

50376
1953
2

n° 85

50376
1953
2

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE LILLE

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

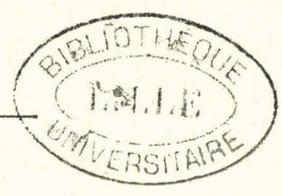
PAR

ANDRÉ LEBRUN

- 1^{re} THÈSE. — SUR QUELQUES TECHNIQUES DE MESURE D'IMPÉDANCES EN ONDES MÉTRIQUES ET DÉCIMÉTRIQUES ET LEUR UTILISATION POUR L'ÉTUDE DES PROPRIÉTÉS DIÉLECTRIQUES DE SUBSTANCES SOLIDES ET LIQUIDES. APPLICATION AU CAS DE QUELQUES ALCOOLS SATURÉS NORMAUX.
- 2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ,

Soutenues le 6 Mars 1953 devant la Commission d'examen

M. R. ARNOULT, *Président.*
M. J. ROIG, }
M^{lle} DELWAULLE, } *Examineurs.*



LILLE
Imprimerie Aristide GATTI
128, Rue du Faubourg-de-Douai

1953

INTRODUCTION

L'étude des propriétés diélectriques de la matière s'est beaucoup développée au cours de ces dernières années et les centaines de mémoires traitant, directement ou indirectement, des mesures de permittivité (1) montrent toute l'importance que les expérimentateurs et les théoriciens accordent à ce mode d'étude de la molécule.

La mesure de la permittivité, effectuée dans tout le spectre hertzien et à différentes températures, permet de déterminer plusieurs grandeurs (électriques et énergétiques) caractéristiques de la substance, fait mieux comprendre les phénomènes moléculaires et permet de préciser le degré de validité des théories de Debye, Onsager, Kirkwood, Frölich, Bauer, etc... (2)

On peut obtenir des résultats intéressants dans tout le domaine hertzien, mais la bande de fréquence allant de 10^7 à 10^{10} Hz est particulièrement importante, car on y trouve la zone de dispersion anormale de nombreux diélectriques liquides.

Techniquement, cette bande apparaît comme intermédiaire entre les radiofréquences classiques pour lesquelles on peut utiliser, sans corrections importantes, des circuits à constantes localisées et les hyperfréquences pour lesquelles s'introduisent déjà les concepts de l'optique.

(1) Le mot "permittivité" est de plus en plus fréquemment utilisé à la place de "pouvoir inducteur spécifique" ou de "constante diélectrique"; il faut reconnaître que cette dernière expression était particulièrement peu heureuse pour désigner une quantité variable avec la fréquence, la température et la pression.

(2) Voir les articles [1] à [12] de la bibliographie in fine, à laquelle on se reportera pour tout renvoi entre crochets.

Il est assez difficile de classer les méthodes de mesure; Elles différent par les circuits utilisés, par les types de calculs développés, par la bande de fréquence couverte, par les possibilités d'utilisation (substances à faibles ou fortes pertes, études à température variable) et par la simplicité ou la complexité des réalisations mécaniques nécessaires [13] à [16].

Nous avons rassemblé (de façon évidemment assez arbitraire) ces méthodes en trois groupes principaux: méthodes de résonance, méthodes de pont, méthodes de transmission et réflexion.

O1 Méthodes de résonance

On passe à fréquence croissante du circuit classique résonnant (L,C,R) au tronçon (bifilaire, coaxial, guide d'onde) de ligne de transmission résonnant, puis, au cavités résonnantes. Dans tous les cas les mesures permettent d'obtenir les relations donnant les composantes (parties réelle et imaginaire) de la permittivité. L'une d'elles est obtenue à partir de la résonance avec et sans échantillon. On peut faire varier la self, la capacité ou la longueur d'une ligne (méthode de variation de susceptance); on peut aussi agir par déformation d'une cavité ou, enfin, par variation de fréquence.

L'étude de la résonance peut être effectuée à partir de la mesure d'un courant en un point donné d'un circuit ou à partir d'une tension.

Une deuxième relation est souvent déduite de la largeur d'une courbe de résonance. Parfois aussi on l'obtient à partir de l'amplitude de la réponse à la résonance.

En prenant successivement comme variables quelques uns des nombreux paramètres de la ligne, en utilisant des circuits spéciaux, on obtient un très grand nombre de possibilités de méthodes de mesure.

Les figures O_1 à O_8 sont relatives à quelques schémas de circuits généralement utilisés.

O_2 Ponts

Les ponts classiques, à constantes localisées, sont utilisables jusque $4 \cdot 10^7$ Hz environ, en particulier le "Double T", mais on doit, au delà de 10^7 Hz corriger fortement les valeurs expérimentales pour obtenir les résultats corrects. Pour des fréquences plus élevées, les ponts sont modifiés et des éléments de ligne variable (coaxial, guide d'onde) remplacent les éléments "localisés". Les figures O_9 et O_{10} indiquent des schémas de réalisations.

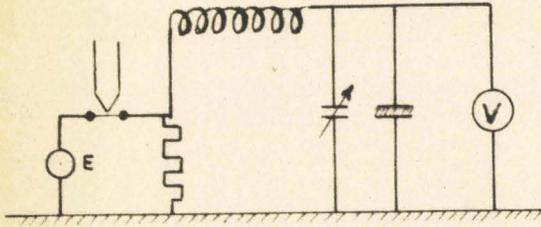
O_3 Méthodes de transmission et de réflexion (figures O_{11} et O_{12})

L'étude des parties transmises et réfléchies d'une onde traversant un échantillon (mesures électriques de tension et de courants en différents points) permet de déduire les relations donnant la permittivité.

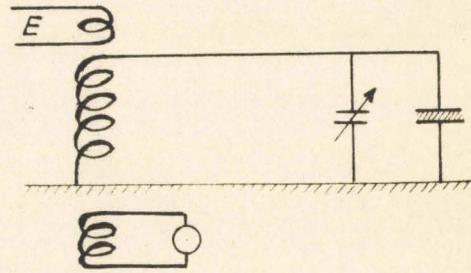
La méthode la plus utilisée est celle de la mesure d'un taux d'ondes stationnaires (étude de la répartition des champs dans un système d'ondes stationnaires obtenu dans une ligne coaxiale ou dans un guide d'onde terminé par un tronçon de même nature rempli de la substance à étudier).

Toutes ces méthodes ne sont pas équivalentes. Nous avons signalé au début de cette introduction quelques éléments concernant le choix de l'une d'elles. Sans doute chacune pourrait, dans un cas donné, permettre la mesure de la permittivité d'un diélectrique mais les résultats obtenus seraient plus ou moins précis, les volumes d'échantillons utilisés plus ou moins importants et l'appareillage électrique et mécanique d'un prix plus ou moins élevé. Les laboratoires non spécialisés utilisent plutôt les méthodes de résonance, qui se révèlent

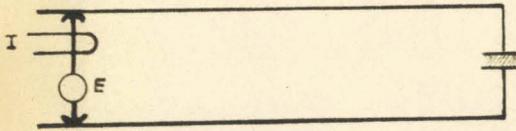
- Fig. 01 - Q. mètre
Capacité variable



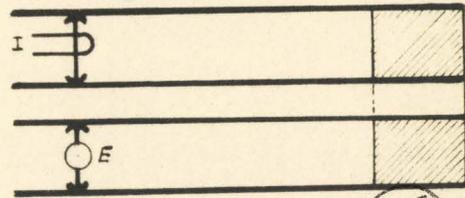
- Fig. 02 - Circuit résonnant
Capacité variable



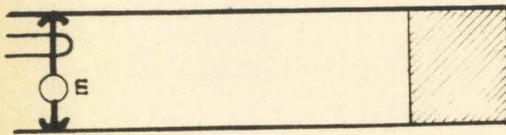
- Fig. 03 - Bifilaire
Longueur ou fréquence variable



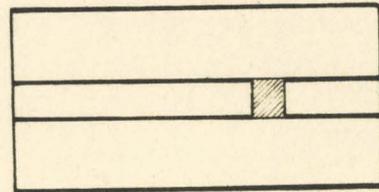
- Fig. 04 - Coaxial
Longueur ou fréquence variable



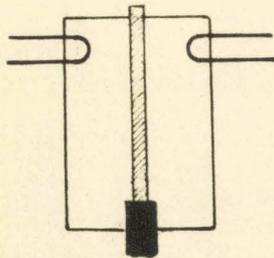
- Fig. 05 - Guide d'ondes
Variation de longueur ou de fréquence



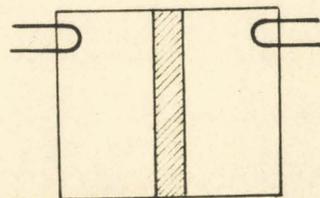
- Fig. 06 - Cavité coaxiale re-entrante
Variation de fréquence



- Fig. 07 - Cavité E
déformation de paroi

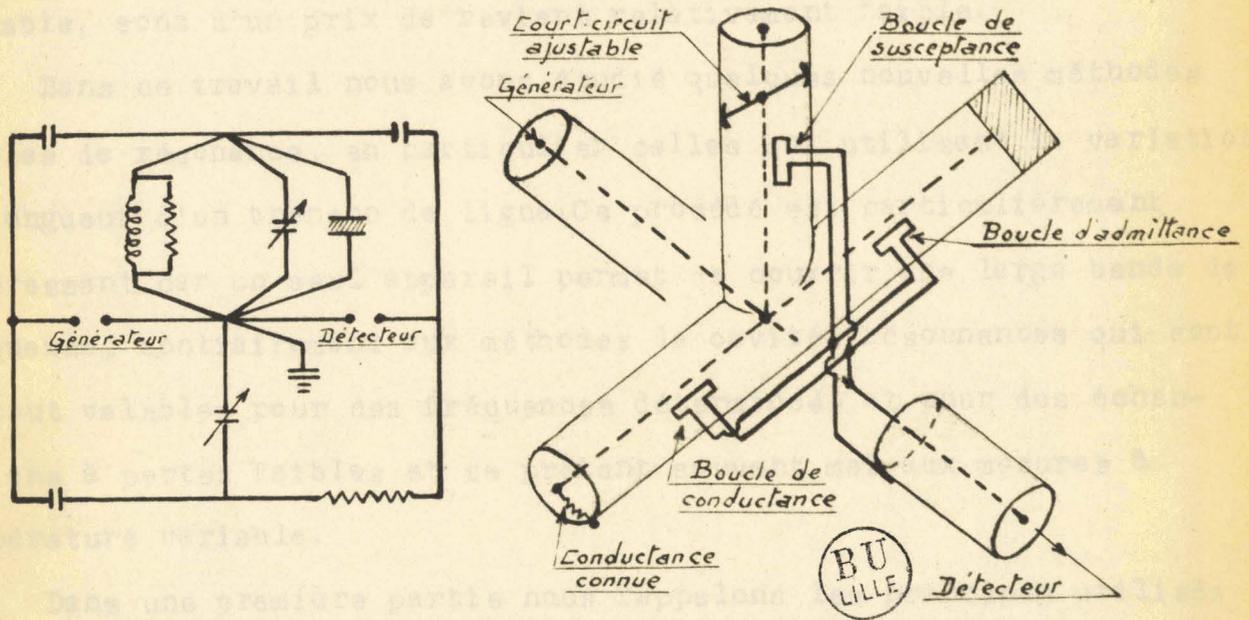


- Fig. 08 - Cavité E
variation de fréquence.

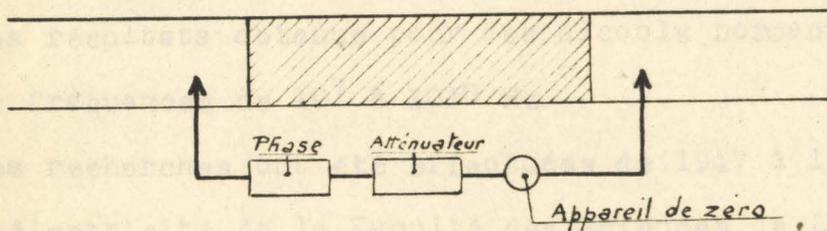


BU
LILLE

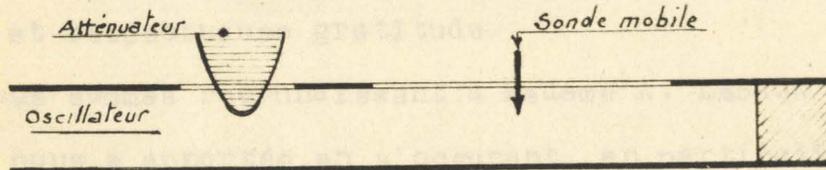
- Fig. 09 - Pont Double T - Fig. 010 - Comparateur d'admittance -



- Fig. 011 - Transmission - Mesure de phase et d'amplitude -



- Fig. 012 - Mesure du taux d'ondes stationnaires -
- Coaxial ou Guide-d'ondes -



à l'usage pratiques, simples et sensibles, donnent une précision de l'ordre du centième (suffisante dans la plupart des cas) et conduisent à des réalisations mécaniques qui, mises à part les mesures à fréquence variable, sont d'un prix de revient relativement faible.

Dans ce travail nous avons étudié quelques nouvelles méthodes simples de résonance, en particulier celles qui utilisent la variation de longueur d'un tronçon de ligne. Ce procédé est particulièrement intéressant car un seul appareil permet de couvrir une large bande de fréquence, contrairement aux méthodes de cavités résonnantes qui sont surtout valables pour des fréquences déterminées et pour des échantillons à pertes faibles et se prêtent souvent mal aux mesures à température variable.

Dans une première partie nous rappelons les principes utilisés et indiquons les résultats théoriques obtenus; la deuxième partie est relative aux dispositifs expérimentaux utilisés; la troisième partie donne les résultats obtenus pour des alcools normaux en C_7, C_8, C_9, C_{10} , pour les fréquences de 10^7 à 10^{10} Hz.

Ces recherches ont été effectuées de 1947 à 1952 au Laboratoire de Radioélectricité de la Faculté des Sciences de Lille.

Monsieur le Professeur R. ARNOULT nous confia ce travail et en dirigea toute la réalisation; nous tenons à lui exprimer nos sentiments de vive et respectueuse gratitude.

Nous sommes reconnaissant à Madame A. LEBRUN de l'aide continuelle qu'elle nous a apportée en s'occupant, en particulier, de tous les calculs numériques.

PRINCIPES DE QUELQUES METHODES DE MESURE DE PERMITTIVITE EN HYPERFRE-
QUENCE.

Chapitre I

Notations - Généralités sur les lignes de transmission.

I₁ Formules de transformation pour les impédances et admittances.

Soit: $Z = R + jX$, une impédance (R résistance, X réactance). L'admittance correspondante est: $Y = \frac{1}{Z} = G - jB$ (G conductance, B susceptance).

$$\text{On a : } R = \frac{G}{G^2 + B^2} ; X = \frac{B}{G^2 + B^2} ; G = \frac{R}{R^2 + X^2} ; B = \frac{X}{R^2 + X^2} .$$

On introduit souvent en hyperfréquence les grandeurs sans dimensions $z = \frac{Z}{Z_c} = r + jx$ et $y = Z_c Y = g - jb$, appelées impédance ou admittance réduites (Z_c impédance caractéristique d'une ligne de transmission).

On introduit aussi les formes :

$$z = \text{th } \theta = \text{th} (u + jv) = r + jx \text{ et } y = \text{coth } \theta = \text{coth} (u + jv) = g - jb$$

avec $r = \frac{\text{sh } 2u}{\text{ch } 2u + \cos 2v}$; $x = \frac{\sin 2v}{\text{ch } 2u + \cos 2v}$; $g = \frac{\text{sh } 2u}{\text{ch } 2u - \cos 2v}$; $b = \frac{\sin 2v}{\text{ch } 2u - \cos 2v}$.

Les éléments de toutes ces transformations peuvent être obtenus directement à partir du diagramme de cercle d'impédance [72] [73] [74]

I₂ Propriétés d'un échantillon diélectrique

Un échantillon diélectrique est caractérisé par sa permittivité complexe ϵ^* et sa perméabilité complexe μ^*

La permittivité complexe peut se mettre sous la forme $\epsilon^* = \epsilon' - j\epsilon''$
 ϵ' et ϵ'' parties réelle et imaginaire caractérisant le facteur de capacité d'une cellule remplie de ce diélectrique et le facteur de pertes de la même cellule.

En optique on introduit plutôt l'indice de réfraction n et l'indice d'absorption χ de la substance

$$\epsilon^* = \epsilon' - j\epsilon'' = [n(1-j\chi)]^2 ; \epsilon' = n^2(1-\chi^2) ; \epsilon'' = 2n^2\chi .$$

On utilise aussi l'angle de pertes δ défini par :

$$\text{tg } \delta = \frac{\epsilon''}{\epsilon'} ; \quad \text{tg } \frac{\delta}{2} = \chi .$$

I_{3,1} Notations utilisées pour les lignes de transmission et les guides d'onde :

f : fréquence; $\omega=2\pi f$: pulsation

λ : longueur d'onde en espace libre dans le vide

λ_c : longueur d'onde de coupure d'un guide

α et β : coefficients d'affaiblissement linéique et de déphasage linéique le long de la ligne.

P : constante de propagation

r, l, c, g : coefficients linéiques de résistance, d'inductance, de capacitance, et de perditance

On a :
$$P = \alpha + j\beta = \sqrt{(r+jl\omega)(g+jc\omega)}$$

$$Z_c = \sqrt{\frac{r+jc\omega}{g+jl\omega}}$$
 : impédance caractéristique

Pour une ligne à très faibles pertes $Z_c \approx \sqrt{\frac{l}{c}} = R_c$

I_{3,2} Pertes dans un tronçon de ligne de transmission (bifilaire, coaxial)

1° Pertes dans les conducteurs

Nous posons $\text{tg } \varphi = \frac{r}{\omega l}$ (les valeurs correspondant aux lignes utilisées sont indiquées dans la deuxième partie). Pour une ligne dans l'air, à faible perte : $\alpha \approx \beta \text{tg } \varphi$.

2° Pertes dans le diélectrique

Elles sont caractérisées par $\operatorname{tg}\delta = \frac{g}{\omega c}$. Elles sont donc liées à la partie réelle et à la partie imaginaire de la constante diélectrique puisque $\operatorname{tg}\delta = \frac{\epsilon''}{\epsilon'}$.

3° Pertes par rayonnement de la ligne

Pour les lignes utilisées, totalement blindées, ces pertes sont négligeables. Dans tous les autres cas, il est difficile d'en introduire la valeur dans les calculs.

4° Pertes dues à l'excitation, à la détection, aux contacts imparfaits des ponts

Elles sont souvent, en ondes centimétriques, plus importantes que les pertes dans les conducteurs. Nous les introduisons dans les équations sous forme d'impédances complexes; par exemple: Z_1 est l'impédance équivalente à l'extrémité d'une ligne (boucle excitatrice et contacts). Nous poserons : $\frac{Z_1}{Z_c} = \operatorname{impédance\ réduite} = z_1 = r_1 + jx_1 = \operatorname{th}(u_1 + jv_1) = \operatorname{th}\theta_1$

I_{3,3} Coefficient de surtension d'un tronçon de ligne

Il est défini par :

$$Q = 2\pi \frac{\text{énergie emmagasinée sous forme magnétique}}{\text{énergie perdue par cycle}} = 2\pi \frac{1/2 \cdot L I^2}{1/2 R I^2 T}$$

Pour une ligne dans l'air, en ne considérant que les pertes dans les conducteurs, on a : $Q = \frac{l\omega}{r} = \frac{\pi}{\alpha\lambda}$.

Expérimentalement, on définit un coefficient de surtension à partir d'une courbe de résonance :

a) à fréquence variable : $Q = \frac{f_0}{2\Delta f}$; Δf variation de fréquence donnant la réponse $\frac{R_0\sqrt{2}}{2}$ (1)

b) à longueur variable : $Q = \frac{k}{2a} \frac{\lambda}{2}$; a demi-largeur d'une courbe de résonance.

(1) R_0 réponse maximum, obtenue pour $f = f_0$

$I_{3,4}$ Rappel de quelques formules valables pour des lignes de transmission

L'impédance d'entrée Z_e d'une ligne de transmission de longueur y , d'impédance caractéristique Z_c , terminée par une impédance Z_2 (figure I_1) avec $\frac{Z_2}{Z_c} = z_2 = \text{th } \theta_2$ s'écrit :

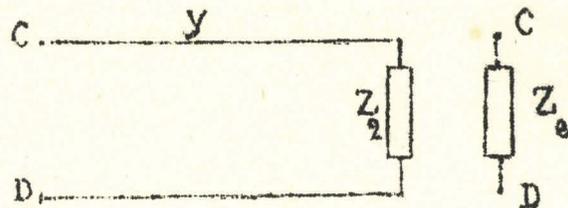
$$Z_e = Z_c \text{th } (Py + \theta_2)$$

La tension entre C et D, pour la ligne (figure I_2) s'exprime par

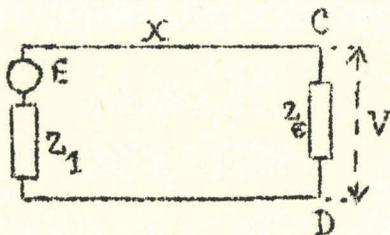
$$V = \frac{E}{(1 + \frac{Z_1}{Z_e}) \text{ch } Px + (\frac{Z_c}{Z_e} + \frac{Z_1}{Z_c}) \text{sh } Px} = \frac{E \text{ch } \theta_1}{\frac{Z_c}{Z_e} \text{sh}(Px + \theta_1) + \text{ch}(Px + \theta_1)}$$

Pour la ligne (figure I_3) la relation devient :

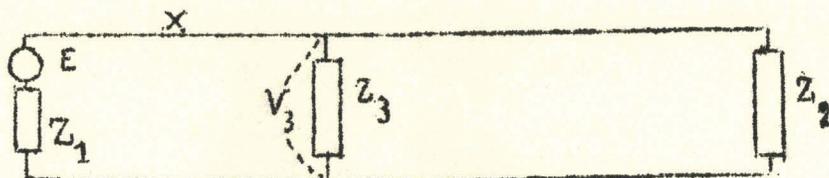
$$V_3 = \frac{E \text{ch } \theta_1}{\text{sh}(Px + \theta_1) [\text{coth } \theta_3 + \text{coth}(Py + \theta_2) + \text{coth}(Px + \theta_1)]}$$



-Fig. I₁-



-Fig. I₂-



-Fig. I₃-

Chapitre II

Valeur d'une impédance placée en shunt sur une ligne de mesure bifilaire entièrement blindée; application à la détermination de la permittivité d'un diélectrique.

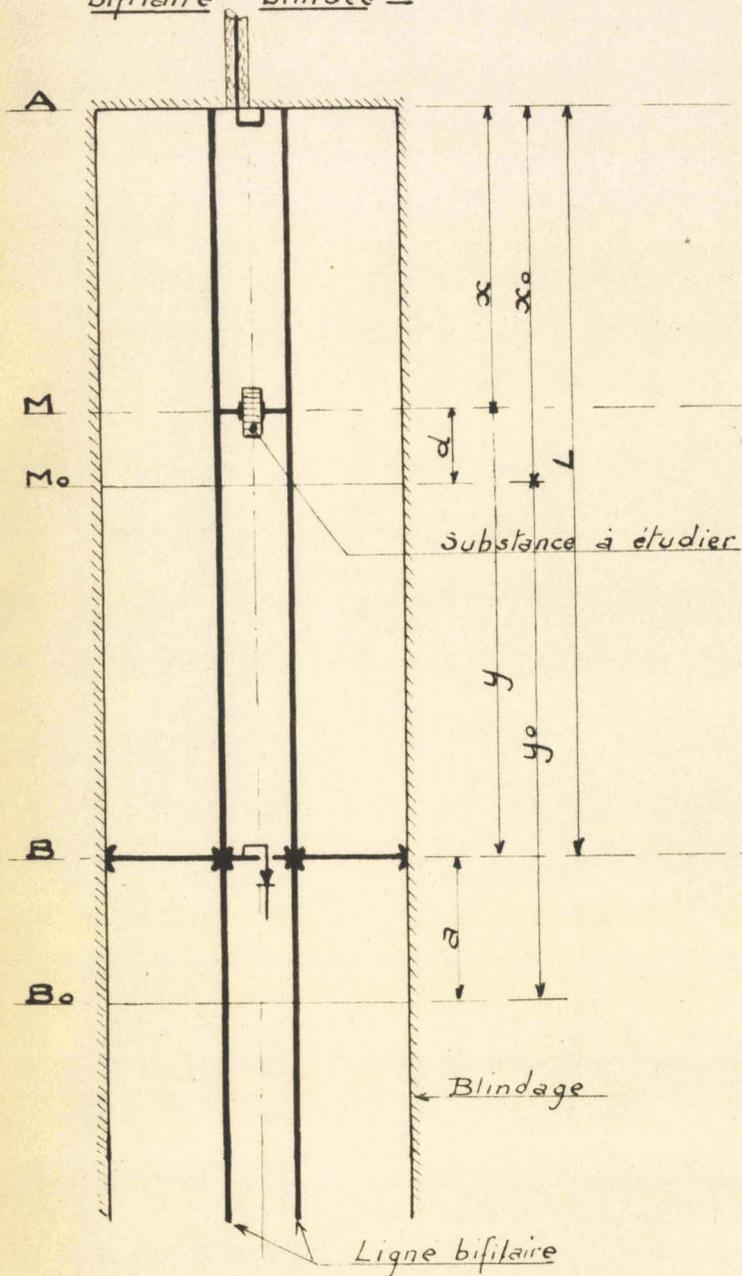
II₁₁ Sommaire - Nous avons utilisé, dans la bande $5 \cdot 10^7 - 10^9$ Hz, une méthode où la substance à étudier constitue le diélectrique d'un petit condensateur Γ , placé en shunt sur une ligne bifilaire blindée, court-circuitée aux extrémités. De très nombreuses méthodes utilisent des cellules de ce genre; le faible volume de substance nécessaire, la rapidité des mesures, la simplicité apparente des formules, justifient sans doute l'emploi fréquent qui a été fait de ces petits condensateurs [17] à [31].

On trouve la méthode décrite avec de multiples variantes : condensateur à l'extrémité d'une ligne bifilaire, mesure d'intensités et de tensions, cellule placée à distance constante d'une extrémité, ligne partiellement blindée, etc... La lecture des mémoires correspondant indique les principales difficultés rencontrées par les expérimentateurs et permet de formuler de nombreuses critiques quant au manque de rigueur des formules appliquées et des conclusions formulées. Mais nous préférons, à ce travail de critique, l'exposé des bases théoriques de la méthode et la comparaison de nos propres résultats à ceux des travaux précédents.

II₁₂ Principe - Une ligne bifilaire blindée est terminée en A par un court-circuit portant une petite boucle excitatrice, et en B par un court-circuit mobile portant une boucle reliée à un système détecteur (fig. II₁). Un système d'ondes stationnaires est établi sur la ligne vide. Soit B_0 , une des positions du pont correspondant à un maximum de

- Fig. II₁ -

- Schéma d'une ligne
bifilaire blindée -



- Fig. II₂ -

- Ligne électrique équivalente -



courant (on choisit $AB_0 \neq \lambda$). On introduit la cellule en M au voisinage de la position M_0 (M_0 , noeud de tension; $AM_0 \neq MB_0 \neq \frac{\lambda}{2}$). On peut rétablir un système d'ondes stationnaires et en tirer des relations donnant la valeur de l'impédance correspondant à la cellule.

Nous étudierons en II_2 et II_3 la mesure de l'impédance dans le cas d'une ligne sans pertes ($\alpha=0$, courts-circuits parfaits en A et B) puis en II_4 et II_5 nous indiquerons la nature et l'importance des corrections à introduire pour tenir compte de toutes les pertes.

II_{13} Notations

Impédance et admittance à mesurer :

$$Z_3 = R_3 + jX_3 \quad (II_1) \quad Y_3 = G_3 - jB_3 \quad (II_2)$$

Impédance et admittance réduites :

$$z_3 = \frac{Z_3}{Z_c} = r_3 + jx_3 \quad (II_3) \quad y_3 = Z_c Y_3 = g_3 - jb_3 = \coth \theta_3 \quad (II_4)$$

Impédance des ponts A et B : Z_1 et Z_2 ; on pose :

$$\frac{Z_1}{Z_c} = \text{th}(u_1 + jv_1) = \text{th } \theta_1 ; \quad \frac{Z_2}{Z_c} = \text{th}(u_2 + jv_2) = \text{th } \theta_2$$

Longueurs :

$$\begin{aligned} x &= AM = AM_0 + M_0M = x_0 + d & \beta x &= \pi + \eta \\ y &= MB = MM_0 + M_0B_0 + B_0B = y_0 + a - d & \beta y &= \pi + \zeta \\ x + y &= L & x_0 + y_0 &= L_0 & \beta L &= 2\pi + \xi \end{aligned}$$

II_{14} A partir de la théorie classique des lignes, on peut écrire pour le circuit de la figure II_2

$$V_3 = \frac{E \text{ ch } \theta_1}{\text{sh}(Px + \theta_1) [\coth \theta_3 + \coth(Py + \theta_2) + \coth(Px + \theta_1)]} \quad (II_5)$$

$$I_2 = \frac{V_3}{Z_c} \cdot \frac{\text{ch } \theta_1}{\text{sh}(Py + \theta_2)}$$

$$I_2 = \frac{E}{Z_c} \cdot \frac{\text{ch } \theta_1 \text{ ch } \theta_2}{\text{sh}(Px + \theta_1) \cdot \text{sh}(Py + \theta_2) [\coth \theta_3 + \coth(Px + \theta_1) + \coth(Py + \theta_2)]} \quad (II_6)$$

$$I_2 = \frac{E}{Z_c} \frac{\text{ch } \theta_1 \text{ ch } \theta_2}{\text{sh}(PL + \theta_1 + \theta_2) + \text{coth } \theta_3 \cdot \text{sh}(Px + \theta_1) \text{ sh}(Py + \theta_2)} \quad \text{II}_7$$

II_{2,3}

Pour la ligne sans perte la relation (II₆) devient ;

$$I_2 = \frac{E}{Z_c} \frac{1}{\sin \beta x \sin \beta y [\text{coth } \theta_3 + \cotg \beta x + \cotg \beta y]} \quad \text{II}_8$$

et le carré du module

$$|I_2|^2 = \frac{|E|^2}{|Z_c|^2} \frac{1}{\sin^2 \eta \sin^2 \zeta [g_3^2 + (\cotg \eta + \cotg \zeta + b_3)^2]} \quad \text{II}_9$$

Nous utilisons deux méthodes de mesure déduites de (II₉)

Méthode I - La valeur de $\beta a = \xi$ (positive ou négative suivant la nature de l'impédance) est fixée; on déplace la cellule pour trouver un maximum (η variable).

Méthode II - La cellule est placée en M ($\eta = \text{constante}$); le pont B est déplacé pour trouver un maximum (ζ variable).

II_{2,3} Étude des conditions de maximum (Méthode I)

Les maxima et minima de $|I_2|^2$ sont obtenus en cherchant les racines de $\frac{\partial U}{\partial \eta} = 0$ (U dénominateur de (II₉)).

$$\frac{\partial U}{\partial \eta} = Z_c^2 \sin^2 \eta \sin^2 \zeta (\cotg \eta - \cotg \zeta) [g_3^2 + (\cotg \eta + \cotg \zeta + b_3)^2] \quad \text{II}_{10}$$

Cette dérivée s'annule pour :

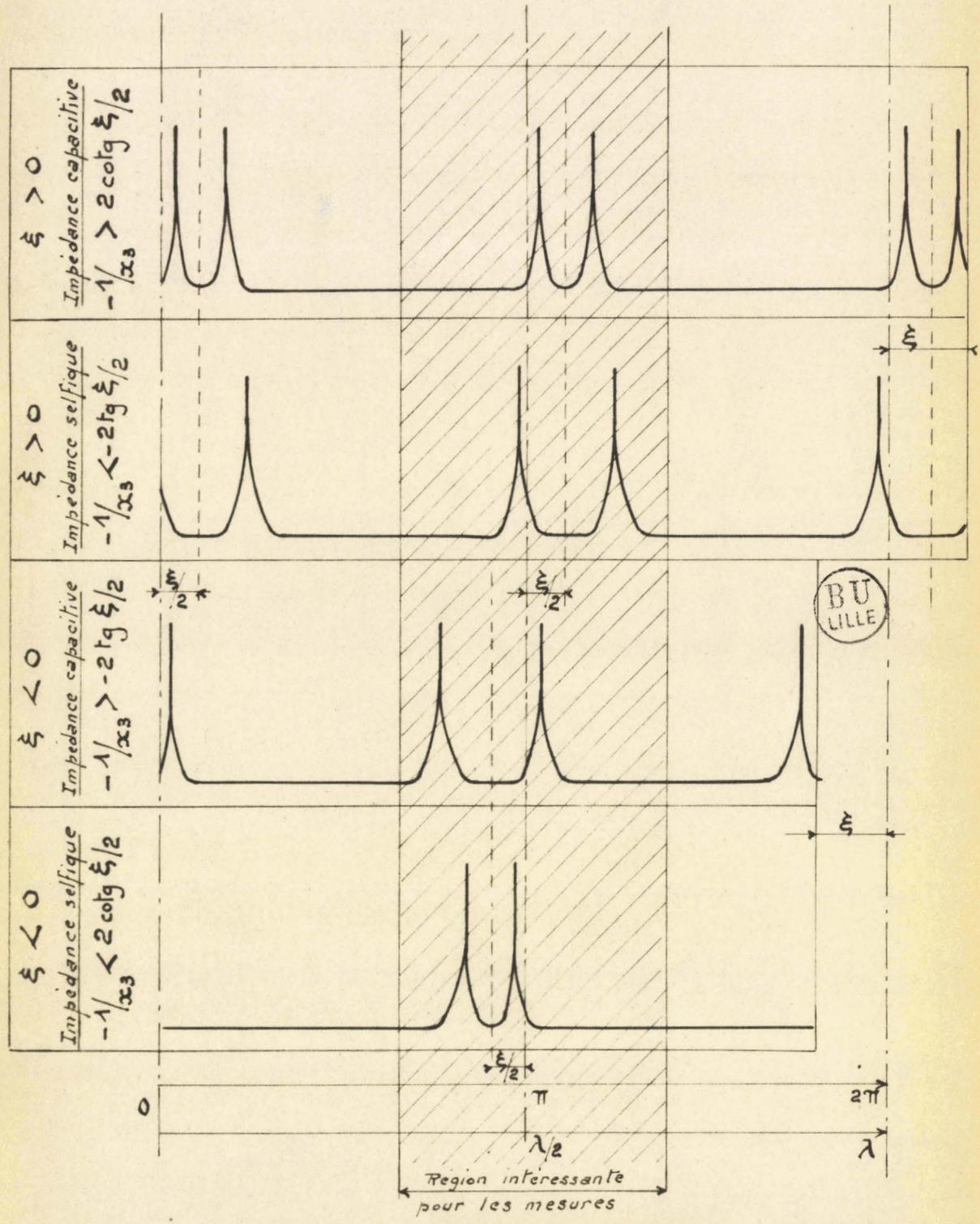
$$\eta = k\pi ; \zeta = k\pi ; \cotg \eta - \cotg \zeta = 0$$

et pour :

$$\cotg \eta + \cotg \zeta = - \frac{b_3^2 + g_3^2}{b_3} = - \frac{1}{x_3} \quad \text{II}_{11}$$

L'étude algébrique des maxima et minima de la fonction (II₉) est résumée dans le graphique II₁ qui précise, pour des réactances capacitives et des réactances selfiques, le nombre et la position des maxima intéressants possibles. Tous les maxima centraux sont symétriques par rapport au point d'abscisse $\pi + \frac{\zeta}{2}$ et sont donnés par (II₁₁)

Graphique II₁ - Positions des maxima pour une ligne de longueur voisine de λ .



La valeur de $|I_{2M}|^2$ pour une position de maximum est donnée par :

$$|I_{2M}|^2 = \frac{|E|^2}{|Z_c|^2} \cdot \frac{1 + b_3^2/g_3^2}{\sin^2 \zeta} \quad (II_{12})$$

11₂₃ Calcul de l'impédance

On utilise (11₁₁) et une courbe de résonance autour d'un maximum. Soient: $x_M = x_M(\eta = \eta_M)$ la longueur AM correspondant à un maximum de courant, $x_{M+\Delta d_1}$, $x_{M-\Delta d_1}$, les positions de la cellule pour lesquelles $|I_{2M}|^2 = \frac{|I_{2M}|^2}{2}$ (Δd_1 peut être légèrement différent de Δd_2). La grandeur mesurée est $\frac{\Delta d_1 + \Delta d_2}{2}$ et nous introduisons dans nos formules la largeur $\overline{\Delta d} = \frac{\Delta d_1 + \Delta d_2}{2}$

$$\text{Posons : } \cotg \eta = b_1 ; \cotg \zeta = b_2 ; \quad b_1 + b_2 + b_3 = b$$

$$\sin(\eta_M + \Delta \eta) = (1+p) \sin \eta_M$$

$$\sin(\zeta - \Delta \eta) = (1+q) \sin \zeta$$

$$t = p + q + pq; \text{ on obtient : } t = \overline{\Delta \eta} (b_1 - b_2)$$

$$\cotg \eta + \cotg \zeta = \Sigma$$

En développant les calculs correspondant à l'étude d'une courbe de résonance on obtient les composantes de la "cellule".

$$-b_3 = \frac{\cotg \eta + \cotg \zeta}{1 + t^2} \quad (II_{14}) \quad g_3 = tb_3 \quad (II_{15})$$

$$-\frac{1}{x_3} = \cotg \eta + \cotg \zeta \quad (II_{16}) \quad \frac{r_3}{x_3} = t \quad (II_{17})$$

11₃₁ Etude de la position des maxima (méthode 11)

La relation (11₉) ($x = cte$) présente des maxima de $|I_2|^2$ pour des racines de $\frac{\partial U}{\partial y} = 0$ (U dénominateur de (11₉))

$$\text{Posons : } \sin \zeta \cos \zeta = \frac{1}{2} \sin 2\zeta = S$$

$$\frac{\partial U}{\partial y} = 2 \beta |Z_c|^2 \sin^2 \eta (Sb^2 - b + Sg_3^2) \quad (II_{18})$$

(II₁₈) s'annule en particulier pour $g_3^2 = b \frac{(1 - Sb)}{S}$ (II₁₉) et l'étude de

(II₉) indique un maximum intéressant pour cette valeur.

II₃₂ Calcul de l'admittance

Utilisons les notations de II_{2,3} et posons:

b_M et y_M valeurs de b et y pour une position de maximum.

$\overline{\Delta y} = \frac{\Delta y_1 + \Delta y_2}{2}$ largeur d'une courbe de résonance à mi-hauteur,

$\beta \overline{\Delta y} = \beta \overline{\Delta z}$ et $\sin(z_M + \Delta z) = (1+p) \sin z$

En développant les calculs, on trouve: $p \neq \Delta z \cotg \zeta_M$ (II₂₀)

et pour la valeur des composantes de l'admittance mesurée

$$b_3 = -\Sigma + \frac{p^2}{(1+p^2)} S \quad \text{(II}_{21}\text{)} \quad g_3 = \frac{p}{(1+p^2)} S = \frac{\Delta z}{(1+p^2) \sin^2 z} \quad \text{(II}_{22}\text{)}$$

II₃₃ Remarques - Les relations (II₁₄) et (II₁₅) (méthode I), (II₂₁) et (II₂₂) (méthode II) donnent les composantes de l'admittance.

Ces relations sont rigoureuses et simples et ne demandent que la mesure de η et ζ (d et a) de $\overline{\Delta \eta}$ ou $\overline{\Delta \zeta}$; (II₂₁) montre que la somme des cotangentes n'est pas constante. Ce point particulier a été longtemps discuté [22] [26] [29]. Nous indiquons la valeur du terme correctif. Ce terme $\frac{p^2}{(1+p^2)} S$ est souvent beaucoup plus petit que la somme des cotangentes (en particulier dans tous les cas où la conductance est faible et pour certaines valeurs bien choisies de η). Ce fait explique la grande diversité des interprétations proposées. La méthode I (non encore utilisée à notre connaissance) permet seule d'obtenir pour une impédance donnée $\cotg \eta + \cotg \zeta = \frac{1}{x_3} = Cte$ quelle que soit la longueur de la ligne.

II₄ Etude d'une ligne avec pertes ($\alpha \neq 0$) et $Z_1, Z_2 \neq 0$

A partir de (II₆) il est possible d'obtenir une relation approchée exprimable à l'aide des lignes trigonométriques naturelles en tenant compte de l'ordre de grandeur de $u_1, u_2, v_1, v_2, \alpha x$ et αy et des valeurs possibles pour x et y .

Posons: $\beta x + v_1 = \beta x_0 + v_1 + \beta d = \pi + \overline{\eta}$ avec $0,1 \leq \overline{\eta} \leq \frac{\pi}{2}$ radians

$$\beta x + v_2 = \beta y_0 + v_2 + \beta(a-d) = \pi \pm \bar{\zeta} \quad \text{avec } 0,1 \leq \bar{\zeta} \leq \frac{\pi}{2} \text{ radians}$$

$$\zeta = \bar{\zeta} - \eta$$

La condition: $\bar{\zeta}$ et $\bar{\eta} > 0,1$ radian est nécessaire pour obtenir une bonne précision expérimentale et pour rendre négligeables les effets d'induction signalés par Slätis I 22 I

Les valeurs possibles pour η et ζ permettent de mesurer des susceptances réduites comprises entre 0 et ± 20 .

Pour les lignes de mesure utilisées (tableau VII 1)

$$\alpha x + \alpha y + u_1 + u_2 \leq 3 \cdot 10^{-3}; \quad \alpha x + u_1 \leq 1,5 \cdot 10^{-3}; \quad \alpha y + u_2 \leq 1,5 \cdot 10^{-3}$$

$$\text{th}(\alpha x + u_1) \neq \alpha x + u_1; \quad \text{th}(\alpha y + u_2) \neq \alpha y + u_2$$

$$\text{coth}(\beta x + \theta_1) = \frac{1 + j \text{th}(\alpha x + u_1) \text{tg}(\beta x + v_1)}{\text{th}(\alpha x + u_1) + j \text{tg}(\beta x + v_1)} \neq \frac{1 + j(\alpha x + u_1) \text{tg} \eta}{(\alpha x + u_1) + j \text{tg} \eta}$$

$$\neq (\alpha x + u_1) [1 + \cotg^2 \eta] - j \cotg \eta = g_1 - j b_1 \quad \text{II}_{23}$$

de même :

$$\text{coth}(\beta y + \theta_2) \neq (\alpha y + u_2)(1 + \cotg^2 \zeta) - j \cotg \zeta = g_2 - j b_2 \quad \text{II}_{24}$$

à partir de (116)

$$|I_2|^2 = \frac{|E|^2}{|Z_c|^2} \cdot \frac{|\text{ch} \theta_1|^2 |\text{ch} \theta_2|^2}{[\text{sh}^2(\alpha x + u_1) + \sin^2 \eta][\text{sh}^2(\alpha y + u_2) + \sin^2 \zeta] [(g_1 + g_2 + g_3)^2 + (b_1 + b_2 + b_3)^2]} \quad \text{II}_{25}$$

$$|I_2|^2 = C^{te} \cdot \frac{1}{\sin^2 \eta \sin^2 \zeta (g^2 + b^2)} \quad \text{II}_{26}$$

Les nombreuses mesures que nous avons effectuées dans les conditions précisées nous permettent de penser que la relation (1126) est vérifiée à 0,1% près. Elle constitue la relation fondamentale de l'étude d'une ligne avec pertes.

Cette relation indique une symétrie par rapport à $\pi + \frac{\pi x}{2}$ lorsque $u_1 = u_2$.

11₄₂ Etude des conditions de maximum (méthode 1)

$$\frac{\partial U}{\partial x} \neq 2\beta \sin^2 \eta \sin^2 \zeta (\cotg \eta - \cotg \zeta) \left[g^2 + b^2 - b(b_1 + b_2) + 2g \frac{g_2 b_2 - g_1 b_1}{b_1 - b_2} \right] \quad \text{II}_{27}$$

en particulier pour

$$bb_3 + g^2 \left[1 - \frac{2}{g} \frac{(g_1 b_1 - g_2 b_2)}{b_1 - b_2} \right] \quad (II_{28})$$

Posons: $\frac{2}{g} \frac{(g_1 b_1 - g_2 b_2)}{b_1 - b_2} = s$; (II_{28}) devient :

$$b_3 = -\sum - \frac{g^2}{b_3} (1 - s) \quad (II_{29})$$

L'étude algébrique des maxima et minima de (11_{26}) est la même que celle de (11_9) avec g_3^2 remplacé par $g^2(1-s)$ et les maxima sont donnés par (11_{29})

11_{4,3} Mesure d'une admittance (méthode 1)

Adoptons les notations de $11_{2,3}$, et posons: $\frac{s}{1-s} \frac{b_3}{\sum} = n \quad (II_{30})$

L'étude d'une courbe de résonance et (11_{29}) donnent :

$$b_3 = -\sum \frac{1 - n(1 - 2t - t^2)}{1 + t^2 - n(1 - t^2 - 2t)} \quad (II_{31})$$

$$g = g_1 + g_2 + g_3 = \frac{t \sum \sqrt{1 - n(1 - 2t - t^2)}}{\sqrt{(1-s)[1 + t^2 - n(1 - 2t - t^2)]}^2} \quad (II_{32})$$

avec $g_3 \gg g_1 + g_2$; s et $n \neq 0$ on retrouve (11_{14}) et (11_{15}) que l'on utilisera.

Avec g_3 faible, la courbe de résonance est étroite; $t^2 \ll 1$

$$n \neq \frac{1}{1-s} \quad b_3 \neq \sum \quad (II_{33}) \quad g \neq t \sum \frac{1}{1-s + ts} \quad (II_{34})$$

La mesure donne $g = g_1 + g_2 + g_3$ et lorsque g_3 est de l'ordre de grandeur de g_1 et g_2 , il est nécessaire de déterminer une valeur approchée $g \neq t \sum$, puis de déterminer l'ordre de grandeur de s pour utiliser, s'il y a lieu (11_{34})

11₅ Mesure d'une admittance (méthode 11)

La dérivée de (11_{26}) s'annule en particulier pour

$$Sb^2 - b + Sg^2 \left(1 - \frac{2g_2}{g} \right) = 0 \quad (II_{35})$$

Posons: $2g_2/g = s_2$; (11_{35}) ne diffère de (11_{18}) que par le terme g_3^2

remplacé par $g^2 (1 - s_2)$ et il est possible d'appliquer les mêmes formes de calcul qu'en 11_{3,2}

Avec $\frac{1 - S b_M s_2}{1 - s_2} = 1 - n$, on obtient :

$$b_3 = - \sum + \frac{p^2}{S [1 + p^2 - n(1 - 2p - p^2)]} \quad (11_{36})$$

$$g = \frac{p}{S} \sqrt{\frac{1 - n(1 - 2p - p^2)}{(1 - s_2) [1 + p^2 - n(1 - 2p - p^2)]^2}} \quad (11_{37})$$

Avec $g_3 \gg g_2$; s et $n \neq 0$, on retrouve (11₂₁) et (11₂₂) que l'on utilise

Avec g_3 et $g_2 \neq 0$; la courbe de résonance est étroite, $p \neq 0$ et on a : $b_3 = - \sum (11_{38})$; $g = \frac{\Delta \zeta}{\sin^2 \zeta} \quad (11_{39})$

On utilise dans tous les cas les relations simples : (11₂₁)

(11₂₂) ou (11₃₃) (11₃₉)

(11₃₆) et (11₃₇) permettent de calculer les erreurs commises et éventuellement de choisir une position plus favorable pour l'admittance

Dans tous les cas on choisira si possible une position de l'admittance qui donne g_2 très faible; (11₂₄) montre que ceci est réalisé pour les fortes valeurs de ζ .

11₆ Causes d'erreurs supplémentaires

L'étude des conditions d'intensité maximum dans le pont B de la ligne bifilaire est faite à partir de la théorie de la propagation sur ligne. On admet que l'onde est T.E.M. En réalité, il existe au voisinage de la cellule, une perturbation du champ électromagnétique. Une théorie rigoureuse nécessiterait l'étude de la répartition du champ au voisinage de la discontinuité et l'introduction des "modes supérieurs de propagation".

Dans le cas d'une cellule formant condensateur de mesure, deux effets principaux provoquent les perturbations :

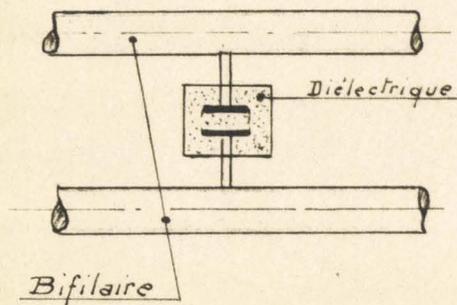
1° Le diélectrique ($\epsilon' > 1$) occupe un certain volume entre les fils de

ligne dans une région où les lignes de force sont resserrées (fig. II₃)
 L'importance de la perturbation dépend beaucoup de la longueur d'onde
 et de la position de la cellule par rapport aux noeuds et ventres de
 tension. Certains auteurs [22] [26] ont assimilé cet effet à celui d'un
 condensateur supplémentaire introduit sur la ligne. Pratiquement pour $\lambda >$
 40cm et les cellules de mesure que nous avons utilisées l'effet observé
 est négligeable.

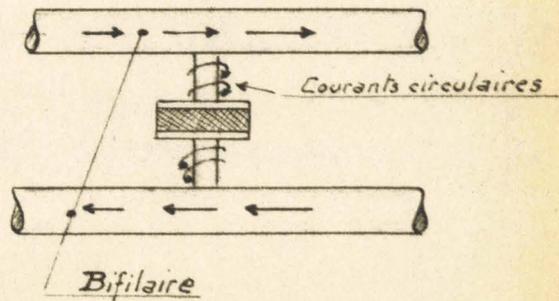
2° Les perturbations observées sont surtout dues à la présence des
 "bras" supportant la cellule (fig. II₄). Il se crée dans ces "bras" des
 courants circulaires qui modifient profondément la répartition du
 champ électromagnétique. Cet effet, que nous appellerons dans la suite
 "effet Slätis" est admis par certains auteurs [22] [28], rejetés par
 d'autres [26]. Slätis [22] le calcule en assimilant la région voisine
 de la cellule à un système de circuits couplés dont le primaire est
 constitué par l'un des bras et la portion de ligne voisine, le secon-
 daire par le deuxième bras et la portion de ligne associée. Il indique
 que la relation $\Sigma = Cte$ doit être remplacée par $Cotg \beta (x - c) +$
 $cotg \beta (y - c) = Cte$ avec c , grandeur positive fonction des dimensions
 des fils de "ligne" et des "bras". Cette relation corrige certains
 résultats expérimentaux obtenus, mais seule une étude complète de la
 répartition des champs dans la région permettrait de la justifier.
 Pratiquement nos cellules de mesure sont réalisées pour que la valeur
 de c soit très faible et elles sont placées le plus loins possible des
 "ventres" de courant ($\bar{\eta}$ et $\bar{\xi} > 0,1$ radian) où l'effet est maximum.

