

# THÈSES

*présentées à la*

**FACULTÉ DES SCIENCES  
DE L'UNIVERSITÉ DE LILLE**

*pour obtenir le titre de Docteur-Ingénieur*

par

**MICHEL MARTY**



1<sup>ère</sup> Thèse : *Etude et réalisation d'un appareillage pour la mesure d'une saturation en eau dans un milieu poreux par absorption d'une onde hyperfréquence.*

2<sup>me</sup> Thèse : *Propositions données par la Faculté.*

Soutenues le ~~Février~~ 1965, devant la COMMISSION D'EXAMEN

1 MARS

M. R. GABILLARD

*Président*

M. A. LEBRUN

*Examinateur*

M. E. CONSTANT

*Examinateur*

FACULTE DES SCIENCES DE LILLE

Doyens honoraires : MM. LEFEBVRE, PRUVOST

Professeurs honoraires : MM. ARNOULT, BEGHIN, CAU, CHAPELON, CHAUDRON, CORDONNIER  
DEHEUVELS, DEHORNE, DOLLE, FLEURY, P. GERMAIN, KOURGANOFF,  
LAMOTTE, LELONG, Mme LELONG, MM. MAZET, A. MICHEL, NORMANT  
PARISELLE, PASCAL, PAUTHENIER, ROIG, ROUBINE, WIEMANN,  
ZAMANSKY, ROSEAU.

Doyen : M. TILLIEU, Professeur de Physique

Professeurs : MM. BACCHUS, Calcul numérique  
BECART, Physique  
BERKER, Mécanique des fluides  
BONNEMAN-BEMIA, Chimie et Physico-Chimie Industrielles  
BONTE, Géologie appliquée  
BOUISSET, Physiologie animale  
BOURIQUET, Botanique  
CELET, Géologie  
CORSIN, Paléobotanique  
DECUYPER, Mathématiques  
DEDECKER, Professeur associé  
DEFRETIN, Biologie marine  
de BALSAC, Zoologie  
DEHORS, Physique industrielle  
DELATTRE, Géologie  
DELLEAU, Géologie  
DESCOMBES, Calcul différentiel et intégral  
GABILLARD, Radioélectricité et Electronique  
GERMAIN, Chimie Générale et Chimie organique  
GLACET, Chimie  
GONTIER, Mécanique des fluides  
HOQUETTE, Botanique Générale et Appliquée  
LEBEGUE, Botanique  
LEBRUN, Radioélectricité et Electronique  
Mlle LENOBLE, Physique  
MM. LIEBAERT, Radioélectricité  
LINDER, Botanique  
LUCQUIN, Chimie minérale  
MARION, Chimie  
Mlle MARQUET, Mathématiques  
MM. MARTINOT-LAGARDE, Mécanique des Fluides  
MAUREL, Chimie  
MENESSION, Géologie  
MONTREUIL, Chimie Biologique  
PARREAU, Mathématiques  
PEREZ, Physique expérimentale  
PHAM MAU QUAN, Mécanique rationnelle et expérimentale  
POITOU, Algèbre supérieure  
PRUVOST, Géologie  
ROUELLE, Physique et Electricité Industrielle

MM. SAVARD, Chimie Générale  
SCHALLER, Zoologie  
SCHILTZ, Physique  
Mme SCHWARTZ, Analyse Supérieure  
TRIDOT, Chimie  
VIVIER, Biologie animale  
WATERLOT, Géologie et Minéralogie  
WERTHEIMER, Physique

Maitres de Conférence : MM. ANDRE, Zoologie  
BEAUFILS, Chimie appliquée  
BLANCHARD, Chimie Générale  
BLOCH, Psychophysiologie  
BOILLET, Physique  
BUI TRONG LIEU, Mathématiques  
CONSTANT, Physique  
COMBET, Mathématiques  
DANZE, Géologie  
DELHAYE, Chimie  
FOUPET, Physique  
HERZ, Mathématiques  
HUARD DE LA MARRE, Calcul Numérique  
LACOMBE, Mathématiques  
Mme LEBEGUE, Physique  
MM. MONTARIOL, Chimie  
MORIAMEZ, Physique  
NALES, Physique  
POLVECHE, Géologie  
POUZET, Mathématiques  
RAUZY, Mathématiques  
ROBY, Mathématiques  
VAZARD, Botanique

Conseiller d'Administration : M. JARRY

Attaché principal : M. FACON

Attachés d'Administration : M. COLLIGNON  
M. LEROY

-----



- A MES PARENTS

- A MA FEMME

- A MES ENFANTS



Ce travail a été exécuté dans le Laboratoire de l'Institut Radiotechnique de la Faculté des Sciences de LILLE, sous la direction de M. le Professeur GABILLARD, Directeur de ce Laboratoire, qui m'a confié ce travail et guidé durant cette étude. Je lui exprime, ici, ma vive reconnaissance.

Au cours de ce travail, j'ai bénéficié d'une bourse de recherches de l'Ecole Nationale Supérieure des Pétroles et des Moteurs. L'Institut Français du Pétrole a également financé une partie importante des frais entraînés par ces recherches. Je tiens à remercier M. LARBRE, Directeur Technique de l'Institut du Pétrole et M. VELLINGER, Directeur de l'Ecole du Pétrole, pour l'aide qui m'a été ainsi apportée.

Je remercie également M. SCURIAU, Directeur de Division à l'Institut Français du Pétrole, dont les travaux ont été la source de l'idée initiale de ma thèse, et qui m'a fourni de précieux conseils et encouragements tout au long de mon travail.

Ma reconnaissance va également à MM. les Professeurs LEBRUN et CONSTANT de la Faculté des Sciences de LILLE, ainsi qu'à M. SIMANDOUX, Ingénieur à l'Institut du Pétrole, pour l'aide et les nombreux conseils qu'ils m'ont constamment apportés.

Je remercie également mes collègues de Laboratoire ainsi que le Personnel de l'Institut Radiotechnique pour leur collaboration amicale et efficace.

## SOMMAIRE

Introduction.

- 1ère Partie : Mesure de la permittivité complexe à 36 GHz.

I) Absorption d'une onde hyperfréquence par l'eau.

- Rappel sur le phénomène d'absorption de l'eau.
- Permittivité complexe de l'eau en fonction de la fréquence.
- Influence de la température.

II) Définition de la saturation  $S_w$ .

- a) 1ère méthode de détermination de  $\phi$ .
- b) 2ème méthode de détermination de  $\phi$ .

III) Méthodes de mesure de la permittivité complexe à 36 GHz.

- a) Principe de la méthode.
- b) Mesure avec un Té Hybride.
- c) Mesure avec un coupleur directif.

IV) Résultats pratiques.

- a) Résultats concernant  $\epsilon'$  et  $\epsilon''$ .
- b) Détermination des épaisseurs maxima du modèle.
- c) Interprétation des résultats.

V) Utilisation d'une fréquence légèrement inférieure.

- IIème Partie : Mesure des saturations en eau à 9 GHz.

I) Mesure de la saturation en eau d'un modèle-plan par transmission.

- a) Calcul de l'énergie transmise et de l'énergie réfléchie en fonction des divers paramètres.
  - 1) Cas d'une onde traversant deux dioptries.
  - 2) Cas d'une onde traversant air-sable-air.
  - 3) Cas d'une onde traversant le dioptre air-plexiglass.
  - 4) Conclusion.
- b) Premier étalonnage en position fixe dans un modèle plexiglass de faible volume.
- c) Délimitation du faisceau hyperfréquence.

II) Influence du déplacement du modèle.

- a) Déplacement du petit modèle précédent.
- b) Construction d'un long modèle.

III) Mesure de la saturation dans une tranche.

- a) Position du nouveau problème.
- b) Réalisation d'un cornet sectoral-plan.
- c) Influence de la diffraction suivant le cornet.
- d) Tentative de correction en plaçant des matériaux absorbants.
- e) Construction d'un Box Horn émetteur.

IV) Résultats.

- a) Etalonnages.
- b) Passage d'un front saturé.
- c) Précision.

Conclusion.



## INTRODUCTION

Le problème qui nous a été posé était la mesure de saturation en eau d'un massif de sable par utilisation d'une onde hyperfréquence.

La détermination par un procédé non-destructif de la saturation en eau d'un massif de sable, que ce soit un massif cylindrique ou plan, est un problème important pour la recherche pétrolière.

Actuellement, les seuls procédés dont on dispose pour effectuer ces mesures sont : la mesure de la constante diélectrique ( $\epsilon$ ), l'absorption des rayons gamma, la coloration de l'eau.

Toute méthode nouvelle en ce domaine est donc intéressante.

L'idée d'utiliser une onde hyperfréquence pour déterminer le pourcentage d'eau contenue dans un massif de sable ou un milieu poreux d'une manière plus générale, repose sur le fait que l'eau possède un domaine d'absorption diélectrique dont le maximum se situe à 24 GHz.

Si l'on place un modèle-plan entre deux cornets dont l'un émet et l'autre reçoit une onde hyperfréquence, on peut donc avancer que l'atténuation des ondes entre ces deux cornets dépendra étroitement de la quantité d'eau que les ondes ont du traverser et constituera une mesure précise de la saturation en eau dans le milieu poreux.

Cette thèse est la description des travaux que nous avons effectués en vue de la réalisation pratique d'une telle méthode de mesure.

Dans une première partie, nous verrons la détermination de la permittivité complexe à 36 GHz ; dans une seconde partie, nous étudierons la réalisation d'un appareillage de mesure de la saturation en eau à 9 GHz.

Au cours de notre travail, nous avons rencontré de nombreuses difficultés qui peuvent se résumer ainsi.

Avec les générateurs hyperfréquences dont nous avons pu disposer, il s'est avéré nécessaire de réduire la fréquence jusqu'à 9 GHz afin que l'absorption des ondes ne soit pas rédhibitoire. Nous avons commencé en effet notre étude sur la longueur d'onde de 8 mm, mais l'intensité de l'onde reçue n'était pas suffisante.

Notre conclusion est que la mesure de la saturation en eau dans un modèle-plan, par une onde hyperfréquence, ne peut être vraiment utilisable pour l'étude sur modèles des problèmes d'écoulement dans les milieux poreux, qu'en travaillant à des fréquences plus élevées que celle à laquelle nous avons travaillé.

Malheureusement, à ces fréquences il faudrait pouvoir disposer, pour que les ondes puissent traverser le massif, de puissants générateurs : par exemple de magnétrons sur 8 mm. Etant donné le prix élevé de cet appareillage, il serait utile de savoir si l'importance des mesures que l'on pourrait ainsi effectuer, légitimerait le coût de l'acquisition.

Ière Partie

MESURE DE LA PERMITTIVITE COMPLEXE A 36 GHz.

---

I) Absorption d'une onde hyperfréquence par l'eau.

- Rappel sur le phénomène d'absorption de l'eau.

Dans le domaine des ondes centimétriques l'eau présente un maximum d'absorption d'énergie qui correspond à un mécanisme de relaxation diélectrique. Ce dernier phénomène fait intervenir la structure intermoléculaire de l'eau.

Les molécules sont associées par des liaisons hydrogènes en petits édifices monocristallins temporaires : le temps de relaxation diélectrique mesure la durée de vie moyenne de ces édifices.

Le maximum d'absorption définit la fréquence critique de relaxation  $f_c$  ainsi que le temps de relaxation  $T_c = \frac{1}{2\pi f_c}$

La permittivité complexe  $\epsilon^*$  en fonction de la fréquence rend compte du phénomène précédent.

On pose :

$$\epsilon^* = \epsilon' - j\epsilon''$$

où

$\epsilon'$  est la constante diélectrique réelle  
 $\epsilon''$  est lié aux pertes diélectriques.



- Permittivité complexe de l'eau en fonction de la fréquence.

Nous avons relevé les grandeurs  $\epsilon'$  et  $\epsilon''$  en fonction de la fréquence (2).

F	: 0,58	: 1,74	: 3	: 3,65	: 9,30	: 23,8	: 35	: 48,4
$\epsilon'$	: 80,3	: 79,3	: 77,2	: 76,3	: 61,5	: 30,8	: 24	: 13
$\epsilon''$	: 2,75	: 7,9	: 13,1	: 15,6	: 31,4	: 35,2	: 30	: 23

Tableau I

- Influence de la température.

Pour montrer l'influence de la température à différentes fréquences, nous reproduirons également le tableau ci-dessous (Ref.2).

F GHz	: 1,74	: 9,33	: 24,1	: 48,4
$\epsilon'$ 10°C	: 82,4	: 54,9	: 21,3	: 9,91
$\epsilon'$ 20°C	: 79,2	: 61,6	: 30,26	: 13
$\epsilon'$ 30°C	: 76,1	: 64,71	: 35,03	: 16,72
$\epsilon''$ 10°C	: 11	: 38,06	: 31,6	: 18,67
$\epsilon''$ 20°C	: 7,9	: 32,23	: 35,45	: 23
$\epsilon''$ 30°C	: 5,9	: 26,07	: 35,88	: 26,46

Tableau II

Ces résultats montrent bien l'influence de la température qu'il sera donc nécessaire de maintenir constante.

On représente parfois les résultats précédents sous une forme plus pratique : en diagramme Cole et Cole, c'est-à-dire en portant  $\epsilon''$  f ( $\epsilon'$ ).  
Pour un domaine tel que celui de l'eau, on obtient des arcs de cercle:

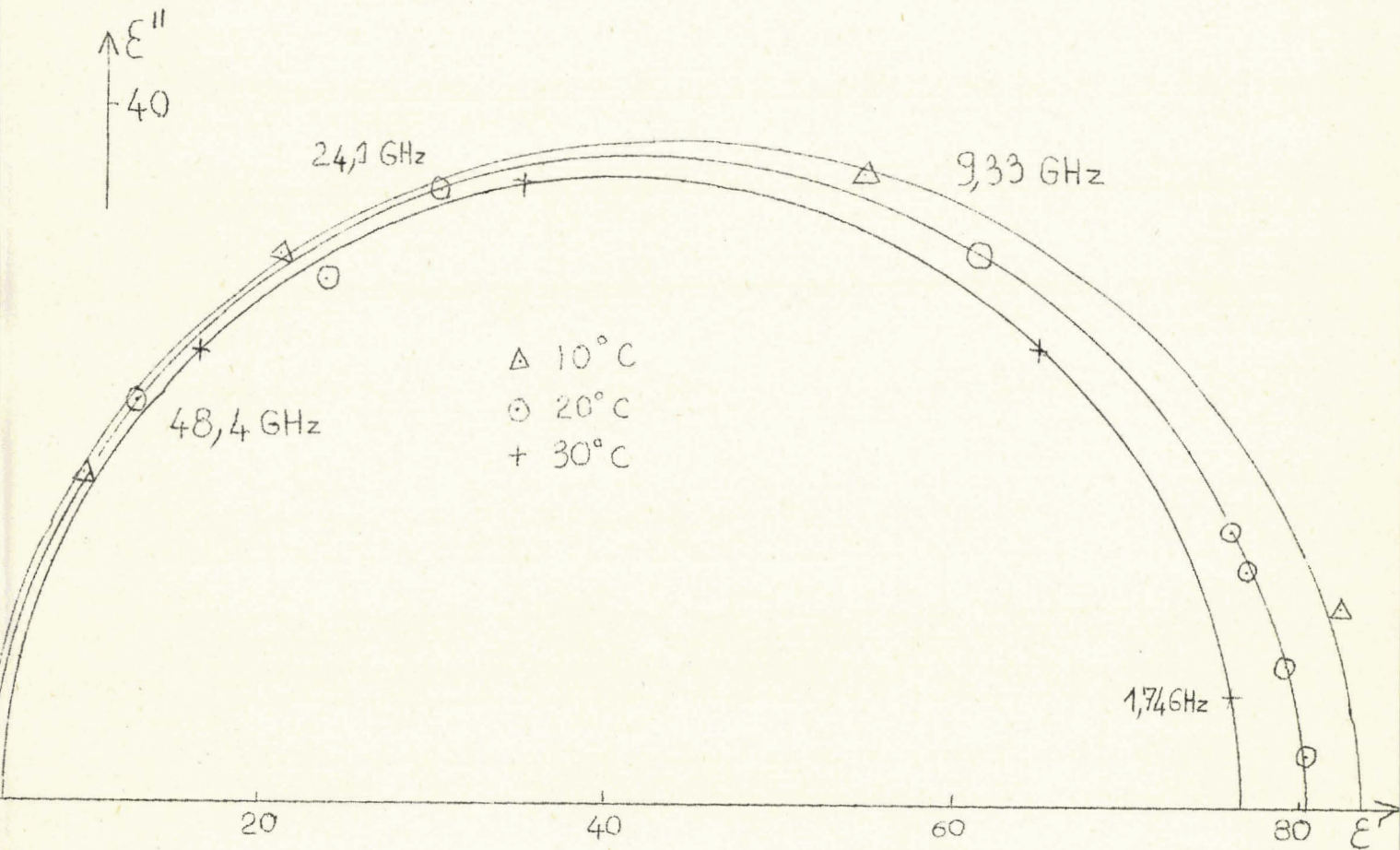


Figure I

II) Définition de la saturation en eau Sw.

Considérons un milieu poreux homogène occupant un volume apparent  $V_T$ .  
Le solide occupe un volume réel  $V_s$ , le volume des pores est donc

$$V_p = V_T - V_s$$

On définit alors les quantités suivantes :

$$\text{porosité } \phi = \frac{V \text{ pores}}{V \text{ Total}}$$

$$\text{Saturation en eau } S_w = \frac{V \text{ eau}}{V \text{ pores}} \quad (0 \text{ à } 100\%)$$

Pour calculer la saturation en eau d'un milieu poreux, il est nécessaire de connaître la porosité, celle-ci pouvant être déterminée de deux manières.

a) 1ère méthode de détermination de  $\phi$ .

La composition du sable pur, de la bille de verre, ... est connue ; on connaît donc également la densité du grain de sable ..., de la bille de verre, etc...

Il suffit alors de mesurer la densité apparente du milieu poreux pour en déduire la porosité

$$d \text{ apparent} = \frac{P_s \text{ apparent}}{V_T \times U_{\text{eau}}}$$

$$d \text{ réel} = \frac{P_s \text{ apparent}}{V_s \times U_{\text{eau}}}$$

$P_s$  masse du milieu poreux

$U$  masse volumique eau

$$\phi = I - \frac{V_s}{V_T}$$

$$\phi = I - \frac{d \text{ apparent}}{d \text{ réel}}$$



Cette première méthode présente le défaut suivant : on mesure  $V_T$  lorsque le massif est sec ; si l'on sature ce même massif le volume  $V_T$  diminue : on trouve donc une valeur de  $\phi$  trop élevée.

b) 2ème méthode de détermination de  $\phi$ .

Dans une éprouvette graduée contenant de l'eau préalablement mesurée (  $V_{\text{eau}}$  ), on verse du sable jusqu'à ce que l'eau n'affleure plus, la saturation est alors totale : on obtient un volume total  $V_T$ .

$$\text{on en déduit } \phi = \frac{V_{\text{pores}}}{V_T} = \frac{V_{\text{eau}}}{V_T}$$

-Remarque- Le principe de mesure restant identique, nous n'opérerons pas de la même manière.

Nous obtiendrons une plus grande précision si  $V_T$  est donné par un flacon jaugé, d'autre part le massif sera plus homogène si on laisse tomber sur le massif saturé déjà formé le sable à travers 1 cm d'eau.

Lorsque le volume  $V_T$  est atteint, deux pesées donnent le poids de sable utilisé

$$P_3 = P_1 - P_2$$

$P_1$  poids initial de sable

$P_2$  poids restant de sable

du poids  $P = \text{poids (eau + sable)}$ , on déduit :

$$P_{\text{eau}} = P - P_3$$

d'où le volume  $V_{\text{eau}}$  utilisé d'où

$$\phi = \frac{V_{\text{pores}}}{V_T} = \frac{V_{\text{eau}}}{V_T}$$

Pour un sable du Pyla (315 $\mu$  - 400 $\mu$ ) nous avons trouvé :

$$d_{\text{apparent}} = 1,726$$

$$d_{\text{réel}} = 2,63$$

$$\phi = 34,4\%$$

Pour des billes de verre calibrées (10/10 mm) :

$$d \text{ apparent} = 1,807$$

$$d \text{ réel} = 2,98$$

$$\phi = 35,5\%$$

Détermination de la saturation en eau  $S_w$ .

Connaissant  $\phi$ , on connaît pour un poids  $P$  de sable, le volume des pores correspondant  $V_p$  ; la saturation en eau vaudra alors :

$$S_w = \frac{V \text{ eau ajoutée}}{V_p} \quad (\text{de } 0 \text{ à } 1)$$

### III) Méthodes de mesure de la permittivité complexe à 36 GHz.

- Avant d'essayer de mesurer la saturation en eau dans un modèle plan, nous avons déterminé la permittivité complexe d'un massif en fonction de la saturation  $S_w$ .

- Le massif à étudier est placé dans un guide d'onde qui constitue la cellule de mesure.

Pour assurer un remplissage optimum, on utilise un guide circulaire qui a également l'avantage de présenter un volume utilisable plus important, réduisant ainsi l'effet d'hétérogénéité.

Cependant, pour éviter l'apparition de modes de propagation parasites, il est nécessaire de limiter le diamètre intérieur de la cellule à 8 mm.

La connaissance de l'impédance ou du coefficient de réflexion à l'entrée de la cellule permet la détermination de la permittivité complexe d'un échantillon de sable, fonction de la teneur en eau.

#### Méthodes de mesure.

La première méthode consiste à choisir la hauteur du guide cir-

culaire rempli de diélectrique de manière à ce que sa susceptance à l'entrée de la cellule soit nulle. Cette méthode, facilement utilisable pour des liquides, l'est beaucoup moins pour des corps hétérogènes.

Cette méthode est utilisable avec les différents appareillages suivants :

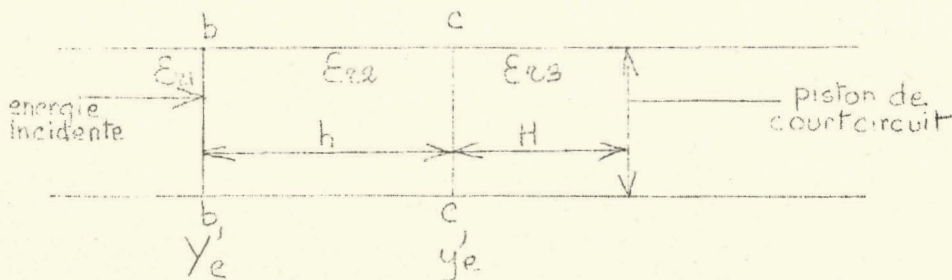
- Ligne de mesure de T.O.S.
- Té Hybride
- Coupleur directif.

Lorsque la hauteur ne peut être ainsi exactement ajustée, on peut cependant mesurer l'impédance d'entrée et faire figurer sur un abaque de Smith le lieu de cette impédance pour plusieurs valeurs de cette hauteur : la détermination de  $\epsilon^*$  est alors obtenue à l'aide de calculs relativement longs.

Aussi nous proposons et décrivons une autre méthode qui permet de déterminer  $\epsilon'$  et  $\epsilon''$  facilement.

a) Principe de la méthode.

Le diélectrique à étudier est placé dans la cellule et occupe une hauteur  $h$  fixe. Derrière le diélectrique, un piston de court-circuit se déplace dans l'air à une distance  $H$  (figure 2)



On étudie l'admittance d'entrée de la cellule en bb en fonction de la hauteur  $H$  : elle a pour valeur

$$Y'e = \frac{\gamma'}{\gamma} \frac{1 + \sqrt{\epsilon_s} \left(\frac{\gamma'}{\gamma}\right) \coth \sqrt{\epsilon_s} \delta H \coth \delta' h}{\coth \delta' h + \sqrt{\epsilon_s} \left(\frac{\gamma'}{\gamma}\right) \coth \sqrt{\epsilon_s} \delta H}$$

$\gamma$  est la constante de propagation dans l'air

$\gamma'$  " " dans le diélectrique

dans le cas où les milieux 1 et 3 sont de l'air  $\epsilon_{21} = \epsilon_{23} = 1$



$$\frac{\gamma'}{\gamma} = \frac{\alpha' + j\beta'}{\alpha + j\beta} = \frac{\frac{\alpha'}{\beta} + \frac{\beta'}{\beta}}{\frac{\alpha}{\beta} + j} = \frac{\frac{\alpha'}{\beta} + 1}{\frac{\alpha}{\beta} + j}$$

dans l'air  $\alpha = 0$  et en posant  $A = \frac{\alpha'}{\beta}$   $B = \frac{\beta'}{\beta}$

$$\frac{\gamma'}{\gamma} = B - jA$$

$$Y'e = (B - jA) \frac{(B - jA) + \coth \gamma H \cdot \coth \gamma' h}{(B - jA) \coth \gamma' h + \coth \gamma H} \quad (I)$$

l'admittance  $Y'e$  dans le plan  $cc$  lorsque  $H$  varie a son point représentatif qui décrit un cercle sur l'abaque de Smith

$$y'e = \coth \gamma H$$

$Y'e$  se déduit de  $y'e$  par une transformation homographique complexe.

Expérimentalement, nous avons relevé de nombreuses fois le lieu  $Y'e$  et nous avons constaté que le lieu de son point représentatif sur l'abaque de Smith était un cercle centré au point figuratif du point asymptote (\*), et ceci seulement lorsque  $\alpha'h$  est grand.

