

Eigenschaften von ein- und mehrfachen zylindrischen akustischen Resonatoren

Autor(en): **Wirz, Paul**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **20 (1947)**

Heft I

PDF erstellt am: **21.07.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-111786>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern. Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

Eigenschaften von ein- und mehrfachen zylindrischen akustischen Resonatoren

von **Paul Wirz.**

(10. IX. 1946.)

I. Problemstellung.

Auffallenderweise ist bis vor kurzem die Aufnahme von Resonanzkurven akustischer Resonatoren gänzlich vernachlässigt worden. ZICKENDRAHT fand 1941 eine Feinstruktur, die er aus den Strömungsvorgängen an der Mündung des erregten Resonators zu deuten versuchte. Das Problem bedurfte aber noch der Klärung und bildet daher das Thema der vorliegenden Arbeit. Diese befasst sich deshalb zunächst mit der Aufnahme von Resonanzkurven, speziell solcher von Zylinderresonatoren, und mit deren Auswertung hinsichtlich der Dämpfung.

Im fernern interessiert auch die Möglichkeit einer exakten Berechnung der Resonanzfrequenzen. Ein weiterer Abschnitt ist daher der sog. Mündungskorrektur gewidmet. Es wird darin eine Verfeinerung der bisher verwendeten Korrekturen angegeben werden.

Ein letzter, kurzer Abschnitt dieser Arbeit beschreibt eine Methode zur quantitativen Untersuchung der Luftströmungen in der Umgebung der Resonatoröffnungen. Die Gewinnung derartiger Strömungsbilder ist insofern von Interesse, als verschiedene bisher nicht restlos geklärte Erscheinungen an akustischen Resonatoren möglicherweise auf Vorgänge, die sich nahe der Mündung abspielen, zurückgeführt werden können.

II. Schallerzeugung und Frequenzmessung.

Für alle im Folgenden zu beschreibenden Arbeiten war es notwendig, eine Anordnung zur Verfügung zu haben, welche die Erregung der Resonatoren mit jeder gewünschten Frequenz in hinreichender Intensität erlaubte. Mit gutem Erfolg wird dazu der Schwebungstongenerator mit Lautsprecher benützt. Die von verschiedenen Autoren (ANDRADE¹), HARDUNG²), LEHMANN³), BUKOFZER⁴), ZICKENDRAHT⁵)) beschriebenen Arbeitsverfahren mit solchen Anordnungen besitzen jedoch den gemeinsamen Nachteil, dass das Ablesen der Frequenz an einer Skala, direkt oder unter

Benützung einer Eichkurve, erfolgte. Die erreichbare Genauigkeit war daher schon durch die Ablesefehler begrenzt. Weiterhin konnte der Generator nur von Zeit zu Zeit und nur auf bestimmten Frequenzen (!) mit Hilfe von Stimmgabeln oder anderen Eichfrequenzen auf Konstanz geprüft werden.

Für die vorliegenden Bedürfnisse wurde eine Anordnung zusammengestellt, welche die Bestimmung der vom Generator erzeugten Frequenzen ohne Skala und Eichkurven durch Vergleich mit der Netzfrequenz gestattete. Eine Anfrage beim Baselstädtischen Elektrizitätswerk hatte nämlich ergeben, dass die maximale Abweichung der Netzfrequenz vom Sollwert 1‰ betrage und in den frühen Nachmittagsstunden am geringsten sei.

Der Frequenzvergleich erfolgte durch Herstellung Lissajouscher Figuren mittels eines Kathodenstrahloszillographen. Stehende Bilder, die noch übersichtlich sind, zeigen sich erstens bei allen Tonfrequenzen, die ganzzahlige Vielfache von 50 Hz sind, sodann bei denjenigen Frequenzen, die um $50 \cdot p/q$ von den erstgenannten abweichen, wobei p und q voneinander unabhängige kleine ganze Zahlen (praktisch 1 bis 6) bedeuten. Dazwischenliegende Frequenzen werden durch Bestimmen der Laufgeschwindigkeit der Bilder mit Hilfe einer Stoppuhr gemessen. In gewissen Lagen gestattet die grosse Anzahl der auf dem Schirm erscheinenden Linien diese Messung nicht mehr, so dass die Frequenz geschätzt werden muss. Aus diesem Grunde ist für Frequenzmessungen in diesen Bereichen ein Fehler von maximal 0,25 Hz anzunehmen. Dazu kommt noch die mögliche Abweichung der Netzfrequenz von ihrem Sollwert (50 Hz).

Als Tongenerator diente ein Erzeugnis der Firma Siemens & Halske, an den ein dreistufiger Verstärker derselben Hersteller angeschlossen war. An seinem Ausgang lag, parallel zum Oszillographen, ein permanentdynamischer Lautsprecher (Philips), welcher in der Mitte einer 1 m^2 grossen Schallwand angebracht war, ferner ein Röhrenvoltmeter, dessen Bau und Anwendung noch erläutert werden sollen. Schliesslich wurde zum Zwecke kontinuierlicher Lautstärkeregelung ein Potentiometer zwischen Tongenerator und Verstärker eingeschaltet.

III. Zur „Feinstruktur“ der Resonanzkurven.

Anlass zu den in diesem Abschnitt beschriebenen Arbeiten gab die ZICKENDRAHTSche Publikation über die „Feinstruktur der Resonanzkurven akustischer Resonatoren“⁵⁾. Gemessene Resonanzkurven akustischer Resonatoren sind meines Wissens vor der

erwähnten Publikation nicht veröffentlicht worden; auch ZICKENDRAHT waren im Zeitpunkt seiner Untersuchungen keine derartigen Arbeiten bekannt (dort S. 536). An der genannten Stelle zeigt ZICKENDRAHT, dass die Resonanzkurven der verschiedenen von ihm gemessenen Resonatoren aus mehr oder weniger zahlreichen Extremis verschiedener Intensitäten zusammengesetzt sind. Die Ursachen dieser Feinstruktur vermutet der Autor in den in jeder Resonatoröffnung auftretenden asymmetrischen Luftströmungen, welche möglicherweise die Entstehung von Kombinationstönen unharmonischer Obertöne der Resonatoren begünstigen.

Eine weitere Arbeit über dasselbe Gebiet wurde von LOEBENSTEIN⁶⁾ verfasst. Darin wurde die Resonanzkurve eines zylindrischen Resonators nicht mittels der schallempfindlichen Flamme, wie bei ZICKENDRAHT, sondern unter Benützung eines Hitzdrahtmikrophons aufgenommen. Auch hier trat eine Feinstruktur auf, welche eine weitgehende Ähnlichkeit mit der von ZICKENDRAHT beschriebenen zeigte.

Um die Ursachen der Feinstruktur klarzulegen, wurde zunächst versucht, die in der erstgenannten Publikation dargestellten Resonanzkurven zu reproduzieren; anschliessend wurden Messungen mit anderen Resonatoren und unter geänderten Bedingungen angestellt.

Es erwies sich bald, dass die beobachtete Feinstruktur nicht eine Eigenschaft der Resonatoren sein konnte, denn

erstens gab ein und derselbe Resonator, bei verschiedenen Aufstellungsbedingungen untersucht, durchaus verschiedene Lagen der Extrema,

zweitens zeigten Resonatoren verschiedener Resonanzfrequenzen, alle unter den gleichen Bedingungen gemessen, volle Übereinstimmung der Stellen ihrer Extrema.

Ein Beispiel für diese letztere Beobachtung, gewonnen an beidseitig offenen zylindrischen Röhren als Resonatoren, zeigt die Fig. 1. Aus ihr geht hervor, dass die Lagen der Extrema vom Resonator unabhängig sind.

Eine Untersuchung mit einem absoluten Schallmesser*) zeigte unmissverständlich, dass die Vielzahl der Extrema von den Eigenschaften des Raumes, in dem die Experimente durchgeführt wurden, herrührte. Das Schallmessmikrophon wurde an die Stelle gebracht, wo sich bei den Messungen die dem Lautsprecher näher gelegene Resonatoröffnung befunden hatte, der Schalldruck als

*) Noise Meter Type TF 500/A der Marconi-EKCO.

Funktion der Frequenz aufgenommen und zu unterst in Fig. 1 dargestellt. Die Koinzidenz der Resonanzkurven mit der Schalldruckkurve, welche die „Raumresonanzen“ wiedergibt, ist über jeden Zweifel erhaben. Die Schalldruckkurve zeigt zwischen Maximum und Minimum einen Unterschied von 26 Phon bei etwa 79 Phon mittlerer Lautstärke.

