

Elektroakustik

Herbert Hudde / Elektroakustik

1. Einleitung
 2. Elektrodynamischer Lautsprecher
 - 2.1 Aufbau und Grundprinzip
 - 2.2 Ersatzschaltbild unter Verwendung der elektromechanischen und elektroakustischen Analogien
 - 2.3 Schallabstrahlung, Kugelstrahler nullter Ordnung
 - 2.4 Betriebsverhalten des eingebauten Lautsprechers
 3. Kondensatormikrofon
 - 3.1 Aufbau und Ersatzschaltbild
 - 3.2 Betriebsverhalten
 4. Richtwirkung
 - 4.1 Richtwirkung durch Interferenz
 - 4.2 Druck- und Druckgradientenempfänger
- Anhang: Kleine Schallsender und -empfänger für Hörgeräte

1. Einleitung

Grundlage der Elektroakustik sind Komponenten, mit denen (a) Schall aufgrund einer elektrischen Anregung erzeugt werden kann oder (b) akustische Messgrößen - meist Schalldrücke - in proportionale elektrische Signale verwandelt werden. In das Fachgebiet der Elektroakustik gehören auch alle Anwendungen solcher Komponenten zur Schallaufnahme, Speicherung und Schallwiedergabe. Dies umfasst die Erfassung von Schallfeldern mit vielen gemeinsam ausgewerteten Mikrofonsignalen (Mikrofon-Arrays) oder etwa Kunstköpfen und die Schallwiedergabe über Surround-Systeme oder die Beschallung von Räumen mit einer Vielzahl geeignet angesteuerter Lautsprecher oder. Die Elektroakustik ist daher ein sehr umfangreiches Fachgebiet.

In diesem Kurs können nur einige Grundlagen besprochen werden. Die Basis der meisten elektroakustischen Komponenten sind elektromechanische Wandler, die über eine schwingungsfähige Membran an ein Schallfeld angekoppelt sind. In den meisten Fällen arbeiten die so entstehenden elektroakustischen Wandler annähernd linear, zeitinvariant und reziprok. Die Reziprozität beinhaltet, dass die Wandler in beide Richtungen, also als Schallsender und -empfänger, betrieben werden können, und dass zwischen beiden Betriebsrichtungen wohldefinierte Beziehungen bestehen. In aller Regel wird ein elektroakustischer Wandler aber selbstverständlich für eine gewünschte Betriebsrichtung entworfen und dimensioniert.

Neben zwei speziellen Wandlern, dem elektrodynamischen Lautsprecher und dem Kondensatormikrofon, wird die Erzeugung von Richtcharakteristiken betrachtet.

2. Elektrodynamischer Lautsprecher

Zur Realisierung von Lautsprechern wird mit Abstand am häufigsten ein elektrodynamischer Wandler eingesetzt. Bei einem solchen Wandler bewegt sich eine Spule im Luftspalt eines Magnetkreises. Neben dem dynamischen Wandlerprinzip gibt es noch ein zweites Wandlerprinzip, das auf Wirkungen von Magnetfeldern beruht. Dieses "elektromagnetische Wandlerprinzip", bei dem die stromdurchflossene Spule unbewegt bleibt, wird hier nicht be-

sprochen.

2.1 Aufbau und Grundprinzip

In Abb. 2-1 ist ein Schnitt durch einen rotationssymmetrischen dynamischen Lautsprecher dargestellt. Das Kernstück ist ein Magnetkreis, der einen Permanentmagneten und Weicheisen zur Führung der magnetischen Feldlinien enthält. Auf diese Weise wird im Luftspalt eine magnetische Induktion B erzeugt, die eine elektrische Spule der Länge l senkrecht durchsetzt. Die Grundgleichungen, die den dynamischen Wandler charakterisieren, beschreiben die Lorentzkraft auf einen stromdurchflossenen Leiter und das Induktionsgesetz.

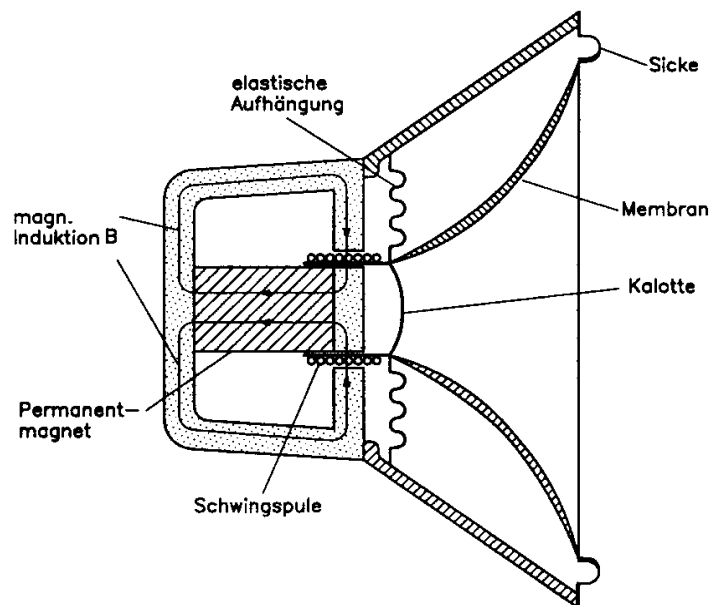


Abb. 2-1: Schnitt durch einen elektro-dynamischen Lautsprecher

Verhindert man eine Bewegung der Schwingenspule durch "Festbremsen", so gelten die aus der Elektrotechnik bekannten Gleichungen. Ein Strom i erzeugt eine proportionale Lorentzkraft

$$\mathbf{F} = i \cdot (\mathbf{l} \times \mathbf{B}), \quad \text{bzw.} \quad F = Bli = Mi \quad (2-1)$$

Man überzeuge sich anhand der Abb. 1 und der Vektorbeziehung in Gl. (1), dass die erzeugte Kraft die Spule tatsächlich in die gewünschte Richtung bewegt.

Die Größe $M = Bl$ charakterisiert die Stärke des Wandlers. Sie wird als Wandlerkonstante bezeichnet. Die Luftspaltinduktion B und die Leiterlänge l sollten also prinzipiell möglichst groß sein, wobei große Leiterlängen zu großen Schwingenspulenmassen und zu großen Luftspalten führen, die die Luftspaltinduktion wiederum verkleinern. Man benötigt also vor allem eine große Luftspaltinduktion B an, so dass die Leiterlänge nicht zu groß gemacht werden muss. Die erreichbare Größenordnung der Wandlerkonstanten beträgt einige N/A.

Versetzt man nun umgekehrt die Schwingenspule durch eine externe Kraft in Bewegung, so entsteht an den Enden der elektrisch leerlaufenden Spule eine induzierte Spannung

$$u = \mathbf{l} \cdot (\mathbf{v} \times \mathbf{B}), \quad \text{bzw.} \quad u = Blv = Mv \quad (2-2)$$

Man überzeuge sich wieder davon, dass die Richtung der beteiligten Vektoren so ist, dass tatsächlich eine Spannung induziert wird.

2.2 Ersatzschaltbild unter Verwendung der elektromechanischen und elektroakustischen Analogien

Mit den beiden Gleichungen wird der so genannte "innere Wandler" bereits erfasst. Er

enthält das idealisierte Grundprinzip, ohne die bei der Realisierung zwangsläufig auftretenden elektrischen und mechanischen Zusatzeffekte zu erfassen. Der reale Wandler besitzt darüber hinaus weitere elektrische und mechanische Eigenschaften: die Spule hat elektrisch gesehen eine Induktivität und einen Verlustwiderstand; die Schwingspule zusammen mit der Schall abstrahlenden Membran hat eine Masse und muss federnd aufgehängt werden. Dies kann durch Hinzufügen einer elektrischen und einer mechanischen Impedanz im Ersatzschaltbild (Abb. 2-2) approximiert werden.

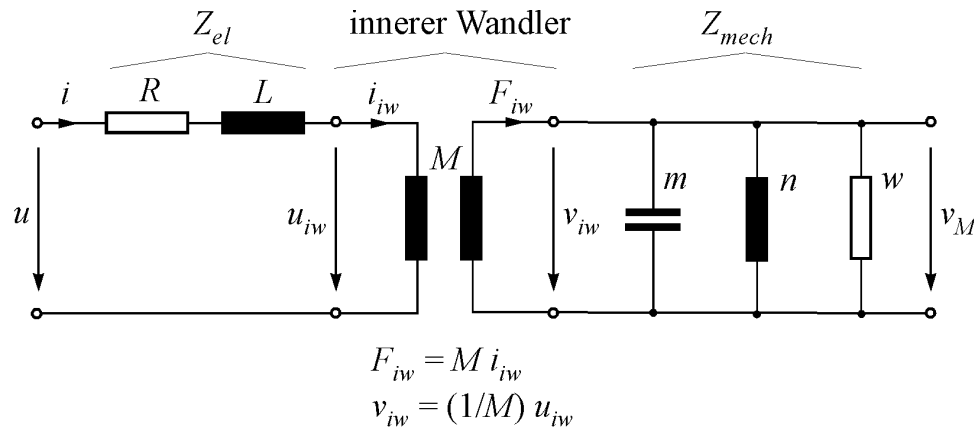


Abb. 2-2: Ersatzschaltbild eines elektrodynamischen Wandlers. Der Index *iw* kennzeichnet die Größen am inneren Wandler. Die Schnelle v_{iw} am inneren Wandler ist gleichzeitig die Membranschnelle v_M .

Die zusätzlichen *elektrischen* Zusatzeigenschaften ergeben sich bei Festbremsung der Spule. Dann lässt sich eine komplexe elektrische Eingangsimpedanz Z_{el} messen, die näherungsweise durch die Reihenschaltung eines ohmschen Widerstandes R und einer Induktivität L beschrieben werden kann.

$$Z_{el} = R + j\omega L \quad (2-3)$$

Auch die zusätzlichen *mechanischen* Eigenschaften lassen sich mit Netzwerkelementen beschreiben, da die mechanischen Grundeigenschaften, gegeben durch Masse, Steife und Reibung zu Gleichungen führen, die zu elektrischen Elementgleichungen analog sind. Hierzu benötigt man die Beziehungen zwischen Elongation ξ , Schnelle (Schwinggeschwindigkeit) v und Beschleunigung a :

$$v = \frac{d\xi}{dt} \quad , \quad a = \frac{dv}{dt} = \frac{d^2\xi}{dt^2} \quad (2-4)$$

bzw. in komplexer Schreibweise

$$v = j\omega\xi \quad , \quad a = j\omega v = -\omega^2\xi \quad (2-5)$$

Die gewünschten analogen Beziehungen ergeben sich, wenn man die mechanischen Gesetze durch Kräfte und Schnellen beschreibt. Aus dem Newtonschen Gesetz $F = m a$ wird

$$F = ma = j\omega m \cdot v \quad (2-6)$$

Man kann somit eine mechanische Impedanz $Z_m = F/v$ definieren, die bei der Masse $j\omega m$ beträgt.

