

**PH. LE CORBEILLER**

Ingénieur en chef des Télégraphes.  
Chargé de conférences à l'École supérieure d'Électricité

# **ÉLECTRO-ACOUSTIQUE**

**Oscillations et ondes harmoniques**  
**Transformateurs électro-mécaniques**  
**Transformateurs mécanico-acoustiques**  
**Génération d'oscillations acoustiques**  
**Acoustique physiologique**  
**Mesures**

**ÉTIENNE CHIRON, ÉDITEUR**

40, RUE DE SEINE, PARIS (VI<sup>e</sup>)

1934

# **ÉLECTRO-ACOUSTIQUE**

EN VENTE A LA MÊME LIBRAIRIE

---

**En préparation :**

R. MESNY. — *Traité de radioélectricité*..... 40 »

**Précédemment parus :**

H. ARMAGNAT ET LÉON BRILLOUIN. — <i>Les mesures en haute fréquence.</i>	30 »
M. BOCHET. — <i>Les Moteurs thermiques</i> .....	24 »
BETHENOD. — <i>Les alternateurs à haute fréquence</i> .....	25 »
DE BELLESCIZE. — <i>Les atmosphériques et leur influence sur les signaux de T. S. F.</i> .....	10 80
L. DRIENCOURT. — <i>Emploi de la T. S. F. pour la détermination des longitudes et l'unification de l'heure</i> .....	7 20
E. REYNAUD-BONIN. — <i>L'Acoustique téléphonique. La téléphonie. La télégraphie</i> .....	12 »
R. JOUAUST. — <i>La télégraphie par le sol et les moyens de communication spéciaux</i> .....	14 40
E. BLOCH. Maître de conférences à la Sorbonne. — <i>Les procédés d'enregistrement par T. S. F.</i> .....	7 20
A. PEROT. Professeur à l'École Polytechnique. — <i>Phénomènes magnétiques et électriques terrestres</i> .....	6 »
FRANCK (Ct). — <i>La T. S. F. et l'Aéronautique (2<sup>e</sup> édition)</i> .....	15 »
R. MESMY. — <i>Usages des cadres et radiogoniométrie</i> .....	30 »
P.-M. VIEILLARD. — <i>Les antennes de T. S. F.</i> .....	10 80
P.-M. VIEILLARD. — <i>L'Émission en ondes amorties</i> .....	10 80

**PH. LE CORBEILLER**

Ingénieur en chef des Télégraphes.  
Chargé de conférences à l'École supérieure d'Électricité

# **ÉLECTRO-ACOUSTIQUE**

**Oscillations et ondes harmoniques**

**Transformateurs électro-mécaniques**

**Transformateurs mécanico-acoustiques**

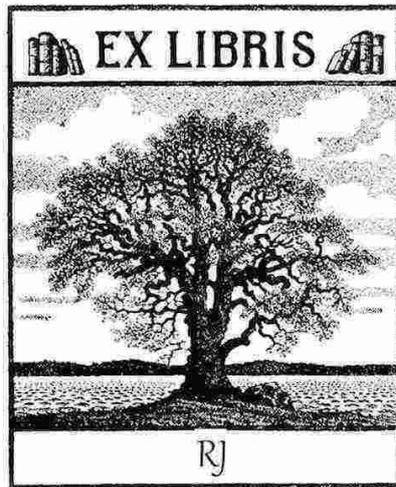
**Génération d'oscillations acoustiques**

**Acoustique physiologique**

**Mesures**

**ÉTIENNE CHIRON, ÉDITEUR**

40, RUE DE SEINE, PARIS (VI<sup>e</sup>)



Tous droits de traduction  
et de reproduction réservés.  
COPYRIGHT BY E. CHIRON, 1934.

## PRÉFACE

---

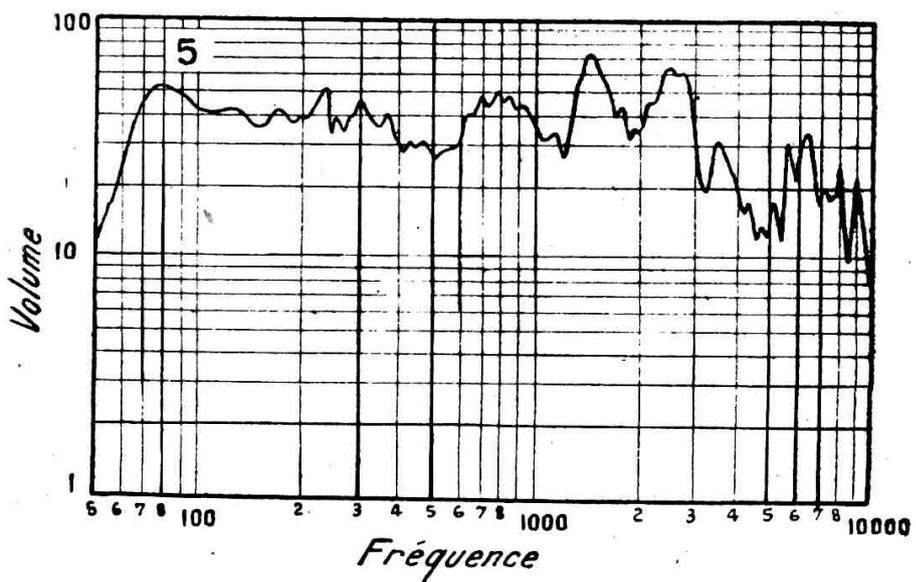
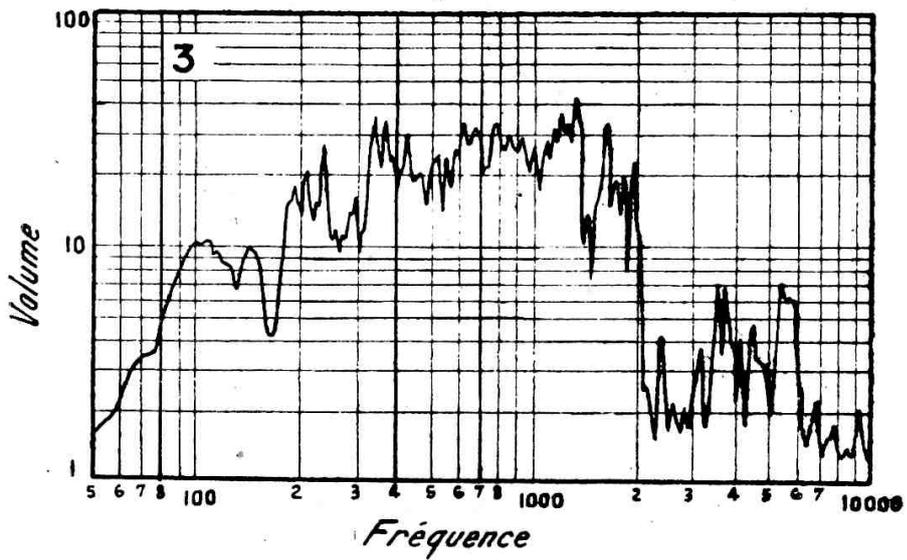
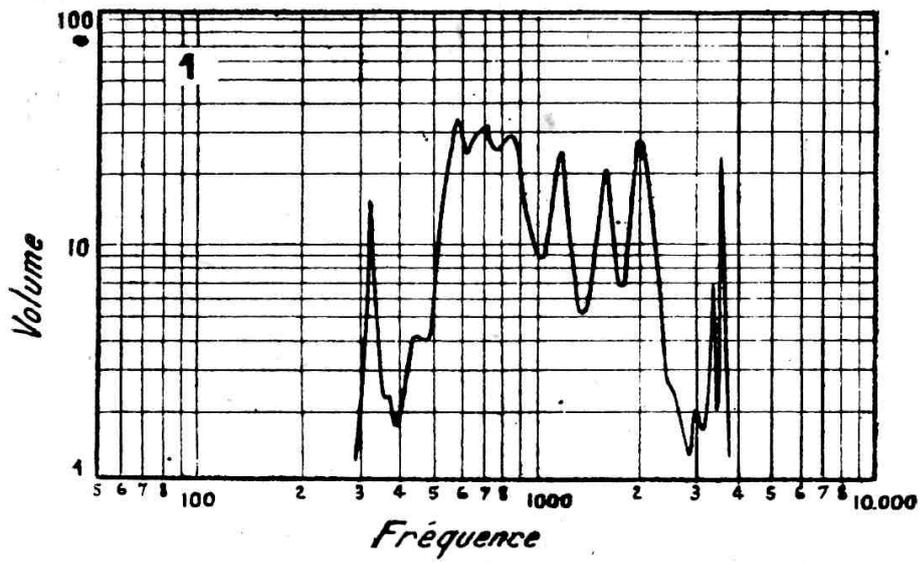
Une technique nouvelle, l'*Électroacoustique*, a pris au cours de ces dernières années un développement considérable. Le téléphone, la signalisation sous-marine, la radiodiffusion, le phonographe, le cinéma parlant, les instruments de musique électrique, ... tels sont, nommés à peu près dans l'ordre historique, les différents champs d'application où l'électroacoustique a permis, tantôt d'obtenir des résultats entièrement nouveaux, tantôt d'améliorer considérablement la qualité acoustique des résultats antérieurs.

Les succès de l'électroacoustique, obtenus principalement par des ingénieurs rompus à la technique téléphonique ou radioélectrique, sont basés sur l'emploi systématique des calculs et des mesures; ceci est possible parce qu'il s'agit le plus souvent en électroacoustique de vibrations forcées, auxquelles sont applicables les méthodes de l'électrotechnique alternative. Ces méthodes sont bien connues des auditeurs habituels des conférences que l'auteur a l'honneur de faire depuis plusieurs années à l'École supérieure d'électricité (section radio); aussi leur application aux phénomènes mécaniques et acoustiques a-t-elle pu leur être exposée dans l'espace restreint de quatre conférences (1<sup>e</sup>, 2<sup>e</sup>, 3<sup>e</sup> et 6<sup>e</sup>).

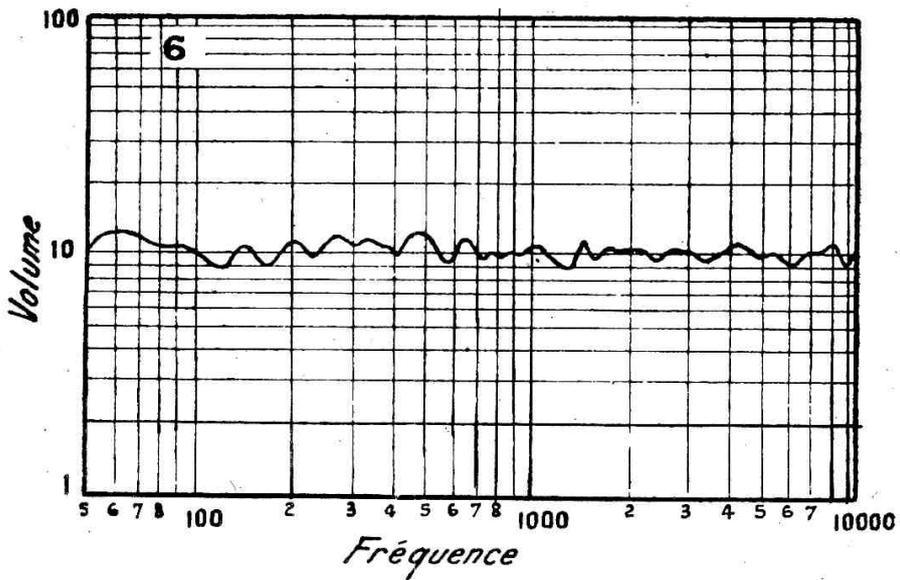
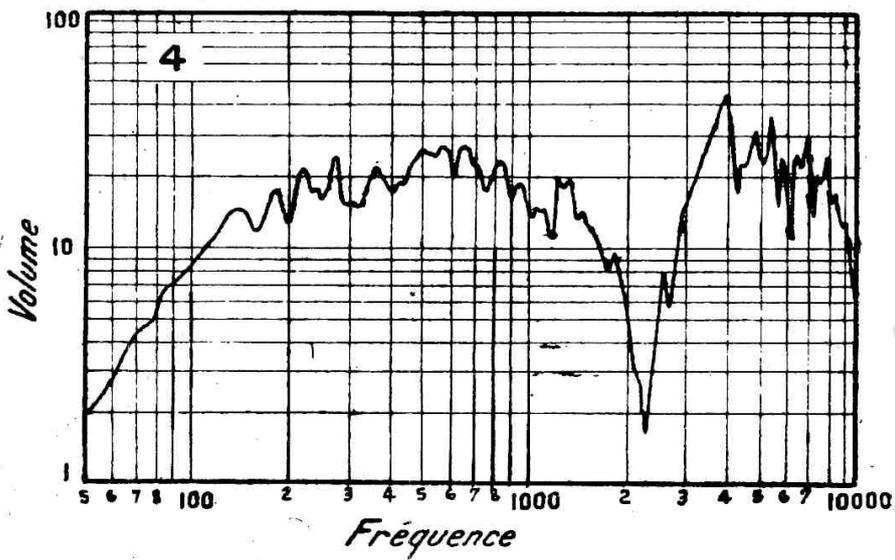
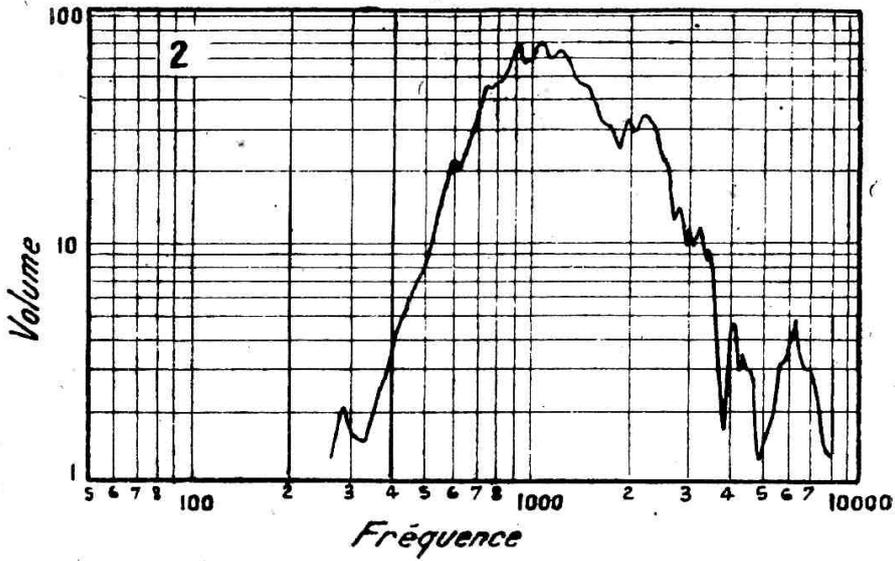
La 4<sup>e</sup> et 5<sup>e</sup> conférences, par contre, traitent de sujets qu'il n'est guère possible à présent de soumettre au calcul, mais sur lesquels il est nécessaire de fournir à l'ingénieur acousticien, soit des notions de base, soit des résultats d'observation.

Le présent petit volume, qui constitue la mise au point de ces conférences, s'adresse donc surtout à des ingénieurs électriciens, téléphonistes, ou radioélectriciens, et a pour but de leur montrer

## PRÉFACE



Enregistrements de caractéristiques de haut-parleurs mettant en évidence. (1) Magnavox, électrodynamique à pavillon, 1921. (2) W. E. Rice-Kellog, électrodynamique Rice-Kellog, RCA, modèle 104, 1926.



dence les progrès faits en dix ans dans la construction de ces appa-  
 518 W, à pavillon, 1922. (3) Diffuseur W. E. 540 AW, 1924. (4) Diffu-  
 (5) Rice-Kellogg, 1931. (6) Électrophone BRC, modèle 1932.

comment certains de leurs collègues ont obtenu en quelques années, presque sans sortir de leur domaine habituel, ces réalisations merveilleuses que sont, par exemple, le phonographe et le cinéma parlant. Ceux qui désireraient des développements plus étendus et des études d'application les trouveront dans d'excellents ouvrages, étrangers malheureusement pour la plupart, dont la liste se trouve à la fin de ces conférences.

Les figures des pages 8 et 9, extraites d'un mémoire récent dû à M. STUART BALLANTINE, technicien américain réputé (*Journ. of the Acoustical Society of America*, juillet 1933), illustrent d'une manière objective les progrès de l'électroacoustique. A la médiocre qualité artistique des premiers appareils correspondent les caractéristiques étroites et en dents de scie des premières figures. L'emploi du calcul et des mesures a permis d'obtenir des caractéristiques de plus en plus unies dans un intervalle de fréquences de plus en plus large, et corrélativement la pureté de son des appareils actuels. Il est bien évident que l'empirisme n'aurait pu permettre de trouver la valeur optimum de chacun des nombreux paramètres en cause.

---

# ÉLECTRO-ACOUSTIQUE

---

## CHAPITRE I

### OSCILLATIONS ET ONDES HARMONIQUES

1. — Si l'on met en vibration une corde tendue en la frappant avec un marteau (piano), on entend un *son*. Lorsqu'on empêche la corde de vibrer, on cesse d'entendre le son. Les vibrations de la corde engendrent des vibrations de l'atmosphère environnante. L'étude scientifique de la *production* des ondes sonores par les divers instruments de musique, de leur *propagation* dans l'atmosphère (ou dans l'eau), de leur *réception* par des instruments enregistreurs, constitue la branche de la physique appelée *Acoustique*. La production de sons par le larynx et ses annexes, leur réception par les organes de l'oreille, constituent l'*Acoustique physiologique* dont nous dirons un mot. Le *son* proprement dit est un phénomène *subjectif* d'ordre *psychologique*, qui correspond à l'existence de vibrations *matérielles* (les vibrations électromagnétiques ne sont pas perçues directement) de fréquences comprises entre certaines limites (environ 30 pér : sec. à 12.000 pér : sec.). La combinaison des perceptions sonores constitue l'art de la *musique*.

2. — On appelle par convention *son musical* le son correspondant à un phénomène physique *périodique*. L'analyse harmonique (développement en série de Fourier) décompose alors le son en sa composante de fréquence la plus basse  $f$  (son fondamental) et en un certain nombre (qui théoriquement peut être infini) de composantes de fréquences  $2f, 3f, 4f, \dots$  (*harmoniques*). Les fréquences des sons composants diffèrent parfois des multiples exacts de  $f$ ; quand on veut souligner ceci, on les appelle des *partiels*. Le phénomène total est en ce cas non périodique. Si la différence était importante, l'impression sonore serait mal définie (cloches).

Dans ce qui suit, on étudiera toujours, sauf mention contraire,

un son pur, caractérisé par une fréquence unique  $f$ . Une grandeur physique quelconque associée à la vibration matérielle correspondante (dite vibration *harmonique* ou *sinusoïdale*) aura donc pour expression en fonction du temps  $A \sin \omega t$ ;  $A$  est l'amplitude,  $\omega = 2\pi f$  la pulsation.

### Vibrations ponctuelles.

5. — Beaucoup de systèmes mécaniques vibrants peuvent être assimilés à une masse ponctuelle, attirée par un centre fixe proportionnellement à la distance  $x$  et soumise à une force de frottement proportionnelle à la vitesse (frottement visqueux). Si à la masse  $m$  on applique de plus une force extérieure connue  $f(t)$ , l'équation du mouvement oscillatoire rectiligne est :

$$m \frac{d^2x}{dt^2} + r \frac{dx}{dt} + sx = f(t). \quad (1)$$

Si aux bornes d'une bobine (LR) et d'un condensateur C en série on applique une f. e. m.  $e(t)$ , on a pour équation des oscillations électriques ( $q$  charge du condensateur)

$$L \frac{d^2q}{dt^2} + R \frac{dq}{dt} + \frac{1}{C} q = e(t).$$

Ces équations sont *identiques* si l'on établit les *correspondances* suivantes (P. CURIE, *Œuvres*, p. 164; 1891) :

Mécanique	Électricité
élongation $x$	charge électrique $q$
vitesse $v$	courant $i$
force $f$	force électromotrice $e$
masse $m$	coefficient de self-induction L
résistance (visqueuse) $r$	résistance (ohmique) R
coeff <sup>t</sup> de raideur $s$	inverse de la capacité $\frac{1}{C}$ .

Cette analogie est *fondamentale* pour la technique acoustique actuelle.

On a fréquemment à considérer des *oscillations de torsion*. L'équation est toujours la même; mais au lieu d'une élongation linéaire  $x$  on a une élongation angulaire  $\theta$ , au lieu d'une force  $f$  un

couple  $\mathcal{C}$ , au lieu d'une masse  $m$  un moment d'inertie  $I$ , etc. (Toujours bien s'assurer des dimensions des grandeurs considérées et de l'homogénéité de ce qu'on écrit.)

4. — Si la f. e. m. appliquée au système  $(L, R, C)$  est sinusoïdale,  $e = E \cos \omega t$ , au bout d'un temps suffisant le système effectuera des oscillations de même fréquence et l'on aura :

$$e = Zi, \quad Z = R + j \left( L\omega - \frac{1}{C\omega} \right).$$

Si donc la force mécanique appliquée au système  $(m, r, s)$  est sinusoïdale (force *vibromotrice*,  $f = F \cos \omega t$ ), on aura par simple transposition :

$$f = zv, \quad z = r + j \left( m\omega - \frac{s}{\omega} \right). \quad (2)$$

La quantité  $z$  s'appelle *l'impédance mécanique* du système  $(m, r, s)$ . Son inverse s'appelle *l'admittance* du système.

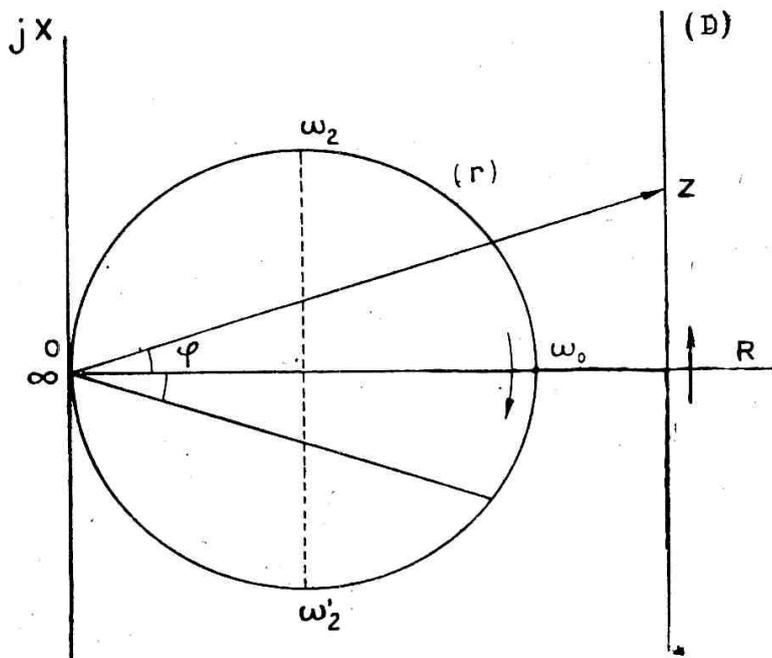


FIG. 1.

Lorsque la fréquence appliquée  $f$  croît de 0 à l'infini, l'extrémité  $Z$  du vecteur impédance décrit une droite verticale (D) (Fig. 1) de bas en haut; le point  $\frac{1}{Z}$  décrit un cercle ( $\Gamma$ ) dans le sens négatif.

On doit se figurer (D) et (Γ) gradués en pulsations (ou en fréquences).

On appellera, en mécanique comme en électricité,

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{s}{m}} \text{ pulsation de résonance du système non amorti,}$$

$$a = \frac{r}{2m} \text{ coefficient d'amortissement,}$$

$$\omega_1 = \sqrt{\omega_0^2 - a^2} \text{ pulsation de résonance du système amorti,}$$

$$\delta = a \frac{2\pi}{\omega_1} \text{ décrement logarithmique (nombre absolu),}$$

$$\Lambda = \frac{\omega_0}{a} = \frac{2\sqrt{ms}}{r} = \sqrt{1 + \left(\frac{2\pi}{\delta}\right)^2} \text{ acuité de résonance (KENNELLY),}$$

$$K = \frac{m}{r} \omega_0 = \frac{\Lambda}{2} \text{ coefficient de surtension.}$$

Les extrémités du diamètre vertical de (Γ) correspondent aux « fréquences quadrantales » ( $\omega_2, \omega'_2$ ).

On a :

$$\omega_2, \omega'_2 = \sqrt{\omega_0^2 + a^2} \pm a, \quad \frac{\omega'_2 - \omega_2}{2\omega_0} = \frac{1}{\Lambda}. \quad (3)$$

L'intervalle quadrantal ( $\omega_2 \dots \omega'_2$ ), rapporté à  $\omega_0$ , est donc d'autant plus étroit que la résonance est plus aiguë, ou le système moins amorti. On obtient difficilement en électricité des résonances aiguës sur des fréquences basses : un circuit oscillant mécanique (diapason p. ex.) les fournit plus aisément.

