



**HAL**  
open science

## Écoulements gazeux alternatifs

Z. Carrière

► **To cite this version:**

Z. Carrière. Écoulements gazeux alternatifs. Journal de Physique et le Radium, 1928, 9 (6), pp.187-204. 10.1051/jphysrad:0192800906018700 . jpa-00205337

**HAL Id: jpa-00205337**

**<https://hal.science/jpa-00205337>**

Submitted on 4 Feb 2008

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

# ÉCOULEMENTS GAZEUX ALTERNATIFS

par M. Z. CARRIÈRE  
Institut Catholique de Toulouse.

**Sommaire.** — L'auteur étudie les écoulements gazeux alternatifs à travers des orifices en paroi mince ou épaisse à profil cylindrique ou conique. Il rend visibles séparément et stroboscope au synchronisme les tourbillons et les volutes envoyés des deux côtés et suivant l'axe de l'orifice. Il donne une méthode permettant d'obtenir simultanément dans le champ de vision deux phases quelconques du phénomène périodique et de mesurer l'intervalle de temps qui leur correspond. Il indique l'origine et le développement des tourbillons observés.

Les orifices coniques à paroi modérément épaisse introduisent une dissymétrie énorme pour le mouvement à partir de l'une ou de l'autre face. Cette dissymétrie est exagérée quand on superpose à un régime alternatif de pressions (vibrations sonores) une différence de pressions constante. Il peut y avoir inversion de débit moyen et rentrée d'air dans le réservoir à plus forte pression.

L'écoulement alternatif dû à des vibrations sonores très peu intenses donne lieu, au voisinage des orifices, à une stratification stationnaire visible à l'œil nu et susceptible d'être utilisée en phonométrie.

**1. Ecoulement gazeux et courant électrique.** — Assimiler au courant électrique l'écoulement d'un gaz ou d'un liquide n'est légitime et utile que sous certaines réserves que l'étude présente veut mettre en évidence.

Laissant de côté la circulation dans des tubes plus ou moins longs ou étroits, j'étudierai l'écoulement alternatif à travers un orifice circulaire en paroi mince ou en paroi peu épaisse. Les dimensions de l'orifice et l'épaisseur de la paroi seront au maximum de quelques millimètres.

Soit (fig. 1), en paroi mince horizontale, un orifice circulaire ouvert entre un réservoir à air inférieur et l'atmosphère qui le surmonte. Réserveons le nom de *débit au flux à travers le plan de l'orifice*. Il est par hypothèse alternatif; considérons-le comme *positif* quand il sort du réservoir, quand il est dirigé vers le haut, vers l'atmosphère. A chaque instant, il est quasi-uniforme à travers l'aire utile de l'orifice.

Hors du plan et à quelque distance de l'orifice, l'écoulement ne peut être défini aussi simplement. A partir du centre O, traçons la sphère de diamètre égal à quelques diamètres de l'orifice. Comptons comme positif le flux qui la traverse dans le sens des rayons croissants.

Quand le *débit est positif* ou *sortant* (fig. 1 en haut), il y a, à travers la sphère, des flux positifs et des flux négatifs. Les premiers percent la sphère au voisinage de l'axe de l'orifice et constituent l'*écoulement* ou *jet axial*; les seconds percent la sphère au voisinage de la paroi et constituent ce que j'appelle l'*afflux équatorial*. La somme algébrique des deux flux

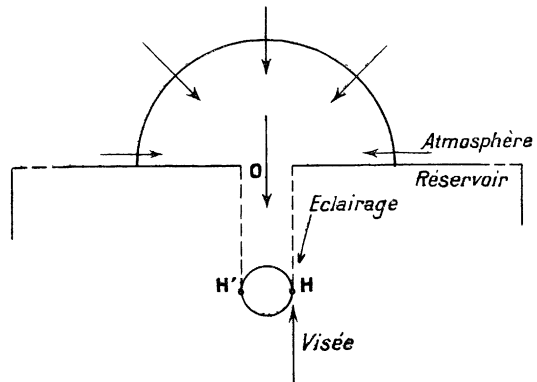
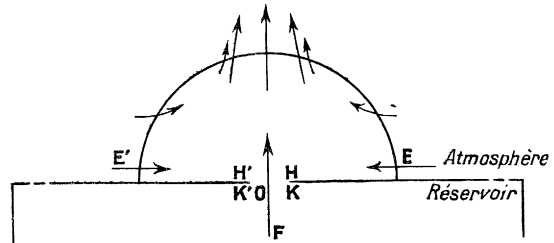


Fig. 1.

est assurément égale au débit, tant qu'on néglige la compressibilité. Tout le flux qui entre dans la sphère comme équatorial en sort comme axial, sans rien envoyer à travers l'orifice. Le flux axial qui en sort comprend tout l'afflux équatorial entrant *et* tout le débit à travers l'orifice.

Quand le *débit* est *négatif* ou *entrant*, le flux axial et le flux équatorial ont le même signe négatif (fig. 4 au milieu). Pour ce signe du débit, la distinction des deux zones d'écoulement sur la sphère n'est plus nécessaire.

Que le débit soit positif ou négatif, *l'afflux équatorial est constamment négatif*. Une variation périodique de pression dans le réservoir, qui produit un *débit alternatif à travers l'orifice*, produit donc *tangentiuellement à la paroi un afflux de sens unique, toujours convergent vers l'orifice*.

Normalement à la paroi, suivant l'axe de l'orifice, un énoncé analogue est légitime, pourvu que l'écoulement soit mesuré à distance assez grande : le *jet axial est là constamment positif*. A un *débit alternatif à travers l'orifice* correspond un *jet axial de sens unique, toujours divergent*.

Le paradoxe s'explique parce que, pendant la demi-période où le débit est négatif, l'air appelé vers l'orifice est emprunté aux couches voisines de la paroi et non pas aux couches qui en sont éloignées, qui ont été projetées vers le haut dans les périodes antérieures et qui sont animées d'une vitesse ascensionnelle notable. Tout au plus, de la masse d'air projetée pendant la demi-période précédente les couches inférieures seront retardées, arrêtées ou même rappelées vers l'orifice. Mais ce sera un retard, un arrêt ou un recul partiel ; la plus grande partie du flux axial continuera son mouvement ascendant de sens unique et quasi-uniforme.

L'orifice en mince paroi soumis, sur l'une de ses faces, à une variation de pression alternative et livrant effectivement passage à un débit alternatif à travers son propre plan se conduit donc, pour l'espace environnant, comme un *sélecteur de courant, aiguillant et localisant exclusivement* suivant son axe l'écoulement positif de sortie, tangentiuellement à la paroi l'écoulement négatif ou d'entrée.

Appelons résistance d'un orifice le quotient de la différence de pression sur ses deux faces par le débit qui le traverse. Dans le cas que j'analyse, le débit dépend des flux à toute distance. J'ai montré que la forme et la grandeur de ces flux varie avec le signe de la différence des pressions, que les flux des deux signes empruntent, à quelque distance de l'orifice, des trajets différents. Il n'existe donc pas, pour un écoulement gazeux, de paramètre à détermination unique jouant, en hydraulique, le rôle de la résistance en électricité.

A vrai dire, pour le cas d'une paroi mince et d'un débit alternatif, les deux faces de l'orifice échangent leur rôle respectif deux fois par période et, de ce chef, se rétablit une symétrie compatible avec la notion de résistance indépendante du signe de la différence des pressions. Mais la dépendance persiste par rapport à la grandeur absolue de cette différence. En électricité, augmenter la différence de potentiel, c'est changer les cotes des surfaces équipotentielles sans changer leur forme. Les lignes de flux qui leur sont normales restent inchangées. En hydraulique, pour des masses dont les équations du mouvement contiennent les forces d'inertie, tout changement des forces appliquées change le mouvement et la forme des trajectoires. Le débit, pour un orifice donné, n'est pas proportionnel à la différence des pressions ; la résistance, paramètre unique, n'existe pas.

Elle n'existe pas, à plus forte raison, pour un orifice en paroi épaisse dont le profil n'est pas symétrique par rapport au plan équidistant de ses deux faces. Pour un orifice conique, en particulier, je montrerai comment la grandeur du débit dépend de son signe.

**2. Méthode d'observation.** — J'étudierai presque exclusivement le *jet axial sortant* dont j'aurai à déterminer le contour et le mouvement en chacun de ses points.

Les figures 4 à 13 du présent mémoire montrent que le jet axial est constitué de couches superposées quasi-horizontales, distinctes quant à leur origine, et qu'un artifice permet de rendre distinctes quant à leur constitution.