Die naheliegende Wahl, dass man bei der elektromechanischen Analogie entsprechend der Impedanz die Kraft F als Analogon der elektrischen Spannung u und die Schnelle v als Analogon der Stroms i ansieht, ist zwar möglich, führt aber zu der Schwierigkeit, dass die Struktur der elektrischen Ersatzschaltung dual zu der mechanischen Struktur ist. Das bedeutet, dass in Netzwerken Knoten- und Maschengleichungen vertauscht werden, also z. B. Rei-

henschaltungen und Parallelschaltungen gegenüber der originalen mechanischen Struktur vertauscht werden.

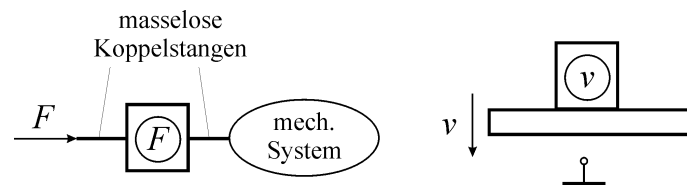


Abb. 2-3: Zur Wahl der translatorischen mechanischen Analogiebeziehungen

Abb. 2-3 soll veranschaulichen, dass man die Wahl der Analogiepaare gemäß $F \Leftrightarrow i$, $v \Leftrightarrow u$ treffen muss, wenn man strukturelle Übereinstimmung zwischen analogen mechanischen und elektrischen Netzwerken erreichen will. Will man eine Kraft messen, die auf ein mechanisches System wirkt, so muss man die Verbindung auftrennen und einen Kraftmesser in den Zweig schalten. Die Kraft entspricht strukturell also einem elektrischen Strom. Die Schnelle einer schwingen Masse muss relativ zu einem Bezugspunkt gemessen werden. Dies entspricht einer Spannung zwischen zwei Klemmen, also einem Potenzial mit Bezug auf eine Bezugsklemme. Die Komplikation dieser Wahl besteht darin, dass nun elektrische Impedanzen mechanischen Admittanzen und umgekehrt entsprechen, was etwas gewöhnungsbedürftig ist.

Nach dieser strukturtreuen Wahl der Analogie wird eine Masse nicht durch nach Gl. (2-6) nahe liegende Induktivität, sondern durch eine Kapazität dargestellt.

Die Elongation einer idealen Feder mit der Steife s ist kraftproportional ($\xi = F/s$). Drückt man dies wieder durch die Schnelle v aus und geht von der Steife zum Kehrwert "Nachgiebigkeit" $n = 1/s$ über, so erhält man bei der gewählten Analogie eine mechanische Induktivität.

$$F = \frac{1}{n} \xi = \frac{1}{j\omega n} \cdot v \quad (2-7)$$

Schließlich ist mechanische Reibungskraft häufig annähernd der Schnelle proportional, was auf einen mechanischen Wirkwiderstand w führt.

$$F = w \cdot v \quad (2-8)$$

Im Fall der Schwingspule ist die Schnelle bzw. Auslenkung für die beteiligten Elemente Masse, Nachgiebigkeit und Reibung identisch. Die Gesamtkraft in Abb. 2 ist somit

$$F = F_{iw} = \left(w + j\omega m + \frac{1}{j\omega m} \right) \cdot v = Z_{mech} v_M \quad (2-9)$$

Danach ist die mechanische Gesamtimpedanz die Summe aller Teilimpedanzen. Dies bestätigt die genannte Dualität zwischen elektrischen und mechanischen Netzwerken: bei mechanischen Netzwerken sind bei Parallelschaltung die Teilimpedanzen zu addieren!

Die drei Grundelemente der strukturtreuen elektromechanischen Analogie sind in der folgenden Abbildung zusammen gefasst.

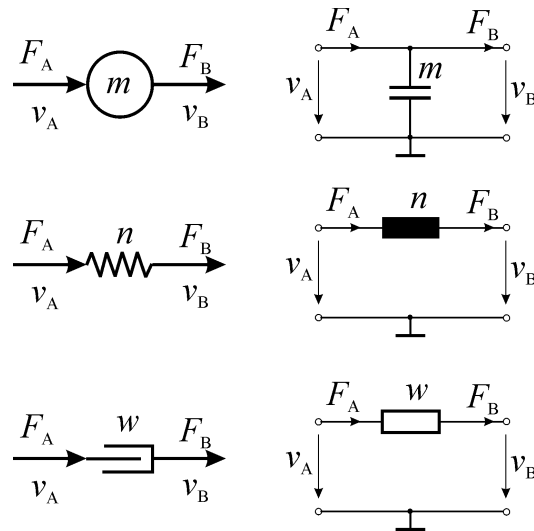


Abb. 2-4: Masse, Feder und Reibungswiderstand und ihre Entsprechungen gemäß der strukturtreuen mechanischen Analogie

Aus der Wahl der strukturtreuen Analogie folgt, dass die Grundgleichungen des inneren Wandlers einem elektrischen Übertrager entsprechen, der die Gln. (2-2) repräsentiert. Dieser wurde bereits in Abb. 2-2 verwendet.

Strahlt der dynamische Wandler Schall ab, so addiert sich noch eine der akustischen Belastung entsprechende Impedanz zu Z_{mech} . Um im Ersatzschaltbild nach Abb. 2 auch die akustische Last zu berücksichtigen, muss man die akustische Impedanz $Z_{\text{ak}} = p/q$ auf die mechanische Seite transformieren. Die akustische Impedanz ist definiert als Verhältnis von Schalldruck p zu Schallfluss q . Die Umrechnung der akustischen Größen in mechanische ergibt sich aus der wirksamen Membranfläche A gemäß

$$F = pA, \quad v = q/A \quad (2-10)$$

Da man bei der akustischen Analogie sinnvollerweise die struktur- und impedanztreuen Analogiepaare ($p \Leftrightarrow u$) und ($q \Leftrightarrow i$) benutzt, während ja mechanisch die Paare ($v \Leftrightarrow u$) und ($F \Leftrightarrow i$) angewandt wurden, stellt sich das verkoppelnde Element nicht als Übertrager, sondern als Gyrator heraus. Formal muss man also das Ersatzschaltbild nach Abb. 2-2 wie folgt ergänzen (Abb. 2-5).

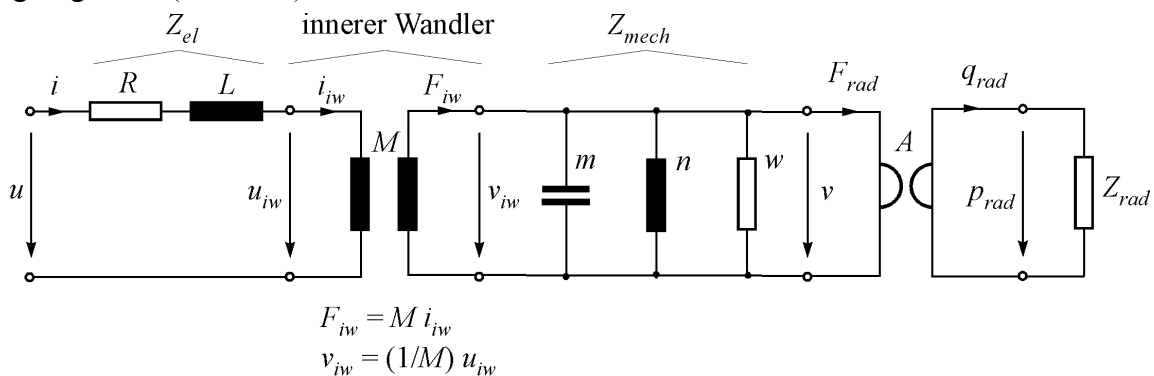


Abb. 2-5: Vollständiges Ersatzschaltbild des dynamischen Wandlers inklusive einer akustischen Belastung Z_{rad} (Abstrahlimpedanz, radiation impedance).

Die ins Mechanische umgerechnete akustische Belastung lässt sich einfach angeben

$$Z_{m,\text{rad}} = \frac{F_{\text{rad}}}{v_M} = \frac{p_{\text{rad}} A}{q_{\text{rad}} / A} = A^2 Z_{\text{rad}} \quad (2-11)$$

Die gesamte wirksame mechanische Impedanz, die den Wandler belastet, ist also

$$Z_{mech,ges} = Z_{mech} + Z_{m,rad} = Z_{mech} + A^2 Z_{rad} \quad (2-12)$$

wobei Z_{ak} die so genannte Abstrahlimpedanz des Lautsprechers ist. Allerdings spielt die akustische Lastimpedanz bei Lautsprechern hinsichtlich der Wandlerbelastung meist keine wesentliche Rolle. Sie nimmt jedoch einen erheblichen Einfluss auf den abgestrahlten Schall. Um das Betriebsverhalten eines elektrodynamischen Lautsprechers untersuchen zu können, benötigt man zunächst eine Abschätzung der wirksamen Abstrahlimpedanz.

2.3 Schallabstrahlung, Kugelstrahler nullter Ordnung

Die Abstrahlimpedanz eines Lautsprechers nach Abb. 2-1 hängt in komplizierter Weise von den geometrischen Details der Anordnung ab. Für den nicht eingebauten Lautsprecher müsste man berücksichtigen, dass Schall auf Vorder- und Rückseite der Membran abgestrahlt wird; man müsste also zumindest zwei getrennte Abstrahlimpedanzen annehmen. Eine einfache Abschätzung ergibt sich nur, wenn der Lautsprecher in eine Box eingebaut wird. Die rückwärtige Schallabstrahlung wird dadurch unterbunden. Damit erhält man ein einseitig Schall abstrahlendes Element. Solche Elemente arbeiten bei niedrigen Frequenzen fast wie ein Kugelstrahler, der Schall völlig gleichmäßig in alle Richtungen abstrahlt. Die Entstehung angenäherter Kugelwellen ergibt sich aus den Grundgleichungen der linearen Akustik bzw. aus dem Huygens-Fresnelschen Prinzip. In idealisierter Form entspricht danach der eingebaute Lautsprecher bei niedrigen Frequenzen einem Kugelstrahler nullter Ordnung, den man sich als eine "atmende Kugel" vorstellen kann.