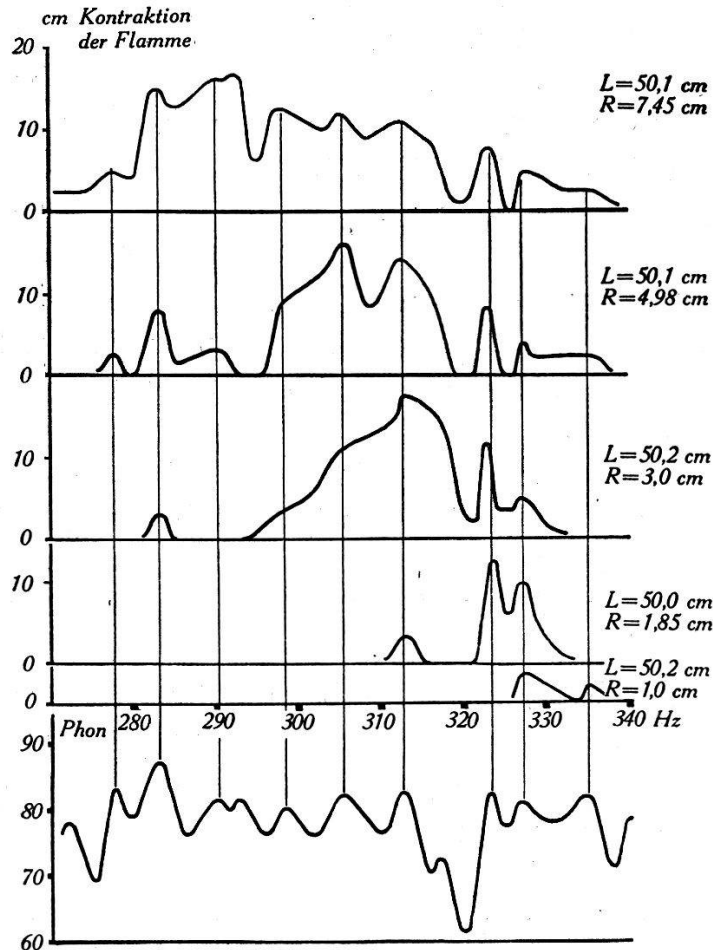


Fig. 1.

Dass der Lautsprecher und die mit ihm verbundenen Apparate nur einen vernachlässigbar kleinen Anteil an dieser Inkonzanz des Schalldruckes haben, wurde experimentell verifiziert. Dazu wurde das Schallmessmikrophon unmittelbar an den Lautsprecher gelegt, alles umgeben von einer mit gut schalldämpfendem Material gefüllten Kiste. Die gewonnene Kurve zeigte im Bereiche zwischen 270 und 350 Hz zwischen Maximum und Minimum einen Unterschied von 1,5 Phon bei 100 Phon mittlerer Lautstärke.

Die genannten „Raumresonanzen“ entstehen, wie bekannt, aus Interferenzen der an den Begrenzungsflächen und an jedem Gegenstand im Raume reflektierten Schallwellen (vgl. FREI⁷), GEMPERLEIN⁸).

Damit ist die Ursache der wahrgenommenen Feinstruktur aufgedeckt. Die Verhältnisse können qualitativ folgendermassen charakterisiert werden: Die gemessene Resonanzkurve ist eine Superposition der wahren Resonanzkurve des Resonators und der Kurve der Raumresonanzen.

Bevor das im nächsten Kapitel beschriebene Verfahren zur Aufnahme der wahren Resonanzkurve angewendet wurde, sollten Versuche die Frage klären, wie nahe man ihr ohne allzu grossen Aufwand unter Benützung schalldämpfender Mittel im Untersuchungsraum kommen könne (vgl. dazu MEYER, BUCHMANN und SCHOCH⁹). Dazu wurde ein Zelt von 4 m² Grundriss und 2,5 m Höhe gebaut, dessen sämtliche Begrenzungsflächen aus dicken Matten von schalldämpfendem Material bestanden. Ein empirisch gefundener optimaler Ort für die Aufstellung der Resonatoren zeigte eine grösste Differenz der zwischen 270 und 350 Hz auftretenden Schalldrucke von 9,0 Phon bei 84 Phon mittlerer Lautstärke. Diese wesentlich verbesserten Verhältnisse erlauben es, die Resonanzfrequenzen mit guter Annäherung zu bestimmen, denn die Kurven der untersuchten Resonatoren weisen durchwegs nur noch ein Maximum auf. Die Aufnahme einer zuverlässigen Resonanzkurve ist jedoch auch im Zelt nicht möglich.

IV. Quantitative Aufnahme von Resonanzkurven akustischer Resonatoren. Dämpfungsbestimmung.

Methode. Nunmehr soll eine Methode beschrieben werden, welche die quantitative Aufnahme von Resonanzkurven gewisser akustischer Resonatoren auch dann gestattet, wenn ein weitgehend schalldämpfter Raum nicht zur Verfügung steht. Sie beruht auf drei Voraussetzungen:

Der zu untersuchende Resonator soll nur eine Öffnung besitzen. Es wird daher eine gedackte Pfeife mit kreisförmigem Querschnitt benützt.

An der Stelle der Pfeifenöffnung ist ein über den interessierenden Frequenzbereich konstanter Schalldruck zu erzeugen.

Die Amplitude oder die Intensität der erzwungenen Schwingung ist objektiv zu messen (die schallempfindliche Flamme gestattet eine quantitative Bestimmung der Schallschnelle nur in grober Annäherung).

Das Vorgehen war folgendes: Vor der Aufnahme der Resonanzkurve wurde das Schallmessmikrophon am Ort der Resonatoröffnung aufgestellt und im interessierenden Frequenzbereich für

möglichst viele Frequenzen die Spannung bestimmt, die dem Lautsprecher zugeführt werden musste, damit er an der Resonatoröffnung einen bestimmten Schalldruck erzeugte. Der Resonator stand bereits bei diesen Vorarbeiten an seinem Platz, war jedoch durch eine Wattefüllung am Mitschwingen gehindert. Die Aufnahme der Resonanzkurven geschah dann, nachdem das Schallmessmikrophon und die Watte aus dem Resonator entfernt worden waren, für jede Frequenz mit der vorausbestimmten Spannung am Lautsprecher.

Geräte. Die Messung der dem Lautsprecher zugeführten Spannung geschah mittels eines Röhrenvoltmeters, welches an Hand der Fig. 2, die nur die wesentlichen Teile darstellt, beschrieben sei.

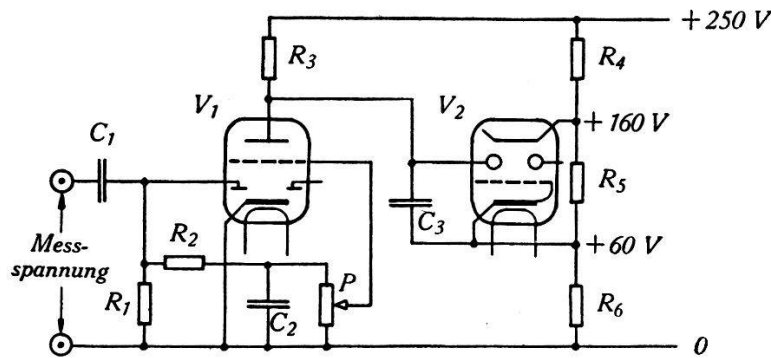


Fig. 2.

Röhrenvoltmeter.

V_1 : 6 Q 7; V_2 : 6 AD 6 G; P : 1,5 M Ω ; R_1 : 2 M Ω ; R_2 : 1 M Ω ; R_3 : 1 M Ω ;
 R_4 : 16 k Ω ; R_5 : 20 k Ω ; R_6 : 10 k Ω ; C_1 : 10 nF; C_2 : 0,1 μ F; C_3 : 0,1 μ F.

Eine Diodenstrecke der Purotronröhre 6Q7 lässt am Potentiometer P eine dem Scheitelwert der Messspannung proportionale Gleichspannung auftreten. Die an ihm abgegriffene Teilspannung steuert über den Triodenteil der 6Q7-Röhre (Gleichstromverstärker) den einen Schattensektor der Indikatorröhre 6AD6G (Fabrikat Sylvania) in dem Sinne, dass dieser um so kleiner wird, je höher die am Gitter der 6Q7 liegende negative Spannung ist. Durch den Spannungsteiler R_4 , R_5 und R_6 wird *erstens* der Leuchtschirm auf einem positiven Potential gehalten, das von dem des Ablenksteges bei gesperrtem Anodenstrom der 6Q7 übertroffen wird. Damit wird erreicht, dass die Leuchtsektoren sich überschneiden können und dass die Empfindlichkeit $d\Psi/dV_g$ (Ψ = Grösse des Schattensektors, V_g = Gitterspannung) im Moment des Überschneidens gross ist. *Zweitens* erhält die Kathode der Indikatorröhre ein durch die maximal zulässige Leuchtschirmspannung bestimmtes positives Potential. C_3 dient zum Erzielen scharfer Ränder der Leuchtsektoren.