La constante diélectrique est déduite de  $Y'e$  de la manière suivante :

On suppose d'abord que  $h$  est tel que

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} B\beta h &= \infty \\ (B\beta h &= \frac{n\pi}{2}) \\ \gamma'h &= A\beta h + j B\beta h \end{aligned}$$

\* le point asymptote est obtenu lorsque  $h = \infty$

alors  $\coth \gamma'h = \infty$   $Y'e = (B - jA)$

$$\cot \gamma' h = \frac{1 + j \operatorname{th} A \beta h \operatorname{tg} B \beta h}{\operatorname{th} A \beta h + j \operatorname{tg} B \beta h}$$

$$\cot \gamma' h = \operatorname{th} A \beta h$$

$$Y'e = (B - jA) \frac{(B - jA) + \operatorname{coth} \gamma H \operatorname{th} A \beta h}{(B - jA) \operatorname{th} A \beta h + \operatorname{coth} \gamma H}$$

$$\operatorname{coth} \gamma H = j \operatorname{cotg} B \beta H \quad \text{car } \gamma = j \beta B$$

$$\text{pour } B \beta H = \frac{m \pi}{2} \quad \operatorname{coth} B \beta H = 0$$

$$Y'e_1 = \frac{B - jA}{\operatorname{th} A \beta h}$$

$$\text{pour } B \beta H = k \pi \quad \operatorname{coth} B \beta H = \infty$$

$$Y'e_2 = (B - jA) \operatorname{th} A \beta h$$

en ne considérant que les parties réelles ( A petit devant B )

$$Y'e_2 = g \text{ min.} + j b \text{ min.}$$

$$Y'e_1 = g \text{ max.} + j b \text{ max.}$$

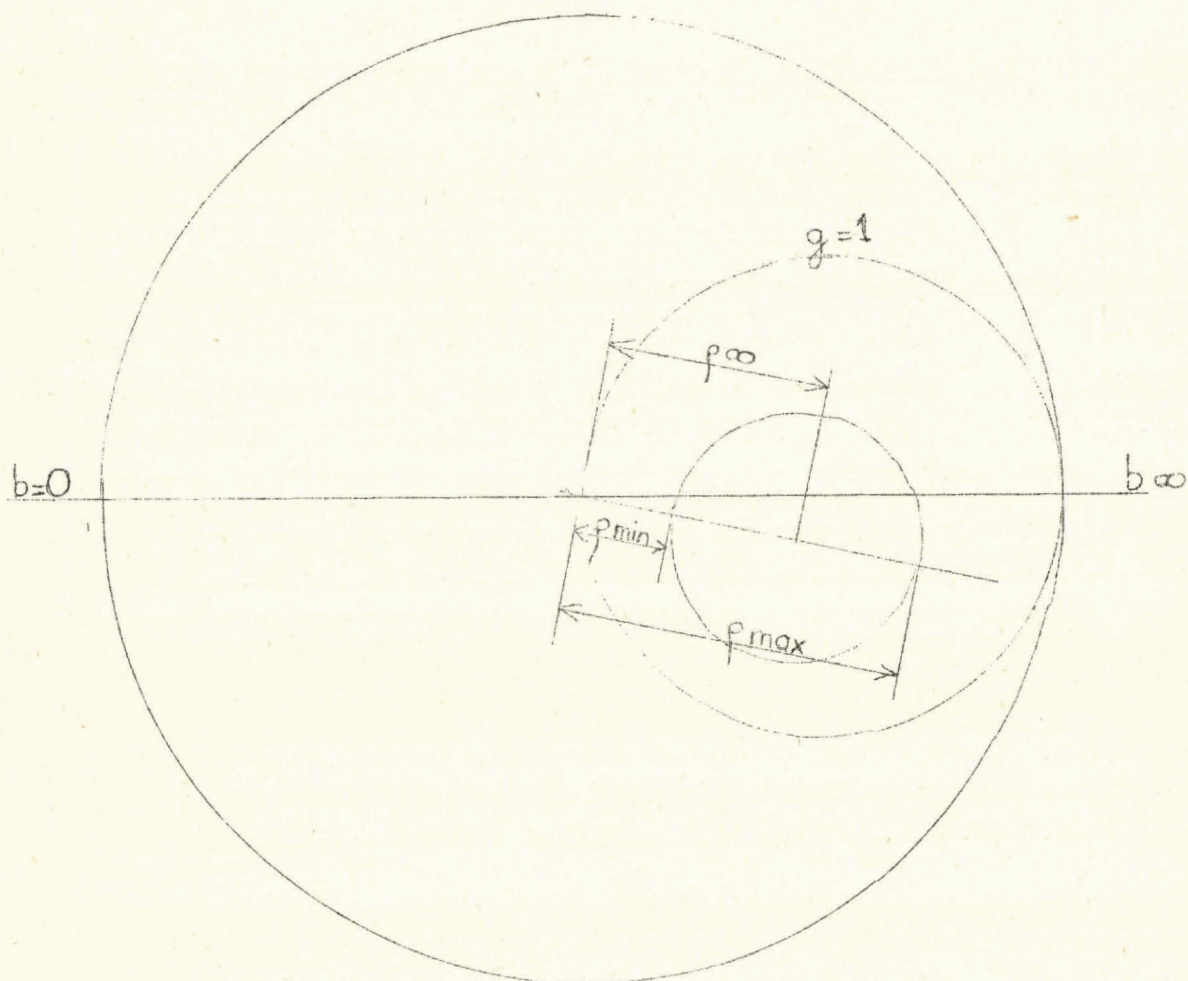
$$\frac{g \text{ min.}}{g \text{ max.}} = \operatorname{th}^2 A \beta h \quad B \beta h = \frac{m \pi}{2}$$

$\frac{g \text{ min.}}{g \text{ max.}} = \operatorname{th}^2_m \frac{\pi}{2} \frac{A}{B} \quad \text{(II)}$
---

Si maintenant avec le même appareillage, au lieu de relever  $Y'e$  on relève le coefficient de réflexion  $\rho$ , on obtient les deux informations  $\rho_{\min.}$  et  $\rho_{\max.}$ . Celles-ci sont reliées à  $g_{\max.}$  et  $g_{\min.}$  par les relations suivantes :

$$g_{\max.} = \frac{I + \rho_{\max.}}{I - \rho_{\max.}} \qquad g_{\min.} = \frac{I + \rho_{\min.}}{I - \rho_{\min.}}$$

on en déduit : (figure 4)





$$\rho_{\infty} = \rho \text{ pt asymptote} = \frac{\rho_{\text{min.}} + \rho_{\text{max.}}}{2}$$

$$S = \frac{I + \rho_{\infty}}{I - \rho_{\infty}} = B$$

$$\mathcal{E}'_f = S^2 = B^2 \qquad \mathcal{E}' = B^2 (I - d) + d$$

Connaissant B on en déduit  $m = \frac{2B\beta h}{\pi}$  et (I) permet de déterminer A.

Rigoureusement on a

$$\begin{aligned} \mathcal{E}'_f &= B^2 - A^2 & \mathcal{E}' &= \mathcal{E}'_f(I-d) + d \\ \mathcal{E}''_f &= 2 A B & \mathcal{E}'' &= \mathcal{E}''_f(I-d) \end{aligned}$$

Dans le cas où  $B\beta h \neq m\pi/2$  la même approximation a été faite à savoir

$$\rho_{\infty} = \frac{\rho_{\text{max.}} + \rho_{\text{min.}}}{2} \text{ et } \frac{\text{th}^2 A}{B} m \frac{\pi}{2} = \frac{g \text{ min.}}{g \text{ max.}}$$

elle semble justifiée en raison du peu de dispersion obtenue entre les résultats.

b) Mesure avec un Té Hybride.

La méthode utilisée est une méthode de zéro. Elle est basée sur l'utilisation d'un Té Hybride

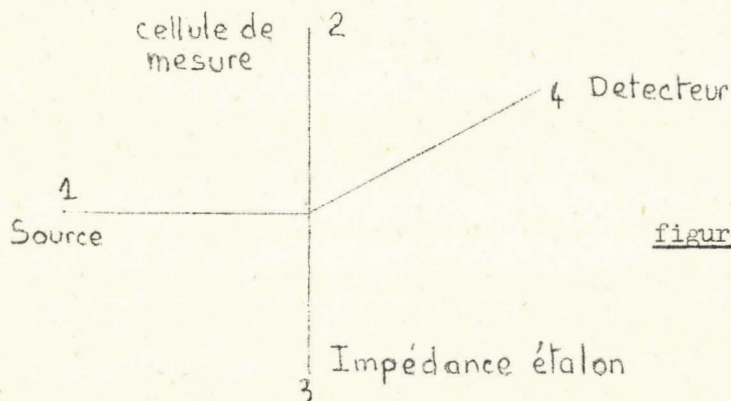


figure 3

L'énergie fournie au bras I est partagée entre les bras 2 et 3, les énergies réfléchies aux extrémités de 2 et 3, sont transmises au bras 4 et comparées par le détecteur. Lorsque les deux impédances aux extrémités des bras 2 et 3 sont égales, le détecteur indique un minimum de signal (figure 3).

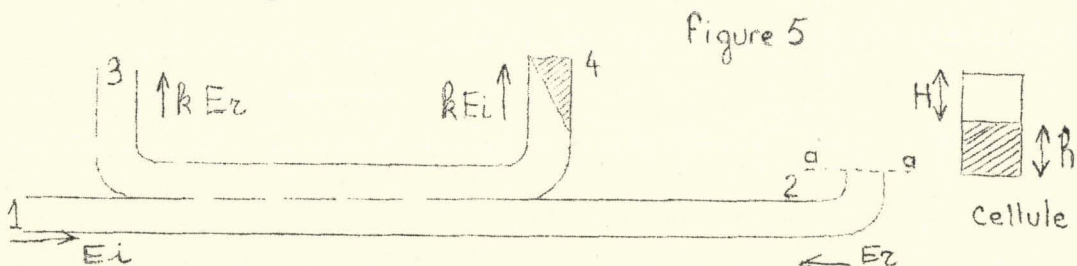
Si l'on place une impédance étalon en 3 on peut en déduire l'impédance de la cellule.

En réalité l'impédance étalon fournit aux minimums de signaux les grandeurs  $\rho_{\min}$  et  $\rho_{\max}$ , ce qui nous permet de connaître A et B, puis  $\epsilon'$  et  $\epsilon''$  caractéristiques du massif.

c) Mesure avec un coupleur directif.

La méthode précédente ne nécessite que la connaissance des deux informations  $\rho_{\min}$  et  $\rho_{\max}$ , il semble donc intéressant d'utiliser une méthode fournissant rapidement ces deux grandeurs.

Le montage utilisé est le suivant (principe du réflectomètre) : il utilise un coupleur directif à 4 bras



le bras I reçoit l'énergie 2 la transmet à la charge une partie  $E_2$  est réfléchi dans le plan aa. Le bras 3 reçoit une énergie proportionnelle à  $E_r$ . (figure 5)

1) on place un court-circuit dans le plan aa : toute l'énergie est réfléchi et l'on a  $E_{rI} = E_{iI}$ , on note en 3 la valeur  $k E_{iI}$ .

2) on place la cellule dans le plan aa et en faisant varier la hauteur H on repère le maximum et le minimum de l'énergie réfléchi

$$k E_{r2} \text{ maximum}$$

$$k E_{r2} \text{ minimum}$$

de ces 3 informations on déduit :

$$\rho_{\min} = \frac{k E_{r_2 \min.}}{k E_{r_1}} = \frac{E_{r_2 \min.}}{E_{r_1}} = \frac{E_{r_2 \min.}}{E_i}$$

$$\rho_{\max.} = \frac{k E_{r_2 \max.}}{k E_{r_1}} = \frac{E_{r_2 \max.}}{E_i}$$

Le réflectomètre ainsi constitué ne possède pas une directivité parfaite et l'information  $k E_r$  varie légèrement avec la phase de l'impédance d'entrée (son module restant constant).

Cette erreur est ici peu importante, les mesures de  $\rho$  maximum et  $\rho$  minimum sont effectuées dans le plan du point asymptote et de dernier est voisin du plan du court-circuit : on opère ainsi à phase pratiquement constante.

#### IV) RESULTATS PRATIQUES.

##### a) Résultats concernant $\epsilon'$ et $\epsilon''$ .

Pour déterminer les concentrations en eau dans le milieu poreux, nous avons relevé les deux grandeurs  $\epsilon'$  et  $\epsilon''$  en fonction de la concentration.

La réalisation des différentes saturations en eau a été effectuée par pesée en supposant la porosité connue.

La préparation en attendant la mesure était placée dans des flacons bouchés à l'émeri pour éviter l'évaporation.

Nous avons fait un étalonnage préliminaire de l'appareil à l'aide des 5 corps suivants de constante diélectrique connue :

Corps	$\epsilon'$ à 36 GHz.
CHLOROBENZENE	3,1
CHLOROFORME	3,14
DICHLORO I2 ETHANE	5,82
ACETONE	15,5
EAU	20

Tableau III



Dans une deuxième série de mesures nous avons déterminé  $\epsilon'$  et  $\epsilon''$  de manière grossière afin de choisir les hauteurs de diélectrique permettant de réaliser des conditions respectant les approximations faites au cours du calcul. Nous avons enfin déterminé  $\epsilon'$  et  $\epsilon''$  pour différentes concentrations en eau Sw.

Ces résultats sont rassemblés dans le tableau suivant et reproduits sur les graphiques I et II.

Le graphique III représente la courbe de la tangente de l'angle de perte en fonction de la concentration

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{\epsilon''}{\epsilon'} = f(S_w)$$

Ces courbes ont toutes une allure parabolique ce qui est en accord avec les travaux effectués par M. SIMANDOUX à des fréquences inférieures (3).

Sw %	$\epsilon'$	$\epsilon''$
3,88	2,63	0,07
11,26	3,05	0,166
19,5	3,48	0,33
45,1	5,48	1,65
70,1	7,78	4,7
85,1	10,3	8,2
100	12,3	12,2

Tableau IV

L'erreur sur ces mesures ne dépasse pas 5% et les principales causes sont les suivantes :

- erreur d'étalonnage
- erreurs d'approximation
- erreurs de définition de Sw.

Les deux premières peuvent être réduites l'une, par un étalonnage plus précis, l'autre par un choix judicieux des hauteurs de cellule. La dernière erreur semble donc la plus importante mais nous aurions pu la diminuer en faisant des mesures sur des mélanges sable, eau, huile, car le volume total resterait ainsi bien constant.

Jusqu'à présent la connaissance de  $\xi'$  et  $\xi''$  permet de déterminer une saturation Sw, mais nous n'avons pas encore déterminé la puissance UHF nécessaire à la mesure.

b) Détermination des épaisseurs maxima du modèle.

Les résultats obtenus montrent que la permittivité du massif varie avec Sw et nous réalisons un appareil qui mesure la permittivité en un point du massif, on pourra atteindre Sw avec précision.

Le Tableau IV montre que  $\xi''$  est plus sensible que la permittivité et c'est pour cela qu'il semble intéressant de réaliser un appareil dont la déviation soit proportionnelle à  $\xi''$ .

Le massif ayant une épaisseur non négligeable, il faut savoir si l'énergie ne sera pas totalement absorbée pendant la traversée du massif et qu'il restera une énergie détectable à la sortie.

- Affaiblissement pendant la traversée du massif.

Nous nous placerons dans le cas idéal où toute l'énergie pénètre dans le massif, sans tenir compte des réflexions à l'entrée sur la paroi et sur une pellicule d'eau. (Il suffira ultérieurement de réaliser une adaptation entre les divers milieux).

Une onde traversant le massif se déplace avec une constante de propagation  $\gamma$ , si  $E_0$  est le champ à l'entrée à une distance h, le champ aura pour valeur  $E = E_0 e^{-\gamma h}$

$$\gamma = \alpha + j\beta$$



le terme réel  $\alpha$  provoque un affaiblissement du signal

$j\beta$  un déphasage du signal

la constante de propagation étant reliée à la constante diélectrique par la formule  $j\omega\sqrt{\mu\epsilon} = \gamma$

on peut déduire

$\alpha$  et  $\beta$  de  $\epsilon'$  et  $\epsilon''$

Tous calculs faits on trouve

$$\alpha = \frac{2\pi}{\lambda_0} \left[ \frac{(1 + \text{tg}^2 \delta) \frac{I}{2} - 1}{2} \right]^{1/2} \quad \text{III}$$

$\lambda_0$  est la longueur d'onde dans l'air

$$\lambda_0 = \frac{c}{f}$$

en exprimant  $\lambda_0$  en mm on obtient  $\alpha$  en Np/mm.

Le tableau suivant, ainsi que la courbe IV représentent les valeurs de  $\alpha$  en fonction de la saturation Sw.

:	:	:	:	:	:	:	:	:
Sw	3,88	11,26	19,5	45,1	70	85	100	:
:	:	:	:	:	:	:	:	:
$\alpha$ Np/mm	0,0169	0,0361	0,0668	0,264	0,613	0,946	1,19	:
:	:	:	:	:	:	:	:	:

Tableau V.

Avec la puissance dont on dispose, si l'on admet que l'on peut mesurer des signaux affaiblis à  $\frac{I}{100}$  ou à  $\frac{I}{1000}$  (40 ou 60 d B) les

hauteurs maxima, qui dans le cas du sable saturé ne devrait pas être dépassées sont :

$$h = \frac{4,6}{\alpha} \quad \text{pour un affaiblissement du } \frac{I}{100}$$

$$h' = \frac{6,9}{\alpha} \quad \text{" du } \frac{I}{1000}$$



Le tableau ci-dessous et la courbe V représente ces valeurs h et h'  
(données en millimètres)

	Sw	3,88	11,26	19,5	45,1	70	85	100
$\frac{I}{100}$	h (mm)	272	127,5	69	17,4	7,5	4,85	3,9
$\frac{I}{1000}$	h' (mm)	408	191	103	26,2	11,2	7,3	5,8

Tableau VI.

c) Interprétation des résultats.

En consultant le tableau précédent et en nous plaçant dans le cas le plus défavorable ( $S_w = 100$ ), on ne peut espérer obtenir un signal détectable après avoir parcouru plus de 6 mm ; ceci veut dire que l'épaisseur maximum du massif devrait être de 6 mm. Actuellement, les modèles utilisés ont une épaisseur de 10 à 20 mm ; il est donc impossible d'utiliser un appareillage à cette fréquence si l'on ne dispose pas d'une source plus puissante, ou d'une détection plus sensible.

V) UTILISATION D'UNE FREQUENCE LEGEREMENT INFERIEURE.

Dans la formule permettant de calculer le coefficient d'affaissement

$$\alpha = \frac{2 \pi}{\lambda_0} \left[ \frac{\epsilon' (1 + \operatorname{tg}^2 \delta)^{1/2} - 1}{2} \right]^{1/2}$$

la longueur d'onde  $\lambda_0$  intervient au dénominateur.

et varie peu avec la fréquence.

Pour diminuer  $\alpha$  il faut donc utiliser une plus grande longueur d'onde (tout en restant dans le domaine de relaxation diélectrique de l'eau).

Ces considérations nous ont conduit à mener une étude identique à celle-ci mais un peu plus sommaire aux fréquences de 24 GHz ( $\lambda_0 = 12,5\text{mm}$ ) et 9 GHz ( $\lambda_0 = 30\text{mm}$ ).

Cette étude est résumée dans les deux tableaux ci-dessous.

$$F = 9,6 \text{ GHz.}$$

Sw %	$\epsilon'$	$\epsilon''$	$\text{tg } \delta$	$\alpha$	$N_{p/\text{mm}}$	h I/100 mm	h' I/1000 mm
3,8	3,04	0,114	0,0376	0,0065		704	1050
20	3,55	0,36	0,101	0,0189		244	366
100	22	10,25	0,466	0,216		21,2	31,8

Tableau VII

$$F = 24 \text{ GHz}$$

$$\lambda_0 = 12,5 \text{ mm}$$

Sw %	$\epsilon'$	$\epsilon''$	$\text{tg } \delta$	$\alpha$	$N_{p/\text{mm}}$	h I/100 mm	h I/1000 mm
3,88	2,57	0,19	0,0712	0,029		159	238
5	2,74	0,13	0,0485	0,024		225	338
11	2,76	0,235	0,085	0,0355		129	195
20	3,52	0,54	0,156	0,0735		62,3	94
60	6,84	1,97	0,29	0,191		24	36,2
100	19,21	12,05	0,628	0,662		6,9	10,5

Tableau VIII

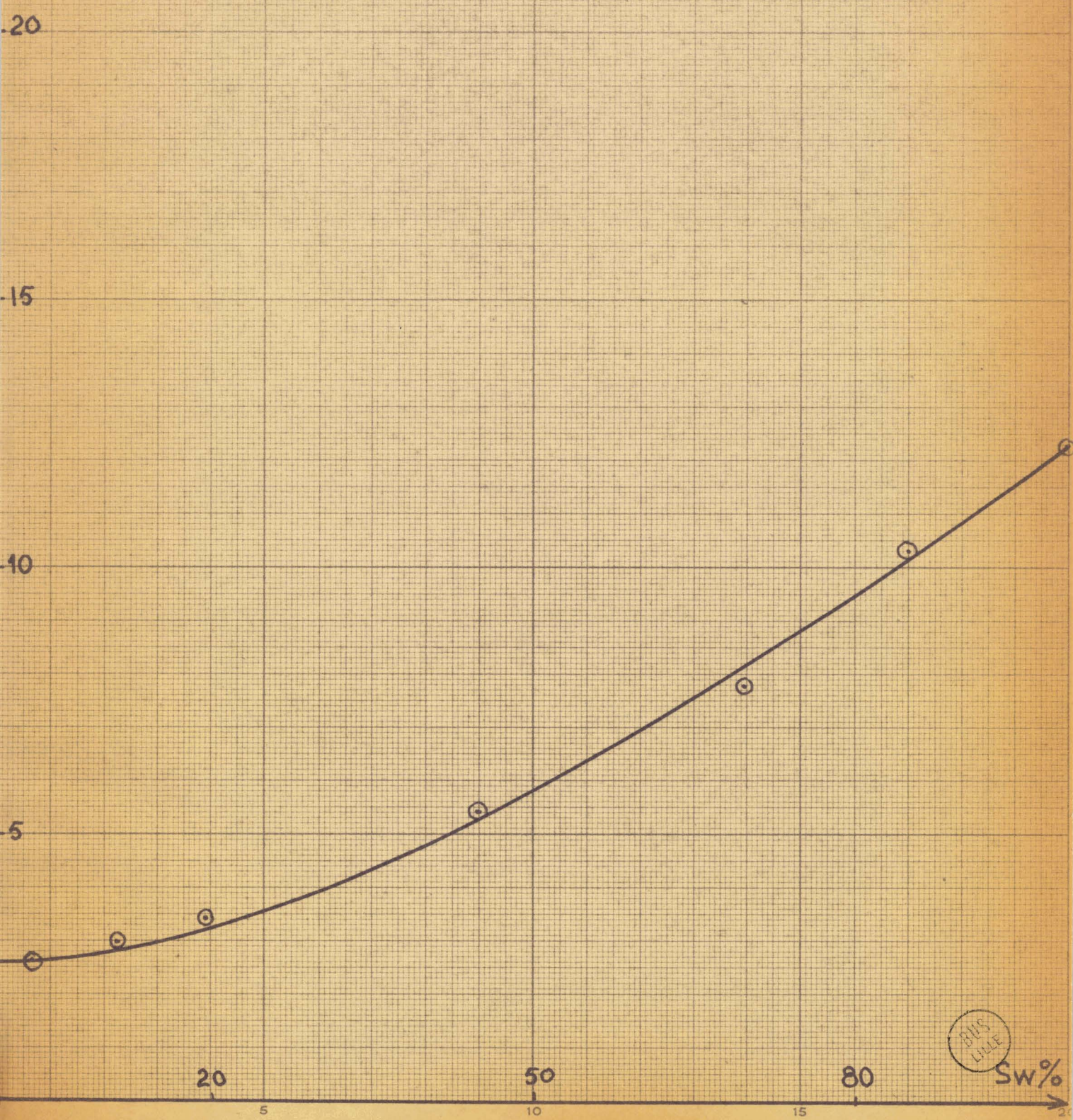
Pour des épaisseurs de massif inférieures à 10 mm, un appareillage à 24 GHz serait concevable mais, les épaisseurs pouvant atteindre 20 mm, seul un dispositif à 9 GHz sera utilisable.



$\epsilon'$  $F = 36 \text{ GHz}$      $\lambda_0 = 8,33 \text{ mm}$ 

Courbe I

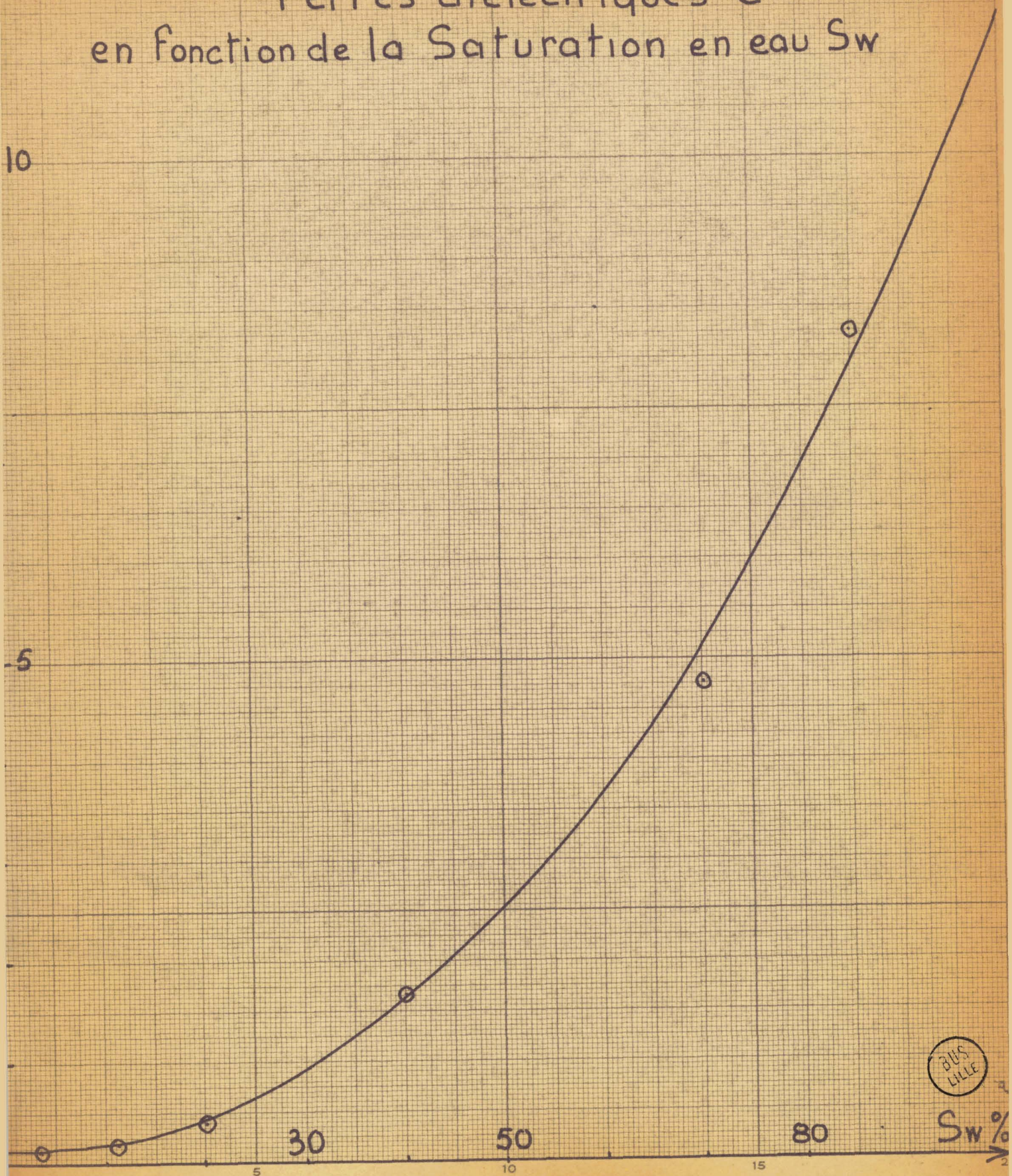
Permittivité du massif  $\epsilon'$   
en fonction de la Saturation en eau  $S_w$

