

Die Messung kleinster Schalldrücke mit dem Kondensatormikrophon

G.Weymann, Karlsruhe



ISBN 978-3-662-27477-4 ISBN 978-3-662-28964-8 (eBook)
DOI 10.1007/978-3-662-28964-8

Die Messung kleinster Schalldrücke mit dem Kondensatormikrophon¹⁾.

(Mitteilung aus dem Institut für Theoretische Elektrotechnik und Schwachstromtechnik, Technische Hochschule Karlsruhe.)

Von G. Weymann, Karlsruhe (B).

DK 821.385.616.011

Inhalt.

Einleitung.

1. Die Wechselwirkung zwischen Kondensatormikrophon und Schallmedium.
 2. Membransteife und Luftpolstersteife.
 3. Das statische und dynamische Verhalten der Membran.
 4. Die Eingangsschaltung des Kondensatormikrophons.
 5. Luftspalt und Dämpfung.
 6. Die Berechnung der Empfindlichkeit.
 7. Die Messung des molekularen Rauschens mit dem Kondensatormikrophon.
- Zusammenfassung.

Einleitung.

Die konstruktive Gestaltung des Kondensatormikrophons ist heute zu einem gewissen Abschluß gekommen. Gegenüber der ältesten Ausführungsform von Wente [1] besteht der grundlegende Unterschied darin, daß die hochgespannte Membran nicht einer planen, sondern einer siebartigen Gegenelektrode gegenübersteht, so daß das Luftpolster unbeeinflusst von der Lage der Gegenelektrode allein durch den hinter ihr liegenden Raum bestimmt wird. Die Gegenelektrode hat nun vorwiegend die Aufgabe, die richtige Dämpfung und damit einen glatten Frequenzgang zu erzielen. Das kann durch einfaches Anziehen einer feingängigen Schraube geschehen, wenn man die Lage der Gegenelektrode in kleinen Grenzen veränderlich macht.

Durch diese Maßnahme wird zugleich erreicht, daß die Konstruktion einer Berechnung eher zugänglich wird, und daß die Frage nach der höchsterreichbaren Empfindlichkeit beantwortet werden kann. Die Empfindlichkeit einer gegebenen Anordnung hat schon Wente in seiner ersten Arbeit über das Kondensatormikrophon berechnet [1], und er ist dabei für seinen Typ auf eine Empfindlichkeit von $E = 2 \text{ mV}/\mu\text{bar}$ gekommen. Es liegt daher nahe, die Frage aufzuwerfen, warum die Empfindlichkeit der heutigen Typen über diesen Wert nicht wesentlich hinausgeht bzw. ob eine obere Grenze für diesen Empfängertyp besteht. Mit dieser Frage hat sich zum ersten Male Schottky [2] befaßt. Lueder und Spenke haben — den Gedankengängen von Schottky folgend — festgestellt, daß eine obere Grenze für diesen Empfängertyp nicht besteht, sondern daß eine Erhöhung des Verhältnisses von elektrischer Vorspannung zu Luftspalt zu einer beliebigen Erhöhung der Empfindlichkeit führen kann [3]. In einer zweiten Arbeit haben sie gezeigt,

daß eine Erhöhung des Verhältnisses U/δ zwangsläufig eine Verbesserung der Membrangüte

$$G = \frac{1}{\varrho_M} \sqrt{\frac{\sigma}{D}},$$

U = elektrische Vorspannung,

δ = Luftspalt,

ϱ_M = Spez. Masse der Membran,

σ = Mechanische Spannung,

D = Dicke der Membran.

bedingt, wenn ein „Anklatschen“ der Membran infolge der elektrostatischen Kräfte verhindert werden soll [4]. Hiermit ist also der Weg gewiesen, wie unter Berücksichtigung der technologischen Eigenschaften der Membran eine Verbesserung der Empfindlichkeit erreicht werden kann.

In diesen Berechnungen haben Lueder und Spenke die Rückwirkung der elektrischen Schaltung auf die mechanischen Eigenschaften der Membran — wie z. B. auch Ph. Le Corbeiller [5] — dadurch berücksichtigt, daß sie der Membran Vierpoleigenschaften gaben. Die Berücksichtigung dieser Beziehungen erschwert allerdings den Rechnungsgang, und es ist daher ein einfacher, allgemeingültiger Ausdruck für die Empfindlichkeit aller möglichen Typen von Kondensatormikrophonen zunächst nicht aufzustellen.

Im folgenden wird versucht, diesem Ziele näher zu kommen und das Verhalten der verschiedensten Anordnungen quantitativ durch vier Ausdrücke zu beschreiben. Dazu ist es notwendig, alle für den vorliegenden Fall bedeutungslosen Beziehungen auszuscheiden. Hierzu gehört z. B. — wie gezeigt werden wird — die elektrische Rückwirkung der Schaltung. Dagegen darf im Hinblick auf die mögliche Verwendung dünner Häutchenmembrane die mitschwingende Mediummasse nicht unberücksichtigt bleiben. Ein neuer Gesichtspunkt ist dadurch gegeben, daß bei der heutigen Konstruktion die Dämpfung in eindeutiger Weise vom Luftspalt abhängt, so daß hier eine weitere Beziehung verwertet werden kann. Als unabhängige Größen verbleiben dann nur noch Eigenfrequenz, Dicke, spezifische Masse, zulässige mechanische Spannung und Schaltungskapazität. Die Bedeutung dieser Größen ist je nach der Anordnung sehr verschieden, so daß z. B. die Schaltungskapazität bei der Mehrzahl der Fälle praktisch bedeutungslos sein kann, im Falle dünner Häutchenmembrane jedoch die Grenze der Empfindlichkeit entscheidend beeinflusst.

¹⁾ Habilitationsschrift Karlsruhe 1942.

1. Die Wechselwirkung zwischen Kondensatormikrophon und Schallmedium.

a) Der unmittelbar an der Membran wirksam werdende Druck p ist nicht gleich dem Schalldruck der ungestörten Schallwelle an derselben Stelle. Man muß vielmehr bedenken, daß das Schallübertragungsmedium (Luft) in der Umgebung eine veränderliche und frequenzabhängige Impedanz aufweist. Bei fest-

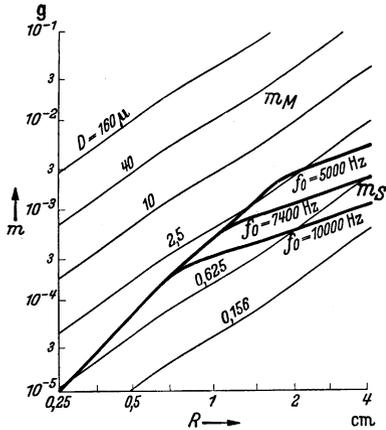


Abb. 1. Membranmasse m_M und mitschwingende Mediummasse m_s in Abhängigkeit vom Membranradius.

stehender Membran (völlige Fehlanpassung) ergibt das bei hohen Frequenzen eine Schalldruckverdopplung; bei sich bewegender Membran ändern sich Phase und Amplitude der reflektierten Welle, wie das auch ähnlich bei elektrischen Leitungen der Fall ist.

b) Die mechanischen Schwingungsgrößen sind durch den „Anschluß“ an das Übertragungsmedium mit den Impedanzgrößen dieses Mediums zusätzlich belastet, so daß sich die Masse infolge Hinzutretens des imaginären Anteils (mitschwingende Mediummasse) und die Dämpfung infolge Hinzutretens des realen Anteils (Strahlungsdämpfung) vergrößert.

