

bun 20200127

50376
1977
201

DIPLOME D'ETUDES APPROFONDIES
EN ELECTRONIQUE

Mention : ELECTROMAGNETISME ET DISPOSITIFS MICROONDES

UTILISATION DE RESONATEURS DIELECTRIQUES
POUR LA STABILISATION D'OSCILLATEURS MICROONDES



par

AHMED R A B B A A

Lille, le 7 juillet 1977



SOMMAIRE

INTRODUCTION

I - Les résonateurs diélectriques

Calcul de fréquence de résonance 1

1°) introduction..... 1

2°) méthode d'Itoh et Rudokas 1

3°) résonateur sur substrat 5

II - Le résonateur sur substrat 7

1°) optimalisation du Q 7

2°) Le microstrip suspendu 8

3°) détermination expérimentale de l'impédance caractéristique 9

III - Stabilisation d'une diode ATT en régime d'avalanche

Adaptation d'impédance en circuit plaqué 11

1°) résultats expérimentaux 13

2°) Adaptation d'impédance 14

IV - Couplage résonateur diélectrique-

Ligne microstrip 17

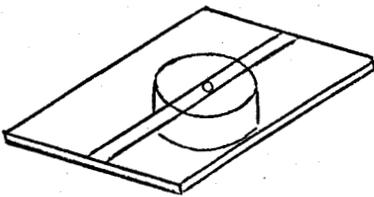
V - Réalisation d'un oscillateur stabilité 22

CONCLUSION

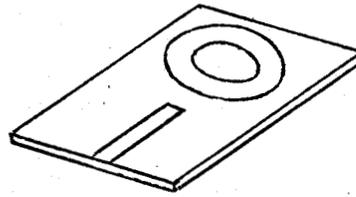
INTRODUCTION

La stabilisation des oscillateurs implique la présence d'une référence de fréquence. En général, cette référence est une cavité métallique couplée à une ligne de transmission. Ce peut être aussi un résonateur plaqué couplé à une ligne microstrip.

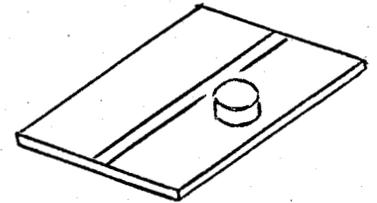
cavité métallique



résonateur plaqué



résonateur diélectrique



Les cavités métalliques peuvent avoir des coefficients de qualité assez importants (on atteint facilement 10.000) mais leur inconvénient c'est l'encombrement. Elles ne conviennent donc pas pour des circuits miniaturisés. Les résonateurs plaqués ont des coefficients de qualité faibles. Quant aux résonateurs diélectriques, l'encombrement peut être très réduit avec un coefficient de qualité assez élevé (quelques milliers).

Le travail qui nous a été proposé est la stabilisation d'un oscillateur microonde par un résonateur diélectrique.

LES RESONATEURS DIELECTRIQUES
CALCUL DE FREQUENCE DE RESONANCE

I - INTRODUCTION

Ce chapitre est consacré à l'étude des fréquences de résonance du résonateur diélectrique : isolé ou placé sur substrat.

Pour le résonateur isolé la première méthode de calcul suppose que les interfaces diélectrique - air satisfont à la condition de court-circuit magnétique parfait (C.C.M.P.) dual théorique du plan de court-circuit électrique (C.C.E). En d'autres termes, la composante normale du champ électrique et la composante tangentielle du champ magnétique sont nulles :

$$\begin{aligned}\vec{H}_t &= \vec{n} \wedge \vec{H} = 0 \\ \vec{E}_n &= \vec{n} \cdot \vec{E} = 0\end{aligned}$$

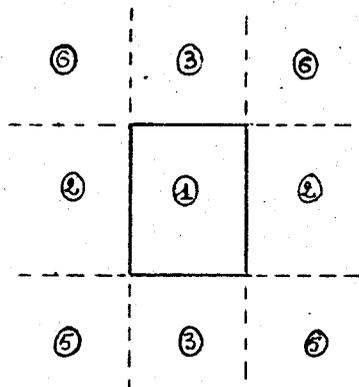
Cette approximation est d'autant plus valable que l'énergie électromagnétique est localisée dans le diélectrique, donc d'autant que la permittivité est plus élevée [1].

Des méthodes plus élaborées supposent l'existence d'ondes évanescentes au-delà des parois latérales ou des parois de bout [2]. On obtient alors des valeurs plus précises de la fréquence. Dans le cas d'un résonateur cylindrique (de hauteur h de rayon a , de permittivité relative ϵ_r), une méthode due à GARAUULT et GUILLON [3] utilise un résonateur effectif (R_{eff} , a_{eff} , ϵ_r) pour calculer les fréquences de résonance du résonateur réel (h , a , ϵ_r). L'écart entre les valeurs théorique et expérimentales est, dans la plupart du temps, $< 2\%$.

II - METHODE D'ITOH et RUDOKAS

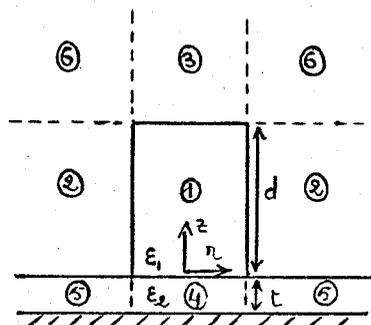
Nous présentons dans ce paragraphe la méthode d'ITOH et RUDOKAS qui permet d'évaluer, comme la méthode de GARAUULT et GUILLON, la fréquence de résonance d'un résonateur placé sur substrat microélectronique, ou d'un résonateur isolé.

Dans l'étude des résonateurs isolés (placés dans l'air), les méthodes couramment utilisées consistent à tenir compte du caractère non parfait des murs magnétiques aussi bien dans les parois latérales que dans les parois de bout. En d'autres termes, on met en évidence l'énergie qui existe dans les régions (2) et (3) (voir figure)



et on néglige complètement l'énergie dans les régions (5) et (6)

Pour le résonateur isolé (de forte permittivité), les régions (5) et (6) sont remplies d'air ($\epsilon_r=1$) il est tout à fait légitime, et les résultats le confirment, de négliger la partie de l'énergie qui se propage dans cette région. Pour le résonateur sur substrat (voir figure) la région (5) est remplie.



de matériau diélectrique.

Dans le modèle d'ITOH et RUDOKAS, on néglige aussi l'énergie électromagnétique présente dans la région (5). Cette approximation exige d'avoir des résonateurs de grands coefficients de qualité, et la méthode est d'autant plus précise que le rapport $\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}$ est plus grand et que l'épaisseur t du substrat est plus petite.

Pour le mode TE₀₁, la composante H_z du champ magnétique dans les différentes régions peut s'écrire :

$$A_1 \sin \beta(z - z_0) J_0(kr) \quad \text{région 1}$$

$$A_2 \sin \beta(z - z_0) K_0(kr) \quad \text{région 2}$$

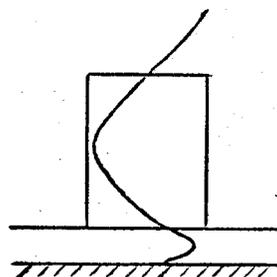
$$A_3 \exp(-\alpha(z-d)) J_0(kr) \quad \text{région 3}$$

$$A_4 \Delta h \left(\frac{\xi}{2} (z+t) \right) J_0(kr) \quad \text{région 4}$$

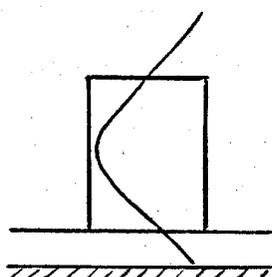
avec

$$\begin{aligned} \beta^2 &= \omega^2 \mu \epsilon_0 \epsilon_1 - k^2 \\ &= \omega^2 \mu \epsilon_0 + h^2 \\ \alpha^2 &= k^2 - \omega^2 \mu \epsilon_0 \\ \xi^2 &= k^2 - \omega^2 \mu \epsilon_2 \end{aligned}$$

On suppose donc l'existence d'une onde évanescente dans l'air (région 3) et d'une onde dans le substrat (région 4) qui peut être de forme λh ou de forme sinus si ξ est imaginaire. Les 2 configurations suivantes sont donc possibles :



champ en sinus



champ en λh

En appliquant les conditions de continuité (conservation des composantes tangentielles des champs) en $z=0$ et $z=d$, on obtient :

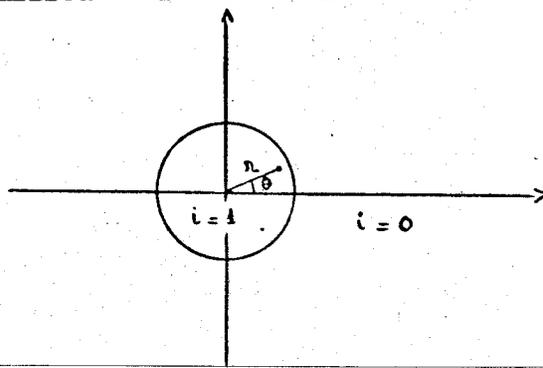
$$\beta d = q\pi + \operatorname{tg}^{-1} \left(\frac{\alpha}{\beta} \right) + \operatorname{tg}^{-1} \left(\frac{\xi}{\beta} \coth \xi t \right) \quad q=0,1,2,\dots$$

A partir de cette relation, on peut retrouver la fréquence de résonance du résonateur isolé. Il suffit de prendre $\epsilon_2=1$ et $t \rightarrow \infty$. On trouve pour $q=0$:

$$\beta \operatorname{tg} \left(\frac{d}{2} \beta \right) = \alpha$$

Pour les parois latérales, la méthode d'ITOH et RUDOKAS utilise le traitement guide diélectrique ouvert et nécessite alors la résolution des équations de Helmholtz dans les 2 milieux $i=0$ et $i=1$

$$\left(\Delta_T + k_i^2 \right) \begin{bmatrix} E_z \\ H_z \end{bmatrix} = 0$$



en coordonnées cylindriques

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} + k_i^2 \right) \begin{bmatrix} E_z \\ H_z \end{bmatrix} = 0$$

avec

$$k_o^2 = \omega^2 \mu \epsilon_o - \beta^2 \quad \textcircled{1}$$

$$k^2 = \omega^2 \mu \epsilon_o \epsilon_n - \beta^2 \quad \textcircled{2}$$

La condition de rayonnement au-delà des parois latérales impose $k_o^2 < 0$ d'où la possibilité de poser $k_o = j\gamma$

$$\textcircled{1} \text{ et } \textcircled{2} \implies k^2 + \gamma^2 = \omega^2 \mu \epsilon_o (\epsilon_n - 1)$$

Les champs devant être bornés en $r=0$ et $r=\infty$, la solution des 2 équations de Helmholtz est :

$$E_{z_1} = J_n(kr) (A \cos n\theta + B \sin n\theta)$$

$$H_{z_1} = J_n(kr) (A' \cos n\theta + B' \sin n\theta)$$

$$E_{z_o} = K_n(\gamma r) (C \cos n\theta + D \sin n\theta)$$

$$H_{z_o} = K_n(\gamma r) (C' \cos n\theta + D' \sin n\theta)$$

solution paire

$$E_{z_1} = A J_n(kr) \cos n\theta$$

$$H_{z_1} = B' J_n(kr) \sin n\theta$$

$$E_{z_o} = C K_n(\gamma r) \cos n\theta$$

$$H_{z_o} = D' K_n(\gamma r) \sin n\theta$$

solution impaire

$$E_{z_1} = B J_n(kr) \sin n\theta$$

$$H_{z_1} = A' J_n(kr) \cos n\theta$$

$$E_{z_o} = D K_n(\gamma r) \sin n\theta$$

$$H_{z_o} = C' K_n(\gamma r) \cos n\theta$$

Pour le mode impaire TE₀₁, les conditions de continuité en $r=a$ fournissent la relation suivante :

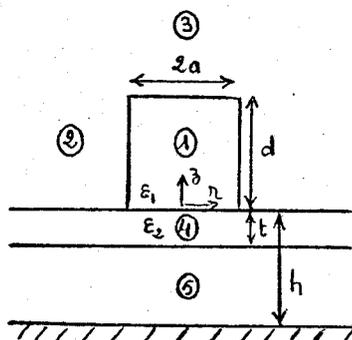
$$\frac{1}{ka} \frac{J'_o(ka)}{J_o(ka)} + \frac{1}{\gamma a} \frac{K'_o(\gamma a)}{K_o(\gamma a)} = 0$$

C'est l'équation caractéristique du guide diélectrique ouvert.

