

Résonance en acoustique

par Claude COSNARD,
Prytanée Militaire, 72200 La Flèche.

I. INTRODUCTION.

Le programme de la classe de Terminale prévoit l'étude des oscillations forcées en mécanique et en électricité. Cet article propose d'étudier ces mêmes phénomènes dans le domaine de l'acoustique.

La première partie de l'exposé traite du résonateur d'HELMHOLTZ, dispositif dont les dimensions sont petites devant la longueur d'onde, ce qui permet l'analogie avec le système masse-ressort en mécanique et le circuit inductance-capacité en électricité. La mesure expérimentale de la fréquence du dispositif est faite par deux méthodes :

- à partir des oscillations en régime libre,
- à partir de la résonance en régime forcé.

La deuxième partie étudie les cavités résonantes, dispositifs dont les dimensions sont grandes devant la longueur d'onde, l'analogie en mécanique pouvant être faite en Terminale avec l'étude des vibrations longitudinales d'un ressort en régime stationnaire.

II. NOTIONS ELEMENTAIRES D'ACOUSTIQUE.

Les vibrations sonores sont dues à des surpressions (algébriques) se propageant dans l'espace et le temps. Pour les sons habituels, les surpressions n'excèdent pas 20 Pa (seuil de douleur à 1 kHz) correspondant à un déplacement de 10 μm . Le seuil d'audibilité se situe à $2 \cdot 10^{-5}$ pascals (toujours à 1 kHz), ce qui correspond à un déplacement d'environ 10^{-11} m.

L'ordre de grandeur de ces surpressions, très petit devant la pression statique du gaz (de l'ordre de 100 000 Pa) justifie l'utilisation de l'approximation linéaire de l'acoustique c'est-à-dire que les équations faisant intervenir la pression, la masse volumique, la température, etc. peuvent être développées au premier ordre en fonction de ces surpressions, accroissements de masse volumique, températures, etc.

$$f(P + \delta p) = f_{(P)} + f'_{(p)} \cdot \delta p.$$

Dans un volume élémentaire de gaz, toute surpression acoustique s'accompagne d'une variation de température. Il y a donc entre divers éléments de volume voisins d'un gaz un gradient de température qui s'établit. Mais le transfert de chaleur entre ces lieux a une cinétique si lente que l'on peut considérer que les phénomènes sont adiabatiques. Le gaz réel, dans lequel se propagent les surpressions acoustiques δp , est caractérisé par ses paramètres statiques P, ρ, T .

Le coefficient de compressibilité adiabatique du gaz joue alors un rôle important puisqu'il peut être considéré comme constant pendant la durée de propagation des vibrations acoustiques.

$$\chi_s = -\frac{1}{V_0} \left(\frac{\partial v}{\partial p} \right)_s \Rightarrow \delta p(t) = -\frac{1}{V_0 \chi_s} \delta v(t)$$

d'après la fig. 1.

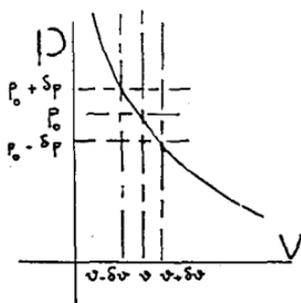


Fig. 1

Il existe donc une relation linéaire entre l'accroissement du volume de l'élément considéré et la surpression dans ce même élément.

III. RESONATEUR DE HELMHOLTZ.

A) Etude théorique.

Un résonateur de HELMHOLTZ (fig. 2) est constitué d'une cavité de volume V_0 , de section S et d'un col dont l'ouverture a

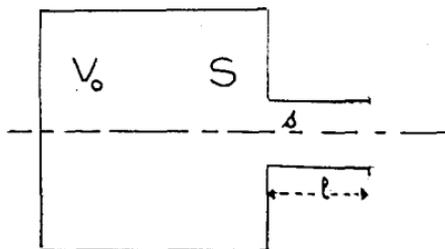


Fig. 2

une section s et une longueur l (nous supposons pour la théorie que la cavité et le col sont deux cylindres coaxiaux. Les conclusions pourront être étendues à toutes sortes de cavités).

Si nous imaginons un piston plan se déplaçant à l'entrée du col à la vitesse v_s , le débit gazeux sortant de l'ouverture du col au niveau de la cavité s'écrit : $s \cdot v_s$, celui entrant dans la cavité V_0 s'écrit : $S \cdot v_S$ si v_S représente la vitesse de déplacement dans la cavité V_0 .

La continuité des débits gazeux permet d'écrire :

$$s \cdot v_s = S \cdot v_S$$

$$s \ll S \quad \Rightarrow \quad v_S \ll v_s$$

Le mouvement des molécules du gaz dans la cavité pourra être négligé devant le mouvement des molécules du gaz dans le col si la section de celui-ci est très inférieure à celle de la cavité.

De plus, s'il se propage dans ce milieu gazeux un signal périodique tel que la longueur d'onde soit plus grande que la longueur du col alors nous pourrons considérer que toutes les molécules du col vibrent en phase avec la même vitesse instantanée, et que la pression dans le col est la même en tous lieux au même instant t . Tout ceci étant encore meilleur si la dimension du dispositif tout entier est petite devant la longueur d'onde (voir fig. 3).