Les couches représentées en sombre (figure 13) ont été émises aux époques —  $T$ ,

— 2  $T$ , — 3  $T$ , .. et contiennent surtout de l'air sorti du réservoir; les couches intermédiaires se sont intercalées entre les précédentes aux époques — 0,5  $T$ , — 1,5  $T$ , — 2,5  $T$ ,... et contiennent uniquement de l'air emprunté à l'atmosphère.

J'assure, sous fort éclairage, la distinction effective et la visibilité séparée de chacune d'elles en chargeant de poussières d'anhydride phosphorique (<sup>1</sup>) celles qui sont sorties du réservoir et celles-là seulement.

La source de  $P^{2}O^{5}$  est une parcelle du résidu solide que laisse, après évaporation du solvant, une solution de phosphore dans le sulfure de carbone. Placée en H (fig. 4), sur le bord supérieur de l'orifice, elle charge de  $P^{2}O^{5}$  les lignes de courant *équatorial* voisines du courant *axial sortant*. L'observation donne le contour extérieur de ce flux dont l'axe reste à peu près obscur. Placée en K, elle charge les lignes du courant axial voisines du bord. Les positions K et H sont donc à peu près d'égale efficacité. Elles peuvent être utilisées simultanément, pourvu que les parcelles soient très près du bord de l'orifice. Pour repérer la largeur du jet, on utilise simultanément H et H', ou K et K' (figures 4-6 et 8-11).

Placée en F, sur l'axe, à un petit nombre de millimètres de l'orifice, la parcelle charge les lignes centrales du courant axial qui paraissent alors lumineuses (voir figure 7). Par diffusion et à cause du maximum de vitesse ascensionnelle sur l'axe,  $P^{2}O^{5}$  se répand pratiquement dans tout le jet et on aperçoit encore, par ce moyen, le contour extérieur du jet axial.

On vise normalement à la ligne HH' (fig. 4, en bas). Les parcelles H et K doivent n'occuper, sur la circonférence limitant l'orifice, qu'un petit nombre de degrés. On gagne en netteté de lignes ce qu'on perd en intensité lumineuse.

Celle-ci peut d'ailleurs et devra le plus souvent être augmentée en élevant la température du phosphore. J'emploie dans ce but deux types de résistances chauffantes dont la commande est sous la main de l'observateur. Dans le premier type, valable pour les positions H ou K de la parcelle, le fil est disposé sous la paroi, radialement autour de l'orifice, maintenu en place et isolé par du mica. Le second type se compose d'un fil enroulé en boudin de quelques millimètres cubes qu'on porte à l'extrémité d'un manche isolant, en un point quelconque près de l'orifice. Il convient bien pour la position F. Son efficacité est immédiate, car c'est alors le boudin lui-même qui porte le phosphore dans la solution duquel il est trempé au début. De temps en temps devient nécessaire un nettoyage du fil qui se fait très bien dans une flamme blanche, non sans danger pour le fil dont la vie est précaire.

L'inflammation éventuelle du phosphore ne présente aucun danger pour l'observateur. La forte densité de  $P^{2}O^{5}$  qu'elle amène peut, immédiatement avant ou après, déceler des détails qui, sans elle, n'auraient point été aperçus.

Un appareil complet doit permettre l'observation du jet axial soit au-dessus, soit au-dessous de l'orifice dont le plan doit être horizontal.

**3. Stroboscopie synchrone.** — Dans tout phénomène périodique à étudier, la stroboscopie procure la netteté et la précision maxima quand il y a synchronisme entre le vibreur et le vibroscope. Je me mets sans frais dans ces conditions optima en commandant les deux appareils par le courant alternatif du secteur d'éclairage.

Mon vibreur est un téléphone, type hurleur, capable de supporter 40 volts indéfiniment et 60 volts pendant quelques minutes.

Sa résistance est 200 ohms. L'onde sonore qu'il émet se propage jusqu'à une plaque métallique percée des orifices à étudier. Pour l'étude présente, qu'il y ait ou non entre le téléphone et l'orifice une enceinte formant résonateur, cela ne modifie qu'accessoirement le phénomène. J'ai envisagé l'un et l'autre cas.

Le vibroscope est une lame vibrante portant un écran à fente. Je l'excite par le courant du secteur au moyen d'un électro-aimant dont la figure 2 représente le noyau ABCD en forme d'anneau quasi fermé horizontal (les enroulements ne sont pas représentés). Un petit barreau de fer doux MN porté par la lame L encastrée en P ferme à peu près le circuit

(<sup>1</sup>) RAYLEIGH. *Theory of Sound*, t. 2, p. 405.

magnétique quand l'appareil est au repos. Convenablement accordée et lancée, la lame reçoit, à chaque passage par sa position d'équilibre, une impulsion dans le sens de son mouvement actuel, d'où l'entretien réalisé dans les conditions optima. L'oscillation est parfaitement symétrique et silencieuse.

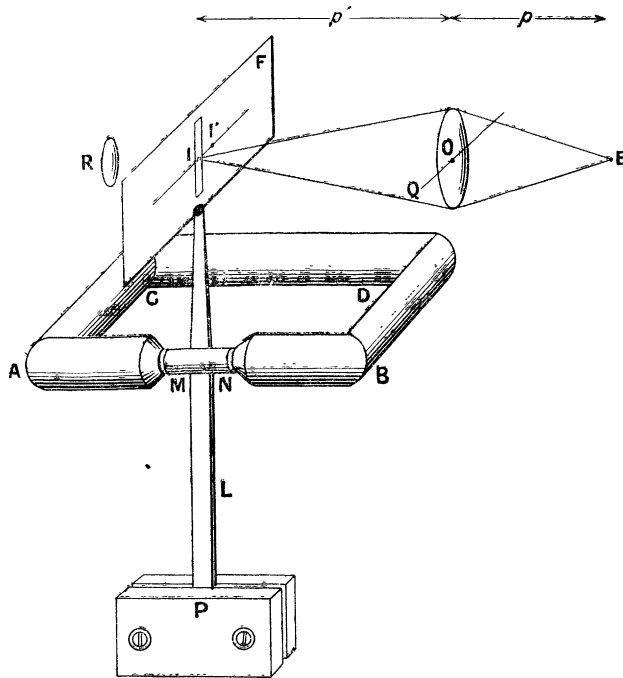


Fig. 2.

Ce dispositif permet de faire admettre le faisceau lumineux émané de l'objet E étudié, à l'instant du passage de la lame par sa position d'équilibre : condition optimum pour la netteté maximum de la vision. Il entraîne le doublage du nombre d'éclairs par oscillation de la lame, mais comme celle-ci subit deux attractions par oscillation, c'est-à-dire par période du courant d'entretien, comme la plaque téléphonique subit, pendant cette période, le même nombre d'attractions, l'onde sonore étudiée a exactement la fréquence des éclairs qui serviront à l'analyser.

La fréquence du courant de secteur peut varier de 5 pour cent et davantage. L'inconvénient est minime tant qu'on ne veut pas établir une loi fonction de la fréquence. Les deux vibreurs conjugués ont un amortissement

suffisant pour obéir aux variations de l'alternateur et osciller au synchronisme.

Le dispositif de la figure 2 permet un *changement progressif* de la phase en observation et la comparaison *simultanée* de deux phases.

Pour obtenir de la stroboscopie tout ce qu'elle peut donner, armons l'œil d'un système optique convenable. Au moyen de l'objectif O, projetons sur la fente de l'écran F au repos, le jet vertical passant en E. Quand la lame vibre, elle couvre et découvre brusquement chaque point de l'image réelle I. Elle admet donc ou supprime brusquement toute la lumière émanée d'un point E. La durée de l'admission est rigoureusement proportionnelle à la largeur de la fente (pour une amplitude donnée).

Observons l'image I au moyen de l'oculaire R fixe (ouverture quelconque). Donnons maintenant à l'objectif O une translation parallèle à OQ (horizontale). L'image de E vient en I' tel que

$$\overline{II'} = a \sin 2\pi \cdot N \tau.$$

$a$  est l'amplitude de la lame vibrante mesurée sur l'horizontale  $\overline{II'}$ ,  $N$  est la fréquence ;  $\tau$  est le temps écoulé entre les passages de la fente en I et I', dans le sens  $\overline{II'}$ . Les éclairs qui ont lieu aux époques  $\tau, 0, T - \tau, T + \tau, \dots$ , ne sont pas équidistants. Deux phases du phénomène sont simultanément dans le champ de vision.