Eine Spannungsmessung geschieht durch Einstellen des Potentiometers auf den Punkt, der die Leuchtsektorränder eben zur Berührung bringt. Die Stellung des Potentiometers ist dann ein Mass für die Grösse der angelegten Spannung, deren Absolutwert zu kennen für den vorliegenden Zweck übrigens gar nicht notwendig ist.

Dieses Gerät bietet neben verschiedenen anderen Vorteilen gegenüber Zeigergeräten die Annehmlichkeit, dass die gewünschte Lautstärke nicht an Hand eines mit Trägheit behafteten Zeigers reguliert wird, sondern dass — nach Einstellung des Potentiometers auf den gewünschten Wert — der Lautstärkeregler einfach in diejenige Stellung gebracht werden kann, welche die trägheitslos sich ändernden Leuchtsektoren eben zur Berührung bringt.

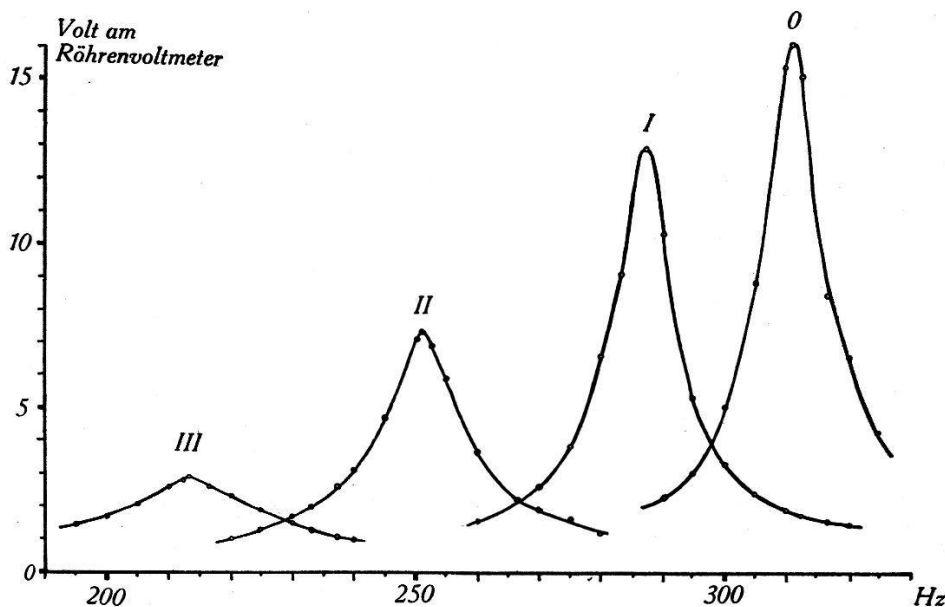


Fig. 3.

Resonanzkurven. Grundschiwingung. Resonator $L = 25,4$ cm $\varnothing = 6,5$ cm.
 0: Unverengte Mündung; I: Blende 4,1 cm \varnothing ; II: Blende 2,6 cm \varnothing ;
 III: Blende 1,65 cm \varnothing .

Die Messung der Intensität der im Resonator erzwungenen Schwingung geschah durch ein Kondensatormikrophon, das sich zufolge seiner Bauart sehr gut zur Verwendung als Boden der gedackten Pfeife eignete. Als solche wurde ein Haefelit-Rohr von 25,4 cm Länge und 6,5 cm Innendurchmesser gewählt. Die vom Kondensatormikrophon abgegebene Spannung wurde durch einen zweistufigen Verstärker 534fach verstärkt, so dass zur Messung ein vorhandenes Röhrevoltmeter (Type TF428 der Marconi-EKCO, im Prinzip ein Diodengleichrichter mit nachfolgender Gleichstromverstärkung) benützt werden konnte. Einer von der Hersteller-

firma des Mikrophons herausgegebenen Eichkurve war zu entnehmen, dass in der verwendeten Schaltung bei einem Schalldruck von $1 \mu\text{B}$, entsprechend einer Lautstärke von 74 Phon, eine Spannung von 2,15 mV am Mikrophon aufträte und damit eine solche von 1,15 V am Röhrenvoltmeter.

Die vom Mikrophon abgegebene Spannung ist dem Schalldruck proportional (SELL¹⁰), LÜBCKE¹¹), so dass, wenn für die Auswertung (Dämpfungsberechnung) die Schallenergie am Resonator als Funktion der Frequenz bekannt sein muss, die Angaben des Röhrenvoltmeters für jede Frequenz zu quadrieren sind.

Resonanzkurven. Die Resonanzkurve der gedackten Pfeife, aufgenommen in der Umgebung ihrer Grundschwingung, ist in Fig. 3 dargestellt, wo sie aussen rechts als die Kurve mit der grössten Erhebung erkennbar ist.

Die Figur zeigt ausserdem einige weitere, auf dieselbe Weise gewonnene Messungen. Es handelte sich um denselben Resonator,

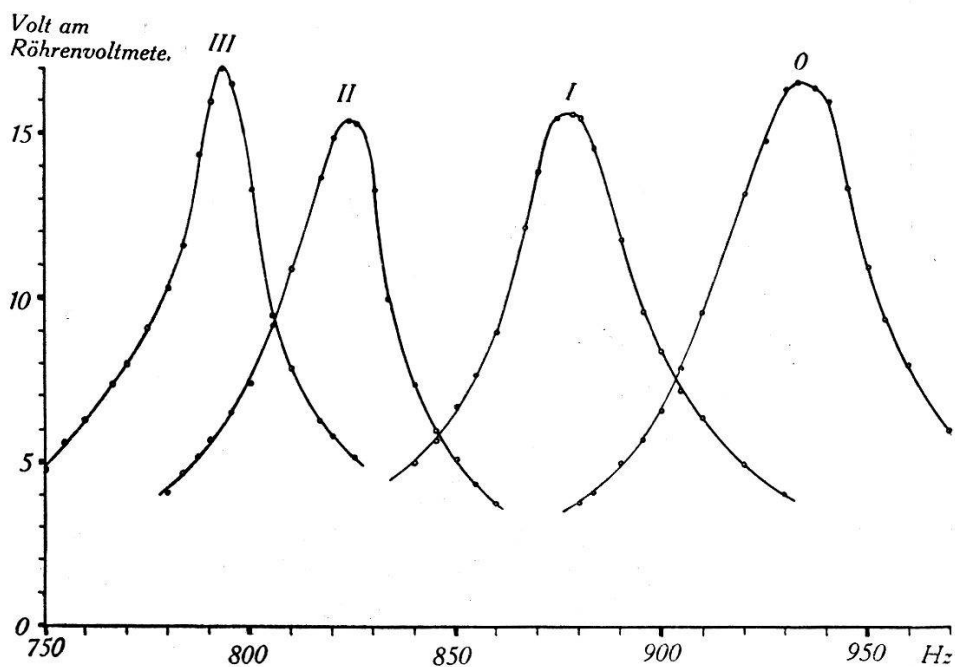


Fig. 4.

Resonanzkurven. Oberschwingung. Vgl. Text von Fig. 3.

dessen Mündung jedoch durch aufgesetzte Blenden aus Messingblech verengt wurde. Die Kurven gehören — von links nach rechts — zu den Mündungsdurchmessern 1,65 cm, 2,6 cm und 4,1 cm.

Die Fig. 4 zeigt die Resonanzkurven derselben Resonatoren in der Umgebung ihrer ersten Oberschwingung. Während diese beim Resonator mit unverengter Öffnung der Bedingung entspricht, dass die *Resonatorlänge* ungefähr gleich *drei Viertelwellenlängen* sei,

nähert sich der Schwingungszustand mit kleiner werdender Öffnung demjenigen einer beidseitig geschlossenen Röhre, wobei an beiden Enden Druckmaxima auftreten und die *halbe Wellenlänge* sich der *Resonatorlänge* nähert.

Auswertung. Dämpfungsberechnung. Die Berechnung der Dämpfungsdekremente aus der Form der Resonanzkurven geschieht nach der Formel¹²⁾

$$\vartheta = \pi \cdot \left(1 - \frac{F^2}{F_R^2}\right) \cdot \sqrt{\frac{I}{I_R - I}}$$

wo ϑ das natürliche logarithmische Dekrement, F_R die Resonanzfrequenz, I_R die Resonanzintensität und I die zur beliebigen Frequenz F gehörige Intensität bedeuten.

Die Tabelle 1 enthält die so berechneten Werte für die logarithmischen Dekremente.