Soit N un point du col, soit M un point de la cavité :

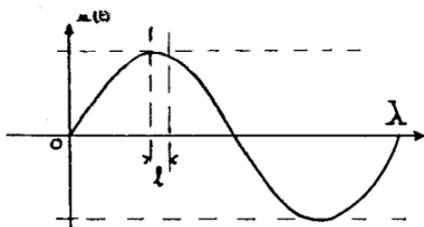


Fig. 3

$$v(N, t) = v(t) \quad \forall N; \quad \delta p(M, t) = \delta p(t) \quad \forall M.$$

Si V_0 est le volume de la cavité, x le déplacement de l'air dans le col (fig. 4), la surpression dans la cavité vaut d'après (1) :

$$p = -\frac{1}{V_0 \chi_s} x_0 s. \quad (1)$$

La force de réaction de l'air contenu dans la cavité sur l'air contenu dans le col (fig. 4) s'écrit :

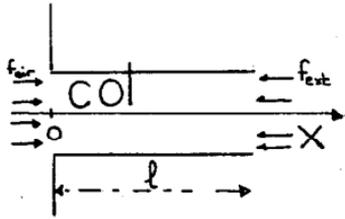


Fig. 4

$$f_a = -\frac{1}{V_0 \chi_s} x \cdot s \cdot s \Rightarrow f_a = -\frac{s^2}{V_0 \chi_s} x.$$

Appliquons le théorème du centre d'inertie à la masse gazeuse contenue dans le col :

$$m \ddot{x} = f_{ext} + f_a + f_f$$

f_{ext} force extérieure,

f_a force due à l'air V_0 ,

f_f frottements dus aux phénomènes viscothermiques dans le milieu.

Dans l'hypothèse du frottement fluide $f_f = -K \dot{x}$:

$$m = \rho \cdot s \cdot l$$

m masse gazeuse contenue dans le col.

$$\rho \cdot s \cdot l \cdot x = f_{ext} + \left(-\frac{s^2}{V_0 \chi_s} x \right) - K \dot{x}$$

$$\rho \cdot \frac{l}{s} \cdot \ddot{x} + \frac{K}{s^2} \cdot \dot{x} + \frac{1}{V_0 \chi_s} \cdot x = -f_{ext}/s^2. \quad (2)$$

Ecrite sous cette forme, l'analogie avec l'électricité ou la mécanique apparaît aussitôt. L'inertie du système représentée en mécanique par la masse, en électricité par l'inductance est représentée ici par le terme $\rho l/s$ appelé inertance acoustique.

L'élasticité d'un ressort analogue en électricité à une capacité est représentée ici par la compliance acoustique $C = \chi_s V_0$.

Ecrite sous sa forme usuelle, cette équation devient :

$$\ddot{x} + 2\lambda \dot{x} + \omega_0^2 x = -f_{ext}/s^2 \rho l.$$

La pulsation propre du dispositif vaut :

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{s}{\rho V_0 \chi_s l}}.$$

B) Etude expérimentale du régime libre.

En mécanique : pour étudier le régime libre, on tire sur le ressort à l'extrémité duquel est suspendue une masse et on l'abandonne à lui-même. La période du phénomène et les amortissements sont tels que l'observation et les mesures peuvent être directement enregistrées à partir de cette seule impulsion de départ (cf. B.U.P. n° 685).

En électricité : un condensateur est chargé puis déchargé dans une self. La durée brève de ces phénomènes impose de répéter périodiquement le phénomène pour pouvoir l'observer à l'oscillographe. C'est ce qui peut être fait en chargeant le condensateur par impulsions dont la durée est très faible devant leur périodicité d'une part et la période propre du circuit LC d'autre part. La fréquence des impulsions est choisie pour que le condensateur soit complètement déchargé avant l'impulsion de charge suivante (cf. B.U.P. n° 637, p. 38).

En acoustique : la méthode utilisée est analogue à celle utilisée en électricité. Un haut-parleur est placé devant l'ouverture du col. La bobine du haut-parleur est traversée par un courant fourni par un générateur d'impulsions de fréquence réglable. Un microphone est placé à l'intérieur de la cavité, sur le fond de celle-ci et détecte la réponse en pression de la cavité.

Dans notre expérience, nous avons utilisé un ballon de chimie de 250 cm³ dans lequel nous avons percé un trou de 1 cm de diamètre pour laisser passer un petit microphone. Nous avons utilisé un générateur d'impulsion PHILIPS, mais tout autre appareil peut convenir. Notre haut-parleur et notre micro étaient reliés aux deux voies d'un oscillographe.

La courbe observée est proche de celle d'une décharge oscillante. Les distorsions observées n'altèrent pas la mesure de la période propre du système (cf. Tableau récapitulatif).

C) Etude du régime forcé.

En mécanique : cf. B.U.P. n° 685.

La force extérieure est fournie par l'intermédiaire d'un moteur.

En électricité : la tension extérieure est fournie par un générateur B.F.

En acoustique : la bobine du haut-parleur est alimentée par l'intermédiaire d'un générateur B.F. délivrant une tension sinusoïdale dont la valeur efficace est maintenue constante pour toutes les fréquences utilisées.

a) EXPÉRIENCE PRÉLIMINAIRE : le ballon est retiré du dispositif tout en laissant le microphone à la place qu'il occupait auparavant. Nous avons fait varier la fréquence du signal du G.B.F. alimentant le haut-parleur. L'observation du signal reçu par le microphone à l'oscillographe sert d'élément de référence pour l'expérience suivante. La fig. 6 donne la réponse microphonique en amplitude en fonction de la fréquence à tension G.B.F. constante. La courbe de réponse montre un niveau acoustique à peu près constant (et faible) dans le domaine de fréquence étudié.

b) RÉSONANCE : le ballon est placé dans le dispositif (fig. 5).