L'objet E a, par hypothèse, une structure *périodique suivant la verticale*, que chaque élément de la période parcourt d'un mouvement quasi-uniforme. Le dérèglement  $\overline{II'}$  amène dans l'oculaire R deux images correspondant à la translation verticale pendant le temps  $\tau$ , d'un même élément.

Si  $\overline{II'}$  est petit devant  $a$ , l'épaisseur des lignes horizontales observées croît, la netteté fait défaut. Mais en augmentant  $\overline{II'}$ , les lignes horizontales sont dédoublées et l'on aperçoit

simultanément les formes des couches phosphorées correspondant à des phases distantes de l'intervalle de temps  $\tau$ . Si la période spatiale est grande par rapport à la hauteur d'un élément, on peut séparer complètement les deux phases dont la différence est moindre d'un quart de période (voir figure 5).

Le dédoublement a une limite. Pendant que  $\overline{II'}$  croît de 0 à  $a$ , l'observateur voit un élément de période du jet se dédoubler par translation verticale en deux éléments dont le plus élevé, continuant à se séparer de son générateur inférieur, finit par rejoindre l'élément supérieur, ce qui arrive pour  $II' = a$ .

A ce moment, il n'y a plus qu'un éclair par période  $T$ , mais sa durée est notablement augmentée et la netteté très inférieure à celle que fournit  $II' = 0$ . On a l'observation qui serait seule possible si la lame était excitée comme dans une sonnerie.

Le système optique utilisé, qui est un véritable viseur, permet en outre de mesurer les images réelles projetées en F, au moyen d'un réticule porté par un chariot à vis micrométrique. Pour les mesures, l'image I doit être amenée un peu en arrière de l'écran; mais, pour l'observation, il vaut mieux la maintenir dans le plan de l'écran.

C'est par dessin à l'aérographe (\*) que, après mesures et avec facilité de conserver indéfiniment visible le phénomène étudié, je fixe le résultat de l'observation stroboscopique.

La photographie, dont le rendement est d'ailleurs compromis par les aléas de la reproduction typographique, ne m'a procuré que des déboires. Des poses de plusieurs minutes sont nécessaires pendant lesquelles surviennent toujours des déphasages ou des variations de fréquence fort préjudiciables à la netteté.

La lame vibrante que j'utilise a 92 mm entre son encastrement et l'extrémité de la fente. Son amplitude, à cette extrémité, varie de 5 à 10 mm. Pour cette dernière valeur, et pour 1,2 mm de largeur de fente, la durée des éclairs produits à chaque passage par la position d'équilibre ne dépasse pas un cinquantième de la période soit deux dix-millièmes de seconde.

La plaque téléphonique a 83 mm de diamètre, encastrement non compris, 0,45 mm d'épaisseur. Sous 40 volts, son amplitude au centre est 0,25 mm, et sous 60 volts, 0,50 mm.

4. Cas d'un orifice en mince paroi sur résonateur. —

La figure 3 représente en O un orifice en mince paroi ouvert à l'extrémité nodale d'un résonateur cylindrique circulaire coudé. Cette forme du résonateur présente l'avantage d'avoir horizontal l'orifice à étudier, et verticale la section de l'extrémité ouverte devant laquelle doit être placé, à distance réglable (4 à 10 cm), le téléphone T. Celui-ci ne doit pas faire fermeture étanche contre l'extrémité. Outre que l'accord exigerait le doublement de la longueur, la rigidité des liaisons entre le téléphone et le tuyau transmettrait jusqu'à l'orifice, sans atténuation, tous les harmoniques du fondamental dont l'intervention est à éliminer. D'autre part, pour le résonateur fermé aux deux bouts, les débits en O seraient trop intenses pour y recevoir une charge de P<sup>2</sup>O<sup>5</sup> suffisante.

Au moyen de la coulisse MN, la longueur d'accord est réglée sur l'état vibratoire en O. C'est donc dans le plan même de l'orifice étudié qu'existe une surface nodale. Les nombres inscrits sur la figure montrent les dimensions réelles de cette surface au voisinage du point O.

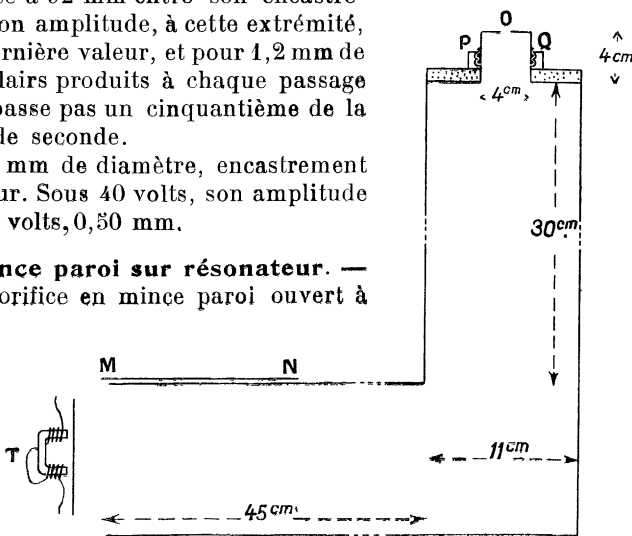


Fig. 3.

(\*) H. BOUASSE et Z. CARRIÈRE, *Interférences*, p. 43.

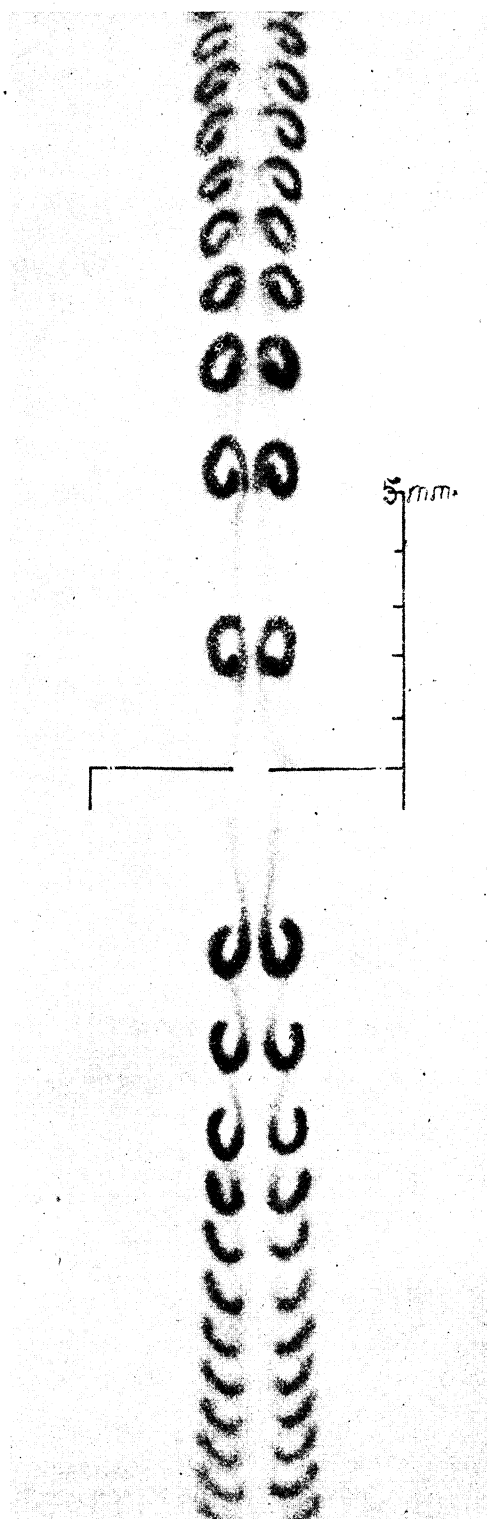


Fig. 4.

La monture métallique amovible PQ dont le fond supérieur porte l'orifice étudié est percée aussi de fenêtres latérales pour l'observation au-dessous de la paroi.

Les figures 4 et suivantes représentent un contour instantané du jet axial. L'échelle donnée vaut pour tous les éléments du dessin, sauf pour la distance horizontale des deux traits verticaux qui désignent conventionnellement le côté de la paroi contigu au résonateur et dont la distance réelle est 40 mm. Les phénomènes étant de révolution autour de l'axe, je bornerai mon étude à leur méridienne.

La figure 4 vaut pour un orifice de 0,75 mm de diamètre, en paroi de 0,13 mm d'épaisseur.