Für diese Idealisierung erhält man bei Abstrahlung ins freie Schallfeld einen mit dem Abstand r gemäß

$$p(r) = \frac{p_+}{r} e^{-j\beta_0 r} \quad (2-13)$$

abklingenden Schalldruck. In der Gleichung bedeutet p_+ eine zur Amplitude der abgestrahlten Schalldruckwelle proportionale Konstante und β_0 die Wellenzahl, für die folgende Zusammenhänge mit Wellenlänge λ , Schallgeschwindigkeit c , Frequenz f und Kreisfrequenz ω gelten

$$\beta_0 = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi f}{c} = \frac{\omega}{c} \quad (2-14)$$

Die Schallschnelle ergibt sich nach der akustischen Eulergleichung gemäß (ρ_+ bezeichnet die Ruhedichte der Luft)

$$\mathbf{v}(r) = -\frac{1}{j\omega\rho_+} \frac{\partial p}{\partial r} = -\frac{p_+}{j\omega\rho_+} \left(-\frac{1}{r^2} e^{-j\beta_0 r} - \frac{j\beta_0}{r} e^{-j\beta_0 r} \right) \quad (2-15)$$

Um auf akustische Impedanzen überzugehen, benötigt man den zugehörigen Schallfluss an der Kugeloberfläche, der sich durch Multiplikation mit der Kugeloberfläche $A(r_0) = 4\pi r_0^2$

$$q(r_0) = A(r_0)v_r(r_0) = A(r_0)p_+ \left[\frac{1}{r_0 \cdot \rho_+ c} + \frac{1}{j\omega\rho_+ r_0^2} \right] e^{-j\beta_0 r_0} = \frac{p_+}{r_0} A(r_0) \left[\frac{1}{\rho_+ c} + \frac{1}{j\omega\rho_+ r_0} \right] \quad (2-16)$$

Damit erhält man für die akustische Impedanz an der Kugeloberfläche, also die Abstrahlimpedanz der Kugel

$$Z_{rad}(r_0) = \frac{p(r_0)}{q(r_0)} = \frac{1}{\frac{A(r_0)}{\rho c} + \frac{A(r_0)}{j\omega\rho r_0}} = \frac{\rho c}{A(r_0)} \frac{1}{1 + \frac{c}{j\omega r_0}} = \frac{\rho c}{A(r_0)} \frac{1}{1 + \frac{1}{j\beta_0 r_0}}. \quad (2-17)$$

Um dieses Ergebnis zu interpretieren, benötigen wir die Elemente der elektroakustischen Analogie. Die sind in Abb. 2-6 dargestellt.

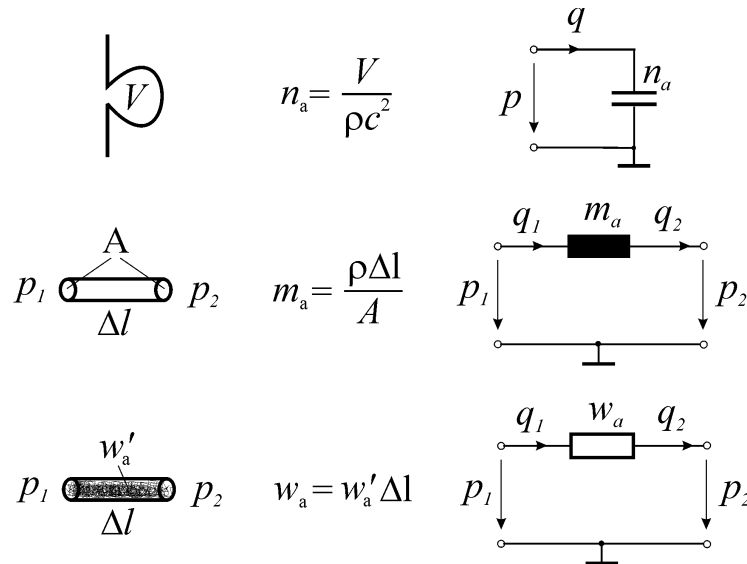


Abb. 2-6: Elektroakustische Analogie: Ein abgeschlossenes Volumen bewirkt eine Nachgiebigkeit, die einem elektrischen Kondensator entspricht. Die akustische Masse in einem (engen) Röhrrchen entspricht einer Induktivität, ein absorbierendes Element kann im einfachsten Fall durch einen Widerstand gekennzeichnet werden.

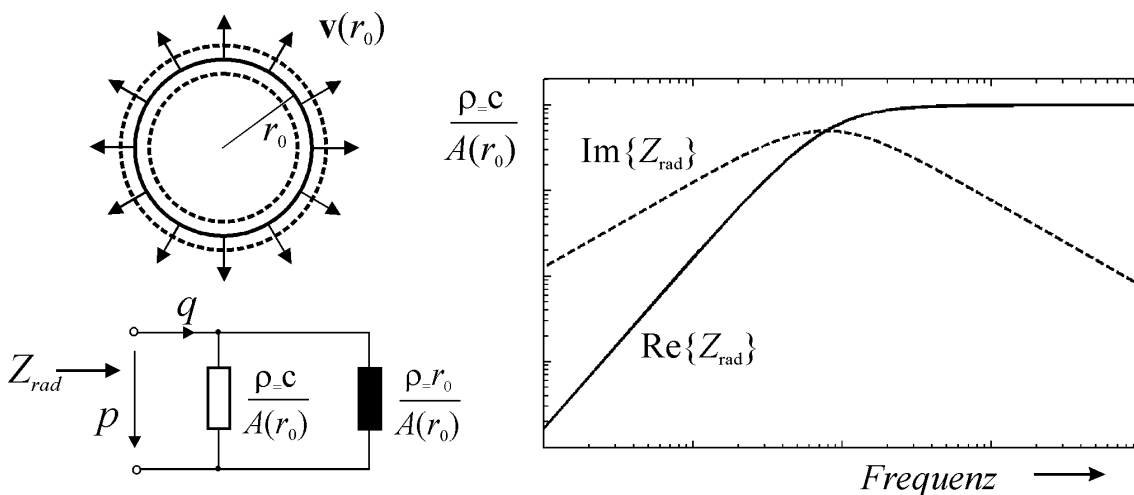


Abb. 2-7: Abstrahlimpedanz eines Kugelstrahlers nullter Ordnung.

Die Impedanz nach Gl. (2-17) lässt sich somit als Parallelschaltung einer Masse (Induktivität) und eines Widerstandes (akustische Feldimpedanz des freien Schallfeldes) interpretieren. Bei niedrigen Frequenzen "schließt die Induktivität den Widerstand fast kurz". Die Abstrahlimpedanz ist dann fast nur durch die mitschwingende akustische Masse m_{ak} (Induktivität) mit der akustischen Impedanz $j\omega m_{ak}$ gegeben.

2.4 Betriebsverhalten des eingebauten Lautsprechers

Nun liegen alle Elemente vor, um das Betriebsverhalten des Lautsprechers berechnen zu können. Um von der elektrischen Spulenimpedanz unabhängig zu werden, betrachten wir den Fall einer Stromspeisung des Lautsprechers. Der von einem Spulenstrom i hervorgerufene Schalldruck p lässt sich aus dem Ersatzschaltbild nach Abb. 2-5 leicht berechnen.

$$p = Z_{rad}q = Z_{rad}Av = \frac{Z_{rad}AF_i}{Z_{mech} + A^2Z_{rad}} = \frac{BlAZ_{rad}}{Z_{mech} + A^2Z_{rad}} \cdot i \approx \frac{BlAZ_{rad}}{Z_{mech}} \cdot i. \quad (2-18)$$

Dies ist der tatsächlich vor der Membran auftretende Druck. Offenbar ist es günstig, die Wandlerkonstante $M = Bl$ und die abstrahlende Fläche A groß zu wählen.

Meist interessiert man sich nicht für den unmittelbar an der Membran auftretenden Schalldruck, sondern für die ins Fernfeld abgestrahlte Leistung bzw. den dort auftretenden Schalldruck. Dazu muss man die akustische Wirkleistung betrachten. Für diese ist nicht die gesamte Abstrahlimpedanz, sondern nur ihr Realteil verantwortlich.

$$P = \frac{1}{2}|q|^2 \operatorname{Re}\{Z_{rad}\} = \frac{1}{2}|q|^2 \operatorname{Re}\left\{\frac{\rho=c/A(r)}{[1+1/j\beta_0 r]}\right\} = \frac{1}{2}|q|^2 \frac{\rho=c}{A(r)} \cdot \frac{1}{1+1/(\beta_0 r)^2} \quad (2-19)$$

Bei niedrigen Frequenzen ist die abgestrahlte Wirkleistung nur sehr gering. Aus Gl. (2-19) ergibt sich die Näherung

$$P \approx \frac{1}{2}|q|^2 \frac{\rho=c}{A(r)} \cdot (\beta_0 r)^2 = \frac{1}{2}|q|^2 \frac{\rho=c}{4\pi c} \omega^2. \quad (2-20)$$

Die Schallabstrahlung ist also bei niedrigen Frequenzen sehr schlecht. Die abgestrahlte Wirkleistung steigt proportional mit dem Quadrat der Frequenz. Die schlechte Schallabstrahlung bei niedrigen Frequenzen lässt sich physikalisch so interpretieren, dass hier vor allem nur eine akustische Masse ohne Transport von Wirkleistung hin und her bewegt wird. Die Abstrahlimpedanz ist fast rein imaginär. Erst mit wachsender Frequenz wird auch der Realteil größer. Trotz eines hohen Schalldrucks vor der Membran kommt niederfrequent kaum Schallabstrahlung zustande.

Offenbar besteht die einzige Möglichkeit, die Schallabstrahlung zu vergrößern, darin, den erzeugenden Schallfluss q so groß wie möglich zu machen. Das bedeutet: man braucht große Membranflächen und große Auslenkungen der Membranen, um niedrige Frequenzen abzustrahlen ("Tieftöner").

Für das Fernfeld wird nur der Teil des Membrandrucks wirksam der mit der Membranschnelle in Phase ist. Dies lässt sich über den Realteil der Abstrahlimpedanz ausdrücken. Der im Fernfeld wirksame Anteil des Membranschalldrucks ist demnach

$$p_{M,Fern} = q \cdot \operatorname{Re}\{Z_{rad}\} = A \frac{Bli}{Z_{mech,ges}} \operatorname{Re}\{Z_{rad}\} \approx BlA \frac{(\rho/4\pi c) \cdot \omega^2}{\omega + j\omega m + 1/(j\omega n)} i \quad (2-21)$$

Bei sehr niedrigen Frequenzen steigt dieser Druckanteil mit der dritten Potenz der Frequenz, oberhalb der mechanischen Resonanz des Lautsprechers linear mit der Frequenz. Unterhalb der mechanischen Resonanz ist die Schallabstrahlung also denkbar schlecht. Der Lautsprecher muss also so tief abgestimmt werden, dass der gewünschte Frequenzbereich oberhalb der Resonanzfrequenz liegt. Dies bedeutet eine relativ weiche Lagerung der Membran, da die Resonanzfrequenz gemäß

$$f_0 = \frac{1}{2\pi \cdot \sqrt{m \cdot n}} \quad (2-22)$$

von der Nachgiebigkeit abhängt. Die Masse wird man nicht unnötig groß machen, da dies die Schallabstrahlung bei hohen Frequenzen verschlechtern würde.

Die Zusammenhänge werden in Abb. 2-8 veranschaulicht. Die Schnelle der Membran folgt der mechanischen Admittanz. Der massebestimmte Abfall proportional $1/\omega$ oberhalb der Resonanz führt wegen des Anstiegs des Realteils der Abstrahlimpedanz mit ω^2 zu einem ansteigenden Druckanteil für das Fernfeld. Erst wenn die Abstrahlimpedanz allmählich zunehmend reell wird, fällt der Druck. Man beachte die große Differenz zwischen dem tatsächlich vor der Membran auftretenden Druck und dem Fernfeldanteil. Ferner erkennt man, dass die abgestrahlte Schalleistung im mittleren Frequenzbereich in etwa frequenzunabhängig ist.