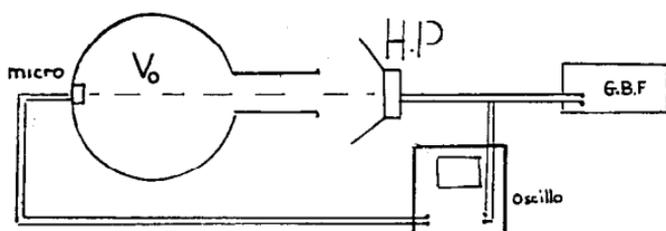


Fig. 5

La tension u_{HP} est maintenue constante. Pour diverses valeurs de la fréquence, on a relevé la tension microphonique (fig. 6).

Cette courbe (fig. 6) montre un pic de résonance autour de 290 Hz avec un facteur de qualité de 6 environ. Il est à noter que ce résultat coïncide avec la fréquence propre mesurée par la méthode de la décharge oscillante. Pour observer le changement de phase, le signal du microphone est observé sur l'une des voies de l'oscillographe tandis que la tension u_{HP} sert de référence.

Dans notre cas, nous avons une quadrature à la résonance. La fig. 7 indique le relevé grossier de la phase en fonction de la fréquence. Le changement de phase brutal s'observe très bien.

Le facteur de qualité de 6 permet de confondre la résonance de vitesse avec la résonance de pression ; c'est-à-dire que la pression dans la cavité est maximale à la même fréquence que la vitesse de déplacement du gaz dans le col. (L'analogie doit être faite avec la tension aux bornes d'une capacité qui passe par un maximum à une fréquence $f_1 = f_0 (\sqrt{1 - 1/2 Q^2})$ légèrement différente de celle de l'intensité du courant dans le circuit R.L.C. mais quasi identique si Q élevé) :

$$Q = 6 \Rightarrow \frac{\Delta f}{f} = 0,7 \%$$

(cf. B.U.P. n° 628).

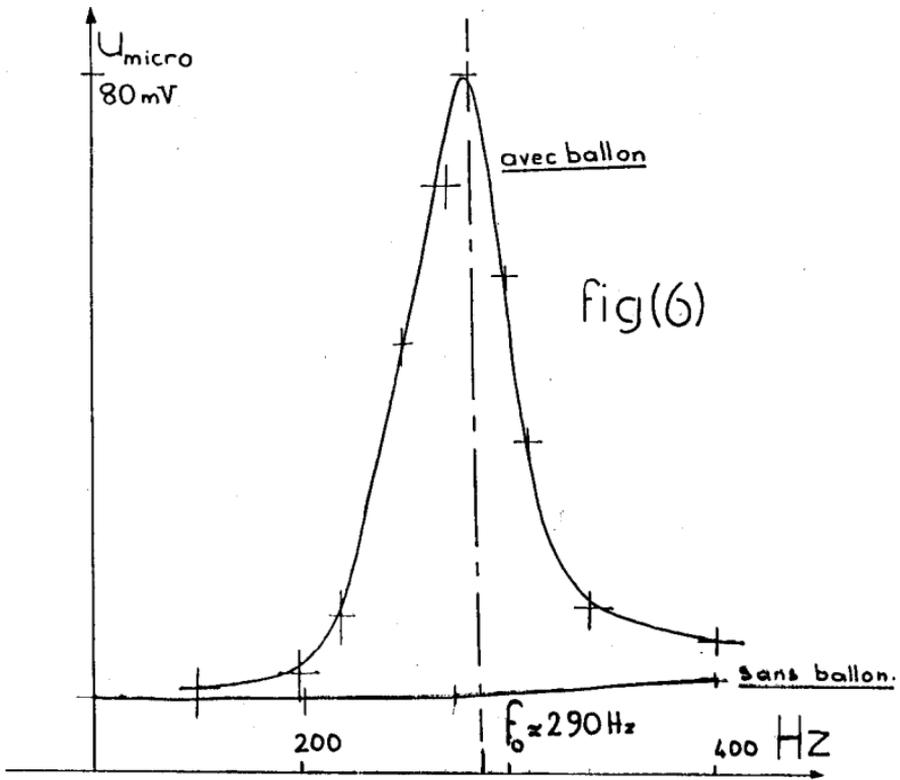


Fig. 6

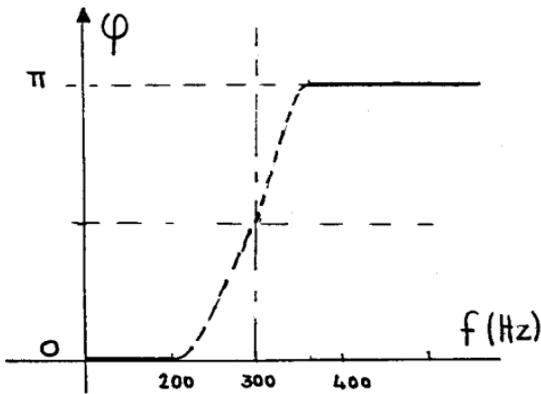


Fig. 7

Conclusion :

L'expérience même qualitative est très concluante tant du point de vue de l'oscillation libre que de la résonance. Il est

possible de chauffer le ballon avec un bec Bunsen et de montrer ainsi le déplacement de la fréquence de résonance.

