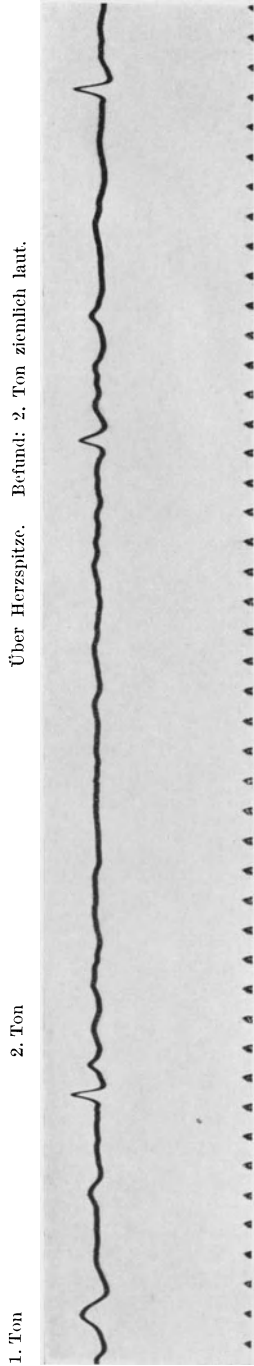
² Die Bezeichnung Herzton ist in der Medizin so fest eingeführt, daß es zwecklos erscheint, im Rahmen einer physikalischen Darstellung sich einer anderen Bezeichnung zu bedienen, trotzdem die Bezeichnung „Ton“ physikalisch sehr wenig befriedigend ist. Als Ton bezeichnet man ja physikalisch einen Schwingungsvorgang



Über Herzspitze,
Befund: gelegentlich kommt geteilter
1. Ton vor.



Über Herzspitze. Befund: 2. Ton ziemlich laut.



Über Aorta. Ohne Befund.
1. Ton 2. Ton
Abb. 115. Herzschall von gesunden Versuchspersonen. (Bemerkung: Die Abb. 115a—c sind mit physikalisch gleichmäßiger Empfindlichkeit der
Apparatur aufgenommen. Vergleichsfrequenz 50 Hertz.)

(nach H. PIPER¹) zeigt anschaulich den Zusammenhang zwischen dem Druckverlauf in den einzelnen Teilen des Herzens, dem Klappenspiel und den Herztönen; die Darstellung bezieht sich auf die Vorgänge in der linken Herzhälfte; da die Vorgänge in der rechten Hälfte nahezu konphas ablaufen, erübrigt sich die gesonderte Diskussion der Vorgänge in der rechten Herzhälfte. Die Klappen schließen sich jeweils in dem Augenblick, in welchem der Druck auf der Austrittsseite der Klappe größer wird als auf der Eintrittsseite. Die

Herztöne fallen zeitlich genau mit dem Augenblick des Verschlusses von Herzklappen zusammen, und zwar ist der Beginn des ersten Herztones der Zeitpunkt, in welchem die Eintrittsklappen zur Herzkammer, die „Atrioventrikularklappen“ schließen, der zweite Herzton beginnt mit dem Verschluß der Austrittsklappen, der „Semilunarklappen“. Am gesunden Herzen sind die Klappen verhältnismäßig weiche organische Gebilde, sie sind in sich so stark gedämpft, daß sie praktisch aperiodisch schließen, dementsprechend treten in dem vom Klappenschluß erzeugten Schallvorgang auch keine lang andauernden Tonkomponenten auf.

Bei pathologischen Veränderungen an den Herzklappen können die Herztöne einen vom normalen durchaus verschiedenen Charakter annehmen. Abb. 117a zeigt den Herzschall einer an Aortensklerose erkrankten Versuchsperson. Deutlich treten im Klangbild des zweiten Tones Komponenten höherer Frequenz in Erscheinung. Der impulsähnliche Charakter der Herztöne des gesunden Herzens ist verschwunden.

definierter Tonhöhe, um einen solchen handelt es sich aber beim normalen Herzschall gerade nicht.

¹ PIPER, H.: Arch. f. Anat. 1913, 332. Ein ausführlicheres Bild der Herzdynamik, das noch mehr Einzelheiten erkennen läßt, gibt E. SCHÜTZ in einem Beitrag in den Erg. Physiol. 35 (1933), herausgeg. von L. ASHER, P. RONA, H. REIN u. O. KRAYER. Die Herzklappen werden folgendermaßen benannt:

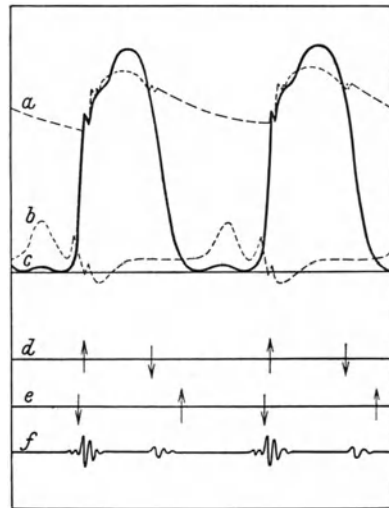
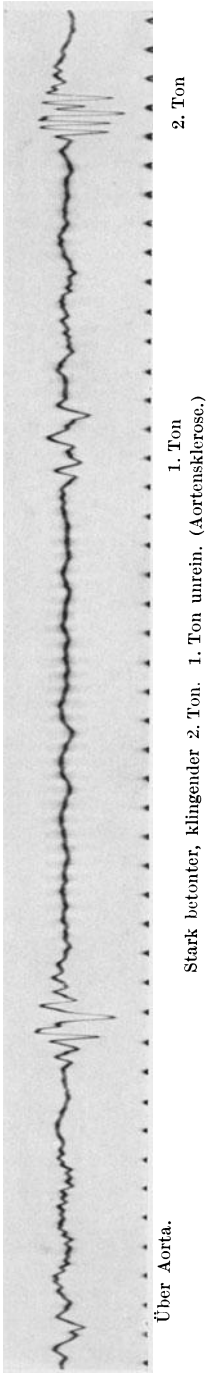


Abb. 116. a, b, c Druckverlauf in Aorta, Vorhof, Kammer; d Semilunarklappe; e Atrioventrikularklappe, ↑ geöffnet, ↓ geschlossen; f Herztöne. Die Zeit läuft von links nach rechts.

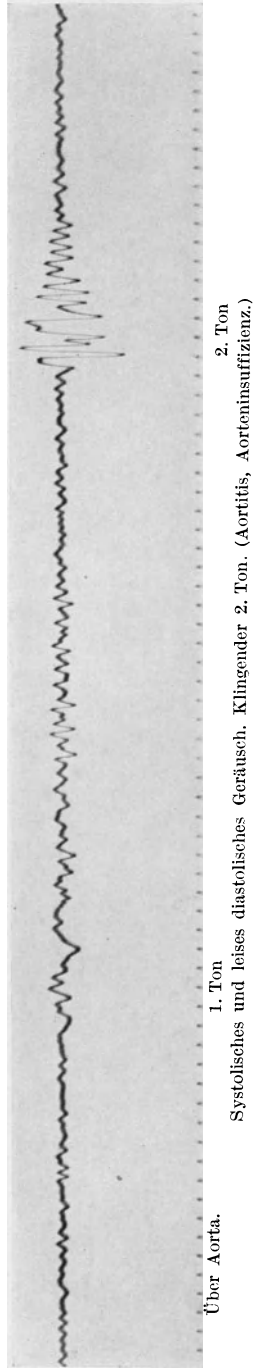
Klappenart	Linke Herzkammer	Rechte Herzkammer
Eintrittsklappe (Atrioventrikularklappe)	Tricuspidalklappe	Mitralklappe
Austrittsklappe (Semilunarklappe)	Aortenklappe	Pulmonalklappe



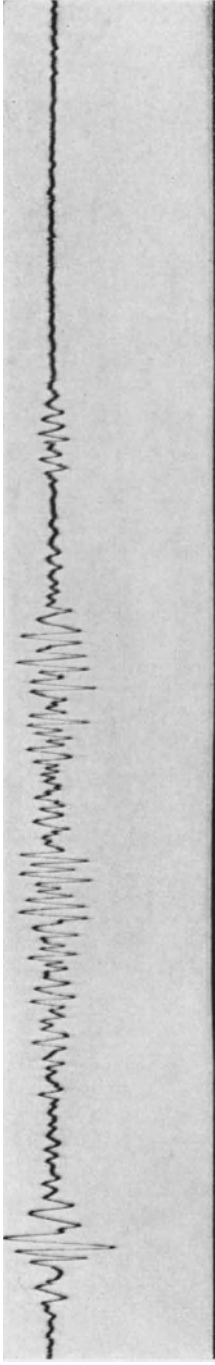
50 Hz



50 Hz

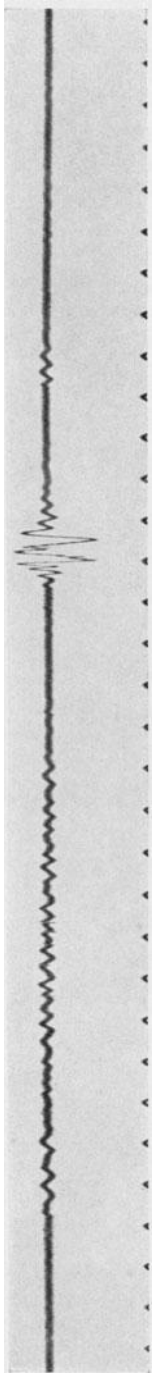


112 Hz



d

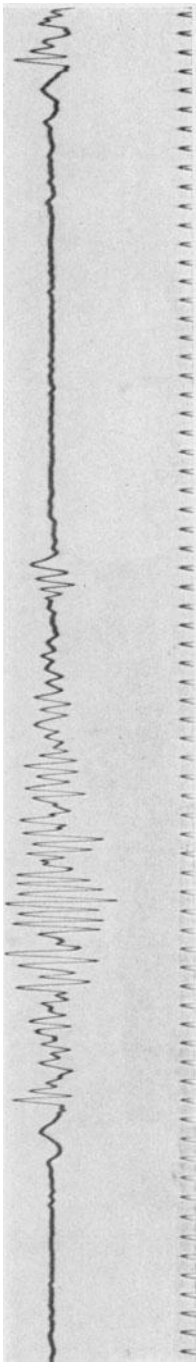
Über Pulmonalis.
Lautes systolisches Geräusch, rauh und nicht sehr hoch. 2. Ton klappend. (Mitralinsuffizienz.)



e

50 Hz

Über Pulmonalis.
Gießendes systolisches Geräusch. Klappende 2. Ton. (Mitralinsuffizienz.)

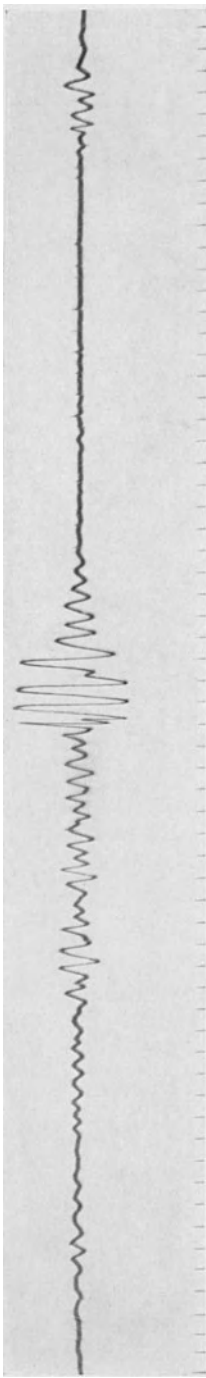


f

112 Hz

Über Spitze.
Lautes, ziemlich tiefes systolisches Geräusch. (Mitralinsuffizienz.)

Abb. 117 a-f.



2. Ton (2. Komponente)
 Tieses präsysolisches Creszendoräusch. Höheres systolisches Geräusch. 2. Ton gespalten. (Mitralklappen-, Mitralsuffizienz.)
 1. Ton
 Abb. 117 a—g. Oszillogramme von Herztönen und Herzgeräuschen bei verschiedenen Erkrankungsformen.
 2. Ton (1. Komponente)
 Über Spitze.
 (Bemerkung: Die Abb. 117 a und b sind mit physikalisch gleichmäßiger Empfindlichkeit der Apparatur, die Abb. 117 c—g mit geröhnlischer Frequenzkurve aufgenommen.)

Geräusche.

Der zweite Herzton tritt bei dieser Herzkrankung als länger dauernder Schwingungszug deutlich erkennbarer Frequenz in Erscheinung¹. Das Auftreten des Schwingungszuges ist so zu erklären, daß die Aortenklappe bei der in Frage stehenden Erkrankung verhärtet ist, die indurierte Klappe ist zu einem normalen aperiodischen Schluß nicht mehr in der Lage, als schwingungsfähiges Gebilde schließt sie mit einem länger dauernden Ausgleichsvorgang, der sich im Klangbild des Herzschalles als gedämpft abklingender Kurvenzug ausprägt. Für die subjektive Beobachtung macht sich das Auftreten eines Schwingungszuges bestimmter Frequenz sehr deutlich bemerkbar, man bezeichnet einen derartigen zweiten Ton als „klingenden zweiten Ton“². Noch deutlicher ist die beschriebene Erscheinung am Oszillogramm 117 b zu sehen; es lag hier eine mit Aorteninsuffizienz verbundene Aortensklerose vor. Als „insuffizient“ bezeichnet man eine Klappe, welche infolge von krankhaften Veränderungen an den Klappenrändern (und zwar durch Verwachsungen und Verhärtungen) zu einem vollständigen Abschluß nicht mehr in der Lage ist. Bei einer Insuffizienz der Aortenklappe schließt die Klappe nach Absinken des Druckes in der Herzkammer die Verbindung zwischen Kammer und Aorta nicht

¹ Vgl. zu diesen Fragen: A. BITTORF, H. LIEBIG u. F. TRENDELENBURG: Z. Kreislaufforsch. **19**, 681 (1927). — TRENDELENBURG, F.: Wiss. Veröff. Siemens-Konz. **6/2**, 184 (1928).

² Der für krankhafte Veränderungen charakteristisch klingende Charakter des zweiten Tones ist eine große Schwierigkeit für eine gute Wiedergabe normaler Herztöne mit Lautsprecher: der zur Wiedergabe benutzte Lautsprecher darf nicht, wie viele handelsüblichen Systeme, eine schwach gedämpfte tiefe Eigenschwingung besitzen, sonst wird auch durch den normalen Herzton eine Ausgleichsschwingung der Lautsprechermembran angestoßen und der normale Herzton bekommt bei der Wiedergabe einen klingenden Charakter.

vollständig ab. Durch die bestehenbleibende Öffnung setzt dann bei Beginn der Diastole¹ von der Aorta aus ein rückläufiger Blutstrom nach der Kammer hin ein. Diese Strömung bringt die verhärteten Klappenränder ähnlich zum Schwingen wie bei einer Zungenpfeife der Luftstrom die Zunge. An Stelle des normalen, nahezu aperiodischen zweiten Tones wird ein langdauernder Schwingungszug scharf definierter Frequenz erkennbar, erst mit nachlassendem Überdruck in der Aorta klingt dann diese Schwingungserscheinung ab.

Vom klinischen Standpunkt aus sehr wichtig sind die „Herzgeräusche“, es sind dies Strömungsgeräusche, die bei pathologischen Veränderungen an den Herzklappen hörbar werden können. Sind die Klappen verwachsen, so daß sie sich nicht hinreichend weit öffnen können (Stenose), so tritt beim Durchpressen des Blutes durch die Enge ein Strömungsgeräusch auf, schließen die Klappen infolge krankhafter Veränderungen nicht völlig (Insuffizienz), so tritt rückläufig von der Austrittsseite der Klappe her eine Blutströmung nach der Eintrittsseite in derjenigen Phase der Herzaktion, in welcher die Klappe eigentlich verschlossen sein sollte; auch in diesem Falle tritt ein Geräusch, das „Insuffizienzgeräusch“, auf.

Die eigentliche Ursache der Geräusche besteht im wesentlichen in einer Wirbelablösung an der Verengungsstelle der Blutbahn. Es wäre zunächst zu erwarten, daß die Frequenz der Wirbelablösung — also die mittlere Frequenz des Geräusches — sich während des Geräuschablaufes stark ändert; Spalttöne — und um solche handelt es sich ja hier — sind von der Spaltbreite und von der Strömungsgeschwindigkeit abhängig, diese aber ändern sich während der Herzaktion dauernd; die mittlere Frequenz der Geräusche müßte sich also auch ändern. In Wirklichkeit ist dies nicht der Fall. Herzgeräusche liegen im allgemeinen in einem ziemlich engen Frequenzbereich, etwa zwischen 150 und 300 Hertz. Der Grund hierfür liegt darin, daß nahe der Verengungsstelle organische Gebilde liegen, die ausgesprochenermaßen schwingungsfähig sind (Teile der Gefäßwandung, verhärtete Klappen u. a. m.); diese Systeme wirken frequenzbestimmend, die mittlere Frequenz der Geräusche wird von der Spaltbreite und von der Strömungsgeschwindigkeit wesentlich unabhängig².

Von der Aufgabe der erkrankten Herzklappe — also davon, ob es sich um eine Eintritts- oder um eine Austrittsklappe handelt, und von der Art der Veränderung, also ob eine Stenose oder ob eine Insuffizienz

¹ Man teilt den Ablauf der Herzfunktion zeitlich in die beiden Phasen „Systole“ und „Diastole“. In der Systole zieht sich das Herz zusammen und treibt das Blut aus der Kammer in das arterielle System. In der Diastole dehnt sich die Herzkammer wieder aus und nimmt Blut vom venösen System her auf.

² Die Verhältnisse ähneln etwas denjenigen bei Lippenpfeifen, auch dort treten ja nur die Eigenschwingungen der angekoppelten Resonanzräume auf.

vorliegt — hängt die Phase der Herzaktion ab, in welcher das Geräusch auftritt. Die an den Austrittsklappen entstehenden Insuffizienzgeräusche liegen in der Diastole, in dieser Herzphase ist ja der Druck in den peripheren Gefäßen größer als in der Herzkammer, eine rückläufige Blutströmung setzt nach der Kammer hin ein. Bei Stenosen liegt das Geräusch an den Austrittsklappen in der Systole, es tritt auf, wenn das Blut durch die verengte Klappe herausgepreßt wird. An den Eintrittsklappen liegt das Insuffizienzgeräusch in der Systole, das Stenosen-geräusch in der Diastole.

Die in Abb. 117 wiedergegebenen Oszillogramme zeigen einige charakteristische Herzgeräusche. Ein gutes Beispiel, welche Einzelheiten aus einer oszillographischen Aufzeichnung von Herzgeräuschen zu entnehmen sind, zeigt die Aufnahme des Herzschalles einer an Mitralstenose und Mitralinsuffizienz erkrankten Versuchsperson (117 g). Das Geräusch setzt im ersten Teil der Diastole ein, es ist zunächst noch schwach, das Blut fließt zu dieser Zeit mit verhältnismäßig geringer Strömungsgeschwindigkeit von dem Vorhof aus durch die verengte Klappe in die Kammer. Im Zeitpunkt der Vorhofscontraktion nimmt die Amplitude stark zu; das Blut wird nach Einsetzen der Vorhofscontraktion kräftig in die Kammer hineingepreßt; das Geräusch geht dann crescendomäßig in den ersten Ton über. Der erste Ton besitzt infolge der Verhärtungen der Klappe einen klingenden Charakter. In der Systole ist dann das schwache Insuffizienzgeräusch zu erkennen, ein rückläufiger Blutstrom läuft hier unter Geräuscherzeugung von der Kammer aus in den Vorhof ein. Der zweite Ton tritt bei diesem Fall als „doppelter Ton“ auf, eine Erscheinung, die übrigens bei Mitralstenose häufig beobachtbar ist. Der Grund für die Verdoppelung des Tones dürfte darin liegen, daß die beiden Herzhälften nicht ganz synchron arbeiteten — möglicherweise ist die zweite Komponente des gedoppelten zweiten Tones auch auf das Öffnen der Mitralklappe, die infolge von Verhärtungen zu einer normalen tonlosen Öffnung nicht befähigt ist, zurückzuführen.

Die Auswertung der Herzgeräusche zeigt, daß die wesentlichsten Komponenten — wie erwähnt — zwischen etwa 150 und 300 Hertz liegen, nur vereinzelte Komponenten reichen bis etwa 500 Hertz herauf, über 1000 Hertz ließen sich bislang Komponenten nicht nachweisen. Die wesentlichen Komponenten der Herzgeräusche liegen um etwa 2 Oktaven höher als die wesentlichsten Komponenten der Herztöne. Diese Tatsache ist sehr bemerkenswert: Im Beginn der oszillographischen Untersuchung der Herzgeräusche hatten sich starke Divergenzen zwischen der objektiven Aufzeichnung und der subjektiven Beobachtung ergeben. Diese Divergenzen sind durch den Unterschied der mittleren Tonlage von Herztönen und Herzgeräuschen bedingt. In vielen Fällen, in denen subjektiv lediglich ein Herzgeräusch zu hören war, während die Töne nicht wahrnehmbar waren, traten im Oszillogramm nur die Herztöne,

nicht aber das für die betreffende Erkrankungsform charakteristische Geräusch, hervor. Nun ist aber die Empfindlichkeit des menschlichen Ohres im Tonbereich der Herztöne noch gering, während das Ohr für die höheren Komponenten der Herzgeräusche bereits recht empfindlich ist; objektiv intensitätsstärkere „Herztöne“ können demnach für die subjektive Beobachtung wesentlich lautschwächer erscheinen, wie intensitätsschwächere „Herzgeräusche“, sie können sogar für die Wahrnehmung durch die Herzgeräusche verdeckt werden. Umgekehrt treten in der Aufzeichnung die Herzgeräusche nicht hervor. Die objektive oszillographische Untersuchung führte erst dann zu wichtigen Aufschlüssen auch über Herzgeräusche, nachdem hierzu eine Aufzeichnungsapparatur verwendet wurde, die die tiefen Frequenzen ähnlich unterdrückt wie dies im Ohr der Fall ist¹. Es ist bemerkenswert, daß diese bei medizinischen Fragestellungen gewonnenen Erfahrungen den Anstoß für die Entwicklung von Lautstärkemeßgeräten, deren Frequenzkurven den Kurven gleicher Ohrempfindlichkeit angepaßt sind, gegeben haben².

β) Lungenschall.

Bei der objektiven Untersuchung der Lungengeräusche ergaben sich — ebenso wie bei derjenigen der Herzgeräusche — wegen der geringen Intensität dieser Schallphänomene Schwierigkeiten, denen erst die modernen hochwertigen schwellenfreien Schallempfänger gewachsen waren.

Abb. 118 zeigt den Lungenschall über einer gesunden Lunge³. In der Einatmungsphase (dem „Inspirium“) tritt deutlich ein Strömungsgeräusch in Erscheinung, dessen wesentlichste Komponenten zwischen etwa 150 und 400 Hertz liegen; am stärksten ist der Bereich um 300 Hertz. Oberhalb 400 Hertz reicht das normale Lungengeräusch praktisch nicht herauf. In der Ausatmungsphase (dem „Expirium“) ist über der gesunden Lunge praktisch kein Schall vorhanden.

Anders als in dem Atmungsgeräusch der normalen Lunge (dem als „Vesikuläratmen“ bezeichneten Atmungsgeräusch) liegen die Verhältnisse über pathologisch veränderten Lungenteilen, hier tritt der als „Bronchialatmen“ bezeichnete Geräuschtyp auf. Im Bronchialatmen sind Komponenten zwischen 300 und 800 Hertz (Abb. 119) sehr stark vertreten, einzelne Komponenten reichen gelegentlich bis etwa 3000 Hertz

¹ Vgl. F. TRENDELENBURG: Wiss. Veröff. Siemens-Konz. 7/2, 184 (1928). — POSENER, K. u. F. TRENDELENBURG: Wiss. Veröff. Siemens-Konz. 8/2, 228 (1929).

² Über die tatsächliche Lautstärke von Herztönen und von Herzgeräuschen liegen noch keine Untersuchungen vor. Nach den objektiven Druckamplituden eine Lautstärkeeinordnung vorzunehmen, erscheint noch nicht durchführbar, da im einzelnen noch nicht genügend geklärt ist, wie das Ohr auf solche kurze und intensitätsschwache impulsähnliche Erregungen, wie sie z. B. die normalen Herztöne darstellen, anspricht.

³ Vgl. E. BASS: Z. exper. Med. 59, 133 (1928); 63, 578 (1928).

hinauf. Im Bronchialatmen ist das Geräusch im Inspirium und im Expirium von wesentlich gleicher Stärke. Bronchialatmen ist dann zu beobachten, wenn unter der Auskultationsstelle liegende Lungenteile mit Flüssigkeit gefüllt sind. Ein Grund für die unterschiedliche Zusammensetzung von Vesikuläratmen und Bronchialatmen liegt in folgendem: An der gesunden Lunge bilden Bronchialsystem und Lungengewebe gemeinsam ein schwingungsfähiges System, das frequenzbestimmend für die Atemgeräusche wirkt; bei der infiltrierten Lunge wirken frequenzbestimmend im wesentlichen nur die Eigenschwingungen kurzer und daher hoch abgestimmter Teile der Bronchien.

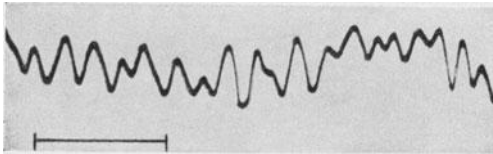


Abb. 118. Normaler Lungenschall: Vesikuläratmen. (Nach E. BASS.)

Ein weiterer Grund für die hohe Frequenzlage des Bronchialatmens, auf den besonders A. PIERACH¹ hingewiesen hat, ist der, daß die normale Lunge für Schall höherer Frequenz nur schlecht durchlässig ist, während bei Infiltraten eine gute Schalleitung auch für Komponenten höherer Frequenz vorliegt. Über der normalen Lunge werden also die an sich im Strömungsgeräusch vorhandenen Komponenten höherer Frequenz

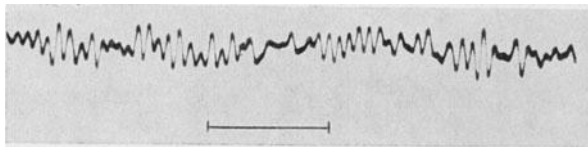


Abb. 119. Oszillogramm des Bronchialatmens. (Nach E. BASS.)

nicht wahrnehmbar sein, während sie über Infiltrationen deutlich in Erscheinung treten. Für diese „Filtertheorie“ der Lungengeräusche sprechen insbesondere auch die Ergebnisse von Untersuchungen von E. BASS², der die „Schalleitungskurven“ von normalen und pathologisch veränderten Lungen bestimmte. Es wurde bei diesen Versuchen die Lunge vom Mund aus mittels eines Schallsenders einstellbarer Tonhöhe erregt und dann über den verschiedenen Lungenteilen der Körperschall mittels eines Kondensatormikrophons abgenommen. Abb. 120 zeigt anschaulich den grundsätzlichen Unterschied der Schalleitung einer normalen und einer infiltrierten Lunge.

Auf eine andere Art von Lungengeräuschen — auf die respiratorischen Nebengeräusche — sei hier noch kurz hingewiesen: „Rasselgeräusche“

¹ PIERACH, A.: Dtsch. Arch. klin. Med. **171**, 235 (1931).

² BASS, E.: Z. exper. Med. **77**, 303 (1931); **78**, 381 (1931); **79**, 217 (1931); **93**, 350 (1934).

(vgl. Abb. 121) können dann auftreten, wenn flüssige oder zähe Sekrete wie Schleim u. dgl. in den Bronchien die Luftströmung einengen (kontinuierliche Rasselgeräusche), oder wenn durch derartige Sekrete abgeschlossene Bronchien beim Einatmen plötzlich frei werden (knackende Rasselgeräusche¹).

Schließlich kennt man auch „pleuritische Reibegeräusche“, diese treten dann auf, wenn die Pleuraflächen durch Fibrinablagerungen rau geworden sind und die Lunge bei der Atemaktion unter Reibung an den Pleuraflächen entlanggeschoben wird.

γ) Muskelgeräusche.

Auch die Betätigung der Muskeln kann — und zwar infolge von Reibungseffekten — mit Geräuschen verbunden sein. Für diagnostische Fragestellungen sind die Muskelgeräusche im allgemeinen ohne größere Bedeutung.

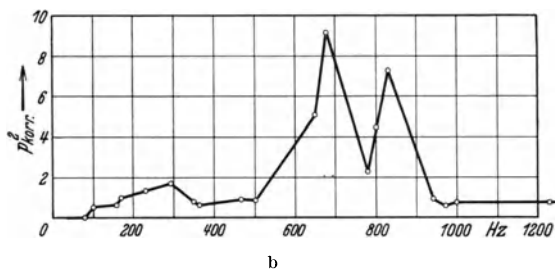
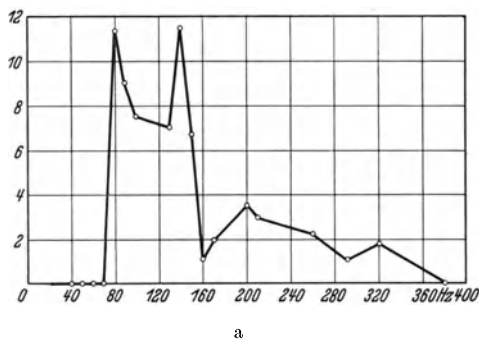


Abb. 120. Schalleitungskurven der Lunge. a normale, b infiltrierte Lunge. (Nach E. BASS.)

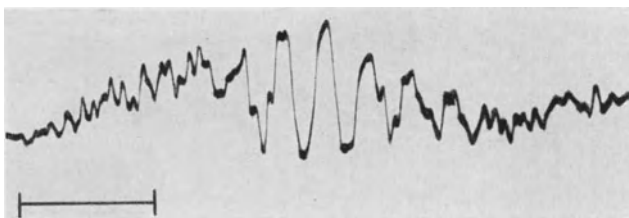


Abb. 121. Rasselgeräusche. (Nach E. BASS.)

Nach Untersuchungen von W. TRENDELENBURG und E. SCHUETZ² liegen die wesentlichsten Komponenten der Muskelgeräusche um etwa 125 Hertz. Abb. 122 zeigt zwei Oszillogramme eines typischen

¹ Vgl. E. BASS: Z. exper. Med. **93**, 350 (1934).

² TRENDELENBURG, W. u. E. SCHUETZ: Z. Biologie **89**, 41 (1929). — Vgl. auch F. SCHEMINZKY: Z. exper. Med. **57**, 498 (1927).

Muskelgeräusches, und zwar wurde in diesem Fall das Geräusch des Tensor tympani aufgenommen.

Bemerkt sei noch, daß im Herzschall möglicherweise als Muskelgeräusche anzusprechende Komponenten enthalten sind, so insbesondere im ersten Herzton; zeitlich übereinstimmend mit dem Klappenschluß der Eintrittsklappe setzt ja die stärkste Kontraktion des Herzmuskels ein.

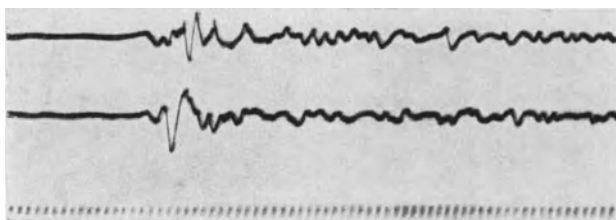


Abb. 122. Oszillogramme eines Muskelgeräusches. (Nach W. TRENDLENBURG und E. SCHUETZ.)

δ) Perkussionsschall.

Einige typische Perkussionsschallbilder sind (aus einer umfangreichen eingehenden Untersuchung von A. PIERACH¹ entnommen) in der Abb. 123 wiedergegeben.

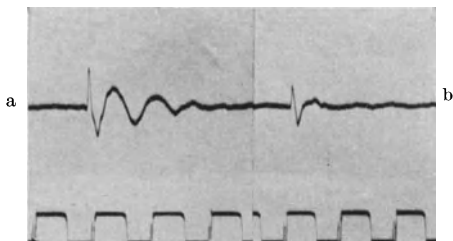


Abb. 123. Perkussionsschall. a normale Lunge, b Pleuraexsudat. (Nach A. PIERACH.)

Über normalem Lungengewebe ist der Perkussionsschall laut und dauert ziemlich lang, die Tonlage ist tief (in Abb. 123 ist ein Ton von der Frequenz 72 Hertz deutlich zu erkennen). Über Infiltrationen ist der Perkussionsschall leiser, kürzer und höher.

Nach P. MARTINI² sind die Eigenschaften des Perkussionsschalles im wesentlichen durch die Größe des Elastizitätsmoduls des unter der Perkussionsstelle liegenden Lungenteiles bestimmt. Bei normaler Lunge ist der Elastizitätsmodul verhältnismäßig klein, die Tonhöhe ist tief, die Intensität schwach und der Schall klingt schwach gedämpft ab. Ist (bei Infiltrationen) der Elastizitätsmodul groß, so ist die Tonhöhe verhältnismäßig hoch, der Ton ist intensitätsschwach und dauert nur kurz an.

¹ PIERACH, A.: Dtsch. Arch. klin. Med. **171**, 250 (1931). — Es sei ferner noch hingewiesen auf E. BASS: Verh. dtsh. Ges. inn. Med., 45. Kongr., Wiesbaden **1933**, 237. — METILDI, P. F., F. W. BISHOP, J. J. MORTON and R. S. LYMAN: Amer. Rev. Tbc. **21**, 711 (1930). — BISHOP, F. W., Y. W. LEE, W. J. M. SCOTT and R. S. LYMAN: Amer. Rev. Tbc. **22**, 347 (1930).

² MARTINI, P.: Klin. Wschr. **3**, 305, 339 (1924).

Über die verschiedenen, im einzelnen zu beobachtenden Arten der Perkussionsgeräusche gibt P. MARTINI folgende Angaben:

1. Der lauteste, längste und tiefste Perkussionsschall findet sich bei Pneumothorax und bei ganz großen Kavernen (Frequenz 60—80 Hertz).

2. Auch beim Emphysem ist der Klopfeschall noch sehr laut, lang und tief (Frequenz 70—80 Hertz).

3. Die Lunge des normalen Erwachsenen gibt noch einen recht lauten, langen und tiefen Schall; jedoch ist die Veränderung der Tonhöhe und Lautheit schon subjektiv bemerkbar und auch die objektive Aufzeichnung zeigt deutlich einen Anstieg der Tonhöhe (Frequenz 105—130 Hertz).

4. Eine weitere Zunahme der Tonhöhe findet sich beim Lungenschall des Kindes (Frequenz 170 Hertz), bei dem das Gewebe unverbraucht und die elastische Kraft daher verhältnismäßig groß ist.

5. Noch deutlicher ist meist das Leiser-, Kürzer- und Höherwerden bei den mit Festigkeitszu-

nahme einhergehenden partiellen Infiltrationen, es werden hier Tonhöhen von 160—170 Hertz registriert.

6. Wird die Infiltration total, so wird der Schall unhörbar, das völlig konsolidierte Lungengewebe ist ganz stumm. Was wir bei dieser absoluten Dämpfung des medizinischen Sprachgebrauches hören, hat mit einer Eigenbewegung des festen Lungengewebes nichts mehr zu tun, ist vielmehr lediglich das Produkt der verhältnismäßig hohen Eigenschwingungen von Brustwand und Plessimeter. Das gleiche gilt für die absolute Dämpfung bei Ergüssen und Geschwülsten.