Pour toutes nos cellules c , déterminé expérimentalement, est
 inférieur à 0,015cm et reste sensiblement constant pour toutes les
 fréquences. L'effet devient très important pour certains types d'impé-
 dances surtout lorsque la longueur de "bras" dépasse quelques

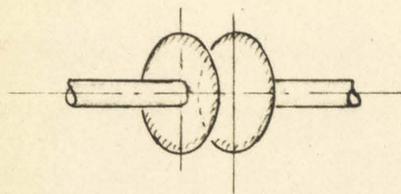
- Fig. II 3 -



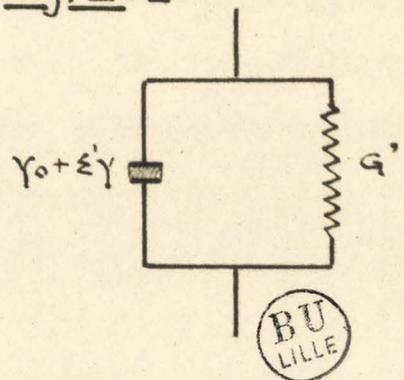
- Fig. II 4 -



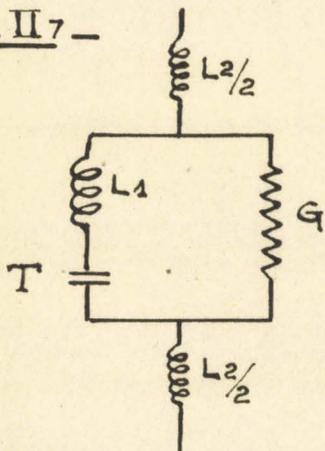
- Fig. II 5 -



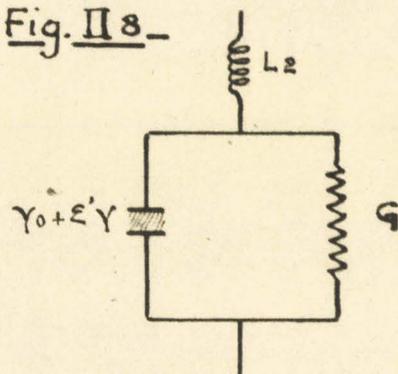
- Fig. II 6 -



- Fig. II 7 -



- Fig. II 8 -



millimètres.

II, Technique expérimentale de mesure d'une admittance

Les grandeurs qui interviennent directement dans les formules sont: $\eta = \beta a$; $\chi = \beta(a-d)$, $2\Delta\eta$ ou $2\Delta\chi$, suivant la méthode, et $\alpha x + u_1$, $\alpha y + u_2$ qui sont introduits dans les termes correctifs. D'autres éléments importants pour le choix de la méthode de mesure et pour celui de la position de l'admittance sur la ligne sont: la valeur de l'intensité à la résonance, la possibilité de déplacer l'impédance, la nécessité d'assurer de bons contacts.

L'erreur finale sur les composantes de l'admittance est fonction des erreurs possibles sur les grandeurs mesurées :

$$Z_0; \lambda; a; d; 2\Delta d \text{ ou } 2\Delta a; \alpha\left(\frac{\lambda}{2} + d\right); \alpha\left(\frac{\lambda}{2} + a - d\right).$$

L'importance des erreurs absolues sur ces différents termes est très inégale; Z_0 est calculé à partir des dimensions géométriques du système ou déterminé à partir d'impédances étalons; on l'obtient à 1% environ. La mesure de la fréquence s'effectue sur un ondemètre auxiliaire la précision est de l'ordre de 0,1%. Les mesures de $d = M_0 M$ et $a = B_0 B$ peuvent être effectuées sur des échelles arbitraires, mais les origines B_0 et M_0 doivent être parfaitement déterminées.

Il est intéressant d'obtenir d et a les plus grands possible par un placement judicieux de l'admittance sur la ligne, mais ceci a une incidence directe sur les valeurs de $2\Delta d$ ou $2\Delta a$ et sur la valeur de l'amplitude de I_2 . Il y a pour les largeurs des courbes de résonance une valeur optima permettant de conserver la précision des pointés, d'obtenir une courbe sensiblement symétrique et une intensité suffisamment grande. Quant aux termes $\alpha\left(\frac{\lambda}{2} + d\right)$ et $\alpha\left(\frac{\lambda}{2} + a - d\right)$, la connaissance de leur valeur exacte est moins essentielle; il suffit de les connaître à quelques % près.

II_{7,2} Détermination des points B_0 et M_0

Le pont B (ligne vide) est déplacé afin d'obtenir, pour une λ donnée, un maximum qui correspond à la valeur $\beta L + v_1 + v_2 = 2\pi$; on repère ce point B_0 sur une échelle arbitraire; le tracé d'une courbe de résonance (ligne vide) donne la valeur $\alpha L + u_1 + u_2$ (VII₅). Le point M_0 correspond au noeud de tension sur la ligne tel que $\beta x_0 + v_1 = \beta y_0 + v_2 = \pi$. Ce point peut être déterminé expérimentalement en utilisant diverses propriétés : 1° (le pont B étant en B_0) on déplace une impédance au voisinage de $x = \frac{\lambda}{2}$: le courant reprend sa valeur initiale lorsque l'impédance passe en M_0 . Pour les ondes métriques, le pointé est plus précis en utilisant pour impédance un barreau métallique. De façon générale il faut choisir une impédance qui perturbe au minimum le milieu dans lequel la ligne est plongée; 2° on utilise la symétrie des maxima par rapport à $\xi/2$ pour une ligne de longueur $2\pi + \xi$ (méthode I). On relève la position des deux maxima et on en déduit la position de M_0 . Différents pointés sont effectués avec différentes valeurs de ξ . B_0 et M_0 sont ainsi déterminés avec une erreur absolue de l'ordre de 0,005cm.

II_{7,3} Sur le choix de la position de l'admittance

La théorie indique une infinité de positions possibles; chacune d'elles détermine les valeurs de $|I_2|^2$, $d, a, 2\Delta d$ et $2\Delta a$, aussi le choix en est-il très important. Pour faciliter l'étude des positions favorables, nous proposons un graphique donnant la valeur de la somme des cotangentes en fonction de η pour différentes valeurs de ξ . Les graphiques II₂ et II₃ reproduisent quelques unes de ces courbes; ces tableaux, symétriques par rapport à π , donnent Σ positif (ce qui correspond à une susceptance capacitive) et Σ négative (susceptance selfique).

Puisque par les deux méthodes (I et II) on a, en première approximation, $b_3 \# - \Sigma$ l'ordre de grandeur de b_3 étant connu par une

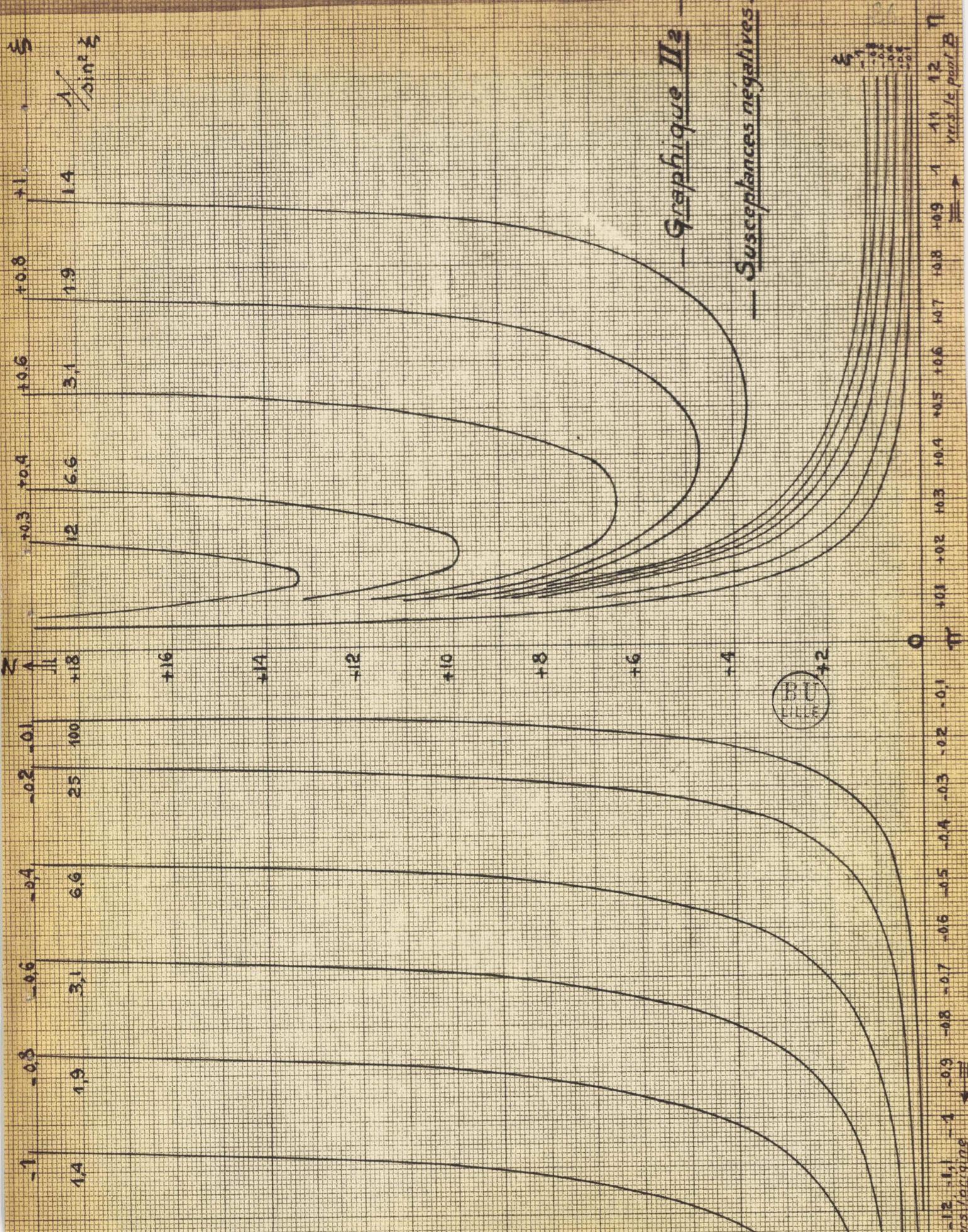
première mesure rapide, il suffit de tracer sur le tableau une horizontale d'ordonnée $-b_3$ pour connaître les valeurs approximatives η et $\zeta = \xi - \eta$ possibles.

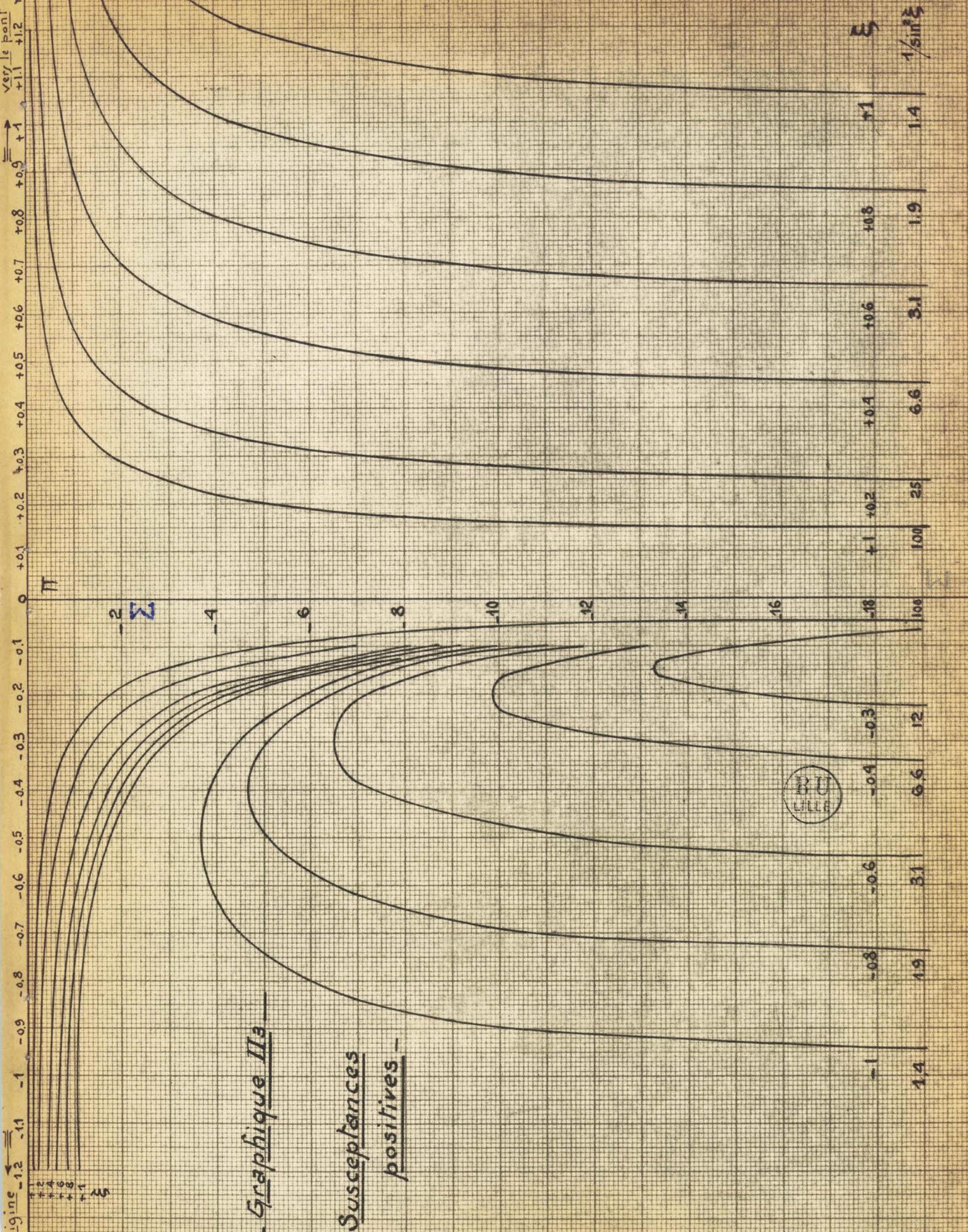
La valeur de $|I_2|^2$ est proportionnelle à $\frac{1}{\sin^2 \xi}$; les courbes Σ fonction de η ($\xi = \text{Cte}$) peuvent donc être graduées en puissance de sortie en prenant un niveau arbitraire de référence (par exemple: $\frac{1}{\sin^2 \xi} = 1$). On peut ainsi prévoir la variation de la réponse du détecteur pour différentes positions de l'admittance et pour une même f.e.m.d'entrée.

Il est désirable de pouvoir déterminer à priori l'ordre de grandeur de la largeur d'une courbe de résonance; une courbe étroite favorise le pointé du maximum, une courbe large donne une meilleure précision sur $2\Delta d$ ou $2\Delta a$. Pour étudier $\Delta \eta = g \frac{1}{b_1^2 - b_2^2}$ (méthode 1) ou $\Delta \eta = g \sin^2 \zeta$ (méthode 11) on peut tracer sur le réseau précédent (tableaux 11₃ et 11₄) quelques courbes $\frac{1}{b_1^2 - b_2^2} = \text{Cte}$ et $\sin^2 \zeta = \text{Cte}$ et graduer ces courbes à partir de niveaux de référence arbitraires. Ces tracés n'ont pas été reproduits sur les tableaux 11₃ et 11₄ pour en faciliter la lecture.

117_A Valeurs approchées possibles pour deux cellules : 0,1-j(-2) et 0,4-j(-10)

Méthode	η	ξ	ζ	sortie $K \times I / \sin^2 \xi$	largeur de courbe	$\frac{A}{(\alpha y + u_2)^2 (1 + \cot^2 \zeta)}$
II (a)	-0,29	-0,1	+0,19	Kx100	2.0,1.0,036	Ax28
II (b)	0,19	-0,1	-0,29	Kx100	2.0,1.0,082	Ax12
II (c)	-0,7	-0,4	+0,3	Kx6,6	2.0,1.0,087	Ax11
II (d)	+0,3	-0,4	-0,7	Kx6,6	2.0,1.0,42	Ax1,44
I (e)	-0,29	-0,1	+0,19	Kx100	2.0,1.0,40	
I (f)	+0,3	-0,4	-0,7	Kx6,6	2.0,1.0,4	
II (g)	-0,16	-0,1	+0,06	Kx100	2.0,4.0,0036	Ax272
II (h)	+0,06	-0,1	+0,16	Kx100	2.0,4.0,026	Ax37





Graphique III

Susceptances
positives



Méthode	η	ξ	ζ	sortie Kx1/sin ξ	largeur de courbe	$(\alpha y + u_2)(1 + \cot^2 \zeta)$
II (i)	+0,18	+0,4	+0,22	Kx6,6	2.0,4.0,048	Ax20
I (j)	-0,16	-0,1	+0,06	Kx100	2.0,4.0,0043	
I (k)	+0,18	+0,4	+0,22	Kx 6,6	2.0,4.0,1	

(a) et (b) demandent peu d'énergie H.F.; b est meilleure que a: courbe de résonance plus large, g_2 plus faible.

(d) bonne mesure: d et a importants, $2\Delta a$ grand; g_2 faible

(f) bonne mesure par la méthode 1

(g) mauvaise mesure: courbe de résonance très étroite, g_2 très grand

(h) demande peu d'énergie H.F., mais la précision sur la mesure de d est faible

(i) bonne précision sur d et a, g_2 faible, courbe de résonance intéressante (mesure à conseiller).

(k) courbe de résonance très large

11₈ Composantes de la permittivité de la substance étudiée

11_{8,1} Etude d'une cellule de mesure

La mesure donne la conductance g_3 et la susceptance b_3 de l'admittance équivalente à la cellule. Cette admittance a, en radio-fréquence (pour une cellule remplie d'un diélectrique $\epsilon = \epsilon' - j\epsilon''$) une susceptance $B' = -(\gamma_0 + \epsilon' \gamma) \omega (\gamma_0, \gamma$ parties "résiduelle" et "active" de la capacité) et une conductance $G' = \gamma \omega \epsilon''$ (fig. 11₆). On admet communément, à ces fréquences, que la capacité résiduelle (si les effets de "bord" sont faibles) reste constante quelle que soit la valeur de ϵ' et que γ est constant quel que soit ϵ'' . Aux très hautes fréquences (en particulier en ondes décimétriques et centimétriques) on peut douter que ce schéma soit suffisant. Théoriquement on peut, avec King 1681, démontrer, à partir des équations de Maxwell, qu'un condensateur formé

de disques plans parallèles (fig. II₅) est équivalent à une self L_1 (dûe aux effets d'induction dans les disques) en série avec une capacité Γ , l'ensemble ayant une conductance G .

Pour un condensateur plan à électrodes circulaires, avec des "bras", on peut admettre le schéma de la figure II₇ (p.22) ($L/2$: self propre de l'un des bras). Nous ne discuterons pas la validité théorique de ces schémas; en particulier, nous ne tiendrons pas compte de la valeur de L_1 toujours très faible. Nous nous proposons seulement de déterminer un schéma de cellule qui permette d'interpréter, à une précision donnée, toutes les mesures effectuées. Ce schéma doit tenir compte des résultats obtenus pour des diélectriques à très faibles pertes (quartz et benzène, par exemple) et pour des diélectriques à fortes pertes (alcools dans une zone de dispersion) étudiés par ailleurs, aux mêmes fréquences et à la même température, par des méthodes théoriquement plus précises.

Après avoir effectué quelques centaines de mesures avec des cellules diverses (mais toutes géométriquement simples et placées dans le plan des conducteurs de la ligne bifilaire), nous avons pu déterminer quels sont les paramètres qui permettent d'interpréter au mieux tous les résultats expérimentaux. Empiriquement nous avons trouvé que pour $\lambda > 30\text{cm}$ le schéma théorique de la figure II₈ (p.22) est suffisant (précision variant de 0,1% à quelques %, suivant la nature du diélectrique et la fréquence) avec $L_2 = \text{Cte}$ pour toutes les fréquences. Ces séries de mesures ont été effectuées avec des cellules en quartz et des conducteurs cylindriques pour les fréquences $1,5 \cdot 10^8$ à $3 \cdot 10^9$ Hz puis, pour les mêmes fréquences, avec des cellules à diélectriques liquides à faible et forte pertes dont les constantes étaient connues.

A partir du schéma fig. II₈, en remarquant que les mesures

donnent les valeurs G_3 et B_3 de l'admittance équivalente à la cellule totale, on constate qu'il faut pour obtenir ϵ' et ϵ'' connaître l'admittance $G' - jB'$ d'une cellule sans "bras". On peut, dans ce but, transformer l'admittance Y_3 mesurée en impédance équivalente $Z_3 = \frac{R_3}{\gamma} + jX_3$ [73] [74]. On détermine alors $X'_3 = X_3 - L_2 \omega$ et on opère la transformation de

$$Z'_3 = R_3 + jX'_3 \quad \text{en} \quad Y' = G' - jB' \quad \text{II}_{42}$$

$$\text{On en déduit :} \quad \epsilon' = \frac{-B'}{\gamma \omega} - \frac{Y_0}{\gamma} \quad \text{II}_{43}$$

$$\epsilon'' = \frac{G'}{\gamma \omega} \quad \text{II}_{44}$$

Pour obtenir ces résultats il faut connaître la valeur de L_2 . Cette détermination est précisée plus loin (V11_{3,2}).

118₂ Erreurs possibles dues à la présence des "bras"

Pour mettre en évidence l'ordre de grandeur des erreurs commises sur ϵ' et ϵ'' lorsque l'influence des "bras" est négligée, nous établissons la valeur théorique de l'admittance Y_3 de la cellule schématisée fig. 118.

L'impédance de cette cellule peut s'écrire, en posant $X_2 = L_2 \omega$

$$Z_3 = \frac{1}{G' - jB'} + jX_2 \quad \text{II}_{45}$$

et l'admittance correspondante :

$$Y_3 = G_3 - jB_3 = \frac{G' - jB'}{1 + B'X_2 + jG'X_2} = G' \frac{1}{(1 + B'X_2)^2 + (G'X_2)^2} - jB' \frac{1 + X_2(B' + G'^2/B'^2)}{(1 + B'X_2)^2 + (G'X_2)^2} \quad \text{II}_{46}$$

118₃ Tableau donnant des valeurs numériques correspondant à 2 cellules.

(voir page suivante)

Fréquences	Cellule		diélectrique		bras L_2	$B'X_2$	$G'X_2$
	γ	γ_0	ϵ'	ϵ''			
10^8 Hz	0,2 pF	0,1 pF	5	0,2	$6 \cdot 10^{-9}$ H	$-2,6 \cdot 10^{-3}$	$9,5 \cdot 10^{-5}$
"	0,5	0,1	40	10	$2 \cdot 10^{-8}$	-0,16	0,039
$3 \cdot 10^8$	0,2	0,1	5	0,2	$6 \cdot 10^{-9}$	$-2,34 \cdot 10^{-2}$	$8,55 \cdot 10^{-4}$
"	0,5	0,1	40	10	$2 \cdot 10^{-8}$	-1,44	0,355
10^9	0,2	0,1	5	0,2	$6 \cdot 10^{-9}$	-0,26	$9,54 \cdot 10^{-3}$
"	0,5	0,1	40	10	$2 \cdot 10^{-8}$	-16	3,9
$3 \cdot 10^9$	0,2	0,1	5	0,2	$6 \cdot 10^{-9}$	-2,34	$8,50 \cdot 10^{-2}$
"	0,5	0,1	40	10	$2 \cdot 10^{-8}$	-144	35,5

11_{8,1} Remarques - L'expression (11₄₆) permet de calculer pour chaque mesure l'erreur commise en prenant $G' = G_3, B' = B_3$; le tableau 11_{8,3} met en évidence l'importance des divers termes. Pratiquement, pour des longueurs d'onde métriques, avec des valeurs bien choisies de γ , des longueurs de "bras" minima et des valeurs moyennes pour ϵ' et ϵ'' on peut confondre G' avec G_3 , B' avec B_3 . Pour nos cellules, le diamètre des bras est de 0,15 cm, leur longueur de 0,5 cm environ, L_2 est de l'ordre de $6 \cdot 10^{-9}$ henry; les γ actifs sont de 0,06 à 0,5 p.F et les termes $B'X_2 = -L_2(\epsilon'\gamma + \gamma_0)\omega^2$ et $G'X_2 = L_2\epsilon''\gamma\omega^2$ ne deviennent prépondérants que pour les fréquences supérieures à 10^9 Hz. Mais dans tous les cas où la liaison de la cellule à la ligne n'est pas aussi courte (des bras de longueur 1 cm et plus sont souvent utilisés) et pour des capacités actives de l'ordre de 0,5 p.F, les corrections peuvent être importantes. Ainsi pour la longueur d'onde de 1 mètre et les valeurs indiquées dans le tableau pour un diélectrique $\epsilon' = 40, \epsilon'' = 10$, on obtient: $B_3 \neq -1,8 B'$ $G_3 \neq 2,5 G'$; comme B' est négatif, B_3 est positif; il correspond à une

susceptance selfique et, apparemment, ce résultat est sans rapport avec l'étude d'un condensateur; en outre l'erreur commise en prenant $G' = G_3$ est de 150%!

En résumé, il nous semble que la seule façon correcte d'aborder le problème pour les ondes métriques et décimétriques est de déterminer à partir de l'admittance mesurée les deux termes de l'impédance équivalente à la cellule puis, connaissant la valeur de $L_2 \omega$, de passer à la valeur de l'admittance d'une cellule sans "bras" pour en déduire ensuite ϵ' et ϵ'' .

II₉ Résumé -

L'étude complète de la mesure d'une impédance placée en shunt sur une ligne bifilaire blindée n'avait pas, à notre connaissance, été effectuée et nous signalons de nombreuses possibilités de mesures.

Toutes les susceptances réduites comprises entre - 20 et + 20 peuvent être déterminées en utilisant une ligne de longueur voisine de λ soit (méthode I) en déplaçant l'impédance dans la région centrale pour trouver un ou des maxima soit (méthode II) en la fixant dans cette région et en modifiant la position du pont. Pour une impédance donnée; suivant la méthode et la position des divers éléments mobiles, on obtient à volonté des courbes de résonances étroites ou larges, facilitant la détermination d'une position de maximum ou au contraire celui de la largeur d'une courbe de résonance. On retrouve les mêmes possibilités de mesure (avec un peu moins de précision) pour les impédances capacitives en utilisant une ligne de longueur voisine de $\lambda/2$ et en plaçant l'impédance au voisinage de l'origine de la ligne (tableau II₁)

Le dispositif de mesure que nous utilisons possède une excitation et une détection bien localisées. Les pertes par rayonnement (si difficiles à introduire dans les calculs) sont éliminées totalement

par un blindage efficace. Pour cette raison, il est possible d'utiliser des conducteurs actifs de fort diamètre assurant à la ligne une bonne rigidité. Dans ces conditions les pertes en ligne, introduites dans nos calculs sous forme de termes correctifs, sont faibles et très souvent négligeables.

Nous avons montré qu'il existe, pour des mesures sur les diélectriques, deux problèmes distincts: la mesure de l'admittance équivalente à la cellule totale et l'étude de cette "cellule" en vue d'obtenir les constantes diélectriques.

Les travaux antérieurs ont, le plus souvent, été effectués avec des bifilaires non blindés de longueur voisine de $\frac{\lambda}{2}$ et une cellule située à une distance constante de l'origine. En général, on essaie de déduire directement les constantes diélectriques de la mesure effectuée. Les problèmes les plus discutés sont relatifs à la constance de la somme des cotangentes et à l'influence des "bras" des cellules. Nous avons montré qu'en général et même en dehors des perturbations de propagation, ("effet slatis") cette somme n'est pas constante, sauf pour des diélectriques à faibles pertes et pour certaines positions de la cellule. Quant à l'influence des "bras" elle est très importante, même en ondes métriques; seuls certains types de "cellules" permettent de la réduire. Lorsque la longueur des bras dépasse quelques millimètres on peut obtenir, pour certains diélectriques et à certaines fréquences, des cellules présentant des susceptances positives, ce qui explique les déplacements positifs et négatifs du pont [26].

Le travail de Romanov [28], parvenu à notre connaissance après l'achèvement de cette étude, indique pour des cellules sans "bras" et pour une ligne sans pertes (méthode II) des relations analogues aux nôtres, mais pour une ligne réelle et des cellules avec "bras" les

relations (très compliquées) sont difficilement utilisables et nous avons montré, par ailleurs, qu'il n'est pas possible d'introduire une conductance fictive constante en shunt sur la cellule qui soit équivalente à l'ensemble des pertes.

Chapitre III

MESURE D'UNE IMPEDANCE PLACÉE EN SERIE AVEC LE CONDUCTEUR CENTRAL D'UN RESONATEUR COAXIAL - APPLICATION A LA MESURE DE LA PERMITTIVITE.

III₁₁ Introduction

La méthode décrite ch. II est valable pour des impédances très diverses et les mesures correspondantes sont rapides. Cependant il faut remarquer que :

1°/ l'impédance caractéristique de la ligne peut difficilement être déterminée avec une précision supérieure à 1%.

2°/ les conducteurs de la ligne bifilaire ayant en ondes métriques une grande longueur (voisine de λ), la fidélité de l'impédancemètre est faible.

3°/ L'utilisation d'une cellule supportée par des "bras" donne :

a) un "effet Slätis"; b) un "effet selfique". A cause des influences correspondant à ces effets, on ne peut pas déduire immédiatement les constantes diélectriques correspondant aux composantes de l'admittance mesurée; ces effets sont particulièrement gênants si ξ' et ξ'' sont importants.

Pour éviter ces inconvénients nous avons étudié un système coaxial très rigide où les "bras" de la cellule sont supprimés. La cellule est mise en série avec le conducteur central. Le volume d'échantillon nécessaire est de l'ordre de quelques dizaines de mm³.

III₁₂ Works [45] [47] décrit une série de cavités coaxiales utilisables pour des fréquences de 50 à 1000 MHz. L'échantillon est introduit, en série avec le conducteur central de la cavité, à distance constante d'une extrémité; la résonance est alors obtenue pour une fréquence f_1 . après avoir enlevé l'échantillon on obtient la résonance pour une

fréquence f_2 (méthode de variation de fréquence) ou en conservant la fréquence f_1 et en déplaçant l'une des électrodes centrales (méthode de la variation de largeur de la "coupure". (Nous désignons par le mot "coupure" la distance entre les deux parties du conducteur central).

On peut remarquer que les relations obtenues en considérant un circuit équivalent à constantes localisées ne sont valables que pour des échantillons à très faibles pertes et que la méthode nécessite toute une série d'oscillateurs à fréquence finement variable, des ondemètres de haute précision et une excellente vis micrométrique pour le déplacement de l'électrode centrale (déplacements de l'ordre de 10^{-4} cm). Une cavité donnée n'est utilisable que pour une très faible bande de fréquences.

La méthode décrite ici utilise un tronçon de ligne à fréquence constante et "coupure" donnée. La résonance dépend de la longueur du tronçon et de la position de la coupure. Les mesures correspondent à des déplacements de piston de l'ordre du cm. il est possible d'utiliser une large bande de fréquences. En choisissant convenablement la position de l'impédance sur la ligne on peut obtenir des courbes de résonance étroites. L'analyse mathématique des conditions de la mesure peut être faite simplement,

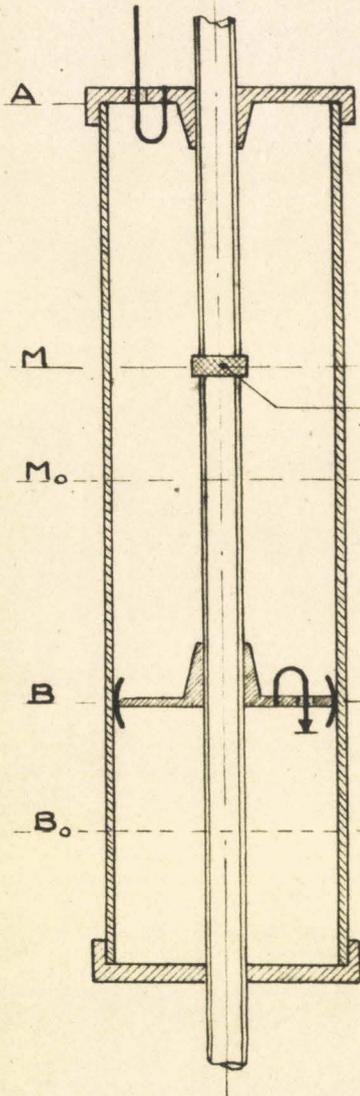
III_{1,3} Principe

Un coaxial est terminé en A par un court-circuit portant une petite boucle excitatrice, en B par un court-circuit mobile portant une boucle reliée à un système détecteur (fig. III₁).

Un système d'ondes stationnaires est établi sur la ligne vide. Soit B_0 une des positions du pont correspondant à un maximum (on choisit $AB_0 = \frac{\lambda}{2}$). L'impédance est introduite en série avec le conducteur central au voisinage de la position M_0 (M_0 ventre de tension,

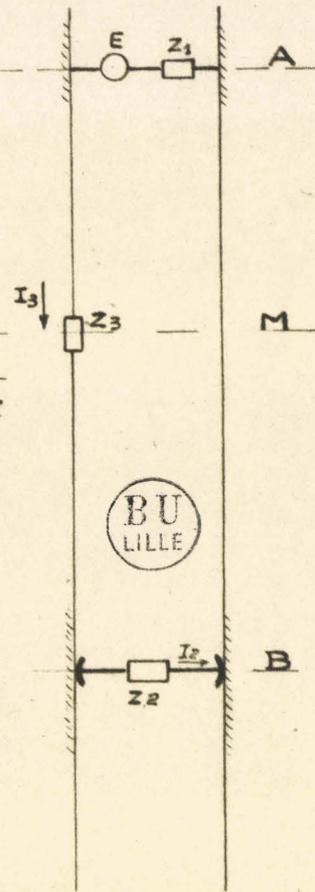
- Fig. III₁ -

- Ligne coaxiale résonnante -



- Fig. III₂ -

- Ligne électrique équivalente -



$AM_0 \neq M_0 B_0 \neq \frac{\lambda}{4}$).

On peut alors établir un nouveau système d'ondes stationnaires et obtenir les relations donnant la valeur des composantes de l'impédance.

L'étude théorique est conduite parallèlement à celle de la ligne bifilaire; en III₂ et III₃ on décrit les méthodes de mesure valables pour une ligne sans pertes et en III₄ les relations obtenues pour une ligne avec pertes. Le problème théorique est abordé à partir des équations de propagation sur ligne; on admet que l'impédance a la forme d'un disque infiniment mince et on néglige l'influence des "modes de propagation supérieurs" qui apparaissent au voisinage de l'impédance.

III_{1,4} Notations λ

$$AM_0 = x_0 \neq \frac{\lambda}{4} \quad M_0 B_0 = y_0 \neq \frac{\lambda}{4}$$

$$x = AM = AM_0 + M_0 M = x_0 + d \quad \beta x = \frac{\pi}{2} + \eta \quad \text{avec} \quad \beta d = \eta$$

$$y = MB = MM_0 + M_0 B_0 + B_0 B = y_0 + a - d \quad \beta y = \frac{\pi}{2} + (\xi - \eta) = \frac{\pi}{2} + \zeta \quad \text{avec} \quad \beta a = \xi$$

$$\operatorname{tg} \beta x = -\operatorname{cotg} \eta = x_1 \quad \operatorname{tg} \beta y = -\operatorname{cotg} \zeta = x_2$$

Impédance à mesurer : $Z_3 \quad z_3 = \frac{Z_0}{Z_c} (r_3 + jx_3) = \operatorname{th}(u_3 + jv_3) = \operatorname{th} \theta_3$

III_{1,5} A partir de la théorie classique des lignes on obtient:

$$I_2 = \frac{E}{Z_c} \frac{\operatorname{ch} \theta_2 \operatorname{ch} \theta_1}{[\operatorname{ch}(Py + \theta_2) \operatorname{ch}(Px + \theta_1)] [\operatorname{th}(Py + \theta_2) + \operatorname{th}(Px + \theta_1) + \operatorname{th} \theta_3]} \quad \textcircled{\text{III}_1}$$

$$I_2 = \frac{E}{Z_c} \frac{\operatorname{ch} \theta_1 \operatorname{ch} \theta_2}{\operatorname{sh}[P(x+y) + \theta_1 + \theta_2] + \operatorname{th} \theta_3 \operatorname{ch}(Px + \theta_1) \operatorname{ch}(Py + \theta_2)} \quad \textcircled{\text{III}_2}$$

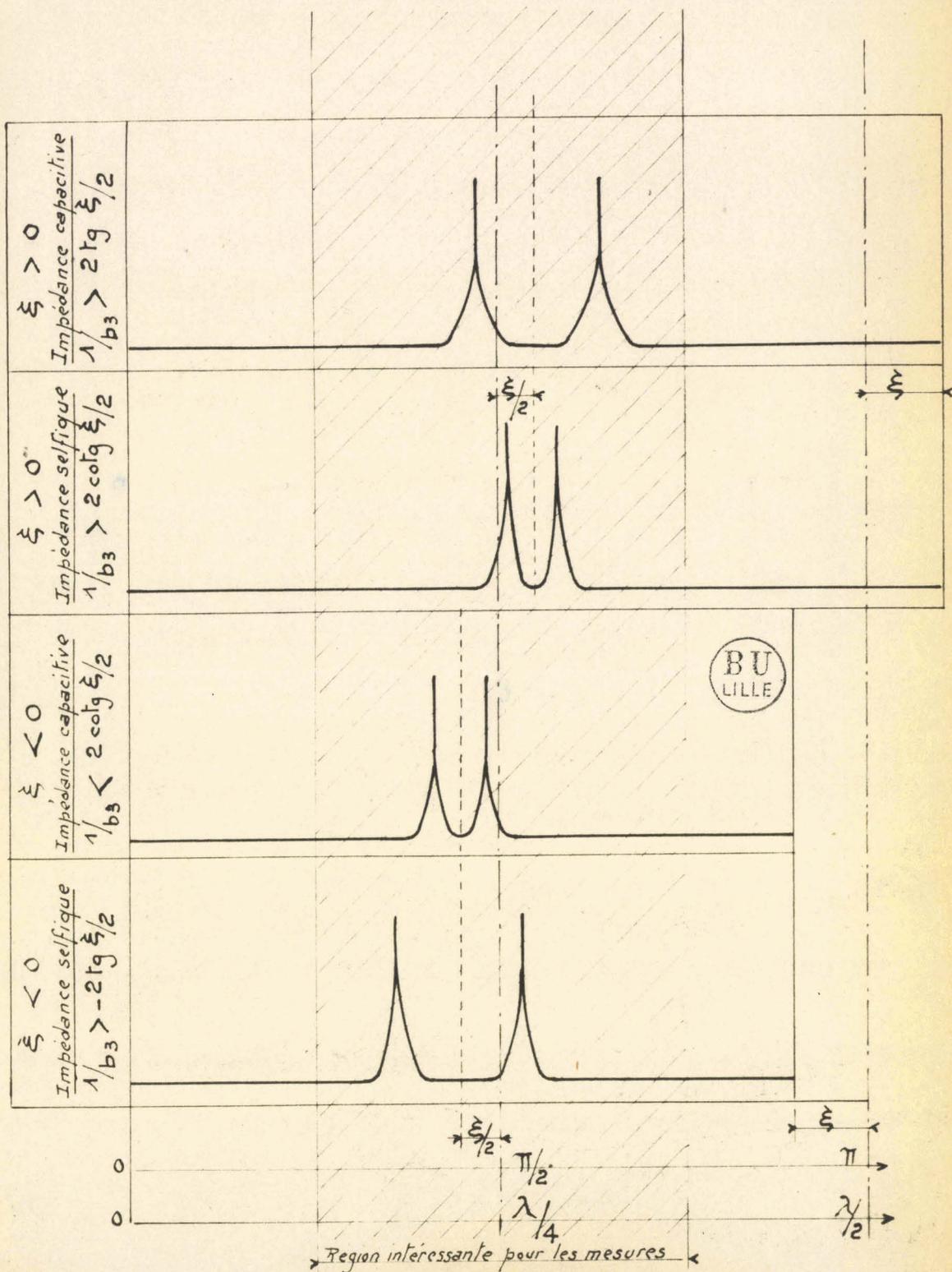
III_{2,1} Pour la ligne sans pertes le module de $\textcircled{\text{III}_1}$ devient :

$$|I_2|^2 = \frac{E^2}{|Z_c|^2} \frac{1}{\cos^2 \beta x \cos^2 \beta y [r_3^2 + (\operatorname{tg} \beta x + \operatorname{tg} \beta y + x_3)^2]} \quad \textcircled{\text{III}_3}$$

Nous utilisons deux méthodes de mesure déduites de $\textcircled{\text{III}_3}$.

Méthode I. - La valeur de ξ (positive ou négative suivant la nature de l'impédance) étant fixée, on déplace le conducteur central portant l'impédance pour trouver des maxima (η variable)

Graphique III₁ - Positions des maxima pour une ligne de longueur voisine de $\lambda/2$ -



Méthode II. - La cellule est placée en M ($\eta = cte$), le pont B est déplacé pour trouver un maximum (Z variable).

III_{2,2} Etude des conditions de maxima (méthode I)

L'étude de (III₃), en prenant la dérivée par rapport à x , indique que tous les maxima centraux intéressants pour les mesures,,symétriques par rapport à $\frac{\pi}{2} + \frac{\gamma}{2}$, sont donnés par :

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \beta x + \operatorname{tg} \beta y &= - \frac{x_3^2 + r_3^2}{x_3} = - \frac{1}{b_3} & \text{(III}_4\text{)} \\ \operatorname{cotg} \eta + \operatorname{cotg} \zeta &= \frac{1}{b_3} = \Sigma & \text{(III}_5\text{)} \end{aligned}$$

Le graphique III₁ donne la position des maxima en fonction de la longueur de la ligne et de la nature de l'impédance.

La valeur de $|I_2|_M^2$ pour une position de maximum est donnée par:

$$|I_2|_M^2 = \frac{|E|^2}{|Z_d|^2} \frac{1 + x_3^2/r_3^2}{\sin^2 \beta(x+y)} \quad \text{(III}_6\text{)}$$

III_{2,3} Calcul de l'impédance

Avec les notations de II_{2,3}:

$$t = p + q + pq \neq \Delta \eta \quad (x_1 - x_2) \quad \text{(III}_7\text{)}$$

En développant les calculs correspondant à la mesure de la largeur à mi-hauteur d'une courbe de résonance, on obtient :

$$x_3 = \frac{\Sigma}{1 + t^2} \quad \text{(III}_8\text{)} \quad r_3 = \frac{t}{1 + t^2} \Sigma \quad \text{(III}_9\text{)}$$

$$b_3 = \frac{1}{\Sigma} \quad \text{(III}_{10}\text{)} \quad \frac{g_3}{b_3} = \frac{r_3}{x_3} = t \quad \text{(III}_{11}\text{)}$$

III_{2,4} Remarque importante

Avec les hypothèses admises (III₄) indique une condition de maximum qui ne dépend que de la susceptance de l'admittance introduite. Lorsque cette composante est celle d'une cellule sans "bras" remplie d'un diélectrique, elle ne dépend, si l'on considère le schéma ^à constantes localisées, que de la valeur de ϵ' ; $b_3 = -\omega(\gamma + \epsilon' \gamma)$; on peut souligner

ce fait car il est difficile d'obtenir des méthodes de mesure où la résonance soit indépendante de ϵ'

III₃ Calcul d'une impédance (méthode II)

L'étude de (III₃) et de sa dérivée (y variable) indique un maximum de $|I_2|^2$ pour $Sx^2 - x + Sr_3^2 = 0$ (III₁₂)

avec $x = x_1 + x_2 + x_3$ et $S = -\sin \zeta$, $\cos \zeta = \sin \beta y \cos \beta y$

(III₁₂) et l'étude de la largeur à mi-hauteur d'une courbe de résonance donne en désignant par $\overline{\Delta \zeta}$ la demi-largeur moyenne de la courbe.

$$x_3 = \sum_i + \frac{p^2}{(1+p^2)S} \quad \text{(III}_{13}\text{)}$$

$$r_3 = \frac{-p}{(1+p^2)S} = \frac{\overline{\Delta \zeta}}{(1+p^2)\sin^2 \zeta} \quad \text{(III}_{14}\text{)}$$

avec $p = \overline{\Delta \zeta} \cotg \zeta_M$ (III₁₅)

III_{4,1} Etude d'une ligne avec pertes: $\alpha \neq 0$, Z_1 et $Z_2 \neq 0$

Remarquons que les valeurs α_x et α_y sont très faibles (valeurs deux ou trois fois plus faibles que celles considérées en II_{4,1}).

Posons :

$$\beta x + v_1 = \beta x_0 + \beta d + v_1 = \frac{\pi}{2} \pm \bar{\eta} \quad 0,1 \leq \bar{\eta} < \frac{\pi}{4} \text{ radians}$$

$$\beta y + v_2 = \beta y_0 + \beta(a-d) + v_2 = \frac{\pi}{2} \pm \bar{\zeta} \quad 0,1 \leq \bar{\zeta} < \frac{\pi}{4} \text{ radians}$$

On obtient :

$$\text{th}(Px + \theta_1) \# (\alpha_x + u_1) [1 + \cotg^2 \bar{\eta}] + j(-\cotg \bar{\eta}) = r_1 + jx_1 \quad \text{(III}_{16}\text{)}$$

$$\text{th}(Py + \theta_2) \# (\alpha_y + u_2) [1 + \cotg^2 \bar{\zeta}] + j(-\cotg \bar{\zeta}) = r_2 + jx_2 \quad \text{(III}_{17}\text{)}$$

$$\text{(III}_{18}\text{)} \text{ donne } |I_2|^2 = C^{te} \cdot \frac{1}{\cos^2 \beta y \cos^2 \beta x [(r_1 + r_2 + r_3)^2 + (x_1 + x_2 + x_3)^2]} \quad \text{(III}_{18}\text{)}$$

Cette relation est l'équation de base pour l'étude de la ligne avec pertes et conduit (pour la méthode I) aux valeurs approchées :

$$r = r_1 + r_2 + r_3 \# \frac{t}{1+t} \sum \quad \text{(III}_{19}\text{)} \quad x_3 \# \frac{\sum}{1+t^2} \quad \text{(III}_{20}\text{)}$$

$$\text{Pour la méthode II : } r \# \frac{\overline{\Delta \zeta}}{(1+p^2)\sin^2 \zeta} \quad \text{(III}_{21}\text{)} \quad x_3 \# \sum_i + \frac{p^2}{(1+p^2)S} \quad \text{(III}_{22}\text{)}$$

On obtient des expressions rigoureuses en employant les formules utilisées pour l'étude du bifilaire.

III₅ Remarques concernant cette méthode

Nous avons admis que l'onde propagée dans le coaxial est transverse électro-magnétique. Il est bien connu que l'introduction d'une impédance série perturbe le champ dans son voisinage et une étude théorique complète du résonateur à partir des équations de MAXWELL permettrait seule de déterminer les erreurs commises en utilisant les relations (III₁₀), (III₁₁), (III₁₃), (III₁₄). V. DUFLOS [49] a tenté cette étude: les premiers résultats, bien qu'incomplets, montrent que les termes qui peuvent s'introduire comme correctifs aux relations précédentes sont faibles.

Nous avons étudié expérimentalement les possibilités de la méthode à partir d'une coupure d'épaisseur constante remplie successivement de diélectriques solides et liquides dont la permittivité à ces fréquences est connue et les premiers résultats obtenus confirment l'exactitude à 1% environ des relations utilisées. Il faut remarquer d'autre part que l'impédance caractéristique du coaxial est bien définie. La méthode, valable pour les fréquences de 200 à 1500 MHz, est d'une extrême sensibilité; elle n'utilise que des échantillons de très faible volume. Elle est indiquée pour l'étude des mélanges à faible concentration d'un corps polaire dans un solvant non polaire et pour l'étude des diélectriques à faibles pertes (la cellule est alors placée assez loin de M_0). Elle convient aussi remarquablement bien à l'étude de diélectriques ayant ϵ' et ϵ'' grands. (titanates, par ex.); la cellule est alors placée au voisinage de M_0 (en M_0 le courant est nul). Par contre, cette méthode se prête mal aux mesures à température variable.

III₆ Mesure d'une impédance

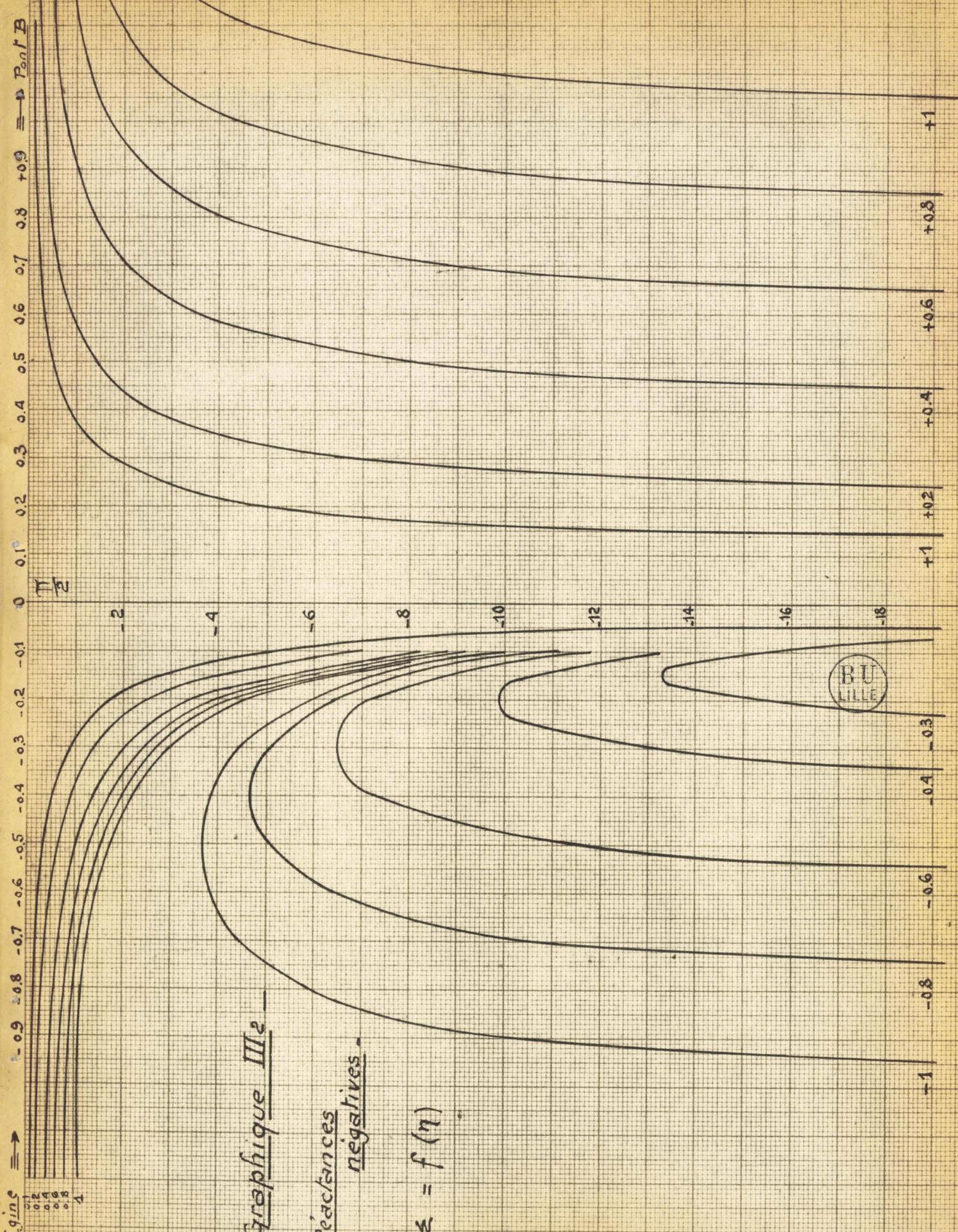
Les longueurs a et d ($\beta a = \xi$ et $\beta d = \eta$) sont mesurées à partir de B_0 et M_0 . Le point B_0 correspond à une position du pont B donnant la résonance pour le coaxial vide (longueur voisine de $\frac{\lambda}{2}$). En déplaçant, dans la région centrale de ce coaxial à la résonance, une impédance (disque absorbant de faible épaisseur) on trouve un maximum de courant lorsqu'elle passe en M_0 ; ce point peut encore être repéré à partir de la position des maxima obtenus pour une ligne de longueur $\pi - \xi$, puisqu'ils sont symétriques par rapport à $\frac{\pi}{2} - \frac{\xi}{2}$. Les points B_0 et M_0 sont ainsi définis à 0,002cm environ.