L'écoulement axial, tant au-dessus qu'au-dessous de la paroi, est séparé en éléments distincts que j'appellerai *volutes* et que je numérotai à partir de l'orifice, affectant du signe — le numéro de celles qui sont au-dessous (du côté des traits verticaux menés aux extrémités de la paroi).

Malgré l'analogie de la figure 4 avec un dessin représentant une série d'anneaux-tourbillons, il ne me paraît pas possible d'appeler tourbillons les volutes dessinées. La volute de numéro  $\pm 10$ , par exemple, représente ce que sera, après neuf périodes, la volute qui a présentement le numéro  $\pm 1$ .

Laissant de côté provisoirement l'évolution au voisinage immédiat de l'orifice, on voit sur la figure 4 que la volute — 12 est identique à la volute — 1 à ceci près que les parties voisines de l'axe y ont pris une avance sur les parties plus éloignées. Cette avance qui s'explique *sans mouvement rotationnel* par le maximum de vitesse imposé à la traversée de l'orifice aux particules situées sur l'axe et par le maximum de frottement sur l'atmosphère subi par les particules éloignées de l'axe.

La circulation caractéristique du mouvement tourbillonnaire est inexistante pour les volutes négatives représentées. Parmi les volutes positives, entre la première et la seconde, il en apparaît un reste évanescent. Les spires de la volute 2 ont un développement angulaire supérieur d'un huitième de tour environ à celui des spires de la volute 1. Mais de la volute 2 aux volutes supérieures, toute progression de la rotation paraît absente. *Il n'y a plus trans-*

*port de matière le long d'une spire.* Les volutes positives dessinent une courbe possédant un minimum. Les volumes d'air à droite et à gauche de ce minimum ne font donc plus aucun échange entre eux. De là, pour les volutes positives de numéro élevé, la persistance d'un aspect en boucle qui fait défaut dans les volutes négatives où la rotation n'a jamais atteint le minimum qui serait en réalité un maximum.

La déformation des volutes supérieures obéit d'autre part aux mêmes lois que celle des volutes inférieures et a les mêmes causes. D'où l'aspect représenté.

Prises à égale distance (un peu grande) de l'orifice, deux volutes de signe différent ont non seulement des rotations totales inégales, mais encore des vitesses d'ascension inégales dont la plus grande est du côté de l'atmosphère libre. A cause de ce résultat, l'orifice en mince paroi lui-même doit être considéré comme dissymétrique tant que règne sur l'une de ses faces un excès de pression moyenne, c'est-à-dire dans tous les cas où il livre passage à un débit appréciable.

Rapportée à la période  $T$  comme unité de temps, la vitesse ascensionnelle peut s'appeler pseudo-période spatiale ou pseudo-longueur d'onde. La figure montre qu'elle diminue rapidement quand augmente la distance à l'orifice. Pour les petites distances, où l'on désirerait trouver une détermination des vitesses initiales des jets émis, l'analyse qui suit montrera la difficulté ou l'impossibilité des mesures.

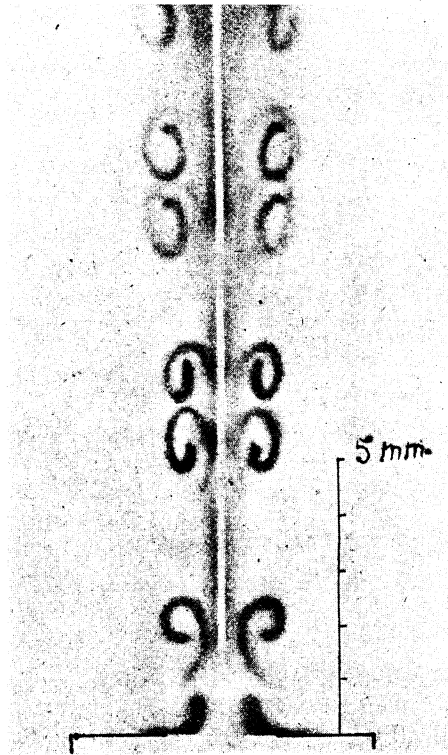


Fig. 5.

**5. Naissance des volutes. Tourbillons.** — La figure 5 représente, pour un orifice en mince paroi de 2 mm, dédoublées par translation de l'objectif comme il est expliqué au § 3, quelques volutes positives dont la première est reproduite figure 5 à six étapes ou phases successives de son évolution. Numérotez ces dernières de 1 à 5, dans l'ordre de leur succession. Par un artifice de dessin, elles sont, sur la figure, limitées par un bord



*inférieur horizontal net* dont la hauteur au-dessus de l'orifice croît avec le numéro d'ordre. La portion de la phase existant réellement au-dessous de la limite conventionnelle est peu importante ou facile à suppléer d'après la figure 5. Il est spécifié d'ailleurs que, l'extrémité supérieure de chaque phase y étant toujours représentée en sa vraie forme et position, la phase 2 se prolonge en bas tout le long de la phase 1 qu'elle couvre entièrement et la phase 3 tout le long des phases 2 et 1 qu'elle couvre entièrement. Aucun mouvement rotationnel n'existe pour ces trois premières phases.

Appelons *cyclonique* le point situé sur la verticale du bord de l'orifice, à une hauteur égale au diamètre du même orifice. Menons par ce point une parabole dont l'axe est dans le plan de la paroi et le sommet à 0,4 fois le rayon de l'orifice, mesuré à partir de son centre. Cette parabole est parcourue, depuis son sommet jusqu'au point cyclonique, par la volute naissante qui en parcourt et couvre successivement et progressivement tout l'arc et qui, à ce stade de développement, forme la phase 3 de la figure 6.

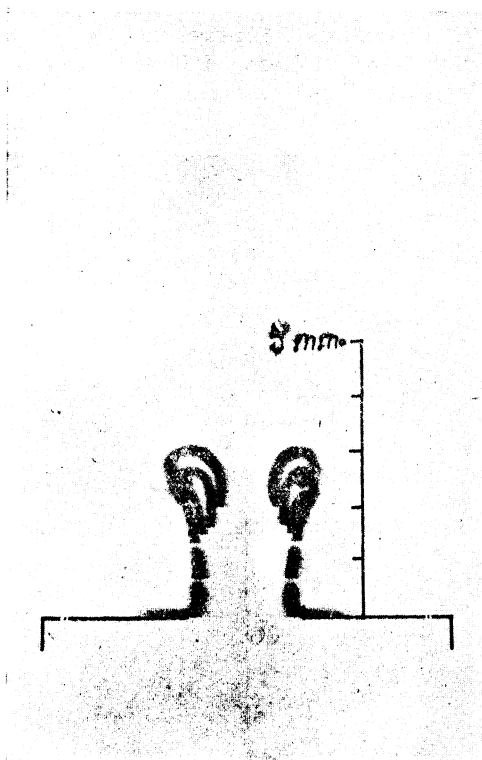


Fig. 6.

Au point cyclonique commence et se localise un mouvement *tourbillonnaire proprement dit*. La tête du nuage de  $P^2O^3$  se fixe en ce point autour duquel, comme autour d'un pivot, tournent les parties voisines. Les parties inférieures du nuage qu'a cessé d'alimenter l'afflux équatorial continuent leur ascension verticale qui les détache de la parabole initiale. Elles ne tardent pas d'ailleurs à subir vers l'axe une déviation imposée par l'afflux convergent appelé vers l'orifice pendant la moitié de période qui correspond au débit négatif. De là les formes successives 4, 5 et 6 où se manifeste un mouvement rotationnel indiscutable et un enroulement progressif en spires. A sa naissance, la volute a les caractères d'un tourbillon ; j'ai montré combien peu de temps persévère ce caractère, au moins dans le cas des faibles pressions alternatives que j'envisage.

L'appareil classique à tourbillons est une caisse à fumée, percée, au milieu d'une de ses faces, d'un orifice en paroi mince de quelques centimètres de diamètre. Un choc sur la paroi opposée expulse des anneaux tourbillons dont on suit aisément la trajectoire et l'évolution, mais dont on ne sait pas localiser la naissance.

Grâce à la translation progressive de l'objectif de mon stroboscope, je puis assigner aux tourbillons que j'étudie un lieu de naissance et une durée de vie avec la variation de toutes leurs formes successives.

Ce n'est pas sur le bord de l'orifice que naissent mes tourbillons ; c'est sur le cercle cyclonique ci-dessus défini, qui se conduit comme un obstacle d'épaisseur nulle contre lequel bute et autour duquel tend à tourner le flux axial sortant. La distance de ce cercle au plan de l'orifice reste à déterminer ; j'en ai donné seulement une valeur approchée.