Zur Definition der Empfindlichkeit (E) bezieht man sich nun zweckmäßig auf eine Frequenz, in deren Umgebung die frequenzabhängigen Einflüsse bedeutungslos sind. Das ist eine Bezugsfrequenz von etwa 1000 Hz. Hier haben wir bei den üblichen äußeren Abmessungen des Kondensatormikrophons eine Beugung der Schallwellen ohne nennenswerte Reflexion zu erwarten, so daß die erwähnte Schallfeldänderung in diesem Zusammenhang ohne Bedeutung ist. Die Änderung der mechanischen Schwingungsgrößen muß dagegen berücksichtigt werden, da diese die Membran-Eigenfrequenz f_0 beeinflussen, die als wichtige Einflußgröße in dem Ausdruck für die Empfindlichkeit erscheint.

Zur Abschätzung benutzen wir die von Hahnemann und Hecht angegebenen Werte für Membrane [6], wonach in die sonst für Kolbenmembrane geltenden Ausdrücke für die mitschwingende Medium-

masse (m_s) und den Strahlungswiderstand (r_s) statt R (Membranradius) etwa $0,65 R$ einzusetzen, und als im Mittelpunkt konzentriert zu denkende Membranschwingungsmasse

$$m_M = \frac{1}{3} \pi R^2 D \rho_M$$

zu setzen ist. Es gilt (vgl. auch [7]):

$$m_s = 0,5 \rho_L R^3 \quad \text{wenn } R \leq \frac{\lambda}{4}, \quad (1a)$$

$$m_s = 0,022 \rho_L R \lambda^2 \quad \text{wenn } R \geq \frac{\lambda}{4}, \quad (1b)$$

$$r_s = 5 \rho_L \frac{R^4 c}{\lambda^2} \quad \text{wenn } R \leq \frac{\lambda}{4}, \quad (1c)$$

$$r_s = 0,66 \rho_L c R^2 \quad \text{wenn } R \geq \frac{\lambda}{4}. \quad (1d)$$

ρ_L = Spez. Masse der Luft.

c = Schallgeschwindigkeit in Luft.

λ = Wellenlänge.

Der Verlauf von m_s in Abhängigkeit von R ist in Abb. 1 zugleich mit der Membranmasse dargestellt. Danach ist m_s gegenüber m_M überwiegend, wenn D einen gewissen Wert überschreitet. Zweckmäßig teilt man die Kondensatormikrophone in drei Gruppen ein, wobei wir unter

Gruppe 1 die Typen mit $m_M \gg m_s$ und unter

Gruppe 2 die Typen mit $m_M \ll m_s$ rechnen.

Die Gruppe 3 umfaßt dann das Übergangsgebiet mit $m_M \approx m_s$.

In Gruppe 1 muß — mit der willkürlichen Festsetzung $m_M \geq 3 m_s$ und für $R \leq \lambda/4$ —

$$D \geq 1,43 \frac{\rho_L}{\rho_M} R \quad (2a)$$

bzw. für $R \geq \lambda/4$

$$D \geq 0,064 \frac{\rho_L \lambda^2}{\rho_M R} \quad (2b)$$

sein.

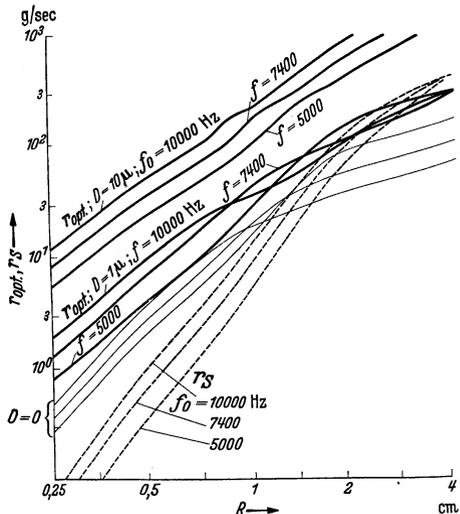


Abb. 2. Optimaler Widerstand r_{opt} und Strahlungswiderstand r_s in Abhängigkeit vom Radius.

Mikrophone mit einer Membrandicke $D \geq 0,36 \frac{\rho_L}{\rho_M} \lambda$ gehören in jedem Falle der Gruppe 1 an.

In Gruppe 2 muß mit der entsprechenden Festlegung $m_M \leq \frac{1}{3} m_s$

$$D \leq 0,16 \frac{\rho_L}{\rho_M} R \quad \left(R \leq \frac{\lambda}{4} \right) \quad (3a)$$

bzw.

$$D \leq 0,007 \frac{\rho_L}{\rho_M} \frac{\lambda^2}{R} \quad \left(R \geq \frac{\lambda}{4} \right) \quad (3b)$$

sein.

Der Strahlungswiderstand r_s (s. Abb. 2) ist zu vergleichen mit dem optimalen Widerstand, der einen günstigen Frequenzgang ohne Resonanzüberhöhung ergibt, und der nach bekannten Resultaten der Schwingungslehre in diesem Fall den Wert

$$r_{opt} \approx \omega_0 m \approx \omega_0 (m_M + m_s)$$

annehmen soll. Nach Abb. 2 ist r_s in allen Gruppen gegenüber dem geforderten optimalen Widerstand zu vernachlässigen, wenn R den Wert 1 cm nicht überschreitet. Später werden wir sehen, daß größere Radien ohnedies unzweckmäßig sind, so daß wir r_s praktisch vernachlässigen können. Für $R \leq 1$ cm können wir demnach setzen:

$$\left. \begin{aligned} m &= \frac{1}{3} \pi R^2 D \rho_M + 0,5 \rho_L R^3, \\ r_s &\ll r_{opt}. \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

2. Membransteife und Luftpolstersteife.

Während das außen angrenzende Medium einen Impedanzanteil liefert, der zur Membranmasse addiert wird, ist der vom Luftpolster herrührende Anteil von umgekehrtem Vorzeichen und erhöht demnach die Steife. Die dynamische Steife St_{DM} der Membran ergibt sich zu [8]

$$St_{DM} = 2\pi S = 2\pi \sigma D \quad (6)$$

und die Luftpolstersteife St_{DL} zu [8]

$$St_{DL} = \frac{1}{4} \frac{\pi R^2 \rho_0 \kappa}{h}. \quad (7)$$

S = Mechanische Spannung längs des Randes.
 h = Luftpolstertiefe.

Die Eigenfrequenz der Membran ergibt sich danach mit $m = m_M + m_s$ und $St_D = St_{DM} + St_{DL}$ zu

$$f_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{St_D}{m}} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{2\pi \sigma D + \frac{\pi R^2 \rho_0 \kappa}{4h}}{\frac{1}{3} \pi R^2 D \rho_M + 0,5 \rho_L R^3}}. \quad (8)$$

Hiernach läßt sich auch bei großen Radien eine genügend hohe Eigenfrequenz erzielen, wenn man die Luftpolstersteife richtig bemißt. Wir können daher voraussetzen, daß man der Membran jede beliebige Spannung, Dicke und jeden Radius geben kann, wenn man nur die Luftpolstersteife so einstellt, daß

$$St_{DL} + St_{DM} = \frac{1}{\omega_0^2 (m_M + m_s)} \quad (9)$$

ist. So wird z. B. für verschwindende Dicke und $R \leq \lambda/4$

$$f_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\pi \rho_0 \kappa}{2h \rho_L R}} \quad \text{und daraus} \quad h = \frac{1}{8\pi} \frac{\rho_0 \kappa}{\rho_L R f_0^2}. \quad (10)$$

Nimmt man an $R = 0,7$ cm und $f_0 = 10000$ Hz, so wird $h = 0,6$ cm.

Dieses Vorgehen ist praktisch nicht in beliebiger Weise zu verwirklichen, denn Membrane, deren Eigensteife klein ist gegenüber der Luftpolstersteife (Häutchenmembrane) zeigen bei größeren Radien ein sehr unstabiles Verhalten.