Tabelle 1.

d cm	Grundschwingung		Oberschwingung	
	ϑ	F_R Hz	ϑ	F_R Hz
6,5	0,076	311	0,11	933
4,1	0,082	287,5	0,095	878
2,6	0,13	251	0,085	824
1,65	0,28	213,5	0,056	793

Über die Dämpfung zylindrischer akustischer Resonatoren, deren Mündungen in ausgedehnten Ebenen liegen sollten, ist von LICHTÉ¹³⁾ eine theoretische Arbeit veröffentlicht worden. Er gewann für das logarithmische Dekrement die einfache Gleichung (R = Röhrenradius)

$$\vartheta = 8 \left(\frac{\pi R}{\lambda}\right)^2.$$

Als Beispiel für die vom erwähnten Verfasser durchgeführten experimentellen Bestimmungen von ϑ sei hier wiederholt, dass für eine bestimmte Röhre ohne Mündungsflansch bei $F_R = 560$ Hz ein Dekrement von 0,09 gefunden wurde, ein Wert, dessen Grösse gut mit den hier gemessenen übereinstimmt.

V. Dämpfungsmessungen aus Schall-Oszillogrammen.

Methode. In diesem Kapitel wird eine Methode beschrieben, welche die Dämpfung akustischer Resonatoren aus der Form des Abklingvorganges nach kurzdauernder Erregung zu ermitteln gestattet. Sie beruht auf der Anwendung eines Verfahrens, das an der Abteilung für angewandte Physik nach Angaben von ZICKENDRAHT seit einiger Zeit für Nachhallmessungen gebraucht wird. Danach wird der zu untersuchende Resonator durch einen kurzdauernden, möglichst „rechteckigen“ Schallimpuls in seiner Eigenfrequenz erregt und der Abklingvorgang oszillographisch festgehalten.

Die Auswertung der Oszillogramme geht von der bekannten Definition des logarithmischen Dekrementes aus, welche festlegt¹⁴⁾:

$$\vartheta = \log \text{nat} \frac{A_n}{A_{n+1}} = \frac{1}{k} \cdot \log \text{nat} \frac{A_n}{A_{n+k}}$$

wo ϑ = logarithmisches Dekrement, A = Amplitude und n = Nummer der auf ein und derselben Seite der Zeitachse liegenden Amplituden des Abklingvorganges. Die Oszillogramme wurden für die Auswertung photographisch festgehalten.

Geräte. Als Impulsgeber diente eine Kontaktuhr der Firma Jaquet, welche alle Sekunden einen Kontakt von jeweils einer Fünftelsekunde Dauer schliesst. Da dieser Kontakt keine grosse und vor allem keine wesentlich induktive Belastung verträgt, wurde eine Elektronenröhre zur Betätigung eines Relais herangezogen in der Anordnung, wie sie Fig. 5 darstellt. Bei geöffnetem Uhrkontakt ist die Gittervorspannung genügend negativ, um den Anodenstrom zu sperren, während bei geschlossenem Kontakt das Gitter unmittelbar an der Kathode liegt und demzufolge das Relais durch den Anodenstrom betätigt wird. Der Widerstand von 80 k Ω verhindert einen Kurzschluss der Gitterspannungsquelle und begrenzt die Kontaktbelastung.

Da zu Vergleichszwecken der untersuchte Resonator derselbe sein sollte wie der im letzten Kapitel beschriebene, wurde auch das Kondensatormikrophon als sein Boden beibehalten. Da ferner der Eingangswiderstand des verwendeten Oszillographen nur etwa 1 M Ω betrug, musste die erste Stufe des früher beschriebenen Verstärkers, die das Mikrophon mit 20 M Ω belastet, ebenfalls mitverwendet werden.

Als Oszillograph kam die Type GM3156 von Philips zur Verwendung, der die Einstellung sehr langsamer Kippschwingungen gestattet, so dass man auch lange dauernde Abklingvorgänge zu

erfassen vermag. Ausserdem gestattet dieses Gerät, mit einfachen Mitteln ein einmaliges Durchlaufen der Zeitbasis zu bewirken, indem eine normalerweise an den Klemmen für äussere Synchronisierung liegende Sperrspannung (45 V) im gewünschten Moment kurzgeschlossen wird. Fig. 5 zeigt, dass dazu ein weiterer Federersatz des Relais benützt wurde, so dass Erregung des Resonators und Auslösen des Oszillographen zwangsläufig gekuppelt waren.

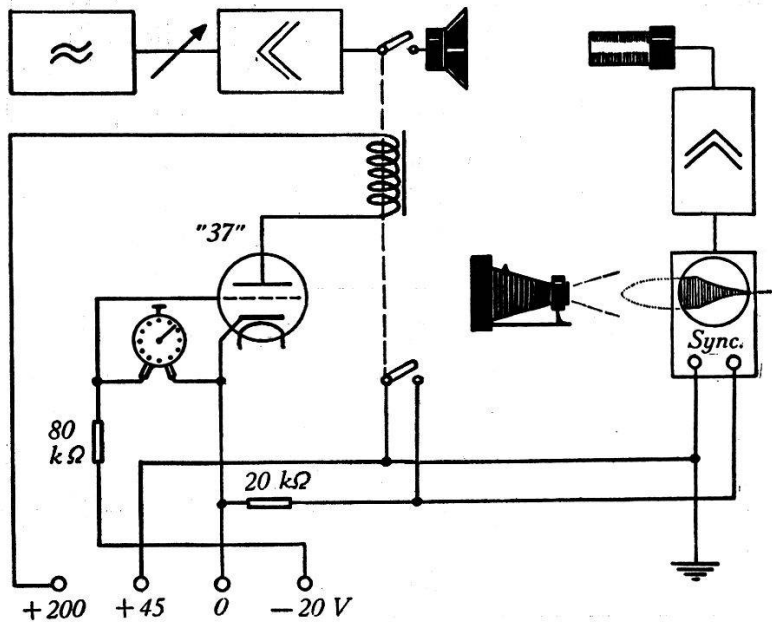


Fig. 5.

Messung von Dämpfungsdekrementen.

So konnten stehende Bilder, zwar nicht der einzelnen Wellenzüge, wohl aber ihrer Enveloppen erhalten werden, die sich dank der nachleuchtenden Kathodenstrahlröhre zeichnerisch festhalten liessen. Zum Photographieren wurde jedoch stets nur ein einziger Impuls verwendet, da die quantitative Auswertung der Oszillogramme hinsichtlich der Dämpfung auf die Wiedergabe der einzelnen Perioden angewiesen ist.

Resultate. Als Mittelwert aus fünf Photographien ergab sich für die Dämpfung des Resonators mit unverengter Mündung

$$\vartheta = 0,079 \text{ mit einem mittleren Fehler von } 0,003.$$

Die mit den verschiedenen Blenden in der Resonatormündung gewonnenen Werte für ϑ sind, zusammen mit den in der Tabelle 1 des vorherigen Kapitels angegebenen, in Tabelle 2 zusammengefasst. Hiebei wurden die Resonatoren jeweils in ihrer Grundschwingung erregt.

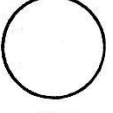

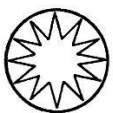
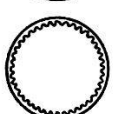
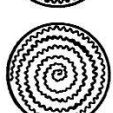

Da die in diesem Kapitel beschriebene Methode der Dämpfungsbestimmung nicht von einer gezeichneten Resonanzkurve abhängig ist, dürften ihre Ergebnisse sich den wahren Werten besser annähern als die Resultate des im Kapitel IV beschriebenen Verfahrens.

Tabelle 2.

Mündungsdurchmesser cm	ϑ ermittelt aus photographiertem Abklingvorgang	ϑ ermittelt aus Resonanzkurve (Kapitel IV)
6,5	0,079	0,076
4,1	0,085	0,082
2,6	0,125	0,13
1,65	0,27	0,28

Anwendungsbeispiel. Ein in der Bauakustik häufig auftretendes Problem ist die Bekämpfung des Trittschalles, der durch resonierende Hohlräume in Mauerwerk und Deckenkonstruktionen in unangenehmer Weise verstärkt werden kann, so dass Schwingungen dieser Hohlräume durch irgendwelche Massnahmen gedämpft werden müssen.

Tabelle 3.