L'impédance inconnue est ensuite introduite et placée au voisinage de M_0 . Une mesure rapide est effectuée (méthode I ou II); on en déduit l'ordre de grandeur de ses composantes. On la place alors dans la région pour laquelle les erreurs seront les plus faibles. Les différents éléments à considérer pour choisir cette région du coaxial ont été précisés au chapitre II et les modes de discussion du paragraphe II_{7,3} sont utilisables. On emploie d'ailleurs un graphique (III₂) qui présente les mêmes courbes que II₃ et II₄ mais avec des échelles différentes; il s'agit, ici, des composantes d'impédances et, en première approximation, on a $x_3 = \Sigma$

III₇ Valeur des composantes de la permittivité

La mesure donne les composantes de l'impédance équivalente à la cellule et par des transformations connues on en déduit les composantes de l'admittance correspondante (les mesures effectuées par la méthode I donnent directement celle-ci).

On utilise ensuite le schéma conventionnel d'une cellule à "constantes localisées" équivalente à l'impédance mesurée. Le schéma choisi doit permettre d'interpréter tous les résultats expérimentaux



Graphique IIIe

Reactances
négatives

$X = f(\eta)$

obtenus pour des diélectriques solides ou liquides, à faibles et fortes pertes.

Le schéma simple d'une susceptance $B_3 = -\omega (\gamma_0 + \epsilon' \gamma)$ shuntée par une conductance $G_3 = \gamma \omega \epsilon''$ permet d'interpréter (pour $\lambda > 20\text{cm}$) les résultats de nos mesures. Le terme γ_0 tient compte des "effets de bord" de la cellule et de l'influence des perturbations introduites dans le résonateur par la présence de l'impédance; ce terme est déterminé expérimentalement pour chaque cellule et chaque fréquence.

Chapitre IV

Impédancemètre coaxial terminé par des cellules de divers types; application à la mesure de la permittivité des diélectriques.

IV₁ Sommaire

Notre étude des méthodes de mesure (bifilaire, résonateur coaxial) et le désir de pouvoir obtenir ϵ' et ϵ'' en fonction de la fréquence à température constante (pour différentes valeurs de celle-ci) nous conduisent à préciser quelques unes des qualités que doivent présenter les techniques de mesure.

Utilisation d'un impédancemètre: a) qui se prête à une analyse mathématique simple et rigoureuse (la courbe de résonance, si elle est utilisée, doit être bien symétrique).

b) qui doit permettre des mesures rapides et fidèles et soit de construction simple et robuste.

c) qui s'adapte facilement aux mesures à température variable.

d) qui permette les mesures sur des diélectriques solides ou liquides à faibles ou fortes pertes en utilisant, si possible, un petit volume de diélectrique.

e) qui puisse être utilisé dans une large bande de fréquence (rapport des fréquences extrêmes de l'ordre de 50 ou 100)

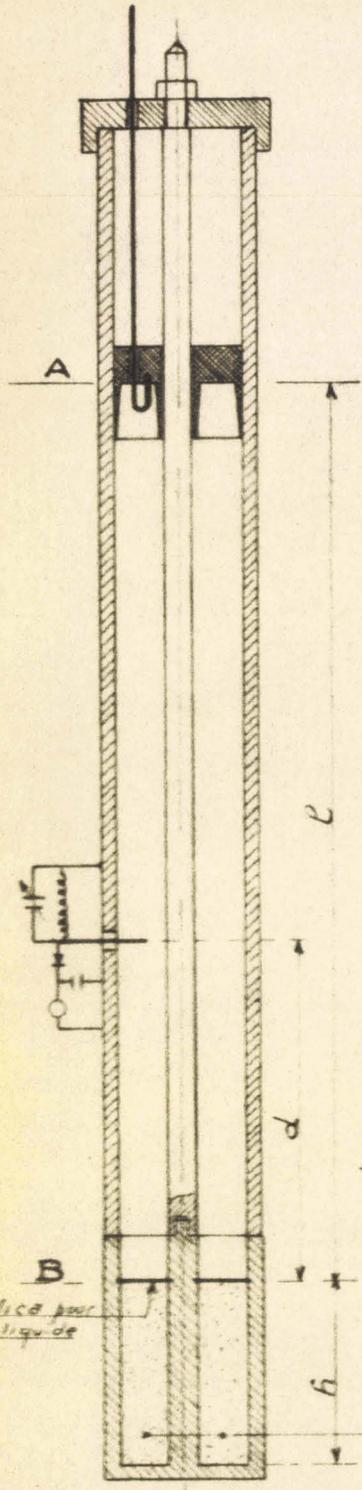
Le dispositif décrit dans ce chapitre possède ces qualités.

Nous avons groupé [31] à [40] quelques références bibliographiques relatives à des mesures de résonance sur lignes (bifilaires, coaxiales, guides d'ondes) terminées par une impédance.

Nous étudions successivement l'impédancemètre associé à une impédance terminale de nature quelconque. Nous précisons ensuite les caractéristiques des cellules utilisées pour mesurer la permittivité.

- Fig. IV₁ -

- Ligne coaxiale résonnante -

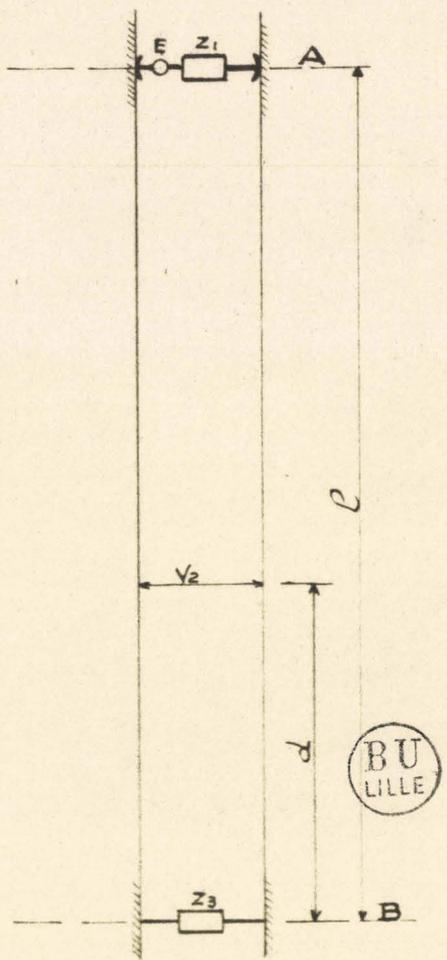


- Cellule C₁ -

- Fig. IV₃ -

- Fig. IV₂ -

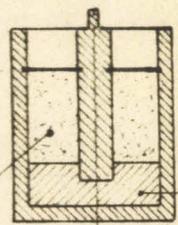
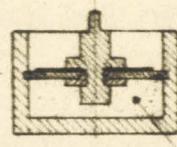
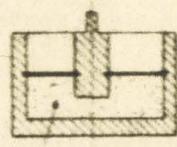
- Ligne électrique équivalente -



- Cellule C₂ -

- Cellule C₃ -

- Cellule C₄ -



Substance à étudier

Quartz

- Fig. IV₄ -

- Fig. IV₅ -

- Fig. IV₆ -

IV₂ Principe

Le résonateur décrit (fig. IV₁) est un tronçon de ligne coaxiale, de longueur variable ($AB = l$), d'impédance caractéristique Z_c , terminé en A par un piston portant une petite boucle excitatrice et en B par l'impédance à étudier.

On relève, à l'aide d'une sonde suivie d'un cristal détecteur, une grandeur proportionnelle au carré de la tension V à la distance d (constante) de B. Soit E la force électromotrice (aussi constante et ponctuelle que possible) induite en A. On désigne par Z_1 l'impédance du piston (différente de zéro par suite de la présence de la boucle et des "doigts" assurant le contact) et par Z_3 l'impédance à étudier.

$$\text{On pose: } \frac{Z_1}{Z_c} = \text{th}(u_1 + jv_1) = \text{th}\theta_1 \quad \text{et} \quad \frac{Z_3}{Z_c} = \text{th}(u_3 + jv_3) = \text{th}\theta_3$$

La théorie classique des lignes (les notations sont celles du chapitre I) permet d'écrire pour le tronçon de ligne de transmission équivalent à l'impédancemètre réel: (figure IV₂)

$$V_2 = \frac{E \text{ ch } \theta_1 \text{ sh } (\beta d + \theta_3)}{Z_c \text{ sh } (\beta l + \theta_1 + \theta_3)}$$

$$|V_2|^2 = \frac{|E|^2 [\text{ch}(u_1 + jv_1)]^2 [\text{sh}^2(\alpha d + u_3) + \sin^2(\beta d + v_3)]}{|Z_c|^2 \text{sh}^2(\alpha l + u_1 + u_3) + \sin^2(\beta l + u_1 + u_3)}$$

(IV₁)

Le numérateur est indépendant de l . Les maxima et minima de V_2 (1 variable) sont obtenus en cherchant les racines de $\frac{\partial |V_2|^2}{\partial l} = 0$

$$\cos 2(\beta l + v_1 + v_3) = \pm \sqrt{1 - (\alpha/\beta)^2 \text{sh}^2 2(\alpha l + u_1 + u_3)}$$

(IV₂)

Pour les lignes utilisées dans nos expériences :

$$(\alpha/\beta)^2 \leq 10^{-6} \quad \text{sh}^2 2(\alpha l + u_1 + u_3) < 1$$

et les maxima de V_2 sont obtenus pour

$$\beta l - v_1 - v_3 = m\pi \quad (m \text{ entier})$$

(IV₃)

La relation (IV₃) tient compte de l'influence du pont A et des pertes en ligne; seule l'influence de la sonde détectrice est négligée. Cette influence est précisée plus loin (IX_{4,4})

La position d'un maxima: $(AB)_M = l_M$ donne v_3 . On déduit u_3 de la largeur 2δ d'une courbe de résonance.

On peut d'ailleurs utiliser, pour déterminer u_3 , l'amplitude de V_M^2 ou l'allure d'une courbe de résonance obtenue en se servant d'une force électromotrice modulée en fréquence.

IV_{2,2} Calcul de u_3

On a, pour les valeurs $|V_{2M}|^2$ correspondant à l_M et $|V_2'|^2$ correspondant à $l_{M \pm \delta}$:

$$|V_{2,M}|^2 = \frac{C^{te}}{\text{sh}^2(\alpha l_M + u_1 + u_3)} \quad \text{IV}_4$$

$$|V_2'|^2 = \frac{C^{te}}{\text{sh}^2[\alpha(l_M + \delta) + u_1 + u_3] + \sin^2 \beta \delta} \quad \text{IV}_5$$

Pratiquement, $\alpha \delta \ll \alpha l_M + u_1 + u_3$ et $\text{sh}^2[\alpha(l_M + \delta) + u_1 + u_3] = C^{te}$ IV₆

IV₅ associé à IV₆ indique une courbe de résonance parfaitement symétrique. Ce résultat ne peut être obtenu qu'avec des circuits dans lesquels l'excitation, la détection et la charge sont disposées judicieusement.

Posons: $p^2 = \frac{|V_{2M}|^2}{|V_2'|^2}$ On obtient :

$$\text{sh}(\alpha l_M + u_1 + u_3) \sqrt{p^2 - 1} = \sin \beta \delta \quad \text{IV}_7$$

Avec un détecteur quadratique et $V_2'^2$ relevé à mi-hauteur de la courbe ($p^2 = 2$) on a :

$$\text{sh}(\alpha l_M + u_1 + u_3) = \sin \beta \delta \quad \text{IV}_8$$

Avec $u_3 \neq 0$ (ligne court-circuitée, ouverte ou faiblement chargée)

$$\alpha l_M + u_1 + u_3 \neq \beta \delta \quad \text{IV}_9$$

IV₈ ou IV₉, suivant les cas, permettent de calculer u_3 .

En utilisant l'amplitude des maxima (ligne vide, de longueur $l_{1,M}$) avec $|V_{1M}|^2$ et ligne chargée, de longueur $l_{2,M}$, avec $|V_{2M}|^2$ on obtient :

$$\frac{|V_{1M}|^2}{|V_{2M}|^2} = \frac{\text{sh}^2(\alpha l_{2M} + u_1 + u_3)}{\text{sh}(\alpha l_{1M} + u_1)} = p^2 \quad \text{IV}_{10}$$

Ce rapport est déduit directement des lectures effectuées sur l'appareil de mesure.

Cette méthode n'est utilisée que pour de faibles valeurs de u_3
 Dans ces conditions : $u_3 \neq \alpha(p_{1M} - l_{2M}) + u_1 (p-1)$ (IV_{1,1})

On peut aussi utiliser un oscillateur modulé en fréquence pour obtenir à l'oscillographe la courbe de résonance de l'impédancemètre vide ou chargé. Soient f_M et $f' = f_M \pm \delta f$ les fréquences correspondant à $|V_{2M}|^2$ et $|V_2|^2$. On obtient, à partir de (IV₁) (en admettant que $\alpha \neq \alpha'$):

$$\frac{|V_{2M}|^2}{|V_{1M}|^2} = K_1 \frac{A_1^2 + \sin^2(\beta d + v_3)}{A_2^2} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} A_1^2 = \text{sh}^2(\alpha d + u_3) \\ A_2^2 = \text{sh}^2(\alpha d + u_1 + u_3) \end{cases}$$

$$\frac{|V_2|^2}{|V_1|^2} = K_1 \frac{A_1^2 + \sin^2(\beta' d + v_3)}{A_2^2 + \sin^2(\beta' - \beta) l}$$

$$p^2 = \frac{A_2^2 + \sin^2(\beta' - \beta) l}{A_2^2} \times \frac{A_1^2 + \sin^2(\beta d + v_3)}{A_1^2 + \sin^2(\beta' d + v_3)}$$

Dans tous les cas, en première approximation, et plus rigoureusement pour $\beta d + v_3 \neq \frac{\pi}{2}$ ou pour $\beta d \ll v_3$, le deuxième membre peut être confondu avec 1 et, avec $p^2 = 2$, on a :

$\text{sh}(\alpha l_M + u_1 + u_3) \neq \sin\left[\frac{2\pi l}{c}(f' - f)\right]$ (IV₁₂)
 (IV₁₂) donne u_3 si $(f' - f)$ est connue. Cette relation qui n'est qu'une approximation est suffisante pour une étude à l'oscillographe des variations de ϵ'' en fonction de la température.

"Cellules" de mesure

IV_{3,1} L'impédancemètre coaxial est utilisé pour les fréquences de $5 \cdot 10^7$ à $3 \cdot 10^9$ Hz pour la mesure de la permittivité de divers échantillons, la substance étant introduite dans une "cellule" placée en B.

Nous employons des cellules de divers types, désignées par C_1, C_2, C_3, C_4 . Le type de cellule à utiliser dépend de la fréquence et du diélectrique étudié.

IV_{3,2} Cellules du type C₁ (fig. IV₃)

Elles comportent un tronçon de ligne coaxiale court-circuité, de longueur h (les dimensions des conducteurs actifs sont celles de l'impédancemètre), limité en B par un mica mince si l'on étudie un liquide.

On relève $l_{1M} l_{2M}^2 \delta_1 \cdot 2\epsilon_2$ (longueurs (A B)_M et largeurs des courbes de résonance pour des mesures effectuées d'abord avec la cellule vide puis après remplissage). A partir de (IV₃) on obtient (l'influence du mica, ici négligée, est étudiée en (IX_{2,2})) :

$$\beta l_{1M} + h + v_1 = m \pi, \quad \beta l_{2M} + v_1 + v_3 = m \pi$$

$$v_3 = \beta (l_{1M} - l_{2M} + h)$$

(IV₁₄)

A partir de (IV₈) : $\alpha (l_{1M} + h) + u_1 \neq \beta \delta_1$

$$\text{sh} (\alpha l_{2M} + u_1 + u_3) = \sin \beta \delta_2$$

$$\text{sh} [u_3 + \beta \delta_1 - \alpha (l_{1M} - l_{2M} + h)] \neq \sin \beta \delta_2$$

(IV₁₅)

(IV₁₄) et (IV₁₅) donnent v_3 et u_3 . Le calcul d'erreur correspondant est indiqué en (IX₅); on peut remarquer toutefois que l'erreur absolue sur v_3 dépend de celle sur $l_{1M} - l_{2M}$ (différence mesurée à partir d'une échelle arbitraire) et de celle sur h (pratiquement très faible). On doit remarquer aussi que le mode T.E.M. de propagation est conservé ici sur toute la longueur de la ligne.

De v_3 et u_3 mesurés, on passe à l'admittance d'entrée du tronçon et de celle-ci à ϵ' et ϵ'' . Ces calculs sont tout à fait généraux et sont valables pour tout tronçon court-circuité de ligne (coaxial, guide d'onde) rempli d'un diélectrique. Nous avons établi un nouveau type d'abaque qui facilite les calculs; il est étudié au chapitre VI.

IV_{4,1} Cellules du type C₂ (schéma fig. IV₄)

Remplies d'un diélectrique de permittivité $\epsilon^* = \epsilon' - j\epsilon''$ elles sont, en radio-fréquence, équivalente à une susceptance $[-(\epsilon' \gamma + \gamma_0) \omega]$

shuntée par une conductance $\gamma_0 \epsilon''$. (γ et γ_0 parties "active" et "résiduelle" de la capacité).

L'étude expérimentale de C_2 aux très hautes fréquences, effectuée à l'aide de liquides polaires et non polaires connus, indique que cette équivalence est réalisée en première approximation. La fréquence, la valeur de γ et la nature du diélectrique influent sur cette approximation. Nous n'utilisons ces cellules C_2 que dans les conditions où les corrections restent inférieures à 1%.

Remarque - Ces cellules sont intéressantes par suite de l'absence de "bras". Leur structure coaxiale permet d'obtenir des surfaces de contact importantes tout en gardant de faibles dimensions pour l'électrode centrale. Elles permettent d'avoir une capacité résiduelle particulièrement faible. Pour ces raisons on peut encore les représenter (en première approximation) même aux très hautes fréquences, par un schéma conventionnel à constantes localisées.

IV_{4,2} Valeur de ϵ' et ϵ''

Soient $l_{M,v}, l_{M,r}, 2\delta_v, 2\delta_r$, les valeurs de l et les largeurs des courbes pour la cellule vide, puis après remplissage :

Soient: $\coth(u_{3,r} + jv_{3,r}) = g_{3,r} - jb_{3,r}$ l'admittance de la cellule remplie et $\coth(u_{3,v} + jv_{3,v}) = g_{3,v} - jb_{3,v}$ l'admittance de la cellule vide.

A partir de (IV₃) et (IV₉) on a:

$$v_{3,v} = \pi - \beta l_{M,v} - v_1$$

(IV₁₆)

$$\alpha l_{M,v} + u_1 \neq \beta \delta v$$

La susceptance de la cellule vide (pertes négligeables) s'exprime par :

$$b_{3,v} = [-Z_c \omega (\gamma + \gamma_0)] = \cotg v_{3,v}$$

(IV₁₇)

et pour la cellule remplie : $v_{3,r} = \pi - \beta l_{M,r} - v_1$

(IV₁₈)

$$\text{sh}(\alpha l_{M,r} + u_1 + u_3) = \sin \beta \delta_r \quad \text{IV}_{19}$$

$$\text{sh}[\beta \delta_v - \alpha(l_{M,v} - l_{M,r}) + u_3] = \sin \beta \delta_r \quad \text{IV}_{20}$$

On calcule la valeur $\alpha(l_{M,v} - l_{M,r})$ et IV_{20} donne u_3

L'admittance de la cellule remplie est :

$$g_{3,r} - jb_{3,r} = \coth(u_{3,r} + jv_{3,r}) = Z_c \omega \epsilon'' \gamma - j[-Z_c \omega(\epsilon' \gamma + \gamma_0)] \quad \text{IV}_{21}$$

$$\epsilon' - 1 = -\frac{[b_{3,r} - b_{3,v}]}{Z_c \gamma \omega} \quad \text{IV}_{22} \quad \epsilon'' = \frac{g_{3,r}}{Z_c \gamma \omega} \quad \text{IV}_{23}$$

la valeur de v_1 est déterminée (pour une fréquence donnée) à partir d'une ligne court-circuitée ou par l'étude d'une impédance connue (cellule C_2 à diélectrique quartz ou trolitul). Remarquons qu'une erreur sur v_1 intervient peu car on exprime $(b_{3,r} - b_{3,v})$ et ces deux termes sont mesurés avec la même valeur de v_1 . L'impédance caractéristique Z_c est déduite de la mesure des diamètres des conducteurs; γ est déterminé à partir de diélectriques connus utilisés comme étalons; toutes nos mesures ont confirmé que cette valeur coïncide avec celle mesurée à des fréquences plus basses (méthode de doubles battements à 10^6 Hz) II 76 I

Avec les cellules C_2 la région B de l'impédancemètre est souvent au voisinage d'un ventre de tension; l'introduction d'un faible volume de diélectrique dans cette zone modifie fortement les conditions de résonance; la méthode est donc très sensible. Ce faible volume d'échantillon se prête bien à des mesures à température variable (température d'équilibre rapidement atteinte).

Mais il faut remarquer que le mode T.E.M. de propagation n'est plus conservé sur toute la longueur de la ligne. L'influence des modes de propagation supérieurs reste cependant faible.

Les capacités actives réalisables pour les cellules C_2 peuvent

varier dans de larges limites (de 0,2 à 4pF et même davantage)

IV₅ Cellules du type C₂ (fig. IV₅)

Ce sont des cellules C₂ modifiées. Pour les mesures à température variable il est désirable que la surface de contact entre le diélectrique et la paroi soit la plus grande possible. Le fig. IV₅ indique une réalisation (blindage métallique complet, sauf au niveau de l'électrode centrale pour le passage d'une pièce en quartz). D'autre part, pour les fréquences faibles (50 à 150 MHz), les longueurs $l_{M,v}$ (cellules C₂ vides) sont importantes; on peut les diminuer en augmentant la susceptance de la cellule vide par action sur γ_0 . La figure IX₅ p. 47, indique un mode de réalisation de ces capacités résiduelles importantes, sans "bras" (valeur de γ_0 : de 2 à 50pF).

Nous avons vérifié, par une étude préalable effectuée à l'aide de liquides connus, que l'on peut admettre (avec une erreur inférieure à 1% pour les fréquences indiquées) que l'admittance de ces cellules est de la forme :

$$Z_c \omega \gamma \epsilon'' - j[-Z_c \omega (\gamma_0 + \epsilon' \gamma)]$$

La méthode de mesure est celle décrite en (IV_{4,2}) (méthode de différence de susceptance des cellules vides et remplies).

IV_{6,1} Cellules du type C₄

Elles sont utilisées pour permettre de conserver un mode T.E.M. de propagation dans le diélectrique tout en le plaçant dans une zone à potentiel élevé (région favorable pour qu'une faible longueur h de diélectrique influe fortement sur la résonance). Il est bien connu qu'il suffit pour cela de placer l'échantillon à une distance $\frac{\lambda}{4}$ d'une extrémité court-circuitée ou au voisinage d'une extrémité ouverte. La deuxième solution n'est pas recommandée, la ligne rayonnant de l'énergie par cette extrémité.

La réalisation exacte d'un tronçon $\frac{\lambda}{4}$ est délicate (à $F=1,5 \cdot 10^8$ Hz, $\frac{\lambda}{4} = 50$ cm); les pertes dans de telles lignes ne sont pas négligeables et la variation de fréquence utilisée pour les mesures nécessite l'emploi de nombreux tronçons. Nous utilisons pour les remplacer une cellule C_4 dont le principe de réalisation est donné fig. IV₆ p. 47. Un tronçon de ligne coaxiale, de longueur h , limité en B par un mica est terminé à l'autre extrémité par une cellule C_2 (diélectrique: quartz ou polythène) présentant une susceptance d'entrée faible.

Une cellule du type C_4 permet ainsi la mesure de la permittivité d'un diélectrique mais, associée à une cellule C_1 , elle permet également celle de la perméabilité complexe d'une substance magnétique par la méthode classique (ligne ouverte, ligne court-circuitée). Nous indiquons successivement les opérations permettant d'obtenir la valeur de la permittivité d'un échantillon puis celles donnant la perméabilité.

IV_{6,2} Mesure de la permittivité d'un échantillon

Notons $l_{M,v}, l_{M,r}, \delta_v, \delta_r$ les longueurs de l'impédancemètre et les largeurs des courbes de résonance, la cellule C_4 étant en place avec son tronçon de longueur h d'abord vide puis rempli de diélectrique.

Désignons par z_4 et y_4 les impédances et admittances réduites de la cellule terminale de C_4 .

Soit $Z_c \coth(u_{3,r} - jv_{3,r}) = Z_c (g_{3,r} - jb_{3,r})$ l'admittance d'entrée mesurée avec la cellule remplie et

$Z_c \coth(u_{3,v} - jv_{3,v}) = Z_c (-jb_{3,v})$ l'admittance d'entrée mesurée avec la cellule vide

L'admittance d'entrée d'un tronçon de ligne vide, de longueur h , suivie d'une cellule d'impédance Z_4 peut s'écrire :

$$\frac{y_{3,v}}{Z_c} = \frac{1 + \frac{Z_4}{Z_c} \operatorname{th} Ph}{Z_4 + Z_c \operatorname{th} Ph}$$

IV₂₄

L'admittance d'entrée du même tronçon rempli de diélectrique (Z'_c et P') devient :

$$\frac{y_{3,r}}{Z'_c} = \frac{1 + \frac{Z_4}{Z'_c} \operatorname{th} P'h}{Z_4 + Z'_c \operatorname{th} P'h} \quad \text{(IV}_{25}\text{)}$$

$$\frac{Z'_c}{Z'_c} \operatorname{th} P'h \left[z_4 - y_{3,r} \left(\frac{Z'_c}{Z'_c} \right)^2 \right] = y_{3,r} z_4 - 1 \quad \frac{Z'_c}{Z'_c} \operatorname{th} P'h = \frac{y_{3,r} - y_4}{1 - y_{3,r} y_4 \left(\frac{Z'_c}{Z'_c} \right)^2} \quad \text{(IV}_{26}\text{)}$$

On a : $\left| \frac{Z'_c}{Z'_c} \right|^2 \neq \frac{1}{n^2} < 1$ et $y_4 = -jb_4 = j\omega\gamma \epsilon'$

γ représente la capacité active de la cellule terminale et ϵ' la constante du diélectrique remplissant cette cellule. Par exemple :

$\gamma = 0,2 \text{ pF}$ et $\epsilon' \neq 2,3$ (Quartz); ce qui donne, pour $F < 3 \cdot 10^8 \text{ Hz}$, $|y_4| < 10^{-3}$. On peut dans ce cas confondre (à moins de 0,1%) le module de $\left[1 - y_{3,r} y_4 \left(\frac{Z'_c}{Z'_c} \right)^2 \right]$ avec 1 (on peut d'ailleurs vérifier à posteriori, avec la valeur trouvée pour $y_{3,r}$, qu'il en est bien ainsi). (IV₂₆) devient alors :

$$\frac{Z'_c}{Z'_c} \operatorname{th} P'h = y_{3,r} - y_4 = g_{3,r} - j(b_{3,r} - b_4) \quad \text{(IV}_{27}\text{)}$$

b_4 est déterminé à partir de (IV₂₄)

Pour les fréquences donnant des valeurs de $|y_4|$ trop importantes ($F > 6 \cdot 10^8 \text{ Hz}$, par ex.) la cellule au quartz est remplacée par un tronçon de longueur $\frac{\lambda}{4}$ ($y_4 = 0$) et on obtient alors :

$$\frac{Z'_c}{Z'_c} \operatorname{th} P'h = y_{3,r} \quad \text{(IV}_{28}\text{)}$$

On peut écrire (IV₂₇) sous la forme: $\frac{Y}{g_h} (-jz \operatorname{th} z) = y_3 - y_4$ avec $z = P'h = u + jv$; le tracé des courbes $g = \operatorname{cte}$ et $b = \operatorname{cte}$ de l'abaque: $-jz \operatorname{th} z = g - jb$ permet de déduire de la mesure effectuée ϵ' et ϵ'' du diélectrique étudié. Nous donnons chapitre VI des indications sur la construction d'un abaque de ce type. En (IX,5) nous donnons un exemple de feuille de calcul correspondant à une mesure effectuée avec une cellule du type C_4 .

IV_{6,3} Mesure de la permittivité et de la perméabilité d'un échantillon magnétique.

Méthode de mesure dite de "court-circuit, circuit ouvert".

Un échantillon (1) de longueur h est introduit d'abord dans une cellule type C_1 puis dans une cellule du type C_4 . Les mesures permettent d'obtenir :

$$y_{3,c} = \frac{Z_c}{Z'_c} \coth P'h \quad \text{et} \quad y_{3,0} = \frac{Z_c}{Z'_c} \text{th } P'h$$

($y_{3,c}$ et $y_{3,0}$ admittances d'entrée des tronçons court-circuités et ouverts.

On en déduit :

$$\left[\frac{Z_c}{Z'_c} \right]^2 = y_{3,c} \cdot y_{3,0} \quad \text{th } P'h = \sqrt{\frac{y_{3,0}}{y_{3,c}}}$$

IV₂₉
IV₃₀

de ces dernières relations on passe à ϵ^* et μ^* I 69 I I 70 I

Pour $F < 3 \cdot 10^8$ Hz, la méthode précédente conduit, pour les cellules C_1 , à utiliser un impédancemètre de grande longueur. Il est intéressant dans ce cas d'employer une autre méthode de mesure: des échantillons de longueur h et $2h$ sont placés successivement dans une cellule C_4 ; un calcul du même type que celui indiqué par Benoit I 70 I permet de déterminer ϵ^* et μ^* (1) (méthode des deux échantillons).

IV₇ Choix de la cellule de mesure

Un simple examen des relations donnant v_3 et u_3 ne permet pas de prévoir le domaine d'utilisation des cellules C_1, C_2, C_3, C_4 ni d'en comparer les avantages et les inconvénients. Pour fixer son choix, l'expérimentateur devra tenir compte des éléments suivants: puissance H.F. disponible, volume de diélectrique à utiliser, erreur expérimentale permise sur $l_{M,v}$, $l_{M,r}$, $2 \delta_r$ et se rappeler l'importance de la valeur de h (pour les cellules C_1 et C_4) ou de γ et γ_0 (pour les cellules C_2 et C_3). Tous ces éléments dépendant de la fréquence et de

(1) il est connu que pour certains échantillons, le μ^* apparent déterminé est différent du μ^* réel.

la position occupée dans le plan complexe par le point qui représente le diélectrique ($\epsilon', j\epsilon''$) il serait trop long de dresser des tableaux précisant, pour chaque fréquence et pour chaque diélectrique, la meilleure cellule à utiliser.

Après quelques dizaines de mesures on obtient des indications suffisantes. Pour le lecteur non averti nous donnons ci-dessous (tableau IV₁, p. 60) quelques résultats permettant d'effectuer des comparaisons. Dans tous les cas, il est utile d'effectuer sur le diélectrique inconnu une mesure rapide approximative; les résultats obtenus permettent ensuite de choisir la meilleure cellule à utiliser.

IV_{7,3} Remarques générales sur les cellules.

Les cellules C₁ permettent d'utiliser sur toute la ligne (y compris la cellule elle-même) le mode de propagation T.E.M., mais nécessitent des volumes de substances relativement importants ($\sqrt{\epsilon' h} > \frac{\lambda}{8}$)

Ces cellules seront seules utilisées pour $F > 10^9$ Hz; la meilleure valeur de h à choisir dépend de la substance étudiée. Si les pertes sont faibles, on prendra $\sqrt{\epsilon' h} \approx \frac{\lambda}{4}$

Pour $3 \cdot 10^8$ Hz $< F < 10^9$ H, ces cellules seront utilisées pour les diélectriques présentant des pertes très importantes ou de fortes valeurs de ϵ' . Pour $F < 3 \cdot 10^8$ Hz, elles sont rarement recommandées, sauf pour ϵ' et ϵ'' très grands.

Lorsque l'on veut étudier à une fréquence donnée (de 10^8 à $6 \cdot 10^9$ Hz) un diélectrique choisi comme étalon secondaire (le volume important nécessaire n'étant plus ici un obstacle), on utilisera de préférence ces cellules, avec une longueur telle que $\sqrt{\epsilon' h} \approx (2k+1) \frac{\lambda}{4}$

Pour les cellules C₂ le volume de diélectrique introduit est de l'ordre du cm³ et reste sensiblement constant à toutes les fréquences. Le diélectrique, introduit au voisinage d'un noeud de tension, modifie

très fortement les conditions de résonance; il en résulte une très grande sensibilité des mesures et une excellente précision des pointés. Ces cellules se prêtent bien à l'étude des substances à faibles pertes, des mélanges à faible concentration de corps polaire dans des solvants non polaires, des changements de phase. Dans ce dernier cas les pertes varient souvent rapidement avec la température et si l'on utilise des cellules du type C_1 il faut, pour obtenir une bonne précision, changer très souvent la profondeur des cellules. Pour les diélectriques à fortes pertes, la symétrie parfaite de la courbe de résonance et la possibilité de modifier facilement la valeur de γ (partie active de la capacité) permettent encore de faire de bonnes mesures. Ces cellules se prêtent aussi très bien à l'étude des variations de la permittivité avec la température, à fréquence constante, car le petit volume de diélectrique utilisé permet d'obtenir rapidement de très faibles écarts de température entre la paroi et les différents points du diélectrique.

L'inconvénient principal de ces cellules est de ne pouvoir, en général, être représentées avec une précision suffisante (1% par exemple) par un schéma conventionnel à constantes localisées qu'aux fréquences inférieures à 10^9 Hz ($\lambda = 30$ cm). Aux fréquences plus élevées il faut introduire des termes correctifs (correspondant aux modes supérieurs de propagation au niveau de la cellule) et l'intérêt de leur emploi diminue.

Les cellules du type C_2 sont donc les plus utilisées pour les fréquences de 10^8 à 10^9 Hz. On choisit dans chaque cas la valeur de γ donnant les meilleures mesures.

Tableau IV₁

Valeurs approchées obtenues pour deux diélectriques, choisis arbitrairement, étudiés à l'aide de différentes cellules et pour

quelques fréquences.

On a: l_1 longueur totale de l'impédancemètre, cellule vide.

$l_1 - l_2$ variation de la longueur mesurée cellule vide, puis après remplissage.

$2 \Delta l$ largeur totale de la courbe de résonance, cellule remplie

Cellules	l_1	$l_1 - l_2$	$2 \Delta l$	Remarques	
$F = 5 \cdot 10^7 \text{ Hz} ; \lambda = 600 \text{ cm} ; Z_c = 75 \Omega ; \text{diélectrique} : \epsilon' = 3 \quad \epsilon'' = 0,1$					
1	C_2	300cm		l_1 est trop important	
2	$C_2 \begin{cases} \gamma_0 = 0,2 \text{ pF} \\ \gamma_0 = 1 \end{cases}$	147	5cm	0,44cm	l_1 est trop important
3	$C_3 \begin{cases} \gamma_0 = 50 \\ \gamma_0 = 2 \end{cases}$	65	3,5	0,88	bonne mesure; pour une meilleure précision: $\gamma = 4 \text{ pF}$
4	C_4	148			l_1 est trop important
<u>diélectrique: $\epsilon' = 10 \quad \epsilon'' = 2$</u>					
5	$C_3 \begin{cases} \gamma_0 = 50 \\ \gamma_0 = 1 \end{cases}$	65,5	7	3,8	bonne mesure
$F = 2 \cdot 10^8 \text{ Hz} ; \lambda = 150 \text{ cm} ; Z_c = 75 \Omega ; \text{diélectrique} : \epsilon' = 3 \quad \epsilon'' = 0,1$					
6	$C_1 h = 10 \text{ cm}$	75	1,7		volume important de diélectrique faible précision sur ϵ'
7	$C_2 \begin{cases} \gamma_0 = 0,2 \\ \gamma_0 = 1 \end{cases}$	32	4	0,46	bonne mesure
8	$C_3 \begin{cases} \gamma_0 = 10 \\ \gamma_0 = 1 \end{cases}$	16	2	0,35	mesure moins favorable que 7
9	$C_4 \begin{cases} h = 3 \text{ cm} \\ b_4 = 0,710^{-3} \end{cases}$	# 33	# 5	# 0,45	bonne mesure
<u>diélectrique : $\epsilon' = 10 ; \epsilon'' = 2$</u>					
10	$C_1 h = 5 \text{ cm}$	75	1	0,50	l_1 grand, volume de diélect. important mesure possible
11	$C_2 \begin{cases} \gamma_0 = 0,2 \\ \gamma_0 = 0,5 \end{cases}$	33	9,3	3,54	mesure demandant une puissance H.F. importante
12	$C_3 \begin{cases} \gamma_0 = 10 \\ \gamma_0 = 0,5 \end{cases}$	16,7	4	1,55	bonne mesure
13	$C_4 \begin{cases} h = 2 \text{ cm} \\ b_4 = 0,710^{-3} \end{cases}$	# 34	# 14	# 5	bonne mesure $h = 1,5$ conviendrait mieux

Cellules	l_1	$l_1 - l_2$	$2 \Delta l$	Remarques
<u>$F = 8.10^8 \text{ Hz} ; \lambda = 37,5 \text{ cm} ; Z_c = 75 \Omega ; \text{diélectrique} : \epsilon' = 3, \epsilon'' = 0,1$</u>				
14	$C_1 h = 4 \text{ cm}$	18,75	1,6	bonne précision sur ϵ'
15	$C_2 \begin{matrix} \gamma_0 = 0,2 \text{ pf} \\ \gamma_0 = 0,5 \end{matrix}$	7,8 ou 26,55	1,8	0,15 cm pour une meilleure précision sur ϵ'' prendre $\gamma = 1 \text{ pf}$
16	$C_3 \begin{matrix} \gamma_0 = 1 \\ \gamma_0 = 0,5 \end{matrix}$	6,3 ou 25,05	1,5	0,10 15 est plus favorable
17	$C_4 \begin{matrix} h = 2 \text{ cm} \\ b_4 = -2,5 \cdot 10^{-3} \end{matrix}$	$\#8,5$ ou $27,25$	$\#4$	$\#0,12$ bonne mesure
<u>diélectrique : $\epsilon' = 10 \epsilon'' = 2$</u>				
18	$C_1 h = 2$	18,75	0,95	0,71 bonne mesure
19	$C_2 \begin{matrix} \gamma_0 = 0,2 \\ \gamma_0 = 0,3 \end{matrix}$	8,25 ou 26	4,20	1 bonne mesure
20	$C_3 \begin{matrix} \gamma_0 = 1 \\ \gamma_0 = 0,3 \end{matrix}$	6,6 ou 24,35	3,10	0,75 bonne mesure ; demande moins d'énergie que 19
21	$C_4 \begin{matrix} h = 1 \text{ cm} \\ b_4 = -2,5 \cdot 10^{-3} \end{matrix}$	$\#8,5$ ou $27,25$	$\#5$	$\#1,10$ bonne mesure
<u>$F = 3.10^9 \text{ Hz} ; \lambda = 10 \text{ cm} ; Z_c = 75 \Omega ; \text{diélectrique} : \epsilon' = 3 \epsilon'' = 0,1$</u>				
22	$C_1 h = 1,5$	5 ou 10	1,1	0,15 bonne mesure pour une meilleure précision prendre $h = \lambda/4$
23	$C_4^{(u)}$	$\#2,5$ ou $7,5$	$\#1,2$	$\#0,16$ bonne mesure
<u>diélectrique : $\epsilon' = 10 \epsilon'' = 2$</u>				
24	$C_1 h = 1$	5 ou 10	3,1	0,9 bonne mesure grande puissance H.F. nécessaire $h = 0,8$ convient également

^(u) 23 C_4 : $h = 0,5$ suivi d'un tronçon $\frac{\lambda}{4}$ (2,5 cm)

Chapitre V

Mesure de la permittivité pour des fréquences de 10^7 à $5 \cdot 10^7$ Hz

($30m > \lambda > 6m$)

V₁ Sommaire

Pour ces fréquences, les circuits à constantes localisées sont utilisables: méthode de pont ("Double - T" par ex.), méthode de résonance (Q-mètre, par ex.); il est cependant nécessaire que les circuits correspondants soient parfaitement blindés et que les liaisons entre tous les éléments soient très courtes.

Les corrections à introduire pour tenir compte de la longueur des connexions peuvent varier de quelques % à 100%. Quelques circuits résonants utilisables à ces fréquences sont décrits dans les articles I 41 I et I 50 I.

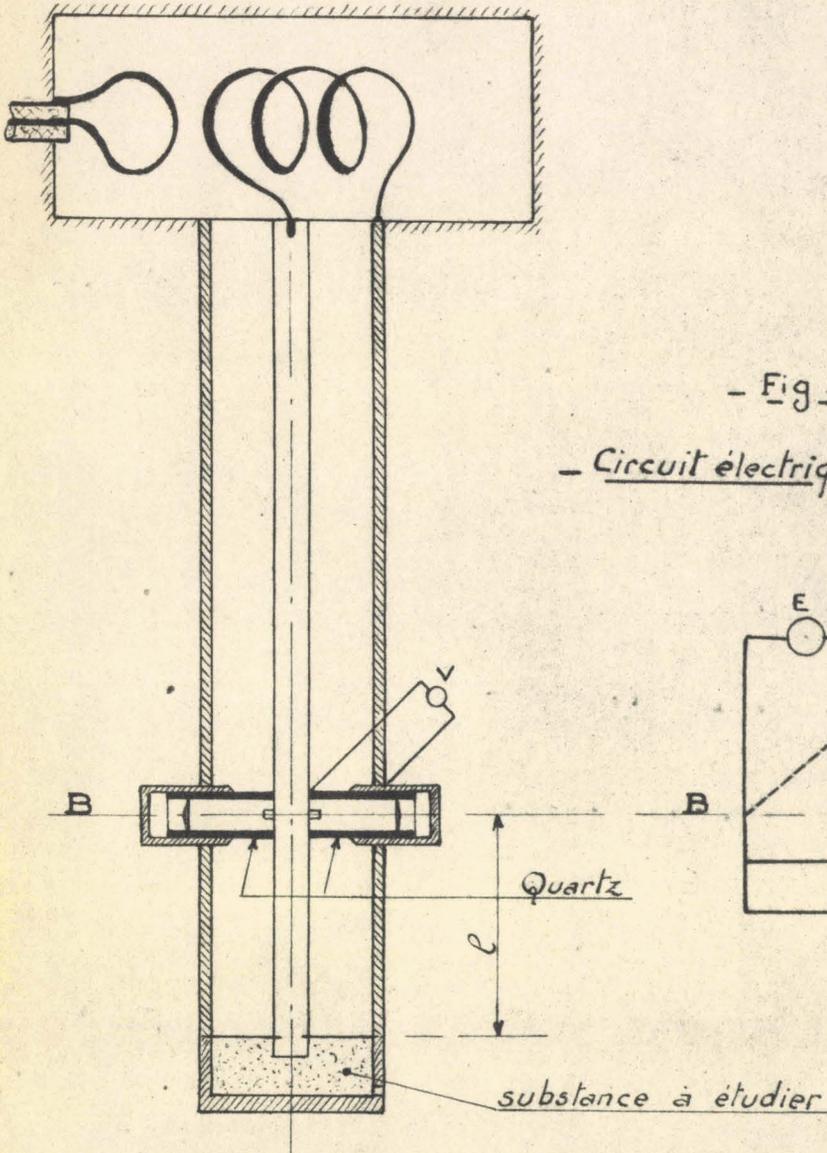
Nous avons étudié un circuit où la résonance est obtenue par variation de susceptance et où l'on mesure la tension existant entre des points bien choisis sur les conducteurs. Ce circuit utilise des cellules de mesure type C_2 et C_3 , à volume d'échantillon très faible; il permet des mesures à température variable et les liaisons nécessaires sont très courtes (leur influence peut, d'ailleurs, être rigoureusement calculée).

V₂ Principe de la mesure

La figure V₁ donne un schéma de la réalisation et la figure V₂ le circuit électrique équivalent. Un tronçon coaxial est terminé à l'une de ses extrémités par une cellule C_2 , à l'autre par une self dans laquelle est induite une f.e.m. supposée localisée et constante. Un condensateur coaxial micrométrique fig. X₁ permet de mettre le circuit à la résonance, la cellule étant vide, puis après remplissage (on utilise si nécessaire un condensateur coaxial auxiliaire) et de

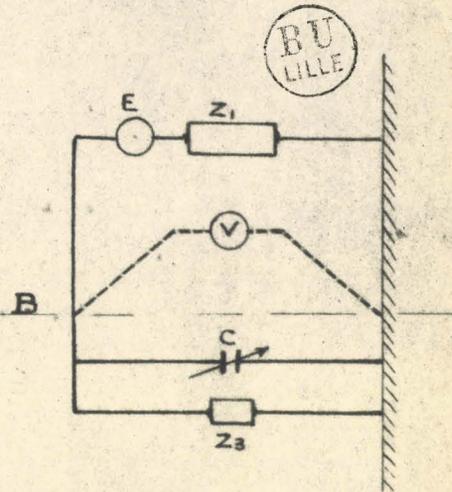
- Fig. V₁ -

- Circuit résonnant -



- Fig. V₂ -

- Circuit électrique équivalent -



tracer en fonction de la capacité la courbe de résonance.

On mesure une grandeur proportionnelle à la tension V existant en B entre les conducteurs du coaxial.

Posons: $Z_1 = R_1 + jX_1$ impédance de la ligne et du générateur vus de B

$G_3 - jB_3 = \gamma \omega \epsilon' - j[-\omega(\epsilon' \gamma + \gamma_0)]$ admittance de la cellule étudiée

$B_2 = B_{2,1} + B_{2,2}$ susceptance du condensateur micrométrique ($B_{2,2}$ variable)

Le module de la tension V peut se mettre sous la forme :

$$\frac{|V|^2}{|E|^2} = \frac{1}{|Z_1|^2 \left[(B_3 + B_2 - \frac{X_1}{|Z_1|^2})^2 + (\frac{R_1}{|Z_1|^2} + G_3)^2 \right]} \quad (V_1)$$

La condition de résonance est donnée par :

$$B_3 + B_2 = \frac{X_1}{|Z_1|^2} = C^{te} \quad (V_2)$$

La résonance est obtenue, cellule vide, pour $B_2 = B_{2,v}$ (capacité $C_{2,v}$) et après remplissage pour $B_2 = B_{2,r}$ (capacité $C_{2,r}$). On a :

$$B_{2,r} - B_{2,v} = -\gamma \omega (\epsilon' - 1) \quad \epsilon' - 1 = \frac{C_{2,v} - C_{2,r}}{\gamma} \quad (V_3)$$

Une deuxième relation est déduite de l'examen de la courbe de résonance.

$$\text{Posons : } B_2' = B_2 + \Delta B_2 \quad \text{et} \quad p^2 = \frac{|V_M|^2}{|V|^2}$$

On a :

$$p^2 = \frac{\Delta B_2^2 + (\frac{R_1}{|Z_1|^2} + G_3)^2}{(\frac{R_1}{|Z_1|^2} + G_3)^2} \quad (V_4) \quad G_3 + \frac{R_1}{|Z_1|^2} = \frac{\Delta B_2}{\sqrt{p^2 - 1}} \quad (V_5)$$

La courbe de résonance est parfaitement symétrique.

Avec un appareil de mesure à loi de détection quadratique et en prenant la demi largeur à mi-hauteur :

$$G_3 + \frac{R_1}{|Z_1|^2} = \omega \Delta C_2 \quad (V_6)$$

A partir des courbes de résonance obtenues avec la cellule vide (conductance totale $G_{3,v}$) puis après remplissage ($G_{3,r}$) et des largeurs

$\Delta C_{2,v}$ et $\Delta C_{2,r}$ on obtient :

$$G_{3,r} - G_{3,v} = \gamma \omega \epsilon'' = \omega (\Delta C_{2,r} - \Delta C_{2,v})$$

$$\epsilon'' = \frac{\Delta C_{2,r} - \Delta C_{2,v}}{\gamma}$$

(V₇)

Les relations (V₃) et (V₇) sont simples et rigoureuses. Pour les utiliser il suffit de mesurer des différences de capacités et de déterminer la "capacité active" de la cellule. En disposant de plusieurs cellules ayant des parties actives différentes on peut obtenir dans chaque cas des mesures précises.

V_{2,1} Remarques concernant cette méthode.

La valeur d'une telle méthode, aux fréquences indiquées, dépend essentiellement de la qualité du condensateur micrométrique, de ses connexions et de l'ensemble des connexions des circuits au point B (branchement du voltmètre). La réalisation indiquée réduit au minimum la longueur de celles-ci. La liaison de la cellule se fait par l'intermédiaire d'un tronçon coaxial. Ceci permet de blinder parfaitement, et, si besoin, de calculer exactement les corrections à effectuer dans le cas de cellules éloignées (cellules introduites dans un thermostat, pour des mesures à température variable).

V_{2,2} Méthode de calcul pour une cellule située à une distance l de B

Posons: $Y_{3,v} = -jB_{3,v}$ admittance d'entrée de l'ensemble tronçon-cellule vide

$Y_{3,r} = G_{3,r} - jB_{3,r}$ admittance d'entrée de l'ensemble tronçon-cellule remplie

$B_{2,v}, B_{2,r}, B_{2,0}$ les susceptances d'entrée du condensateur variable devant la résonance (cellule vide, cellule remplie, condensateur sans

cellule ni tronçon).

A partir de la relation (V₂) on peut écrire :

$$B_{3,v} + B_{2,v} = K$$

$$B_{3,r} + B_{2,r} = K$$

$$B_{2,0} = K$$

$$\text{d'où } -B_{3,v} = B_{2,v} - B_{2,0} \quad (V_8)$$

$$-B_{3,r} = B_{2,r} - B_{2,0} \quad (V_9)$$

et $G_{3,r} = \omega(\Delta C_{2,r} - \Delta C_{2,v})$ (V₁₀) est déduit de l'étude de la courbe de résonance (V₆)

De l'admittance $(0 - j B_{3,v})$ de l'ensemble tronçon coaxial-cellule vide on passe à celle de la cellule vide $(0 - j B'_{3,v})$ en utilisant les relations :

$$0 - j B_{3,v} = Z_c \coth[\alpha l + j(\beta l + v'_{3,v})] \quad (V_{11})$$

$$Z_c \coth(0 + j v'_{3,v}) = 0 - j B'_{3,v} \quad (V_{12})$$

Ce résultat est obtenu en utilisant un abaque de cercles d'impédances I 73 I I 74 I.

De la même façon on passe de l'admittance mesurée: $G_{3,r} - j B_{3,r}$ à celle, $G'_{3,r} - B'_{3,r}$ de la cellule remplie seule.

On obtient :

$$\epsilon' - 1 = - \frac{B'_{3,r} - B'_{3,v}}{\gamma \omega} \quad (V_{13})$$

$$\epsilon'' = \frac{G'_{3,r}}{\gamma \omega} \quad (V_{14})$$

Remarque.

Il faut, dans ce cas, effectuer une troisième mesure sans cellule. Celle-ci ne présente guère de difficultés car, à ces fréquences le rayonnement de l'extrémité d'un circuit coaxial ouvert est faible. On peut d'ailleurs obtenir cette détermination en utilisant une cellule d'admittance connue (cellule coaxiale au quartz) pour en déduire les résultats de la mesure sans cellule. Il faut remarquer aussi qu'une erreur de quelque % sur la mesure de $B_{2,0}$ (sans cellule) a peu

d'influence sur le résultat final car $B_{3,r}$ et $B_{2,v}$ sont donnés par les différences V_8 et V_9 , ϵ' par la différence V_{13} .