3. Das statische und dynamische Verhalten der Membran.

Die Membranbewegung hat zwei Anteile: eine statische Auslenkung infolge der Wirkung des elektrostatischen Zugs und eine periodisch wechselnde infolge der Einwirkung des äußeren Schalldruckes. Für beide Bewegungen ist nicht dieselbe Membransteife maßgebend, da im statischen Fall die anliegende elektrische Vorspannung konstant ist, während im dynamischen Fall eine Wechselspannung auftritt, die eine Verminderung der wirksamen Steife zur Folge hat. Der „dynamische“ Zustand umfaßt dabei den ganzen Frequenzbereich von wenigen Hertz angefangen bis zu der Gegend der Eigenfrequenz. Die getroffene Definition soll also nicht so verstanden werden, daß die Bewegung der Membran nach Gesetzen der Schwingungsmechanik flächennaher Gebilde zu ermitteln sei; in dem vorliegenden Falle können wir vielmehr mit besonderem Vorteil die statische Durchbiegungsform auch im Falle höherer Frequenzen zugrunde legen, solange wir nur unterhalb der Eigenschwingung niederster Ordnung bleiben. Dabei bezieht man die Schwingungsgrößen — wie wir es bezüglich m_M und St_M schon getan haben — auf den Membranzmittelpunkt, so daß die Membran als Punktschwinger behandelt wird.

Offenbar tritt eine erhebliche Vereinfachung des Problems auf, wenn darüber hinaus die erwähnte Veränderung der Steife bei sich bewegender Membran, also bei auftretenden Spannungsschwankungen vernachlässigbar ist. Zur Klärung dieser Verhältnisse müssen wir auf die Differentialgleichung einer unter Druck stehenden Membran zurückgreifen. Sie ergibt sich nach Abb. 3 mit den dort gewählten Bezeichnungen aus dem Gleichgewicht der Kräfte in folgender Weise:

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_2 + \mathcal{R} &= 0, \\ 2\pi r S u' - 2\pi(r + dr) S(u' + u''dr) &= 2\pi r dr p(r), \\ u'' + \frac{u'}{r} &= -\frac{p(r)}{S}. \end{aligned} \quad (11)$$

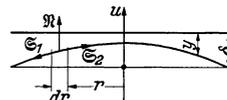


Abb. 3. Zur Ableitung der Differentialgleichung der Membran.

Unter der Voraussetzung eines gleichmäßig verteilten Druckes (etwa des Luftdruckes p) erhält man als Lösung:

$$u = \frac{p}{4S} R^2 \left(1 - \frac{r^2}{R^2} \right). \quad (12)$$

Im vorliegenden Falle kommt nun auf der rechten Seite noch der elektrostatische Zug hinzu:

$$p_{el} = q \frac{\epsilon_0}{2} \frac{U^2}{(\delta - u)^2}. \quad (13)$$

q = Verhältnis der Fläche der Gegenelektrode zu derselben Fläche ohne Bohrungen.

U = Elektrische Vorspannung.

y_0 = Abstand Membranzmittelpunkt-Gegenelektrode.

Mit den Abkürzungen:

$$\frac{1}{2} \epsilon_0 \frac{U^2}{S} q = K; \quad \delta - u = y \quad (14)$$

wird:

$$y'' + \frac{y'}{r} = \frac{K}{y^3} + \frac{p}{S}. \quad (15)$$

Setzen wir als Lösung eine Parabel an:

$$y = y_0 + Ar^2 \quad (16)$$

und bestimmen A so, daß die Gleichung im Membranzmittelpunkt erfüllt ist, so erhalten wir:

$$y = y_0 + \left(\frac{K}{4y_0^3} + \frac{p}{4S} \right) r^2. \quad (17)$$

Für $r=R$ wird mit dieser Annäherungslösung

$$\delta = y_0 + \left(\frac{K}{4y_0^3} + \frac{p}{4S} \right) R^2. \quad (18)$$

Zur Abschätzung des Fehlers der so errechneten Durchbiegungsform können wir die äußere Kraft p zunächst Null setzen und wollen annehmen, daß $y_0 = \frac{2}{3} \cdot \delta$ ist; denn kleinere y_0 kommen — wie wir später sehen werden — nicht vor. Die annähernde Lösung liefert für $r=R$ den Wert $y = \delta$, wenn

$$K = 2R \left(\frac{2}{3} \frac{\delta}{R} \right)^3 = \frac{16}{27} \frac{\delta^3}{R^2}$$

ist. Die genauere, durch einen Potenzreihenansatz gewonnene Lösung liefert für dasselbe K einen Wert $y = 0,95 \delta$, so daß der Fehler nur 5% beträgt.

Die in Abb. 4 dargestellten Durchbiegungskurven zeigen, daß erst bei stärkerer Annäherung an die Gegenelektrode eine von der Parabel abweichende Biegungsform entsteht, wobei der der Elektrode am nächsten befindliche Teil mehr und mehr zu einer „Spitze“ (tatsächlich mit dem Krümmungskreis $\rho = \frac{y_0^3}{K/2}$) verformt wird.

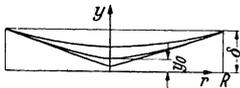


Abb. 4. Verschiedene Durchbiegungsformen einer Membran unter der Wirkung einer elektrostatischen Vorspannung.

Aus Gl. (17) können wir das Verhältnis von Druckänderung zu Abstandsänderung $-\frac{dp}{dy_0}$ als Steife St_m schlechthin definieren. Es ist

$$St_m = -\frac{dp}{dy_0} = \frac{4S}{R^2} - \frac{2KS}{y_0^3}. \quad (19)$$

Im sogenannten statischen Bewegungszustand ist die Spannung U und damit auch K konstant und St_m

wird gleich Null, wenn

$$\left. \begin{aligned} \frac{4S}{R^2} &= \frac{2KS}{y_0^3}, \quad \text{bzw. } y_0 = \sqrt[3]{\frac{KR^2}{2}}, \\ \text{bzw. mit Gl. (17)} \quad \delta &= \frac{3}{2} \sqrt[3]{\frac{KR^2}{2}}. \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

Bei noch größerer Annäherung wird St_m negativ, d. h. die Membran wird von der Gegenelektrode angezogen („Anklatschen der Membran“).

Aus Gl. (20) ist zu ersehen, daß dieser Grenzfall — wie vorher angedeutet — bei einem Abstände $y_0 = \frac{2}{3} \delta$ vorliegt.

Im sogenannten dynamischen Betrieb ist U und damit auch K veränderlich. Wir können hier setzen:

$$\frac{dU}{U} = -n \frac{dC}{C}; \quad n = \frac{C}{C + C_n} \leq 1. \quad (21)$$

C = Kapazität des Kondensatormikrophons.

C_n = Schaltungskapazität.

Diese Beziehung gilt für den sogenannten Leerlaufzustand, der im nächsten Abschnitt besprochen werden wird.

Aus $C = q \epsilon_0 \int_0^R \frac{2\pi r dr}{y(r)}$, worin $y(r)$ die Durchbiegungsform ist [vgl. Gl. (16) mit $p=0$], erhält man für die Kapazität

$$C = \frac{C_0}{1 - \frac{y_0}{\delta}} \ln \frac{\delta}{y_0}, \quad (22)$$

C_0 = Kapazität im unausgelenkten Zustand,

und

$$\frac{dC}{dy_0} = \frac{C_0}{\left(1 - \frac{y_0}{\delta}\right)} \left[\frac{\ln \frac{\delta}{y_0}}{\delta - y_0} - \frac{1}{y_0} \right], \quad (23)$$

sowie

$$\frac{dC}{C} = -\frac{dy_0}{2y_0}, \quad (24)$$

wenn

$$\ln \frac{\delta}{y_0} = \ln \left(1 + \frac{\delta - y_0}{y_0} \right)$$

durch eine Reihe mit zwei Gliedern ersetzt wird.