Außer den in der vorstehenden Zusammenstellung enthaltenen Arten des Perkussionsschalles kennt man noch eine Art, die als „Tympanie“ bezeichnet wird. Der tympanitische Perkussionsschall besitzt Klangcharakter, die oszillographische Aufzeichnung¹ (Abb. 124) zeigt, daß im tympanitischen Schall nur ein einziger, im wesentlichen sehr schwach gedämpft abklingender Ton enthalten ist. Tympanitischer Schall tritt beim Perkuttieren der Bauchwand über Magen und Darm auf. Auch der Perkussionsschall über großen Kavernen und bei Pneumothorax besitzt tympanitischen Charakter.

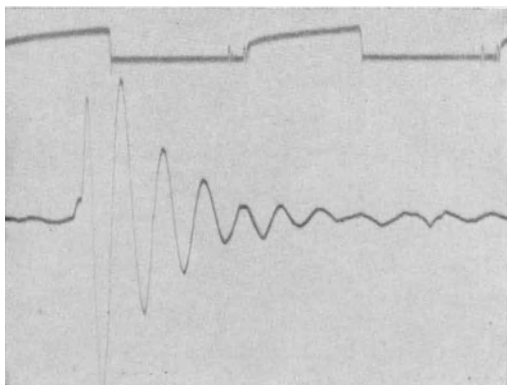


Abb. 124. Tympanitischer Bauchschall. (Nach G. FAHR und B. BRANDL.)

¹ Nach G. FAHR u. F. BRANDL: Dtsch. Arch. klin. Med. 164, 9 (1929).

7. Klangsynthese. Elektrische Musik.

a) Einleitung. Ältere Verfahren zur Klangsynthese.

Klangsynthetische Versuche sind — insbesondere zur Prüfung der Ergebnisse der Analysen von Vokalklängen — vielfach ausgeführt worden. H. v. HELMHOLTZ¹ verwendete zur Erzeugung künstlicher Vokale elektromagnetisch erregte Stimmgabeln, eine auf den Grundton des zu erzeugenden Klanges abgestimmte Gabel ist als elektromagnetisch selbsterregte Gabel geschaltet, sie dient zur Erzeugung einer (obertonreichen) Wechsellspannung. Durch die Wechsellspannung werden 8 weitere Gabeln, die auf den Grundton bzw. die 7 nächsten Obertöne abgestimmt sind, erregt. Die einzelnen Gabeln wirken auf Resonanzräume, welche die Schallabstrahlung vermitteln; die eigentliche Klangmischung erfolgt also in der Außenluft. Durch Öffnung oder Verschluss einzelner Resonanzräume lassen sich verschieden zusammengesetzte Klänge leicht herstellen.

C. STUMPF² und D. C. MILLER³ führten unabhängig voneinander nahezu gleichzeitig klangsynthetische Versuche mit Pfeifen durch. Sorgfalt muß bei diesen Versuchen auf genaue Stimmung der Pfeifen verwendet werden, da die einzelnen Pfeifen in ihrer Frequenz ja — bis auf den Mitzieheffekt bei sehr kleiner Frequenzdifferenz — unabhängig voneinander sind. Die HELMHOLTZsche Stimmgabelanordnung bietet in dieser Hinsicht keine besonderen Schwierigkeiten, da die Stimmgabeln im stationären Zustand streng harmonisch schwingen.

Gegen die HELMHOLTZsche Apparatur bedeutet die STUMPFsche Anordnung insofern einen erheblichen Fortschritt, als bei ihr die Stärke der einzelnen Partialtöne willkürlich und stetig geändert werden kann. Die Töne laufen von den Pfeifen aus durch eine Rohrleitung, in die auf kurze Strecke ein Gummischlauch eingeschaltet ist. Durch eine Schlauchklemme kann der Gummischlauch und damit die übertragene Schallenergie gedrosselt werden.

Auch bei der Wellensirene von R. KÖNIG⁴ kann man Klänge der verschiedensten Klangfarbe erzeugen; es rotiert vor der Luftaustrittsöffnung dieser Sirene eine Scheibe, deren Rand entsprechend der Kurvenform des gewünschten Klanges geschnitten ist. Die Stärke des aus der Öffnung tretenden Luftstroms wird dann entsprechend dieser Kurvenform moduliert.

Die erwähnten im wesentlichen mechanisch-akustisch arbeitenden Verfahren zur Klangsynthese sind heute in den Hintergrund getreten.

¹ HELMHOLTZ, H. v.: Die Lehre von den Tonempfindungen, 6. Aufl., S. 629. Braunschweig 1913.

² STUMPF, C.: Berl. Ber. 1918, Nr 17, 333.

³ MILLER, D. C.: Science of musical sounds. New York 1916.

⁴ KÖNIG, R.: Ann. Physik 57, 339 (1896).

Die Leistungsfähigkeit der modernen elektrischen Apparaturen zur Klangsynthese ist in verschiedener Hinsicht eine größere. Die wesentlichsten Vorteile der elektrischen Apparaturen sind die folgenden:

Elektrische Ströme können durch einfache Widerstandsschaltungen in jeder gewünschten, und zwar auch während der Betätigung des Instrumentes leicht veränderbaren Stärke gemischt werden. Mit Röhrendendern oder mit Glimmlampenschwingschaltungen kann man Instrumente bauen, deren Klänge nicht an eine bestimmte Tonskala gebunden sind, sondern deren Klang leicht auf jede gewünschte Tonhöhe gebracht werden kann.

Es ist nach dem Gesagten verständlich, daß die elektrischen Instrumente nicht nur für die Zwecke der wissenschaftlichen Klangsynthese von Bedeutung sind, sondern daß sie auch für musikalische Zwecke mit Erfolg verwendet werden können. Mit elektrischen Musikinstrumenten lassen sich manche Klangwirkungen erzielen, welche mit mechanisch-akustisch arbeitenden Instrumenten nicht darstellbar sind. Es soll im folgenden versucht werden, die Arbeitsweise der wichtigsten elektrischen Musikinstrumente und das Typische der von ihnen erzeugten Klangphänomene zu skizzieren¹.

Man teilt die elektrischen Musikinstrumente vorteilhaft ein nach der Art der primären Schwingungserzeugung. Zwei Gruppen sind zu unterscheiden: In der einen Instrumentengruppe findet die Schwingungserzeugung auf elektrischem Wege statt. In der anderen Gruppe wird primär ein mechanisches Schwingungssystem verwendet (also beispielsweise eine durch Anschlag erregte Saite); die mechanische Schwingung wird — meist auf elektromagnetischem oder auch auf kapazitivem Weg — in eine elektrische verwandelt, und diese steuert dann nach entsprechender Verstärkung einen Lautsprecher.

b) Instrumente mit elektrischer Schwingungserregung.

Unter den elektrisch erregten Instrumenten ist zunächst das „Telharmonium“ von TH. CAHILL² zu erwähnen. Bei diesem — auch als elektrische Orgel bezeichneten — Instrument diente als Schwingungserzeuger ein Satz von Generatoren, ein Generator liefert den Grundton, die anderen eine Reihe harmonischer Obertöne, mit Hilfe von Schaltern konnten bei diesem Instrument die von den verschiedenen Generatoren gelieferten Spannungen zu einem „Klang“ gemischt werden, zur Klangwiedergabe sollten Kopfhörer benutzt werden. Der Erfinder hatte

¹ Über die elektrischen Musikinstrumente vgl. insbesondere folgende Veröffentlichungen. JULLIEN, COL.: Conférence d'actualités scient. et industr. 1929, p. 141. Paris 1930. — JANOVSKY, W.: Elektrotechn. Z. **54**, 675, 727 (1933). — VIERLING, A.: Elektrotechn. Z. **53**, 155 (1932).

² CAHILL, TH.: DRP. 115631 vom 7. 4. 97 und 190091 vom 29. 3. 1903.

geplant, die Klänge der „elektrischen Orgel“ über Leitungen einem größeren Zuhörerkreis zugänglich zu machen, dem Erfinder schwebte also wohl eine ähnliche Aufgabe vor, wie sie heute der Rundfunk in außerordentlich viel vollkommener Weise gelöst hat. Vor der gewöhnlichen Orgel besitzt diese elektrische Orgel keinen prinzipiellen Vorteil. Es können mit der elektrischen Orgel zwar ebenso wie mit der gewöhnlichen Orgel Klänge verschiedenartigster Farbe gemischt werden, hinsichtlich der für Klangwirkung wichtigen Einschwingvorgänge ist aber die elektrische Orgel in keiner Weise wandlungsfähiger als die gewöhnliche Orgel. Die Einschwingvorgänge dieser elektrischen Orgel sind sogar noch starrer als diejenigen der normalen Orgel, bei der die einzelnen Register — so z. B. die Lippenpfeifenregister und die Zungenpfeifenregister — gewisse Verschiedenheiten des Einschwingens aufweisen.

Andere Erfinder versuchten elektrische Orgeln unter Verwendung von Lichtsirenen¹ zu bauen; die Lichtsirenen arbeiten im allgemeinen folgendermaßen: Durch eine mit verschiedenen Spaltreihen versehene rotierende Scheibe wird ein Lichtstrom unterbrochen, die Lichtoszillationen wirken auf Photozellen, an den Photozellen können dann Wechselspannungen, deren Frequenz dem Produkt von sekundlicher Umlaufzahl und Spaltzahl der betreffenden Reihe entspricht, abgegriffen werden. Die von den einzelnen Photozellen herrührenden Spannungen können dann zusammengeschaltet werden; je nach der Stärke der einzelnen Teilspannungen kann ein Klang verschiedener Farbe erzeugt werden.

Die Lichtsirenenanordnung bietet gegenüber der elektrischen Orgel von TH. CAHILL keine prinzipiellen Vorteile.

Grundsätzliche neue Möglichkeiten für die elektrische Musik brachte die Einführung der Entladungsröhren². Mit Entladungsröhren können insbesondere auch Instrumente gebaut werden, deren Töne an keine bestimmte Skala gebunden sind, Instrumente also, die auch die „glissando“ Spielweise zulassen.

J. MAGER³ baute durch Senderöhren erregte Instrumente in zwei Formen: Bei dem einen Gerät findet die primäre Schwingungserzeugung durch einen Schwebungssummer statt, die Tonhöhe wird durch die

¹ HUGENIOT, M. E.: Franz. Pat.-Schr. 550370 vom 27. 4. 21. Das THERRINGsche Superpiano, Rev. franç. T. S. F., Febr. 1929. Über das photoelektrische Klavier s. SPIELMANN: Nature (Lond.) 58, 8, 1. Juli 1930.

² FOREST, LEE DE: Amer. Pat.-Schr. 1543990 vom 24. 4. 15.

³ MAGER, J.: DRP. 510971 vom 2. 11. 27. — Über die MAGERschen Apparaturen vgl. insbesondere die näheren Angaben (mit Schaltskizzen) bei O. VIERLING: Elektrotechn. Z. 53, 155 (1932). — Auch MARTENOT verwendet bei seinem Instrument einen hochfrequenten Überlagerungssummer, die Drehbewegung des Kondensators wird mittels eines Seilzuges durch die Längsbewegung eines längs einer Tonskala gleitenden Zeigers gesteuert [vgl. franz. Pat.-Schr. 481526, ferner R. RAVEN HART: Wireless World 27, 58 (1930)].

Größe der Kapazität des einen Hochfrequenzkreises bestimmt. Der Drehkondensator ist mit einer Kurbel versehen, welche über einer Tonskala hingeleitet; durch Drehung der Kurbel kann jede gewünschte Tonhöhe eingestellt werden. Mit der Apparatur ist Legato-, Staccato- und Glissandospiele möglich. Zur Umwandlung der elektrischen Schwingungen in akustische dienen Lautsprecher oder auch elektromagnetisch angeregte Resonanzplatten und Resonanzkästen, die wahlweise eingeschaltet werden können. Von der Art des eingeschalteten Wiedergabeapparates ist die Farbe der stationär abgegebenen Klänge und auch — in einem gewissen Umfang — die Art des Einschwingens abhängig. Die andere Art der Instrumente besitzt als Schwingungserreger einen niederfrequenten rückgekoppelten Röhrensender. Das die Tonhöhe bestimmende Abstimmittel wird durch eine Tastatur stufenweise verändert, bei diesem Instrument ist also nur eine Einstellung auf bestimmte diskret verteilte Tonhöhen möglich¹. Besonderer Wert ist darauf gelegt, daß mit dem Instrument auch besonders kleine Intervallschritte vorgenommen werden können, um der Apparatur eine möglichst vielseitige Verwendung für Kleinintervallmusik zu ermöglichen.

Auch L. THEREMIN² benutzt in seinem Musikinstrument zur primären Schwingungserregung einen Hochfrequenzschwebungssummer, die Tonhöhenregelung erfolgt hier aber nicht durch ein mechanisches Element, sondern durch die Hand des Spielers selbst. Die Kapazität des einen Hochfrequenzsenders ist im wesentlichen durch eine kurze, mit dem Sender gekoppelte Antenne gebildet. Bei Annäherung der Hand an die Antenne ändert sich die Kapazität Antenne—Erde und damit die Tonhöhe des Hochfrequenzsenders. Durch entsprechende Bewegung einer Hand kann man den vom Schwebungssummer abgegebenen Ton den ganzen akustischen Bereich durchlaufen lassen. Die Schwierigkeit, einen vorgegebenen Ton ganz genau zu treffen, und die Notwendigkeit, „glissando“ zu spielen, gibt dem Klang dieses Instrumentes etwas verschwommenes. Zur Intensitätsregelung dient die zweite Hand des Spielers, durch Annäherung dieser Hand an eine Spule kann — unter Zuhilfenahme einer Hochfrequenzschaltung — die Intensität geregelt werden.

Ein von den bisher behandelten Instrumenten in mehreren Richtungen sehr abweichendes Instrument ist das von F. TRAUTWEIN³ geschaffene

¹ Auch das Hellertion besitzt eine in Stufen fortschreitende Tonskala, zur primären Erregung dient ebenfalls ein Röhrensender [vgl. P. LERTES: Umsch. 35, 13 (1931)]. Vielstimmiges Spielen läßt sich beim Hellertion — wie überhaupt bei den meisten elektrischen Musikinstrumenten — nur durch Zusammenschalten mehrerer Einzelinstrumente ermöglichen.

² THEREMIN, L.: DRP. 443 536 vom 9. 12. 24, vgl. auch Umsch. 31, 1013 (1927).

³ TRAUTWEIN, F.: Elektrische Musik. Berlin 1930. — Vgl. auch W. GERMANN: Telefunkenztg. 14, 46 (1933). — P. KOTOWSKI u. W. GERMANN: Elektr. Nachr.-Techn. 11, 389 (1934).

„Trautonium“. Zur primären Schwingungserzeugung wird in diesem Instrument ein Glimmlampensummer verwendet.

Abb. 125 zeigt das Schaltschema eines Glimmlampensummers. Die Glimmlampenschaltung arbeitet in folgender Weise: Der Kondensator C wird von der Batterie E über den Widerstand R so weit aufgeladen, bis die Spannung an den Belegungen des Kondensators gleich der Zündspannung der Lampe ist. Es findet dann eine Entladung des Kondensators statt, solange, bis die Spannung auf die Löschspannung gesunken ist und der Vorgang wiederholt sich. Die Entladungszeit ist eine außerordentlich kurze (von der Größenordnung Mikrosekunden); die Periode des Gesamtvorganges hängt im wesentlichen nur von der Ladungszeit des Kondensators, d. h. also im wesentlichen von der Größe der Kapazität und des Widerstandes ab; eine gewisse Abhängigkeit besteht auch von den Glimmlampeneigenschaften.

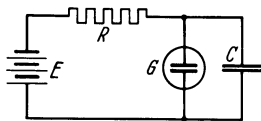


Abb. 125. Glimmlampenschaltung (schematisch).

Die Kurvenform des Glimmlampensstroms ist diejenige einer periodischen Folge von einzelnen Stromstößen. Man läßt die Glimmlampenschwingung dann auf einen oder auch auf mehrere Resonanzkreise wirken, deren Eigenschwingung im allgemeinen wesentlich höher eingestellt wird als die Grundperiode der Glimmlampenschwingung. Die der Eigenperiode der Kreise naheliegenden Partialtöne werden durch Resonanz verstärkt; der Glimmlampenschwingung wird so ein „Formant“ aufgeprägt. Die Verhältnisse liegen nach dem Gesagten ähnlich denen bei der Vokal-erzeugung durch die menschliche Stimme. Bei der Vokalbildung werden ja — wie wir oben im Kap. 4, S. 70, sahen — die den Eigenschwingungen der Mundhöhle naheliegenden Partialtöne der obertonreichen Stimmband-schwingung durch Resonanz verstärkt. Wir hatten dort auch eingehend die scheinbare Divergenz zwischen zwei Vokaltheorien, der HELMHOLTZ-schen Resonanztheorie und der HERMANNSchen Stoßtheorie behandelt; wir sahen, daß die HELMHOLTZsche Theorie die allgemein gültige ist, die HERMANNSche Theorie betrachtet nur den speziellen Fall, daß die erregende Schwingung eine periodische Folge kurzer Einzelimpulse dar-stellt: durch jeden Einzelimpuls werden abklingende Eigenschwingungen des Resonanzgebildes angestoßen, es entsteht eine periodische Folge gedämpft abklingender Wellenzüge, die Periodizität der Folge ist diejenige der Impulse, die Frequenz der abklingenden Schwingungen die der Eigenschwingungen des Resonators. Die Wirkungsweise des Trautoniums läßt sich durchaus analog zu den Verhältnissen bei der Vokalbildung auch durch eine „Stoßtheorie“ darstellen, bei jeder Glimmentladung werden die Resonanzkreise angestoßen, es entstehen abklingende Wellenzüge, welche sich mit der Periode des Grundtones der Glimmlampenschwingung wiederholen. TRAUTWEIN bezeichnet diese Auffassung als die „Hallformantentheorie“.

Das Trautonium gestattet sehr vielseitige Klangwirkungen hervorzubringen. Die Abstimmung der Hallformantenkreise kann in erheblichen Grenzen geändert werden. Je nach der Tonlage der Hallformantenkreise lassen sich Klänge erzeugen, die bestimmten Vokalen oder bestimmten Musikklangen ähneln. Besonders wesentlich ist es, daß die Lage der Hallformanten — und demnach also der Klangtyp — während des Spieles in weiten Grenzen geändert werden kann. Die Resonanzkreise sind mit Drehkondensatoren ausgerüstet, die eine schnelle Veränderung der Abstimmung ermöglichen. Die Art des Einschwingens derjenigen der betreffenden natürlichen Klänge anzupassen ist freilich nicht ohne weiteres möglich, die Annäherung bezieht sich im wesentlichen nur auf die stationären Klangteile.

Die Tonhöhe des Trautoniums kann durch ein einfaches Manual geregelt werden, durch das Manual werden Widerstände im Gitterkreis des Schwingrohres betätigt, von der Größe dieser Widerstände hängt die sekundliche Zahl der Glimmentladungen ab.

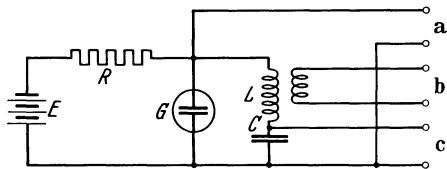


Abb. 126. Glimmlampenschaltung.
(Nach O. VIERLING.)

Gewisse Schwierigkeiten treten beim Trautonium hinsichtlich der Frequenzkonstanz auf. Die Frequenz einer Glimmlampenschwingung hängt, wie oben erwähnt, vom Widerstand, von der Spannung und von den Glimmlampeneigenschaften stark ab. Kleine Veränderungen dieser Faktoren bedeuten unter Umständen eine erhebliche Frequenzänderung, mehrstimmiges Spiel stößt daher auf Schwierigkeiten. Sehr viel bessere Frequenzkonstanz besitzen Glimmlampensummer, die — wie Abb. 126 zeigt — mit einem aus Kapazität und Induktivität bestehenden Schwingungssystem zusammengesetzt sind. Die Frequenz derartiger Glimmlampensummer ist von der Größe des Widerstandes, der Spannung und von den Eigenschaften der Lampe selbst weitgehend unabhängig. W. E. KOCK¹ untersuchte die Eigenschaften und die Anwendungsmöglichkeiten eines induktiven Glimmlampensummers eingehend. Die Frequenzkonstanz des Summers ist eine ausgezeichnete, es lassen sich ohne weiteres mehrere Summerschaltungen zu einem mehrstimmigen Instrument vereinigen. Von O. VIERLING² wurde eine mit induktiven Glimmlampensummern ausgerüstete elektroakustische Orgel gebaut. Je nach der Art der Abnahme der Wechselspannung von dem Summerkreis hat man obertonreiche oder obertonarme Spannungen zur Verfügung. Die Spannung am Glimmrohr (an dem Klemmenpaar a, Abb. 126) ist sehr obertonreich, man erhält so eine der Streicherfarbe entsprechende Klangfarbe, die

¹ KOCK, W. E.: Z. techn. Physik 15, 377 (1934).

² VIERLING, O.: Z. VDI 78, 1217 (1934).

Spannung an der Induktivität (am Klemmenpaar b) ist obertonärmer (flötenähnliche Klangfarbe), an der Kapazität (Klemmenpaar c) ist die Spannung nahezu sinusförmig. Durch einen Registerschalter kann die gewünschte Spannungsart an den Lautsprecherverstärker angelegt werden. Weitere Änderungen der Klangfarbe können durch besondere Formantenkreise — die zwischen die abgegriffene Spannung und den Lautsprecherverstärker eingeschaltet werden — hervorgerufen werden. Durch eine zusätzliche Glimmlampenschaltung ist eine Einstellung der Dämpfung der Formantenkreise möglich, diese Glimmlampen sind so geschaltet, daß sie eine Dämpfungsreduktion der Kreise bewirken; die Größe der Dämpfungsreduktion hängt von der Lage des Arbeitspunktes der Glimmlampencharakteristik ab, die Arbeitspunktlage wird durch eine Potentiometerschaltung entsprechend der gewünschten Dämpfung eingestellt.

c) Instrumente mit mechanisch-elektrischer Erregung.

Die elektroakustische Wiedergabe mechanischer Schwingungen bietet vor der unmittelbar mechanisch-akustischen Wiedergabe bei Musikinstrumenten gewisse Vorteile: Es ist bei Verwendung entsprechender Verstärkung möglich, eine erhebliche Dynamik zu erreichen; weiterhin können durch die Art der elektrischen Abnahme der mechanischen Schwingungen oder durch besondere Hilfsmittel im Zuge der elektrischen Schaltung verschiedene Klangwirkungen hervorgebracht werden.

Praktische Bedeutung haben unter den mechanisch angeregten elektrischen Musikinstrumenten diejenigen gewonnen, welche als primäre Schwingungserreger durch Hammeranschlag erregte Saiten aufweisen. Derartige elektrische Klaviere sind insbesondere durch W. NERNST¹ und durch O. VIERLING² konstruiert worden. Diese Instrumente besitzen keinen Resonanzboden. Eine unmittelbare mechanisch-akustische Schallabstrahlung findet nicht statt. Die durch Hammeranschlag erregten Saitenschwingungen wirken — meist unter Verwendung eines Elektromagneten — auf einen Lautsprecherverstärker. Die Saiten können, da die Dämpfung durch die innere Dämpfung des Resonanzbodens und durch die Abstrahlung vermittels des Resonanzbodens fehlt, schwächer ausgeführt werden als die Saiten der gewöhnlichen Klavierinstrumente. Man hat hierdurch den Vorteil, mit sehr viel leichterem Ausführenden die Saiten spannenden Rahmens auszukommen, muß aber den Nachteil in Kauf nehmen, daß die Saite nicht mit einem normalen Hammer angeschlagen werden kann. Die mit einem normalen Hammer an den leichten Saiten erreichbare Dynamik ist nur eine sehr begrenzte. Die

¹ Über den NERNST-Flügel vgl. F. W. WINCKEL: Umsch. **35**, 840 (1931) und S. SAWADE: Z. techn. Physik **14**, 353 (1933).

² VIERLING, O.: Elektrotechn. Z. **53**, 155 (1932).

Anschlagschwierigkeiten hat W. NERNST durch die Konstruktion eines „Mikrohämmerchens“, das auf den normalen Hammer aufgesetzt wird, beseitigt.

Die Klangfarbe der akustischen Klaviere hängt von der Anbringungsstelle der elektromagnetischen Abtastung ab. Erfolgt die Abtastung in der Nähe der Saitenmitte, so tritt der Grundton besonders stark in Erscheinung, die geradzahigen Obertöne fallen aus. Wird die Abtastung am Saitenende angebracht, so wird die Schwingungsform obertonreicher. Ganz allgemein ist zu sagen, daß Obertöne, deren Knoten an der Stelle der Abtastung liegen, nicht in Erscheinung treten. Abb. 127 zeigt (nach

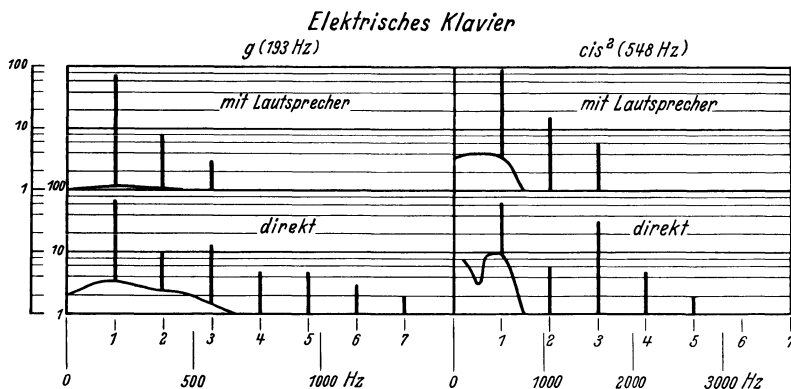


Abb. 127. Klangspektren eines elektrischen Klaviers. (Nach E. MEYER und G. BUCHMANN.)

Analysen von E. MEYER und G. BUCHMANN¹) Klänge eines NERNST-Flügels bei Einstellung auf weiche Klangfarbe. Gegenüber der Klangfarbe des gewöhnlichen Flügels ist die Schwäche der höheren Obertöne sehr auffallend, ein Anschlaggeräusch tritt, im Gegensatz zu den Erscheinungen an normalen Klavierinstrumenten, praktisch nicht auf. Auch sehr obertonreiche, spinettähnliche Klänge lassen sich mit dem elektrischen Klavier herstellen.

Durch Betätigung eines besonderen Pedals läßt sich — auf elektrischem Weg — beim NERNST-Klavier ein allmähliches Anschwellen des Tones erreichen, der Klang erhält dadurch einen orgelähnlichen Charakter. Mit Hilfe einer besonderen Filzdämpfung kann man das Ausklingen der Töne derart verkürzen, daß der Klang demjenigen eines Spinetts ähnlich wird.

Die Art des Einschwingens der Töne läßt sich auch — nach einer von O. VIERLING gegebenen Anordnung — durch die Art der Anbringung des Abtastmechanismus variieren. Die Art des Klangeinsatzes hängt davon ab, ob der Abtastmagnet in der Richtung des Saitenanschlages

¹ MEYER, E. u. G. BUCHMANN: Berl. Ber., Physik.-math. Kl. 1931, Nr 32, 738.

oder in der dazu senkrechten Richtung angeordnet wird. Im ersteren Fall springt die Amplitude — wie bei den normalen Klavierinstrumenten — sehr rasch auf ihren Höchstwert an, um dann allmählich abzuklingen. Im zweitgenannten Fall (Abb. 128) erfolgt der Amplitudenanstieg sehr langsam, es spricht ja der Abtastmagnet dann nur auf die senkrecht zur Anschlagrichtung liegende Komponente der Saitenschwingung an und diese schwingt sich erst allmählich, mit dem Überwandern der Saitenschwingungsenergie aus demjenigen Frei-

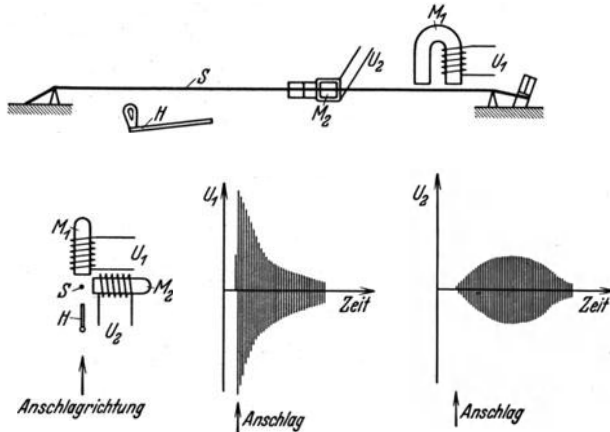


Abb. 128. Einschwingvorgänge bei verschiedener Stellung des Abnahmemagneten.
(Nach W. JANOVSKY¹.)

heitsgrad, welcher der Anschlagrichtung entspricht, in denjenigen Freiheitsgrad, der senkrecht dazu liegt, ein.

8. Subjektive Wahrnehmung von Schall.

a) Bau des Gehörorganes. Grundlegende Fragen der Wirkungsweise.

Die Anordnung der wesentlichsten Teile des Gehörorganes sind in Abb. 129a schematisch dargestellt.

Der auf die Ohrmuschel fallende Schall läuft durch den Gehörgang zum Trommelfell; die im Gehörgang auftretenden Druckschwankungen bewirken erzwungene Schwingungen des Trommelfells. Die Trommelfellschwingungen werden durch die Gehörknöchelchenreihe nach dem Innenrohr übergeleitet, und zwar überträgt das Ende der Gehörknöchelchenreihe, der Steigbügel, die Schwingungen auf den Eingang des inneren Ohres, auf das mit einer Membran abgeschlossene „ovale“ Fenster. Das innere Ohr — auch Labyrinth genannt — ist mit Lymphe gefüllt, in der Flüssigkeit treten — wenn Schall auf das Ohr und damit

¹ JANOVSKY, W.: Elektrotechn. Z. 54, 675, 727 (1933).

über das Trommelfell und die Gehörknöchelchenreihe auch auf das ovale Fenster fällt — Druckschwankungen auf, die dem auftretenden Schall entsprechen. Der für die Schallwahrnehmung im wesentlichen allein wichtige Teil des inneren Ohres ist die Schnecke¹. In der schematischen Abb. 129a ist diese abgewickelt gezeichnet. In Wirklichkeit windet sich die Schnecke vom ovalen Fenster aus in 3 Windungen nach der Schneckenspitze hinauf. Die Schnecke ist längs unterteilt durch eine teils knöcherne, teils häutige Scheidewand. Der wesentlichste Teil der häutigen Scheidewand ist eine straff gespannte Membran: die Basilarmembran. Für das Tonhöhenunterscheidungsvermögen ist — wie man heute als völlig gesichert annehmen kann — die Basilarmembran das wichtigste Organ. Die untere gleichfalls mit Lymphe angefüllte Hälfte der Schnecke besitzt ebenfalls ein mit einer Membran verschlossenes Fenster, das „runde“ Fenster. Druckschwankungen in der oberen Hälfte der Schnecke, wie sie durch Schall hervor-

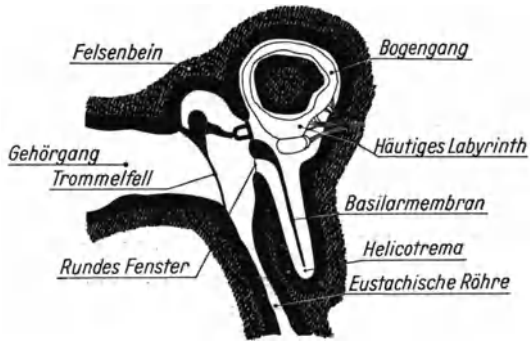


Abb. 129a. Gehörgang, Mittelohr und Innenohr (schematisch). (Nach G. v. BÉKÉSY.)

gerufen werden, rufen eine erzwungene Schwingung der Basilarmembran hervor, diese wieder bewirkt Druckschwankungen im unteren Teil der Schnecke, welche sich dann über das runde Fenster mit dem Druck in der Paukenhöhle abgleichen, letztere wieder gleicht sich über die eustachische Röhre mit dem Außendruck ab.

Dicht über der Basilarmembran liegen die Endzellen des Hörnervs, des Nervus acusticus, bei einer Bewegung der Basilarmembran werden die Sinneszellen, an denen die Hörnervenfasern endigen, mechanisch gereizt, eine Schallempfindung kommt hierbei im Gehirn zustande.

Über die physikalischen Eigenschaften und über die physikalischen Aufgaben² der einzelnen Teile des Ohres sind gerade in der letzten Zeit mit den meßtechnischen Hilfsmitteln der modernen Akustik Untersuchungen ausgeführt worden, welche wichtige und weitreichende

¹ Die übrigen Teile des inneren Ohres, wie z. B. die Bogengänge, sind für die akustischen Aufgaben des Gehörorgans ohne wesentliche Bedeutung.

² Eine eingehende Darstellung der physikalischen Probleme des Gehörs gibt G. v. BÉKÉSY in der Elektr. Nachr.-Techn. 12, 71 (1935). Herr v. BÉKÉSY hatte die große Freundlichkeit, mir die Figurenvorlagen zu den aus der genannten Arbeit entnommenen Abb. 129a—f bereits unmittelbar nach seinem Vortrag im Berl. Elektrotechnischen Verein zur Verfügung zu stellen.

Aufschlüsse ergeben haben; daß manche Fragen trotz aller Bemühungen noch nicht erschöpfend geklärt werden konnten, darf bei einem so verwickelt gebauten und der direkten Beobachtung zum Teil überhaupt nicht zugänglichen Organ nicht wundernehmen. Im folgenden soll — beginnend mit dem äußeren Ohr und dem Trommelfell — die speziellere physikalische Wirkungsweise der einzelnen Organteile besprochen werden.

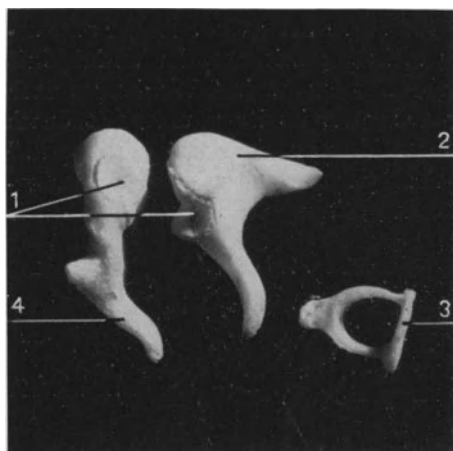


Abb. 129b. Gehörknöchelchen. 1 Fläche, an der Hammerkopf und Amboß verwachsen sind. 2 Amboß, 3 Steigbügel Fußplatte, 4 Hammerstiel.

Für tiefe Töne ist das Trommelfell als rückseitig abgeschlossener schallharter Membranempfänger aufzufassen. Die Tatsache, daß das Trommelfell nicht unmittelbar an die Außenluft angrenzt, sondern durch den Gehörgang mit dieser verbunden ist, spielt bei Tönen, deren Wellenlänge groß

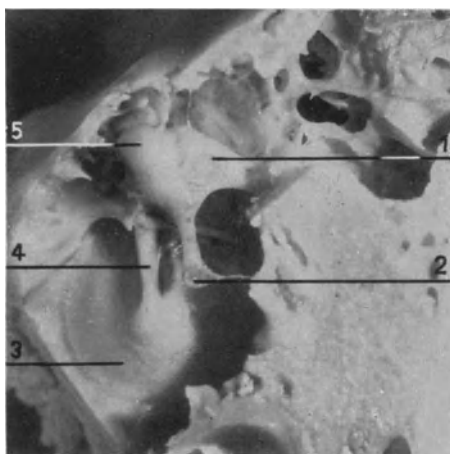


Abb. 129c. Trommelfell und Gehörknöchelchen, von innen gesehen. 1 Amboß, 2 Gelenkpfanne für den Steigbügel, 3 Trommelfell, 4 Hammerstiel, 5 Hammerkopf.