5. — On appelle *courbe de résonance* la courbe qui, à grandeur constante F de la force appliquée, représente la variation de la puissance recueillie par le système oscillant ( $m, r, s$ ), en fonction de la fréquence. Cette puissance est :

$$\begin{aligned} P &= \frac{1}{2} FV \cos \varphi = \frac{1}{2} r V^2 \\ &= \frac{1}{2} \frac{F^2 r}{r^2 + \left(m\omega - \frac{s}{\omega}\right)^2}. \end{aligned}$$

Prenons des variables réduites; soient  $P_0$ ,  $V_0$ , les valeurs de  $P$ ,  $V$ , correspondant à  $\omega = \omega_0$  et posons :

$$y = \text{Log}_e \frac{\omega}{\omega_0}$$

nous trouvons :

$$\frac{P}{P_0} = \left( \frac{V}{V_0} \right)^2 = \frac{1}{1 + \Lambda^2 \text{sh}^2 y}. \quad (4)$$

Lorsque  $\Lambda$  varie, on obtient le faisceau de courbes (Fig. 2), courbes d'autant plus pointues que  $\Lambda$  est grand, d'où son nom. Les ordonnées de la courbe  $\mathcal{C}$  varient comme le carré du rayon vec-

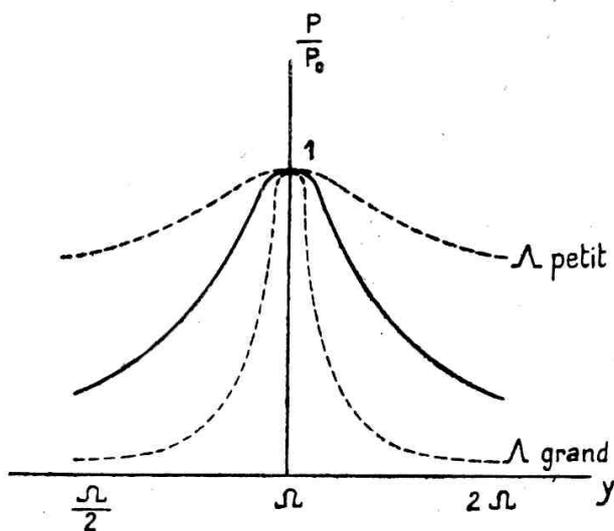


FIG. 2.

teur du cercle  $\Gamma$  (Fig. 1) (admittance  $\frac{1}{Z}$ ), pour des valeurs correspondantes de  $\omega$  (notamment, aux fréquences quadrantales, la puissance reçue a la moitié de sa valeur à la résonance).

Au sujet de la loi logarithmique des abscisses,  $y = \log \omega/\omega_0$ , on observera qu'une même longueur ( $\log \text{nat } 2$ ), à l'échelle choisie, représente, à partir d'une fréquence quelconque, l'intervalle musical d'*octave*; la douzième partie de cette longueur représente par définition le *demi-ton tempéré* (intervalle musical entre deux touches consécutives d'un piano bien accordé). L'échelle logarithmique des fréquences est à adopter systématiquement pour les relevés de caractéristiques acoustiques, de préférence à l'échelle linéaire qui n'a aucune signification musicale et qui étale exagérément les fréquences élevées.

## Vibration d'un milieu indéfini.

6. — Après les oscillations sinusoïdales d'un système ponctuel, examinons les oscillations sinusoïdales d'un milieu homogène continu indéfini.

Commençons par étudier le cas d'un gaz, qui est à la fois le plus simple et le plus important (*atmosphère*) et supposons les ondes *planes*, c'est-à-dire que toutes les grandeurs physiques ont même valeur au même instant en tout point d'un plan quelconque perpendiculaire à  $Ox$ . Il n'y a donc que deux variables à considérer, le temps  $t$  et l'abscisse  $x$ .

Les vibrations d'un gaz sont longitudinales, c'est-à-dire que chaque tranche infiniment mince exécute des oscillations périodiques autour de sa position moyenne. Ces oscillations sont en général suffisamment rapides pour que le phénomène soit *adiabatique* (fait d'expérience).

Considérons la tranche qui au repos a l'abscisse  $x$ . Au temps  $t$  elle aura subi le déplacement  $u(x, t)$  c'est-à-dire que son abscisse sera  $x + u$ . La quantité  $u$  oscille autour de la valeur zéro.

Soit  $v = \frac{\partial u}{\partial t}$  la vitesse (alternative) de la tranche. Soient :

$$p_0 + p(x, t) \text{ et } \rho_0 + \rho(x, t)$$

la pression et la densité dans la tranche; les quantités  $p$  et  $\rho$  oscillent autour de la valeur zéro. Entre les grandeurs  $v$ ,  $p$ ,  $\rho$  la mécanique et la thermodynamique donnent trois relations :

a) l'équation  $f = m\gamma$  appliquée à la tranche donne :

$$\frac{\partial p}{\partial x} = - \rho_0 \frac{\partial v}{\partial t}$$

b) l'équation de continuité exprime que la masse de l'air contenu dans la tranche est constante, ce qui donne :

$$\frac{\partial v}{\partial x} = \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \rho}{\partial t}$$

c) l'équation de la compression adiabatique est :

$$\frac{p + p_0}{(\rho_0 + \rho)^k} = C^{\text{te}}.$$

( $k$  rapport des chaleurs spécifiques à pression constante et à volume constant).

Éliminons  $\rho$  entre ces équations et posons :

$$c = \sqrt{\frac{p_0 k}{\rho_0}} \quad (\text{dim LT}^{-1}) \quad (5)$$

nous obtenons le système de deux équations :

$$\begin{cases} \frac{\partial p}{\partial x} = -\rho_0 \frac{\partial v}{\partial t} \\ \frac{\partial v}{\partial x} = -\frac{1}{\rho_0 c^2} \frac{\partial p}{\partial t} \end{cases} \quad (6)$$

Écrivons d'autre part les équations de la propagation de l'électricité le long d'un circuit de self-induction  $\mathcal{L}$  et de capacité  $\mathcal{C}$  par unité de longueur :

$$\begin{cases} \frac{\partial e}{\partial x} = -\mathcal{L} \frac{\partial i}{\partial t} \\ \frac{\partial i}{\partial x} = -\mathcal{C} \frac{\partial e}{\partial t} \end{cases} \quad (6 \text{ bis})$$

L'analogie est toute semblable à celle que nous avons relevée en mécanique, sauf qu'à une *f. e. m.* alternative nous faisons ici correspondre une *pression* (force par  $\text{cm}^2$ ) alternative.

En vertu de l'analogie électrique, deux paramètres secondaires (au lieu des paramètres primaires  $p_0, \rho_0, k$ ) dominent la question de la propagation des ondes planes dans un gaz :

1° la *vitesse de propagation*, qui est la quantité  $c$  (équation 5)

$$\left( \text{au lieu de } \frac{1}{\sqrt{\mathcal{L}\mathcal{C}}} \right);$$

2° la *résistivité* acoustique  $c\rho_0$ , (au lieu de  $\sqrt{\frac{\mathcal{L}}{\mathcal{C}}}$ ); c'est une résistance mécanique par centimètre carré. Ces deux paramètres sont *caractéristiques du milieu*.

Dans l'air normal on a :

$$p_0 = 76 \text{ cm de Hg} = 1,014 \times 10^6 \text{ c. g. s.}$$

$$\rho_0 = \frac{1}{773}; \quad k = 1,4$$

$$c = 3,32 \times 10^4 \text{ cm/sec.}$$

$$c\rho_0 = 43 \text{ c. g. s.}$$

Le système (6) est vérifié identiquement par :

$$p = c\rho_0 v \text{ ou par } p = - c\rho_0 v. \quad (7)$$

Le signe + correspond à l'onde avançant vers les  $x$  positifs (*onde directe*) le signe — à l'*onde rétrograde*. Ces relations signifient que pour l'une ou l'autre de ces ondes planes, considérée seule, en tout point de l'espace et quelle que soit la fréquence des oscillations, la pression  $p$  est en phase avec la vitesse  $v$ , celle-ci étant comptée positivement dans le sens de l'avancement de l'onde. Le rapport de leurs amplitudes est de plus donné par la résistivité  $c\rho_0$ . Ces relations simples sont caractéristiques des ondes planes.

On appelle *intensité* d'une onde sonore, le taux de l'énergie portée par l'onde, par seconde et par centimètre carré, c'est-à-dire le produit  $PV \cos \varphi$ . Dans le cas d'une onde plane,  $\varphi = 0$  et l'on a :

$$J = \frac{P^2}{2c\rho_0} = \frac{c\rho_0}{2} V^2 = \frac{c\rho_0}{2} A^2 \omega^2. \quad (8)$$

Elle est la même dans tout l'espace.

7. — Dans le cas d'une onde plane, la vitesse (alternative) ne dépendant que d'une seule variable d'espace  $x$  (non de  $y$  ni de  $z$ ) on peut évidemment poser :

$$v = \frac{\partial \Phi}{\partial x} \quad \text{d'où : } p = - \rho_0 \frac{\partial \Phi}{\partial t} \quad (9)$$

la seconde équation (9) résultant de la première équation (6).

La seconde équation (6) donne alors :

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} = 0. \quad (10)$$

Elle est satisfaite par :

$$\Phi = F(x - ct) + G(x + ct) \quad (11)$$

quelles que soient les fonctions  $F$  et  $G$ . La fonction  $F(x - ct)$ , ne contenant ni  $y$  ni  $z$ , définit pour  $t = t_0$  un plan perpendiculaire à  $Ox$ , et pour  $t$  variable et croissant un plan avançant vers les  $x$  positifs avec la vitesse  $c$ . La fonction  $G(x + ct)$  représente un plan reculant vers les  $x$  négatifs avec la même vitesse. Les fonctions  $F$  et  $G$  elles-mêmes caractérisent la forme de l'onde. Pour des ondes

sinusoïdales, on a  $\begin{pmatrix} F \\ G \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sin \\ \cos \end{pmatrix} \frac{2\pi}{\lambda} (x + ct)$ . En un même instant, la fonction  $\Phi$  prend la même valeur dans les plans d'abscisse  $x_0$ ,  $x_0 + \lambda$ ,  $x_0 + 2\lambda$ ... et en un même point la fonction  $\Phi$  reprend la même valeur aux temps  $t_0$ ,  $t_0 + T$ ,  $t_0 + 2T$ , ..... avec  $\lambda = cT$ . Lorsqu'on peut rendre le phénomène visible, il semble qu'on voie le plan  $x_0$  venir se placer en  $x_0 + \lambda$  dans l'intervalle de temps  $T$ , c'est-à-dire que la crête d'une onde, par exemple, semble avancer avec la vitesse  $c$  (vitesse de propagation, ou encore *vitesse de phase*, ce qui ici est la même chose).

Ces circonstances ne sont pas particulières aux ondes planes mais elles caractérisent la *propagation par ondes*. On démontre que lorsque le mouvement d'un fluide ne comporte pas de *tourbillons*, la vitesse  $v$  dérive d'un *potentiel des vitesses*,  $v = \text{grad } \Phi(x, y, z, t)$ . A chaque instant  $t$  la vitesse  $v$  en un point est normale à la surface  $\Phi = C^{\text{te}}$  qui passe par ce point, elle est dirigée vers les  $\Phi$  croissants et inversement proportionnelle à l'écart de la surface  $\Phi$  et de la surface infiniment voisine. Les surfaces  $\Phi$  sont les *surfaces d'onde*; pour  $t$  variable, elles avancent en se déformant.

L'expérience est d'accord avec les calculs basés sur l'hypothèse d'un potentiel des vitesses toutes les fois que l'espace offert à la propagation des ondes est suffisamment grand et que les surfaces limites ne présentent pas de singularités marquées. Dans les autres cas, d'ailleurs importants (sifflement des fils tendus, anches des instruments à vent, etc.) ce sont au contraire les tourbillons qui se forment qui jouent le rôle principal.

8. — Les *ondes sphériques* sont celles qui avec les ondes planes jouent le rôle le plus important. Par une méthode toute analogue à celle du paragraphe 6, mais en remplaçant le parallépipède élémentaire par le volume compris entre deux sphères de rayons  $r$ ,  $r + dr$ , et une pyramide à quatre faces de sommet à l'origine, on obtient l'équation :

$$\frac{\partial^2 (r\Phi)}{\partial r^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 (r\Phi)}{\partial t^2} = 0 \quad (12)$$

d'où :

$$\Phi = \frac{1}{r} F(r - ct) + \frac{1}{r} G(r + ct). \quad (13)$$

L'onde directe et l'onde rétrograde, toutes deux sphériques, se propagent encore avec une vitesse constante et égale à  $c$ , mais de plus *s'amortissent* en se propageant en vertu du facteur  $1/r$ .

(Noter que cet amortissement provient de la propagation dans l'espace et non d'une dissipation d'énergie.)

Supposons maintenant l'onde sinusoïdale et de pulsation  $\omega$ ; nous avons :

$$\begin{pmatrix} F \\ G \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sin \\ \cos \end{pmatrix} \frac{2\pi}{\lambda} (r - ct) \quad \text{d'où : } \begin{pmatrix} F' \\ G' \end{pmatrix} = j \frac{2\pi}{\lambda} c \begin{pmatrix} F \\ G \end{pmatrix} = j\omega \begin{pmatrix} F \\ G \end{pmatrix}$$

$$\text{et : } \begin{cases} p = -\rho_0 \frac{\partial \Phi}{\partial t} = -j \frac{\omega \rho_0}{r} F \\ v = \frac{\partial \Phi}{\partial r} = \left( -j \frac{\omega}{cr} - \frac{1}{r^2} \right) F \end{cases}$$

d'où en posant :

$$\text{tg } \varphi = \frac{c}{\omega r} \quad (14)$$

$$p = c\rho_0 \cos \varphi \cdot v \cdot e^{j\varphi} \quad (15)$$

pour l'onde directe. Pour l'onde rétrograde on aurait, en changeant le signe de  $v$

$$p = c\rho_0 \cos \varphi \cdot v \cdot e^{-j\varphi}. \quad (15 \text{ bis})$$

La pression  $p$  et la vitesse  $v$  ne sont donc plus en phase comme pour une onde plane; on peut écrire :

$$p = z_{ac} v$$

avec :

$$z_{ac} = c\rho_0 \cos \varphi \cdot e^{\pm j\varphi} \quad (16)$$

$z_{ac}$  est l'*impédance acoustique* offerte par le milieu indéfini à une portion de 1 centimètre carré de surface sphérique vibrant sinusoïdalement; elle est fonction à la fois de la pulsation  $\omega$  et du rayon  $r$  de la surface (équation 14) ou plutôt elle ne dépend que de leur produit. La figure 3 représente les variations du vecteur  $z_{ac}$  lorsque  $\omega r$  varie. On voit que pour les très grandes fréquences et à une grande distance du centre sonore,  $z_{ac}$  tend vers la résistance pure  $c\rho_0$  du milieu pour les ondes planes; ce résultat est général.

La relation  $\lambda = cT$  s'écrit d'ailleurs  $\frac{c}{\omega} = \frac{\lambda}{2\pi} = L$ . La longueur  $L$  s'appelle *longueur en phase* de l'onde (Phasenzlänge); ce nom rappelle qu'on peut souvent, avec une approximation suffisante pour la pratique, poser que toutes les particules comprises dans un intervalle  $L$  dans la direction de la propagation oscillent en phase. On a :

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{c}{\omega r} = \frac{L}{r} = \frac{1}{k} \quad (14 \text{ bis})$$

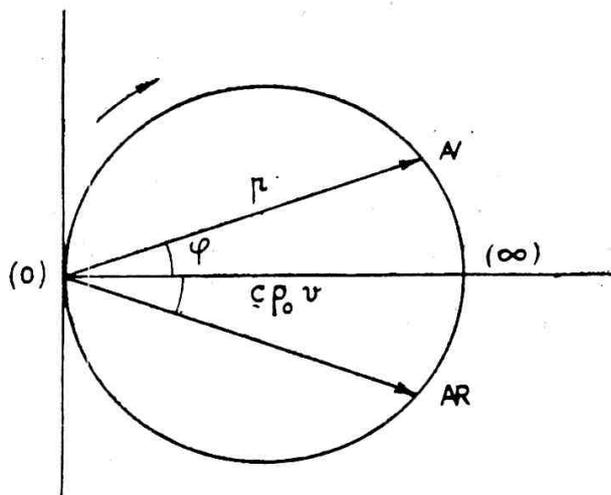


FIG. 3.

Une longueur d'onde n'est par elle-même ni grande, ni petite, elle n'est telle que par comparaison avec telle ou telle dimension du corps sonore; aussi le rapport  $k$  (nombre sans dimension) joue-t-il un rôle prépondérant dans l'étude des systèmes oscillants, comme on le voit déjà sur le cas des ondes sphériques. Il est vrai que cela a un sens absolu de parler d'une fréquence audible basse ou élevée; mais précisément entrent alors en jeu les dimensions des organes de l'oreille.

9. — Les *corps solides* homogènes et isotropes sont caractérisés par deux coefficients, que l'on peut choisir de différentes manières. Les coefficients  $E$  et  $\sigma$  sont ainsi définis :

1° l'allongement relatif d'une barre de section  $S$  sous l'effet d'une force de traction  $F$  est :

$$\frac{\Delta l}{l} = \frac{1}{E} \frac{F}{S} \quad E \text{ module d'Young, dim. d'une pression,}$$

2° un élément linéaire de longueur initiale  $d$ , pris dans la section droite de la barre, diminue de  $\Delta d$  dans les mêmes conditions ; on a :

$$\frac{\Delta d}{d} = \sigma \frac{\Delta l}{l}, \quad \sigma \text{ coefficient de Poisson, nb. absolu.}$$

Au lieu de  $(E, \sigma)$  on peut employer les coefficients  $(\lambda, \mu)$  de Lamé ; on a :

$$E = \frac{\mu(3\lambda + 2\mu)}{\lambda + \mu}, \quad \sigma = \frac{\lambda}{2(\lambda + \mu)}$$

Dans un corps solide peuvent se propager des ondes de deux espèces : les *ondes transversales*, où la vibration de chaque particule se fait dans une direction perpendiculaire à la direction  $Ox$  de propagation de l'onde, et les *ondes longitudinales*, où les particules vibrent parallèlement à  $Ox$ .

On démontre dans la théorie de l'élasticité que la vitesse de propagation des ondes planes dans un solide homogène isotrope illimité est  $\sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}}$  (où  $\rho$  est la densité) pour des ondes longitudinales, et  $\sqrt{\frac{\mu}{\rho}}$  pour des ondes transversales.

Si le milieu est limité dans l'une au moins de ses dimensions, ces formules ne sont plus valables. Par exemple pour une barre infiniment longue la vitesse des ondes longitudinales est  $\sqrt{\frac{E}{\rho}}$ .

Voici des ordres de grandeur :

	$\nu$	E (c. g. s.)	$\sigma$	VITESSE DE PROPAG. (Km : sec)			$c_{\text{go}}$ (c. g. s.) environ
				longit.	transv.	barre	
Acier....	7,8	$21 \times 10^{11}$	0,3	6,1	3,2	5,2	$4 \times 10^6$
Verre....	2,9	$6 \times 10^{11}$	0,25	5	2,8	4,5	$1,2 \times 10^6$

La théorie de l'élasticité permet de prévoir théoriquement les vibrations des barres, des plaques, etc., de diverses formes et soumises à diverses contraintes.

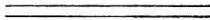
Les *liquides* n'opposant pas de résistance à la torsion, il ne

peut s'y propager que des ondes *longitudinales*, comme dans les gaz. La vitesse des ondes planes dans un liquide indéfini, est :

$$\frac{1}{\sqrt{\beta\rho}} \quad \left( \beta = \frac{1}{E} \right)$$

( $\beta$  coefficient de compressibilité). Pour l'eau cette vitesse est de l'ordre de 1.450 m/sec, et la résistivité est  $1,5 \times 10^5$  c.g.s. Ces nombres sont respectivement 4 fois et 3.500 fois environ plus grands que dans l'air, facteurs qui dominent les applications à l'acoustique sous-marine.

Une utilisation remarquable de la propagation des ondes dans les liquides est la transmission sonique Constantinesco. Cet Ingénieur transmet l'énergie par ondes longitudinales le long de colonnes où l'eau n'a aucun mouvement d'ensemble, et par une application systématique des analogies que nous venons de signaler, est parvenu à construire des moteurs soniques transposant tous les différents types connus de moteurs électriques alternatifs.





## CHAPITRE II

### TRANSFORMATEURS ÉLECTROMÉCANIQUES

10. — Dans la technique acoustique moderne (téléphone ; phonographe ; dispositifs pour conférences publiques ; radiodiffusion ; cinéma parlant ; orgue électrique) on a systématiquement recours à la transformation de l'énergie des ondes acoustiques en énergie électrique alternative, et inversement. Cette transformation emploie comme intermédiaire l'énergie d'organes mécaniques vibrants. Le présent chapitre traitera de la transformation d'énergie électrique en énergie mécanique, et inversement ; le suivant, de la transformation d'énergie mécanique en énergie acoustique, et inversement.

11. — Considérons un système de deux pendules réunis par un ressort non pesant (Fig. 4).

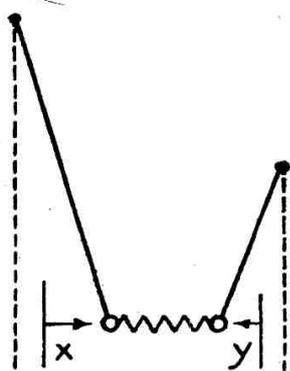


FIG. 4.

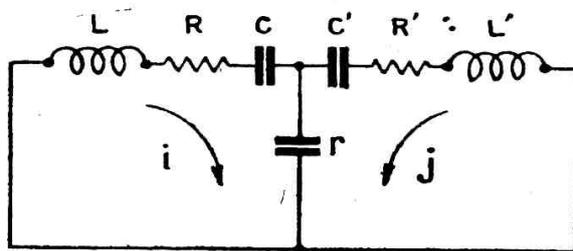


FIG. 5.

On trouve sans difficulté que leurs élongations alternatives  $x$  et  $y$  mesurées à partir de leurs positions d'équilibre et en sens inverses satisfont aux équations :

$$\left\{ \begin{array}{l} m \frac{d^2x}{dt^2} + r \frac{dx}{dt} + (s + \sigma) x + \sigma y = 0 \\ \sigma x + m' \frac{d^2y}{dt^2} + r' \frac{dy}{dt} + (s' + \sigma) y = 0 \end{array} \right. \quad (1)$$

$(m, r, s)$ ,  $(m', r', s')$ , étant les coefficients relatifs au premier et au second pendule respectivement, et  $\sigma$  le coefficient de raideur du ressort médian.

Si d'autre part nous considérons un réseau en T (Fig. 5) dont la branche centrale contient seulement un condensateur, et que nous court-circuitons les bornes primaires et secondaires, ce réseau satisfera aux équations :

$$\begin{cases} L \frac{d^2q}{dt^2} + R \frac{dq}{dt} + \left(\frac{1}{C} + \frac{1}{\Gamma}\right) q + \frac{1}{\Gamma} q' = 0 \\ \frac{1}{\Gamma} q + L' \frac{d^2q'}{dt^2} + R' \frac{dq'}{dt} + \left(\frac{1}{C'} + \frac{1}{\Gamma}\right) q' = 0. \end{cases} \quad (2)$$

Nous voyons sur cet exemple que l'analogie relevée au paragraphe 3 entre un système oscillant ponctuel  $(m, r, s)$  et un circuit électrique  $(L, R, C)$  s'étend à des systèmes mécaniques ou électriques à plusieurs (ici deux) degrés de liberté.

12. — Supposons qu'on applique à la masse du premier pendule une force connue  $f(t)$ , par exemple sinusoïdale; le second pendule exercera sur un système extérieur une force  $f''$  et l'on obtiendra les équations de ce nouveau système en mettant  $f$  et  $f''$  dans les seconds membres des équations (1). Électriquement cela équivaut à enlever les court-circuits de la figure 5, à appliquer une f. e. m.  $e$  aux bornes du primaire, et à recueillir une f. e. m.  $e'$  aux bornes du secondaire.

Le système d'équations différentielles (1) ou (2) est du 4<sup>e</sup> ordre, mais nous savons par l'étude faite en électricité que si les forces primaires appliquées  $f$  ou  $e$  sont sinusoïdales, il est très facile d'obtenir l'expression des forces secondaires  $f''$  ou  $e'$  en régime permanent. Le régime transitoire s'amortit à cause des pertes d'énergie dans les résistances, et au bout d'un certain temps la force  $f''$  est une force sinusoïdale de même période que  $f$ . On a alors  $f'' = \alpha f$ ,  $\alpha$  étant un nombre complexe sans dimension dont le module et l'argument donnent respectivement le rapport des amplitudes de  $f''$  et de  $f$  et le déphasage de  $f''$  sur  $f$ .

En électricité le réseau le plus général à deux degrés de liberté s'appelle un *quadripôle*; il est dit *passif* lorsqu'il ne contient à son intérieur aucune source d'énergie. On peut le supposer contenu dans une boîte fermée, d'où sortent seulement à gauche les deux

bornes primaires, à droite les deux bornes secondaires. En mécanique alternative il aura pour équivalent une *transmission*; on peut supposer les organes de la transmission contenus dans une boîte fermée, d'où sortent seulement à gauche une tige mobile suivant son axe que nous appellerons par analogie la *borne primaire*, à droite une tige analogue, la *borne secondaire*.

Quelque compliqués que soient les systèmes, électrique et mécanique, contenus à l'intérieur des deux boîtes, ils sont équivalents à un système contenant seulement un primaire ( $m, r, s$ ) et un secondaire ( $m', r', s'$ ) couplés par une partie commune ( $\mu, \rho, \sigma$ ) (nous employons les notations du problème mécanique, ce qui n'importe pas, la correspondance des deux systèmes étant bien établie). Cela résulte de ce que les équations les plus générales d'un système alternatif passif, isolé, à deux degrés de liberté, sont :

$$\begin{cases} (m\ddot{x} + r\dot{x} + sx) + (\mu\ddot{y} + \rho\dot{y} + \sigma y) = f \\ (\mu\ddot{x} + \rho\dot{x} + \sigma x) + (m'\ddot{y} + r'\dot{y} + s'y) = f' \end{cases} \quad (3)$$

(les points au-dessus des lettres  $x$  et  $y$  indiquent les dérivées par rapport au temps).