Füllung	ϑ	Resonanzfrequenz	Bemerkungen zur Füllung
 leer	0,079	311 Hz	—
 Filz	0,20	290 Hz	Filzbelag, der Resonatorinnenwand dicht anliegend
 Papier	0,12	310 Hz	Sternförmiges Prisma aus steifem, glattem Papier
 Wellkarton	0,11	310 Hz	Wellkartonrohr, der Innenwand anliegend
 do.	0,49	277 Hz	Dichtgefügte Rolle aus Wellkarton, füllt Resonator ganz aus
 Watte	ca. 0,7	255 Hz	Lose Füllung aus Watteflocken

Die Wirksamkeit verschiedener Dämpfungsmaterialien und Anordnungen lässt sich quantitativ angeben, wenn Proben davon in einen Resonator eingeführt und die dadurch entstehenden Dämpfungszunahmen bestimmt werden. Dies wurde für einige öfter verwendete Materialien unter Benützung des mehrfach erwähnten Resonators durchgeführt. Die Tabelle 3, welche Beispiele für die Anwendung dieser Methode bieten soll, enthält die Resultate, welche, mit Ausnahme desjenigen der untersten Zeile, durch Auswertung photographischer Aufnahmen gewonnen wurden.

Man ersieht daraus, dass es zwecks Erreichen hoher Dämpfungen notwendig ist, den *Raum* des Resonators auszufüllen oder vielfach zu unterteilen, und nicht nur seine *Wände* mit schalldämpfendem Material zu belegen. Die Zusammenstellung zeigt weiter, dass sich ein Anhaltspunkt für die Grösse der Dämpfung schon ohne Betrachtung des Abklingvorganges aus der Erniedrigung der Resonanzfrequenz erhalten lässt.

VI. Die Mündungskorrektion.

Begriff. Die elementare Pfeifentheorie besagt, dass die Resonanzwellenlänge für eine offene Pfeife zweimal, für eine gedackte Pfeife viermal so gross sei wie die Pfeifenlänge. Schon mässig genaue Messungen zeigen jedoch Abweichungen in dem Sinne, dass die Resonanzwellenlänge grösser ist als errechnet, dass also die Druckknoten nicht in der Mündungsebene liegen, sondern um die Strecke a nach aussen verlagert sind. Diese Strecke wird als Mündungskorrektion oder noch treffender als das überstehende Pfeifenende bezeichnet. Manchmal wird unter dem Begriff Mündungskorrektion auch das Verhältnis dieser Strecke zum Pfeifenradius verstanden, welches im Folgenden mit α bezeichnet ist. Es ist also die Resonanzwellenlänge bei der offenen Pfeife ($L =$ Pfeifenlänge)

$$\lambda_R = 2 \cdot (L + 2a) \quad (1a)$$

und bei der gedackten Pfeife

$$\lambda_R = 4 \cdot (L + a). \quad (1b)$$

Historisches. Schon HELMHOLTZ¹⁵⁾ wie auch RAYLEIGH¹⁶⁾ haben die Grösse der Mündungskorrektion zu errechnen versucht. Ersterer fand durch Lösen der Wellengleichung ein $\alpha = 0,785$, letzterer legte ein elektrisches Analogon zugrunde, fand $0,849 \geq \alpha \geq 0,785$ und gab etwas später den genaueren Wert $\alpha = 0,82$ an. Beide Autoren setzten dabei voraus, dass die Pfeife in einen unendlichen Halb-

raum münde, die Mündung also einen Flansch von sehr grosser Breite besitze.

Aus diesem Grunde zeigten die experimentell gewonnenen Resultate im allgemeinen einen kleineren Wert für α (Zusammenstellung bei KALAEHNE¹⁷). Der Einfluss eines breiten Mündungsflansches wurde verschiedentlich untersucht. So hat RAYLEIGH experimentell gefunden, dass α für eine Röhre ohne Mündungsflansch um etwa 0,2 zu erniedrigen sei. Es nähert sich dann dem Wert $\alpha = 0,60$, den HIGGS und TYTE¹⁸) in einer sorgfältig ausgeführten Arbeit für zylindrische Pfeifen ohne Flansch angegeben haben. Derselbe Wert ist auch in einer neueren Publikation angeführt¹⁹).

Nachdem also Untersuchungen über die Grösse der Mündungskorrektur für sehr grosse sowie für sehr kleine Flanschbreiten vorliegen, erscheint es geboten, die Abhängigkeit der Mündungskorrektur von der Flanschbreite oder genauer vom Verhältnis der Flanschbreite W (in den meisten Fällen durch die Wandstärke der Pfeife dargestellt) zum Röhrenradius R zu ermitteln.

Ansatz. Es werden nachstehende vier Ausgangspunkte zugrundegelegt:

1. Die obere Grenze für α ist 0,82 und wird erreicht, wenn die Mündung in einer unendlich grossen Ebene liegt (RAYLEIGH).
2. Die untere Grenze für α ist 0,60 und entspricht einer Röhre ohne Mündungsflansch (HIGGS and TYTE).
3. Bei konstantem Röhrenradius wächst α mit zunehmender Flanschbreite.
4. Bei konstanter Flanschbreite sinkt α mit zunehmendem Radius und nähert sich asymptotisch dem Wert 0,60.

Für die Mündungskorrektur lässt sich empirisch etwa folgende Funktion ansetzen:

$$\alpha = 0,60 + 0,22 \cdot e^{-k \frac{W}{R}}. \quad (2)$$

Die Werte für α ergeben sich dabei experimentell aus der Schallgeschwindigkeit c , der gemessenen Resonanzfrequenz F_R , der Pfeifenlänge L und dem Pfeifenradius R . Es ist nach Gleichung (1) für offene Pfeifen

$$a = \frac{\lambda_R}{4} - \frac{L}{2} = \frac{c}{4 F_R} - \frac{L}{2} \quad (3a)$$

und für gedackte Pfeifen

$$a = \frac{\lambda_R}{4} - L = \frac{c}{4 F_R} - L \quad (3b)$$

Generell gilt ferner

$$\alpha = \frac{a}{R}. \quad (4)$$

Frequenzmessung. Verwendet man als Indikator eine schallempfindliche Flamme, so bewirkt bei weiten Röhren und solchen mit breitem Flansch die örtliche Erwärmung eine Veränderung der Schallgeschwindigkeit in unkontrollierbarem Masse. Aus diesem Grunde wurde für die Messung der Resonanzfrequenzen eine Hitzdrahtanordnung benützt, die infolge der kleinen vom Hitzdraht umgesetzten Leistung (etwa $\frac{1}{7}$ Watt) nur eine vernachlässigbar kleine Erhöhung der Lufttemperatur im Resonator bewirkte.

Die Einrichtung lehnt sich an die von RICHARDSON²⁰⁾ und LOEBENSTEIN⁶⁾ beschriebenen Anordnungen an. Die Brücke wird jedoch mit Wechselstrom gespeisen, und als Indikator dient ein Verstärker mit nachfolgendem Gleichrichter und Gleichstromverstärker. Somit kann das sonst übliche hochempfindliche Galvanometer erübrigt werden, welches bei eventuell durchbrennendem Hitzdraht stets erheblich gefährdet ist. In der vorliegenden Anordnung sinkt der Strom im Messinstrument bei steigender Eingangsspannung.

Diskussion der Fehlerquellen. Es ist die Verminderung der Schallgeschwindigkeit im Innern enger Röhren zu berücksichtigen. Zu ihrer Errechnung dient die HELMHOLTZ-KIRCHHOFFSche Formel²¹⁾

$$c_R = c_0 \left(1 - \frac{\gamma}{2 R \cdot \sqrt{\pi F}} \right) \quad (5)$$

wo c_0 die Schallgeschwindigkeit in freier Luft, R den Röhrenradius, F die Frequenz und γ eine Konstante bedeuten, welche letztere von den Eigenschaften des in der Röhre befindlichen Gases und vom Material der Röhre abhängt. Die Gültigkeit dieser Formel für das hier verwendete Röhrenmaterial (Haefelit*) wurde experimentell verifiziert und dabei der Wert $\gamma = 0,47 \text{ cm s}^{-\frac{1}{2}}$ gewonnen.

Bequemer ist für den praktischen Gebrauch die Formel

$$\Delta c = 4580/R \cdot \sqrt{F} \quad (\Delta c \text{ in cm/s, } R \text{ in cm})$$

wo $\Delta c = c_0 - c_R$ die Verringerung der Schallgeschwindigkeit bedeutet und $c_0 = 34400 \text{ cm/s}$ gesetzt wurde (entspr. $T = 20^\circ\text{C}$).