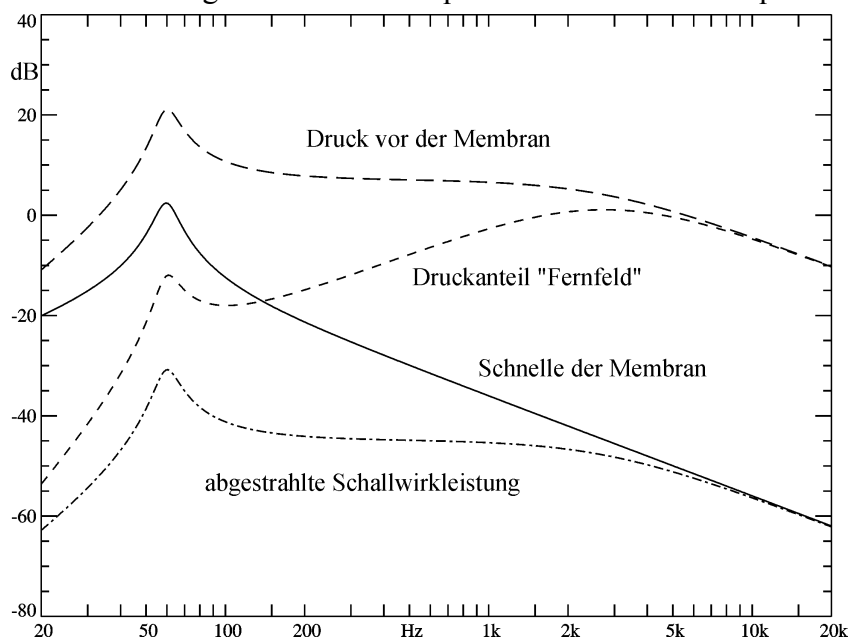


Abb. 2-8: Schallabstrahlung beim elektrodynamischen Lautsprecher bei frequenzunabhängigem Speisestrom.

Die schlechte Schallabstrahlung bei niedrigen Frequenzen kann durch verschiedene Maßnahmen verbessert werden. Hier sind neben den bereits genannten großen Membranschallflüssen vor allem eine tiefe mechanische Resonanzabstimmung und Bassreflexöffnungen zu nennen, bei denen der rückwärtige Schallanteil der Membran durch geeignete Phasendrehung zu einer Schallverstärkung genutzt werden kann.

Strahlt der Schallsender nicht in den freien Raum, sondern z. B. direkt in den Gehörgang, so wird er durch eine völlig andere Impedanz als ein Kugelstrahler nullter Ordnung belastet. Ein Kopfhörer oder ein Hörgeräte-Wandler arbeitet auf ein mehr oder minder geschlossenes Volumen. Dies hat den positiven Effekt, dass die Schallabstrahlung bei den tiefen Frequenzen kein großes Problem ist. In einem kleinen Volumen lassen sich mit geringen Flüssen bereits große Schalldrücke erzeugen. Ein Volumen V ist im Rahmen der elektroakustischen Analogie (Abb. 2-6) durch eine Nachgiebigkeit n_{ak} (Kondensator) gegeben, der entsprechend der Gleichung

$$p = \frac{q}{j\omega n_{ak}}, \quad n_{ak} = \frac{V}{\rho \cdot c^2} \quad (2-23)$$

bei geringen Volumina und niedrigen Frequenzen hohe Schalldrücke erzeugt.

3. Kondensatormikrofon

3.1 Aufbau und Ersatzschaltbild

Bei dielektrischen Wandlern wird die Änderung eines *elektrischen* Feldes ausgenutzt. Das elektrische Feld befindet sich in einem Dielektrikum zwischen zwei metallisch leitenden Elektroden. Es wird also ein elektrischer Kondensator wirksam. Wie später gezeigt wird, ist das dielektrische Wandlerprinzip grundsätzlich nichtlinear. Man benötigt daher eine Linearisierung für kleine Signale um einen einzustellenden Arbeitspunkt herum. Die Spannung am Kondensator muss also einen Gleichanteil enthalten, der viel größer als die Signalspannung ist. Den Gleichanteil nennt man Polarisationsspannung. Die Polarisationsspannung kann extern durch eine geeignete Gleichspannungsquelle erzeugt werden. Alternativ kann man Elektretfolien verwenden, die vorpolarisiert wurden. Die Polarisationsspannung ist dann sozusagen "bereits eingebaut".

Die Wandlerkonstante N des dielektrischen Mikrofons erhält man durch Berechnung der Kraft im Kondensator. Diese wiederum erhält man am einfachsten aus der gespeicherten Energie

$$W = \frac{1}{2} C u^2 = \frac{1}{2} \frac{Q^2}{C} \quad (3-1)$$

Im leerlaufenden Kondensator (keine Änderung der Ladung) mit einem Dielektrikum der Dielektrizitätszahl ε entsteht aufgrund der elektrischen Feldstärke eine Kraft F , die vom Plattenabstand x abhängt.

$$F(x) = \frac{dW}{dx} = \frac{d}{dx} \left\{ \frac{1}{2} \frac{Q^2}{C(x)} \right\} = \frac{Q^2}{2} \frac{d}{dx} \left\{ \frac{x}{\varepsilon A} \right\} = \frac{Q^2}{2\varepsilon A} \approx \frac{C_0^2}{2\varepsilon A} u^2 = \frac{C_0}{2x} u^2 \quad (3-2)$$

Der Zusammenhang zwischen Spannung und Kraft ist offenbar nicht linear, sondern quadratisch, annähernd gültig für den Kondensator C_0 in Ruheposition der Platten ($x = d$). Für eine Spannung mit Gleichanteil U_p (Polarisationsspannung) wird daraus

$$F = \frac{C_0}{2d} u^2 = \frac{C_0}{2d} \cdot (U_p + u_{\sim})^2 \Rightarrow F_{\sim} \approx \frac{C_0}{2d} \cdot 2U_p u_{\sim} = \frac{C_0 U_p}{d} u_{\sim} = N u_{\sim} \quad (3-3)$$

Mit der Polarisationsspannung U_p kann der Arbeitspunkt gut eingestellt werden. Die Wandlerkonstante des linearisierten inneren Wandlers ist

$$N = \frac{C_0 U_p}{d} \quad (3-4)$$

Für den verlust- und speicherfreien inneren Wandler ist das Verhältnis von Kraft zu Spannung mit dem von Strom zu Schnelle identisch. Zusammengefasst gilt also für den inneren dielektrischen Wandler

$$\boxed{F = N u, \quad v = i / N, \quad \text{mit } N = \frac{C_0 U_p}{d}} \quad (3-5)$$

Der Begriff "Kondensatormikrofon" ist eigentlich mit dem Begriff "dielektrisches Mikrofon" identisch. Man spricht jedoch meist nur dann von Kondensatormikrofonen, wenn hochwertige Mikrofone gemeint sind. Messmikrofone werden aus Gründen der Langzeitstabilität vorwiegend mit externer Polarisationsspannung, jedoch auch mit Elektretfolie hergestellt. Im letzteren Fall wird die Elektretfolie ausschließlich auf die feste Gegenelektrode geklebt ("Rückplatten-Elektretmikrofone"). Hochwertige Studiomikrofone sind häufig als Elektretmikrofone ausgeführt. Dielektrische Mess- und Studiomikrofone zeichnen sich vor

allem durch ihren extrem glatten Frequenzgang aus. Diese ergibt sich - wie im Verlauf dieses Abschnitts deutlich werden wird - aus der typischerweise sehr geringen Membranmasse, wodurch Trägheitseffekte erst bei sehr hohen Frequenzen relevant werden. Der glatte Frequenzgang ist auch der Grund für die Herstellung von besonders hochwertigen dielektrischen Kopfhörern.

Unter dem Begriff "Elektretmikrofone" werden meist kleine, wenig aufwändig hergestellte, relativ billige Mikrofone verstanden. Derartige Mikrofone kosten inklusive des integrierten Impedanzwandlers ca. 100 €. Hochwertige Kondensatormikrofon-Kapseln kosten dagegen 500-1500 €, hinzu kommt der Mikrofonvorverstärker und ein Mikrofonspeisegerät, das die Betriebsspannung für den Vorverstärker und evtl. die Polarisationsspannung liefert. Elektretmikrofone werden als Industriemikrofone, aber auch als Labormikrofone vielfach verwendet, wenn die Anforderungen an die Qualität (Glätte des Frequenzgangs, Unempfindlichkeit gegenüber Umwelteinflüssen wie Temperatur und Luftfeuchtigkeit, Langzeitstabilität, Klirrfaktor, etc.) nicht sehr hoch sind. Bei geeigneter Betriebsweise und mit sorgfältiger Kalibrierung lassen sich mit den Billig-Mikrofonen durchaus sehr genaue Messungen durchführen. Da Elektretmikrofone sich gut miniaturisieren lassen, werden sie auch in Hörgeräten verwendet.

Kondensatormikrofone kann man auch in der so genannten Hochfrequenzschaltung betreiben. Dabei bildet die Kondensatormikrofon-Kapsel den Kondensator eines Schwingkreises. Man wertet bei dieser Betriebsart die Amplitudenschwankungen eines hochfrequenten Trägers durch die Kapazitätsänderungen aus. Die Hochfrequenzschaltung hat insbesondere dann Vorteile, wenn man sehr niederfrequente Schallsignale erfassen will oder auch unter Bedingungen, bei denen elektrische Störungen eine Rolle spielen. Diese können durch die Trägerfrequenztechnik weitgehend ausgefiltert werden. Hier wird aber nur die wesentlich häufiger verwendete NF-Schaltung besprochen. Eine typische Kapselausführung zeigt die nächste Abbildung.

Die Membran bildet eine der beiden Elektroden (Abb. 3-1). Sie muss also metallisch und sehr dünn sein. Als Dielektrikum dient die Luft im Raum zwischen den beiden Elektroden. Der Abstand muss sehr schmal sein, um eine hinreichend große Kapazität C_0 zu erhalten, er beträgt z.B. 20 μm . Damit das Kondensatormikrofon linear arbeitet, muss neben dem Vorhandensein einer Polarisationsspannung sichergestellt sein, dass die Membranauslenkungen nicht in die Größenordnung des Abstands kommen, sie sind also auf etwa 1 μm begrenzt. Dieser Wert entspricht dem Maximalpegel. Bei einer typischen Dynamik von etwa 120 dB und mehr liegt also die Auslenkung an der unteren Messgrenze bei 1 pm!

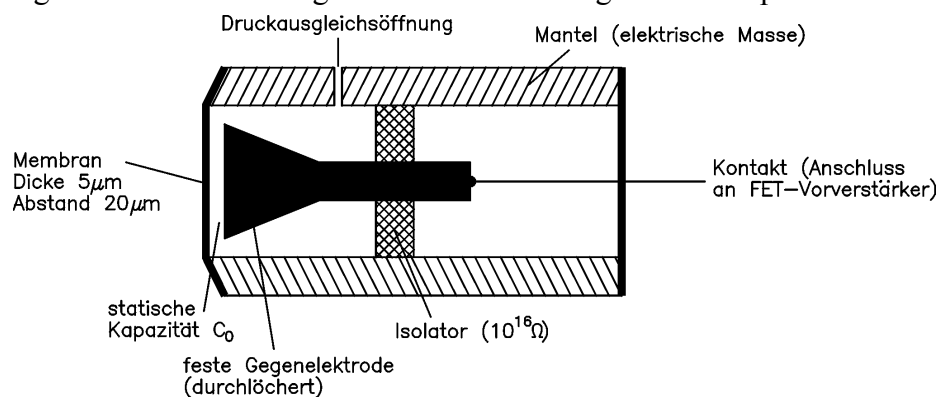


Abb. 3-1: Aufbau einer Kondensatormikrofon-Kapsel

Die Druckausgleichsöffnung dient dem statischen Druckausgleich. Ohne sie würden Schwankungen des statischen Drucks zu einer Vorspannung der Membran und damit zu einer Reduzierung der Empfindlichkeit führen. Allerdings wirkt sich die Druckausgleichsöffnung auch auf sehr niederfrequenten Schall aus. Die Öffnung wird daher äußerst klein gemacht,

um nicht ungewollt ein Druckgradienten-Mikrofon zu bauen. Sie bewirkt eine untere Grenzfrequenz des Mikrofons, die man meist etwas unter die elektrische Grenzfrequenz legt, die durch die elektrischen Eigenschaften der Mikrofonkapsel und des Vorverstärkers bestimmt wird.