Le degré de couplage s'exprime mieux au moyen des *coefficients de couplage* :

$$\frac{\mu}{\sqrt{mm'}}, \quad \frac{\rho}{\sqrt{rr'}}, \quad \frac{\sigma}{\sqrt{ss'}}$$

qui sont des nombres absolus, voisins de zéro si le couplage considéré est très *lâche*, voisins de 1 s'il est très *serré*. Le plus souvent le premier de ces coefficients, ou le troisième, est très grand par rapport aux deux autres, d'où les équations plus simples du *couplage par inertie* (ou par induction; transformateur ordinaire) ou *par élasticité* (par capacité; cas des Fig. 4 et 5).

13. — Si les forces  $f$  et  $f'$  sont sinusoïdales et de même fréquence (régime permanent) on peut introduire des impédances  $z, z', \zeta$  et écrire au lieu des équations (3) :

$$\begin{cases} z\nu + \zeta\omega = f \\ \zeta\nu + z'\omega = f' \end{cases} \quad (4)$$

Supposons le secondaire fermé sur une impédance connue  $z''$ , cas très fréquent dans la pratique; on a alors  $f' = z''\omega$  (il est équivalent de supposer l'impédance  $z''$  comprise dans l'impédance secondaire,

puis le secondaire court-circuité). On peut alors éliminer  $\omega$  et il reste :

$$f = \left( z - \frac{\zeta^2}{z' + z''} \right) v. \quad (5)$$

Le coefficient de  $v$  est l'impédance d'entrée du système fermé sur l'impédance  $z''$ . Son inverse, l'admittance d'entrée, ne décrit plus un cercle lorsque la fréquence varie, mais une courbe qui est, soit une sorte d'ovale, soit (Fig. 6) un ovale avec une boucle rentrante. La courbe de résonance (puissance  $\frac{1}{2} FV \cos \varphi$  reçue par le système en fonction de la fréquence, la grandeur  $F$  de  $f$  restant constante), a, soit une forme à une bosse analogue à la Figure 2, soit (Fig. 7) une forme à deux bosses.

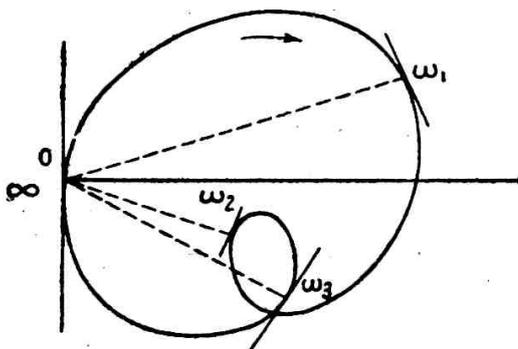


FIG. 6.

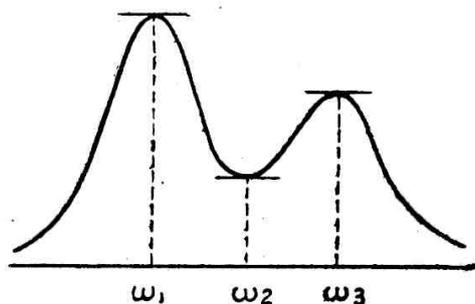


FIG. 7.

De même qu'au paragraphe 5, les fréquences (ou pulsations) de résonance ( $\omega_1, \omega_3$ ) et d'anti-résonance ( $\omega_2$ ) correspondent, soit aux maximums et minimums de l'ordonnée de la courbe de résonance, soit à ceux du rayon vecteur de la courbe admittance. Si l'on avait  $p$  degrés de liberté, cette dernière aurait toujours grosso modo la forme d'un cercle, mais pourrait présenter jusqu'à  $(p - 1)$  boucles rentrantes.

Il arrive fréquemment que dans un mécanisme, des masses que l'on supposait négligeables ou des liaisons que l'on supposait parfaitement rigides introduisent des degrés de liberté nouveaux, révélés par des bosses ou des boucles supplémentaires dans les courbes de résonance ou d'admittance. Ce désagrément, bien connu en radio, est encore plus difficile à éviter et à corriger en mécanique.

14. — A titre d'exemple d'un système mécanique à un plus grand nombre de degrés de liberté, considérons la capsule d'un *phonographe mécanique*. Le disque du phonographe porte une gravure en creux en forme de spirale à spires très serrées, elle-même ondulée (modulée) suivant les vibrations acoustiques à reproduire. La pointe de l'aiguille A (Fig. 8) suit ces ondulations et les transmet au moyen d'un levier oscillant L au diaphragme D. Celui-ci, dans le modèle représenté, porte un certain nombre d'ondulations circulaires concentriques et est attaqué, non par son centre, mais par plusieurs points de sa circonférence moyenne. Ces deux dispositions ont pour but de donner au diaphragme encastré, organe de construction simple, un mouvement se rapprochant un peu de celui d'un piston rigide glissant, organe théoriquement préférable mais de construction délicate.

L'analyse de cet ensemble se fait comme suit<sup>1</sup> : Les deux branches du levier L ont chacune une masse et une élasticité, soit  $m_1 c_1$ ,  $m'_1 c'_1$  (en convenant d'appeler *élasticité* un coefficient  $c$  inverse du coefficient  $s$  employé jusqu'ici, lequel caractérise la *raideur* d'une liaison élastique). Le levier L présente un certain rapport de transformation  $\lambda$ , et son pivot un certain frottement  $\rho$ . On peut représenter le levier par un transformateur de même rapport, les masses et élasticités par les selfs et condensateurs correspondants (Fig. 9). Les selfs (masses) sont en série et les condensateurs (élasticités) en parallèle. A titre de moyen némotéchnique on peut dire que c'est parce que les grandes masses et grandes élasticités (ou faibles raideurs) s'opposent à la transmission des oscillations rapides; mais il faut bien se garder dans l'étude d'un cas nouveau d'un raisonnement de ce genre, et procéder pas à pas au moyen des équations. La partie coudée du levier L a une élasticité  $\gamma$  (en série),

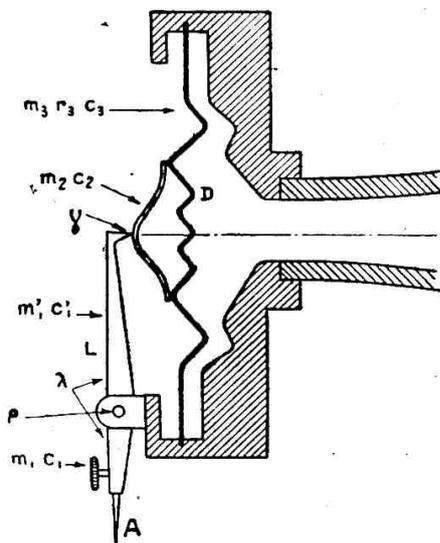


FIG. 8.

1. MAXFIELD et HARRISON. *Bell System Technical Journal*, 1926.

l'araignée  $c_2 m_2$  a masse et élasticité, le diaphragme encastré D a masse, résistance de frottement et élasticité  $m_3 r_3 c_3$ . La force  $f$  appliquée à l'entrée de ce réseau est la force vibromotrice exercée sur l'aiguille par les parois du sillon du disque, celui-ci entraîné à vitesse constante par un moteur; à la sortie le réseau est fermé sur l'impédance mécanique  $Sz_{ac}$  que rencontre le diaphragme dans son mouvement, où  $z_{ac}$  est l'impédance acoustique du pavillon s'ouvrant dans l'atmosphère (V. 3<sup>e</sup> Chapitre).

On adapte les unes aux autres et à l'impédance terminale les

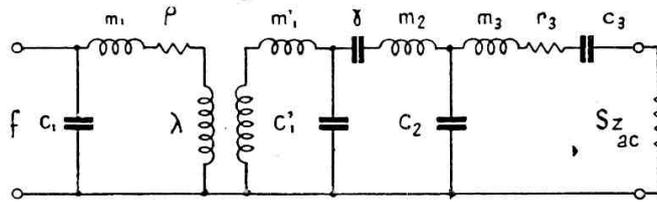


FIG. 9.

cellules successives du réseau (Fig. 9) et on en déduit les valeurs que doivent avoir les grandeurs mécaniques (Fig. 8). Les phonographes des meilleures marques sont établis de cette façon.

15. *Filtres mécaniques.* — Puisque nous savons faire correspondre un système mécanique à deux degrés de liberté à un quadripôle électrique, nous pouvons évidemment constituer des chaînes mécaniques correspondant aux filtres électriques. Dans l'exemple suivant, le plus simple, nous emploierons des oscillations circulaires alternatives. Le mouvement d'un corps de révolution autour d'un axe avec ressort de rappel (par exemple un balancier de montre et son spiral) et frottement visqueux est régi par l'équation (§ 3, chap. 1) :

$$I \frac{d^2\theta}{dt^2} + R \frac{d\theta}{dt} + K\theta = \mathcal{C}(t).$$

Une série de quatre roues montées folles sur un même axe, chacune liée à la précédente et à la suivante par une liaison élastique, les deux roues extrêmes ayant un mouvement d'inertie  $\frac{I}{2}$ , correspond ainsi à un filtre électrique passe-bas (fig. 10 et 11), c'est-à-dire que si l'on donne à la première roue des oscillations de pulsa-

tion supérieure à  $\omega_0 = 2 \sqrt{\frac{K}{I}} = \frac{2}{\sqrt{LC}}$  l'amplitude des oscillations des roues successives diminuera en progression géométrique, et pratiquement la dernière roue restera au repos si la pulsation imposée est très supérieure à la pulsation de coupure  $\omega_0$ .

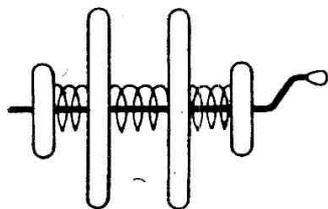


FIG. 10.

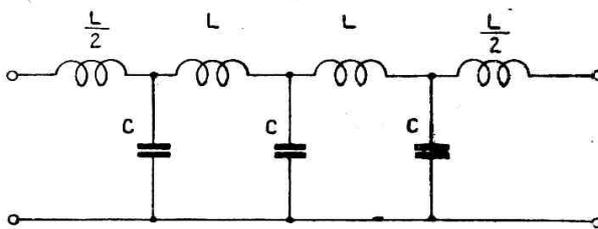


FIG. 11.

Pour rendre continu le courant à la sortie d'un redresseur, on monte une self en série et un condensateur en shunt. De même dans la technique du cinéma parlant, pour nettoyer la vitesse de rotation d'un plateau des petites variations provenant des irrégularités de denture des engrenages, etc... on donne à ce plateau un moment d'inertie important ( $L$ ) et on le relie élastiquement à l'arbre moteur ( $C$ ). Dans l'un et l'autre cas on a ainsi constitué la première cellule d'un filtre passe-bas.

16. — Les transformateurs électromécaniques utilisés dans la technique actuelle se ramènent à deux types principaux, dits *électrodynamique* et *électromagnétique*. Le type électrodynamique repose sur les phénomènes élémentaires suivants :

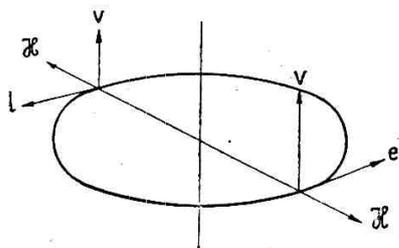


FIG. 12.

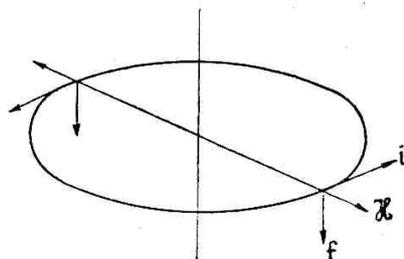


FIG. 13.

A) Un conducteur circulaire est mû verticalement avec une vitesse instantanée  $v$  dans un champ magnétique radial  $\mathcal{H}$ . La f. e. m. induite dans la spire est  $\mathcal{H}lv$  avec le sens indiqué figure 12.

B) Le même conducteur est parcouru par un courant  $i$ ; il est sou-

mis à une force  $f$  égale à  $\mathcal{H}li$ , du sens indiqué figure 13 (les trièdres des deux figures sont de sens inverse).

Schéma du H. P. (Fig. 14). Une bobine cylindrique de longueur de fil  $l$  est mobile verticalement dans l'entrefer d'un électro-circulaire où règne un champ radial  $\mathcal{H}$ . A ses bornes est appliquée une f. e. m. alternative  $e$  de pulsation  $\omega$ . Elle prend, et communique au centre d'un diaphragme circulaire encastré sur son pourtour, un mouvement alternatif dont la vitesse (altern.) est  $v$ . Soit  $i$  le courant alternatif dont la bobine mobile;  $Z$  l'impédance électrique

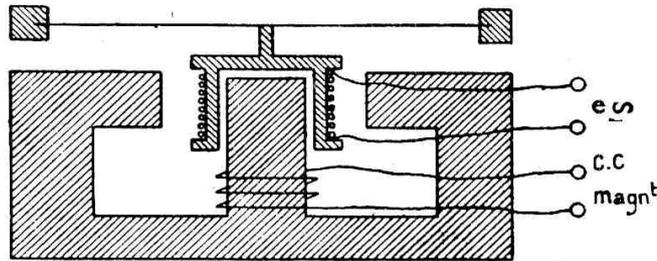


FIG. 14.

de cette bobine;  $mrs$  les constantes d'un mobile équivalent au diaphragme vibrant suivant son mode fondamental (tous les points en phase). On a les deux équations :

$$\begin{cases} Zi - \mathcal{H}lv = e \\ \mathcal{H}li + zv = 0. \end{cases} \quad (6)$$

Le schéma du *type électromagnétique* est le suivant (Fig. 15). Une membrane circulaire encastrée vibre devant les pôles d'un aimant

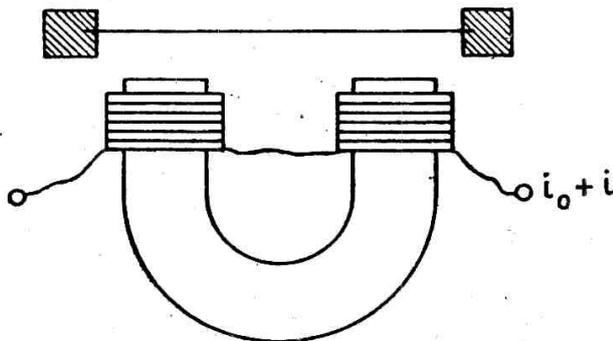


FIG. 15.

permanent armé de bobines soumises à une f. e. m.  $e$ . Les équations sont plus délicates à obtenir. Soit  $i_0$  le courant magnétisant

fictif circulant dans les bobines,  $X$  l'entrefer au repos,  $L$  le coefficient de self des bobines,  $z$  l'impédance mécanique de la membrane, on pose :

$$A = L \frac{i_0}{X}, \quad B = \frac{i_0}{X}, \quad z'' = z + \frac{jB}{\omega}$$

et l'on trouve les équations :

$$\begin{cases} Zi - Av = e \\ + Ai + z''v = 0. \end{cases} \quad (7)$$

17. — Les transformateurs électromécaniques dont on vient de donner le principe, et dont il existe de nombreuses variantes, présentent comme on le voit une grande analogie avec les transformateurs d'énergie électrique alternative (quadripôles) ou mécanique (transmissions) que nous avons étudiés aux §§ 12 et 13. On peut supposer les organes de ces transformateurs électromécaniques, quels qu'ils soient, contenus dans une boîte fermée, d'où sortent, à gauche les deux bornes du primaire électrique alternatif et à droite, la tige glissant suivant son axe que nous avons appelé la borne du secondaire mécanique (Fig. 16). Ces transformateurs

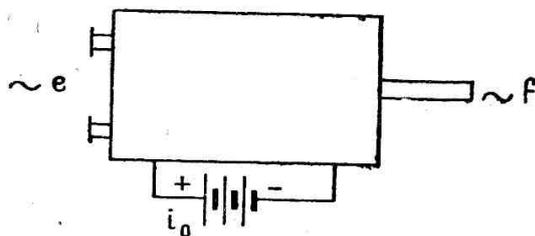


FIG. 16.

sont, comme les quadripôles et les transmissions, *réversibles*, c'est-à-dire qu'ils peuvent fonctionner soit en alternateurs, soit en moteurs. Le primaire et le secondaire sont *synchrones* (par quoi l'on veut dire seulement qu'ils oscillent à la même fréquence); mais alors que dans les transmissions cette propriété allait de soi, ici elle ne peut avoir lieu que si l'on dispose d'un flux magnétique constant dû soit à un courant permanent, soit à un électroaimant parcouru par un courant magnétisant constant  $i_0$ . C'est ce qu'on appelle en électrotechnique l'*excitation*. On peut démontrer que

les équations qui relient les variables électriques ( $e, i$ ) et mécaniques ( $f, v$ ) d'un pareil système sont de la forme suivante :

$$\begin{cases} Zi + Av = e \\ -Ai + zv = f. \end{cases} \quad (8)$$

Ces équations sont du premier degré comme celles d'un quadripôle. Bien entendu chacune d'entre elles doit être homogène, d'où résulte l'introduction d'une nouvelle grandeur  $A$ , sorte d'*impédance mutuelle électromécanique*, dont les dimensions sont f. e. m. / vitesse ou bien force / courant (on a bien  $\frac{e}{v} \sim \frac{f}{i}$ , car  $fv \sim ei$ ). Mais il faut bien remarquer que les termes  $Ai, -Av$ , figurent dans les deux équations *avec des signes contraires*. Ceci est caractéristique d'un système possédant une excitation.

Le coefficient  $A$  est un nombre réel indépendant de la fréquence et proportionnel au courant d'excitation  $i_0$ . Le *coefficient de couplage électromécanique*  $\frac{A}{\sqrt{Rr}}$  est ici encore un nombre réel sans dimensions ( $R, r$ , résistances électrique primaire et mécanique secondaire). Si l'on tient compte de l'hystérésis et des courants de Foucault, le nombre réel  $A$  est remplacé par un nombre complexe d'exposant négatif; cette circonstance est liée à la production d'harmoniques; nous laisserons de côté ces phénomènes dont l'étude est plus difficile.

18. — Supposons la borne mécanique attachée à une impédance mécanique connue, ou, ce qui revient au même, faisons  $f = 0$ . Nous pouvons alors éliminer  $v$  et il reste :

$$e = \left( Z + \frac{A^2}{z} \right) i. \quad (9)$$

Le coefficient de  $i$  est l'impédance d'entrée (électrique) que présente l'appareil *en mouvement*. On voit qu'elle diffère de l'impédance propre du primaire qui est simplement  $Z$  et qu'on mesurerait en maintenant la tige *immobile* dans un étau. La différence  $\frac{A^2}{z}$  s'appelle *l'impédance cinétique*; le lieu de cette impédance, consi-

dérée seule, est un cercle; ce qu'on a d'abord trouvé par expérience (Kennelly et Pierce, 1912).

Le diagramme suivant permet de trouver l'impédance électrique d'entrée  $Z_e$  à une fréquence quelconque. Le point E est fixe; les flèches montrent le sens des fréquences croissantes.

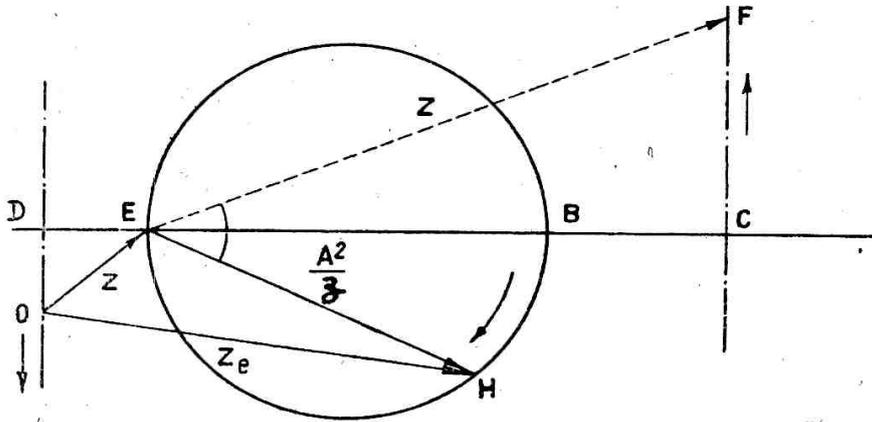


FIG. 17.

$$\overline{EC} = r, \quad \overline{CF} = m\omega - \frac{s}{\omega}, \quad \overline{EF} = z, \quad \overline{EH} = \frac{A^2}{z};$$

$$\overline{ED} = -R, \quad \overline{DO} = \frac{1}{C\omega} - L\omega, \quad \overline{EO} = -Z;$$

$$\overline{OH} = \overline{OE} + \overline{EH} = Z + \frac{A^2}{z} = Z_e.$$

On remarquera qu'il n'est pas impossible, alors même que  $Z$  ne contiendrait pas de capacité, que  $\overline{OH} = Z_e$  soit incliné au-dessous de l'horizontale et que par conséquent l'appareil en mouvement ait une réactance négative (comme un moteur synchrone surexcité; mais ici nous considérons l'excitation  $i_0$  comme fixe et la fréquence comme variable). Au voisinage de la fréquence pour laquelle la réactance d'entrée s'annule, il y aura une fréquence où la grandeur de l'impédance d'entrée sera minimum; on voit donc qu'un appareil électromécanique peut présenter une résonance, alors même que la partie électrique et la partie mécanique seule n'en présenteraient pas (se rendre compte en faisant  $Z = R + jL\omega, z = jm\omega$ ).

On voit par ce qui précède qu'il est possible de calculer les petits

moteurs ou générateurs *oscillants* qu'utilise l'électro-acoustique, exactement comme les gros moteurs ou alternateurs synchrones *rotatifs* de l'électrotechnique.

19. — On rencontre dans la pratique un grand nombre de réalisations différentes de transformateurs électromécaniques qui se ramènent presque toujours aux deux types précédents. Citons-en quelques exemples.

Le *montage équilibré* est une variante du montage électromagnétique. Dans celui-ci, en vertu du fait que l'attraction exercée par une bobine polarisée est  $(B_0^2 + 2B_0B + B^2) \frac{S}{8\pi}$  il existe une double cause de distorsion :

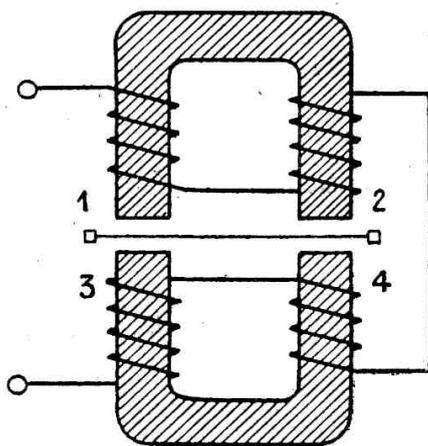


FIG. 18.

1° une attraction permanente du diaphragme due au terme  $B_0^2$  qui fait que les deux demi-périodes d'une oscillation de celui-ci ne sont pas symétriques ;

2° un harmonique deux dû au terme  $B^2$ .

On peut supprimer ces deux causes de non-linéarité et par suite construire des haut-parleurs de puissance plus grande pour une même distorsion en employant un montage analogue à celui de la figure 18. Si  $X$  est la distance entre le diaphragme au repos et une paire de pôles,  $B_{12}$  et  $B_{34}$  l'induction dans chacun des deux circuits magnétiques,  $\mathcal{F}_0$  la f. m. m. constante due à l'aimantation permanente,  $\mathcal{F}$  la f. m. m. alternative relative à un seul circuit magnétique,  $f$  la force vibromotrice agissant sur le diaphragme, on a :

$$B_{12} = \frac{\mathcal{F}_0 + \mathcal{F}}{2(X - x)}, \quad B_{34} = \frac{\mathcal{F}_0 - \mathcal{F}}{2(X + x)}$$

$$f = \frac{B_{12}^2 \cdot 2S}{8\pi} - \frac{B_{34}^2 \cdot 2S}{8\pi} = \frac{S}{4\pi} \frac{\mathcal{F}_0^2}{X^2} \left( \frac{\mathcal{F}}{\mathcal{F}_0} + \frac{x}{X} \right).$$

Les termes constants et les termes de fréquence double ont disparu. La théorie de cet appareil est donc exactement la même que celle du type électromagnétique.

**20. Moteurs à palette oscillante.** — Les moteurs électromagnétiques présentent l'inconvénient que le diaphragme métallique a une résonance marquée. Les moteurs électrodynamiques ont une résonance moins aiguë sur une fréquence beaucoup plus basse, mais ils sont plus délicats à construire et exigent une excitation séparée en raison de leur grand entrefer. On utilise souvent des moteurs électromagnétiques dans lesquels le flux magnétique se ferme non dans un diaphragme encastré mais dans une palette oscillante (Fig. 19). Il faut alors disposer les enroulements d'une autre

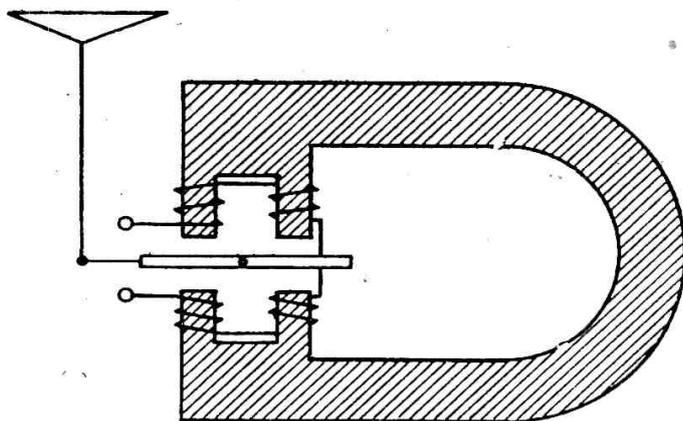


FIG. 19.

manière que dans la figure 18. La palette oscillante commande un diffuseur (voir chap. III), par exemple au moyen d'une bielle. C'est dans cette commande mécanique que réside la difficulté de réaliser ce type d'appareil.