Unter Berücksichtigung der von LÜBCKE²²⁾ angegebenen wahrscheinlichsten Werte für die Schallgeschwindigkeit in freier Luft darf angenommen werden, dass der mögliche Fehler, der mit der Schallgeschwindigkeit in die Rechnung eingeht, höchstens 1‰ von

*) Haefelit ist Papier, welches mit Bakelit imprägniert und dann unter Hitze und Druck auf Wickeldorne aufgebracht wird. (Nach Angaben der Firma Haefely & Cie., welche die Röhren in verdankenswerter Weise zur Verfügung stellte.)

deren wahren Werte beträgt. Die Prüfung der Rekonstruierbarkeit einer gemessenen Resonanzfrequenz ergab, dass der mögliche Fehler der Frequenzmessung bis 2‰ betragen kann, so dass also, wenn c_R der gerechnete Wert der Schallgeschwindigkeit, F_R die gemessene Resonanzfrequenz und dieselben Buchstaben ohne Indices die entsprechenden wahren Werte bedeuten,

$$1,003 \cdot c_R/4F_R \geq c/4F \geq 0,997 \cdot c_R/4F_R.$$

Daraus folgt (vgl. Gleichung (3)) sowohl für offene als auch für gedackte Pfeifen

$$J' = a_{\max} - a_{\min} = 0,003 \cdot c_R/2 \cdot F_R \quad (6)$$

$$J = \alpha_{\max} - \alpha_{\min} = 0,003 \cdot c_R/2 R \cdot F_R \quad (7)$$

Tabelle 4.

Reson. Nr.	L cm	R cm	W cm	F_R Hz	T °C	c_R cm/s	a cm	α	R/W
1	50,1	7,45	0,66	286,5	18,0	34226	4,83	$0,648 \pm 0,012$	11,3
2	49,9	6,28	0,30	298,4	19,0	34279	3,77	$0,601 \pm 0,014$	20,9
3	50,0	5,40	0,75	298,0	18,0	34213	3,70	$0,696 \pm 0,016$	7,20
4	50,1	4,98	0,51	301,0	18,0	34209	3,36	$0,674 \pm 0,017$	9,95
5	50,0	4,27	0,25	310,0	18,0	34200	2,63	$0,617 \pm 0,019$	17,1
6	50,1	3,50	0,56	312,5	19,5	34277	2,37	$0,677 \pm 0,023$	6,25
7	50,2	3,00	1,05	313,5	19,5	34265	2,22	$0,740 \pm 0,027$	2,85
8	50,1	2,51	0,48	318,7	19,0	34218	1,79	$0,713 \pm 0,032$	5,35
9	50,0	1,85	0,14	326,5	19,0	34182	1,17	$0,633 \pm 0,043$	13,2
10	50,1	1,53	0,93	325,0	17,5	34063	1,15	$0,752 \pm 0,052$	1,65
11	50,2	1,00	1,08	329,0	19,5	34094	0,83	$0,830 \pm 0,078$	0,96
12	50,1	7,45	0,66	155,5	18,0	34211	4,90	$0,658 \pm 0,021$	11,3
13	49,9	6,28	0,30	159,1	18,0	34202	3,84	$0,612 \pm 0,026$	20,9
14	50,0	5,40	0,75	159,5	18,0	34193	3,59	$0,666 \pm 0,030$	7,20
15	50,1	4,98	0,51	160,5	19,0	34247	3,24	$0,650 \pm 0,032$	9,95
16	50,0	4,27	0,25	162,1	19,0	34235	2,80	$0,657 \pm 0,037$	17,1
17	50,1	3,50	0,56	162,8	18,5	34187	2,41	$0,691 \pm 0,045$	6,25
18	50,2	3,00	1,05	163,3	18,5	34169	2,13	$0,710 \pm 0,053$	2,85
19	50,1	2,51	0,48	164,5	18,5	34146	1,79	$0,713 \pm 0,063$	5,35
20	50,1	1,53	0,93	166,0	18,5	34053	1,18	$0,775 \pm 0,101$	1,65
21	50,2	1,00	1,08	166,4	18,5	33928	0,84	$0,840 \pm 0,155$	0,96
22	89,5	3,00	0,23	184,0	17,5	34117	1,86	$0,620 \pm 0,047$	13,1
23	23,2	4,57	0,22	327,0	17,0	34144	2,85	$0,623 \pm 0,017$	21,2
24	23,2	4,57	18,45	316,5	17,0	34144	3,72	$0,813 \pm 0,018$	0,25

Messungen. Für die praktische Anwendung wird in Gleichung (6) für c_R als mittlerer Wert 34400 cm/s eingesetzt, woraus folgt

$$J' = 51,5/F_R$$

weiter für die offene Pfeife: $a = \left(\frac{\lambda_R}{4} - \frac{L}{2} \right) \pm \frac{25,7}{F_R}$

und für die gedackte Pfeife: $a = \left(\frac{\lambda_R}{4} - L \right) \pm \frac{25,7}{F_R}$.

In der Tabelle 4 sind nun die geometrischen Daten von 24 untersuchten Resonatoren, ihre Resonanzfrequenzen, die in ihnen auftretenden Schallgeschwindigkeiten und die daraus errechneten Werte für a und α mit den Fehlern der letzteren zusammengestellt. Bei den Nummern 1 bis 11 und bei Nr. 22 handelt es sich um offene, bei den übrigen um gedackte Pfeifen.

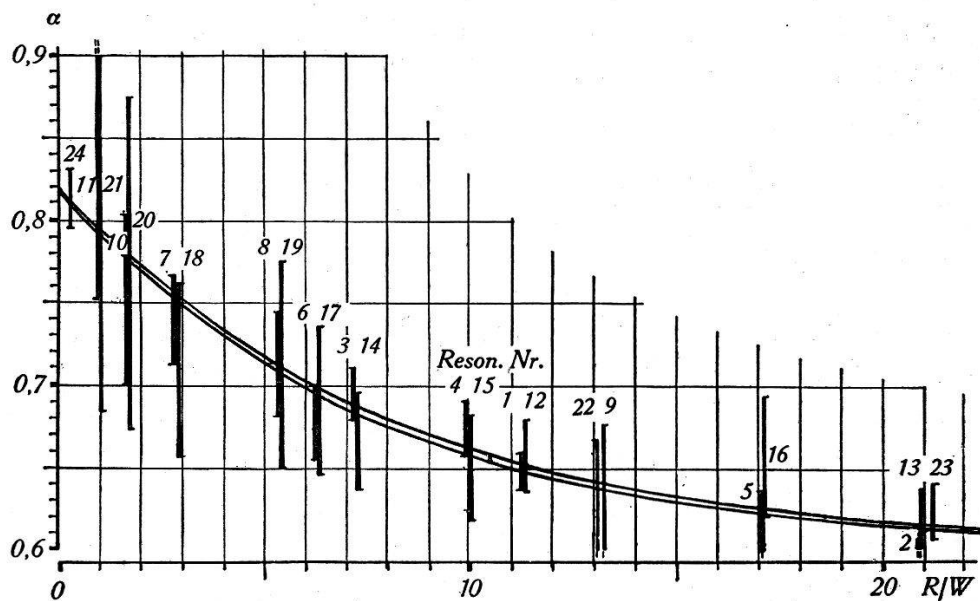


Fig. 6.

Darstellung der Tabelle 4.

In der Fig. 6 sind die gewonnenen Werte für α für alle Resonatoren eingetragen. Die Länge der jedem Resonator zugeordneten Strecke stellt das Intervall J dar (Gleichung (7)). Soll nun der Parameter k aus der Gleichung (2) gefunden werden, so müssen diejenigen Exponentialkurven bestimmt werden, die durch den Punkt ($R/W = 0$, $\alpha = 0,82$) gehen und alle eingezeichneten Intervalle durchsetzen. Die beiden extremen Kurven, welche diese Bedingung erfüllen, besitzen die Parameter $k = 0,129$ resp. $k = 0,136$.

Zusammenfassung. Die Mündungskorrektion der Öffnung einer zylindrischen Pfeife vom Radius R und der Flanschbreite W errechnet sich mittels der Formel

$$\alpha = 0,60 + 0,22 \cdot e^{-k \frac{R}{W}} \quad (2)$$

k ist dabei eine Konstante, deren Wert zu $0,129 \leq k \leq 0,136$ bestimmt wurde. Aus α , R und der Pfeifenlänge kann die Resonanzwellenlänge ermittelt werden. Soll die Berechnung der Resonanzfrequenz mit grosser Genauigkeit erfolgen, so ist die Abnahme der Schallgeschwindigkeit im Innern der Pfeife zu berücksichtigen.

Beispiele. Die ersten zwei Beispiele sind der Literatur entnommen, das dritte befasst sich mit einem eigens hergestellten Resonator, während anschliessend die Resonanzfrequenzen der obigen 24 Resonatoren berechnet und mit den gemessenen Werten verglichen werden sollen.

1. HARDUNG fand keinen messbaren Unterschied zwischen den Resonanzfrequenzen einer Pfeife von 0,9 cm Radius bei Flanschbreiten von $W' = 2,6$ cm resp. $W'' = 6,6$ cm. (HARDUNG²) S. 344.)