3.2 Betriebsverhalten

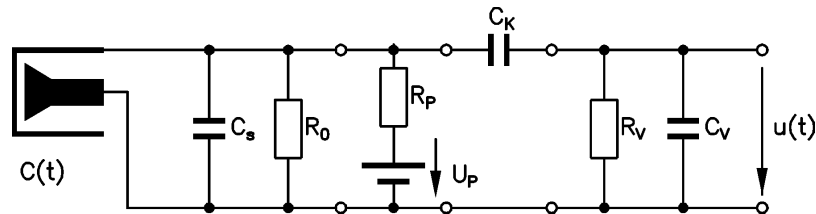


Abb. 3-2: Verschaltete Mikrofonkapsel (Ersatzschaltbild)

Die elektrische Verschaltung der Mikrofonkapsel inklusive der unvermeidlichen Ersatzelemente zeigt Abb. 3-2. Die maßgebliche Kapazität $C(t) = C_0 + \Delta C(t)$ liegt in der Größenordnung von mehreren pF. Sie ist also extrem klein, so dass der Anschluss eines Kabels die Kapazität stark verändert. Daher ist es notwendig, einen Impedanzwandler unmittelbar hinter die Kapsel zu schalten. Dieser drückt sich im Ersatzschaltbild als Eingangsimpedanz des Vorverstärkers aus (C_v, R_v). Eine unerwünschte Streukapazität C_s , die zwar kleiner als $C(t)$ ist, aber durchaus die Größenordnung von einem pF erreicht, ist unvermeidlich.

Der Isolationswiderstand R_0 kann mit großem Aufwand auf etwa $10^{16} \Omega$ gebracht werden. Der Vorwiderstand R_p der Polarisationsspannungsquelle und der Eingangswiderstand des Verstärkers liegen typischerweise im G Ω -Bereich. Die Polarisationsspannung U_p weist in der Regel Werte zwischen 30 und 500 V auf.

Der Kondensator C_k ist eine "Koppelkapazität", die der Auskopplung der Polarisationsspannung dient. Die gewünschte Ausgangsspannung ist ja nur die gegenüber der Polarisationsspannung U_p äußerst kleine Wechsellspannung u (gute Linearisierung). Die Koppelkapazität kann so groß gewählt werden, dass sie nicht stört (sinnvolle untere Grenzfrequenz).

Die Kapselkapazität ändert sich mit der Auslenkung gemäß

$$C(t) = \frac{\varepsilon A}{d + \xi(t)} = \frac{\varepsilon A}{d} \frac{1}{1 + \xi(t)/d} \approx C_0 \left(1 - \frac{\xi(t)}{d} \right) \quad (3-6)$$

wobei die Näherung für hinreichend kleine Auslenkungen gilt. Eine Analyse des Ersatzschaltbildes nach Abb. 3-2 ergibt für die Ausgangsspannung bei harmonischer Anregung, genähert für kleine Kapazitätsänderungen

$$u \approx \frac{j\omega C_0 \frac{R_0}{R_0 + R_p} U_p \frac{\xi}{d}}{\frac{1}{R_0} + \frac{1}{R_p} + \frac{1}{R_v} + j\omega(C_0 + C_s + C_v)} \approx \frac{j\omega C_0 U_p \frac{\xi}{d}}{\frac{1}{R} + j\omega C} = \frac{j\omega N \xi}{\frac{1}{R} + j\omega C} \quad (3-7)$$

mit den Abkürzungen $R = R_0 \parallel R_p \parallel R_v$ und $C = C_0 + C_s + C_v$. Offensichtlich tritt durch alle elektrischen Elemente zusammen eine untere Grenzfrequenz $f_u = 1/2\pi RC$ auf.

Man legt die elektrische Grenzfrequenz des Mikrofons natürlich so tief wie möglich (R möglichst groß). Oberhalb dieser Grenzfrequenz gilt

$$u \approx \frac{j\omega N \xi}{j\omega C} = \frac{N}{C} \xi = \frac{U_p C_0}{(C_0 + C_s + C_v) d} \xi \quad (3-8)$$

Das Mikrofon arbeitet dann als Elongationswandler ($u \propto \xi$). Die Gleichung zeigt ferner, dass die Streukapazität und die Kapazität des Vorverstärkers die Empfindlichkeit reduzieren. Man darf also nicht etwa die Grenzfrequenz durch Vergrößerung von C_V absenken, sondern durch großes R (der niedrigste Teilwiderstand ist maßgeblich!). Wenn man bei sehr niedrigen Frequenzen im Infraschallbereich messen muss, benötigt man Mikrofone in Hochfrequenzschaltung. Damit können sogar statische Auslenkungen gemessen werden.

Gl. 3-7 lässt sich auf der elektrischen Seite des inneren Wandlers als Beschaltung mit einer Parallelschaltung aus R und C deuten. Insgesamt ergibt sich damit folgendes Ersatzschaltbild des Kondensatormikrofons.

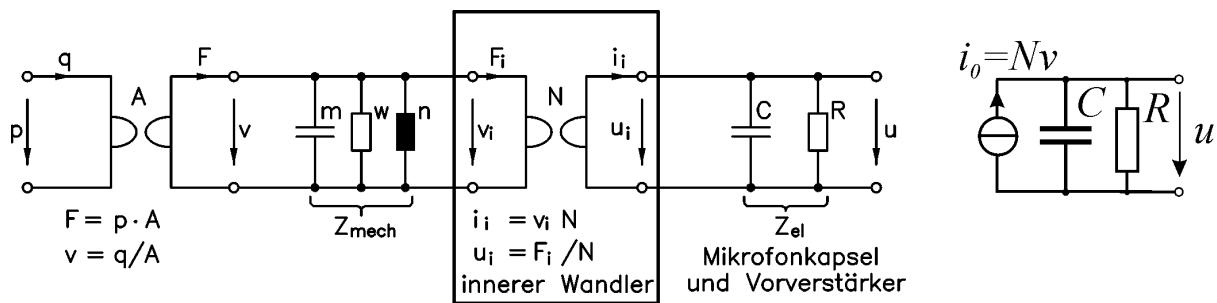


Abb. 3-3: Ersatzschaltung eines dielektrischen Mikrofons. Rechts: Vereinfachung für den Fall einer bereits bekannten schnelle-Anregung.

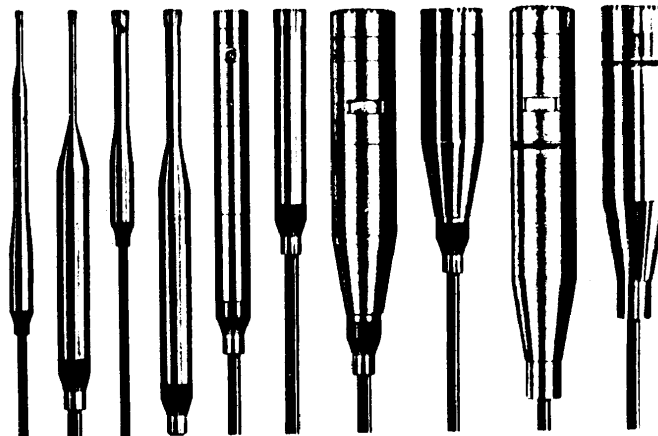


Abb. 3-4: Kondensatormikrofon-Kapseln mit Vorverstärker.

Wie bereits gesagt, muss der Vorverstärker (als Impedanzwandler) direkt hinter die Mikrofonkapsel geschaltet werden. Ein längeres Anschlusskabel würde durch seine parallel geschaltete Kapazität die Empfindlichkeit des Mikrofons nach Gl. 3-8 stark herabsetzen. Ferner würden Störfelder aufgrund des hohen Impedanzniveaus leicht in den Vorverstärker eindringen können. Die Verbindung vom Mikrofon zum Vorverstärker wird daher stets gut gekapselt und abgeschirmt ausgeführt. Die Baugröße des Mikrofons wird meist im Wesentlichen durch den Vorverstärker (mit Heizung zur Vermeidung des Temperatureinflusses) bestimmt (Abb. 3-4).

Aus dem Ersatzschaltbild liest man für elektrischen Leerlauf ab

$$u = Z_{el} \cdot i_i = Z_{el} \cdot N \cdot v_i = \frac{N \cdot Z_{el}}{Z_{mech} + N^2 \cdot Z_{el}} \cdot F = \frac{A \cdot N \cdot Z_{el}}{Z_{mech} + N^2 \cdot Z_{el}} \cdot p. \quad (3-9)$$

Bei realen Ausführungen ist im Nenner die transformierte elektrische Impedanz $N^2 \cdot Z_{el}$ gegenüber der mechanischen Impedanz vernachlässigbar. Dann lässt sich die Gleichung oberhalb der elektrischen Grenzfrequenz schreiben

$$u = \frac{A \cdot N \cdot (1/j\omega C)}{w + j\omega m + (1/j\omega n)} \cdot p = \frac{A \cdot N \cdot n / C}{1 + j\omega n w - (f / f_0)^2} \cdot p \quad \text{mit} \quad f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{mn}} \quad (3-10)$$

Diese Gleichung zeigt, dass man mit Hochabstimmung, also mit einer Resonanzfrequenz f_0 oberhalb des gewünschten Frequenzbereichs einen äußerst glatten Frequenzgang erreichen kann. Da auch der Reibungswiderstand w problemlos gering gehalten werden kann, ist die elektrische Spannung u im Messfrequenzbereich nur durch den konstanten Zähler bestimmt. Die Hochabstimmung liegt wegen der geringen Membranmasse von Kondensatormikrofonen konstruktiv ohnehin nahe. Die zu einer Hochabstimmung notwendige steife Membraneinspannung (geringe Nachgiebigkeit n) steht allerdings im Widerspruch zu einer hohen Empfindlichkeit (Abb. 3-5).