**21. Types divers.** — Le « Bandlautsprecher » (Fig. 20) est un appareil dans lequel un mince ruban d'aluminium est tendu dans l'entrefer vertical du circuit magnétique. Ce ruban est parcouru par le cou-

rant alternatif d'alimentation et prend un mouvement alternatif perpendiculaire au champ et au courant. Les équations sont exactement celles du type électromagnétique.

On a construit des *haut-parleurs* électrostatiques qui fonctionnent à la manière d'un « microphone condensateur » inversé (voir Chap. VI). Malgré leurs avantages théoriques ils ne se sont pas encore imposés.

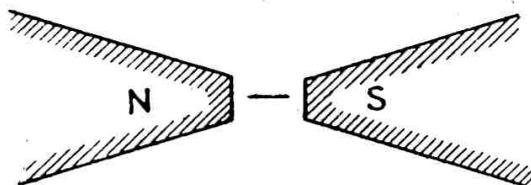


FIG. 20.

Il existe encore des moteurs de haut-parleurs fondés sur des principes très divers : thermique, piézo-électrique, à effet Johnson-Rabeck. Ils ne sont guère sortis du laboratoire et nous n'en parlerons pas.

**22. Applications.** — En téléphonie les ondes sonores sont reçues par un microphone, ordinairement du type à charbon. Cet appareil diffère des transformateurs qui viennent d'être décrits en ce qu'il constitue aussi un *relais* amplificateur; c'est là le rôle de la pile microphonique. Le courant alternatif sortant du microphone est envoyé sur la ligne, amplifié s'il y a lieu à l'arrivée ou en divers points du parcours, puis reçu dans un *écouteur téléphonique* qui est un générateur du type électromagnétique.

Les *disques de phonographe* sont maintenant enregistrés électriquement. Les ondes sonores sont reçues par un microphone condensateur (voir Chap. VI). Le courant alternatif sortant est amplifié, puis envoyé dans un moteur d'un des types décrits dans ce chapitre; la borne mécanique est un levier oscillant dont l'extrémité hors de la boîte est taillée en burin; elle grave ses oscillations dans un disque épais d'une matière spéciale, posé sur un plateau horizontal tournant, en même temps que le moteur est animé d'un lent mouvement de translation dirigé vers l'axe. Ce disque original constitue la matrice que reproduiront les disques livrés au commerce.

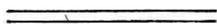
Dans le *phonographe électrique*, la capsule mécanique que nous

avons décrite § 14 est remplacée par un alternateur oscillant d'un des types étudiés ici, appelé *lecteur* ou *pick-up*. La borne mécanique est constituée par l'aiguille, la réaction alternative latérale du sillon du disque sur l'aiguille constitue la force vibromotrice. Le courant alternatif produit est amplifié, puis envoyé dans un *moteur de haut-parleur* qui entraîne soit le diaphragme d'un pavillon soit un cône diffuseur (voir Chap. III).

Le *cinéma parlant* emploie soit un phonographe électrique, entraîné de manière à assurer le synchronisme avec le film projeté, soit un enregistrement spécial placé sur un côté de la bande.

Dans ce dernier système, de plus en plus employé, une bande lumineuse très mince d'intensité constante tombe sur le côté de la bande portant l'enregistrement sonore. Celui-ci consiste soit en variations de teinte de la bande entière suivant sa longueur, soit en variations de largeur de la partie obscurcie de la bande. Dans les deux cas, après la traversée de la bande, le flux lumineux se trouve modulé; il tombe sur une cellule photo-électrique, et le courant alternatif sortant de la cellule est amplifié et envoyé dans un moteur de haut-parleur.

Dans *l'enregistrement des films sonores* le courant alternatif sortant du microphone est amplifié et envoyé dans un moteur oscillant. La borne mécanique est ici un ruban d'aluminium en forme de boucle dont les bords constituent une fente de largeur variable. En faisant tomber sur la fente un flux lumineux constant, ce flux se trouve modulé et un système optique convenable lui fait impressionner le côté de la bande à enregistrer, soit par variation de teinte, soit par variation de largeur.





## CHAPITRE III

### TRANSFORMATEURS MÉCANICO-ACOUSTIQUES

23. **Émetteurs.** — Imaginons une sphère matérielle dont tous les points oscillent avec la fréquence  $\frac{\omega}{2\pi}$ ; la direction, l'amplitude et la phase du mouvement variant continuellement d'un point à un autre. Par rapport au fluide ambiant, ce sera un *émetteur*. On dira qu'il est *d'ordre zéro, un, ..... etc.*, suivant qu'il possède zéro, une, ..... *lignes nodales*, telles que la composante radiale du mouvement de chacun de leurs points soit constamment nulle.

Comme type d'émetteur d'ordre zéro, on choisit une sphère de centre fixe, dont tous les points exécutent en phase, suivant leur rayon, des oscillations de même amplitude (*sphère pulsante*, Fig. 21).

Et comme type d'émetteur d'ordre un, une sphère de rayon cons-

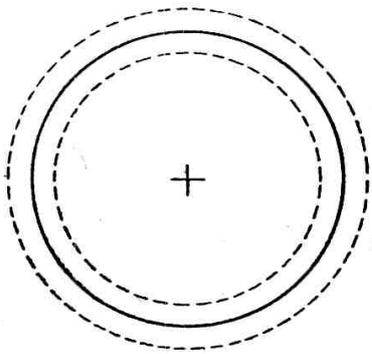


FIG. 21.

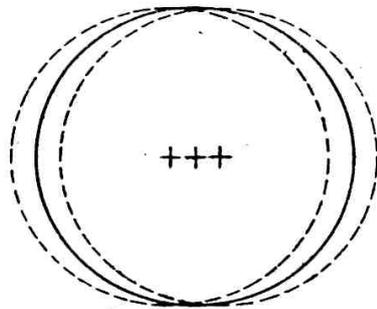


FIG. 22.

tant dont le centre oscille sur un segment de droite (*sphère oscillante*, Fig. 22).

24. **Émetteurs d'ordre zéro.** — L'émetteur d'ordre zéro émet dans l'espace des ondes sphériques, qui se propagent en s'éloignant du

centre. D'après le § 8, le potentiel des vitesses d'une onde sphérique avançante est de la forme :

$$\Phi = \frac{1}{r} F(r - ct).$$

Si l'onde est harmonique et de pulsation  $\omega$ , on écrit :

$$\Phi = \frac{Q}{4\pi} \frac{1}{r} \cos \omega \left( t - \frac{r}{c} \right). \quad (1)$$

Le coefficient  $Q$  se détermine par la condition que l'émetteur est une sphère de rayon  $R$ , variant de  $\pm \Delta R$ . D'après (1) on a :

$$v = \frac{\partial \Phi}{\partial r} = \frac{Q}{\sin \varphi} \cdot \frac{1}{4\pi r^2} \sin \left[ \omega t - \frac{\omega r}{c} - \varphi \right]$$

avec  $\operatorname{tg} \varphi = \frac{c}{\omega R} = \frac{\lambda}{2\pi R} = \frac{L}{R}$ . Donc en égalant les deux expressions de l'amplitude de  $v$  à la surface de l'émetteur il vient :

$$\frac{1}{4\pi R^2} \cdot \frac{Q}{\sin \varphi} = \omega \Delta R.$$

Le volume balayé par la sphère émettrice a pour amplitude  $\Delta V = 4\pi R^2 \cdot \Delta R$ ; on a donc :

$$Q = \omega \cdot \Delta V \cdot \sin \varphi \quad (2)$$

ou approximativement  $\omega \Delta V$ , toutes les fois que les dimensions de l'émetteur sont petites vis-à-vis de la longueur en phase :  $R \ll L$ .

La quantité  $Q$  est de dimensions  $L^3 T^{-1}$ ; lorsqu'il s'agit d'une sirène sous-marine,  $Q$  est proportionnel au volume d'eau injecté par seconde dans le milieu ambiant ou encore au débit  $2Q_{\rho} f$  de la pompe d'alimentation.

La *puissance* de l'émetteur (énergie délivrée par seconde à travers la sphère de rayon  $R$ ) est :

$$4\pi R^2 \times \frac{1}{2} PV \cos \varphi = \frac{2\pi}{c\rho} (2Q_{\rho} f)^2 \quad (3)$$

Elle est donc proportionnelle au carré du débit et inversement proportionnelle à la résistivité du milieu.

**25. Piston oscillant.** — Tout émetteur qui émet des ondes sphériques, ou en d'autres termes dont le rayonnement est sensiblement le même dans les différentes directions, peut être assimilé à

une sphère pulsante avec une assez bonne approximation. Par exemple, Rayleigh a calculé le champ d'un piston de rayon  $R$  dans le demi-espace (Fig. 23) (si on laissait agir les deux faces du piston, on aurait un émetteur d'ordre un). Lorsque les dimensions du piston sont petites vis-à-vis de la longueur d'onde, les ondes produites sont assimilables à des ondes sphériques. Si l'on reprend les équations du § 8, en supposant de nouveau le rayon  $R$  petit vis-à-vis

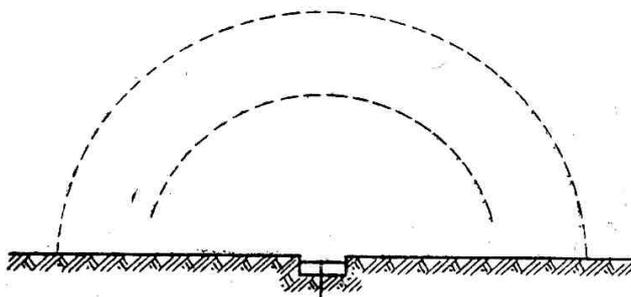


FIG. 23.

de la longueur en phase  $\frac{\lambda}{2\pi}$ , on trouve les relations suivantes entre la pression et la vitesse :

$$\text{(sphère)} \quad p = c_p \left( \frac{2\pi R}{\lambda} \right)^2 v + c_p \frac{1}{\omega} \left( \frac{2\pi R}{\lambda} \right) \frac{dv}{dt} \quad (4)$$

$$\text{(piston)} \quad d = \frac{1}{4} c_p \left( \frac{2\pi R}{\lambda} \right)^2 v + \frac{8}{3\sqrt{2\pi}} c_p \frac{1}{\omega} \left( \frac{2\pi R}{\lambda} \right) \frac{dv}{dt} \quad (5)$$

Pour avoir l'expression de la force exigée par l'entretien de ces émetteurs, il faut multiplier la première formule par  $4\pi R_s^2$ , la seconde par  $\pi R_p^2$ . Si l'on choisit les rayons  $R_s$  et  $R_p$  de manière que ces deux surfaces soient égales, on constate que les résistances mécaniques (coefficients de  $v$ ) deviennent aussi égales. Et dans ces conditions ces deux émetteurs ont, malgré la grande différence apparente de leurs dispositions, des inductances acoustiques ne différant que de 20 %.

Le calcul complet montre que, alors que le lieu de l'impédance dans le cas d'une sphère pulsante, en fonction de la fréquence, est une demi-circonférence (§ 8, Fig. 3), dans le cas du piston oscillant c'est une courbe (Fig. 24) qui part tangente à la demi-circonférence pour la fréquence zéro, et qui aboutit au même point  $c_p$  pour une fréquence infinie, en décrivant autour d'elle une infinité de bou-

cles. On voit que ces émetteurs de même ordre, en apparence très dissemblables, diffèrent relativement peu par leurs propriétés et peuvent être considérés comme équivalents du moment que leurs puissances à basse fréquence sont les mêmes, ou encore que les

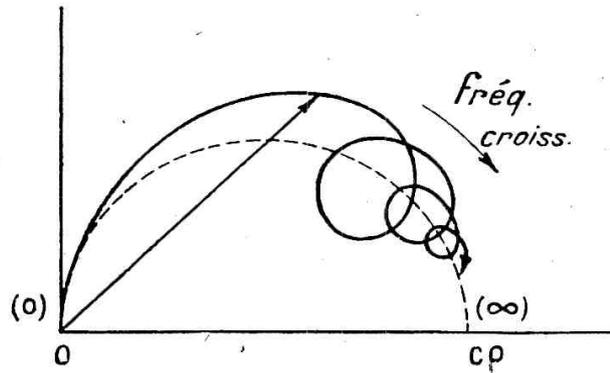


FIG. 24.

volumes  $\pm \Delta V$  balayés par leurs surfaces émettrices sont équivalents.

26. — Un *diaphragme encastré* sur son pourtour, formant couvercle d'une boîte parfaitement close, de manière à ne rayonner que par une seule de ses faces, et oscillant suivant son mode fondamental, constitue un émetteur d'ordre zéro des plus usuels et qui a été très complètement étudié. L'équation correspondante est,

$$\text{pour } R \ll L, \quad p = \frac{1}{36} c\rho \left(\frac{R}{L}\right)^2 v + \frac{8}{9\sqrt{6}\pi} c\rho \frac{1}{\omega} \left(\frac{R}{L}\right) \frac{dv}{dt} \quad (6)$$

Une ouverture dans la boîte le transformerait en émetteur d'ordre un et modifierait complètement son rayonnement; la sensibilité de l'expérience est très frappante.

Les décrets de ces trois émetteurs d'ordre zéro sont d'après les formules précédentes, et aux basses fréquences ( $R \ll L$ ) :

$$\begin{aligned} \frac{1}{\pi} \delta_{\text{sph}} &= \frac{R}{L} \\ \frac{1}{\pi} \delta_{\text{pist}} &= \frac{3\pi}{16\sqrt{2}} \left(\frac{2\pi R}{\lambda}\right) = 0,42 \frac{R}{L} \\ \frac{1}{\pi} \delta_{\text{membr}} &= \frac{\pi\sqrt{6}}{32} \left(\frac{2\pi R}{\lambda}\right) = 0,24 \frac{R}{L} \end{aligned} \quad (7)$$

Il faut bien observer qu'il s'agit là du décrement de l'atmosphère attaquée par ces émetteurs, et que dans la pratique les surfaces

vibrantes matérielles ont en général des impédances beaucoup plus fortes que celles de l'atmosphère, ce qui produit les phénomènes dont nous allons parler.

27. — Nous avons vu qu'un diaphragme métallique encastré était l'organe mobile des moteurs du type électromagnétique (§ 16). Ceux-ci étant de construction plus simple que les électrodynamiques, sont très employés. Mais si l'on faisait débiter un diaphragme métallique directement sur l'atmosphère on aurait une puissance faible et une grande distorsion. En effet, le diaphragme métallique est peu amorti, et son impédance propre, dès qu'on s'écarte de la résonance, est très grande vis-à-vis de l'impédance qu'il rencontre

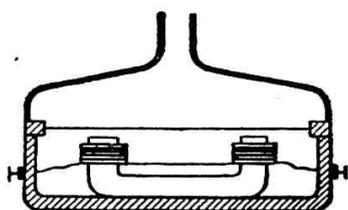


FIG. 25.

de la part de l'air. On surmonte alors le diaphragme d'une *chambre de compression* de petit volume  $V$  présentant au centre de son couvercle un petit orifice où s'ajuste le départ d'un pavillon (Fig. 25).

De petites vitesses du diaphragme communiquent de grandes vitesses aux tranches d'air au départ du pavillon; inversement la pression (alternative) sur le diaphragme est augmentée. La chambre  $C$  fonctionne donc comme un transformateur acoustique qui donne à la charge secondaire (atmosphère) une impédance apparente, vue des bornes primaires, comparable à l'impédance propre de la source (diaphragme).

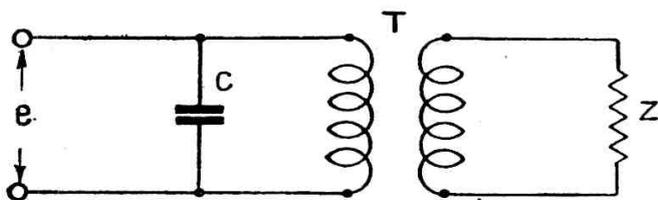


FIG. 26.

Un calcul simple (Maxfield et Harrisson, *Bell System Technical Journal*, 1926, p. 507) précise ces remarques et conduit au schéma électrique suivant, équivalent à la chambre (Fig. 26).

$e$ , f. e. m. appliquée, correspond à la force vibromotrice, due aux électros, qui agit sur le diaphragme;

$C$  est une capacité correspondant à l'élasticité de l'air de la chambre :

$$s = \frac{1}{C} = \frac{S_1^2 c^2 p_0}{V}$$

$T$  est un transformateur de rapport  $S_1 : S_2$ ,  $S_1$  surface du piston équivalent au diaphragme (environ un tiers de la surface du diaphragme),  $S_2$  section de départ du pavillon;

$Z$  correspond à l'impédance mécanique du pavillon.

Le diaphragme étant ainsi convenablement chargé, on obtient

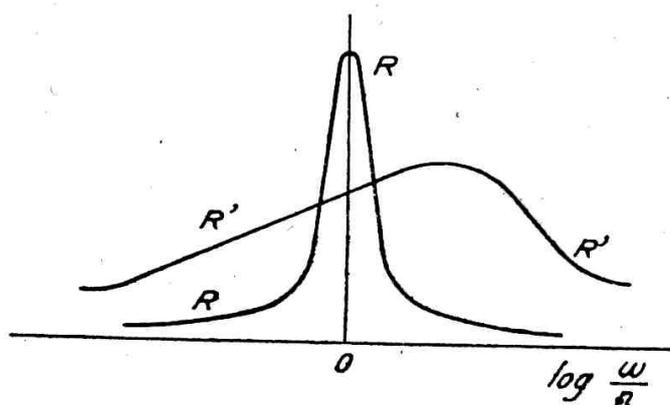


FIG. 27.

une courbe de résonance  $R'$  (Fig. 27) beaucoup meilleure aux deux points de vue puissance et distorsion que la courbe de résonance du diaphragme seul.

28. — Si la chambre de compression ouvrait directement sur l'atmosphère, elle émettrait des ondes sphériques divergeant dans tout l'espace. Il y a grand avantage, lorsque cela est acceptable,

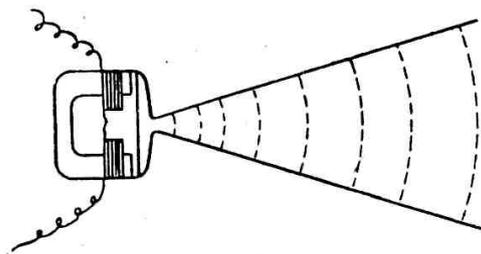


FIG. 28.

à concentrer le rayonnement dans le voisinage d'une direction déterminée (Fig. 28). Supposons en effet que la source soit une

sirène rayonnant dans un pavillon conique indéfini d'angle solide  $\Omega$ . Faisons l'hypothèse que le débit moyen  $Q$  du fluide qui lui est amené est le même, que l'émetteur rayonne dans le cône d'ouverture  $\Omega$ , ou dans l'espace entier d'ouverture  $4\pi = q\Omega$ . Comme la surface d'une calotte découpée par le cône est  $q$  fois plus petite que celle de la sphère de même rayon, la vitesse du fluide devra être  $q$  fois plus grande; donc aussi le potentiel des vitesses  $\Phi$ ; donc aussi la pression  $p = -\rho_0 \frac{\partial \Phi}{\partial t}$ ; donc l'intensité sonore en un point de l'intérieur du cône (énergie traversant un petit élément  $ds$  de surface sphérique, divisée par  $ds$ , soit  $\frac{1}{2} PV \cos \varphi$ ) sera  $q^2$  fois plus grande. Ce résultat n'est paradoxal qu'en apparence; les formules supposent le pavillon conique *indéfini*, et l'« amplification » obtenue à son intérieur est exactement compensée du fait que l'intensité reçue est nulle dans tout le reste de l'espace, d'ouverture  $4\pi - \Omega$ . Elle est utilisée depuis longtemps dans les « porte-voix » de marine.

29. — Si l'on n'avait à émettre qu'une seule fréquence, le *pavillon conique* serait pleinement satisfaisant. On lui préfère le pavillon exponentiel, parce que celui-ci, s'il est bien établi, donne moins de distorsion lorsque la fréquence varie.

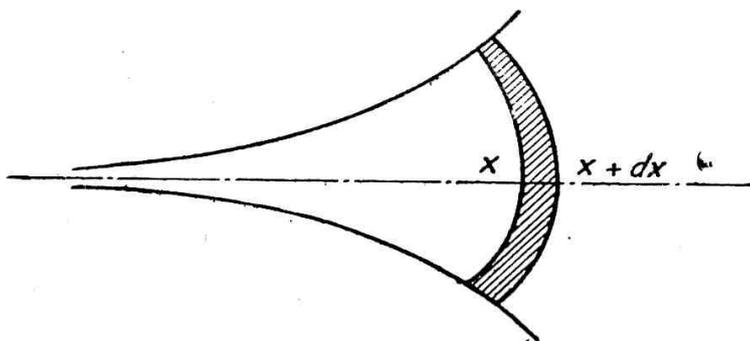


FIG. 29.

Considérons un pavillon de révolution indéfini et supposons que le mouvement ait lieu par tranches, c'est-à-dire qu'il existe une famille de surfaces dépendant d'un paramètre  $x$  telle qu'à un instant quelconque la pression  $p$  et la vitesse  $v$  aient la même valeur en tous les points d'une de ces surfaces (Fig. 29).

Cette hypothèse n'est rigoureusement correcte que s'il s'agit d'un pavillon conique (ondes sphériques); mais elle est suffisamment approchée dans le cas d'un pavillon exponentiel s'ouvrant lentement.

Soit  $S(x)$  l'aire d'une surface d'onde, nous écrirons au lieu des équations (6), § 6 :

$$\begin{cases} \frac{\partial p}{\partial x} = -\rho_0 \frac{\partial v}{\partial t} \\ \frac{1}{S} \frac{\partial (Sv)}{\partial x} = -\frac{1}{\rho_0 c^2} \frac{\partial p}{\partial t} \end{cases} \quad (8)$$

Supposons que les vitesses dérivent d'un potentiel  $\Phi(x, t)$ , on pourra poser :

$$v = \frac{\partial \Phi}{\partial x}, \quad p = -\rho_0 \frac{\partial \Phi}{\partial t} \quad (9)$$

la 2<sup>e</sup> équation (8) deviendra :

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{S'(x)}{S(x)} \frac{\partial \Phi}{\partial x} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} \quad (10)$$

équation aux dérivées partielles remarquable (Webster, 1919) qui généralise les équations classiques des ondes planes et des ondes sphériques et permet d'étudier très simplement le pavillon exponentiel.

Le cas qui nous intéresse est d'ailleurs celui du régime permanent de pulsation  $\omega$  (dans le temps) de sorte que le problème dépend de l'équation linéaire du second ordre :

$$\Phi'' + \frac{S'}{S} \Phi' + \frac{\omega^2}{c^2} \Phi = 0 \quad (11)$$

ou bien, puisque :

$$p = -j\rho_0\omega\Phi,$$

$$p'' - \frac{S'}{S} p' + \frac{\omega^2}{c^2} p = 0.$$

Reportons-nous d'autre part au système électrique (6 bis), § 6,

supposons  $\mathcal{L}$  et  $\mathcal{C}$  variables le long du fil et introduisons la pulsation  $\omega$ , il vient :

$$\begin{cases} \frac{\partial e}{\partial x} = -j\mathcal{L}\omega i \\ \frac{\partial i}{\partial x} = -j\mathcal{C}\omega e \end{cases}$$

d'où l'on tire :

$$e'' - \frac{\mathcal{L}'}{\mathcal{L}} e' + \mathcal{L}\mathcal{C}\omega^2 \cdot e = 0.$$

L'analogie est donc ici entre le problème acoustique du pavillon de révolution et le problème électrique de la propagation sur une ligne, les coefficients  $\mathcal{L}$  et  $\mathcal{C}$  étant variables mais le produit  $\mathcal{L}\mathcal{C}$  restant constant.

Si le pavillon est un pavillon conique indéfini, on a  $S = bx^2$  ( $b$  angle solide d'ouverture du pavillon), d'où :

$$S' = 2bx, \quad \frac{S'}{S} = \frac{2}{x}$$

et l'équation aux dérivées partielles (10) devient :

$$\frac{\partial^2(x\Phi)}{\partial x^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2(x\Phi)}{\partial t^2} = 0;$$

on retombe sur l'étude des ondes sphériques faite dans le Chap. I.