Si nous nous souvenons que la mesure de la célérité adiabatique du son dans un gaz vaut $c^2 = (\chi_s \rho)^{-1}$, nous pouvons penser vérifier la mesure de la fréquence de résonance mais il ne faut pas s'étonner d'un écart d'au moins 10 %, ceci étant dû à une approche théorique trop simplifiée (en particulier en ne tenant pas compte des modes non plans générés dans la cavité, etc.). Pour plus de détails, on pourra se référer aux divers travaux sur ce sujet (par exemple MORSE et INGARD [2]).

IV. CAVITES DE DIMENSIONS GRANDES DEVANT LA LONGUEUR D'ONDE.

Nous nous proposons, dans cette partie, d'étudier les phénomènes de résonance dans le domaine de l'acoustique pour des résonateurs ayant des dimensions très supérieures à la longueur d'onde pouvant ainsi faire apparaître des ventres et des nœuds de pression.

L'une des difficultés pour réaliser des ondes stationnaires avec le son vient de l'atténuation du signal lors de sa propagation. Il semble plus facile de se placer dans une cavité fermée où les atténuations principales sont dues aux effets des couches limites au voisinage des parois. C'est dans ce sens que sont proposées les deux manipulations suivantes :

— La première utilise une cavité de longueur fixe et nécessitera de faire varier la fréquence de l'oscillateur générateur.

— La deuxième utilise une cavité de longueur variable et une fréquence fixe pour une série de mesures.

A) Cavité de dimensions fixes.

a) DISPOSITIF :

Une cavité parallélépipédique de 7,0 cm de long et de section carrée 3×3 cm², en plexiglas, a été fabriquée au laboratoire. Les mesures ont montré que la réalisation était faite à mieux que 0,2 mm. Deux trous de 1 cm de diamètre ont été percés dans les parois situées aux deux extrémités les plus éloignées, l'une sert à positionner le microphone, l'autre permet de faire vibrer la cavité. La source est constituée d'un haut-parleur sur la membrane duquel un petit ergot de diamètre légèrement inférieur à celui de l'ouverture de la cavité a été fixé. Cet ergot vibre à la fréquence du haut-parleur et permet à la cavité d'être ainsi pratiquement obstruée.

La bobine du haut-parleur est alimentée par un générateur de basse-fréquence. La tension u_{BF} est envoyée sur la voie n° 1 de l'oscillographe. Le microphone est relié à la voie n° 2.

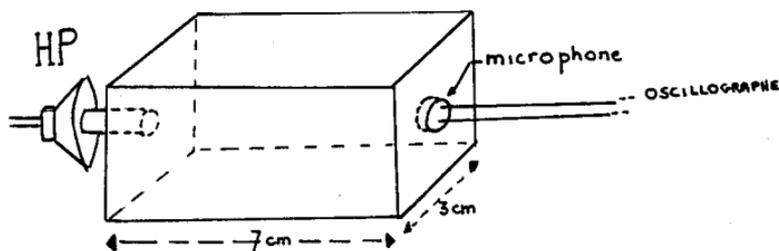


Fig. 8

b) THÉORIE :

Si on appelle k le vecteur d'onde dans la cavité, on montre que celui-ci est quantifié et vaut :

$$k^2 = n^2 \cdot \frac{\pi^2}{L^2} + 2 \cdot q^2 \cdot \frac{\pi^2}{l^2}.$$

Ceci dans le cas où les parois sont considérées comme parfaites et où les effets viscothermiques au niveau des parois et au sein du gaz sont négligés.

Ici, vu le mode d'émission, les modes plans $n, 0$, sont prédominants. En faisant varier la fréquence de la source, les diverses résonances vont apparaître à des valeurs particulières de celle-ci.

c) RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX :

Lors de l'expérience, la température était de 15 °C. Les résultats des quatre premières résonances planes ($q = 0$) sont donnés dans le tableau ci-après :

Numéro du pic : n	1	2	3	4	
Fréquence : f	2425	4846	7242	9680	Hz

Le graphe (fig. 9) de la fréquence de résonance en fonction du numéro du pic donne une droite en accord avec la théorie.

$$f = \frac{c}{2L}.$$

n équation d'une droite de pente $c/2L$.

La longueur L de la cavité vaut 70 mm, la pente vaut 2415,7 s⁻¹.

$$c = 338,2 \text{ m/s.}$$

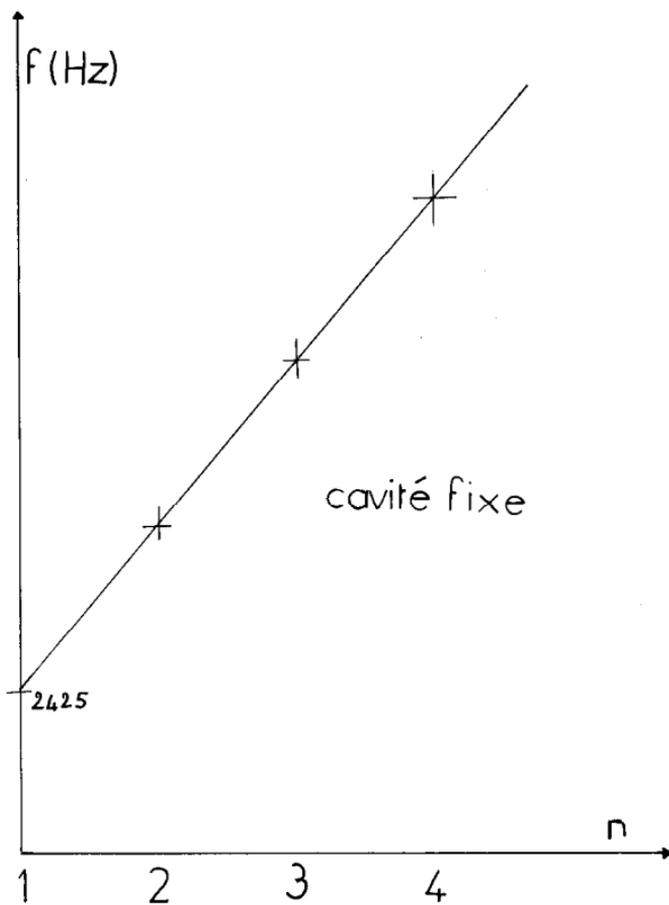


Fig. 9

Précision de la mesure :