Mais il est très important d'utiliser pour obtenir l'admittance de la cellule seule (relations V_{11} et V_{12}) un abaque de cercles suffisamment dilaté pour ne pas introduire d'erreur de transformation.

Chapitre VI

Un nouvel abaque pour la détermination de la permittivité des diélectriques en hyperfréquence

Sommaire

En effectuant la mesure de la permittivité des diélectriques par la méthode exposée au chapitre IV (cellules C_1 et C_4) on est conduit à des expressions de la forme $-jz \coth z$ et $-jz \tanh z$ avec $z = P'h$ (P' : constante de propagation dans le diélectrique). Ces relations se rencontrent chaque fois que l'on exprime l'impédance ou l'admittance d'entrée d'une portion court-circuitée ou ouverte, de longueur h , d'un guide d'ondes (onde TE) ou d'une ligne coaxiale remplie d'un diélectrique. Les méthodes de résonance ou les méthodes de mesure d'un taux d'ondes stationnaires donnent expérimentalement les composantes d'entrée du tronçon. Désignons par A et B ces composantes mesurées (elles correspondent à celles de l'impédance ou de l'admittance et ont, suivant les cas, la forme cartésienne, polaire ou exponentielle). On doit en déduire ensuite les parties réelle et imaginaire de la permittivité. Différents abaques sont proposés pour cet usage I 52 I à I 57 I

Les abaques possibles se classent en deux catégories principales:

- 1°/ dans un système de référence cartésien (A,B) on construit des réseaux de courbes $U = Cte$, $V = Cte$ (U et V: fonctions simples de ϵ' , ϵ'' , h)
- 2°/ dans un système (U,V) on construit des réseaux de courbes $A = Cte$, $B = Cte$. Les valeurs de $\epsilon' > 1$ et $\epsilon'' > 0$ (donc de U et V) varient dans des limites relativement étroites et les fonctions correspondantes ne présentent pas de singularité. Les expressions A et B varient très rapidement avec la fréquence et avec la valeur h, en présentant de nombreuses singularités. Il nous semble donc que les abaques de la deuxième

catégorie sont d'un emploi plus commode que ceux de la première; en particulier, ils donnent pour tous les points du plan U,V une bonne précision de lecture et une erreur absolue sur ϵ' et ϵ'' du même ordre de grandeur. La simplicité de construction conduit ensuite à préférer, dans une catégorie donnée, un type d'abaque. On est guidé dans ce choix par la facilité d'interpolation dans la région où se trouvent les points expérimentaux, par la réduction au minimum des zones de singularité, par la rapidité avec laquelle on passe des grandeurs mesurées aux composantes A et B et par la possibilité de tenir compte de la présence d'un mica placé à l'entrée du tronçon.

VI_{1,2} Impédance (ou admittance) réduite d'entrée d'un tronçon (1) avec diélectrique terminé par une impédance nulle (court-circuit parfait).

On peut écrire cette grandeur :

$$\frac{Z_3}{Z_c} = \frac{Z'_c}{Z_c} \operatorname{th} P'h = j \frac{2\pi}{\lambda} h \frac{\operatorname{th} z}{z}$$

(VI₁)

$$\frac{Z_c}{Z_g} = -j \frac{\lambda}{2\pi h} \cdot z \operatorname{coth} z$$

(VI₂)

On est conduit à construire un abaque d'un des types :

$$jz^{-1} \operatorname{th} z = c + jd \quad z^{-1} \operatorname{th} z = \operatorname{Re}^{j\phi}, \quad -jz \operatorname{coth} z = g - jb$$

(VI₃)

avec $z = u + jv$ ou $z = \rho e^{j\theta}$ (u, v, ρ, θ fonctions de ϵ' et ϵ'')

Roberts et Von Hippel I 53 I construisent, dans le système cartésien (ρ, θ), les courbes: $R = \text{cte}$, $\phi = \text{cte}$; Le Montagner et Le Bot I 56 I, dans le système (u, v), les courbes: $R = \text{cte}$, $T = \operatorname{tg} \phi = \text{cte}$. Ces abaques présentent des singularités, en particulier dans les régions $v = (2k+1) \frac{\pi}{2}$ où se trouvent la plus grande partie des points expérimentaux. Ils sont longs à construire si on ne dispose pas de tables spéciales et se prêtent mal aux développements approchés. On a,

(1) La longueur d'onde à considérer pour ce tronçon est λ_g pour un guide d'ondes, λ pour un coaxial.

pour l'abaque de Le Montagner et Le Bot :

$$R = \frac{\sqrt{\text{ch } 2u - \cos 2v}}{\sqrt{(u^2 + v^2)(\text{ch } 2u + \cos 2v)}}$$

VI₄

$$T = (u \sin 2v - v \text{sh } 2u) : (u \text{sh } 2u + v \sin 2v)$$

VI₅

VI_{2,1} Abaque - $jz \coth z = g - jb$

Cet abaque, que nous utilisons depuis quelques années, est obtenu en traçant dans un système de référence cartésien (u,v), les courbes $g = \text{cte}$, $b = \text{cte}$. On a :

$$-j(u+jv) \coth (u+jv) = g - jb$$

VI₆

On en tire :

$$b = (v \sin 2v + u \text{sh } 2u) : (\text{ch } 2u - \cos 2v)$$

VI₇

$$g = (v \text{sh } 2u - u \sin 2v) : (\text{ch } 2u - \cos 2v)$$

VI₈

Ces relations sont simples, les calculs correspondants rapides et le tracé point par point est commode.

VI_{2,2} Remarques sur le tracé de l'abaque

Pour $u = 0$, $b = v_0 \cotg v_0$ le point de départ des courbes sur l'axe OV est ainsi précisé. Ces courbes partent normalement à l'axe OV.

Pour faciliter le tracé on calcule les valeurs b et g , fonctions de u , pour différentes valeurs de v . Sur des graphiques auxiliaires on trace: $g = f(u)_{v=\text{cte}}$, $b = f(u)_{v=\text{cte}}$ ou, pour les régions où la courbure de b est faible, $b = f(v)_{u=\text{cte}}$. On reporte ensuite les points sur l'abaque définitif. Dès le début du tracé on remarque qu'un grand nombre de courbes $b = \text{cte}$ sont sensiblement parallèles (régions $v \neq (2k+1)\frac{\pi}{2}$). Ce fait facilite le tracé et l'interpolation.

Pour $\text{sh } 2u \neq 2u$ et $u^2 \ll \sin^2 v$ VI₈ devient

$$u = \frac{g(1 - \cos 2v)}{2v - \sin 2v}$$

VI₉

Sur les faibles valeurs de u ($u < 0,05$) l'erreur relative de lecture de l'abaque est important. Le tracé à grande échelle de la courbe $D = \frac{1 - \cos 2v}{2v - \sin 2v}$ permet, connaissant la valeur de v (déduite d'une première lecture de l'abaque), de déterminer u à partir de (VI₉).

On obtient finalement un abaque pour lequel les courbes $g = Cte$ $b = Cte$ sont très resserrées dans les régions $v \approx k\pi$ (mais il y a peu de points expérimentaux dans cette région). D'ailleurs, mises à part les difficultés graphiques de construction (région de forte courbure), l'erreur absolue sur v et u (donc sur ϵ' et ϵ'') y est du même ordre que partout ailleurs, b et g variant dans ces zones très rapidement.

Il est quelquefois nécessaire de faire deux mesures sur le même diélectrique avec deux profondeurs différentes de cellule pour lever les incertitudes concernant le choix de la région du plan (u, v) correspondant aux valeurs mesurées de g et b . Ces régions douteuses sont peu étendues sur l'abaque proposé. La fig. (VI₁) représente, à une échelle très réduite, quelques courbes: $b = Cte$, $g = Cte$ (v : de 0 à 2π , u : de 0 à 0,5).

Pour les calculs correspondants aux mesures de résonance que nous avons effectuées sur coaxial ($\lambda \geq 10cm$) on peut limiter le tracé à $v = \pi$, $u < 0,5$. Nous avons dilaté pour des valeurs une partie de l'abaque précédent; il n'y a d'ailleurs aucune difficulté à construire un abaque pour d'autres valeurs de v et u .

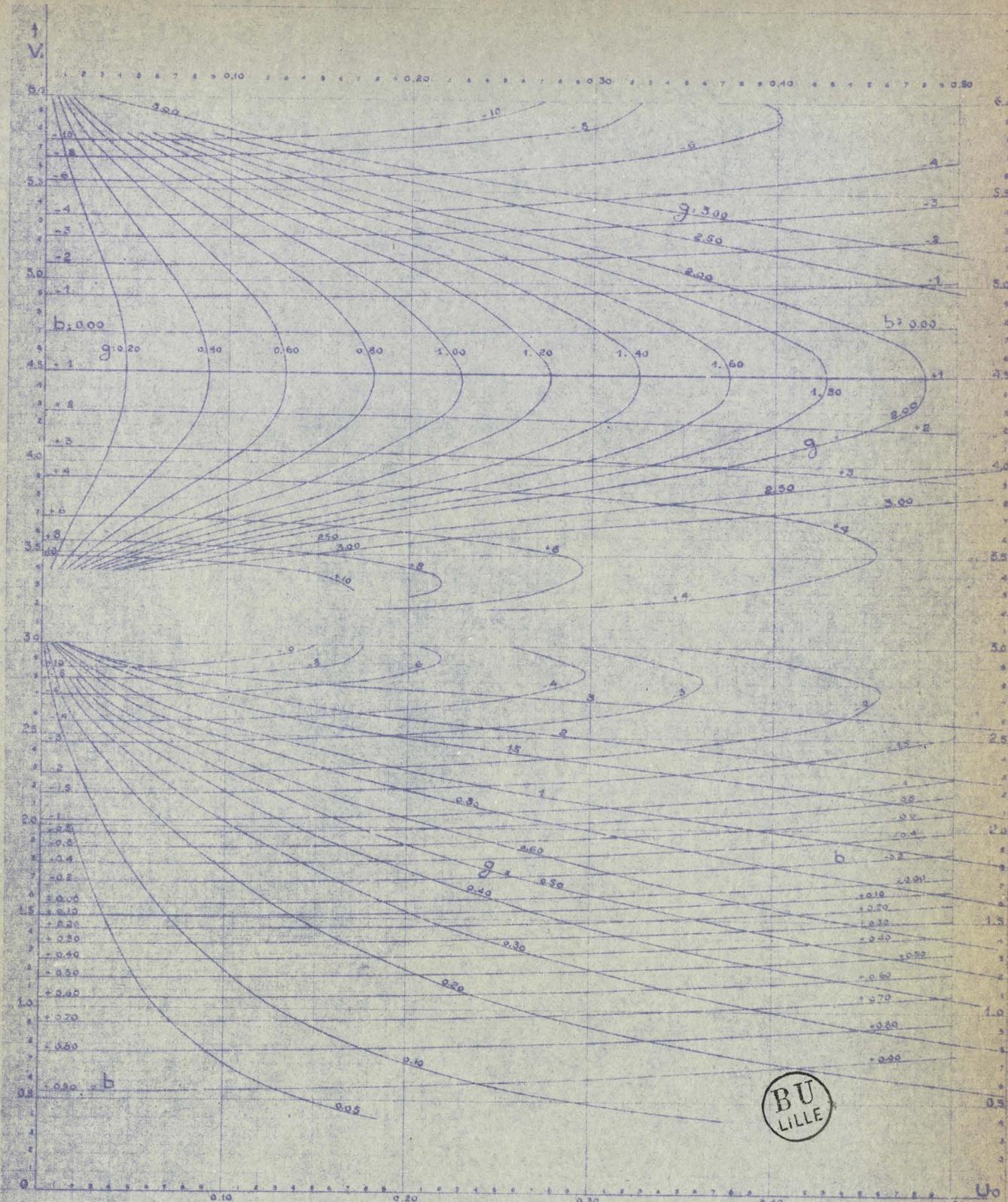
VI_{3,1} Utilisation de l'abaque

Pour obtenir la valeur des composantes de la permittivité d'un diélectrique on détermine u_3 et v_3 (formules (IV₁₄) et (IV₁₅))

$$\text{On pose: } \coth(u_3 + j v_3) = g_3 - j b_3$$

Cette transformation est effectuée à partir des relations:

$$b_3 = \frac{\sin 2v_3}{\text{sh } 2u_3 - \cos 2v_3} \quad \text{(VI}_{10}\text{)} \quad g_3 = \frac{\text{sh } 2u_3}{\text{ch } 2u_3 - \cos 2v_3} \quad \text{(VI}_{11}\text{)}$$



FACULTE DES SCIENCES DE LILLE
 DEPARTEMENT DE MATHÉMATIQUES
 UNIVERSITÉ DE LILLE II
 BOULEVARD DE LA PHYLLOXÈRE
 59655 VILLENEUVE D'ASCQ CEDEX

ou à partir de l'abaque d'impédances de cercles I 73 I I 74 I

b_3 et g_3 sont corrigés s'il y a lieu pour tenir compte de la présence d'un mica. Puis on pose :

$$\epsilon_3 - j b_3 = \frac{\lambda}{2\pi h} g (g - j b) \quad \text{(VI}_{12}\text{)}$$

L'abaque proposé donne u et v de la transformation

$$g - j b = -j(u + jv) \coth(u + jv)$$

On a posé: $z = P'h = u + jv$; dans le cas du guide d'ondes on déduit, si λ est la longueur d'onde dans l'air, λ_g la longueur d'onde dans le guide et λ_c la longueur d'onde de coupure du guide:

$$\epsilon' = \frac{\lambda^2}{4\pi^2 h^2} (v^2 - u^2) + \frac{\lambda^2}{\lambda_c^2} \quad \text{(VI}_{13}\text{)}$$

$$\epsilon'' = \frac{\lambda^2}{4\pi^2 h^2} 2uv \quad \text{(VI}_{14}\text{)} \quad \text{avec } \frac{\lambda}{\lambda_g} = \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_c}\right)^2}$$

Pour le coaxial, ces relations deviennent:

$$\epsilon' = \frac{\lambda^2}{4\pi^2 h^2} (v^2 - u^2) \quad \text{(VI}_{15}\text{)}$$

$$\epsilon'' = \frac{\lambda^2}{4\pi^2 h^2} 2uv \quad \text{(VI}_{16}\text{)}$$

Si l'on désire obtenir la valeur de l'indice de réfraction et du coefficient d'absorption, η et χ , on a directement :

$$\eta = \frac{v}{\beta h} \quad ; \quad \chi = \frac{v}{u}$$

VI_{4,1} Abaque - j z t h z = g - j b

L'admittance réduite d'entrée d'un tronçon avec diélectrique terminé par une impédance infinie s'exprime par :

$$\frac{Z_c}{Z_0} = \frac{Z_c}{Z_0} \tanh P'h = -j \frac{\lambda}{2\pi h} g z \tanh z \quad \text{(VI}_{17}\text{)}$$

L'abaque correspondant aux solutions de $-j z \tanh z = g - j b$ (VI₁₈) permet de résoudre (VI₁₇). Nous traçons les courbes $g = \text{cte}$ et $b = \text{cte}$ dans un système de références cartésien (u, v) : ces courbes sont

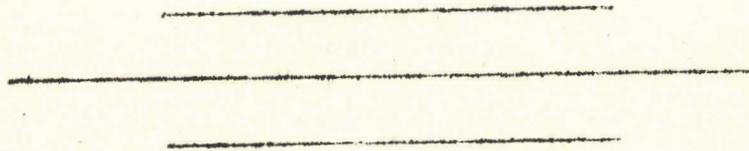
définies par les relations simples:

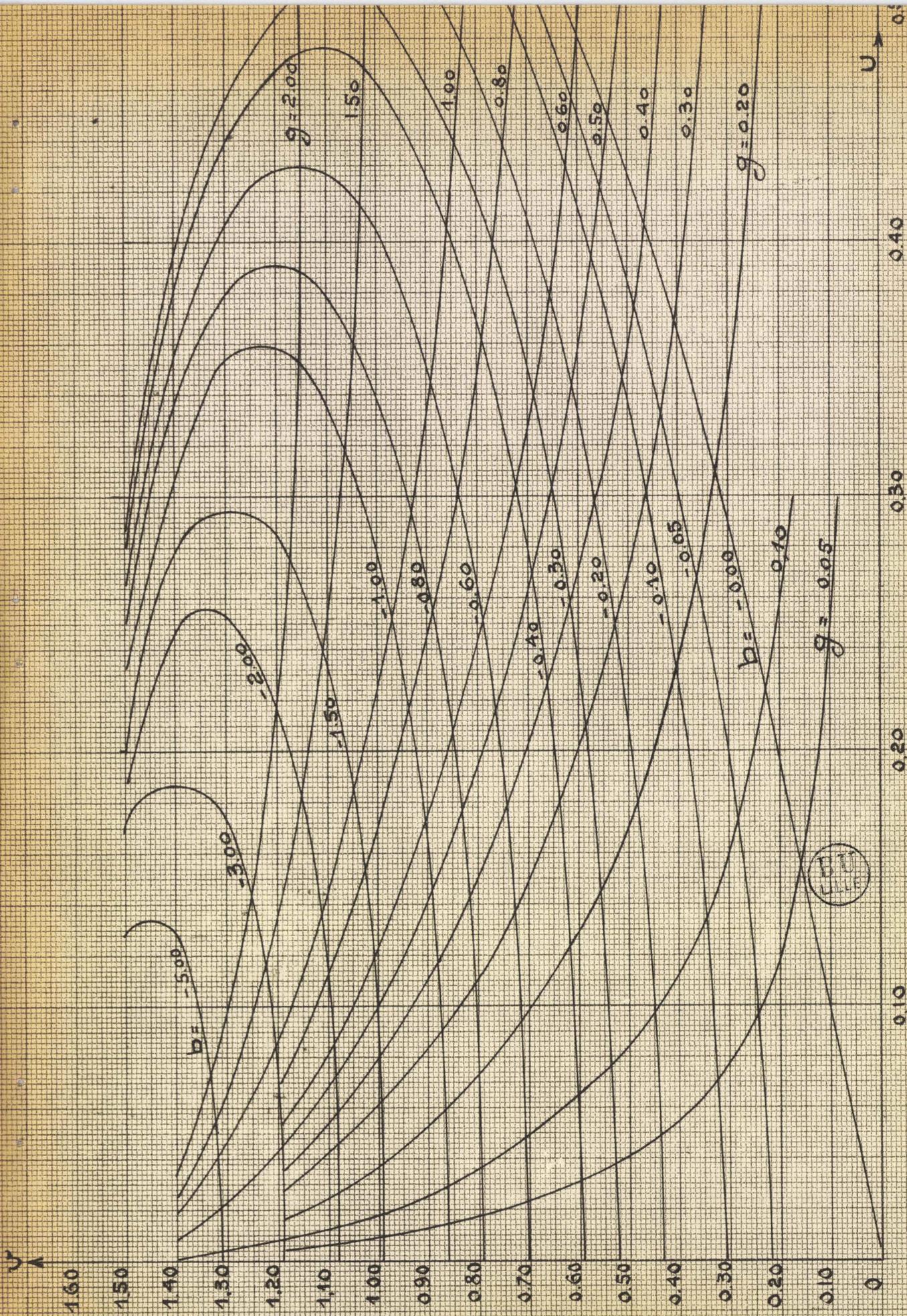
$$b = (-v \sin 2v + u \operatorname{sh} 2u) : (\operatorname{ch} 2u + \cos 2v)$$

$$g = (v \operatorname{sh} 2u + u \sin 2v) : (\operatorname{ch} 2u + \cos 2v)$$

Le point de départ des courbes sur l'axe Ov est défini par

$b = -v_0 \operatorname{tg} v_0$ et elles partent normalement à cet axe. Le tracé de l'abaque est effectué par les mêmes méthodes que pour le précédent; une partie des calculs préliminaires est valable dans les 2 cas. La fig. VI₂ montre l'allure des courbes $b = \text{cte}$, $g = \text{cte}$ pour v de 0 à $\frac{\pi}{2}$; u de 0 à 0,5.





- Abaque : $-j(u+jv)\text{th}(u+jv) = g - jb$
 Courbes : $b = C^{te}$; $g = C^{te}$

— Graphique VIa —

II^{ème} PARTIEDISPOSITIFS EXPERIMENTAUX

Chapitre VII

Réalisation d'une ligne de mesure bifilaire blindée

VII_{1,1} La ligne de mesure décrite à une longueur utile de 120cm. Elle est essentiellement constituée d'un blindage parallépipédique D entourant deux conducteurs actifs H, d'un pont mobile B, d'un court-circuit fixe A et d'un dispositif permettant de déplacer par translation la cellule de mesure K (fig. VII₁).

VII_{1,2} Blindage

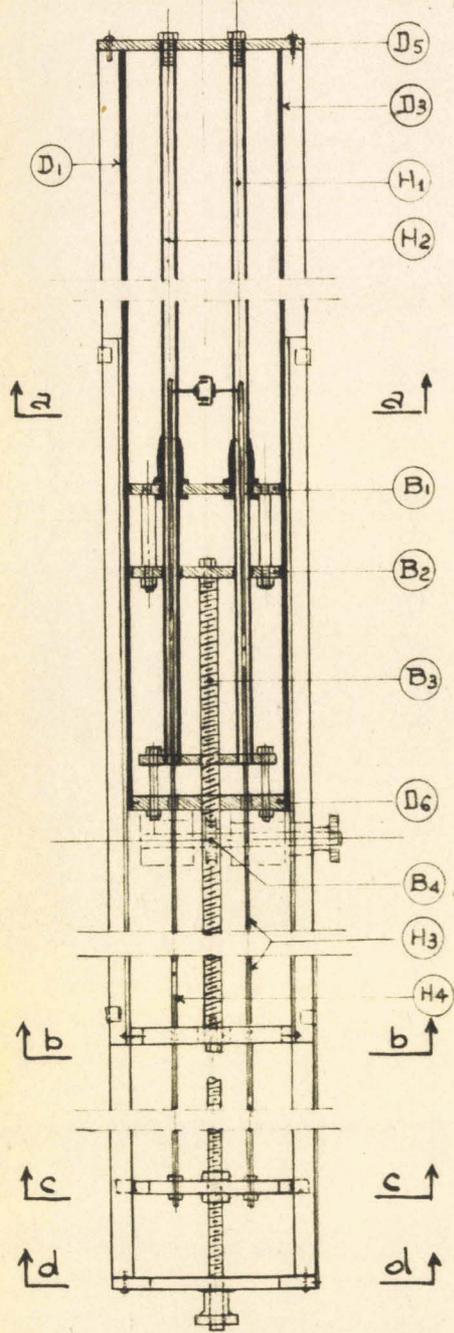
quatre barres carrées (en fer étiré, section 1,5 x 1,5cm) servent de support aux feuilles de laiton (épaisseur 0,12cm) formant blindage. Les faces D₁, D₂, D₃ sont assemblées en U suivant le schéma (fig. VII₂); la face D₄ formant couvercle est renforcée extérieurement par deux équerres en duralumin (1,5 x 1,5cm); elle est formée de deux parties, et peut se retirer rapidement (fixation au corps de blindage par un système de vis molletées et de pinces).

Aux extrémités de la partie utile de la ligne sont placées de fortes entretoises D₅ et D₆ (épaisseur 0,8cm); elles terminent le blindage et servent de support aux extrémités des conducteurs H. Du côté du pont mobile, les barres carrées inférieures sont prolongées et servent de support aux organes permettant la translation du pont et de la cellule.

Dans une autre ligne bifilaire, de longueur utile 260cm, les barres carrées ont une section de 2 x 2cm et de forts étriers en bronze, échelonnés tous les 60cm, permettent un assemblage rigide des faces D₁, D₂, D₃.

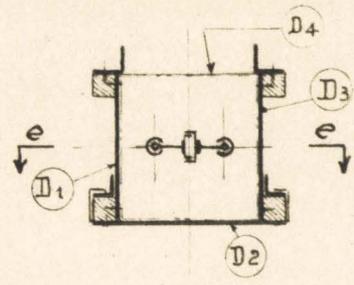
— Fig. VII₁ - Ligne bifilaire blindée —

— Coupe en plan e.e —

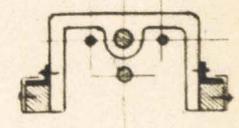


— Fig. VII₂ —

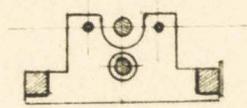
— Coupe a.a —



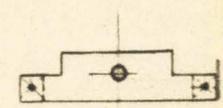
— Coupe b.b —



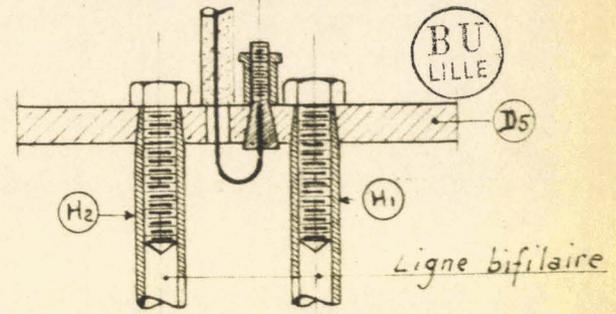
— Coupe c.c —



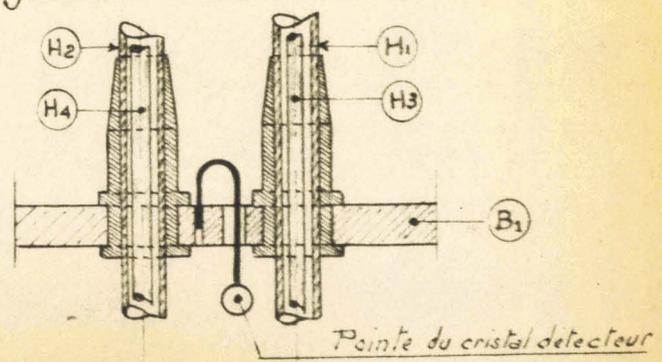
— Vue en bout d.d —



— Fig VII₃ - Boucle d'excitation —



— Fig VII₄ - Boucle de détection —



VII_{1,3} Conducteurs de ligne

Deux tubes H₁ et H₂ (diamètre 0,4 x 0,6cm) en cuivre rouge, dressés par rotation puis rectifiés au tour, sont fixés dans D₅ (fig. VII₃) par emmanchement conique et vis en bout ($\varnothing = 0,5\text{cm}$, pas 75).

A l'autre extrémité, une armature, fixée rigidement aux tubes, est liée par vis de tirage à l'entretoise D₆, ce qui assure une forte tension sur les tubes, évite la flèche et maintient constant l'écartement. Pour les longueurs d'onde de quelques mètres on augmente la stabilité en ajoutant dans la partie centrale une entretoise en trolitul, fortement ajourée.

VII_{1,4} Pont mobile (fig. VII₄)

Des essais de divers types de ponts nous ont conduit à une réalisation utilisant deux entretoises B₁ et B₂ (épaisseur 0,4cm) solidaires l'une de l'autre (distance 4cm); chanfreinées sur le pourtour elles se déplacent à frottements doux dans le blindage. Deux "doigts" (longueur 2cm) fendus à leur extrémité sont rivés sur l'entretoise B₁; le contact électrique (B₁ conducteurs H₁, H₂) est ainsi reporté en avant et il est excellent. B₂ permet d'obtenir une translation régulière du piston et évite toute réaction électrique de la partie située derrière le pont sur la partie active.

La traction est effectuée, au centre de la partie B₂, par une tige filetée B₃ (longueur 100cm, $\varnothing = 1,25\text{cm}$). Un pignon spécial, à tête molletée, fixé sur D₅ entraîne cette vis et permet un déplacement rapide du pont.

L'extrémité de B₃ porte une entretoise avec équerres coulissant sur les tiges carrées; l'une d'elles porte une règle graduée en millimètres se déplaçant devant un vernier au $\frac{1}{20}\text{mm}$

Les déplacements du pont (mesure de a) sont connus à $\pm 0,01\text{cm}$.

Un écrou spécial avec manchon se fixe sur B_3 et permet le déplacement lent du pont (tracé d'une courbe de résonance).

II_{1,5} Déplacement de la cellule de mesure

Les extrémités des "bras" des cellules de mesure sont engagées dans deux fentes longitudinales (longueur 50cm, largeur 0,15cm) pratiquées sur les tubes H_1 et H_2 dans leur partie centrale. Des tiges (acier stub, $\phi = 0,35$ cm) coulisent dans H_1 et H_2 ; elles sont terminées par une pince spéciale qui fixe les "bras". A l'autre extrémité elles sont réunies solidairement entre elles par des entretoises guidées portant un écrou; celui-ci est déplacé par la rotation d'une vis; les déplacements sont connus à $\pm 0,01$ cm près.

II_{1,6} Valeur des paramètres de la ligne

Valeur de Z_c : $D = 2$ cm, $d = 0,6$ cm, $b = 8$ cm (fig. VII₃)

En assimilant le blindage parallélépipédique à un blindage circulaire de diamètre $b' = b \times 1,079$, on peut écrire :

$$Z_c = 276 \log \left[\frac{D}{d} + \sqrt{\frac{D^2}{d^2} - 1} \right] \left[\frac{1 - (D/b')^2}{1 + (D/b')^2} \right] = 203 \Omega$$

Le calcul d'erreur correspondant donne $Z_c = 203 \pm 5 \Omega$

La mesure expérimentale de Z_c peut être effectuée à partir d'impédances connues, en particulier à partir de condensateurs à électrodes planes parallèles (diélectriques: quartz) étalonnés à $\pm 0,02$ pF à 10^6 Hz, par une méthode de doubles battements II 76 I II 77 I. On obtient ainsi: $Z_c = 206 \pm 2 \Omega$

Dans le tableau ci-dessous on pose :

R_1 : résistance par mètre des deux conducteurs de la ligne

σ_d : conductibilité (pour le cuivre rouge: $\sigma_d = 5,8 \cdot 10^7$ mhos par mètre

$$R_1 = \frac{4}{d} \sqrt{f} \cdot \frac{1}{\sqrt{10^7 \sigma_d}} \quad \Omega/m$$

R_2 : résistance par mètre de ligne, calculée en tenant compte de l'influence mutuelle des conducteurs et de celle du blindage [74]

Fréquences	R_1	R_2	$\alpha_1 = R_1/2Z_0$	$\beta = 2\pi/\lambda$	α_1/β	$Q = \pi/\alpha\lambda$
$8 \cdot 10^7$ Hz	0,19 Ω/m	0,20 Ω/m	$0,46 \cdot 10^{-3}$	1,05 m^{-1}	$0,44 \cdot 10^{-3}$	$1,1 \cdot 10^3$
10^8	0,27	0,29	0,65	2,09	$0,31 \cdot 10^{-3}$	1,6
$3 \cdot 10^8$	0,47	0,50	1,13	6,28	0,18	2,8
10^9	0,85	0,92	2,1	20,9	0,10	5,1

Remarque - Les coefficients de surtension théoriques indiqués sont toujours supérieurs à ceux déterminés expérimentalement. Les tubes de cuivre ont un affaiblissement linéique α réel supérieur à α théorique (oxydation superficielle). L'existence des contacts imparfaits des ponts et la présence d'un blindage influent sur la valeur de Q .

VII_{2,1} Excitation; détection.

Les boucles d'excitation et de détection sont de forme et de surface variables.

La figure VII₃ indique un détail de fixation de la boucle d'excitation qui est reliée, par câble coaxial, au générateur.

Une deuxième boucle, située sur la partie B_1 du pont (fig. VII₄), est en contact avec la pointe d'un cristal détecteur dont l'autre extrêmité est réunie à la masse par une capacité de découplage (feuille de mica serrée sur la surface même de B_1). Un fil conducteur réunit cette extrêmité à un galvanomètre; il porte un ensemble de selfs et de capacités destiné à éviter tous les effets d'induction parasite.

VII_{2,2} Mesure de u_1 et u_2

L'indication de l'appareil de mesure, tirée de (II₇) est pour une ligne non chargée) de la forme:

$$|I_2|^2 = k \frac{1}{\text{sh}^2(\alpha L + u_1 + u_2) + \sin^2(\beta L + v_1 + v_2)} \quad \text{(VII}_1\text{)}$$

Les maxima et minima sont obtenus en cherchant les racines de

$$\frac{\partial U}{\partial l} = 0 \quad (U: \text{dénominateur de (VII}_1\text{)}). \text{ Les maxima sont donnés par}$$

$$\beta L + v_1 + v_2 = m \pi \quad \text{(VII}_2\text{)}$$

Ces lignes de mesure peuvent donc servir d'ondemètres. Les écarts entre différentes longueurs de résonance sont de la forme $K \frac{\lambda}{2}$ quels que soient v_1 et v_2 .

La différence entre la longueur géométrique de la ligne résonnante et la valeur connue $K \frac{\lambda}{2}$ donne v_1 et v_2 . La détermination du point M_0 permet d'obtenir :

$$v_1 = \beta \left(\frac{\lambda}{2} - x_0 \right) \quad \text{(VII}_3\text{)}$$

$$v_2 = \beta \left(\frac{\lambda}{2} - y_0 \right) \quad \text{(VII}_4\text{)}$$

VII_{2,3} Mesures de u_1 et u_2

L'étude d'une courbe de résonance permet d'obtenir (on utilise les notations du chapitre II) :

$$\alpha L_0 + u_1 + u_2 = \beta \Delta a \quad \text{(VII}_5\text{)}$$

A partir de la valeur théorique de α on peut déduire de (VII₅) $u_1 + u_2$; α peut d'ailleurs être mesuré par la détermination de deux courbes de résonance distantes de : $\frac{\lambda}{2}$:

$$\alpha \frac{\lambda}{2} = \beta (\Delta a_1 - \Delta a_2) \quad \text{(VII}_6\text{)}$$

Pour déterminer u_1 et u_2 on peut choisir entre deux possibilités :

1°/ Adopter pour u_1 et u_2 la valeur moyenne $\frac{u_1 + u_2}{2} = \frac{\beta \Delta a - \alpha L}{2}$. On a $u_1 \neq u_2$ lorsque deux courbes de résonance, pour une admittance donnée (méthode 1), sont symétriques en position par rapport à $\pi + \frac{\lambda}{2}$ et ont même amplitude. Cette condition peut être obtenue en modifiant les dimensions d'une des boucles (excitation ou détection).

2°/ Pour différentes positions d'une même admittance (g_3 faible),

déterminer les valeurs g_1 et g_2 et en déduire u_1 et u_2 ; les résultats ainsi obtenus fournissent seulement des ordres de grandeur.

L'étude des variations de Z_1 et Z_2 est commode; les seules variables sont les formes, les dimensions des boucles et la fréquence. On détermine les formes des boucles à utiliser par une étude préliminaire.

VII_{2,4} Valeurs numériques obtenues pour des boucles convenablement choisies: $u_1 \neq u_2$; u_1 et u_2 faibles.

Fréquences	$v_1 + v_2$	v_1	v_2	$u_1 + u_2 + \alpha\lambda$	$u_1 + u_2$
10^8 Hz	0,016 rad	0,008 rad	0,008	$2,5 \cdot 10^{-3}$	$0,5 \cdot 10^{-3}$
$3 \cdot 10^8$ "	0,026 "	0,006 "	0,020	2,1 "	1 "
10^9 "	0,07 "	$\frac{1}{\pi}$ "	0,07	3,7 "	3 "

VII_{2,5} Cristal détecteur

Les remarques concernant les cristaux sont exposées dans le chapitre IX. On peut constater qu'il n'est pas possible de transporter l'ensemble, boucle de détection-cristal, sur une ligne de mesure auxiliaire. On peut seulement comparer les résultats obtenus pour des mesures d'impédance à fréquence donnée en utilisant successivement le cristal puis une diode ou un thermo-couple. Dans ce dernier cas, l'énergie HF nécessaire est plus importante et les montages plus compliqués.

VII₃ Cellules de mesure

VII_{3,1} Description - Elles sont symétriques; la longueur des bras (diamètre $\varnothing = 0,15$ cm) est faible; les électrodes ont de petites surfaces (disque, $\varnothing = 0,6$ cm); la conductance d'une cellule vide est pratiquement nulle (enveloppe en quartz). Après de nombreux essais,

nous avons adopté pour les condensateurs à liquide le modèle représenté fig.VII₅. Les électrodes sont vissées et collées à l'araldite, après dorure. Les cuvettes en quartz sont rodées l'une sur l'autre et assemblées, au four, à l'araldite.

Pour les mesures sur échantillons solides, le diélectrique (sous forme de pastilles) est assemblé avec les électrodes (fig.VII₆). On utilise, suivant la nature de l'échantillon, le ciment dentaire, la colle au trolitul ou l'araldite.

VII_{3,2} Etude de l'influence selfique des "bras" des cellules

Un ordre de grandeur de cette influence est donnée par l'étude, à diverses fréquences, de la susceptance de conducteurs métalliques en laiton. Pour $\lambda > 30\text{cm}$ on trouve que cette susceptance correspond à un terme selfique qui, en première approximation, est de valeur constante. Les résultats expérimentaux obtenus pour un conducteur cylindrique sont de même ordre que ceux calculés à partir des relations classiques.

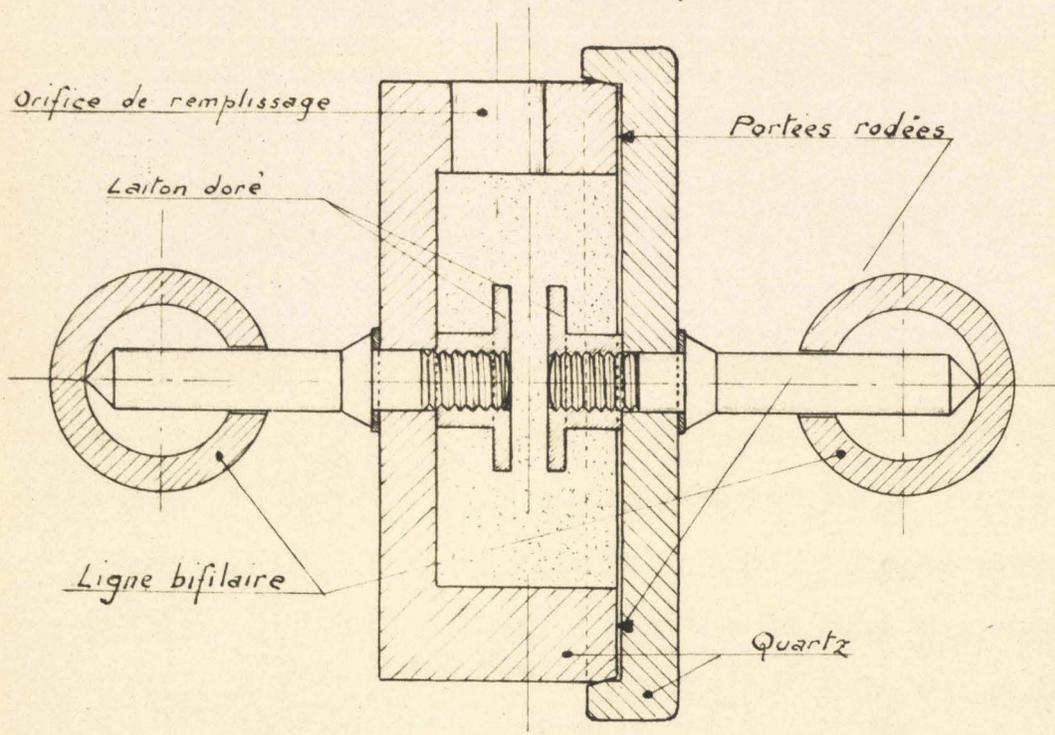
Valeurs obtenues pour un barreau de longueur $l = 0,14\text{cm}$,
diamètre = $0,15\text{cm}$.

Fréquences	$Z_c/X_{\text{mesuré}}$	$X = L \omega$	L mesuré	L calculé $0,021(2,3 \log 4l/d - 1)$
$13,88 \cdot 10^8 \text{Hz}$	2,95	69,8	$8,0 \cdot 10^9 \text{H}$	$7,6 \cdot 10^{-9} \text{H}$
6,90	6,35	32,44	7,50	
4,99	8,5	24,2	7,7	
3,18	13,9	14,82	7,4	

Nous avons aussi vérifié que la susceptance des "bras" des "cellules" correspondait à une self constante, indépendante de la fréquence. On étudie, par exemple, la susceptance totale de la cellule

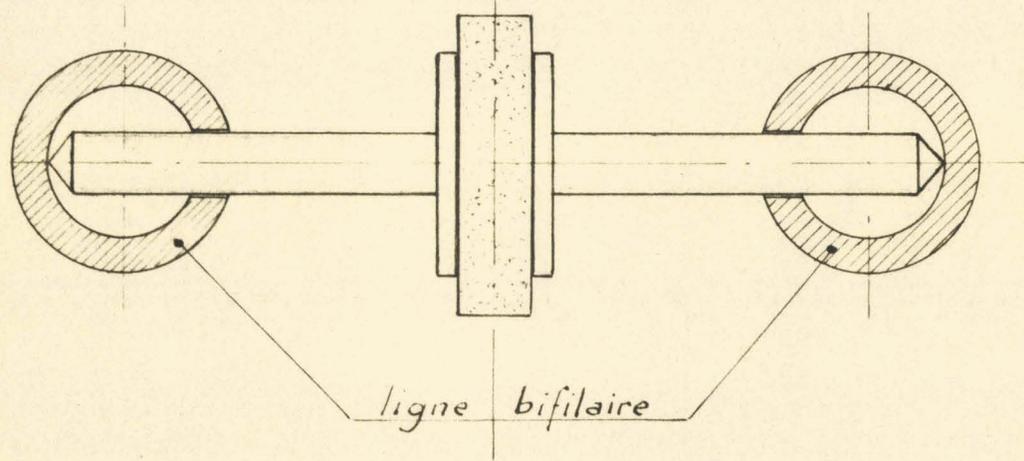
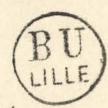
— Fig. VII₅ —

— Coupe d'une cellule à liquide. — (Echelle: 5)



— Fig. VII₆ —

— Electrodes pour échantillon solide. —



à liquide, à fréquence constante et température donnée, en fonction de ϵ' pour divers diélectriques connus: (benzène, monochlorobenzène, dichloréthane, acétone, eau distillée) et l'on représente graphiquement les résultats. Pour une cellule sans "bras" $b_3 = -Z_c \omega (\gamma_0 + \epsilon' \gamma)$ est, théoriquement, une droite. La courbe expérimentale obtenue est plus ou moins incurvée; on vérifie qu'elle peut être représentée par une expression de la forme:

$$b_3 = Z_c \frac{1}{L_2 \omega - \frac{1}{\omega(\gamma_0 + \epsilon' \gamma)}}$$

(L_2, γ et γ_0 : paramètres à déterminer). L'étude de la même cellule à d'autres fréquences (inférieures à 10^9 Hz) montre qu'il est possible de conserver les mêmes valeurs pour tous les paramètres.

On peut aussi obtenir la valeur du coefficient de self par la détermination de la fréquence qui donne à la cellule une susceptance infinie, mais pour les cellules vides ceci se produit pour des valeurs très élevées de la fréquence et des erreurs de mesures sont possibles.

Valeur des paramètres pour quelques cellules :

Cellules	γ	γ_0	L_2
C_1	0,080 pF	0,07 pF	$5,5 \cdot 10^{-9}$ H
C_2	0,28	0,08	6
C_3	0,68	0,09	6,5
C_4	0,25	0,065	6
C_5	0,50	0,075	7

Chapitre VIII

VIII₁ Description du résonnateur coaxial

Il comprend: le bâti A et ses accessoires, le conducteur extérieur de la cavité B, le conducteur central C et son mécanisme de tirage, le pont court-circuitant D et son système de déplacement (fig. VIII₁).

Un fer U dressé porte les entretoises A₁ à A₅ et deux tiges d'acier stub parallèles entre elles A₆ et A₇, ces dernières servent de guide à l'ensemble des pièces.

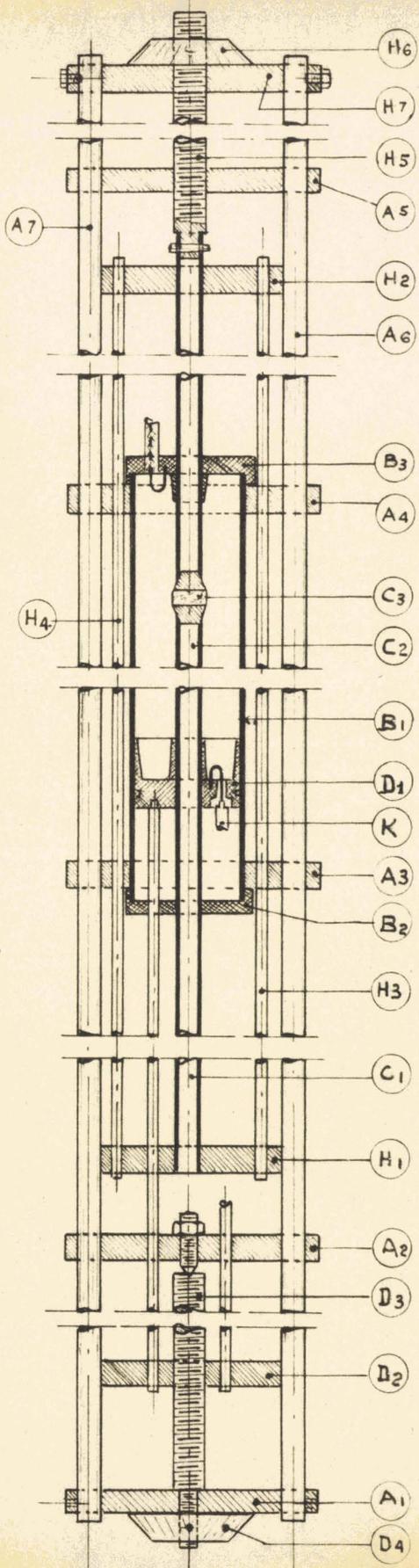
La paroi B₁ du résonnateur est un tube de laiton (longueur 43cm, diamètre 4 x 4,3cm) dont l'intérieur est cylindré et poli avec soin; il est solidaire des entretoises A₃ et A₄.

Les bouchons B₂ et B₃ sont centrés sur ce tube et supportent le conducteur central de la cavité; B₃ sert aussi de court-circuit d'entrée de la cavité; il porte un "doigt" fendu (longueur 1cm) donnant un contact énergétique entre C₂ et le court-circuit.

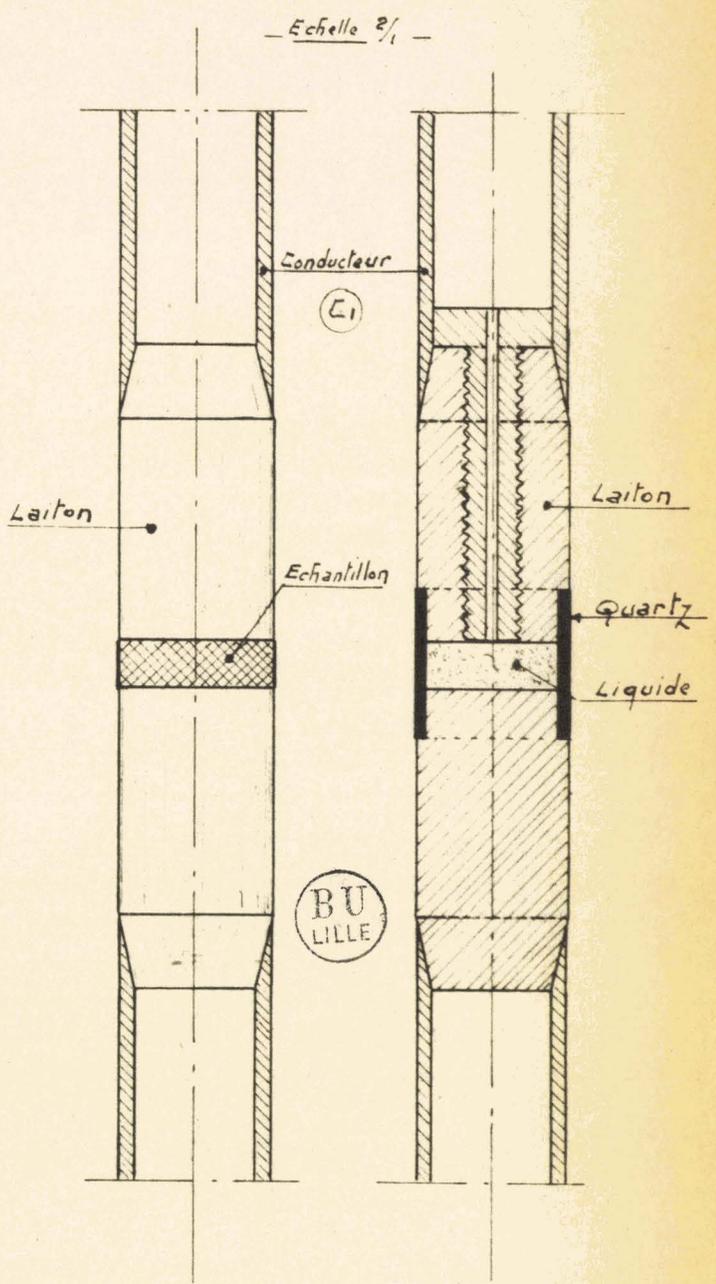
Le conducteur central C (tube de cuivre rouge, $\varnothing = 0,8 \times 1\text{cm}$) est formé de deux tronçons C₁ et C₂, qui enserrent la cellule de mesure C₃. La conicité des différentes pièces permet d'obtenir un contact bien localisé. C est translaté par le déplacement d'un parallépipède formé des pièces H₁ et H₂ reliées solidairement par les tiges H₃ et H₄ (acier stub, $\varnothing = 0,5\text{cm}$) H₁ et H₂ sont guidés par A₆ et A₇. Le mouvement rapide de l'ensemble du parallépipède est obtenu par tirage direct. Par ailleurs, une vis micrométrique H₅, le bouton molleté H₆ et la pièce H₇ permettent d'obtenir un mouvement lent; H₇ est alors rendue solidaire des tiges A₆ et A₇.

Les déplacements sont repérés sur une jauge de profondeur dont la tige est fixée sur H₁ et sur une graduation portée par le bouton H₆.

— Fig VIII₁ — Echelle 1/25 —
— Résonateur coaxial —



— Fig. VIII₂ — — Fig. VIII₃ —
— Cellule pour échantillon
solide — — Cellule pour liquide —



La cavité est court-circuitée à l'autre extrémité par un piston en laiton D_1 tourné dans la masse (pour le détail d'un piston se reporter à la fig. IX₃). D_1 porte une petite boucle dont l'une des extrémités est reliée au cristal détecteur K (la capacité de découplage de K est réalisée par une feuille de mica serrée directement sur la face de D_1). Le piston est tiré par un ensemble de trois tiges à 120° reliées à l'écrou guidé D_2 . Une vis D_3 , centrée par une pointe, déplace l'écrou; sa rotation est obtenue par la manoeuvre du bouton D_4 . Ce dernier porte une graduation, l'écrou D_2 porte un repère se déplaçant devant une règle graduée et les déplacements du piston sont repérés à plus ou moins 0,002cm.

Pour introduire une cellule de mesures, on effectue les manoeuvres suivantes: 1° - on tourne de 20° environ le bouchon B_3 (pour le dégager de ses vis de serrage); 2° on désolidarise la pièce H_7 de A_6 et A_7 ; 3° - on translate l'ensemble du parallépipède pour sortir la cellule du cylindre; 4° - on rompt la liaison du conducteur C_2 avec le parallépipède et on dégage la cellule C_3 pour la remplacer par une autre, par un court-circuit ou par une coupure d'épaisseur connue.