MUS  
LILLE $S_w$  %



$\epsilon''$   $F = 36 \text{ GHz}$   $\lambda_0 = 8,33 \text{ mm}$  Courbe II

Pertes dielectriques  $\epsilon''$   
en fonction de la Saturation en eau  $S_w$



BUS  
LILLE

$S_w$  %

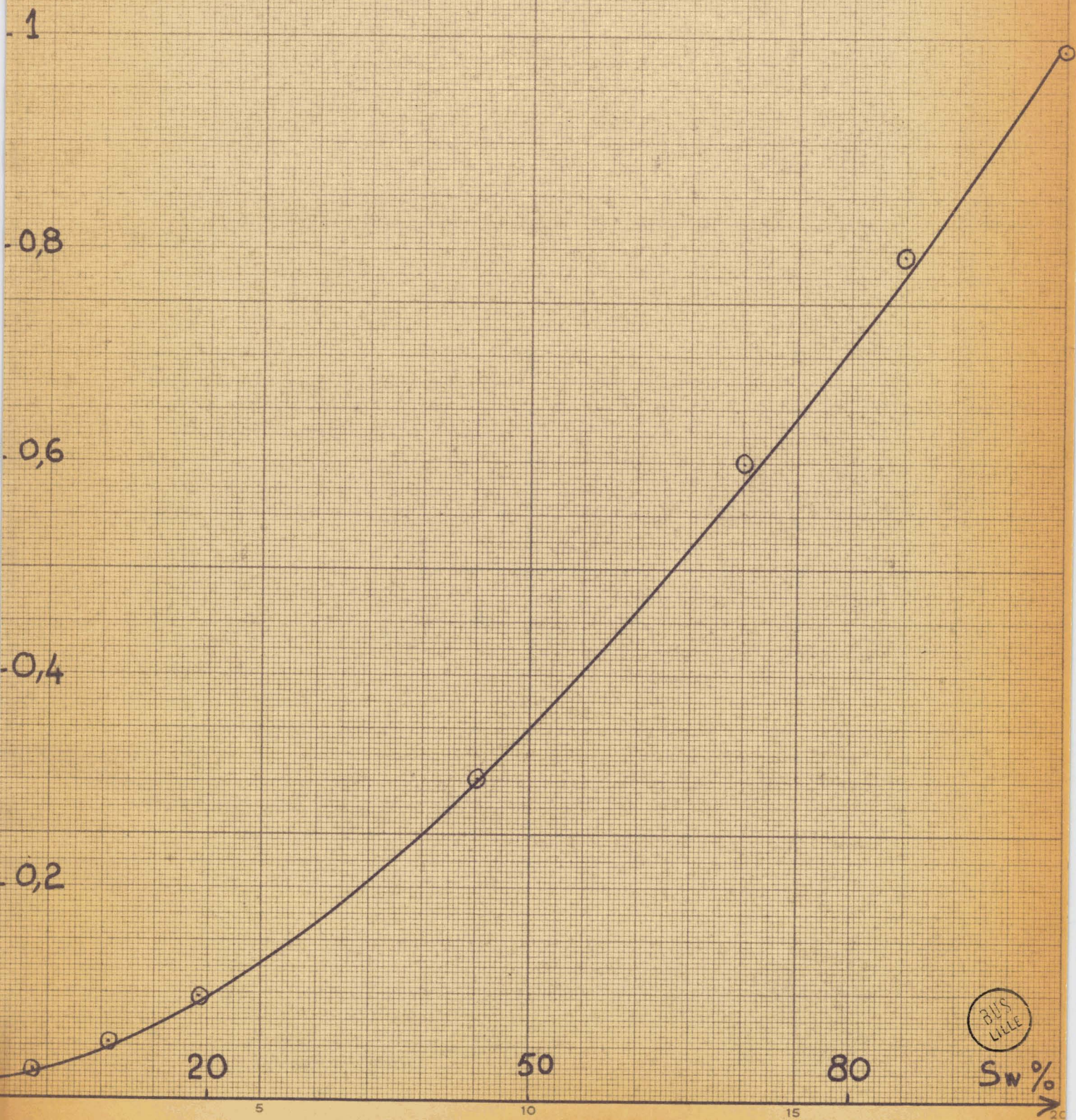


$\text{tg } \delta$

$F = 36 \text{ GHz}$     $\lambda_0 = 8,33 \text{ mm}$

Courbe III

Tangente de l'angle de pertes  
en fonction de la Saturation en eau  $S_w$



BUS  
LILLE

$S_w$  %  $\rightarrow$

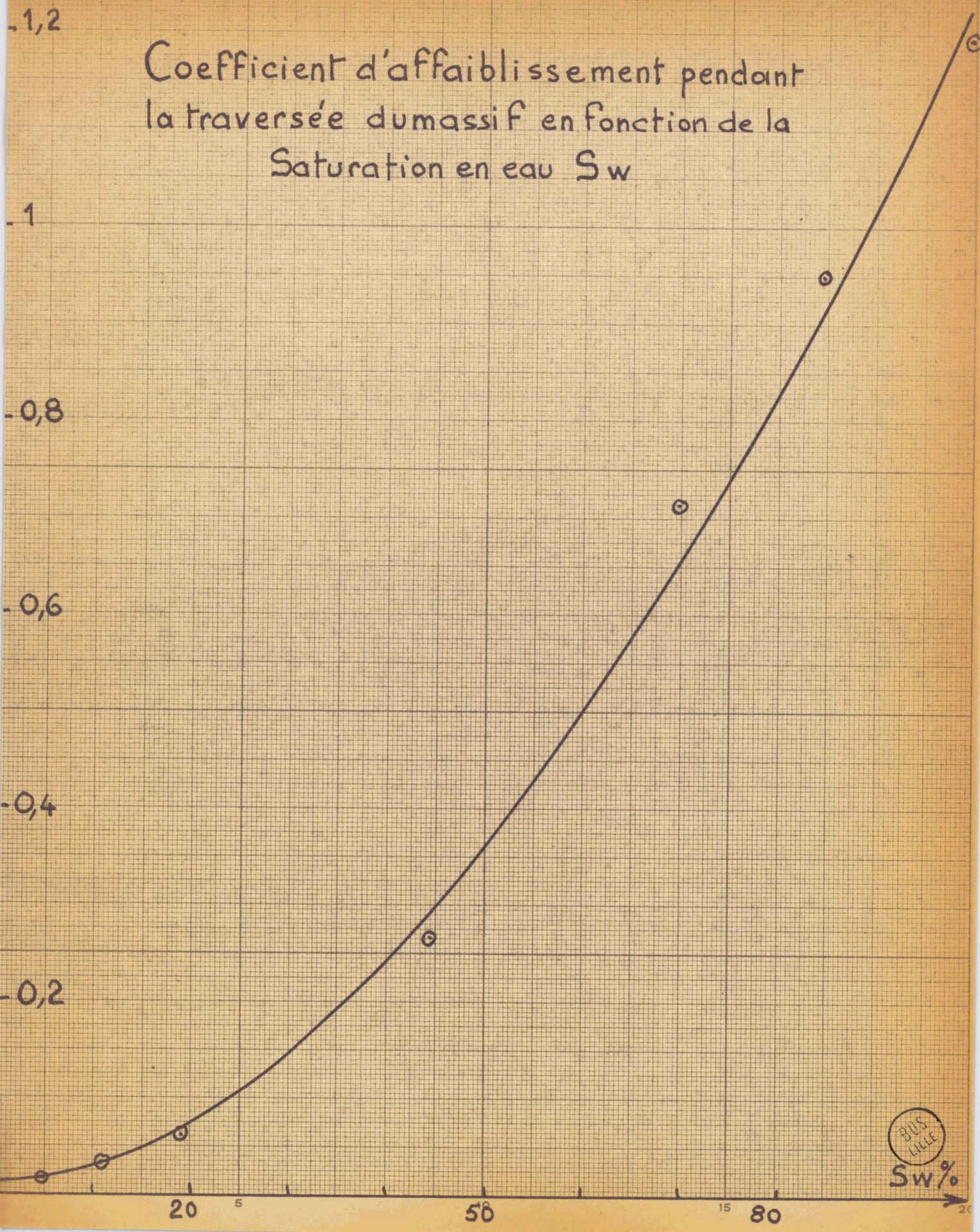


$\alpha$  (Np/mm)

$F = 36$  GHz  $\lambda_0 = 8,33$  mm

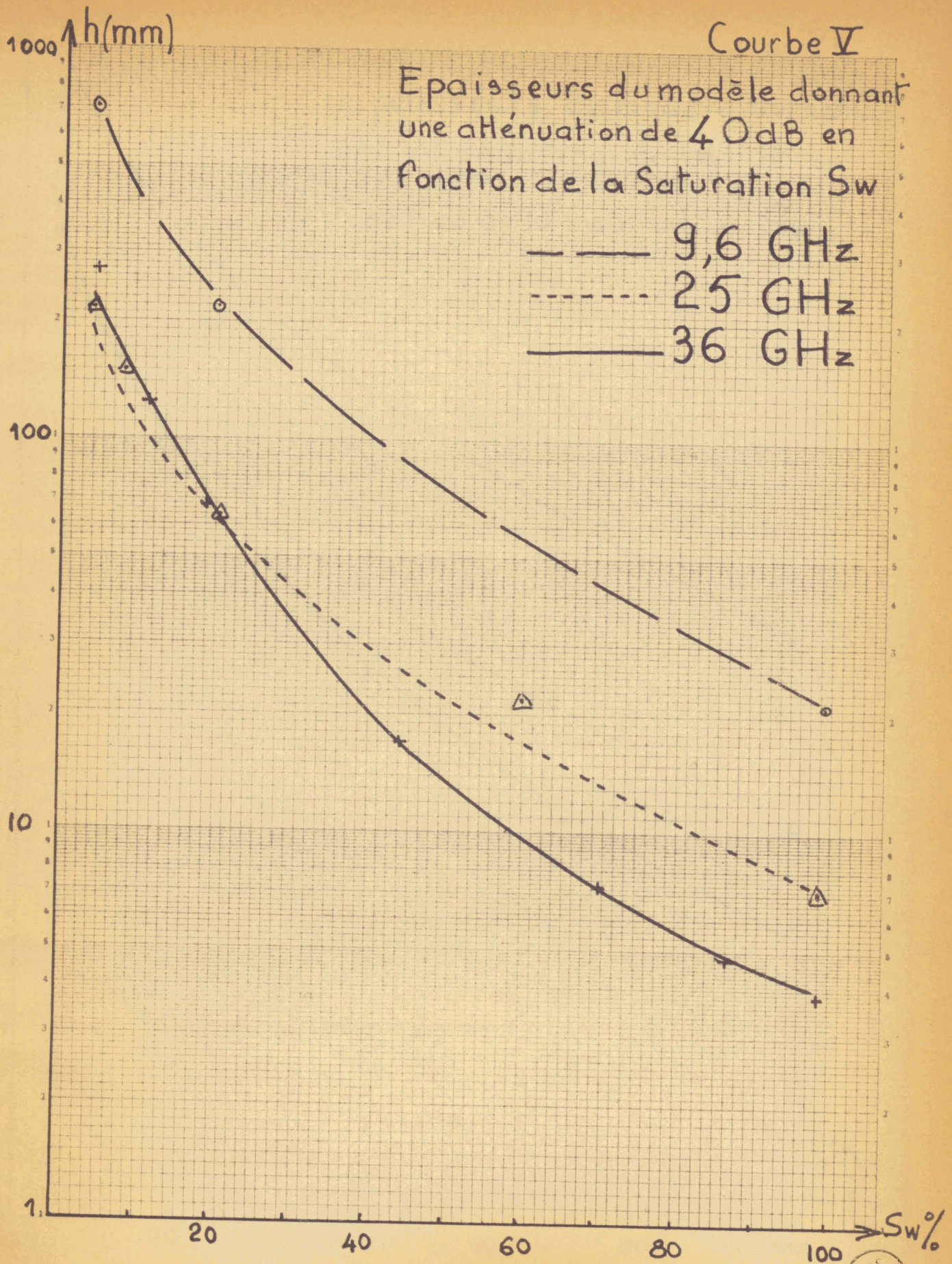
Courbe IV

Coefficient d'affaiblissement pendant  
la traversée d'un massif en fonction de la  
Saturation en eau  $S_w$



BUS  
LILLE  
Sw%





Tochen-Lepege, Paris - Editeur.

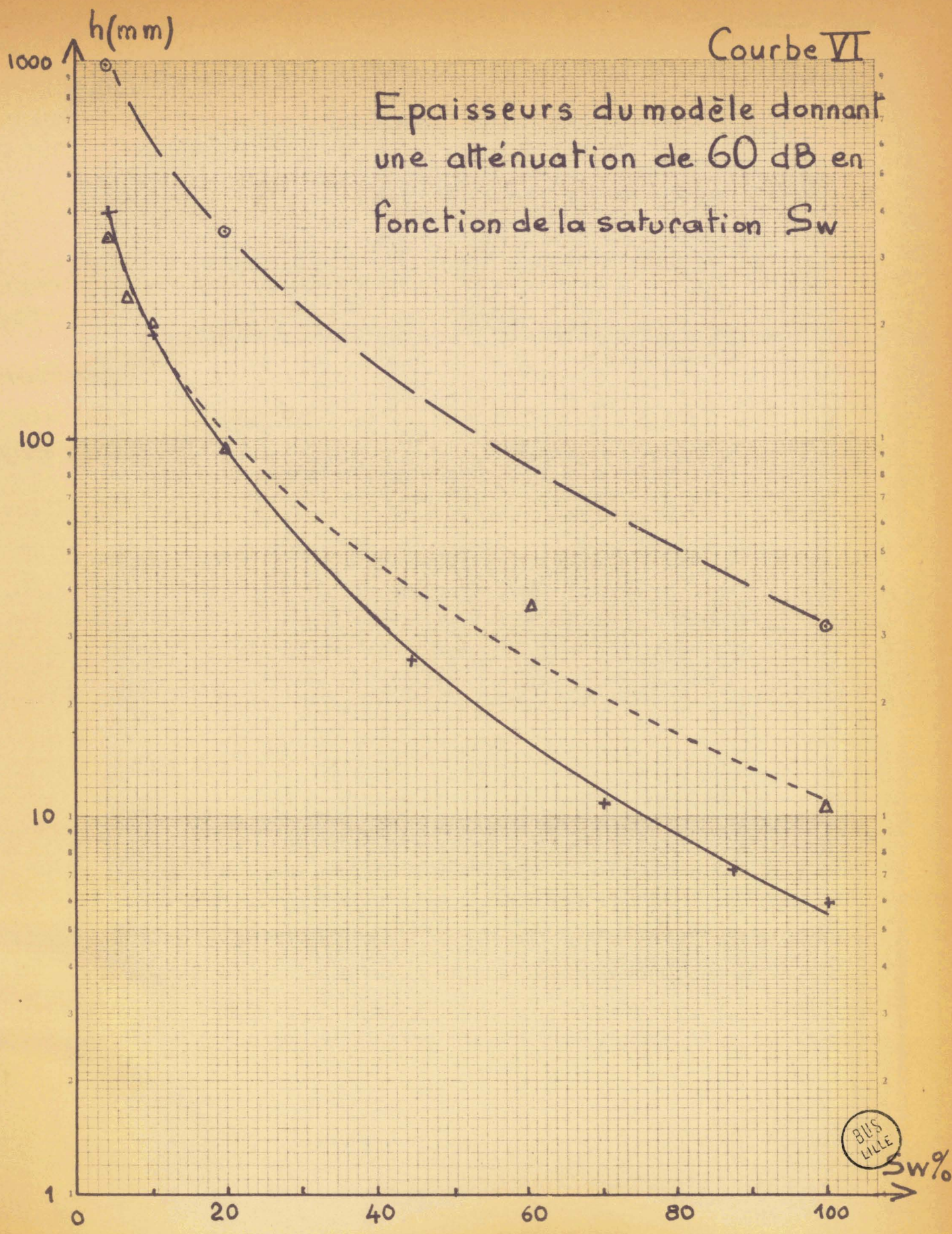
Tochen-Lepege, Paris - Editeur.

Quadrille Semi-Logarithmique à 3 modules

Quadrille Semi-Logarithmique à 3 modules







BUS LILLE  $S_w$ %



IIème Partie

MESURE DES SATURATIONS EN EAU à 9 GHz.

Après avoir étudié la permittivité complexe à 36 GHz, nous allons décrire les différentes parties d'un appareillage destiné à la mesure de la saturation en eau à 9 GHz.

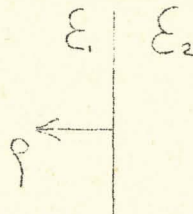
Nous allons tout d'abord étudier l'aspect théorique, puis pratique de la transmission de l'énergie hyperfréquence à travers un modèle plan.

I) Mesure de la saturation en eau d'un modèle plan par transmission.

a) Calcul de l'énergie transmise et de l'énergie réfléchie en fonction des divers paramètres.

Nous supposons initialement que les ondes sont planes, que l'incidence avec le modèle est normale et que les cornets émetteurs et récepteurs sont adaptés au milieu ambiant.

Ces ondes traversent successivement une paroi de plexiglass. A chaque passage de dioptre il y a une réflexion due à la différence des constantes diélectriques.



$$\rho = \frac{\sqrt{\epsilon_2} - \sqrt{\epsilon_1}}{\sqrt{\epsilon_2} + \sqrt{\epsilon_1}}$$



Dans notre cas nous avons à étudier la propagation d'une onde à travers 4 dioptres



Cette étude pouvant se ramener à un problème de passage de deux dioptres, nous n'étudierons que les points suivants :

- onde traversant deux dioptres
- onde traversant air, sable, air
- onde traversant le dioptré air plexiglass.

I) Cas d'une onde traversant deux dioptres.

- Relations générales

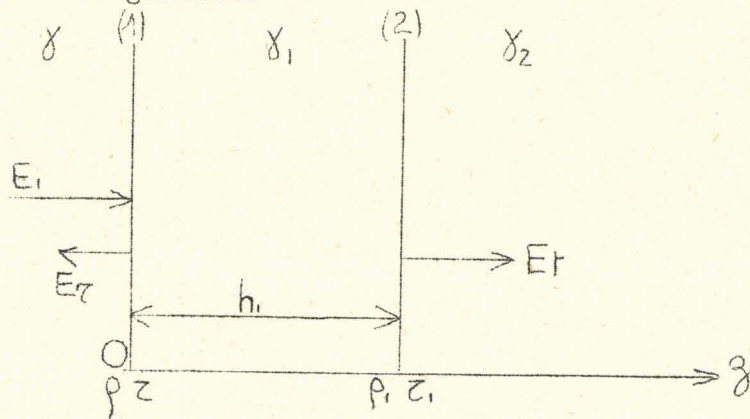


Figure 6

$E_i$  énergie incidente

$E_r$  énergie totale réfléchie

$E_t$  énergie totale transmise

$\gamma, \gamma_1, \gamma_2$  constantes de propagation dans chacun des milieux

$h_I$  épaisseur entre les 2 dioptres (1) et (2)

dans le sens  $oz$ , les coefficients de réflexion et de transmission sont

sur le dioptré (1)  $\rho$  et  $\tau$   
 (2)  $\rho_1$  et  $\tau_1$

dans le sens opposé à oz ils sont

sur le dioptre (1)  $\rho'$  et  $z'$

sur le dioptre (2)  $\rho_1$  et  $z_1$

L'énergie totale transmise est la somme de plusieurs termes correspondant aux réflexions multiples entre les dioptres (1) et (2).

$$Et_1 = E_i z e^{-\gamma_1 h_1} z_1 e^{-\gamma_2 (z - h_1)}$$

$$Et_2 = E_i z e^{-\gamma_1 h_1} \rho_1 \rho' e^{-2\gamma_1 h_1} e^{-\gamma_2 (z - h_1)}$$

$$Et_3 = E_i z e^{-\gamma_1 h_1} (\rho_1 \rho')^2 e^{-4\gamma_1 h_1} e^{-\gamma_2 (z - h_1)}$$

$$Et_n = E_i z e^{-\gamma_1 h_1} (\rho_1 \rho')^{n-1} e^{-2(n-1)\gamma_1 h_1} e^{-\gamma_2 (z - h_1)}$$

$$Et = Et_1 + Et_2 + Et_3 + \dots + Et_n$$

Et est la somme d'une série géométrique de raison  $e^{-2\gamma_1 h_1}$   
on obtient donc :

$$Et = E_i z z_1 e^{-\gamma_1 h_1} e^{-\gamma_2 (z - h_1)} \frac{1}{1 - \rho_1 \rho' e^{-2\gamma_1 h_1}}$$

Si l'on cherche le coefficient de transmission  $T = \frac{Et}{E_i}$  à la

sortie du dioptre (2) on obtient avec  $z = h_1$

$$T = z z_1 e^{-\gamma_1 h_1} \frac{1}{1 - \rho_1 \rho' e^{-2\gamma_1 h_1}} \quad (IV)$$

De la même manière, on peut calculer l'énergie réfléchie totale et le coefficient de réflexion :

$$E_{r_1} = E_i \rho e^{+\gamma z} = E_i e^{-\gamma(-z)}$$

$$E_{r_2} = E_i z e^{-\gamma_1 h_1} \rho_1 e^{-\gamma_1 h_1} z' e^{\gamma_3}$$

$$E_{r_3} = E_i z e^{-\gamma_1 h_1} \rho_1 e^{-\gamma_1 h_1} \rho' \rho_1 e^{-2\gamma_1 h_1} z' e^{\gamma_3}$$

$$E_{r_n} = E_i z e^{-\gamma_1 h_1} \rho_1 e^{-\gamma_1 h_1} (\rho' \rho_1)^{n-2} e^{-2(n-2)\gamma_1 h_1} z' e^{\gamma_3}$$

$$E_r = E_i e^{\gamma_3} \left( \rho + z \rho_1 z' e^{-2\gamma_1 h_1} + z \rho_1 \rho' \rho_1 z' e^{-4\gamma_1 h_1} + z \rho_1 z' (\rho' \rho_1)^{n-2} e^{-2(n-1)\gamma_1 h_1} \dots \right)$$

$$E_r = E_i e^{\gamma_3} \left( \rho + z \rho_1 e^{2\gamma_1 h_1} \frac{1}{1 - \rho' \rho_1 e^{-2\gamma_1 h_1}} \right)$$

d'où le coefficient de réflexion à gauche du dioptre (1)

$$z = 0 \quad R = \frac{E_r}{E_i} = \frac{\rho + z \rho_1 e^{-2\gamma_1 h_1}}{1 - \rho' \rho_1 e^{-2\gamma_1 h_1}} \quad (V)$$

Les fonctions  $\rho \rho_1 \rho' z z'$  qui interviennent dans les expressions de R et T ne sont pas directement accessibles à la mesure ; en fonction de la constante diélectrique  $\epsilon$ , elles valent avec

$$\gamma_1 = \alpha_1 + j\beta_1 = j\beta\sqrt{\epsilon^*}$$

$$\rho = \frac{\sqrt{\epsilon_1} - \sqrt{\epsilon}}{\sqrt{\epsilon_1} + \sqrt{\epsilon}} \quad z = 1 - \rho = \frac{2\sqrt{\epsilon}}{\sqrt{\epsilon_1} + \sqrt{\epsilon}}$$



$$\rho_1 = \frac{\sqrt{\epsilon_2} - \sqrt{\epsilon_1}}{\sqrt{\epsilon_2} + \sqrt{\epsilon_1}} \quad z_1 = \frac{2\sqrt{\epsilon_1}}{\sqrt{\epsilon_2} + \sqrt{\epsilon_1}}$$

$$\rho' = \frac{\sqrt{\epsilon} - \sqrt{\epsilon_1}}{\sqrt{\epsilon_1} + \sqrt{\epsilon}} = - \quad z' = 1 - \rho' = \frac{2\sqrt{\epsilon_1}}{\sqrt{\epsilon} + \sqrt{\epsilon_1}}$$

on mesure en général  $\sqrt{\epsilon^x}$  par la quantité :

$$B - jA =$$

- Cas particulier -

Cas particulier de la réflexion à travers deux dioptries.

Nous avons vu que la formule :

$$R = \rho + z\rho_1 z' e^{-2\gamma_1 h_1} \quad \frac{1}{1 - \rho'\rho_1 e^{-2\gamma_1 h_1}}$$

permettait de calculer la réflexion d'une onde franchissant successivement deux dioptries

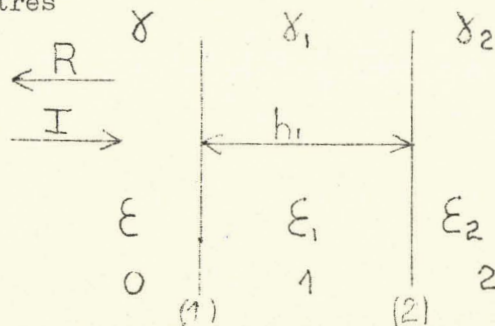


Figure 7

Nous allons supposer maintenant que les  $\epsilon_0, \epsilon_1, \epsilon_2$  sont sans pertes, dans ce cas les quantités  $\epsilon_0, \epsilon_1, \epsilon_2$  sont réelles.

De plus supposons que  $h_1$  est tel que  $h_1 = \frac{\lambda_1}{4} + k \frac{\lambda_1}{2}$

$\lambda_1$  étant la longueur d'onde dans le milieu 1 ; à ce moment on a donc

$$e^{-2\gamma_1 h_1} = e^{-2j\beta_1 h_1} = e^{-2j \frac{2\pi}{\lambda_1} \frac{\lambda_1}{4}} = e^{-j\pi} = -1$$

on a donc  $R = \rho - z\rho_1 z' \frac{1}{1 + \rho'\rho_1}$

en remplaçant

par leurs valeurs en fonction de

on obtient

$$R = \frac{\sqrt{\epsilon_1} - \sqrt{\epsilon}}{\sqrt{\epsilon_1} + \sqrt{\epsilon}} - \frac{2\sqrt{\epsilon}(\sqrt{\epsilon_2} - \sqrt{\epsilon_1}) 2\sqrt{\epsilon_1}}{(\sqrt{\epsilon_1} + \sqrt{\epsilon})(\sqrt{\epsilon_2} + \sqrt{\epsilon_1})(\sqrt{\epsilon} + \sqrt{\epsilon_1})} \times \frac{1}{1 + \frac{(\sqrt{\epsilon_2} - \sqrt{\epsilon_1})(\sqrt{\epsilon} - \sqrt{\epsilon_1})}{(\sqrt{\epsilon_2} + \sqrt{\epsilon_1})(\sqrt{\epsilon_1} + \sqrt{\epsilon})}}$$

$$R = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_1} + \sqrt{\epsilon}} \left[ \frac{\sqrt{\epsilon_1} - \sqrt{\epsilon}}{\sqrt{\epsilon_2} + \sqrt{\epsilon_1}} \frac{2\sqrt{\epsilon}(\sqrt{\epsilon_2} - \sqrt{\epsilon_1}) 2\sqrt{\epsilon_1}}{(\sqrt{\epsilon_1} + \sqrt{\epsilon})(\sqrt{\epsilon_2} + \sqrt{\epsilon_1}) + (\sqrt{\epsilon_2} - \sqrt{\epsilon_1})(\sqrt{\epsilon} - \sqrt{\epsilon_1})} \right]$$

$$R = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_1} + \sqrt{\epsilon}} \left[ \frac{\sqrt{\epsilon_1} - \sqrt{\epsilon}}{\sqrt{\epsilon_1} + \sqrt{\epsilon}} \frac{\sqrt{\epsilon} 2\sqrt{\epsilon_1} (\sqrt{\epsilon_2} - \sqrt{\epsilon_1})}{\epsilon_1 + \sqrt{\epsilon_2} \sqrt{\epsilon}} \right]$$

$$R = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_1} + \sqrt{\epsilon}} \left[ \frac{(\sqrt{\epsilon_1} - \sqrt{\epsilon})(\epsilon_1 + \sqrt{\epsilon_2} \sqrt{\epsilon}) - 2\sqrt{\epsilon} \sqrt{\epsilon_1} (\sqrt{\epsilon_2} - \sqrt{\epsilon_1})}{\epsilon_1 + \sqrt{\epsilon_2} \sqrt{\epsilon}} \right]$$

$$R = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_1} \sqrt{\epsilon}} \left[ \frac{\sqrt{\epsilon_1} \epsilon_1 + -\sqrt{\epsilon_2} \epsilon - \sqrt{\epsilon} \sqrt{\epsilon_1} \sqrt{\epsilon_2} + \epsilon_1 \sqrt{\epsilon}}{\epsilon_1 + \sqrt{\epsilon_2} \sqrt{\epsilon}} \right]$$

$$R = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_1} + \sqrt{\epsilon}} \left[ \frac{\sqrt{\epsilon_1} (\epsilon_1 - \sqrt{\epsilon_1} \sqrt{\epsilon_2}) + \sqrt{\epsilon} (\epsilon_1 - \sqrt{\epsilon_1} \sqrt{\epsilon_2})}{\epsilon_1 + \sqrt{\epsilon_2} \sqrt{\epsilon}} \right]$$

$$\boxed{R = \frac{\epsilon_1 - \sqrt{\epsilon} \sqrt{\epsilon_2}}{\epsilon_1 + \sqrt{\epsilon} \sqrt{\epsilon_2}} \quad (VI)}$$

Nous voyons donc que le coefficient de réflexion pourra être nul à la condition que

$$\epsilon_1 = \sqrt{\epsilon} \epsilon_2$$

Résumons donc les conditions pour que  $R = 0$

milieux 0 I 2 sans pertes

$$h_1 = \frac{\lambda}{4\sqrt{\epsilon_1}}$$

$$\epsilon_1 = \sqrt{\epsilon\epsilon_2}$$

(VII)

2 ) Cas d'une onde traversant air, sable, air.

Si l'on suppose que les milieux 0 et 2 sont de l'air

on a  $B = B_2 = 1$   $A = A_2 = 0$

on a

$$\rho = \frac{B_1 - jA_1 - 1}{B_1 - jA_1 + 1} \qquad \zeta = \frac{2}{B_1 - jA_1 + 1}$$

$$\rho_i = \frac{1 - B_1 + jA_1}{1 + B_1 - jA_1} \qquad \zeta_i = \frac{2(B_1 - jA_1)}{B_1 - jA_1 + 1}$$

$$\rho' = \frac{1 - B_1 - jA_1}{1 + B_1 - jA_1} \qquad \zeta' = \frac{2(B_1 - jA_1)}{1 + B_1 - jA_1}$$

la valeur de T vaut alors :

(VIII) 
$$T = \frac{4(B_1 - jA_1) e^{-j\beta B h_1} e^{-A\beta h_1}}{(1 + B_1 - jA_1)^2 - (1 - B_1 + jA_1)^2 e^{-2j\beta B h_1} e^{-2A\beta h_1}}$$



3) Cas d'une onde traversant le dioptre air plexiglass.