$$\frac{\Delta c}{c} = \frac{\Delta L}{L} + \frac{\Delta f}{f}$$

$$\frac{\Delta f}{f} \ll \frac{\Delta L}{L} \Rightarrow \frac{\Delta c}{c} \simeq \frac{0,2}{70} \Rightarrow \Delta c \simeq 1 \text{ m/s}$$

$$\underline{c = 338 \pm 1 \text{ m/s.}}$$

En théorie, la célérité du son dans l'air sec vaut à 15°C :

$$c_{th} = 339,0 \text{ m/s.}$$

Le résultat est en bon accord avec la théorie.

Remarques :

1) Une mesure grossière du facteur de qualité (effectuée en mesurant la bande passante pour une tension microphonique égale à sa valeur maximale divisée par $\sqrt{2}$) a donné 80 pour la première résonance. Pour les autres pics, la résonance est plus *aiguë* mais d'amplitude moindre. Il y a une nette décroissance de la tension microphonique avec le numéro du pic.

2) L'expérience a bien montré l'existence de pics aux fréquences correspondant aux modes non plans 0,1 et 1,1 correspondant à la valeur l pour le nombre q , mais dont l'amplitude était faible devant les valeurs précédentes.

3) A chaque résonance, en se servant du générateur comme référence, on peut observer la variation brutale de phase autour de la fréquence de résonance du pic étudié.

Conclusion :

Cette expérience, très simple à réaliser, a l'avantage : de permettre :

- une visualisation de la résonance acoustique,
- une mesure très correcte de la célérité du son ;

de familiariser les élèves avec la nécessité d'une quantification du vecteur d'onde dans une cavité. La généralisation avec toute onde liée à une particule enfermée dans une boîte sera plus facile à comprendre (B.U.P. n° 569).

B) Cavité de longueur réglable.**a) DISPOSITIF :**

Le tube de KUNDT est fabriqué à partir d'un tube de verre de diamètre 3 cm et de longueur $L = 30$ cm. L'une des extrémités est obturée par une paroi plane à l'intérieur de laquelle a été percé un trou de 1 cm de diamètre, trou recevant un ergot fixé au centre de la membrane du haut-parleur. La cavité est ainsi quasiment fermée. A l'intérieur de la cavité coulisse un tube de plexiglas, de diamètre voisin de celui de l'intérieur du tube de verre. Ce tube de plexiglas a été obtenu par moulage plastique en ayant pris soin d'y incorporer au préalable, les fils de connexion d'un microphone de diamètre 1 cm dont la place sur la surface plane a été elle aussi prévue.

Une bande de papier millimétré a été posée sur le tube (fig. 10).

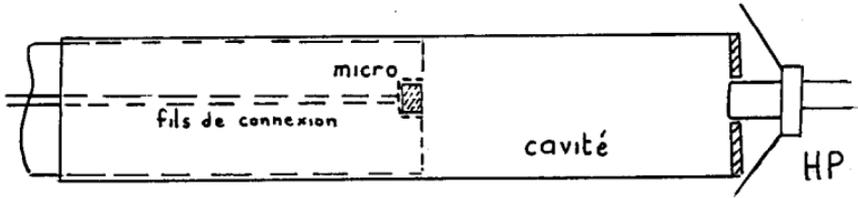


Fig. 10

b) REPÉRAGE DE LA RÉSONANCE :

Dans cette expérience, la fréquence est maintenue constante ; deux méthodes sont possibles : la première suit les variations de la pression au niveau du microphone lorsque la longueur de la cavité varie ; la deuxième suit le déphasage entre la tension appliquée à la bobine du haut-parleur et la tension microphonique. Ces deux méthodes peuvent être conjuguées si l'oscillographe possède une entrée soit « X », soit « Y ».

La tension aux bornes de la bobine du haut-parleur, qui dépend des impédances mécaniques et électriques de celui-ci ainsi que de sa charge acoustique n'est généralement pas en phase avec la pression dans la cavité.

Pour suivre le déphasage u_{HP} et u_{micro} lors des résonances successives, il est plus facile de les mettre en phase pour $L = 0$. Pour cela, le microphone est placé contre la paroi munie du HP et on règle la fréquence du BF de telle sorte que les deux tensions soient en phase. (L'ordre de grandeur de la fréquence est choisi au préalable) pour que la longueur d'onde soit au moins de quelques centimètres).

L'étape suivante consiste, en déplaçant le piston, en la recherche des maxima de pression correspondant aux positions pour lesquelles u_{HP} et u_M sont en phase ou en opposition de phase (cf. fig. 11).

La mesure grossière du facteur de qualité peut alors être faite en repassant en mode balayage et en cherchant l'atténuation à 3 dB c'est-à-dire les positions du piston pour lesquelles la réponse microphonique est en amplitude $\sqrt{2}$ fois plus petite que l'amplitude maximale à la résonance.