Ferner wird

$$\frac{dU}{dy_0} = U \frac{n}{2y_0} \quad \text{und} \quad \frac{dK}{dy_0} = \frac{1}{2} \epsilon_0 U^2 q \frac{dU}{dy_0}, \quad (25)$$

bzw.

$$\frac{dK}{dy_0} = \frac{\epsilon_0 q}{S} U^2 \frac{n}{2y_0}. \quad (26)$$

Diesen Wert brauchen wir, um nach Gl. (13) $-\frac{dp}{dy_0}$ bei veränderlichem K bilden zu können.

Wir erhalten:

$$St_m = -\frac{dp}{dy_0} = \frac{4S}{R^2} - \frac{2KS}{y_0^3} \left(1 - \frac{n}{2} \right). \quad (27)$$

Ein Vergleich mit Gl. (19) zeigt, daß für den dynamischen Fall eine andere Steife wirksam ist wie für den statischen Fall. Das zweite durch die elektrostatischen Kräfte bedingte Glied ist bei gegebenem y_0 nur etwa halb so groß wie vorher.

Es fragt sich nun, ob diese elektrische Rückwirkung der Schaltung praktisch von Bedeutung ist. Offenbar kann die Annäherung der Membran an die Gegenelektrode nicht zu weit, d. h. nicht bis zum kritischen Abstand nach Gl. (20) getrieben werden, wenn ein

stabiles Arbeiten gewährleistet sein soll. Allgemein stellt sich ein Abstand y_0 ein, der nach Gl. (17) als Wurzel einer Gleichung dritten Grades gegeben ist. Die Lösung ist in Abb. 5 dargestellt, und zwar als Funktion von U . Die Werte oberhalb $\frac{2}{3} \delta$ stellen die stabile Lösung dar. Bleibt man nur um 10% unter der kritischen elektrischen Vorspannung, bei der die Membran „anklatscht“, so wird y_0 sehr schnell größer ($= 0,825 \delta$). Hierbei ist dann der Betrag des zweiten Gliedes in Gl. (19) nur noch 43% des Betrages für $U = U_{krit}$, und im dynamischen Fall der Gl. (27) ist dann der Anteil des Rückwirkungsliedes nur etwa $\frac{1}{4}$ an der Gesamtsteife. Um die Resonanzfrequenz unverändert zu erhalten, wollen wir annehmen, daß die Luftpolstersteife — wie auch im vorigen Abschnitt angenommen wurde — entsprechend geändert werden kann. Wenn

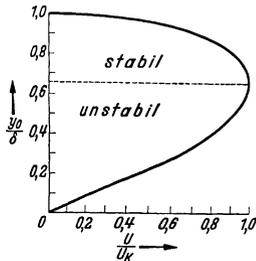


Abb. 5. Abstand des Membranzmittelpunktes und elektrostatische Vorspannung.

dies z. B. durch einen verschiebbaren Kolben geschieht, der das Luftpolster begrenzt, so kann damit stets die gewünschte Eigenfrequenz hergestellt werden.

4. Die Eingangsschaltung des Kondensatormikrophons.

Außer der besprochenen Rückwirkung, die auch bei vollkommenem Leerlauf auftritt, muß in einer strengen Betrachtungsweise auch der Einfluß des hochohmigen Widerstandes der bekannten Eingangsschaltung beachtet werden. Er bewirkt einen Spannungsabfall bei tiefen Frequenzen, denn es ist:

$$\frac{U}{U_{(Leerlauf)}} = \frac{1}{\sqrt{1 + 1/\omega^2 R^2 C^2}}$$

Die bei tiefen Frequenzen auftretende Phasenverschiebung bedingt außerdem, daß die oben besprochene Rückwirkung sich nicht allein auf die Steife, sondern auch auf die Reibungskraft auswirkt. In dem Rahmen der hier vorliegenden Empfindlichkeitsbetrachtungen spielt dieser Einfluß aber nur eine untergeordnete Rolle, denn man ist stets bestrebt, dem Leerlaufzustand nahezukommen, um einen glatten Frequenzgang zu erhalten, und bei der genannten Bezugsfrequenz von 1000 Hz können wir in jedem Falle den Einfluß des Widerstandes vernachlässigen.

5. Luftspalt und Dämpfung.

Man ist gewohnt, den Luftspalt als durch die elektrische Vorspannung gebunden anzunehmen, d. h. ihn

so einzustellen, daß bei einer passenden Spannung eben noch kein Anklatschen eintritt. Richtiger ist es aber, durch ihn die richtige Dämpfung r_{opt} (vgl. Abschnitt 1) einzustellen und dann die Spannung bis dicht unter die kritische Vorspannung zu erhöhen, um maximale Empfindlichkeit zu erreichen. Wir brauchen zur rechnerischen Erfassung dieses Vorgehens nun einen möglichst einfachen Zusammenhang zwischen Luftspalt und Dämpfung und sind dabei wegen der Schwierigkeit der Behandlung der strömungstechnischen Vorgänge auf Versuchsergebnisse angewiesen. Auf Grund der in Abb. 6 gezeigten Resonanzkurven läßt sich jedenfalls aussagen, daß in einem weiten Bereich der Dämpfungsfaktor $\delta' = r'/2m$ umgekehrt proportional dem Abstand ist; denn eine notwendige Folgerung dieser Beziehung ist die, daß — trotz verschiedener Empfindlichkeit bei tiefen Frequenzen — alle Resonanzmaxima gleich hoch werden, und das ist bei den gezeigten Kurven mit hinreichender Annäherung der Fall. Die Reibungskraft $r' \cdot dx/dt$ ist bei konstantem Luftspalt andererseits der Größe der „Reibungsfläche“ ($= \pi R^2$) proportional, so daß wir setzen können:

$$r' \sim \frac{\pi R^2}{y_0}, \quad \text{bzw.} \quad \delta' = \frac{r'}{2m} \sim \frac{\pi R^2}{m y_0} \quad (28)$$

Der Dämpfungsfaktor hat — wie in Abschnitt 1 angedeutet — etwa den Wert $\omega_0/2$ bzw. πf_0 , wenn der Frequenzgang einen günstigen Verlauf haben soll. Wir haben also für den Luftspalt die Beziehung:

$$y_0 = \frac{K_d \pi R^2}{m \omega_0} \quad (29)$$

worin K_d eine Konstante ist, die durch die Art der Oberfläche der Gegenelektrode und die Anordnung der Bohrungen nach Erfahrung gegeben ist.

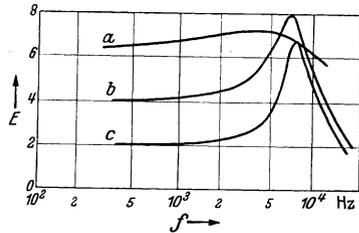


Abb. 6. Resonanzkurven eines Kondensatormikrophons bei verschiedenem Membranabstand.

a: $\delta = 10 \mu$; b: $\delta = 16 \mu$; c: $\delta = 32 \mu$.

