

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta

Band: 24 (1951)

Heft: V

Artikel: Mesure des constantes diélectriques et des coefficients d'absorption de gaz et de vapeurs aux hyperfréquences

Autor: Gennaoui, Antoine

DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-112224>

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: 23.02.2026

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

Mesure des constantes diélectriques et des coefficients d'absorption de gaz et de vapeurs aux hyperfréquences

par Antoine Gennaoui (Genève).

(3 VI 1951.)

Résumé. — Les constantes diélectriques et les coefficients d'absorption de huit gaz et vapeurs ont été mesurés à la fréquence de 9450 Mc/sec. environ, à la température ordinaire et à des pressions variant de 0 à 760 mm Hg pour les gaz et de 0 à la pression saturante pour les vapeurs. Ces gaz et vapeurs sont CHCl_3 , CH_3COCH_3 , $(\text{C}_2\text{H}_5)_2\text{O}$, $\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$, C_6H_6 , $\text{C}_2\text{H}_5\text{Cl}$, NH_3 et CCl_4 . Une technique nouvelle est décrite pour les mesures de l'absorption. La sensibilité est $0,02 \cdot 10^{-3}$ pour $(\epsilon' - 1)$ et $0,005 \cdot 10^{-4}$ Nep. cm^{-1} pour ϵ'' . Une interprétation et discussion suivent chaque série de mesures.

Introduction.

La constante diélectrique complexe ϵ d'un gaz s'écrit :

$$\epsilon = \epsilon' - j\epsilon''$$

ϵ' étant la constante diélectrique réelle et ϵ'' étant la constante diélectrique imaginaire (avec $\epsilon'' \ll \epsilon'$ dans les gaz et les vapeurs) à laquelle correspond un coefficient d'absorption α .

Peu nombreux sont les expérimentateurs qui ont mesuré jusqu'ici ces constantes dans la bande de 3 cm de longueur d'onde¹⁾²⁾³⁾.

Le nombre des corps déjà étudiés atteint une vingtaine environ. Le but du présent travail est de compléter ces résultats et éventuellement les contrôler.

Une première partie contient les mesures faites sur ϵ' et une deuxième partie la méthode adoptée dans la mesure de ϵ'' ou α .

PREMIÈRE PARTIE.

Mesure des constantes diélectriques réelles.

J'ai préféré travailler en cavité, selon la méthode préconisée par C. K. JEN³). Le gaz, ou la vapeur, est enfermé dans une cavité cylindrique excitée selon le mode TE_{011} . L'introduction du gaz déplace la fréquence de résonance de la cavité, et c'est de ce déplacement en fréquence qu'on déduit ϵ' .

L'appareil (fig. 1) comprend deux circuits: un circuit principal pour produire sur l'écran d'un oscilloscophe la courbe de résonance de la cavité, et un circuit secondaire pour produire sur le même écran deux tops séparés par une fréquence connue.

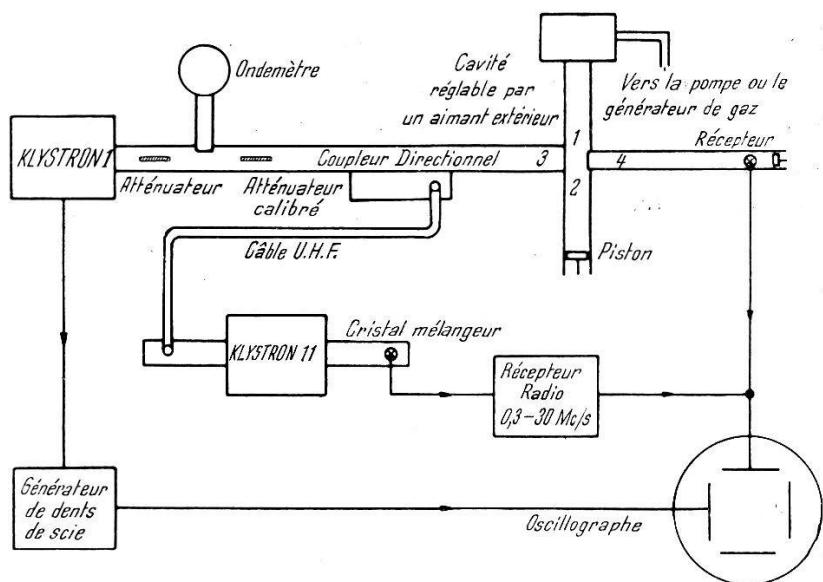


Fig. 1.

L'émetteur de 3 cm contient un klystron 2k25/723A/B de la Western Electric. Réglé sur la fréquence de 9450 Mc/sec., soit 3,173 cm de longueur d'onde, il est balayé linéairement en fréquence par un générateur de dents de scie qui oscille à la fréquence de 50 c/sec.

Le circuit principal comprend cet émetteur, un atténuateur de sortie en bakélite, un ondemètre gradué en Mc/sec. de 9285 Mc/sec. à 9465 Mc/sec. monté en «té», un atténuateur calibré, un «té» magique, un récepteur réglable à cristal détecteur et un oscilloscophe dont les plaques horizontales sont balayées par le même générateur de dents de scie.

La cavité renfermant le gaz est couplée au bout du bras 1 du «té», tandis qu'un piston lui fait face dans le bras 2.

Quand l'onde arrive par le bras 3, elle se divise en deux parties égales, qui chemineront dans les bras 1 et 2, mais aucune partie ne passe directement⁴⁾ dans le bras 4. L'onde du bras 2 se réfléchit intégralement sur le piston, tandis que celle du bras 1 se réfléchit plus ou moins fortement et avec un certain déphasage selon la fréquence propre de la cavité. Les deux ondes réfléchies passent dans le bras 3 si elles retournent en phase et dans le bras 4 si elles arrivent en opposition de phases.

L'impédance normalisée Z' de la cavité⁵⁾ est :

$$Z' = \frac{Z_c}{Z_0} = \frac{\frac{1}{Q_1}}{\frac{1}{Q_0} + j \left(\frac{f}{f_0} - \frac{f_0}{f} \right)}$$

où Q_1 = le coefficient de surtension extérieur de la cavité,

Q_0 = le coefficient de surtension intérieur de la cavité,

Z_c = l'impédance de la cavité vue du guide d'onde,

Z_0 = l'impédance caractéristique du guide d'onde,

f = la fréquence de l'onde incidente (klystron I),

f_0 = la fréquence propre de résonance de la cavité.