30. — *Considérons maintenant le cas du pavillon exponentiel indéfini*, on a  $S = S_0 e^{\frac{x}{l}}$  ( $l$  coefficient de la dimension d'une longueur; le pavillon s'ouvre d'autant plus vite que  $l$  est plus petit) et  $\frac{S'}{S} = \frac{1}{l}$ . L'équation (11) pour le phénomène de pulsation  $\omega$  est donc :

$$\Phi'' + \frac{1}{l} \Phi' + \frac{\omega^2}{c^2} \Phi = 0$$

où tous les coefficients sont constants. Posons :

$$\sin \theta = \frac{c}{2l\omega} \quad \text{et} \quad c_1 = \frac{c}{\cos \theta} \quad (12)$$

l'équation caractéristique a pour racines :

$$K = \frac{\omega}{c} (-\sin \theta \pm j \cos \theta) = -\frac{1}{2l} \pm j \frac{\omega}{c_1}$$

donc :

$$\begin{aligned} \Phi(x, t) &= (A_1 e^{K_1 x} + A_2 e^{K_2 x}) e^{j\omega t} \\ &= A_1 e^{-\frac{x}{2l}} e^{j\omega \left(t - \frac{x}{c_1}\right)} + A_2 e^{-\frac{x}{2l}} e^{j\omega \left(t + \frac{x}{c_1}\right)}. \end{aligned}$$

On a donc encore une onde avançante et une onde rétrograde dont les crêtes se propagent en sens opposés avec une vitesse constante  $c_1$  (qui n'est plus la vitesse  $c$  des ondes planes) et qui s'amortissent suivant une loi exponentielle (en raison de l'épanouissement du pavillon, mais toujours sans que cela implique dissipation d'énergie).

On a pour l'onde avançante :

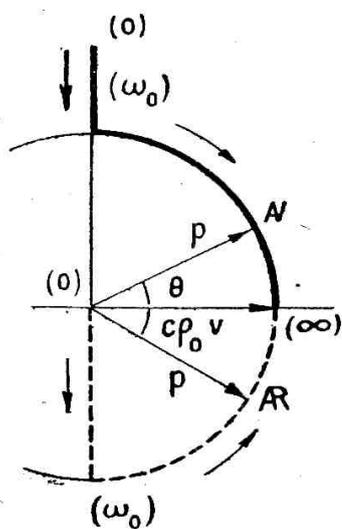


FIG. 30.

$$p = -\rho_0 \frac{\partial \Phi}{\partial t} = -j\omega \rho_0 \Phi;$$

$$v = \frac{\partial \Phi}{\partial x} = K_1 \Phi \quad (13)$$

On peut donc écrire,

comme pour les ondes sphériques :

$$p = z_{ac} v$$

mais ici :

$$z_{ac} = c\rho_0 e^{j\theta}$$

pour l'onde avançante (13), et  $z_{ac} = c\rho_0 e^{-j\theta}$  pour l'onde rétrograde.

L'impédance acoustique d'un pavillon exponentiel indéfini est donc constante en module, pour les fréquences supérieures à une *fréquence critique* définie par

$$\omega_0 = \frac{c}{2l};$$

son angle de phase ne dépend que du produit  $l\omega$ .

Pour les fréquences inférieures à la fréquence critique, on ne

peut plus poser les équations (12). L'équation caractéristique a alors ses racines réelles; le pavillon n'absorbe ni ne transmet d'énergie active. Le pavillon exponentiel indéfini constitue donc un *filtre acoustique passe-haut*.

La figure 30 représente les variations de  $z_{ac}$  en fonction de  $l\omega$ .

### 31. Comparaison des pavillons indéfinis conique et exponentiel.

— Nous avons trouvé pour le pavillon conique (ondes sphériques) :

$$z_{ac} = c\rho_0 \cos \varphi e^{j\varphi} \text{ avec } \operatorname{tg} \varphi = \frac{c}{r\omega}$$

et pour le pavillon exponentiel :

$$z_{ac} = c\rho_0 e^{j\theta} \text{ avec } \sin \theta = \frac{c}{2l\omega}$$

Prenons les parties réelles de ces deux impédances, afin d'avoir la composante de la pression qui est en phase avec la vitesse; il vient :

$$r_{ac} = c\rho_0 \frac{r^2 \omega^2}{r^2 \omega^2 + c^2} \quad \text{pour le pavillon conique}$$

$$r_{ac} = c\rho_0 \frac{\sqrt{4l^2 \omega^2 - c^2}}{2l\omega} \quad \text{pour le pavillon exponentiel.}$$

Construisons les courbes de  $r_{ac}$  en fonction de  $\omega$  pour des pavillons déterminés ( $r$  et  $l$  donnés). Nous obtenons les courbes ci-contre (fig. 31). Le pavillon conique commence à transmettre dès la

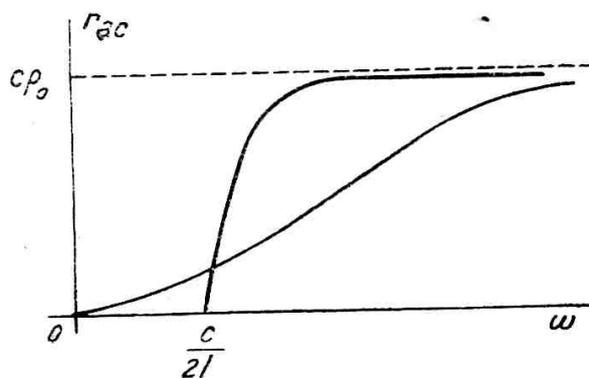


FIG. 31.

fréquence zéro, mais la puissance transmise croît assez lentement. Le pavillon exponentiel ne transmet rien au-dessous de sa fréquence critique  $f_0 = \frac{c}{4\pi l}$ , mais au-dessus de la fréquence  $2f_0$ , il est presque sans distorsion. Ceci conduit à adopter des pavillons expo-

nentiels s'ouvrant lentement. Dans les dispositifs pour conférences publiques ou pour cinémas parlants, on utilise par suite des pavillons de très grande longueur. Lorsqu'on dispose de peu de place (phonographes), on replie le pavillon plusieurs fois sur lui-même.

**32. Émetteurs d'ordre un.** — Les émetteurs que nous avons considérés jusqu'ici n'attaquaient l'atmosphère que par une seule de leurs faces (émetteurs d'ordre zéro). C'étaient : une sphère pulsante, un piston dans un mur indéfini, un diagramme encastré, une portion de surface sphérique s'appuyant sur l'arête terminale d'un pavillon conique ou exponentiel. Nous avons vu qu'on est justifié à remplacer, dans les calculs approchés, un émetteur d'ordre zéro quelconque par une sphère pulsante.

Les émetteurs d'ordre un admettent une ligne nodale; leur type est une sphère rigide dont le centre oscille sur un petit segment de droite (Fig. 22). Les parties de la surface situées au voisinage du grand cercle perpendiculaire à ce petit segment, n'attaquent pas l'atmosphère; les parties voisines des pôles de ce grand cercle l'attaquent au contraire normalement, mais sont toujours entre elles en opposition de phase. Il en résulte cette propriété fondamentale des émetteurs d'ordre un (laquelle appartient à fortiori aux émetteurs d'ordre plus élevé), que leur champ n'est pas le même dans les différentes directions. Il est minimum dans le plan de l'équateur, et maximum sur l'axe.

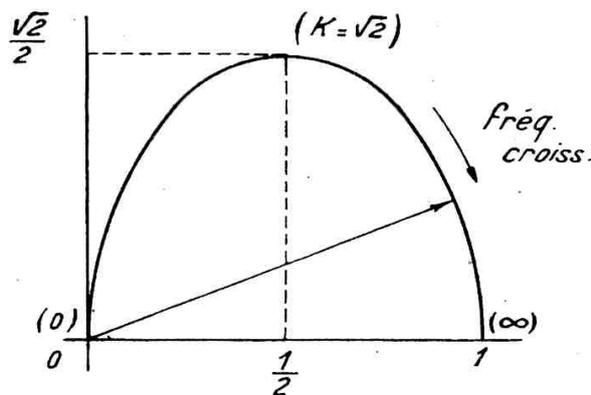


FIG. 32.

L'étude de la sphère oscillante est assez compliquée. Si l'on pose  $K = \frac{2\pi R}{\lambda} = \frac{R}{L}$ , on a, d'après Rayleigh, l'équation :

$$p = \frac{1}{3} c\rho \frac{K^4}{4 + K^2} v + \frac{1}{3} c\rho \frac{1}{\omega} \frac{2K + K^3}{4 + K^2} \frac{dv}{dt} \quad (14)$$

$$\text{d'où pour le décrement : } \frac{1}{\pi} \delta = \frac{K^3}{2 + K^4} \quad (15)$$

Les variations de l'impédance acoustique rapportées à  $c\rho$  sont représentées figure 32.

Si les dimensions de l'émetteur sont petites vis-à-vis de la longueur en phase  $\left(\frac{R}{L} < \frac{1}{2}\right)$ , le décrement est proportionnel au cube de la fréquence comme celui d'une antenne verticale en radio. Si par contre  $\frac{R}{L} > 3$ , il est proportionnel à la fréquence comme pour un émetteur d'ordre zéro.

**53. Émetteurs d'ordre un. Réalisation.** — Les H. P. sans pavillon (diffuseurs) se composent ordinairement d'un moteur électrodynamique, alimenté par le courant téléphonique; l'organe oscillant mobile est relié au centre d'un disque ou au sommet d'un cône, construits de matière légère et d'assez grandes dimensions. Ces H. P. sont d'ordre un, le disque (ou le cône) attaquant l'atmosphère par les deux faces et n'étant qu'un cas limite de la sphère de la figure 22 indéfiniment aplatie. Dans la mesure où le disque peut être supposé parfaitement rigide, et se déplaçant d'un mouvement alternatif de translation (comme un piston), un tel H. P. constitue un système sans élasticité propre ( $s = 0$ ) et qui par conséquent suit fidèlement les variations de la force vibromotrice imposée, à un retard de phase près. On évite ainsi à la fois, et la distorsion due à la résonance propre d'un diaphragme métallique encastré et celle due aux résonances de la colonne d'air contenue dans un pavillon fini.

On ne peut toutefois que s'approcher de ce but théorique pour les raisons suivantes : 1° le disque (ou cône) a besoin d'être soutenu sur son pourtour; quelque légèrement que soit faite cette liaison, il en résulte une certaine raideur  $s$ , d'où une fréquence propre que l'on s'efforce de garder aussi basse que possible; 2° l'ébranlement du disque par son centre donne lieu dans la matière de celui-ci à des vibrations transversales qui se propagent avec une

vitesse grande par rapport à celle du son dans l'air; ces ondes atteignent la périphérie, se réfléchissent et reviennent au centre au bout d'un temps déterminé. Aux fréquences basses et moyennes, ce temps est petit par rapport à la période du son et le disque se comporte comme un piston rigide. Dès qu'il devient comparable à une demi-période, ce qui a lieu pour une fréquence d'autant moins élevée que le disque est plus grand, celui-ci ne peut plus être considéré comme rigide et présente à son tour un spectre de fréquences de résonance; 3° aux basses fréquences, les ondes émises par les deux faces du disque se rejoignent et s'annulent dans le plan équatorial. Même dans la ligne des pôles, le rapport  $\epsilon : \epsilon'$  tombe comme  $K^3$  au lieu de tomber comme  $K$  (§ 32). Les fréquences basses sont donc transmises suivant un champ plus polarisé et avec moins d'énergie que les fréquences moyennes. Le diffuseur est donc comme le H. P. à diaphragme rigide et à pavillon, limité du côté des basses comme du côté des hautes fréquences.

On a d'abord pensé à améliorer la transmission des basses fréquences en entourant le disque d'un anneau de garde fixe (en anglais « baffle »). Mais dans la plupart des réalisations actuelles, cet anneau de garde se présente comme la paroi d'un meuble complètement fermé ou d'une salle de cinéma, de sorte que le diffuseur ne rayonnant plus que par l'une de ses faces, se trouve devenu un émetteur d'ordre zéro, très voisin du type « piston ». Ce n'est donc que dans quelques appareils mobiles de salon, que l'on rencontre effectivement encore des émetteurs d'ordre un ou même plus élevé.

---

## CHAPITRE IV

### GÉNÉRATION D'OSCILLATIONS ACOUSTIQUES

34. **Généralités.** — Jusqu'ici nous avons étudié des phénomènes périodiques supposés donnés. Nous allons maintenant analyser la manière dont cette périodicité est créée dans les *instruments de musique*.

Mettons de côté le cas très simple où un système recevant un choc fournit un train d'ondes amorties, cas des

*Instruments à percussion.* — Dans cette catégorie on peut distinguer :

a) les instruments à percussion qui ne sont pas censés produire une note de hauteur déterminée : tambour, grosse caisse, cymbales, triangle, etc...;

b) les instruments à percussion donnant une note fondamentale de hauteur déterminée et ne comportant pas de cordes : timbales, célesta, cloches, etc...;

c) les instruments à cordes pincées : harpe, banjo, guitare, clavecin, etc...;

d) les instruments à cordes frappées : piano, cymbalum, etc...

Tous les autres instruments de musique fournissent des *sons soutenus*, c'est-à-dire qu'ils entretiennent un certain organe mécanique (qui ensuite attaque directement ou indirectement l'atmosphère) en oscillations périodiques d'amplitude constante. L'énergie dissipée au cours d'une période provient d'une *source d'énergie de fréquence nulle* : courant d'air de vitesse constante pour les instruments à *vent*; archet animé d'une vitesse constante (au cours d'un tiré ou d'un poussé) pour les instruments à *cordes*. Le problème technique est donc celui de la *production d'oscillations entretenues* à partir d'une source continue. Cette production a lieu dans

les instruments de musique de trois manières bien distinctes dont nous analyserons le *principe*. L'habileté des musiciens d'orchestre utilise en outre des phénomènes qui, essentiels pour la qualité artistique du son obtenu, sont secondaires vis-à-vis des phénomènes fondamentaux que nous étudions ici.

**35. Instruments à anche.** — Le premier mode d'entretien repose sur l'emploi d'une *anche*; il s'applique à des instruments à vent. Une anche est une languette rectangulaire encastrée suivant un de ses petits côtés, et susceptible, suivant sa position à un instant donné, d'obturer plus ou moins une ouverture par où doit passer un courant d'air. Il y a trois familles d'instruments à vent utilisant

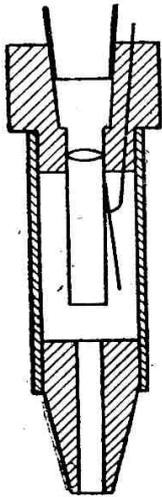


FIG. 33.

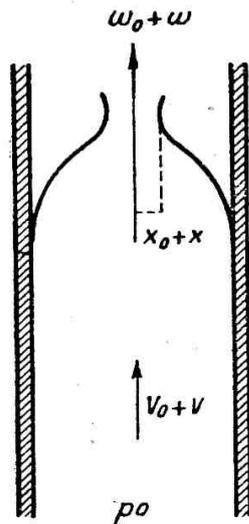


FIG. 34.

ce mode d'entretien, le phénomène fondamental étant le même dans les trois cas :

a) les instruments à *anche simple* où le courant d'air passe entre une paroi fixe et une anche. Exemples : jeux d'orgue composés de tuyaux à anche (Fig. 33) (dits « jeux d'anches »), harmonium, clarinette, saxophone, etc...;

b) les instruments à *anche double* où le courant d'air passe entre deux anches dis-

posées symétriquement. Exemple : hautbois, basson, biniou, etc... Ces instruments sont aux instruments à anche simple ce qu'un oscillateur symétrique Mesny est à une hétérodyne ordinaire;

c) les instruments à *embouchure de cor* où les lèvres de l'exécutant font office d'anche double : trompette, cor, trombone, etc...

Nous allons analyser le fonctionnement d'une anche double, et montrer qu'un instrument à anche fonctionne comme une hétérodyne à circuit oscillant de grille (WEGEL, *Bell System Techn. Journ.*, 1930, p. 209).

Soit schématiquement (Fig. 34) un tuyau rectangulaire alimenté à pression constante  $p_0$  par une soufflerie. L'air ne peut sortir que

par la fente comprise entre deux anches élastiques. Il y a un certain écartement  $2x_0$  des anches tel que leur élasticité fasse exactement équilibre à la pression latérale de l'air qui s'échappe. Cela définit une position d'équilibre des anches et un régime permanent de l'écoulement, mais position et régime sont instables et un régime alternatif va s'y superposer. Nous affecterons l'indice zéro au régime permanent instable, et des lettres sans indice au régime alternatif. Le système se compose d'un primaire sans fréquence propre (l'air situé entre les deux anches) et d'un secondaire à résonance (l'anche double); l'air qui s'échappe presse sur les anches et réciproquement, c'est le couplage. Le mouvement de l'air est suivant l'axe du tuyau, celui des anches est transversal. Écrivons successivement les équations correspondantes.

*Primaire* (air situé entre les anches). Il a une masse variable suivant l'écartement des anches :  $\mu = \mu_0 + \frac{\partial_0 \mu}{\partial x} x$ . Sa vitesse est  $\omega_0 + \omega$ . Il est soumis du fait du frottement sur les anches à une force  $F_1$ . Il reçoit de la soufflerie une force  $F_0$ ; on a donc l'équation

$$F_0 = F_1 + \frac{d}{dt} \frac{\partial \left[ \frac{1}{2} \mu (\omega_0 + \omega)^2 \right]}{\partial \omega}.$$

Développant et supprimant les termes constants qui définissent le régime permanent, il reste :

$$0 = F + \mu_0 \frac{d\omega}{dt} + G \frac{dx}{dt}, \quad \text{avec } G = \omega_0 \frac{\partial_0 \mu}{\partial x}.$$

D'autre part on a par définition  $F_1 = R (\omega_0 + \omega)$  où  $R$  est fonction de  $\omega$ ; supprimant les termes constants, il reste

$$F = \rho \omega + \lambda x, \quad \text{avec } \rho = \omega_0 \frac{\partial_0 R}{\partial \omega}, \quad \lambda = \omega \frac{\partial_0 R}{\partial x},$$

d'où finalement

$$0 = \mu_0 \frac{d\omega}{dt} + \rho \omega + G \frac{dx}{dt} + \lambda x.$$

*Secondaire* (anches). Le secondaire a masse, résistance et rigidité propres (*mrs*); il n'agit sur lui que la force provenant de l'air qui s'échappe (c'est-à-dire du primaire); on a donc

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} + r \frac{dx}{dt} + s x = \frac{\partial}{\partial x} \left[ \frac{1}{2} \mu (\omega_0 + \omega)^2 \right].$$

Développant et supprimant les termes constants, il reste :

$$0 = m \frac{d^2 x}{dt^2} + r \frac{dx}{dt} + (s - s') x - G \omega \quad \text{avec } s' = \frac{\omega_0^2}{2} \frac{\partial^2 \mu}{\partial x^2}.$$

Le système primaire-secondaire satisfait donc aux équations :

$$\left\{ \begin{array}{l} \left[ \mu_0 \frac{d\omega}{dt} + \rho \omega \right] + G \frac{dx}{dt} + \lambda x = 0 \\ - G \omega + \left[ m \frac{d^2 x}{dt^2} + r \frac{dx}{dt} + (s - s') x \right] = 0. \end{array} \right.$$

Ce sont précisément les équations d'une hétérodyne à circuit oscillant de grille, de caractéristique  $\rho j = v + Ku$  (Fig. 35) :

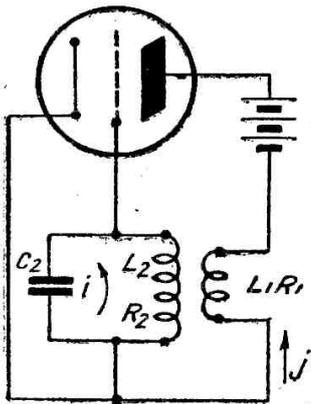


FIG. 35.

$$\left\{ \begin{array}{l} L_1 \frac{dj}{dt} + (\rho + R_1) j + M \frac{di}{dt} - K \frac{q}{C_2} = 0 \\ M \frac{dj}{dt} + L_2 \frac{di}{dt} + R_2 i + \frac{q}{C_2} = 0 \end{array} \right.$$

avec cette différence, qui n'est pas ici essentielle, que les termes de couplage  $\left( G \frac{dx}{dt}, -G\omega \right)$  sont de signes contraires comme dans

les transformateurs électromécaniques (Chap. II), alors que les termes de couplage grille-plaque  $\left( M \frac{di}{dt}, M \frac{dj}{dt} \right)$  sont de même signe.

Mais, ici comme là, il existe un régime permanent (vitesse moyenne de l'air = courant moyen de plaque), modulé à une fréquence très voisine de la fréquence propre de l'anche double (= C. O. de grille). Grâce à la présence d'un terme de couplage qui ne figure que dans une seule équation  $\left( \lambda x, \text{ ou } K \frac{q}{C_2} \right)$ , de l'énergie est empruntée à la soufflerie (= à la batterie de plaque) et entretient le régime alternatif, qui est ce que l'on désirait obtenir.

Toutefois les équations ci-dessus, qui sont *linéaires*, conduiraient à une oscillation dont l'amplitude irait constamment en augmentant; pour expliquer la limitation de l'amplitude, il faut introduire

une caractéristique courbée en sens opposés autour du point de fonctionnement moyen. On ne sait pas étudier l'équation différentielle du troisième ordre, *non-linéaire*, que l'on obtient ainsi : mais on sait par la radio qu'il n'y a pas de différence essentielle entre l'hétérodyne de la figure 35 et une hétérodyne à C. O. de pla-

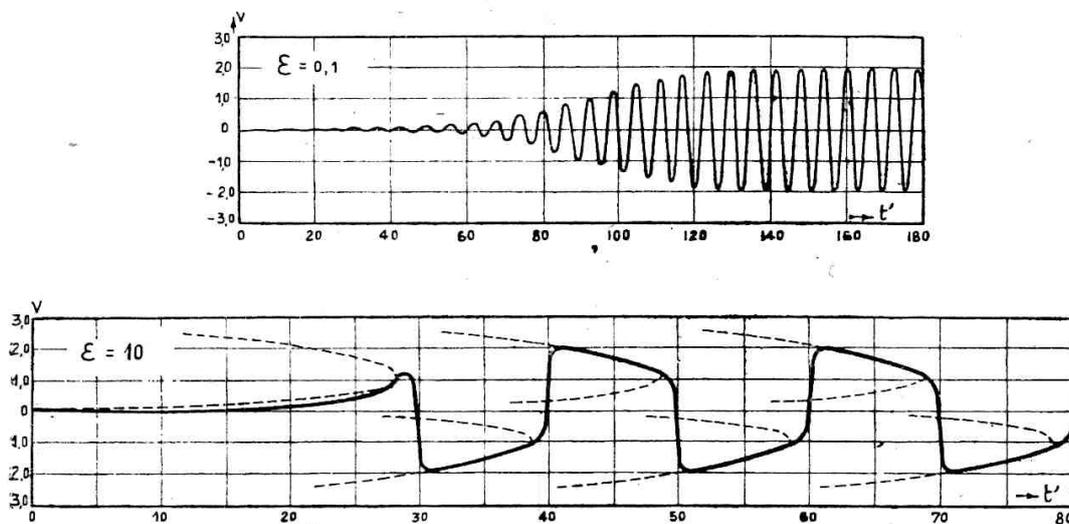


FIG. 36.

que. Dans ce dernier cas, les oscillations satisfont à l'équation différentielle du deuxième ordre, non linéaire,

$$y'' - \varepsilon (1 - y^2) y' + y = 0$$

qui a été étudiée par B. van der Pol en 1926.

Le paramètre  $\varepsilon$  dépend des grandeurs électriques du circuit ; il doit être positif pour qu'il y ait des oscillations. S'il est petit, les oscillations sont sinusoïdales et l'accrochage est lent ; s'il est grand, les oscillations contiennent beaucoup d'harmoniques et l'accrochage est rapide (oscillations de « relaxation ») (Fig. 36)<sup>1</sup>.

**36.** — Le deuxième mode d'entretien d'oscillations est fourni par les *instruments à embouchure de flûte*. Exemples : flûte ; jeux d'orgue dits « jeux à bouches », notamment les « jeux de fonds ».

Le phénomène repose sur la *formation d'une rue de tourbillons*.

1. Voir pour plus de développements : LE CORBEILLER, *Les systèmes auto-entretenus et les oscillations de relaxation*. (Hermann, Paris, 1931).

Supposons qu'un courant d'air de vitesse  $V$  rencontre perpendiculairement un fil de diamètre  $d$ . L'expérience montre (Fig. 37) que des tourbillons se forment derrière le fil alternativement à droite et à gauche (H. Bénard). Ces tourbillons ne se font pas face, mais alternent comme les réverbères dans certaines rues, d'où l'expression « rue de tourbillons » : ils se détachent du fil l'un après l'autre,

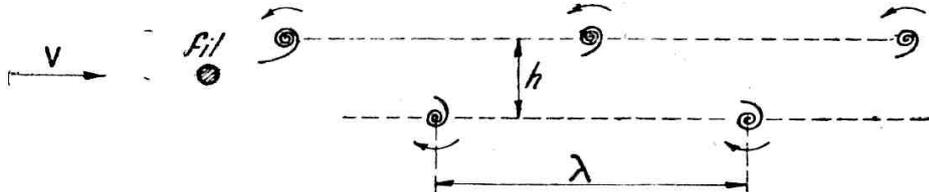


FIG. 37.

et progressent avec une vitesse de l'ordre de la moitié de celle du vent. Une théorie approfondie (H. Villat) indique que seules sont stables les files de tourbillons disposées comme sur la figure, et de plus telles que l'on ait :

$$\cosh \frac{\pi h}{\lambda} = \sqrt{2}, \quad \frac{h}{\lambda} = 0,280\dots$$

$h$  étant la largeur de la rue et  $\lambda$  la longueur d'onde ou distance de deux tourbillons de même sens.