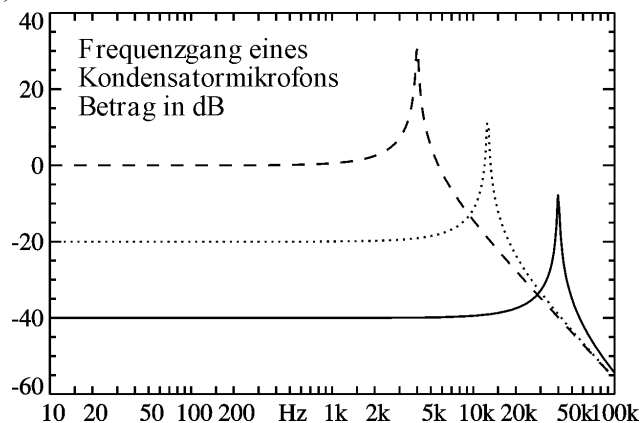


Abb. 3-5: Frequenzgänge eines Kondensatormikrofons mit veränderlicher Steife der Membran. Eine Erniedrigung der Membransteife erhöht zwar die Mikrofonempfindlichkeit, jedoch wird die mechanische Resonanzfrequenz herabgesetzt. Bei den drei gezeigten Verläufen liegt jeweils ein Faktor 10 zwischen den Membransteifen. Die angenommene Güte der mechanischen Resonanz beträgt 50.

Die Umwandlung eines Schalldrucks in eine proportionale elektrische Spannung ist offenbar mit einem Kondensatormikrofon nahezu ideal realisierbar. Größere Fehler treten jedoch durch die Rückwirkung des Mikrofons auf das Schallfeld auf. Das Mikrofon bewirkt durch seine Anwesenheit Beugungs- und Streueffekte, die wesentlich von der Baugröße abhängen.

Bei Messungen im freien Schallfeld bzw. in einem reflexionsarmen Raum, bei denen der Schall von nur einer Schallquelle auf das Mikrofon gelangt, kann man daher eine deutliche Richtungsabhängigkeit des resultierenden Frequenzgangs beobachten (Abb. 3-6). Bei dem betrachteten Mikrofon handelt es sich um ein so genanntes "Druckmikrofon", weil es eine druckproportionale Ausgangsspannung mit flachem Frequenzgang liefert. Bei Schalleinfall von vorne in der Mittelachse der Mikrofonmembran entsteht ein deutlicher Druckstau-Effekt bis zu etwa 12 dB. Dies ist weit mehr als der Druckstau vor einer schallharten Wand (Druckverdopplung entspricht 6 dB).

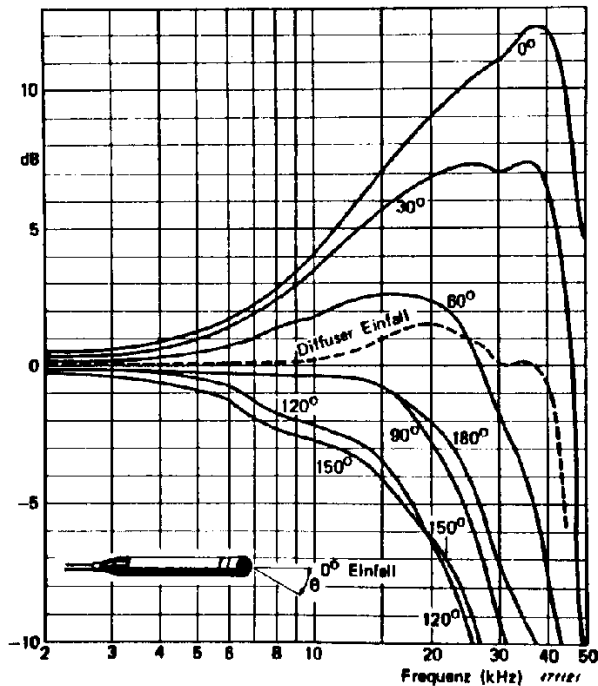


Abb. 3-6: Frequenzgänge eines "Druckmikrofons" für verschiedene Schalleinfallrichtungen. (Verhältnis zwischen dem Schalldruck an der Mikrofonmembran und dem Druck, der an der gleichen Stelle ohne Vorhandensein des Mikrofons auftreten würde.)

Neben den "Druckmikrofonen" werden auch "Freifeld-Mikrofone" angeboten, deren Empfindlichkeit bei hohen Frequenzen durch akustomechanische Maßnahmen so abgesenkt wird, dass der durch Beugung und Streuung hervorgerufene Anstieg möglichst gut kompensiert wird. Dies lässt sich selbstverständlich nur für eine Richtung, nämlich für frontalen Schalleinfall realisieren. Freifeld-Mikrofone werden hauptsächlich für Messungen im freien Schallfeld (z. B. im reflexionsarmen Raum) eingesetzt, wenn man eindeutig eine Schallausbreitungsrichtung definieren kann. Natürlich muss man darauf achten, dass das Mikrofon tatsächlich in Richtung der Ausbreitung ausgerichtet wird. Wie Abb. 3-6 weiterhin zu entnehmen ist, sind die Frequenzgang-Abweichungen bei diffusem Schalleinfall relativ gering. Man wird also bei Messungen in diffusen Schallfeldern (z. B. im Hallraum) auch Druckmikrofone verwenden.

4. Richtwirkung

4.1 Richtwirkung durch Interferenz

Als einfachsten Fall betrachten wir Wandler, die entlang einer Linie angebracht sind. Bei Schallsendern bedeutet das eine Lautsprecherzeile, bei Empfängern ein entlang einer Linie angeordnetes Mikrofonarray. Im Folgenden wird die Richtwirkung anhand einer kontinuierlichen Belegung der Linie mit Schallstrahlern betrachtet. Aus der Reziprozität akustischer Systeme lässt sich folgern, dass die Richtcharakteristik einer Anordnung erhalten bleibt wenn man zwischen Sende- und Empfangsbetrieb wechselt. Die hier zunächst für den Sendebetrieb erhaltenen Richtcharakteristiken gelten also genauso für den Schallempfang.

Die Belegung der Linie mit Schallstrahlern beschreibt man am besten durch Punktstrahler mit gegebenen Quellschallflüssen, die man auch als Ergiebigkeit der Strahler bezeichnet. Durch Reduzierung des Kugelstrahlers nullter Ordnung auf einen Punkt erhält man aus der hier wiederholten Gleichung für den Kugelstrahler nullter Ordnung

$$p(r) = \frac{P_+}{r} e^{-j\beta_0 r} \quad (2-13)$$

den Schalldruckverlauf für einen Punktstrahler nullter Ordnung mit der Ergiebigkeit q_0 .

$$p(r) = \frac{j\omega\rho_0}{4\pi} \frac{q_0}{r} e^{-j\beta_0 r} \quad (4-1)$$

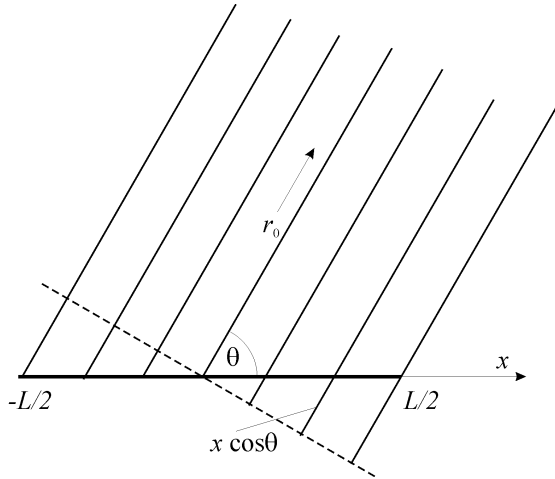


Abb. 4-1: Zur Interferenz beim Linienstrahler in einem weit entfernten Aufpunkt. Der Linienstrahler hat die Gesamtlänge L und besitzt einen längenbezogenen Ergiebigkeitsbelag $q'_0(x)$. Der Ausdruck $x \cos \theta$ bezeichnet die ortsabhängige Abweichung der Weglänge von der mittleren Weglänge.

Betrachtet man nun eine Linienstrahler endlicher Länge L , der einen längenbezogenen, i. A. ortsabhängigen Ergiebigkeitsbelag $q'_0(x)$ besitzt, so kann man an einem weit entfernten Aufpunkt durch Integration die Beiträge aller differentiell kleinen Punktstrahler überlagern ("Huygens-Fresnelsches Prinzip").

$$p(r_0, \theta) = \frac{j\omega\rho_0}{4\pi} \int_{-L/2}^{L/2} q'_0(x) \frac{e^{-j\beta_0(r_0 - x \cos \theta)}}{r_0 - x \cos \theta} dx = \frac{j\omega\rho_0}{4\pi} e^{-j\beta_0 r_0} \int_{-L/2}^{L/2} q'_0(x) \frac{e^{j\beta_0 x \cos \theta}}{r_0 - x \cos \theta} dx \quad (4-2)$$

Da wir einen Aufpunkt im Fernfeld betrachten, sind die Amplitudenänderungen aufgrund der unterschiedlichen Weglängen nur gering (also der Nenner im Integranden). Hingegen bleiben die Laufzeitdifferenzen trotzdem wichtig, weil sich die Laufzeit in der Phase widerspiegelt, die modulo 2π wirksam wird. Die lange Grundstrecke mit der zugehörigen Phase $\beta_0 r_0$ entspricht einer konstanten Laufzeit und ist für die Richtcharakteristik uninteressant. Für die Interferenz werden nur die Phasendifferenzen $\beta_0 x \cos \theta$ wirksam. Mit der genannten Näherung erhalten wir

$$p(r_0, \theta) = \frac{j\omega\rho_0}{4\pi r_0} e^{-j\beta_0 r_0} \int_{-L/2}^{L/2} q'_0(x) e^{j\beta_0 x \cos \theta} dx = \frac{j\omega\rho_0}{4\pi r_0} e^{-j\beta_0 r_0} \int_{-L/2}^{L/2} q'_0(x) e^{jkx} dx \quad (4-3)$$

Die Größe

$$k = \beta_0 \cos \theta = 2\pi \cos \theta / \lambda \quad (4-4)$$

bezeichnet man als Ortswellenzahl oder "Raumfrequenz".