6. Die Berechnung der Empfindlichkeit.

Wir haben nun die Bedeutung aller Zusammenhänge besprochen und können diese in einem Ausdruck zusammenfassen. Dabei gehen wir aus von den Ausdrücken Gl. (21) und (24) und erhalten, wenn wir wieder als Steife S'_m das Verhältnis $-\frac{dP}{dy_0}$ bezeichnen:

$$E = \frac{dU}{dP} = \frac{nU}{2y_0 S'_m} \quad (30)$$

Die kritische elektrische Vorspannung ist nach Gl. (20) aus

$$y_0 = \sqrt[3]{\frac{KR^2}{2}} \quad \text{bzw.} \quad K = \frac{1}{2} \epsilon_0 q \frac{U_K^3}{S} = \frac{2y_0^3}{R^2}$$

zu ermitteln. Diese Spannung U_K wird, wie früher erwähnt, zur Vermeidung des Anklatschens mit 0,9 multipliziert. Führen wir dann noch Gl. (29) ein, so wird

$$E = \frac{0,9n}{St} \sqrt{\frac{\pi K_D \sigma D}{m \omega_0 \epsilon_0 q}} \quad (31)$$

Führen wir weiter nach Gl. (6) die dynamische Steife ein, die durch Eigenfrequenz und Masse bestimmt wird (vgl. [8]), so erhalten wir

$$E = \frac{0,0252 n R^2}{f_0^{5/2}} \sqrt{\frac{K_D \sigma D}{\epsilon q m^3}} \quad (32)$$

Nun sind noch zwei charakteristische Betriebszustände zu unterscheiden:

Bei kleinen Radien wird die erforderliche Steife bzw. Eigenfrequenz durch Membran und Luftpolster aufgebracht, wobei σ unter dem Wert σ_{zul} bleibt. Es ist dabei:

$$\left. \begin{aligned} St_D &= 4\pi^2 f_0^2 m = St_{DM} + St_{DL} \\ &= St_{DM} \left(1 + \frac{St_{DL}}{St_{DM}}\right) = St_{DM} n' = n' 2\pi\sigma D, \end{aligned} \right\} (33)$$

und wir erhalten:

$$E = \frac{0,0634 R^2}{f_0^{5/2} \left[1 + \frac{C_n K_D}{\epsilon q m \omega_0}\right] m} \sqrt{\frac{K_D}{n' \epsilon q}} \quad (34)$$

Hiernach wählt man n' , d. h. den Anteil der Luftpolstersteife, möglichst klein ($n' \approx 1$). σ kommt in dem Ausdruck nicht vor, sondern ist durch die Membranspannung S [s. Gl. (6)] so einzustellen, daß die gewünschte Eigenfrequenz erhalten wird.

Für n wurde entsprechend Gl. (21) gesetzt:

$$n = \frac{C}{C + C_n} = \frac{1}{1 + \frac{C_n}{C}} = \frac{1}{1 + \frac{C_n K_D}{\epsilon q \pi R^2 / y_0}} = \frac{1}{1 + \frac{C_n K_D}{\epsilon q \epsilon_0 m \omega_0}} \quad (35)$$

[siehe Gl. (29)].

Bei größeren Radien und entsprechend größerer erforderlicher Steife haben wir den zweiten charakteristischen Fall, wobei σ den größtmöglichen Wert σ_{zul} annimmt, und die restliche Steife vom Luftpolster aufgebracht werden muß. Hier kommt im Gegensatz zu Gl. (34) im Ausdruck σ_{zul} vor, während n' nicht erscheint. Es wird:

$$E = \frac{0,0252 R^2}{f_0^{5/2} \left[1 + \frac{C_n K_D}{\epsilon q m \omega_0}\right]} \sqrt{\frac{K_D \sigma_{zul} D}{\epsilon q m^3}} \quad (36)$$

Der Übergang von Gl. (34) auf Gl. (36) ist also erforderlich, wenn nach Gl. (33) σ mit den gewählten Werten n, R, D und f_0 den Wert σ_{zul} erreicht.

In den Ausdrücken Gl. (34) und Gl. (36) kommen Parametergrößen vor, die praktisch nur in kleinen Grenzen veränderlich sind bzw. — wie C_n — durch Erfahrung in ihren optimalen Werten festliegen. Es sind dies f_0 (= 7000 bis 10000 Hz), K_d (experimentell für jede Konstruktionsart zu ermitteln), q ($\approx 0,7$),

ϵ_M ($\approx 2,7$) und C_n (minimale erreichbare Schaltkapazität, ≈ 10 pF). Es ist daher naheliegend, die Abhängigkeit der Empfindlichkeit von den fast beliebig veränderlichen Größen R und D zu diskutieren, vgl. Abb. 7.

Danach wächst bei den ausgezogenen Kurven (kleine Dicke!) die Empfindlichkeit zunächst sehr stark mit

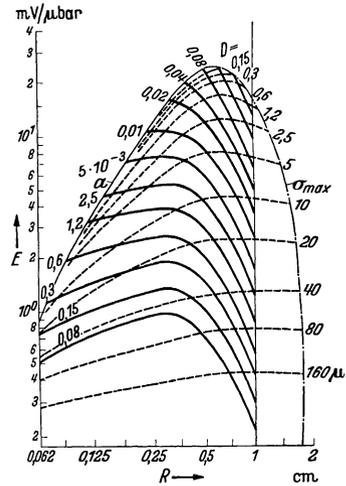


Abb. 7. Die Empfindlichkeit des Kondensatormikrophons in Abhängigkeit vom Radius bei verschiedenen Dicken.

dem Radius, wobei wir uns auf der linken, steilen Grenzkurve a bewegen. Bei einem bestimmten Wert des Radius, der für jede Dicke verschieden ist, müssen wir diese Grenzkurve verlassen und auf die weniger steil verlaufenden Kurven übergehen. Diese Übergangsstelle ist der Punkt, an dem σ den Wert σ_{zul} erreicht, und statt Gl. (34) der Ausdruck Gl. (36) gültig wird. Wir erkennen weiter, daß zunächst mit zunehmender Dicke die Empfindlichkeitskurven höher zu liegen kommen, um nach Erreichen einer maximalen Gipfelhöhe wieder tiefer zu rutschen. Diese Gipfelhöhe wird in erster Linie durch C_n bestimmt, d. h. bei noch kleinerer Nebenkapazität als hier angenommen (10 pF) würde die maximale Empfindlichkeit auch noch höher liegen, und zwar bei einer kleineren Dicke. Umgekehrt ist die höchstreichbare Empfindlichkeit bei größerer Nebenkapazität kleiner und liegt bei größerer Dicke. Wir können allgemein sagen, daß in der früher definierten Gruppe 1 ($m_M \gg m_0$) E mit abnehmender Dicke wächst, und umgekehrt in Gruppe 2 ($m_s \gg m_M$) E mit abnehmender Dicke wieder abnimmt, so daß die maximale Empfindlichkeit etwa in dem Übergangsbereich von Gruppe 1 zu Gruppe 2, d. h. in der früher definierten Gruppe 3 zu finden ist.