Par suite, si l'on est près de la fréquence de résonance de la cavité, on peut écrire :

$$\begin{aligned} \frac{1}{Z'} &= \frac{Q_1}{Q_0} + j Q_1 \frac{f^2 - f_0^2}{f f_0} \\ &\simeq \frac{Q_1}{Q_0} + 2 j Q_1 \frac{f - f_0}{f_0} \quad \text{si } f \simeq f_0 \end{aligned}$$

Le coefficient de réflexion R sur la cavité est :

$$R = \frac{Z_c - Z_0}{Z_c + Z_0}$$

D'où :

$$R = \frac{\frac{1}{Z'} - \frac{1}{Z_0}}{\frac{1}{Z'} + \frac{1}{Z_0}} = \frac{\frac{1}{Q_0} - \frac{Q_1}{Q_0} - 2 j Q_1 \frac{f - f_0}{f_0}}{\frac{1}{Q_0} + \frac{Q_1}{Q_0} + 2 j Q_1 \frac{f - f_0}{f_0}}$$

Si l'on règle le piston en opposition de phase avec la cavité le récepteur détectera un signal de tension proportionnelle à $|1-R|^2$, c'est-à-dire proportionnelle à :

$$\frac{\left(\frac{Q_0}{Q_1}\right)^2 + \left(2 Q_1 \frac{f - f_0}{f_0}\right)^2}{\left(1 + \frac{Q_1}{Q_0}\right)^2 + \left(2 Q_1 \frac{f - f_0}{f_0}\right)^2} = 1 - \frac{\left(1 + 2 \frac{Q_1}{Q_0}\right) \frac{1}{Q_1^2}}{\left(\frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_1}\right)^2 + \left(2 \frac{f - f_0}{f_0}\right)^2}$$

Cette dernière expression montre que le spot de l'oscilloscopie indiquera une courbe de résonance de la cavité.

En réalité on observera sur l'écran de l'oscillograph (fig. 2) en même temps que la courbe de résonance de la cavité, la courbe de puissance du klystron I en fonction de la fréquence et la courbe de résonance de l'ondemètre dont la fréquence f_m servira de fréquence de référence. En somme toute la puissance passe sauf ce qui a été absorbé par la cavité et par l'ondemètre.

Quand la cavité est vide sa fréquence de résonance est f_0 . Quand on la remplit de gaz à une certaine pression, de constante diélectrique réelle ϵ' , sa fréquence de résonance devient f_1 telle que:

$$f_1 = \frac{f_0}{\sqrt{\epsilon'}}$$

comme on le verra dans la deuxième partie de ce travail. D'où:

$$\sqrt{\epsilon'} = \frac{f_0}{f_1}$$

Posons: $\epsilon' = 1 + \delta$ avec $\delta \ll 1$ pour les gaz.

Alors: $\sqrt{\epsilon'} = (1 + \delta)^{\frac{1}{2}} \cong 1 + \frac{1}{2} \delta$

D'où: $\delta = 2(\sqrt{\epsilon'} - 1) = 2\left(\frac{f_0}{f_1} - 1\right)$

Ou: $\delta \cong 2 \frac{f_0 - f_1}{f_0}$

Il s'agit donc de mesurer le déplacement de fréquence $f_0 - f_1$ quand la cavité passe de l'état vide à l'état de remplie de gaz.

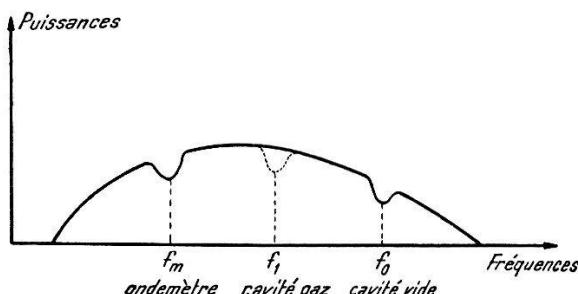


Fig. 2.

Pour cela il faut pointer f_0 et f_1 par deux tops de différences de fréquences connue et obtenue grâce au circuit secondaire de mesures. En réalité on pointe une fois $(f_0 - f_m)$ et une seconde fois $(f_1 - f_m)$, d'où l'on déduit $(f_0 - f_1)$.

Le circuit secondaire débute par un coupleur directionnel qui dérive une partie de la puissance du klystron I de fréquence f , et la débite par un câble coaxial U.H.F. dans un tube guide où rayonne l'antenne de sortie d'un second klystron II de fréquence f'

voisine de f . Un cristal mélangeur détectera un signal de fréquence intermédiaire égale à la différence $f - f'$.

Bien que dans notre premier travail⁶⁾⁷⁾ le klystron II fût modulé en fréquence par un oscillateur variable de 0,3 à 10 Mc/sec., nous avons pu dans la suite nous en passer. Nous avons donc laissé le klystron II sans modulation, à fréquence fixe f' , et nous avons persisté à balayer le klystron I en fréquences de façon que sa fréquence f varie avec le temps en dents de scie autour d'une valeur moyenne voisine de f' , comme le montre la figure 3.

La tension détectée par le cristal mélangeur aboutit à un récepteur radio étalonné de fréquence variable de 0,1 à 30 Mc/sec. Si ce récepteur est réglé par exemple sur la fréquence de 10 Mc/sec.

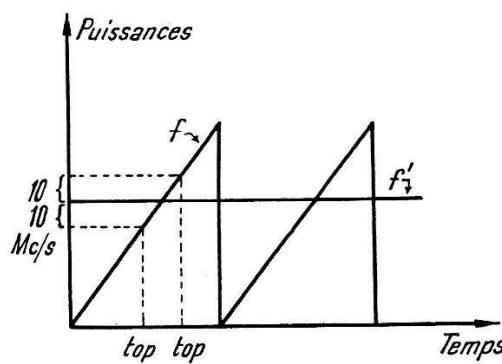


Fig. 3.

rien n'y passe sauf quand le signal atteint la fréquence $f - f' = 10$ Mc/sec., ce qui donne lieu sur l'écran à deux tops dont la distance en fréquence est $2 \times 10 = 20$ Mc/sec.; ces deux tops à distance variable à volonté selon la fréquence du récepteur radio serviront précisément à mesurer la distance en fréquence de l'ondemètre à la cavité d'abord vide soit $(f_0 - f_m)$, puis remplie de gaz soit $(f_1 - f_m)$.

Cette méthode de mesure des différences de fréquences de deux klystrons en balayant l'un et sans moduler l'autre est tout à fait originale.