Dans la figure 1.1 on compare les différentes méthodes (GARAULT et GUILLON, ITOH et RUDOKAS, CHOTEAU) aux résultats expérimentaux. Pour un résonateur de rapport $\frac{2a}{d} = 1$, l'écart entre la valeur expérimentale et la valeur obtenue par la méthode d'ITOH et RUDOKAS est de 5%.

III-RESONATEUR SUR SUBSTRAT SUSPENDU

L'optimisation du coefficient de qualité du résonateur (voir chapitre II) nous amène à envisager un substrat suspendu, c'est-à-dire non métallisé sur sa face inférieure.



L'équation caractéristique du guide ouvert, utilisée précédemment, est toujours valable. Les composantes transversales du champ électrique peuvent s'écrire

$$\begin{aligned} E_1 &\sim A_1 \sin \beta z + B_1 \cos \beta z \\ E_3 &\sim A_3 e^{-\alpha z} \\ E_4 &\sim A_4 \sin \xi z + B_4 \cos \xi z \\ E_5 &\sim A_5 \operatorname{ch} \alpha (z+h) \end{aligned}$$

On a utilisé le signe de proportionnalité \sim pour tenir compte d'un facteur multiplicatif en $J_0(x)$.

Les composantes transversales du champ magnétique s'obtiennent à partir de la relation

$$\vec{H}_T = -\frac{1}{j\omega\mu} \vec{u} \wedge \frac{\partial \vec{E}_T}{\partial z}$$

On trouve

$$\begin{aligned} H_1 &\sim \beta (A_1 \cos \beta z - B_1 \sin \beta z) \\ H_3 &\sim -\alpha A_3 e^{-\alpha z} \\ H_4 &\sim \xi (A_4 \cos \xi z - B_4 \sin \xi z) \\ H_5 &\sim \alpha A_5 \operatorname{ch} \alpha (z+h) \end{aligned}$$

avec

$$\begin{aligned} \beta^2 &= \omega^2 \mu \epsilon_1 \epsilon_0 - k^2 \\ &= \omega^2 \mu \epsilon_0 + p^2 \\ \alpha^2 &= k^2 - \omega^2 \mu \epsilon_2 \\ \xi^2 &= \omega^2 \mu \epsilon_2 - k^2 \end{aligned}$$

On exprime alors les conditions de continuité en

$$\begin{aligned}
 E_1(d) = E_3(d) &\Rightarrow A_1 \sin \beta d + B_1 \cos \beta d - A_3 e^{-\alpha d} = 0 \\
 H_1(d) = H_3(d) &\Rightarrow \beta A_1 \cos \beta d - \beta B_1 \sin \beta d + \alpha A_3 e^{-\alpha d} = 0 \\
 E_1(0) = E_4(0) &\Rightarrow B_1 = B_4 \\
 H_1(0) = H_4(0) &\Rightarrow \beta A_1 = \xi A_4 \\
 E_4(-t) = E_5(-t) &\Rightarrow -A_4 \sin \xi t + B_4 \cos \xi t - A_5 \rho h \alpha(h-t) = 0 \\
 H_4(-t) = E_5(-t) &\Rightarrow \xi A_4 \cos \xi t + \xi B_4 \sin \xi t - \alpha A_5 \operatorname{ch} \alpha(h-t) = 0
 \end{aligned}$$

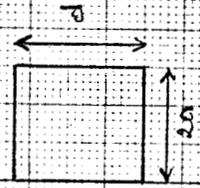
L'existence d'une solution, ou ce qui revient au même, l'existence des constantes A_i B_i impose la nullité du déterminant :

$$D = \begin{pmatrix} \sin \beta d & \cos \beta d & -e^{-\alpha d} & 0 \\ \beta \cos \beta d & -\beta \sin \beta d & \alpha e^{-\alpha d} & 0 \\ -\frac{\beta}{\xi} \sin \xi t & \cos \xi t & 0 & -\rho h \alpha(h-t) \\ \beta \cos \xi t & \xi \sin \xi t & 0 & -\alpha \operatorname{ch} \alpha(h-t) \end{pmatrix}$$

A part les grandeurs connues ($\alpha, d, t, h, \xi, \rho$) D ne dépend, explicitement que de k et ρ . L'équation caractéristique elle aussi ne dépend que de k et ρ . Théoriquement, on peut donc calculer k et ρ . Quant à la fréquence, on peut la tirer des 2 expressions de β^2 :

$$\begin{aligned}
 \beta^2 &= \omega^2 \mu \epsilon_0 \epsilon_1 - k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_1 - k^2 \\
 &= \omega^2 \mu \epsilon_0 + \rho^2 = \frac{\omega^2}{c^2} + \rho^2 \\
 \omega &= c \sqrt{\frac{k^2 + \rho^2}{\epsilon_1 - 1}}
 \end{aligned}$$

fréquences de résonance
du résonateur isolé



x x x points expérimentaux

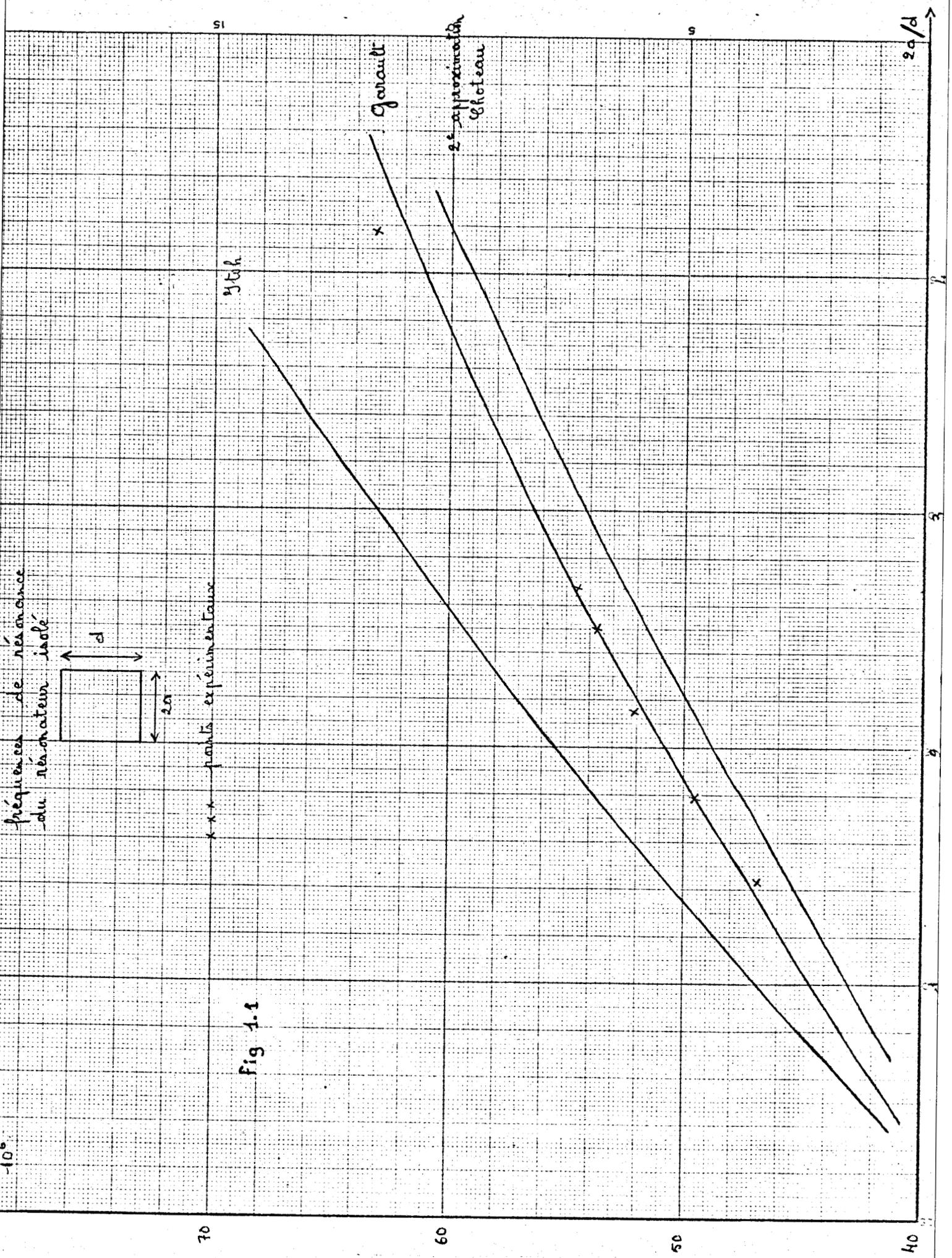
graph

Fig 1.1

Genard

2^e approximation
Choteau

$\pi a/d$



70

60

50

40

-10°

51

9

II LE RESONATEUR SUR SUBSTRAT SUSPENDU

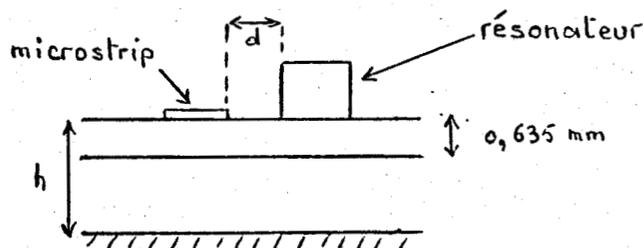
Après la détermination de la fréquence de résonance du mode TE₀₁, on se propose maintenant d'étudier expérimentalement le coefficient de qualité du résonateur diélectrique placé sur substrat suspendu.

L'expérience montre que le coefficient de qualité d'un résonateur diélectrique placé à l'intérieur d'un boîtier métallique, ou situé à proximité d'un plan métallique (par exemple plan de masse d'un circuit microstrip.) dépend fortement de la distance du résonateur aux parois métalliques [3]. Lorsque la distance est faible, les pertes par effet Joule dues aux courants induits dans les parois métalliques sont importantes, lorsque la distance est grande, ce sont les pertes par rayonnement qui sont prépondérantes.

Dans ces conditions, on conçoit qu'il existe une distance optimale entre le résonateur et son blindage donnant le maximum de coefficient de qualité.

1- OPTIMALISATION DU Q

Il ne nous a pas été possible de nous placer dans les meilleures conditions car une structure fermée n'est pas très commode pour faire des mesures (mesure de coefficient de couplage résonateur - microstrip en fonction de leur distance par exemple). On a donc utilisé une structure ouverte.



Le seul choix qui nous reste est de jouer sur la distance h entre le résonateur et le plan de masse.

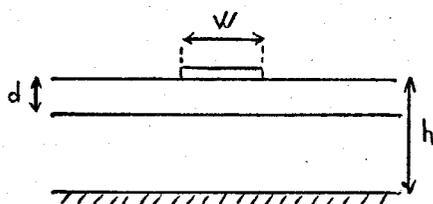
Les résultats expérimentaux sont donnés fig. 2/3 et 2/4. Ces résultats donnent d'une part la variation du coefficient de qualité en charge du résonateur en fonction de la distance h du plan métallique au substrat, et d'autre part la variation de ce même coefficient de qualité en fonction de la distance d du résonateur à la ligne.