VIII₂ Cellule de mesure

La figure VIII₂ montre un type de cellule utilisée pour des échantillons solides. La figure VIII₃ est relative à une cellule à liquide; un anneau de quartz est collé sur les pièces de laiton; une vis percée d'un trou central ($\varnothing = 0,08\text{cm}$) permet de remplir et d'obturer la cellule tout en évitant les surpressions.

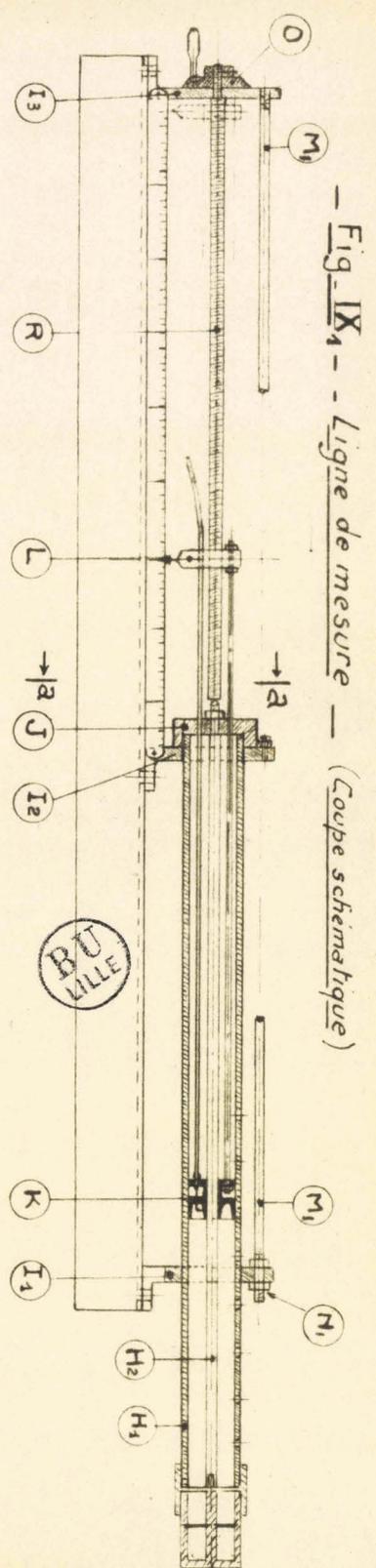
Chapitre IX

IMPEDANCEMETRE COAXIAL - DISPOSITIF EXPERIMENTALIX_{1,1} Ligne de mesure (fig. IX₁)

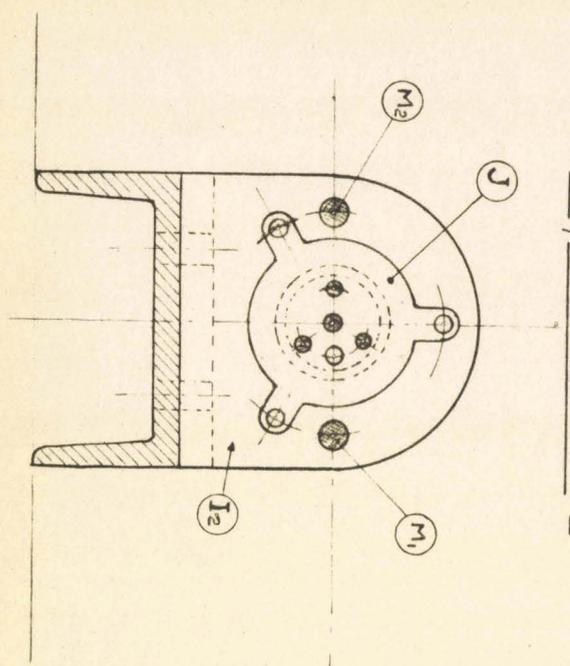
Un tronçon coaxial, de longueur 50cm, est constitué par un premier tube cylindrique en laiton H₁ (diamètre 2,5 x 3,2cm) tourné dans la masse. L'intérieur est d'abord cylindré avec précision puis rodé; on obtient; $D = 2,505 \pm 0,002$ cm. Le conducteur intérieur H₂, en laiton (ou en cuivre rouge) est dressé et rodé avec soin; on a: $d = 0,697 \pm 0,002$ cm. Le cylindre H₁ est fixé rigidement par deux entretoises I₁ et I₂ à un fer "U" dressé. Les deux conducteurs H₁ et H₂ sont centrés à une extrémité par le bouchon J, à l'autre par la cellule de mesure. Un piston K coulisse entre les cylindres H₁ et H₂; sa forme est étudiée pour que le contact soit aussi bon que possible et reporté à 1cm en avant du fond.

La figure IX₂ donne le détail du piston; la partie avant K₁ du "doigt" extérieur est tournée à 2,52cm et l'ensemble des "doigts" extérieur et intérieur est fendu (huit fentes minimum). Le piston est rentré à force dans le tube H₁ et le contact est assuré en K₁; il est centré par les parties K₂ et K₃ et est tiré par un ensemble de trois tiges à 120° (acier stub, $\varnothing = 3$ mm). Ces tiges sont fixées sur un écrou L qui est déplacé par la rotation d'une vis R ($\varnothing = 12$ mm, pas 100), centrée à l'une de ses extrémités sur une pointe dans le bouchon J et à l'autre par un épaulement dans I₃.

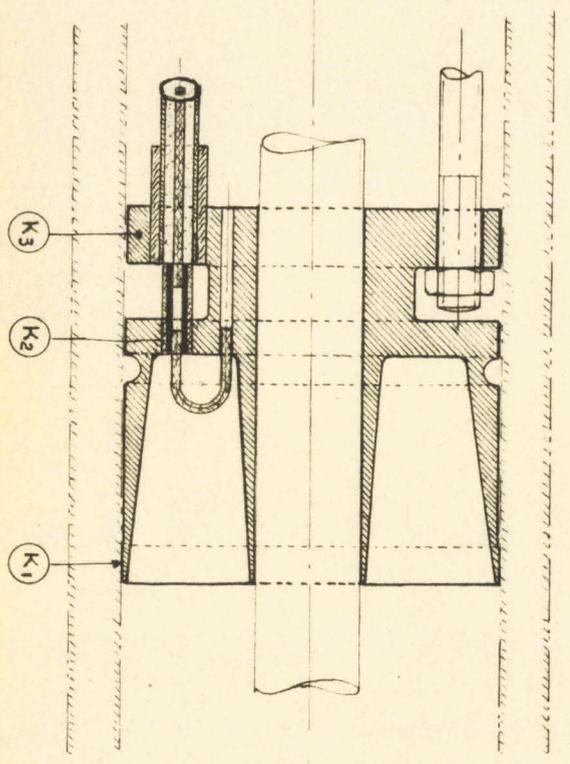
L'écrou porte deux gorges glissant sur des tiges cylindriques M₁, M₂ (acier stub, $\varnothing = 1$ cm) fixées rigidement dans I₃. Le jeu de la vis R est supprimé par la tension exercée sur l'entretoise I₃ (trous ovalisés) par des écrous N₁, N₂ vissés à l'extrémité des tiges M₁, M₂



- Fig. IX₁ - Ligne de mesure - (Coupe schématique)



- Coupe suivant a-a -



- Fig. IX₂ - Detail du piston -

au niveau de l'entretoise I_1 . On n'utilise pour les mesures qu'un seul sens de rotation de la vis. Cette rotation est commandée par un bouton 0 portant une graduation en 100 parties se déplaçant devant un repère fixe. Un index solidaire de l'écrou L se déplace devant une règle graduée. L'ensemble permet de repérer les déplacements du piston à $\pm 0,002$ cm.

Pour les fréquences de 10^9 à $6 \cdot 10^9$ Hz, il est préférable de prendre H_1 et H_2 en cuivre rouge avec des diamètres de conducteurs actifs plus faibles (2 cm et 0,6 cm par exemple). Ces dimensions évitent les modes supérieurs de propagation et permettent des réalisations mécaniques simples. Nous utilisons, pour $F = 3 \cdot 10^9$ Hz, un impédance-mètre de ce type.

IX_{1,2} Tableau de valeurs numériques correspondantes à la ligne décrite XI₁.

$$Z_c = 138 \cdot \log D/d = 76,6 \pm 0,5 \Omega$$

Fréquences	R_1	R_2	$\alpha_1 = R_1 / 2Z_c$	α_2	$\beta = 2\pi/\lambda$	α_1/β	α_2/β
10^8 Hz	0,310 Ω/m	0,185 Ω/m	$2 \cdot 10^{-3}$	$1,2 \cdot 10^3$	2,09	$0,9 \cdot 10^{-3}$	$0,57 \cdot 10^3$
$3 \cdot 10^8$	0,537	0,320	3,5	2,01	6,28	0,55	0,32
10^9	0,980	0,585	6,38	3,81	20,9	0,305	0,182
$3 \cdot 10^9$	1,698	1,013	11,07	6,6	62,8	0,176	0,105

R_1 , α_1 et $\frac{\alpha_1}{\beta}$ sont relatifs à une ligne ayant ses deux conducteurs en laiton

R_2 , α_2 et $\frac{\alpha_2}{\beta}$ sont relatifs à une ligne ayant le conducteur intérieur en cuivre rouge

On a :

$$R_2 = \sqrt{f} \cdot \frac{1}{\sqrt{10^7}} \left[\frac{2}{D \sqrt{\sigma_d}} + \frac{2}{d \sqrt{\sigma_d}} \right] \quad \Omega/m \quad \text{I 74 I}$$

Les valeurs adoptées pour les conductibilités sont: $5,8 \cdot 10^7$ mhos/m pour le cuivre rouge, $1,4 \cdot 10^7$ mhos/m pour le laiton.

IX_{2,1} Cellules de mesure

La coupe des cellules C_1, C_2, C_3 et C_4 sont données fig. IX₃, IX₄, IX₅, IX₆. Un manchon (en laiton pour les températures ordinaires, en fibre pour les températures basses ou élevées) centre les cellules sur le cylindre H_1 . L'électrode centrale R est prolongée et vient s'engager dans H_2 . Les cellules sont appliquées fortement sur le corps de l'impédancemètre par un ensemble de ressorts ou par une vis.

Les cuvettes P des cellules sont appliquées à force sur l'épaulement du cylindre Q : 1°) par un bouchon fileté; 2°) par 3 vis de pression traversant ce bouchon. Les bords P_1, Q_1 sont rodés soigneusement l'un sur l'autre. Le rodage est suffisant pour qu'une rondelle de mica (ou de métal) assure une étanchéité complète.

La réalisation indiquée pour les cellules C_1 est valable pour $h < 5$ cm. Les rodages P_1, Q_1, P_2, R_2 permettent de placer des micas d'épaisseur 0,0050 cm et même 0,0030 cm. Des cellules plus longues, utilisées aux longueurs d'onde métriques pour l'étude des diélectriques servant d'étalons secondaires, sont réalisées de façon différente, par assemblage conique des conducteurs extérieurs et intérieurs.

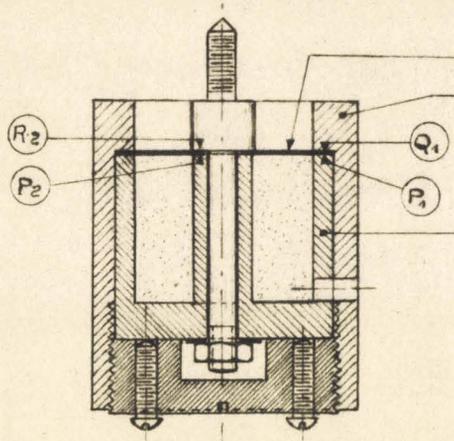
Pour les cellules C_2 la profondeur de cuvette varie de 0,4 à 0,6 cm. Un mica de 0,03 cm d'épaisseur suffit pour obtenir une bonne rigidité de l'électrode centrale (R). Celle-ci a des dimensions telles que les capacités actives correspondantes sont de 0,2 à 4 pF.

Cellules C_3 - L'électrode centrale R est cimentée, après rodage, sur la pièce en quartz S (ciment dentaire ou araldite pour l'ensemble invar-quartz); S est cimenté au disque métallique T de la même façon. La capacité parasite γ_0 est obtenue en serrant des disques de mica

CELLULES

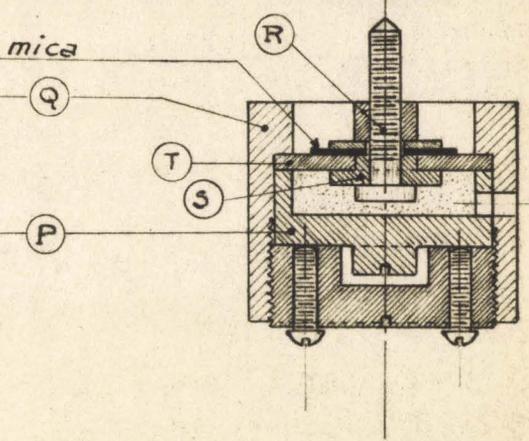
(Echelle: Grandeur)

Fig. IX₃



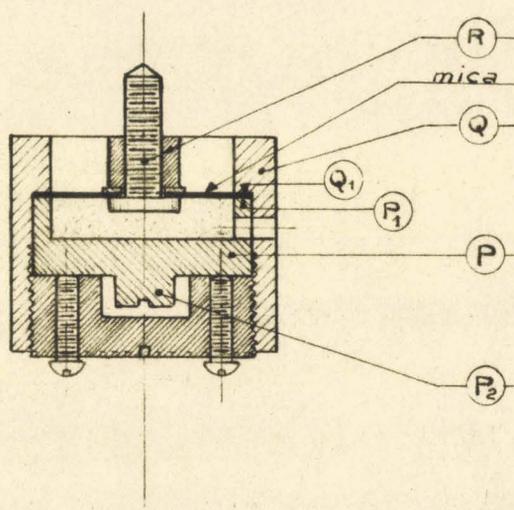
Cellule: C₁

Fig. IX₅



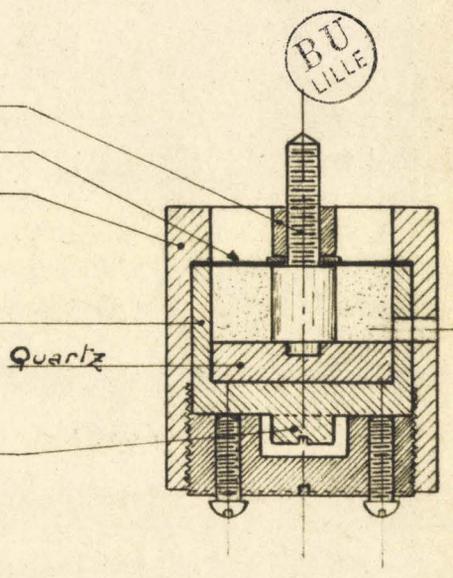
Cellule: C₃

Fig. IX₄



Cellule: C₂

Fig. IX₆



Cellule: C₄

d'épaisseur convenable entre T et une armature de R; l'ensemble de cette capacité parasite est enrobé dans une colle au trolitul. Le volume intérieur de C_2 et C_3 est de l'ordre du cm^3 .

Cellules C_4 - Un disque de quartz ou de trolitul (suivant la nature du diélectrique étudié) est placé au fond de la cellule; le conducteur central R est assemblé à force et cimenté dans ce disque; le reste de la cellule est identique à C_1 .

Remarques: a) les cellules à liquide sont remplies par un trou latéral au niveau du court-circuit terminal (trou taraudé, $\varnothing = 0,3$ ou $0,4\text{cm}$). Une vis assure l'obturation. Ordinairement les intervalles entre les filets suffisent pour éviter les surpressions à l'intérieur du liquide; dans le cas contraire la vis est percée d'un trou central ($\varnothing = 0,08\text{cm}$).

b) les diélectriques solides sont tournés pour occuper les espaces actifs de C_1, C_2, C_3, C_4 .

c) les réalisations indiquées sont valables pour des températures dont l'écart avec la température ambiante ne dépasse pas quelques dizaines de degrés; pour des variations plus importantes il est préférable d'utiliser des cellules en invar.

d) toutes les pièces des cellules utilisées sont tournées; les réalisations mécaniques sont donc précises et faciles.

IX_{2,2} Complément théorique pour la mesure de la permittivité complexe d'un liquide en présence d'un mica (cellule C_1).

Expérimentalement, on obtient u_3 et v_3 de
 $\coth(u_3 - jv_3) = g_3 - jb_3 = Y_3$, admittance réduite d'entrée de l'ensemble mica-tronçon de ligne avec diélectrique.

Soient: $y_3^i = g_3^i - jb_3^i$ l'admittance réduite d'entrée du même tronçon sans mica.

α'' et β'' les constantes linéiques dans le mica. ($\alpha'' \neq 0$)

l'' l'épaisseur du mica.

n'' l'indice de réfraction; $n''^2 = \epsilon'$; on admet que les pertes sont nulles

Z_c'' l'impédance caractéristique d'un tronçon rempli de mica $Z_c'' = \frac{Z_c}{n''}$

L'admittance y_3 (réduite) s'exprime par $y_3 = Y_3 Z_c$

(IX₁)

On a, en posant $\beta l'' = t$:

$$\text{th } P'' l'' \stackrel{\#}{=} j\beta n'' l'' = jn'' t$$

L'admittance y_3 peut s'écrire: $y_3 = \frac{y_3' + jn''^2 t}{1 + jy_3' t}$

d'où: $y_3' = \frac{g_3(1+n''^2 t^2) - j[b_3(1-b_3 t - n''^2 t^2) + n''^2 t - g_3 t]}{(1 - b_3 t)^2 + g_3^2 t^2}$

(IX₂)

A partir de (IX₂) on peut calculer rigoureusement $g_3' - j b_3'$ connaissant $g_3 - j b_3$

Le plus souvent $n''^2 t^2 \ll 1$ $g_3^2 t^2 \ll 1$

$$g_3' - j b_3' \stackrel{\#}{=} g_3(1+2b_3 t) - j[b_3(1+b_3 t) + t(n''^2 - g_3)]$$

(IX₃)

Pour la plupart des mesures b_3 est faible

$$g_3' - j b_3' \stackrel{\#}{=} g_3 - j[b_3 + t(n''^2 - g_3)]$$

(IX₄)

On choisit souvent une profondeur de cellule qui donne $b_3 \stackrel{\#}{=} 0$, en particulier dans les mesures de taux d'ondes stationnaires, car cette condition est importante pour obtenir des mesures précises.

Valeurs numériques pour un mica $\epsilon' = n''^2 = 7$; $l'' = 4 \cdot 10^{-3}$ cm

Fréquence	$\beta l'' = t$	$n''^2 t$	$n''^2 t^2$	admittance mesurée	$b_3 t$	admittance réelle du diélectrique
$3 \cdot 10^8$ Hz	$2,52 \cdot 10^{-4}$	$1,76 \cdot 10^{-3}$	$4,43 \cdot 10^{-7}$	$0,2 - j(-1)$ $0,1 - j(0,1)$	$-2,52 \cdot 10^{-4}$ $2,52 \cdot 10^{-5}$	$0,2 - j(-1 + 1,7 \cdot 10^{-3})$ $0,1 - j(0,1 + 1,7 \cdot 10^{-3})$
10^9 "	$0,838 \cdot 10^{-3}$	$5,87 \cdot 10^{-3}$	$4,92 \cdot 10^{-6}$	$0,2 - j(-1)$ $0,1 - j(0,1)$	$-0,838 \cdot 10^{-3}$ $0,838 \cdot 10^{-4}$	$0,2 - j(-1 + 6,5 \cdot 10^{-3})$ $0,1 - j(0,1 + 5,87 \cdot 10^{-3})$
$3 \cdot 10^9$ "	$2,52 \cdot 10^{-3}$	$1,76 \cdot 10^{-2}$	$4,43 \cdot 10^{-5}$	$0,2 - j(-1)$ $0,1 - j(+0,1)$	$-2,52 \cdot 10^{-3}$ $2,52 \cdot 10^{-4}$	$0,2(1 - 5,1 \cdot 10^{-3})$ $0,1(1 + 5,1 \cdot 10^{-3})$

Remarques: Pour nos cellules, les corrections quand $F < 3.10^9$ Hz, sont souvent faibles; d'ailleurs la mesure avec la cellule C_1 vide se fait en présence du mica et la longueur l_v mesurée, introduite dans les calculs, n'est pas correcte; ceci corrige les valeurs g_3 et b_3 dans le bon sens.

Pour $F \gg 3.10^9$ Hz (ou pour des mesures de taux d'ondes stationnaires) les corrections deviennent importantes; on utilise alors (IX₃) qui permet de déterminer la valeur exacte de l'admittance.

IX_{3,1} Excitation - la figure IX₂ p.89, indique le mode de fixation de la boucle d'excitation sur le piston: une de ses extrémités est introduite à force dans un trou ($\phi = 0,1$ cm), l'autre est fixée dans un tube en laiton (0,1 x 0,15cm) soudé sur le conducteur central du coaxial venant du générateur; un cylindre en trolitul assure le centrage de ce tube. La boucle est ainsi de surface réglable et facilement démontable. Pour les fréquences de 50 à 3000 MHz, on utilise deux boucles (surface de 0,03 et 0,12cm² environ).

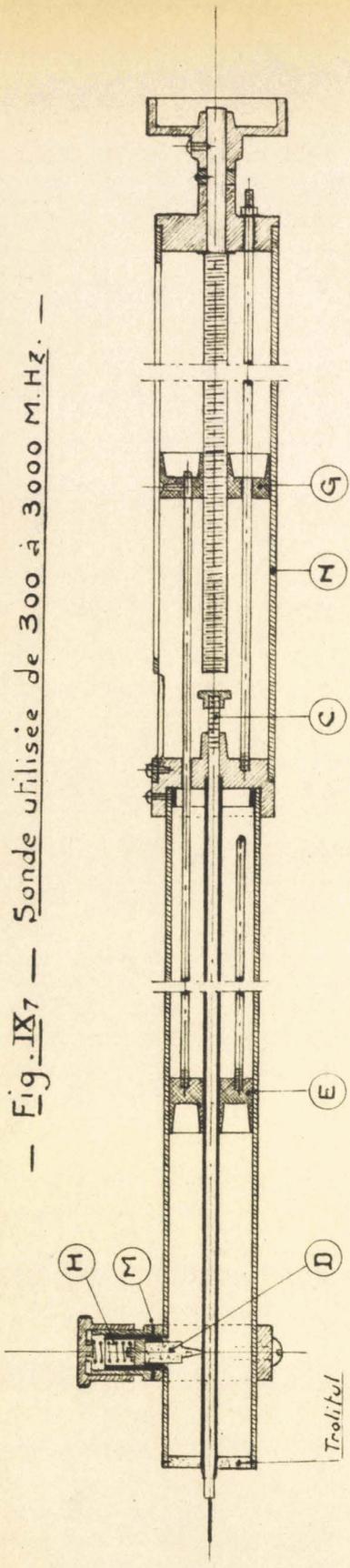
Le câble coaxial a son armature extérieure mise au potentiel de l'impédancemètre au niveau du piston et en un point extérieur. Le câble est fixé à l'écrou L et coulisse librement dans le bouchon J.

La surface de la boucle et sa forme ont une grande influence sur la valeur de l'impédance Z_1 du piston. Une mesure des variations de Z_1 pour diverses boucles à différentes fréquences permet de déterminer expérimentalement la meilleure forme des boucles à utiliser.

IX_{4,1} Détection

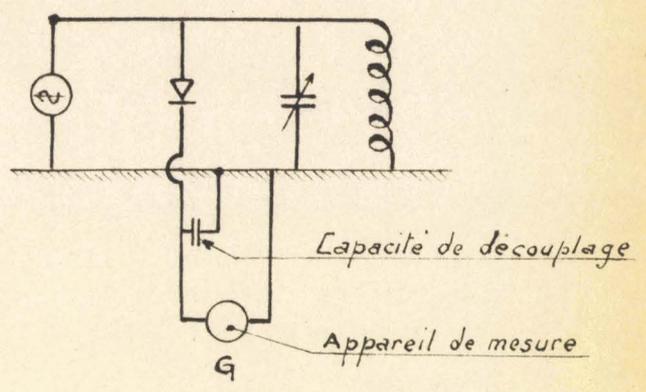
Une sonde associée à un cristal fournit une grandeur proportionnelle à la tension existant entre les conducteurs H_1 et H_2 , à la distance d (cte) de B. Les relations donnant les composantes de l'admittance sont indépendantes de d , mais l'amplitude de la tension

— Fig. IX7 — Sonde utilisée de 300 à 3000 M.Hz. —



— Fig. IX8 —

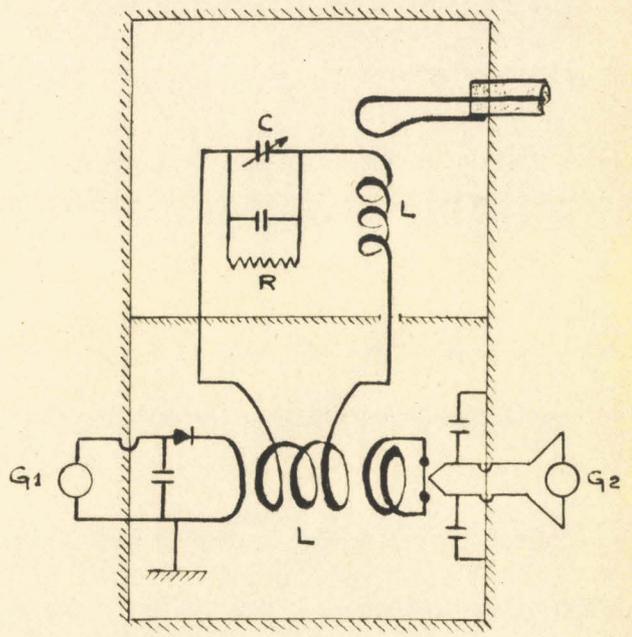
— Circuit électrique du Détecteur —



— Fig. IX9 —



— Circuit d'un comparateur cristal-thermo-couple —



détectée dépend de cette distance (formule IV_1). Pour une même profondeur de sonde elle est plus grande si celle-ci est placée au voisinage d'un ventre de tension.

Pour conserver une ligne mécaniquement parfaite et entièrement blindée, et pour obtenir différentes valeurs possibles de d , on perce sur une génératrice du cylindre H_1 , à partir de B, plusieurs trous (distants entre eux de 5cm par ex.); la sonde plonge dans la ligne par l'un d'eux et les autres sont bouchés par des têtes.

Nous utilisons deux types de sonde suivant que les fréquences sont supérieures ou inférieures à $3 \cdot 10^8$ Hz.

$IX_{4,2}$ La figure XI_7 indique une réalisation de sonde qui nous a donné entière satisfaction (fréquence $3 \cdot 10^7$ à $3 \cdot 10^9$ Hz). Le conducteur central du coaxial est formé d'un tube de cuivre rouge (0,2 x 0,4cm) dans lequel coulisse à force un cylindre de laiton (diamètre; 0,2cm réduit à 0,1cm à son extrémité plongeante). On contrôle la profondeur de la sonde par une graduation C (en mm) située à l'extrémité supérieure du coaxial; la longueur active de celui-ci est de 22cm.

Le cristal D shunte cette ligne coaxiale de sonde; un ressort H permet d'assurer un bon contact entre la pointe de cristal et le conducteur central. Une feuille de mica M, serrée entre le coaxial et l'armature blindée portant le cristal, forme la capacité de découplage. Un piston E permet d'adapter à la ligne de mesure, pour chaque cristal et chaque fréquence, l'ensemble du circuit de la sonde. Ce piston est tiré par un ensemble de trois tiges à 120° , relié à un écrou guidé G, portant un repère et se déplaçant devant une fente du tube enveloppe N; l'écrou G est déplacé par la rotation d'une vis.

Le circuit conventionnel à constantes localisées équivalent, en première approximation, à l'ensemble coaxial-cristal est schématisé

fig. IX₃. Il est au voisinage de l'anti-résonance.

IX_{4,3} Sonde et détecteur utilisés pour des fréquences de $5 \cdot 10^7$ à $3 \cdot 10^8$ Hz

On utilise une sonde plongeant de 0,2cm dans la ligne, associée à un circuit à self et capacités localisées, le tout parfaitement blindé. Un condensateur variable, associé à une self convenable, permet d'obtenir l'anti-résonance pour toutes les fréquences utilisées.

IX_{4,4} Influence de la sonde

Nous ne discuterons pas les conditions théoriques de meilleure adaptation de la sonde à la ligne; elles ont été maintes fois précisées et il est évident qu'il faut s'efforcer de perturber au minimum la région du coaxial où est placée cette sonde. Dans le mode de calcul utilisé, un effet équivalent à celui du circuit de la sonde est introduit comme une impédance Z_5 en série avec le conducteur extérieur de la ligne. Les équations classiques donnent dans ce cas :

$$V_2 = \frac{E}{Z_c} \frac{\operatorname{ch} \theta_1 \operatorname{sh} (Pd + \theta_3)}{\operatorname{sh}(Pl + \theta_1 + \theta_3) + Z_5 \operatorname{ch}(Pd + \theta_3) \operatorname{ch}[P(1-d) + \theta_1]}$$

IX₅

A partir de cette relation on peut déterminer l'influence de Z_5 sur la mesure de Y_3 . Cette recherche théorique est très longue et nous n'avons effectué que l'étude expérimentale des modifications apportées aux conditions de résonance de la ligne vide par la profondeur de la sonde et par la position du piston de court-circuit E. Avec des profondeurs de sonde de l'ordre de 0,2cm et une position du piston correspondant à une réactance d'entrée de l'ensemble légèrement capacitive, l'influence de Z_5 est négligeable. Les mesures effectuées avec la ligne vide puis avec la ligne chargée ont lieu avec le même accord de circuit de sonde, ce qui corrige éventuellement les erreurs imputables à l'influence de la sonde.

IX_{4,5} Loi de détection du cristal

Un cristal (silicium ou germanium) aux bornes duquel on applique une tension alternative faible (de un mV à un volt) laisse passer un courant moyen dont la valeur dépend, entre autres, de la tension, de la fréquence et du circuit d'utilisation (circuit équivalent au cristal placé dans son logement, avec ses capacités propres et sa capacité de découplage, associé à un appareil de mesure).

Pour des tensions très faibles (de l'ordre de 0,01 volt), il est possible en utilisant des cristaux spécialement sélectionnés et des circuits d'utilisation appropriés, d'obtenir des ensembles fonctionnant en détecteurs quadratiques dans une bande de fréquence étendue.

Aux fréquences les plus basses de la bande utilisée (10 à 50 MHz) il est possible de comparer un cristal à un thermo-couple pris comme étalon (le cristal étant ultérieurement utilisé avec la même capacité de découplage et le même micro-ampéremètre).

Le schéma du dispositif utilisé pour effectuer la comparaison est indiqué fig. IX₉. Un circuit résonant L,C,R est constitué de deux parties séparées par un blindage; d'une part, une capacité variable (commandée par une démultiplication convenable), une partie de la self L et la boucle d'excitation, de l'autre, la deuxième partie de la self L avec couplage magnétique au cristal et au thermo-couple. On relève sur un même graphique les courants détectés en fonction de la capacité variable au voisinage de la résonance du circuit; il suffit de comparer les largeurs de ces courbes à différents niveaux pour en déduire la loi en V^α du cristal. On modifie la résistance de l'appareil de mesure associé et les tensions d'entrée pour obtenir, si possible, une loi de détection sensiblement quadratique; on ne conserve que les cristaux qui permettent d'y parvenir. De façon générale, les cristaux au silicium donnent des caractéristiques de détection meilleures que

celles des cristaux au germanium.

Aux fréquences les plus élevées (de $3 \cdot 10^8$ à $3 \cdot 10^9$ Hz) on utilise la méthode bien connue du relevé d'une courbe de taux d'onde stationnaire dans un coaxial fendu court-circuité (c'est l'ensemble: sonde-coaxial-appareil de mesure qui est transporté de notre impédancemètre sur la ligne fendue). Soit x l'abscisse de la sonde sur le coaxial et $\delta = f(x)$ le courant détecté relevé. Posons: $u = \sin^2 \beta x$. En portant sur un graphique $\delta = f(u)$, la courbe théorique donnée par un détecteur quadratique est une droite; la courbe expérimentale relevée, comparée à cette droite, indique en quel sens il faut modifier les éléments du montage (tension à détecter, résistance de l'appareil de mesure, capacité de découplage) pour obtenir une droite (la représentation indiquée amplifie les défauts).

Cette importante étude des cristaux n'est réalisable qu'à l'aide de lignes coaxiales fendues de haute précision.

Remarque: Nous avons étudié ϵ' et ϵ'' en fonction de la fréquence (10^7 à $3 \cdot 10^9$ Hz), à température constante, pour des alcools normaux (chap. XIII). Les mesures étaient effectuées, à niveau de sortie sensiblement constant, avec un cristal très sensible (W.G. bleu); les résultats de ces mesures, reportés sur un diagramme de Cole et Cole I 9 I, indique un angle de dispersion α . En reprenant ensuite ces mesures avec un cristal (I.N.23, Western) spécialement choisi et comparé à un cristal étudié au Laboratoire National de Radioélectricité (1) nous avons pu constater une erreur constante, de l'ordre de 10%, sur les premiers résultats.

(1) Nous remercions M^r ABADIE, Ingénieur en Chef au Laboratoire National de Radioélectricité, qui a bien voulu nous fournir ce cristal spécialement sélectionné.

IX_{5,1} Exemples de calculs pour une cellule du type C₁

CORPS: Heptanol

Température : 20,5 °C

$$F = 1,390 + 0,001 \cdot 10^9 \text{ Hz}$$

$$\beta = \frac{2\pi F}{3 \cdot 10^{10}} = 0,2909$$

$$\beta h = 0,58176 \quad \frac{1}{\beta^2 h^2} = 2,96$$

$$\text{cellule} \left\{ \begin{array}{l} h = 2,00 \pm 0,002 \text{ cm} \\ \text{mica } 1'' = 4 \cdot 10^{-3} \text{ cm} \\ \beta 1'' = 1,16 \cdot 10^{-3} \end{array} \right.$$

$$\text{ligne vide } l_1 = 20,075 \pm 0,002 \text{ cm}$$

$$\text{ligne chargée } l_2 = 19,540 \pm 0,008$$

$$\Delta l = 0,535 \pm 0,010$$

$$v_3 = \beta(\Delta l + h) = 0,73738 \text{ rad.}$$

$$2 \delta_1 = 0,048 \pm 0,002 \quad \beta \delta_1 = 0,0069811$$

$$2 \delta_2 = 0,800 \pm 0,008 \quad \beta \delta_2 = 0,11635$$

$$\text{sh}(\beta \delta_1 + u_3) = \sin \beta \delta_2$$

$$u_3 = 0,10905$$

$$\coth(u_3 + jv_3) = g_3 - jb_3$$

$$2v_3 = 1,4747 \left\{ \begin{array}{l} \sin 2v_3 = 0,9954 \\ \cos 2v_3 = 0,09582 \end{array} \right.$$

$$b_3 = \frac{\sin 2v_3}{\text{ch} 2u_3 - \cos 2v_3} = 1,0725$$

$$b = b_3 \times \beta h = 0,62394$$

Abaques d'impédances ou calculs

$$2u_3 = 0,2810 \left\{ \begin{array}{l} \text{sh } 2u_3 = 0,21983 \\ \text{ch } 2u_3 = 1,02388 \end{array} \right.$$

$$g_3 = \frac{\text{sh } 2u_3}{\text{ch} 2u_3 - \cos 2v_3} = 0,2368$$

$$g = g_3 \times \beta h = 0,13776$$

$$\text{Abaque : } -j(u + jv) \coth(u + jv) = g - jb$$

$$v = 1,041$$

$$u = 0,17$$

$$\epsilon' = \frac{1}{\beta^2 h^2} (v^2 - u^2) = 3,12$$

$$\epsilon'' = \frac{1}{\beta^2 h^2} (2uv) = 1,09$$

$$\frac{\Delta v_3}{v_3} = \frac{\Delta b}{b} + \frac{\Delta(\Delta+1)}{\Delta+1} = \frac{1390}{0,001} + \frac{2,535}{0,012} \# \frac{100}{0,56}$$

$$\Delta v_3 \# \pm 0,00413$$

$$\frac{\Delta u_3}{u_3} \# \frac{\Delta b}{b} + \frac{\Delta(\delta_2 - \delta_1)}{\delta_2 - \delta_1} = \frac{1,390}{0,001} + \frac{0,752}{0,01} \# \frac{100}{1,5}$$

$$\Delta u_3 \# \pm 0,00163$$

$$\Delta b_3 \# \pm 0,008$$

Un abaque d'impédances donne par interpolation : $\Delta \varepsilon_3 \# \pm 0,003$

$$\text{On a : } \frac{\Delta b}{b} \# \frac{\Delta b_3}{b_3} \# \frac{1,0725}{0,008} \# \frac{100}{0,8}$$

$$\frac{\Delta \varepsilon}{\varepsilon} \# \frac{\Delta \varepsilon_3}{\varepsilon_3} \# \frac{0,237}{0,003} \# \frac{100}{1,35}$$

$$\text{L'abaque } -jz \coth z = \varepsilon - j\beta \text{ donne}$$

$$\Delta v \# \pm 0,002$$

$$\Delta v \# \pm 0,003$$

$$\Delta \varepsilon \# \pm 0,0019$$

$$\Delta b \# \pm 0,005$$

$$\frac{\Delta \varepsilon'}{\varepsilon'} \# \frac{\Delta \Delta v}{\Delta v} \# \frac{100}{0,7}$$

$$\frac{\Delta \varepsilon''}{\varepsilon''} \# \frac{\Delta v}{\Delta v} + \frac{\Delta u}{u} \# \frac{100}{0,6} + \frac{170}{2} \# \frac{100}{1,5}$$

Dans ces calculs $\beta, \beta h, \frac{\beta^2 h^2}{1}$ s'introduisent continuellement. Les erreurs correspondantes sont de même sens ; pratiquement c'est en négligeant $\frac{\beta}{\Delta h}$ et $\frac{\beta}{h}$ (souvent très faible) par rapport aux autres erreurs relatives que le calcul d'erreur peut être effectué commodément

IX_{5,3} Exemple de calculs pour une cellule du type C₂ ou C₃

Corps : Heptanol-n-1

Température : 20,5 °C

$$F = 95,8 \cdot 10^6 \text{ Hz} \quad Z_c = 76,65 \Omega$$

$$\omega = 6,019 \cdot 10^8 \quad Z_c \omega = 4,6136 \cdot 10^{10} \quad \text{cellule } C_3 \quad \gamma = 0,364 \cdot 10^{-12} \text{ F}$$

$$\beta = \frac{\omega}{3 \cdot 10^{10}} = 2,006 \cdot 10^{-2} \quad Z_c \omega \gamma = 1,68 \cdot 10^{-2} \quad \gamma_0 \# 11 \cdot 10^{-12} \text{ F}$$

$$\text{Cellule vide } b_{3,v} = -0,54864$$

$$2\delta_v = 0,50$$

$$\text{Ligne chargée } l_r = 49,01$$

$$2\delta_r = 5,40 \quad \beta\delta_r = 5,41 \cdot 10^{-2}$$

$$v_3 = \pi - (\beta l_r + v_1)$$

$$\text{sh}(\beta\delta_v + u_3) = \sin \beta\delta_r$$

$$= \pi - 0,98314$$

$$u_3 = 0,04915$$

$$\text{coth}(u_{3,r} - jv_{3,r}) = g_{3,r} - jb_{3,r}$$

Abaques d'impédances ou calculs

$$2v_3 = 2\pi - 1,9663 \begin{cases} \sin 2v_3 = -0,9281 \\ \cos 2v_3 = -0,3852 \end{cases}$$

$$2u_3 = 0,0983 \begin{cases} \text{sh } 2u_3 = 0,0985 \\ \text{ch } 2u_3 = 1,00484 \end{cases}$$

$$b_{3,r} = \frac{\sin 2v_3}{\text{ch } 2u_3 - \cos 2v_3} = -0,66385$$

$$g_{3,r} = \frac{\text{sh } 2u_3}{\text{ch } 2u_3 - \cos 2v_3} = 0,07085$$

$$b_{3,r} - b_{3,v} = -0,1152$$

$$\epsilon' = - \frac{(b_{3,r} - b_{3,v})}{Z_c \gamma \omega} + 1 = \underline{7,86}$$

$$\epsilon'' = \frac{g_{3,r}}{Z_c \gamma \omega} = \underline{4,21}$$

IX_{5,4} Exemple de calculs pour une cellule du type C₄

$$F = 1,50 \cdot 10^8 \text{ Hz}$$

$$h = 2,00 \text{ cm}$$

$$\omega = 9,425 \cdot 10^8$$

$$b_4 = -6 \cdot 10^{-4}$$

$$\beta h = 6,282 \cdot 10^{-2}$$

ligne chargée $l_r = 40,00 \text{ cm}$

$$2 \delta_v = 0,4 \quad \beta \delta_v = 6,282 \cdot 10^{-3}$$

$$v_{3,r} = \pi - (\beta l_r + v_1)$$

$$2 \delta_r = 5,00 \quad \beta \delta_r = 15,705 \cdot 10^{-2}$$

$$= \pi - 1,256$$

$$\text{sh}(\beta \delta_v + u_3) = \sin \beta \delta_r$$

$$u_3 = 7,222 \cdot 10^{-2}$$

$$\coth(u_{3,r} + jv_{3,r}) = g_{3,r} - jb_{3,r}$$

Abaque d'impédances ou calculs

$$\begin{cases} \sin 2v_{3,r} = -0,5888 \\ \cos 2v_{3,r} = -0,8082 \end{cases}$$

$$\begin{cases} \text{sh} 2u_3 = 0,1449 \\ \text{ch} 2u_3 = 1,0104 \end{cases}$$

$$b_{3,r} = \frac{\sin 2v_3}{\text{ch} 2u_3 - \cos 2v_3} = -0,3237$$

$$g_{3,r} = \frac{\text{sh} 2u_3}{\text{ch} 2u_3 - \cos 2v_3} = 0,079$$

$$b_3 = b_{3,r} - b_4 = -0,3231$$

$$b = b_3 \times \beta h = -2,0297 \cdot 10^{-2}$$

$$g = g_3 \times \beta h = 0,496 \cdot 10^{-2}$$

$$\text{Abaque : } -j(u + jv) \text{th}(u + jv) = g - jb$$

$$v = 0,142$$

$$u = 1,724 \cdot 10^{-2}$$

$$\epsilon' = \frac{1}{\beta^2 h^2} (v^2 - u^2) = \underline{5,03}$$

$$\epsilon'' = \frac{1}{\beta^2 h^2} (2uv) = \underline{1,24}$$

Chapitre X

DISPOSITIF EXPERIMENTAL POUR UN CIRCUIT A RESONANCE DE TENSION (FREQUENCE DE 10 A 50 MHz)

X_{1,1} On utilise une ligne coaxiale, de longueur 30cm, constituée par un conducteur central H₂ (tube en cuivre rouge: 0,4 x 0,6cm) et un conducteur externe H₁ (tube calibronze: 25,5 x 32cm). Le conducteur intérieur est supporté aux deux extrémités par des disques de trolitul. L'extrémité A porte une self à air L (tube de cuivre rouge: 0,2 x 0,4cm) dont l'une des extrémités s'engage à force dans le conducteur central, l'autre étant aplatie et fixée dans la masse du conducteur extérieur (fig. V₁ p. 63). Un blindage parallélipipédique supprime tout rayonnement. Ce blindage porte une fiche hyperfréquence assurant la liaison entre le câble coaxial et la boucle de couplage.

Différentes selfs permettent, avec le condensateur variable utilisé, de couvrir toute la bande 10 - 50 MHz.

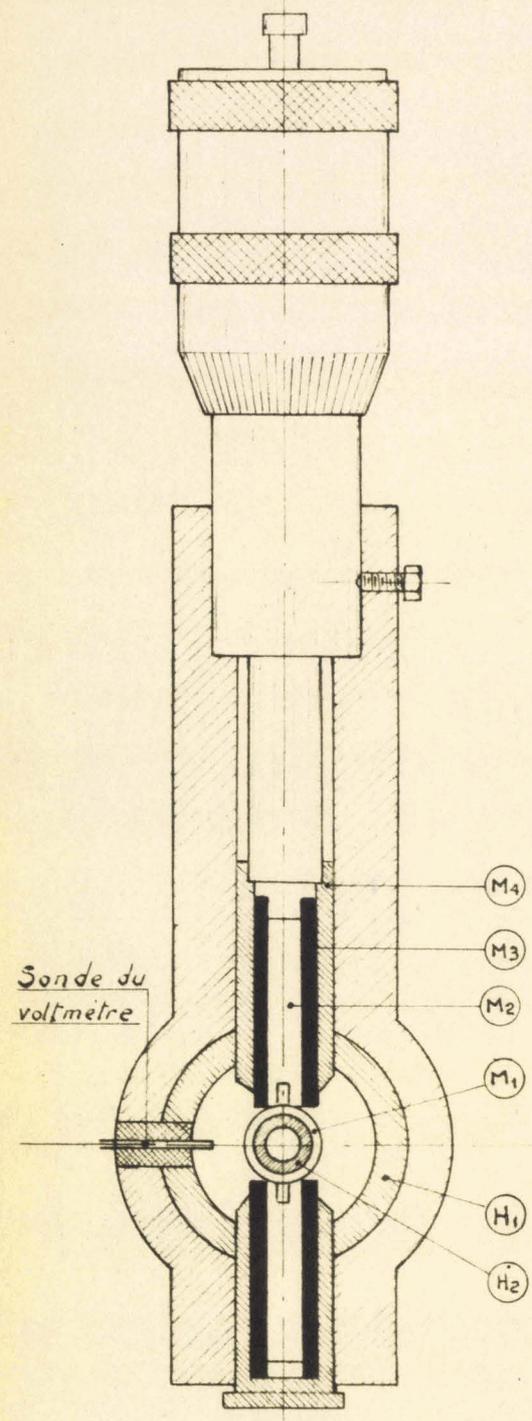
L'extrémité B est terminée par une cellule de mesure du type C₂.

X_{1,2} Condensateur micrométrique M

La figure X₁ précise les détails de réalisation de ce condensateur. Le conducteur central H₂ porte une pièce tournée M₁ sur laquelle est vissé le conducteur central M₂ du condensateur coaxial. Un tube en quartz M₃ (longueur 3cm, diamètre 0,50 x 0,8cm) constitue le diélectrique de ce condensateur. Le conducteur extérieur est un cylindre en laiton M₄, fendu à l'extrémité et coulissant à frottement doux dans le tube support. Les déplacements de l'électrode extérieure M₄ sont obtenus par la manoeuvre d'une tête de palmer permettant de les apprécier à 0,001cm près.

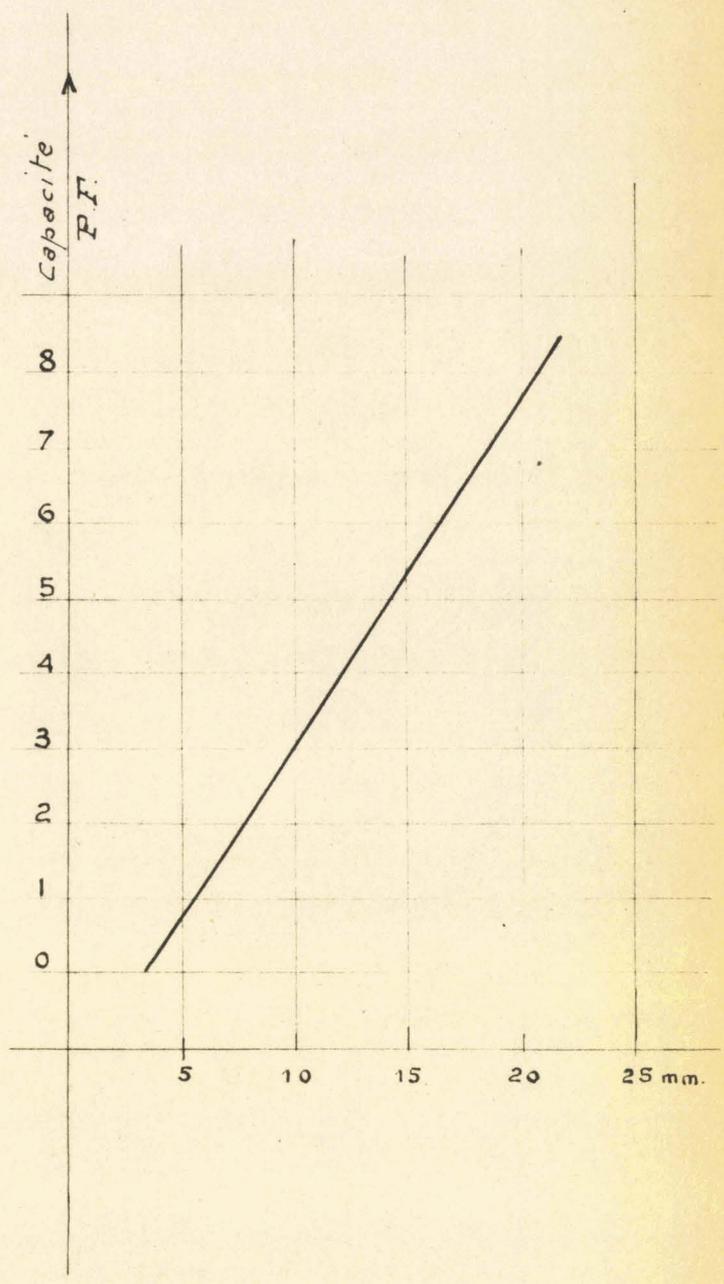
Le condensateur coaxial ainsi obtenu n'a que 2,8cm de longueur utile; il est connecté directement dans la région où l'on mesure la

— Fig. X₁ —



— Fig. X₂ —

— Courbe d'étalonnage —



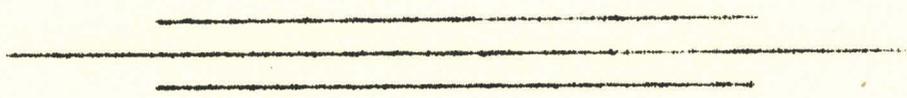
— Condensateur micrométrique —

tension. Les connexions ont des surfaces de contact importantes et le circuit avec cellule vide possède un coefficient de surtension de l'ordre de 600. Ce condensateur est étalonné à la fréquence de 10^6 Hz, par la méthode de doubles battements I 76 II (une courbe d'étalonnage est donnée fig. X₂). L'appareil comprend également un autre condensateur, symétrique du premier, qui permet de choisir, pour chaque mesure, une bonne position de M₄. Nous pensons le remplacer ultérieurement par un second condensateur micrométrique à variation rapide, qui permettra de déterminer C_{2r} - C_{2v}, le premier permettant de relever les courbes de résonance.

X₂ Voltmètre

Aux fréquences considérées on peut utiliser des voltmètres diodes ou triodes, préalablement étalonnés. Nous utilisons un voltmètre à cristal. La sonde plongeant dans la ligne coaxiale (fig. X₁) permet de mesurer une grandeur proportionnelle à la différence de potentiel existant entre les deux conducteurs.

La sonde est reliée à un cristal suivi d'un circuit anti-résonant. L'influence du voltmètre (négligeable dans le cas de détection par sonde et cristal) peut être introduite comme une admittance, mais la valeur de celle-ci n'intervient pas dans les résultats si elle reste constante au cours d'une mesure.



Chapitre XI

GENERATEURS D'OSCILLATIONS AUTO-ENTRETENUES POUR LES FREQUENCES DE 10^7 à 3.10^9 HERTZ.

XI₁ Généralités - Ces générateurs furent réalisés à une époque où l'approvisionnement en tubes était difficile en France; il est actuellement possible d'obtenir des oscillateurs plus simples et présentant un meilleur rendement.