Da nach den gezeigten Kurven bei jeder beliebigen Dicke eine günstige Empfindlichkeit erreicht wird, wenn man R so groß macht, daß $\sigma = \sigma_{zul}$ erreicht wird,

wollen wir uns zur Herleitung eines einfacheren Ausdrucks auf diesen Fall beschränken und dabei noch die Sonderfälle $C_n \gg C$ bzw. $C \gg C_n$ unterscheiden. Wir erhalten dann für die beiden Gruppen:

Gruppe 1 ($m_M \gg m_s$):

$$C_n \gg C, \quad E = \frac{0,06 \sigma_{zul}}{f_0^{3/2} C_n \varrho_M} \sqrt{\frac{n' \varepsilon q}{K_D}}; \quad (37)$$

$$C_n \ll C, \quad E = \frac{0,06}{f_0^{3/2} D \varrho_M} \sqrt{\frac{K_D}{n' \varepsilon q}}. \quad (38)$$

Gruppe 2 ($m_s \gg m_M$):

$$C_n \gg C, \quad E = \frac{0,224 \sqrt{D R}}{f_0^{3/2} C_n} \sqrt{\frac{\sigma_{zul} \varepsilon q}{K_D \varrho_L}}; \quad (39)$$

$$C_n \ll C, \quad E = \frac{0,186}{n'^{5/6} f_0^{5/6}} \sqrt[3]{\frac{K_D}{\sigma_{zul} D \varrho_L^2}}. \quad (40)$$

Von diesen vier Ausdrücken kommt für die übliche Ausführungsform allein der Ausdruck Gl. (38) in Frage, da C_n ohne weiteres klein gegen C zu machen ist, und die Foliendicke z. B. bei Duraluminiummembranen aus technologischen Gründen kaum unter 5μ gewählt werden kann. E ist also hier umgekehrt proportional der Dicke, und man ist daher geneigt, zu sehr viel kleineren Dicken, etwa durch Verwendung von Kollodiumhäutchen, überzugehen. Zwangsläufig wird man dadurch aber in die Gruppe 2 verwiesen. Da ferner bei kleiner Masse auch die Reibungskraft klein gemacht werden muß, um denselben Dämpfungsfaktor zu erhalten, wird der Membranabstand groß und C klein gegen C_n . Hierfür ist die Formel (39) gültig, nach der E mit der Dicke D wächst. Das bestätigt die schon vorher aus der Abb. 7 gezogene Schlußfolgerung, daß das empfindlichste Mikrophon im Übergangsbereich, also etwa bei Dicken zwischen 1 und $0,1 \mu$, zu finden ist. Bei einer genaueren Auswertung müßte dann berücksichtigt werden, daß bei Wahl eines anderen Membranmaterials auch ein anderes σ_{zul} eingesetzt werden muß.

7. Die Messung des molekularen Rauschens mit dem Kondensatormikrophon.

Die Steigerung der Empfindlichkeit des Kondensatormikrophons ist notwendig, um die durch den Schalldruck erzeugte Nutzspannung über den Wert der im Eingangskreis auftretenden Rauschspannung zu heben. Nun ist aber der kleinste meßtechnisch erfaßbare Schalldruck von der Größenordnung der molekularen Luftdruckschwankungen statistischer Natur. Es genügt also, wenn bei Abwesenheit einer besonderen Schallquelle das molekulare Rauschen der Luft in eine „Nutz“-Spannung umgeformt wird, die die Schaltungs- bzw. Röhrenrauschspannung genügend übersteigt. Eine weitere Empfindlichkeitssteigerung ist dann nicht mehr von entscheidendem Vorteil.

In dem nachstehend beschriebenen Versuch wurde die Klärung der Frage versucht, ob die heute verwendeten Kondensatormikrophone dieser Grenzempefindlichkeit nahekommen. Es erschien dabei aussichtsreich, eine H.F.-Eingangsschaltung bekannter Anord-

nung [7] zu verwenden, bei der jedoch die hochfrequente Spannung an einem Quarz abgenommen wird. Diese Spannung ist infolge der großen Einschwingzeit des Quarzes viel weniger mit einem — grundsätzlich durch die Generatorröhre bedingten — Rauschteil moduliert, als es bei einem normalen, selbsterregten Schwingkreis der Fall ist. Die Folge davon ist, daß die gesamte Eingangsräuschspannung, die an sich höher ist als bei der N.F.-Schaltung, doch im Verhältnis zur Nutzspannung klein bleibt. (Die Nutzspannung ist bei dieser Schaltung um eine Größenordnung höher!) Im einzelnen läßt sich die Wirkungsweise dieser Schaltung in folgender Weise rechnerisch verfolgen (vgl. Abb. 8):

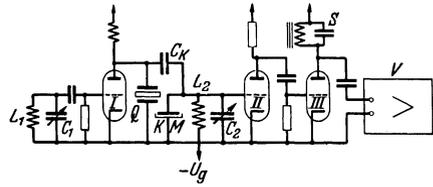


Abb. 8. Schaltung der benutzten H.F.-Mikrophonschaltung.

Der Kreis II, in dem auch das Kondensatormikrophon liegt, ist in bekannter Weise auf „halbe Resonanzhöhe“, d. h. auf den Wendepunkt seiner Resonanzkurve abgestimmt. Die Gleichung dieser Kurve lautet:

$$|\beta| = \frac{Z}{\sqrt{1 + tg^2 \varphi}}; \quad tg \varphi = \frac{\omega L - \frac{1}{\omega C}}{R}; \quad Z = \frac{L}{RC}, \quad (41)$$

wenn Z den parallel zu L und C zu denkenden Widerstand bedeutet, der den im Kreise auftretenden Verlusten entspricht. Das Maximum von $d|\beta|/d(tg \varphi)$ ist gegeben im Punkte $tg \varphi = \sqrt{0,5}$ durch:

$$\frac{d|\beta|}{d(tg \varphi)} = 0,385 Z. \quad (42)$$

Nehmen wir nun an, daß der Kreis von einem Generator mit konstantem Strom gespeist wird, was bei zweckmäßiger Kopplung ohne weiteres zu verwirklichen ist, so wird die am Kreis bei Verstimmung auftretende Spannungsänderung:

$$dU = 0,385 U_{max} d(tg \varphi) \quad (43)$$

bzw. wegen

$$\frac{d(tg \varphi)}{d\omega} = \frac{L}{R} \left(1 + \frac{1}{\omega^2 LC} \right) \approx \frac{2}{\omega_0 D'}, \quad (44)$$

ω_0 = Resonanzfrequenz,

D' = Dämpfung = $R/\omega L$,

$$dU = \frac{0,77}{\omega D'} U_{max} d\omega. \quad (45)$$

Mit der Beziehung:

$$\frac{dC}{C} = 2 \frac{d\omega}{\omega_0} \quad (46)$$

wird

$$\frac{dU}{U_{max}} = \frac{0,385}{D'} \frac{dC}{C}. \quad (47)$$

Ein Vergleich mit der Anordnung der N.F.-Schaltung zeigt, daß die Empfindlichkeit um den Faktor $0,4/D'$ größer ist, wenn man den Wert der H.F.-Trägerspannung gleich dem Wert der bei der N.F.-Schaltung benutzten Vorspannung wählt.

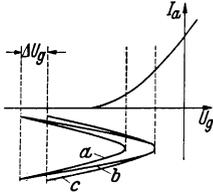


Abb. 9. Wirkung einer Erhöhung der H.F.-Spannung bzw. der Gleichvorspannung.

a : U_H ; b : $U_H + \Delta U_H$; c : $U_H + \Delta U_g$.

In der angegebenen Schaltung wird nun allerdings die modulierte H.F.-Spannung in einer Anodengleichrichterschaltung demoduliert. Wenn diese Röhre mit der ersten Röhre der N.F.-Schaltung verglichen wird, so muß berücksichtigt werden, daß eine Änderung der am Gitter liegenden H.F.-Spannung, z. B. um 1 Volt, nicht die gleiche Anodenstromänderung verursacht wie die gleiche Gitterspannungsschwankung im N.F.-Betrieb. Die wirksame Steilheit S_H läßt sich jedoch leicht während des Betriebes feststellen, indem man die Vorspannung U_g — bei konstanter einfallender H.F.-Amplitude — ändert und die Anodenstromänderung mißt. Der Effekt ist — wie man sich an Abb. 9 leicht klarmachen kann — mit geringer Abweichung derselbe wie der einer Erhöhung der H.F.-Amplitude bei konstanter Vorspannung. Es ist nun entscheidend, ob das Verhältnis

$$\frac{dU_H}{dU} \frac{S_H}{S} \frac{U_{\max}}{U_{H\max}} \sqrt{\frac{R_{rN}}{R_{rH}}}$$

$R_{rN,H}$ = Eingangsrauschwiderstand.
Index H = H.F.-Schaltung.

in dem die Größen der beiden Schaltungen bezüglich ihrer Einwirkung auf die Rauschspannung in ein Verhältnis zueinander gesetzt sind, größer als eins ist, wenn die angegebene Schaltung (Abb. 8) günstiger als die N.F.-Schaltung sein soll. Das ist in der Tat der Fall. Es ist eine Eigentümlichkeit der H.F.-Schaltung, daß durch die Benutzung des Quarzes das Eingangsrauschen verhältnismäßig gering ist, und daher auch der zu messende Effekt um eine Größenordnung genauer festgestellt werden konnte als in der N.F.-Schaltung.