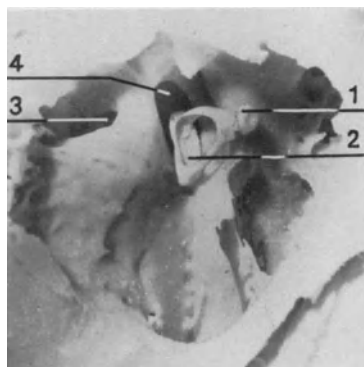


Abb. 129d. Der aus dem ovalen Fenster herausgehobene Steigbügel. 1 Gelenkkopf für den Steigbügel, 2 Fußplatte des Steigbügels, 3 rundes, 4 ovales Fenster.

gegen die Länge des Gehörganges (etwa 4 cm) ist, keine wesentliche Rolle, die Druckschwankungen vor dem Trommelfell besitzen bei genügend tiefer Frequenz des auffallenden Schalles denselben Amplitudenwert wie am Eingang des Gehörganges. Ist die Wellenlänge des auffallenden Schalls wesentlich größer als der Durchmesser des Kopfes

(etwa 18 cm), so machen sich Richtwirkungseffekte nicht bemerkbar, lange Schallwellen werden um den Kopf herumbeugt, eine Schattenwirkung des Kopfes ist nicht zu beobachten. Anders liegen die Verhältnisse für Töne höherer Frequenz. Befindet sich das Ohr auf der der Schallquelle abgewandten Kopfseite, so macht sich die Schattenwirkung des Kopfes bemerkbar, die Amplitude der Druckschwankung am Ohr ist dann im allgemeinen geringer als auf der der Schallquelle

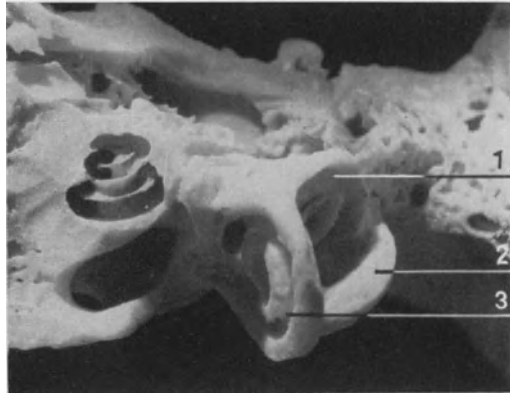


Abb. 129e. Schnecke und Bogengänge (1, 2, 3).

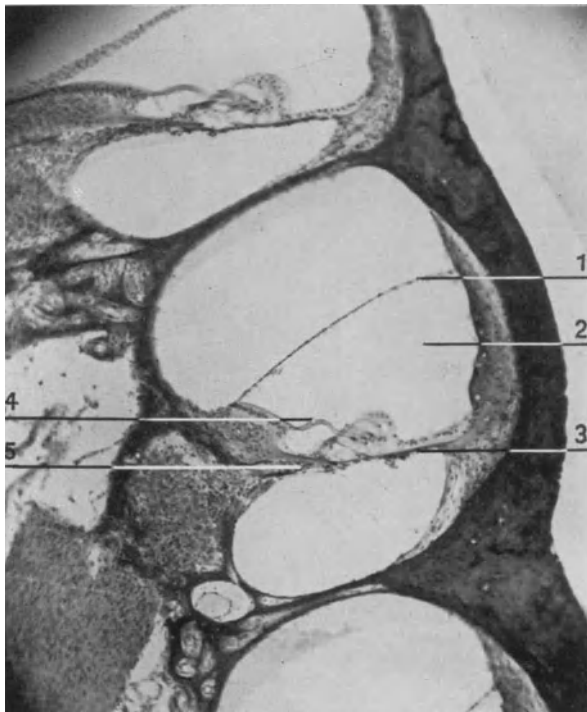


Abb. 129f. Querschnitt durch den Schneckenkanal eines Meerschweinchens. 1 REISSNERsche Membran, 2 Ductus cochlearis, 3 Basilarmembran, 4 Membrana tectoria, 5 Hörnerv.
(Abb. 129 a–f nach G. v. BÉKÉSY.)

gegenüberliegenden Kopfseite¹. Abb. 130 zeigt einige Richtwirkungsdiagramme² eines Ohres.

Mit wachsender Frequenz ändern sich die akustischen Verhältnisse am Trommelfell; es wirkt dieses dann nicht mehr als schallharter, praktisch alle Energie reflektierender

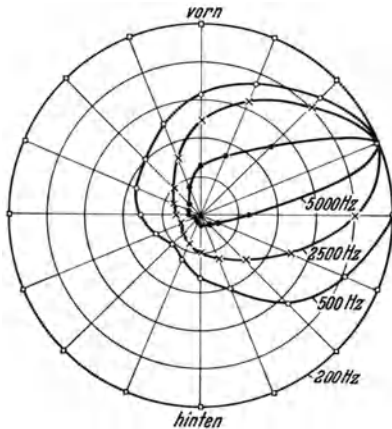


Abb. 130. Richtempfindlichkeit des Ohres (bei einohrigem Hören). (Nach J. TRÖGER.)

stark ab, er fällt bei etwa 800 Hertz auf einen Wert von ungefähr 40 cgs; es ist sehr bemerkenswert, daß das menschliche Ohr in diesem Frequenz-

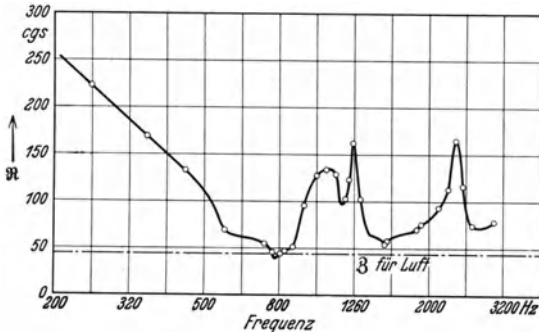


Abb. 131. Scheinwiderstand des Ohres. (Nach J. TRÖGER.)

¹ Liegt das Ohr genau entgegengesetzt der Richtung der Schallquelle, so kann durch Beugungseffekte eine Druckerhöhung auftreten. Die Verhältnisse sind an einer in ein Schallfeld eingebrachten Kugel genau untersucht worden von Lord RAYLEIGH [Theory of Sound, II, 2. Aufl., S. 253. London 1926. Philos. Trans. 203 A, 87 (1904)].

² Die Richtwirkungsdiagramme beziehen sich auf einohriges Hören. Für den Richtungseffekt bei zweiohrigem Hören, für den sog. „Binaural“-Effekt, ist dieser rein physikalische Richtungseffekt von geringerer Bedeutung. Der Binauraleffekt wird weiter unten (S. 190) diskutiert werden.

³ TRÖGER, J.: Physik. Z. 31, 26 (1930). — Vgl. zu diesen Fragen auch W. WEST: Post Office Electr. Engr. J. 21, 293 (1929).

abschließender Abschluß des Gehörganges, sondern es setzt eine nennenswerte Energieeinwanderung in das Trommelfell ein. Für die Abschlußverhältnisse entscheidend ist die Größe des mechanischen Widerstandes des Trommelfells; als mechanischer Widerstand wird das Verhältnis der Druckschwankung an einem Empfänger zur Empfängergeschwindigkeit bezeichnet. Abb. 131 zeigt die Abhängigkeit des Scheinwiderstandes des Trommelfells von der Frequenz nach Messungen von J. TRÖGER³. Der Scheinwiderstand nimmt mit wachsender Frequenz

bereich einen Scheinwiderstand besitzt, der ungefähr dem Schallwiderstand der Luft gleichkommt, dieser ist gleich dem Produkt von Luftdichte und Schallgeschwindigkeit, er beträgt 44 cgs. Es ergibt sich die interessante Tatsache, daß das menschliche Trommelfell im

genannten Frequenzbereich nahezu ideal an die Luft angepaßt ist. Individuell streuen die einzelnen Werte bei verschiedenen Versuchspersonen etwas, im großen und ganzen entspricht aber der Verlauf der oben angegebenen Kurve. Dies wurde insbesondere auch durch eine neuere Untersuchung von W. GEFFCKEN¹ bestätigt, welcher besonders eingehend die Fragen der Energieübertragung vom Schallfeld in das Ohr diskutiert. Er fand für den Übertragungsfaktor — hierunter wird das Verhältnis der vom Trommelfell tatsächlich aufgenommenen Energie zu der optimal überhaupt bei den betreffenden Schallfeldbedingungen entnehmbaren Energie verstanden — in einem Versuchsfall die folgenden Werte:

300 Hertz	0,058	900 Hertz	0,185	1500 Hertz	0,510
400 „	0,084	1000 „	0,208	1600 „	0,460
500 „	0,096	1100 „	0,278	1800 „	0,370
600 „	0,153	1200 „	0,439	1900 „	0,690
700 „	0,149	1300 „	0,555	2200 „	0,570
800 „	0,162	1400 „	0,540		

Auch die Werte dieser Tabelle zeigen, daß das betreffende Ohr im Bereich von etwa 1200—2000 Hertz sehr günstig arbeitete, die Resultate ähneln denen von J. TRÖGER, allerdings liegt der Bereich optimaler Energieübertragung bei den von W. GEFFCKEN vorgenommenen Untersuchungen bei etwas höheren Tönen als bei den Untersuchungen von J. TRÖGER. Darauf hingewiesen sei noch, daß auch die Hörschwelle, bei der eben die Hörempfindung einsetzt, einen Absolutwert besitzt, der bereits nahe der natürlichen Grenze des Hörens liegt: er liegt nahezu bei der durch die BROWNSche Bewegung der Moleküle gesetzten unüberschreitbaren Grenze². Angesichts der so außerordentlich weit durchgeführten Entwicklung des menschlichen Ohres stellt man sich unwillkürlich die Frage, warum denn wohl die Anpassung des Ohres bei tieferen Frequenzen weniger günstig ist als im Bereich der mittleren Frequenzen. Es scheint nicht ausgeschlossen, daß das Unempfindlichwerden des Ohres nach tiefen Frequenzen hin deswegen das naturgegebene ist, weil das Ohr sonst die natürlichen, insbesondere bei Wind auftretenden, Druckschwankungen in der Atmosphäre hören würde und hierdurch gestört würde.

Das Auftreten von Kombinationstönen beim Auffallen mehrerer sinusförmiger Töne auf das menschliche Ohr wird vielfach durch nicht-lineare Eigenschaften des Trommelfells erklärt; der unsymmetrische Aufbau des Trommelfells läßt ja ein nichtlineares Arbeiten insbesondere beim Auffallen stärkerer Reize durchaus verständlich erscheinen.

¹ GEFFCKEN, W.: Ann. Physik (5) 19, 829 (1934). — Vgl. auch Ergebnisse von H. C. HIJZING: Absolute Metingen der geluidsintensiteit ter bepaling van het minimum audible. Proefschrift Groningen 1932.

² CZERNY, M.: Z. techn. Physik 14, 436 (1933).

H. v. HELMHOLTZ¹ hat seine klassische Theorie der Kombinationstöne gerade auf die Annahme eines nichtlinearen Verhaltens des Trommelfells aufgebaut, er läßt allerdings offen, ob die nichtlinearen Effekte nicht doch vielleicht erst in der Gehörknöchelchenreihe zustande kommen. Nach neueren Untersuchungen von G. v. BÉKÉSY² scheint tatsächlich das Trommelfell im wesentlichen als lineares Schwingungssystem zu arbeiten. Erregt man nämlich das Trommelfell durch einen sinusförmigen Ton, den man so laut wählt, daß man auf Grund der Nichtlinearität des Ohres neben dem Grundton auch den zweiten Partialton bereits sehr stark hört, so läßt sich der zweite Partialton im Gehörgang vor dem Trommelfell doch nicht nachweisen; würde das Trommelfell nichtlinear arbeiten, so müßte es ja den zweiten Partialton mit einem gewissen Betrag auch in den Gehörgang einstrahlen³. Die Nichtlinearität des Ohres liegt also offenbar in einem weiter nach innen liegenden Organ, möglicherweise kommen die nichtlinearen Erscheinungen durch hydrodynamische Effekte in der Schnecke zustande.

An der grundlegenden Bedeutung der HELMHOLTZschen Theorie der Kombinationstöne ändert sich dadurch, daß der Sitz der Nichtlinearität offenbar nicht im Trommelfell, sondern wahrscheinlich im Innenohr zu suchen ist, nichts. Das Verdienst, die physikalischen Möglichkeiten des Auftretens von Kombinationstönen zuerst richtig erkannt zu haben, bleibt erhalten. Die HELMHOLTZsche Behandlungsweise ist gerade heute wieder — wo in der Klangübertragungstechnik die Diskussion der nichtlinearen Verzerrungen eine erhebliche Rolle spielt — von größtem Wert.

Die Aufgabe der an das Trommelfell angrenzenden Gehörknöchelchenreihe ist die Übertragung der Trommelfellschwingungen nach dem inneren Ohr. Die Gehörknöchelchen stellen einen Hebelmechanismus dar, großen Bewegungen des in das Trommelfell eingelegten Hammerstiels entsprechen sehr viel kleinere, dafür aber mit um so größerer Kraft erfolgende Bewegungen des Steigbügels. Diese — von H. v. HELMHOLTZ zuerst beschriebene — Hebelwirkung der Gehörknöchelchenreihe ist wichtig für eine günstige Energieübertragung vom Trommelfell auf

¹ HELMHOLTZ, H. v.: Die Lehre von den Tonempfindungen, 6. Aufl., S. 646. Braunschweig 1913.

² BÉKÉSY, G. v.: Ann. Physik (5) 20, 809 (1934).

³ Auch Verfasser konnte bei einem vor einigen Jahren durchgeführten orientierenden Versuch keinerlei physikalisch objektive Kombinationstöne im Gehörgang nachweisen. Bei diesem Versuch wurde das Trommelfell durch zwei FRANKESche Maschinen mit den Frequenzen p und q erregt. Mit einem Kondensatormikrophon wurde der Druck im Gehörgang aufgenommen. Hinter dem Kondensatormikrophon wurden zunächst die Töne p und q mit Hilfe der zweiten Wickelungen der FRANKESchen Maschinen kompensiert, der zu erwartende Differenzton $p-q$ aber mit einem selektiv arbeitenden Verstärker verstärkt und dem Oszillograph zugeführt. Der Versuch fiel vollkommen negativ aus, der objektive Differenzton war nicht nachzuweisen, obwohl er subjektiv sehr laut wahrnehmbar wurde.

das innere Ohr. Durch die Hebelwirkung der Gehörknöchelchenreihe wird die Schallhärte der Flüssigkeit in gewissem Umfang der Schallhärte der Luft angepaßt. Nach Berechnungen von T. WRIGHTSON¹ wird (unter gewissen günstigen Voraussetzungen) der Gesamtdruck am ovalen Fenster etwa 60 mal größer als der Druck am Trommelfell.

Die Basilarmembran scheint nach allen bisher vorliegenden Untersuchungen dasjenige Organ zu sein, welches das Ohr befähigt, Töne ihrer Höhe nach zu unterscheiden oder — weiter gefaßt — Klänge subjektiv zu analysieren.

Über die Frage, wie das Tonhöhenunterscheidungsvermögen physikalisch im einzelnen zustande kommen, liegen unterschiedliche Auffassungen vor, die im folgenden kurz kritisch nebeneinandergestellt seien.

Die Basilarmembran ist ein längliches Gebilde, die Länge beträgt etwa 35 mm; die Breite ändert sich längs der Membran, am ovalen Fenster beträgt die Membranbreite nur etwa 0,04 mm, um dann bis zur Schneckenspitze auf etwa 0,5 mm zu wachsen. Die Membran besitzt ausgesprochene Faserstruktur, die Fasern liegen quer zur Membran. Die Querspannung der Membran ist wesentlich größer als die Längsspannung.

H. v. HELMHOLTZ² versuchte zuerst, Schwingungen eines Gebildes von der Art der Basilarmembran rechnerisch zu erfassen. Den Berechnungen zugrunde gelegt wurde die Annahme, daß die angreifende Kraft gleichmäßig über die Membran verteilt ist, daß die Membran die Form eines gleichschenkeligen Dreiecks besitzt und daß die Längsspannung der Membran verschwindend klein gegen die Querspannung ist. Es zeigt sich, daß bei Angriff einer sinusförmigen Kraft im wesentlichen nur eine örtlich engbegrenzte Fasergruppe zum Mitschwingen kommt, die Amplitude der außerhalb des Resonanzgebietes liegenden Fasern bleibt sehr klein. Die Rechnung ergibt weiter, daß tiefe Töne an der Basis des Dreiecks (also bei der Basilarmembran *fensterfern*) hohe Töne aber an der Spitze des Dreiecks (bei der Basilarmembran *fensternah*) ihre Resonanzstelle finden. Mit dieser von HELMHOLTZ berechneten Zuordnung der einzelnen Teile der Basilarmembran zu den verschiedenen Tonbereichen decken sich die Ergebnisse von Tierversuchen, bei denen durch akustische Reize Schädigungen der Basilarmembran hervorgerufen wurden. Durch übergroße Einwirkung tiefer Töne wird die Basilarmembran an Stellen, die fensterfern liegen, durch Einwirkung hoher Töne an Stellen die fensternah liegen, zerstört. Im gleichen Sinn liegen die Ergebnisse von Versuchen, bei denen Teile der Basilarmembran mechanisch zerstört wurden,

¹ WRIGHTSON, T.: The analytical mechanism of the internal ear. London 1918.

² HELMHOLTZ, H. v.: Die Lehre von den Tonempfindungen, 6. Aufl., S. 639. Braunschweig 1913.

fensternahe Schädigungen vernichten die Hörbarkeit hoher Töne, Schädigungen an der Schneckenspitze diejenige der tiefen Töne¹.

Einige andere Feststellungen sprechen nun aber gegen die Richtigkeit der Berechtigung der HELMHOLTZschen Anschauungen. So lassen sich z. B. tiefe Töne ihrer Höhe nach unterscheiden, auch wenn dem Ohr nur ein sehr kurzer Wellenzug, sagen wir zwei Schwingungen, dargeboten werden². Auf einen derart kurzen Wellenzug kann sich aber ein Resonator nicht genügend einschwingen, eine Tonhöhenunterscheidung unter Benutzung eines Resonators scheint nicht recht denkbar. Es ist auch schwer einzusehen, wie ein derart leichtes Gebilde, wie es die Basilarmembran darstellt, so tiefer Eigenschwingungen fähig sein soll, wie sie den Tönen an der tiefen Grenze des Hörbereiches entsprechen und wie ein solch großer Frequenzbereich — die hörbaren Töne umfassen etwa 10 Oktaven — erfaßt werden soll.

LUX, ROAF-FLETCHER, WEGEL, LANE³ u. a. versuchten diese Einwände gegen eine Resonanztheorie der Basilarmembran dadurch zu entkräften, daß sie nicht die Membran schlechthin als schwingendes System ansetzten, sondern ein komplizierteres System diskutierten, bei welchem Masse und Elastizität teils in den verschiedenen Teilen der häutigen Scheidewand, teils in der Lympfflüssigkeit angenommen wurden; Theorien, welche manche Vorzüge aufweisen, aber doch nicht allen Beobachtungen vollauf standhalten.

J. R. EWALD⁴ kam auf Grund von Modellversuchen zu prinzipiell anderer Anschauung über die Wirkungsweise der Basilarmembran. Er fand, daß dünne, in einen Rahmen eingespannte Gummimembranen bei Erregung durch einen Ton mehrere eng begrenzte Zonen maximalen Mitschwingens aufweisen, es bildeten sich stehende Wellen aus, und zwar lagen bei tiefen Frequenzen die Knoten der Membranschwingung weit auseinander, bei höheren rückten sie näher aneinander. Im Gegensatz von der HELMHOLTZschen „Einortstheorie“ spricht man von der EWALD-schen Theorie als von einer „Vielortstheorie“. Mit den erwähnten Ohrschädigungsversuchen ist die Vielortstheorie allerdings durchaus nicht vereinbar. Die EWALD-schen Modellversuche dürften also wohl doch in wesentlichen Bestimmungsstücken den in der Wirklichkeit vorliegenden Verhältnissen nicht entsprochen haben.

Neuere Modellversuche von G. v. BÉKÉSY⁵, welche unter besseren Anpassungsverhältnissen an die Wirklichkeit durchgeführt wurden,

¹ Vgl. besonders H. HELD u. F. KLEINKNECHT: Pflügers Arch. **216**, 1 (1927); dort ausführliche Literaturhinweise. — Eine eingehende kritische Darstellung bringt auch M. GILDEMEISTER: Z. Hals- usw. Heilk. **27**, 299 (1930).

² Vgl. O. ABRAHAM: Ann. Physik **60**, 55 (1919).

³ ROAF, H. E.: Philos. Mag. **43**, 349 (1922). — FLETCHER, H.: J. Franklin Inst. **1923**, 312. — WEGEL, R. L. and C. E. LANE: Physic. Rev. **23**, 266 (1924).

⁴ EWALD, J. R.: Pflügers Arch. **76**, 147 (1899); **93**, 485 (1903); **131**, 188 (1910). Vgl. insbesondere H. KOCH: Z. Sinnesphysiol. **59**, 15 (1928).

⁵ BÉKÉSY, G. v.: Physik. Z. **29**, 793 (1928).

ergaben Resultate, welche von denen EWALDS erheblich abweichen. Diese Untersuchungen BÉKÉSYs bilden einen wichtigen experimentellen Beitrag zur Wirkungsweise der Basilarmembran. An einer Modellmembran, welche in einem mit Glycerinlösung gefüllten Trog untergebracht worden war, fand BÉKÉSY keinerlei örtlich feste Schwingungsbäuche. Es ließen sich aber von der Erregungsstelle aus längs der Membran laufende Wellenzüge beobachten, die Amplitude der Wellen nahm mit wachsender Entfernung von der Erregungsstelle aus ab. Weiterhin wurde festgestellt, daß in der Flüssigkeit unmittelbar an der Membran ein Wirbelpaar auftritt. Bei tiefen Tönen liegt das Wirbelpaar fensterfern, bei hohen in der Nähe des Fensters. Bei sehr starker Erregung gelang es, die Membran an der Stelle der Wirbel zu durchlöchern, es gelang also, an diesem Modell Schädigungen hervorzurufen, welche den bei Tierversuchen beobachteten Schädigungen der Basilarmembran durchaus entsprachen. Die BÉKÉSYschen Versuche liegen also durchaus im Sinne der „Einortstheorie“.

Es sei hier auch noch auf eine eingehende theoretische Arbeit von O. F. RANKE¹ über die Flüssigkeitsschwingungen in der Schnecke hingewiesen. Die Schnecke wird als ein Rohr mit teilweise elastischer Wandung aufgefaßt, Wandelastizität und Rohrquerschnitt werden längs der Rohrachse als örtlich verschieden angenommen. Es läßt sich zeigen, daß bei Angreifen einer sinusförmigen Erregung an dem einen Rohrende in der Flüssigkeit eine Schwingung entsteht, deren Wellenlänge örtlich je nach Wandelastizität und Querschnitt der betreffenden Stelle verschieden ist. Besonders wichtig ist, daß die Verteilung der Strömungslinien eine durchaus verschiedene ist, je nachdem die Wellenlänge größer oder kleiner als der Rohrquerschnitt ist. In demjenigen Rohrteil, in welchem die Wellenlänge von gleicher Größenordnung wie der Rohrdurchmesser ist, erfolgt auf Grund eines hydrodynamischen Effektes ein Übergang von einem Gebiet statischen Überdruckes zu einem Gebiet statischen Unterdruckes. Es ist nun einerseits möglich, daß infolge der skizzierten Druckverteilung im Übergangsbereich unmittelbar eine Reizung der Nervenendigungen und damit eine Schallempfindung zustande kommt; es ist aber andererseits auch möglich, daß durch die Druckverteilung im Übergangsbereich ein Wirbel entsteht, der dann die Nervenendigungen ganz in der Art, wie auch BÉKÉSY es annimmt, reizt.

Zusammenfassend kann über die Hörtheorien folgendes gesagt werden:

Es dürfte außer Zweifel stehen, daß einem Schallreiz bestimmter Tonhöhe ein Nervenreiz an einer einzelnen engbegrenzten Stelle der Basilarmembran entspricht, daß also die „Einortstheorie“ zu Recht besteht.

¹ RANKE, O. F.: Die Gleichrichter Resonanztheorie. — (Eine Erweiterung der HELMHOLTZschen Resonanztheorie des Gehörs durch physikalische Untersuchung der Flüssigkeitsschwingungen in der Cochlea.) München 1931.

Die „HELMHOLTZsche“ Vorstellung — nach welcher die örtliche Eingrenzung durch ein System von zahlreichen verschieden abgestimmten Resonatoren, die Fasern der Basilarmembran, zustande kommt, scheint in dieser einfachen Form nicht auszureichen, zumindest müßte hierfür wohl ein komplizierteres, aus den verschiedensten Einzelteilen zusammengesetztes System herangezogen werden, die mitschwingenden Flüssigkeitsteile müßten in Rechnung gestellt werden. Aussichtsreich scheint der Weg, die örtliche Zuordnung der Reize durch hydrodynamische Effekte zu erklären. Endgültig zwischen den verschiedenen Möglichkeiten zu entscheiden, scheint aber heute noch nicht angezeigt.

Die Frage, wie im einzelnen die Nervenreizung zustande kommt, und die Frage, wie das Ohr es erreicht, Lautstärken zu unterscheiden, durch physikalische Beobachtungen oder durch Analogieschlüsse auf entsprechende rein physikalische Modelle zu klären, erscheint kaum möglich; von den Geheimnissen des inneren Ohres dürfte wohl vorerst das Tonhöhenunterscheidungsvermögen das einzige Moment bleiben, das wir rein physikalisch befriedigend deuten können.

Das Zustandekommen des Lautstärkeindruckes gehört zweifelsohne in das Gebiet der Physiologie. Die Verhältnisse scheinen hier so zu liegen, daß bei schwachem Reiz eines Nervs in der Zeiteinheit nur einige wenige Impulse nach dem Gehirn geleitet werden, mit stärkerem Reiz wird dann die Folge der Impulse beschleunigt, bis diejenige Impulsfolge erreicht wird, welche der Nerv unter Berücksichtigung seiner Refraktärzeit überhaupt zu leisten imstande ist. Diese liegt bei etwa 1000 Impulsen pro Sekunde; weiteres Steigern des Reizes bewirkt dann keine Lautstärkeerhöhung mehr, das Schmerzempfinden setzt ein¹.

Die geringe Zahl von Impulsen, welche von einem Nerv übertragen wird, spricht auch in starkem Maß dafür, daß die Tonhöhenunterscheidung bereits in der Basilarmembran und nicht erst unter Vermittlung des Hörnervs zustande kommt. Es wäre nicht recht vorstellbar, wie der Nerv eine Reizfolge, deren Frequenz den Tönen des oberen Teiles des Hörbereiches — sagen wir zwischen 10000 und 16000 Hertz — entspricht, nach dem Hirn übertragen sollte. Kritisch auseinandersetzen müssen wir uns hier allerdings noch mit einem Effekt, welchen E. G. WEVER und C. W. BRAY² entdeckten: Bringt man an den Körper eines Versuchstieres eine Abnahmeelektrode und eine zweite Elektrode an den Nervus acusticus, so kann man im Ausgang eines an die Elektroden angelegten Verstärkers mittels eines Telefons solche Schallvorgänge abhören, die auf das Ohr des Versuchstieres fallen. Der Effekt ist von erstaunlicher Klangtreue, man kann die individuelle Klangfarbe von Personen, welche auf das Ohr des Versuchstieres sprechen, erkennen. Der Effekt ist sehr

¹ Vgl. H. FLETCHER: J. acoust. Soc. Amer. 1, 311 (1930).

² WEVER, E. G. and C. W. BRAY: Proc. National Acad. Sci. U.S.A. 16, 344 (1930). Physiologic. Rev. 37, 305 (1930).

empfindlich, das Ticken einer Uhr, welche etwa 1 m vom Ohr der Versuchsperson entfernt ist, kann deutlich hinter dem Verstärker wahrgenommen werden. Es scheint also auf den ersten Blick, als sei es gelungen, nachzuweisen, daß die dem Hirn zugeleiteten Nervenimpulse in der Frequenz des auftreffenden Schalles moduliert sind und daß diese Nervenimpulse Aktionsströme auslösen, die im Verstärker wahrgenommen werden können.

E. D. ADRIAN¹ führte zu diesem Effekt eingehende Versuche aus, bei denen es sich zeigte, daß der Effekt auch dann bestehen bleibt, wenn der Nerv in eine konzentrierte Novokainlösung eingebettet wird oder wenn er weit unterkühlt wird, d. h. also unter Bedingungen, bei denen von einer eigentlichen aktiven Mitwirkung des Nervs keine Rede sein kann. Weiterhin ließ sich zeigen, daß elektrische Effekte von der Frequenz des auffallenden Schalles auch dann nachweisbar sind, wenn man die eine Elektrode nicht am Nervus acusticus, sondern am runden Fenster anbringt. Dieser letztgenannte Versuch zeigt, daß der Nervus acusticus nicht als der eigentliche Sitz des Effektes anzusprechen ist, sondern daß der Nervus acusticus nur als Stromleiter dient; auch durch das runde Fenster ist ja eine sehr gute leitende Verbindung zur Flüssigkeit in der Schnecke gegeben. Die Quellen des Effektes sind also wohl elektrische Potentialschwankungen in der Schnecke selbst, man kann den Effekt mit ADRIAN als „mikrophonische“ Wirkung der Schnecke bezeichnen.

b) Physikalische Erregung und subjektive Empfindung.

Akustische Vorgänge werden vom Ohr dann als Schall empfunden, wenn die Frequenz der Vorgänge zwischen der unteren Grenzfrequenz des Gehörorgans (bei etwa 16 Hertz) und der oberen Grenzfrequenz des Ohres (bei etwa 16000) liegt, und wenn die Intensität des auf das Ohr treffenden Schalles so groß ist, daß die Hörschwelle überschritten wird, ohne daß jedoch die Schmerzschwelle erreicht wird.

Die obere Grenzfrequenz des Ohres liegt — worauf hier noch kurz hingewiesen sei — bei einzelnen Versuchspersonen etwas verschieden, insbesondere ist sie altersabhängig, sie sinkt mit zunehmendem Lebensalter bis unterhalb etwa 10000 Hertz herunter².

Die Gesamtheit aller vom Ohr wahrnehmbaren Töne verschiedener Höhe und verschiedener Druckamplitude läßt sich aus der Hörflächendarstellung (Abb. 132) erkennen. Die untere Begrenzung der Hörfläche ist die Grenzkurve der Hörempfindung, unterhalb dieser Kurve liegende Druckamplituden kann das Ohr nicht wahrnehmen, die obere Begrenzung der Hörfläche ist die Grenzkurve der Schmerzempfindung.

¹ ADRIAN, E. D.: Physical Soc. Lond. Rep. Meeting on Audition, Juni 1931.

² Vgl. M. GILDEMEISTER: Z. Sinnesphysiol. 50, 161 (1918).

Die Darstellung zeigt insbesondere die starke Frequenzabhängigkeit der Hörschwelle. Bei tiefen Frequenzen ist das Ohr verhältnismäßig unempfindlich, bei 50 Hertz beispielsweise wird ein Ton erst oberhalb einer Druckamplitude von etwa $0,5 \text{ Dyn/cm}^2$ hörbar, im Bereich der mittleren Frequenz zwischen etwa 800 und 2000 Hertz genügt eine 10^3 mal kleinere Druckamplitude, also eine 10^6 mal geringere Intensität zum Zustandekommen der Hörempfindung; nach noch höheren Frequenzen nimmt die Ohrempfindlichkeit dann wieder ab.

Das Absinken der Ohrempfindlichkeitskurve bei tiefen Frequenzen ist merklich durch die Eigenart der Anpassung des Trommelfells an die Luft bedingt (vgl. S. 174).

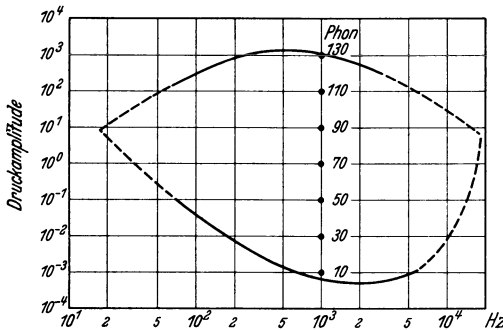


Abb. 132. Die Hörfläche. (Nach R. L. WEGEL.)

Im mittleren Frequenzbereich umfaßt das Ohr eine ganz außerordentliche große Intensitätsspanne, zwischen der Hörschwelle und der Schmerzschwelle liegen hier etwa 13 Zehnerpotenzen (zehntausend Milliarden!) der Energie, es dürfte wohl kaum ein technisches oder physikalisches Meßinstrument geben, das in einem solch großen Meßbereich

zu arbeiten gestattet wie das menschliche Ohr¹!

Die Hörfläche läßt sich weiterhin unterteilen durch Kurven gleicher Lautstärke. B. A. KINGSBURY² führte hierüber grundlegend wichtige Messungen aus. Bei diesen Untersuchungen wurde dem Ohr abwechselnd ein Normalton von bestimmter Höhe (700 Hertz) und bestimmter Druckamplitude und ein Vergleichston anderer Höhe zugeführt; die Druckamplitude des Vergleichstones konnte meßbar geändert werden. Es wurde dann subjektiv auf Lautstärkegleichheit der beiden Töne eingestellt. Das von KINGSBURY benutzte Hörvergleichsverfahren ist dasselbe Verfahren, welches H. BARKHAUSEN³ bei seinem subjektiven Lautstärkemeßverfahren benutzt, das Verfahren also, in welchem die Definition des Phon verankert ist (vgl. S. 8).

Die Ergebnisse der Messungen von B. A. KINGSBURY sind bereits weiter oben (S. 42) auf Abb. 34 dargestellt worden. Die Messungen von KINGSBURY sind bei einohrigem Hören durchgeführt, bei zweiohrigem

¹ Man kann sich einen Bereich von 13 Zehnerpotenzen nur schwer vorstellen. Folgendes ist vielleicht anschaulich: der Faktor 10^{13} entspricht etwa dem Verhältnis eines Grammes zum Gewicht der ganzen Welthandelsflotte!

² KINGSBURY, B. A.: Physic. Rev. **29**, 588 (1927).

³ BARKHAUSEN, H.: Z. VDI **71**, 1471 (1927).

Hören im freien Schallfeld verschieben sich die Werte insbesondere bei hohen Frequenzen, wie eine eingehende Untersuchung von H. FLETCHER und W. A. MUNSON¹ zeigte, etwas. Abb. 133 zeigt die Kurven gleicher Lautstärke bei zweiohrigem Hören.