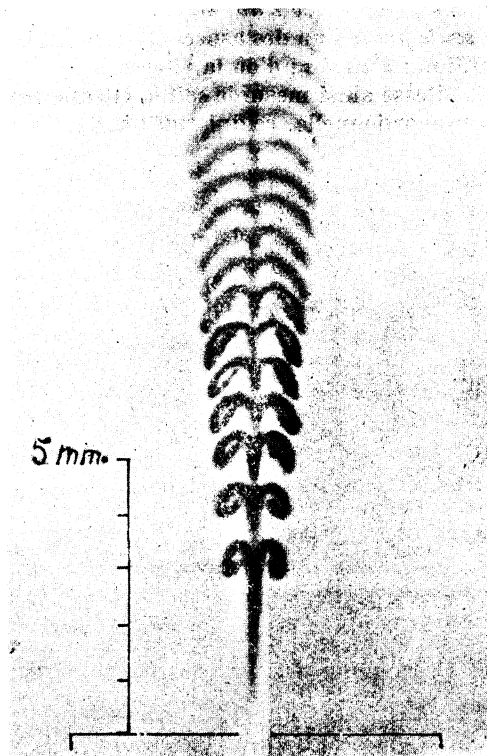


Fig. 7.

**6. Mesure des vitesses maxima.** — Je viens de montrer en quoi un tourbillon naissant diffère d'un tourbillon (ou volute) déjà formé. Il en résulte l'impossibilité de définir la distance de ce tourbillon à un tourbillon de numéro plus élevé et de la mesurer.

Mais la hauteur  $h$  du point cyclonique est bien définie et mesurable ; le mouvement de la tête du nuage phosphoré qui l'aborde peut être considéré comme uniforme. Il est possible de mesurer le temps mis par la tête de ce nuage à franchir une fraction de  $h$ , un tiers par exemple.

Pour simplifier, arrangeons-nous de façon à obtenir dans le stroboscope, unique et pure, la phase intermédiaire entre les phases 1 et 2 de la figure 6. L'image étant unique, les éclairs ont lieu au passage de la lame par la position d'équilibre.

Déplaçons l'objectif de manière à voir simultanément, par dédoublement, les phases 1

et 2 de la figure 6. A la translation  $\epsilon$  de l'objectif correspond un déplacement de l'image

$$\bar{\Pi}' = \epsilon \frac{p + p'}{p} = \alpha \sin 2\pi N\tau.$$

La phase 2 étant vue à l'instant  $\tau$ , la phase 1 est vue à l'instant  $0,5 T - \tau$  ou, ce qui revient au même, à l'instant  $-\tau$ .  $2\tau$  est le temps mis par le nuage phosphoré à passer de la forme 1 à la forme 2; son calcul est immédiat par la formule ci-dessus où tous les autres éléments sont connus ou mesurables. De là, le parcours  $h/3$  étant supposé connu, la mesure de la vitesse.

En changeant le signe de la translation  $\epsilon$ , on peut obtenir exactement le même aspect simultané des deux mêmes phases. Alors, la phase 1 étant vue à l'instant  $-\tau$ , la phase 2 est vue à l'instant  $0,5 T + \tau$ , avec le même retard apparent  $2\tau$ . La formule reste applicable. D'où une simplification doublant la précision de la méthode. On passe d'un aspect montrant simultanément les phases 1 et 2 *au même aspect*, par une translation qui, *dans l'intervalle, réduit à une seule phase* l'un des aspects intermédiaires. On mesure la translation  $2\epsilon$  réalisant la condition : d'où  $4\tau$ ; d'où la vitesse.

Rien ne prouve que la vitesse ainsi mesurée soit la vitesse maximum. On peut admettre cependant qu'elle lui est proportionnelle, ce qui suffit à donner un intérêt à la méthode.

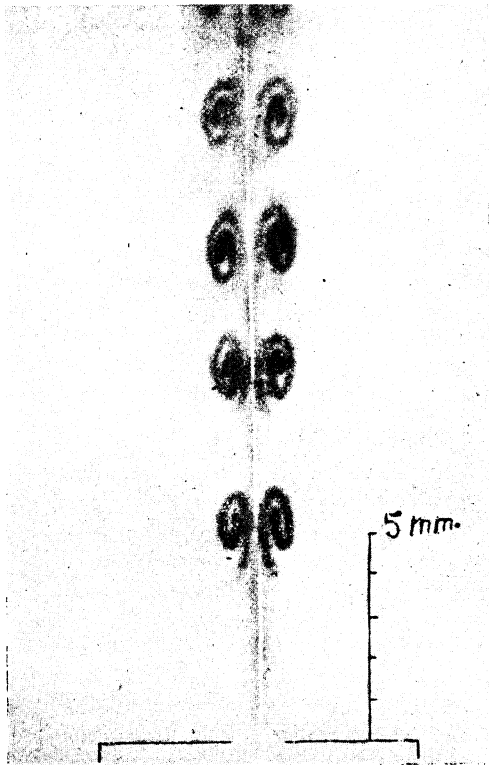


Fig. 8.

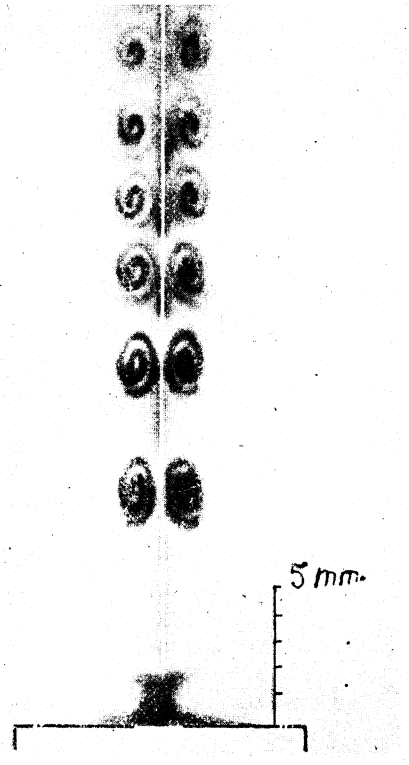


Fig. 9.

**7. Elargissement de l'orifice en mince paroi.** — Quand le diamètre de l'orifice croit de zéro à une valeur optimum, la pseudo-longueur d'onde augmente, ainsi que la rotation totale des spires constituant les volutes (fig. 8—10).

Avec le diamètre de l'orifice, augmente l'énergie du flux débité dont dépendent les grandeurs mentionnées. L'augmentation a une limite qui semble atteinte, dans les conditions de mes expériences, pour un diamètre de 2 mm. Pour un orifice de 4 mm par exemple

(fig. 10), le jet axial ne présente de stratifications que sur ses bords et la rotation des spires ne dépasse pas une demi-circonférence. Les portions axiales du flux sortant animées d'une grande vitesse verticale, entraînent de bonne heure vers le haut les spires qui commencent à s'enrouler autour du cercle cyclonique. La volute 5 de la figure 10 ne garde plus de traces de l'enroulement qu'elle avait sous la forme 2.

La variation de pression alternative n'intéresse que les couches voisines du plan et des bords de l'orifice.

D'autre part, un orifice de 4 mm ne peut être ouvert dans la section terminale d'un résonateur sans altérer sensiblement l'état vibratoire du système.

**8. Orifice en mince paroi frappé par une onde sonore.** — Supprimons le résonateur de la figure 3. A la monture PQ substituons une plaque mince horizontale d'un décimètre carré, percée en son milieu d'un orifice circulaire. Au-dessous, à quelques centi-

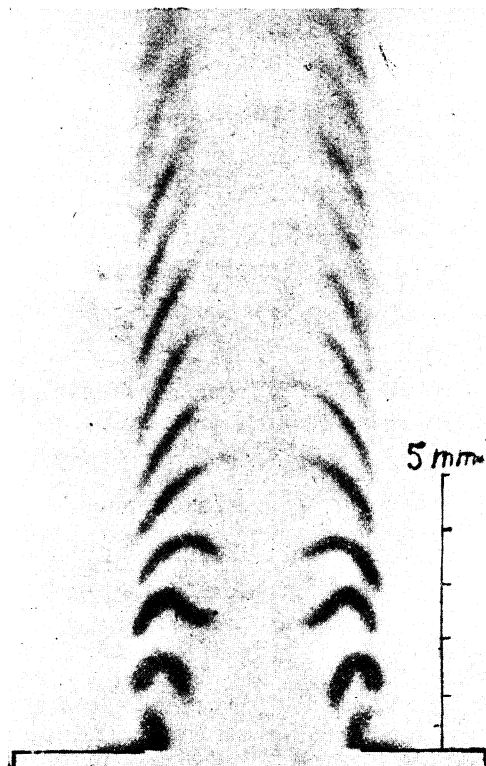


Fig. 10.

mètres de distance (10 à 12), plaçons symétriquement le téléphone T destiné à envoyer sur la plaque des ondes sonores quasi planes.