La fréquence du son ainsi produit a été trouvée expérimentalement par Strouhal (1878) égale à  $f = 0,2 \frac{V}{d}$

Si au lieu de rencontrer un fil le courant d'air vient frapper l'arête aiguë d'un solide en forme de coin (Fig. 38, tuyau d'orgue dit « à bouche ») des tourbillons se produisent comme précédemment et progressent de part et d'autre de l'arête. On a alors approximativement :

$$f = \frac{1}{2} \frac{V}{h}$$

où  $V$  est la vitesse du courant d'air,  $h$  la « hauteur » LB de la bouche, ce qui exprime que dans les conditions normales la distance  $\lambda$  de deux tourbillons de même sens est égale à  $h$ .

De même le courant d'air qui sort d'entre les lèvres d'un flûtiste vient se diviser sur le bord de l'ouverture percée dans la paroi latérale de l'instrument.

Le phénomène, toutefois, n'acquiert toute sa régularité que grâce à la mise en résonance de l'air du tuyau (§ 38).

37. — Le troisième mode d'entretien d'oscillations est celui des *instruments à cordes et à archet*, type : violon (alto, violoncelle, contre-basse, et divers instruments dits anciens).

Il repose sur la différence, dans le mouvement relatif de deux solides, entre le coefficient de frottement au repos  $f_r$  et le coefficient de frottement en mouvement  $f_m$ .

Considérons un solide mobile reposant avec frottement sur un solide fixe, et appliquons au solide mobile une force  $F$  faisant l'angle  $\alpha$  avec la verticale (fig. 39).

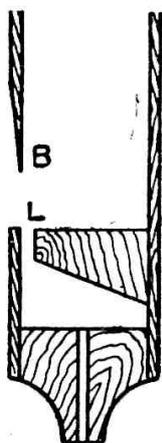


FIG. 38.

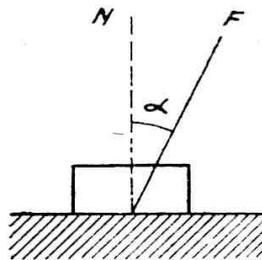


FIG. 39.

Le solide mobile ne se mettra en marche que si  $\operatorname{tg} \alpha$  est supérieur à une certaine valeur  $f_r$ . D'autre part, pendant le mouvement,  $\operatorname{tg} \alpha$  sera constamment égal à une valeur  $f_m < f_r$ , la composante normale de  $F$  équilibrant la réaction du solide fixe et sa composante tangentielle causant le mouvement.

Ce sont les « lois de Coulomb », valables comme première approximation dans les conditions de la pratique courante, pour des surfaces non lubrifiées.

Considérons un archet, animé d'un mouvement de translation de vitesse  $V$ , et entretenant en vibrations une corde tendue perpendiculairement à lui. Il est clair qu'il y aura au moins une partie de la période pendant laquelle la portion de la corde qui est sous l'archet sera en mouvement relatif par rapport à lui. Pendant ce temps le mouvement de la corde sera freiné par le frottement sur l'archet

beaucoup plus que par la viscosité de l'air ou ses frottements internes qui peuvent être négligés en comparaison.

Le mouvement de la corde sera donc donné par :

$$m \frac{d^2x}{dt^2} + \rho + sx = 0$$

équation qui diffère de l'équation (1) du Chap. I par la substitution de la constante  $\rho$  au terme  $r \frac{dx}{dt}$ , et qui n'est valable que lorsque  $\frac{dx}{dt}$  est positif; lorsque le mouvement de la corde change de sens et que sa vitesse devient négative, on doit prendre l'équation :

$$m \frac{d^2x}{dt^2} - \rho + sx = 0.$$

Ces deux équations peuvent s'écrire :

$$m \frac{d^2x}{dt^2} + s \left( x \pm \frac{\rho}{s} \right) = 0.$$

On voit que dans chaque demi-période le mouvement est représenté par une demi-onde d'une sinusoïde *non amortie*, seulement l'axe de cette sinusoïde a tantôt l'ordonnée  $+\frac{\rho}{s}$  tantôt l'ordonnée  $-\frac{\rho}{s}$ , ce qui donne à une succession de pareilles demi-sinusoïdes l'aspect général d'un mouvement alternatif amorti dont les amplitudes diminuent en progression *arithmétique*.

Précisément cet amortissement doit être compensé par l'archet, une fois par période. Si l'archet entraîne la corde, celle-ci aura la vitesse  $+V$ . Or sur toute demi-sinusoïde montante dont la pente au point d'inflexion est  $> V$  il y aura deux points où la pente sera justement égale à  $V$ . Soit A et D deux tels points (fig. 40); la corde exécute d'abord son mouvement libre, amorti, suivant les trois arcs de sinusoïde AB, BC, CD. Au point D la vitesse relative de la corde par rapport à l'archet s'est annulée, mais la corde ne peut, dans son mouvement relatif, repartir en sens inverse, faute de pouvoir surmonter le frottement au départ. Elle est alors entraînée par l'archet (phase DA) jusqu'au point A où la force de rappel est

suffisante pour vaincre le frottement au départ. Une nouvelle phase de mouvement relatif ABCD commencera alors, et ainsi de suite.

La discussion du mouvement devient très simple si l'on envisage le lieu d'un point M ayant pour abscisse  $\sqrt{s/2} x$ , pour ordonnée

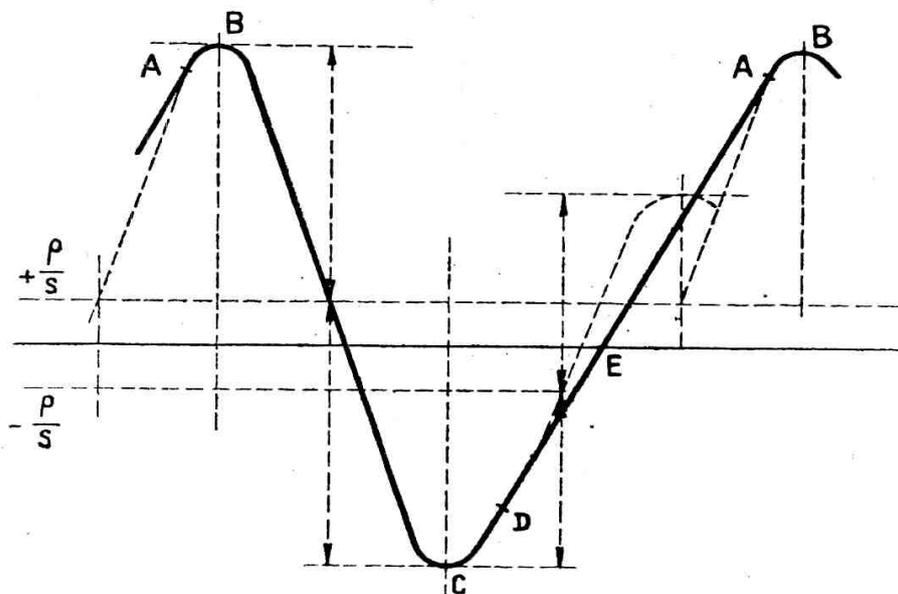


FIG. 40.

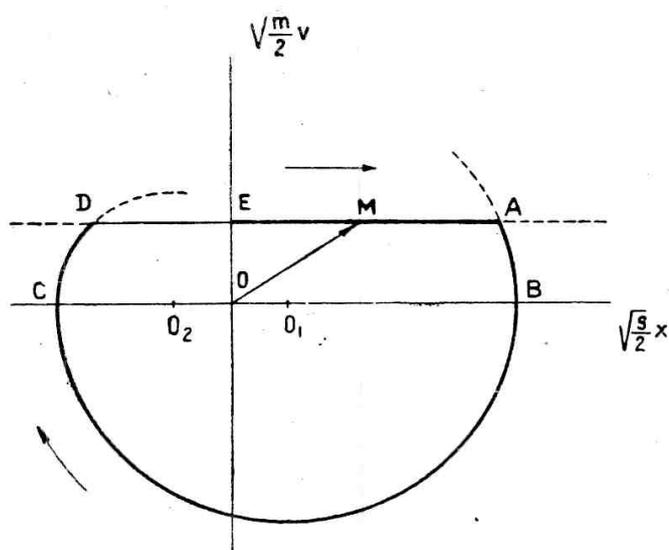


FIG. 41.

$\sqrt{m/2} dx/dt$ ,  $x$  étant l'élongation de la corde dans son mouvement absolu (grandeurs de mêmes « dimensions ») (fig. 41). Les phases AB, BC, CD du mouvement sont alors représentées par des arcs de cercle ayant pour centres les points  $O_1$  et  $O_2$  d'abscisse  $\pm \rho/s$ , la phase DA d'entraînement par l'horizontale DA d'ordonnée  $\sqrt{m/2} V$ .

On a  $\overline{OM}^2 = \frac{1}{2} sx^2 + \frac{1}{2} mv^2$ , c'est-à-dire que la somme de l'énergie potentielle et de l'énergie cinétique de la corde s'accroît de E à A, la puissance étant fournie par la main qui conduit l'archet, et décroît pendant tout le reste de la période.

38. — *Harmoniques des instruments à vent.* — Nous avons vu que les instruments de musique à sons soutenus présentent trois types différents d'entretien d'un mouvement alternatif par une source continue : le premier reposant sur le fonctionnement d'un relais avec réaction, le second sur la formation de tourbillons, le troisième sur la propriété  $f_m < f_r$  du frottement solide. Les oscillateurs du deuxième type, et ceux du premier type lorsque  $\varepsilon$  est grand, possèdent cette propriété, que la fréquence qu'ils fournissent s'ajuste très aisément sur la fréquence d'un système oscillant ( $m, r, s$ ) et d'autant mieux que la résonance de celui-ci est plus aiguë ( $\sqrt{ms}/r$  grand). Les anches (1<sup>er</sup> type) et les embouchures de flûte (2<sup>e</sup> type) sont précisément, dans les instruments de musique, couplées avec des tuyaux. L'air contenu dans ces tuyaux est un système oscillant très peu amorti; il a une infinité de degrés de liberté (nous avons vu (Chap. III) qu'il dépendait d'une équation aux dérivées *partielles* analogue à celle d'une ligne électrique à constantes réparties) et a donc une infinité de fréquences de résonance, exactement comme une antenne de T. S. F<sup>1</sup>. L'oscillateur s'adapte en général sur la première, la plus basse, de ces fréquences (fréquence fondamentale). Dans certaines conditions, lorsque les paramètres dont on dispose dépassent certaines valeurs critiques, l'oscillateur saute de la première fréquence de résonance à la seconde, et même de la seconde à la troisième. Ce phénomène est fondamental pour le doigté des instruments à vent. A cet égard, ils se répartissent en classes suivant une classification tout autre que la précédente qui reposait sur le mode d'entretien.

La *flûte* a un tuyau *cylindrique*. Les vibrations de la colonne d'air contenues dans la flûte ont un ventre à l'embouchure, un ventre à l'extrémité ouverte; dans ces conditions les fréquences de résonance sont *tous* les multiples de la plus basse  $f_0$  d'entre elles. En modifiant

1. Voir : *Les antennes de T. S. F.*, par P. M. Vieillard (E. Chiron, édit., Paris).

le souffle et la position des lèvres, on fait donc donner à la flûte (les autres trous restant bouchés) la fréquence  $2f_0$  soit l'octave de la première note. On dit que la flûte *octavie*, et il suffirait donc en principe de sept clefs pour donner toutes les notes d'une gamme aux diverses octaves.

La *clarinette* a, comme la flûte, un tuyau cylindrique; mais à l'anche se trouve, approximativement, un nœud de vibration, tandis que l'extrémité ouverte continue à être un ventre; il en résulte que les fréquences de résonance sont les multiples *impairs* de la fondamentale. On pourra donc faire donner à l'instrument, sans toucher aux clefs, une fréquence  $f_0$  et la fréquence  $3f_0$  (mais non  $2f_0$ ) soit donc la douzième, c'est-à-dire la quinte du fondamental dans l'octave immédiatement supérieure. On dit que la clarinette *quintoie*, et il faut donc, en principe, douze clefs pour donner toutes les notes d'une même gamme aux diverses octaves (avec par conséquent un doigté plus difficile que celui de la flûte).

Le *hautbois*, utilisant l'entretien du type *anche* comme la clarinette, a un nœud à l'anche et un ventre à l'extrémité ouverte; mais il a un tuyau *conique* au lieu d'un tuyau cylindrique; la propagation se fait donc par ondes sphériques au lieu de se faire par ondes planes; on démontre qu'il en résulte que les fréquences de résonance sont *tous* les multiples de la fondamentale  $f_0$ , de sorte qu'on retrouve en principe le doigté de la flûte.

Le *saxophone* a une anche simple comme une clarinette, mais comme il a un tube conique, il a un doigté du genre de celui du hautbois et de la flûte.

Les instruments à embouchure de cor, dits aussi *cuires*, ont un tuyau plus ou moins *exponentiel*, à l'exception du trombone qui a un tuyau cylindrique.

La loi des fréquences de résonance successives n'est plus donnée par la suite des nombres entiers, mais elle s'en rapproche à mesure que les fréquences s'élèvent; on utilise peu les deux premières fréquences de résonance, et les suivantes doivent être corrigées par l'habileté de l'exécutant.

Telles sont les propriétés les plus essentielles des instruments à vent résultant de la forme de leur tuyau; cette question est étudiée dans ses plus petits détails dans les traités spéciaux, en raison des conséquences qu'elle entraîne pour la technique instrumentale.

Par contre la question, entièrement différente, du mode de génération des oscillations, a été beaucoup moins étudiée.

Disons enfin que dans les instruments à cordes et à archet, les vibrations d'une corde seule attaqueraient l'atmosphère d'une manière absolument insuffisante; ces vibrations doivent par suite être communiquées à la « table » de l'instrument, d'une surface relativement considérable. On ne saurait encore rien dire de rationnel, dans l'esprit de ces conférences, sur la construction du violon et des instruments similaires.

### Éléments d'acoustique musicale.

1. — Une corde vibrant en 1, 2, 3, ...  $n$  fuseaux donne des sons dont les fréquences sont entre elles comme les nombres 1, 2, 3, ...  $n$ . Deux sons dont les fréquences sont dans le rapport 2 : 1 sont à l'intervalle d'*octave* et portent le même nom. En montant la suite des harmoniques supérieures de la note *ut* par exemple on rencontre les notes appelées :

<i>ut</i>	<i>ut</i>	<i>sol</i>	<i>ut</i>	<i>mi</i>	<i>sol</i>	.	<i>ut...</i>
1	2	3	4	5	6	7	8...

En ramenant les notes *sol* et *mi* dans la première octave on obtient l'*accord parfait majeur*, *ut-mi-sol*, formé de trois notes dont les fréquences sont entre elles comme  $1, \frac{5}{4}, \frac{3}{2}$  et perçu par tout le monde comme *consonnant*, c'est-à-dire agréable. Ce fait est à la base de la musique occidentale moderne.

2. — En assignant aux notes des rapports de fréquences tels, que les accords *ut-mi-sol* (tonique T) *fa-la-ut* (sous-dominante S) *sol-si-ré* (dominante D) soient des accords parfaits majeurs, on obtient une *gamme* de sept notes différentes par octave, dont les noms et les fréquences relatives sont :

<i>ut</i>	<i>ré</i>	<i>mi</i>	<i>fa</i>	<i>sol</i>	<i>la</i>	<i>si</i>	<i>ut</i>
1	$\frac{9}{8}$	$\frac{5}{4}$	$\frac{4}{3}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{5}{3}$	$\frac{15}{8}$	2

c'est la *gamme* dite parfois *des physiciens*, due à Zarlino (vers 1560).

On pourrait aussi définir ces sept notes au moyen seulement de *quintes* successives (intervalle  $\frac{3}{2}$ ) à partir de la note *fa*. On les obtiendrait ainsi dans l'ordre : *fa-ut-sol-ré-la-mi-si*, d'où la gamme :

<i>ut</i>	<i>ré</i>	<i>mi</i>	<i>fa</i>	<i>sol</i>	<i>la</i>	<i>si</i>	<i>ut</i>
1	$\frac{9}{8}$	$\frac{81}{64}$	$\frac{4}{3}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{27}{16}$	$\frac{243}{128}$	2

c'est la *gamme de Pythagore* (vi<sup>e</sup> siècle avant J.-C.).

On a proposé encore beaucoup d'autres gammes.

3. — La gamme de Pythagore ne fournit pas d'accords parfaits majeurs bien consonnants, ce qui n'importait pas, la musique grecque ne faisant entendre en principe qu'une note à la fois (monodie). La gamme de Zarlino convient à l'exécution d'*harmonies* simples dans le ton d'*ut* majeur, puisque les accords T, S, D, sont corrects. Mais la quinte *ré-la* est trop faible  $\frac{40}{27} < \frac{3}{2}$ ; donc déjà dans le ton de *sol* majeur la D serait fausse; dans le ton de *ré* majeur ce serait la T, ce qui serait inadmissible.

L'évolution musicale au cours des xvi<sup>e</sup>, xvii<sup>e</sup>, xviii<sup>e</sup> siècles, a attaché un intérêt croissant à des changements de tonique (*modulations*) de plus en plus fréquents et compliqués, ainsi qu'à l'emploi d'un instrument à sons *fixes*, le clavecin (précurseur du piano); une gamme de définition toute mathématique, la *gamme chromatique tempérée*, fut proposée qui permettait de jouer la musique moderne, écrite au moyen d'une trentaine de notes naturelles et altérées par octave, sur un clavier n'ayant que *douze* touches par octave. On a alors discuté d'une manière passionnée pour savoir s'il fallait sacrifier la pureté acoustique des accords à l'intérêt des nouvelles combinaisons harmoniques. La question a été résolue par l'affirmative au cours du xviii<sup>e</sup> siècle, sous l'influence notamment d'une œuvre de génie, « le clavecin bien tempéré » de J.-S. Bach (1722).

4. — Pour comprendre ce qu'est le *tempérament* introduisons d'abord les notes *altérées*. Si l'on poursuit la série ascendante des quintes déjà obtenue, au delà de *si*, on obtient les notes appelées :

... *si* — *fa* # — *ut* # — *sol* # — *ré* # — *la* # — *mi* # — *si* #  
*fa* ##, etc.

(*fa* dièse, etc.) Si l'on prolonge la série vers la gauche à partir de *fa* on trouve les notes appelées :

... *si* b b — *fa* b — *ut* b — *sol* b — *ré* b — *la* b — *mi* b — *si* b — *fa*, etc.  
 (*si* bémol, *mi* bémol, etc.).

Dans cette série les notes séparées par douze quintes, par exemple *ut* et *si* #, sont à très peu près à la distance de sept octaves; on a d'ailleurs  $\left(\frac{3}{2}\right)^{12} > 2^7$ , c'est-à-dire que le *si* #, ainsi défini, est au-dessus de l'*ut*, le rapport de leurs fréquences étant pratiquement  $\frac{81}{80}$ . C'est l'erreur que nous avons jugée inadmissible sur la quinte de Zarlino *ré-la*.

Mais si nous décidons de baisser nos douze quintes d'une même quantité, de manière que le *si* # vienne cette fois coïncider avec le huitième *ut*, alors l'erreur, divisée par 12, deviendra tout à fait admissible.

On appelle *gamme chromatique tempérée* une succession de douze intervalles égaux, remplissant une octave. Le rapport des fréquences de deux notes consécutives de cette gamme (demi-ton tempéré) est par suite égal à  $\sqrt[12]{2} = 1,05946\dots$  On confond par convention avec chaque degré de cette gamme les deux notes qui s'en rapprochent le plus.

Le *la* du diapason devant, en vertu d'un accord international, avoir une fréquence de 435 périodes par seconde, il s'ensuit les fréquences suivantes pour les diverses notes de la gamme tempérée :

<i>ut</i>	258,65	<i>sol</i>	387,54
<i>ut</i> # = <i>ré</i> b	274,03	<i>sol</i> # = <i>la</i> b	410,59
<i>ré</i>	290,33	<i>la</i>	435
<i>ré</i> # = <i>mi</i> b	307,59	<i>la</i> # = <i>si</i> b	460,87
<i>mi</i>	325,88	<i>si</i>	488,27
<i>mi</i> # = <i>fa</i>	365,79	<i>si</i> # = <i>ut</i>	567,26
<i>fa</i> # = <i>sol</i> b	345,26		

5. — Il faut remarquer que c'est la difficulté de construire des instruments à sons fixes présentant des degrés en nombre suffisant, qui a obligé les musiciens à abandonner les consonances parfaites pour pouvoir disposer des ressources de l'harmonie. Il n'est nullement impossible qu'un progrès dans la construction des instruments à sons fixes, utilisant les ressources étendues de l'électroacoustique, ne vienne permettre un jour de jouir simultanément de ces deux avantages. D'autre part, la multiplication des degrés de la gamme est également réclamée par les musiciens qui ont pu apprécier les *mélodies*, proche ou extrême-orientales, utilisant des intervalles plus petits que les nôtres (*quarts de ton*). Il y a donc là un domaine qui mérite d'attirer l'attention des électroacousticiens.

---



## CHAPITRE V

### ACOUSTIQUE PHYSIOLOGIQUE

#### A. — Émission

39. **Mécanisme de la voix.** — Les *voyelles* correspondent à un régime permanent, la plupart des *consonnes* à un régime transitoire caractéristique.

L'air venant des poumons par la trachée-artère trouve son passage rétréci par deux cordons élastiques tendus qui soulèvent la muqueuse (*cordes vocales*). Les parois élastiques ainsi constituées laissent entre elles une fente (*glotte*) de largeur variable (quelques dixièmes de millimètres), de longueur 1,5 cm. environ (dans le plan de symétrie du corps) et jouant le rôle d'anche double; le générateur ainsi constitué a été étudié § 35. L'air en vibration s'échappe à travers deux cavités principales, l'arrière-gorge et la bouche, qui ont chacune une fréquence propre déterminée par les positions des parois musculaires de la gorge, de la langue, etc. Lorsqu'un chanteur émet la voyelle *a* sur une note musicale déterminée, le son produit a *trois* fréquences composantes; celle de la note, et celles de la gorge et de la bouche, lesquelles caractérisent seules la voyelle *a* (*formantes*). Ce phénomène a été reproduit artificiellement de façon satisfaisante :  
1° mécaniquement, au moyen d'une soufflerie, d'une anche et de moulages en plâtre des cavités laryngo-buccales correspondant aux diverses voyelles;

2° électriquement, d'une hétérodyne musicale, de deux circuits résonants de basse fréquence et d'un haut-parleur.

Les consonnes correspondent, soit à des régimes permanents plus compliqués et mettant en jeu des fréquences plus élevées, soit à des phénomènes transitoires de courte durée. Aussi la reproduction des consonnes exige-t-elle une bande de fréquences s'étendant

plus haut que celle des voyelles. On pense d'ailleurs aujourd'hui que le caractère particulier des divers instruments de musique est dû au moins autant aux régimes transitoires qu'à la proportion des harmoniques en régime permanent. En effet les analyses du son d'un instrument de type donné en ses divers harmoniques (Chap. VI) faites par divers expérimentateurs ont donné jusqu'ici des résultats assez peu concordants. D'autre part un disque de piano joué à l'envers donne l'impression d'un accordéon; ceci correspond au fait qu'une note de piano s'établit vite et s'amortit lentement alors que pour un accordéon c'est l'inverse.

**40. Puissance vocale.** — La puissance moyenne de la voix au cours d'une conversation est de l'ordre de 10 microwatts par  $\text{cm}^2$ . Les fluctuations de la puissance instantanée sont considérables, comme en témoigne un oscillogramme quelconque. A partir de l'oscillogramme d'un mot isolé on peut calculer la puissance moyenne au cours d'intervalles successifs de un centième de seconde; cette puissance part de zéro, atteint un maximum de l'ordre de 40  $\mu\text{W}$  et revient à zéro. Mais la puissance instantanée maximum, correspondant aux pointes de l'oscillogramme, peut atteindre 1.500 microwatts. Les voix dites « chaudes », « bien timbrées », présentent des variations de puissance instantanée relativement plus marquées que les autres.

La puissance maximum d'un grand orchestre ou des haut-parleurs des très grandes salles de cinéma est d'une dizaine de watts.

Dans des questions de ce genre interviennent constamment des rapports de puissances. On est donc conduit à les exprimer par leurs logarithmes; puisque  $\log \frac{P_2}{P_0} = \log \frac{P_2}{P_1} + \log \frac{P_1}{P_0}$ , on n'a qu'une addition à faire au lieu de la multiplication  $\frac{P_2}{P_1} \times \frac{P_1}{P_0}$ . On appelle *bel* le logarithme décimal et *décibel* (unité pratique) (abréviation *db*), sa dixième partie. Si par exemple la puissance  $P_1$  vaut 100  $P_0$  on dira que  $P_1$  est 2 bels ou 20 décibels au-dessus de  $P_0$ .

La puissance moyenne de la voix étant de l'ordre de 10  $\mu\text{W}$ , la puissance maximum que l'on peut donner en criant (calculée par centième de seconde) est de l'ordre de 1 milliwatt, soit + 20 *db*; la puissance minimum, sans chuchoter, de 0,1  $\mu\text{W}$  soit — 20 *db*.

La variation totale maximum est donc de 40 *db*.

La variation de puissance d'un orchestre symphonique atteint normalement 60 *db*. Des essais récents ont permis d'élever cette différence de niveau à 80 *db* à la sortie de haut-parleurs appropriés.

**41. Distribution de l'énergie vocale en fonction de la fréquence.** — Au moyen de filtres électriques on peut étudier la répartition de l'énergie dans le spectre des fréquences vocales. La courbe *E* (Fig. 42) représente une énergie  $E(f)$  en  $\text{erg} : \text{centimètres carré}$ , telle que la puissance vocale contenue dans un très petit intervalle de fréquences autour de la fréquence  $f$  soit  $E(f) \Delta f$  en microwatt : centimètre carré.