Comme le pointage des tops est exact à 0,04 Mc/sec. et que chaque mesure de $\delta = \epsilon' - 1$ en fonction de la pression p exige en réalité deux mesures: celle de $f_0 - f_m$ et celle de $f_1 - f_m$, la sensibilité en fréquence de mon appareil sera donc 0,08 Mc/sec. environ, et la sensibilité en $\epsilon' - 1$ sera:

$$\Delta(\epsilon' - 1) = \frac{2}{f_0} (f_0 - f_1) = \frac{2}{9430} (0,08) \cong 0,02 \cdot 10^{-3}$$

valeur voisine de celle obtenue dans la publication de JEN et qui est de l'ordre de $0,01 \cdot 10^{-3}$, mais supérieure à celle d'autres travaux.

J'ai appliqué cette méthode à l'étude des constantes diélectriques ϵ' de huit gaz et vapeurs en fonction de la pression: $\text{C}_2\text{H}_5\text{Cl}$, NH_3 déjà étudiés, puis CHCl_3 , CH_3COCH_3 $(\text{C}_2\text{H}_5)_2\text{O}$, $\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$, C_6H_6 et CCl_4 parmi les corps nouveaux.

La fréquence était voisine de 9450 Mc/sec. et j'opérais à la température de la salle, soit 20°C environ.

Les résultats sont représentés par des courbes dont la figure 4, relative à $\text{C}_2\text{H}_5\text{Cl}$ fournit un exemple.

1^o On y vérifie que la loi des variations de $\epsilon'(p)$ est bien linéaire aux erreurs de mesure près.

Or, pour les gaz, aussi bien pour les mesures aux faibles pressions (en dessous d'une atmosphère) que pour celles aux pressions comprises entre 1 et 350 atmosphères, la variation de la constante diélectrique avec la pression est linéaire⁸⁾⁹⁾. Ainsi cette même loi se trouve confirmée dans mon travail.

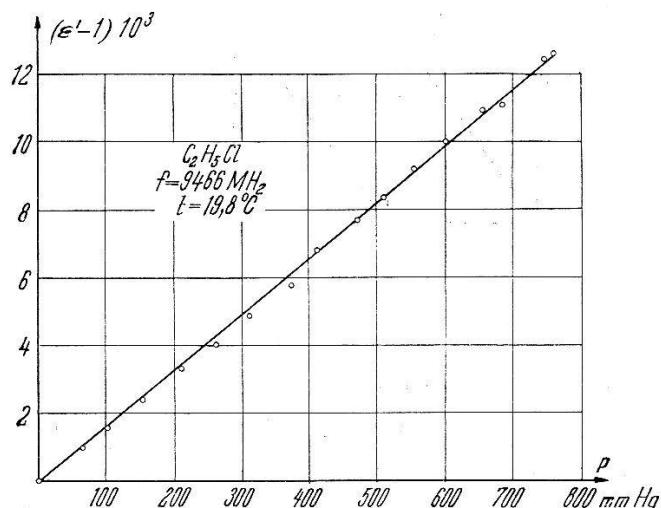


Fig. 4.

2^o Voici un tableau où j'ai comparé la valeur de $(\epsilon_f' - 1)$, que j'ai mesurée pour la fréquence $f = f_{0v} \cong 9450$ MHz, d'une part à celle de $(\epsilon_s' - 1)$ correspondant à la constante diélectrique statique

	t ($^\circ\text{C}$)	P (mm Hg)	$(n^2 - 1)$ 10^3	$(\epsilon_s' - 1)$ 10^3	f (MHz)	$(\epsilon_f' - 1)$ 10^3	Comparer ϵ_f' aux ϵ_f' des références suivantes
CHCl_3	22	170	0,606	0,79	9453	1,05	¹⁶⁾
CH_3COCH_3	19,6	189	0,507	6,52	9454	5,17	^{11); 16)}
$(\text{C}_2\text{H}_5)_2\text{O}$	18,9	450	1,70	4,10	9450	3,93	
$\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$	22	49	0,105	0,63	9453	0,54	¹⁶⁾
C_6H_6	22,5	82	0,356	0,38	9446	0,37	
$\text{C}_2\text{H}_5\text{Cl}$	19,8	760	2,20	12,7	9466	12,5	^{2); 16)}
NH_3	17,8	760	0,711	6,3	9453	6,17	^{2); 11)}
CCl_4	20	90	0,393	0,44	9453	0,52	¹¹⁾

ou aux basses fréquences, et d'autre part à celle de $(n^2 - 1)$ où n est l'indice de réfraction correspondant à $\lambda = 5893 \text{ \AA}$ dans le spectre visible. Pour les gaz d'ailleurs $n^2 = \varepsilon'_\infty$ ¹⁰⁾. Il est intéressant aussi de comparer $(\varepsilon'_f - 1)$ aux résultats trouvés par d'autres auteurs^{2) 6) 11)} et¹⁶⁾. Les valeurs de $(n^2 - 1)$ ont été déduites des «International Critical Tables». Il en est de même des valeurs de $(\varepsilon_s' - 1)$; pour ramener celles-ci aux conditions de température et pression de mes expériences j'ai utilisé la formule de DEBYE-LANGEVIN:

$$\varepsilon'_s - 1 = 4 \pi N \left(\alpha + \frac{\mu^2}{3 kT} \right)$$

3^o Constantes diélectriques et structure moléculaire: les mesures de ces constantes sont intéressantes au point de vue stéréochimique. On pourra les effectuer à des températures différentes, puis tracer la courbe $\varepsilon' - 1 = f(1/T)$; si le résultat est une droite parallèle à l'axe des $1/T$ (fig. 5), comme tel est le cas pour CCl_4 , c'est que le corps n'a pas de moment électrique dipolaire. Sa constitution doit

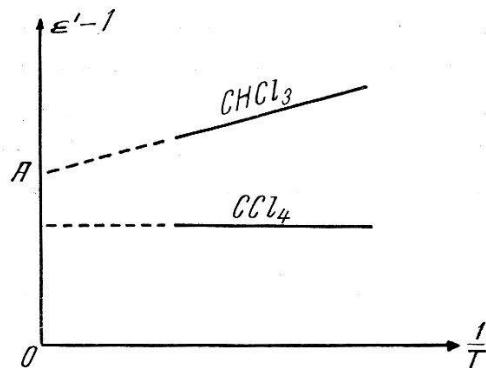


Fig. 5.