Ces résultats montrent qu'il existe une distance optimale donnant un maximum du coefficient de qualité.

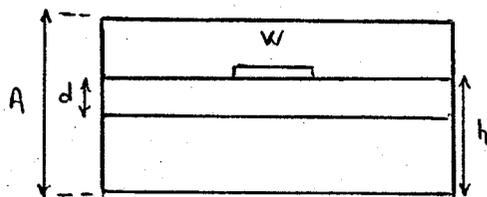
Pour un substrat d'épaisseur standard 0,635 mm et une distance $d=2,5$ mm la hauteur optimale de 1,9 mm.

2- LE MICROSTRIP SUSPENDU

Le problème qui se pose alors est la détermination de l'impédance caractéristique du microstrip suspendu (en structure ouverte) pour des paramètres d, h, w, ϵ_r donnés (voir figure)



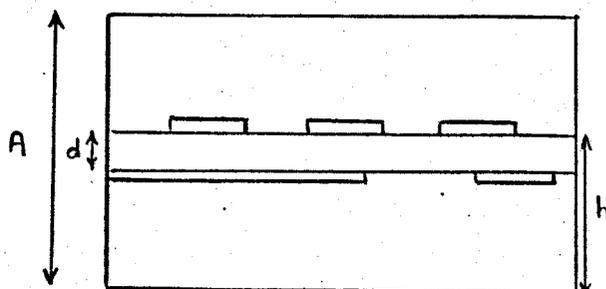
La méthode consiste à utiliser une structure fermée, de hauteur A . (Z_c dépendrait alors de A)



puis faire augmenter A jusqu'à annuler son influence sur Z_c . La valeur obtenue de Z_c correspond alors à celle de la structure ouverte.

Quant aux parois latérales, il suffit de les placer assez loin pour pouvoir négliger leur influence (distance latérale ≥ 4 fois W)

On a utilisé la méthode des différences finies, grâce à un programme sur fichier n° CIO2 (ordinateur CII 10070). Le programme complet donne les impédances caractéristiques des différentes lignes du circuit suivant :



qu'on peut réduire à un strip suspendu en choisissant des paramètres convenables. La précision atteinte sur les potentiels a été de 10^{-2} .

Les courbes fig. 2/5 montrent les variations de Z_c pour 2 valeurs de h (3 et 4). Pour $A \geq 4h$ environ, Z_c ne dépend plus de A . Se plaçant dans ces conditions, on a obtenu $Z_c = 50 \Omega$ pour les valeurs suivantes des différents paramètres:

$$\begin{aligned} A &= 36 \\ h &= 6 \\ d &= 3 \\ W &= 14 \end{aligned}$$

On obtiendrait la même valeur de Z_c en multipliant tous les paramètres par une même constante $0,635$ (pour avoir $d = 0,635$, épaisseur normalisée du substrat d'alumine), on trouve :

$$\begin{aligned} d &= 0,635 \\ h &= 1,27 \\ W &= 2,96 \end{aligned}$$

3- DETERMINATION EXPERIMENTALE DE L'IMPEDANCE CARACTERISTIQUE

On a essayé de mesurer expérimentalement l'impédance caractéristique de la ligne microstrip suspendu.

La première méthode utilise une ligne unique et est basée sur la relation

$$Z_c^2 = Z_{co} \cdot Z_{cc}$$

Z_{co} : impédance en circuit ouvert

Z_{cc} : impédance en court-circuit

Une autre méthode consiste à caractériser 2 lignes de longueurs différentes l_1 et l_2 .

l'expression $Z = Z_c \frac{Z_D + j Z_c \operatorname{tg} \beta l}{Z_c + j Z_D \operatorname{tg} \beta l}$

dans le cas d'une ligne court-circuitée, devient :

$$\text{Longueur } l_1 : Z_1 = j Z_c \operatorname{tg} \beta l_1$$

$$\text{Longueur } l_2 : Z_2 = j Z_c \operatorname{tg} \beta l_2$$

$$|Z_1| = Z_c \operatorname{tg} \beta l_1$$

$$|Z_2| = Z_c \operatorname{tg} \beta l_2$$

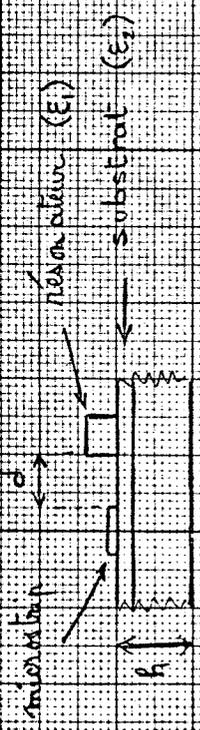
$$\Rightarrow \begin{cases} \beta l_1 = \operatorname{tg}^{-1} \frac{|Z_1|}{Z_c} \\ \beta l_2 = \operatorname{tg}^{-1} \frac{|Z_2|}{Z_c} \end{cases}$$

$$\frac{1}{l_1} \operatorname{tg}^{-1} \frac{|Z_1|}{Z_c} = \frac{1}{l_2} \operatorname{tg}^{-1} \frac{|Z_2|}{Z_c}$$

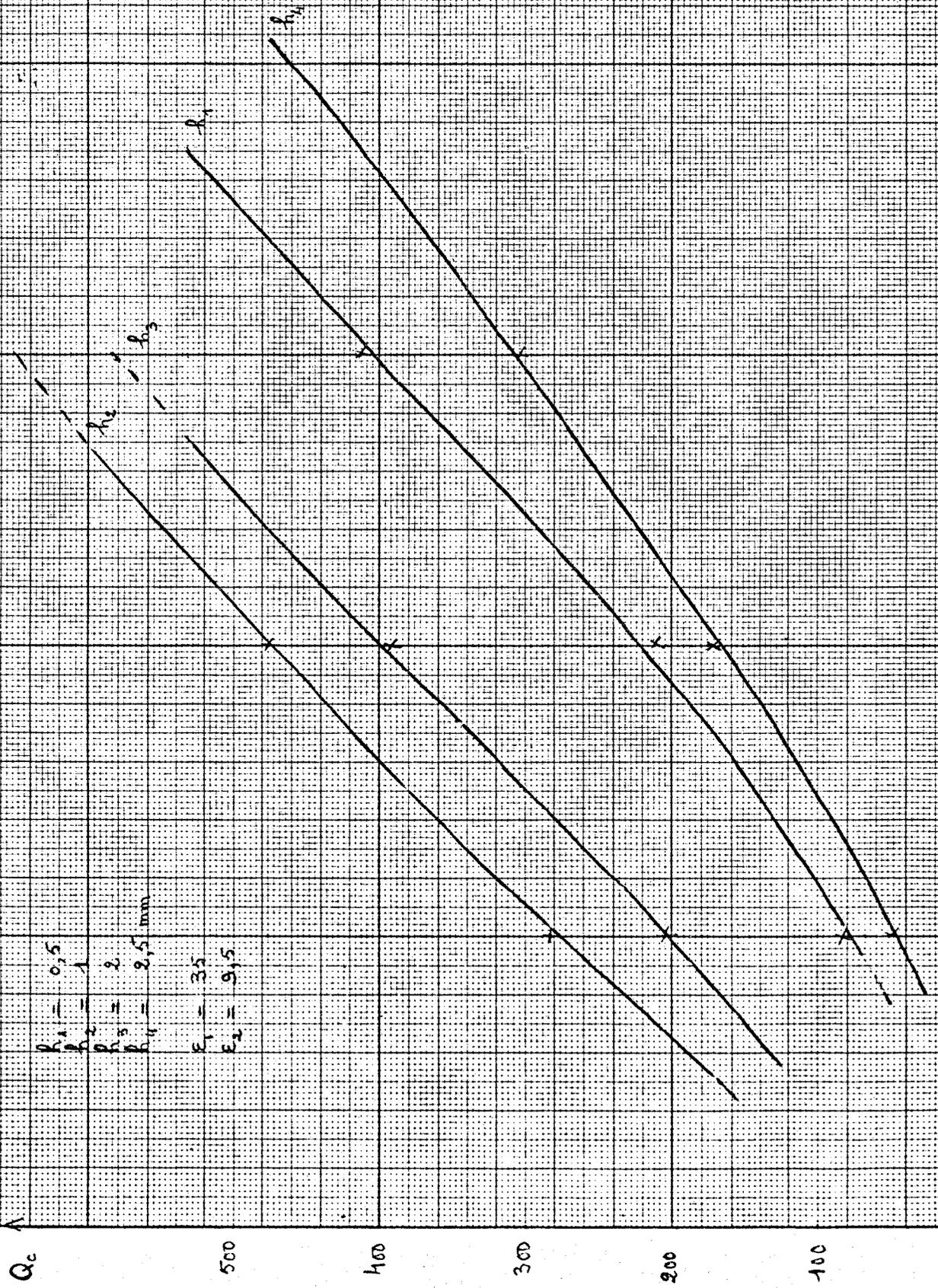
La seule inconnue dans cette équation est Z_c .

Les résultats expérimentaux présentent une grande dispersion due aux difficultés rencontrées pour réaliser des bons court-circuits, et surtout des circuits ouverts. La qualité de fabrication du circuit plaqué intervient aussi.

Fig. 2.3



$R_1 = 0,5$
 $R_2 = 1$
 $R_3 = 2$
 $R_4 = 2,5 \text{ mm}$
 $\epsilon_1 = 3,5$
 $\epsilon_2 = 9,5$



SI OI S

l (mm)