Die zuletzt genannte Bezeichnung ergibt sich daraus, dass Gl. 4-3 zeigt, dass der entstehende Schalldruck aus dem Ergiebigkeitsbelag durch eine Fourier-Transformation hervorgeht. Der Ergiebigkeitsbelag $q'_0(x)$ spielt darin die Rolle der Zeitfunktion. Der Druck ist pro-

portional zu einer Fourier-Transformierten, wobei die Rolle der Frequenz von der Ortswellenzahl (Raumfrequenz) übernommen wird. Die Berechnung von Schalldruckverteilungen aus Ergiebigkeitsbelägen mit Hilfe der Fourier-Transformation wird als "Fourier-Akustik" bezeichnet.

$$\begin{array}{l}
 f(t) \Leftrightarrow F(j\omega) \quad \Leftrightarrow \quad q'_0(x) \Leftrightarrow p(-jk) \\
 p(k) \square \int_{-L/2}^{L/2} q'_0(x) e^{+jkx} dx \quad , \quad k = \beta_0 \cos \theta = \frac{2\pi}{\lambda} \cos \theta
 \end{array} \quad (4-5)$$

Um daraus den Richtfaktor zu erhalten, muss man auf den Druck in der Richtung der größten Schallabstrahlung beziehen, so dass der Maximalwert 1 wird und alle Vorfaktoren herausfallen. Für den Linienstrahler mit konstantem Ergiebigkeitsbelag q'_0 ergibt das Integral entsprechend der Fourier-Transformierten des Rechteckpulses eine Spaltfunktion ("Sinus cardinalis" $\text{si}(x)$ oder auch $\text{sinc}(x)$), so dass man für den Betrag des Richtfaktors erhält

$$|D(\theta)| = \left| \frac{\sin(kL/2)}{kL/2} \right| = \left| \frac{\sin[\beta_0 \cdot (L/2) \cdot \cos \theta]}{\beta_0 \cdot (L/2) \cdot \cos \theta} \right| = \left| \text{si} \left\{ \frac{\beta_0 L}{2} \cdot \cos \theta \right\} \right| = \left| \text{si} \left\{ \pi \frac{L}{\lambda} \cos \theta \right\} \right| \quad (4-6)$$

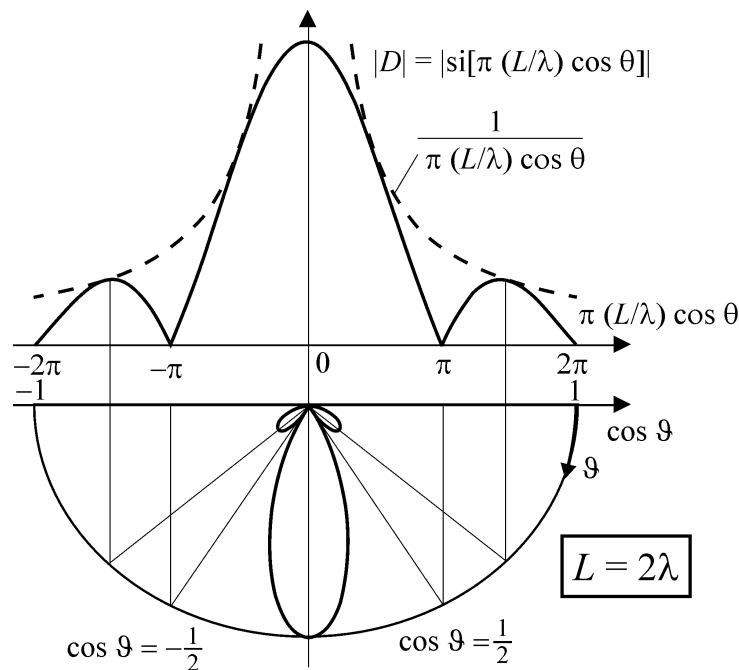


Abb. 4-2: Richtcharakteristik eines Linienelements mit konstantem Ergiebigkeitsbelag q'_0 der Länge L für den Fall $L = 2\lambda$.

Mit der Lautsprecherzeile bzw. dem Mikrofonarray kann man also eine deutliche Richtwirkung erzielen. Mit längeren Linienelementen wird die "Hauptkeule" schärfer, aber es entstehen immer mehr "Nebenkeulen".

Eine wichtige Anwendung kann man sich durch Anwendung einer bekannten Regel der Fouriertransformation überlegen:

$$f(t) e^{j\omega_0 t} \Leftrightarrow F(j\omega - j\omega_0) \quad \text{bzw.} \quad q'_0(x) e^{-jk_0 x} \Leftrightarrow D(k - k_0) = D(\cos \theta - \cos \theta_0) \quad (4-8)$$

Durch Belegung der Lautsprecherzeile mit einer linearen Phase gemäß Gl. 4-8 kann also der Bezugswinkel θ_0 verändert werden. Die Richtcharakteristik wird somit durch das Hinzufügen des Phasenverlaufs kontinuierlich geschwenkt werden, was für die Beschallungstechnik sehr hilfreich ist. Das "elektronische Schwenken" wird durch entsprechend verzöger-

te Ansteuerung von Lautsprechern realisiert, so dass der Ergiebigkeitsbelag durch die Teilstrahler den gewünschten Phasenverlauf über der Länge der Lautsprecherzeile hat. Da die Abhängigkeit $D(\cos \theta - \cos \theta_0)$, nicht jedoch $D[\cos(\theta - \theta_0)]$ ist, ändert die Richtcharakteristik dabei etwas ihr Aussehen.

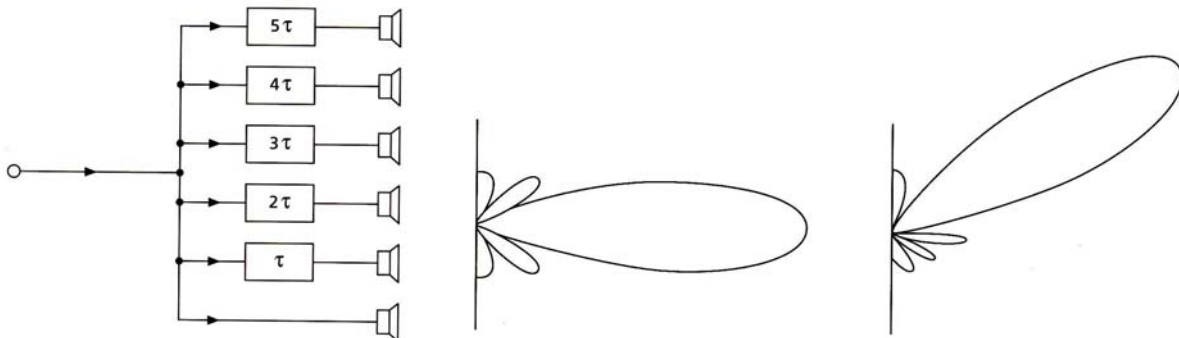


Abb. 4-3: Schwenken der Richtcharakteristik einer Lautsprecherzeile durch Laufzeitketten.

Die entsprechenden Möglichkeiten zum Schwenken der Richtcharakteristik kann man auch für linienförmig angeordnete Mikrofonarrays ("Beamforming") anwenden. Hierfür werden bei Hörgeräten bis zu drei Mikrofone verwendet.

Die hier nur für Linienstrahler- und empfänger dargestellten Möglichkeiten lassen sich auf flächenhafte Elemente übertragen. Dies läuft auf eine räumliche Fouriertransformation hinaus. Richtcharakteristiken lassen sich damit beliebig im Raum schwenken.

4.2 Druck- und Druckgradientenempfänger

Einfache Richtcharakteristiken kann man auch dadurch erzielen, dass man Schall nicht nur auf die Vorderseite einer Membran auftreffen lässt, sondern in konstruktiv definierter Weise auch auf die Rückseite.

Zunächst betrachten wir aber den Fall, dass der Schall tatsächlich nur von einer Seite auf eine Mikrofonmembran treffen kann. Damit hat man einen einseitig Schall aufnehmenden Empfänger realisiert, der dem einseitig Schall abstrahlenden Sender entspricht. Wie dieser hat er niederfrequent eine kugelförmige Richtcharakteristik nullter Ordnung, die keine Richtung bevorzugt ("omnidirektionales" Mikrofon). Ein solches Mikrofon nennt man auch Druckempfänger.

Lässt man nun den Schall auch von der Rückseite auf das Mikrofon treffen, so wird das Ausgangssignal des Mikrofons x_{mic} proportional zur Druckdifferenz Δp . Geht man vereinfachend davon aus, dass das Schallfeld durch die Anwesenheit des Mikrofons nicht gestört wird, ergibt sich bei einer endlichen effektiven Länge Δx des Mikrofons folgender Zusammenhang

$$x_{mic} \propto \Delta p \approx \frac{\partial p}{\partial x} \cdot \Delta x. \quad (4-9)$$

Es wird also der räumliche Druckgradient als akustisches Eingangssignal wirksam. Daher bezeichnet man solche Mikrofone als Druckgradientenmikrofone.

In einem rein fortschreitenden ebenen Schallfeld bzw. im Fernfeld eines Kugelstrahlers, das aus einem Winkel ϑ gegenüber der Mittelachse durch die Membran einfällt, erhält man den Druckgradienten wie folgt

$$p = p_+ e^{-j\beta_0 x \cos \vartheta} \Rightarrow \frac{\partial p}{\partial x} = -j\beta_0 \cos \vartheta \cdot p \propto j\omega \cos \vartheta, \quad (4-10)$$

Man erhält eine dem Term $\cos \vartheta$ entsprechende Richtcharakteristik. Diese hat die Form einer

liegenden Acht und wird deswegen auch als Achtercharakteristik bezeichnet. Räumlich entspricht die "Acht" zwei Kugeln, die mit entgegengesetzter Phasenlage empfangen.

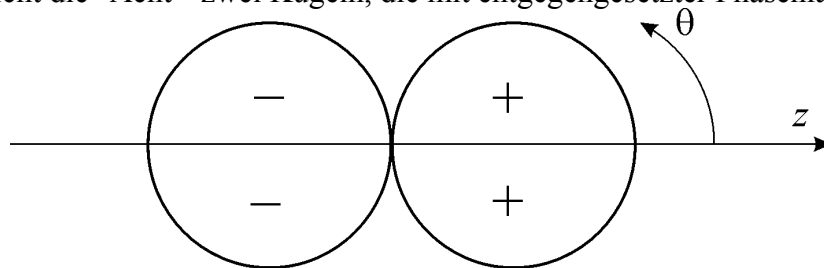


Abb. 4-4: Achter-Charakteristik eines Druckgradientenempfängers (Kugelschallempfänger erster Ordnung)

Gl. (4-10) zeigt, dass die Empfindlichkeit bei niedrigen Frequenzen sehr gering ist. Dies erklärt sich dadurch, dass die Drücke auf beiden Seiten der Membran fast identisch sind. Sie unterscheiden sich niederfrequent ja fast nur durch die (kleine) Phase.

Durch Kombination eines Druck- und eines Druckgradienten-Empfängers lassen sich weitere Richtcharakteristiken einstellen. Man kann eine Linearkombination beider Anteile bilden, indem man entweder elektrisch die Ausgangssignale eines Druck- und eines Druckgradienten-Empfängers addiert oder indem man nur ein einziges Mikrofon verwendet, bei dem der rückwärtige Schalleinlass nur teilweise wirksam wird.

Dadurch erhält man Ausgangssignale, die einen Druck- und einen Druckgradientenanteil besitzen

$$x_{mic} = c_1 p + c_2 \frac{\partial p}{\partial r}. \quad (4-11)$$

Damit erzeugt man die Richtcharakteristik

$$D(\vartheta) = \frac{x_{mic}(\vartheta)}{\langle x_{mic}(\vartheta) \rangle_{\max}} = \frac{c_1 + c_2 \cos \vartheta}{c_1 + c_2} \quad (4-12)$$

So lässt sich ein bevorzugt aus einer Seite empfangendes Mikrofon realisieren. Für gleiche Gewichtung, also $c_1 = c_2$ erhält man die "Nierencharakteristik" ("Kardioide")

$$D = 0.5 (1 + \cos \vartheta). \quad (4-13)$$

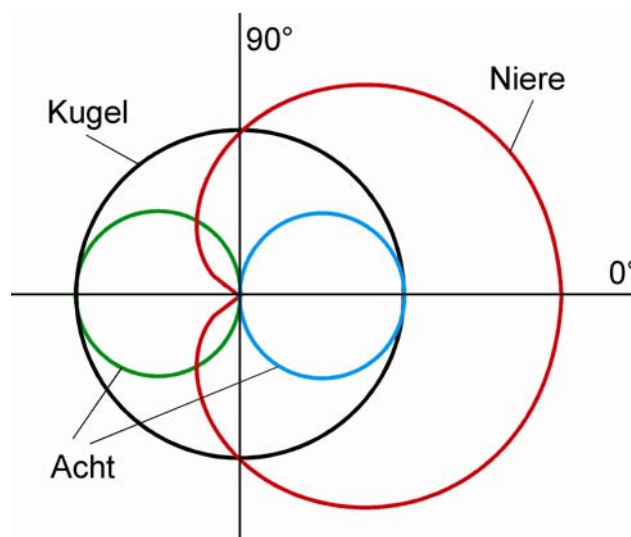


Abb. 4-53: Bildung einer Nierencharakteristik aus Kugel- und Achtercharakteristik

Durch Variation der Koeffizienten lassen sich auch andere Nierenformen bilden. So unterscheidet man z. B. die Superniere und die Hyperniere. In der Realität lassen sich solche Idealformen allerdings nur approximieren. Reale Richtcharakteristiken sind immer deutlich frequenzabhängig.