Le milieu (0) est de l'air, le milieu (2) est du plexiglass, si les conditions VII sont remplies, c'est-à-dire si l'on trouve un produit remplissant ces conditions, les réflexions à l'entrée seront éliminées.

4) Conclusion.

Nous venons de voir théoriquement qu'en interposant un produit convenable entre l'air et le plexiglass, il aurait été possible pratiquement d'éliminer la réflexion air-plexiglass.

Pratiquement nous ne l'avons pas fait car en réalité la réflexion plexiglass-sable humide est beaucoup plus importante (dès que la saturation en eau devient assez élevée).

Dans une réalisation ultérieure, il serait possible d'effectuer cette adaptation mais il faut savoir si ce travail sera compensé par les résultats obtenus.

En conclusion, nous voyons qu'il est possible à partir des valeurs de  $C^*$  fonction de Sw de calculer théoriquement l'absorption de l'onde à travers le modèle ; si l'on tenait compte de tous les dioptres traversés, ce calcul nécessiterait un trop gros travail de calcul numérique et serait à refaire dès que l'on changerait une dimension.

En réalité, il sera plus pratique et précis de réaliser un étalonnage de notre appareil sur des modèles existants avec des saturations connues.

b) Premier étalonnage en position fixe dans un modèle plexi de faible volume.

Nous avons construit un modèle en plexiglass de dimensions 150mm x150mm, d'épaisseur de massif 20 mm ; les parois du modèle avaient 30 mm d'épaisseur : le critère qui a guidé cette construction est le suivant : faible volume du massif de manière à pouvoir faire une préparation homogène et de permettre un remplissage aisé du modèle.

Le montage hyperfréquence utilisé était le suivant :

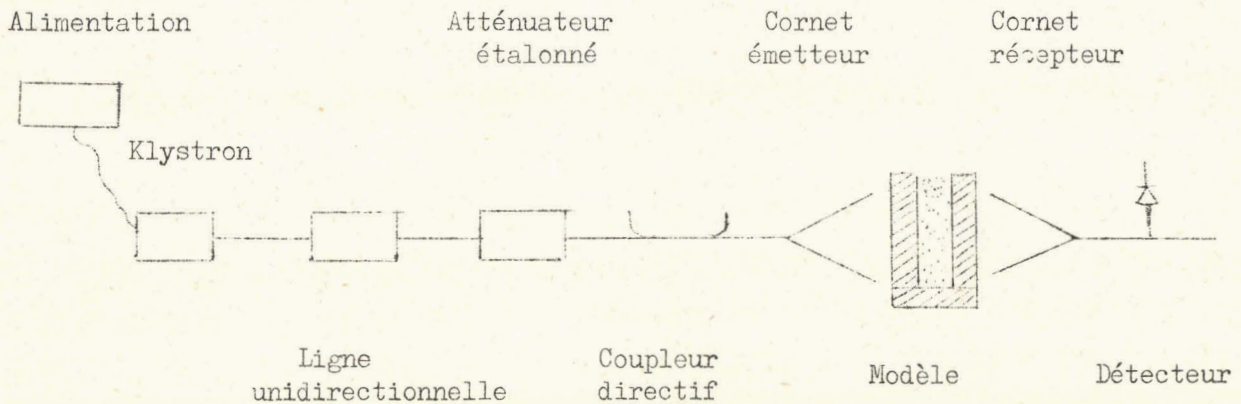


Figure 8

La saturation du massif est effectuée avec une eau contenant 800 g\* par litre. Nous avons réalisé des saturations  $S_w$  variant de 0% à 100% tous les 10%.

Le cornet émetteur associé au coupleur directif permet de connaître l'énergie réfléchie  $E_r$ .

Le cornet récepteur permet de connaître l'énergie transmise  $E_t$ . Ces énergies sont détectées par des cristaux dont la loi de détection dans une certaine région ( de 100 V à 10 mV ) est quadratique : c'est à dire la tension recueillie aux bornes des cristaux est proportionnelle au carré du champ électrique donc à l'énergie.

Les coefficients de réflexion R et de transmission T' étant définis par

$$R = \frac{\sqrt{E_r}}{\sqrt{E_i}} \quad T = \frac{\sqrt{E_t}}{\sqrt{E_i}}$$

dans la région quadratique on a :

$$R = \frac{V_r}{V_i} \quad T = \frac{V_t}{V_i} \quad V \text{ étant les tensions détectées.}$$

\* de Nitrate de calcium (  $(NO_3)_2 Ca$  )



Dans le cas où le niveau d'entrée est fixe, on ne peut toujours travailler dans la partie quadratique de la détection, nous avons donc tracé la loi de détection : tension - puissance du cristal utilisé en fonction du niveau appliqué.

La courbe tracée sur le papier semi-logarithmique présente une pente de 10 d B par décade entre 100 V et 100 mV, correspondant bien à une loi de détection linéaire en puissance quadratique en tension (courbe VI)

Pour mesurer le coefficient de réflexion, on opère de la manière suivante : on place un court-circuit à l'embouchure du cornet, on mesure

$$E_{r_1} = E_{i_1}$$

Lors de la mesure du coefficient de réflexion pour une valeur  $S_w$ , on mesure  $E_r$  et l'on a :

$$R = \frac{\sqrt{E_r}}{\sqrt{E_i}} = \frac{\sqrt{E_r}}{\sqrt{E_{r_1}}}$$

Pour mesurer  $T$ , on admet que lorsque  $S_w = 0$ , il n'y a pas d'absorption pendant la traversée du massif : la somme des énergies transmise et réfléchie est égale à l'énergie incidente :

$$T = \frac{\sqrt{E_t}}{\sqrt{E_i}} \qquad R = \frac{\sqrt{E_r}}{\sqrt{E_i}}$$

$$T_o^2 + R_o^2 = 1 \qquad E_{t_o} + E_{r_o} = E_i$$

connaissant  $R$  on en déduit  $T$  donc l'énergie transmise s'il n'y avait pas de modèle.

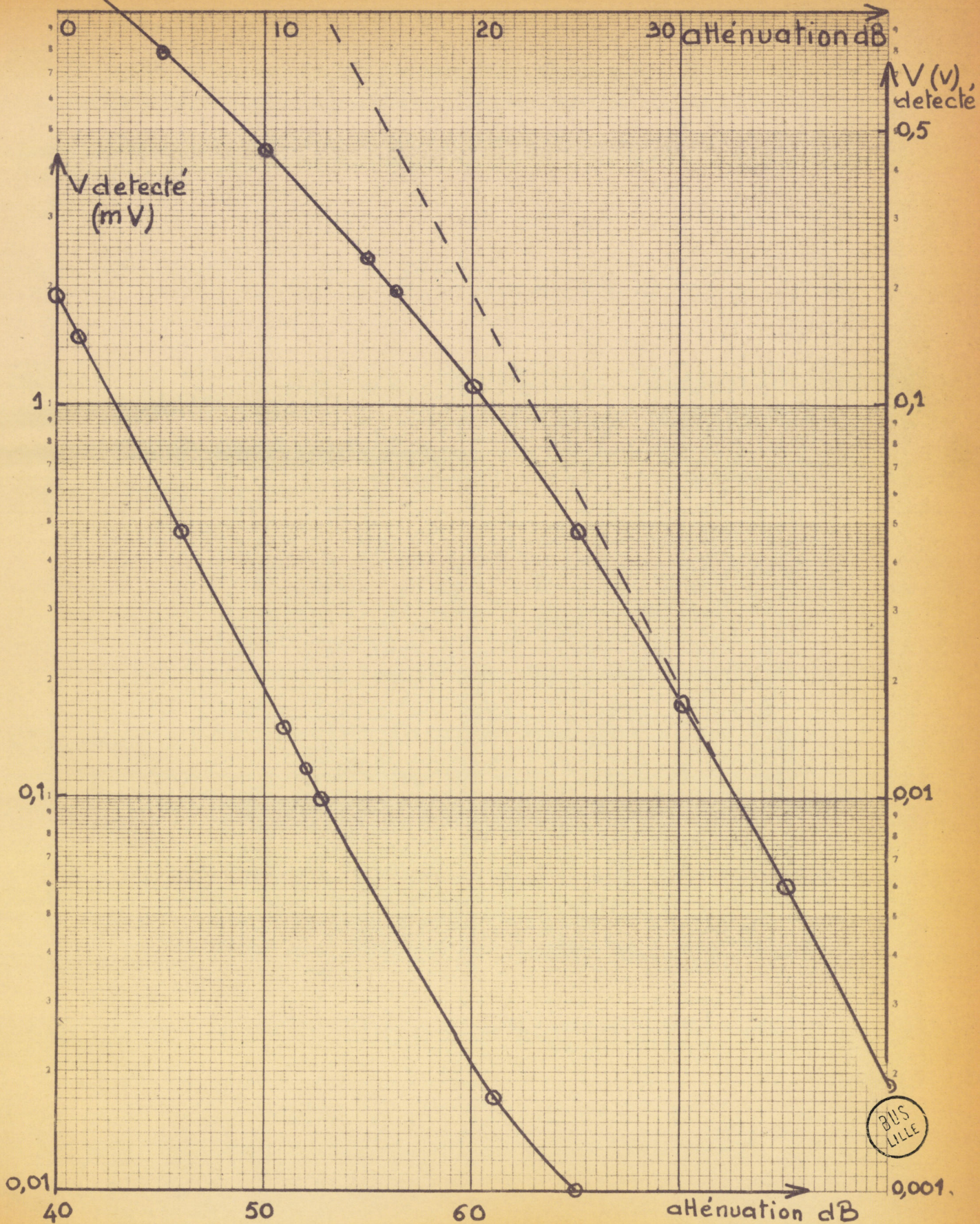
$$E_i = \frac{E_{t_o}}{T_o^2}$$



# Loi de detection d'un cristal 1N21B

fonction de l'atténuation en dB

Courbe VII



BUS LILLE



Sw	Et (V)	Er (mV)	Et (V) : corrigé	Er <sub>1</sub> (mV)	R	Et : corrigé	T
0	0,46	0,256	1,85	1,22	0,458	1,36	0,89
10	0,407	0,23	1,55		0,434	1,245	0,815
20	0,365	0,26	1,28		0,462	1,13	0,735
30	0,29	0,275	0,82		0,475	0,905	0,592
40	0,229	0,295	0,54		0,492	0,735	0,48
50	0,197	0,3	0,44		0,496	0,663	0,432
60	0,147	0,31	0,27		0,505	0,52	0,34
70	0,114	0,31	0,19		0,505	0,436	0,285
80	0,065	0,31	0,088		0,505	0,297	0,194
90	0,032	0,34	0,0375		0,529	0,194	0,127
100	0,010	0,355	0,010		0,54	0,1	0,0655

Tableau IX

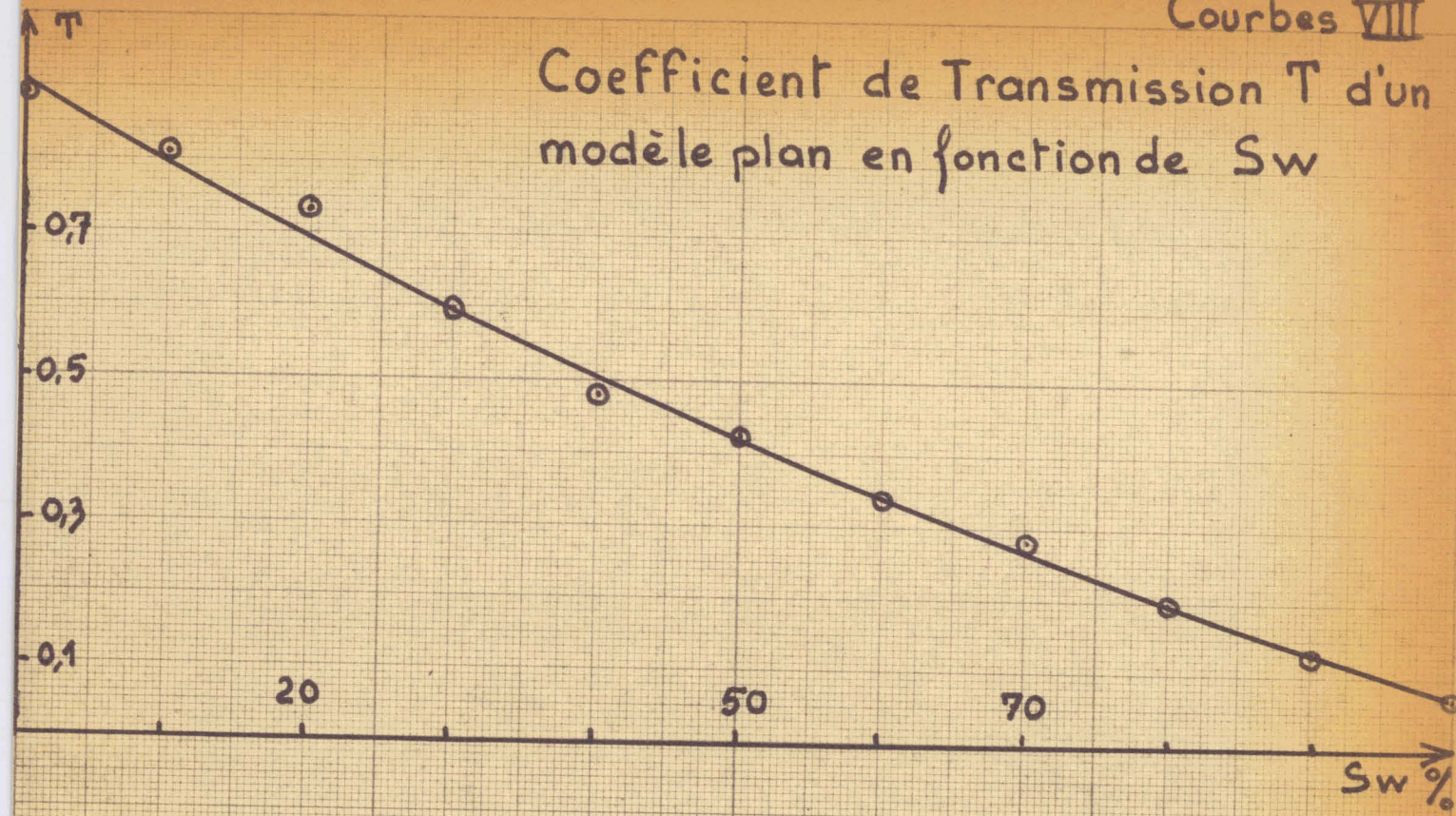
La courbe VIII représente ces résultats.

Nous pouvons effectuer les constatations suivantes :

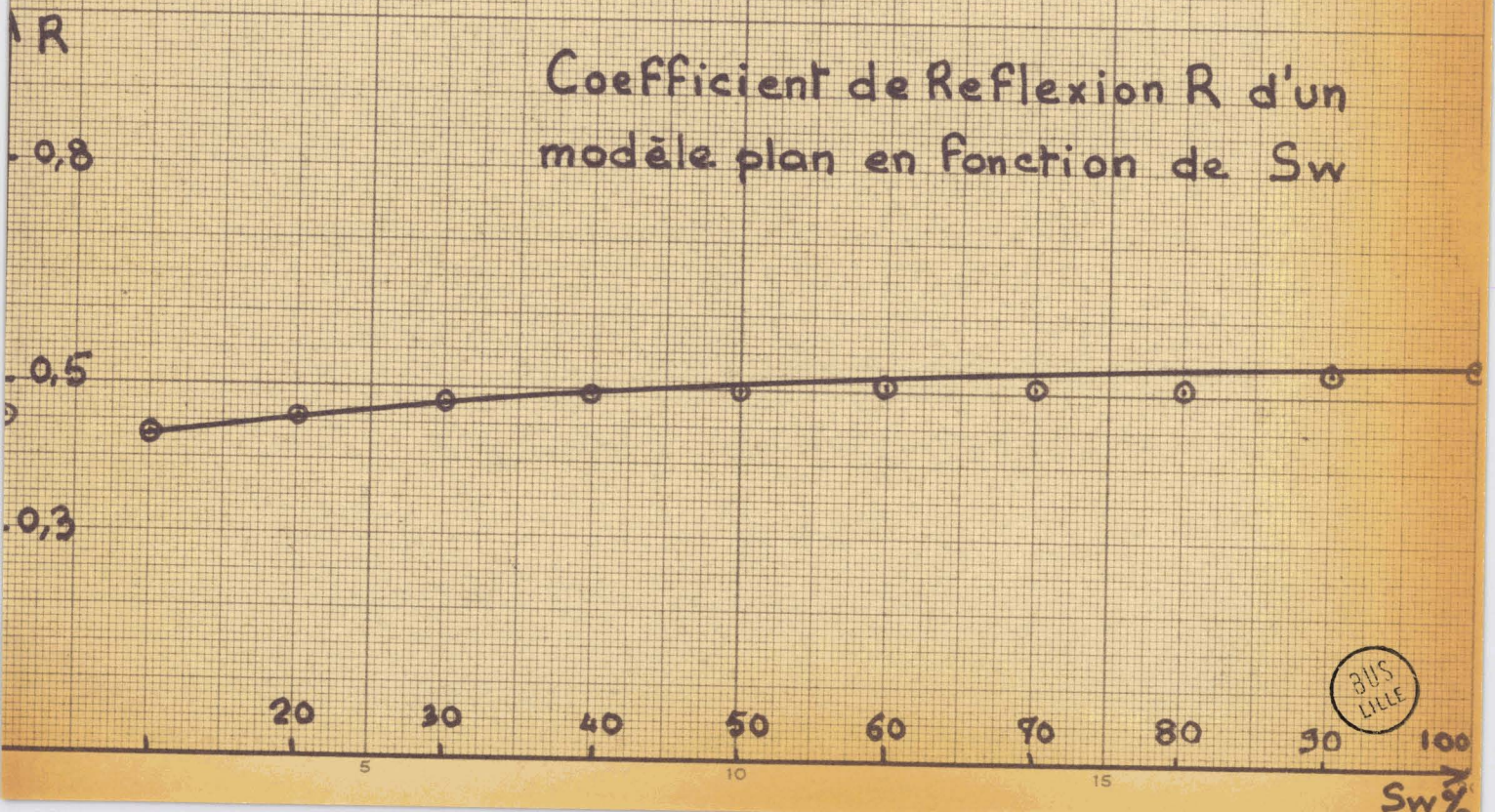
- Le coefficient de réflexion R traduit mal la variation de Sw (ou du moins de façon insuffisamment précise).
- L'énergie transmise traduit bien la variation de Sw en sensibilité, mais la loi de variation n'est pas simple et suppose un étalonnage avec un certain nombre de points.



Coefficient de Transmission  $T$  d'un modèle plan en fonction de  $S_w$



Coefficient de Reflexion  $R$  d'un modèle plan en fonction de  $S_w$





c) Délimitation du faisceau hyperfréquence.

Les expériences précédentes avaient pour but de montrer l'influence de la saturation sur l'absorption d'énergie hyperfréquence. Ce que l'on veut en réalité, c'est la mesure d'une saturation dans une région ayant une surface la plus faible possible.

Pour cela nous avons essayé de limiter la largeur du faisceau.

Ière Expérience.

Nous avons utilisé un banc destiné à mesurer le diagramme de rayonnement d'un cornet. Le banc lui-même comporte la source (klystron), un atténuateur et le cornet émetteur à étudier. L'ensemble tourne dans un plan autour d'un axe qui passe approximativement par le centre de phase du cornet.

A quelques mètres en position fixe se trouve le cornet récepteur (identique à l'émetteur). L'axe de rotation entraîne un potentiomètre répéteur de précision qui permet de dérouler le papier d'un enregistreur proportionnellement à l'angle de rotation du banc. Le détecteur du cornet récepteur envoie à l'enregistreur un signal proportionnel à l'énergie reçue. On peut ainsi tracer des diagrammes de rayonnement de diverses sources et les comparer entre elles.

Nous avons tout d'abord tracé les diagrammes de rayonnement par le cornet commercial, sans modifications (cornets Philips PP 4080 X) : nous avons trouvé une directivité de  $20^{\circ} 5$  (c'est à dire une largeur de courbe à 3 dB : ici largeur de courbe à amplitude moitié, la loi de détection étant quadratique).

Nous avons essayé de corriger le diagramme de rayonnement en adjoignant au cornet émetteur une lentille.

On suppose le centre de phase situé dans le guide au point de rencontre des plans du cornet ; la lentille est placée sur l'embouchure du cornet.

A l'épaisseur de la lentille près, la distance focale est imposée par les dimensions du cornet.

La surface de la lentille est une hyperbole d'équation

$$r = \frac{(n - 1) f}{n \cos \theta - 1}$$

où  $n$  est l'indice du matériau de la lentille

$f$  la distance focale de la lentille.

Si l'on considère  $O$  centre de courbure de la surface en  $I$  on a :

$$R = (n - 1) f + \frac{1}{2} n^2 R (1 - \cos \Delta)$$

le rayon de courbure en  $I$  vaut  $(n - 1) f$

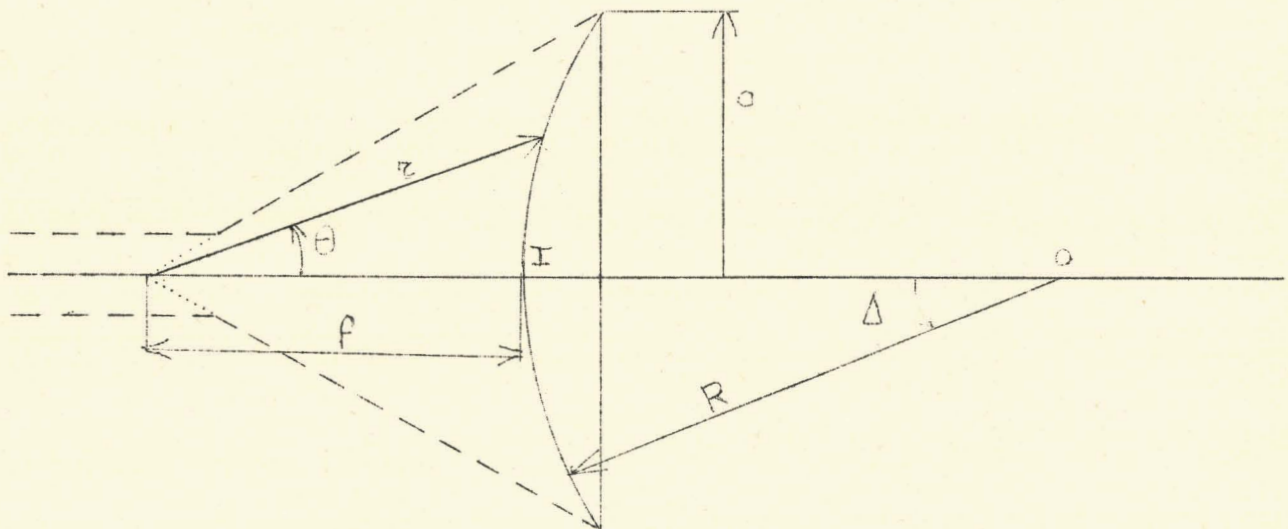


Figure 9

Parallèlement, nous avons réalisé une lentille convergente de manière à faire converger un rayonnement parallèle à 15 cm (distance focale 15 cm), les deux lentilles précédentes pouvant être accolées par leurs faces planes ; elles ont été réalisées en lucoflex de constante diélectrique

$$\epsilon_1 = 2,6 \quad n = \sqrt{\epsilon_1} = 1,6$$

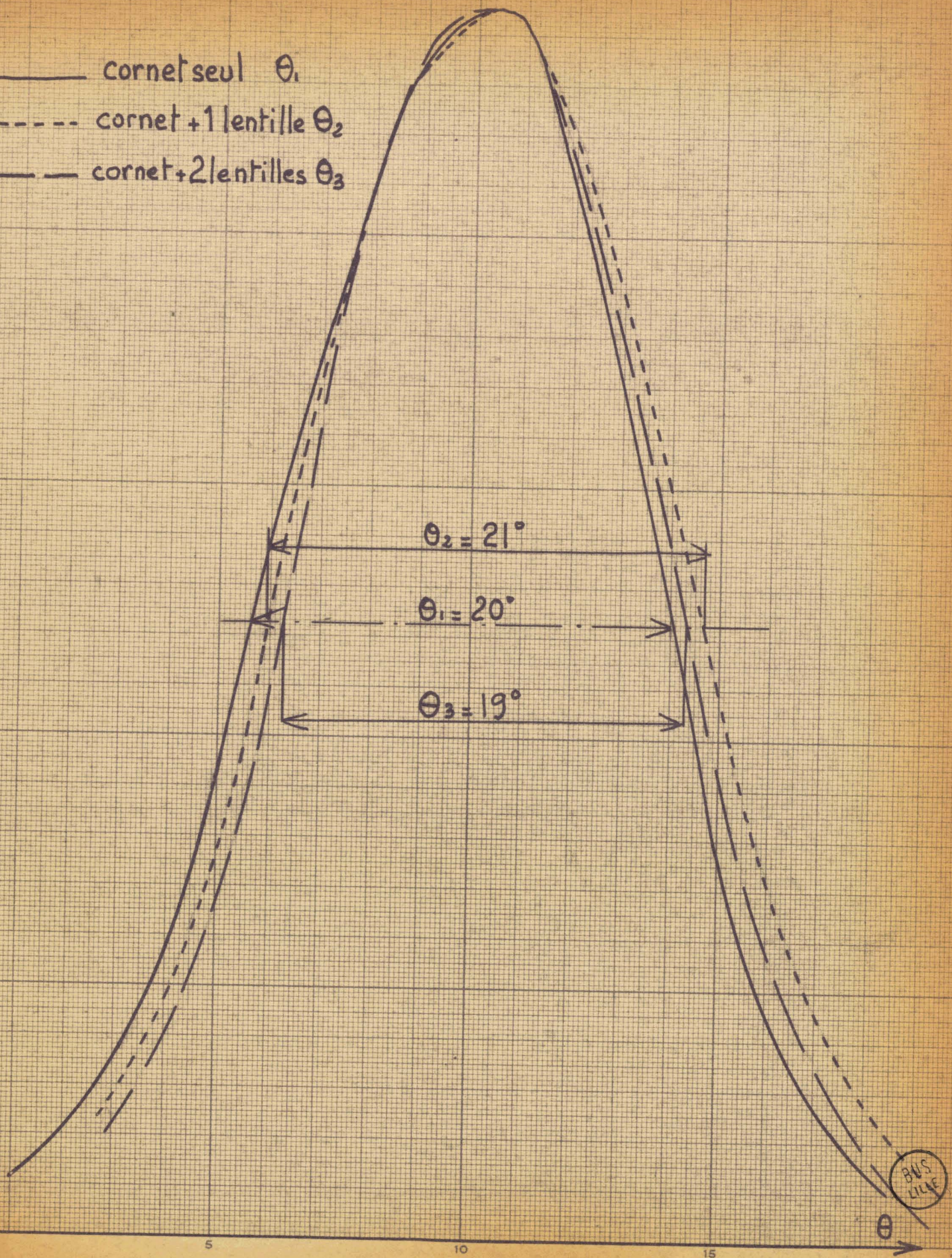
La courbe IX montre 3 diagrammes de rayonnement enregistrés pour le cornet seul

- + I lentille
- + 2 lentilles



IV

- corne seul  $\theta_1$
- - - corne + 1 lentille  $\theta_2$
- - - corne + 2 lentilles  $\theta_3$





D'autre part, en supposant le faisceau parallèle, il est nécessaire de le limiter à la surface d'exploration ; pour cela nous plaçons des diaphragmes absorbants ayant les dimensions voulues (2 cm x 2 cm).

