Zeitschrift: Archives des sciences [1948-1980]
Herausgeber: Société de Physique et d'Histoire Naturelle de Genève
Band: 12 (1959)
Heft: 4

Rubrik: Lettres à l'éditeur

Nutzungsbedingungen
Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Mehr erfahren

Conditions d'utilisation
L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. En savoir plus

Terms of use
The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. Find out more

Download PDF: 16.07.2025

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, https://www.e-periodica.ch

LETTRES A L'ÉDITEUR

Jean Demarquay *: *Mesure des champs haute fréquence par écoulement de fluide.*

(Laboratoire de résonance nucléaire; Laboratoire de chimie industrielle de la Faculté des Sciences de Lyon.)

Plusieurs auteurs [1, 2, 3] ont constaté que la hauteur du signal d'absorption donné par la résonance magnétique nucléaire dans un liquide est plus grande lorsque le fluide est en mouvement que lorsqu'il est immobile. Il est possible d'en déduire le temps de relaxation spin-milieu T_I [4]. Nous avons utilisé cette méthode pour obtenir la valeur du champ haute fréquence H_I fourni par l'émetteur. Pour cela nous avons repris et prolongé [5, 6] les calculs de Hrynkiewicz et Waluga.

Fondements théoriques.

Nous avons supposé que l'écoulement était tel que tous les noyaux possédaient la même vitesse $\vec{V}$. Pour obtenir la hauteur du signal d'absorption, nous avons calculé le nombre de noyaux en excès dans l'état énergétique inférieur se trouvant dans un volume élémentaire à une distance donnée de l'extrémité de la bobine, puis intégré sur la longueur de la bobine. En prenant les nombres sans dimensions $y = VT_1/l$ (V: vitesse du fluide, l longueur de la bobine) et $Z = (1 + \gamma^2 H_1^2 T_1 T_2^*)^{-1}$ (T_2^* est l'inverse de la largeur de raie), nous obtenons la hauteur v du signal d'absorption

$$v = \alpha H_1 Z [1 + y (1 - Z) (1 - e^{-1/yZ})] \qquad (1)$$

α étant un facteur de proportionnalité.

Expérimentation.

Nous avons d'abord essayé de vérifier cette formule en mesurant d'une part sur un oscillographe la hauteur du signal

* Présenté par M. G.-J. Béné, membre ordinaire de la Société.

d'absorption produit par le proton, et d'autre part la vitesse d'écoulement du fluide par la mesure de son débit.

Nous avons réalisé l'expérience avec un autodyne du type Gabillard [7], à la fréquence de 9,4 MHz, sur une solution aqueuse de nitrate ferrique M/100. La bobine avait une longueur de 8 mm, le tube un diamètre intérieur $d = 2$ mm. Le tuyau d'arrivée ayant un diamètre beaucoup plus grand, les noyaux demeurent dans le champ directeur continu H_0 pendant un temps égal à plusieurs fois le temps de relaxation T_1, pris égal à 10^{-2} sec, avant de pénétrer dans la bobine ; l'équilibre est donc certainement atteint. Les résultats sont reproduits sur la figure 1.

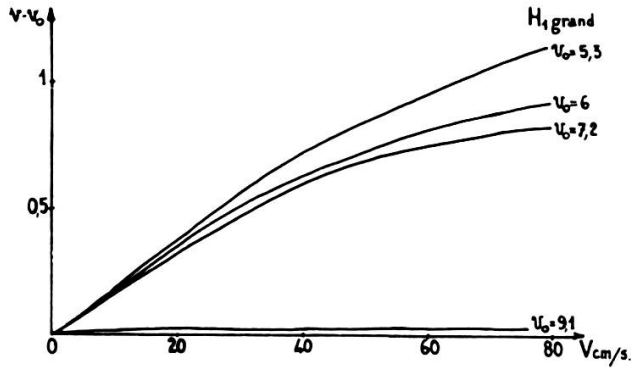

fig. 1

Nous pouvons remarquer que la hauteur des raies augmente d'autant plus que H_1 est plus intense, conformément à la formule (1). Cependant V n'avait pas une valeur suffisante pour obtenir la hauteur du signal en l'absence de saturation. Avec des vitesses de passage plus élevées, nous avons constaté que, contrairement à notre calcul, le signal passe par un maximum lorsque le débit varie. Ce maximum correspond sensiblement au passage du régime laminaire au régime turbulent.