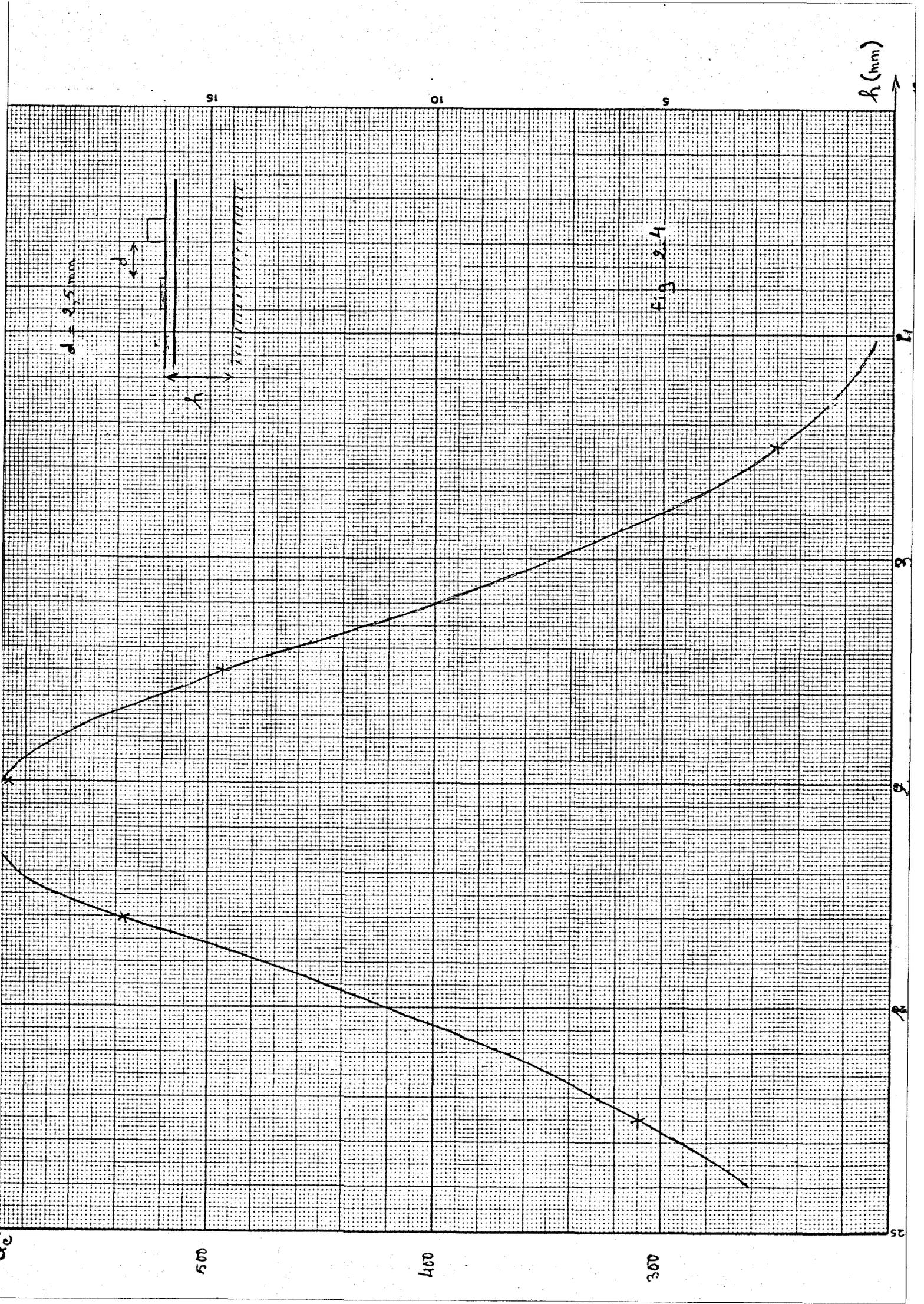
R_1

R_2

R_3

R_4

R_5



h (mm)

Fig. 2.4

$d = 2,5 \text{ mm}$

51

01

5

21

30

35

40

50

500

400

300

25

25

$A_1 = 30$
 $W = 4$
 $e_n = 9, 6$

$A_3 = 12 \quad A_4 = 8$

$A_3 = 8 \quad A_4 = 5$

$A_3 = 6 \quad A_4 = 3$



fig 2.5

90

80

70

60

50

15

10

5

A_2

50

40

30

20

10

III

- STABILISATION D'UNE DIODE ATT EN REGIME D'AVALANCHE
- ADAPTATION D'IMPEDANCE EN CIRCUIT MICROELECTRONIQUE

Le composant actif qui va nous servir de source d'oscillations est une diode à avalanche et temps de transit (ATT).

Une diode ATT sans encapsulation présente une impédance Z_D dont la partie réelle a pour expression [4] :

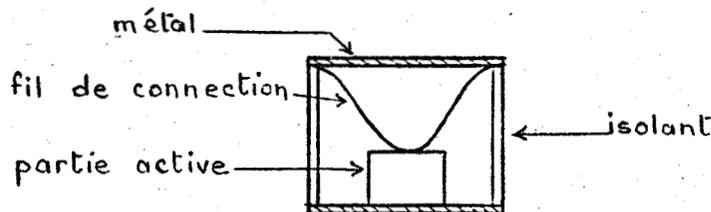
$$R_D = -\frac{1}{C_D \omega} \left(\frac{16i}{\omega \epsilon} \frac{1}{1 - \frac{16i}{\omega \epsilon}} \frac{1 - \cos \theta}{\theta} \right)$$

σ_i est la conductivité intrinsèque du composant.

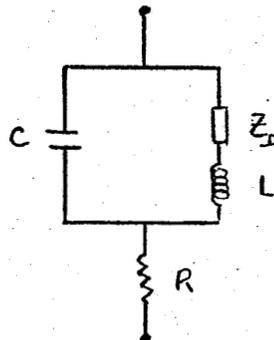
$\theta = \omega \tau$ est l'angle de transit (τ : temps de transit).

La résistance et la réactance dépendent de la fréquence. Il y aura avalanche, et la diode présentera une résistance $R_D < 0$ si $\omega \epsilon > 16i$.

En général, une diode est utilisée encapsulée. Une forme simplifiée d'un boîtier est schématisée ainsi :



L'ensemble, partie active + boîtier, a un schéma équivalent qui peut se réduire à :



L : inductance du fil de connexion

C : capacité présentée par les 2 plans métalliques

R : résistance série pour tenir compte des pertes.

Pour caractériser ce dispositif, on a mesuré son coefficient de réflexion ρ , d'abord en monture coaxiale comme il est d'usage puis en monture microstrip.

Si $z = r + jx$ est l'impédance de la diode, son coefficient de réflexion a pour expression :

$$\rho = \frac{z - 1}{z + 1}$$

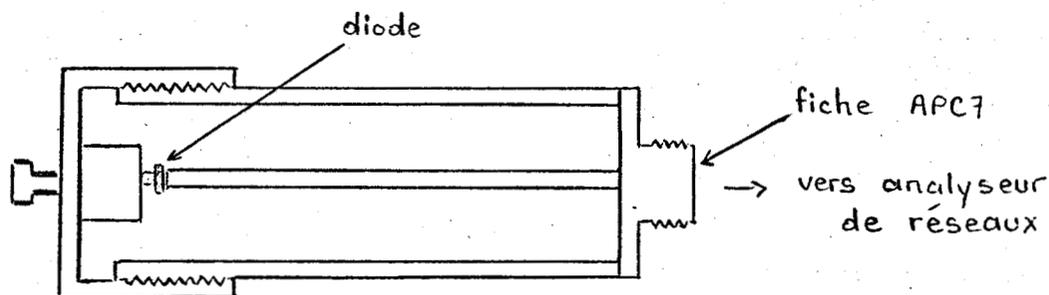
$$\rho = \frac{r - 1 + jx}{r + 1 + jx}$$

L'analyseur de réseaux nous donne ρ en module et en phase. La table traçante connectée à l'analyseur donne directement z (r et x).

4) RESULTATS EXPERIMENTAUX

Les résultats suivants sont relatifs à une diode 84P30 ayant un boîtier F60.

en coaxial : schéma de la cellule :

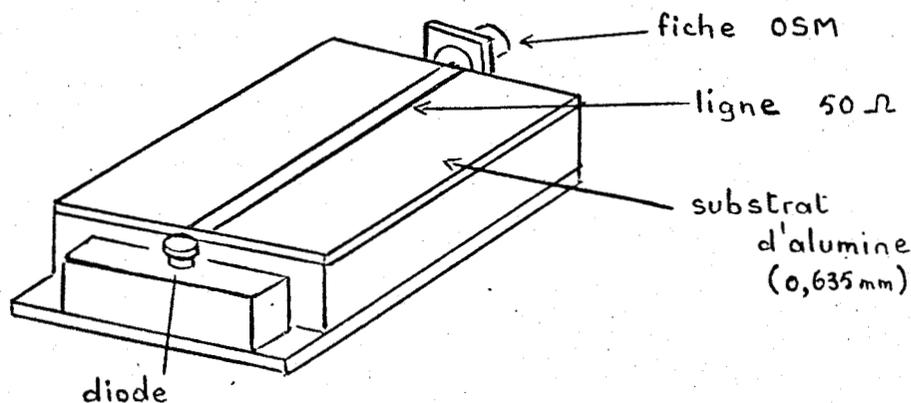


Une représentation cartésienne de r_D en fonction de la fréquence à courant de polarisation I constant est illustrée fig. 3.2.

On peut ainsi formuler les remarques suivantes :

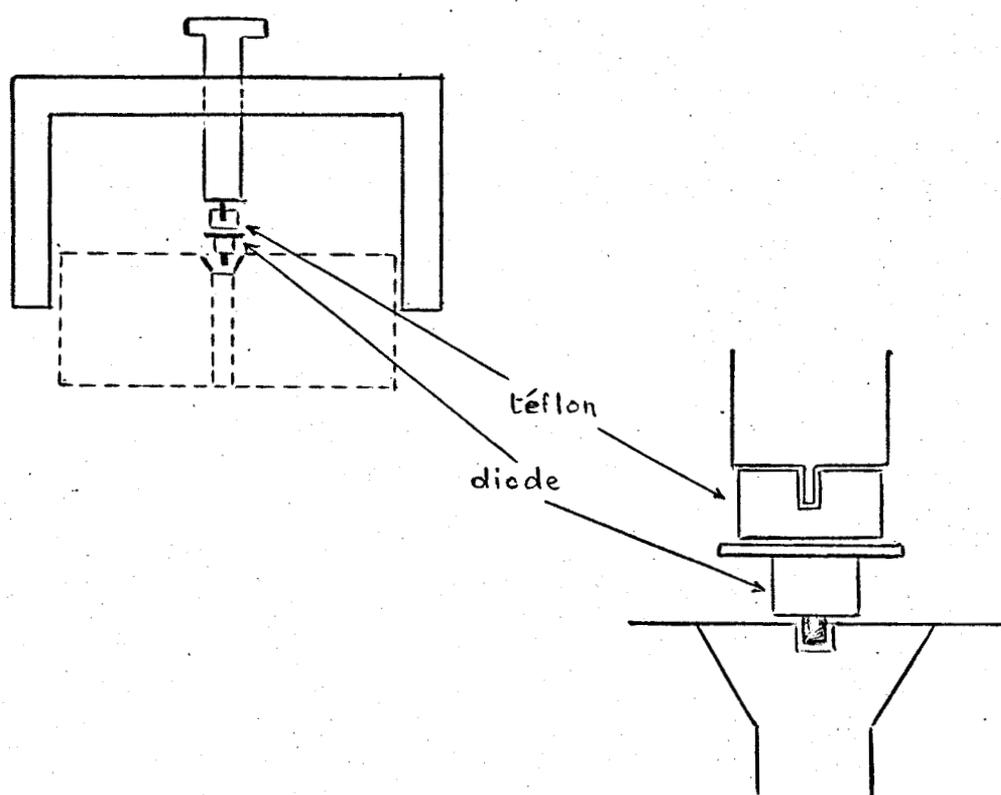
- r_D est négative dans une gamme de fréquences s'étendant de 8 à 11,5 GHz.
- il existe une fréquence pour laquelle $|r_D|$ est maximale et qui se situe entre 10 et 10,5 GHz et ce pour toutes les valeurs de I .
- $|r|_{\max}$ est une fonction du courant de polarisation.

en microstrip : schéma du montage expérimental



La monture en microstrip a présenté certains problèmes de contact. Pour un usage définitif, on aurait pu relier la diode à la ligne par un fil d'or ou d'aluminium (thermocompression). Mais pour faire des mesures (notamment pour chercher la référence sur le diagramme de Smith), on est obligé à chaque fois d'enlever la diode et de la remplacer par un court-circuit de même forme et de même taille.

On a résolu le problème en utilisant une petite lamelle posée sur le bord de la ligne microstrip et sur la diode, sans aucune soudure. Mais pour assurer une pression suffisante sur la lamelle, un bloc de téflon solidaire d'une vis liée à une potence (voir schéma) vient s'appuyer sur celle-ci.



La caractéristique $z = f(f)$ à $I = C^{te}$ donnée directement sur abaque de Smith par la table traçante est illustrée fig. 3.1. Les courbes $r = f(f)$ et $x = f(f)$ sont tracées en coordonnées cartésiennes fig. 3.3. et 3.4.