Die Werte gleicher Lautstärke sind, wie Abb. 133 zeigt, stark frequenzabhängig, und zwar hängt die Stärke der Frequenzabhängigkeit auch noch vom Intensitätsniveau ab. Bei großen Intensitäten verlaufen die Kurven gleicher Lautstärke wesentlich flacher als bei geringen Inten-

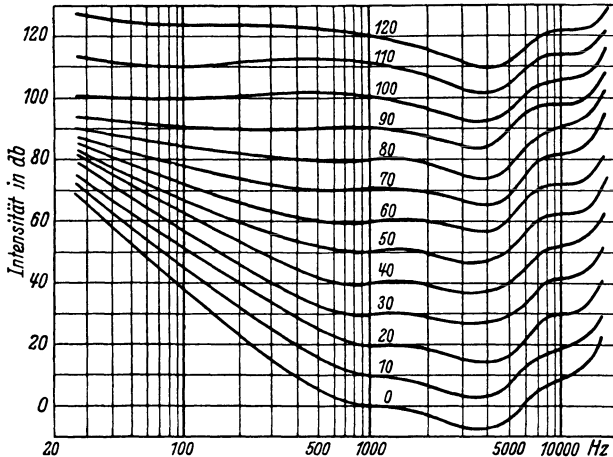


Abb. 133. Kurven gleicher Lautstärke bei zweiohrigem Hören.
(Nach H. FLETCHER und W. A. MUNSON.)

sitäten. Die Messungen von KINGSBURY bzw. FLETCHER und MUNSON sind von großer praktischer Bedeutung für die Frage der Lautstärkemessung und für die Berechnung von Lautstärken; in objektiv anzeigenden Lautstärkemeßgeräten müssen die Schallkomponenten verschiedener Frequenz entsprechend bewertet werden, eine Forderung, die durch einen Verstärker mit gehörsähnlichem Frequenzgang erfüllt werden kann (vgl. S. 42).

Zur Berechnung der Lautstärke eines reinen Tones kann man Formeln benutzen, welche ein den Verlauf der Lautstärkekurven berücksichtigendes Glied enthalten; W. JANOVSKY² stellte hierfür die folgende, empirisch gut bestätigte Beziehung auf $L = C (\log P - \log P_0)$, hierbei ist P die Druckamplitude des auf das Ohr fallenden Tones, P_0 der entsprechende Schwellendruck [$-\log P_0 = 3,63 - (3,361 - \log f)^2$], f die Frequenz in Hertz und C eine Größe, welche sich gemäß $C = 19,9 + 10(3,1 - \log f)^2$ berechnet.

¹ FLETCHER, H. and W. A. MUNSON: J. acoust. Soc. Amer. 5, 82 (1933). Vgl. auch ein Referat von E. LÜBCKE in der Z. Hochfrequenztechn. 43, 211 (1934).

² JANOVSKY, W.: Z. techn. Physik 12, 611 (1931).

Diese Beziehung gilt zwischen 30 und 4000 Hertz. Die Lautstärke ergibt sich in Phon¹.

Lautstärkeberechnungen zusammengesetzter Schallvorgänge erfordern — neben der Berücksichtigung der in den KINGSBURYSCHEN Kurven festgelegten Werte — auch die Berücksichtigung des Verdeckungseffektes (vgl. S. 186). H. A. FLETCHER und G. A. MUNSON² haben Formeln zur Berechnung der Lautstärke zusammengesetzter Klänge aus den physikalischen Bestimmungsstücken aufgestellt. Die Berechnung ist sehr kompliziert. Es scheint sich aber eine gute Übereinstimmung zwischen berechneten und subjektiv bestimmten Lautstärken zu ergeben³.

Die bisherigen Ausführungen beziehen sich lediglich auf langdauernde Reize, für welche die endliche Einstellzeit des Ohres — man kann diese zu etwa 0,2 Sek. ansetzen — keine Rolle spielt. Die Lautstärkewirkung extrem kurzer Knalle untersuchte U. STEUDEL⁴, er fand, daß für die Lautstärke ein Impuls, und zwar das maximale Druckintegral über eine Zeit von 0,3 ms entscheidend ist. Die Lautstärke eines Knalles wird:

$$L_{\text{Phon}} = 20 \log \left[\frac{1}{P_0} \frac{1}{\tau} \left(\int_{t_0}^{t_0 + \tau} (p - p_0) dt \right)_{\text{max}} \right]$$

$\tau = 3 \cdot 10^{-4}$ sec; die Beziehung gilt für $L > 50$ Phon.

Verändert man die Stärke eines auf das Ohr fallenden Tones, so stellt man fest, daß eine Lautstärkeänderung vom Ohr nur dann empfunden wird, wenn ein bestimmter minimaler Intensitätsunterschied überschritten wird. Zwischen eben merkbarer Lautstärkeänderung δL und Reizänderung δE kann man ein Gesetz aufstellen $\delta L = C \frac{\delta E}{E}$, hierbei ist C eine Größe, die man mit einer gewissen Annäherung zunächst als konstant auffassen kann; die Beziehung ist zuerst von WEBER gegeben worden, man bezeichnet sie als das WEBERSCHE Gesetz. Nimmt man an, daß der eben merkbare Lautstärkeunterschied konstant ist, daß er also insbesondere vom Intensitätsniveau und von der Frequenz nicht abhängt, so kann man schreiben $\delta E/E = \text{const}$; der Quotient des eben merkbaren Reizunterschiedes und der Gesamtreizstärke ist hiernach also eine Konstante. Nimmt man weiterhin (mit FECHNER) an, daß das WEBERSCHE Gesetz nicht nur für die Reizschwelle, sondern ganz allgemein für kleine Reizänderungen gilt, so kann man das Gesetz formulieren:

¹ Betreffs der Definition des Phon vgl. S. 8.

² FLETCHER, H. u. G. A. MUNSON: J. acoust. Soc. Amer. 5, 82 (1933).

³ Für die Berechnung der Lautstärken von Geräuschen aus den in den einzelnen Oktaven des Tonbereichs auftretenden Effektivwerten bzw. Spitzenwerten geben H. THILO und U. STEUDEL Wiss. Veröff. [Siemens-Konzern 14/1, 84 (1935)] Methoden an.

⁴ STEUDEL, U.: Z. Hochfrequenztechn. u. Elektroakustik 41, 116 (1933).

„Gleichen absoluten Zunahmen der Empfindung entsprechen gleiche relative Zunahmen des Reizes bezogen auf den Gesamtreizwert“. Aus Gleichung $\frac{\delta E}{E} = \text{const}$ läßt sich durch Integration die Beziehung aufstellen

$$L = \text{const} \cdot \log E,$$

d. h. also „Die Lautstärke ist dem Logarithmus der Reizstärke proportional.“

Diese als WEBER-FECHNERSches Gesetz bezeichnete Beziehung gibt die tatsächlichen Verhältnisse nur im großen und ganzen wieder, im einzelnen stimmt sie durchaus nicht streng; dies folgt allein schon aus der Tatsache, daß die Größe $\delta E/E$ in Wirklichkeit nicht konstant ist, sondern vom Intensitätsniveau und von der Frequenz merklich abhängt; $\delta E/E$ kann je nach Intensität und Frequenz des auf das Ohr fallenden Reizes — wie wir gleich sehen werden — Werte zwischen 0,4 und 0,1 annehmen.

Wenn man trotz der nur verhältnismäßig grob angenäherten Gültigkeit der logarithmischen Beziehung zwischen Schallreiz und Lautstärke für die Lautstärkeskala eine rein logarithmische Skala verwendet, so hat dies vor allen Dingen den Grund, daß es bei Verwendung einer logarithmischen Unterteilung ohne weiteres möglich ist, den außerordentlich großen in Frage stehenden Intensitätsbereich mit handlichen Zahlen zu erfassen, weiterhin auch denjenigen, daß die Verwendung der dekadischen Logarithmen eine außerordentlich einfache — in sehr vielen Fällen im Kopf durchzuführende — Umrechnung zwischen den physikalischen Bestimmungsstücken eines Schallvorganges und Lautstärken ermöglicht. Für diese Vorteile können gewisse Abweichungen zwischen technisch bemessenen Lautstärken und dem tatsächlichen Lautstärkeindruck in Kauf genommen werden.

Mit den Abweichungen zwischen der empfundenen Lautstärke und der im technischen Maß — in Phon — angegebenen Lautstärke beschäftigten sich B. G. CHURCHER und A. J. KING¹. Es wurden insbesondere auch Versuche darüber angestellt, welche Lautstärkeunterschiede einer Halbierung bzw. einer Viertelung der Lautstärke entsprechen. Auf Grund dieser Messungen wurde eine neue Lautstärkeskala entworfen, deren Zusammenhang mit der Phonskala die folgende Tabelle zeigt:

Phon	0	45	58,5	68,5	80	87,5	91,5	104,5	108	110
Lautstärke nach neuer Skala	0	5	10	20	40	60	80	120	140	168

Messungen über das Verhältnis $\delta E/E$ wurden von VERN O. KNUDSEN² durchgeführt. Abb. 134 zeigt die Unterschiedsschwellen für Töne von 100, 200 und 4000 Hertz. An der Hörschwelle beträgt das Verhältnis $\delta E/E$

¹ CHURCHER, B. G. u. A. J. KING: Nature (Lond.) **131**, 760 (1933). — Vgl. auch B. G. CHURCHER, A. J. KING and H. DAVIES: J. Instr. electr. Engr. **75**, 401 (1934).

² KNUDSEN, VERN O.: Physic. Rev. **21**, 84 (1923).

durchweg rund 0,3, eine Intensitätssteigerung um 30% wird also dort erst eben als Lautstärkeerhöhung empfunden. Bei großen Druckamplituden nähert sich das Verhältnis $\delta E/E$ einem konstanten Grenzwert von etwa 0,1.

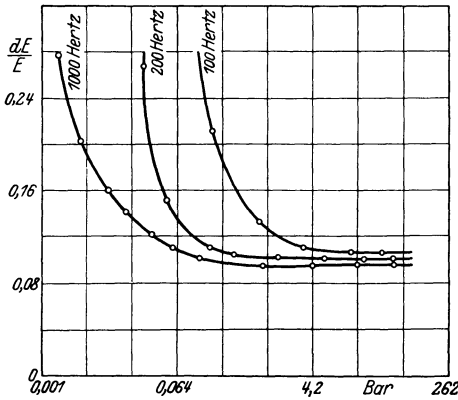


Abb. 134. Verhältnis der eben merkbaren Reizänderung zur Reizstärke bei verschiedenen Frequenzen. (Nach VERN O. KNUDSEN.)

Über die Unterschiedsschwellen für Tonhöhenänderungen führte H. FLETCHER¹ Untersuchungen aus. Die Frequenzabhängigkeit des Tonhöhenunterscheidungsvermögens ist in Abb. 135 wiedergegeben. Rechnet man die in der Abb. 135 enthaltenen relativen Werte auf Frequenzunterschiede in Hertz um, so findet man, daß bei 50 Hertz eine Frequenzänderung von 0,5 Hertz, bei 100 Hertz eine solche von 0,66 Hertz, bei 500 Hertz von 1 Hertz und bei 3000 Hertz von 9 Hertz gerade empfunden werden kann².

Bei gleichzeitigem Auffallen eines lauten und eines leisen Tones auf das Ohr kommt, wenn der Lautstärkeunterschied groß genug ist, nur

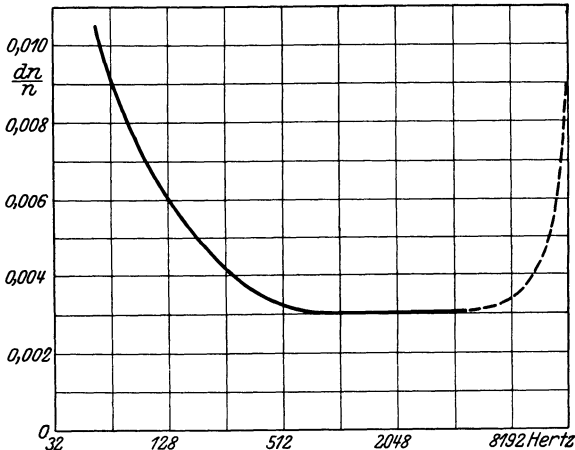


Abb. 135. Verhältnis der eben merkbaren Tonhöhenänderung zur Tonhöhe. (Nach H. FLETCHER.)

der lautere Ton zur Empfindung; der leisere wird nicht gehört, er wird „verdeckt“. Der Verdeckungseffekt wurde von A. M. MAYER³

¹ FLETCHER, H.: J. Franklin Inst. 1923, 295.

² Die Angaben beziehen sich auf Versuche mit unbewaffnetem Ohr, ohne daß Effekte wie Schwebungen o. dgl. zu Hilfe genommen wurden.

³ MAYER, A. M.: Philos. Mag. 11, 500, 1876.

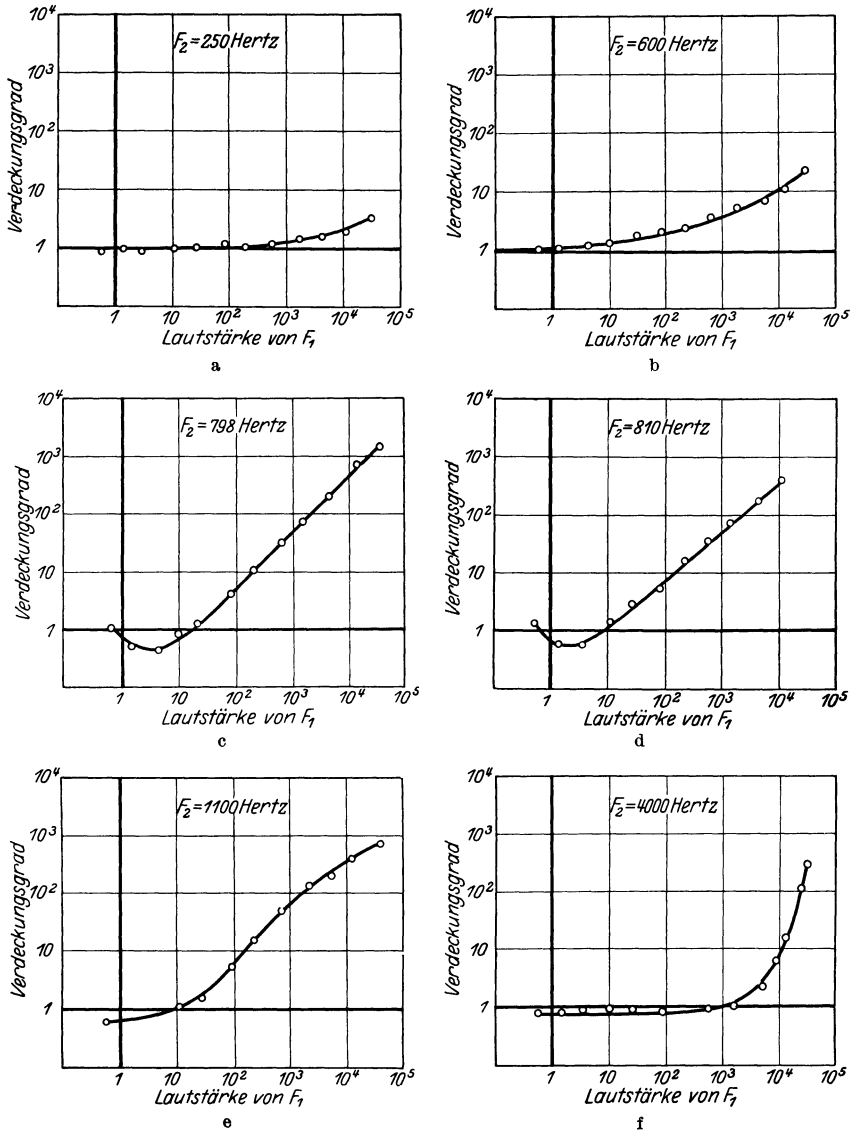


Abb. 136a-f. Der Verdeckungseffekt bei verschiedenen Tonhöhen.
(Nach R. L. WEGEL u. C. E. LANE.)

zuerst bemerkt, von R. L. WEGEL und C. E. LANE¹ wurde er eingehend untersucht.

In Abb. 136 ist der Verdeckungsgrad reiner Töne verschiedener Höhe in Abhängigkeit von der Lautstärke dargestellt, und zwar ist der

¹ WEGEL, R. L. and C. E. LANE: *Physic. Rev.* **23**, 266 (1924).

Verdeckungsgrad in folgender Weise definiert: Es wird angenommen, daß der zu verdeckende Ton F_2 bei alleinigem Vorhandensein gerade eben eine Tonempfindung hervorruft; seine Druckamplitude sei also die dem Schwellenwert zugeordnete Amplitude P_0 . Beim Auffallen eines verdeckenden Tones F_1 wird dann bei entsprechendem Lautstärkeverhältnis der Ton F_2 nicht mehr zu hören sein; die Druckamplitude des Tones F_2 muß jetzt gesteigert werden, bis der Ton wieder neben dem verdeckenden Ton F_1 erscheint. Ist P die Druckamplitude beim Auftauchen des Tones, so wird als Verdeckungsgrad das Verhältnis P/P_0 bezeichnet.

Die in der Abb. 136 dargestellten Zusammenhänge lassen sich etwa folgendermaßen kurz zusammenfassen:

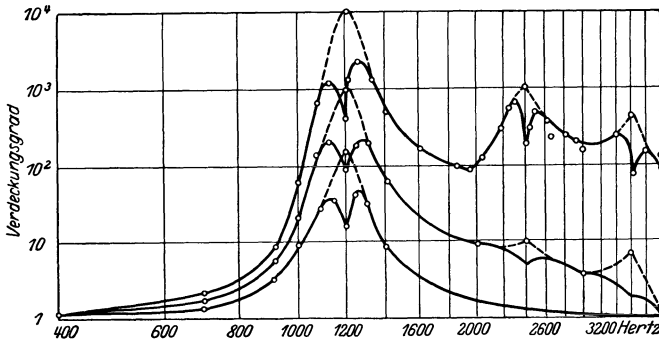


Abb. 137. Frequenzabhängigkeit des Verdeckungseffektes.
(Nach R. L. WEGEL und C. E. LANE.)

Liegt die Tonhöhe des verdeckenden Tones wesentlich höher als diejenige des verdeckten Tones, so bleibt der Verdeckungsgrad auch bei großer Lautstärke des verdeckenden Tones ein kleiner. Der Verdeckungsgrad wächst mit Annäherung der Tonhöhe der beiden Töne. Liegt der verdeckte Ton wesentlich höher als der zu verdeckende, so tritt — allerdings nur bei sehr großen Lautstärken — eine starke Verdeckung ein¹.

Die Abhängigkeit des Verdeckungseffektes von der Frequenz des verdeckten Tones bei festgehaltener Lautstärke des zu verdeckenden Tones ist in Abb. 137 dargestellt. Die unterste Kurve bezieht sich auf eine Druckamplitude des verdeckenden Tones vom 160fachen Wert des Druckes an der Schwelle, die mittlere auf eine solche vom 1000fachen Wert, die oberste vom 10000fachen Wert. Wird die Frequenz des verdeckten Tones derjenigen des anderen Tones (1200 Hertz) angenähert, so sinkt der Verdeckungsgrad, sobald Schwebungen zwischen dem verdeckenden und dem anderen Ton eintreten. Dieser Effekt ist an den Einsattelungen der Kurven deutlich zu erkennen. Eine wichtige Feststellung ist diejenige, daß (bei den höheren Intensitätsniveaus) der Effekt auch für

¹ Ist F_1 nahezu gleich F_2 , so entstehen Schwebungen (vgl. S. 194), der Verdeckungsgrad kann dann kleiner als 1 werden.

Tonhöhen des verdeckten Tones vom doppelten und vom dreifachen Betrag der Tonhöhe des anderen Tones auftritt, es sieht also so aus, als ob der zu verdeckende Ton nicht rein sinusförmig gewesen sei. In Wirklichkeit war dies aber nicht der Fall, beide Töne waren reine Sinustöne. Die Erklärung der Erscheinungen liegt in dem nichtlinearen Arbeiten des Gehörorganes. Die Töne von der doppelten bzw. dreifachen Frequenz kommen durch die nichtlineare Charakteristik des Ohres subjektiv zur Wahrnehmung. Zwischen diesen subjektiven Obertönen und dem Grundton des einen Tones kommen die Schwebungen zustande. Bemerkenswert sei, daß der Verdeckungseffekt im wesentlichen nicht im Zentralorgan — dem Gehirn — sondern in den peripheren Teilen des Gehörorganes zustande kommt; führt man nämlich den verdeckenden Ton dem einen Ohr, den zu verdeckenden dem anderen Ohr zu, so findet man, daß man die Lautstärke des verdeckenden Tones gegenüber der bei einohriger Zuführung erforderlichen Lautstärke außerordentlich steigern muß, um Verdeckung zu erreichen. Der Verdeckungseffekt muß im wesentlichen im inneren Ohr zustande kommen. Es ist ja nach den Beobachtungen erforderlich, daß beim Eintritt des Schalles in das Gehörorgan zuerst die nichtlinearen Effekte und dann erst der Verdeckungseffekt auftritt; der Sitz der nichtlinearen Effekte dürfte aber nach den Untersuchungen von G. v. BÉKÉSY¹ nicht im äußeren Ohr zu suchen sein.

Für die Stärke der im Ohr durch Auftreffen eines physikalischen Reizes ausgelösten Empfindung wichtig sind auch die Ermüdungseffekte. Eine Ermüdung des Ohres bewirkt eine Empfindlichkeitschwächung. Je nach Stärke und Dauer der Vorbeanspruchung kann die Empfindlichkeitsabschwächung für kürzere Zeiten — einige Sekunden — oder auch für längere Zeiten — für mehrere Stunden — anhalten. So tritt beispielsweise nach längerem Aufenthalt in lärmgefüllten Räumen, nach einem Flug von längerer Dauer in einem geräuschstarken Flugzeug, eine zeitlich abklingende Schwerhörigkeit ein. Ein Fall extrem starker und langdauernder durch Lärm hervorgerufener Ermüdung ist dem Verfasser aus dem Krieg in Erinnerung. Nach schwerem Artilleriefeuer war in einer Batterie eine Verständigung während längerer Zeit — während etwa 1 Stunde — nach Abflauen des Feuers nur dann möglich, wenn man sich mit größter Lautstärke unmittelbar in die Ohren rief, die Empfindlichkeitsherabsetzung betrug hier sicher mehr als 70 Phon.

Über die Ermüdungseffekte am Gehörorgan stellte G. v. BÉKÉSY² eingehende Versuche an. Ermüdet man das eine Ohr zunächst längere Zeit durch einen Dauerton und führt man dann diesem Ohr einen Ton von der Höhe des Ermüdungstones und dem anderen Ohr einen Vergleichston einstellbarer Höhe wechselweise zu und gleicht man beide Töne jeweils auf gleiche Lautstärke ab, so findet man, daß die Kurven

¹ BÉKÉSY, G. v.: Ann. Phys. (5) 20, 809 (1934).

² BÉKÉSY, G. v.: Physik. Z. 30, 115 (1929).

gleicher Lautstärke bei Annäherung an das Tongebiet der Ermüdung stark ansteigen. An der Ermüdungsstelle durchlaufen die Werte gleicher Lautstärke eine Art von Resonanzkurve. Die Verhältnisse sind so zu deuten, daß durch einen Ermüdungston die Basilarmembran nicht an einer einzigen diskreten Stelle überbeansprucht wird, sondern daß auch diejenigen Stellen, welche dem Ermüdungston naheliegenden Tönen zugeordnet sind, mit einer mit wachsendem Frequenzabstand abnehmenden Stärke in Mitleidenschaft gezogen werden. Bemerkte sei noch, daß bei der Aufnahme der Ermüdungskurven die Einwirkung des 800 Hertz-Ermüdungstones 2 Minuten lang stattgefunden hatte, eine derartige Ermüdung braucht etwa 10—15 Minuten um abzuklingen.

Von G. v. BÉKÉSY wurde auch die Frage untersucht, wie lange es dauert, bis im Ohr der dem stationären Zustand entsprechende Lautstärkeindruck zustande kommt. Für einen Ton mittlerer Stärke (Druckamplitude 10 Dyn/cm²) vergehen etwa 0,2 Sek., bei größerer Stärke ist die Zeit kürzer (bis etwa 0,12 Sek.), bei geringen Stärken an der Nähe der Schwelle kann die benötigte Zeit sehr groß werden (bis zu etwa 0,5 Sek.). Bei der Konstruktion objektiv anzeigender Lautstärkemeßgeräte muß diese Einstellzeit des Ohres berücksichtigt werden, und zwar gibt man vorteilhaft der Einstellzeit des Strommessers am Ausgang des Verstärkers eine Einstellzeit, die derjenigen des Ohres bei mittleren Lautstärken etwa entspricht (vgl. S. 9).

Beim beidohrigen Hören kann die Richtung, aus welcher der Schall herkommt, lokalisiert werden. Dieser Richtungssinn des Gehörorganes ist ein ziemlich scharfer; wird nämlich eine Schallquelle, die anfangs genau in der Medianebene des Kopfes stand, aus dieser Richtung in eine nur um eine etwa 3° abweichende Richtung gebracht, so empfindet das Ohr bereits den Richtungswechsel.

Drei Möglichkeiten scheinen zunächst vorzuliegen, das Auftreten des Richtungseffektes auf physiologische Erscheinungen zurückzuführen:

1. Der Richtungssinn kann durch die Verschiedenheit der Intensität an beiden Ohren, wie diese insbesondere bei hohen Frequenzen durch die Schattenwirkung des Kopfes¹ bedingt ist, zustande kommen.
2. Der Richtungseindruck kann auf den verschiedenen Schwingungsphasen der an den beiden Ohren einwirkenden Erregungen beruhen.
3. Die absolute Zeitdifferenz zwischen dem Eintreffen des Reizes am einen Ohr und dem Eintreffen des Reizes am anderen Ohr kann der für das Zustandekommen des Richtungseindruckes maßgebliche Faktor sein.

¹ Über die Schattenwirkung des Kopfes vgl. S. 174. Daß bei einohrigem Hören eine Richtungsabhängigkeit durch die Schattenwirkung des Kopfes zustande kommt, ist bereits dort diskutiert worden.

Zu der ersten Möglichkeit ist zu bemerken:

Die Schattenwirkung des Kopfes wird mit zunehmender Frequenz größer; der binaurale Richtungseffekt müßte also bei hohen Frequenzen besonders gut und bei tiefen besonders schlecht sein, eine Forderung, die mit der Erfahrung durchaus nicht im Einklang steht; tiefe Töne werden leichter lokalisiert als hohe. Auch sprechen gegen die Deutung des Binauraleffektes als Intensitätseffekt die Ergebnisse von Versuchen, welche mit zwei im Ohrabstand aufgestellten und über getrennte Leistungen mit je einem Ohrtelefon verbundenen Mikrofonen vorgenommen wurden: der Richtungseindruck ist im wesentlichen unabhängig von Änderungen der relativen Stromstärke der beiden Telefone. Beim Binauralhören kann der Intensitätseffekt keine grundlegende, sondern wohl höchstens — und zwar bei hohen Frequenzen — eine ergänzende Funktion haben.

Die zweite Möglichkeit — die Deutung des Richtungssinnes als reinen Phaseneffekt — führt ebenfalls auf Widersprüche mit der Erfahrung: Die Annahme, daß einer bestimmten Seitenrichtung ein bestimmter Phasenunterschied der Schwingungen im linken und im rechten Ohr zugeordnet ist, würde bedeuten, daß bei einem Höherrücken des Tones der Schalleindruck mehr nach der Mitte hin abwandert. Auch läßt sich mit der Phasentheorie die Beobachtung nicht vereinen, daß Geräusche, ja sogar sehr kurze Schallimpulse, weit besser zu lokalisieren sind als rein periodische Vorgänge mit über längere Zeit konstanten Phasenverhältnissen.

Die Beobachtungen an Geräuschen und Impulsen sind die stärkste Stütze der dritten Theorie, der Zeitdifferenztheorie von E. M. v. HORNOSTEL und M. WERTHEIMER¹:

Die Richtungsempfindlichkeit beim Binauralhören beruht auf der zeitlichen Differenz des Auftreffens der Erregungen auf das rechte bzw. das linke Ohr, die bei schrägem Schalleinfall vorhanden ist. Befindet sich die Schallquelle in der Medianebene, so wird die Zeitdifferenz zu Null, man empfindet den Mitteneindruck. Rückt die Schallquelle nach der Seite hin ab, so wächst — mit dem Sinus des Winkels zwischen Schallquellenrichtung und Mittelachse — die Zeitdifferenz, der Schalleindruck rückt entsprechend nach der Seite hin ab².

Dem eben merkbaren Seiteneindruck entspricht eine Zeitdifferenz von etwa 3×10^{-5} Sek., der Richtung 90° seitlich ist die Zeitdifferenz von 63×10^{-5} Sek. zugeordnet. Ein scharfer Richtungseindruck kommt nur für Zeitdifferenzen zustande, die zwischen diesen beiden Werten liegen. Wird die Zeitdifferenz größer als etwa 63×10^{-5} Sek., so wird

¹ HORNOSTEL, E. M. v. u. M. WERTHEIMER: Berl. Ber. 1920, Nr 20, 388.

² Die Schärfe des Richtungseindrucks ist von der Art des beobachteten Schalls abhängig. Vgl. hierüber eine Untersuchung von M. REICH u. H. BEHRENS: Z. techn. Physik 14, 1 (1933).

der Schalleindruck verschwommen, der eigentliche, ungemein plastische Binauraleffekt geht verloren, man spricht dann von einem Schalleindruck im „Überwinkelgebiet“. Bei Zeitdifferenzen oberhalb 120×10^{-5} Sek. tritt kein Verschmelzen des rechts und des links empfundenen Schallimpulses mehr ein, man hört den Schall dann deutlich zeitlich getrennt.

Zwischen der Zeitdifferenz und dem Richtungseindruck läßt sich eine Beziehung aufstellen $\Delta t = k \sin \varphi$, hierbei kann k mit gewisser Annäherung¹ als konstant angenommen werden. Rechnet man die Zeitdifferenzen gemäß der Beziehung $\Delta s = c \cdot \Delta t$ (c Schallgeschwindigkeit) in Laufstreckendifferenzen um, so findet man, daß der eben merklichen Zeitdifferenz ein Laufstreckenunterschied von etwa 1 cm entspricht, der 90°-Seiteneindruck kommt dann bei einem Laufstreckenunterschied von etwa 21 cm zustande².

Der binaurale Richtungseffekt kann durch technische Hilfsmittel weitgehend verschärft werden, so ist es z. B. möglich, durch zwei Mikrophone sich eine vergrößerte Ohrbasis zu schaffen. Bei schrägem Schalleinfall wird der Winkel, aus dem der Schall herzurühren scheint, dann entsprechend dem Verhältnis Länge der künstlichen Basis zum Ohrabstand größer als bei Beobachtung mit dem unbewaffneten Ohr. Praktisch verwendet wird der Binauraleffekt mit vergrößerter Basis vor allen Dingen bei der Richtungsbestimmung von Flugzeugschall; man verwendet zur Schallaufnahme hierbei meist schallverstärkende Trichter. Auf einem drehbaren Arm ist ein Trichterpaar angeordnet, der Schall des einen Trichters wird durch einen Hörschlauch dem linken, der des anderen dem rechten Ohr zugeführt. Das Trichterpaar wird dann soweit gedreht, bis der binaurale Mitteneindruck entsteht. Bei entsprechender Basislänge kann die Schallrichtung sehr genau bestimmt werden³.

Beim binauralen Abhören von Musikübertragungen erhält man einen eigenartig plastischen Eindruck, und zwar tritt diese plastische Wirkung auch dann auf, wenn zur Aufnahme nicht nur zwei — in geeignetem Abstand angebrachte und durch getrennte Leitungen mit je einem Ohrtelefon — verbundene Mikrophone verwendet werden, sondern wenn eine Vielzahl räumlich verteilter Mikrophone, die in zwei Gruppen

¹ Die Werte sind individuell etwas verschieden. Eine neuere Arbeit von G. v. BÉKÉSY zeigt, daß die Annahme der Konstanz von k nicht voll gerechtfertigt ist, k ist individuell verschieden und hängt auch etwas von der Intensität des auffallenden Schalles ab. Vgl. G. v. BÉKÉSY: Physik. Z. **30**, 721 (1929).

² Der hier auftretende Längenwert von 21 cm hat keine unmittelbare anatomisch-geometrische Bedeutung, er ist insbesondere nicht identisch mit dem tatsächlichen Ohrenabstand. Es spricht gegen eine anatomisch-geometrische Deutung insbesondere auch die obenstehende Beobachtung von G. v. BÉKÉSY.

³ Über Schallhorchgeräte vgl. E. WAETZMANN: Z. techn. Physik **2**, 191 (1921) und H. HECHT u. F. A. FISCHER: Anwendungen der Schallausbreitung in freien Medien. Handbuch der technischen Akustik, Bd. 1, S. 355 (Handbuch der experimentellen Physik, Bd. 17, S. 2. 1934).

je einem Ohr zugeordnet sind, eingesetzt wird¹. Eine eigentliche völlig scharfe Richtungsempfindung kommt bei einer Vielzahl von Mikrofonen naturgemäß nicht zustande; trotzdem hat man aber beim Abhören einen plastischen Eindruck und es scheint auch die Klangfülle gegenüber nichtbinauralem Abhören mit einem Mikrofon oder Abhören mit nur einer Mikrophongruppe gesteigert. Im einzelnen ist das Zustandekommen des Effektes noch nicht geklärt.

Eine Steigerung der Klangfülle bringt auch der sog. Ultraphoneneffekt² mit sich. Schaltet man in die Tonrille einer Grammophonniederschrift in gewissem Abstand voneinander zwei Wiedergabeapparaturen ein, so daß also die Niederschrift mit einem gewissen kleinen Zeitabstand doppelt abgespielt wird, so beobachtet man subjektiv ein Anwachsen der Klangfülle. Es ist hierbei nicht nötig, die beiden Wiedergaben getrennt nur je einem Ohr zuzuführen, der Ultraphoneneffekt tritt auch auf, wenn die beiden Wiedergaben vor dem Abhören im Schallfeld durchmischt werden. F. AIGNER und M. J. O. STRUTT³ untersuchten kürzlich einen ähnlichen Effekt: Bei der Wiedergabe von Musik in Innenräumen über zwei örtlich getrennte Lautsprecher tritt dann ein Zuwachs der Klangfülle auf, wenn die beiden Lautsprecher infolge verschiedener Frequenzkurve verschiedene Klangfarbe aufweisen. Schaltet man abwechselnd einen einzelnen, den ganzen Wiedergabebereich umfassenden Lautsprecher und die beiden, je nur einen Teil des Frequenzbandes abstrahlenden Lautsprecher ein, so kann man mit einem Hörvergleichslautstärkenmesser (vgl. S. 8) die subjektiv empfundenen Lautstärken bei der Darbietung durch einen Lautsprecher bzw. durch das Lautsprecherpaar messen. Es zeigte sich bei den Versuchen, daß bei Verwendung des Lautsprecherpaares ein Lautstärkezuwachs von 10—12 Phon eintrat; nach dem physikalischen Leistungszuwachs (die Leistungssumme des Lautsprecherpaares war das doppelte der Leistung des Einzellautsprechers) wäre nur ein Lautstärkezuwachs von etwa 3 Phon zu erwarten gewesen.

Bemerkt sei, daß eine über das nach dem Leistungszuwachs zu erwartende Maß hinausgehende Lautstärkeerhöhung auch bei Grammophonarbeiten auftrat, bei denen zwei in gewissem kleinen Abstand voneinander in die Rille eingesetzte Tonabnehmer verschiedener Klangfarbe verwendet wurden, die Tonabnehmer steuerten gemeinsam einen Lautsprecherverstärker.

¹ STEIDLE, H. C.: Elektr. Nachr.-Techn. **2**, 309 (1925). — Vgl. auch E. MEYER: Elektr. Nachr.-Techn. **4**, 137 (1927) und E. H. HOLLMANN: Elektr. Nachr.-Techn. **4**, 180 (1927).

² Über den Ultraphoneneffekt von H. J. KÜCHENMEISTER vgl. A. LION: Z. VDI **70**, 33 (1926).

³ AIGNER, F. u. M. J. O. STRUTT: Z. techn. Physik **15**, 355 (1933). — LÜBCKE, E.: Z. techn. Physik **16**, 77 (1935) kommt in einer neueren Arbeit zu etwas anderen Resultaten.