Pour $f = 3400$ Hz et $L = \lambda/2$ le facteur de qualité valait dans notre expérience $Q = 50$. La théorie ne faisant intervenir que les effets viscothermiques conduit à 200, ce qui montre l'importance des fuites aussi faibles soient-elles au niveau des parois des pistons et du HP.

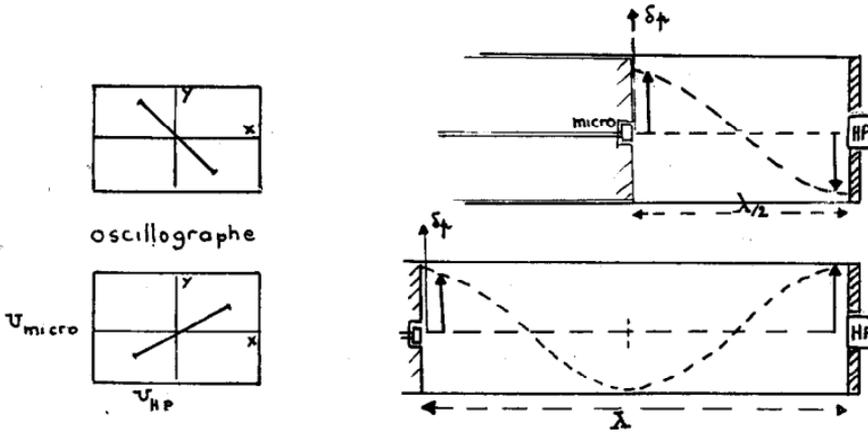


Fig. 11

c) MESURES :

La fréquence est maintenue fixe pour une série de mesures. L'expérience a été réalisée pour quatre valeurs différentes de ce paramètre. Les ventres de pression ont été repérés à mieux que 0,5 mm ; la fréquence mesurée au fréquencemètre était stable à 1 Hz près. La stabilité de la phase était supérieure à 30 s, ce qui laisse largement le temps des mesures.

l_n : longueur de résonance, n : numéro du fuseau.

l_2	l_3	l_4	l_5	l_6	l_7	l_8	l_9	fréquence	pente mm/n ⁰	c ^{m/s}
114	172	229	—	—	—	—	—	3 000	57,2	343,5
101	151	201	252	—	—	—	—	3 400	50,5	344,6
65	99	131	166	197	230	263	—	5 222	532,9	345
55	83	110	138	165	193	221	249	6 251	27,7	345
mm								Hz	mm/n ⁰	m/s

fig. 12

$$\bar{c} = 344 \pm 1 \text{ m/s}$$

$$\Delta c/c = 0,3 \%$$

CONCLUSION.

Toutes ces expériences ne nécessitent pas d'autres appareils que ceux dont disposent la plupart des laboratoires de lycée.