Die Rechnung nach Gleichung (2) ergibt

$$\begin{array}{ll} \alpha' = 0,809 & \alpha'' = 0,816 \\ a' = 0,728 \text{ cm} & a'' = 0,735 \text{ cm} \\ \lambda'/4 = 5,228 \text{ cm} & \lambda''/4 = 5,235 \text{ cm} \end{array}$$

und damit einen Unterschied von $1,3\%$ oder rund 2 Hz. Dieser Wert liegt tatsächlich innerhalb der von HARDUNG angegebenen Messfehler.

2. ZICKENDRAHT errechnete die Resonanzfrequenz eines beidseitig offenen Zylinderresonators von $L = 34,9$ cm, $R = 2,55$ cm und $W = 0,1$ cm bei 20° C zu 466 Hz, indem er für die Mündungskorrektion den Wert $\alpha = \pi/4 = 0,785$ zugrundelegte. (ZICKENDRAHT⁵) S. 533.) Die Messung ergab jedoch $F_R = 452$ Hz.

Die Berechnung nach Gleichung (2) ergibt $\alpha = 0,608$.

Es folgt: $2a = 3,1$ cm $\lambda = 76,0$ cm.

Da die Schallgeschwindigkeit in dieser Röhre bei 20° C 34295 cm/s beträgt, errechnet sich die Resonanzfrequenz zu $451,3$ Hz und ergibt damit eine wesentlich bessere Übereinstimmung mit dem gemessenen Wert von 452 Hz.

3. Asymmetrischer Resonator, dargestellt durch eine beidseitig offene Pfeife, deren eine Mündung einen Flansch von 46 cm Durchmesser trägt. $L = 35,4$ cm, $W' = 0,1$ cm, $W'' = 20,45$ cm, $R = 2,55$ cm, $T = 16,5^\circ$ C; gemessene Resonanzfrequenz 438 Hz.

Die Rechnung zeigt: $\alpha' = 0,608$, $\alpha'' = 0,785$, $a' + a'' = 3,55$ cm, $\lambda = 77,9$ cm, $c_R = 34084$ cm/s und damit $F_R = 437,5$ Hz.

4. Die Tabelle 5 enthält die Gegenüberstellung der in der Tabelle 4 enthaltenen gemessenen Resonanzfrequenzen einerseits und den aus den geometrischen Daten der Resonatoren gemäss Gleichung (2) errechneten Resonanzfrequenzen andererseits. Diese Tabelle soll die Brauchbarkeit der in diesem Kapitel beschriebenen Methode dartun.

Tabelle 5.

Res. Nr.	1	2	3	4	5	6	7	8	
berechnet	287	297	298	301	310	311	313	319	Hz
gemessen	286,5	298,4	298,0	301,0	310,0	312,5	313,5	318,7	Hz
Res. Nr.	9	10	11	12	13	14	15	16	
berechnet	326	324	329	156	159	159	161	163	Hz
gemessen	326,5	325,0	329,0	155,5	159,1	159,5	160,5	162,1	Hz
Res. Nr.	17	18	19	20	21	22	23	24	
berechnet	163	163	165	166	167	183	328	317	Hz
gemessen	162,8	163,3	164,5	166,0	166,4	184,0	327,0	316,5	Hz

Resonatorenbündel. Die Mündungskorrektur zylindrischer Pfeifen lässt sich, ausser durch Flansche oder ähnliche Anordnungen, auch dadurch beeinflussen, dass der zu untersuchende Resonator mit mehreren anderen Resonatoren von derselben Form umgeben wird.

Die für die folgenden Untersuchungen benützten Resonatorenbündel bestanden aus Einzelresonatoren von 10,35 cm Länge und 0,81 cm Radius bei einer Wandstärke von 0,03 cm. Die berechnete Eigenfrequenz bei $T = 17,5^\circ\text{C}$ ergab 785 Hz, gemessen wurde 783 Hz für einen einzelnen Resonator.

Das Bündel mit 7 Resonatoren zeigte eine Resonanzfrequenz von 744 Hz, wobei die als Indikator dienende schallempfindliche Flamme in der Achse des mittleren Resonators aufgestellt war. Für diesen errechnet sich daher eine Mündungskorrektur von $\alpha = 1,43$, und es ist nach dem weiter oben Besprochenen klar, dass dieser hohe Wert nicht durch die geometrische Konfiguration bewirkt wird, würde doch einem sehr grossen Flansch erst ein α von 0,82 entsprechen. Es sind also die konphasen Schwingungen der umge-

benden Resonatoren, welche die Mündungskorrektion des mittleren Resonators so stark erhöhen, indem sie die Schallausbreitung an seiner Mündung behindern.

Diese Vorstellung konnte durch einfache Experimente bestätigt werden: Werden die sechs äussern Resonatoren durch Einbringen von Watte am Mitschwingen verhindert, so ist die Resonanzkurve des mittleren Resonators beinahe mit derjenigen einer einzelnen Röhre identisch (Resonanzfrequenzen 782 resp. 783 Hz). Dasselbe Resultat zeigt sich bei den nächstgrösseren Bündeln: Eine dämpfende Füllung der zwölf äussern Resonatoren einer Neunzehnergruppe bewirkt eine weitgehende Angleichung ihrer Resonanzkurve an diejenige der Siebenergruppe (Resonanzfrequenzen 739 resp. 744 Hz). Die geringen Unterschiede zwischen den verglichenen Frequenzen werden durch die Gegenwart der jeweils unbenützten Resonatoren erklärt. Sie bilden Hindernisse in der Nähe der Mündungen der aktiven Resonatoren und verringern daher deren Eigenfrequenzen um kleine Beträge.

Vergössert man die Zahl der Elemente, so verändert sich die Resonanzkurve derart, dass man immer weniger von einer eigentlichen Resonanzfrequenz sprechen kann; die Intensität des Mitschwingens bleibt vielmehr über einen grösseren Frequenzbereich nahezu konstant, wenn die schallempfindliche Flamme als Indikator sich in der Achse des mittleren Resonators befindet. Je weiter sie nach dem Rande zu verschoben wird, um so schmaler wird die Resonanzkurve und um so mehr verschiebt sich ihr Maximum zu höheren Frequenzen. Die genannte Abflachung der Resonanzkurve kann als Koppelungserscheinung gedeutet werden: die Koppelung zwischen den nahe beisammen liegenden Resonator-mündungen bewirkt, dass sich vor dem zentralen Resonator auch die Eigenschaften weiter aussen liegender Elemente bemerkbar machen. Es zeigt sich dort eine Superposition der Resonanzkurven aller Elemente, deren Mündungskorrekturen und damit Eigenfrequenzen über ein gewisses Intervall verteilt sind.

VII. Strömungen in und vor der Mündung.

Seit langem ist es bekannt, dass die Medien in der Umgebung schwingender Körper in bestimmter Weise in Bewegung geraten (DVORAK²³ ²⁴), RAYLEIGH²⁵), ANDRADE¹), WACHSMUTH und AUER²⁶) SCHUSTER und MATZ²⁷)). Derartige stationäre Strömungen können unter geeigneten Umständen zu Messzwecken verwendet werden (Schalldüsen nach SELL²⁸), HARDUNG²)).

Das Ziel der in diesem Kapitel beschriebenen Untersuchungen war die Gewinnung einer Topographie der Strömungsrichtungen und -geschwindigkeiten der Luft vor der Mündung eines erregten Resonators. Isotherme Umhüllungen, wie sie z. B. ANDRADE zur Vermeidung von störenden, durch Temperaturdifferenzen erzeugten Strömungen verwendete, kamen für die Untersuchung einer Resonatormündung nicht in Betracht, da diese ja in einen freien Raum führen soll. Um den Effekt störender Einflüsse gering zu halten, musste der Resonator so gewählt werden, dass die Strömungen kräftig auftraten und mit einem relativ unempfindlichen Indikator untersucht werden konnten.

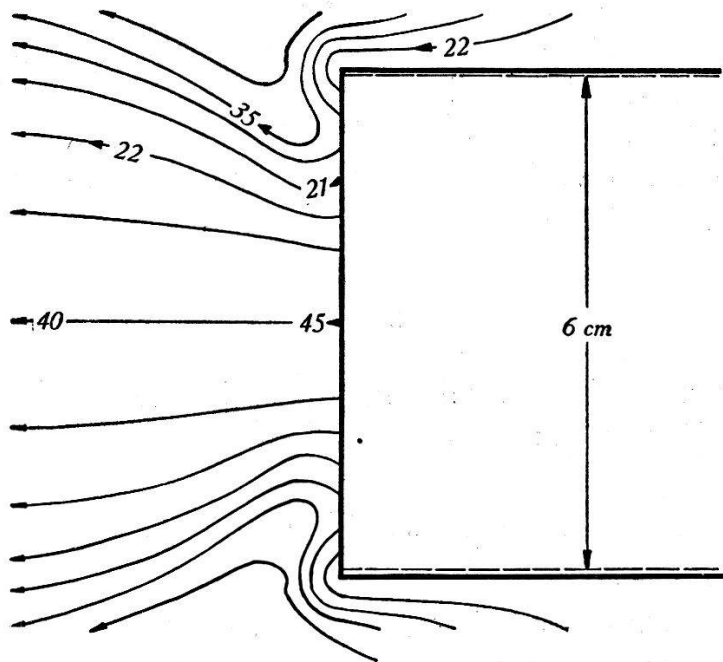


Fig. 7.