être parfaitement symétrique: la molécule de CCl_4 serait un tétraèdre régulier dont le centre est l'atome de carbone et dont chaque sommet est occupé par un atome de chlore. Par contre, si la courbe est une droite inclinée sur l'axe des $1/T$ comme c'est le cas pour CHCl_3 , c'est que le corps a un moment électrique μ dû à la dissymétrie et qu'on peut calculer par la pente de la droite. En effet:

$$\varepsilon' - 1 = 4 \pi N \left(\alpha + \frac{\mu^2}{3 kT} \right)$$

où: N = nombre de molécules par cm^3

α = polarisabilité induite

k = constante de Boltzmann

et la pente de la droite sera:

$$\frac{d(\varepsilon' - 1)}{d(1/T)} = \frac{4 \pi N \mu^2}{3 k}$$

d'où l'on tire μ si l'on connaît la pente.

Enfin l'extrapolation de la droite jusqu'à sa rencontre A avec l'axe des $(\epsilon' - 1)$ donne $OA = \epsilon'_\infty - 1$, qui est voisine pour les gaz de $n^2 - 1$ comme on l'a remarqué plus haut.

4^o La mesure de ϵ' , jointe à la connaissance de ϵ'_s et ϵ'_∞ donne un moyen de calculer approximativement grâce à la théorie de DEBYE le temps de relaxation τ :

$$\omega \tau = \sqrt{\frac{\epsilon'_s - \epsilon'}{\epsilon' - \epsilon'_\infty}}$$

En appliquant cette formule, j'ai trouvé des temps de l'ordre de 10^{-11} seconde.

DEUXIÈME PARTIE.

Mesures des coefficients d'absorption.

J'ai préféré, ici encore, enfermer le gaz dans une cavité cylindrique, montée en transmission (selon la figure 6) et excitée, selon le mode TE_{011} . L'introduction du gaz dans la cavité change le coefficient de surtension intérieur Q_0 de la cavité, et c'est de cette variation de Q_0 de la cavité vide et pleine de gaz que je déduis ϵ'' d'abord, puis le coefficient d'absorption α du gaz.

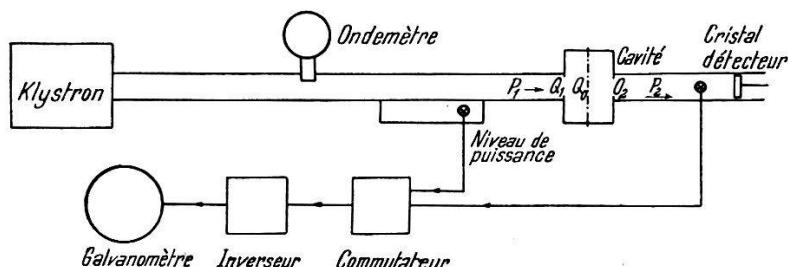


Fig. 6.

Dans de premiers essais, j'ai mesuré la largeur de la courbe de résonance de la cavité montée selon le schéma de la première partie de ce travail, et j'en déduisais Q_0 . Mais l'oscillographe ne donnait pas une courbe fidèle et adéquate du phénomène, c'est pourquoi j'ai préféré par la suite mesurer au galvanomètre les puissances transmises par la cavité. La cavité est en effet couplée à un récepteur à cristal détecteur réglé sur l'impédance caractéristique Z_0 du guide d'onde à la fréquence de fonctionnement 9430 Mc/sec. Un coupleur directionnel dont la sortie est un cristal détecteur m'a servi comme indicateur de niveau de puissance incidente sur la cavité. Enfin pour la correction du zéro du galvanomètre j'ai mis à la suite du commutateur un inverseur de courant.

La constante diélectrique imaginaire ϵ_r'' est liée au coefficient de surtension intérieur Q_0 de la cavité par la relation simple:

$$\epsilon_r'' = \frac{1}{Q_{0g}} - \frac{1}{Q_{0v}}$$

Q_{0g} et Q_{0v} étant respectivement les coefficients de surtension intérieurs de la cavité quand elle est pleine de gaz et quand elle est vide.

En effet quand la cavité est vide son impédance normalisée est telle que:

$$\frac{1}{Z_v'} = \frac{Q_1}{Q_{0v}} + 2j Q_1 \frac{f - f_{0v}}{f_{0v}} \quad \text{si } f \cong f_{0v}$$

Quand elle est remplie de gaz de constante diélectrique complexe

$$\epsilon = \epsilon' - j \epsilon''$$

la relation précédente reste valable, mais f_{0v} est remplacée par $f_{0v}/\sqrt{\epsilon}$ d'où:

$$\frac{1}{Z_g'} = \frac{Q_1}{Q_{0v}} + 2j Q_1 \frac{f - \frac{f_{0v}}{\sqrt{\epsilon}}}{\frac{f_{0v}}{\sqrt{\epsilon}}}$$

Comme $\epsilon'' \ll \epsilon'$ pour les gaz on peut effectuer le développement:

$$\sqrt{\epsilon} = (\epsilon' - j \epsilon'')^{\frac{1}{2}} = \epsilon'^{\frac{1}{2}} \left(1 - \frac{1}{2} j \frac{\epsilon''}{\epsilon'} + \dots \right)$$

Par conséquent:

$$\frac{1}{Z_g'} = \frac{Q_1}{Q_{0v}} + 2j Q_1 \frac{\sqrt{\epsilon'} f \left(1 - \frac{1}{2} j \frac{\epsilon''}{\epsilon'} \right) - f_{0v}}{f_{0v}}$$

$$\frac{1}{Z_g'} = \frac{Q_1}{Q_{0v}} + Q_1 \frac{\epsilon''}{\epsilon'} \frac{f}{f_{0v}} + 2j Q_1 \frac{f - f_{0v} \epsilon'^{-\frac{1}{2}}}{f_{0v} \epsilon'^{-\frac{1}{2}}}$$

Or, $f \cong f_{0v}$ et $\epsilon''/\epsilon' = \epsilon_r''$. Il vient donc:

$$\frac{1}{Z_g'} = Q_1 \left(\frac{1}{Q_{0v}} + \epsilon_r'' \right) + 2j Q_1 \frac{f - \frac{f_{0v}}{\sqrt{\epsilon'}}}{\frac{f_{0v}}{\sqrt{\epsilon'}}}$$

Comme:

$$\frac{1}{Z_g'} = \frac{Q_1}{Q_{0g}} + 2j Q_1 \frac{f - f_{0g}}{f_{0g}}$$

la comparaison des deux dernières expressions conduit à écrire les deux relations:

$$f_{0g} = \frac{f_{0v}}{\sqrt{\varepsilon'}} ;$$

$$\frac{1}{Q_{0g}} = \frac{1}{Q_{0v}} + \varepsilon''_r ;$$

la première relation est celle que nous avons utilisée dans la première partie, et la seconde est identique à:

$$\varepsilon''_r = \frac{1}{Q_{0g}} - \frac{1}{Q_{0v}} \quad (1)$$

que nous voulions démontrer. On voit donc que la relation (1) permet de calculer ε''_r , à partir de la variation de $1/Q_0$.