Le principe de Huygens permet de calculer le rayonnement d'une telle ouverture en supposant par exemple que son illumination est uniforme et équiphase. Nous ne reviendrons que sur les résultats, les calculs étant longs (\*4)

Le gain de l'antenne peut s'écrire sous la forme :

$$G = \frac{4 \pi S}{\lambda^2} f$$

S surface de l'ouverture

$\lambda$  longueur d'onde

f est un facteur de gain  $< 1$ .

On voit donc que le gain sera d'autant plus faible que la surface S sera petite devant la longueur d'onde .

D'autre part, l'ouverture du lobe principal à 3 dB est donnée par :

$$2 \theta_1 = k \left( \frac{\lambda}{a} \right)$$

a coté du rectangle de la fenêtre

$\lambda$  longueur d'onde

cette ouverture sera d'autant plus grande que a sera petit vis-à-vis de  $\lambda$  .

On voit donc qu'il est inutile de chercher à obtenir un faisceau parallèle pour le limiter par un diaphragme de dimensions faibles vis-à-vis de la longueur d'onde : on obtient un diagramme de rayonnement identique à celui d'un cornet ayant les dimensions du diaphragme.

Nous avons construit un cornet de petites dimensions que nous avons placé contre les parois du modèle.

Pour obtenir un diagramme de rayonnement convenable du cornet, la différence de phase à son embouchure doit être faible : la longueur du cornet doit donc être suffisamment grande : les dimensions sont les suivantes

$$a = 22,8 \text{ mm}$$

$$b = 22,8 \text{ mm}$$

$$l = 75 \text{ mm}$$

courbe XI

\* Thourel - Antennes : rayonnement des ouvertures.



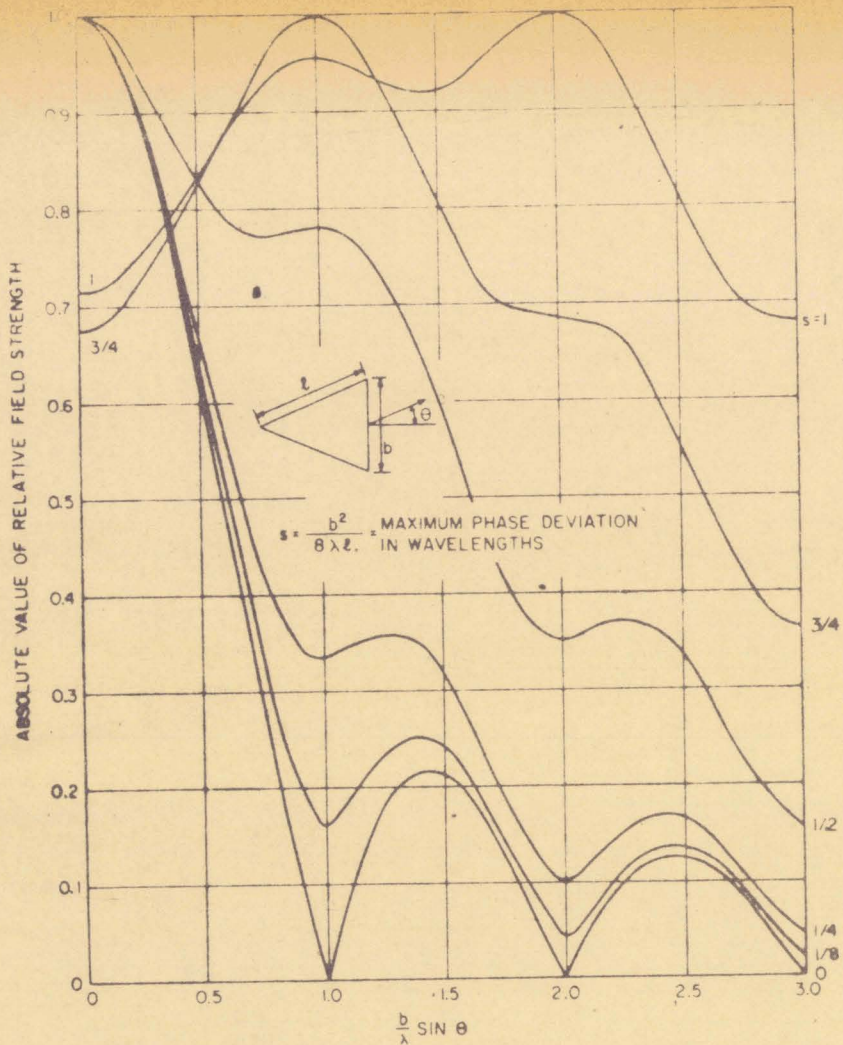


FIG. 10-3. Universal radiation patterns of horns flared in the  $E$  plane (applies to sectoral, pyramidal, and biconical horns).

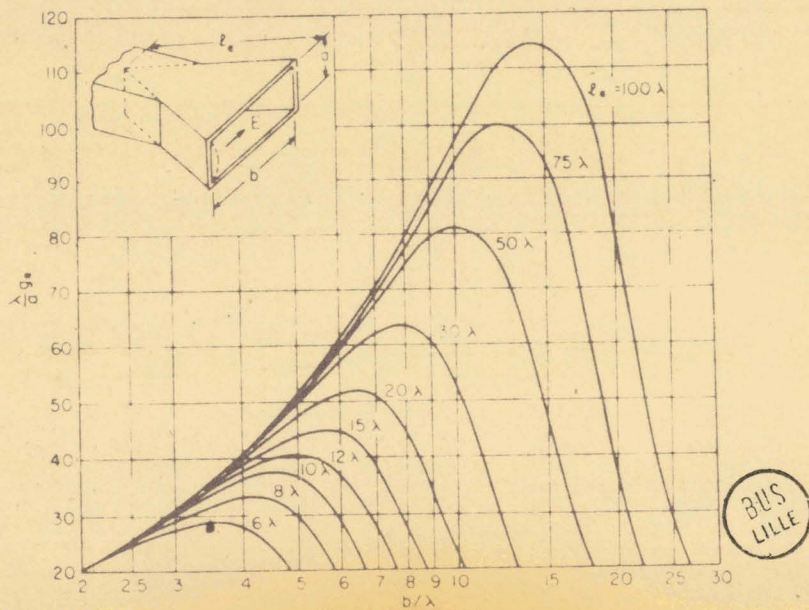


FIG. 10-5. Gain for an  $E$ -plane sectoral horn ( $a \geq \lambda$ ).

BUS LILLE

## II) INFLUENCE DU DEPLACEMENT DU MODELE.

### a) Déplacement du petit modèle précédent.

Nous avons tenté avec les petits cornets construits d'effectuer un nouvel étalonnage. Malheureusement nous avons constaté que la position du cornet à la surface du modèle avait une influence sur la valeur de l'énergie transmise : autrement dit, l'énergie transmise semblait ne pas être constante à travers chacun des points du massif.

Pour étudier ce nouveau phénomène, nous avons réalisé un premier chariot destiné à déplacer le modèle, les cornets restant fixes. Un potentiomètre de précision permet d'envoyer une tension proportionnelle au déplacement à une voie de l'enregistreur : le cristal détecteur de l'énergie transmise envoie un signal à l'autre voie de l'enregistreur

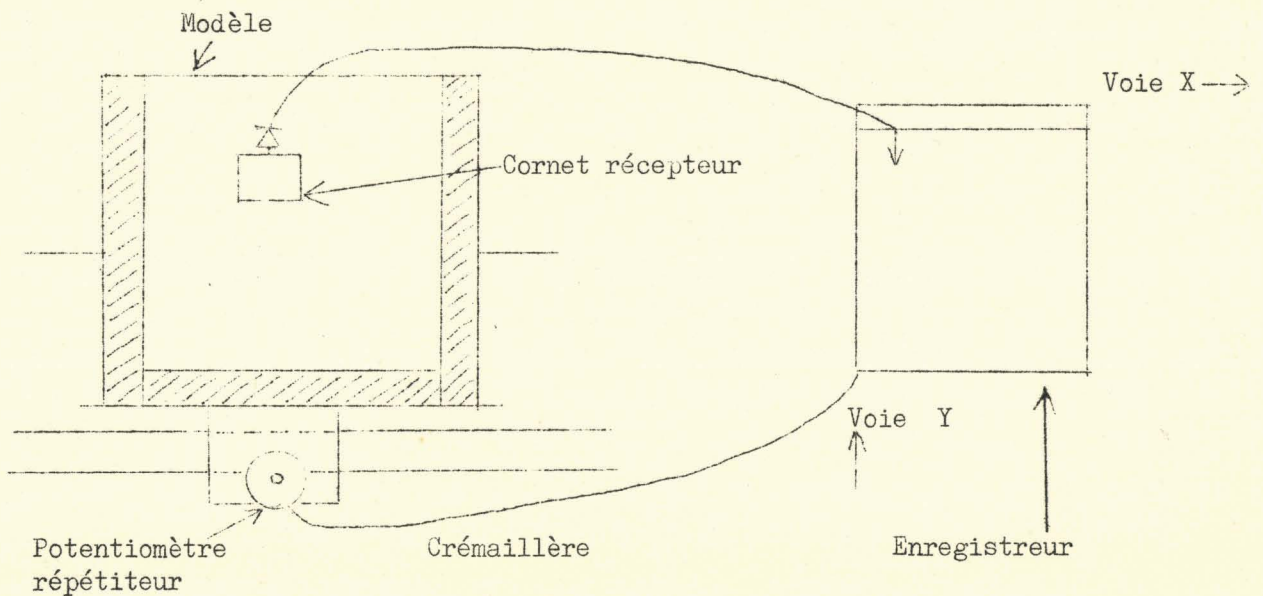


Figure IO

On obtient une courbe ayant l'allure XII-A : les deux grands pics de chaque côté correspondant au passage du cornet en face des parois des extrémités du modèle (l'onde semble canalisée).

Les autres ondulations d'amplitude plus faible font penser à un système d'interférence entre deux ondes se réfléchissant à chacune des extrémités. En effet, l'onde est canalisée par la paroi frontale du modèle jusqu'au dioptre plexiglass-air de chacun des deux bouts où elle est réfléchie.



Pour essayer de vérifier cette hypothèse, nous avons placé sur chacune des extrémités des produits absorbants sous diverses formes et de diverses qualités :

- disaral chargé de carbone absorbant
- filmcard diélectrique recouvert d'un film métallique.

En les plaçant de la manière suivante, on obtient des courbes

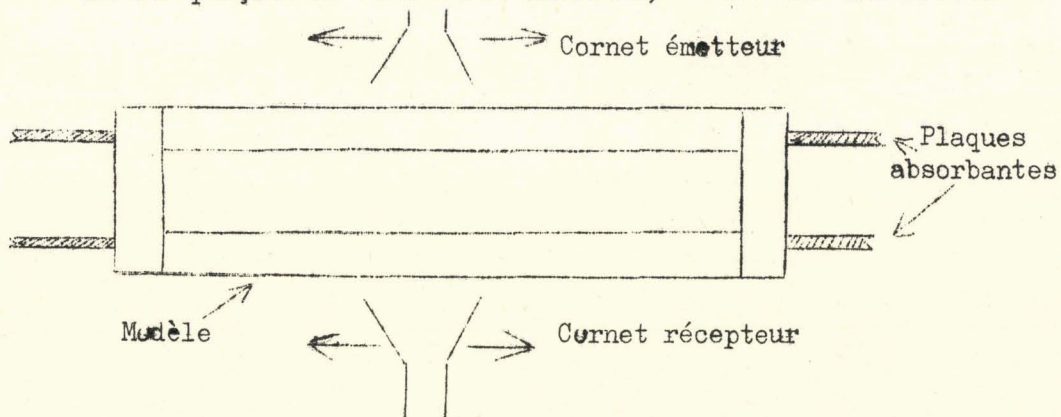


Figure II

entièrement identiques à la courbe A, autrement dit l'amélioration n'est pas visible. Par contre en les appliquant aux extrémités l'amélioration est sensible (courbes XII D et E) et grâce aux courbes XII B et C on peut même dire que l'amélioration est plus grande du côté des films métalliques (le disaral n'étant soit pas suffisamment absorbant, soit mal adapté et réfléchissant tout de même.

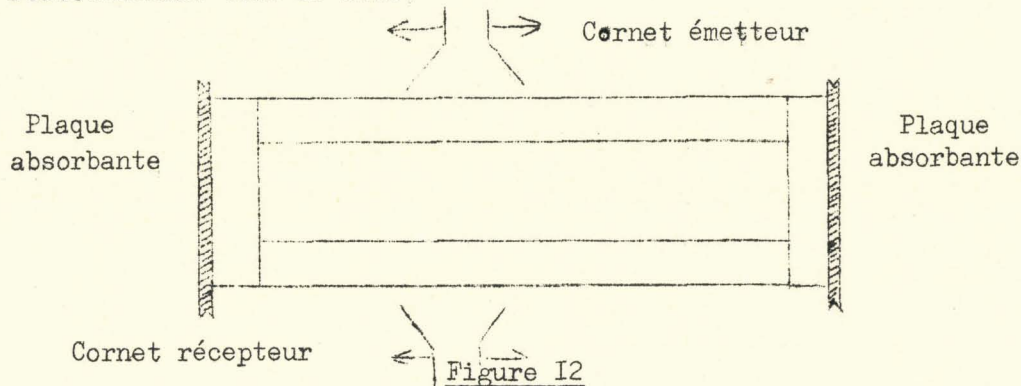
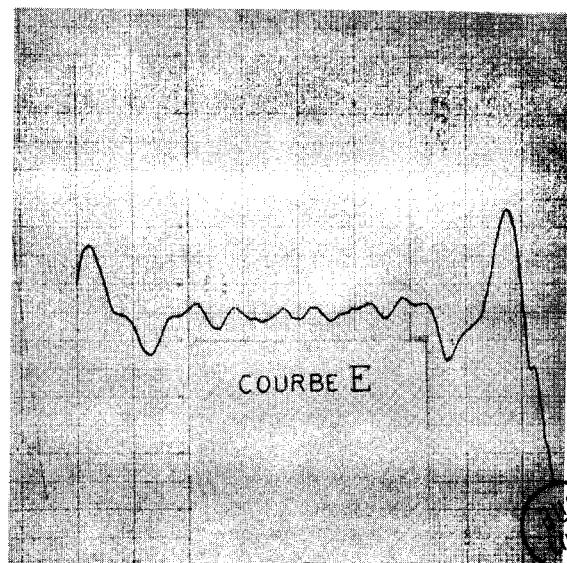
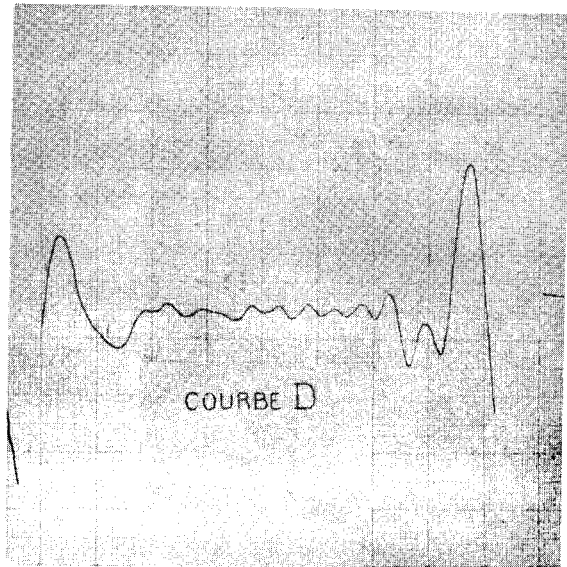
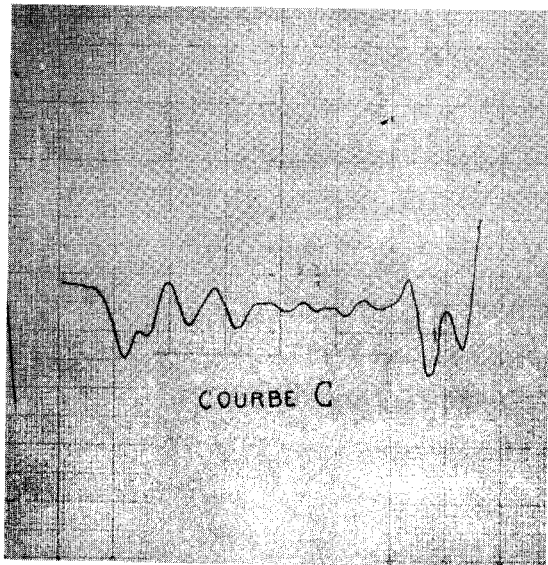
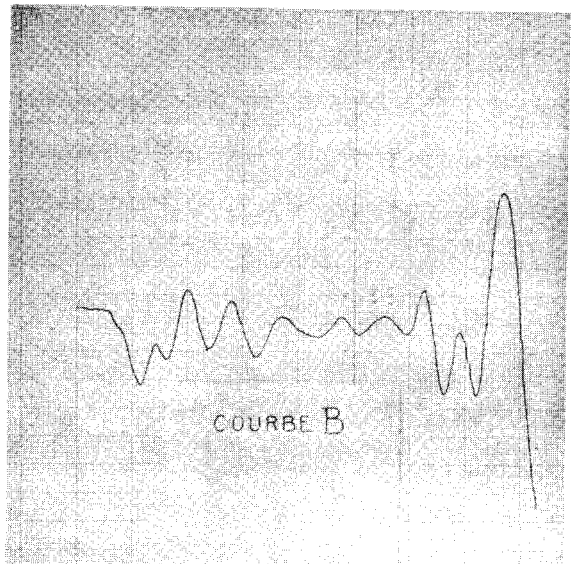
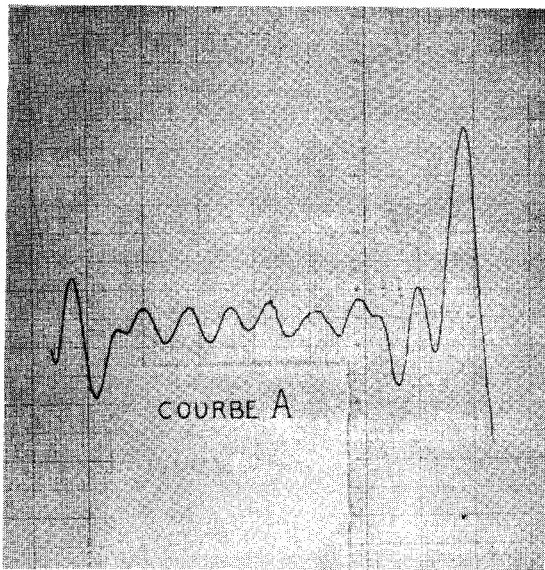


Figure I2

Cependant, l'on voit que la partie utilisable du modèle ne dépasse guère 10 cm, l'influence des extrémités se faisant sentir.

# COURBES XII



S  
LLE



Pour remédier à ce défaut, nous avons donc construit un modèle plus long pour lequel l'influence des bords doit être plus faible.

b) Construction d'un long modèle.

Nous avons construit un modèle en plexiglass (3 cm d'épaisseur), de largeur 8 cm, de hauteur 60 cm, et d'épaisseur de massif 1 cm. Ce modèle convenait également mieux pour des études de déplacement de front ou de digitations dans un massif poreux. Le défaut de ce modèle est la difficulté du remplissage avec un milieu poreux de saturation intermédiaire (autre que 0 et 100%) ; nous verrons ultérieurement comment nous pensons avoir tourné la difficulté pour les étalonnages.

Le modèle est placé dans un nouveau chariot dont le déplacement est vertical. Un potentiomètre répéteur de position délivre un signal envoyé à l'enregistreur.

III) MESURE DE LA SATURATION DANS UNE TRANCHE.

Nous avons essayé d'effectuer une mesure de saturation à travers une surface qui soit la plus faible possible. Nous avons vu que pour éliminer les effets de bouts, il était nécessaire d'utiliser un long modèle. Nous voyons maintenant la nouvelle surface d'exploration à travers laquelle nous allons effectuer les mesures.

a) Position du nouveau problème.

Pour l'étude de la propagation d'un front de saturation de la formation de digitations de la capillarité etc, on utilise un modèle bidimensionnel, de faible épaisseur, et dont la hauteur est bien plus grande que la largeur. On ne s'intéresse alors qu'aux variations des divers paramètres dans le sens de la longueur : il n'y a plus qu'un sens de mobilité.

On veut alors connaître la saturation non plus en un point, mais dans un plan perpendiculaire à l'axe longitudinal du modèle.

Suivant l'étude à effectuer, le mode opératoire peut être différent, en effet on peut :

1) en un point du modèle étudier l'évolution de la saturation en fonction du temps, ou bien en fonction des pressions appliquées aux extrémités.

2) à un instant donné, relever la variation de la saturation le long de l'axe par la valeur de certains paramètres (températures, pressions des fluides aux extrémités).

Pour ces raisons, le modèle longitudinal réalisé convenait bien, mais, par contre, les cornets précédemment utilisés ne convenaient pas : les cornets commerciaux Philips avaient bien une largeur correcte (voisine de celle du modèle) mais une hauteur trop importante, quant aux cornets carrés, ils donnaient également une information en volume et non plane.

b) Réalisation d'un cornet sectoral plan.

Pour adapter les dimensions d'un cornet à celles de la surface d'exploration nécessaire, nous avons conservé la hauteur du guide d'onde et l'avons évasé dans le plan horizontal (hauteur 1 cm) : c'est un cornet sectoral plan H.

Pour la détermination de ce cornet, nous nous sommes inspirés des courbes XI : les dimensions en sont les suivantes

$$\begin{aligned} a &= 70 \text{ mm} \\ b &= 1,015 \\ \varphi_h &= 130 \text{ mm.} \end{aligned}$$

Le cornet est constitué de plaques de laitons polies soigneusement soudées à l'étain à une section de guide, lui-même soudé à une bride standard de raccordement.

Le schéma du banc hyperfréquence utilisé est le suivant :

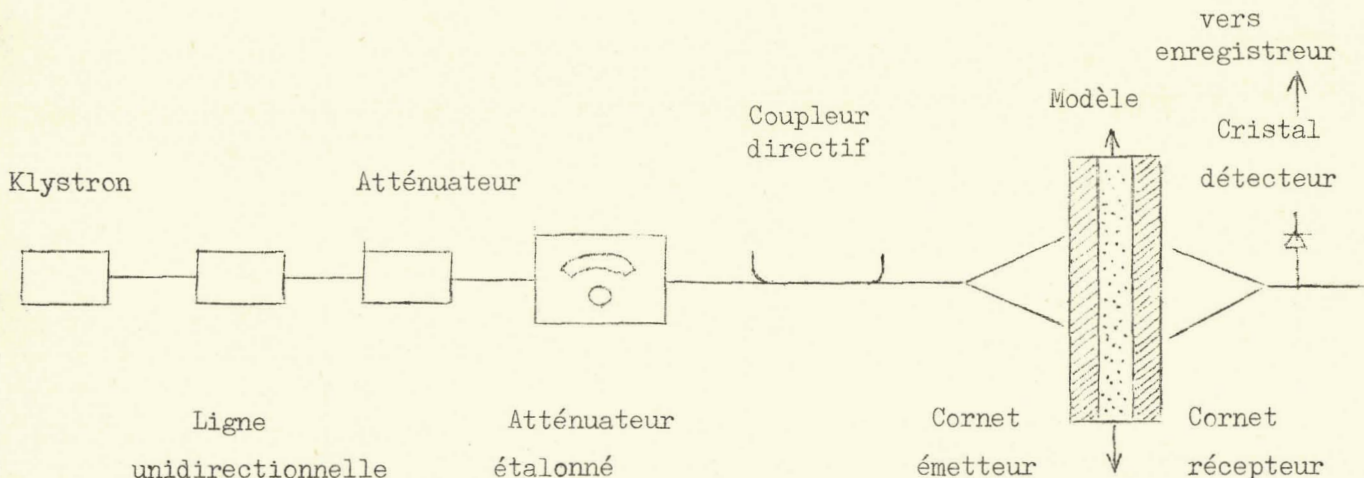


Figure 13.



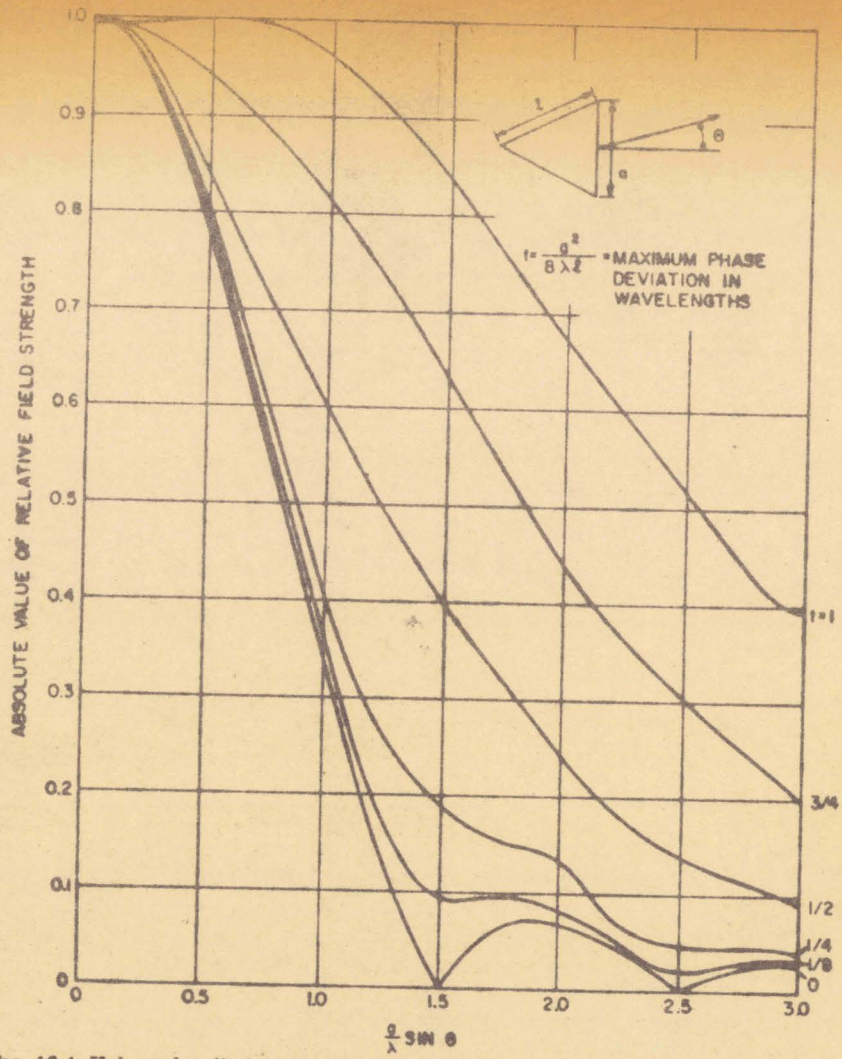


FIG. 10-4. Universal radiation patterns of horns flared in the *H* plane (applies to sectoral, pyramidal, and biconical horns).

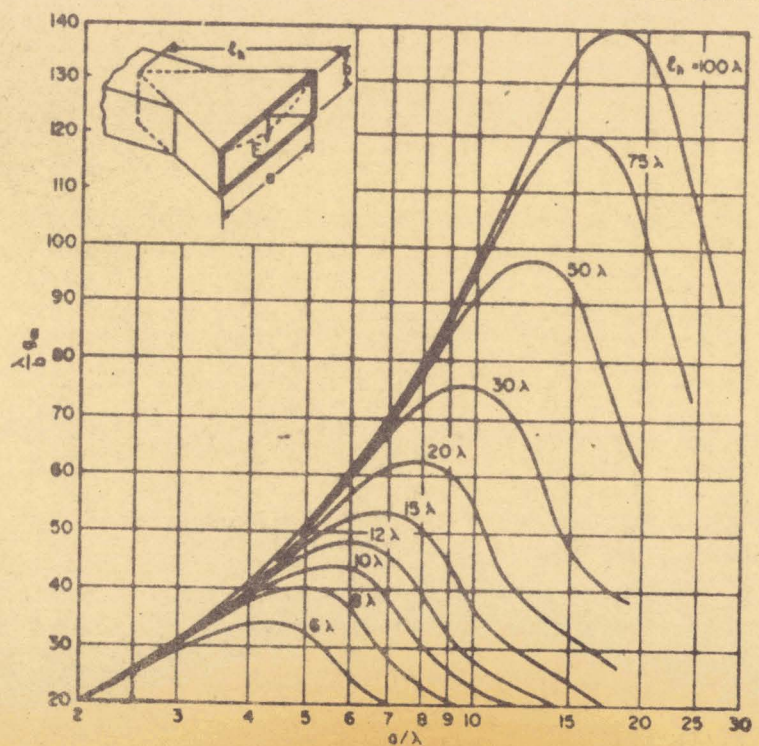


FIG. 10-6. Gain for an *H*-plane sectoral horn ( $b \geq \lambda$ ).