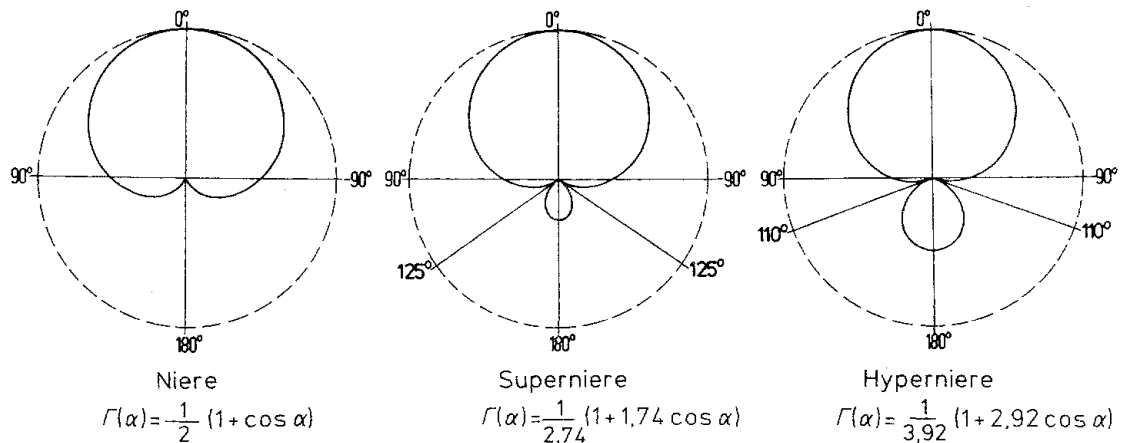


Abb. 4-6: Verschiedene Nierencharakteristiken.

Verschiedenartige Richtcharakteristiken bei Verwendung einer einzigen Membran werden durch akustische Filter erzeugt, die den rückwärtigen Schalleintritt frequenzabhängig variieren. Ein Beispiel ist in Abb. 4-7 dargestellt. Allerdings ist diese Darstellung eher als Prinzipschema zu sehen, praktische Ausführungen sind meist aufwändiger.

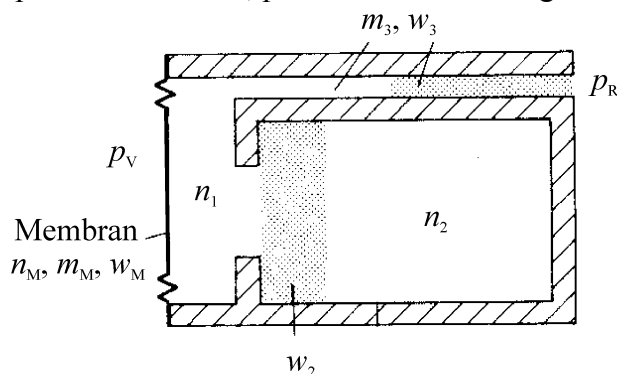
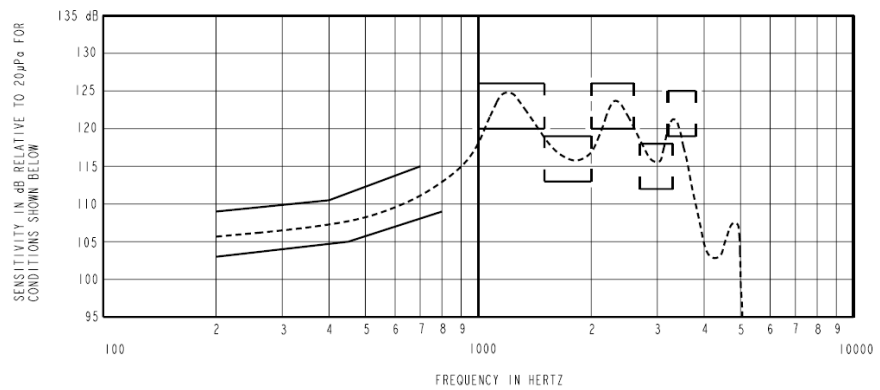


Abb. 4-7: Richtmikrofon mit akustischen Filtern

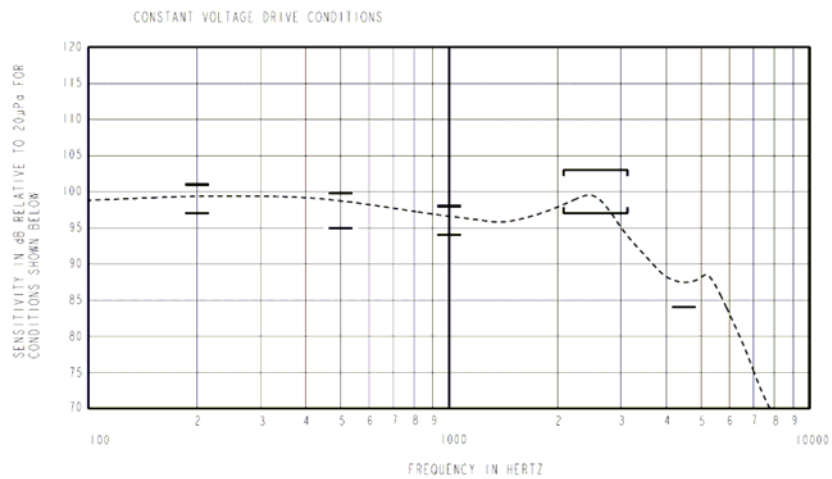
Anhang: Kleine Schallsender und -empfänger für Hörgeräte

Im Folgenden sind für einige besonders kleine Schallsender und -empfänger, wie sie in Hörgeräten verwendet werden, die erreichbaren Empfindlichkeiten angegeben. Neben den hier gezeigten Eigenschaften sind selbstverständlich weitere Daten von Interesse. Dazu zählt insbesondere das Rauschverhalten.

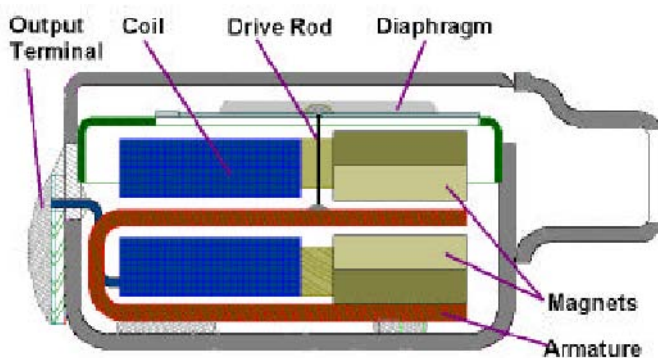
Elektromagnetische Sender



Knowles electromagnetic receiver BK (Dimensions: 7.87mm x 5.59mm x 4.04mm)
 Angaben in dB re 20µPa, also als sound pressure level (SPL) für Stromspeisung mit 1 mA

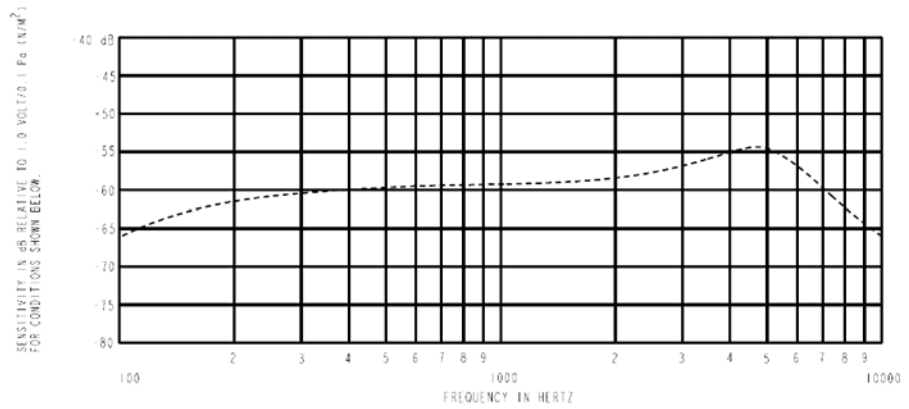


Knowles electromagnetic mini receiver FFH (Dimensions: 5.09mm x 2.80mm x 2.59mm)

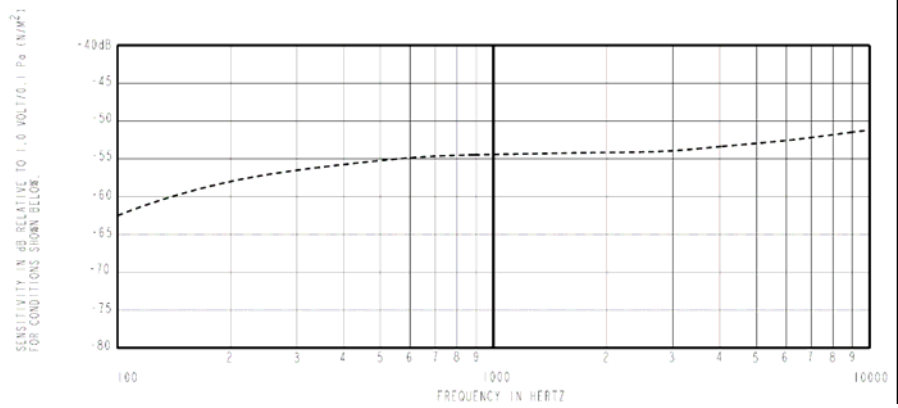


Bauform eines miniaturisierten elektromagnetischen Hörgeräte-Schallsenders (Hörer). Die beiden Spulen erzeugen gegenphasige Induktionen im oberen und unteren Teil, wodurch eine Wechselkraft auf den Anker ausgeübt wird. Diese wird über ein Koppellement auf die Membran übertragen. Der Schallauslass ist rechts zu sehen.

Elektretmikrofone



Knowles electret microphone EA (5.56 mm x 3.98 mm x 2.21 mm)
 -60 dB re 1V/0.1 Pa = -60 dB re 10⁴ mV/Pa entspricht 10 mV/Pa



Knowles electret microphone FG (dimensions: 2.59 mm diameter x 2.59 mm)