Détermination du champ haute fréquence H_1.

Lorsque le liquide est immobile, le signal passe par un maximum lorsque H_1 varie. La valeur de H_1 à ce maximum varie avec le débit. Au maximum, nous avons $v'_{H_1} = 0$, d'où la relation liant y et Z:

$$f(y, Z) \equiv -e^{-1/yZ}(1 - Z)[Zy(4Z - 1) - 2(1 - Z)] + \\ + [Z(2Z - 1) + yZ(1 - Z)(4Z - 1)] = 0 . \quad (2)$$

La courbe correspondante est représentée sur la figure 2.

Nous avons fait l'expérience sur les protons d'une solution aqueuse de nitrate ferrique M/100 pour laquelle $\gamma = 2{,}7 \times 10^{-4}$ s^{-1} Gauss^{-1} et $T_1 = 10^{-2}$ s. Nous avons trouvé pour T_2^*: $6{,}3 \times 10^{-4}$ s; ce sont donc les hétérogénéités du champ qui imposent la valeur de T_2^*.

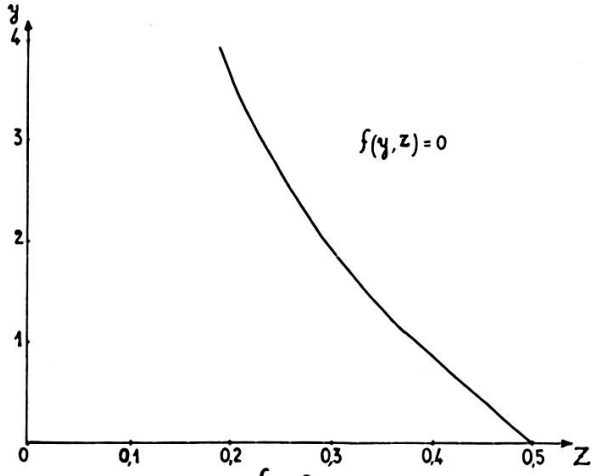

Fig. 2

Dans la bobine émettrice d'un autodyne, nous avons mesuré des champs haute fréquence compris entre 1,5 et 2 centigauss; des vitesses supérieures d'écoulement auraient été nécessaires pour mesurer les champs plus intenses que l'appareil peut émettre. Nous pouvons remarquer que ces mesures ne sont valables que si l'on obtient un signal d'absorption pur. Pour l'autodyne, on se trouve dans les bonnes conditions sans réglage. Par contre, avec un appareil à bobines croisées du type Bloch, il faut régler soigneusement la phase du champ résiduel qui porte le signal. Nous pouvons également remarquer que cette méthode n'est valable que si $H_1 > (\gamma^2 T_1 T_2)^{-1/2}$. Dans les liquides, où T_1 et T_2 sont élevés, l'appareil n'est étalonnable que pour des valeurs de H_1 saturant déjà les raies. Cet étalonnage avec les liquides concerne donc des valeurs de H_1 qui permettent d'obtenir le maximum du signal d'absorption

lorsque le produit $(T_1 \times T_2)$ est assez petit, cas qu'on peut rencontrer aussi pour des solides.

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

1. P.-M. Denis, G.-J. Béné, R.-C. Extermann. *Archives des Sciences*, *5*, I, 32-34 (1952).
2. L. Guibé, *Archives des Sciences*, *II*, fascicule spécial, 194-197 (1958), 7e colloque A.M.P.E.R.E.
3. G. Suryan. *Proc. of the Indian Academy of Sciences*, *33A*, I, 107-111 (1951).
4. A. Z. Hrynkiewicz, T. Waluga. *Acta Physica Polonica*, *16*, 5, 381-388 (1957).
5. M. Guyot de la Hardrouyère. Thèse (1959).
6. J. Demarquay. Thèse de 3e cycle (1959).
7. R. Gabillard. *C. R.*, *232*, 1551-1553 (1951).