D'autre part Q_0 est liée à la puissance P_2 transmise par la cavité, à la puissance P_1 incidente sur la cavité, et aux coefficients de surtension extérieurs Q_1 et Q_2 par la relation:

$$\frac{P_1}{P_2} = \left(1 + \frac{Q_1}{2Q_0}\right)^2$$

en supposant que $Q_1 = Q_2$. On démontre facilement, en effet, que la fonction de transmission $T(f)$ d'une cavité a pour valeur¹²⁾:

$$T(f) = \frac{P_2}{P_1} = \frac{4\beta_1\beta_2}{(1 + \beta_1 + \beta_2) + Q_0 \frac{(f^2 - f_0^2)}{ff_0}}$$

où β_1 et β_2 désignent les facteurs de couplage de la cavité aux guides d'onde à l'entrée et à la sortie, c'est-à-dire:

$$\beta_1 = \frac{Q_0}{Q_1} ; \quad \beta_2 = \frac{Q_0}{Q_2}$$

Mais ici $Q_1 = Q_2$ ou $\beta_1 = \beta_2 = Q_0/Q_1$, et la fonction de transmission se réduit à la résonance, pour $f = f_0$, au rapport:

$$T(f_0) = \frac{P_2}{P_1} = \frac{4\beta_1\beta_2}{(1 + \beta_1 + \beta_2)} = \frac{4\left(\frac{Q_0}{Q_1}\right)^2}{\left(1 + 2\frac{Q_0}{Q_1}\right)^2} = \frac{\left(2\frac{Q_0}{Q_1}\right)^2}{\left(1 + 2\frac{Q_0}{Q_1}\right)^2}$$

ou:

$$\frac{P_1}{P_2} = \left(1 + \frac{Q_1}{2Q_0}\right)^2 \quad (2)$$

Cette relation permet de calculer Q_0 si l'on mesure P_1 , P_2 , Q_1 .

Les formules (1) et (2) permettent de calculer ϵ_r'' , à partir des mesures de P_1 , P_2 , Q_1 . En effet on a:

$$\epsilon_r'' = \frac{1}{Q_{0g}} - \frac{1}{Q_{0v}} \quad (1)$$

$$\frac{Q_1}{2Q_{0v}} + 1 = \sqrt{\frac{P_1}{P_{2v}}} \quad (2)$$

$$\frac{Q_1}{2Q_{0g}} + 1 = \sqrt{\frac{P_1}{P_{2g}}} \quad (2')$$

L'élimination des Q_{0v} et Q_{0g} entre ces trois équations conduit à:

$$\begin{aligned} \epsilon_r'' &= \frac{2}{Q_1} \left(\sqrt{\frac{P_1}{P_{2g}}} - \sqrt{\frac{P_1}{P_{2v}}} \right) \\ \epsilon_r'' &= \frac{2}{Q_1} \sqrt{\frac{P_1}{P_{2v}}} \left\{ \sqrt{\frac{P_{2v}}{P_{2g}}} - 1 \right\} \end{aligned} \quad (3)$$

Enfin la connaissance de ϵ_r'' , conduit à la connaissance du coefficient d'absorption α grâce à la relation:

$$\alpha = \epsilon_r'' \frac{\pi}{\lambda}$$

En effet, on sait que⁴⁾:

$$\epsilon'' = \frac{\sigma}{\omega} ; \quad \alpha = \frac{\sigma}{2} \sqrt{\frac{\mu'}{\epsilon'}}$$

de sorte que la relation entre ϵ'' et α est:

$$\alpha = \frac{\omega \epsilon''}{2} \sqrt{\frac{\mu'}{\epsilon'}} = \frac{\omega}{2} \frac{\epsilon''}{\epsilon'} \sqrt{\mu' \epsilon'}$$

Mais $\omega = 2\pi f$; $\epsilon' = \epsilon_0 K_e$; $\mu' = \mu_0 K_m$; $\frac{1}{c} = \sqrt{\mu_0 \epsilon_0}$ en supposant que:

f = fréquence de l'onde incidente dans l'espace libre telle que: $c = \lambda f$

c = vitesse de la lumière dans le vide,

K_e = constante diélectrique relative réelle telle que: $\epsilon' = \epsilon_0 K_e$

K_m = perméabilité relative réelle telle que: $\mu' = \mu_0 K_m$

ϵ_0 = capacité du vide

μ_0 = perméabilité du vide

On peut écrire généralement:

$$\alpha = \frac{2\pi f}{2} \frac{\epsilon''}{\epsilon'} \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} \sqrt{K_e K_m}$$

$$= \frac{\pi f}{c} \frac{\epsilon''}{\epsilon'} \sqrt{K_e K_m}$$

Mais ici: $K_e = K_m \simeq 1$ de sorte que $\epsilon' = \epsilon_0$, et:

$\epsilon''/\epsilon' = \epsilon''/\epsilon_0 = \epsilon_r''$ = constante diélectrique relative imaginaire.

Donc:

$$\alpha = \frac{\pi f}{c} \epsilon_r''$$

Ou enfin:

$$\alpha = \frac{\pi}{\lambda} \epsilon_r'' \quad (4)$$

Désormais, comme il n'y aura plus de confusion, j'écrirai ϵ'' pour désigner ϵ_r'' .

En résumé, j'ai la formule:

$$\alpha = \left[\frac{\pi}{\lambda} \frac{2}{Q_1} \sqrt{\frac{P_1}{P_{2v}}} \right] \left\{ \sqrt{\frac{P_{2v}}{P_{2g}}} - 1 \right\} \quad (5)$$

qui est adaptée à ma méthode de mesure qui comprend les étapes suivantes:

1^o Mesure de λ : dans mon travail j'ai fixé la fréquence de l'émetteur à 9430 Mc/sec., soit $\lambda = 3,18$ cm, et j'ai réglé la fréquence de résonance f_{0v} de la cavité vide sur le sommet de la courbe de puissance du klystron. A l'introduction du gaz dans la cavité la fréquence se déplace en f_{0g} , mais une manœuvre du piston de la cavité permet toujours de ramener f_{0g} en f_{0v} . Ainsi la fréquence de la cavité

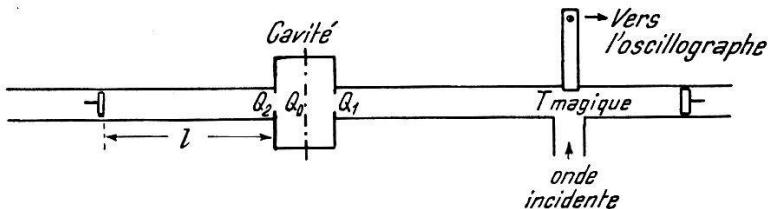


Fig. 7.

reste constamment égale à 9430 Mc/sec., malgré les variations de pression du gaz introduit.