Les générateurs réalisés sont à fréquence réglable; ils fournissent généralement une puissance utile de quelques watts (les mesures nécessitant une puissance inférieure à 0,1 watt, aucune réaction de la ligne sur le générateur n'est à craindre si des atténuateurs sont convenablement disposés).

Les systèmes auto-oscillants à triodes, dont on prélève directement l'énergie sur le circuit anodique sont de construction simple et permettent de couvrir une bande de fréquence étendue.

Pour des fréquences de 10 à 300 MHz, nous utilisons les montages push-pull, avec circuit accordé de plaque et circuit accordé de grille, bien connus des amateurs pour leur bonne stabilité de fréquence, leur pourcentage réduit d'harmonique et la facilité de réglage de la réaction (la capacité interne des tubes suffit le plus souvent).

De 300 à 3000 MHz, nous employons des magnétrons et des tubes phares montés avec circuits accordés plaque-grille et cathode-grille (grille à la masse). A partir de 3.10^9 Hertz, nous utilisons des klystrons-réflex. Quelques uns de ces oscillateurs sont décrits dans les pages suivantes.

XI₂ Générateurs de 10 à 25 MHz (push-pull avec tubes pentodes E L 4I)
fig. XI₁.

Les condensateurs variables de grille et plaque sont commandés individuellement (le condensateur de grille contrôle la réaction). La self de plaque est en tube de cuivre rouge ($\varnothing = 0,2 \times 0,4\text{cm}$). Le circuit oscillant de grille est séparé de celui de plaque par un blindage. Les capacités internes des tubes permettent l'entretien des oscillations sur toutes les fréquences de la bande considérée.

Le circuit de plaque est chargé: 1°) de façon fixe par deux ampoules de 2 watts couplées magnétiquement au circuit oscillant; 2°) par un transformateur dont le primaire (2 spires) est couplé magnétiquement à la self de plaque et dont le secondaire (2 spires) est à couplage magnétique variable avec la boucle d'entrée d'un câble coaxial (jouant le rôle d'atténuateur) terminé par la boucle d'excitation de la ligne de mesure.

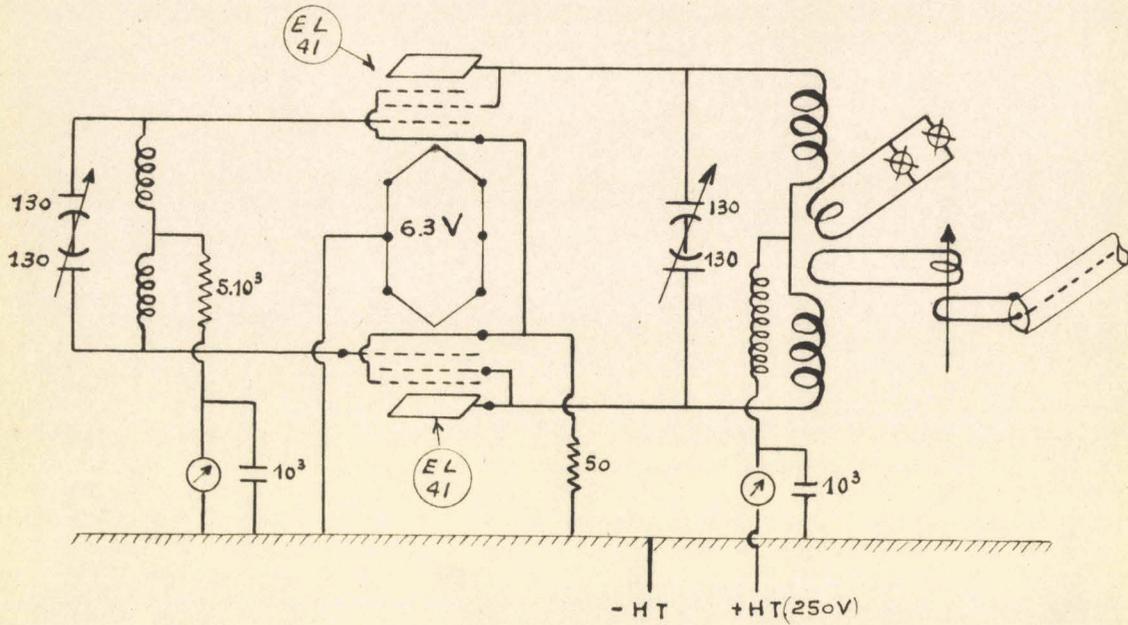
A ces fréquences, on obtient commodément des atténuateurs fixes en utilisant des tronçons de quelques mètres de mauvais câble coaxial basse fréquence; ces tronçons, terminés par des fiches coaxiales, sont rapidement associables les uns aux autres.

L'ensemble de l'oscillateur est soigneusement blindé. Un ondemètre, couplé faiblement au générateur, permet de contrôler la stabilité de fréquence et d'amplitude du signal émis.

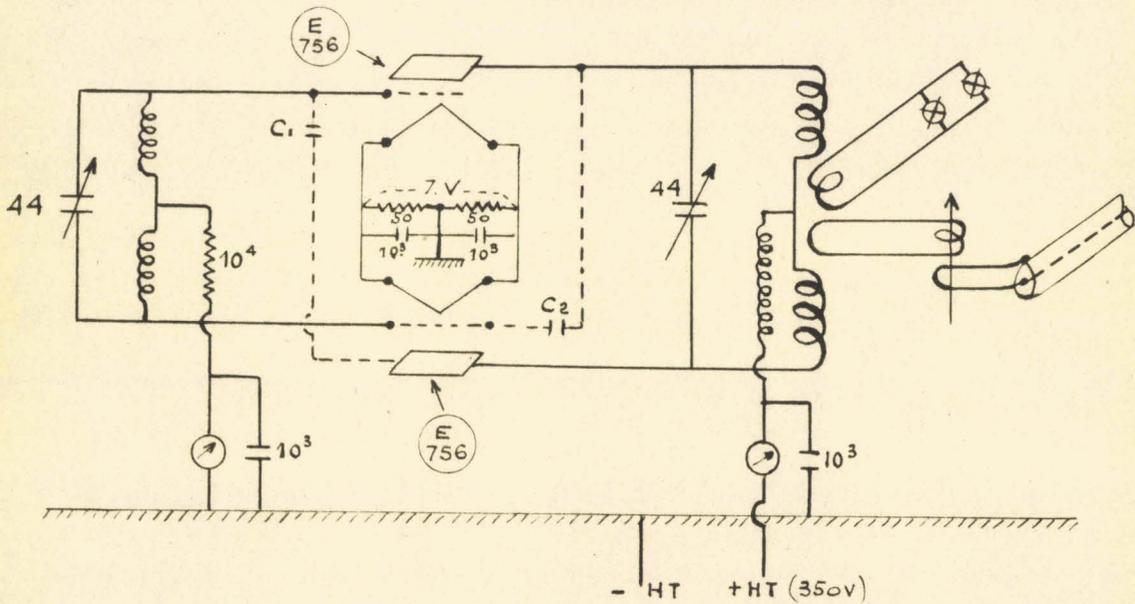
XI₃ Générateur de 25 à 60 MHz (push-pull avec tubes triodes E 756),
fig. XI₂.

Le montage est du même type que le précédent mais les capacités internes des tubes étant faibles, une réaction extérieure est nécessaire (capacités C₁ et C₂, réalisées à l'aide d'un fil parallèle à l'anode, placé à l'extérieur du tube). Ne disposant pas de capacités doubles symétriques, nous utilisons des capacités à stator et rotor isolés (Aréna C T L 44) pour les circuits plaque et grille.

- Fig. XI₁ - - Schéma de principe de l'Oscillateur push-pull
avec tubes pentodes EL.41. -



- Fig. XI₂ - - Schéma de principe de l'Oscillateur push-pull
avec tubes triodes E.756. -



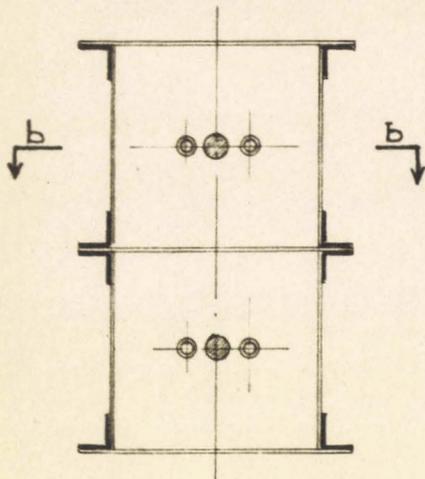
XI₄ Générateur de 50 à 250 MHz (avec tube double-triode E 2/I5),
fig. XI₅.

Le montage oscillateur comporte des circuits accordés sur les grilles et sur les plaques (tronçons de ligne bifilaire blindée, de longueur variable). Les lignes bifilaires grille et plaque sont superposées (réalisation peu encombrante, à connexions très courtes, se prêtant éventuellement à une mono-commande et à une modulation de fréquence par commande mécanique).

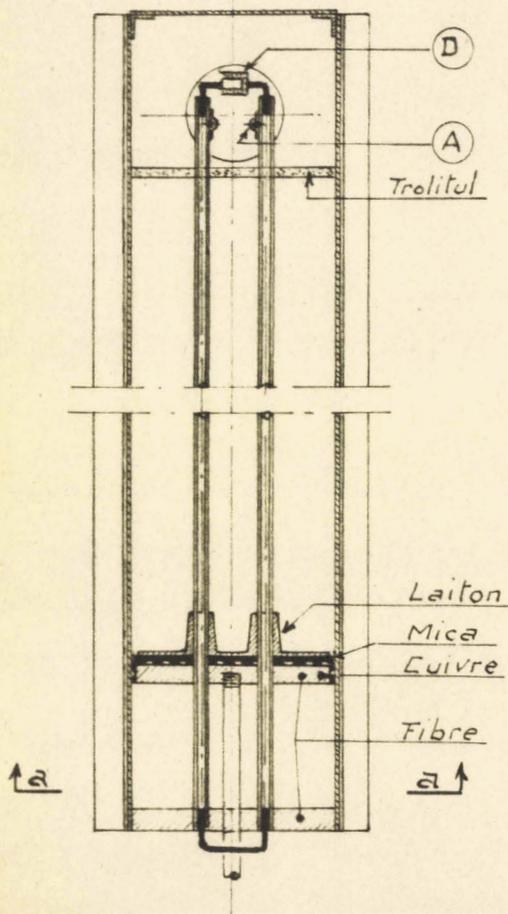
La fig. XI₅ précise les détails de réalisation du circuit anodique. La ligne bifilaire (tube de cuivre 0,4 x 0,6cm; distance entre axes: 2,5cm) est centrée dans le blindage par des entretoises. Les connexions plaques du tube se logent en A (contact élastique); la ligne est prolongée de 1cm au-delà, ce qui permet de fixer (pour les fréquences de 50 à 120 MHz) un condensateur coaxial D à fort isolement (tube de quartz ou de pyrex); on obtient ainsi une longueur géométrique de ligne plus faible. Les détails du piston sont visibles sur la fig. XI₅; la capacité importante réalisée par une feuille de mica, serrée entre la plaque de court-circuit et une feuille de cuivre rouge, met le pont à la masse pour les très hautes fréquences et donne un bon isolement continu pour l'alimentation haute tension des plaques. Des "doigts", de longueur 2,5cm, fendus sur 2cm (8 fentes minimum), assurent un bon contact pour toutes les positions. La ligne de grille est symétrique de la ligne anodique et réalisée de la même façon.

La fig. XI₃ indique le mode d'assemblage du blindage (équerre en duralumin 1,5 x 1,5cm; feuille de laiton de 0,12cm). La réalisation peut être obtenue facilement avec une bonne précision et le blindage de l'oscillateur est rigoureux.

- Fig. XI 3 -
 - Ligne bifilaire anodique -
 - Coupe suivant a-a -

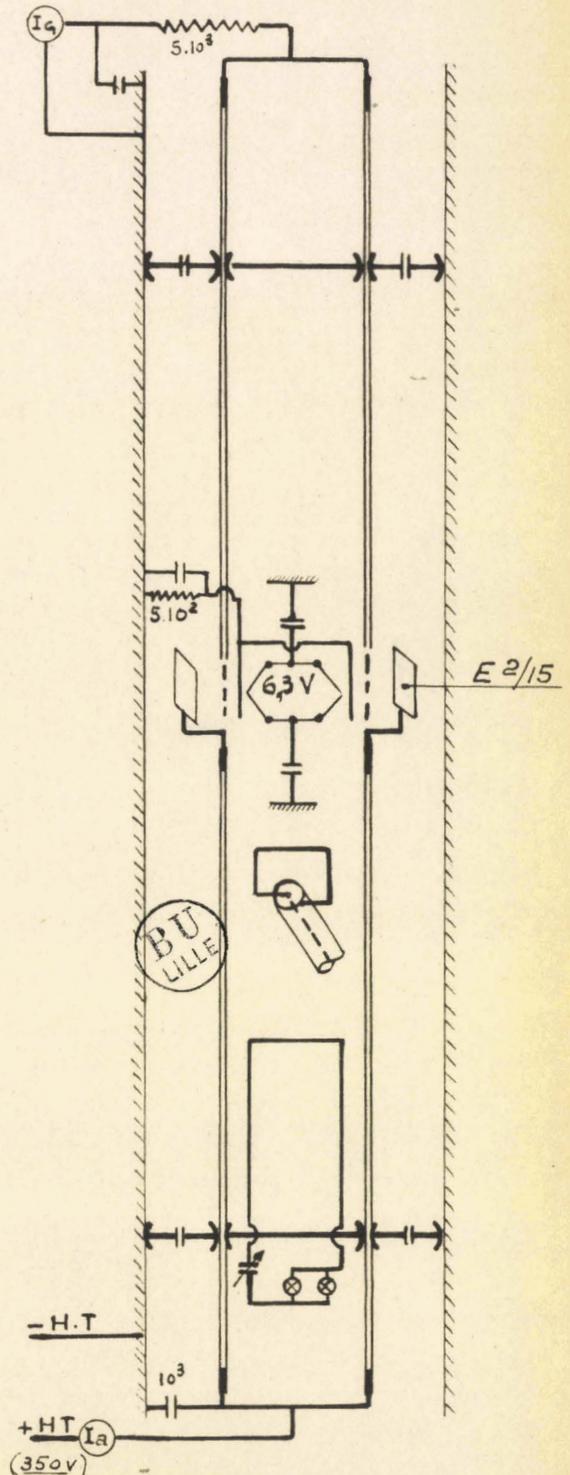


- Fig. XI 4. Ligne bifilaire anodique -
 - Vue en plan suivant b-b -



- Echelle : 1/3 -

- Fig. XI 5 -
 - Schéma de principe
 de l'Oscillateur
 avec tube double triode E²/15 -



Le circuit anodique est chargé: a) par une grande boucle, fixée au piston, en série avec un condensateur variable et trois ampoules de 2 W; b) par une petite boucle (mobile en profondeur et latéralement dans le blindage) réunie au câble coaxial atténuateur. Les capacités internes du tube sont suffisantes pour assurer la réaction à toutes les fréquences. La stabilité en fréquence de cet oscillateur est bonne et le pourcentage d'harmonique est faible.

Remarque - Pour la fréquence 250 MHz le circuit de grille a une longueur de l'ordre de 2cm; pour la fréquence de 60 MHz, avec des lignes anodiques et des lignes de grille de longueur 40cm, il faut ajouter une capacité plaque de 15 pF et une capacité grille de 6 pF.

XI₅ Générateur de 250 à 500 MHz (push-pull avec tube triode 2 C 44), fig. XI₄.

Les circuits associés aux plaques et aux cathodes sont accordés; les grilles sont à la masse. On utilise des lignes bifilaires blindées court-circuitées. Une réaction circuit anodique-circuit cathodique est nécessaire pour obtenir une oscillation énergique sur toutes les fréquences. Chaque tube possède une ligne de réaction (simple conducteur) terminée à une extrémité (circuit de cathodes) par une capacité fixe à air (pièces métalliques de 1cm² environ, s'approchant plus ou moins du téton d'anode).

Le circuit anodique est chargé: a) de façon fixe par une antenne adaptée réunie à une boucle, couplée à la ligne; b) par une deuxième boucle plus petite réunie au câble atténuateur.

XI_{6,1} De 300 à 1000 MHz nous utilisons les tubes phares 2 C 43 ou 2 C 40 (mode d'oscillation en $\frac{\lambda}{4}$). Un premier circuit accordé est disposé entre cathode et grille et un autre entre plaque et grille, cette dernière étant à la masse.

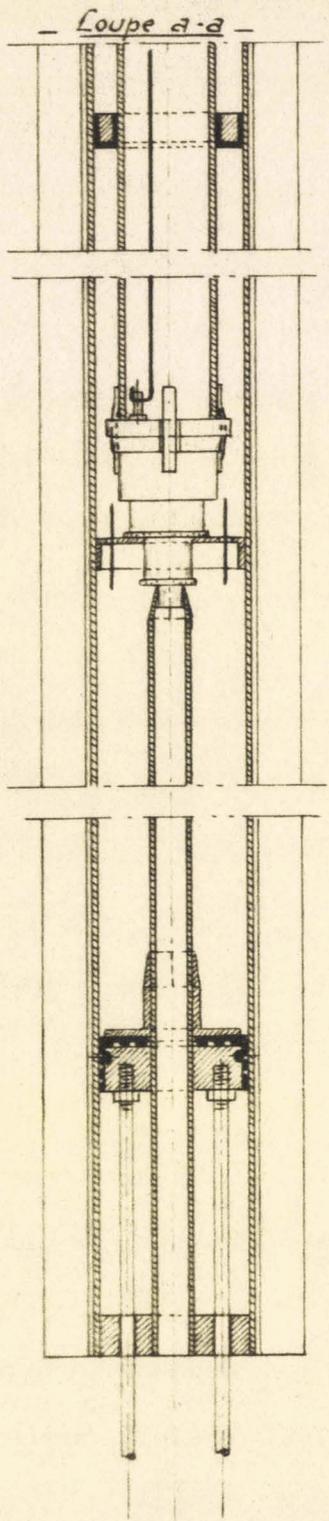
Pour les mesures envisagées il est commode d'utiliser des oscillateurs pré-réglés en fréquence (par exemple: 600, 750, 1000 MHz) plutôt qu'un oscillateur unique à fréquence largement variable. Nous avons cependant réalisé un tel générateur mais son emploi nécessite des manœuvres délicates de commandes et il est plus difficile d'obtenir, avec une même réaction, un bon rendement pour toutes les fréquences.

De par leur structure, les tubes-phares requièrent un double système concentrique coaxial; on obtient alors toutes les fréquences correspondant aux modes $\frac{\lambda}{4}$, $\frac{3\lambda}{4}$ et $5\frac{\lambda}{4}$ avec une limite de fréquence vers $3 \cdot 10^9$ Hz, mais la réalisation de ces systèmes coaxiaux concentriques est délicate et le prix de revient élevé. Nous n'indiquons qu'une réalisation pour cette bande, les autres oscillateurs ne se distinguant de celui-ci que par les longueurs des circuits anodiques et cathodiques.

XI_{6,2} Générateur pour 750 MHz (avec tube-phare 2 C 40), fig. XI₆.

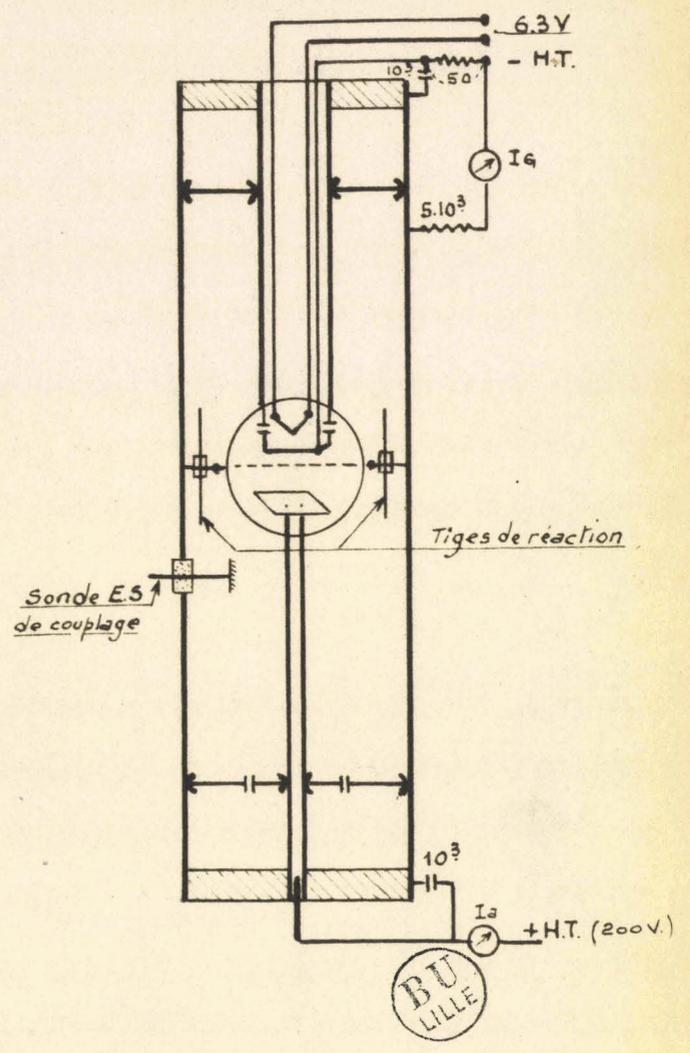
Un blindage à section carrée (4 x 4cm), fig. XI₆, est divisé par le court circuit de grille en deux parties (circuit anodique et cathodique). Le circuit anodique est formé de la surface interne du blindage et d'un conducteur central (tube en cuivre, $\varnothing = 1\text{cm}$); le circuit cathodique est formé par le blindage et un conducteur central (tube en cuivre, $\varnothing = 2,5\text{cm}$). Les détails de réalisation sont visibles sur la fig. XI₇. L'accord du circuit anodique est commandé par un piston mobile. La ligne cathodique a une longueur fixe mais on peut facilement déplacer le court-circuit correspondant en enlevant le couvercle du blindage. La réaction (pour les modes $\frac{\lambda}{4}$) est obtenue par deux tiges en laiton ($\varnothing = 0,1\text{cm}$) diamétralement opposées, plongeant de 2cm environ dans chacun des circuits anodique et cathodique; d'autres dispositifs de réaction (sonde en forme de J, par exemple) permettent d'obtenir le mode $\frac{3}{4}\lambda$ mais avec un rendement plus faible.

- Fig XI6 - Lignes anodique et cathodique -

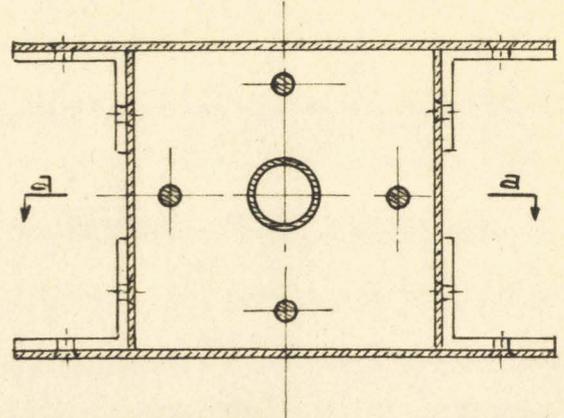


- Echelle : 1/2 -

- Fig XI7 - Schéma de principe d'un Oscillateur avec tube triode 2C.40 -



- Fig XI8 - Vue en bout de l'Oscillateur -



- Echelle : 1/1 -

Pour la fréquence de 750 MHz, les longueurs des circuits anodique et cathodique sont: $l_p = 7,2\text{cm}$, $l_k = 8\text{cm}$. Le piston de plaque est isolé, pour les tensions continues, par une feuille de mica (M).

Plusieurs réalisations de ce modèle nous ont donné toute satisfaction. L'énergie est prélevée à l'aide d'une sonde capacitive réunie à une antenne. En couplant celle-ci, de façon réglable, à une deuxième antenne reliée à un câble atténuateur suivi de la boucle d'excitation de la ligne de mesure il est possible de prélever la fraction d'énergie désirée. L'antenne charge de façon sensiblement constante l'oscillateur. Il serait cependant préférable de le faire débiter sur une charge adaptée absorbant sa puissance réelle et de coupler de façon variable cette dernière à un atténuateur; ce système éviterait le rayonnement des antennes.

Pendant la durée des mesures les oscillateurs sont placés à des distances suffisamment grandes des impédancemètres pour que tous les couplages parasites soient négligeables.

XI_{7,1} Générateur de 10^9 à 3.10^9 Hz.

Des oscillateurs avec tubes phares, à circuits coaxiaux concentriques, sont utilisables dans cette bande et nous pensons employer ultérieurement de cette façon des tubes R 243 de la Radiotechnique. Actuellement nous utilisons des magnétrons.

De 10^9 à $1,5.10^9$ Hz, nous nous servons du magnétron MV 201 (CSF), à ligne bifilaire extérieure de plaque. Le rendement est faible pour certaines fréquences et les manoeuvres sont peu commodes à fréquence variable. Le réglage dépend, en effet, de plusieurs paramètres: longueur de la ligne anodique, potentiel de plaque et intensité du champ magnétique. Pour les longueurs d'onde de 21,5 et 17,2cm nous utilisons les magnétrons M 20 et M 16 (CSF), à chauffage indirect,

montés dans un tronçon de guide. Ces magnétrons, très stables en fréquence et en puissance (plusieurs watts), sont d'un emploi très satisfaisant. Dans la bande des longueur d'onde de 10 à 20cm, nous utilisons un magnétron allemand R M D 2 à ligne bifilaire extérieure; la puissance H F obtenue est faible et les réglages délicats.

XI_{7,2} Montage d'un magnétron M₂₀, fig. XI₉.

Le champ magnétique est fourni par un aimant permanent formé de deux barreaux aimantés assemblés dans une culasse en fer doux. Un collier extérieur A permet d'orienter la cathode dans le champ magnétique; le réglage de cette orientation et celui de la position du court-circuit D permettent d'obtenir le maximum de puissance utilisable. L'énergie est rayonnée par l'extrémité ouverte du tronçon (équivalente à une charge fixe); une petite antenne, dont la position et l'orientation sont réglables, permet de prélever l'énergie H F nécessaire. Les détails de réalisation sont donnés fig. XI₁₀.

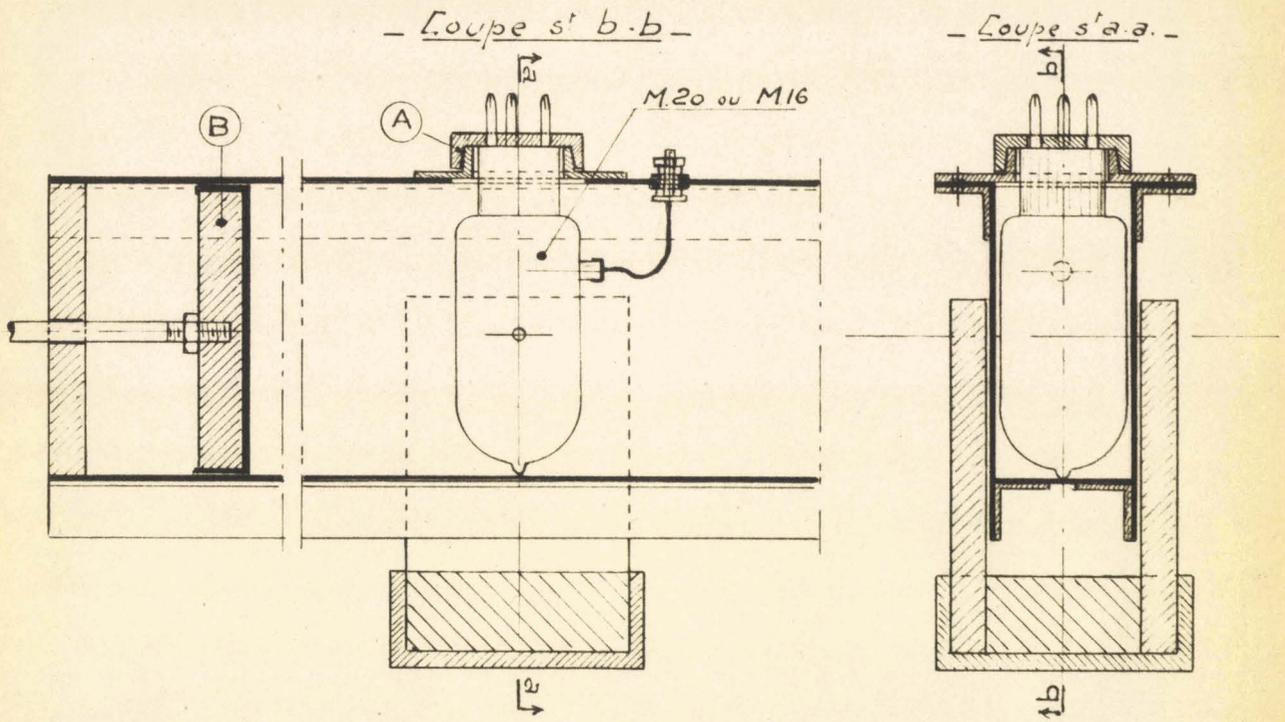
XI₈ Alimentation haute tension pour les tubes.

Trois blocs d'alimentation suffisent pour tous ces montages. Ils sont à tension de sortie variable (commande de primaire du transformateur par auto-transformateur). La tension du secteur est stabilisée par un régulateur. Une forte résistance mise en série avec la tension plaque suffit ordinairement pour obtenir un signal stable en fréquence et en amplitude. La fig. XI₁₁ donne un schéma de principe d'une alimentation simple pour tubes triodes.

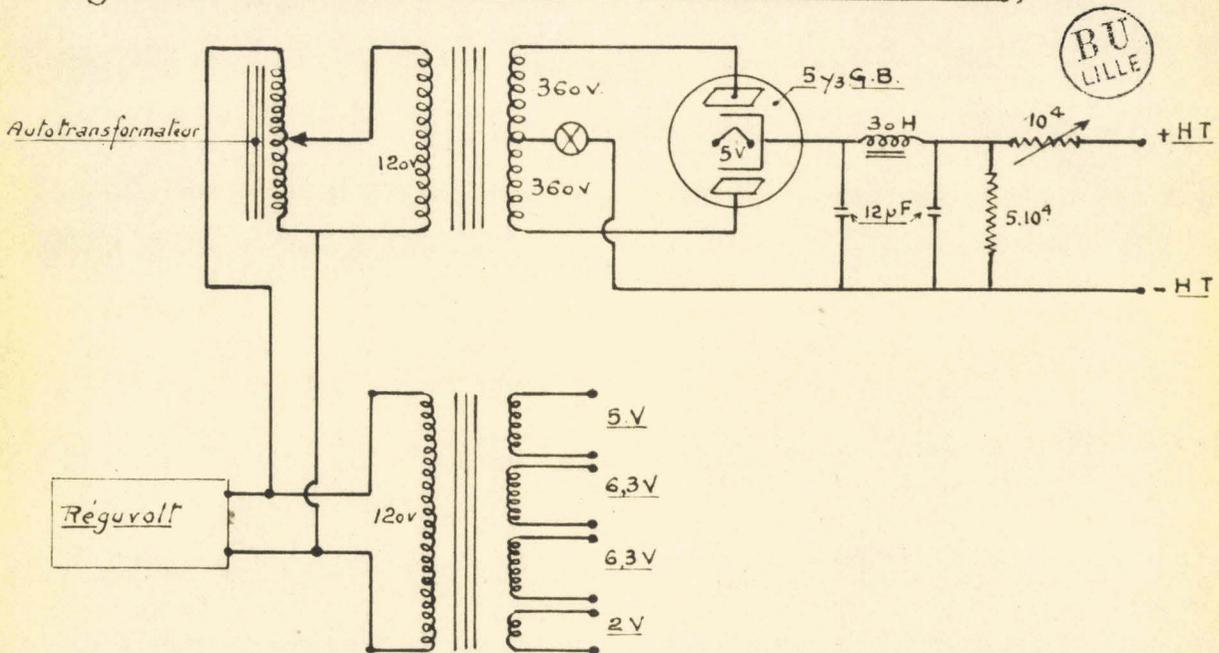
XI₉ Ondemètres.

Pour les fréquences de 10 à 40 MHz nous employons un ondemètre hétérodyne (Férisol). La fréquence de mesure est choisie voisine de celle d'un des harmoniques du quartz de référence; on améliore ainsi la précision de lecture. De 40 à 300 MHz nous utilisons des ondemètres à

- Fig XI₉ et XI₁₀ - Montage d'un Magnétron dans un élément de guide.



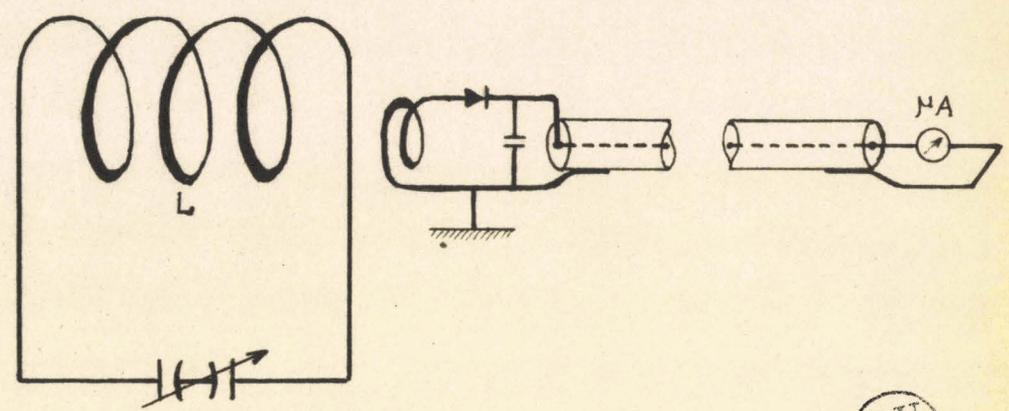
- Fig XI₁₁ - Schéma d'une alimentation (400 v; 100 m.A.) -



résonance. Le schéma de l'un d'eux est donné fig; XI₁₁. Leur valeur dépend de la qualité et de la fidélité des pièces employées pour leur réalisation et des coefficients de surtension des circuits utilisés. On a adopté des condensateurs CTL et papillon Aréna et des selfs en tube de cuivre rouge argenté; les connexions sont larges et soudées. Les courbes d'étalonnage sont obtenues par une méthode de battements (fig. XI₁₂). Un oscillateur variable de faible puissance est accroché (battement zéro) à l'harmonique d'un quartz; l'ondemètre couplé lâchement à cet oscillateur (alors parfaitement stable) donne un point d'étalonnage et l'on continue ainsi pour tous les harmoniques des quartz utilisés. Les points d'étalonnage sont vérifiés fréquemment, en particulier avant chaque série de mesures; la stabilité dans le temps s'est révélée suffisamment bonne; la précision de lecture est supérieure à 1/200.

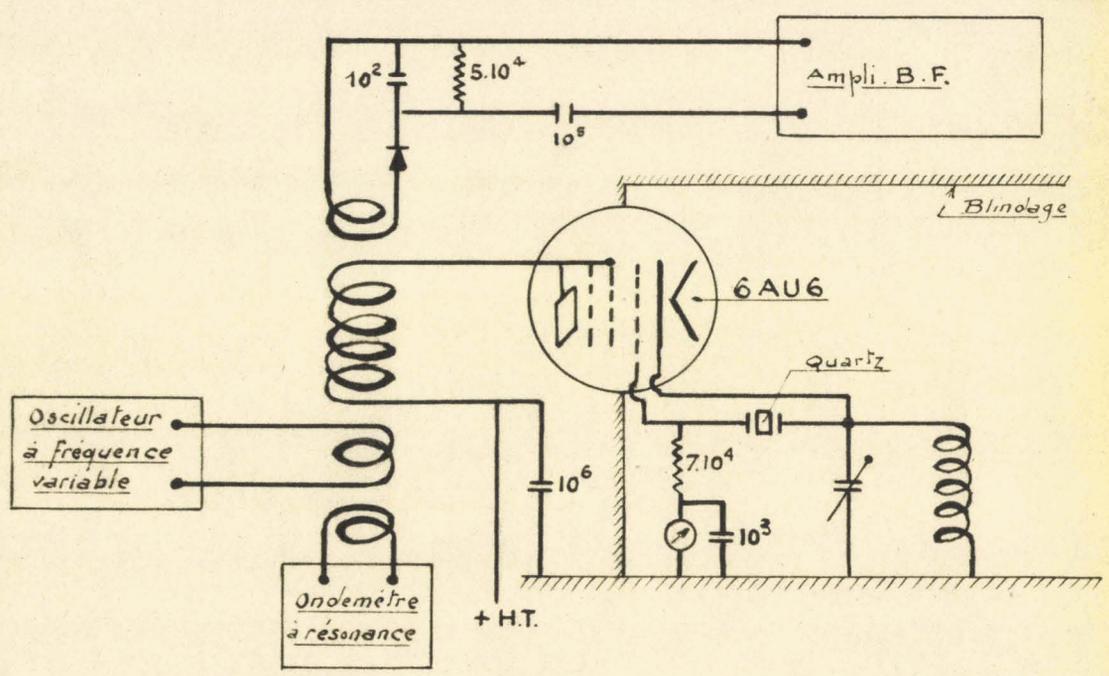
De 150 à 3000 MHz nous utilisons: 1°) nos lignes bifilaires blindées (coefficient de surtension supérieur à 1000), en déterminant les longueurs $(2K - 1) \frac{\lambda}{2}$ par différence; 2°) la ligne de mesure décrite au ch. IV. Pour les fréquences voisines de $3 \cdot 10^9$ Hz, nous utilisons un ondemètre à cavité (CSF).

— Fig. XI₁₂ — Schéma de principe d'un Ondemètre à résonance.



BU
LILLE

— Fig. XI₁₃ — Schéma du montage utilisé pour l'étalonnage des ondemètres à résonance.



TROISIEME PARTIE

ETUDE DES PROPRIETES DIELECTRIQUES DE QUELQUES ALCOOLS SATURES NORMAUX (HEPTANOL, OCTANOL, NONANOL, DECANOL).

Chapitre XII

Résultats des mesures de permittivité.

XII₁ Sommaire

Nous avons étudié la permittivité des alcools normaux en C₇, C₈, C₉, C₁₀ en fonction de la fréquence (de 10⁷ à 10¹⁰ hertz), à la température de 20°. Ces premières séries de mesures nous ont permis d'achever la mise au point des techniques décrites et d'apporter une contribution expérimentale aux discussions sur l'existence de différentes régions de dispersion et sur la valeur des fréquences critiques correspondantes.

XII₂ Echantillons utilisés.

Nous avons d'abord comparé, quant à leur pureté, des échantillons "produits purs" de différents fournisseurs.

La détermination de la température d'ébullition (distillation sous vide), celle de ϵ' à 10⁶ Hz par une méthode très précise (doubles battements) I 76 I et celle de l'indice de réfraction n_D des parties de tête, de coeur et de queue du distillat, donnent des indications sur la pureté de l'échantillon. Nous avons utilisé (après plusieurs distillations) l'heptanol et l'octanol des établissements EASTMAN & PROLABO. Le nonanol a été préparé par synthèse au laboratoire de chimie organique de la faculté (1) et nous avons également utilisé un échantillon spécialement préparé par les Etablissements MERKA. Le décanol était un produit, plusieurs fois distillé, des Laboratoires du Bois de

(1) Il nous est agréable d'en remercier ici Monsieur le Professeur NORMANT, directeur de ce laboratoire.

Boulogne ainsi qu'un échantillon EATSMAN.

Cinquante grammes de chacun de ces produits suffisent pour une série de mesures complète, de 10^7 à 10^{10} Hz. Avant chaque série de mesures les échantillons, distillés sous vide avec soin, sont fractionnés et introduits dans des petits flacons bouchés à l'émeri. Ceci permet d'introduire dans une nouvelle cellule de mesure un produit non souillé. Après usage les cellules sont rincées avec soin à l'acétone, séchées, rincées à l'éther, séchées de nouveau, puis rincées avec un échantillon du liquide à étudier et l'échantillon définitif est ensuite introduit.

XII₃ Méthode de mesure.

On utilise, de $5 \cdot 10^7$ à $5 \cdot 10^9$ Hz, l'impédancemètre coaxial décrit au ch. IV avec les cellules des types C₁, C₂, C₃; de 10^7 à $5 \cdot 10^7$ Hz celui décrit au ch. V et pour la fréquence $9,46 \cdot 10^9$ Hz une ligne de mesure de taux d'ondes stationnaires avec cellule court-circuitée ($h = 2\text{cm}$). Toutes les mesures sont effectuées avec le même cristal détecteur. A une fréquence déterminées on étudie successivement les quatre alcools avec la même cellule; on obtient ainsi les variations de ϵ' et ϵ'' (en fonction du nombre d'atomes de carbone dans la molécule) avec le minimum d'erreur.

Les résultats sont rassemblés dans le tableau XII₁ et les graphiques XII₂ et XII₃.

XII₄ Erreurs sur les mesures

Les erreurs sont imputables :

1°) à l'imprécision sur la température de l'échantillon; les différentes séries de mesures sont effectuées dans une pièce maintenue à $20 \pm 1^\circ$. Cette imprécision peut, dans certains cas, introduire une erreur importante (plusieurs %) sans qu'il soit possible d'en tenir compte

dans les calculs; ceci montre la nécessité d'utiliser des cellules dans lesquelles le diélectrique (mauvais conducteur de la chaleur) se place le plus près possible d'une paroi métallique.

2°) aux mesures elles-mêmes; on introduit les différents éléments de la mesure dans les calculs d'erreurs.

On peut en outre, obtenir l'ordre de grandeur d'une erreur moyenne en effectuant sur chaque échantillon des mesures à la même fréquence en utilisant des cellules différentes et en modifiant les conditions expérimentales; pour des mesures réalisées en une dizaine de mois, on obtient une erreur moyenne de 1 à 4% sur ϵ' de 2 à 6% sur ϵ'' .

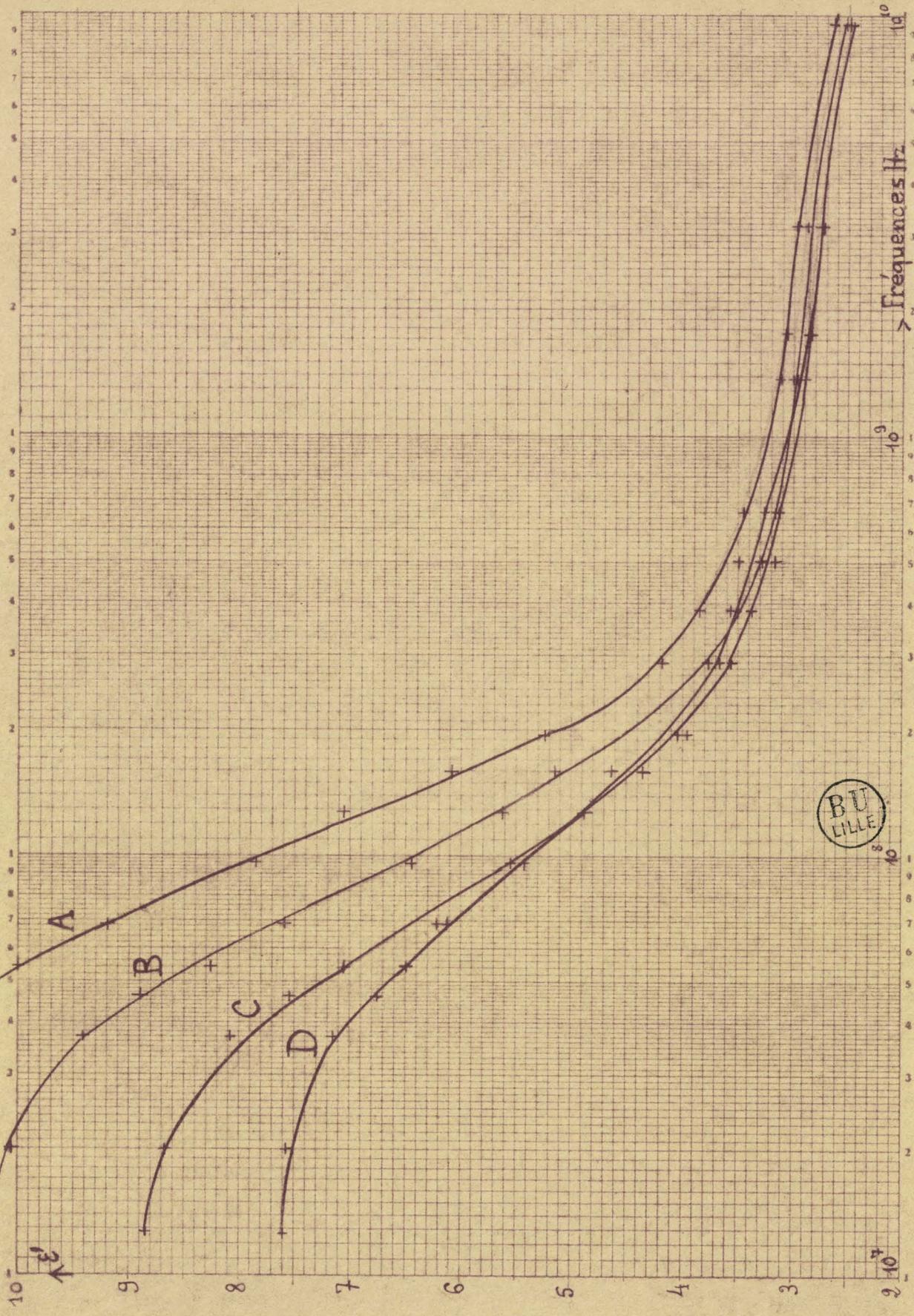
Les résultats du tableau XII₁ tiennent compte de ces ordres de grandeur.

Remarque: L'indétermination sur la température exacte du diélectrique, les impuretés existant dans les échantillons utilisés, les imprécisions qu'introduisent certaines méthodes de mesure expliquent sans doute la diversité des valeurs numériques obtenues, pour les mêmes corps, par différents expérimentateurs; lorsque les résultats sont différents de plus de 5%, il y aurait certainement intérêt à pratiquer entre les laboratoires des échanges d'échantillon.

Fréquences	λ	Heptanol	Octanol	Nonanol	Décanol
$1 \cdot 10^6$ Hz		$\varepsilon' = 11,70^{+0,10}$	$10,35^{+0,10}$	$9,05^{+0,10}$	$7,75^{+0,10}$
$1,26 \cdot 10^7$		$\varepsilon' = 11,6^{+0,20}$ $\varepsilon'' = 0,94^{-0,05}$	$10,25^{+0,20}$ $0,94^{-0,05}$	$8,85^{+0,20}$ $0,94^{-0,05}$	$7,6^{+0,20}$ $0,72^{-0,05}$
$2,0 \cdot 10^7$		$\varepsilon' = 11,45^{+0,20}$ $\varepsilon'' = 1,64^{+0,10}$	$10,05^{+0,20}$ $1,44^{+0,10}$	$8,68^{+0,20}$ $1,47^{+0,10}$	$7,56^{+0,20}$ $0,97^{+0,10}$
$3,7 \cdot 10^7$		$\varepsilon' = 10,9^{+0,20}$ $\varepsilon'' = 2,70^{+0,10}$	$9,41^{+0,20}$ $2,64^{+0,10}$	$8,04^{+0,15}$ $2,30^{+0,10}$	$7,15^{+0,15}$ $1,74^{-0,10}$
$4,6 \cdot 10^7$		$\varepsilon' = 10,43^{+0,20}$ $\varepsilon'' = 3,10^{+0,15}$	$8,90^{+0,20}$ $2,97^{+0,15}$	$7,53^{+0,15}$ $2,67^{+0,15}$	$6,76^{+0,15}$ $1,86^{-0,15}$
$5,42 \cdot 10^7$		$\varepsilon' = 10,0^{+0,15}$ $\varepsilon'' = 3,48^{+0,15}$	$8,26^{+0,15}$ $3,24^{+0,15}$	$7,04^{+0,15}$ $2,86^{+0,15}$	$6,5^{+0,15}$ $2,08^{+0,15}$
$6,96 \cdot 10^7$		$\varepsilon' = 9,2^{+0,15}$ $\varepsilon'' = 4^{-0,20}$	$7,6^{+0,15}$ $3,6^{-0,20}$	$6,22^{+0,15}$ $2,95^{+0,15}$	$6,06^{+0,15}$ $2,16^{+0,15}$
$9,6 \cdot 10^7$		$\varepsilon' = 7,86^{+0,15}$ $\varepsilon'' = 4,21^{+0,20}$	$6,45^{+0,15}$ $3,70^{+0,20}$	$5,55^{+0,15}$ $3,02^{-0,20}$	$5,41^{+0,15}$ $2,32^{-0,15}$
$12,95 \cdot 10^7$		$\varepsilon' = 7,05^{+0,15}$ $\varepsilon'' = 4,22^{+0,20}$	$5,61^{+0,12}$ $3,64^{+0,15}$	$4,89^{+0,12}$ $2,90^{+0,15}$	$4,89^{+0,12}$ $2,22^{+0,15}$
$0,160 \cdot 10^9$		$\varepsilon' = 6,09^{+0,15}$ $\varepsilon'' = 4,13^{+0,20}$	$5,13^{+0,12}$ $3,28^{+0,15}$	$4,37^{+0,12}$ $2,54^{+0,15}$	$4,42^{+0,12}$ $2,09^{+0,15}$
$0,196 \cdot 10^9$		$\varepsilon' = 5,25^{+0,15}$ $\varepsilon'' = 3,71^{+0,15}$	$4,49^{+0,15}$ $2,85^{+0,10}$	$3,96^{+0,10}$ $2,15^{-0,10}$	$4,05^{+0,10}$ $1,84^{-0,10}$
$0,288 \cdot 10^9$		$\varepsilon' = 4,19^{+0,10}$ $\varepsilon'' = 2,94^{+0,15}$	$3,77^{+0,10}$ $2,24^{+0,12}$	$3,55^{+0,10}$ $1,86^{-0,10}$	$3,68^{+0,10}$ $1,55^{-0,10}$
$0,381 \cdot 10^9$		$\varepsilon' = 3,85^{+0,10}$ $\varepsilon'' = 2,53^{+0,10}$	$3,54^{+0,10}$ $1,89^{+0,10}$	$3,38^{+0,10}$ $1,48^{+0,10}$	$3,50^{+0,10}$ $1,36^{+0,10}$
$0,503 \cdot 10^9$	60,15 cm	$\varepsilon' = 3,49^{+0,10}$ $\varepsilon'' = 1,94^{+0,10}$	$3,30^{+0,10}$ $1,40^{+0,10}$	$3,17^{+0,10}$ $1,13^{-0,10}$	$3,32^{+0,10}$ $1,14^{-0,10}$
$0,684 \cdot 10^9$	43,8	$\varepsilon' = 3,44^{+0,07}$ $\varepsilon'' = 1,70^{+0,06}$	$3,14^{+0,07}$ $1,27^{+0,06}$	$3,12^{+0,07}$ $0,99^{+0,06}$	$3,24^{+0,07}$ $0,95^{+0,06}$
$1,390 \cdot 10^9$	21,6	$\varepsilon' = 3,12^{+0,08}$ $\varepsilon'' = 1,09^{+0,05}$	$2,99^{+0,08}$ $0,76^{+0,05}$	$2,90^{+0,08}$ $0,60^{+0,05}$	$2,97^{+0,08}$ $0,67^{+0,05}$
$1,74 \cdot 10^9$	17,23	$\varepsilon' = 3,09^{+0,10}$ $\varepsilon'' = 0,88^{+0,05}$	$2,85^{+0,10}$ $0,68^{+0,05}$	$2,84^{+0,10}$ $0,56^{+0,05}$	$2,86^{+0,10}$ $0,57^{+0,05}$
$3,17 \cdot 10^9$	9,46	$\varepsilon' = 2,99^{+0,10}$ $\varepsilon'' = 0,66^{+0,05}$	$2,87^{+0,10}$ $0,52^{+0,05}$	$2,72^{+0,10}$ $0,46^{+0,05}$	$2,72^{+0,10}$ $0,45^{+0,05}$
$9,46 \cdot 10^9$	3,17	$\varepsilon' = 2,62^{+0,12}$ $\varepsilon'' = 0,36^{+0,04}$	$2,52^{+0,12}$ $0,284^{+0,03}$	$2,47^{+0,12}$ $0,25^{+0,03}$	$2,49^{+0,12}$ $0,26^{+0,03}$

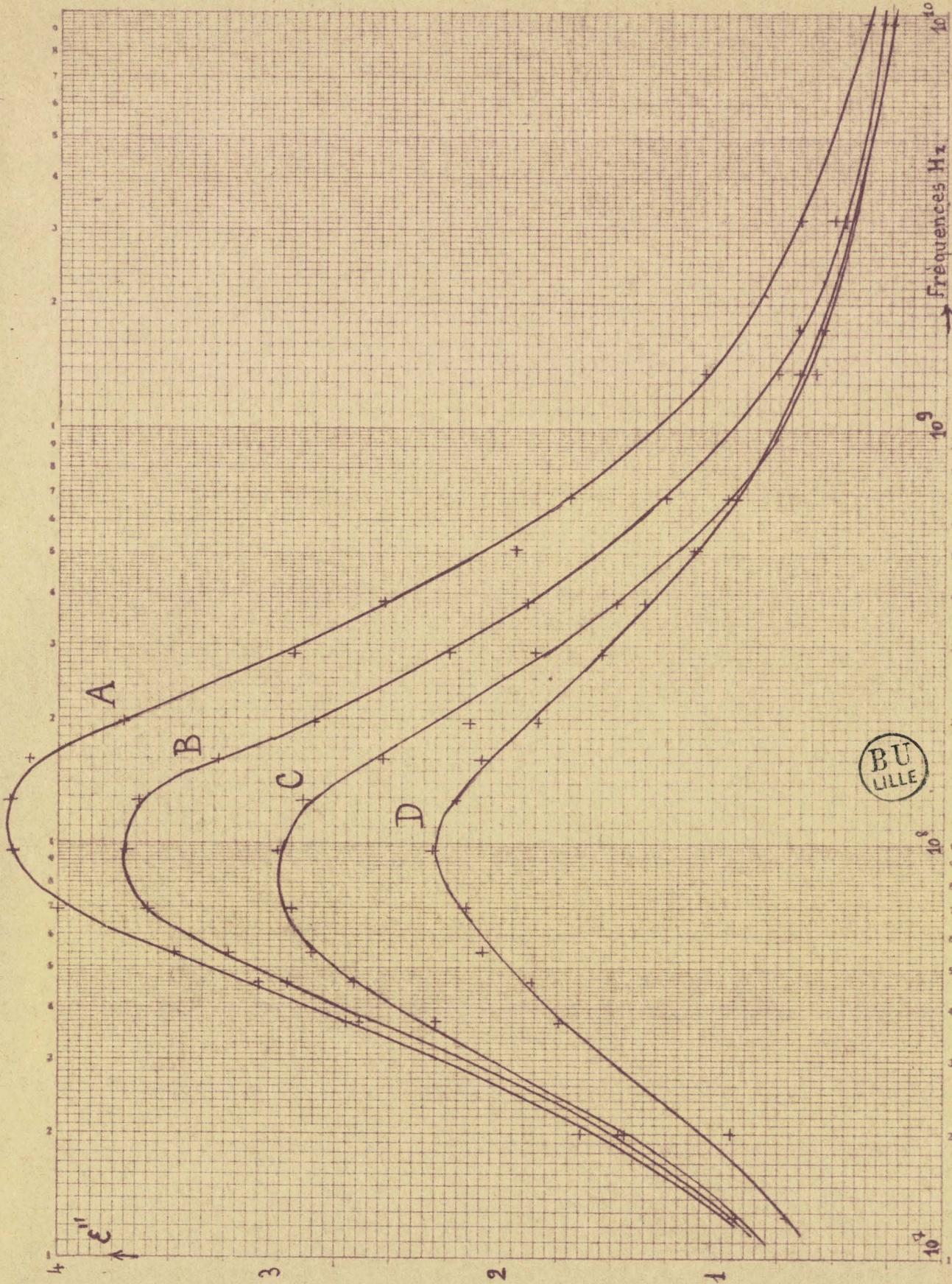
TOUCHON-LEPAGE PARIS EDITEUR

QUADRILLE SEULEMENT AVEC UN SEUL MODÈLE



A : Heptanol - 1 ; B : Octanol - 1 ; C : Nonanol - 1 ; D : Décanol - 1 ;

$t = 20,5 \pm 0,5^\circ\text{C}$



A : Heptanol - 1 ; B : Octanol - 1 ; C : Nonanol - 1 ; D : Décanol - 1 ;
 t = 20,5 ± 0,5 °C

Graphique XII

Chapitre XIII

INTERPRETATION DES RESULTATS

Nous rappelons brièvement au début de ce chapitre les grandes lignes de la théorie de DEBYE; nous interprétons ensuite nos résultats dans le cadre de cette théorie.