E. Constant et A. Lebrun * (Laboratoire de Radioélectricité et Électronique de la Faculté des Sciences de Lille): *Sur l'utilisation d'une transformation d'impédances par obstacle pour la mesure d'impédances peu absorbantes. Application à la détermination de la permittivité de diélectriques à très faibles pertes.*

Sommaire.

L'utilisation pour la mesure de la permittivité complexe d'un diélectrique, d'une transformation d'impédance par obstacles, réactifs localisés, de susceptance b « élevée » permet d'obtenir deux informations déduites:

a) de la résonance,

b) de la mesure d'un T.O.S. voisin de 1.

A la résonance avec S_t (T.O.S. de l'ensemble obstacle, admittance) on a

$$b + b' = 0 \quad \text{et} \quad S_t S' \neq b^2 .$$

* Présentés par M. G.-J. Béné, membre ordinaire de la Société.

Un choix convenable de l'obstacle permet d'obtenir S_t voisin de 1.

Nous employons au laboratoire trois méthodes de mesure utilisant ces propriétés:

a) *bande X* (guide d'onde). Un iris est suivi à une distance convenable d'une cellule de hauteur variable contenant le diélectrique. Le T.O.S. S_t est mesuré par comparaison avec une conductance étalon (T hybride symétrique). La précision ε' est de l'ordre du millième, sur tg δ (voisins de 10^{-4}) de quelques pour-cents;

b) *bande X*. La résonance d'un iris suivi d'une cellule à diélectrique C_2 de hauteur constante est obtenue par variation de la fréquence d'un générateur. Le T.O.S. est comparé à celui d'une deuxième cellule C_1 servant d'ondemètre (cavité de référence). Le coefficient de qualité de C_1 peut être très élevé et des pertes très faibles dans C_2 sont décelables;

c) Fréquence de 900 à 9000 MHz. On utilise une cellule coaxiale de hauteur variable contenant le diélectrique. La résonance est détectée par une sonde plongeant dans le diélectrique. La détermination de ε' et tg δ ne nécessite aucun abaque ni calcul. La précision sur ε' est supérieure au pour-cent sur tg δ de l'ordre de quelques pour-cents. Un tracé rapide et précis du spectre hertzien est possible par cette méthode.

I. *Principe.*

Soit $y = g + jb = \coth(u + jv)$ l'admittance à mesurer « vue » du plan de référence P, et soit un obstacle purement réactif de susceptance b élevée relié à y par un tronçon de ligne de transmission de longueur 1 (fig. 1).

L'admittance y' « vue » de P′ est:

$$y' = g' + jb' = \coth(u + \alpha l + j(\beta l + v)) = \coth(u' + jv')$$

(α et β parties réelles et imaginaires de la constante de propagation dans la ligne de transmission).

Si α et u sont très petits (cas de lignes à faibles pertes et d'impédances peu absorbantes):

$$z' = \frac{1}{y'} \# u' + j\,\mathrm{tg}\,v' \qquad \text{et} \qquad y' = \# u' \cot\mathrm{g}^2 v' - j \cot\mathrm{g} \,.\, v'$$

d'où

$$g' \# u' \operatorname{cotg}^2 v' \quad \text{et} \quad b' \# - \operatorname{cotg} v' . \tag{1}$$

La susceptance $b' = - \operatorname{cotg} v'$ peut être rendue égale à $-b$ par une variation convenable de la distance électrique obstacle-admittance (si b est grand, $\operatorname{tg} v' \# 0$). La susceptance totale de l'ensemble du système est alors nulle. Il y a résonance et la conductance totale g_t est:

$$g_t = g' \# u' \operatorname{cotg}^2 v' \# u' b^2 . \tag{2}$$

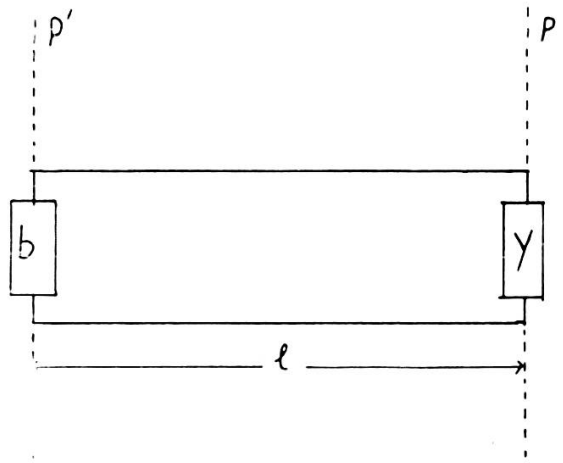

Fig. 1

Connaissant g_t conductance du système obstacle-admittance et la longueur électrique obstacle-admittance, on peut obtenir u et v de y' par:

$$\beta l + v \# \pi \quad \text{(b est grand)}$$

et

$$(u + \alpha l)\, b^2 \# g_t .$$

Une première mesure avec court-circuit permet de déterminer la conductance g_{t_0} à la résonance et de tenir compte du terme αl (pertes à vide):

$$g_t - g_{t_0} \# u b^2 . \tag{3}$$

La relation (2) montre que le T.O.S. S relatif à y et le T.O.S. mesuré S_t (relatif à l'admittance du système à la résonance) sont liés par la relation:

$$S \cdot S_t \neq b^2 \quad \text{(S a une valeur élevée).}$$

Par un choix convenable de b, la méthode permet de remplacer une mesure toujours délicate et peu précise d'un T.O.S. élevé, par la détermination plus facile et précise d'un T.O.S. S_t voisin de 1.

II. *Dispositifs expérimentaux utilisés pour la mesure de la permittivité complexe de diélectriques à faibles pertes.*

A. *Bande X — guides d'ondes.*

1) *La résonance ($b_t = 0$) est obtenue en faisant varier la hauteur de la cellule contenant le diélectrique.*

L'obstacle utilisé est un iris (susceptance — b, obstacle selfique); il est placé (fig. 2) à une longueur l convenable, de la cellule de hauteur variable contenant le diélectrique.

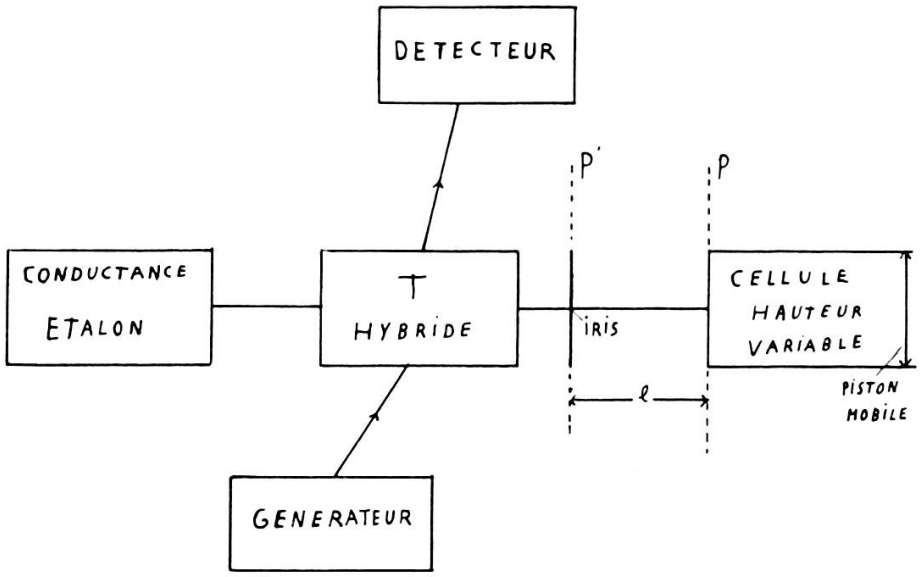

Fig 2

Pour obtenir la résonance, nous réglons la hauteur de cellule contenant le diélectrique, de façon que sa susceptance b' « vue » de P', plan de l'iris, soit égale à $+ b$ (c'est-à-dire de façon que b_t soit nulle). La résonance est détectée en comparant la conductance g_t du système iris-impédance (en dehors de la réso-

nance g_l est nulle), à celle d'une conductance étalon à l'aide d'un T hybride [1].