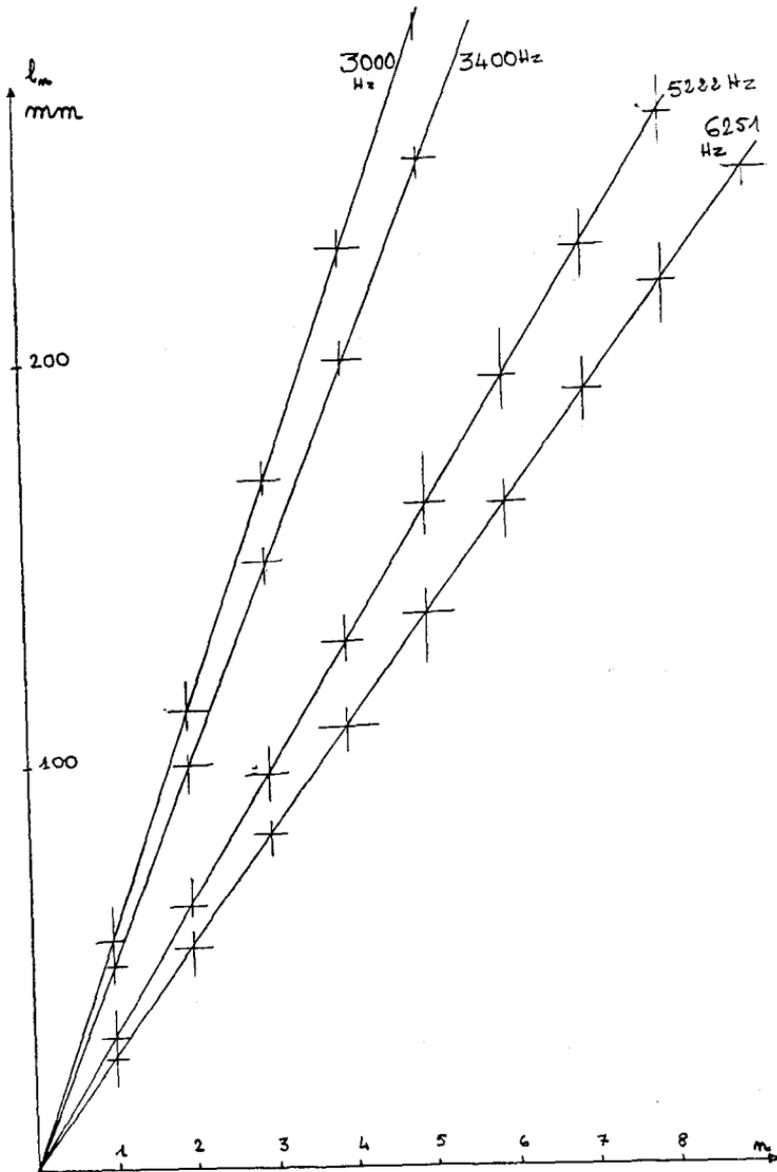


Fig. 12

	<p>$m\ddot{x} + 2\lambda x + kx = 0$ ou (f_{0x})</p> <p>observation : x déplacement</p>	<p>$f_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{m}}$</p> <p>$Q \gg 1$</p>	<p>$Q \gg 1$</p>
	<p>$L\ddot{u}_c + R\dot{u}_c + \frac{1}{C}u_c = 0$ ou (U_{c0})</p> <p>visualisation Δu_c à l'oscillographe</p>	<p>$f_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{LC}}$</p> <p>$Q \gg 1$</p>	<p>$Q \gg 1$</p>
	<p>$\rho \frac{\partial^2 x}{\partial t^2} + 2\lambda \dot{x} + \frac{1}{2} V_0 x = 0$ ou (f_{0x})</p> <p>visualisation Δp sur un microphone</p>	<p>$f_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{\rho V_0}}$</p> <p>$Q \gg 1$</p>	<p>$Q \gg 1$</p>

Il existe dans le commerce des microphones de dimension très petite de l'ordre du 1/4 de pouce, ce qui permet une analyse assez fine de la pression locale sans perturber de façon très importante le milieu.

L'ordre de grandeur de la longueur d'onde permet l'étude de la résonance dans deux domaines trop souvent distincts.

Je remercie Monsieur le professeur BRUNEAU pour ses conseils, Messieurs ROOY et HENRY qui ont bien voulu lire le texte et me faire part de leurs remarques justifiées.

Matériel utilisé :

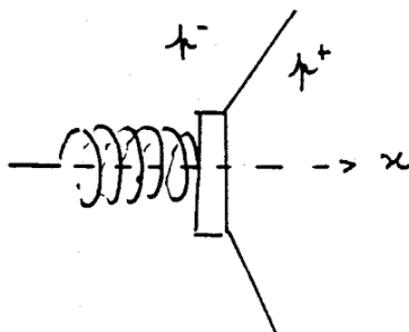
- Ballon de chimie de 250 cm³ : 3 cm ; L = 7 cm.
- Microphone ERS ECM 101.
- Générateur PHILIPS PM 5705.
- Générateur BF PHILIPS PM 5108 L.
- Haut-parleur AUDAX fourni par la société.
- Oscillographe PHILIPS.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] J. W. S. RAYLEIGH : *The theory of the sound.*
 - [2] P. M. MORSE, K. U. INGARD : *Theoretical acoustics.*
 - [3] *Introduction aux théories de l'acoustique* :
M. BRUNEAU : livre disponible aux éditions université du Maine.
 - [4] B.U.P. n° 617 - 628 - 569, p. 235.
 - [5] A. D. PIERCE : « *Acoustics : an introduction to its physical principles and applications* ».
 - [6] B.U.P. n° 509 : *Eléments de Mécanique.* Hulin, p. 235.
-

APPENDICE A

REMARQUE A PROPOS DU HAUT-PARLEUR



EQUATION DYNAMIQUE CLASSIQUE.

$$m \frac{dv}{dt} + fv + \frac{1}{S} \int v dt = B il + (p_+ - p_-) s_0$$

- m masse de la partie mobile,
 f coefficient de frottement,
 S souplesse (inverse de la raideur),
 s_0 surface pressée.

EQUATION ELECTRIQUE.

$$u = \underbrace{R i + L \frac{di}{dt}}_{\text{bobine}} + \underbrace{B l v}_{\text{f.c.m. induite}}$$

- B est de l'ordre de $2 \cdot 10^{-2}$ Tesla (mesuré au teslamètre),
 l longueur du fil de bobinage (quelques mètres).

Solution harmonique :

$$j m \omega \bar{v} + f \bar{v} + \frac{1}{j S \omega} \bar{v} = B \bar{i} l + (\bar{p}_+ - \bar{p}_-) S$$

$$\bar{u} = (j L \omega + R) \bar{I} + B l \bar{v}$$

ici, la charge dans la cavité est très supérieure à celle extérieure :
 $p^+ - p^- \simeq p^+$.

On pose Z_a impédance acoustique telle que $\bar{p}^+ = Z_a \bar{v}$.

Z_a dépend des caractéristiques viscothermiques des parois (si celles-ci sont rigides et bonnes conductrices de la chaleur) et, surtout pour ce qui nous intéresse ici, est indépendante de la longueur de la cavité (*cf.* BRUNEAU, introduction aux théories de l'acoustique ou MORSE, theoretical acoustics).

$$\bar{u} = \frac{Z_a s_0 + j m \omega + f + \frac{1}{j \omega S}}{Bl} \bar{v} + Bl \bar{v}$$

$$\frac{1}{j L \omega + R}$$

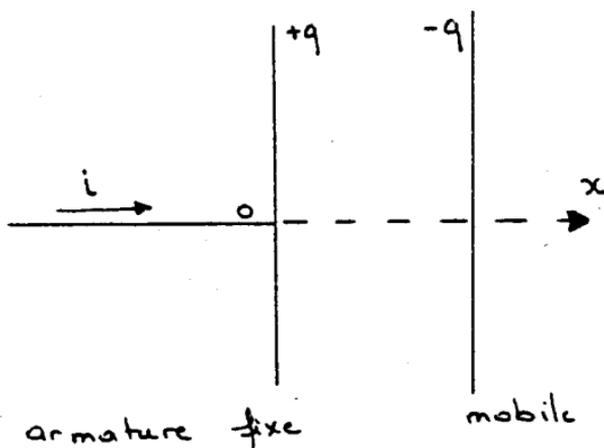
Le déphasage \bar{u} , \bar{v} est constant en régime harmonique à fréquence fixe, indépendamment du volume de la cavité.