Die Kreisdämpfung könnte an sich durch Entdämpfung weitgehend verringert werden. Dabei muß jedoch auf eine weitere Bedingung geachtet werden, die durch die Breite der Resonanzkurve und die durch sie gegebene lineare Verzerrung gegeben ist. Es liegt ein Kreis mit periodisch veränderlichen Schaltelementen bei fester Frequenz vor. Die hierbei auftretenden

Seitenbänder sind nicht nur — wie bei der Amplitudenmodulation — auf die erste Ordnung beschränkt, nehmen aber jedenfalls mit wachsender Ordnungszahl stark ab. Réchnet man überschlägig damit, daß die Halbwertbreite mindestens gleich der doppelten Bandbreite der Niederfrequenz sein soll, so wird mit

$$\Delta f = 2f_{gr}, \quad D'_{\min} = \frac{2f_{gr}}{f_0}, \quad (48)$$

Δf = Halbwertbreite,
 f_{gr} = Grenzfrequenz N.F.,
 f_0 = Oszillatorfrequenz.

Mit wachsender Oszillatorfrequenz darf also D kleiner gemacht werden, wodurch gleichzeitig die Empfindlichkeit wächst. Ohne Entdämpfung dagegen wird die Empfindlichkeit mit niedriger Frequenz größer, da das L/C -Verhältnis günstiger wird. Man geht in diesem Fall bis zu der Frequenz, die sich nach Gl. (48) durch Einsetzen der minimal erreichbaren Dämpfung ergibt. Eine Verbesserung des Verhältnisses von Nutzsannung zu Störsannung kann durch eine Rückkopplung natürlich nicht erzielt werden.

Zur Messung des molekularen Rauschschalldruckes muß das Anzeigegerät eine definierte Bandbreite haben. Es wurde dazu im vorliegenden Fall ein einfacher, auf 7000 Hz abgestimmter Resonanzkreis als Übertragungsglied zwischen der H.F.-Schaltung und einem nachfolgenden Meßverstärker benutzt. Der am Ausgang gemessene Effektivwert der Rauschspannung ist allgemein der Wurzel aus der Bandbreite proportional und ergibt sich bei angeschaltetem Mikrophon zu:

$$U_{ra}^2 = U^2 - U'^2 = \frac{U_r^2}{\text{Hz}} \int_0^\infty V^2 df, \quad (49)$$

U_{ra} = Rauschspannung am Ausgang,
 U_{re} = Rauschspannung am Eingang,
 U = vom Meßinstrument angezeigter Wert,
 U' = angezeigter Wert, wenn Mikrophon ausgeschaltet,
 V = Verstärkungsgrad.

Hieraus wird also der interessierende Wert U_{re}^2/Hz gewonnen, der nach einer in derselben Schaltung vorzunehmenden Druckkammereichung zu dem gesuchten Wert P_r^2/Hz führt.

U' wird so gemessen, daß ohne Mikrophon der parallelliegende und zur Abstimmung benutzte Drehkondensator um so viel nachgedreht wird, daß wieder derselbe Arbeitszustand auf der Kennlinie erreicht wird. Auf diese Weise ist es möglich, die durch die Schaltung selbst bedingten Rauschteile exakt zu eliminieren.

Da die Druckkammereichung mit 50 Hz vorgenommen wird, ist noch der Frequenzgang des Kondensatormikrophons zu messen, was mit derselben H.F.-Schaltung ohne weiteres geschehen kann. Es wird demnach:

$$U_{ra}^2 = U^2 - U'^2 = \frac{P_r^2}{\text{Hz}} \int_0^\infty E^2(f) V^2(f) df. \quad (50)$$

In dem schmalen, vom Filterkreis durchgelassenen Frequenzband wird E unabhängig von der Frequenz, und man kann schreiben:

$$U_{ra}^2 = \frac{P_r^2}{\text{Hz}} E_{(7000)}^2 \int_0^\infty V^2 df; \quad \frac{P_r^2}{\text{Hz}} = (U^2 - U'^2) \frac{1}{E_{(7000)}^2 \int V^2 df}. \quad (51)$$

Das Integral über das Quadrat des Verstärkungsfaktors wird am einfachsten zeichnerisch aus dem Quadrat des aufgenommenen Verstärkerfrequenzganges ermittelt.

Auf diese Weise wurde ein Schalldruck von

$$\frac{P_r^2}{\text{Hz}} = 4,6 \cdot 10^{-12} \left(\frac{\text{dyn}}{\text{cm}^2} \right) \frac{1}{\text{Hz}}$$

gemessen, woraus sich für ein Band von 10000 Hz ein Druck von $P_r = 2,15 \cdot 10^{-4} \frac{\text{dyn}}{\text{cm}^2}$ ergibt.

Theoretisch läßt sich dieser Schalldruck auf die gleiche Weise berechnen, wie dies in der grundlegenden Arbeit von Schottky für den Schroteffekt des Röhrenrauschens geschehen ist.

Zunächst läßt sich für jeden Schwingungseffekt statistischer Natur sagen, daß das Quadrat der mittleren Schwingung gleich der Gesamtzahl der Elementarereignisse ist, also

$$\bar{n}^2 = N \quad (52)$$

(Grundgesetz für voneinander unabhängige Elementarereignisse).

Im vorliegenden Fall handelt es sich nun um die statistische Schwingung der Zahl der Moleküle, die gegen die Membranfläche prallen. Jedes dieser Moleküle überträgt auf die Fläche den Impuls $2mv$, der gleichzusetzen ist der Wirkung einer Kraft K von der Dauer T , also

$$2mv = KT \quad \text{bzw.} \quad K = \frac{2mv}{T}. \quad (53)$$

Die von N Molekülen herrührende Kraft ist

$$K_n = N \frac{2mv}{T} \quad (54)$$

und gleich dem normalen Luftdruck auf die Fläche, also gleich $p_0 F$.

Die Schwingung dieser Kraft ist mit Gl. (52) und Gl. (54):

$$\left. \begin{aligned} K_{sch} &= \bar{n} \frac{2mv}{T}, \quad \text{wobei} \quad \bar{n} = \sqrt{\frac{K_n T}{2mv}}, \\ \text{also} \quad K_{sch} &= \sqrt{\frac{2mv K_n}{T}} = \sqrt{\frac{2mv p_0 F}{T}}. \end{aligned} \right\} \quad (55)$$

In diesem Ausdruck ist T die Zeit, die der Berechnung oder Messung von K zugrunde liegt. Bei kurzer Zeitdauer T ist demnach die mittlere gemessene Druckschwankung groß. Umgekehrt können über lange Beobachtungszeiten hinweg nur noch kleine Abweichungen festgestellt werden. Eine Meßanordnung wie das vorliegende Kondensatormikrophon hat nun eine Beobachtungszeit, die der Einschwingzeit gleichzusetzen ist, d. h. alle Vorgänge, die zumindest die