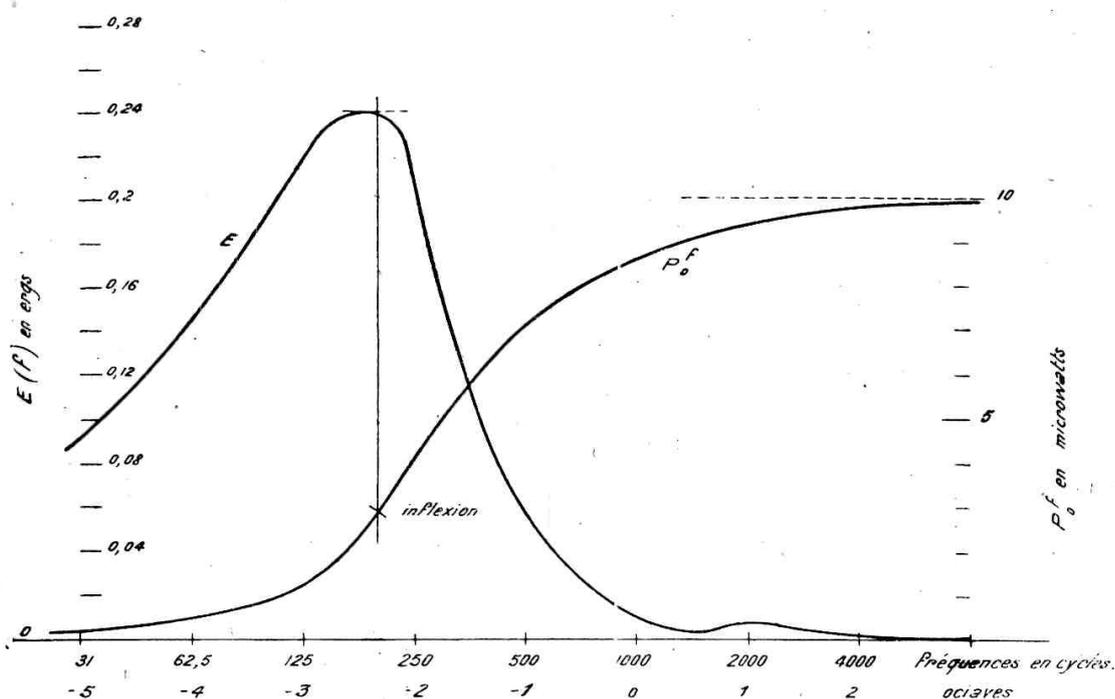


FIG. 42.

La courbe *P* représente la puissance  $P_0^f$  (en  $\mu\text{W} : \text{centimètre carré}$ ) portée par les fréquences de 0 à  $f$  (moyennes de six individus).

## B. — Audition.

**42. Mécanisme de l'audition.** — Les ondes acoustiques ébranlent une membrane circulaire (*tympan*) dont les vibrations se transmettent par une chaîne compliquée, solide puis liquide, à une membrane terminale (*membrane basilaire*).

La membrane basilaire (31 millimètres de longueur, 0,25 millimètres de largeur moyenne) a une largeur et une épaisseur croissant régulièrement d'une extrémité à l'autre; un son de fréquence donnée fait vibrer une très petite aire seulement de la membrane, mise en résonance, et excite les extrémités des filets nerveux qui y sont attachés. Avec ce rôle sélectif de la membrane basilaire se termine la partie physique et commence la partie physiologique du problème de l'audition.

**43. Limites de l'audition.** — Si l'on fait varier l'intensité d'un son de fréquence déterminée, ce qui est aisé avec des générateurs électriques, l'observateur ne commence à entendre qu'à partir d'une certaine intensité (seuil d'audibilité). L'intensité augmentant toujours, l'amplitude des vibrations des organes de l'oreille devient telle qu'elle cause une souffrance physique (seuil de sensation douloureuse). L'intervalle entre ces deux intensités extrêmes est grand si le son est compris entre 500 et 2.000 pps; il diminue lors-

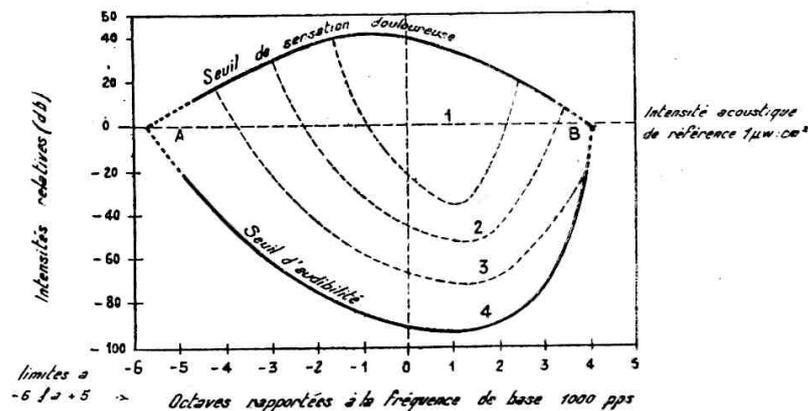


FIG. 43.

qu'on va vers les fréquences hautes et basses (Fig. 43). En extrapolant on finit par faire se rencontrer les deux courbes extrêmes, mais les phénomènes dans ces régions A et B sont en fait très mal définis.

L'oreille ne distingue pas deux sons purs de même fréquence s'ils ont des intensités différentes mais très voisines, et inversement. La sensibilité de l'oreille est la plus grande pour les fréquences comprises entre 500 et 4.000 pps environ, et elle est plus grande aux intensités élevées. Si l'on exprime en centi-octaves la varia-

tion relative de fréquence  $\frac{\Delta f}{f}$  nécessaire pour distinguer deux sons de même intensité, et en décibels la variation relative d'intensité  $\frac{\Delta I}{I}$  nécessaire pour distinguer deux sons de même fréquence, ces nombres seront partout du même ordre de grandeur. Dans la région 1 (Fig. 43) elles vont de 0,2 à 0,3; dans la région 2 de 0,3 à 0,5; dans la région 3 de 0,5 à 1; dans la région 4 de 1 à 5 ou même davantage.

Le nombre des sons purs qui peuvent être distingués les uns des autres au moins d'après leur fréquence ou leur intensité, est d'après cela de 5 à 600.000. Il s'agit évidemment là d'un maximum. Les divers degrés de surdité affectent à la fois l'étendue de l'aire enfermée par les deux courbes de seuil et, dans cette aire, la sensibilité différentielle.

Le relevé des courbes pour une personne déterminée se fait assez

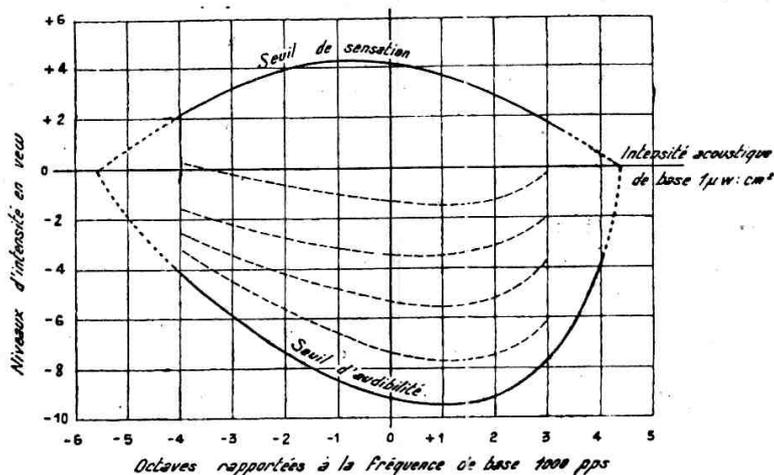


FIG. 44.

facilement et rapidement au moyen d'un appareil spécial et les médecins spécialistes (O.R.L.) s'efforcent actuellement de relier les diverses affections de l'oreille aux déformations des courbes relevées.

**44. Relation entre l'intensité d'un son pur et sa force.** — On dit couramment qu'un son est fort ou faible. Il s'agit là d'un jugement subjectif; nous savons seulement que la « force » d'un son (intensité sonore subjective) croît dans le même sens que son

intensité acoustique, laquelle est une grandeur physique mesurable objectivement.

En faisant comparer à des observateurs leurs impressions relatives à des sons de hauteur et d'intensité voisines, on est arrivé à obtenir des résultats cohérents, représentés par les courbes pointillées de la figure 44. Le fait que ces courbes ne se déduisent pas les unes des autres par translation verticale prouvent que l'intensité sonore subjective n'est qu'approximativement proportionnelle au logarithme de son intensité acoustique (« loi de Fechner » : la sensation est proportionnelle au logarithme de l'excitation) et ce résultat est important, car c'est en fin de compte l'impression subjective que l'on vise, dans la transmission de la musique en particulier.

**45. Sons complexes.** — L'oreille n'étant pas un organe répondant à des lois linéaires, comme le montrent tous les résultats précédents, des phénomènes très compliqués apparaissent lorsqu'on a affaire à des sons complexes ; leurs composantes ne sont pas perçues avec leurs intensités relatives vraies, et même peuvent aller jusqu'à se masquer réciproquement. Je me borne à signaler ces phénomènes (V. le livre de Fletcher, dont ce chapitre n'est que le résumé).

### C. — Perception de la parole

**46.** — La complexité des régimes permanents (voyelles) et l'importance des régimes transitoires (consonnes) dans la voix humaine rend nécessaire une étude directe de la transmission de la parole si l'on veut obtenir des résultats utilisables par l'ingénieur téléphoniste. Étant donné un système de transmission (microphone, ligne, récepteur, par exemple), on pourrait prononcer devant le microphone des phrases complètes, et le pourcentage des phrases correctement perçues mesurerait la qualité du système. On appelle ce pourcentage *intelligibilité*.

Mais un pareil essai serait faussé par la faculté de deviner la phrase entière à partir de quelques mots correctement perçus. Il en serait de même si l'on transmettait des mots ayant un sens, que quelques syllabes ou lettres permettraient de reconnaître. On a donc été amené à constituer un grand nombre de listes types de 50 mots ne présentant aucun sens, composés d'une consonne, d'une

voyelle et d'une consonne (ou groupes de consonnes et de voyelles), mots qu'on a appelés *logatomes* (éléments du discours). La proportion de logatomes correctement perçus s'appelle *netteté*. Cette épreuve est évidemment très dure, et c'est ce qu'il faut pour classer des systèmes de transmission donnant chacun pour la conversation courante des résultats suffisants. Différentes équipes d'expérimentateurs opérant sur un même système de transmission pourront trouver des résultats différents; on affecte actuellement les diverses équipes de coefficients provenant des résultats qu'elles ont obtenus sur un système de transmission idéal pratiquement sans distorsion; et le nombre ainsi obtenu s'appelle *netteté idéale*. Cette technique,

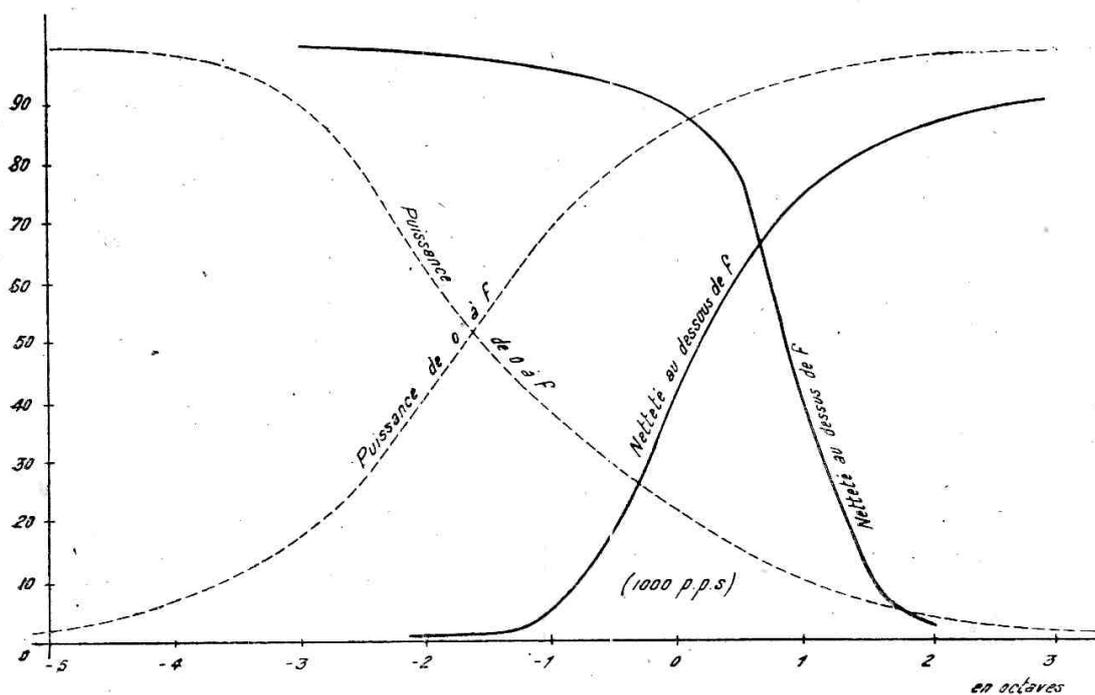


FIG. 45.

appelée *téléphonométrie*, approche ainsi de plus en plus de l'objectivité qui lui faisait défaut à ses débuts.

**47. Fréquences utiles à transmettre.** — Nous avons déjà vu quelle était la répartition de l'énergie dans le spectre des fréquences vocales (§ 41). Mais l'ingénieur téléphoniste doit chercher à transmettre, non pas nécessairement les fréquences qui portent le plus d'énergie, mais celles qui sont les plus utiles à la compréhension de la parole. On a fait en conséquence des essais de netteté sur des systèmes de transmission comprenant un filtre qui coupait

toutes les fréquences inférieures ou supérieures à une fréquence donnée (filtres passe-haut ou passe-bas).

Le résultat de ces essais est donné par la figure 45.

Ces courbes montrent que les fréquences de 1.000 à 2.000 p.p.s. bien que portant peu d'énergie, sont très importantes au point de vue de la compréhension de la parole. Aussi les câbles téléphoniques chargés doivent-ils, en vertu d'un accord international, transmettre effectivement les fréquences comprises entre 300 et 2.400 p.p.s. au moins. (On dit qu'une fréquence est correctement transmise lorsqu'étant affaiblie de  $k$  décibels de plus que la fréquence 1.000 prise pour référence, le nombre  $k$  est inférieur à 10.)



## CHAPITRE VI

### MESURES

48. **Mesure d'une impédance mécanique ou acoustique (KENNELLY).**  
 — Au moyen d'un pont à téléphone on mesure l'impédance électrique d'entrée d'un récepteur en mouvement, puis du même récepteur au repos à une fréquence déterminée  $\omega/2\pi$ ; leur différence  $R + jX$  est l'impédance cinétique qui varie en fonction de  $\omega$  suivant la formule (§ 18)

$$\frac{A^2}{z} = \frac{A^2}{r + j\left(m\omega - \frac{s}{\omega}\right)}$$

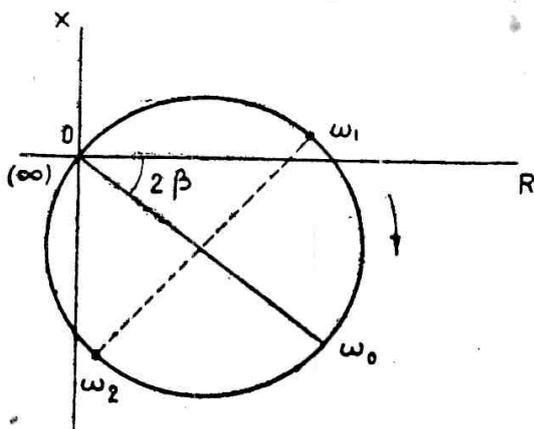


FIG. 46.

En recommençant pour différentes fréquences on relève le « cercle de Kennelly », gradué en fréquences. On en déduit la pulsation de résonance  $\omega_0 = \sqrt{\frac{s}{m}}$ , le diamètre du cercle  $\frac{A^2}{r}$ , et les fréquences quadrantales pour lesquelles  $m\omega - \frac{s}{\omega} = \pm r$ . Ceci ne donne que trois quantités distinctes, parce que  $\omega_1\omega_2 = \omega_0^2$ ; or les inconnues sont au nombre de quatre :  $A, m, r, s$ . On doit ensuite, soit mesurer l'amplitude du centre du diaphragme par un procédé

optique, soit fixer une petite masse de plomb au centre du diaphragme et relever un nouveau cercle.

Un récepteur ainsi étalonné peut servir à mesurer l'impédance  $z_p$  à l'entrée d'un pavillon de haut-parleur (p. ex.). On montera le pavillon et sa chambre de compression sur le récepteur étalonné; l'impédance mécanique de l'ensemble est alors  $z + z_p$ . Le relevé de quelques points d'un cercle de Kennelly, ce qui n'est pas très long si le dispositif est monté à demeure; permet, puisqu'on connaît  $A$  et  $z$ , de connaître les deux ou trois constantes qui entrent dans  $z_p$ .

**49. Mesure d'une impédance mécanique ou acoustique par le vibromètre.** — Cet appareil dû à un Japonais (Nukiyama) consiste en un moteur électrodynamique dont la bobine mobile porte deux enroulements, 1 et 2. La partie fixe de l'appareil porte deux enroulements

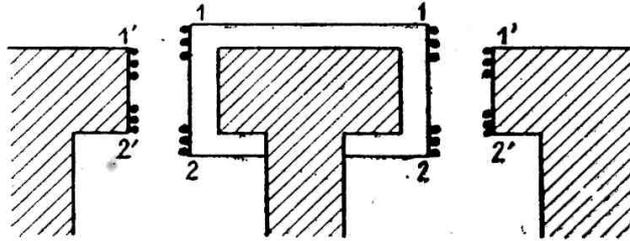


FIG. 47.

semblables 1' et 2'; les enroulements 1 — 1', 2 — 2', sont connectés dans un sens tel que le couplage électromagnétique des circuits 1 — 1' et 2 — 2' soit rendu nul ou négligeable. Ces circuits réagissent alors l'un sur l'autre uniquement parce qu'un courant alternatif dans le circuit 1 cause un mouvement alternatif de la carcasse commune, en vertu duquel un courant alternatif est créé dans le circuit 2. Vu des bornes d'entrée des circuits 1 et 2, l'appareil se comporte donc comme un transformateur, mais transformateur dont le coefficient de couplage dépend des données mécaniques de l'appareil. Une impédance mécanique ajoutée comme précédemment à celle de la bobine mobile s'obtiendra par des mesures purement électriques faites sur les circuits 1 et 2 (Voir les calculs et des exemples d'application dans H. Subra, R.G.E. 1932).

**50. Mesure de la vitesse alternative d'une onde acoustique plane par le disque de Rayleigh.** — Lord Rayleigh a remarqué qu'un disque pouvant tourner autour d'un axe  $Oz$ , et plongé dans une onde

acoustique plane se propageant dans la direction  $Ox$ , était en équilibre stable lorsque son plan était confondu avec  $Oyz$ , instable lorsqu'il était confondu avec  $Oxz$ . Si un fil de torsion empêche le disque de venir dans le plan  $Oyz$ , et que sa position d'équilibre fasse avec  $Oyz$  un angle  $\alpha$ , des considérations d'homogénéité suffisent à indiquer que le couple qui agit sur le disque est égal à :

$$M = K\rho r^3 v_0^2 \sin 2\alpha.$$

$\rho$  densité de l'air,  $r$  rayon du disque,  $v_0$  grandeur maximum de la vitesse alternative des molécules d'air,  $K$  coefficient numérique. En calculant cet effet pour un ellipsoïde de révolution infiniment plat, König a trouvé  $K = \frac{2}{3}$ , valeur confirmée par l'accord des mesures faites en appliquant cette formule avec celles faites suivant d'autres méthodes.

De la connaissance de  $v_0$  on déduit l'intensité de l'onde plane puisque les variations de pression sont reliées à  $v$  par  $p = c\rho v$  (§ 6) et que l'intensité est alors  $\frac{1}{2} c\rho v_0^2$ .

La mesure se fait par un procédé optique. Le couple agissant sur le disque étant très petit, la mesure est peu précise et l'appareil est dérangé par le moindre courant d'air. Ces inconvénients sont évités en donnant au disque une vibration de même fréquence que l'onde à mesurer. L'effet de l'onde incidente est alors non pas de faire tourner le disque mais de modifier l'amplitude de son mouvement; l'appareil ainsi modifié est sensible et robuste (Sivian, *Phil. Mag.*, 1927). On a proposé récemment de remplacer le disque par un rectangle étroit et long, avec un accroissement de sensibilité de 7 (Grösser, *Archiv. f. Elektrotechnik*, mai 1933), mais l'uniformité du champ est alors plus douteuse. On doit en effet poser comme désirable, pour qu'un corps étranger ne perturbe pas trop une onde progressive, que sa plus grande dimension soit petite vis-à-vis de la longueur en phase  $\frac{\lambda}{2\pi}$ , soit environ  $\frac{5.500}{f}$  centimètres.

**51. Mesure d'une pression alternative par le condensateur microphonique.** — Dans le condensateur microphonique de Wente (ou microphone-condensateur) une armature est fixe et l'autre est une

mince plaque d'acier très fortement tendue. La pression alternative d'une onde incidente fera vibrer cette armature et la capacité du condensateur sera modifiée périodiquement. L'appareil est monté en série avec une batterie de plusieurs centaines de volts et une résistance  $R$  très grande vis-à-vis de  $\frac{1}{C_0\omega}$ ; l'amplitude  $C_1$  de la variation de capacité est prise très petite vis-à-vis de  $C_0$ ; on mesure la *d.p.p.* alternative  $e$  aux bornes de  $R$ .

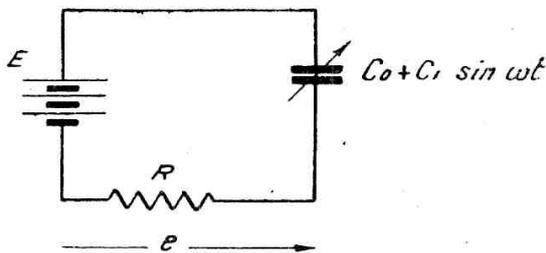


FIG. 48.

On a :

$$\begin{aligned} E &= \frac{Q}{C} + e \\ &= \frac{q^0 + q}{C_0 + C_1 \sin \omega t} + e \\ &\simeq E \left( 1 - \frac{C_1 \sin \omega t}{C_0} \right) + \frac{q}{C_0} + e \end{aligned}$$

d'où :

$$\frac{C_1}{C_0} E \sin \omega t = \frac{q}{C_0} + e.$$

Or

$$e = Ri, \quad i = \frac{dq}{dt} = \omega q, \quad \text{donc}$$

$$\frac{q}{C_0} = \frac{i}{C_0\omega} = \frac{e}{RC_0\omega}.$$

Ce terme est donc négligeable vis-à-vis de  $e$ , d'où :

$$e = \frac{C_1}{C_0} E \sin \omega t.$$

La mesure de la tension alternative  $e$  renseigne donc sur la variation de capacité du condensateur. Pour étalonner l'appareil, on peut soit effectuer des mesures statiques, soit s'opposer à la vibration du diaphragme en appliquant aux deux électrodes du condensateur une *d.p.p.* alternative de même fréquence que l'onde

à mesurer et de phase convenable (méthode de compensation de Gerlach). La fréquence propre de la membrane tendue est aux environs de 18.000, donc très supérieure aux fréquences de travail. L'appareil a été étudié dans le plus grand détail et possède une très bonne caractéristique en fonction de la fréquence ; il est couramment employé actuellement pour la prise de son, associé à un amplificateur placé dans son voisinage immédiat.

Le condensateur microphonique de Riegger, d'une construction différente, est placé dans un circuit H.F. dont on mesure le dérèglement.

**52. Résonateurs et filtres.** — Pour reconnaître les fréquences composantes d'un son complexe, Helmholtz se servait de *résonateurs*, sorte de ballons de verre pourvus d'un col cylindrique. On peut

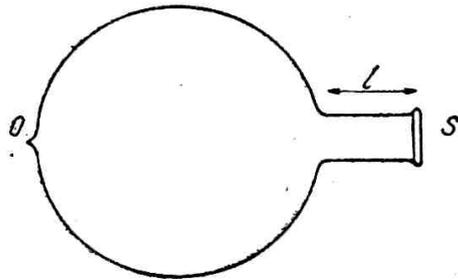


FIG. 49.

admettre en première approximation que la masse d'air contenue dans le col oscille d'une seule pièce et que l'air contenu dans le ballon n'agit que par son élasticité. La masse oscillante est :  $m = \rho Sl$ . Donnons-lui un déplacement  $\xi$  causant une variation  $\Delta V$  du volume  $V$  du ballon, et une variation  $\Delta p$  de la pression  $p_0$ ; la force élastique sera  $S\Delta p$ ;  $\Delta p$ , provenant d'une compression adiabatique, est  $kp_0 \frac{\Delta V}{V}$  (§ 6); or  $\Delta V = S\xi$ , et  $c^2 = \frac{kp_0}{\rho}$ , donc finalement la force élastique sera :

$$F = S \cdot kp_0 \frac{S\xi}{V} = \frac{\rho c^2 S^2}{V} \xi = s\xi$$

et la fréquence propre du résonateur sera :

$$f = \frac{\omega}{2\pi} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{s}{m}} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\rho c^2 s^2}{V \cdot \rho Sl}} = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\frac{K}{V}}$$

en posant  $K = \frac{s}{l}$ , quantité appelée *conductivité* du col du résonateur.