Pour ce montage, j'obtiens un système de volutes dont la forme, la distance et l'évolution rappellent exactement les figures 4 à 10 obtenues pour le cas du résonateur et dont il est inutile de fournir des dessins séparés.

Une comparaison quantitative des éléments qui se correspondent dans les deux cas ne peut encore être établie. Quand elle sera possible, le problème de la mesure des amplitudes des vibrations sonores sera résolu.

Qualitativement, le phénomène est de même nature sur la plaque libre dans l'atmosphère et sur la paroi nodale du résonateur.

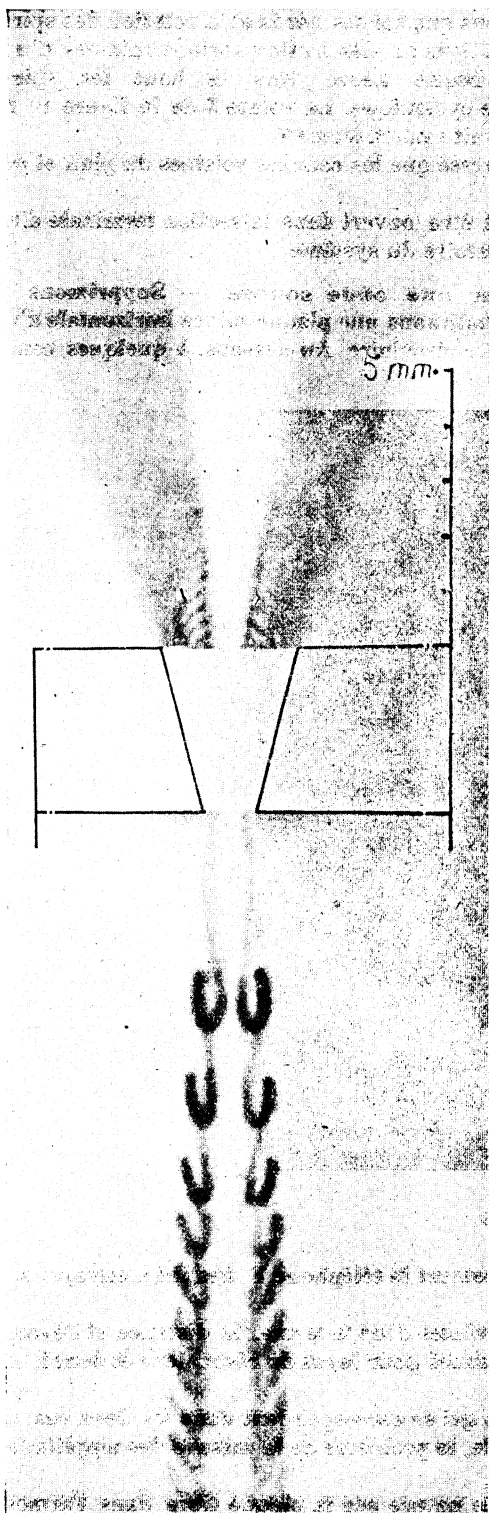


Fig. 11.

Ce résultat était à prévoir. Pour l'onde sonore envoyée par le téléphone, la plaque joue le rôle de réflecteur et crée, au moins à son voisinage immédiat, un régime nodal (déplacement nul, variation de pression maximum par rapport aux variations aux points voisins).

Il est possible de créer, sur la plaque libre, un régime nodal proprement dit intéressant l'ensemble des couches d'air avoisinantes, du côté de la source. Il faut reporter le téléphone à une distance égale à la demi-longueur d'onde. Pour la fréquence  $100 \text{ s}^{-1}$  que j'utilise, et avec un téléphone comme source, ce montage est inefficace parce que, au delà de 20 cm, les ondes incidentes sur la plaque sont trop affaiblies.

J'ai échoué dans toutes mes tentatives d'utiliser un tuyau d'orgue comme source sonore intense. De l'extrémité ouverte nécessairement tournée vers la plaque sort un vent non négligeable dont l'action unidirectionnelle (et irrégulière) se superpose à l'action alternative des ondes.

**9. Orifices en paroi épaisse cylindriques et coniques.** — Sur paroi épaisse de résonateur, un orifice cylindrique se conduit à peu près comme un orifice en mince paroi. Pour un même diamètre, les enroulements et les vitesses ascensionnelles des volutes sont d'autant plus réduits que l'épaisseur est plus grande.

Un grand intérêt s'attache aux orifices coniques, dont la figure 11 représente l'effet sur les flux axiaux (dimensions à l'échelle).

La dissymétrie engendrée par la conicité est énorme.

Du côté de la petite base, les volutes ont à peu près les mêmes forme, rotation totale et écartement que pour l'orifice en mince paroi de même diamètre. Par là est justifiée la pratique courante qui, pour des écoulements d'un sens unique, assimile aux orifices en mince paroi les orifices coniques convergents.

Du côté de la grande base, ici tournée vers l'atmosphère, l'effet de la variation alternative de pression se réduit à une stratification qui rappelle les volutes de numéro élevé de la figure 4. Il y a cependant une différence entre les deux aspects.

Sur la figure 4, en montant, les strates conservent sur leur bord extérieur, une netteté égale ou supérieure à celle de leur milieu.

Sur la figure 11, la distinction est nulle sur les bords et ne persévère quelque temps que vers l'axe du cône. Sur l'axe, la figure indique une absence de lumière qui ne signifie pas absence de stratification, mais simplement absence de poussières. Les parcelles phosphorées sont placées sur le bord de la petite base (en bas, positions K et K' de la figure 1). Le centre du jet axial est obscur tandis que les bords extérieurs sont lumineux, ici uniformément lumineux. Contre les parois du cône se produit un brassage énergique des couches dont la composition s'uniformise à leur contact tandis qu'elle reste distribuée en strates du côté de l'axe. En plaçant le phosphore en F, on voit la stratification sur l'axe.

A l'intérieur du cône doivent exister des strates que je n'ai pas réussi à apercevoir (à travers un petit tunnel ménagé dans l'épaisseur de la paroi, en face d'un second tunnel servant à l'éclairage, chacun des tunnels étant obturé par une glace). Le comptage des strates intérieures serait utile pour assurer un numéro d'ordre à celles de l'extérieur et, par le rapport des hauteurs occupées, du côté de la petite et du côté de la grande base, par les strates de même numéro, chiffrer l'influence de la conicité sur l'écoulement axial.

A défaut de chiffres, l'ordre de grandeur peut être déduit de la figure 11 ; les vitesses axiales, du côté de la petite base sont plusieurs fois supérieures aux vitesses du côté de la grande base.

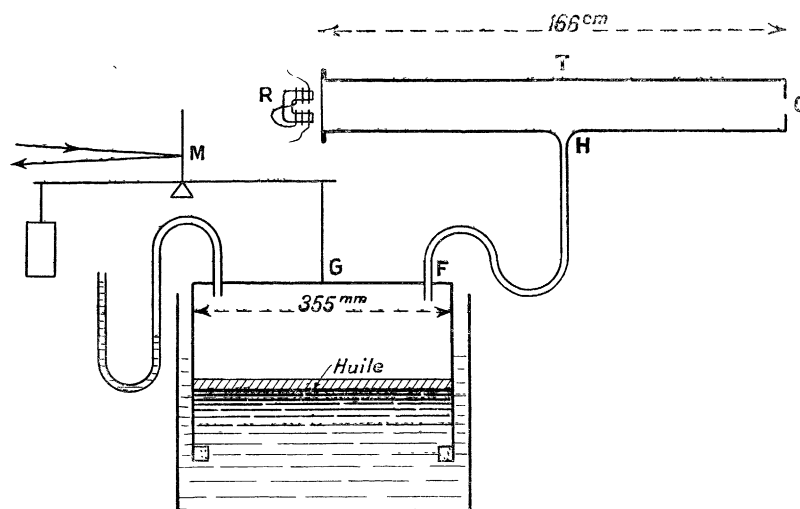


Fig. 12.