La longueur l est choisie pour que la résonance soit obtenue pour des hauteurs de cellules h_1, h_3, h_k égales à $(2k - 1)\frac{\lambda' g}{4}$ ($\lambda' g$ longueur d'onde dans le guide rempli de diélectrique).

Dans le cas de diélectriques à faibles pertes, la susceptance d'entrée est pratiquement nulle, et on a:

$$h_k - h_{k-2} = h_3 - h_1 = \frac{\lambda' g}{2} \tag{4}$$

et

$$B = \frac{\lambda g}{\lambda' g} \tag{5}$$

(avec β . B partie imaginaire de la constante de propagation dans le diélectrique).

La mesure donne g_l conductance du système iris-admittance à la résonance. Connaissant $-b$ susceptance de l'iris, la formule (2) donne:

$$g_l = u' b^2 .$$

Pour $h_k = (2k - 1)\frac{\lambda' g}{4}$, la conductance g_k d'entrée de la cellule remplie de diélectrique est donnée par:

$$g_k = B\, thk \frac{\pi}{2}\frac{A}{B} \# k \cdot \frac{\pi}{2} \cdot A$$

(cas des pertes faibles) et

$$u' \# \alpha l + k\frac{\pi}{2} A$$

(βA partie réelle de la constante de propagation dans le diélectrique).

Une mesure cellule vide permet de tenir compte des pertes à vide. On détermine g_{t_0} conductance iris-admittance à la résonance. On a:

$$k\frac{\pi}{2} A \# \frac{g_t - g_{t_0}}{b^2} \tag{6}$$

Les équations [4, 5, 6] donnent A et B. De A et B on passe par les relations classiques à ε', ε'', tgδ.

Par cette méthode, nous avons mesuré des tg δ de quelques 10^{-5} à quelques 10^{-2}. La précision sur ε' est de l'ordre du mil-

lième (mesure relative par rapport au benzène); sur tg δ, elle est de l'ordre de quelques pour-cents.

2) *La résonance est obtenue en faisant varier la fréquence.*

Le schéma du montage est représenté figure 3.

L'obstacle utilisé est un iris. Il est suivi d'un tronçon de guide rempli du diélectrique à étudier (un mica très mince,

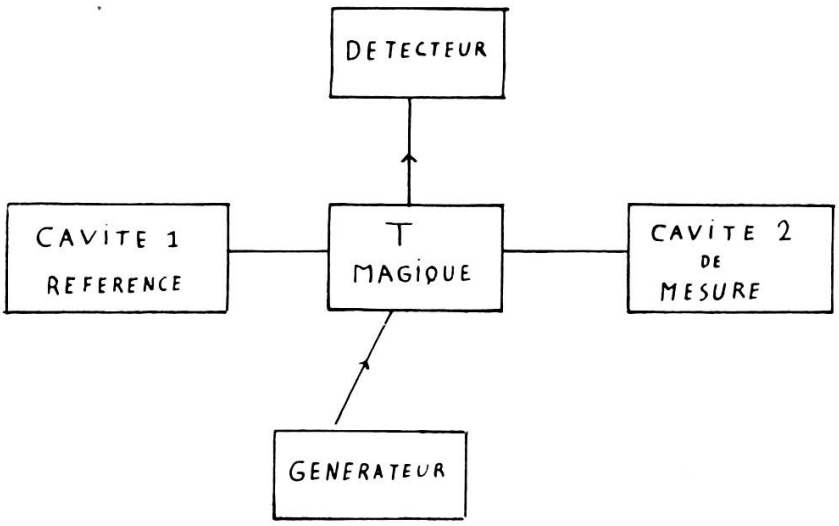

Fig. 3

20 microns, assure l'étanchéité, cavité C_2). La conductance g_{2l} du système *iris-guide d'onde* à la résonance (celle-ci est obtenue en faisant varier la fréquence du générateur) est comparée, à l'aide d'un T magique, à celle g_{1l}, d'une deuxième cavité C_1 servant de référence (couplage par iris). La fréquence de résonance de C_1 est variable à partir d'un piston mobile.

Pour une cavité C_2 donnée, on obtient la résonance (maximum de tension détectée) pour une fréquence f_1. On accorde alors C_1 (minimum de signal détecté).