Les remarques déjà citées pour les courbes $z = f(f)$ en coaxial sont toujours valables en microstrip, seulement, les valeurs de $|r|$ sont plus faibles. Par exemple pour $I = 60 \text{ mA}$:

- en coaxial $|r|_{\text{max}} = 0,162$ ($|R| \# 8,10 \Omega$)
- en microstrip $|r|_{\text{max}} = 0,135$ ($|R| \# 6,75 \Omega$)

D'une manière générale, $|r|$ et par suite ρ est plus faible en monture microstrip. Les pertes sont dues principalement au fait que le microstrip est un guide semi-ouvert, une partie de l'énergie envoyée par la diode est donc perdue par

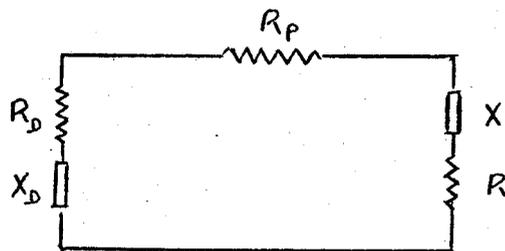
rayonnement. Une autre partie de l'énergie est perdue dans le matériau diélectrique.

2. ADAPTATION D'IMPEDANCE

En régime permanent, l'oscillateur est chargé par une résistance égale à l'impédance caractéristique de la ligne. Par ailleurs, comme on le verra au chapitre IV, le résonateur destiné à fixer la fréquence d'oscillation ramène à la résonance une résistance R_S en parallèle sur R_C .

Vue la longueur de ligne entre la diode et le résonateur, l'ensemble peut être représenté par une résistance R et une réactance X , en parallèle, avec une résistance R_p pour tenir compte des pertes.

On peut donc représenter le circuit d'oscillation par le schéma :



La résistance totale du circuit est :

$$R_T = R_D + R_p + R$$

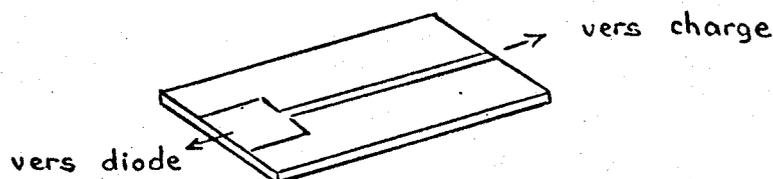
Pour avoir oscillation, il faut que l'on ait :

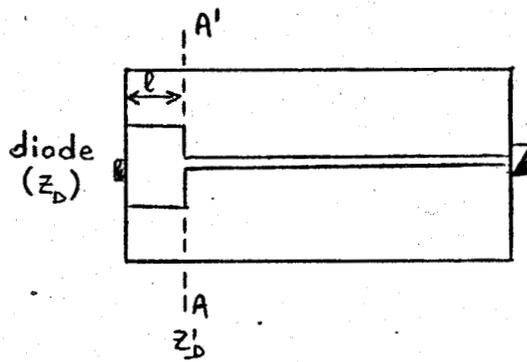
$$R_T \leq 0 \quad \text{soit :}$$

$$R_D + R_p + R \leq 0$$

$$R_p + R \leq |R_D|$$

La résistance de la diode, trop faible, ne peut assurer cette condition. Un adaptateur d'impédance est indispensable. Le circuit adaptateur d'impédance qui répond le mieux à nos besoins est une portion de ligne microstrip, d'impédance caractéristique $Z_C < Z_0$ et de longueur l à déterminer, intercalée entre la diode et le résonateur (fig.).





Si $Z_D = R_D + jX_D$ est l'impédance de la diode, l'impédance ramenée par le transformateur dans le plan AA' :

$$Z'_D = Z_c \frac{Z_D + jZ_c \operatorname{tg} \beta l}{Z_c + jZ_D \operatorname{tg} \beta l}$$

$$z'_D = \frac{z_D + jz_c \operatorname{tg} \beta l}{z_c + jz_D \operatorname{tg} \beta l}$$

avec $\beta = \frac{2\pi}{\lambda}$; λ = longueur d'onde sur la ligne.

On dispose au Laboratoire d'un programme sur carte magnétique (calculateur HEWLETT-PACKARD 9100B) qui donne la valeur de λ/λ_0 (λ_0 longueur d'onde dans le vide) en fonction de W/h , largeur de la ligne sur épaisseur du substrat, et de ϵ_r permittivité du substrat, dans les 2 cas $W/h \gg 1$ et $W/h \ll 1$. Ce programme est basé sur les formules de Wheeler [5] établies à partir de la méthode des transformations conformes.

On dispose aussi d'un abaque qui donne directement Z_c en fonction de W/h quelconque pour certaines valeurs de ϵ_r . Cet abaque est basé sur un calcul fait à partir de la méthode des différences finies, plus précise que la méthode de Wheeler.

On peut donc obtenir l'expression de r'_D et x'_D et voir leur variation en fonction de z_c et de l .

On peut aussi prendre pour paramètre le gain apporté par la diode :

$$z' = \frac{z_D + jz_c \operatorname{tg} \beta l}{z_c + jz_D \operatorname{tg} \beta l}$$

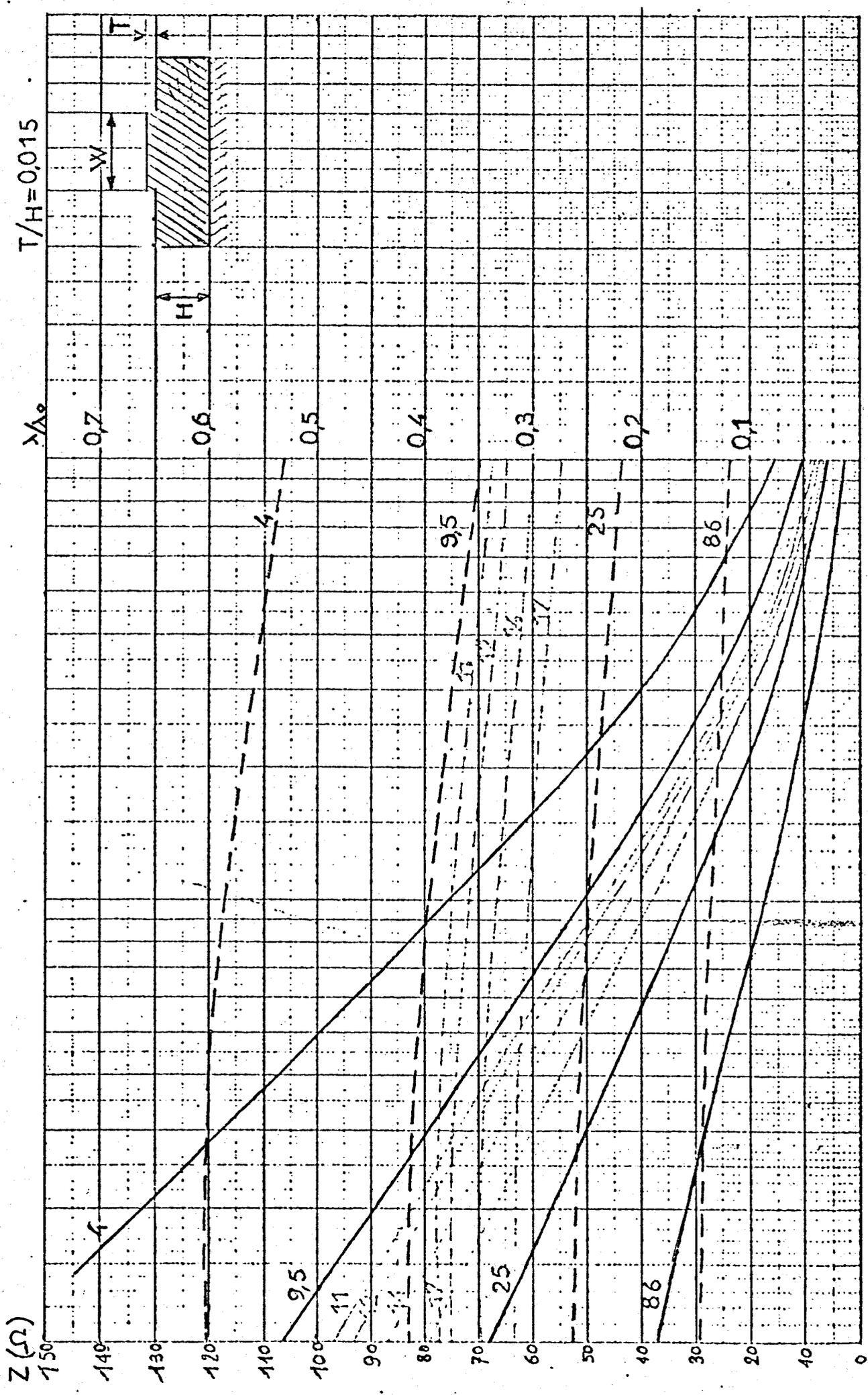
$$\rho = \frac{z' - 1}{z' + 1}$$

$$G = |\rho|^2$$

On obtient, tout calcul fait :

$$G = \frac{(r_D - z_c)^2 + (x_D + \operatorname{tg} \theta (z_c - r_D + x_D))^2}{(r_D + z_c)^2 + (x_D + \operatorname{tg} \theta (z_c + r_D - x_D))^2}$$

— Impédance
 --- Longueur d'onde normalisée



Z : fonction du rapport W/H pour différentes valeurs de $\frac{T}{H}$

On a ainsi calculé le gain G pour une diode non encapsulée (dont la caractéristique est tracée fig. 3.5) en fonction de z_c , ℓ et le f :

$$\ell : 8 \longrightarrow 11 \text{ GHz}$$

$$\ell : 2 \longrightarrow 15 \text{ mm}$$

$$z : \text{\`a partir de } 0,2 \text{ (} 10\Omega \text{)}$$

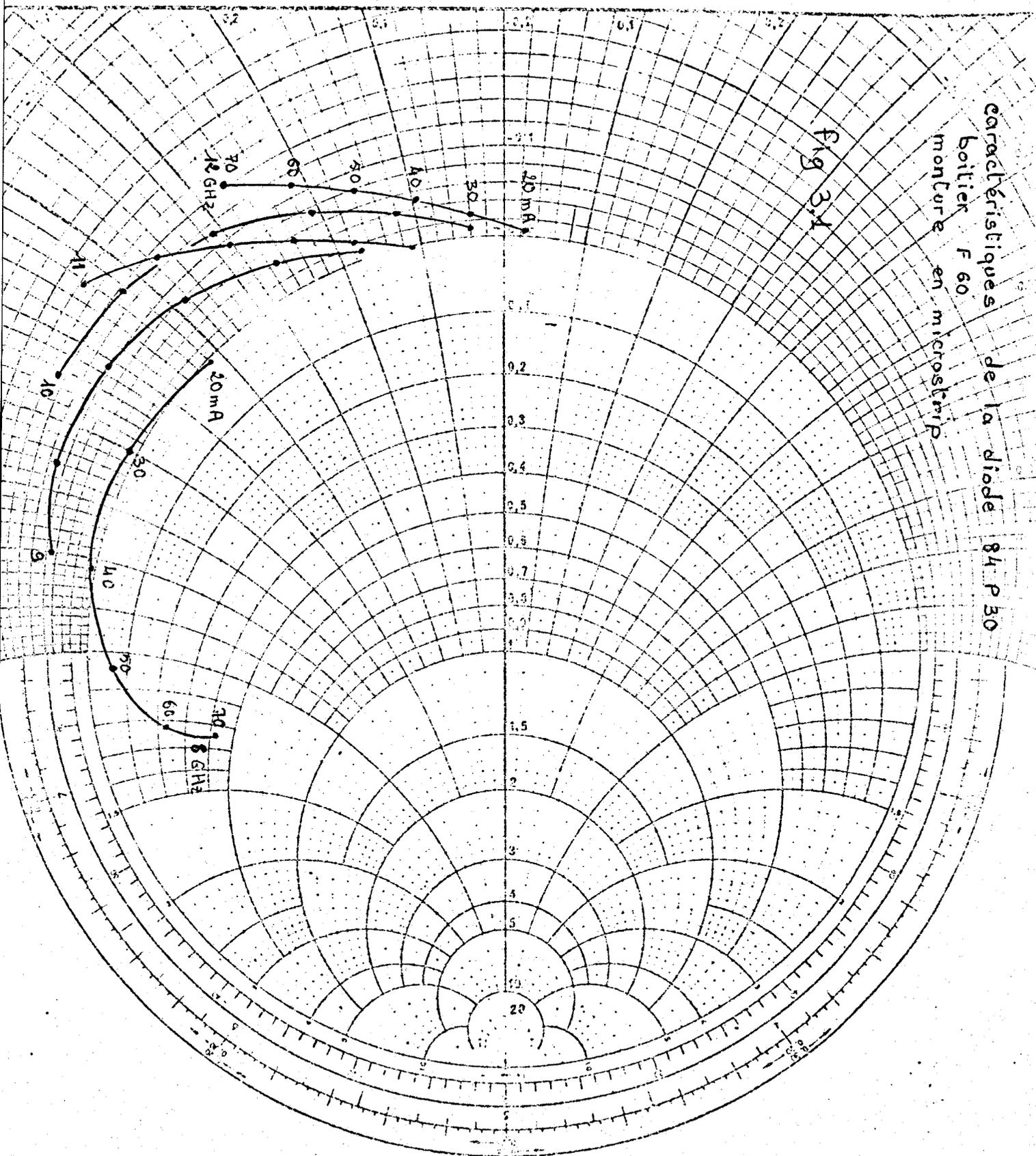
A 10 GHz, les valeurs les plus élevées du gain sont obtenues pour $z_c = 0,2$ et $z_c = 0,25$ avec $\ell = 5,75$ mm (voir fig. 3.6 et fig. 3.7). Le même abaque $z_c = f\left(\frac{W}{h}\right)$ nous donne :