Für das Zustandekommen des Effektes scheint nach F. AIGNER und M. J. O. STRUTT eine gewisse Trägheit des Gehörs maßgebend zu sein; ein aufgefangener Schalleindruck scheint eine kurze Zeit vom Ohr festgehalten zu werden, ein kurz darauf aufgenommener zweiter Eindruck verstärkt den ersten, wobei dann wohl für derartige, durch ganz kurze Zeiten getrennte Eindrücke die Lautstärkeaddition nicht entsprechend dem Leistungsadditionsgesetz erfolgt.

Treffen auf das Ohr zwei Töne, deren Frequenz sich nur wenig unterscheidet, so kann es zur Wahrnehmung nur eines einzelnen Tones kommen, und zwar scheint die Höhe dieses Tones zwischen den Tonhöhen der beiden objektiv im Schallfeld allein vorhandenen Töne zu liegen; die Stärke des Tones schwankt mit einer der Frequenzdifferenz der beiden Töne entsprechenden Periode: das Gehör empfindet „Schwebungen“.

Beim Schwebungseffekt hat man zu unterscheiden zwischen im Schallfeld objektiv nachweisbaren Schwebungen und den Schwebungen, welche das Ohr subjektiv empfindet. Es ist zunächst durchaus nicht ohne weiteres verständlich, daß das Ohr objektiv vorhandene Schwebungen als einen Ton bestimmter Höhe und wechselnder Stärke wahrnehmen kann. Die auf das Ohr fallenden Töne seien $p_1 = p \cdot \sin 2\pi n_1 t$ und $p_2 = p \cdot \sin 2\pi n_2 t$, es sei also — zur Vereinfachung — angenommen, daß die Töne gleiche Amplitude besitzen. Der durch Superposition beider Töne entstehende Schallvorgang wird dann $P = p_1 + p_2 = p (\sin 2\pi n_1 t + \sin 2\pi n_2 t) = 2p \cos 2\pi \frac{n_1 - n_2}{2} t \cdot \sin 2\pi \frac{n_1 + n_2}{2} t$. Man kann die zusammengesetzte Schwingung also darstellen als einen Sinuston von der mittleren Höhe der beiden Primärtöne, dessen Amplitude entsprechend $\cos 2\pi \frac{n_1 - n_2}{2} t$ mit der Zeit veränderlich ist, dessen Amplitude also mit der Periode $n_1 - n_2$ zu Null wird. Es muß aber ausdrücklich darauf hingewiesen werden, daß die Ansicht, im Schallfeld träte wirklich ein reiner Ton von der Frequenz $\frac{n_1 + n_2}{2}$ auf, falsch ist. Die Frequenz ist als der reziproke Wert des Zeitabstandes zwischen zwei Durchgängen durch die Ruhelage definiert, dieser Abstand ist aber während des Ablaufes einer Schwebungsfunktion durchaus nicht konstant. An den Stellen $\arccos 2\pi \frac{n_1 - n_2}{2} \cdot t = \frac{m \cdot \pi}{2}$ $m = 1, 3, 5, \dots$ ändert die Amplitude ihr Vorzeichen, es tritt also in der Schwingung eine Unstetigkeit, ein Phasensprung, auf. Je nach dem Frequenzverhältnis der beiden Ausgangstöne tritt an diesen Stellen ein von den übrigen Teilen der Schwebung stark verschiedener Abstand der beiden Durchgänge durch die Ruhelage auf (Abb. 138). Die Frequenz der zusammengesetzten Schwingung ist also durchaus keine konstante Größe. Würde das Ohr mit einem System von sehr scharf abgestimmten, nur auf einen einzigen Ton ansprechenden Resonatoren ausgerüstet sein, so könnte es nach dem vorstehenden die

objektiv vorhandene Schwebung subjektiv nicht hören, es würden ja dann lediglich die beiden den betreffenden Primärtönen zugeordneten Resonatoren — und zwar kontinuierlich — ansprechen, die beiden Primärtöne würden getrennt zur Wahrnehmung kommen. In Wirklichkeit sind die Ohrresonatoren aber nicht extrem scharf abgestimmt, sie weisen — worauf wir schon bei der Diskussion des Verdeckungseffektes hinwiesen — eine nicht unbeträchtliche Dämpfung auf. Beim Auffallen eines Tones spricht ein verhältnismäßig breiter Teil der Basilmembran an. Beim Auffallen zweier nicht zu weit auseinanderliegender Töne überdecken sich die Ansprechbereiche der Basilmembran. In dem Überdeckungsbereich entsteht von neuem eine schwebende Schwingung.

Über die Grenzen, innerhalb deren das Ohr Schwebungen empfinden kann, sind folgende Angaben zu machen:

Nach Lord RAYLEIGH können Schwe-



Abb. 138. Phasensprung bei Schwebungen.

bungen noch mit einer Dauer von 24 Sek. (also einem $n_1 - n_2 = 1/24$ Hertz) gehört werden. F. LINDIG¹ gibt sogar eine Schwebungsdauer von 80 bis 90 Sek. als noch wahrnehmbar an. Die obere Grenze der Hörbarkeit von Schwebungen liegt nach H. v. HELMHOLTZ bei etwa 132 Schwebungen in der Sekunde, nach C. STUMPF liegt die obere Grenze wesentlich höher, bei etwa 400 Schwebungen pro Sekunde.

Bei langsamen Schwebungen hört man deutlich das An- und Abschwellen des Tones, bei schnellen Schwebungen hat man den Eindruck eines rollenden oder rasselnden Tones, bei sehr schnellen Schwebungen wird eine Rauigkeit des Tones beobachtet.

Die Angaben über die Tonhöhe der subjektiv empfundenen Schwebung gehen ziemlich auseinander. Liegen die beiden Primärtöne sehr dicht beieinander, so wird meist ein bestimmter, zwischen den beiden Tönen liegender, als „Mittelton“ oder als „Zwischenton“ bezeichneter Ton empfunden².

Bemerkt sei noch, daß es mit der Methode des „schwebenden Hilfstones“³ möglich ist, schwache Partialtöne, die man sonst subjektiv nicht heraushört, in einem Klang nachzuweisen. Man sucht den Klang mit einem Ton veränderlicher Höhe ab, das Überstreichen eines Partialtones macht sich durch Auftreten von Schwebungen bemerkbar. Als ein Maß für die Amplitude des zu untersuchenden Partialtones kann diejenige Druckamplitude des Hilfstones benutzt werden, bei welcher die Schwebungen am deutlichsten in Erscheinung treten.

¹ LINDIG, F.: Ann. Physik 10, 242 (1903). — HELMHOLTZ, H. v.: Die Lehre von den Tonempfindungen, 6. Aufl., S. 289. Braunschweig 1933.

² STUMPF, C.: Tonpsychologie, Bd. 2, S. 474. Leipzig 1890.

³ Vgl. K. L. SCHAEFER: Untersuchungsmethodik der akustischen Funktionen des Ohres. TIGERSTEDTS Handbuch der physiologischen Methode, Bd. 3, S. 386.

Die Schwebungserscheinungen sind grundlegend wichtig für die Frage der „Konsonanz“ und „Dissonanz“ von Klängen. Fallen auf das Ohr zwei Klänge, welche aus einer Anzahl von Partialtönen zusammengesetzt sind, so können bei entsprechendem Frequenzabstand der beiden Grundtöne Schwebungen zwischen höheren Partialtönen der beiden Klänge hörbar werden¹. Von dem Grade der durch derartige Schwebungen hervorgerufenen Rauigkeit eines Zusammenklanges hängt nach H. v. HELMHOLTZ² die Stärke der Dissonanz ab. Umgekehrt sind Akkorde um so weniger dissonant, je mehr und je kräftigere — oder auch, da gewöhnlicherweise die Stärke der einzelnen Teiltöne eines Klanges mit wachsender Ordnungszahl geringer wird —, je tiefere Teiltöne übereinstimmen. Konsonanz ist nach HELMHOLTZ durch das Fehlen von Schwebungen charakterisiert; ein konsonanter Zusammenklang wird als ungestörter gleichmäßiger Abfluß empfunden, während Dissonanz eine diskontinuierliche Empfindung auslöst.

Klassifiziert man — mit HELMHOLTZ — die verschiedenen musikalischen Intervalle, so kommt man zu folgender Einteilung:

„Absolute Konsonanz“ besitzen (abgesehen von dem selbstverständlichen Fall des Einklanges) Klänge, deren Grundtöne im Oktavenverhältnis (1 : 2) oder in der Duodezime (1 : 3) stehen.

„Vollkommen konsonante Intervalle“ sind die Quinte (2 : 3) und die Quarte (3 : 4).

Von „mittlerer Konsonanz“ sind die große Sexte (3 : 5) und die große Terz (4 : 5).

„Unvollkommene Konsonanz“ zeigen die kleine Terz (5 : 6) und die kleine Sexte (5 : 8).

Die Definition der Begriffe Konsonanz und Dissonanz ist nach HELMHOLTZ durch eine Negation: durch das Nichtauftreten von Schwebungen, also durch das Fehlen von Rauigkeiten, gegeben. Eine wichtige Ergänzung zu diesen Anschauungen ist eine Arbeit von C. STUMPF³; er bezweifelt zwar durchaus nicht, daß der Rauigkeitsgrad von großer Bedeutung für den Grad des Wohlklanges eines Zusammenklanges ist, glaubt aber, daß das Wesen der Konsonanz durch das Fehlen der Rauigkeit nicht erschöpfend gekennzeichnet ist. C. STUMPF ist der Ansicht, daß man der Konsonanz auch einen positiven Empfindungsinhalt zurechnen kann. Er wählt als Eckstein seiner Theorie den Begriff der

¹ Die Schwebungen können auch durch Zusammenwirkung von Partialtönen mit Kombinationstönen hervorgerufen werden; da im allgemeinen die Kombinationstöne schwächer sind als die objektiv vorhandenen Partialtöne, kommt dieser Effekt aber nur in speziellen Fällen, in denen die objektiven Partialtöne schwach sind, zustande.

² HELMHOLTZ, H. v.: Die Lehre von den Tonempfindungen, 6. Aufl., S. 320. Braunschweig 1913.

³ STUMPF, C.: Beiträge zur Akustik und Musikwissenschaft, H. 1. Konsonanz und Dissonanz, S. 35. Leipzig 1898.

„Verschmelzung“; über die Verschmelzung sei aus seiner Arbeit wörtlich folgendes zitiert:

„Der Zusammenklang zweier Töne nähert sich bald mehr, bald weniger dem Eindruck eines Tones, und es zeigt sich, daß dies um so mehr der Fall ist, je konsonanter das Intervall ist. Auch dann, wenn wir die Töne als zwei erkennen und auseinanderhalten, bilden sie so doch ein Ganzes in der Empfindung, und dieses Ganze erscheint uns bald mehr, bald weniger einheitlich. Wir finden diese Eigenschaft bei einfachen Tönen ebenso wie bei Klängen mit Obertönen. Daß die Oktave dem wirklichen Unisono ähnlich klingt, auch wenn wir deutlich zwei Töne darin unterscheiden können, ist alle Zeit anerkannt worden, obschon es nichts weniger als selbstverständlich, sondern eine höchst merkwürdige Tatsache ist. Dieselbe Eigenschaft kehrt aber in abgeschwächter Weise auch bei Quinten und Quartan, ja bei Terzen und Sexten wieder.“

Es ist also ein Zusammenklang als um so konsonanter zu bezeichnen, je größer die Verschmelzungsstufe ist. Versuche, welche an (unmusikalischen) Versuchspersonen durchgeführt wurden, zeigen, daß man tatsächlich eine Verschmelzung von Tönen beobachten kann. Gibt man zwei Töne gleichzeitig an, so werden diese unter Umständen als ein einziger Ton empfunden; als Maß für die Verschmelzungsstufe kann man die relative Zahl der an einer großen Anzahl musikalisch ungeschulter Personen vorkommenden Fehlurteile benutzen. Die Versuche von C. STUMPF zeigen, daß die Zahl der Fehlurteile mit abnehmendem Konsonanzgrad — in der HELMHOLTZschen Ausdrucksweise — abnimmt. Die STUMPFsche Theorie ist als Ergänzung der HELMHOLTZschen Theorie anzusprechen; sie ist wertvoll besonders für die Charakterisierung der Tonempfindung bei Zusammenklängen mit sehr großen Intervallen, für diese versagt die HELMHOLTZsche Theorie.

Auch die Obertöne eines Einzelklanges können untereinander Schwebungen hervorrufen. Nach H. v. HELMHOLTZ¹ ist die Stärke derartiger Schwebungen und damit also der Grad der Diskontinuität des Klangablaufes von entscheidender Bedeutung für die Annehmlichkeit oder Unannehmlichkeit eines musikalischen Einzelklanges. Die bei Darbietung bestimmter physikalischer Klangfarben im Ohr ausgelösten subjektiven Empfindungen sind ganz wesentlich durch Schwebungseffekte bedingt; es ergibt sich dies anschaulich aus den von HELMHOLTZ aufgestellten Sätzen über subjektive Klangempfindung und physikalische Teiltonzusammensetzung, und zwar ganz besonders aus den in nachstehender Zusammenstellung² unter 4. genannten Beobachtungen:

¹ HELMHOLTZ, H. v.: Die Lehre von den Tonempfindungen, 6. Aufl., S. 336. Braunschweig 1913.

² Nach H. v. HELMHOLTZ: a. a. O., S. 192.

„1. Einfache Töne, wie die der Stimmgabel mit Resonanzröhren, der weiten gedackten Orgelpfeifen klingen sehr weich und angenehm, ohne alle Rauigkeit, aber unkräftig und in der Tiefe dumpf.

2. Klänge, welche von einer Reihe ihrer niederen Obertöne bis etwa zum 6. hinauf, in mäßiger Stärke begleitet sind, sind klangvoller, musikalischer, sie haben, mit den einfachen Tönen verglichen, etwas reicheres und prächtigeres, sind aber vollkommen wohl lautend und weich, solange die höheren Obertöne fehlen. Hierher gehören die Klänge des Klaviers, der offenen Orgelpfeifen, die weicheren Pianotöne der menschlichen Stimme und des Hornes, welche letzteren den Übergang zu den Klängen mit hohen Obertönen bilden, während die Flöten und schwach angeblasenen Flötenregister der Orgel sich den einfachen Tönen nähern.

3. Wenn nur die ungeradzahligen Obertöne da sind, wie bei den engen gedackten Orgelpfeifen, den in der Mitte angeschlagenen Klaviersaiten und der Klarinette, so bekommt der Klang einen hohlen oder bei einer größeren Zahl von Obertönen einen näselnden Charakter. Wenn der Grundton an Stärke überwiegt, ist der Klang voll; leer dagegen, wenn jener an Stärke den Obertönen nicht hinreichend überlegen ist. So ist der Klang weiter offener Orgelpfeifen voller als der von engeren, der Klang der Saiten voller, wenn sie mit den Hämmern des Pianoforte angeschlagen werden, als wenn es mit einem Stöckchen geschieht oder wenn sie mit den Fingern gerissen werden, der Ton von Zungenpfeifen mit passendem Ansatz voller als von solchen ohne Ansatzrohr.

4. Wenn die höheren Obertöne jenseits des 6. oder 7. sehr deutlich sind, wird der Klang scharf und rau. Den Grund davon werden wir später in den Dissonanzen nachweisen, welche die höheren Obertöne miteinander bilden. Der Grad der Schärfe kann verschieden sein; bei geringerer Stärke beeinträchtigen die hohen Obertöne die musikalische Brauchbarkeit nicht wesentlich, sind im Gegenteil günstig für die Charakteristik und Ausdrucksfähigkeit der Musik. Von dieser Art sind besonders wichtig die Klänge der Streichinstrumente, ferner die meisten Zungenpfeifen, Oboe, Fagott, Physharmonika, menschliche Stimme. Die rauheren, schmetternden Klänge der Blechinstrumente sind außerordentlich durchdringend und machen deshalb mehr den Eindruck großer Kraft als ähnliche Klänge weicherer Klangfarbe. Sie sind deshalb für sich allein wenig geeignet zur künstlerischen Musik, aber von großer Wirkung im Orchester. In welcher Weise die hohen dissonierenden Obertöne den Klang durchdringender machen können wird sich später ergeben.“

Die Schwebungserscheinungen sind von großer Bedeutung weiterhin für die Frage der genauen Stimmung der einzelnen Instrumente eines Orchesters oder der verschiedenen Register einer Orgel. Geringe Verschiedenheiten der Tongebung können bereits stark störende Rauig-

keiten ergeben¹. Sehr störend machen sich häufig Schwebungen bei Chorgesang bemerkbar².

Die Fragen der Konsonanz und der Dissonanz wurden vorstehend nur für den Fall gleichzeitiger Einwirkung von Klängen behandelt. Da Schwebungen nur bei gleichzeitigem Auffall von Tönen entstehen können, kann der Schwebungseffekt zur Erklärung der Konsonanz oder Dissonanz einer Melodiefolge unmittelbar nicht herangezogen werden. Zur Beleuchtung dieser Frage zieht H. v. HELMHOLTZ einen neuen Begriff, den der Tonverwandtschaft heran, der Grad der Verwandtschaft zweier Töne wird ähnlich dem Grad der Konsonanz definiert³.

Beim Auffallen zweier Töne auf das Ohr hört man unter gewissen Umständen neue, im Schallfeld gar nicht vorhandene Töne, die „Kombinationstöne“. Die Frequenz der Kombinationstöne bestimmt sich aus den Frequenzen p und q der beiden Primärtöne nach dem Bildungsgesetz $f_k = mp \pm nq$, m und n durchlaufen die ganzen Zahlen 0, 1, 2, 3, Besonders stark ist im allgemeinen der Kombinationston von der Frequenz $p - q$, der sog. erste Differenzton. Das Auftreten des Differenztones wurde 1740 zuerst beobachtet von dem deutschen Organisten G. A. SORGE⁴; er hörte beim Anschlag der reinen Quinte $c_2 g_2$ auch den Ton c_1 . Die „Summationstöne“ ($mp + nq$) wurden von H. v. HELMHOLTZ⁵ entdeckt. Im allgemeinen treten nur

¹ Beim Zusammenwirken von an sich etwas verstimmtten Schallquellen kann sich allerdings ein Effekt günstig auswirken: bei genügend enger akustischer Koppelung der beiden Schallquellen tritt — wenn der Frequenzabstand klein genug ist — ein Mitziehen der einen Schallquelle durch die andere auf. Speziell bei Orgelpfeifen dürften Zieherscheinungen auftreten, exakte Untersuchungen hierüber liegen allerdings noch nicht vor. Die Schwierigkeiten, mit elektrischen Instrumenten mehrstimmig zu spielen, dürften zum Teil an dem völligen Fehlen einer akustischen oder sonstigen Koppelung der verschiedenen Einzelinstrumente liegen; an die relative Frequenzkonstanz der Einzelinstrumente werden sehr hohe Anforderungen gestellt. (Anmerkung bei der Korrektur: Über Mitzieheffekte an Orgelpfeifen wurde inzwischen eine ausführliche Untersuchung von H. SEIBERTH veröffentlicht.)

² WAETZMANN, E.: Die Resonanztheorie des Hörens, S. 99. Braunschweig 1912.

³ HELMHOLTZ, H. v.: Die Lehre von den Tonempfindungen, 6. Aufl., S. 423. Braunschweig 1913.

⁴ G. A. SORGE war als Organist in Lobenstein in Thüringen tätig. Die Kombinationstöne erörterte er in einem 1745—47 herausgebrachten Werk: „Vorgemach der musikalischen Komposition oder ausführliche, ordentliche und vor heutige Praxis hinlängliche Anweisung zum Generalbaß, durch welche ein Studiosus musices zu einer gründlichen Erkenntnis aller in der Komposition und Klavier vorkommenden kon- und dissonierenden Grundsätze und wie mit denselben Natur-, Gehör- und Kunstmäßig umzugehen.“ In manchen Angaben in der Literatur wird fälschlich G. TARTINI als der Entdecker der Kombinationstöne bezeichnet. Das Buch von G. TARTINI: Trattato di musica secondo la vera scienza dell'armonia erschien aber erst 1754. — Vgl. zu diesen Fragen eine historisch kritische Abhandlung von F. SORGE: Z. techn. Physik 13, 223 (1932).

⁵ HELMHOLTZ, H. v.: Die Lehre von den Tonempfindungen, 6. Aufl., S. 254. Braunschweig 1913.

die Kombinationstöne niederer Ordnungszahl mit nennenswerter Stärke¹ auf.

Ausdrücklich darauf hingewiesen sei noch, daß das Bildungsgesetz $f_k = mp \pm nq$ auch dann gilt, wenn m oder $n = 0$ gesetzt wird, die Kombinationstöne der Reihe m oder $n = 0$ sind harmonische Obertöne des einen oder des anderen Primärtones, f_k wird dann also gleich $2p, 3p, 4p$ — bzw. $2q, 3q, 4q$. . .

H. v. HELMHOLTZ hat eine Theorie der Kombinationstöne aufgestellt, die in ihren wesentlichen Teilen auch heute noch als das Fundament unserer Vorstellungen über Kombinationstöne bezeichnet werden muß. HELMHOLTZ erklärt das Auftreten der Kombinationstöne durch die nichtlinearen Eigenschaften des Gehörorganes, und zwar kann als nichtlinear arbeitendes System nach HELMHOLTZ das Trommelfell — dieses ist ja in hohem Maß unsymmetrisch gebaut — in Frage kommen, es könnte aber auch die lose Beschaffenheit des Hammer-Armoßgelenkes eine Nichtlinearität hervorrufen. Es sei schon hier bemerkt, daß es nach neueren Untersuchungen, und zwar insbesondere von G. v. BÉKÉSY, wahrscheinlicher ist, daß die nichtlinearen Abhängigkeiten erst im inneren Ohr zustande kommen, gut denkbar ist es insbesondere, daß die nichtlinearen Erscheinungen durch hydrodynamische Effekte in der Schneckenflüssigkeit bewirkt werden. Das Trommelfell allein scheint jedenfalls als Sitz der nichtlinearen Erscheinungen nicht in Frage zu kommen. Hierfür spricht vor allen Dingen der bereits oben (S. 176) erwähnte Umstand, daß im Gehörgang objektive Kombinationstöne, die bei nichtlinearem Verhalten des Trommelfells zweifelsohne vom Trommelfell aus rückwärts auch in den Gehörgang wiedereingestrahlt werden müßten, nicht oder zu mindest nur mit einer Stärke, welche der subjektiv empfundenen Stärke in keiner Weise entspricht, beobachtet werden können. Die Tatsache, daß man über den Platz der nichtlinearen Erscheinungen im Gehörorgan im einzelnen noch etwas verschiedene Ansichten haben kann, ändert aber nichts an der grundlegenden Bedeutung der HELMHOLTZschen Theorie. Diese ist ganz allgemein für die Fragen der nichtlinear arbeitenden Systeme — und zwar gerade auch für die moderne technische Akustik — von großer Bedeutung.

Die von HELMHOLTZ² ausgeführte Berechnung bezieht sich auf eine durch eine elastische Kraft an eine Ruhelage gebundene Masse, und zwar wird angenommen, daß die Direktionskraft von der jeweiligen

¹ Wegen der Stärke der Kombinationstöne vgl. S. 203.

² HELMHOLTZ, H. v.: Die Lehre von den Tonempfindungen, 6. Aufl., S. 646. Braunschweig 1913. Die HELMHOLTZschen Berechnungen beziehen sich auf ungedämpfte Systeme; über Berechnung gedämpfter Systeme vgl. E. WAETZMANN: Die Resonanztheorie des Hörens, S. 152. Braunschweig 1912; dort zahlreiche weitere Literaturhinweise.

Elongation x der Masse M abhängig ist, als Kraftgleichung wird angesetzt

$$M \frac{d^2 x}{dt^2} + x (D + D' x) = K (t). \quad (31)$$

$K(t)$ ist die am System angreifende äußere Kraft. Setzt man die Kraft an gemäß $K = K_1 \sin p t + k_2 \sin q t$, läßt man also zwei sinusförmige Vorgänge am System angreifen, so findet man, daß die Lösung der Gleichung (31) neben den Schwingungen von der Frequenz p und von der Frequenz q auch solche von der Frequenz $p - q$, $p + q$, $2p - q$ usw. enthält, es treten also in der Lösung dieser Differentialgleichung Kombinationsschwingungen auf. Zu erwähnen ist, daß die Amplitude der Kombinationstöne mit dem Produkt der Amplitude der Primärtöne ansteigt; die Stärke der Kombinationstöne wächst also mit wachsender Stärke der Primärtöne sehr rasch an.

Der HELMHOLTZsche Ansatz einer elongationsabhängigen Direktionskraft ist nicht die einzige Möglichkeit das Auftreten von Kombinationsschwingungen in einem Schwingungssystem zu erklären. Die Bedingung für das Auftreten von Kombinationstönen läßt sich nach CL. SCHAEFER¹ wesentlich allgemeiner formulieren. Kombinationstöne treten in allen Systemen auf, deren Bewegungsgleichung von der Form ist:

$$M \frac{d^2 x}{dt^2} + D x \pm \sum_{\alpha \beta} b_{\alpha \beta} \frac{d^\alpha x}{dt^\alpha} \frac{d^\beta x}{dt^\beta} = K (t). \quad (32)$$

Unter diesen Typ von Bewegungsgleichungen fällt beispielsweise auch die Differentialgleichung

$$M \frac{d^2 x}{dt^2} + D x + b_1 \left[\left(\frac{dx}{dt} \right)^2 + 2 x \frac{d^2 x}{dt^2} \right] = K (t). \quad (33)$$

Es sei bemerkt, daß man die Schwingungserscheinungen in der flüssigkeitsgefüllten Schnecke in etwa dieser Form ansetzen kann, es läge also durchaus eine Möglichkeit vor, die nichtlinearen Effekte mit Vorgängen in der Schnecke in Verbindung zu bringen.

Die HELMHOLTZschen Überlegungen bezogen sich ursprünglich nur auf die im Gehörorgan zustande kommenden als subjektive oder auch als physiologische Kombinationstöne bezeichneten Schallphänomene. Die Theorie erfaßt aber — insbesondere nach ihren Erweiterungen durch CL. SCHAEFER und durch E. WAETZMANN — auch die durch nichtlineares Arbeiten rein physikalischer Systeme zustande kommenden sog. objektiven Kombinationstöne. Die verschiedensten nichtlinearen Eigenschaften kommen praktisch als Quelle für Kombinationstöne in Frage, so bei elektrischen Übertragungen vor allen Dingen die Nichtlinearität von Röhrenkennlinien (also mit anderen Worten die Stromabhängigkeit eines elektrischen Widerstandes) oder die Stromabhängigkeit einer

¹ SCHAEFER, CL.: Ann. Physik (4) **33**, 1216 (1910).

Induktivität. Bei Tonfilmaufzeichnungen sind es nichtlineare, durch photochemische Prozesse bedingte Zusammenhänge, welche Kombinationstöne hervorrufen können. Wir werden im nächsten Kapitel auf diese Frage noch zurückkommen, dort werden wir insbesondere auch das technisch gebräuchliche Maß für die Nichtlinearität eines Systems diskutieren.

Über die Stärke der subjektiven Kombinationstöne sei hier noch folgendes bemerkt:

Nach C. STUMPF¹ können beim Auffallen zweier Primärtöne p und q folgende Kombinationstöne gehört werden: $p - q$, $p + q$, $2q - p$,

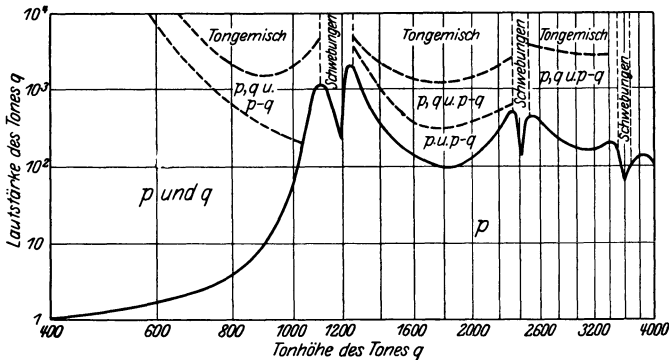


Abb. 139. Die Hörbarkeit von Kombinationstönen. (Nach R. L. WEGEL und C. E. LANE.)

$2p - q$, $3p - q$, $3q - p$, außerdem wahrscheinlich noch $4p - 3q$ und $3q - 4p$. Erhebliche Stärke erreichen nur die Differenztöne $p - q$ und $2q - p$, alle übrigen Kombinationstöne sind schwach. Allgemein gilt, daß für eine mittlere Tonlage der Primärtöne die meisten Kombinationstöne für verhältnismäßig kleine Intervalle der Primärtöne (unterhalb der kleinen Terz, Frequenzverhältnis 5 : 6) auftreten. Außerhalb dieses Intervalls sind unterhalb der Primärtöne liegende Kombinationstöne außer $p - q$ und $2q - p$ nicht mehr zu beobachten. Oberhalb der großen Sexte (5 : 3) verschwindet $2p - q$, oberhalb der Oktave (2 : 1) sind nur noch $p + q$ und $p - q$, und zwar sehr schwach, wahrnehmbar. Jenseits des Intervalls 8 : 1 ist nur noch der Summationston $p + q$, jenseits 12 : 1 auch dieser nicht mehr wahrzunehmen.

Die vorstehenden mehr qualitativen Angaben von C. STUMPF seien noch durch eine in gewissem Umfang als quantitativ zu bezeichnende Darstellung von R. L. WEGEL und C. E. LANE² über die beim Auffallen zweier Töne verschiedener Lautstärken auftretenden Kombinationsempfindungen ergänzt. Bei den Untersuchungen von WEGEL und LANE

¹ STUMPF, C.: Z. Psychol. u. Physiol. Sinnesorg. 55, 1 (1910).

² WEGEL, R. L. u. C. E. LANE: Physic. Rev. 23, 266 (1924).

wurde dem Ohr ein Primärton p konstanter Frequenz und konstanter Stärke zugeleitet (und zwar betrug die Frequenz 1200 Hertz, die Druckamplitude entsprach dem 10^4 -fachen Wert der Druckschwelle); der zweite Primärton q war veränderlich, die Frequenz konnte zwischen 400 und 4000 Hertz eingestellt werden, die Druckamplitude konnte jeweils von der Schwelle bis zum 10^4 -fachen Wert der Schwelle einreguliert werden. In Abb. 139 sind die ausgelösten Kombinationsempfindungen in Abhängigkeit von der Frequenz des Tones q (Abszisse) und von der Druckamplitude (Ordinate) dargestellt. Unterhalb der ausgezogenen Kurve ist nur der Ton p zu hören, diese Kurve ist die Verdeckungskurve. Gibt man der Druckamplitude des Tones q Werte die größer sind als die der Verdeckungskurve entsprechenden Werte, so empfindet man, wenn man von den engbegrenzten Schwebungsgebieten um 1200, um 2400 und um 3600 Hertz absieht (vgl. hierzu S. 194), beide Töne getrennt. Bei entsprechender Frequenzlage und genügend großer Druckamplitude des Tones q hört man außerdem Kombinationstöne; so tritt beispielsweise bei einer Frequenz von 1000 Hertz und einer Druckamplitude vom etwa 2×10^2 -fachen des Schwellenwertes der erste Differenzton $p - q$ in Erscheinung, steigert man bei dieser Frequenz die Druckamplitude über das 2×10^3 -fache des Schwellenwertes hinaus, so empfindet man ein Tongemisch, welches außer den Primärtönen und dem Differenzton erster Ordnung auch noch die verschiedenen Differenztöne höherer Ordnung enthält.

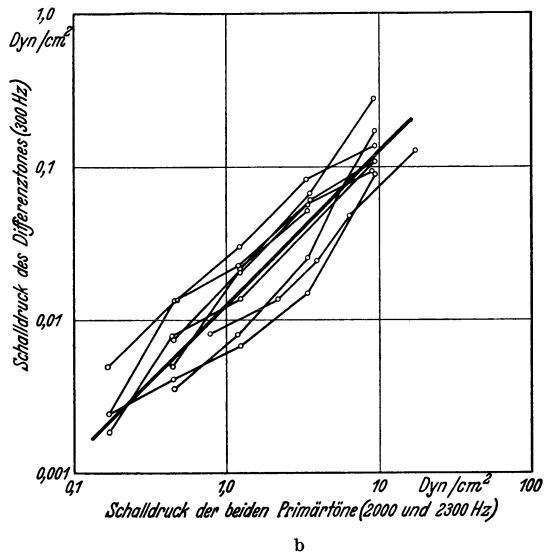
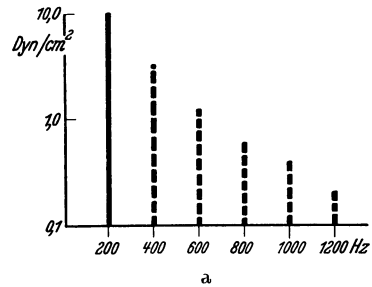


Abb. 140a und b. Stärke der durch Nichtlinearität hervorgerufenen Obertöne bzw. Differenztöne. (Nach G. v. BÉKÉSY.)

Eingehende Angaben über die Stärke der durch das nichtlineare Arbeiten des Gehörorganes hervorgerufenen Obertöne bei Auffallen eines reinen Tones finden sich in einer kürzlich erschienenen Arbeit von

G. v. BÉKÉSY¹, die Stärke der Obertöne wurde durch Vergleich mit einem dem Ohr wechselweise mit dem Primärtone p dargebotenen physikalisch objektiven Ton von der Frequenz $m \cdot p$ ermittelt (Abb. 140a).

9. Sonderfragen der Klangübertragung.

a) Die Wirkung von Verzerrungen auf die Klangempfindung.

Die Untersuchungen über die Auswirkung von Verzerrungen auf die Klangempfindung sind von grundlegender Bedeutung für die Bearbeitung von Aufgaben der Schallübertragungstechnik. Eine wirtschaftlich richtige Projektierung der elektrischen Eigenschaften von Fernsprechanlagen beispielsweise erfordert die vorherige Klärung der Frage, wie die Verständlichkeit der Sprachübertragung von den elektrischen Daten, und zwar insbesondere von der Breite des von der Anlage umfaßten Frequenzbandes abhängt. Jede Erweiterung des Übertragungsbereiches, und zwar insbesondere jede Erhöhung der oberen Grenzfrequenz, erfordert eine Steigerung der Anlagekosten; ist andererseits das Frequenzband zu schmal, so steigt infolge schlechterer Verständigung die zur Übermittlung einer Nachricht erforderliche Zeit, und damit verschlechtert sich die Anlagenausnutzung im Betrieb. Ähnliches gilt für die Frage der im Betrieb zulässigen nichtlinearen Verzerrungen; um den richtigen Kompromiß zwischen der Wirtschaftlichkeit und der Güte der Wiedergabe schließen zu können, ist die genaue Kenntnis des Einflusses der nichtlinearen Verzerrungen auf die Klangempfindung erforderlich. Die Kenntnis der noch zulässigen nichtlinearen Verzerrung ist wichtig besonders für die Projektierung der Tonfilmanlagen und ähnlicher hochwertiger elektroakustischer Anlagen. Als dritte Verzerrungsart ist schließlich noch die Phasenverzerrung² zu nennen, wie diese z. B. durch die frequenzabhängige Laufzeit in langen Fernsprechkabeln entsteht.

¹ BÉKÉSY, G. v.: Ann. Physik (5) **20**, 809 (1934). — Vgl. auch H. FLETCHER: J. acoust. Soc. Amer. **1**, 311 (1930). Nach den Feststellungen von G. v. BÉKÉSY wächst die Stärke der durch das nichtlineare Verhalten des Gehörs entstehenden höheren Harmonischen linear mit der Stärke der Primärtöne. Dies Ergebnis steht nicht recht im Einklang mit der theoretischen Forderung, daß die höheren Harmonischen mit wachsender Stärke der Primärtöne sehr rasch anwachsen; worin diese Diskrepanz begründet liegt, kann vorläufig nicht gedeutet werden.