Il ne faut pas se hâter de rapprocher ce rapport du rapport des aires de la grande et de la petite base. Nous verrons ci-après combien peut être erroné le principe de l'égalité des masses d'air qui entrent et qui sortent par l'orifice.

La figure 11 se rapporte à un angle au sommet de 25 degrés pour le cône. C'est l'angle d'efficacité maximum pour l'épaisseur (3 mm) et le diamètre de petite base (1 mm) utilisés. Les essais ci-après conduisent à la même conclusion.

**10. Écoulement continu superposé à un écoulement alternatif.** — D'un gazomètre G (fig. 12), par le tube de caoutchouc FH, arrive en H, ventre du tuyau sonore T, de l'air sous faible pression qui s'écoule par le petit orifice O, à l'extrémité nodale de T. A l'extrémité opposée est appliqué, formant fermeture étanche, le téléphone R excité par le courant du secteur. L'accord est réalisé au mieux entre le tuyau et le téléphone.

Un miroir M solidaire du levier qui équilibre et guide la cloche du gazomètre permet une mesure précise des volumes d'air écoulés, pendant un temps donné.

Une couche d'huile sur l'eau du gazomètre réduit l'humidité de l'air et empêche les condensations sur les parois au voisinage de l'orifice.

Avec divers orifices O, je détermine la vitesse moyenne d'écoulement pour divers régimes vibratoires du tuyau, en particulier quand le téléphone est excité et quand il est silencieux.

Voici d'abord (tableau I) quelques résultats obtenus avec des orifices cylindriques, tous de diamètre 1,1 mm, caractérisés par la longueur de leurs génératrices. Deux pressions au gazomètre ont été utilisées et 60 volts employés à l'excitation du téléphone. Le silence du téléphone est indiqué par la tension zéro.

Les chiffres du tableau sont le nombre de secondes nécessaires pour l'écoulement d'un litre d'air (1,06 litre exactement).

TABLEAU I.

LONGUEUR de généralrice en millimètres.	PRESSION 14 mm D'EAU			PRESSION 4 mm D'EAU		
	Tension en volts.		RAPPORT	Tension en volts.		RAPPORT
	0	60		0	60	
0,15	140,5	454,5	0,310	238,7	1 755,0	0,136
1,0	100,5	214,4	0,467	180,5	467,5	0,386
2,0	122,7	323,0	0,379	214,0	831,0	0,257
4,0	126,5	303,2	0,418	28,1	701,6	0,325
10,5	135,8	305,7	0,444	257,9	676,4	0,382
92,5	258,8	309,0	0,840	680,0	811,0	0,840
453,0	1 095	1 113	0,980	2 004	2 078	0,970

Les colonnes 4 et 7 donnent le rapport des vitesses d'écoulement dans le tuyau excité et non excité. Pour les petites épaisseurs, il est très inférieur à l'unité; il est d'autant plus petit que la pression au gazomètre est plus faible.

Admettons que la vitesse d'écoulement est proportionnelle à la racine carrée de l'excès moyen de pression. Appelons  $p_0$  l'excès de pression dans le gazomètre;  $\varepsilon p_0$ , la variation maximum de pression produite par le téléphone :

$$V = \sqrt{2gp_0} \sqrt{1 + \varepsilon \sin 2\pi Nt} = \sqrt{2gp_0} \left( 1 + \frac{\varepsilon}{2} \sin 2\pi Nt - \frac{\varepsilon^2}{8} \sin^2 2\pi Nt + \dots \right).$$

Négligeons les termes du développement en  $\varepsilon^3$  et au-dessus. La vitesse moyenne est  $\sqrt{2gp_0} \left( 1 - \frac{\varepsilon^2}{16} \right)$ , plus petite que  $\sqrt{2gp_0}$  valable seulement pour  $\varepsilon$  petit devant l'unité; ce résultat ne peut rendre compte de tous les nombres du tableau dont la plupart exigeraient une valeur de  $\varepsilon$  supérieure à l'unité.

Non seulement l'orifice en mince paroi n'a pas, pour le régime alternatif, une résistance déterminée une fois pour toutes, mais encore, il perd, en régime alternatif, celle qu'on pourrait lui assigner expérimentalement pour un débit donné en grandeur et signe.

Il y a plus. Prenons des orifices coniques d'angle au sommet 30 degrés, de même diamètre pour la petite base (1,1 mm), et d'épaisseur variable (un ajutage unique de 9 mm d'épaisseur initiale est réduit progressivement, au tour, par enlèvement de matière du côté de la grande base). Pour chaque épaisseur expérimentée, des essais sont faits avec sommet du cône à l'intérieur, puis à l'extérieur du tuyau et aussi pour deux tensions d'excitation

40 et 60 volts. L'amplitude au centre de la plaque téléphonique est 0,25 mm sous 40 volts et 0,50 mm sous 60 volts.

Pour simplifier, je n'inscris au tableau II que sous la tension zéro, le nombre de secondes nécessaires pour un écoulement d'un litre d'air ; pour les autres tensions, je donne le rapport de la vitesse d'écoulement alors obtenue à la vitesse obtenue sous tension nulle. Pour chaque moitié du tableau, un V couché indique de quel côté se trouve le sommet du cône orifice et une flèche de quel côté est l'atmosphère.

TABLEAU II.

ÉPAISSEUR mm	PRESSION mm H <sup>2</sup> O	TENSION EN VOLTS → <			→ > TENSION EN VOLTS		
		0	40	60	0	40	60
9,0	14	128,0	0,671	0,382	98,4	0,763	0,595
»	3	<b>299,7</b>	<b>0,098</b>	— <b>0,052</b>	<b>243,0</b>	<b>0,485</b>	<b>0,588</b>
5,0	14	122,4	0,649	0,301	101,2	0,725	0,588
»	3	<b>266,3</b>	<b>0,054</b>	— <b>0,141</b>	<b>246,0</b>	<b>0,454</b>	<b>0,535</b>
3,4	14	120,3	0,662	0,320	103,9	0,763	0,565
»	3	<b>268,2</b>	<b>0,191</b>	— <b>0,119</b>	<b>259,0</b>	<b>0,446</b>	<b>0,526</b>
1,56	14	121,6	0,690	0,319	111,3	0,683	0,532
»	3	<b>257,3</b>	<b>0,094</b>	— <b>0,209</b>	<b>270,7</b>	<b>0,406</b>	<b>0,461</b>
0,80	14	120,0	0,654	0,376	132,6	0,680	0,513
»	3	<b>287,2</b>	<b>0,117</b>	— <b>0,059</b>	<b>329,3</b>	<b>0,320</b>	<b>0,338</b>
0,53	14	171,1	0,699	0,391	137,2	0,690	0,493
»	3	<b>442,5</b>	<b>0,210</b>	<b>0,025</b>	<b>391,5</b>	<b>0,290</b>	<b>0,355</b>
0,23	14	204,6	0,781	0,481	213,0	0,683	0,461
»	3	<b>513,5</b>	<b>0,322</b>	<b>0,219</b>	<b>350,2</b>	<b>0,215</b>	<b>0,200</b>
0,10	14	102,9	0,730	0,447	118,5	0,592	0,337
»	3	<b>254,2</b>	<b>0,255</b>	<b>0,176</b>	<b>274,3</b>	<b>0,271</b>	<b>0,228</b>

Tous les rapports inscrits dans les colonnes correspondant à 40 et à 60 volts sont inférieurs à l'unité. Tous les rapports pour 60 volts sont inférieurs aux rapports pour 40 volts quand la pression est 14 mm. Avec 3 mm et pour un débit convergent (orientation → >), les valeurs de ces rapports se disposent en sens inverse, au moins pour les fortes épaisseurs.

Mais pour cette même pression 3 mm et pour un flux moyen divergent (orientation → <), la règle générale vaut si bien et le rapport pour 40 volts atteint des valeurs si petites que le rapport pour 60 volts, devant diminuer encore, arrive à changer de signe. Il y a, dans ces conditions, inversion de débit. Le gazomètre tend à se remplir à travers l'orifice et le tuyau T, tandis que son manomètre marque par rapport à l'atmosphère un excès de pression de 3 mm. Il suffit de couper le courant du téléphone pour substituer le vidage au remplissage et de le rétablir pour revenir au vidage.