Le ballon présente en  $o$  une très petite ouverture; en y appliquant l'oreille, on entend résonner avec intensité la fréquence propre du résonateur, si celle-ci fait partie des composantes du son émis.

La théorie élémentaire ci-dessus assimilant en somme le résonateur à un circuit oscillant ( $L, C$ ), il est clair qu'en mettant bout à bout deux résonateurs quelconques on aura l'équivalent de deux circuits couplés par une inductance mutuelle, ou ce qui est plus intéressant, en mettant bout à bout un certain nombre de résona-

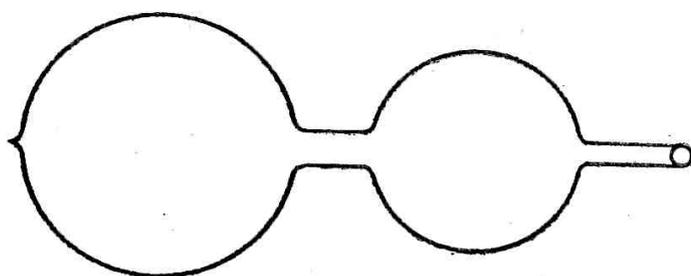


FIG. 50.

teurs tous identiques, on obtient un *filtre acoustique* (Stewart, Canac). Une série de résonateurs du type précédent constituera un filtre passe-bas (capacité série, inductance shunt); au contraire un tuyau cylindrique pourvu de petites cheminées latérales régulièrement espacées sera un filtre passe-haut. Les phénomènes négligés dans la théorie précédente font qu'on obtient des frontières moins nettes avec un filtre acoustique qu'avec le filtre électrique correspondant.

**53. Analyseur électrique.** — L'analyse d'un son complexe, faisant connaître, non seulement les fréquences composantes, mais leurs intensités relatives, se fait maintenant d'une manière continue à l'aide d'un appareil enregistreur. Dans un de ces types d'appareil (Grützmacher) le son est transformé en courant électrique par un condensateur microphonique suivi de son amplificateur; on le fait interférer avec le courant provenant d'une hétérodyne musicale de fréquence variable. On s'arrange pour que la variation complète du condensateur variable corresponde à l'intervalle de fréquences à parcourir. Le courant total est détecté et passe dans un circuit accordé sur 20 p. p. s. par exemple, puis de là dans un galvanomètre à miroir. Le tambour d'inscription du galvanomètre est

monté sur le même axe que le condensateur variable et tous deux sont entraînés par un mouvement d'horlogerie. On peut faire ainsi l'analyse d'un son soutenu quelconque; chaque composante  $f$  donne deux pointes très voisines de la courbe enregistrée, obtenues lorsque l'hétérodyne a passé par les fréquences  $f + 20$  et  $f - 20$ ; l'amplitude des pointes fournit les intensités relatives des diverses composantes.

#### 54. Relevé de la caractéristique d'un émetteur (ou récepteur).

— Un dispositif très analogue au précédent permet de relever automatiquement la caractéristique d'un appareil électro-acoustique. Soit par exemple un microphone, sur lequel on fait tomber une onde acoustique plane de pulsation  $\omega$ , le rapport de la f. e. m. alternative  $e$  aux bornes d'utilisation, évaluée en volts, à la pression

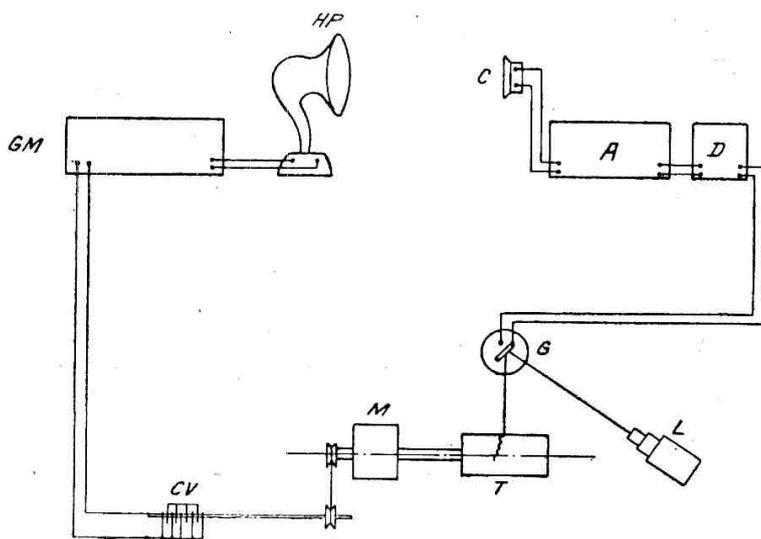


FIG. 51.

alternative  $p_0$  sur le diaphragme évaluée en barye (unité *cgs*, dyne :  $\text{cm}^2$ ) caractérise le fonctionnement de l'appareil, en régime permanent, à la pulsation  $\omega$ . Inversement, pour un haut-parleur, on mesurera la f. e. m.  $e$  appliquée aux bornes et la pression  $p$  fournie à la sortie. Si dans ce dernier cas on fait varier  $\omega$  en gardant  $e$  constant, la courbe des variations de  $p$  avec la fréquence est ce qu'on appelle la *caractéristique* de l'appareil. Elle montre quel est l'intervalle de fréquences que l'on peut considérer comme bien reproduit; on peut admettre qu'un affaiblissement de quelques

décibels, par rapport aux fréquences les mieux transmises, est acceptable (voir les figures pp. 8 et 9).

**55. Étalons de fréquence.** — On emploie ordinairement comme étalons de fréquence des diapasons; on connaît leur fréquence par comparaison (battements) avec un diapason entretenu, et on connaît la fréquence de celui-ci par enregistrement simultané sur un tambour avec les tops d'une pendule astronomique.

Il existe des disques de phonographe qui portent, sur une face, l'enregistrement de quatre fréquences déterminées; un jeu de ces disques permet de couvrir l'intervalle des fréquences de 50 à 4.000; on a pris des précautions pour éliminer les harmoniques et pour que la puissance acoustique émise soit autant que possible indépendante de la fréquence. Sur la face opposée les mêmes sons sont modulés à  $\pm 50$  périodes. De cette manière on évite les ondes stationnaires dans la salle d'expériences et l'appareil en étude enregistre une intensité moyenne.

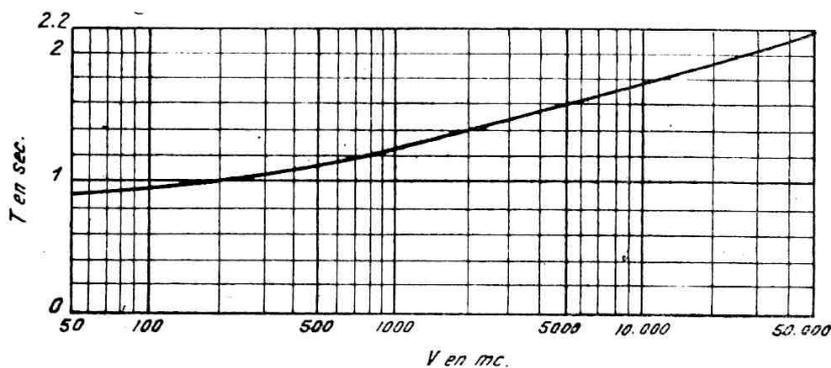


FIG. 52.

**56. Acoustique des salles.** — Une salle dont toutes les parois seraient de marbre poli aurait une résonance intolérable; on l'observe déjà dans une église vide. Une salle dont les parois seraient recouvertes de feutre serait « sourde ». Entre ces deux extrêmes où faut-il se placer? L'américain Sabine a mesuré le temps que mettait dans une salle déterminée une certaine quantité d'énergie sonore à descendre, par suite des pertes par réflexion sur les parois, à un millionième de sa valeur (60 décibels). Cette durée est le *temps de réverbération* de la salle; il serait infini pour une salle aux parois infiniment polies, nul pour une salle aux parois parfaitement absorbantes. Il est en fait de l'ordre de la seconde.

D'autre part, en consultant des musiciens sur la qualité de la salle, Sabine a reconnu qu'une salle était considérée comme satisfaisante lorsqu'elle avait une durée de réverbération déterminée. Le graphique ci-joint indique le temps de réverbération optimum,  $T$ , en secondes, en fonction du volume de la salle,  $V$ , en mètres cubes, d'après les moyennes de travaux récents.

Dans un grand édifice nu, tel qu'une église vide, le temps de réverbération peut atteindre 10 à 12 secondes.

Dans une longue série d'expériences, qui ont été reprises depuis en d'autres pays, Sabine a déterminé le coefficient d'absorption de chaque substance entrant dans la décoration d'une salle. Une fenêtre ouverte, qui laisse sortir toute l'énergie sonore qu'on lui envoie, a le coefficient un; le marbre qui les réfléchit presque toutes a pour coefficient 0,01. Les autres substances s'échelonnent dans l'intervalle : stuc, verre à vitre, tapis, feutre, etc. On peut ainsi faire la somme  $A = \sum a_i S_i$  relative aux différents éléments des parois,  $S_i$  étant la surface occupée par une substance de coefficient  $a_i$ . Les auditeurs sont très absorbants; on sait qu'une salle vide résonne beaucoup plus qu'une salle pleine. Le terme  $aS$  relatif à un auditeur est de l'ordre de 0,5; on obtient donc une somme différente pour la salle vide, à demi pleine ou pleine. Le nombre  $A$  s'appelle l'absorption totale de la salle. Le produit  $AT$  est constant pour une salle de volume donné; on le prend, dans un avant-projet égal à 0,16  $V$ . Cette relation est précieuse pour éviter les erreurs grossières qui se produisaient effectivement lorsqu'on n'avait sur ces questions aucune donnée numérique. Toutefois elle ne donne évidemment qu'un ordre de grandeur et il y a lieu de corriger le résultat obtenu en ajoutant ou en retranchant des draperies, ce que les coefficients de Sabine permettent alors de faire avec une certaine précision.

---

---

## OUVRAGES RECOMMANDÉS

---

### Ouvrages classiques.

- H. V. HELMHOLTZ. — *Die Lehre von den Tonempfindungen* (6. Aufl. Braunschweig, 1913).  
LORD RAYLEIGH. — *The Theory of Sound* (2d Ed. Macmillan, 1929).

### Ouvrages modernes.

- Pr. AIGNER. — *Unterwasserschalltechnik* (Krayn, 1922).  
H. LAMB. — *The Dynamical Theory of Sound* (2d Ed. Arnold, 1925).  
I. B. CRANDALL. — *Theory of Vibrating Systems and Sound* (Van Nostrand, 1926).  
TRENDELENBURG... etc. — *Akustik* (8<sup>e</sup> volume du Handbuch der Physik) (J. Springer, 1927).  
H. FLETCHER. — *Speech and Hearing* (Van Nostrand, 1929).  
E. G. RICHARDSON. — *The Acoustics of Orchestral Instruments and of the Organ* (Arnold, 1929).  
STEWART ET LINDSAY. — *Acoustics* (Van Nostrand, 1930).  
WOOD. — *Sound* (Bell, 1930).  
E. WAETZMANN. — *Technische Akustik* (17<sup>e</sup> volume du Handbuch der Experimentalphysik) (Springer, 1934).  
FOCH. — *Acoustique* (Coll. A. Colin, 1934).

### Périodiques spécialisés.

- Revue d'Acoustique* (Presses Univ. de France, 49, boul. Saint-Michel).  
*Journal of the Acoustical Society of America*.  
*Zeitschrift für Hochfrequenztechnik und Elektroakustik*.
- 
-

## TABLE DES MATIÈRES

---

I. Oscillations et ondes harmoniques.....	11
II. Transformateurs électro-mécaniques.....	25
III. Transformateurs mécanico-acoustiques.....	41
IV. Génération d'oscillations acoustiques.....	55
V. Acoustique physiologique.....	71
A. Émission. — B. Audition. — C. Perception de la parole.	
VI. Mesures.....	79

---

EN VENTE A LA MÊME LIBRAIRIE :

**CONTRIBUTION**  
A LA  
**BIBLIOGRAPHIE**  
DE LA  
**RADIOÉLECTRICITÉ**  
**1922-1932**

.....  
**CE RÉPERTOIRE**

QUI CONTIENT PLUS DE 2.000  
RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES  
CONSTITUE UN INSTRUMENT  
DE TRAVAIL INDISPENSABLE QUE  
DOIVENT POSSÉDER TOUTES LES  
BIBLIOTHÈQUES PUBLIQUES ET  
PRIVÉES ET TOUS LES ÉTABLIS-  
SEMENTS D'ENSEIGNEMENT  
SUPÉRIEUR

.....  
**UN VOLUME DE 126 PAGES**

**PRIX : 12 fr.; Franco : 12 fr. 75**

.....  
**Étienne CHIRON, Éditeur, 40, rue de Seine, PARIS (VI°)**

R. MESNY

---

# RADIOÉLECTRICITÉ GÉNÉRALE

TOME I

ÉTUDE DES CIRCUITS  
ET DE LA PROPAGATION

Un fort volume

Prix : 50 francs

---

Voir ci-après  
le début de  
la Table des Matières

---

Étienne **CHIRON**, Éditeur,  
40, Rue de Seine, **PARIS**

PREMIÈRES PAGES DE LA TABLE DES MATIÈRES  
DE L'OUVRAGE  
*RADIOÉLECTRICITÉ GÉNÉRALE* DE R. MESNY

---

CHAPITRE PREMIER. — PRÉLIMINAIRES

§ I. — Equations différentielles.

1. Propriétés des équations différentielles linéaires.
2. Intégrale générale d'une équation différentielle linéaire.
3. Intégration d'une équation linéaire à coefficients constants.
4. Intégrale particulière d'une équation linéaire avec second membre.
5. Intégrale générale d'un système d'équations différentielles.
6. Intégration d'un système d'équations linéaires à coefficients constants.
7. Intégrale particulière d'un système d'équations avec second membre.
8. Superposition de plusieurs états électriques d'un système.

II. — Emploi des quantités complexes. Représentations géométriques.

9. Solutions imaginaires des équations différentielles sans second membre.
10. Solution imaginaire particulière d'une équation avec second membre.
11. Solution imaginaire particulière d'un système d'équations à second membre.
12. Amplitude et phase d'un élément réel correspondant à un élément complexe.
13. Représentation géométrique de la notation complexe.

§ III. — Lignes hyperboliques.

14. Définition et propriétés.

CHAPITRE II. — CIRCUIT FERMÉ SIMPLE

§ I. — Oscillations d'un circuit fermé.

1. Définition d'un circuit fermé.
2. Oscillations d'un circuit simple.
3. Oscillations libres.
4. Oscillations contraintes. — Résonance.
5. Etude géométrique des oscillations contraintes.
6. Circuit apériodique.
7. Etablissement et évanouissement du courant dans un circuit.
8. Echanges d'énergie dans un circuit. — Puissance active et réactive.

§ II. — Oscillations amorties.

9. *a)* Décharge oscillante d'un condensateur à travers une inductance et une résistance.  
*b)* Décharge apériodique d'un condensateur.  
*c)* Décharge critique d'un condensateur.  
*d)* Décharge d'un condensateur à travers une résistance.
10. Charge d'un condensateur à travers une inductance et une résistance.
11. Valeur efficace des éléments d'une oscillation amortie.
12. Emissions amorties. — Influence de l'étincelle.
13. Excitation d'un circuit par choc.
14. Oscillations non sinusoïdales.
15. *a)* Analogie mécanique : Pendule.  
*b)* Analogie mécanique : Oscillations d'un galvanomètre.

§ III. — Caractéristiques d'amortissement.

16. Décroissement.
17. *a)* Constante de temps d'un circuit oscillant  
*b)* Constante de temps de charge ou de décharge d'un condensateur.  
*c)* Constante de temps d'une inductance résistante.
18. Facteur de surtension.

---

EXTRAIT DE LA TABLE DES MATIÈRES DU

---

CHAPITRE III. — OSCILLATIONS CONTRAINTES ENTRETENUES  
DES CIRCUITS COUPLÉS

§ I. — Equations d'un réseau en régime permanent.

1. Lois de Kirchoff.
2. Impédances en parallèle.
3. Tension aux bornes d'une inductance ou d'une capacité.

§ II. — Généralités sur le couplage.

4. Problème général du couplage.
5. Différents modes de couplage.
6. a) Equations générales de deux circuits couplés.  
b) Signes des termes de ces équations.  
c) Signe du coefficient d'induction mutuelle.
7. Cas des oscillations contraintes.
8. Oscillations libres.

§ III. — Oscillations entretenues de deux circuits couplés.

9. Equations du système. — Expression du courant secondaire.
10. a) Maxima et minima de  $I_2$  quand  $\omega$  et  $k$  restant constants, on modifie les accords des circuits.  
b) Variations de  $\frac{I_1}{I_{2,\max}} = \xi$  en fonction de  $\xi_1$  et  $k \xi_2$ , et  $\omega$  restant constants.  
c) Cas où l'un des circuits est apériodique.
11. Représentation plane des variations de  $I_2$ ,  $k$  et  $\omega$  restant constants.
12. Variations de  $\zeta$  en fonction du couplage,  $\eta_1$ ,  $\eta_2$  et  $\omega$  restant constants.
13. a) Variations de  $\zeta$  en fonction de  $\omega$ . — Déformation de la surface.  
b) Variations de  $\zeta$  en fonction de  $\omega$  quand  $n$  ne dépasse pas quelques unités.  
c) Variations de  $\zeta$  en fonction de  $\omega$  quand  $n$  est grand —  $d_1 = d_2$ .
14. Influence du couplage sur les variations de  $\zeta$  en fonction de  $\omega$ .
15. Oscillation contraintes de deux circuits couplés par induction électrique.
16. Rendement des circuits couplés.
17. Conditions d'application des théories précédentes.
18. Utilisation des circuits couplés pour obtenir de faibles variations de l'intensité dans une gamme de fréquence étendue.

§ IV. — Applications.

19. Circuits équivalents.
20. Elimination des harmoniques.
21. Inductance ou capacité shuntée par une résistance
22. Résistance shuntée par une inductance ou une capacité.
23. Introduction d'un instrument de mesure dans un circuit auxiliaire apériodique.
24. Impédance équivalente à un circuit antirésonnant.
25. Résonance et antirésonance.
26. Généralisation du problème du numéro 24.
27. Circuit antirésonnant couplé à un second circuit.

CHAPITRE IV. — OSCILLATIONS LIBRES DES CIRCUITS COUPLÉS

§ I. — Courbes de résonance.

1. Intérêt de l'étude des oscillations amorties.
2. Solution générale des équations aux oscillations libres.
3. Oscillations libres de deux circuits sans résistance et de même fréquence propre.
4. Oscillations libres de deux circuits amortis de même fréquence propre.
5. Cas d'un couplage extrêmement lâche
6. Primaire très amorti.
7. Problème de l'onde unique. — Excitation par choc.

8. Rendement.
9. Divergences entre les théories précédentes et la pratique des circuits à étincelle.
10. Calcul de l'intensité efficace d'une série périodique de trains d'oscillations. — Formule de Bjerkness.
11. Secondaire apériodique. — Application aux mesures.
12. Analogie mécanique.

#### CHAPITRE V. — COURBES DE RÉSONANCE ET SÉLECTIVITÉ

##### § I. — Courbes de résonance.

1. Définition et usage des courbes de résonance.
2. *a)* Courbe de résonance d'un circuit simple en oscillations entretenues  
*b)* Courbe de résonance d'un circuit excité par une force électromotrice amortie.
3. Mesure du décrément par la courbe de résonance.
4. Précautions à prendre dans les mesures.

##### § II. — Sélectivité.

5. Courbe et facteur de sélectivité.
6. Facteur de sélectivité d'un circuit simple.
7. Facteur de sélectivité des circuits faiblement couplés.
8. Constante de temps et durée d'établissement dans un système de circuits.
9. Facteur de sélectivité de deux circuits très fortement couplés.
10. Cas de deux circuits moyennement couplés.
11. Facteur de sélectivité d'un circuit antirésonant.
12. Echelles logarithmiques. — Décibel.

#### CHAPITRE VI. — OSCILLATIONS AUTO-ENTRENUES

##### § I. — Génération des oscillations sinusoïdales.

1. Entretien des oscillations par une source continue.
2. Caractéristique et tension composées ou totales d'un tube électronique.
3. Résistance intérieure et pente d'un tube électronique.
4. Rôle de la grille.
5. *a)* Génération d'oscillations par un tube électronique.  
*b)* Condition limite d'entretien. — Résistance négative.
6. Influence de la phase de la réaction sur la fréquence.
7. Génération des oscillations par un arc.

##### § II. — Oscillations de relaxation.

8. Oscillations des circuits à résistance négative.
9. Equations aux oscillations d'un circuit dont la résistance est en dérivation.
10. Oscillations d'un circuit à résistance variable. — Oscillation de relaxation.
11. Période des oscillations de relaxation.
12. Oscillations de relaxation avec une lampe au néon.
13. Différences caractéristiques entre les oscillations sinusoïdales et les oscillations de relaxation.
14. Démultiplication des fréquences.
15. Autres types d'oscillations de relaxation.

#### CHAPITRE VII. — COUPLAGE DES GÉNÉRATEURS A LAMPE. SYNCHRONISATION

##### § I. — Couplage d'un générateur à un circuit passif.

1. Conséquences du couplage des générateurs à lampe.
2. Equations du système.
3. *a)* Influence des variations d'accord du circuit passif.  
*b)* Stabilité des oscillations possibles.
4. Phénomène d'entraînement.
5. Décrochage des oscillations. — Conditions des applications. — Mesures.

---

EXTRAIT DE LA TABLE DES MATIÈRES DU

---

6. Variations relatives des intensités.
7. Influence des variations d'accord du générateur.

§ II. — Synchronisation des générateurs.

8. Description du phénomène de synchronisation.
9. Influence de la phase de la force électromotrice synchronisante sur la fréquence du générateur.
10. Variations de la fréquence. — Synchronisation.
11. Variations du courant dans le circuit oscillant du générateur.
12. Conséquences relatives aux mesures
13. Emission et réception synchrone.

CHAPITRE VIII. — LES CIRCUITS OUVERTS

1. Définition du circuit ouvert.
2. Difficultés de l'étude rigoureuse des circuits ouverts.
3. Equations générales de l'Electromagnétisme.
4. Principe de la superposition de plusieurs états électromagnétiques.
5. Potentiels scalaire et vecteur.
6. Principe des images.
7. Capacité linéique d'une ligne.
8. Self-Inductance linéique d'une ligne.
9. Influence de la fréquence sur les approximations précédentes.
10. Influence du retard des potentiels.
11. Résistance de rayonnement.
12. Vecteur radiant.
13. Action du champ électrique sur un fil.
14. Conclusions.

CHAPITRE IX. — LES OSCILLATIONS SUR LIGNES

§ I. — Equations générales.

1. But de l'étude des oscillations sur lignes.
2. Equations générales aux oscillations sur lignes.
3. Lignes doubles.
4. Equations aux oscillations entretenues.
5. Vitesse de propagation. — Longueur d'onde sur lignes.
6. Expressions diverses de  $\alpha$  et  $\beta$ .

§ II. — Etude des lignes.

7. Ondes progressives.
8. Impédance caractéristiques d'une ligne.
9. Réalisation d'une portion de ligne illimitée.
10. Formules en lignes hyperboliques.
11. a) Oscillations sur une ligne limitée.  
b) Variation de la phase.  
c) Représentation géométrique des oscillations.
12. a) Ondes stationnaires sur une ligne limitée.  
b) Ondes stationnaires et transmission d'énergie.
13. Résonance et antirésonance sur une ligne limitée.
14. Lignes symétriques.
15. Ligne dont l'extrémité est maintenue au potentiel zéro.
16. a) Ligne chargée. — Impédance d'entrée.  
b) Distribution du courant et de la tension sur une ligne chargée.  
c) Impédance d'entrée d'une ligne limitée.
17. Les lignes considérées comme des transformateurs.
18. Discontinuités sur les lignes.
19. Addition d'une impédance à l'entrée d'une ligne.
20. Ligne soumise à un champ électrique en tous ses points.
21. Formules des lignes en termes réels.
22. Retour sur les circuits fermés.
23. Capacité propre d'une bobine.

(A suivre).

Étienne CHIRON, Éditeur, 40, rue de Seine, PARIS

Dernières nouveautés

**Lucien CHRÉTIEN**

*Ingénieur E. S. E.*

## Ondes courtes et Ondes très courtes

Un volume de 240 pages, illustré de 115 figures  
Prix : 20 fr. — *Franco* : 22 fr. 50 — Étranger : 25 fr.

**A. KIRILOFF**

*Ingénieur Radio E. S. E.*

## Théorie et pratique des lampes de T. S. F.

Un volume de 116 pages, illustré de 146 figures  
Prix : 15 francs. — *Franco* : 16 francs

**B. KWALL**

## Les Bases physiques de la Télévision

Un volume de 164 pages, illustré de 124 figures  
Prix : 15 francs. — *Franco* : 16 francs

**Lucien CHRÉTIEN**

*Ingénieur E. S. E.*

## La Détection en T. S. F. Conseils pratiques et données numériques

Un volume de 128 pages, 56 schémas  
Prix : 10 francs. — *Franco* : 10 fr. 50

**R. VELLARD**

*Ingénieur E. S. E. — Licencié ès sciences*

## Le Cinéma sonore et sa technique

Un volume illustré  
Prix : 30 francs. — *Franco* : 32 francs