² Phasenverschiebungen im stationären Teil langandauernder Klänge machen sich im allgemeinen für die subjektive Empfindung überhaupt nicht bemerkbar [vgl. z. B. H. v. HELMHOLTZ: Die Lehre von den Tonempfindungen, 6. Aufl., S. 194f. Braunschweig 1913. — F. LINDIG: Ann. Physik **10**, 242 (1903)]. Nur unter gewissen speziellen Bedingungen läßt sich ein Einfluß der Phasen auf die Klangwirkung erzielen, derartige Versuche führten E. K. CHAPIN und F. A. FIRESTONE [J. acoust. Soc. Amer. **5**, 173 (1934)] durch. Auf das Ohr wurden bei diesen Versuchen ein reiner Ton von der Frequenz p und ein anderer Ton von der doppelten Frequenz $2p$ gegeben. Infolge der Nichtlinearität des Gehörs empfindet man bei genügender Lautstärke auch die höheren Harmonischen der beiden Töne, also von dem einen

Eingehende Untersuchungen über den Einfluß der Breite des Frequenzbandes auf die Klangwirkung wurden zuerst von C. STUMPF¹, und zwar an Sprachlauten, durchgeführt. Es wurde bei diesen Versuchen insbesondere die Veränderung der Sprache beim Abschneiden der hohen Frequenzen oberhalb einer gewissen einstellbaren Grenzfrequenz beobachtet. Die Ausschaltung der hohen Frequenzen erfolgte durch akustische Hilfsmittel, durch Interferenzröhren (vgl. S. 25). Nach den oben besprochenen (S. 71) Formantgesetzen der Sprache ist zu erwarten, daß die Erkennbarkeit der einzelnen Sprachlaute dann verloren geht, wenn Formanten des betreffenden Lautes nicht mehr übertragen werden. Die höchstliegenden Formanten besitzen die Zischlaute; S und F sind beispielsweise dann nicht mehr zu unterscheiden, wenn die hohen Töne oberhalb etwa 6000 Hertz abgeschnitten werden. Eine Reihe der praktisch wichtigsten Beobachtungen von C. STUMPF sind in den folgenden Tabellen enthalten.

Die in den Tabellen enthaltenen Beobachtungen zeigen insbesondere auch, daß manche Vokale durch das Abschneiden bestimmter hoher Tongebiete in andere Vokale überführt werden können, so geht z. B.

Tabelle: Veränderungen der stimmhaften Sprache beim Abbau durch Interferenzröhren.

Obere Tongrenze	
<i>es</i> ⁴ (2461)	Noch ganz gut verständlich. Einzeln: I und Ue nach U, E nach O hin alteriert.
<i>as</i> ³ (1642)	Ebenfalls noch alles verständlich, doch etwas nebelhaft, schärferes Aufmerken erforderlich. Einzeln: I und Ue = U, E = O, Oe fast O, Ae fast AO.
<i>es</i> ³ (1230)	Vieles unverständlich, doch öfters einige Worte nacheinander bei günstigem Zusammenhang verstanden. Einzeln: Oe = O, Ae = AO.
<i>a</i> ² (870)	Nur selten noch ein Wort zu verstehen. Einzeln: A stark verdunkelt.
<i>e</i> ² (652)	Alles unverständlich, kein Wort auch nur zu erraten. Dunkles U-artiges Lallen. Einzeln: alle Vokale wie U oder dunkles O.

Primärton die Folge $2p$, $3p$, $4p$, $5p$ usw., von dem anderen Primärton die Folge $4p$, $8p$, $12p$ usw. Durch Interferenzeffekte zwischen solchen Partialtönen der beiden Folgen, die in der Frequenz übereinstimmen, kommt es zu einer Phasenabhängigkeit von Klangfarbe und Lautstärke des Gesamtklanges.

Anders liegen die Verhältnisse im Anklang und im Ausklang der Klänge, hier spielen Phasenverschiebungen der einzelnen Komponenten eine erhebliche Rolle. Bei der Bedeutung, welche die Art des Klangeinsatzes und des Ausklings für die Charakterisierung natürlicher Klänge besitzt, ist es einleuchtend, daß Veränderungen des zeitlichen Auftretens der einzelnen Komponenten störend wirken.

¹ STUMPF, C.: Beitr. Anat. usw., Ohr usw. **17**, 182 (1921). — Berliner Ber., Physik.-math. Kl. **39**, 636 (1921). — Mit elektrischen Siebmitteln wurden ähnliche Versuche insbesondere von K. W. WAGNER [Elektrotechn. Z. **45**, 451 (1924)] vorgenommen.

Tabelle: Veränderungen der stimmlosen Sprachlaute beim Abbau durch Interferenzröhren.

Obere Tongrenze	1. Bei den geflüsterten Vokalen U, O, A, Ö, Ä, Ü, E, J	2. Bei den stimmlosen Konsonanten Sch, S, F, Ch pal., Ch gutt., K, T, P, R ling., M, N, Ng, L, H
g^5 (6020)	—	S abgestumpft
d^5 (4645)	—	S stark abgestumpft Ch _p etwas stumpfer und dunkler
b^4 (3687)	E und I etwas verdunkelt und geschwächt	S sehr unscharf, F abgestumpft
e^4 (2607)	E und I etwas heiser und blasend	S und F nicht sicher unterscheidbar, Ch _p einem stumpfen S ähnlich
h^3 (1953)	Ae = AOä, Oe = Oeo, Ue = Uü, E = Oö dunkel; I = U	Sch stumpfer, S, F, Ch _p ununterscheidbares Hauchen (Blasen), Ch _g stumpfer, T und P kaum unterscheidbar; ebenso M, N, Ng, L undeutlich, mehr ein Blasen
f^3 (1381)	A verdunkelt, Oe fast = O, Ae = AO, Ue = leises U, E = Ou	Sch unkenntlich, Ch _p viel dunkler und schwächer, K mehr wie T, R ein schwach intermittierendes Gaumen-R, M, N, Ng, L nur dunkles Hauchen
h^2 (977)	A = Ao, Ae = Oa	Sch, S, F, Ch _p , Ch _g gleichförmiges dunkles Hauchen, nur Stärkeunterschiede, K, T, P ununterscheidbares dunkles Stoßgeräusch; auch R dunkles, nur schwach intermittierendes Geräusch. Sämtliche Konsonanten auf derselben Tonhöhe b^2
f^2 (691)	O = Ou, A fast = O, Oe = Ou, Ae = O, Ue und I = ganz leises U	R ganz mattes Gurren. Allgemeine Tonhöhe fis^2
c^2 (517)	U schwach, O = Ou, A = U, Oe = Ou, Ae = Uo; Ue, E, I = U	Wie vorher, alle äußerst schwach dumpfes Geräusch, höchstens noch R erratbar. Allgemeine Tonhöhe c^2
fis^1 (366)	U, O, A höchstens minimales dumpfes Geräusch. Die übrigen unhörbar	Alle nahezu oder ganz unhörbar

das I bei einer oberen Grenzfrequenz von etwa 2400 Hertz in das U über; der hohe, für das I unentbehrlich wichtige Formant bei 3000 Hertz fällt dann fort, es bleibt nur der tiefe, dem I mit dem U gemeinsame Formantbereich von etwa 200—400 Hertz übrig, statt des I empfindet das Ohr dann ein U. Ähnlich geht das E in ein O über, wenn die obere Grenzfrequenz auf etwa 1600 Hertz gelegt wird.

Sehr aufschlußreich sind auch statistische Untersuchungen, welche H. FLETCHER¹ über die Verständlichkeit einzelner Sprachlaute und über

¹ FLETCHER, H.: Bell. Syst. techn. J. 1, 129 (1922). Vgl. hierzu auch Comm. Consultatif International des Commun. Telephon. à grande distance, p. 74f. Paris 1931.

die Verständlichkeit von Silben in Abhängigkeit von den Übertragungseigenschaften durchführte. Es wurden bei diesen Versuchen Folgen von je 50 an sich sinnlosen Silben über ein Übertragungssystem gesprochen und es wurde dann an einer größeren Zahl von Versuchspersonen ermittelt, wieviel Silben und welche Sprachlaute richtig verstanden wurden. Die Prozentzahl der richtig verstandenen Silben bzw. Laute gibt dann ein Maß für die Silbenverständlichkeit bzw. für die Lautverständlichkeit. Bei Zusammenstellung der Silben wurde darauf geachtet, daß die einzelnen Sprachlaute mit möglichst gleicher Häufigkeit in den Silbenfolgen enthalten sind.

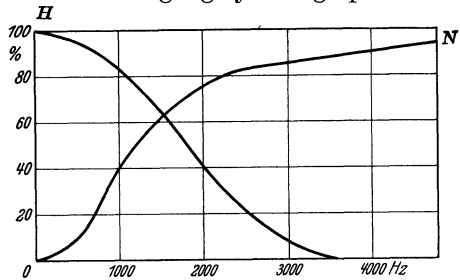


Abb. 141. Die Silbenverständlichkeit in Abhängigkeit von der oberen bzw. unteren Grenzfrequenz eines Übertragungssystems. (Nach H. FLETCHER.)

Abb. 141 gibt die Silbenverständlichkeit der (amerikanischen) Sprache in Abhängigkeit von der Lage der Grenzfrequenz eines Übertragungs-

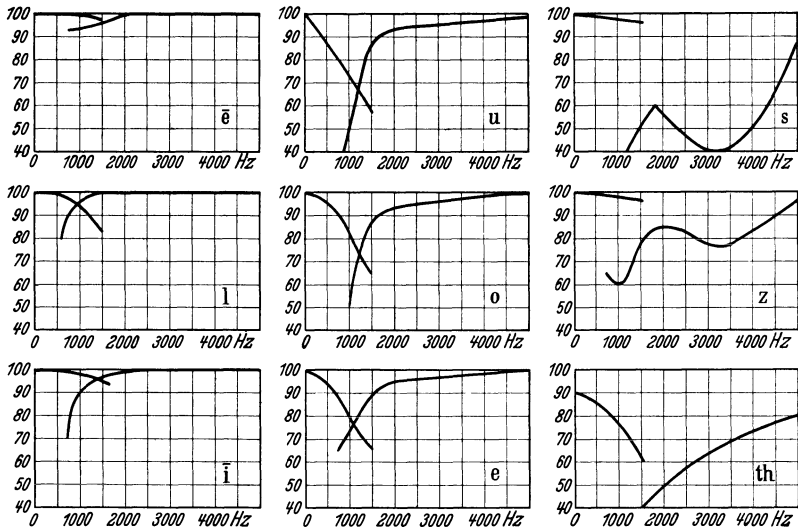


Abb. 142. Verständlichkeit einzelner Sprachlaute. (Nach H. FLETCHER.)

systems wieder, und zwar bezieht sich die Kurve *N* auf den Fall, daß alle Frequenzen, die niedriger sind als die betreffende Grenzfrequenz, durch das System hindurchgelassen werden, Kurve *H* auf den Fall, daß alle Frequenzen, die höher liegen als die betreffende Grenzfrequenz durch das System hindurchtreten. Abb. 142 gibt in analoger Darstellung die Lautverständlichkeit einer Reihe von Lauten der amerikanischen

Sprache wieder. Bemerkte sei noch, daß man in Deutschland nach H. F. MAYER¹ Verständlichkeitsmessungen unter etwas anderen Bedingungen durchzuführen pflegt, man verteilt die Laute in den Testsilben nämlich nicht mit gleicher Häufigkeit, sondern mit derjenigen Häufigkeit, mit der sie in Wirklichkeit in der Sprache vorkommen. Abb. 143 zeigt diese — statistisch ermittelte — Buchstabenhäufigkeit der deutschen Sprache. Ein derartiges Vorgehen bietet für technische Zwecke den Vorteil, daß die Prüfbedingungen den Bedingungen der Praxis gut angepaßt sind;

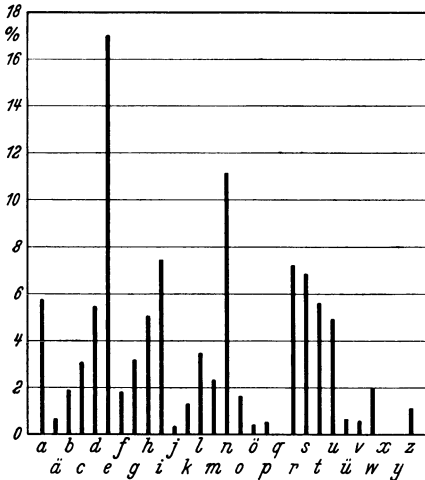


Abb. 143. Buchstabenhäufigkeit der deutschen Sprache. (Nach H. F. MAYER.)

zur Ermittlung der Lautverständlichkeit eignet sich das Verfahren allerdings weniger, da manche Buchstaben zu selten vorkommen, man würde dann sehr umfangreiche Messungen auszuführen haben, bis man zur sicheren Mittelwertbildung ausreichendes Material vorliegen hätte. Wort- und Satzverständlichkeit als Maß für die Übertragungsgüte zu verwenden, hat nur geringen Wert. Es treten bei Wort- bzw. Satzverständlichkeitsmessungen außerordentlich große individuelle Streuungen auf, da häufig Worte und Sätze durchaus nicht verstanden, sondern nur erraten werden².

Bemerkte sei, daß eine Silbenverständlichkeit von 70—80% eine für Nachrichtenübermittlung gut ausreichende Sprachverständlichkeit ergibt; bei einer Silbenverständlichkeit von 40—50% ist die Nachrichtenübermittlung bereits nennenswert erschwert, bei 20—25% ist die Sprachverständlichkeit bereits so schlecht, daß die zur Abwicklung eines Telefongesprächs infolge der notwendig werdenden Rückfragen erforderliche Zeit etwa verdoppelt wird³. Die oben angegebene Kurve von H. FLETCHER zeigt, daß eine Verständlichkeit von 80% noch bei einer oberen Grenzfrequenz von etwa 2400 Hertz gewährleistet ist. Für die Nachrichtenübermittlung reichen Anlagen, deren Grenzfrequenz bei 2400 Hertz liegt, gut aus. Zu bemerken ist allerdings, daß Anlagen mit derart tief liegender oberer Grenzfrequenz hinsichtlich der Klangtreue der Übertragung bereits beträchtlich zu wünschen übrig lassen; die persönliche Klangfarbe des Sprechenden kommt nicht mehr zur

¹ MAYER, H. F.: Elektr. Nachr.-Techn. 4, 184 (1927).

² Über die kombinierende Tätigkeit beim Hören von Silben und Texten vgl. V. ENGELHARDT u. E. GEHRCKE: Z. Psychol. 111, 257 (1929).

³ Vgl. K. KÜPFMÜLLER: Handbuch d. Exp.-Physik, Bd. 11/3, S. 261. Leipzig 1931.

Geltung, diese liegt ganz wesentlich in der relativen Stärke der höchsten Komponenten. Auf ein Beispiel hierzu aus der täglichen Erfahrung sei hingewiesen: Wir werden angerufen, verstehen aber den Namen des Anrufenden, den wir persönlich kennen, ohne jedoch mit ihm je telephoniert zu haben, nicht. Zunächst können wir dann häufig den Inhalt der Mitteilung nicht erfassen. Mit dem Augenblick, wo uns ein für den Zusammenhang wichtiges Wort verständlich wird und uns zeigt, um was sich das Gespräch handelt, und wir so auf die Person des Anrufenden schließen können, haben wir den Schlüssel Telephonklangfarbe — persönliche Klangfarbe — gewonnen, und wir können mühelos den Sprachinhalt erfassen. Weiterhin sei hier noch auf die großen Schwierigkeiten hingewiesen, die sich bei fremdsprachlichen Telephongesprächen selbst dann ergeben, wenn wir die fremde Sprache in der unmittelbaren Unterhaltung vollauf zu beherrschen glauben. Gerade Versuche mit einer fremden Sprache zeigen anschaulich, wie stark die Treue der Wiedergabe bereits bei oberen Grenzfrequenzen von — sagen wir — 4000 oder 5000 Hertz beeinträchtigt ist.

Die untere Grenzfrequenz kann bei Sprachübertragungen verhältnismäßig hoch gelegt werden, ohne daß die Verständlichkeit stark leidet. In der Telephontechnik legt man die untere Grenzfrequenz auf 300 Hertz, die Sprachverständlichkeit ist dann nur um einige Prozent schlechter als im Fall extrem tiefer Grenzfrequenz. Auch die Tonlage der Sprache bleibt erhalten; diese Beobachtung scheint zunächst nicht ganz verständlich, denn die Grundtöne der Sprachlaute liegen ja — insbesondere bei der Männerstimme — im allgemeinen wesentlich tiefer als 300 Hertz. Die Erklärung liegt in dem nichtlinearen Verhalten des Ohres; objektiv nicht vorhandene Grundtöne können subjektiv als erster Differenzton der in ihrer Ordnungszahl benachbarten höheren Harmonischen zustande kommen¹. Eine derartige subjektive Ergänzung der Grundtöne kommt an sich naturgemäß zwar nur für rein periodische Sprachlaute, also im wesentlichen nur für die Vokale, und nicht für unharmonisch zusammengesetzte Konsonanten in Frage; das Ohr empfindet aber die

¹ Auf die Möglichkeit einer subjektiven Ergänzung objektiv fehlender Grundtöne in Klängen durch Differenztonbildung zwischen harmonischen Obertönen ist bereits oben bei der Diskussion der Eigentümlichkeiten des Geigenklanges — auch in den Geigenklängen kann der Grundton außerordentlich schwach sein, und das Ohr empfindet ihn doch deutlich — hingewiesen worden (S. 108). Bemerkenswert sei, daß eine Ergänzung des Grundtones bei Sprachübertragungen auch objektiv, durch ein nichtlinear arbeitendes elektrisches Glied, beispielsweise durch eine auf dem gebogenen Teil der Charakteristik arbeitende Röhre, möglich ist. Man kann dann die untere Grenzfrequenz einer Übertragungsanlage noch weiter hinauf rücken, ohne daß die Klangwirkung beeinträchtigt wird. K. O. SCHMIDT, der dies Verfahren ausarbeitete, erzielte eine klanglich gute Sprachübertragung noch bei einer unteren Grenzfrequenz von 600 Hertz, also bei einer Grenzfrequenz, die bereits oberhalb des U-Formanten liegt! [Elektr. Nachr.-Techn. 10, 316 (1933); Tel. u. Fernspr.-Techn. 22, 13 (1933)].

unvollkommene Übertragung der tiefen Komponenten der Konsonanten wenig, die Vokale sind die Hauptträger der Sprache, sie kommen deutlicher zur Empfindung.

Über den Einfluß der Frequenzbandbreite auf die Qualität von Musikübertragungen gibt eine Untersuchung von W. B. SNOW¹ Auskunft; die Versuche wurden mit elektrischen Hochpaß- bzw. Tiefpaßfiltern vorgenommen, es wurde an einer größeren Zahl von Beobachtern

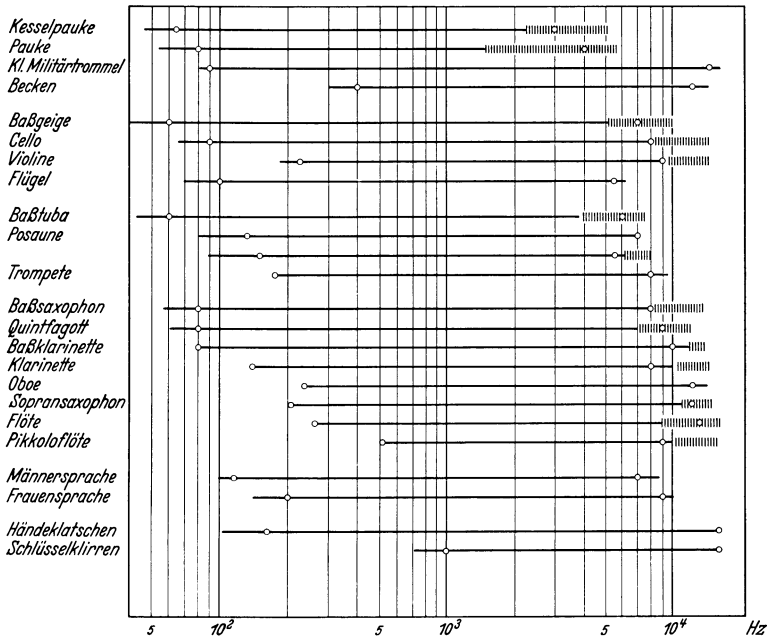


Abb. 144. Erkennbarkeit von Frequenzverzerrungen und Frequenzbereich von Sprache und Musik. Die Kreise kennzeichnen die Frequenzen, bei denen eben die Einschaltung der Filter bemerkt wurde. (Nach W. B. SNOW.)

ermittelt, bei welcher oberen bzw. unteren Grenzfrequenz 80% der Beobachter die Einschaltung der Filter sicher bemerkten. Die Versuchsergebnisse sind in Abb. 144 dargestellt.

Bei Übertragung einzelner Musikklänge macht sich — ähnlich wie bei Sprachübertragungen — das Herablegen der unteren Grenzfrequenz unter die Tonhöhe der Grundtöne nur wenig bemerkbar, wenn genügend starke Partialtöne niederer Ordnungszahl vorhanden sind. Auch hier wird der Grundton durch subjektive Kombinationsbildung ergänzt. Ausdrücklich bemerkt sei aber, daß im Typus rasch wechselnde Vorgänge, wie z. B. Toneinsatz und Ausklingen oder geräuschähnliche Vorgänge stark verzerrt wirken können, wenn die tiefsten Komponenten

¹ SNOW, W. B.: J. acoust. Soc. Amer. 3/1, 161 (1931). — Vgl. hierzu insbesondere auch K. W. WAGNER: Elektrotechn. Z. 45, 451 (1924).

abgeschnitten werden; bei unharmonisch zusammengesetzten Vorgängen kommt ja eine richtige subjektive Ergänzung nicht zustande. Einen Überblick über Beobachtungsergebnisse an einer Reihe von Musikklängen gibt die folgende Tabelle, die einer Arbeit von H. FLETCHER¹ entnommen wurde.

Die Größe der nichtlinearen Verzerrung eines Übertragungssystems pflegt man nach dem Vorgehen von K. KÜPFMÜLLER² durch den Klirrfaktor $k = \sqrt{\frac{p_2^2 + p_3^2 + \dots}{p_1^2}}$ zu bezeichnen; es wird hierbei angenommen, daß auf den Eingang des Systems ein rein sinusförmiger Ton fällt; p_1 bedeutet die Amplitude eben dieser Schwingung am Ausgang des Systems, $p_2, p_3 \dots$ die Amplituden der durch die nichtlineare Verzerrung hervorgerufenen höheren Harmonischen. Die KÜPFMÜLLERSche Definition ist

Tabelle: Änderung von Klangfarbe und Tonhöhe eines Klanges durch Auslöschung von Teiltönen.

Art es Schalles	Grundton	Ausgelöschte Teiltöne		Änderung der Klangfarbe	Änderung der Tonhöhe
		Ordnungs- zahl	Frequenz		
lavier .	c (129 Hz)	g^3	0—250	Kleine Änderung	Keine Änderung
		$g, 1, 2$	0—500	Metallischer Klang	
		$g, 1-4$	0—750	Klirrt	
		$5-\infty$	750— ∞	Stumpfe Klangfarbe	
lavier .	c'' (517 Hz)	g	0—750	Kleine Änderung	„ „
		$g, 1$	0—1250	Metallischer Klang	
		$1-\infty$	750— ∞	Reiner Ton	
oline . .	g' (388 Hz)	g	0—500	Große Änderung	„ „
		$g, 1$	0—1000	Sehr große Änderung	
		$g, 1, 2$	0—1500	Klingt nicht musikalisch	
		$2-\infty$	1000— ∞	Verlust der charakteristischen Klangfarbe	
arinette	c' (259 Hz)	g	0—500	Große Änderung	„ „
		$g, 1, 2$	0—1000	Sehr große Änderung	
		$g, 1-4$	0—1500	Klingt nicht musikalisch	
		$7-\infty$	2000— ∞	Große Änderung	
		$2-\infty$	750— ∞	Reiner Ton (keine Klarinettenklangfarbe)	
gelpfeife	c (129 Hz)	g	0—250	Kleine Änderung	„ „
		$g, 1, 2$	0—500	Große Änderung	
		$g, 1-4$	0—750	Geräusch	
		$15-\infty$	2000— ∞	Sehr kleine Änderung	
gelpfeife	c' (259 Hz)	g	0—500	Große Änderung	„ „
		$g, 1, 2$	0—1000	Klingt nicht musikalisch	
		$7-\infty$	2000— ∞	Kleine Änderung	
		$2-\infty$	750— ∞	Stumpfe Klangfarbe	

¹ FLETCHER, H.: Physic. Rev. 23, 430 (1924).

² KÜPFMÜLLER, K.: Fachber. 31. Jverslg V. d. E. 1926, 87.

³ g bedeutet „Grundton“.

bisher in der Übertragungstechnik durchweg verwendet worden. Sie besitzt allerdings einen Nachteil, auf welchen H. J. v. BRAUNMÜHL¹ kürzlich hingewiesen hat: sie verliert ihre Berechtigung dann, wenn die Frequenz des auf das System fallenden Tones den halben Wert der oberen Grenzfrequenz des Systems überschreitet, es kann ja dann der durch die Nichtlinearität verursachte 2. Partialton, da er oberhalb der Grenzfrequenz des Systems liegt, nicht mehr beobachtet werden; trotzdem bleiben aber die nichtlinearen Verzerrungen erhalten, sie machen sich beim Auffallen mehrerer Primärtöne ja noch durch objektive Differenztöne bemerkbar. v. BRAUNMÜHL hat auf Grund dieser Bedenken vorgeschlagen, die nichtlinearen Verzerrungen nicht durch die bei Auffallen eines Tones auftretenden höheren Harmonischen, sondern durch die bei Auffallen zweier Töne p und q auftretenden Kombinationstöne zu definieren, und zwar kann die Stärke des ersten Differenztones $p - q$ als Maß für die durch unsymmetrische Nichtlinearität verursachten Verzerrungen, des Differenztones $2p - q$ als Maß für die durch symmetrische Nichtlinearität bedingten Verzerrungen benutzt werden. Die Angabe des Klirrfaktors kann dann im übrigen analog zu der KÜPFMÜLLERSCHEN Definitionsweise durch das Verhältnis des Effektivwertes der betreffenden Kombinationstöne zum Effektivwert der Primärtöne erfolgen.

Die Hörbarkeit nichtlinearer Verzerrungen wurde durch W. JANOVSKY² eingehend untersucht, es wurde in dieser Arbeit insbesondere ermittelt, bei welchen Klirrfaktoren die nichtlineare Verzerrung eben hörbar wird; dieser Klirrfaktorwert wird als „Grenzverzerrung“ bezeichnet.

Die Grenzverzerrung eines einzelnen Tones hängt von der Lautstärke und von der Höhe des Tones stark ab. Für Tonhöhen unterhalb etwa 500 Hertz fällt der durch nichtlineare Verzerrung auftretende 2. Partialton, der bei kleinem Klirrfaktor im allgemeinen allein in Erscheinung tritt, in ein Gebiet wesentlich größerer Ohrempfindlichkeit als der Primärton, die Verzerrung macht sich dementsprechend subjektiv bereits bei sehr kleinem Klirrfaktor bemerkbar. Liegt der Primärton höher — also in einem Gebiet größerer Ohrempfindlichkeit —, so ist der durch die nichtlineare Verzerrung bewirkte Oberton erst später hörbar, die Grenzverzerrung wird dann also größer. Abb. 145 zeigt die Kurve der Grenzverzerrung für verschiedene Lautstärken.

Die Verzerrung zweier Primärtöne macht sich je nach Lage der Töne zueinander und nach Lage der Töne in der Hörfläche in folgenden Erscheinungen bemerkbar:

1. Änderung der Klangfarbe.

Die Klangfarbenänderung entsteht durch einen oder mehrere neu hinzukommende Töne, welche wegen ihrer Lage zu den beiden Primär-

¹ BRAUNMÜHL, H. J. v.: Z. techn. Physik **15**, 617 (1934).

² JANOVSKY, W.: Elektr. Nachr.-Techn. **6**, 421 (1929).

tönen einzeln aus dem Klang nicht herausgehört werden können. Bei tiefer Lage der Primärtöne besteht die Klangfarbenänderung in einem Hellerwerden des Klanges, bei hoher Lage (oberhalb etwa 2000 Hertz) in einer Verschärfung des Klanges, der Klang kann einen „S“-ähnlichen Charakter bekommen (Grenzverzerrung zwischen 1 und 6%).

2. Hörbarwerden eines einzelnen Tones.

Ein durch die Verzerrung neu hinzukommender Ton kann bei günstiger Lage zu den Primärtönen einzeln aus dem Klang herausgehört werden, insbesondere ist dies der Fall, wenn der hinzukommende Ton tiefer als die Primärtöne und nicht allzu nahe an diesen liegt (Grenzverzerrung 0,3—1,4%).

3. Rauhigkeit. Diese Art von Verzerrungen tritt dann auf, wenn ein tiefer Ton mit einem hohen zugleich verzerrt wird, und zwar infolge von Schwebungen zwischen dem hohen Primärton, dem ersten Differenzton und dem ersten Summationston (Grenzfrequenz 1,4—2%)¹.

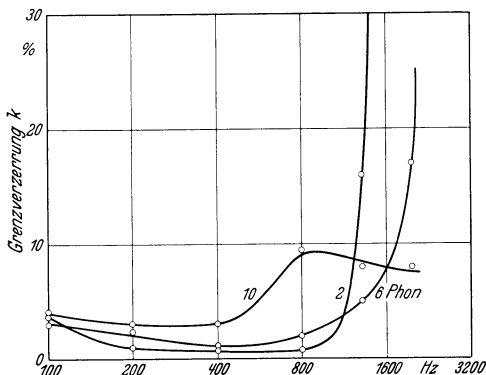


Abb. 145. Grenzverzerrung in Abhängigkeit von der Tonhöhe und von der Lautstärke. (Nach W. JANOVSKY.)

Bei Musikübertragungen ergaben sich — an 5 Versuchspersonen — folgende Grenzfrequenzwerte:

Grenzverzerrung	%	Art der Hörbarkeit
Violine und Klavier	9,1	Heiserkeit
	7,2	„
	11,5	Änderung der Klangfarbe, Knarren
	7,2	Heiserkeit
	5,1	Die Töne klingen unrein
Orchester	3,5	Kratzen, Knarren, Heiserkeit, Rauhigkeit
	3,0	„ „ „ „
	3,5	„ „ „ „
	4,9	„ „ „ „
	3,0	„ „ „ „

Vom praktischen Gesichtspunkt aus sei bemerkt, daß die Grenzverzerrungen im allgemeinen einem recht geringen Klirrfaktor entsprechen. Es ist durchaus nicht leicht, den Klirrfaktor einer größeren Musik-

¹ Diese Verzerrungsart macht sich besonders bei netzangeschlossenen Verstärkern, und zwar bei Überlagerung der Rundfunkdarbietungen mit dem Netzbrummen häufig bemerkbar.

übertragungsanlage — ganz besonders wenn im Zuge der Anlage eine Schallaufzeichnungsvorrichtung verwendet wird — unter einigen Prozent zu halten.

Die Abhängigkeit der Sprachverständlichkeit vom Klirrfaktor zeigt — nach K. KÜPFMÜLLER¹ — Abb. 146. Man erkennt, daß verhältnismäßig große Klirrfaktorwerte die Sprachverständlichkeit noch nicht sehr stark beeinflussen, ein Klirrfaktor von 30% verringert die Sprachverständlichkeit von 72% auf nur etwa 65%. Für Anlagen, die nur zur Nachrichtenübermittlung dienen, sind somit wesentlich größere Klirrfaktoren zulässig, als für Anlagen, die für Musikübertragungen oder höchst qualifizierte Sprachverstärkungen benutzt werden sollen².

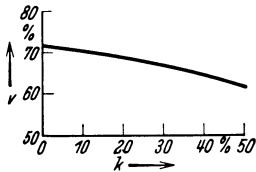


Abb. 146. Klirrfaktor und Sprachverständlichkeit. (Nach K. KÜPFMÜLLER.)

Auch die richtige Wahl des Intensitätsniveaus spielt für die Klangwirkung einer Übertragung eine sehr wesentliche Rolle. Ist die Schallintensität an der Stelle, an der die Wiedergabe abgehört werden soll, geringer als im natürlichen Schallfeld, so wirkt die Wiedergabe zu dünn und zu hell; ist die Intensität zu groß, so wirkt die Wiedergabe zu dumpf.

Der Grund hierfür ist das nichtlineare Arbeiten des Ohres. Die Amplitude der durch nichtlineare Effekte verursachten Differenztöne wächst mit zunehmender Stärke der Primärtöne rasch an, ihre Amplitude ist im allgemeinen dem Produkt der Amplituden der Primärtöne proportional. Durch das Überhandnehmen der tiefen Differenztöne wirken Musikdarbietungen um so dumpfer, je größer die absolute, am Ohr des Beobachters herrschende Intensität ist³. Auch bei zeitlich nacheinander ablaufenden Tönen verschiedener Höhe werden die tiefen Komponenten subjektiv um so stärker in Erscheinung treten, je größer das absolute Intensitätsniveau am Ohr des Beobachters ist. Diese Tatsache folgt ohne weiteres aus dem Verlauf der Ohrempfindlichkeit für Töne verschiedener Höhe. An der Schwelle besitzt das Ohr ja eine außerordentlich geringe Empfindlichkeit für tiefe Töne, anders ist es bei großen Intensitätsniveaus, das Ohr ist dann nahezu gleich empfindlich für Töne verschiedenster Höhe. Ein Beispiel möge dies noch etwas näher erläutern. Auf das Ohr mögen zwei Töne von der Frequenz 1000 Hertz und der Frequenz 100 Hertz fallen, beide Töne sollen dem Ohr

¹ KÜPFMÜLLER, K.: Handbuch der Exp.-Physik, Bd. 11/3, S. 431. 1931.

² Würde die Sprachverständlichkeit bereits durch kleine Klirrfaktoren geschädigt werden, so wäre es nicht zu verstehen, daß die Sprachqualität bei hochliegender unterer Grenzfrequenz durch Einschalten eines nichtlinearen Gliedes (vgl. S. 209) gebessert wird.

³ BACKHAUS, H. u. F. TRENDELENBURG: Wiss. Veröff. Siemens-Konz. 4/2, 205 (1925). — Der Effekt wurde auch von L. C. POCKOCK [Electrician 93, 411 (1924)] beobachtet.

als gleichlaut erscheinen, sie sollen also auf einer Kurve gleicher Lautstärke, und zwar beispielsweise auf der zweituntersten KINGSBURY-Kurve, Abb. 2, S. 7 (also bei etwa 15 Phon), liegen. Die Druckamplituden der beiden Töne sind dann 2×10^{-3} Dyn/cm² bzw. 10^{-1} Dyn/cm². Steigern wir nun die Druckamplituden auf den 10fachen Wert, so

finden wir, daß der Ton 1000 Hertz auf eine Lautstärke von etwa 35 Phon steigt; der Ton 100 Hertz liegt dann aber auf einer wesentlich höheren Lautstärkekurve, 1 Dyn/cm² bei 100 Hertz entspricht nach Abb. 2, S. 7 etwa der Lautstärke von 58 Phon. Die Intensitätsabhängigkeit der Klangwirkung ist besonders wichtig auch für die Fragen der Sprachverstärkung: Verstärkt man bei einer Sprachübertragungsanlage alle Frequenzen gleich-

mäßig auf ein das normale Niveau wesentlich übersteigendes Intensitätsniveau, so wirkt die Sprache dumpf, ein Effekt, welcher sich doppelt störend deswegen bemerkbar macht, weil natürlicherweise bei lautstarkem Sprechen die Sprache „gehoben“ wird, also ein Hellerwerden der Sprache zu beobachten ist.