Le paradoxe ne peut donc être mis en doute ; il échappe aux prévisions de la théorie classique qui ne s'applique pas d'ailleurs aux orifices en paroi épaisse. Pour le justifier, il faut invoquer à la fois la réduction de l'écoulement unidirectionnel par les vibrations, vérifié dans le cas des orifices à profil cylindrique et la réduction des vitesses des volutes du côté de la grande base d'un orifice conique sur la paroi d'un résonateur excité mis en évidence dans la figure 11.

Pour rendre compte de l'inversion de signe, il faut ajouter les deux réductions, non pas sous forme de fractions à multiplier, mais sous forme de grandeurs absolues à déduire.

La réduction due à la conicité dépend des dimensions du cône définies par son angle au sommet  $\varphi$ , son épaisseur  $e$ , le diamètre de sa petite base  $D$ . J'indique ci-après les



valeurs de  $\varphi$ ,  $e$ ,  $D$  qui correspondent à la réduction maximum

$\varphi$ degrés	$e$ mm	$D$ mm
25	3,5	1,25
30	2,0	1,0
35	5,0	1,12

C'est pour  $\varphi = 25$  degrés que l'inversion du débit<sup>(3)</sup> est maximum.

Un manomètre substitué au gazomètre de la figure 12 accuse naturellement une pression supérieure de plusieurs millimètres d'eau à celle de l'atmosphère. De là ne résulte pas que la pression moyenne soit, en un ventre d'un tuyau, plus grande qu'en un nœud. L'ouverture  $O$  est assez petite pour ne pas altérer sensiblement le caractère nodal de la surface dans laquelle elle est ouverte, mais elle constitue, l'étude présente le montre, un système complexe qui ne peut pas servir à démontrer l'égalité des pressions sur ses deux faces.

**11. Strates stationnaires au voisinage d'un orifice.** — J'ai rencontré, dans l'application de ma méthode au voisinage des orifices, une stratification *stationnaire* qui mérite d'être signalée et qui ne doit pas se confondre avec la séparation des volutes ou strates dont j'ai parlé jusqu'ici. Ces dernières ne sont distinctes et visibles qu'à travers le stroboscope : des *strates stationnaires* peuvent être aperçues à l'œil nu ou au moins à la loupe.

La figure 13 les représente dans le cas d'un orifice en mince paroi d'un millimètre de diamètre. Les conditions physiques du phénomène diffèrent de celles de la figure 4 par l'intensité de l'onde sonore entretenue dans le résonateur. Pour la figure 13, le téléphone  $T$  de la figure 3 est à 15 cm de l'ouverture du résonateur, alors qu'il est à 4 cm pour la figure 4.

Numérotons à partir de l'orifice, les strates de la figure 13 et posons qu'à l'instant zéro, la condensation nulle dans le plan de l'orifice commence à devenir négative. L'air atmosphérique s'engouffre dans l'orifice et ne produit aucun phénomène visible, le phosphore indicateur étant au-dessous, sur l'axe (position  $F$  de la figure 1). Après  $0,5 T$ , la condensation devient positive : un flux sort axialement chargé de  $P^2O^5$ . Il *se dilate* dans l'atmosphère. Arrivant de l'intérieur du résonateur, l'onde condensée se réfléchit sur l'atmosphère, à *travers l'orifice*, avec changement de signe.

Après une période entière  $T$ , la dilatation reparaitra dans le plan de l'orifice : d'où, dans l'atmosphère, une onde condensée se propageant au loin. Cette onde condensée rencontre le nuage phosphoré expulsé une demi-période auparavant à l'endroit marqué sur la figure 13 comme emplacement de la strate 1. La condensation de l'air produit là une augmentation du nombre de poussières par centimètre cube, c'est-à-dire un accroissement de luminosité. La strate phosphorée est vue en 1 parce que sa luminosité est *maximum* en cet endroit. La condensation ne montre rien immédiatement au-dessous parce que l'air y est pur et sans poussières. Les variations de pression dans le résonateur substituent ainsi en les alternant des couches d'air pur et des couches d'air phosphoré. Les couches d'air pur sont toujours invisibles quelle que soit leur position. Les couches d'air phosphoré sont théoriquement visibles pendant tout leur trajet ascendant : mais les ondes condensées et dilatées envoyées dans l'atmosphère à partir de l'orifice, leur imposent périodiquement un maximum et un minimum de luminosité.

La vitesse ascensionnelle étant fonction de la hauteur au-dessus de l'orifice, c'est aux mêmes hauteurs que les différentes strates subissent le maximum : d'où le caractère stationnaire du phénomène observé à l'œil nu.

Le stroboscope donne, du flux axial, exactement le même aspect, non sans perte d'inten-

(3) Dans plusieurs Publications de The Carnegie Institution of Washington, Carl Barus a étudié des phénomènes analogues à ceux que je décris. On n'y trouve pas d'analyse tendant à expliquer les variations de pression mises expérimentalement en évidence, ni les caractéristiques des cônes utilisés.

sité lumineuse. Pour l'observation optimum, il faut choisir la phase de manière que les éclairs se fassent à l'instant où les poussières passent en 1, 2, 3... de la figure 13, à l'instant où l'onde condensée est émise vers l'atmosphère.

Un contrôle de la théorie consiste à employer successivement deux décalages stroboscopiques différant d'une demi-période. D'un aspect à l'autre, les strates et les interstrates doivent *échanger leur position*; de plus, les intensités lumineuses doivent être, en général, sensiblement différentes: les nettetés doivent rester comparables, les strates privées de poussières étant toujours parfaitement obscures.

L'expérience vérifie toutes ces déductions.

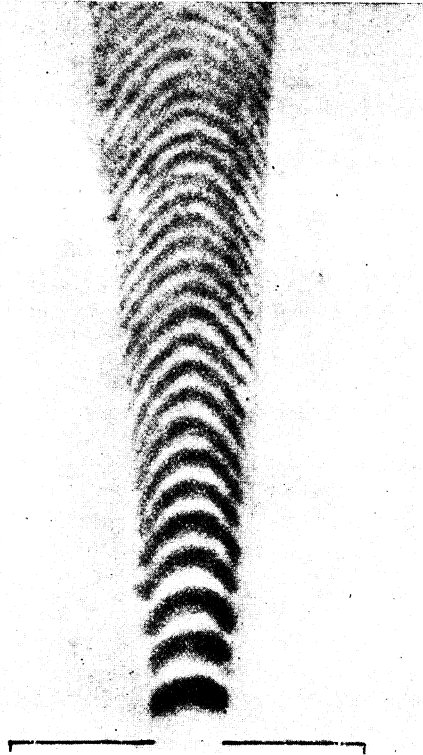


Fig. 13.

Les strates stationnaires s'observent avec un orifice quelconque en paroi mince ou épaisse, à profil cylindrique ou conique, convergent ou divergent. La seule condition est que les vibrations soient peu intenses.

**12. Mesure des vitesses. Phonomètre.** — Délicate et incertaine quand il s'agit des volutes de la figure 5, la mesure des vitesses ascensionnelles semble possible et utilisable pour les strates stationnaires obtenues en mince paroi. Il me paraît légitime d'utiliser, pour ces mesures, l'intervalle compris entre l'orifice et la première strate. La naissance d'une strate stationnaire n'est troublée par aucun des changements de forme que représente la figure 6. Au stroboscope, par translation progressive de l'objectif, on voit la strate numéro 1 *sortir* de l'orifice avec les caractéristiques générales que montre la figure 13. Une translation verticale compliquée d'une légère dilatation latérale et d'un faible retard des bords par rapport à l'axe suffit à expliquer l'évolution complète des strates à *partir du plan de l'orifice*.

Mesurant la translation pendant la première période, on a une valeur très approchée de la *vitesse de sortie de l'air* au moment où règne une condensation au-dessous de l'orifice. On peut admettre que le carré de la vitesse moyenne de la strate sortante est proportionnel à la condensation maximum.

Au moins en valeur relative, on a un appareil de mesure pour les éléments définissant l'état vibratoire au nœud d'un résonateur, un phonomètre.

Admettons provisoirement que la vitesse mesurée au moyen des strates est la vitesse correspondant à la condensation maximum. Soit 1 millimètre (fig. 13) la hauteur de la première strate au-dessus de l'orifice. Pour  $T = 0,01$  seconde, la vitesse correspondante est 10 cm par seconde ; l'excès de pression  $p$ , calculé par la formule  $v^2 = 2gp$  valable en mince paroi, est 0,5 mm d'air, soit une condensation maximum voisine de  $0,4 \times 10^{-7}$ , et un déplacement maximum des tranches d'air de  $2 \times 10^{-5}$  mm.

Manuscrit reçu le 7 mars 1928.

---