Dauer der Einschwingzeit haben, werden richtig registriert. Nach der K üpfmüllerschen Regel ist nun:

$$T = \frac{1}{2f_{gr}}, \quad (56)$$

f_{gr} = oberste Frequenzgrenze,

und hiermit wird

$$K_{sch} = \sqrt{4mv p_0 F f_{gr}}. \quad (57)$$

Zahlenmäßig wird der Druck mit $F = 1 \text{ cm}^2$, $f_{gr} = 10000 \text{ Hz}$

$$P_r = 2,4 \cdot 10^{-4} \frac{\text{dyn}}{\text{cm}^2}.$$

Das benutzte Mikrophon hat eine Membranfläche von $F = 1,5 \text{ cm}^2$, die doppelt einzusetzen ist, da die Moleküstöße beiderseitig erfolgen. Es wird also hier

$$P_r F = 4 \cdot 10^{-4} \text{ dyn.}$$

Da der Versuch, wie angeführt, einen Schalldruck von $2,15 \mu\text{bar}$ ergibt, der entsprechend der Eichung als frontal einfallender Druck zu werten ist, errechnet sich aus der Messung eine Gesamtkraft von $2,15 \cdot 10^{-4} \cdot 1,5 = 3,2 \text{ dyn}$. Der gemessene Wert ist also gegenüber dem errechneten etwas zu klein. Das findet seine Erklärung darin, daß die Strahlungs- und Beugungserscheinungen nicht berücksichtigt wurden, die bei dem der Messung zugrunde liegenden Frequenzband von etwa 6000 bis 9000 Hz ohne weiteres diesen Fehler ergeben können. Tatsächlich liegt der vorangegangenen Rechnung die Annahme vollständiger Reflexion zugrunde (die Impulsgröße wurde $= 2mv$ gesetzt!), während in diesem Frequenzbereich die Empfindlichkeit nach der Ballantine-Kurve kleiner ist, d. h. die Messung einen kleineren Wert ergibt.

Abschließend ist zu sagen, daß der Versuch bestätigt, daß mit den heute gebräuchlichen, höchstempfindlichen Mikrophonen das molekulare Rauschen der Luft etwa in derselben Stärke wiedergegeben wird wie das Schaltungsrauschen.

Ein Vorteil der H.F.-Schaltung besteht in der bequemen Eichmöglichkeit, die ohne besondere Eich-elektrode durchführbar ist, wenn die Gegenelektrode gleichzeitig zur elektrostatischen Anregung dient. Außerdem ist eine Kapazitätsmessung durch die Resonanzmethode ohne besondere Maßnahmen schnell durchzuführen, wenn der parallelliegende Drehkondensator geeicht ist. Abstandsänderungen der Membran können so ohne weiteres sehr genau ermittelt werden. Die schädliche Kapazität innerhalb der Mikrophonkapsel wurde so z. B. zu 3 pF gemessen. (Die Membran wurde zu diesem Zweck entfernt.)

Die H.F.-Schaltung, die — geschichtlich gesehen — von der N.F.-Schaltung abgelöst wurde, wird auch in einer verbesserten Form kaum wieder mit ihr in Wettbewerb treten können. Dagegen dürfte aus den angegebenen Gründen eine laboratoriumsmäßige Untersuchung immer vielseitiger und bequemer mit einem H.F.-Meßplatz auszuführen sein. Die Frage, ob die H.F.-Schaltung zur Messung kleinster Schalldrücke wegen der besprochenen Rauscheffekte vorzuziehen

ist, kann nicht ohne weiteres entschieden werden. Bei Anwendung einer Eingangsröhre mit sehr kleinem äquivalenten Rauschwiderstand und bei Steigerung der Empfindlichkeit des Kondensatormikrophons auf den theoretisch erreichbaren Wert kann auch bei der N.F.-Schaltung das molekulare Rauschen von der Größe des Schaltungsrauschens werden und somit eine Kunstschaltung entbehrlich sein. Als Nachteil der N.F.-Schaltung bleibt somit in erster Linie nur die ungünstige spektrale Verteilung des Rauschens. Dieses Spektrum ist in der H.F.-Schaltung ausgeglichen.

Zur Erhöhung des Verhältnisses Nutz- zu Störspannung ist wegen der beschriebenen physikalischen und konstruktiven Grenzen nur noch die Anwendung eines Trichters oder eines parabolischen Reflektors von Vorteil. Die hiermit zu erzielende Bündelung der Schallenergie ist im Falle des Trichters bei tiefen und im Falle des Reflektors bei hohen Frequenzen besonders wirksam.

Bezüglich seines qualitativen Verhaltens kann der Reflektor so behandelt werden, als wäre jedes Kreisringelement seiner reflektierenden Oberfläche ein Kreisgruppenstrahler, von dem aus das Kondensatormikrophon im Brennpunkt beschallt wird. Für eine frontal ankommende Welle fallen alle von den verschiedenen Kreisgruppen reflektierten Impulse mit derselben Phase auf das Mikrophon, da kein Laufzeitunterschied besteht. Für schräg einfallende Schallwellen errechnet sich die Richtcharakteristik in bekannter Weise wie bei Strahlergruppen. Diese Betrachtungsweise hat nur bei den hohen Frequenzen Gültigkeit, da hier die Beugungserscheinungen zurücktreten.

Die Wirkung der Reflektoranordnung ist danach auch zu vergleichen mit der eines Mikrophons, dessen Membran den Durchmesser der Reflektoröffnung, dabei aber die günstigen mechanischen Eigenschaften eines kleinen Mikrophons hat.

Praktisch ergibt sich mit diesen Anordnungen eine Verbesserung des Verhältnisses von Nutz- zu Stör-

spannung um etwa eine Zehnerpotenz. Das ist darauf zurückzuführen, daß der Schalldruck des molekularen Rauschens keine ebene Wellenfront aufweist und daher für ihn keine Bündelung eintritt. Demgegenüber ist die Bewegung der Luftteilchen durch die Erregung der Schallquelle gerichtet und in der Reflektoröffnung konphas.

Zusammenfassung.

Das Kondensatormikrophon heutiger Bauart wird rechnerisch behandelt und ein Ausdruck für die Empfindlichkeit abgeleitet, dem für die Typen mit vorherrschender Membranmasse und die Typen mit vorherrschender mitschwingender Mediummasse eine übersichtliche Form gegeben werden kann.

Es wird weiter gezeigt, daß das molekulare Rauschen der Luft mit hochempfindlichen Typen experimentell zu erfassen ist und am Eingang etwa dieselbe Spannung liefert wie die Rauschquellen der Schaltung selbst, so daß eine weitere Empfindlichkeitssteigerung nicht mehr von entscheidender Bedeutung ist. Der gemessene Rauschschalldruck stimmt befriedigend mit dem berechneten Wert überein.

Die vorliegende Arbeit wurde im Institut für theoretische Elektrotechnik und Schwachstromtechnik der Technischen Hochschule Karlsruhe durchgeführt. Der Verf. dankt dem Direktor dieses Instituts, Herrn Prof. Dr. H. Backhaus, für die Überlassung aller notwendigen Einrichtungen.

Schrifttum.

- [1] E. C. Wente, Phys. Rev. **10**, 39 (1917). — [2] W. Schottky, Z. Phys. **36**, 689 (1926). — [3] H. Lueder und E. Spenke, Z. Phys. **86**, 537 (1933). — [4] H. Lueder und E. Spenke, ENT **11**, 20 (1934). — [5] Ph. Le Corbeiller, Ann. Post. Télégr. Téléph. **1** (1929). — [6] Hahnemann und Hecht, Phys. Z. **18**, 261 (1917). — [7] Riegger, W.V.S.K. **2**, 84 (1924). — [8] Handb. d. Experimentalphysik XVII, 2. Teil, 1.

(Eingegangen am 24. Februar 1943.)