Une petite variation éventuelle de la fréquence ne serait pas d'importance ici, parce qu'on est loin des fréquences correspondants aux raies d'absorption des gaz étudiés. Ainsi pour NH₃ on sait que le nombre d'onde correspondant à la raie la plus voisine de 3 cm est $\nu' = 0,81 \text{ cm}^{-1}$ soit $\lambda = 1,24$ cm.

La mesure de la fréquence de l'oscillateur ultra-haute fréquence est donnée par un ondemètre étalonné.

2^o Mesure de Q_1 : elle est donnée par l'étude du couplage entre la cavité cylindrique et une autre cavité rectangulaire auxiliaire (fig. 7). En nous référant au montage de la première partie de ce travail j'ai couplé ma cavité à une cavité rectangulaire fermée par

un piston mobile. Pour une certaine longueur l de cette dernière cavité (Fig. 8) la courbe de résonance de la cavité cylindrique (en ligne pointillée sur la figure) se transformait en une courbe symétrique à deux sommets f'_0 et f''_0 . J'observais ainsi la courbe de résonance de deux cavités couplées, courbe qu'on observe fréquemment dans la technique de la radio. Mes collègues R. LACROIX et C. RYTER¹³⁾ en ont déduits une méthode différentielle précise pour mesurer la variation de la fréquence propre d'une cavité. Ils

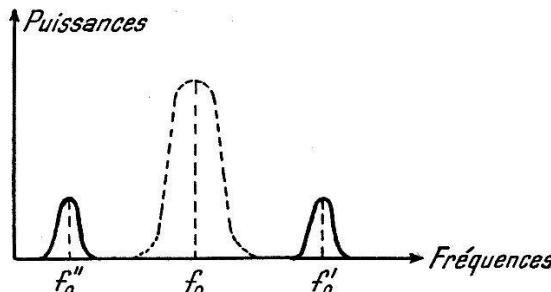


Fig. 8.

ont démontré aussi que la différence de fréquence $f'_0 - f''_0$ est liée directement à Q_1 et en ont tiré une méthode de mesure de Q_1 . Ainsi j'ai une cavité de coefficient de surtension extérieur connu.

3^e Mesure de Q_{0v} : il s'agit ensuite de mesurer le rapport des puissances P_1/P_{2v} . Or:

$$\sqrt{\frac{P_1}{P_{2v}}} = \frac{Q_1}{2Q_{0v}} + 1,$$

et mesurer ce rapport signifie mesurer Q_{0v} . Ainsi la mesure de Q_{0v} revient en définitive à mesurer P_1/P_{2v} .

4^e Dans mes mesures tous les facteurs du crocheton

$$\left[\frac{\pi}{\lambda} \frac{2}{Q_1} \sqrt{\frac{P_1}{P_{2v}}} \right]$$

de la formule (5) sont constants. Je peux donc poser:

$$\frac{\pi}{\lambda} \frac{2}{Q_1} \sqrt{\frac{P_1}{P_{2v}}} = \text{Constante} = C$$

et alors:

$$\alpha = C \left\{ \sqrt{\frac{P_{2v}}{P_{2g}}} - 1 \right\} \quad (6)$$

Je peux déterminer C d'une façon absolue en mesurant λ , Q_1 , P_1/P_{2v} comme j'ai indiqué précédemment, ou bien étalonner l'appareil avec un corps connu tel que C_2H_5Cl .

En conclusion, la mesure de α revient dans la suite à mesurer le rapport des puissances transmises P_{2v}/P_{2g} grâce à la relation (6).

Cette méthode de mesure des coefficients d'absorption α est tout à fait originale. Elle comporte l'emploi d'une cavité fonctionnant en *transmission* avec réception sur un *galvanomètre* qui mesure les puissances transmises.

La *sensibilité* des mesures dans les travaux similaires est indiquée ci-dessous:

$$\begin{aligned} \text{pour HERSHBERGER}^2): \quad \Delta\alpha &= 0,2 \cdot 10^{-4} \text{ Nep.cm}^{-1} \\ \text{pour JEN}^3): \quad \Delta\alpha &= 0,02 \cdot 10^{-4} \text{ Nep.cm}^{-1} \\ \text{pour MILLMAN}^{14}): \quad \Delta\alpha &= 0,16 \cdot 10^{-4} \text{ Nep.cm}^{-1} \end{aligned}$$

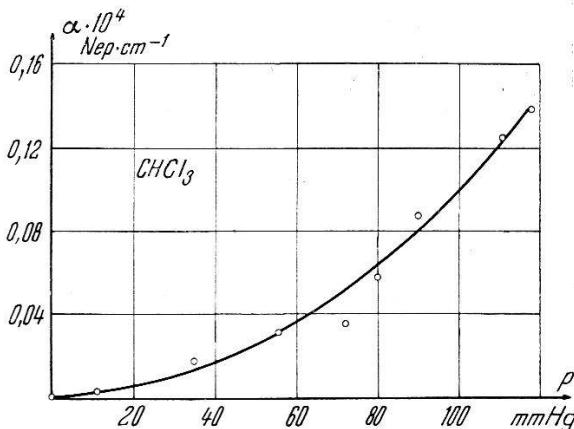


Fig. 9.

Dans mon travail, comme je peux facilement déceler au galvanomètre une déviation d'un demi-millimètre sur une échelle placée à une distance de 1 mètre environ j'avais une sensibilité voisine de:

$$\Delta\alpha = 0,005 \cdot 10^{-4} \text{ Nep. cm}^{-1}$$

pour les faibles pressions. Mais, la pression augmentant, cette sensibilité diminuait de sorte qu'à la pression voisine de 1 atmosphère j'avais seulement $\Delta\alpha = 0,2 \cdot 10^{-4} \text{ Nep.cm}^{-1}$. C'est que:

$$\alpha = C \left\{ \sqrt{\frac{P_{2v}}{P_{2g}}} - 1 \right\}$$

d'où:

$$\Delta\alpha = -\frac{1}{2} C \sqrt{P_{2v}} \frac{\Delta P_{2g}}{(P_{2g})^3}$$

expression qui montre que $|\Delta\alpha|$ croît quand P_{2g} diminue.