Über die Abhängigkeit der Silbenverständlichkeit vom Intensitätsniveau gibt Abb. 147 Auskunft¹.

Praktisch von großer Bedeutung ist auch die Frage, wie die Sprachverständlichkeit durch die Einwirkung von Nebengeräuschen beeinflusst wird, Abb. 148 gibt hierüber Bescheid².

Gegen Phasenverzerrungen im Verlauf der stationären Teile von Klängen ist das Ohr (vgl. S. 204) im allgemeinen unempfindlich, diese Tatsache ist, wie erwähnt, von zahlreichen Forschern beobachtet worden. Eine sehr große Rolle spielen aber Phasenverzerrungen bei den nichtstationären Klanganteilen, insbesondere bei den Einschwingvorgängen. Es war bereits oben (S. 21) darauf hingewiesen worden, daß die Eigenart der Einschwingvorgänge ein ganz wesentliches Kriterium für die Erkennbarkeit der meisten natürlichen Klänge bildet. Wird die Art des Klangeinsatzes verfälscht, so wird das Urteil über die Art des dargebotenen Klanges unsicher. Einzelne Sprachlaute — wie die

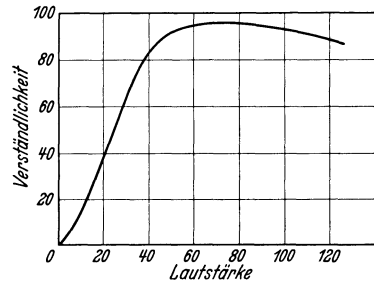


Abb. 147. Silbenverständlichkeit in Abhängigkeit von der Lautstärke. (Nach H. FLETCHER.)

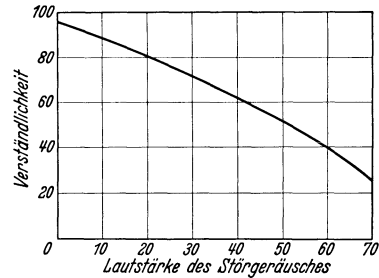


Abb. 148. Silbenverständlichkeit in Abhängigkeit vom Geräuschpegel. (Nach VERN O. KNUDSEN.)

¹ FLETCHER, H.: J. Franklin Inst. **193**, 6 (1922).

² KNUDSEN, VERN O.: J. acoust. Soc. Amer. **1**, 56 (1929).

Gruppe der Tenues und die Gruppe der Mediae — sind fast ausschließlich durch die Verschiedenheit der Einschwingvorgänge differenziert (S. 85).

Größere Phasenverzerrungen kommen an langen Kabelleitungen durch die Laufzeitunterschiede für Töne verschiedener Höhe vor. Abb. 149 zeigt eine typische Laufzeitkurve eines pupinisierten Fernsprechkabels von 1000 km Länge¹. Im Übertragungsbereich kommen Laufzeitunter-

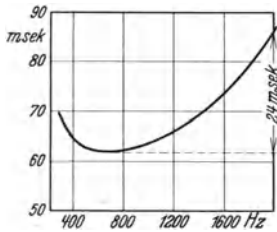


Abb. 149. Laufzeitkurve eines Kabels.
(Nach K. KÜPFMÜLLER.)

schiede von 24 ms vor. Die unterschiedliche Laufzeit bedingt ein zeitliches Auseinanderziehen der Komponenten verschiedener Tonhöhe. Abb. 150 zeigt das Oszillogramm einer Schwingung, die aus einem Ton von 635 Hertz und einem Ton von 1746 Hertz zusammengesetzt ist, am Anfang und am Ende einer Leitung. Am Ende der Leitung sind die beiden Komponenten zeitlich getrennt, es kommt zunächst die tiefe Komponente und dann erst die hohe Komponente an. Der im natürlichen Klang gleichzeitige

Einsatz geht verloren, der Klang wird in einen „Zwischerlaut“ zerlegt. Es ist einleuchtend, daß eine derartige Phasenverzerrung die Verständlichkeit einer Sprachübertragung herabsetzt, die Verhältnisse liegen

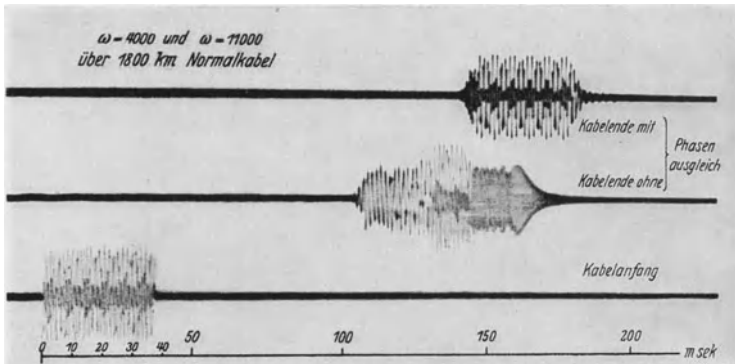


Abb. 150. Phasenverzerrungen an einem Kabel. (Nach K. KÜPFMÜLLER.)

etwa so, daß ein maximaler Laufzeitunterschied im gesamten Übertragungsbereich (300—2400 Hertz) von 10—15 ms noch eben zulässig ist; wird der Laufzeitunterschied größer, so nimmt die Sprachverständlichkeit rasch ab. Zur Vermeidung der durch die Phasenverzerrung bedingten Übertragungsver schlechterung verwendet man in der Kabeltechnik nach dem Vorgehen von K. KÜPFMÜLLER Phasenausgleichsglieder, in diesen — aus elektrischen Schwingungskreisen zusammen-

¹ Nach K. KÜPFMÜLLER: Handbuch der Exp.-Physik, Bd. 11/3, S. 430. 1931.

gestellten, an das Kabel angeschlossenen Gebilden — erfahren die Komponenten geringerer Laufzeit eine entsprechende Verzögerung, so daß am Ausgang der Phasenzerrungsschaltung sämtliche Komponenten gleichzeitig wieder austreten. Die obere Kurve Abb. 150 zeigt die Wirkung einer derartigen Phasenzerrung, die Laufzeit beträgt jetzt für alle Komponenten rund 150 ms, die Abweichungen bleiben im Übertragungsbereich so gering, daß sie subjektiv nicht mehr empfunden werden.

b) Raumakustik und Klangwirkung.

Die durch raumakustische Erscheinungen hervorgerufenen Änderungen der Klangwirkung von Sprache und Musik kommen nicht so sehr durch lineare oder durch nichtlineare Verzerrungen der stationären Klanganteile als vielmehr durch Änderungen des Anklingens und des Ausklingens: durch das Auftreten raumakustisch bedingter Ausgleichsvorgänge zustande.

Die raumakustischen Erscheinungen lassen sich in zwei Gruppen einordnen. Die erste Gruppe bilden die *Echoeffekte*, wie sie durch Reflexion eines Schallstrahles an einer oder auch an mehreren, einzeln lokalisierbaren Begrenzungsflächen des Raumes zustande kommen. Für die zweite Gruppe von Erscheinungen ist nicht der Ablauf eines einzelnen Reflexionsvorganges, insbesondere auch nicht der geometrische Verlauf von Schallstrahlen im einzelnen, sondern das Zusammenwirken einer großen Anzahl von Reflexions- und Absorptionsprozessen an den verschiedensten Begrenzungsflächen des Raumes von Bedeutung. Die Gesamtheit all dieser Einzelprozesse bedingt die Art, wie Schall in einem Innenraum beim Einschalten der Schallquelle anklingt und wie er nach Aussetzen der Quelle ausklingt. Diese Erscheinungen lassen sich unter dem Titel „Schallabsorption, Nachhall“ zusammenfassen.

α) *Echoeffekte. Schallreflexion.*

Echoerscheinungen können sich bei der Klangwiedergabe dann störend bemerkbar machen, wenn die Laufzeitdifferenz zwischen dem direkten und dem reflektierten Schallstrahl einen bestimmten, von der Art des wiederzugebenden Schalles abhängigen kritischen Wert überschreitet. Für Sprache liegen die Verhältnisse etwa folgendermaßen: Man kann bei Sprache mit einer Silbenfolge von 5 Silben in der Sekunde rechnen. Ist die Laufzeitdifferenz größer als etwa $\frac{1}{10}$ Sek. (der Wegunterschied zwischen direktem Schall und Echo also größer als etwa 34 m), so fällt bei Sprache das Echo bereits zum Teil in die nächstfolgende Silbe, die Verständlichkeit wird dann naturgemäß stark gestört. Ist andererseits die Laufzeitdifferenz kleiner als der angegebene kritische Wert, so trifft das Echo im wesentlichen noch die richtige Silbe, man empfindet das Echo dann subjektiv nicht mehr getrennt, es kommt nur zu einem verstärkten Lautstärkeindruck (vgl. auch S. 193).

Auch bei Musikdarbietungen können sich Echoeffekte störend bemerkbar machen, die einzelnen Takte erscheinen bei Echoeffekten entsprechender Wegdifferenz nicht mehr getrennt, die Musik klingt verschwommen. Der kritische Wert der Laufstreckendifferenz ist bei den einzelnen Arten der Musik ziemlich verschieden, bei Musikstücken mit schnellen Tonfolgen kann eine Wegdifferenz von nur etwa 25 m bereits als recht störend empfunden werden.

Für die Stärke der Echowirkung entscheidend ist die Geometrie der echobildenden Fläche. Ist die Fläche, wie in Abb. 151, eben, so nimmt die Schallstärke auch hinter der Reflexionsstelle mit wachsender Entfernung des Aufpunktes von der Schallquelle ab, das Echo hat also dann eine geringere Stärke als der unmittelbar eintreffende Schall. Anders

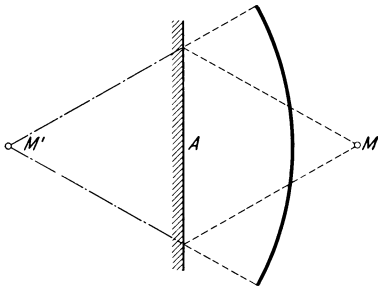


Abb. 151. Schallreflexion an ebener Fläche.

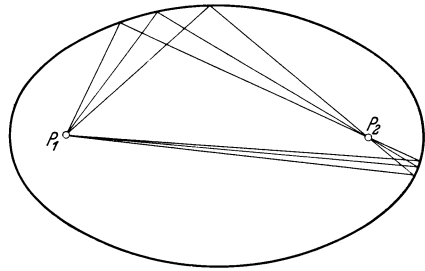


Abb. 152. Schallreflexion an elliptischer Begrenzung.

ist es an hohlgekrümmten Flächen mit Brennpunkteigenschaften, bei Reflexion an derartigen Flächen kommt es dazu, daß an bestimmten Stellen des Raumes die Echoeffekte von wesentlich größerer Stärke werden wie der direkt einlaufende Schall. Ein Beispiel hierfür sind die Reflexionserscheinungen in einem Raum mit elliptischer Begrenzung. Schall, welchen man in dem einen Brennpunkt erzeugt, wird nach einmaliger Reflexion (Abb. 152) in dem anderen Brennpunkt gesammelt, er breitet sich dann erneut aus und kommt nach einer weiteren Reflexion wieder in den Ausgangspunkt zurück, das Spiel beginnt dann von neuem. In den Brennpunkten hört man in diesem Fall also nach Auslösung eines kurzen Schallsignals eine Folge sich wiederholender Echos, deren Stärke dann, wenn die Schallabsorption bei dem einzelnen Reflexionsvorgang nur gering ist, nur verhältnismäßig langsam abklingt.

Echoeffekte an hohlgekrümmten Flächen machen sich an einer großen Reihe fertig ausgeführter Bauten störend bemerkbar, insbesondere werden derartige Echoeffekte an mit Kuppeln überdeckten Räumen vielfach beobachtet. In der Albert Hall¹ in London treten beispielsweise Echos durch Reflexion an der Deckenkonstruktion auf. Abb. 153 zeigt den

¹ BAGENAL, H.: Architect. Assoc. J. 44, 4 (1928). — KNUDSEN, VERN O.: J. acoust. Soc. Amer. 2, 434 (1931).

Schallwellenverlauf eines vom Boden der Halle ausgehenden Schallstrahles, die Laufzeitdifferenz des Echos gegenüber dem direkten Strahl kann hier einen Wert von etwa $\frac{1}{4}$ Sek. (entsprechend etwa 70 m Umweg) erreichen.

Ein drastisches Beispiel für Echoeffekte ist auch die Aula der neuen Universität in Freiburg im Breisgau, diese wurde von E. SCHARSTEIN und W. SCHINDELIN¹ eingehend untersucht. Abb. 154a zeigt einen

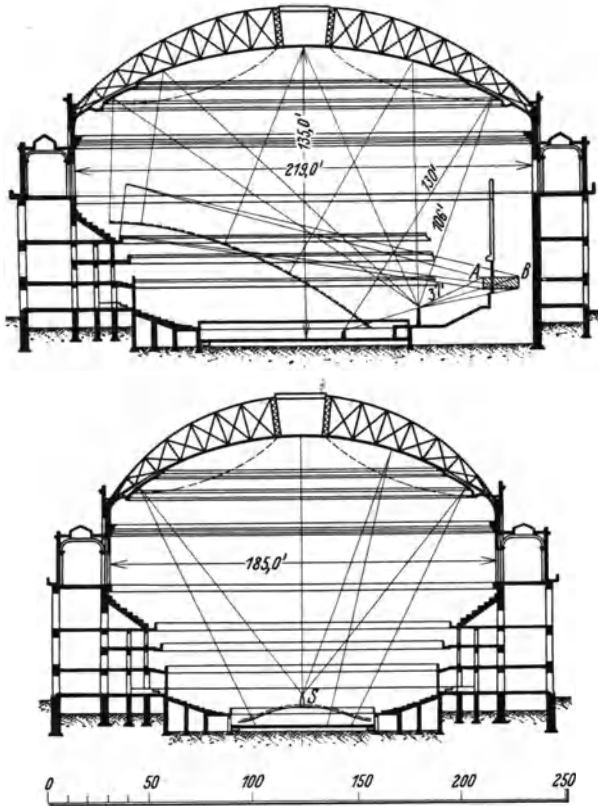


Abb. 153. Schallwellenverlauf in der Albert Hall (Längenangaben in Fuß).
(Nach VERN O. KNUDSEN.)

¹ SCHARSTEIN, E. u. W. SCHINDELIN: Ann. Physik (5) 2, 194 (1929). Weitere Beispiele über Störungen durch Echoeffekte an hohlgekrümmten Flächen sind insbesondere in folgenden Arbeiten behandelt: SCHARSTEIN, E.: Ann. Physik (5) 2, 163 (1929). — LINCK, W.: Ann. Physik (5) 4, 1017 (1930). — KUNTZE, W.: Ann. Physik (5) 4, 1059 (1930). Betr. (Eingangshalle der T. H. München und verschiedene andere Räumlichkeiten.) — MICHEL, E.: Zbl. Bauverwalt. 48, 486 (1928). (Betr. einen Saal im Palais Kaiser Wilhelm I.) Dtsch. Bauztg. 65, 69 (1931). (Betr. Planetariumsbau und Raumakustik.) Zahlreiche Beispiele sind bei F. R. WATSON (Acoustical Forum, 1929, p. 441) behandelt. Bemerkt sei noch, daß auch die neue Aula der Berliner Universität (nach unveröffentlichten Untersuchungen des Verfassers) derartige Echoeffekte, welche in der Kuppelüberdachung zustande kommen, aufweist.

Längsschnitt, Abb. 154 b einen schrägen Schnitt durch diesen Raum. Man erkennt, daß der Raum eine nahezu elliptische Begrenzung besitzt. Das Rednerpult befindet sich im Punkt „a“, also nahezu in einem Brennpunkt des Ellipsoids. Ein großer Teil des in „a“ erzeugten Schalles tritt nach zweimaliger Reflexion in den Ausgangspunkt zurück. Zur experimentellen Prüfung der Echoeffekte in der Aula wurde vom Punkt „a“ aus eine Folge kurzer Schallsignale (Stoßböte) in den Saal gesandt

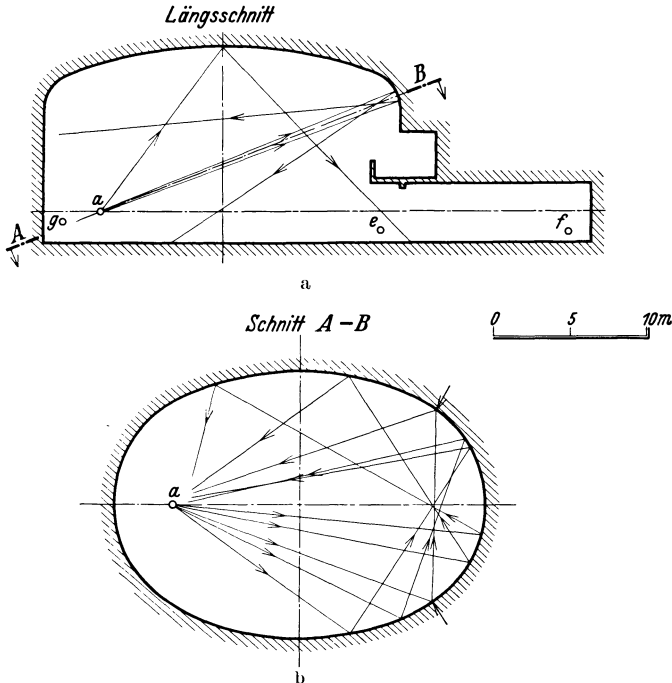
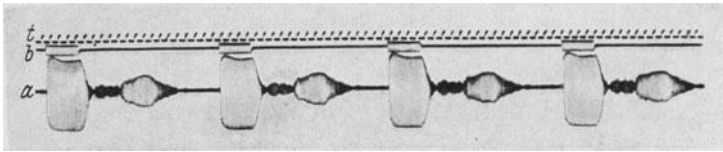


Abb. 154. a Längsschnitt, b schräger Schnitt durch die Freiburger Universitätsaula.
(Nach E. SCHARSTEIN und W. SCHINDELIN.)

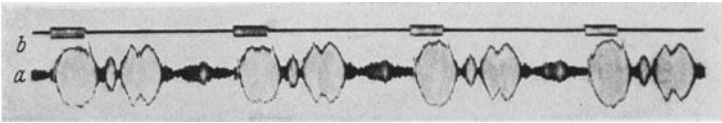
und die Echoeffekte an den verschiedenen Stellen des Saales oszillographisch aufgezeichnet. Die Oszillogramme (Abb. 155) lassen die Echostörungen außerordentlich anschaulich erkennen.

In einem Fall, wie dem eben besprochenen, läßt sich Abhilfe im allgemeinen nur nach kostspieligen Umbauten schaffen, nur die Anbringung sehr erheblicher Mengen von schallabsorbierenden Materialien in der großen Kuppel könnte helfen, man hätte aber dann überdies den Nachteil in Kauf zu nehmen, daß der Raum akustisch sehr „tot“ wirken würde und daß man sich wegen der starken Absorption nur unter erheblichem Stimmaufwand verständlich machen könnte. So schön manche Kuppelbauten vom architektonischen Standpunkt aus sind, so ungeeignet sind sie häufig vom raumakustischen Standpunkt aus!

Leichter läßt sich gegen solche Echoeffekte Abhilfe schaffen, deren Entstehung eine sehr eng begrenzte Fläche verursacht, man kann dann diese eine Fläche mit gut wirkenden Absorptionsstoffen verkleiden. Ein Beispiel hierzu ist das Prinzregententheater in München. Die Sprachverständlichkeit in diesem Theater ließ an einer Reihe von Plätzen sehr



(Mikrofon bei Punkt a)



(Mikrofon bei Punkt g)

Abb. 155. Oszillogramme von Schallwellenzügen in der Freiburger Aula.
(Nach E. SCHARSTEIN und W. SCHINDELIN.)

zu wünschen übrig. W. CRONE, H. SEIBERTH und J. ZENNECK¹ untersuchten die Schallausbreitung in diesem Theater mit der erwähnten Stoßtonmethode. Es zeigte sich, daß störende Reflexionen an der Rückwand und an dem anstoßenden Teil der Decke (Abb. 156) zustande kamen. Nach Einbau schallabsorbierender Stoffe an diesen Stellen verschwanden die Echoeffekte, wie die Oszillogramme 157 zeigen, nahezu vollständig.

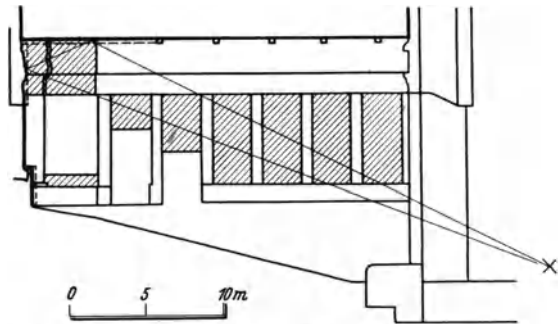


Abb. 156. Schnitt durch das Prinzregententheater in München.
(Nach W. CRONE, H. SEIBERTH u. J. ZENNECK.)

Die große Bedeutung der Echoeffekte für die Klangwirkung und die Tatsache, daß sich Echoeffekte nach Fertigstellung eines Raumes meist nur unter Aufwand hoher Kosten und vielfach nur in ungenügender Weise abstellen lassen, macht es erforderlich, Bauprojekte für größere Räume, in denen Sprache oder Musik zu Gehör gebracht werden sollen, auf die Möglichkeit des Auftretens von Echoeffekten hin kritisch zu untersuchen. Neben rechnerischen oder graphischen Methoden — welche denjenigen

¹ CRONE, W., H. SEIBERTH u. J. ZENNECK: Ann. Physik (5) 19, 299 (1934).

der geometrischen Optik ähnlich sind — kommen hierfür auch insbesondere Modellversuche in Frage, und zwar können solche mit Wasserwellen in Becken, deren Umgrenzungslinie einem Schnitt durch den betreffenden Raum¹ nachgebildet ist, durchgeführt werden, oder es kann auch die Schallausbreitung an Raummodellen mittels Funkenknall und Schlierenmethode² untersucht werden. Mit verhältnismäßig geringen Kosten wird sich auf eine dieser Weisen feststellen lassen, ob Echoeffekte zu erwarten sind bzw. wie man durch Abänderung der Formgebung solche vermeiden kann.

Es sei hier noch kurz darauf hingewiesen, daß Reflexionseffekte auch zur Klangverbesserung beitragen können: liegt der Laufzeitunterschied

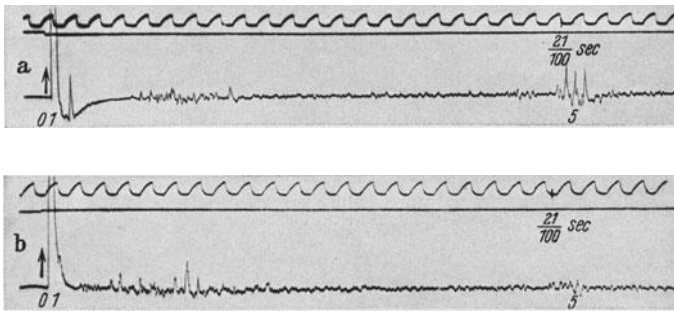


Abb. 157. Oszillogramme von Schallwellenzügen aus dem Prinzregententheater. a vor, b nach Einbau absorbierender Stoffe. (Nach W. CRONE, H. SEIBERTH und J. ZIENECK.)

zwischen direktem Schall und dem reflektierten Schall unter der oben angegebenen kritischen Grenze, so wird ja kein Echo, sondern nur eine Lautstärkeerhöhung empfunden. So kann man beispielsweise der hinter einem Orchester liegenden Saalrückwand eine parabolähnliche Form geben, um zu erreichen, daß der vom Orchester abgestrahlte Schall möglichst in Richtung der Zuhörerschaft geworfen wird. Über Kirchenkanzeln findet man vielfach einen Schalldeckel angeordnet, der den Zweck hat, die Schallabstrahlung in die höheren Teile des Kirchenraumes zu vermindern und statt dessen die Schallstärke an den Plätzen der Zuhörer zu erhöhen. Ein besonders großzügig angelegtes Beispiel der Ausnutzung von Reflexionseffekten zur Klangverbesserung ist der Pleyel-Saal in Paris, dessen akustische Projektierung von G. LYON stammt³. Durch Einbau von drei parabolisch geformten Deckenteilen (Abb. 158) wird ein nahezu gleichmäßiger Schallfluß nach allen Teilen

¹ MICHEL, E.: Hörsamkeit großer Räume, S. 9. Braunschweig 1921.

² SABINE, W. C.: Collected papers on Acoustics, S. 180. Cambridge 1923.

³ Der Pleyel-Saal besitzt eine Länge von ungefähr 50 m, eine Breite von 20 m am Podium, 30 m am Saalende, die Höhe beträgt etwa 19 m, der Raum faßt (21 000 m³) 3000 Zuhörer, 500 Chor- bzw. Orchesterangehörige finden im Saal Platz [nach VERN O. KNUDSEN: J. acoust. Soc. Amer. 2/4, 441 (1931)].

des Saales einschließlich der Ränge erzielt. Eine sehr wesentliche Bedingung für die gute Akustik in einem derartigen paraboloid-ähnlichen Saal ist allerdings die, daß die Reflexion an der ebenen Rückwand des Saales sehr gering gehalten wird; der an der Rückwand zurückgeworfene Schall wird ja durch das Paraboloid wieder im Brennpunkt gesammelt. Zur Verringerung der Reflexion der Rückwand wurden im Pleyel-Saal stark absorbierende Stoffe eingebaut¹.

β) *Schallabsorption.*
Anhall und Nachhall.

Beobachtet man in einem Innenraum die Art, wie ein Schallvorgang nach Abschalten der Schallquelle aussetzt, so hört man — in ausreichend großen Räumen — ein Nachhallen, der Schall klingt allmählich ab, bis er schließlich bei Unterschreiten der Hörschwelle unhörbar wird. Ähnlich findet auch der Einsatz eines Schallvorganges in Innenräumen nicht momentan, sondern mit einem Anhallvorgang statt. Anhall und Nachhall sind

raumakustische Ausgleichsvorgänge; man kann einen Innenraum als schwingungsfähiges Gebilde auffassen, bei plötzlichem Einsatz bzw. bei plötzlichem Aussetzen einer erregenden Kraft werden die freien gedämpften Eigenschwingungen des Systems angestoßen. Das Zusammenwirken all dieser Eigenschwingungen ist der raumakustische Ausgleichsvorgang, der sich beim Einsetzen der Schallquelle als Anhall, beim Aussetzen als Nachhallvorgang bemerkbar macht. Es läßt sich zeigen, daß die in einem Innenraum enthaltene Gesamtschallenergie nach einem Exponentialgesetz $E = E_0 e^{-\alpha t}$ abklingt; die Energieansammlung im Raum — der Anhallvorgang — verläuft nach einem

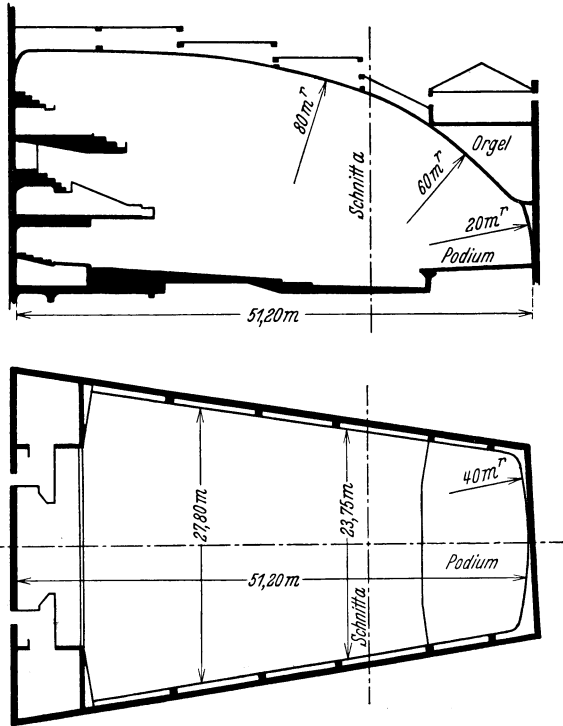


Abb. 158. Schnitte durch den Pleyel-Saal in Paris.

¹ Vgl. F. M. OSSWALD: Schweiz. Bauhütte 95, 3 (1930).

komplementären Gesetz: $E = E_0 (1 - e^{-\alpha t})$. Das streng exponentielle Gesetz gilt nur für die Gesamtenergie des Raumes, nicht aber für den zeitlichen Verlauf der Momentanintensität an einem speziellen Punkt des Raumes. An den einzelnen Stellen des Raumes können infolge von Interferenzerscheinungen sehr verschiedene Intensitätswerte vorkommen, beim Anhall und beim Nachhall schwanken die Werte an den einzelnen Stellen des Raumes stark um die durch die Exponentialkurven gegebenen Mittelwerte. Wir werden weiter unten hierauf zurückkommen.

Die Dämpfungskonstante α berechnet sich nach der Beziehung $\alpha = \frac{A \cdot c}{4V}$. A ist die gesamte Schallabsorption, d. h. also die Absorption an den Raumbegrenzungsflächen und an den im Raum verteilten Objekten¹, c die Schallgeschwindigkeit und V das Raumvolumen. Die Abhängigkeit von Raumvolumen kommt dadurch zustande, daß vom Raumvolumen die Anzahl der in der Zeiteinheit erfolgenden Absorptionsprozesse abhängt, je größer der Raum ist, desto seltener trifft ja ein Schallstrahl statistisch die Raumbegrenzung.

Die Gesamtabsorption eines Raumes setzt sich zusammen gemäß

$$A = \sum a'_n f_n + \sum a''_m s_m + \sum a'''_p v_p,$$

hierbei bedeutet

a'_n die Absorptionskoeffizienten der Saalbegrenzungsflächen bezogen auf den Absorptionskoeffizient von 1 m² offenem Fenster.

f_n die entsprechenden Flächen in m².

a''_m die Absorptionskoeffizienten der Einzelobjekte.

s_m die entsprechenden Stückzahlen.

a'''_p die Schallabsorption von Stoffen (pro m³), deren Absorption vom Volumen abhängt.

v_p die entsprechenden Volumina.

Über Schallabsorptionskoeffizienten gibt die folgende Tabelle² Auskunft:

¹ Die einfache Beziehung $\alpha = \frac{A \cdot c}{4V}$ ist nur gültig, solange der mittlere Absorptionskoeffizient \bar{a} sämtlicher absorbierender Raumbegrenzungsteile klein gegen 1 ist. Ist dies in stark absorbierenden, raumakustisch „toten“ Räumen nicht der Fall, so muß A gemäß einer Formel $A = -S \lg (1 - \bar{a})$, wobei S die Gesamtfläche der Raumbegrenzungen bedeutet, berechnet werden [EYRING, C.: J. acoust. Soc. Amer. 1, 217 (1930)]. Weiterhin ist darauf hinzuweisen, daß in großen Innenräumen auch die Luftabsorption berücksichtigt werden muß. VERN O. KNUDSEN stellte [J. acoust. Soc. Amer. 3, 126 (1931); 5, 112 (1933)] folgende Formel auf: $A = 4m - S \lg (1 - \bar{a})$, wobei m den Koeffizient der Luftabsorption bedeutet, m hängt von der Frequenz und von der Luftfeuchtigkeit ab. Die Zahlenwerte für m liegen so, daß man in Räumen mittlerer Größe und bei einer Frequenz bis zu etwa 1000 Hertz die Luftabsorption noch nicht zu berücksichtigen braucht, für größere Räume und bei höherer Frequenz wird die Luftabsorption dann aber von erheblichem Einfluß.

² Nach E. MICHEL: Raumakustik. Merkblatt, 4. Aufl., S. 6. 1930; weitere zahlreiche Angaben z. B. im Circ. Bur. Stand. 1930, Nr 384.

a) Auf 1 m ² Fläche bezogen:			
Bekleidung in Hart- kiefer	0,1—0,061	Öffnungen von Hei- zungs- und Lüf- tungskanälen . . .	0,50
Putz auf Holzlattung	0,033	Bühnenöffnung . . .	0,25—0,45
Putz auf Draht- geflecht	0,033	Besonders schwerer Teppich	0,29
Gewöhnliches Ziegel- mauerwerk	0,032	Ölgemälde einschließ- lich Rahmen	0,28
Glas, einfache Dicke	0,027	Vorhang	0,23
Putz auf Ziegelmauer- werk	0,025	Teppich	0,20
Ziegelmauerwerk in Zementmörtel	0,025	Kokosmatte	0,17
Beton	0,015	Kork, 2,5 cm dick, lose am Boden . . .	0,16
Marmor	0,010	Kretonnestoff (182 g/m ² Gewicht)	0,15
Hörerschaft	0,96	Linoleum, lose am Boden	0,12
Haarfilz, 2,5 cm stark, mit dünnem Stoff- bezug	0,55	Nesselstoff (48 g/m ² Gewicht)	0,019
Desgl. wie vor., noch dazu mit Farbe ge- strichen	0,25—0,45		
b) Auf 1 Stück bezogen:			
Klavier	0,60	Desgl. für einen Sitz	0,28
Einzelne Frau	0,54	Kissenbelag für einen Sitz	0,20
Einzelner Mann	0,48	Holzbank mit Lehne (5 Sitze)	0,039
Hörerschaft für eine Person	0,44	Desgl. für einen Sitz.	0,0077
Gepolsterter Stuhl mit Lederbezug	0,30	Kirchengestühl für einen Sitz	0,0186
Gepolsterte Bank mit Lederbezug und Lehne (5 Sitze)	1,10	Holzstuhl	0,0082—0,01
c) Auf 1 m ³ Rauminhalt bezogen:			
Zimmerpflanzen	0,11		

Die in der Tabelle enthaltenen Werte beziehen sich auf eine mittlere Frequenz, und zwar auf 512 Hertz. Die Koeffizienten sind im allgemeinen stark frequenzabhängig, und zwar ist bei porösen Materialien die Schallabsorption bei hohen Frequenzen wesentlich größer als bei tiefen, wie folgende Zusammenstellung¹ zeigt:

	128	256	512	1024	2048	4096
Akustisches „Zenitherm“ (Korkkörn- chen, verbacken in porösen festen Ziegeln) 1,14 Zoll stark, 2,07 Pfd. pro Quadratfuß	0,03	0,13	0,33	0,42	0,42	0,15
„Akustolith“ (Putz, 1/2 Zoll stark, auf 1/4 Zoll starkem Kalkmörtel)	0,21	0,24	0,29	0,33	0,37	0,42
„Asbestos Akustikos“ (Filz, Mischung von Haarfilz und Asbest) 1/2 Zoll stark	0,10	0,18	0,36	0,60	0,63	0,57
„Asbestos Akustikos“, 3/4 Zoll stark .	0,18	0,30	0,54	0,64	0,63	0,57
„Balsamwolle“ (locker verfilzt, ge- steppte Holzfasern) 1 Zoll stark, 0,26 Pfd. pro Quadratfuß	—	0,18	0,44	0,62	0,66	—

¹ Nach F. R. WATSON: Univ. Illinois, Bull. Engn. Exper. 172, 25 (1927).