$$\text{pour } z_c = 0,2 \quad W = 10 \text{ h} = 6,35 \text{ mm}$$

$$z_c = 0,25 \quad W = 8,5 \text{ h} = 5,4 \text{ mm}$$

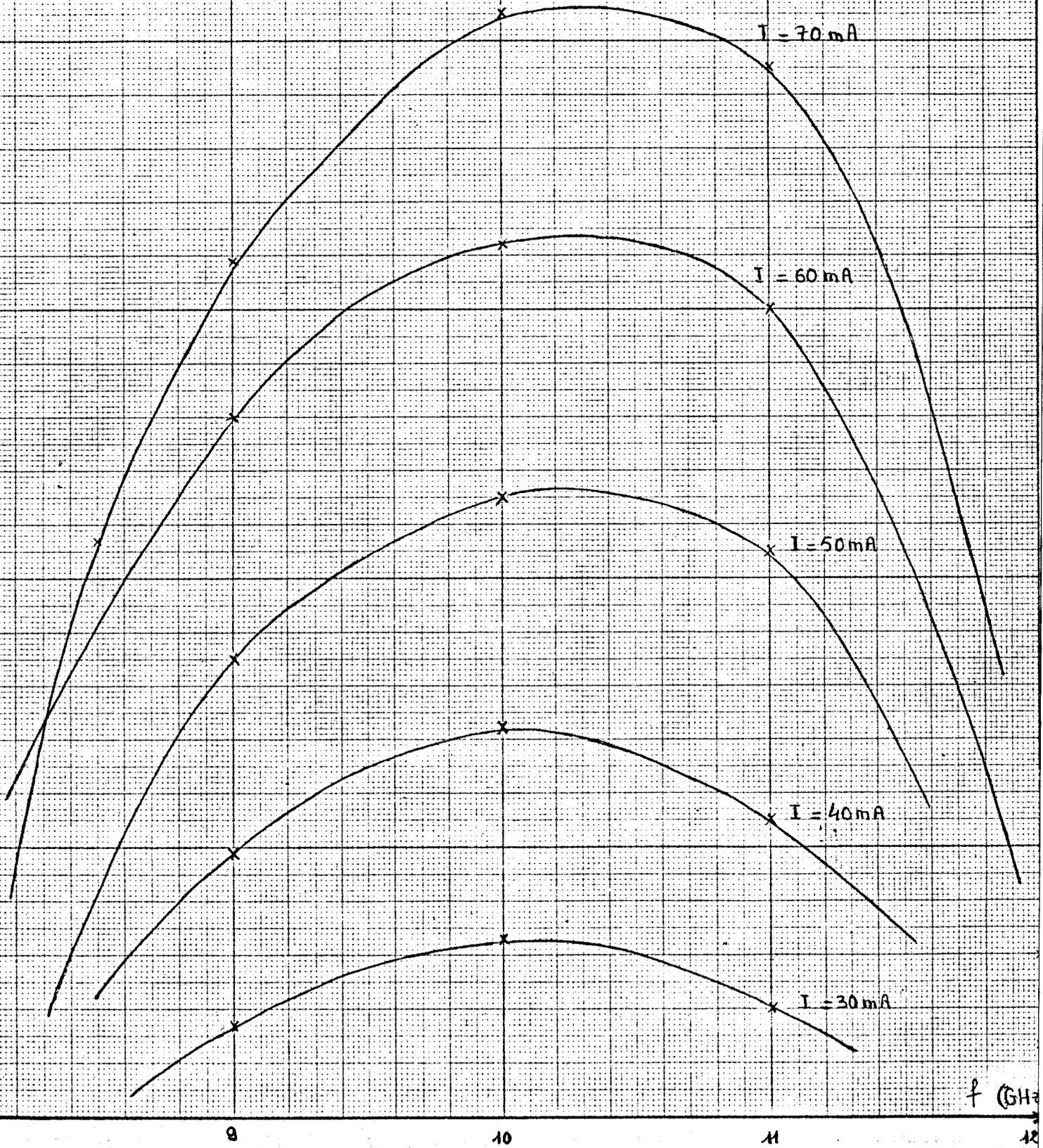
caractéristiques de la diode 84 P 30
boitier F 60
monture en microstrip

Fig 3.1



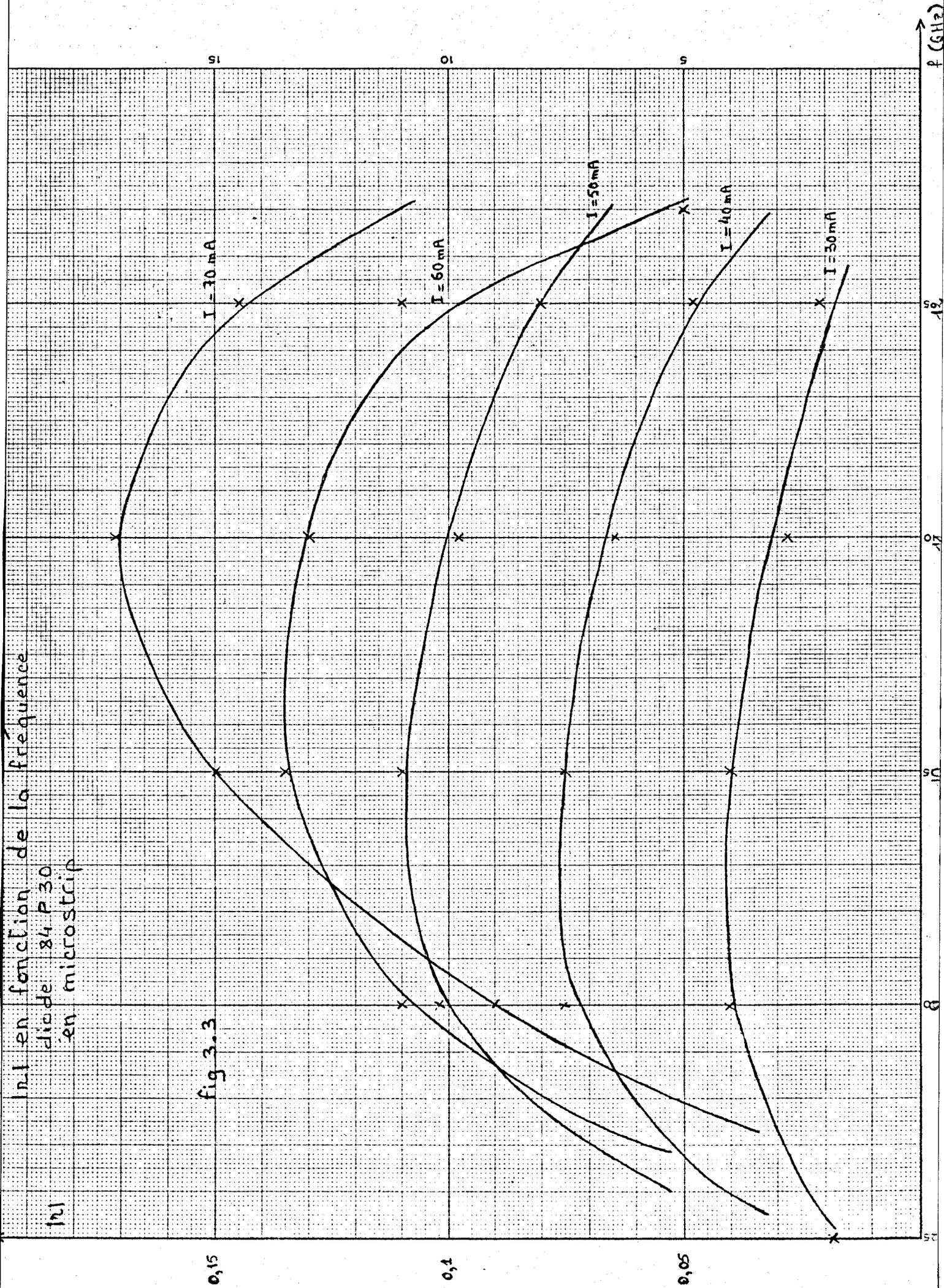
$|n_1|$ en fonction de la fréquence
diode 84P30
en coaxial.