La cavité C_1 est préalablement étalonnée en valeur de fréquence, d'où f_1. Avec l longueur de C_2 à la résonance, on a:

$$l \neq \frac{k\,\lambda'\,g}{2} \qquad (7)$$

d'où $\lambda' g$ (l'iris a une susceptance d'entrée élevée) et

$$B = \frac{\lambda g}{\lambda' g} \tag{8}$$

(f_1 donne λg).

Une deuxième relation est obtenue du rapport K^2 des signaux détectés maximum et minimum. On a:

$$\frac{g_{2t}}{g_{1t}} = \frac{K+1}{K} \quad \text{(loi de détection quadratique).}$$

Les équations (1), (2), (3) donnent:

$$g_{2t} \# \left(k\pi \frac{A}{B^2} + \alpha l\right) b^2 .$$

Une mesure faite à vide nous donne le rapport $\frac{g_{2t_0}}{g_{1t_0}}$.

On a:

$$\frac{g_{2t}}{g_{1t}} \cdot \frac{g_{1t_0}}{g_{2t_0}} \# 1 + \frac{k \cdot \pi \cdot A}{\alpha l \cdot B^2} \tag{9}$$

αl étant déterminé au préalable, des équations (7), (8), (9) on obtient A et B, d'où ε' et ε''.

Cette méthode a l'avantage d'utiliser une « cellule contenant le diélectrique » de hauteur fixe (possibilité de températures largement variables). Le coefficient de qualité peut être très élevé. Il n'est pas nécessaire de connaître la susceptance $-b$ de l'iris. Cette méthode se prête particulièrement bien à la détermination de ε^* de solutions très diluées de liquides polaires dans des solvants non polaires (mesure comparative par rapport au solvant).

B. *Lignes coaxiales — 900 à 9.000 MHz.*

L'utilisation d'obstacles (disques percés de trous ou de fentes circulaires) permet d'obtenir les composantes de l'admittance d'entrée de la cellule de mesure contenant le diélectrique. Un mesureur du taux d'ondes stationnaires, est utilisé pour déterminer la conductance g_t du système à la résonance.

Nous avons aussi utilisé la variante suivante: la cellule de hauteur variable, contenant le liquide, est couplée par un iris au générateur (figure 4).

La résonance est obtenue en faisant varier la hauteur h de la cellule; le signal est détecté dans le tronçon résonnant à l'aide d'une sonde plongeant dans le liquide. On détermine λ' à partir des hauteurs de cellules donnant la résonance, tandis que $\operatorname{tg}\delta$ est obtenu par la largeur 2Δ de la courbe de résonance.

On a:

$$h = k\frac{\lambda'}{2}\ ; \qquad B = \frac{\lambda}{\lambda'}\ ; \qquad \operatorname{tg}\delta = \frac{2\Delta}{h}\ .$$

Un tel système permet le tracé rapide du spectre hertzien d'un diélectrique liquide peu absorbant dans une très large bande de frquence (900 à 9.000 MHz).

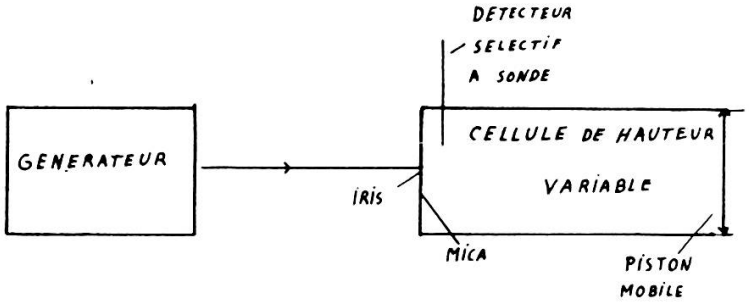

Fig. 4

Nous avons récemment utilisé cette « cellule » pour l'étude de diélectriques absorbants (méthode de transmission). Les résultats seront publiés dans une note ultérieure.

BIBLIOGRAPHIE

1. E. Constant. Diplôme d'études supérieures, Lille, 1958.
2. Lebrun, Arnoult, Risbourg et Constant. VIIe Colloque A.M.P.E.R.E., Paris, 1958 (*Archives des Sciences de Genève*, vol. II, 12 juillet 1958).