Sehr stark nimmt auch die Schallabsorption von Personen mit der Frequenz zu. E. MEYER und P. JUST¹ fanden folgende Werte:

Frequenz des zur Messung benutzten Heultones	150 ± 50	300 ± 100	600 ± 100	1200 ± 200	2400 ± 200	4800 ± 300
Dämpfung pro Person	0,04	0,1	0,7	0,8	1,4	1,4

Anders liegen die Verhältnisse bei Materialien, die zu Plattenschwingungen fähig sind; diese Materialien besitzen im allgemeinen eine

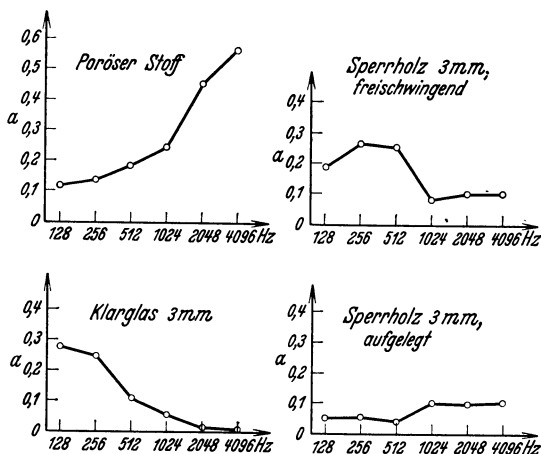


Abb. 159. Frequenzabhängigkeit der Schallabsorption verschiedener Stoffe. (Nach E. MEYER und L. CREMER.)

Wir werden weiter unten sehen, daß für eine gute Klangwirkung die Erzielung einer einigermaßen frequenzunabhängigen Schallabsorption von Vorteil ist; durch teilweise Verwendung poröser Wandverkleidungen (große Absorption für hohe Töne) und teilweise Verwendung biegunsschwingungsfähiger Materialien (große Absorption bei tiefen Frequenzen) läßt sich eine einigermaßen gleichmäßige frequenzunabhängige Absorption einrichten.

In der raumakustischen Praxis pflegt man die Absorptionsverhältnisse nicht durch die oben definierte Dämpfungskonstante $\alpha = Ac/4V$ zu kennzeichnen, sondern durch die Nachhalldauer T , hierunter versteht man nach W. C. SABINE die Zeit, innerhalb deren ein Schallvorgang in einem Innenraum vom 10⁶fachen Wert der Schwellenintensität bis zum Schwellenwert selbst absinkt oder auch — auf die Druckamplitude bezogen — vom 10³fachen Wert des Schwellendruckes auf den Schwellenwert des Druckes absinkt³.

¹ MEYER, E. u. P. JUST: Elektr. Nachr.-Techn. 5, 293 (1928).

² MEYER, E. u. L. CREMER: Z. techn. Physik 14, 500 (1933).

³ SABINE, W. C.: Collected Papers on Acoustics, 1923, Nr. 43f.

T hängt entsprechend dieser Definition gemäß der Beziehung $e^{-\alpha T} = 10^{-6}$ mit der Dämpfungskonstante zusammen. T läßt sich schreiben $T = \frac{0,164 V}{A}$.

Die SABINESche Nachhalldauer läßt sich subjektiv — durch Abstoppen des Nachhalles — leicht ermitteln, erforderlich ist es für genauere Angaben allerdings, daß man das stationäre Intensitätsniveau, beispielsweise mittels eines Schalldruckmessers, auf den 10fachen Wert des Intensitätsniveaus an der Schwelle einreguliert. Auch ist es möglich, die Nachhalldauer mittels eines automatischen elektrischen Nachhallmessers unmittelbar objektiv zu bestimmen¹. Die Absorptionsverhältnisse von Innenräumen durch die Nachhalldauer zu kennzeichnen ist insbesondere auch deshalb das Gegebene, weil von den raumakustischen Ausgleichsvorgängen im wesentlichen nur die Nachhallvorgänge² zum Bewußtsein kommen. Diese subjektive Erfahrung läßt sich anschaulich leicht durch den logarithmischen Zusammenhang zwischen physikalischem Reiz und

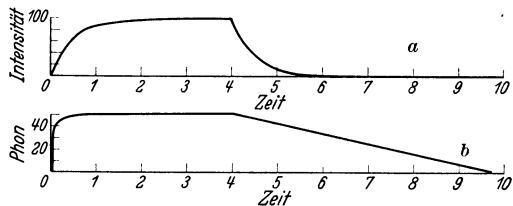


Abb. 160. Anhallverlauf und Nachhallverlauf, linear und logarithmisch aufgetragen.

Lautstärkenempfindung erklären. Abb. 160 zeigt einen raumakustischen Ausgleichsvorgang das eine Mal in physikalischem Maß (mit linear geteilter Ordinate) und das andere Mal im Lautstärkemaß — also nach Logarithmierung der Ordinaten. Abb. 160b zeigt, wie die Empfindung beim Anhallvorgang außerordentlich rasch ansteigt³, auch

¹ MEYER, E.: Z. techn. Physik 11, 253 (1930). — STRUTT, M. J. O.: Elektr. Nachr.-Techn. 7, 280 (1930).

² Die Bemerkung, daß die Anhallvorgänge subjektiv nicht stark bewertet werden, bezieht sich auf solche Ausgleichsvorgänge, die nach einem exponentiellen Gesetz verlaufen. An bestimmten Stellen des Raumes kommen, wie bereits erwähnt, infolge von Interferenzeffekten starke Abweichungen vom exponentiellen Verlauf vor, bei derartigen Vorgängen spielt auch der Anhall eine Rolle. So hängt z. B. die Sprachverständlichkeit einzelner Plätze eines Saales stark davon ab, wie groß das Verhältnis der Amplitude des ersten unmittelbar von der Schallquelle zum Beobachter laufenden Schalleinsatzes zur Amplitude im stationären Zustand ist. Je größer die relative Amplitude des ersten Schalleinsatzes ist, desto besser ist im allgemeinen die Verständlichkeit.

³ Die Darstellung Abb. 160b für die Empfindung beim raumakustischen Ausgleichsvorgang ist selbstverständlich nur mit einer gewissen Annäherung gültig; abgesehen davon, daß die logarithmische Beziehung zwischen Schallstärke und subjektiver Lautstärkenempfindung nur sehr genähert gilt, wurden auch Trägheitserscheinungen des Ohres — wie sie gerade bei raumakustischen Ausgleichsvorgängen beobachtet wurden — nicht berücksichtigt. — Vgl. zu diesen Fragen insbesondere eine ausführliche Untersuchung von G. v. BÉKÉSY über die Hörbarkeit raumakustischer Ausgleichsvorgänge; die betreffende Arbeit bringt insbesondere auch Mitteilungen über Schwellenwerte bei der Wahrnehmung von Änderungen der Ausgleichsvorgänge u. a. m. [BÉKÉSY, G. v.: Ann. Physik (5) 16, 844 (1933)].

in schwach gedämpften Räumen ist — in Phon gemessen — die Lautstärke schon nach kürzester Zeit nahezu auf den stationären Betrag gekommen. Ganz anders ist es beim Nachhallvorgang, während des Nachhallvorganges nimmt die Lautstärke proportional der Zeit ab.

Die Sprachverständlichkeit in Innenräumen hängt von der Nachhalldauer in starkem Maße ab. Abb. 161 zeigt (nach Untersuchungen von VERN O. KNUDSEN¹) den Verlauf der Silbenverständlichkeit in Abhängigkeit von der Nachhalldauer. Die zur Aufstellung der Kurve benutzten Werte wurden in einer Reihe von Räumen etwa gleicher Gestalt und Größe gemessen, das Raumvolumen schwankte zwischen

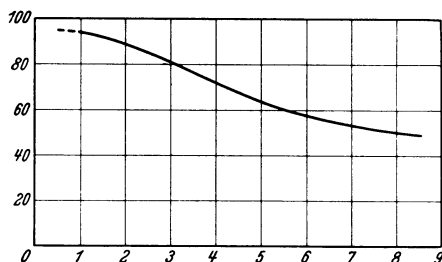


Abb. 161. Nachhalldauer und Sprachverständlichkeit bei konstant gehaltener Lautstärke. (Nach V. O. KNUDSEN.)

etwa 5500 und 8500 m³. Mit wachsender Nachhalldauer nimmt die Silbenverständlichkeit rasch ab. Bei 1 Sek. besitzt die Silbenverständlichkeit noch fast den optimalen Wert von 96%, bei 3 Sek. besteht eine Verständlichkeit nur mehr von etwa 80%, bei 6 Sek. von 55%.

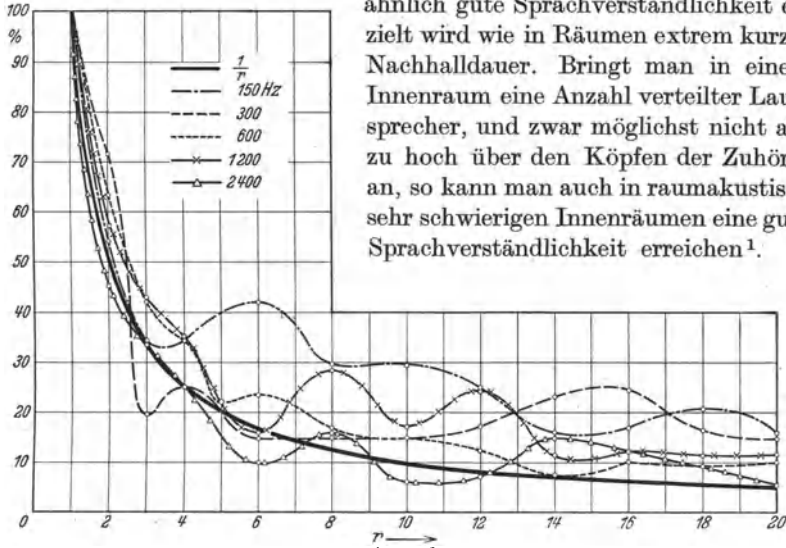
Ausdrücklich zu bemerken ist, daß die Werte von V. O. KNUDSEN nur für den Fall gelten, daß

der Beobachter hinreichend weit von der Schallquelle entfernt ist, in einer Zone, in welcher das mittlere Intensitätsniveau das Niveau des ersten unmittelbaren Schalleinsatzes überwiegt. Nähert sich der Beobachter der Schallquelle, so kommt er allmählich in einen Bereich, in welchem der direkte Schall ein größeres Intensitätsniveau besitzt wie der diffus einfallende mehrmals reflektierte Schall. In diesem, die Schallquelle unmittelbar umschließenden Raumteil wird die Sprachverständlichkeit mit Annäherung an die Schallquelle besser, in einigen Metern Entfernung von der Schallquelle erreicht sie Werte, die dem optimalen Wert nahe kommen. Man kann sich diese Erfahrung auch durch die Überlegung erklären, daß ja entsprechend der gesamten in der Zeiteinheit im Raum und an den Raumbegrenzungen absorbierten Energie ein Leistungsnachschub von der Schallquelle aus erfolgt, bei genügender Annäherung an die Schallquelle muß also infolge dieses Energienachschubes die Intensität anwachsen, in großer Nähe von der Schallquelle muß die Intensität entsprechend dem für den freien Raum gültigen Gesetz mit dem reziproken Quadrat des Abstandes von der Quelle zunehmen. Messungen, die vom Verfasser gemeinsam mit E. FRANZ im Dom zu Speyer durchgeführt wurden², sind in guter Übereinstimmung mit dieser Überlegung. Abb. 162 zeigt die Amplituden-

¹ KNUDSEN, VERN O.: J. acoust. Soc. Amer. 1, 56 (1929).

² TRENDLENBURG, F.: Z. techn. Physik 13, 64 (1932).

abnahme im Dom vor einem Lautsprecher. Bei tiefen Frequenzen (150 Hertz) nimmt die Amplitude bis zu einer Entfernung von etwa 3 m proportional dem Abstand r ab, dann wird allmählich das mittlere Amplitudenniveau des Raumes erreicht. Bei hohen Frequenzen (2400 Hertz) reicht die Abnahmezone infolge der größeren Raumabsorption bis etwa 6 m, erst dann nähert die Amplitude sich dem mittleren Amplitudenniveau. Es ist ohne weiteres anschaulich, daß bei Entfernungen von der Schallquelle, die innerhalb der genannten Entfernungen liegen, eine



ähnlich gute Sprachverständlichkeit erzielt wird wie in Räumen extrem kurzer Nachhalldauer. Bringt man in einem Innenraum eine Anzahl verteilter Lautsprecher, und zwar möglichst nicht allzu hoch über den Köpfen der Zuhörer an, so kann man auch in raumakustisch sehr schwierigen Innenräumen eine gute Sprachverständlichkeit erreichen¹.

Abb. 162. Schalldruckverteilung vor einem Lautsprecher in stark nachhallendem Raum. (Dom zu Speyer.)

Der in Abb. 161 dargestellte Zusammenhang zwischen Sprachverständlichkeit und Nachhalldauer gilt für den Fall, daß am Ohr des Beobachters die für eine Sprachverständlichkeit optimale Lautstärke von 70 Phon herrscht; es ist also angenommen, daß der Sprecher durch entsprechende Bemessung der Stimmleistung dafür Sorge trägt, daß trotz der verschiedenen Raumabsorption stets dies optimale Niveau erreicht wird. Wird die Schalleistung nicht entsprechend der Absorption nachreguliert, so ändern sich die Verhältnisse ganz grundsätzlich.

In Abb. 163 ist der Zusammenhang zwischen Nachhalldauer und Silbenverständlichkeit in Räumen verschiedener Größe unter der Annahme dargestellt, daß die Sprachleistung konstant gehalten wird. Es ergeben sich in diesem Fall ausgesprochene Maxima der Sprachverständlichkeit. In großen Innenräumen wird die Sprachverständlichkeit

¹ Über Erfahrungen mit verteilten Lautsprechern vgl. z. B. F. TRENDLENBURG: Elektrotechn. Z. 48, 1685 (1927).

zunächst mit wachsender Nachhalldauer größer, erst nach Durchlaufen eines Maximums fällt sie mit noch weiter wachsender Nachhallzeit dann rasch ab; die durch Herabsetzen der Absorption bewirkte Vergrößerung

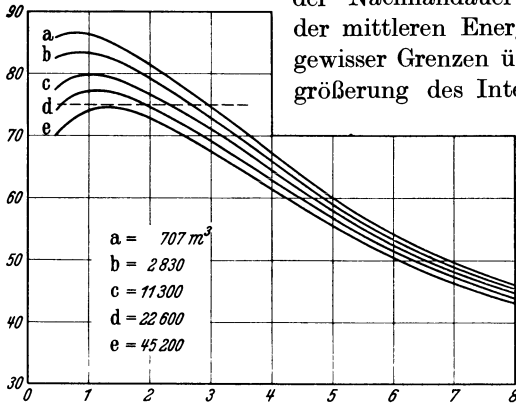


Abb. 163. Nachhalldauer und Sprachverständlichkeit bei konstant gehaltener Schalleistung. (Nach V. O. KNUDSEN.)

der Nachhalldauer bewirkt eine Vergrößerung der mittleren Energiedichte im Raum, innerhalb gewisser Grenzen überwiegt die durch diese Vergrößerung des Intensitätsniveaus bewirkte Verbesserung der Sprachverständlichkeit die durch die Nachhalldauerergrößerung bewirkte Verschlechterung.

Die optimalen Nachhalldauern liegen bei einem Raumvolumen von $1000 m^3$ bei etwa 0,8 Sek. gegenüber 1,3 Sek. bei etwa $50000 m^3$.

Für die Beurteilung der Zusammenhänge zwischen Nachhalldauer und Klang-

wirkung musikalischer Darbietungen steht ein so scharfes Kriterium, wie es die zahlenmäßig angebbare Silbenverständlichkeit darstellt, nicht

zur Verfügung, wir sind hierbei durchaus auf eine gefühlsmäßige Beurteilung angewiesen.

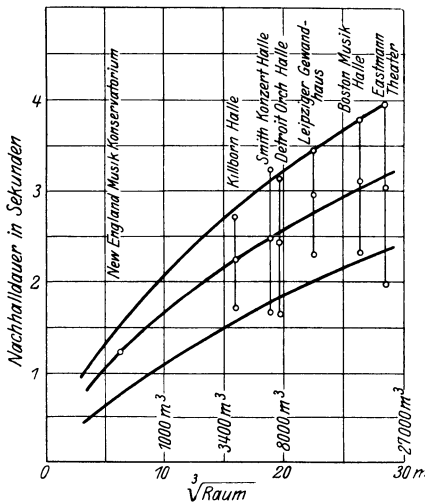


Abb. 164. Optimale Nachhalldauern (leer, $\frac{1}{3}$ besetzt, voll besetzt). (Nach F. R. WATSON.)

Die Nachhalldauern einer Reihe anerkannt guter Konzertsäle sind nach F. R. WATSON¹ in Abb. 164 eingetragen, die Nachhalldauern sind um so größer, je größer das Volumen der Räume ist, und zwar steigt die Nachhalldauer etwa mit der dritten Wurzel aus dem Raumvolumen an. Die optimalen Nachhalldauern für Musikdarbietungen liegen durchweg etwas höher wie die optimalen Werte für Sprache. In großen Musikhallen liegen die optimalen Werte recht hoch; Nachhalldauern von rund $2\frac{1}{2}$ Sek. sind in großen Räumen noch durchaus günstig.

Sehr langer Nachhall kommt in großen Kirchen vor. So beobachtete Verfasser im Dom zu Speyer eine Nachhalldauer von rund

¹ WATSON, F. R.: J. Franklin Inst. 198, 73 (1924).

13 Sek. bei 512 Hertz (und zwar im unbesetzten Zustand, bei Besetzung mit etwa 3000 Zuhörern dürfte die Nachhalldauer auf etwa 4 Sek. sinken). Der Nachhall im Dom zu Speyer dürfte einer der längsten sein, die in Kirchen beobachtet wurden; die abnorm lange Nachhalldauer dürfte wesentlich wohl dadurch bedingt sein, daß der sehr große Dom (rund 100000 m³) in romanischer Bauart mit völlig glatten Wänden und Säulen ausgeführt ist; die gotische Bauart ist im allgemeinen wesentlich mehr aufgespalten, insbesondere sind die Säulen profiliert, die dem Schall entgegentretende wirksame Oberfläche ist größer.

Unter den Kirchen besitzt eine ungewöhnlich gute Raumakustik die Thomaskirche in Leipzig. V. O. KNUDSEN¹ maß in der Kirche eine Nachhalldauer von 5,4 Sek. in unbesetztem Zustand, bei Besetzung mit 1800 Zuhörern berechnet sich hieraus eine Nachhalldauer von etwa 2,2 Sek. Die Nachhalldauer der Thomaskirche entspricht fast genau dem nach Abb. 164 erforderlichen optimalen Wert für eine Musikhalle entsprechender Größe. H. BAGENAL² hat darauf hingewiesen, daß für die Entwicklung der BACHSchen Musik die ausgezeichneten raumakustischen Eigenschaften der Thomaskirche sicher von großer Bedeutung gewesen sind; in der Thomaskirche ergibt auch die Vorführung von Musik mit rasch wechselnden Tonfolgen eine sehr gute Klangwirkung. Viele sonstige Kirchen, insbesondere aber die meisten großen alten Dome, lassen nur eine verhältnismäßig getragene Musik zur Geltung kommen, schnelle Tonwechsel verschwimmen.

Der in größeren Musikräumen unumgängliche Nachhall bedingt erhebliche Klangänderungen, diese Klangänderungen, wie z. B. eine leichte Verschwommenheit der Töne und die Auslösung der Empfindung einer gewissen Tonfülle, geben aber auch gerade einen eigenartigen musikalischen Reiz. Musik in einem zu stark absorbierenden Raum klingt tot. Man hat in der Anfangszeit des Rundfunks Orchestermusik häufig in verhältnismäßig kleinen und zu stark absorbierenden Räumen aufgenommen. Der Rundfunkteilnehmer hört die Darbietungen nun entweder mit einem — von eigener raumakustischer Wirkung völlig freien — Kopfhörer oder mit einem Lautsprecher in einem meist ziemlich stark absorbierenden und daher ebenfalls von eigener raumakustischer Wirkung ziemlich freien Wohnraum ab. Er empfindet die Darbietung aus dem zu stark absorbierenden Senderraum als unlebendig. Es ist bei Übertragungen großer Orchester unbedingt notwendig, die Orchester in einem Raum entsprechender Größe und Nachhalldauer spielen zu lassen, damit dem Rundfunkteilnehmer auch ein raumakustisch belebter Eindruck vermittelt wird. Die großen Sender verfügen heute über

¹ KNUDSEN, VERN O.: J. acoust. Soc. Amer. 2/4, 460 (1931).

² BAGENAL, H.: J. Roy. Inst. Brit. Arch. 36, 256 (1929); 37, 154 (1930).

derartige Räume¹. Eine Bedingung für erfolgreiche Musikaufnahmen aus derartig großen Räumen ist allerdings die, daß ein völlig schwellenwertfreier Empfänger verwendet wird, der Empfänger kann dann in gewisser Entfernung vom Orchester eingesetzt werden, so daß das gesamte Klangbild aller Instrumente einigermaßen gleichmäßig aufgenommen wird². Für Tonfilmaufzeichnungen gilt ähnliches. Auch hier erfolgt die Wiedergabe ja meist in raumakustisch verhältnismäßig unwirksamen Innenräumen³, die raumakustischen Wirkungen müssen also bei der Aufnahme erzielt werden⁴.

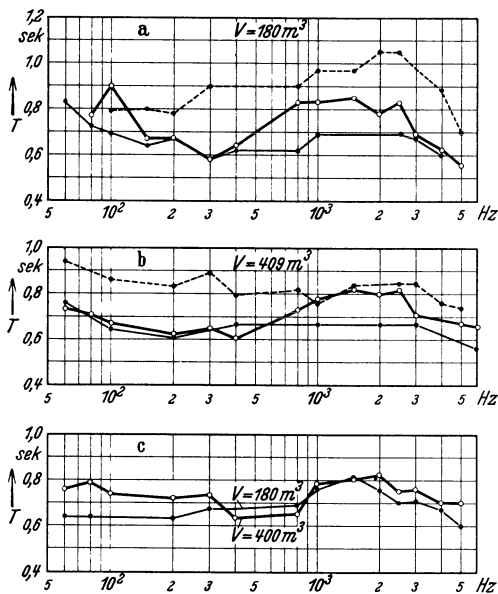


Abb. 165a-c. Optimale Frequenzabhängigkeit von Nachhallauern. (Nach G. v. BÉKÉSY.)

Für die Güte der Klangwirkung spielt auch die Frequenzabhängigkeit der Nachhalldauer eine nicht unerhebliche Rolle. G. v. BÉKÉSY⁵ führte systematische Untersuchungen über den Einfluß des Frequenzganges der Nachhalldauer auf die Klangwirkung durch. In für Musikdarbietungen geeignete Räume wurden wechselweise solche Materialien, welche bevorzugt bei tiefen Frequenzen absorbieren und solche, welche bevorzugt bei hohen Frequenzen absorbieren, eingebracht. Eine Reihe musikalisch geschulter Versuchspersonen hatte festzustellen, unter welchen Nachhallbedingungen die beste Klang-

wirkung erreicht schien. Allgemein zeigte sich, daß die günstigste Klangwirkung für etwa gleiche Nachhallzeit im gesamten akustisch wichtigen Frequenzgebiet beobachtet wurde. Abb. 165a zeigt die Versuchsergebnisse

¹ Vgl. z. B. H. J. v. BRAUNMÜHL: Die Sendung 8, 78 (1931). — HOSHI, K.: Rep. Radio Res. a. Works Jap. 2, 291 (1932). — WOLF, S. K.: Electronics 4, 14, Jan. 1932. — LUBSZYNSKI, G. u. H. WEIGT: Z. Hochfrequenz u. Elektr. Akustik 42, 127 (1933).

² Vgl. H. BACKHAUS: Siemens-Z. 8, 298 (1928).

³ Eine kurze eigene Nachhallzeit ist für Tonfilmtheater mit Rücksicht auf die Erzielung guter Sprachverständlichkeit ein unbedingtes Erfordernis.

⁴ E. GERLACH stellte [Veröff. Nachr.-Techn. 1/3, 165 (1931)] als Lösung der Akustikprobleme des Tonfilmtheaters folgendes auf: „Alle Theater haben die gleiche, ideale Wiedergabeakustik, nämlich gewissermaßen gar keine. Die Akustik, die wir in den Theatern dennoch hören, die sich eindrucksvoll von Szene zu Szene ändert, das ist ausschließlich die, welche von den Künstlern gewünscht und in Feinarbeit für jede Szene abgeglichen in den Tonfilm hineingelegt wurde.“

⁵ BÉKÉSY, G. v.: Ann. Physik (5) 19, 665 (1934).

für Klavierdarbietungen in einem Raum von 180 m³, und zwar entspricht die stark ausgezogene Kurve den optimal empfundenen Werten, die untere ausgezogene Kurve entspricht einem Frequenzverlauf des Nachhalls, bei welchem die Darbietung bereits als zu dumpf, die obere punktierte Kurve einem solchen, bei dem die Darbietung als zu schrill empfunden wurde. Abb. 165c zeigt die optimalen Nachhallverhältnisse für Streichquartett in einem Raum von 180 m³ bzw. von 400 m³, Abb. 165b diejenigen für Gesang in einem Raum von 400 m³. Die Werte liegen — vielleicht mit Rücksicht auf gute Verständlichkeit der Gesangstexte — bei etwas kürzeren Nachhalldauern als die Werte für Instrumentalmusik¹.

Die aus den systematischen Untersuchungen von G. v. BÉKÉSY hervorgehende Tatsache, daß die optimale Klangwirkung bei etwa gleicher Nachhalldauer für alle Frequenzgebiete auftritt, stimmt mit den sonstigen Erfahrungen aus raumakustisch als gut anerkannten Musikhallen überein. So zeigt beispielsweise die bereits erwähnte Thomaskirche sowie das raumakustisch ebenfalls sehr gute Gewandhaus in Leipzig eine einigermaßen frequenzunabhängige Nachhallzeit wie die folgenden, einer Arbeit von E. MEYER und L. CREMER² entnommenen Werte zeigen:

Frequenz Nachhallzeit (Sek.)	Hertz					
	128	256	512	1024	2048	4096
Thomaskirche	1,9	2,8	2,7	2,5	2,2	1,6
Gewandhaus	1,2	1,9	1,6	1,4	1,4	1,3

Abschließend sei zur Frage Nachhalldauer und Klangwirkung noch folgendes bemerkt: Die Zusammenhänge zwischen Klangwirkung und Nachhalldauer sind heute so weit geklärt, daß es durchaus möglich ist, die Klangwirkung von Musikdarbietungen oder die Verständlichkeit eines Redners in einem Raum bestimmter Größe und Nachhallzeit zu beurteilen. Die Berechnung der Nachhalldauer aus den geometrischen Verhältnissen und aus der Art der als Raumbegrenzung dienenden Stoffe ist mit praktisch ausreichender Genauigkeit möglich. Es kann daher auch gefordert werden, daß Bauprojekte vor Errichtung des Baues auf geeignete Nachhallverhältnisse hin geprüft werden. Wird diese Prüfung und die oben geforderte Prüfung auf Echoeffekte hin sorgfältig durchgeführt und werden die Äußerungen des raumakustisch bewanderten Fachmannes berücksichtigt, so kann man damit rechnen, daß der Bau auch vom raumakustischen Standpunkt aus befriedigen wird.

¹ Die von G. v. BÉKÉSY für die optimalen Nachhalldauern gefundenen Werte liegen durchweg etwas unterhalb derjenigen Werte, die in der Darstellung von WATSON (vgl. S. 230) enthalten sind und unterhalb der sonst in der Literatur angegebenen Werte. G. v. BÉKÉSY vermutet, daß diese Unterschiede dadurch bedingt sind, daß sich die meisten Literaturangaben nur auf berechnete Nachhalldauerwerte beziehen. Ob diese Vermutung ganz zu Recht besteht, muß offen bleiben. Für nicht allzu komplizierte Raumformen stimmen die Berechnungen der Nachhalldauer im allgemeinen ganz gut mit der Beobachtung überein.

² MEYER, E. u. L. CREMER: Z. techn. Physik 14, 499 (1933).

Sachverzeichnis.

- Abbau von Klängen 24.
 Amplitudencharakteristik 32.
 Amplitudenverfahren 56.
 Analysator, nach GARTEN 74.
 — harmonischer 15.
 Anblasemechanismus 98.
 Anhall 223.
 Ansatzrohr 67.
 Atmungsgeräusche 157.
 Aufbau von Klängen 24.
 Ausgleichsvorgänge 20, 22, 87, 129.
 Ausklingvorgang 20.
 Auskultation 148.
 Auspuffgeräusch 138.
- Bändchenmikrophon 37.**
 Banjo 111.
 Basilarmembran 171, 177.
 Becken 122, 132.
 Berliner Schrift 51.
 Betriebsgeräusche 136.
 Beugungsgitter 66.
 Binauraleffekt 192.
 BÖHM-Flöte 123.
 Bogengänge 173.
 Bratsche 101.
 BRAUN'Sches Rohr 50.
 Bronchialatmen 157.
 Buchstabenhäufigkeit 208.
 Bullerton 108.
- Cello 110.
 Charakteristik, nichtlineare 32, 200.
- Diastole 155.
 Differenztöne 199.
 Dissonanz 196.
 Doppelmikrophon 39.
 Dynamik 131.
- Echoeffekte 217.
 Einortstheorie 178.
 Einschwingvorgänge 20, 129.
 Englisch-Horn 127.
 Ermüdung des Ohres 189.
 Explosivlaute 92.
- Fenster, ovales 170.**
 — rundes 170.
 Fernsprechmikrophon 38.
 Filter 25.
 Flöte 123, 132.
 Flügel 114, 132.
 Flugzeugschall 143.
 Formant 19, 68, 126.
 FOURIER-Darstellung 10.
- Gehörgang 170.
 Geige 101.
 Geigenkörper 105.
 Geräusche 19, 135.
 Geschwindigkeitsdiagramm 106.
 Geschwindigkeitspotential 4.
 Getriebeegeräusche 148.
 Gitarre 115.
 Glimmlampensummer 166.
 Glocke 120.
 GOLDBERG-Bedingung 60.
 Gong 122.
 Gradationskurve 59.
 Grammophon 51.
 Grenzverzerrung 212.
 GRÜTZMACHER - Verfahren 63.
- Hallformantentheorie 166.**
 Hammer 172.
 Harfe 112, 115.
 Hauptton 120.
 Herzgeräusche 155.
- Herzschall 149.
 Herztöne 151.
 Hörfläche 182.
 Hörfaktor 61.
 Hörnerv 171.
 Hörschwelle 181.
 Hörvergleichsverfahren 8.
 Horn 132.
- Instrumente mit Membranen 97.**
 — mit Platten 97, 119.
 — mit Saiten 97.
 — mit Stäben 97, 116.
 — mit Zungen 97.
 Intensitätsverfahren 55.
 Interferenzröhren 25.
- Klang 19.**
 Klangfarbe 12, 197, 205, 212.
 Klanggemisch 19.
 Klangsynthese 26, 162.
 Klangübertragung 204.
 Klarinette 125, 132.
 Klavier 115.
 — elektrisches 169.
 Klirrfaktor 214.
 Klopfgeräusche 141.
 Knall 19.
 Kolbenmembran 133.
 Kolbenmembranempfänger 28.
 Kombinationstöne 199.
 Kondensatormikrophon 33.
 Konsonanten 69.
 Konsonanz 196.
 Kontrabaß 110.
 Kugel, atmende 5.
- Labyrinth 170.
 Lärm 136.
 Lagergeräusche 146.

- Laute 111, 115.
 Lautstärke 7, 180, 183, 193.
 — Abhängigkeit von Phase 205.
 Lichtsirene 164.
 LISSAJOUS-Figuren 17.
 Lungenschall 157.
 Lymphflüssigkeit 170.

 Mandoline 115.
 Mediae 87.
 MEIER-Flöte 123.
 Mensur 122.
 MEYER-Breite 54.
 Midranga 118.
 Mikrohämmerchen 169.
 Motorgeräusche 145.
 Mundhöhle 67.
 — Resonanzlagen 71.
 Musikinstrumente, elektrische 163.
 Musikklänge 95.
 Muskelgeräusche 160.

 Nachhall 223.
 Nachhalldauer 226.
 — optimale 230, 232.
 Normalschall 8.

 Oberoktave 120.
 Oboe 127.
 Ohr 170.
 — Richtungsempfindlichkeit 174, 190.
 Ohrempfindlichkeit 182.
 Oktavsieb 63.
 Orchester 132.
 Orgel 123, 132.
 — elektrische 163.
 Oszillograph 48.

 Pauke 132.
 Perkussionsschall 149.
 Pfeifen 99.
 Phase 12, 205.
 Phasensprung bei Schwebungen 195.
 Phasenverzerrungen 216.
 Phon 8, 184.
 Phonograph 51.

 Pikkoloflöte 123, 132.
 Posaune 128, 132.

 Rasselgeräusche 159.
 Rauigkeit 196, 213.
 Raumakustik 217.
 RAYLEIGH-Scheibe 45.
 REISS-Mikrophon 39.
 Resonanzkurve, halbe 35.
 Resonator, HELMHOLTZ-scher 23.
 Richtungssinn 190.
 Richtwirkung, allgemeines 133.
 — der Stimme 93.

 Saiteninstrumente 100.
 Saxophon 132.
 Schallabsorption 223.
 Schalldämpfer 140.
 Schalleistung 6.
 Schallgeschwindigkeit 4.
 Schallintensität 6.
 Schallreflexion 217.
 Schallspektroskop 66.
 Schallstärke 6.
 Schallstrahler 4, 104.
 Schallwiderstand 5.
 Schlagton 120.
 Schmerzempfindung 181.
 Schnecke 171.
 Schnelle 4.
 Schwärzung 59.
 Schwebungen 194.
 Schwebungssumme 26.
 Schwingungszahlentabellen 21.
 Saitenschrift 51.
 Spitzenfaktor 93.
 Sprachklänge 67.
 Sprechkopf 61.
 Sprossenschrift 55.
 Stahlbandverfahren 60.
 Steigbügel 170.
 Stimmgabel 117.
 Stimmritze 67, 87.
 Strahler verschiedener Ordnung 104.
 Strahlungswiderstand 6.
 Streichinstrumente 100.
 Suchtonverfahren 63.
 Summationstöne 199.
 Syamisen 113.
 Systole 155.

 Tam-Tam 122.
 Tenues 87.
 Ton 19.
 Tonfilm 55.
 Tonverwandtschaft 199.
 Trautonium 166.
 Triangel 117, 132.
 Trichter 134.
 Trommel 118.
 Trommelfell 170.
 — Scheinwiderstand 174.
 Trompete 129.
 Tuba 128, 132.
 Tympanie 161.

 Überblasen 98.
 Übertrager 43.
 Ultraphoneffekt 193.
 Unteroktave 120.
 Untersuchungsmethoden 23.

 Verdeckungseffekt 187.
 Verkehrsgeräusche 136.
 Verschmelzung 197.
 Verstärker, allgemeines 27.
 — gehörähnlicher 42.
 Verständlichkeit 207, 214, 216, 228, 230.
 Verzerrungen 204.
 Vesikuläratmen 157.
 Vielortstheorie 178.
 Vokale 68.
 Vokaltheorien 70.

 Waldhorn 129.
 Wasserleitungsgeräusche 148.
 WEBER-FECHNERSches Gesetz 185.
 Wellensirene 162.
 Widerstandsverstärker 40.
 Wohngeräusche 136.
 Wolfston 108.

 Xylophon 116.

 Zackenschrift 56.
 Zischlaute 69.
 Zither 111, 115.
 Zungeninstrumente 116.
 Zungenpfeifen 99.
 Zwitscherlaute 217.