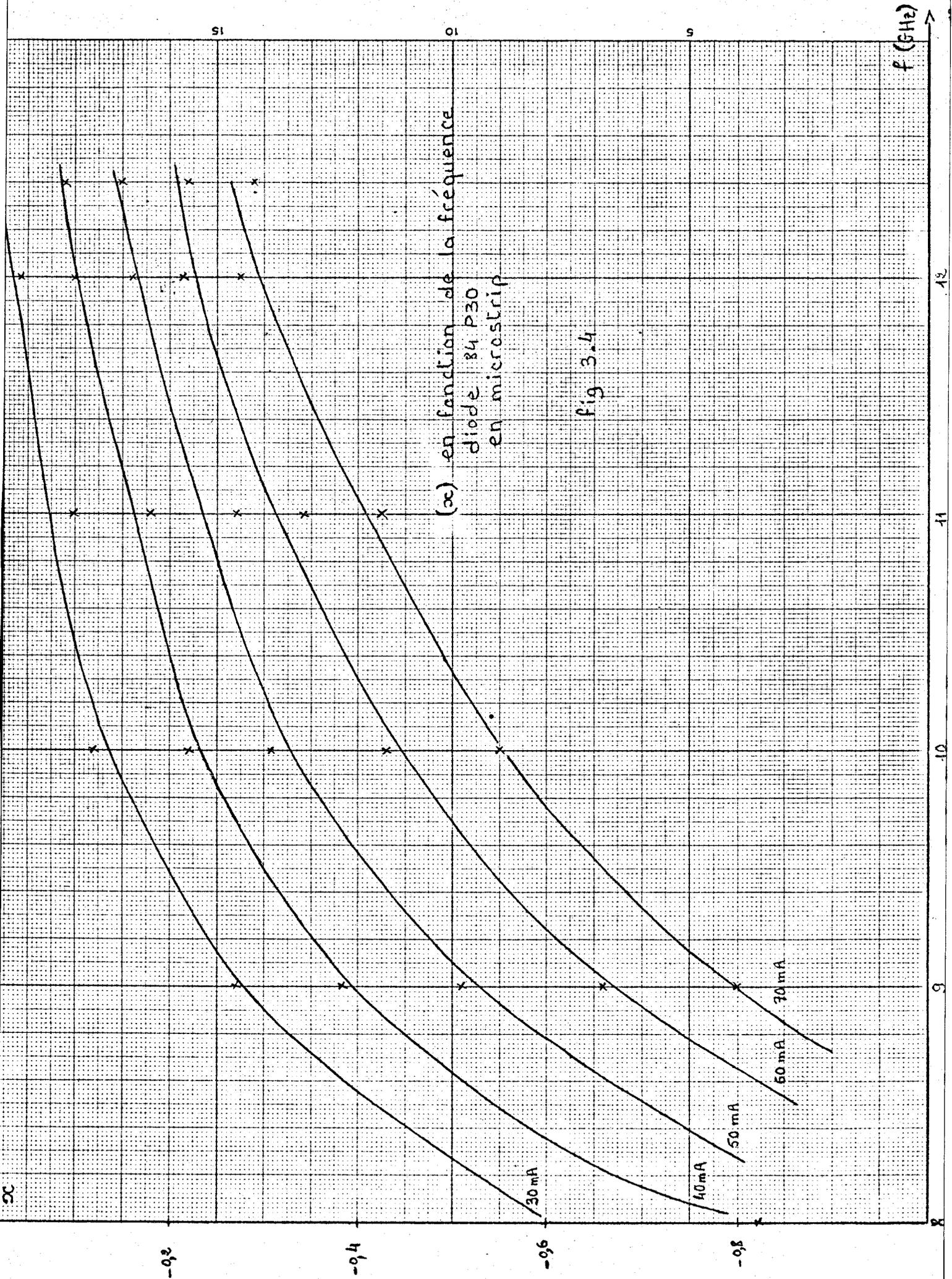
Fig 3.2



$|n|$ en fonction de la fréquence
diode 84 P 30
en microstrip

fig 3.3





diode 84P40
 R_D en fonction de la fréquence
 $I_0 = 40 \text{ mA}$

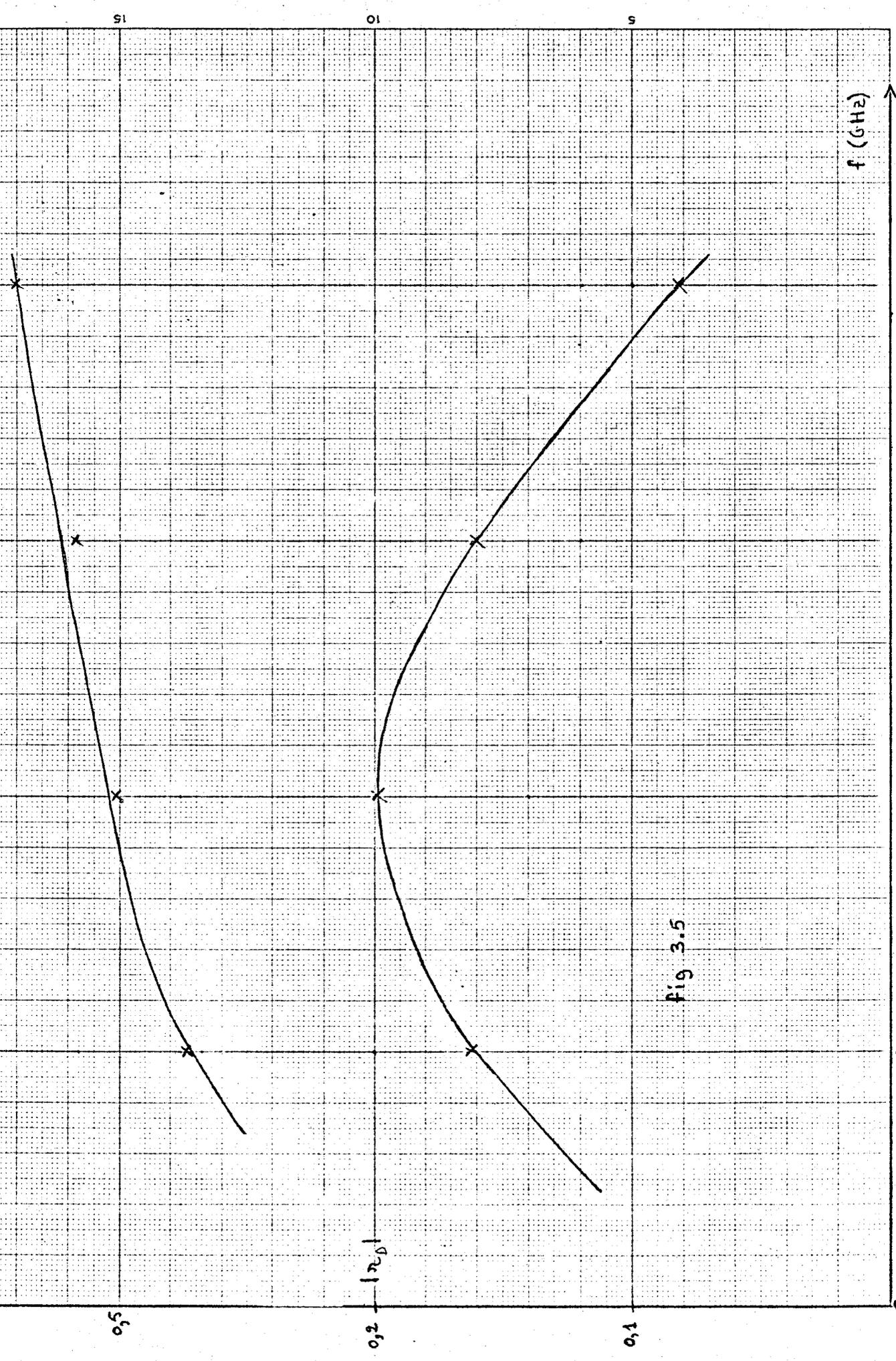
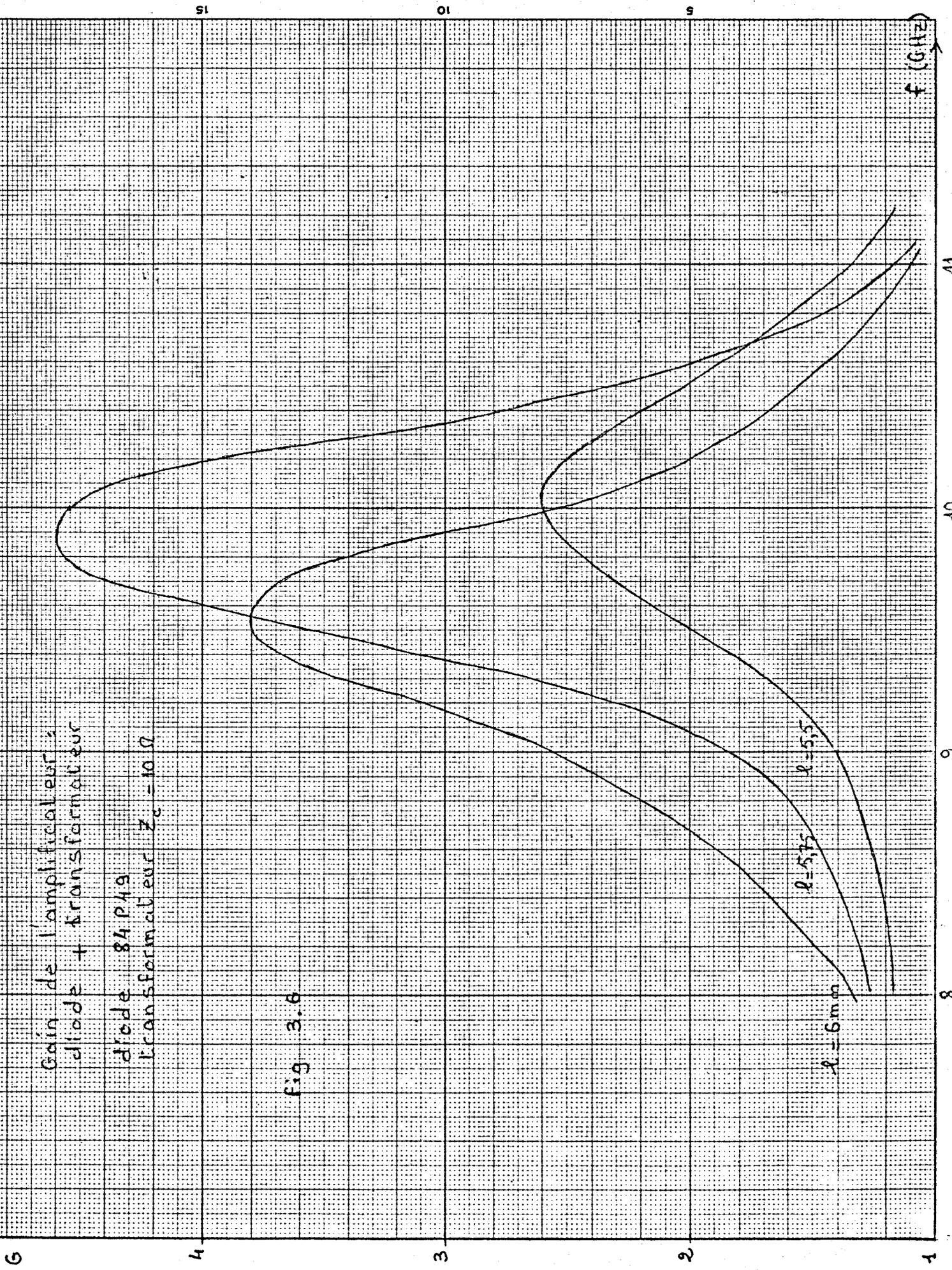


Fig 3.5



Gain de l'amplificateur,
 diode + transformateur
 diode 84P49
 transformateur $Z_0 = 10 \Omega$

Fig 3.6

51 01 5

f (GHz)