J'ai appliqué cette méthode à trois corps déjà étudiés: CH_3COCH_3 , $\text{C}_2\text{H}_5\text{Cl}$ et NH_3 et à quatre corps nouveaux: CHCl_3 , $(\text{C}_2\text{H}_5)_2\text{O}$, $\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$ et CCl_4 pour mesurer $\alpha = f(p)$, la pression p variant de 0 à la pression de vapeur saturante pour les vapeurs et à 760 mm Hg

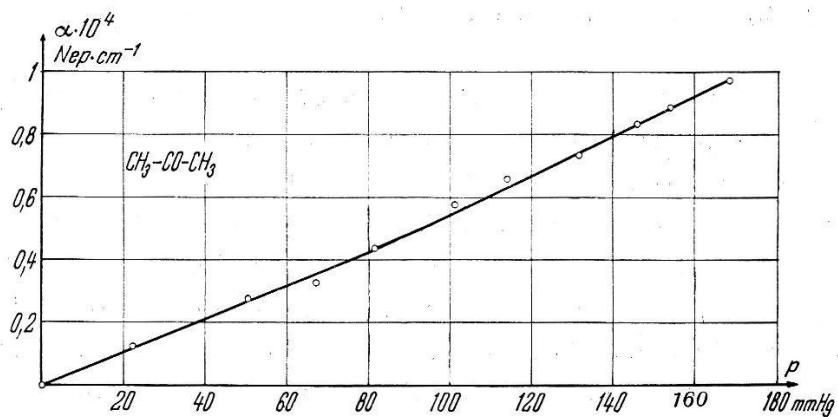


Fig. 10.

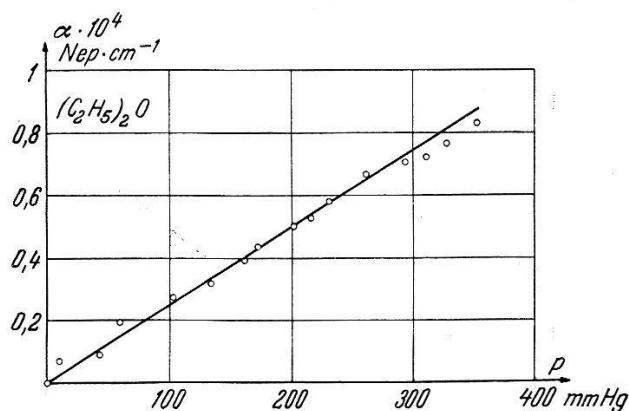


Fig. 11.

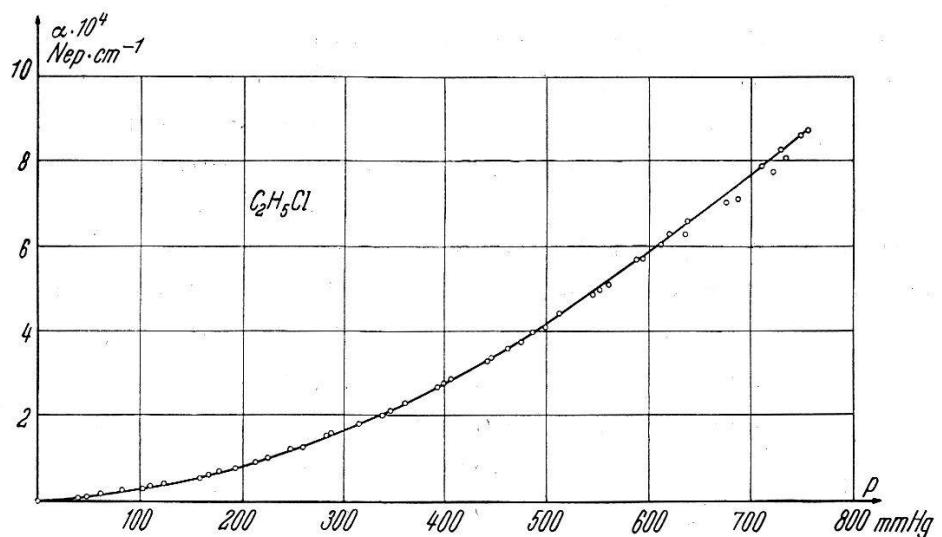


Fig. 12.

pour les gaz, et la température étant celle de la salle. Voici les résultats :

1^o J'ai obtenu deux sortes de courbes: pour CH_3COCH_3 (fig. 10) et pour $(\text{C}_2\text{H}_5)_2\text{O}$ (fig. 11) la courbe $\alpha(p)$ est une droite. D'après la théorie de l'absorption par les gaz¹⁵⁾ il semble qu'on est près des raies de résonance de ces corps. Par contre pour CHCl_3 , $\text{C}_2\text{H}_5\text{Cl}$, NH_3 et CCl_4 (fig. 9, 12, 13 et 14) la loi est *parabolique*. On sait en effet, que NH_3 a un spectre d'inversion dû au balancement de l'atome N d'un côté du plan des trois atomes H à la position symétrique par rapport à ce plan et vice versa: il y a une barrière de potentiel de 6 kilocal./mole, et la raie la plus voisine est à 1,25 cm de longueur d'onde. On est donc loin de cette raie et c'est pourquoi l'absorption suit une loi parabolique. Aux faibles pressions on le voit nettement sur mes courbes. La courbe de $\text{C}_2\text{H}_5\text{Cl}$ part de l'origine presque tangentielle à l'axe des pressions.

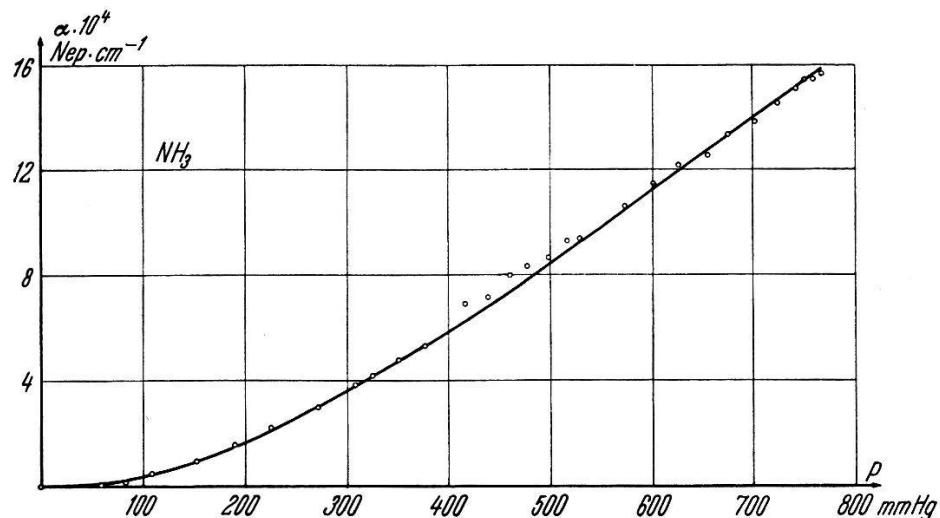


Fig. 13.