Stationäre Strömung nahe der Mündung eines in seiner Eigenschwingung erregten Resonators von 160 cm Länge. Werte für V_L in cm/s.

Als Resonator wurde deshalb ein beidseitig offenes Messingrohr von 160 cm Länge und 6 cm Innendurchmesser benützt, das, horizontal aufgestellt, in der üblichen Weise durch den Lautsprecher in seiner Eigenschwingung erregt wurde.

Als Indikator diente ein an einem dünnen Glasfaden aufgehängtes Wachskügelchen. Vorversuche ergaben als günstige Dimensionen

Kugeldurchmesser	0,19 cm
Fadendurchmesser	0,014 cm
Fadenlänge	24,7 cm

Die Eichung dieses Indikators geschah in einem kleinen Windkanal, bei welchem eine abgemessene Luftmenge in bestimmter Zeit durch einströmendes Wasser durch ein langes gerades Rohr aus dem Vorratsgefäß ausgestossen wurde.

Bei einem an dem Orte der Resonatormündung vom Lautsprecher erzeugten Schalldruck von $5,6 \text{ dyn/cm}^2$ (89 Phon) wurde das in der Fig. 7 gezeigte Strömungsbild gewonnen. Die Figur enthält einige an interessanten Stellen gemessene Werte für die Strömungsgeschwindigkeit in cm/s. Die Geschwindigkeitsmessung in den nahe der Röhrenwandung ins Innere hineinlaufenden Stromlinien war mit dem verwendeten Indikator nicht möglich, da der Glasfaden einen Ausschlag der Kugel ins Röhreninnere nicht zuließ. Ein Anhaltspunkt für die nahe der Röhrenwand auftretenden Geschwindigkeiten lässt sich jedoch auf Grund der Überlegung gewinnen, dass in der Zeiteinheit die in die Röhre eintretende und die sie verlassende Luftmenge dieselbe ist, dass also, über die ganze Mündungsfläche betrachtet

$$\int V_L dQ = 0.$$

Dies bedeutet im hier vorliegenden Fall einer kreiszylindrischen Röhre vom Radius R :

$$2\pi \int_0^R V_L(r) \cdot r dr = 0.$$

Aus der Fig. 7 lässt sich entnehmen, dass die Grenze zwischen den Gebieten von ein- und ausströmender Luft bei $r = 2,3 \text{ cm}$ liegt. Damit wird

$$\int_0^{2,3 \text{ cm}} V_L(r) \cdot r dr = - \int_{2,3 \text{ cm}}^3 V_L(r) \cdot r dr.$$

Legt man, als Annäherung, einen parabolischen Verlauf der axialen Komponente der Strömungsgeschwindigkeit für beide Gebiete zugrunde, so ergibt die numerische Auswertung obiger Gleichung eine Maximalgeschwindigkeit der einströmenden Luft von 55 cm/s . Die pro Sekunde ein- und austretende Luftmenge beläuft sich auf 375 cm^3 .

Derartige Strömungsbilder können einen Beitrag leisten zur weiteren Klärung ponderomotorischer Wirkungen, welche von akustischen Resonatoren ausgeübt werden. Solche wurden von DVORAK erstmals beschrieben und von HIPPE³⁰⁾ eingehend untersucht.

Zusammenfassung.

Zunächst wurde gezeigt, dass die von ZICKENDRAHT beschriebene Feinstruktur von Resonanzkurven akustischer Resonatoren durch Interferenzen im Raum vorgetäuscht worden war.

Auf Grund dieser Erkenntnis wurde ein Verfahren angegeben, um die wahre Resonanzkurve aufzunehmen. Aus den so gewonnenen Kurven konnten die Dämpfungsdekremente der Resonatoren ermittelt werden.

Die so gewonnenen Dekremente stimmten gut mit den Werten überein, die sich aus den photographisch gewonnenen Abklingkurven der kurzzeitig in ihren Eigenfrequenzen erregten Resonatoren berechnen liessen. Die Anwendungsmöglichkeit dieser letzteren Methode auf bauakustische Aufgaben wurde experimentell erwiesen.

Die bekannten Gleichungen für die Mündungskorrektur konnten durch Einführen der Mündungsflanschbreite verbessert werden. Einige Untersuchungen an Bündeln aus mehreren gleichen, parallel zu einander angeordneten Zylinderresonatoren ergaben, ohne Anspruch auf Vollständigkeit oder Abgeschlossenheit zu erheben, Beiträge zu den Abschnitten über Resonanzkurven und Mündungskorrektur.

Schliesslich konnte mit einem einfachen Verfahren eine Topographie der Strömung in der Mündung eines erregten Resonators gewonnen werden.

Die vorstehend beschriebenen Arbeiten wurden unter der Leitung von Herrn Prof. Dr. H. ZICKENDRAHT an der Abteilung für angewandte Physik des physikalischen Instituts der Universität Basel durchgeführt.

Literatur.

- ¹⁾ E. N. DA C. ANDRADE, Proc. Roy. Soc. **134A**, 446 (1931).
- ²⁾ VIKTOR HARDUNG, H. P. A. **9**, 343 (1936).
- ³⁾ WERNER LEHMANN, H. P. A. **6**, 20 (1933).
- ⁴⁾ MANFRED BUKOFZER, Zs. f. Physik **99**, 645 (1936).
- ⁵⁾ HANS ZICKENDRAHT, H. P. A. **14**, 525 (1941).
- ⁶⁾ ANNIE LOEBENSTEIN, H. P. A. **16**, 93 (1943).
- ⁷⁾ HANS FREI, Elektroakustische Untersuchungen in Hallräumen, Diss. ETH 1935.
- ⁸⁾ H. GEMPERLEIN, Zs. f. Hf.-Technik u. El.-Akustik **52**, 193 (1938).
- ⁹⁾ ERWIN MEYER, GERHARD BUCHMANN, ARNOLD SCHOCH, Akust. Zs. **5**, 352 (1940).
- ¹⁰⁾ H. SELL, Hdb. d. Physik Geiger-Scheel **8**, 550 (1927).
- ¹¹⁾ E. LÜBCKE, Hdb. d. Exp.-Physik Wien-Harms **17/II**, 186 (1934).
- ¹²⁾ ALFRED KALAEHNE, Grundzüge der mathematisch-physikal. Akustik **1**, 97 (1910).

- 13) H. LICHTER, Zs. f. techn. Physik **5**, 471 (1924).
 - 14) J. ZENNECK, Elektromagnet. Schwingungen u. drahtlose Telephonie **375** (1905).
 - 15) H. v. HELMHOLTZ, Wissenschaftliche Abhandlungen **1**, 366 (1882).
 - 16) LORD RAYLEIGH, Theory of Sound **2**, 180 (1896).
 - 17) ALFRED KALAEHNE, Hdb. d. Physik Geiger-Scheel **8**, 257 (1927).
 - 18) S. A. HIGGS und L. C. TYTE, Phil. Mag. (7) **4**, 1099 (1927).
 - 19) A. WOOD, The Physics of Music **126** (1945).
 - 20) E. G. RICHARDSON, Proc. Roy. Soc. **112**, 522 (1926).
 - 21) H. v. HELMHOLTZ, Wissenschaftliche Abhandlungen **1**, 385 (1882).
G. KIRCHHOFF, Pogg. Ann. **134**, 191 (1868).
 - 22) E. LÜBCKE, Hdb. d. Physik Geiger-Scheel **8**, 624 (1927).
 - 23) V. DVORAK, Pogg. Ann. **157**, 2 (1876).
 - 24) V. DVORAK, Wied. Ann. **3**, 328 (1878).
 - 25) LORD RAYLEIGH, Phil. Trans. **175**, 1 (1883).
 - 26) R. WACHSMUTH und H. AUER, Zs. f. Physik **47**, 323 (1928).
 - 27) K. SCHUSTER und W. MATZ, Akust. Zs. **5**, 349 (1940).
 - 28) H. SELL, Zs. f. techn. Physik **5**, 573 (1924).
 - 29) G. HIPPE, Annalen der Physik **82**, 161 (1927).
-