XIII₁ Influence générale du champ électrique sur la molécule.

La molécule, constituée de particules électrisées, a dans un champ électrique un comportement caractérisé par la valeur de la permittivité complexe ϵ^* ; il est utile de relier cette dernière aux grandeurs moléculaires; on le fait souvent en introduisant la notion de "polarisation" en désignant par ce terme la somme des moments électriques par unité de volume de diélectrique.

Sous l'action du champ électrique les constituants de la molécule subissent diverses actions: les déplacements des électrons par rapport aux noyaux sont perturbés (polarisation électronique; P_e), les noyaux atomiques et les ions existant dans le milieu sont soumis à des forces (polarisation atomique; P_a); si le diélectrique contient des molécules ayant chacune un dipôle permanent, elles s'orientent dans le sens du champ (polarisation d'orientation; P_o). Tous ces effets se manifestent dans les champs hertziens, mais, seuls, les dipôles y donnent des zones de dispersion anormale (une interprétation en est fournie par la théorie de DEBYE). Les fréquences correspondant à cette polarisation d'orientation varient beaucoup avec les dimensions de la molécule, l'état du diélectrique et la température; au delà des ondes millimétriques les dipôles présentent trop d'inertie et leur orientation n'est plus guère possible. Les fréquences propres des effets donnant la polarisation atomique sont ordinairement situés dans l'infra-rouge; dans le visible

et l'ultra-violet, seules les manifestations correspondant à la polarisation électronique restent possibles.

Si la substance n'est pas dipolaire et en admettant que le champ électrostatique local soit celui de Lorentz (dû uniquement au champ appliqué et aux actions exercées par les charges superficielles) chaque molécule, de forme supposée sphérique, acquiert un moment proportionnel au champ et on obtient, en désignant par M la masse moléculaire, par d la densité et par ϵ_0 la constante diélectrique statique ;

$$P_e + P_a = \frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \frac{M}{d} \quad \text{(XIII}_1\text{)}$$

Ces polarisations sont théoriquement indépendantes de l'état physique du corps, de la température, de la pression; l'expérience montre qu'il en est bien ainsi pour les corps non polaires.

XIII₂ Polarisation des corps polaires

Les molécules ayant un dipôle permanent μ présentent une dissymétrie de répartition des charges électriques, En l'absence de champ extérieur, l'agitation thermique suffit pour éviter toute direction privilégiée; l'établissement du champ détruit les symétries moyennes et oriente un nombre plus ou moins important de dipôles; cette action est proportionnelle au champ local et on est conduit, suivant la théorie de Debye à la relation :

$$P_e + P_a + P_o = P_e + P_a + \frac{4 \pi N}{9} \cdot \frac{\mu^2}{k T} = \frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \cdot \frac{M}{d} \quad \text{(XIII}_2\text{)}$$

(T température absolue, N nombre d'Avogadro, k constante de Boltzman).

La pente de la droite représentant P_o en fonction de $\frac{1}{T}$ permet de déterminer μ . Les résultats obtenus pour les gaz et certaines solutions diluées de corps polaire dans des solvants non polaires sont en parfaite concordance avec (XIII₂), mais pour beaucoup de

liquides la relation n'est pas vérifiée il faut alors tenir compte des interactions moléculaires. En effet, si certains liquides peuvent être considérés comme des gaz fortement condensés et justifient les lois fondamentales de l'état gazeux (liquides non polaires en particulier) d'autres s'apparentent mieux aux cristaux et les dipôles y constituent des associations régulières, limitées dans le temps et dans l'espace mais suffisantes pour que le liquide présente des propriétés "quasi-cristallines"; ceci existe en particulier pour les corps contenant le groupement O H (eau, alcools, etc...). Il est difficile, dans ce cas, d'admettre que le champ local est celui de Lorentz et de représenter l'action de la température par un facteur proportionnel à $k T$.

XIII₃ Action d'un champ alternatif sinusoïdal sur la molécule.

Il est alors commode d'introduire la notion de temps de relaxation τ qu'on peut interpréter comme le temps nécessaire pour qu'un diélectrique polaire, préalablement soumis longtemps à un champ constant, ait à nouveau ses dipôles distribués au hasard. On observe une absorption d'énergie par frottement visqueux (zone de dispersion anormale) pour $f \approx \frac{1}{\tau}$ (f fréquence du champ électrique appliqué).

Quand la substance est placée dans ce champ alternatif, de fréquence f la relation (XIII₂) devient :

$$P_e + P_a + P_o = \frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \frac{M}{d} = P_e + P_a + \frac{4 \pi N \mu^2}{9 k T} \cdot \frac{1}{1 + j\omega\tau} \quad \text{(XIII}_3\text{)}$$

Pour discuter les résultats expérimentaux il est commode de faire apparaître dans les formules les valeurs de la permittivité du diélectrique correspondant au champ électrique de fréquence nulle ϵ_0 et de fréquence "infinie" ϵ_∞ , ainsi que la permittivité complexe

$\epsilon'' = \epsilon' - j\epsilon''$ et la fréquence critique f_c (elle correspond à la fréquence du champ électrique donnant la plus grande absorption d'énergie: ϵ'' maximum). Ces grandeurs: $\epsilon_0, \epsilon_\infty, \epsilon', \epsilon'', f_c$ semblent les plus intéressantes à introduire dans les relations parce qu'elles sont directement accessibles expérimentalement. Avec ces nouvelles notations et à partir de (XIII₃) on obtient :

$$\epsilon' = \epsilon_\infty + \frac{\epsilon_0 + \epsilon_\infty}{1 + (f/f_c)^2} \quad \text{(XIII}_4\text{)}$$

$$\epsilon'' = \frac{\epsilon_0 - \epsilon_\infty}{1 + (f/f_c)^2} \cdot (f/f_c)^2 \quad \text{(XIII}_5\text{)}$$

et pour ϵ'' en fonction de ϵ' :

$$\left[\epsilon' - \frac{\epsilon_0 + \epsilon_\infty}{2} \right]^2 + \epsilon''^2 = \left[\frac{\epsilon_0 - \epsilon_\infty}{2} \right]^2 \quad \text{(XIII}_6\text{)}$$

La représentation correspondante à la formule (XIII₆) est appelée: diagramme de Cole et Cole I 9 II; les intersections du demi-cercle avec l'axe $O\epsilon'$ donnent ϵ_0 et ϵ_∞ ; le maximum de ϵ'' correspond à la fréquence critique. Lorsqu'il y a une "distribution" des temps de relaxation (plusieurs fréquences critiques) la représentation de ϵ'' en fonction de ϵ' est souvent un arc de cercle qui a son centre C_2 en-dessous de l'axe $O\epsilon'$. Cole et Cole ont montré que l'on pouvait prendre l'angle $\epsilon'O C_2$ comme paramètre caractérisant la distribution des temps de relaxation autour de la valeur la plus probable.

La théorie de Debye dont nous venons de rappeler les grandes lignes s'est révélée insuffisante pour expliquer tous les résultats fournis par l'expérience. Remarquons qu'elle néglige tous les phénomènes d'interaction et repose sur des hypothèses de base très restrictives. Aussi ultérieurement I 4 I Debye lui-même introduisit la notion de "rotation gênée" de la molécule dans le milieu ambiant. Onsager I 6 I tint compte de l'interaction moléculaire à grande

distance et obtint pour le champ local une expression différente; Fröhlich I II I démontra des théorèmes généraux reliant la constante diélectrique statique aux caractéristiques du milieu et généralisa une interprétation des courbes de résonance et d'absorption; Kirkwood I 8 I, utilisant la mécanique statistique, établit une théorie permettant une étude quantitative exacte du comportement des diélectriques dans tous les cas où la structure moléculaire est connue. Toutes ces théories dans le développement, même succinct, débordent le cadre de ce travail, aboutissent à des expressions compliquées dont la comparaison avec les résultats expérimentaux est souvent difficile.

XIII₄ Théorie de M. BAUER

M. BAUER I 10 I a proposé pour les liquides une théorie qui est l'extension de celle permettant d'expliquer la dispersion dans les cristaux. Elle est basée sur l'existence de barrières de potentiel; on introduit dans les calculs la hauteur de ces barrières et les grandeurs énergétiques: entropie et énergie libre d'activation. Les temps de relaxation mesurent la durée de vie des complexes microcristallins. Suivant M. BAUER I 64 I, les dipôles effectuent (dans un champ local de Lorentz, aux fréquences très élevées) des librations dans le champ de leurs voisins et se comportent comme dans le cristal. Pendant un certain "temps moyen" supérieur à la période du champ ils ne peuvent passer par-dessus la barrière de potentiel et on observe seulement une polarisation de libration. Aux fréquences plus faibles, il arrive un moment où la structure locale se disloque. Le dipôle peut alors tourner librement et prendre une nouvelle orientation d'équilibre, soit par rapport aux mêmes molécules soit par rapport à d'autres. C'est l'effondrement de la barrière de potentiel qui permet la polarisation d'orientation.

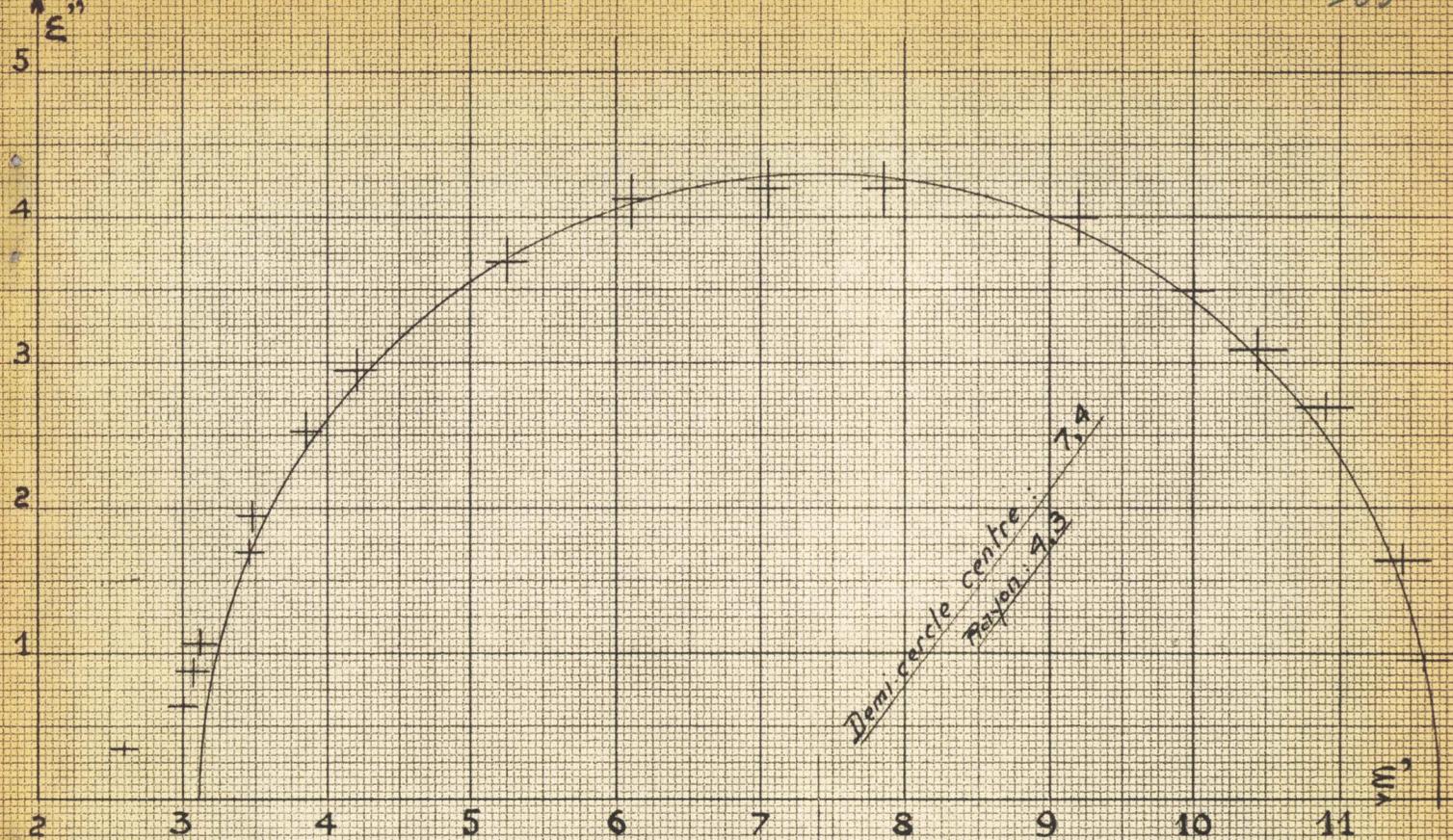
Dans un champ local d'Onsager intervient, aux fréquences correspondant à la dispersion anormale, un mécanisme analysé par Kirkwood et Oster: un dipôle (une molécule centrale) changeant d'orientation sous l'influence du champ électrique entraîne dans sa rotation un groupe de molécules voisines (auxquelles il est attaché par suite de leur interaction) ce qui donne, dans l'ensemble, un complexe portant un moment apparent supérieur au moment moléculaire. Mais il faut pour cela que les molécules puissent être arrachées au champ de leurs propres voisines qui tend à les maintenir en place; il faut donc qu'elles aient le temps, pendant une période, de sauter par translation d'une position à une position voisine dans le liquide. Dans les deux images, la fréquence critique dans les liquides est liée à la durée moyenne de passage d'une molécule par translation d'un "trou de potentiel" à un "trou de potentiel" voisin.

XIII₅ Interprétation de nos résultats

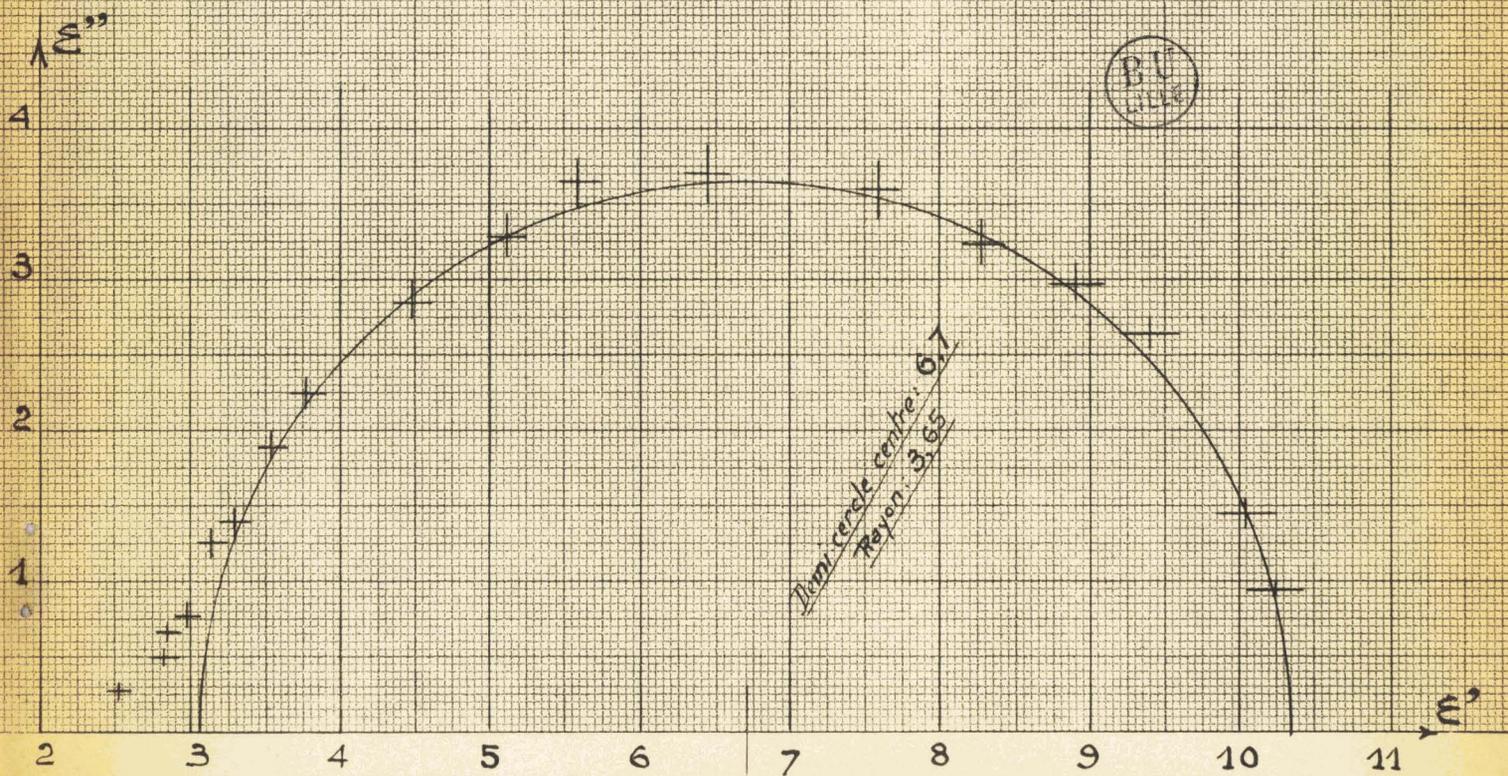
Les graphiques XIII₁ à XIII₄ représentent les diagrammes de Cole et Cole établis à partir des résultats du tableau XII₁. Sur les graphiques XIII₅ à XIII₁₂, nous avons tracé les courbes théoriques de Debye (relations XIII₄ et XIII₅) ajustées au mieux en choisissant des valeurs convenables de f_c et ϵ_∞ .

On peut faire quelques remarques sur l'ensemble de ces courbes.

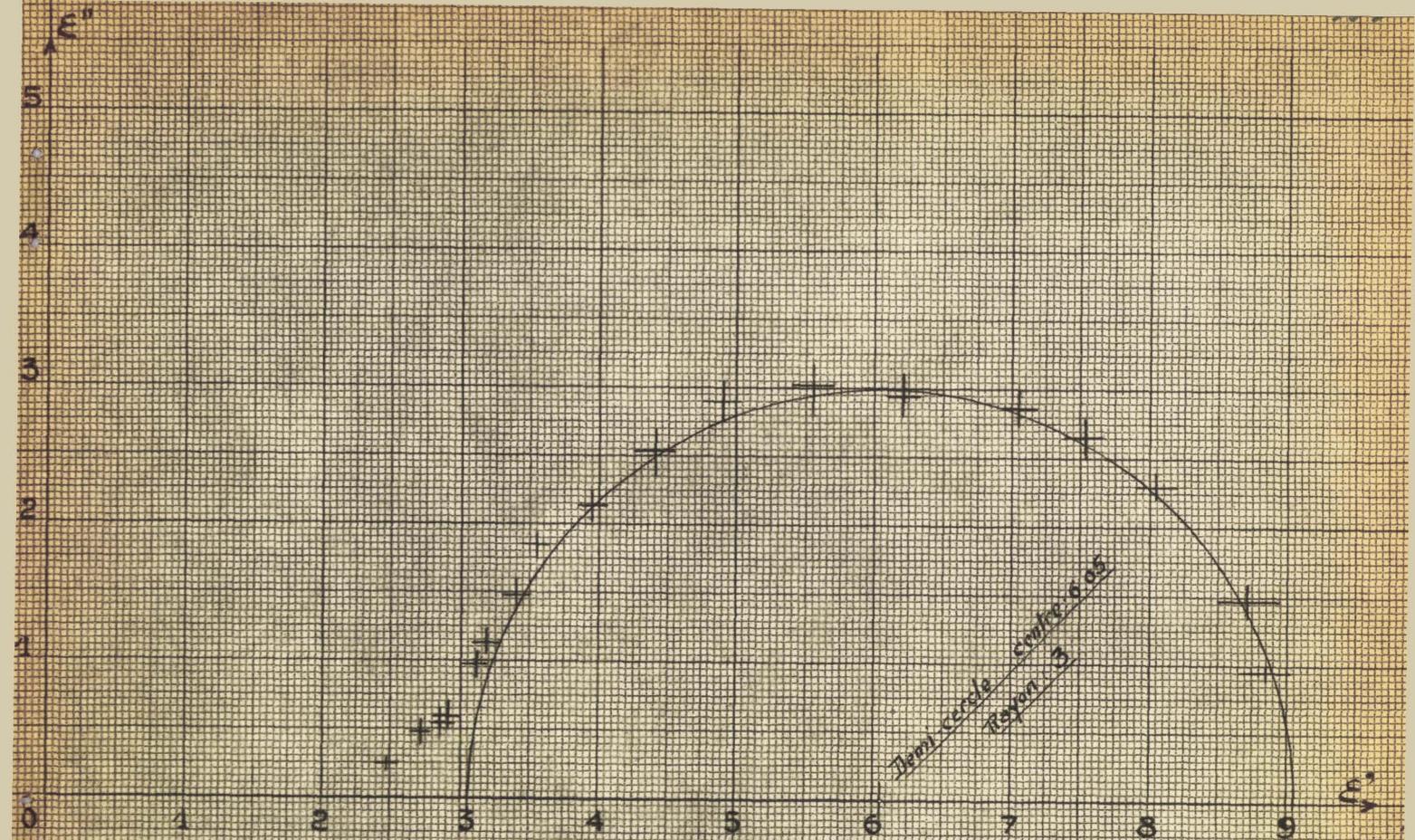
I°) Fréquences inférieures à 300 MHz ($\lambda > 1$ mètre). Les courbes théoriques coïncident bien avec les courbes expérimentales (ϵ_{oc1} étant d'ailleurs beaucoup plus grand que n_D^2). Les écarts observés n'excèdent jamais les erreurs de mesure.



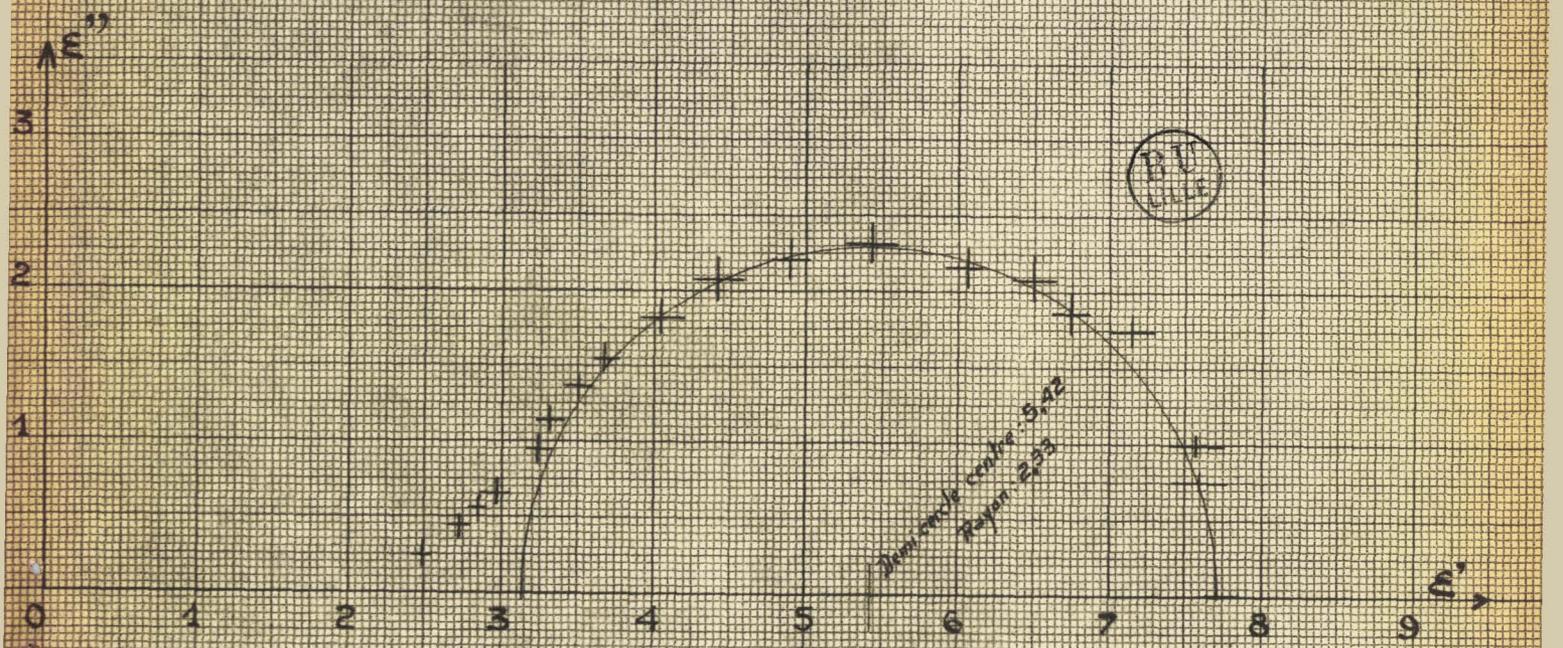
Graphique XIII₁ - Heptanol-1 - $t = 20.5 \pm 0.5^\circ$



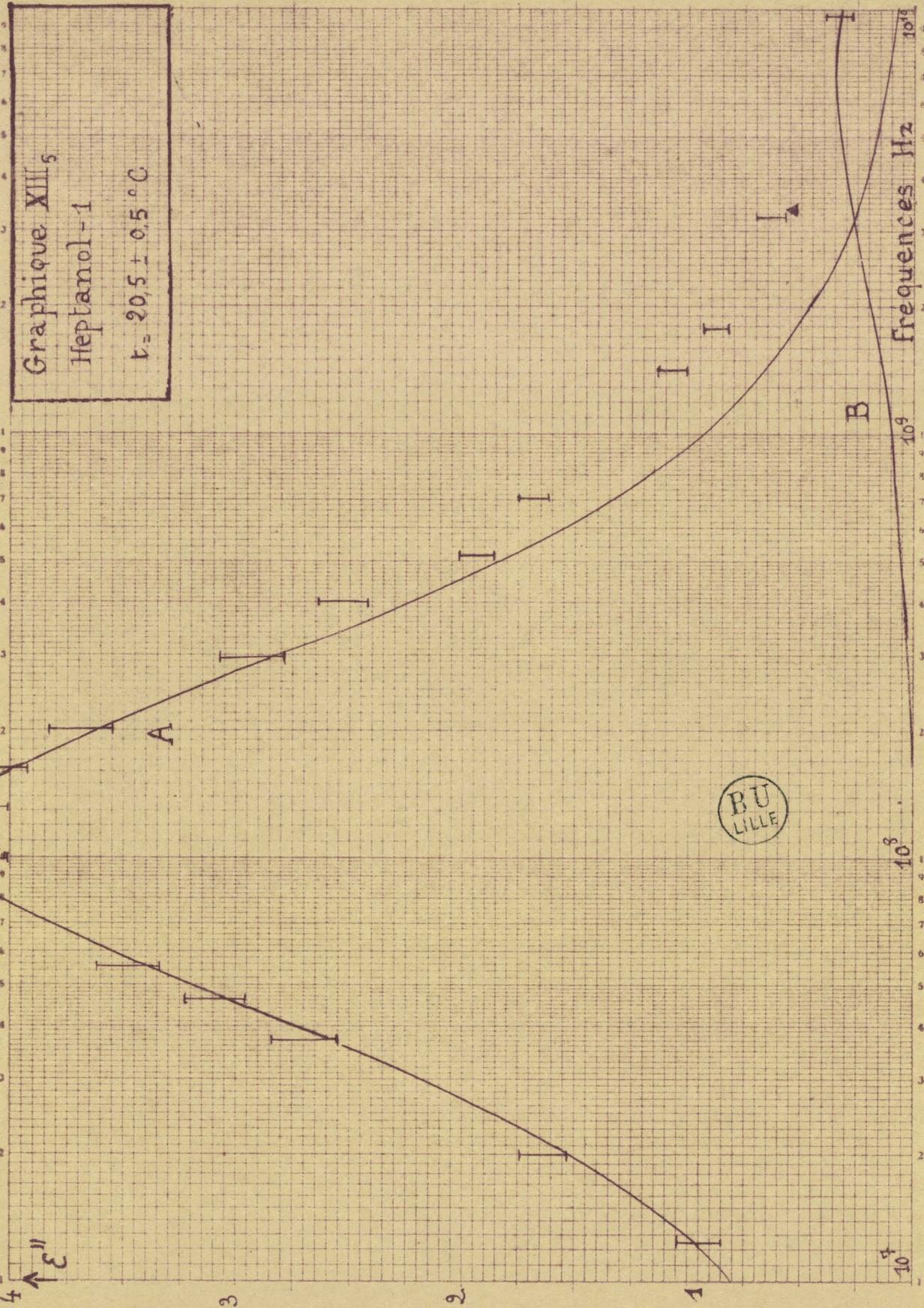
Graphique XIII₂ - Octanol-1 - $t = 20.5 \pm 0.5^\circ$



Graphique XIII₃ — Nonanol-1. $t = 20.5 \pm 0.5^\circ$



Graphique XIII₄ — Décanol-1. $t = 20.5 \pm 0.5^\circ$



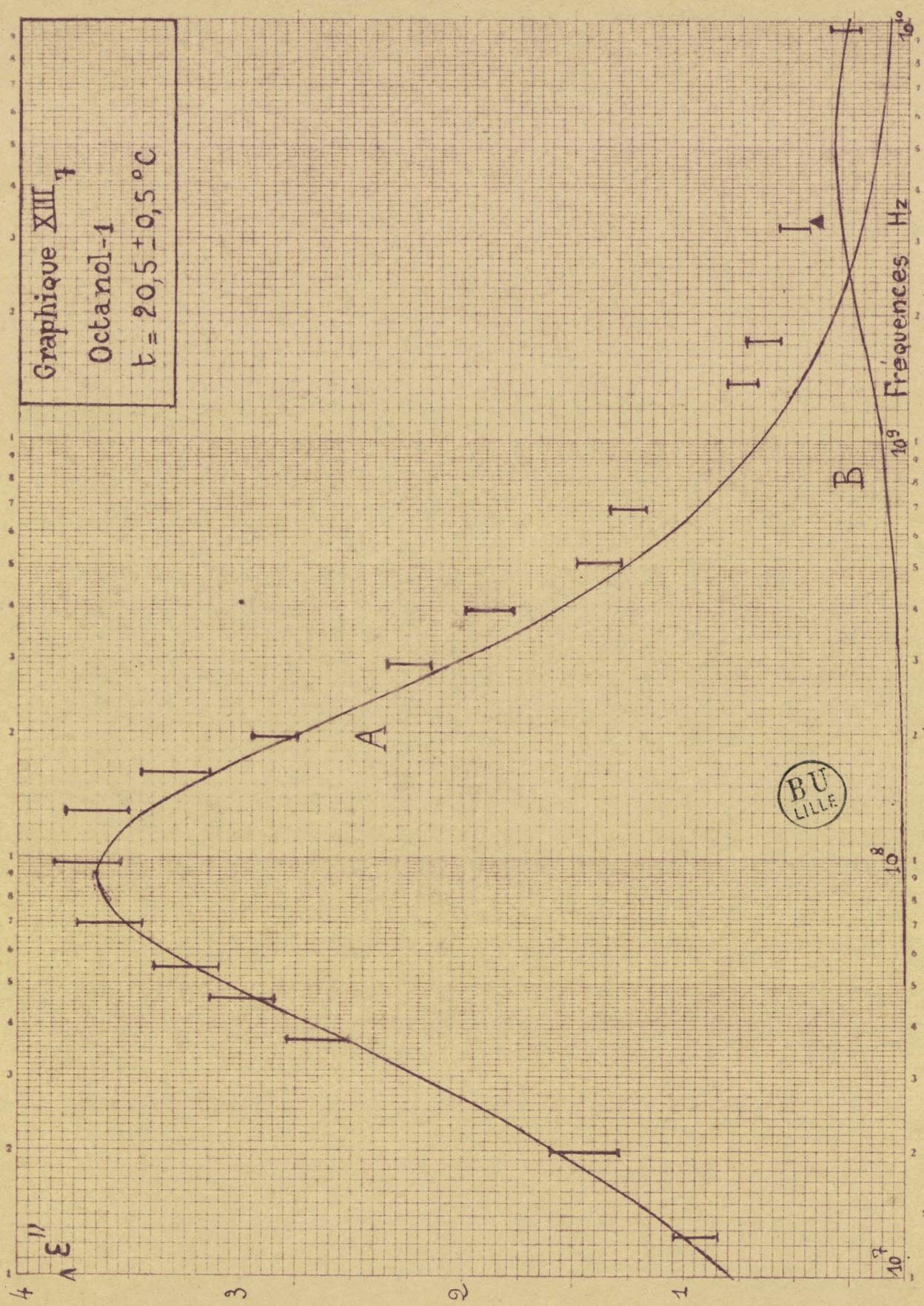
Graphique XIII₅
 Heptanol-1
 $t = 20,5 \pm 0,5 \text{ } ^\circ\text{C}$



$$A \quad \epsilon'' = \frac{\epsilon_{0,1} - \epsilon_{\infty,1}}{1 + \left(\frac{f}{f_{c,1}}\right)^2} \quad f_{c,1} = 1,10 \cdot 10^8 \text{ Hz.} \quad B \quad \epsilon'' = \frac{\epsilon_{0,2} - \epsilon_{\infty,2}}{1 + \left(\frac{f}{f_{c,2}}\right)^2} \quad f_{c,2} = 7 \cdot 10^9 \text{ Hz}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{I ce travail} \\ \blacktriangle [67] \end{array} \right.$$

Graphique XIII₇
 Octanol-1
 t = 20,5 ± 0,5 °C



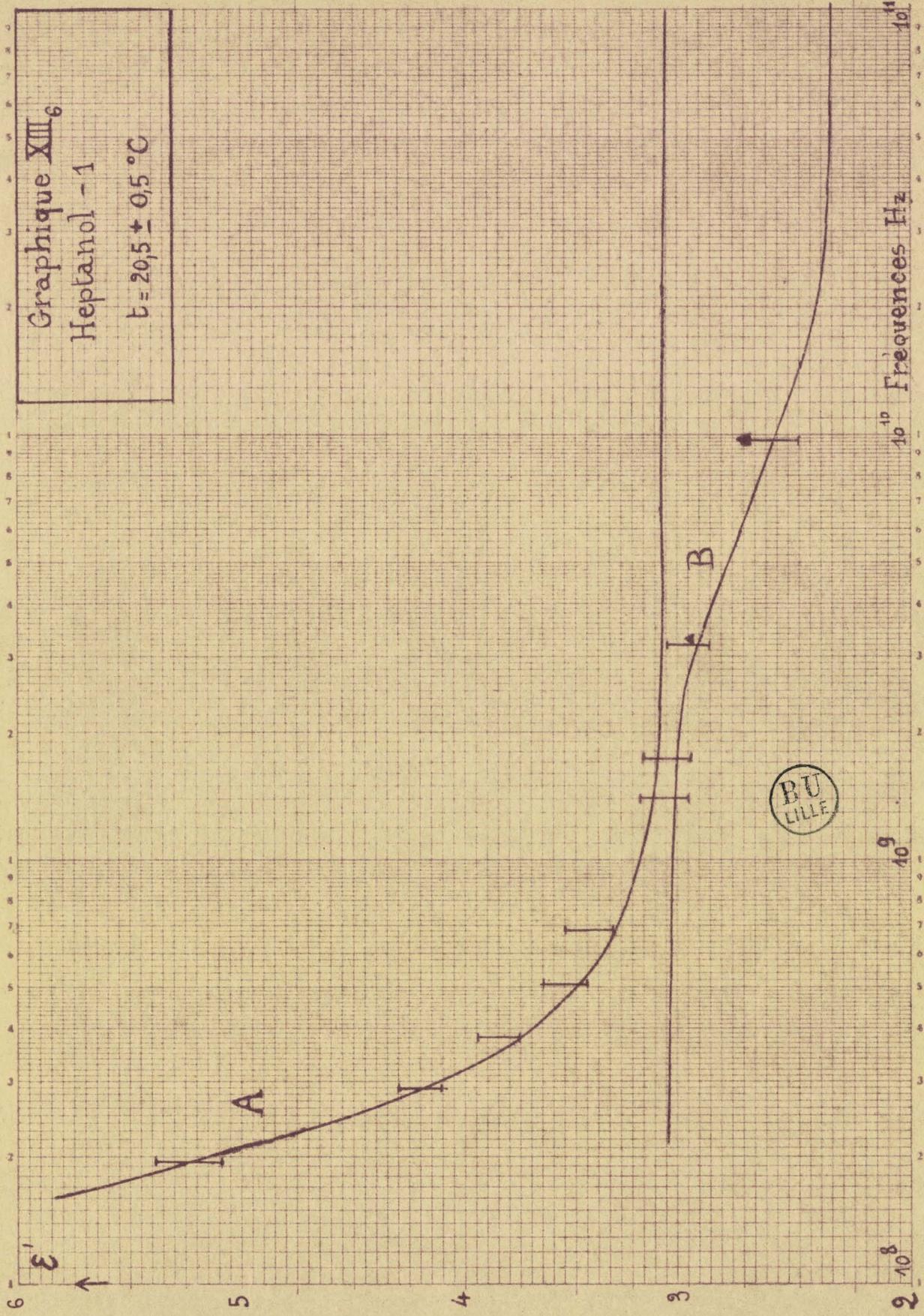
BU
LILLE

$$A \quad \epsilon'' = \frac{\epsilon_0 - \epsilon_{\infty 1}}{1 + (f/f_{c1})^2} \quad f_{c1} = 0,9 \cdot 10^8 \text{ Hz}$$

$$B \quad \epsilon'' = \frac{\epsilon_{02} - \epsilon_{\infty 2}}{1 + (f/f_{c2})^2} \quad f_{c2} = 5 \cdot 10^9 \text{ Hz}$$

| ce travail
 ▲ [67]

Graphique XIII₆
 Heptanol -1
 t = 20,5 ± 0,5 °C



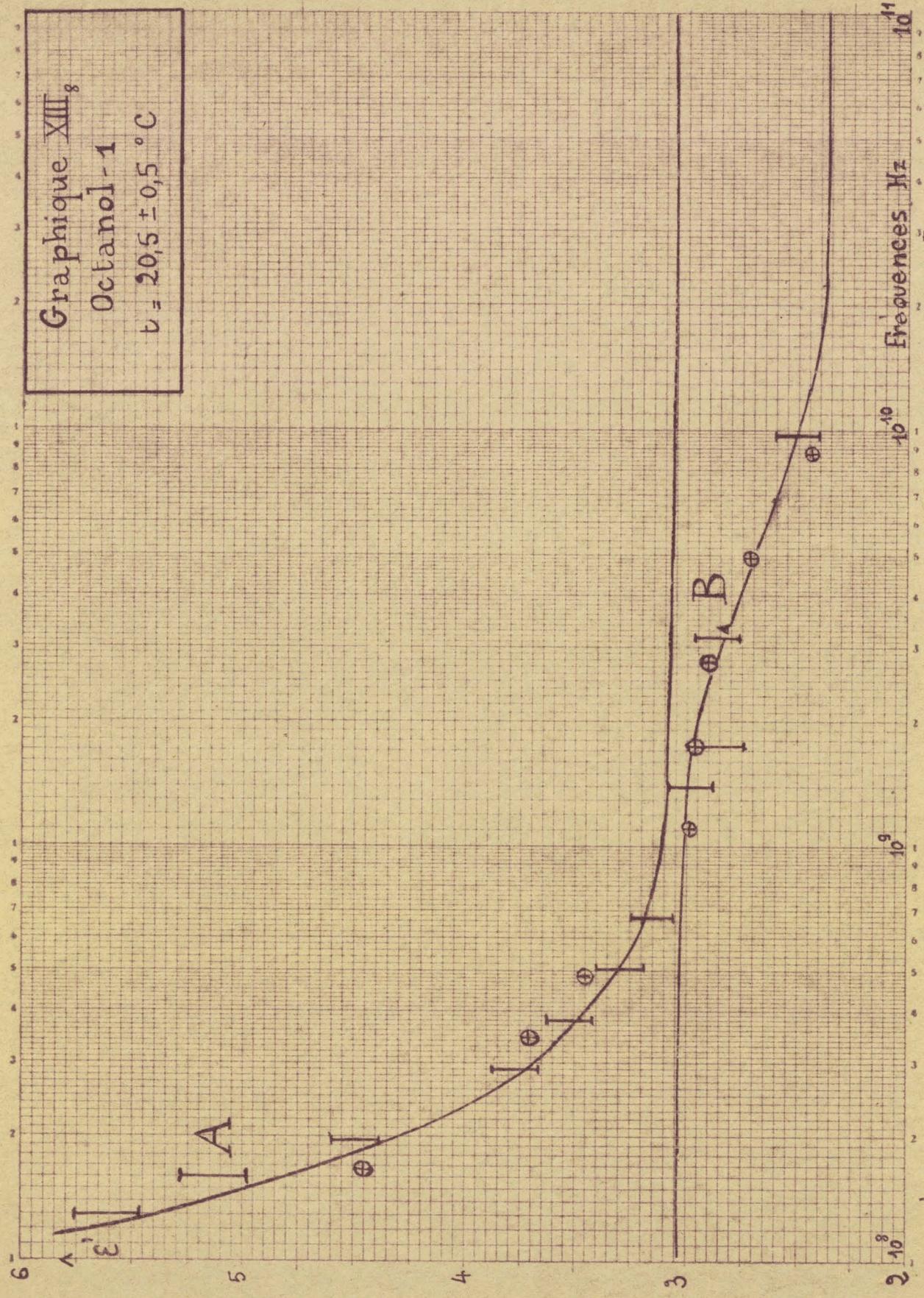
BU
LILLE

$\left\{ \begin{array}{l} \text{I ce travail} \\ \text{▲ [67]} \end{array} \right.$

$$B \quad \epsilon'' = \epsilon_{\infty 2} + \frac{\epsilon_{02} - \epsilon_{\infty 2}}{1 + \left(\frac{f}{f_{c2}}\right)^2} ; f_{c2} = 7 \cdot 10^9 \text{ Hz}$$

$$A \quad \epsilon' = \epsilon_{\infty 1} + \frac{\epsilon_{01} - \epsilon_{\infty 1}}{1 + \left(\frac{f}{f_{c1}}\right)^2} ; f_{c1} = 1,10 \cdot 10^8 \text{ Hz}$$

Graphique XIII₈
 Octanol-1
 t = 20,5 ± 0,5 °C

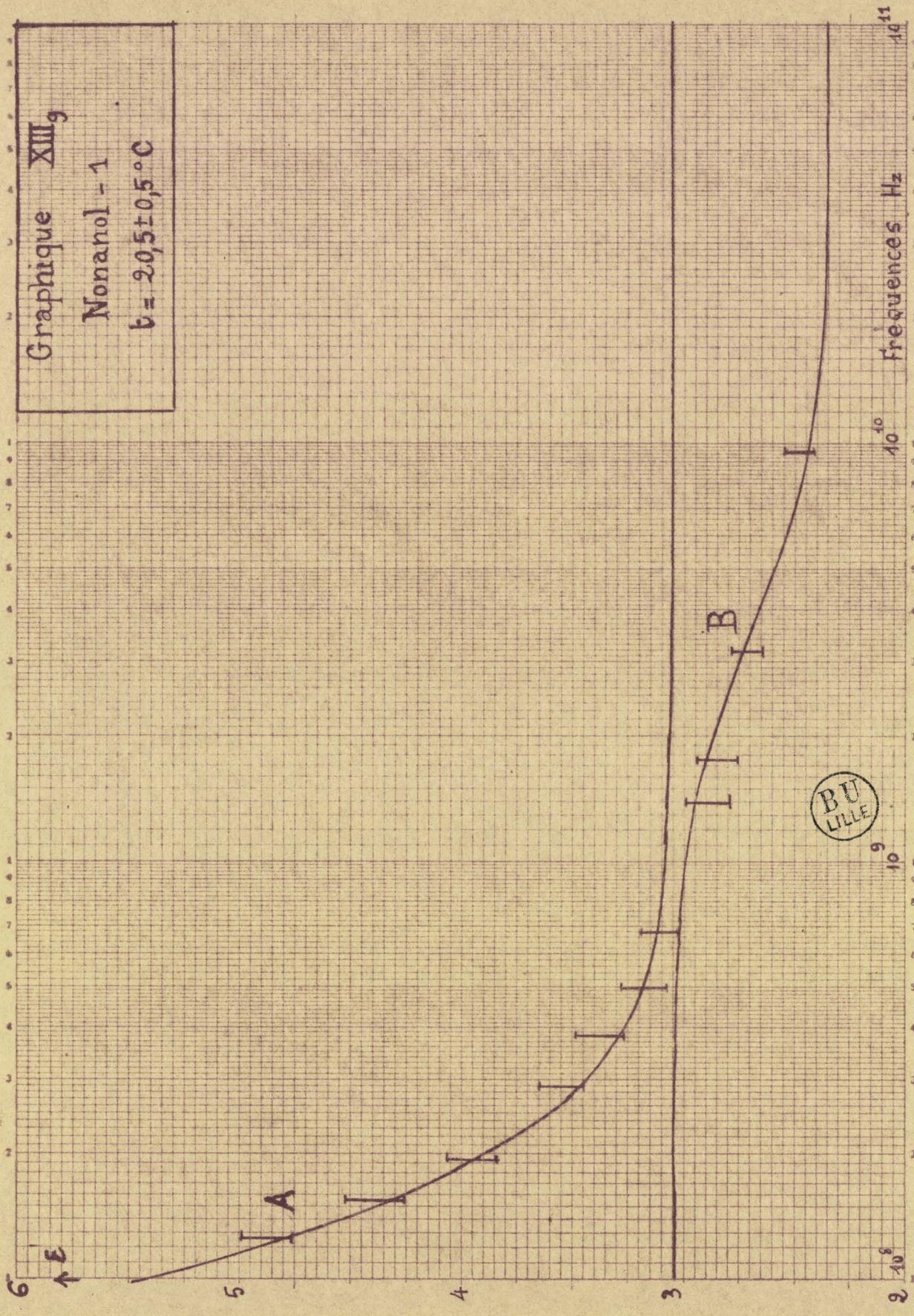


$\left\{ \begin{array}{l} \text{I} \text{ ce travail} \\ \oplus \text{ [61]} \\ \blacktriangle \text{ [67]} \end{array} \right.$

$A \quad \epsilon' = \epsilon_{\infty 1} + \frac{\epsilon_{01} - \epsilon_{\infty 1}}{1 + (f/f_{c1})^2} ; f_{c1} = 0,9 \cdot 10^8 \text{ Hz}$

$B \quad \epsilon'' = \epsilon_{\infty 2} + \frac{\epsilon_{02} - \epsilon_{\infty 2}}{1 + (f/f_{c2})^2} ; f_{c2} = 5 \cdot 10^9 \text{ Hz}$