L'atténuateur étalonné permet de travailler à un niveau convenable, d'apporter des atténuations connues et de travailler ainsi si on le désire à niveau Et constant ( on élimine ainsi l'influence de la loi de détection au cristal).

Le montage précédent permet de remplacer immédiatement chacune des paires de cornets par une autre, afin de pouvoir comparer les résultats d'absorption.

c) Influence de la diffraction suivant le cornet.

Nous avons effectué une série d'essais systématiques avec différents cornets et dans différentes conditions : les trois types de cornets utilisés sont :

cornets standards Philips	80 x 80
cornets carrés	22 x 22
cornets plans	10 x 60

Le modèle se déplaçant parallèlement au plan du champ électrique E (Plan E), c'est le diagramme dans ce plan qui nous intéresse. Or le diagramme de rayonnement dans ce plan dépend de la hauteur du cornet. Le cornet standard aura un lobe principal important mais large, par contre, les cornets plans auront un gain plus faible pour un lobe principal plus étroit mais des lobes secondaires plus importants, les cornets carrés auront un diagramme de rayonnement intermédiaire. Pour cette raison, nous ne comparerons souvent que les cornets commerciaux aux cornets plans.

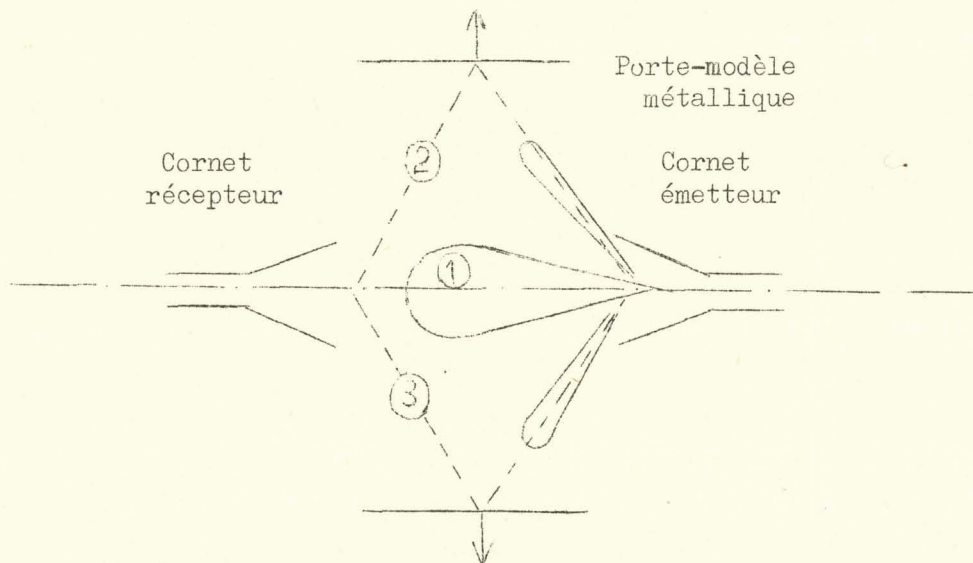


Figure I4



Tout d'abord, nous avons effectué les enregistrements suivants. Le porte modèle vide se déplace : on aperçoit des ondulations faibles pour les cornets standards, beaucoup plus importantes pour les cornets plans (courbes I7 et I8). On peut expliquer ceci de la manière suivante : les lobes secondaires envoient une énergie qui va se réfléchir sur les deux extrémités mobiles du porte-modèle et reviennent interférer au cornet récepteur, provoquant autour d'un niveau moyen un système d'interférences

Les oscillations ainsi obtenues seront les plus importantes, en effet le porte modèle étant métallique, son coefficient de réflexion est égal à  $-1$ .

d) Tentative de correction en plaçant des matériaux absorbants.

Nous avons refait l'expérience précédente en plaçant des plaques absorbantes de disaral à plat sur le porte-modèle. Le graphique (XIV, I6) montre les améliorations obtenues qui sont faibles.

Nous avons placé cette fois, les autres conditions restant inchangées, les plaques absorbantes verticales de la manière suivante

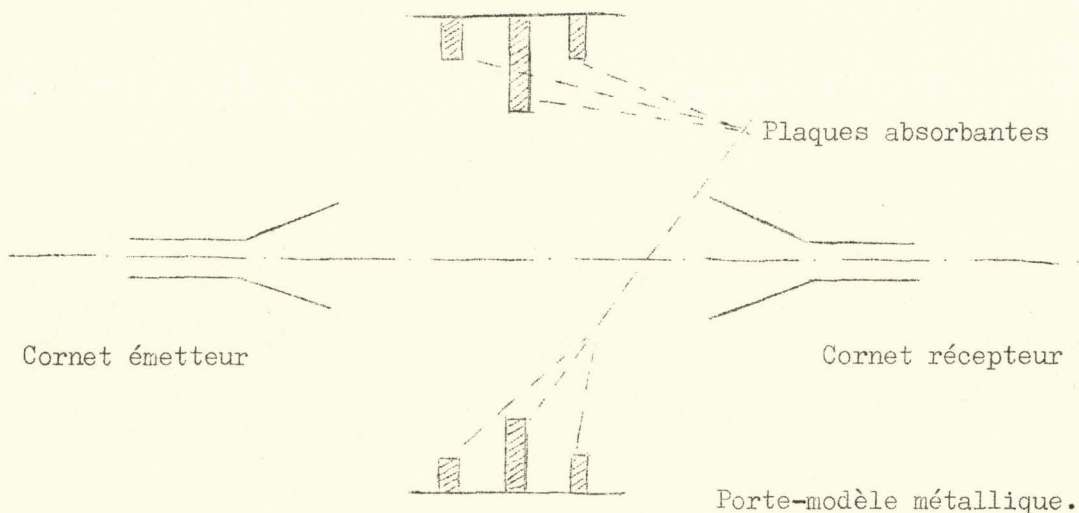
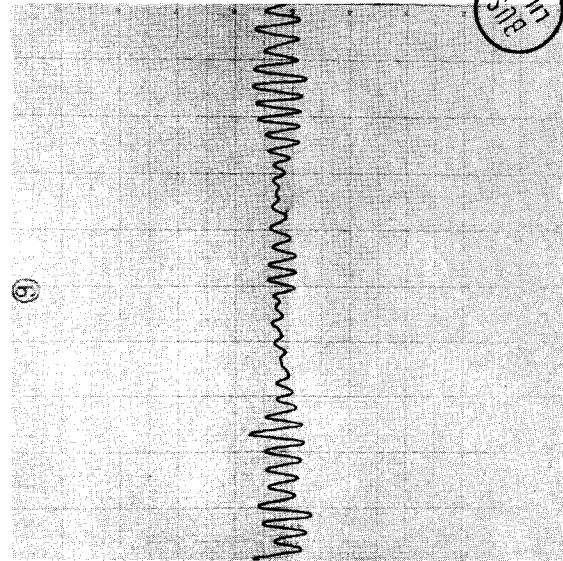
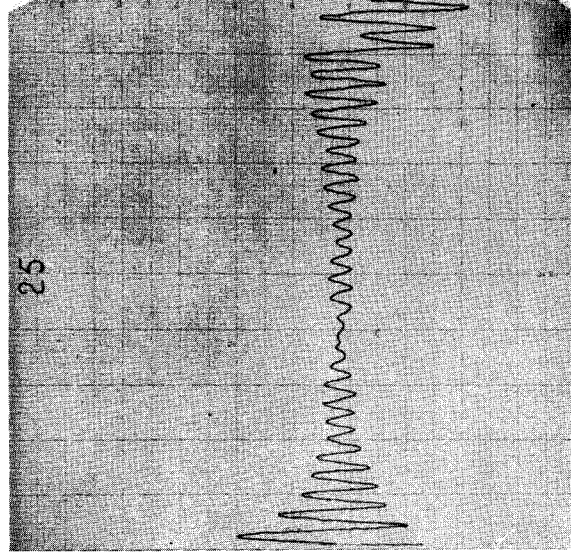
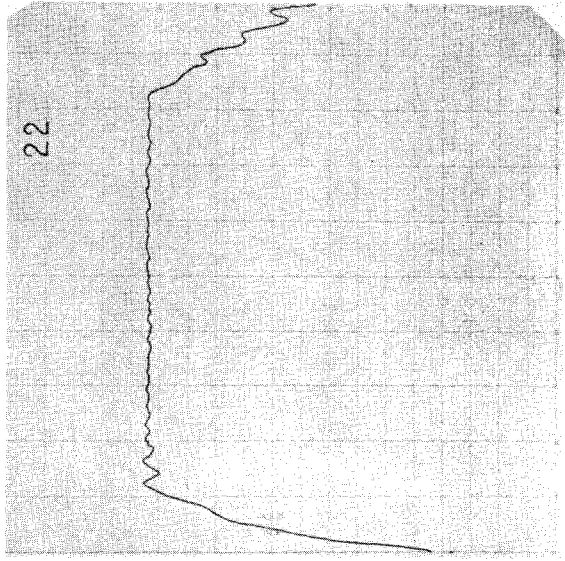
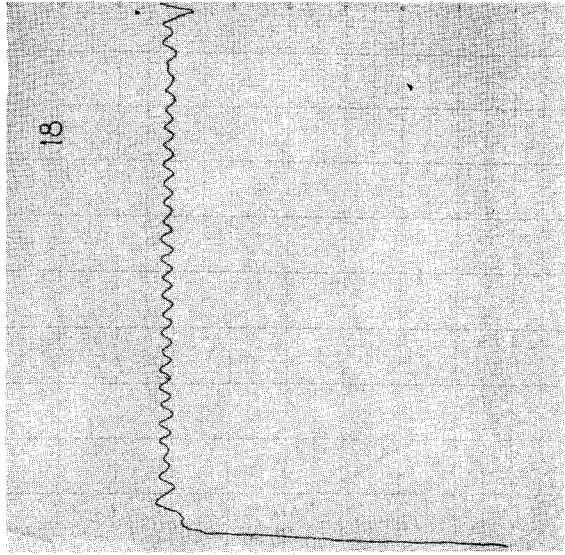
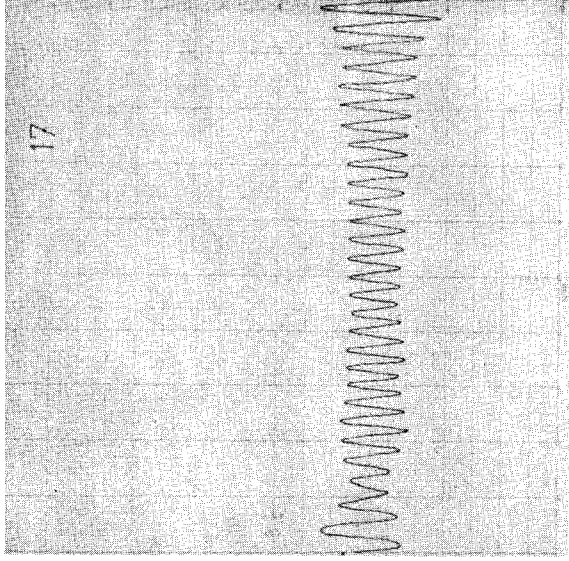
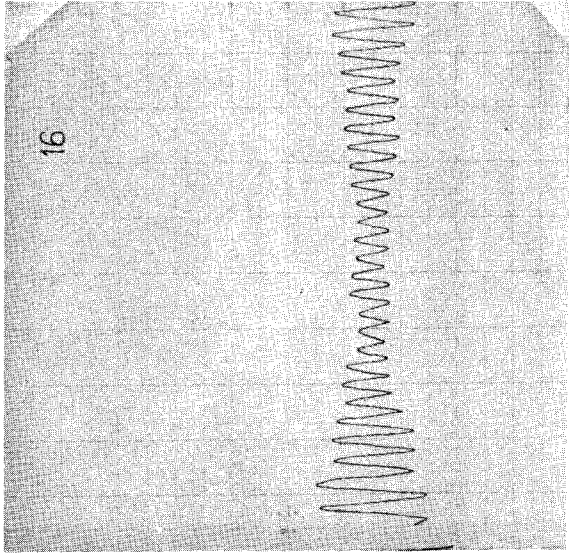


Figure I5

COURBES XIV



FILE  
378



Les graphiques XIV, 22 et 25) montrent respectivement pour les cornets standards et plans une amélioration beaucoup plus importante. Pour les cornets standards, l'énergie réfléchi par le porte-modèle semble complètement absorbée, par contre, pour les cornets plans, elle n'est pas totalement absorbée lorsque les cornets sont proches des extrémités.

Après cette étude préalable, nous avons placé le modèle dans l'emplacement qui lui était destiné et avons refait de nouveaux enregistrements : l'enregistrement ( XIV, 9) montre l'allure de la courbe obtenue : cette fois-ci, nous n'obtenons plus des ondulations régulières, mais un système d'ondulations auquel se superpose un battement.

Diverses tentatives de correction ont été effectuées. Nous avons placé des plaques absorbantes de différentes qualités et dans différentes positions sur le modèle. Il est à noter que les plaques situées à plat augmentent le coefficient de réflexion du dioptre plexiglass-air au détriment du deuxième battement : ceci montre que ce battement est obtenu entre les ondes réfléchies aux extrémités du modèle et les ondes réfléchies par les parois métalliques du porte-modèle. Les meilleurs résultats ont été obtenus en plaçant parallèlement à l'axe longitudinal du modèle de fines plaques absorbantes.

e) Construction d'un Box Horn émetteur.

Le problème des modèles possédant des digitations ayant été posé, il devenait nécessaire d'effectuer la moyenne dans une tranche et non plus de mesurer la saturation en un point central.

Pour un cornet pyramidal la répartition de l'énergie à la surface d'émission n'est pas homogène : elle suit une loi en  $\cos^2 \theta$  (nulle aux bords maxima au centre).

Les grands réflecteurs d'ondes tels que les paraboloïdes sont alimentés en leur foyer par des sources primaires. Ces dernières doivent posséder une répartition uniforme d'énergie sur leur embouchure, souvent les sources utilisées sont du type Box Horn.

Le Bos Horn est un cornet qui possède un évasement brusque dans le plan H du guide d'onde, la dimension  $b$  restant inchangée. Cette transition brusque a pour but d'exiter dans le plan  $aa'$  un mode de propagation  $TE_{0n}$  qui se propage jusqu'à l'embouchure et s'y compose avec le mode  $TE_{01}$  pour donner une certaine répartition d'énergie.

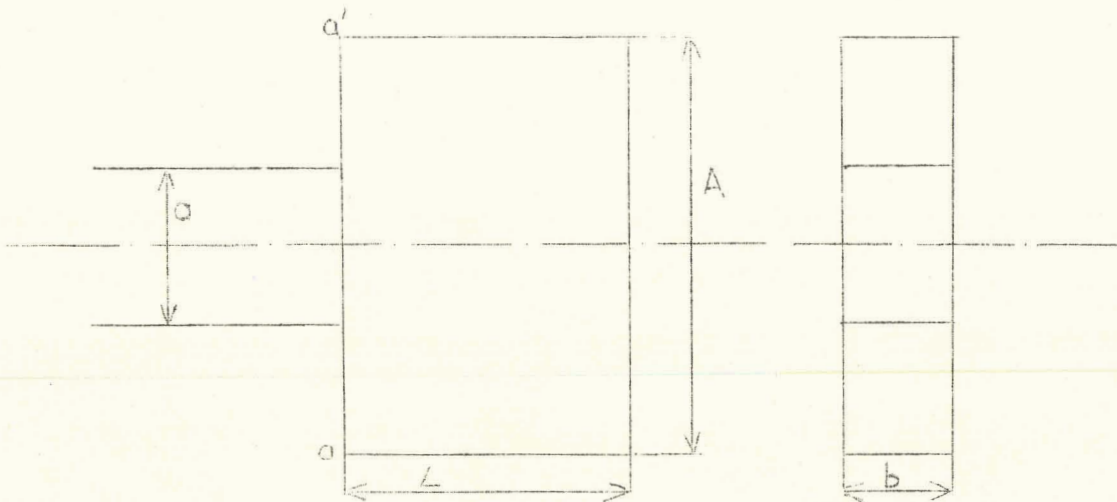


Figure I6

Dans le plan  $aa'$ , les modes  $TE_{01}$  et  $TE_{0N}$  ( $n$  étant impair étant donné la symétrie par rapport à l'axe longitudinal) sont en phase : pour obtenir une répartition relativement uniforme, si l'on compose  $TE_{01}$  et  $TE_{03}$  à l'embouchure il faudra qu'ils soient en opposition de phase

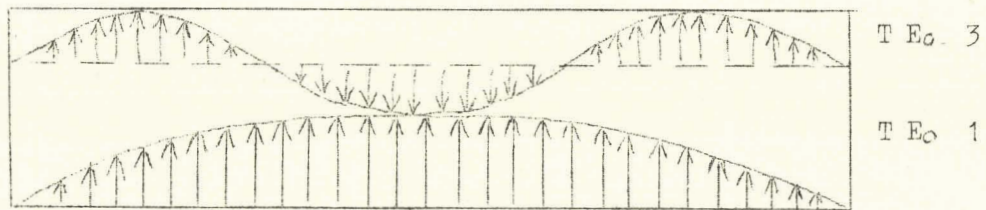


Figure I7

La dimension  $A$  est choisie de manière à exiter un certain pourcentage de  $TE_{03}$  par rapport à  $TE_{01}$  et pour éliminer les modes supérieurs ( $TE_{05}$  etc ...).



A la sortie du Box Horn, les équations des deux ondes sont :

$$a_1 = A_1 \sin 2\pi \left( t - \frac{L}{\lambda_{g_1}} \right)$$

$$a_2 = A_2 \sin 2\pi \left( t - \frac{L}{\lambda_{g_2}} \right)$$

$\lambda_{g_1}$  et  $\lambda_{g_2}$  sont les longueurs d'ondes respectives de chaque mode, s'ils sont en opposition de phase :

$$2\pi \left( t - \frac{L}{\lambda_{g_1}} \right) + \pi = 2\pi \left( t - \frac{L}{\lambda_{g_2}} \right)$$

$$\frac{\lambda}{2} = \frac{L}{\lambda_{g_1}} - \frac{L}{\lambda_{g_2}}$$

$$L = \frac{\lambda/2}{\frac{\lambda}{\lambda_{g_1}} - \frac{\lambda}{\lambda_{g_2}}}$$

on a  $\frac{1}{\lambda^2} = \frac{1}{\lambda_{g_1}^2} + \frac{1}{\lambda_{c_1}^2}$  donc

$$\frac{\lambda}{\lambda_{g_1}} = \left( 1 - \frac{\lambda^2}{\lambda_{c_1}^2} \right)^{\frac{1}{2}}$$

pour le mode T E 0 1  $\lambda_{c_1} = 2 A$   
 T E 0 2  $\lambda_{c_2} = \frac{2 A}{3}$  donc

$$L = \frac{\lambda/2}{\left[1 - \left(\frac{\lambda}{2 A}\right)^2\right]^{1/2} - \left[1 - \left(\frac{3\lambda}{2 A}\right)^2\right]^{1/2}}$$

IX

Les dimensions adoptées sont les suivantes :

A = 60 mm                      L = 44 mm

L'énergie sur l'embouchure a été mesurée à l'aide d'une sonde détectant le champ électrique. Le résultat est montré par la courbe (XV,B) suivante que l'on peut comparer à la courbe (XV,A) obtenue avec un cornet évasé : on constate que les valeurs sont moins éloignées de la moyenne.

IV) RESULTATS.

Nous avons déjà mentionné les difficultés rencontrées pour réaliser un massif de saturation homogène : en effet, avec les dimensions adoptées pour le modèle (longueur 60 cm, épaisseur 1 cm), le remplissage avec un sable de saturation donnée est impossible.

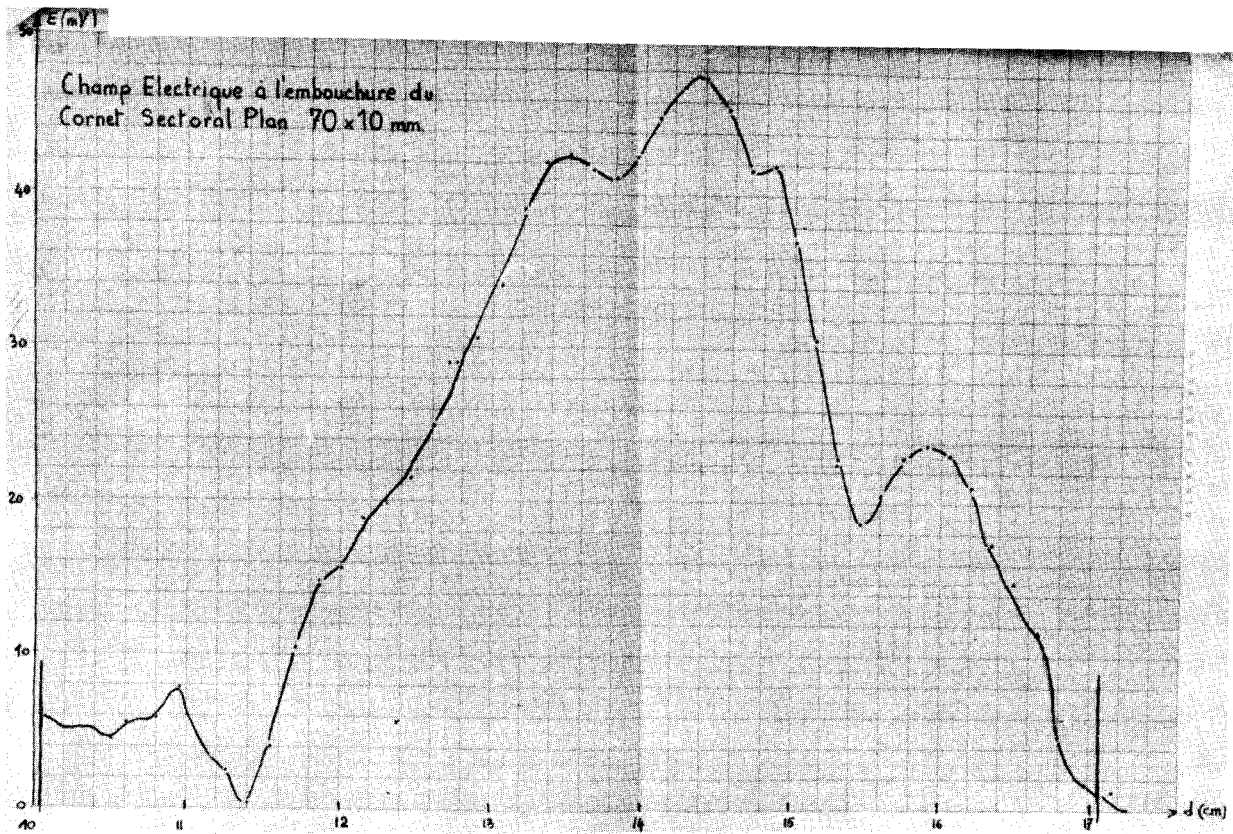
Pour cette raison, nous avons réalisé différents mélanges d'eau et de Dioxanne. Ce produit de "dilution" a été choisi pour les raisons suivantes :

- il est entièrement miscible à l'eau et en toutes proportions
- sa constante diélectrique est faible vis-à-vis de celle de l'eau
- ses pertes diélectriques sont également faibles vis-à-vis de celles de l'eau.

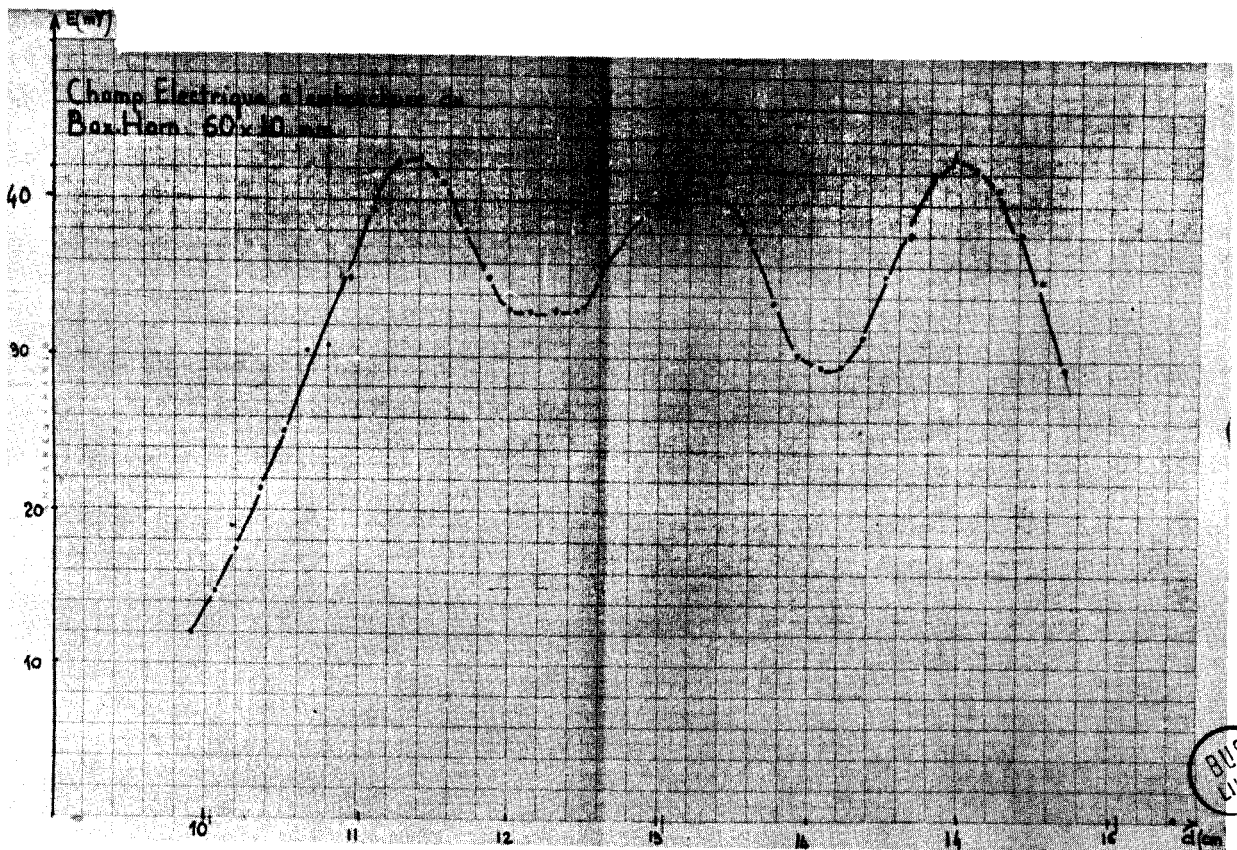
Si l'on représente en effet les diagrammes  $\epsilon''_f(\epsilon')$  (diagramme Cole et Cole) pour l'eau et le Dioxanne, à 9 GHz, pour des pourcentages même élevés de Dioxanne, les quantités  $\epsilon'$  et  $\epsilon''$  de ce dernier seront faibles vis-à-vis de celles de l'eau.