On pourra se référer à l'article de F. BROUCHIER sur le haut-parleur (B.U.P. n° 578).

APPENDICE B

REMARQUE A PROPOS DU MICROPHONE

Les microphones à électret, piézoélectriques ou condensateurs, transforment la mesure d'une pression en mesure de tension. Nous rappelons ici cette transformation dans le cas d'un microphone à condensateur.



1) SYSTEME AU REPOS POLARISE PAR UNE TENSION E_0 .

$$Q_0 = C_0 E_0 \quad C_0 = \epsilon_0 \frac{S}{X_0} \quad f_{\epsilon_0} = \frac{Q_0^2}{2 \epsilon_0 S}$$

charge capacité force sur l'armature mobile

2) EQUATION DYNAMIQUE DE L'ARMATURE MOBILE.

$$m \frac{dv}{dt} = \Sigma \vec{F}_{ext}$$

m masse du diaphragme mobile,

\vec{F}_{ext} force de souplesse (ressort),
frottements fluides,
pression p^+ , p^- ,
électrostatique.

$$m \frac{dv}{m} = \frac{1}{S} \int v dt \dots$$

$$\dots + (p_+ - p_-) S - f V - \frac{1}{2} \frac{(Q_0 + q)^2}{2 \epsilon_0 S_0} + \frac{1}{2} \frac{Q_0^2}{2 \epsilon_0 S_0}$$

soit, en posant $-(p_+ - p_-) S_0 = Z_a V$ en régime harmonique,

$$Z_m V + Z_a V = -\frac{1}{2} \frac{2 Q_0 q}{\epsilon_0 S} \text{ dans une approximation du } 1^{\text{er}} \text{ ordre sur } q.$$

$$V = -\frac{Q_0}{\epsilon_0 S} \frac{1}{Z_m + Z_a} q. \quad (1)$$

3) EQUATION ELECTRIQUE DU SYSTEME EN MOUVEMENT.

Q_0 à $t = 0$.

$$Q = c u_c \Rightarrow Q_0 + q(t) = \frac{\epsilon_0 S_0}{X_0 + x} u_c(t) \dots$$

$$\dots \Rightarrow Q_0 + q(t) = \frac{\epsilon_0 S_0}{X_0} \left(1 - \frac{x}{X_0} \right) u_c(t)$$

$$q(t) = \frac{\epsilon_0 S_0}{X_0} \left(1 - \frac{x}{X_0} \right) u_c(t) - \frac{\epsilon_0 S_0}{X_0} u_{c0}$$

soit u_t la surtension aux bornes du condensateur (en plus de la tension de polarisation u_{c0}).

$$u_t = u_c(t) - u_{c_0}$$

$$q(t) = c_0 \left(1 - \frac{x}{X_0} \right) \left(1 - \frac{u_t}{u_0} \right) u_0 - c_0 u_0$$

$$q(t) = c_0 u_t - c_0 \frac{u_0}{X_0} x \Rightarrow u_t = \frac{q}{c_0} + \frac{u_0}{X_0} x$$

en régime harmonique :

$$\bar{q}(t) = c_0 \bar{U} - c_0 \frac{U_0}{X_0} \bar{x} \Rightarrow q(t) = c_0 \bar{U} - c_0 \frac{u_0}{x_0} \frac{\bar{V}}{j\omega} \quad (2)$$

(1) et (2) donnent :

$$\bar{V} \left(Z_m + Z_a + j \frac{u_0^2}{X_0^2 \omega} \right) = - \frac{c_0 u_0}{X_0} \bar{U}$$

$$\bar{V} = - \frac{c_0 u_0}{X_0} \bar{U} \frac{1}{Z_m + Z_a + j \frac{u_0^2}{\omega X_0^2}}$$

On remarque que la phase et l'amplitude dépendent de la fréquence d'une façon générale.

AUTRE FORME POSSIBLE.

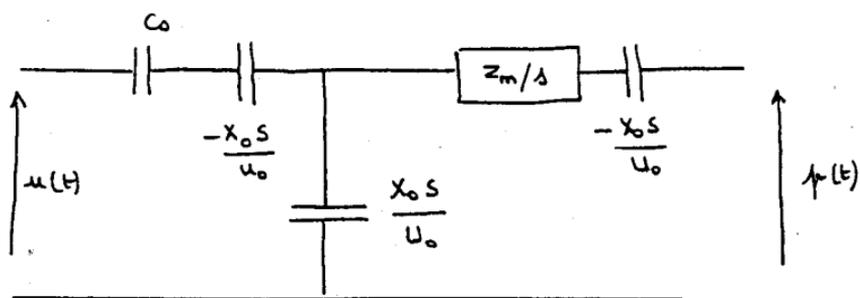
$$u(t) = \frac{q}{c_0} + \frac{u_0}{X_0} x$$

$$u(t) = \frac{\bar{i}}{j c_0 \omega} + \frac{u_0}{j \omega X_0} \bar{V}$$

en régime harmonique :

$$\bar{p}(t) = \frac{Z_m}{S_0} \bar{V} + \frac{u_0}{j \omega X_0 S_0} \bar{i}.$$

On peut associer le schéma en quadripôle équivalent dans l'analogie électro-acoustique :



ce qui montre l'association pression - tension.