Graphique XIII,
Nonanol - 1
 $t = 20,5 \pm 0,5^\circ\text{C}$

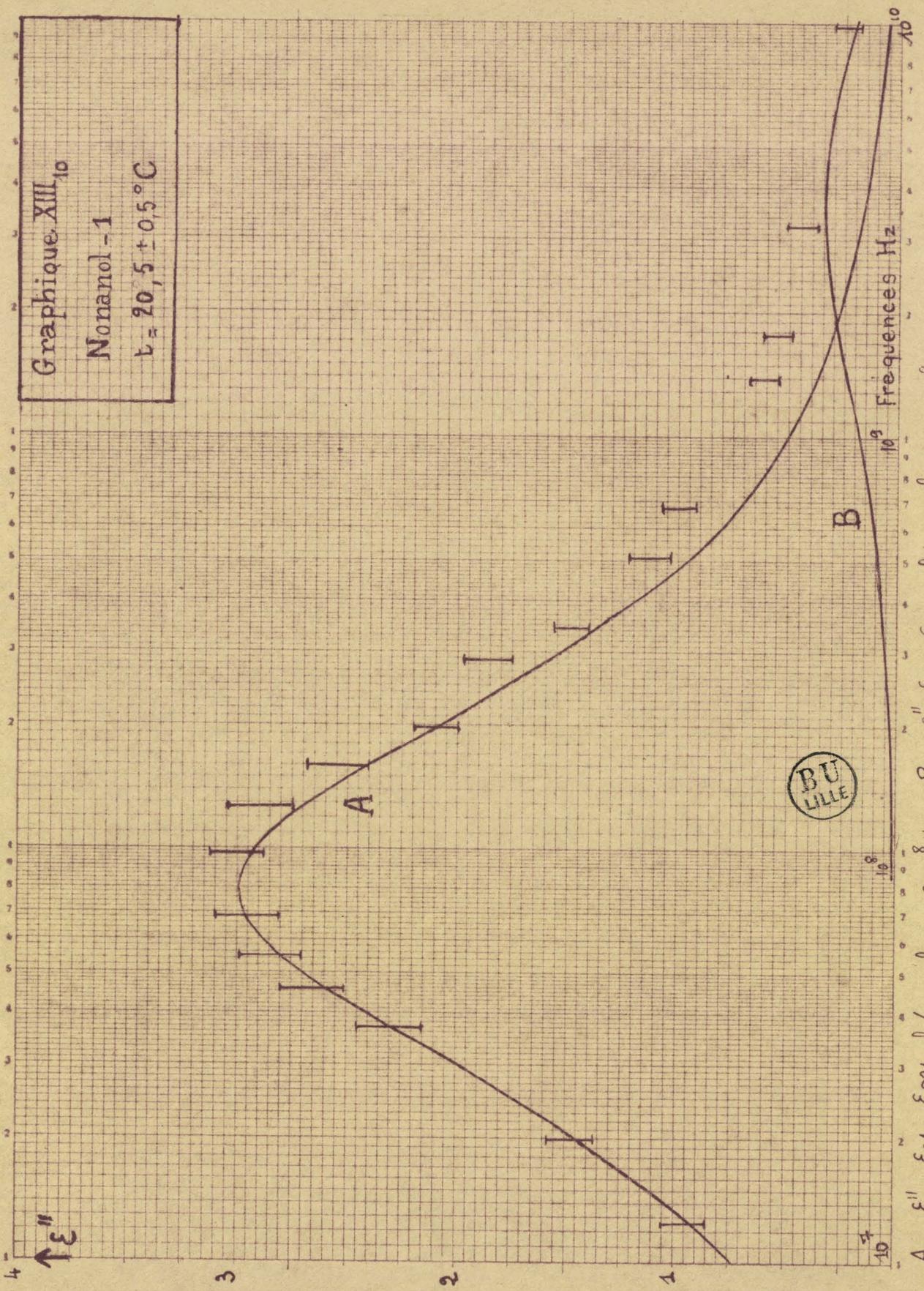


$$A \quad \epsilon' = \epsilon_{\infty 1} + \frac{\epsilon_{01} - \epsilon_{\infty 1}}{1 + (f/f_{c1})^2} ; f_{c1} = 0,80 \cdot 10^8 \text{ Hz}$$

$$B \quad \epsilon'' = \epsilon_{\infty 2} + \frac{\epsilon_{02} - \epsilon_{\infty 2}}{1 + (f/f_{c2})^2} ; f_{c2} = 3,5 \cdot 10^9 \text{ Hz}$$



Graphique XIII₁₀
 Nonanol - 1
 t = 20,5 ± 0,5 °C

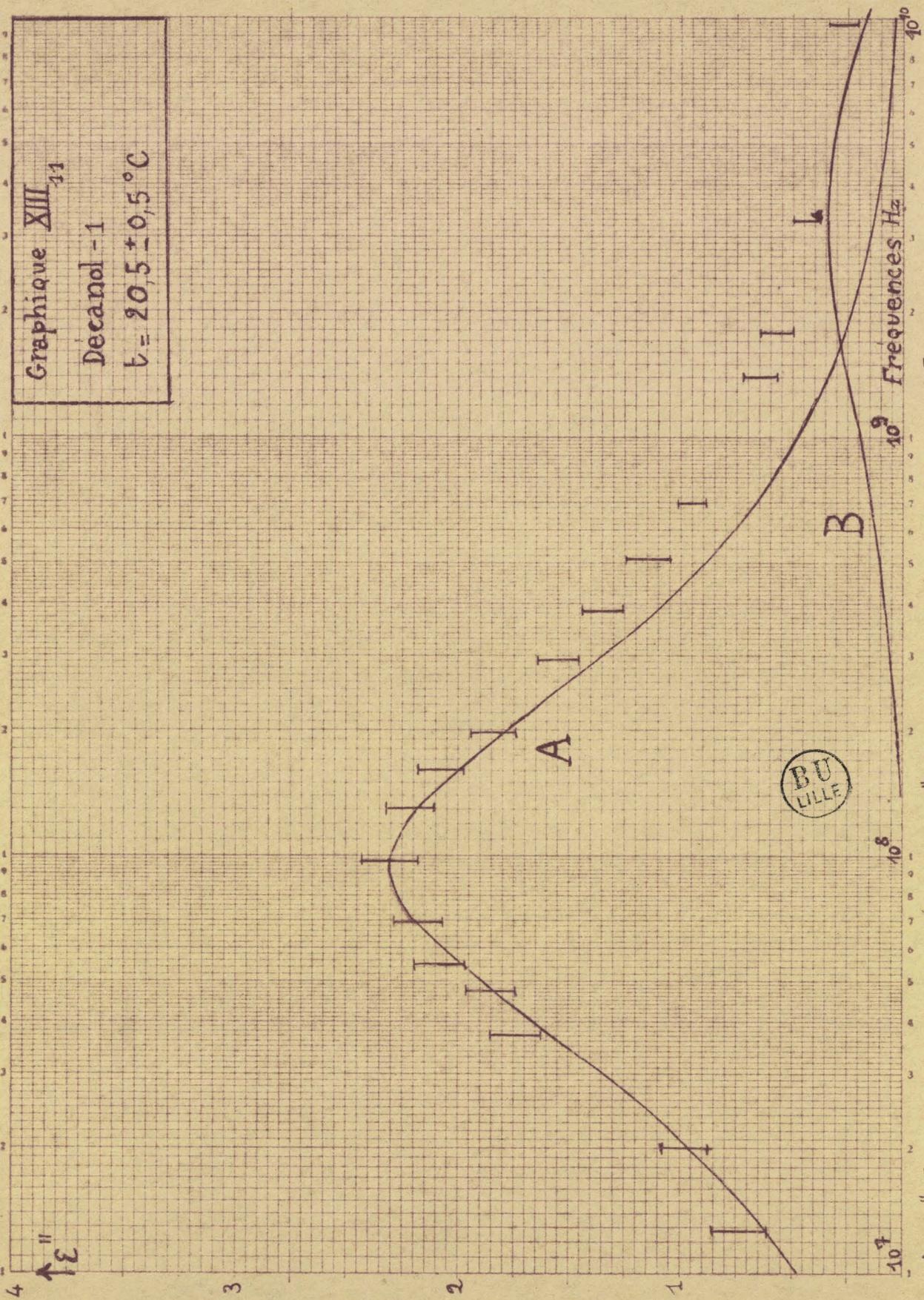


$$A \quad \epsilon'' = \frac{\epsilon_{01} - \epsilon_{\infty 1}}{1 + \left(\frac{f}{f_{c1}}\right)^2} \quad ; \quad f_{c1} = 0,8 \cdot 10^8 \text{ Hz}$$

$$B \quad \epsilon'' = \frac{\epsilon_{02} - \epsilon_{\infty 2}}{1 + \left(\frac{f}{f_{c2}}\right)^2} \quad ; \quad f_{c2} = 3,5 \cdot 10^9 \text{ Hz}$$



Graphique XIII₂₁
 Decanol - 1
 t = 20,5 ± 0,5 °C

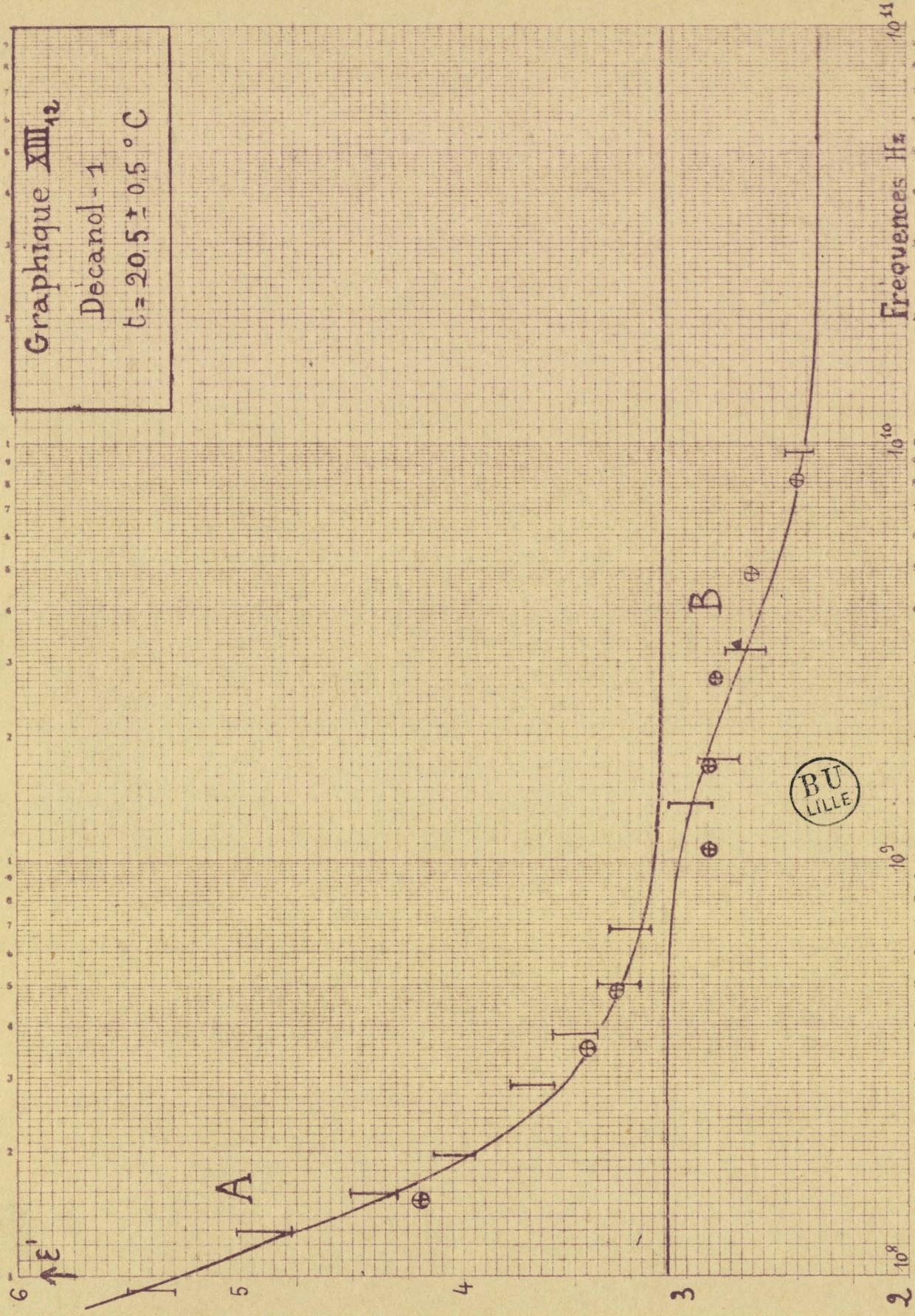


$$A \quad \varepsilon'' = \frac{\varepsilon_{01} - \varepsilon_{\infty 1}}{1 + (f/f_{c1})^2} \quad f/f_{c1} \quad f_{c1} = 95 \cdot 10^6 \text{ Hz} \quad B$$

$$\varepsilon'' = \frac{\varepsilon_{02} - \varepsilon_{\infty 2}}{1 + (f/f_{c2})^2} \quad f/f_{c2} \quad f_{c2} = 3 \cdot 10^9 \text{ Hz}$$

$\left\{ \begin{array}{l} | \text{ ce travail} \\ \blacktriangle [67] \end{array} \right.$

Graphique XIII₁₂
 Décanol - 1
 t = 20,5 ± 0,5 °C



$$A \quad \epsilon' = \epsilon_{\infty 1} + \frac{\epsilon_{01} - \epsilon_{\infty 1}}{1 + (f/f_{c1})^2} ; f_{c1} = 95 \cdot 10^6 \text{ Hz}$$

$$B \quad \epsilon'' = \epsilon_{\infty 2} + \frac{\epsilon_{02} - \epsilon_{\infty 2}}{1 + (f/f_{c2})^2} ; f_{c2} = 3 \cdot 10^9 \text{ Hz}$$

BU
LILLE

$$\left\{ \begin{array}{l} \square \text{ ce travail} \\ \otimes [61] \\ \triangle [67] \end{array} \right.$$

On peut tracer un demi-cercle ayant son centre sur l'axe des abscisses qui passe par l'ensemble des points expérimentaux; cette absence de "distribution de temps de relaxation" a déjà été signalée par Mme DALBERT I 66 I et Melle OPPENHEIM I 65 I pour le n-octanol-1 et le n-heptanol-1, à diverses températures.

2°) Fréquences supérieures à 300 MHz. Les courbes théoriques et le demi-cercle du diagramme de Cole et Cole s'écartent régulièrement des résultats expérimentaux. Les écarts observés étant supérieurs aux erreurs de mesure, on est conduit à admettre une deuxième région de dispersion dans le domaine des ondes centimétriques.

Le tableau XIII₁ donne les valeurs adoptées pour $\epsilon_0, \epsilon_{\infty 1}$ et f_{c1} à $t=20^\circ$ pour la première région de dispersion. Si l'on porte les longueurs d'onde critiques en fonction de la longueur de la chaîne carbonée (graphique XIII₁₃) on observe un maximum pour le nonanol (les valeurs adoptées pour les premiers termes de la série des alcools normaux sont celles trouvées dans la littérature I 62 I 64 I I 35 I 67 I. Il serait intéressant de connaître la longueur d'onde critique de l'alcool en C₁₁ afin d'avoir la certitude qu'à partir du décanol l'orientation de la chaîne carbonée est perturbée.

XIII₆ Remarques sur la seconde région de dispersion

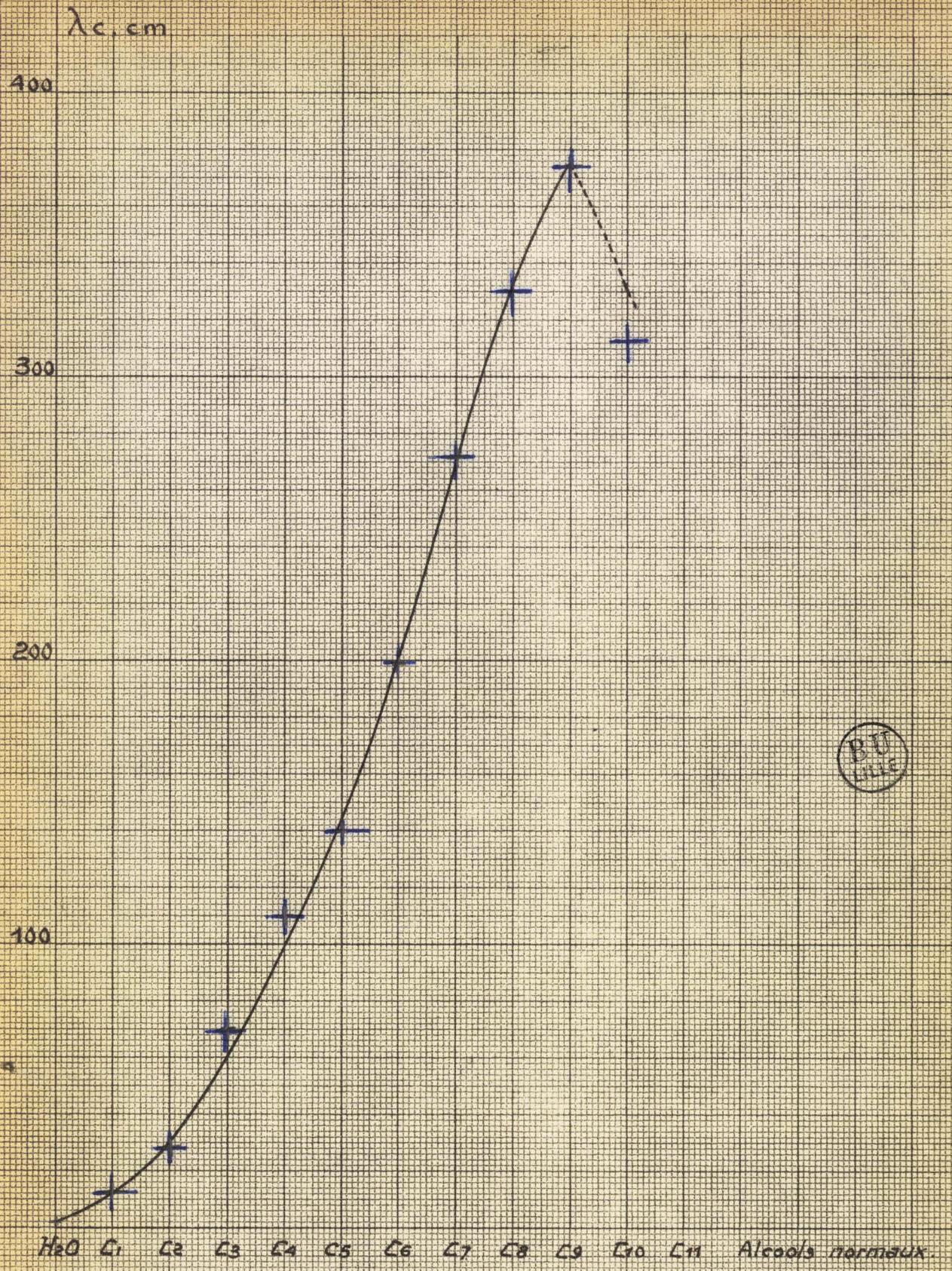
GIRARD et ABADIE I 58 I I 59 I I 61 I ont, depuis longtemps, signalé son existence pour l'octanol et le décanol et ont proposé une explication en remarquant que la molécule de ces alcools ne peut plus être considérée comme sphérique mais comme ayant la forme d'un ellipsoïde allongé de révolution. Francis PERRIN I 75 I ayant montré que pour des molécules on doit, dans le cadre de la théorie de Debye, admettre autant de temps de relaxation que d'axes de symétrie différents, ils attribuèrent la première région de

Tableau XIII₁ 1^{ère} région de dispersion t = 20°C

Alcool	$\epsilon_{0,1}$	$f_{c,1}$	$\lambda_{c,1}$	$\epsilon_{\infty,1}$	Références
Heptanol	11,7 11,6	$1,10 \cdot 10^8$ Hz	272 cm 290	3,10 3,30	ce travail I 65 I
Octanol	10,35 10,30	$90 \cdot 10^6$	330 350	3,05 3,10	ce travail I 66 I
Nonanol	9,05	$80 \cdot 10^6$	375	3,05	ce travail
Décanol	7,75 7,61	$95 \cdot 10^6$ $100 \cdot 10^6$	313 300	3,10 2,2	ce travail I 59 I

Tableau XIII₂ 2^{ème} région de dispersion t = 20°C

Alcool	$\epsilon_{0,2}$	$f_{c,2}$	$\lambda_{c,2}$	$\epsilon_{\infty,2}$	f_{c2}/f_{c1}	Références
Heptanol	3,10 3,30	7,0 Hz	4,3 cm 6,1	2,35 2,30	63	ce travail I 67 I
Octanol	3,05 3,10	$5 \cdot 10^9$	6 6,4	2,35 2,39	53	ce travail I 67 I
Nonanol	3,05	$3,5 \cdot 10^9$	8,6	2,35	43	
Décanol	3,10	$3 \cdot 10^9$	10	2,40	32	



Graphique XIII₁₃ - λ_c en fonction du nombre de carbonnes de la chaîne pour la température 20,5 ± 0,5°

dispersion à la rotation des molécules autour de leur axe de symétrie et la seconde à la rotation autour du petit axe.

Magat I. 64 I proposa une autre interprétation pour ces deux régions de dispersion: le domaine d'absorption correspondant aux ondes centimétriques serait lié à la libration d'une molécule dans le champ des voisines et correspondrait à la bande d'absorption existant dans l'infra-rouge pour l'eau et la glace. Les mesures sur les alcools I 65 I I 66 I I 69 I effectuées au laboratoire de chimie-physique de PARIS, de 50 à 4.10^7 Hz et à 3.10^9 Hz, ont montré que cette interprétation n'était pas vraisemblable.

Il semble que les données expérimentales soient encore insuffisantes pour trancher la question; il serait, en particulier, nécessaire d'effectuer des séries de mesures de ϵ' et ϵ'' en fonction de la fréquence, pour différentes températures, sur les alcools à l'état liquide et à l'état solide. Nous pensons en effectuer ultérieurement à la température 0°C . La première région de dispersion se déplaçant rapidement avec la température, il sera sans doute possible de séparer plus nettement les deux régions d'absorption.

XIII_{6,2} Afin d'interpréter les résultats, nous avons essayé de tracer (graphique XIII₅ à XIII₁₂) une courbe de dispersion du type Debye en prenant pour $\epsilon_{0,2}$ la valeur $\epsilon_{\infty,1}$ de la première région et en choisissant la valeur des paramètres $f_{c,2}$ et $\epsilon_{\infty,2}$ permettant d'interpréter au mieux l'ensemble des résultats expérimentaux. Nous obtenons facilement des courbes théoriques passant à l'intérieur des domaines d'erreurs. Le tableau XIII₂ donne les valeurs possibles pour les paramètres $f_{c,2}$ et $\epsilon_{\infty,2}$. L'interprétation de la deuxième région de dispersion à partir d'un phénomène d'orientation dipolaire cadre pourtant assez mal avec certains résultats expérimentaux; les valeurs $\epsilon_{\infty,1}$ sont

indépendantes en première approximation de la longueur de la chaîne; il y a un déplacement important de $f_{c,2}$ lorsqu'on passe d'un alcool à un autre et dans le cas de l'heptanol et de l'octanol, $\epsilon_{\infty,1}$ de la première région est indépendant, pour chacun d'eux, de la température I 65 I I 66 I. Dans le cadre de la théorie de Debye ceci permet d'écrire $\lambda_{c,2} = 2 \pi c \tau_2 \times 10^8$ c'est à dire que pour ces alcools le temps de relaxation τ_2 de la deuxième région de dispersion serait directement proportionnel à la longueur d'onde critique.

Dans tous les cas $\epsilon_{\infty,2}$ à utiliser est plus grand que n_D^2 ; il existe donc des zones de dispersion dans l'infra-rouge.

XIII₇ Polarisation et moment dipolaire

La polarisation molaire a été calculée par la formule de Debye

(XIII₂).

Pour la somme $P_e + P_a$ on peut adopter l'une des expressions :

$$P_e + P_a = \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \cdot \frac{M}{d} \quad \text{(XIII}_7\text{)} \quad \text{ou} \quad P_e + P_a = \frac{\epsilon_{\infty,1} - 1}{\epsilon_{\infty,1} + 2} \cdot \frac{M}{d} \quad \text{(XIII}_8\text{)}$$

(n: indice de réfraction optique; $\epsilon_{\infty,1}$: constante diélectrique à fréquence "infinie", pour la région de dispersion considérée).

Le tableau XIII₃ donne les résultats obtenus ainsi; μ_1 et μ_1' désignent les moments dipolaires calculés en partant de (XIII₇) et (XIII₈). On remarque que les valeurs de μ_1' sont sensiblement les mêmes pour les quatre alcools et que la valeur moyenne est en accord avec celle déterminée à partir de mesures effectuées sur des solutions diluées de ces alcools I 71 I. Ceci justifie l'utilisation de $\epsilon_{\infty,1}$ pour la détermination de $P_e + P_a$.

On peut tenter de faire un calcul semblable pour la deuxième région de dispersion en prenant $\epsilon_{o,2} = \epsilon_{\infty,1}$ et une valeur convenable. pour $\epsilon_{\infty,2}$. Le tableau XIII₄ donne les résultats ainsi obtenus: le

Tableau XIII₃ 1^{ère} région de dispersion $t = 20^{\circ}\text{C}$
valeurs de μ_1 et μ'_1

Alcool	Mm	densité	M/d	ϵ_0	$\epsilon_{\infty,1}$	P (a)	$P_c + P_a$ XIII ₇ (b)	$P_c + P_a$ XIII ₈ (c)	$\frac{4\pi N_0}{9kT} 10^{36}$	μ_1	μ'_1
Heptanol	116	0,822	141	11,73	3,10	110cm ³	36,6	58,1	20,6	1,88	1,59
Octanol	130	0,825	157	10,35	3,05	119	40,88	63,7	20,6	1,94	1,63
NONANOL	144	0,828	174	9,05	3,05	126	45,2	70,6	20,6	1,97	1,63
Décanol	158	0,830	190	7,75	3,10	131	49,2	78,1	20,6	1,99	1,60

Tableau XIII₄ 2^{ème} région de dispersion $t = 20^{\circ}\text{C}$
valeurs de μ_2 et μ'_2

Alcool	$\epsilon_{0,2}$	$\epsilon_{\infty,2}$	P (a')	$P_c + P_a$ XIII ₇ (b)	$P_c + P_a$ XIII ₈ (d)	μ_2	μ'_2
Heptanol	3,10	2,35	58,1cm ³	36,6	43,7	1,02	0,83
Octanol	3,05	2,35	63,7	40,8	48,6	1,05	0,85
Nonanol	3,05	2,35	70,6	45,2	33,9	1,11	0,90
Décanol	3,05	2,40	78,1	49,2	60,4	1,18	0,92

$$(a) : P = \frac{\epsilon_0 - 1}{\epsilon_0 + 2} \cdot \frac{M}{d}$$

$$(c) P_c + P_a = \frac{\epsilon_{\infty,1} - 1}{\epsilon_{\infty,1} + 2} \frac{M}{d}$$

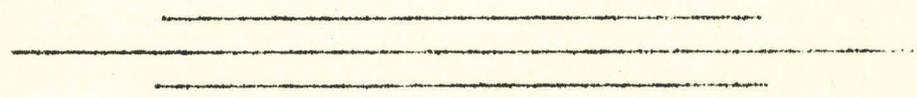
$$(a') P = \frac{\epsilon_{0,2} - 1}{\epsilon_{0,2} + 2} \frac{M}{d}$$

$$(d) P_c + P_a = \frac{\epsilon_{\infty,2} - 1}{\epsilon_{\infty,2} + 2} \frac{M}{d}$$

$$(b) = P_c + P_a = \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \frac{M}{d}$$

moment dipolaire μ_2' est beaucoup plus faible que μ_1' et reste sensiblement le même pour les quatre alcools.

En résumé: pour ces alcools et la première région de dispersion la théorie de Debye interprète parfaitement les résultats, les interactions semblent très faibles. Pour la deuxième région, bien que l'on puisse obtenir des courbes de Debye passant à l'intérieur des domaines d'erreur, il n'est pas sûr que le mécanisme proposé par Debye soit applicable et l'on peut admettre, avec MM. BAUER et MAGAT, qu'elle correspond à l'existence des complexes microcristallins différents de ceux qui sont responsables de la première région.



RESUME ET CONCLUSIONS

Ce travail correspond essentiellement à la mise au point et à l'utilisation de méthodes simples et précises pour mesurer la permittivité complexe d'échantillons solides et liquides (à faibles ou fortes pertes) à des fréquences de 10^7 à $3 \cdot 10^9$ hertz ($30m > \lambda > 10cm$).

I - Résultats théoriques relatifs à l'étude de nouvelles méthodes de mesure.

Il résulte de l'étude effectuée que les méthodes de résonance (en particulier celles qui utilisent des variations de longueur de lignes de transmission) conduisent à des réalisations simples, peu onéreuses, permettant de couvrir une large bande de fréquence, n'utilisant qu'un volume d'échantillon de quelques centimètres cubes dans les cas les plus défavorables et permettant d'obtenir les valeurs de ϵ' et ϵ'' avec une erreur allant de 1 à quelques %, suivant les cas.

L'étude complète d'une ligne bifilaire blindée, avec cellule en shunt, nous a permis de montrer combien il est important pour effectuer de bonnes mesures, de choisir judicieusement la position de l'impédance et celle du pont. Nous avons dressé des tableaux susceptibles de guider ce choix et nous avons calculé les termes correctifs permettant d'évaluer l'influence de toutes les pertes. Nos résultats permettent d'expliquer les anomalies signalées dans de nombreux mémoires I 19 I et I 26 I, de préciser en particulier l'influence des "bras" supportant la cellule.

L'étude d'une ligne coaxiale dans laquelle l'impédance à mesurer est disposée en série avec le conducteur central nous a conduit à des équations du même type que celles utilisées dans l'étude du bifilaire; la méthode est complémentaire de la précédente; elle est particulièrement

intéressante pour de très fortes valeurs de ϵ' et ϵ'' et offre par ailleurs l'avantage d'utiliser des "cellules" sans "bras". Suivant la valeur de ses composantes réelles et imaginaires l'impédance doit être placée dans une région bien délimitée de résonateur et on obtient alors de bonnes mesures, facilement interprétables.

Ces études nous ont finalement conduit à étudier une méthode où l'échantillon est introduit dans une cellule "convenable" qui termine un tronçon coaxial de longueur variable (cette extrémité, entièrement libre, permet d'effectuer commodément des mesures à température variable). Lorsque l'excitation, la détection et la charge sont placées judicieusement sur la ligne, on peut obtenir les composantes de l'admittance mesurée par des relations rigoureuses et simples. En modifiant la constitution de la cellule (nous en avons utilisé de quatre types différents), on peut, avec un même impédancemètre, mesurer de façon suffisamment précise la permittivité des solides et liquides (à faibles ou fortes pertes) à température variable, pour les fréquences comprises entre $5 \cdot 10^7$ et $3 \cdot 10^9$ Hertz).

Ce dispositif robuste, fidèle et sensible nous paraît particulièrement intéressant lorsqu'il s'agit d'effectuer de nombreuses séries de mesures en ondes métriques et décimétriques. Il se prête également bien pour les mêmes fréquences, aux mesures de perméabilité complexes d'un échantillon magnétique.

Nous avons établi un nouveau type d'abaque qui permet de passer rapidement et de façon rigoureuse de la valeur de l'impédance d'entrée d'un tronçon de ligne court-circuitée rempli d'un échantillon aux valeurs de ϵ' et ϵ'' du diélectrique et avons indiqué une seconde construction simple valable pour des tronçons ouverts remplis de substance.

II. - Résultats concernant l'appareillage à utiliser pour les mesures.

Nous avons donné les détails de construction des lignes et cellules de mesure utilisées. Ces lignes de mesure bifilaires et coaxiales sont utilisables comme ondemètres. La précision obtenue est de l'ordre de $10/60$. Nous avons indiqué un moyen simple d'étalonnage d'ondemètre à résonance (à l'aide de quartz) pour les fréquences de 10^7 à 3.10^8 Hz.

Pour les fréquences de 10 à 50 MHz nous avons décrit un dispositif de mesure parfaitement blindé, à connexions très courtes, utilisant un condensateur coaxial de construction spéciale.

Nous avons décrit toute une série d'oscillateurs, de construction simple, permettant d'obtenir avec une stabilité satisfaisante toutes les fréquences de la gamme de mesure.

III. - Résultats concernant l'heptanol, l'octanol, le nonanol, le décanol normaux.

Les mesures de permittivité effectuées sur quatre alcools saturés normaux nous ont permis de construire les courbes représentant les variations de ϵ' et ϵ'' en fonction de la fréquence (de 10^7 à 10^{10} Hz) à la température de 20° C. Pour ces corps les courbes, ainsi que les diagrammes de Cole et Cole correspondants, indiquent deux régions de dispersion. Les valeurs de la fréquence critique et des constantes diélectriques à fréquence nulle et infinie correspondant à la dispersion en ondes métriques s'interprètent bien à partir de la théorie de Debye et le moment dipolaire ainsi déterminé semble indiquer que les interactions moléculaires sont très faibles. La discontinuité observée dans la courbe des longueurs d'ondes critiques en fonction du nombre d'atomes de carbone de la chaîne indique une variation de comportement pour le décanol.

La dispersion observée aux ondes centimétriques ne semble pas directement interprétable et des mesures complémentaires sont encore nécessaires

- BIBLIOGRAPHIE -

I. - ARTICLES GENERAUX SUR LA DISPERSION DIPOLAIRE

- I Debye P. Quelques résultats de la théorie des isolants. (Phys. Zeits. 1912, 13, 97)
- 2 Debye P. Molécules polaires (Chem. Catalog. New-York 1929; Dover publication New-York 1945).
- 3 Van Arkel et Snoek. Sur le comportement diélectrique de solutions concentrées de substances dipolaires (Trans. Far. Soc. 1934, 30, 707, 723)
- 4 Debye P. Sur l'état de rotation des molécules dans les liquides. (Phys. Zeits. 1935, 36, 100)
- 5 Fowler (Proc. Roy. Soc. 1935, 149, 1)
- 6 Onsager. Moment électrique de molécules dans les liquides (Jour. Am. Chem. Soc. 1936, 58, 1486)
- 7 Van Vleck. Sur le rôle du couplage dipôle - dipôle en milieu diélectrique. (Jour. Chem. Phys. 1937, 5, 556)
- 8 Kirkwood. Distribution moléculaire dans les liquides (Jour. Chem. Phys. 1939, 7, 911)
- 9 Cole et Cole. Dispersion et absorption dans les diélectriques (Jour. Chem. Phys. 1941, 9, 341)
- 10 Bauer et Massignon. Sur la théorie des diélectriques. Théorie du champ cristallin dans les liquides et les solides. Comparaison avec l'expérience. Changements d'orientation monomoléculaires et multi-moléculaires. (Cahiers de Physique 1944, 20, 1; 1944, 21, 37; 1945, 27, 33).
- 11 Communications de Fröhlich; Kirkwood; Bauer; Böttcher; Franck. (Congrès de Bristol. Trans. Far. Soc. 1946, 42. A 3 à 91).
- 12 Freymann. Le Bot. Analyses bibliographiques concernant la structure moléculaire. (Jour. Phys. 1948, 2 n° 12, 45D-60D).

II. - ARTICLES GENERAUX SUR LES METHODES DE MESURES

- 13 Horner F. Taylor T. Dunsmuir R. Lamb J. and Jackson W. Méthodes de résonance pour la mesure des diélectriques aux ondes centimétriques (Jour. I. E. E. 1946, 93, 53 - 68)
- 14 Techniques de mesure de la permittivité des diélectriques (Trans. Far. Soc. 1946, 42 A, p. 91 - 170).

- 15 Montgomery C.G. Mesure des constantes diélectriques (M.I.T. Vol. n° II 1947 - 561, 676).
- 16 Westphal W.B. Techniques de mesure de la permittivité et de la perméabilité de liquides et de solides à des fréquences de 5 Hz à $5 \cdot 10^{10}$ Hz (Lab. for Insulation research M.I.T. Technical report 36, 1950).

III. - LIGNES BIFILAIRES RESONNANTES AVEC CELLULE DISPOSEE EN SHUNT

- 17 Morton W.B. (Phil. Mag. 1897, 43, 383)
- 18 Coolidge W.D. (Wied. Ann, 1829, 69, 125)
- 19 Potapenko G. Spectres électriques d'absorption et de dispersion des alcools méthylique et éthylique dans le domaine des longueurs d'onde: 30 à 90cm. (Zeits. f. Phys. 1923, 20, 21)
- 20 Slätis H. Mesure de constantes diélectriques a partir de 'Lécher' (act Acad. Aboensis, Math. et Phys. 1936 2 n° 4, I-176)
- 21 Romanov W.I. (Phys. Zeits. S.U. 1936 9, 362-382)
- 22 Slätis H. Influence des "bras" du condensateur sur le résultat de mesures sur "Lecher" (Ann. der Phys. 1938, 32, 734)
- 23 Kaufmann H. Mesure d'impédances aux ondes décimétriques (H.F.T. 1939, 53, 61-67)
- 24 Kalinin. De l'effet Slätis. (Jour. exp. théor. phys. U.R.S.S. 1940, 10 n° 2, 199-201)
- 25 Flint. Méthode pour la mesure d'impédances au moyen de fils de Lecher (Phil. Mag. 1941, 32, 489)
- 26 Maibaum B.K. Théorie de la deuxième méthode de Drude (Jour. exp. théor. phys. U.R.S.S. 1944, 14, 448-451)
- 27 Hofweegen. La mesure d'impédances en particulier en ondes décimétriques (Rev. Technique Philips 1946, 8, 16)
- 28 Romanov W.I. Détermination de la permittivité et de l'absorption par la deuxième méthode de Drude. (Jour. exp. théor. phys. U.R.S.S. 1947, 17, 288-93)
- 29 Potapenko G. et Wheeler D. Une extension de la méthode de mesure de Drude-Coolidge et de la théorie de Slätis pour la mesure de la constante diélectrique et du coefficient d'absorption. (Arkiv för fysik 1950 69-79).
- 30 Arnoult R. et Lebrun A. Sur l'emploi d'une ligne bifilaire blindée pour des mesures d'impédances en ondes métriques et décimétriques (C.R. Ac. Sciences Paris 1950, 230, 72-73)

IV. - LIGNE BIFILAIRE ET COAXIALE RESONNANTES AVEC IMPEDANCE

TERMINALE.

- 31 Drude P. (Ann. der. Phys. 1895, 55, 633) (Zeits f. Phys. Chem. 1897, 23, 267)
- 32 King. R. Mesures électriques aux très hautes fréquences (Proc. I.R.E. 1935, 23, 885)
- 33 Abadie P. Recherches sur la dispersion anormale de liquides polaires: méthodes et applications (Thèse Paris 1936).
- 34 Chipman R.A. Une méthode utilisant des courbes de résonance pour la mesure absolue de l'impédance aux fréquences de l'ordre 300 Mc/s (Jour. of applied Phys. 1939 10 27-38)
- 35 Benoit J. Nouvelle méthode de mesure des indices de réfraction et d'absorption électrique pour la gamme des ondes décimétriques et métriques. (Thèse-Paris-1944. Jour. Phys. et le Rad. 1944, n° 8, 9, 10).
- 36 Essen L. La mesure d'impédances équilibrées et non équilibrées à des fréquences proches de 500 MHz. (Jour. I.E.E. 1944 91 part. III 84-95).
- 37 Jones F. et Sear R. La mesure des caractéristiques d'un câble aux très hautes fréquences (Jour. British. Inst. Rad. Eng. 1945, 5 154-172)
- 38 King D.D. Mesure d'impédance sur lignes de transmission (Proc. I.R.E. 1947, 35, 509-514)
- 39 Abadie P. Sur une méthode de mesure d'impédances, en haute fréquence, utilisant des courbes de résonance sur lignes. (C.R.Ac. Sciences Paris 1948, 226, 474-475)
- 40 Arnoult R. et Lebrun A. Sur l'emploi d'une ligne coaxiale terminée par des impédances de divers types pour des mesures de permittivité en ondes métriques et décimétriques (C.R.Ac. Sciences Paris, 1951, 233, 1591-1593).

V. - CAVITES RESONNANTES DE DIVERSES FORMES (FREQUENCES DE

10^7 A 10^{10} Hz)

- 41 Hartshorn L. et Ward W.H. Mesure de la permittivité et du facteur de puissance des diélectriques aux fréquences de 10^4 à 10^8 cycles par seconde. (Jour. I.E.E., 1936, 79, 597).
- 42 Hansen W. Fréquence de résonance d'une ligne concentrique fermée (Jour. Appl. Phys. 1939, 10, 38-45)
- 43 Barrow W.L and Michor W.W. Oscillations naturelles d'une cavité résonnante (Proc. I.R.E. 1940, 28 184-196)

- 44 England C.R. Constante diélectrique et facteur de puissance aux ondes centimétriques (Bell. syst. Tech. Jour. 1944, 23 114-129)
- 45 Works C.N. Dakin T.W. Boggs F.W. Sur une méthode de cavité résonnante pour la mesure des propriétés diélectriques aux très hautes fréquences (Proc. I.R.E. 1945 33, 245-254)
- 46 Smyth C.N. Roach R.G. Mesure de diélectriques aux ondes centimétriques (J.I.E.E. 1946 93 Part. III 1462-1466)
- 47 Works C.N. Cavités résonnantes pour les mesures des diélectriques (Jour. of. Appl. Phys. 1947 18 605-612)
- 48 Jackson W. Méthode de résonance pour les mesures des propriétés diélectriques (Trans. Far. Soc. 1946 42 A. 92-96)
- 49 Duflos V. Sur l'emploi d'une cavité à conducteur axial, avec coupure, pour la détermination des propriétés diélectriques d'un échantillon de faible volume, à des fréquences de l'ordre de 1000 MHz (Diplômes d'Et. Supérieures Lille 1951)
- 50 Parry J.V.L. La mesure de la permittivité et du facteur de puissance des diélectriques à des fréquences de 300 à 600 Mc/s. (Proc. I.E.E. 1951, 98, 303-311)
- 51 Bruma M. Sur un dispositif permettant la détermination des constantes diélectriques aux hyperfréquences par une méthode de zéro (C.R. Ac. Sciences, Paris, 1951, 232, 42, 43)

VI. - ABAQUES UTILISES POUR LES MESURES EFFECTUEES AVEC DES
LIGNES OU DES GUIDES D'ONDES

- 52 Kennely A.F. Atlas d'abaques pour les fonctions circulaires et hyperboliques complexes. (Harvard University Press, Cambridge 1924 28-33)
- 53 Roberts S. et Hippel A. Une nouvelle méthode pour la mesure des constantes diélectriques et des pertes aux ondes centimétriques. (Jour. Appl. Phys. 1946, 17 613)
- 54 Benoit J. Abaque de la fonction \tanh/z pour l'étude des diélectriques en hyperfréquences (Ann. Télécom. 1949, 4, 25-32)
- 55 Westphal W.B. Abaques des fonctions complexes $\frac{\tanh x}{x}$; $\frac{\coth x}{x}$
(Technical report 36 M.I.T. 1950 III-129)
- 56 Le Montagner S. Le Bot J. Un nouvel abaque pour la détermination de la constante diélectrique et de l'absorption en ondes centimétriques. (C.R. Ac. Sciences Paris 1951, 233, 1017-1019)
- 57 Lebrun A. Un nouvel abaque pour la détermination de la permittivité des diélectriques en hyperfréquence. (C.R. Ac. Sciences Paris 1952, 234, 518-520)

VII.- ARTICLES RELATIFS AUX COURBES DE DISPERSION DE QUELQUES

ALCOOLS

- 58 Girard P. et Abadie P. Une nouvelle méthode spectrale, le spectre hertzien des molécules d'alcool (C.R. Ac. Sciences Paris 1942, 215, 84-86)
- 59 Girard P. et Abadie P. Le spectre hertzien des molécules polaires (Bulletin Soc. Chimique de France 1945, 12, 207-217)
- 60 Conner, Smyth. La dispersion diélectrique et l'absorption de l'eau et de quelques liquides organiques (Jour. Am. Chim. Soc. 1943, 65, 382)
- 61 Girard P. et Abadie P. Les viscosités d'un liquide (Jour. Chim. Phys. 1947, 44, 313)
- 62 Magat M. Sur la dispersion diélectrique de l'eau liquide. (Jour. Chim. Phys. 1948, 45, 93)
- 63 Girard P. et Abadie P. Au sujet de la dispersion diélectrique dans les liquides (Jour. Chim. Phys. 1949, 46, 363)
- 64 Dalbert, Magat M. Surdut A. Dispersion diélectrique dans les alcools normaux (Polarisation de la matière XVII, C.N.R.S. 1949, 14-20)
- 65 Oppenheim C. Propriétés diélectriques des alcools solides et liquides n - heptanol - 1 (Jour. Chim. Phys. 1951, 9-10, 377-380)
- 66 Dalbert, Etude diélectrique d'alcools en C₈ et de caoutchoucs chargés de noir de carbone (Thèse, Paris 1952)
- 67 Bruma M. Méthode de zéro pour la mesure des constantes diélectriques complexes à 3.300 MHz. (Thèse, Paris 1952)

VIII.- ARTICLES DIVERS

- 68 King R. Capacités aux très hautes fréquences (Phil. Mag. 1938, 25, 339)
- 69 Pistoulet B. Sur le comportement des poudres ferro-magnétiques jusqu'à 24.000 Mc/s. (Ann. des télé. 1952, 7 n°1, 37-38)
- 70 Benoit J. Mesure de la constante diélectrique complexe et de la perméabilité magnétique complexe en hyperfréquence. (Colloque du C.N.R.S. Paris 1952).
- 71 Debye et Sack. Tables Annuelles. Constantes diélectriques, moments électriques (Hermann et Cie Editeurs Paris. Vol. XI. 1937, Vol. XII 1939)
- 72 Smith P.H. (Electronics 1939, 12, 29).
- 73 Rigal R. Les hyperfréquences. Diagrammes de cercle (Eyrolles Editeur Paris 1950 26-32)
- 74 Jackson W. Lignes de transmission aux hautes fréquences. Transformation d'impédances. Emploi du diagramme de cercle (Méthuen et Co L.T.D. London 1947, 119-149)

- 75 Perrin F. Mouvement brownien d'un ellipsoïde. Dispersion diélectrique pour des molécules ellipsoïdales (Jour. Phys. et Rad. 1934, 5, 498)
- 76 Bedeau F. Cours élémentaire de Télégraphie et Téléphonie sans fil. Mesure de capacité, utilisation de deux hétérodynes associées à un diapason. (Vuibert. Editeur Paris 1931, 235)
- 77 Fromy E. Mesures en Radioélectricité. Méthode des doubles battements (Ferréol Editeur 1945, p. 249)
-
-
-

TABLE DES MATIERES

	Pages
Introduction - Généralités sur les mesures de permittivité	
1 Méthodes de résonance	2
2 Ponts	4
3 Méthodes de transmission et de réflexion	4
PREMIERE PARTIE.	
Principe de quelques méthodes de mesure de permittivité en hyperfréquence -	
Chapitre I - Notations - Généralités sur les lignes de transmission -	
1 Formules de transformation pour les impédances et admittances	7
2 Propriétés d'un échantillon diélectrique	7
3 Pertes dans un tronçon de ligne	8
Chapitre II - Valeur d'une impédance placée en shunt sur une ligne de mesure entièrement blindée. Application à la détermination de la permittivité d'un diélectrique.	
1 Sommaire, principe de la méthode	II
2 Ligne sans pertes - Méthode I	I4
3 Ligne sans pertes - Méthode II	I6
4 Ligne avec pertes - Méthode I	I8
5 Ligne avec pertes - Méthode II	I9
6 Causes d'erreurs supplémentaires	20
7 Technique expérimentale de mesure d'une admittance	23
8 Composantes de la permittivité de la substance étudiée	29
9 Résumé	33
Chapitre III - Mesure d'une impédance placée en série avec le conducteur central d'un résonateur coaxial. Application à la mesure de la permittivité.	
1 Introduction	35
2 Ligne sans pertes - Méthode I	38
3 Ligne sans pertes - Méthode II	4I
4 Ligne avec pertes	4I
5 Remarques concernant cette méthode	42
6 Mesure d'une impédance	43
7 Valeur des composantes de la permittivité	43
Chapitre IV - Impédancemètre coaxial terminé par des cellules de divers types; application à la mesure de la permittivité des diélectriques.	
1 Sommaire	46
2 Principe	48
3 "Cellules" de mesure. Cellules du type C ₁	50
4 Cellules du type C ₂	5I

5	Cellules du type C ₃	54
6	Cellules du type C ₄	54
7	Choix de la cellule de mesure	57
Chapitre V - Mesure de la permittivité pour les fréquences de 10 ⁷ à 5.10 ⁷ Hz		
1	Sommaire	62
2	Principe	62
Chapitre VI - Un nouvel abaque pour la détermination de la permittivité des diélectriques en hyperfréquences.		
1	Sommaire	67
2	Abaque - $j z \coth z = g - jb$	69
3	Utilisation de l'abaque	71
4	Abaque - $j z \th z = g - jb$	73
DEUXIEME PARTIE.		
Dispositifs expérimentaux -		
Chapitre VII - Réalisation d'une ligne de mesure bifilaire blindée.		
1	Description de la ligne	75
2	Excitation, détection	79
3	Cellules de mesure	81
Chapitre VIII - Résonateur coaxial		
1	Description du résonateur coaxial	85
2	Cellules de mesure	87
Chapitre IX - Impédancemètre coaxial - Dispositif expérimental.		
1	Ligne de mesure	88
2	Cellules de mesure	91
3	Excitation	95
4	Détection	95
5	Exemple de calculs pour différentes cellules	101
Chapitre X - Dispositif expérimental pour un circuit à résonance de tension (fréquence de 10 à 50 MHz)		
1	Description	105
2	Voltmètre	107
Chapitre XI - Générateurs d'oscillations auto-entretenues pour les fréquences de 10 ⁷ à 3.10 ⁹ Hz.		
1	Généralités	108
2	Générateur de 10 à 25 MHz	108
3	Générateur de 25 à 60 MHz	109
4	Générateur de 50 à 250 MHz	111
5	Générateur de 250 à 500 MHz	113
6	Générateur de 300 à 1000 MHz	113
7	Générateur de 10 ⁹ à 3.10 ⁹ Hz	116
8	Alimentation haute tension pour les tubes	117
9	Ondemètres	117

TROISIEME PARTIE.

Etude des propriétés diélectriques de quelques alcools saturés normaux (heptanol, octanol, nonanol, décanol.

Chapitre XII - Résultats des mesures de permittivité	
1 Sommaire	I21
2 Echantillons utilisés	I21
3 Méthode de mesure	I22
4 Erreurs sur les mesures	I22
Chapitre XIII - Interprétation des résultats	
1 Influence générale du champ électrique sur la molécule	I27
2 Polarisation des corps polaires	I28
3 Action d'un champ alternatif sinusoïdal sur la molécule	I29
4 Théorie de M. BAUER	I31
5 Interprétation de nos résultats	I32
6 Remarques sur la seconde région de dispersion	I41
7 Polarisation et moment dipolaire	I45
RESUME ET CONCLUSIONS.	
1 Résultats théoriques relatifs à l'étude de nouvelles méthodes de mesure	I48
2 Résultats concernant l'appareillage à utiliser pour les mesures	I50
3 Résultats concernant l'heptanol, l'octanol, le nonanol et le décanol normaux	I50
Bibliographie	I51