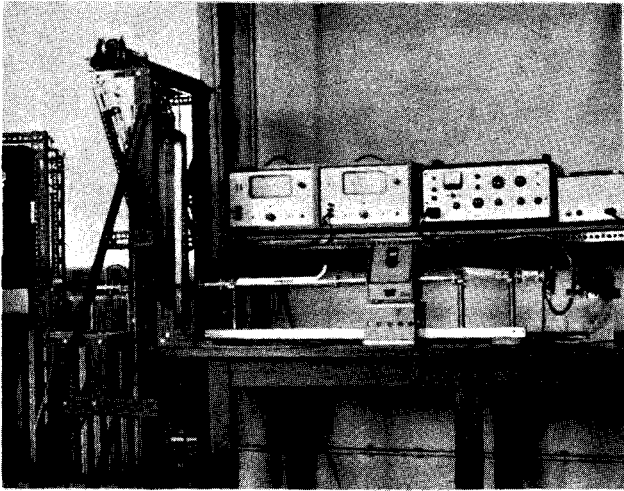
# COURBE XV A



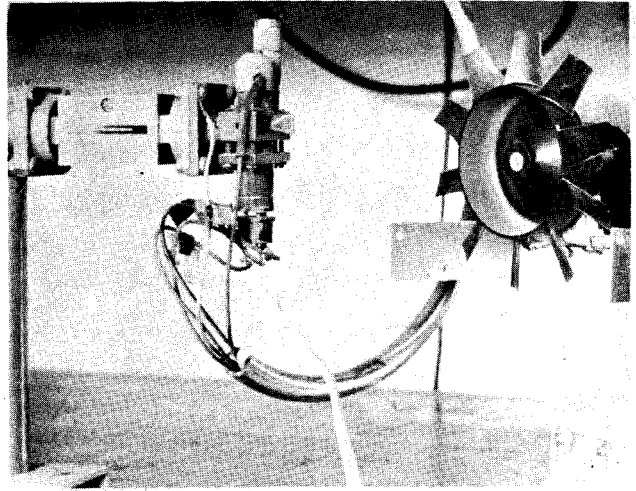
# COURBE XV B



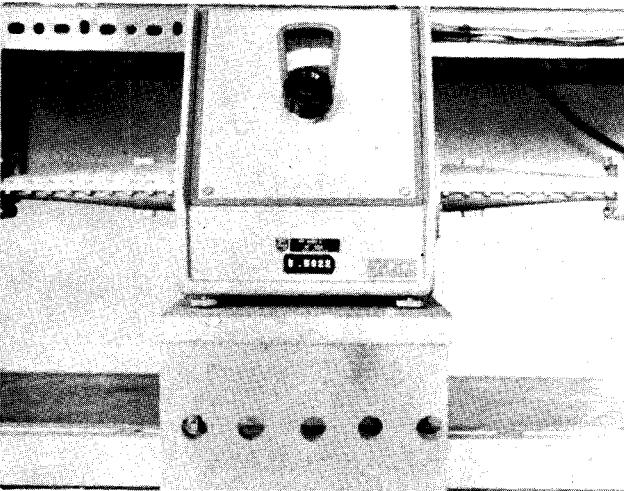
BUS  
VILLE



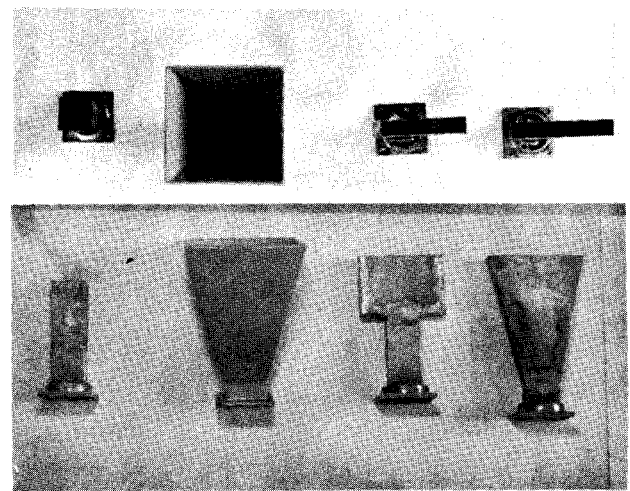
1 Banc de mesure de Sw



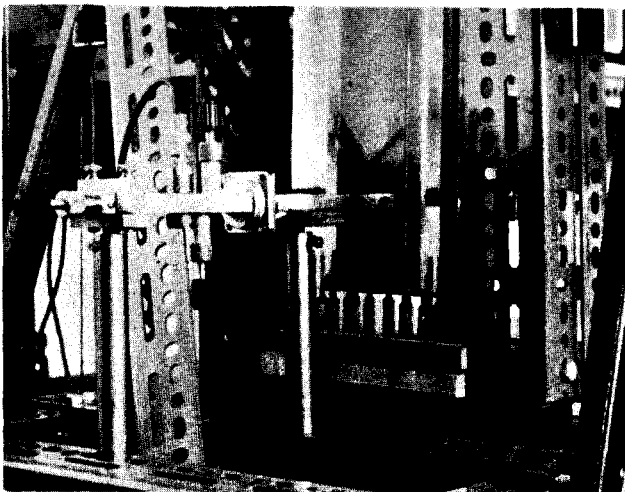
2 Ligne Unidir. Klystron



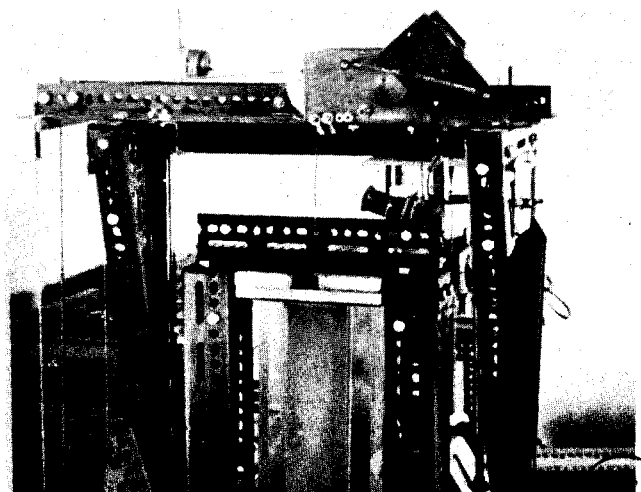
3 Atténuateur Etalonné



4 Différents types de cornets



5 Cornet Recepteur

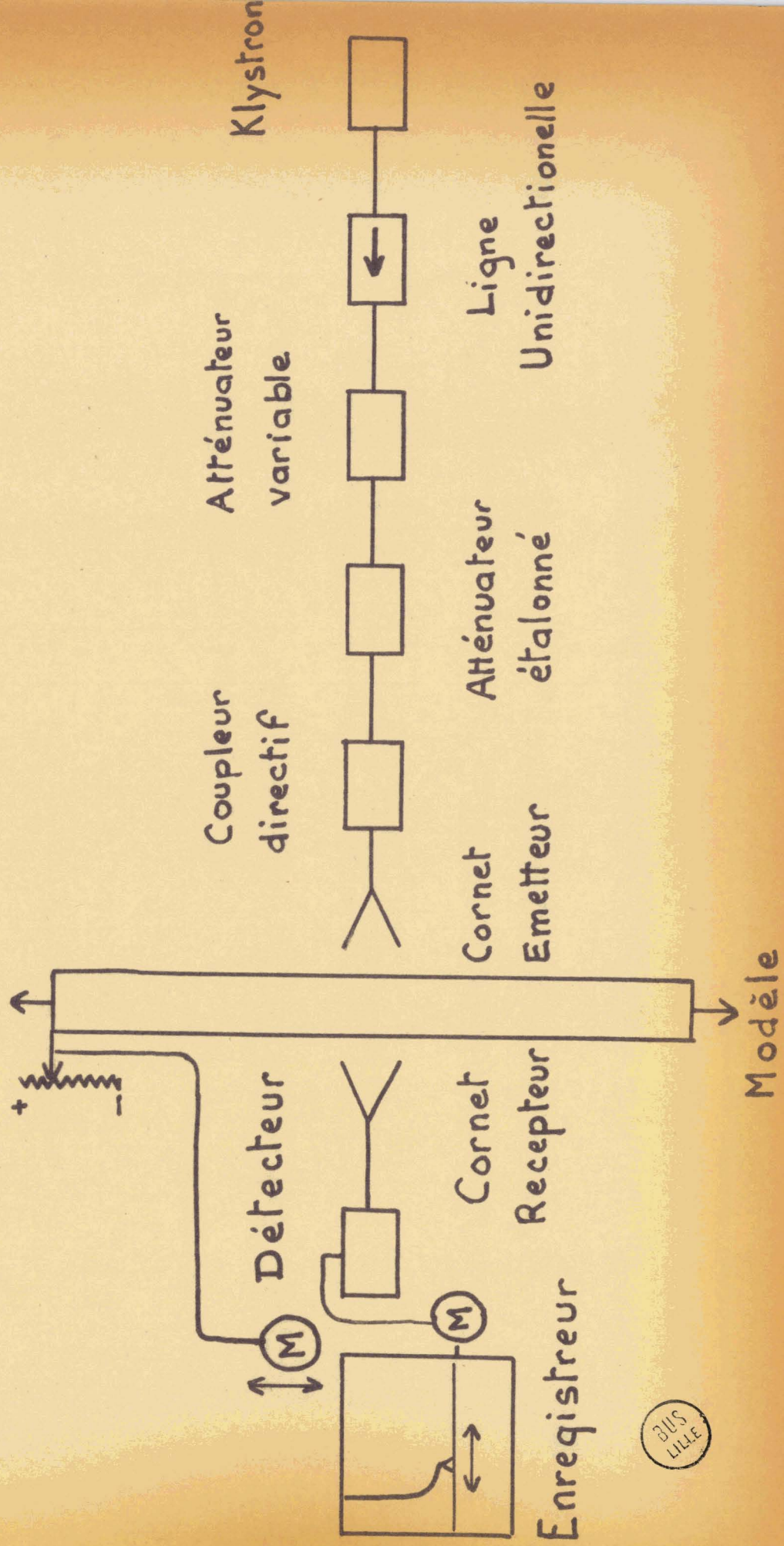


6 Système élévateur

LILLE



# Banc de mesure de la Saturation en eau Sw dans un modèle plan par absorption d'une onde Hyperfréquence ( $F = 9\text{-GHz}$ )



A partir de chacune des solutions, nous avons réalisé des massifs saturés.

Par ailleurs, la solution 100% de Dioxanne 0% d'eau ne peut être utilisée car le Dioxanne pur attaque les parois de plexiglass ; nous n'avons donc pas dépassé la concentration de 90% en Dioxanne.

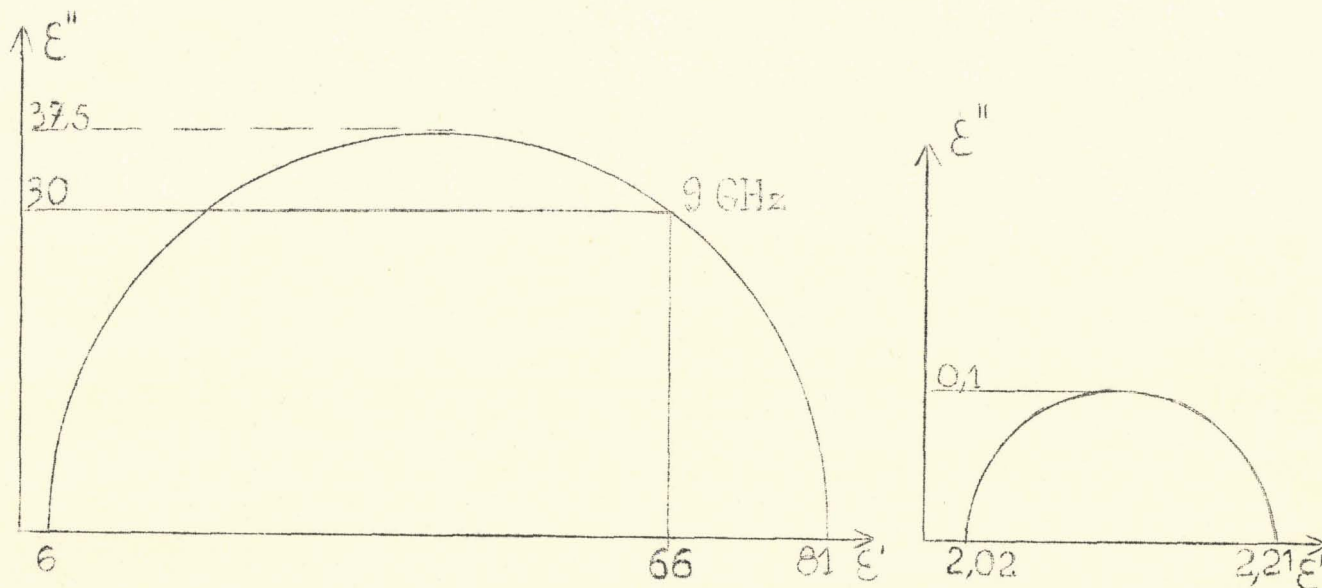


Figure I8

$$\begin{aligned} \epsilon'_{\text{eau}} &= 66 \\ \epsilon''_{\text{eau}} &= 30 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \epsilon'_{\text{Dioxanne}} &= 2,21 \text{ au maximum} \\ \epsilon''_{\text{Dioxanne}} &= 0,1 \quad " \end{aligned}$$

A) Etalonnages.

Avec diverses solutions étalons réalisées comme nous l'avons mentionné ci-dessus, nous avons effectué des mesures de l'énergie transmise par chacun des cornets.

Ces résultats sont consignés dans des tableaux ci-joints et représentés également sur graphiques. ( XVI ,XVII ,XVIII. )

Dans chacun des cas, les allures des courbes sont identiques mais il est malheureusement difficile de leur faire correspondre une loi mathématique (qui permettrait de tracer une courbe d'étalonnage avec 2 ou 3 points seulement.)



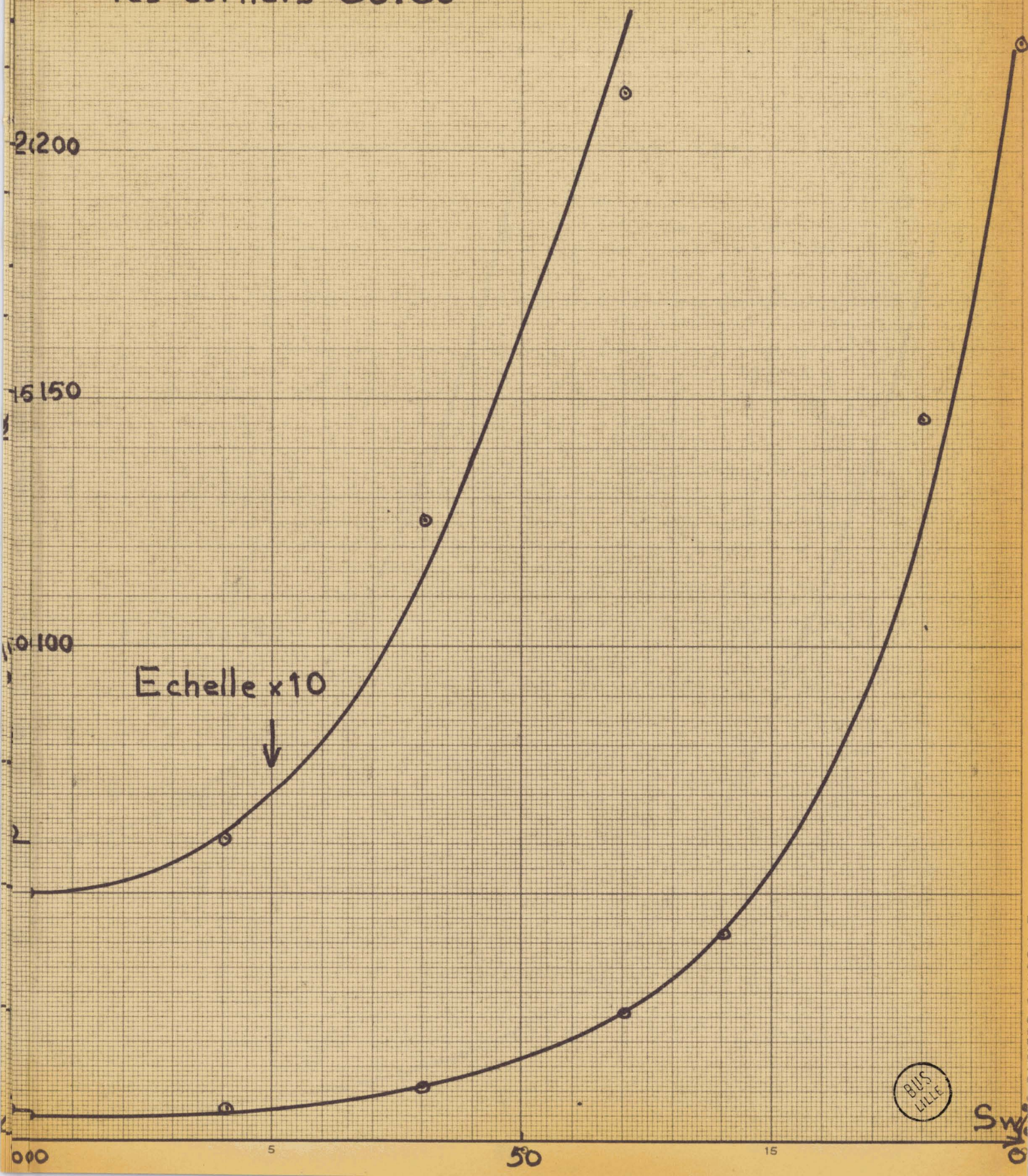
Saturation Sw %	Cornet (mm) 80 x 80		Cornet (mm) 23 x 23		Cornet (mm) 10 x 60	
0 % Sable sec	22,2	22 22,4	22,7	22 23,5	22,5	20,5 24,5
10%	14,5	14,2 14,8	19	18,5 19,5	15,7	14,7 16,7
30% Eau	4,1	4 4,2	4,6	4,3 4,8		
40%	2,6	2,5 2,7	3,2	2,8 3,6	4,7	4,2 5,2
50%	1,25		1,1		2,5	
60%	1,25	1,2 1,3	1,25	1,18 1,32	1,9	1,8 2
80%	0,6	0,55 0,65	0,67	0,61 0,73	0,95	0,85 1,03
100%	0,5	0,47 0,53	0,62	0,57 0,67	0,8	0,74 0,86

Tableau X



VEET  
mmV

Energie transmise en fonction de  $S_w$  pour  
les cornets 80.80



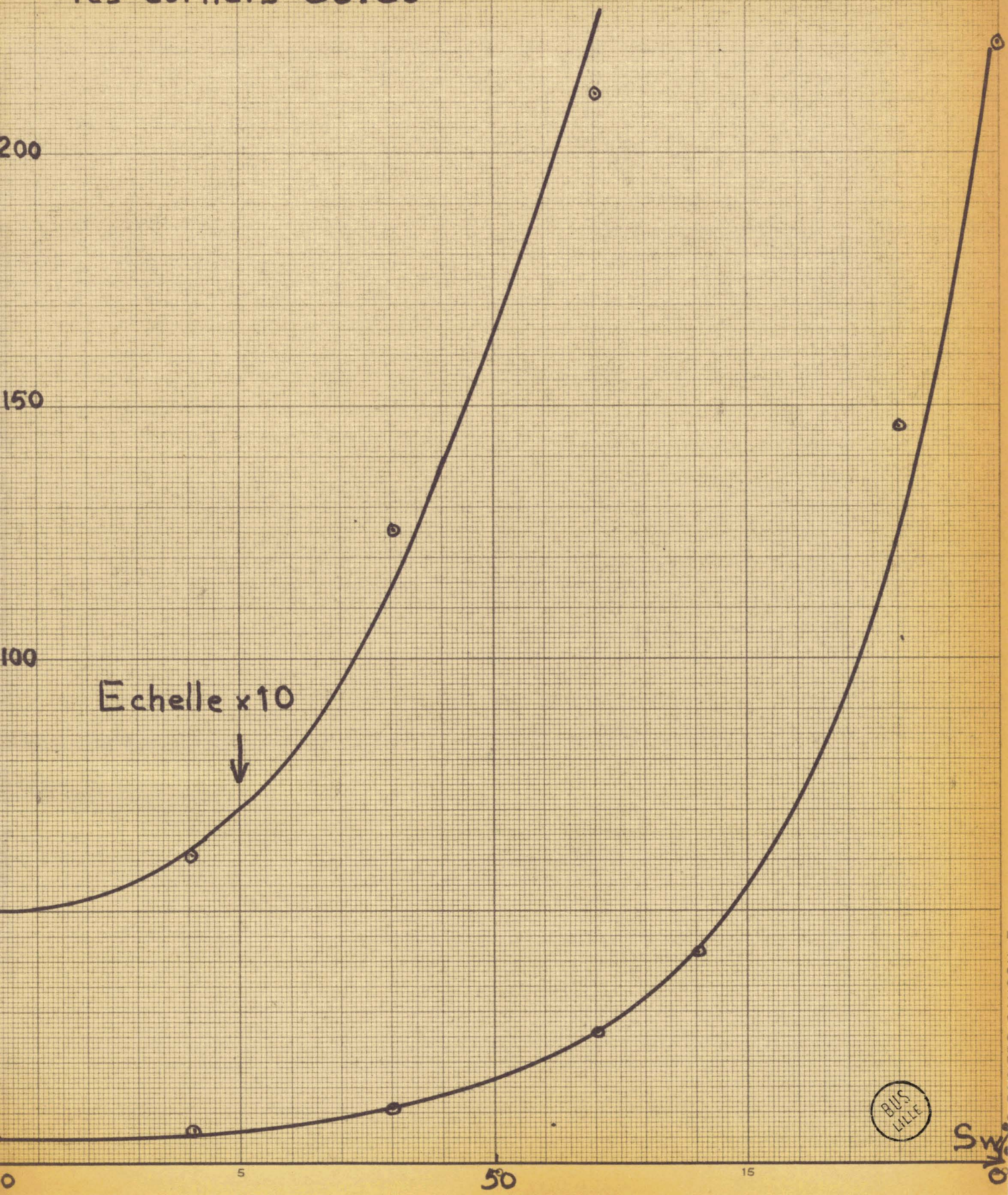
BUS  
LILLE

Sw



Er  
mV

Energie transmise en fonction de  $S_w$  pour  
les cornets 80.80



Sw



Et  
mV

Energie transmise en fonction de Sw pour  
les cornets 23x23

200

150

100

Echelle x10

00

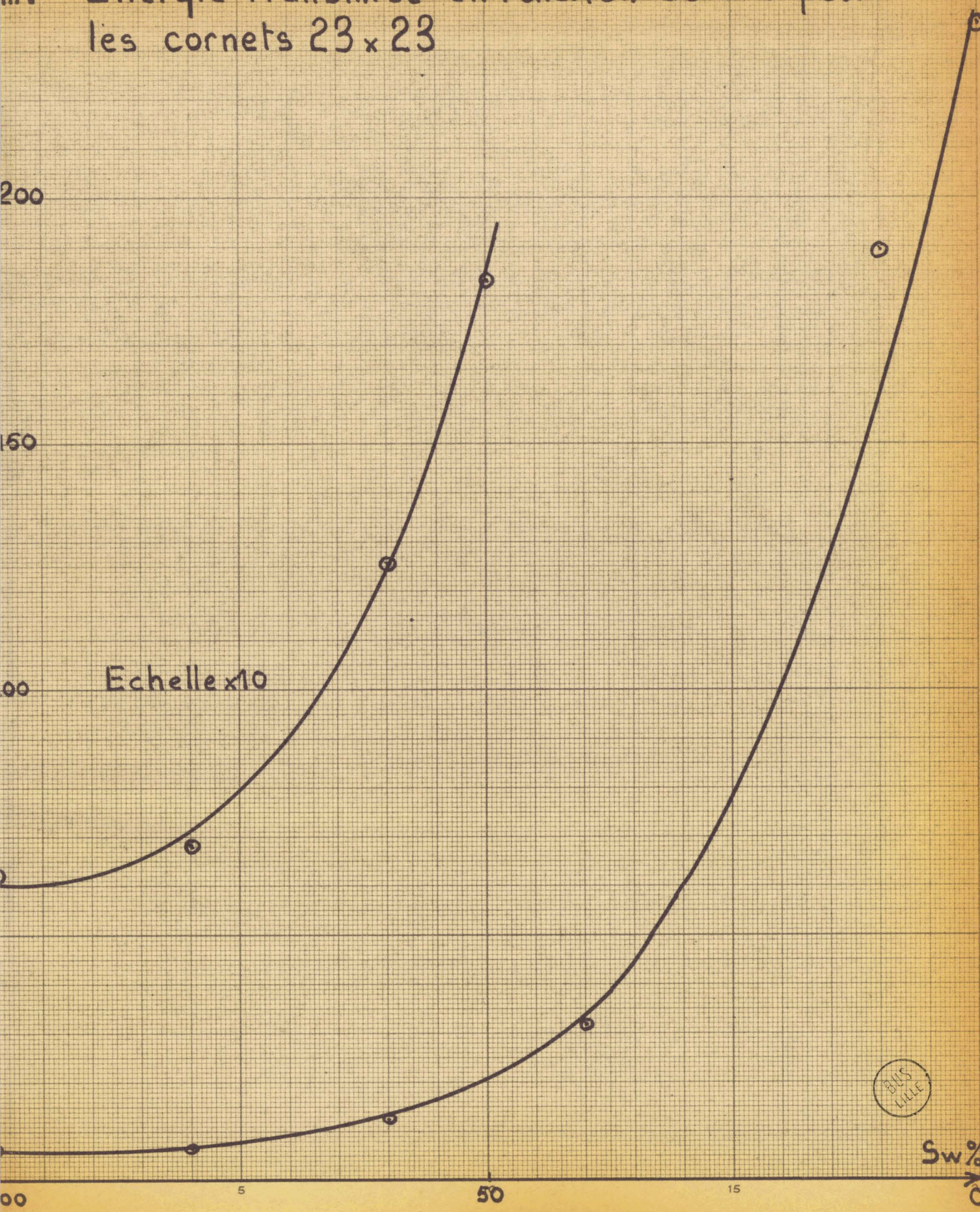
5

50

15



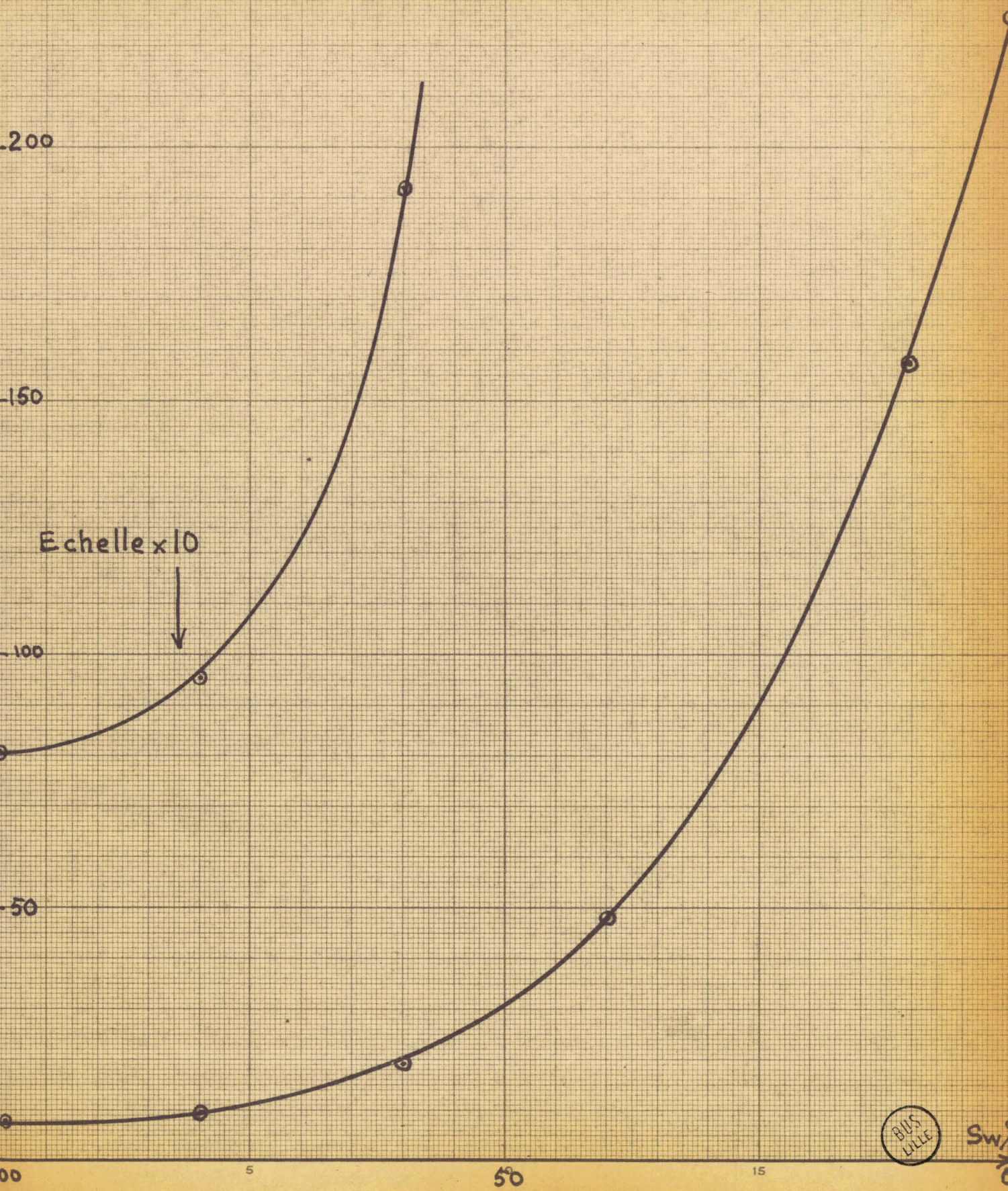
Sw%





Et (mV)