2^o La courbe de NH_3 (Fig. 13) ne se superpose pas exactement à celle de HERSHBERGER²⁾. D'abord elle est plus basse, elle l'aurait coupée ensuite au point $p = 15$ cm Hg, puis passe au-dessus pour la rejoindre à la pression de 76 cm Hg. Ainsi pour $p = 76$ cm Hg je trouve $\alpha = 15,5 \cdot 10^{-4}$ Nep.cm $^{-1}$ comme a trouvé HERSHBERGER et non $10,5 \cdot 10^{-4}$ Nep.cm $^{-1}$ comme a trouvé MILLMAN¹⁴⁾.

3^o Voici un tableau comparatif des coefficients d'absorption α de mes différents corps à la même pression de 100 mm Hg:

CHCl_3	$0,12 \cdot 10^{-4}$ Nep.cm $^{-1}$
CH_3COCH_3	$0,56 \cdot 10^{-4}$ Nep.cm $^{-1}$
$(\text{C}_2\text{H}_5)_2\text{O}$	$0,28 \cdot 10^{-4}$ Nep.cm $^{-1}$
$\text{C}_2\text{H}_5\text{Cl}$	$0,28 \cdot 10^{-4}$ Nep.cm $^{-1}$
NH_3	$0,44 \cdot 10^{-4}$ Nep.cm $^{-1}$
CCl_4	$0,12 \cdot 10^{-4}$ Nep.cm $^{-1}$

L'absorption par l'acétone et par l'ammoniac est très forte, bien que l'acétone soit plus absorbant à cette pression que l'ammoniac. L'acétone est deux fois plus absorbant environ que l'éther et le chlorure d'éthyle qui sont à leur tour deux fois plus absorbants que le chloroforme et le tétrachlorure de carbone.

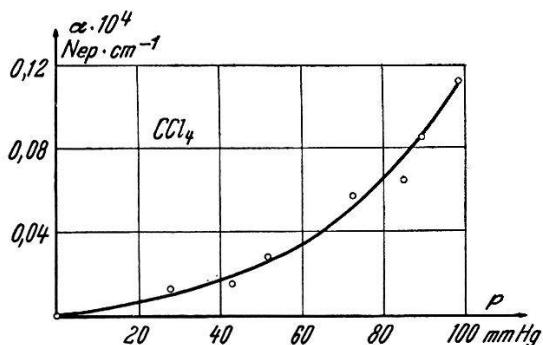


Fig. 14.

4^o La connaissance des maxima d'absorption en fonction de la fréquence (fréquences des raies) est d'une grande importance dans les études de structure moléculaire. Mais en pratique on relève les courbes $\alpha(p)$ pour différentes fréquences f_1, f_2, \dots ce qui permet grâce à la théorie de LORENTZ des raies spectrales, complétée par J. H. VAN VLECK et V. F. WEISSKOPF¹⁵), de déterminer les paramètres de la courbe d'absorption $\alpha(f)$ en fonction de la fréquence.

C'est pourquoi nous envisageons ultérieurement de faire varier la fréquence f dans la bande de 3 cm de longueur d'onde, puis de passer aux fréquences de la bande de 1 cm.

Bibliographie.

- ¹⁾ W. D. HERSHBERGER, J. App. Phys. **17**, 495 (1946).
- ²⁾ J. E. WALTER and W. D. HERSHBERGER, J. App. Phys. **17**, 814 (1946).
- ³⁾ C. K. JEN, J. App. Phys. **19**, 649 (1948).
- ⁴⁾ G. L. RAGAN, *Microwave Transmission Circuits*, McGraw Hill, New York (1948).
- ⁵⁾ J. C. SLATER, Rev. Mod. Phys. **18**, 441 (1946).
- ⁶⁾ A. GENNAOUI, R. LACROIX et C. RYTER, Archives des Sciences **2**, 371 (1949).
- ⁷⁾ A. GENNAOUI, R. LACROIX et C. RYTER, Archives des Sciences **2**, 383 (1949).
- ⁸⁾ J. ERRERA, *Polarisation Diélectrique*, chez Albert Blanchard, Paris (1928).
- ⁹⁾ K. WOLF, *Annalen der Phys.* **83**, 884 (1927).
- ¹⁰⁾ H. FRÖHLICH, *Theory of Dielectrics*, at the Clarendon Press, Oxford (1949).
- ¹¹⁾ J. A. MURPHY and R. C. RAYMOND, J. App. Phys. **21**, 1064 (1950).
- ¹²⁾ C. G. MONTGOMERY, *Technique of Microwave Measurements*, McGraw Hill, New York (1947).
- ¹³⁾ R. LACROIX et C. RYTER, Archives des Sciences **3**, 165 (1950).

- ¹⁴⁾ G. H. MILLMAN and R. C. RAYMOND, J. App. Phys. **20**, 413 (1949).
 - ¹⁵⁾ J. H. VAN VLECK and V. F. WEISSKOPF, Rev. Mod. Phys. **17**, 227 (1945).
 - ¹⁶⁾ C. M. CRAIN, Phys. Rev. **74**, 691 (1948).
Voir aussi les travaux suivants:
 - ¹⁷⁾ H. LYONS, G. BIRNBAUM and S. J. KRYDER, Phys. Rev. **74**, 1210 (A) (1948).
 - ¹⁸⁾ L. G. HECTOR and D. L. WOERNLEY, Phys. Rev. **64**, 101 (1946).
 - ¹⁹⁾ B. BLEANEY and R. P. PENROSE, Proc. Roy. Soc. **189**, 358 (1947).
 - ²⁰⁾ C. E. CLEETON and N. H. WILLIAMS, Phys. Rev. **45**, 234 (1934).
 - ²¹⁾ VAN VLECK, Electric and Magnetic Susceptibilities, at the Clarendon Press, Oxford (1932).
 - ²²⁾ P. DEBYE, Polar Molecules, Dover Publications, New York (1945).
 - ²³⁾ J. G. JELATIS, J. App. Phys. **19**, 419 (1948).
 - ²⁴⁾ M. FREYMAN, R. FREYMAN et J. LE BOT, J. Phys. **9**, (1948).
 - ²⁵⁾ R. BERINGER, Phys. Rev. **70**, 53 (1946).
-