Energie transmise en fonction de Sw pour les cornets 10x60

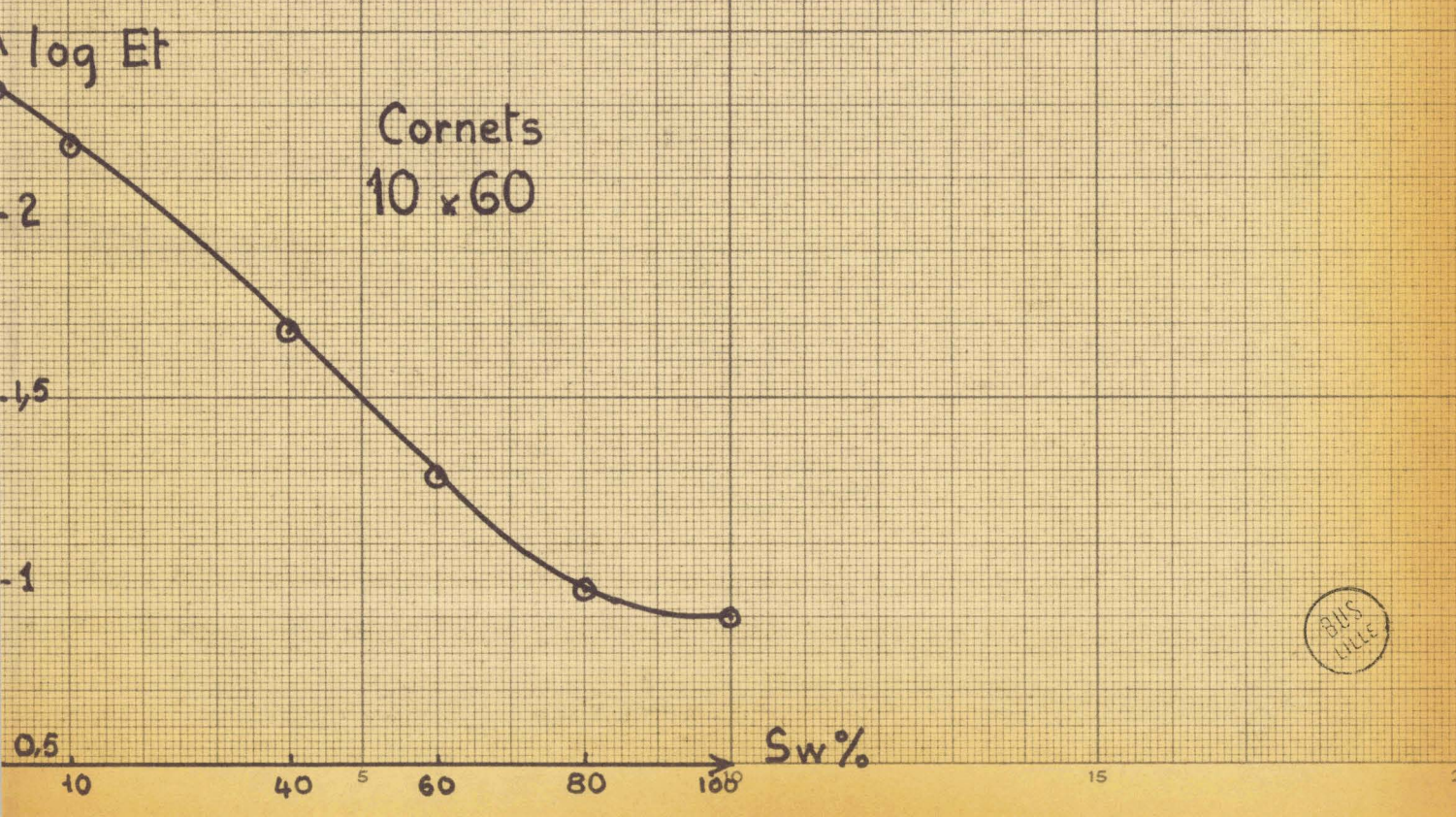
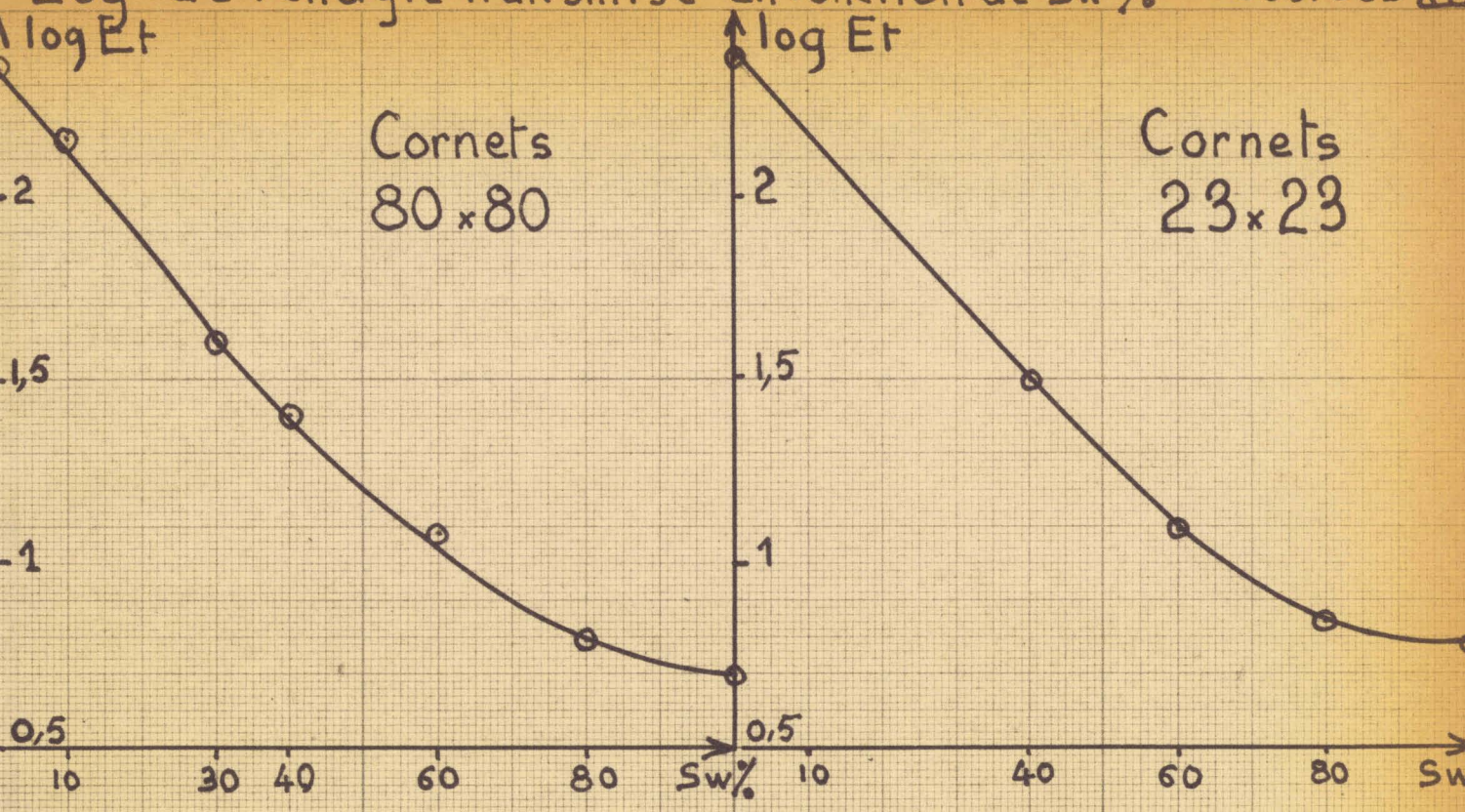


BUS LILLE

Sw



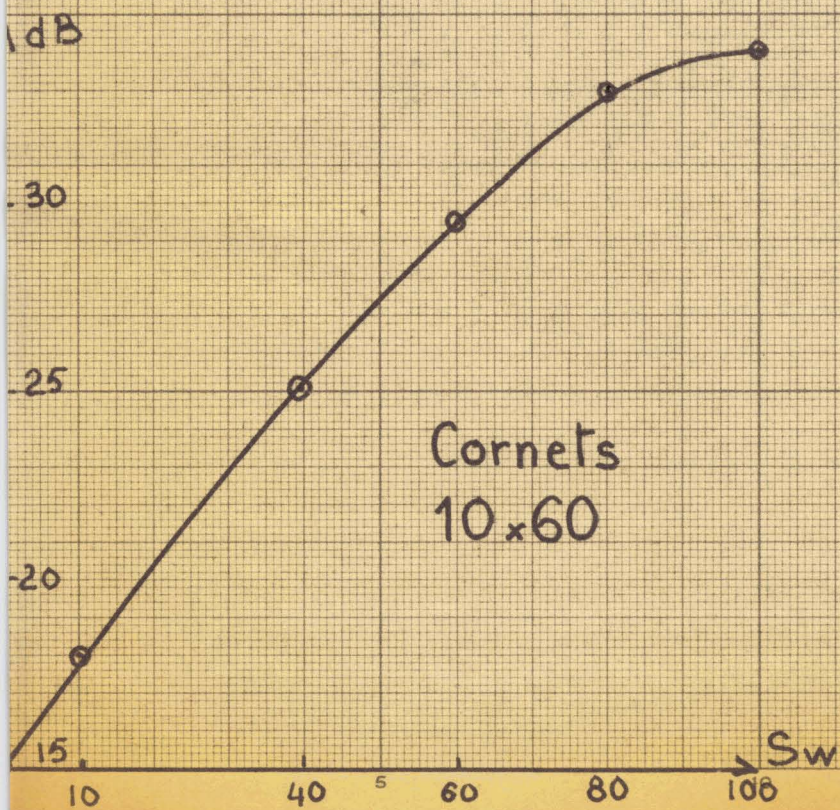
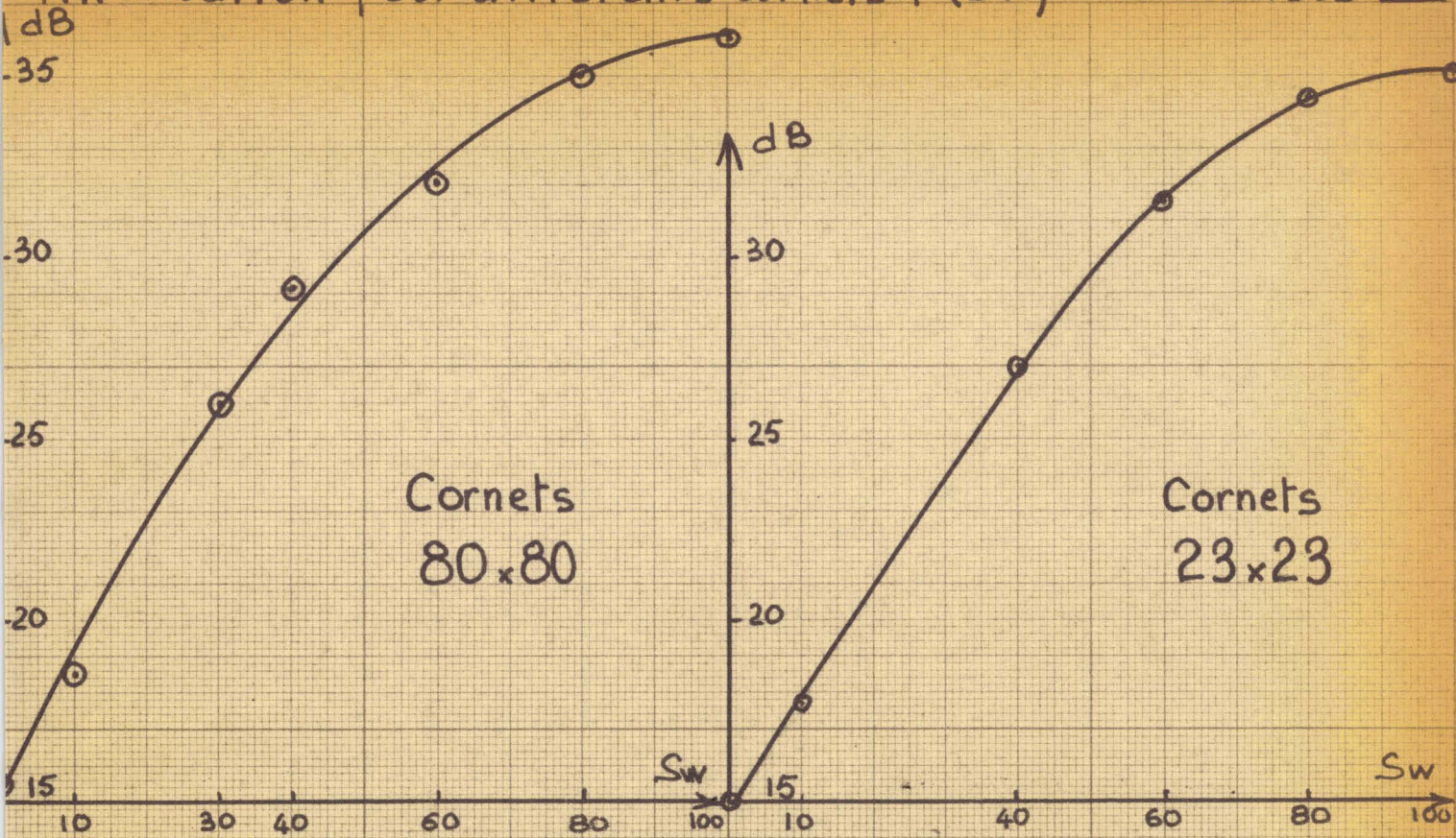
Log de l'énergie transmise en fonction de  $S_w$  % Courbes X





# Atténuation pour différents cornets $f(S_w)$

Courbes XX





Les courbes d'étalonnage ayant une allure exponentielle, nous avons figuré en ordonnées le logarithme de l'énergie transmise . On constate que toutes les courbes ainsi obtenues possèdent une partie rectiligne mais qu'elles s'incurvent également toutes du côté des saturations élevées.

Les courbes tracées en tenant compte de la loi de détection montrent encore une partie rectiligne mais qui ne s'étend pas jusqu'aux deux extrémités des saturations.

- Remarque -

Il est à noter que le procédé d'étalonnage n'est pas tout à fait rigoureux : on remarque sur les courbes expérimentales des discontinuités . Ceci est du à la non-reproductibilité du massif. Il serait souhaitable que le massif soit unique durant un étalonnage.

B) Passage d'un front saturé.

Nous avons réalisé l'expérience suivante : la moitié inférieure du massif était saturée d'eau, la moitié supérieure avait une saturation  $S_w = 0\%$ ; pour éviter les infiltrations d'eau vers la partie supérieure par capillarité, nous avons interposé une couche d'huile. Considérant que nous avons affaire à un front bien saturé passant de 0 à 100%, nous avons effectué des enregistrements du niveau transmis en fonction du déplacement et ce pour différents types de cornets.

Si l'on fait abstraction des ondulations, on remarque que le front est d'autant plus abrupt que les cornets sont étroits, donc sa position est mieux définie. Par contre, au voisinage du front les cornets 80 x 80 donnent une valeur plus constante de la saturation .

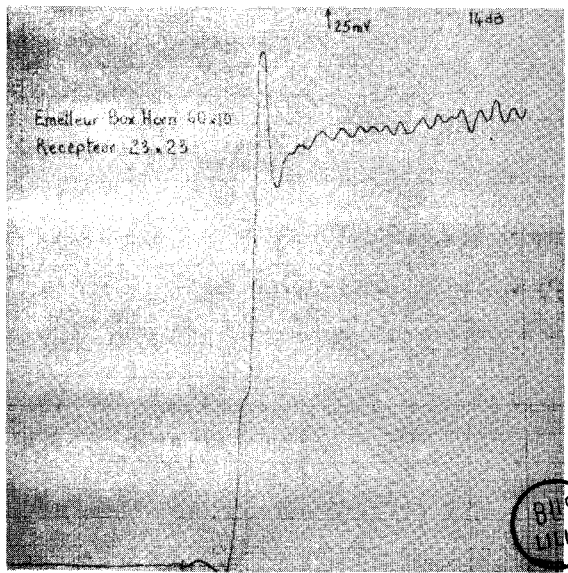
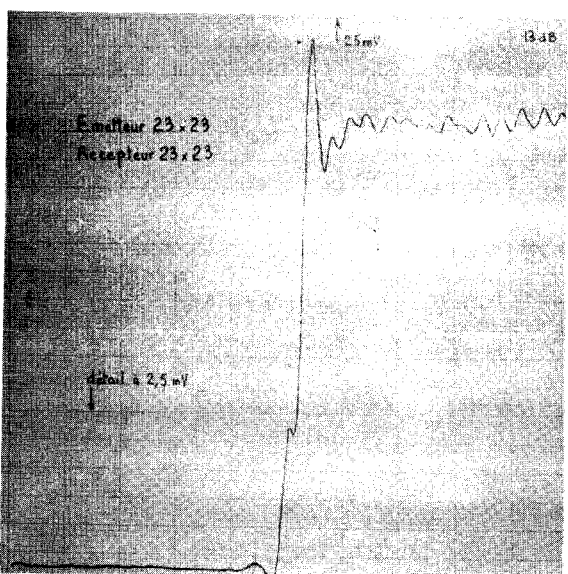
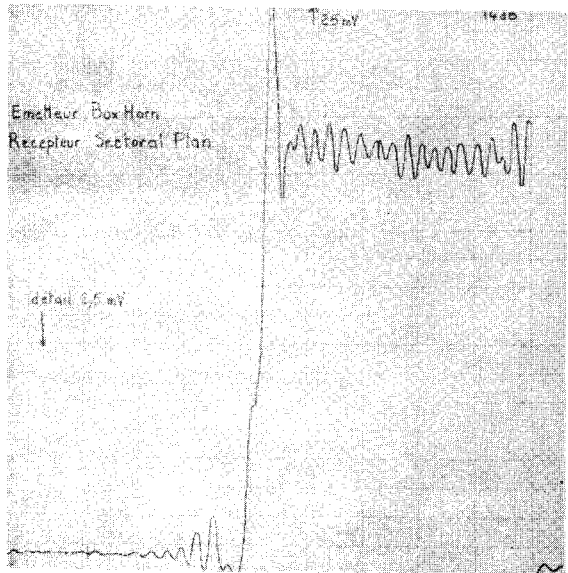
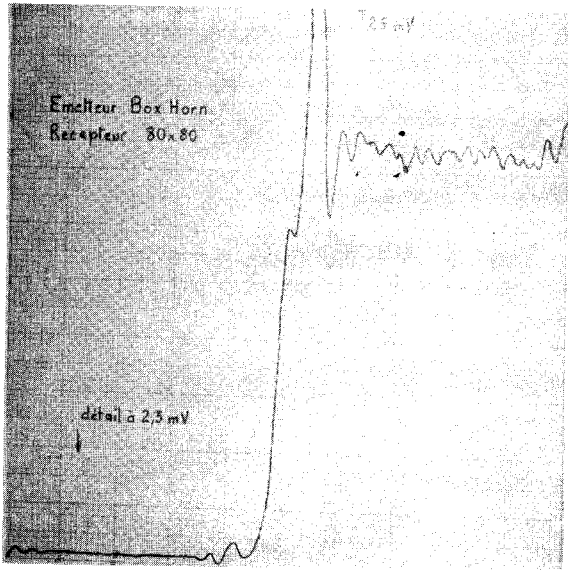
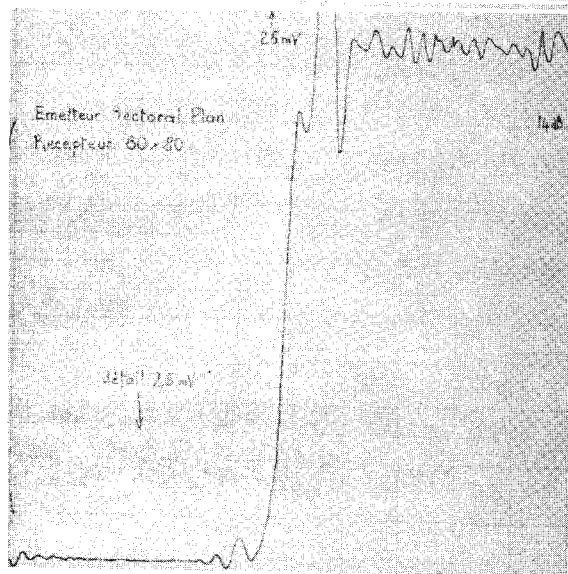
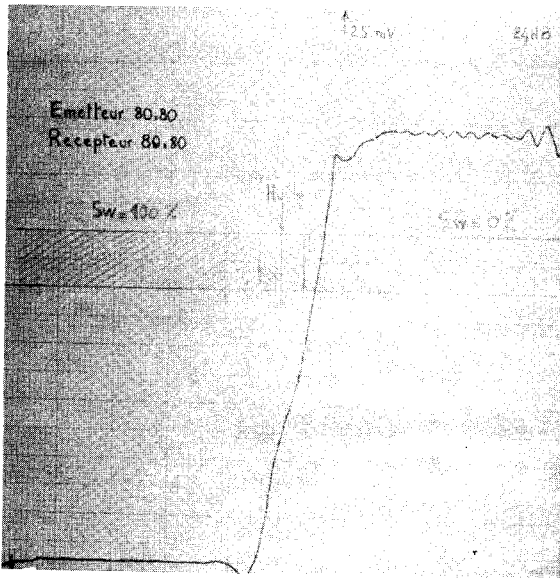
On remarque, au voisinage du front, une augmentation brutale du niveau de sortie : ceci est du à la réflexion des lobes secondaires sur la surface de séparation des deux fluides.

Deux anomalies peuvent être éliminées au dépouillement :

- saturation  $< 0\%$  (due à la composition de deux ondes en phase ;
  - saturation  $> 100\%$  (due à la composition de deux ondes en opposition de phase,
- ces saturations étant en effet impossibles pour un massif et un fluide donnés.



# COURBES XXI



Il est à noter que chacun des couples de cornets donne des amplitudes de signaux transmis différentes ; ceci est du à leur surface qui transmet plus ou moins d'énergie et aux coefficients de réflexion à l'entrée, variables suivant les types.

Il semble que ce soient les cornets 23 x 23 qui donnent les meilleurs résultats. En effet, le passage du front est bien signalé et les saturations extrêmes ne sont pas trop perturbées.

C) Précision -

Nous allons voir à l'aide des mesures que nous avons effectuées, la précision que l'on peut espérer en un point, ou du moins, sur une certaine surface.

Nous savons que la plus grande source d'erreurs dans notre montage est due aux réflexions parasites aux extrémités du modèle : ce sont les ondu-  
lations parasites qui vont déterminer la précision.

Précision

Sw %	Cornets 10 x 60 (%)	Cornets 23 x 23 (%)	Cornets 80 x 80 (%)
100	15	15	15
80	12	15	10
60	4	5	4
40	4	4	3
20	4	3	1,5
0%	4	3	1

Tableau XI



Nous ne considérerons pas la précision due à la non-reproductibilité du massif, son établissement étant aléatoire, et cette erreur pouvant être éliminée en utilisant un massif unique au cours des étalonnages.

On remarque que la précision est d'autant plus grande que la surface du cornet est plus grande. En effet, plus les cornets sont grands plus les lobes secondaires sont faibles et plus les réflexions parasites aux extrémités sont atténuées.



## CONCLUSION

---

L'appareillage que nous avons réalisé au Laboratoire de Radioélectricité et d'Electronique de LILLE nous a permis d'effectuer des mesures valables, reproductibles de la saturation en eau dans un modèle-plan de 60 cm de hauteur, 8 cm de largeur. Nous avons pu, en particulier, étudier dans ce modèle, le phénomène du passage d'un front de fluide et l'enregistrer.

La précision que l'on peut attendre de cette mesure varie de 1 à 15% suivant la saturation.

Après avoir utilisé les ondes de 8 mm, nous avons dû adopter des ondes de 3 cm, afin de ne pas être trop gênés par l'absorption du massif.

Nous avons étudié soigneusement divers types de cornets et systèmes focalisateurs d'ondes hyperfréquences, afin de savoir lequel conduisait à la meilleure définition de la surface à travers laquelle se fait cette mesure mais il ne nous a pas été possible d'arriver à une meilleure définition que 20 ou 30 cm<sup>2</sup>.

La principale difficulté rencontrée est due à la propagation des ondes hyperfréquences dans les parois de plexiglass du modèle, ce qui conduit à un phénomène gênant d'interférences.

On pourrait limiter ce phénomène de deux manières :

- en remplaçant cette paroi de plexiglass par du verre, ce qui diminue l'épaisseur du modèle ;
- en utilisant une longueur d'onde plus faible avec des générateurs plus puissants.



BIBLIOGRAPHIE.

- |      |   |      |
|------|---|------|
| (12) | BLED. J. Thèse 3ème Cycle LILLE.  | 1962 |
| (10) | CONSTANT. E. Thèse Doctorat Etat LILLE.   | 1962 |
| ( 8) | GABILLARD. R. Cours C.E.S. Hyperfréquences LILLE.   | 1963 |
| ( 2) | HARVEY Microwave Engineering.   | 1963 |
| (13) | I.F.P. Rap. 670I - Définition et critique de quelques notions relatives au milieu poreux. | 1961 |
| (11) | JACQUIN. Comportement diélectrique du milieu poreux<br>8280 I.F.P. PARIS                  | 1963 |
| ( 6) | JASIK. H. Antenna Engineering Handbook.   | 1961 |
| ( 9) | LEBRUN. A. Cours C.E.S. Hyperfréquences LILLE.  | 1963 |
| ( 7) | ONDE ELECTRIQUE. Circuits et antennes Hyperfréquences.                                    | 1958 |
| ( 5) | SCHELKUNOFF. Antennas Theory and Practice.  | 1952 |
| ( 1) | SIMANDOUX. P. Thèse Ingénieur-Docteur LILLE I.F.P.  | 1964 |
| ( 3) | SIMANDOUX. P. Rapport I.F.P. 7I98.  | 1963 |
| ( 4) | THOUREL. L. Antennes : Rayonnements des ouvertures.                                       | 1956 |
-

DEUXIEME THESE

Propositions données par la Faculté

Permittivité complexe des diélectriques étudiés de 1953 à 1965  
au Laboratoire de Radioélectricité et Electronique de Lille



Vu et permis d'imprimer

Lille le 18 Février 1965

Le Recteur de l'Académie

de LILLE

G. DEBEYRE

Vu et approuvé

Lille le 15 Février 1965

Le Doyen de la Faculté

des Sciences de LILLE

J. TILLIEU

*pour le Doyen empêché  
à messieur*

J. HEUBEL