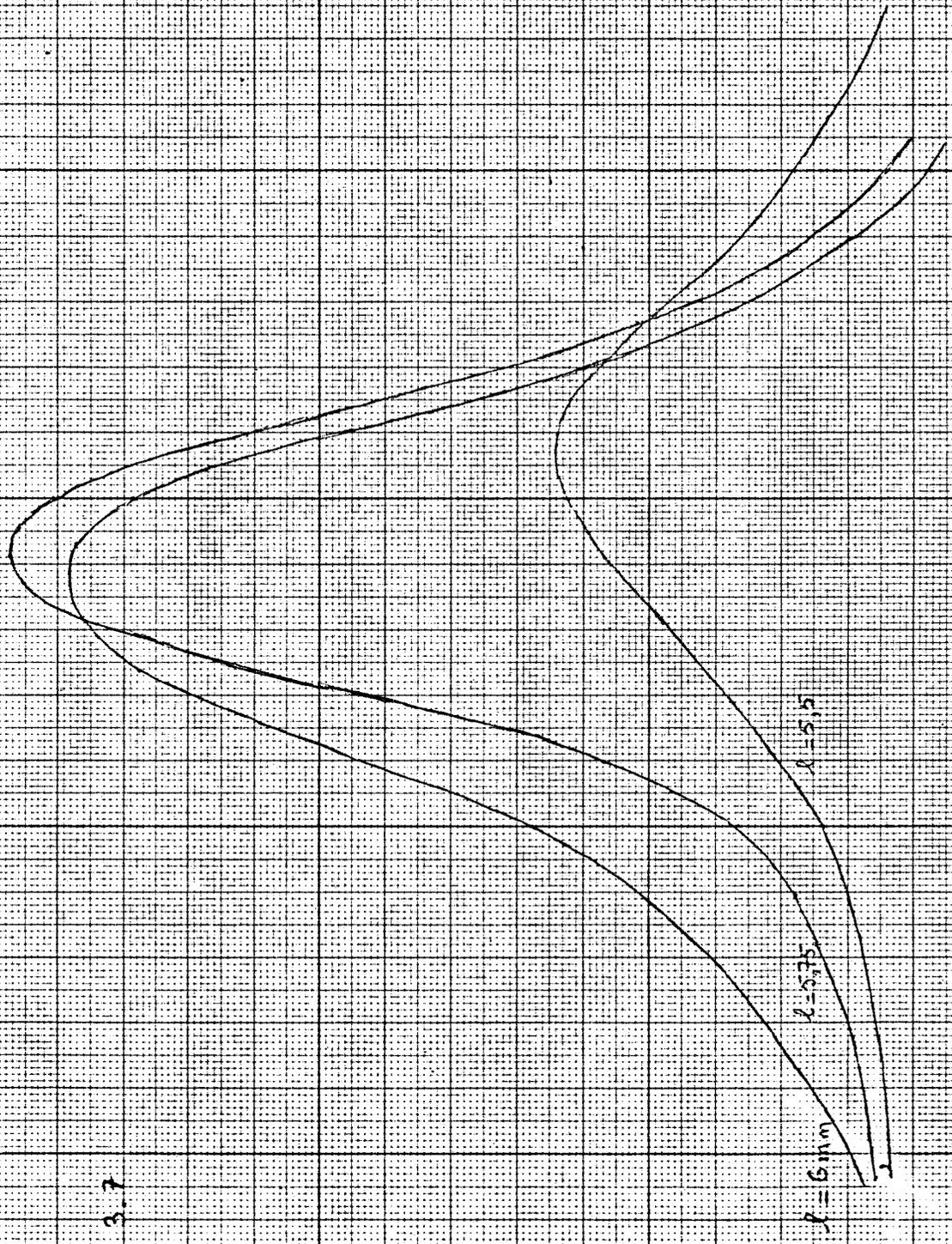
8 9 10 11

6 4 3 2 1

Gain de l'amplificateur
diode + transformateur

diode : 84 P 49
transformateur : $Z_c = 12,5 \Omega$

Fig 3.7



f (GHz)

8 9 10 11

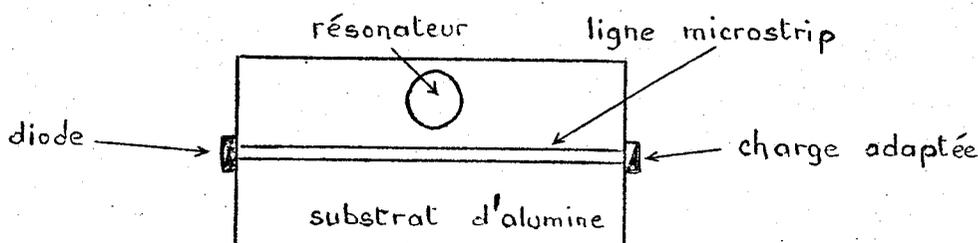
G 1 2 3 4 5

IV COUPLAGE RESONATEUR DIELECTRIQUE

- LIGNE MICROSTRIP

La stabilisation, dite passive, des oscillateurs se fait à l'aide d'une cavité résonante, couplée à une ligne de transmission et placée avant ou après l'élément actif.

La méthode proposée pour notre travail consiste à utiliser un résonateur diélectrique couplé à une ligne microstrip (voir figure)



Nous étudierons l'impédance présentée par le résonateur couplé à la ligne chargée par une charge adaptée, puis nous étudierons les conditions d'oscillation lorsque la diode est connectée à l'extrémité de la ligne.

1- CIRCUIT EQUIVALENT D'UN RESONATEUR

a) Etude théorique

L'admittance d'entrée d'un résonateur (ou d'une cavité) supposé sans perte a pour expression [6] :

$$Y(\omega) = jB(\omega) = \frac{4j\omega(U_E - U_H)}{|V|^2} = \frac{|I|^2}{4j\omega(U_H - U_E)}$$

U_E et U_H étant les énergies moyennes localisées dans le champ électrique et magnétique :

$$U_E = \frac{\epsilon}{4} \int_V |E|^2 dV$$

$$U_H = \frac{\mu}{4} \int_V |H|^2 dV$$

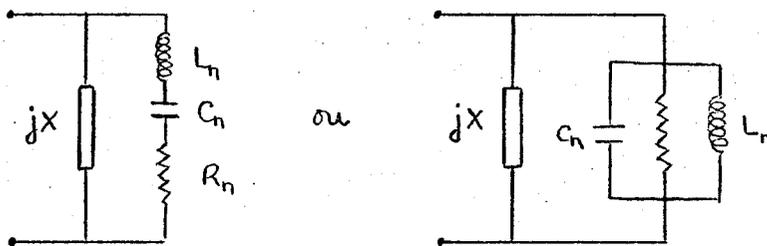
Si l'on désigne par ω_n les pulsations de résonance du résonateur, B peut prendre la forme suivante [6] :

$$B(\omega) = b\omega + \frac{b_0}{\omega} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2b_n\omega}{\omega^2 - \omega_n^2}$$

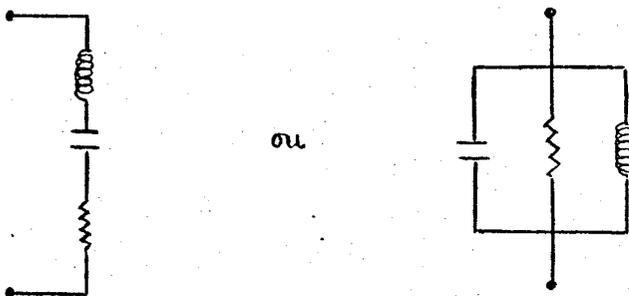
Le circuit équivalent se compose donc

- d'une capacité $C_{\infty} = b$
- d'une inductance $L_0 = -\frac{1}{b_0}$
- de circuits résonants ($L_n = -\frac{1}{2b_n}$, $C_n = -\frac{2b_n}{\omega}$) en parallèle. Pour tenir compte des pertes dans le diélectrique, on ajoute à chaque circuit résonant une résistance R_n .

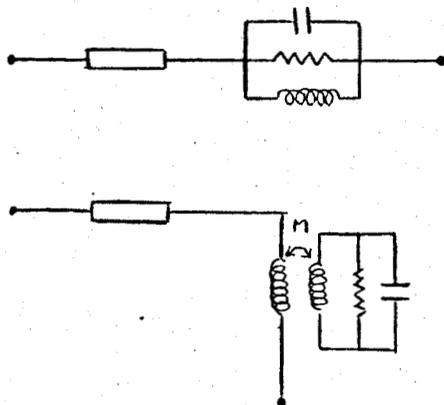
Au voisinage d'une pulsation de résonance ω_n , le circuit résonant correspondant à ω_n est prépondérant alors que les autres se comportent comme une inductance ou une capacité X . Le circuit équivalent se réduit donc à :



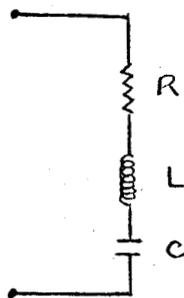
Pour un changement de plan de référence, il est possible de supprimer jX et le résonateur est alors équivalent à un circuit résonant parallèle ou série.



On démontre que par un choix convenable des paramètres, les schémas suivants sont aussi valables :



Dans un plan de circuit ouvert (ventre de tension) le schéma équivalent du résonateur diélectrique, près de sa fréquence de résonance, est un circuit résonant série (voir fig. 4.2a) ;



d'impédance

$$Z = R + j \left(L\omega - \frac{1}{C\omega} \right)$$

En posant $\omega = \omega_0 + \delta\omega$, un calcul classique nous donne :

$$Z = R \left(1 + 2jQ_0 \frac{\delta\omega}{\omega} \right)$$

$$z = \frac{R}{Z_0} \left(1 + 2jQ_0 \frac{\delta\omega}{\omega} \right)$$

$$z = \frac{1}{k} \left(1 + 2jQ_0 \frac{\delta\omega}{\omega} \right)$$

Q_0 : coefficient de qualité à vide du résonateur $Q_0 = \frac{L\omega_0}{R} = \frac{1}{RC\omega_0}$

$k = \frac{Z_0}{R} = \frac{Q_0}{Q_e}$: coefficient de couplage

Q_e : coefficient de qualité extérieur

A la résonance, et quelque soit la position du résonateur (circuit ouvert, court-circuit ou position intermédiaire) son impédance est réelle et vaut :

$$z = r = \frac{1}{k}$$

Impédance vue par la diode et son transformateur :

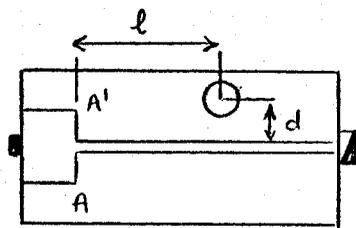
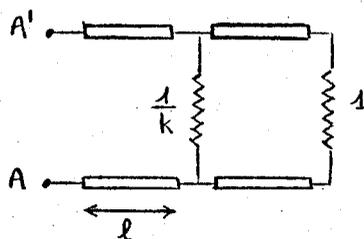


Schéma équivalent dans le plan AA'



Pour une longueur de ligne l entre la diode et le résonateur, la diode voit l'impédance z' :

$$z' = \frac{r' + j \operatorname{tg} \beta l}{1 + j r' \operatorname{tg} \beta l}$$

avec $r' = \frac{1}{k} // 1 = \frac{1}{1+k}$

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda}$$

$$z' = \frac{1 + j(1+k) \operatorname{tg} \beta l}{(1+k) + j \operatorname{tg} \beta l}$$

Pour une ligne terminée par une charge adaptée, le T.O.S. est constant ($=1$) et est indépendant de la distance l . La tension est aussi indépendante de l'abscisse sur la ligne. Le coefficient de couplage dépend alors uniquement de d .

b) Résultats expérimentaux

Nous avons relevé expérimentalement le coefficient de couplage en fonction des paramètres du montage, la ligne étant terminée soit par une charge adaptée soit par un circuit ouvert :

- ligne terminée par une charge adaptée :

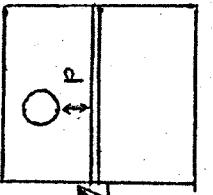
Pour une valeur quelconque de l , à partir du relevé expérimental sur table traçante (fig. 4.1a) on déduit les variations du coefficient de couplage en fonction de d (fig. 4.1b)

- ligne terminée par un circuit-ouvert :

La courbe $k = f(d)$ a la même allure que précédemment, mais pour une même distance d , k a une valeur plus élevée (fig. 4 2a et 4 2b)

Nous avons ensuite relevé les variations de la phase φ du coefficient de reflexion lorsque le résonateur se déplace parallèlement à la ligne.

La figure 4.3a donne l'enregistrement obtenu sur table traçante, la figure 4.3b donne les variations de φ en fonction de l en coordonnées cartésiennes.

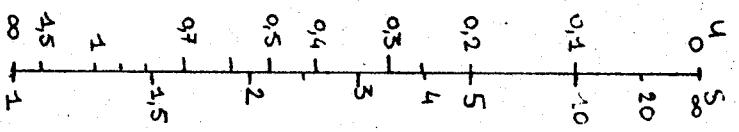
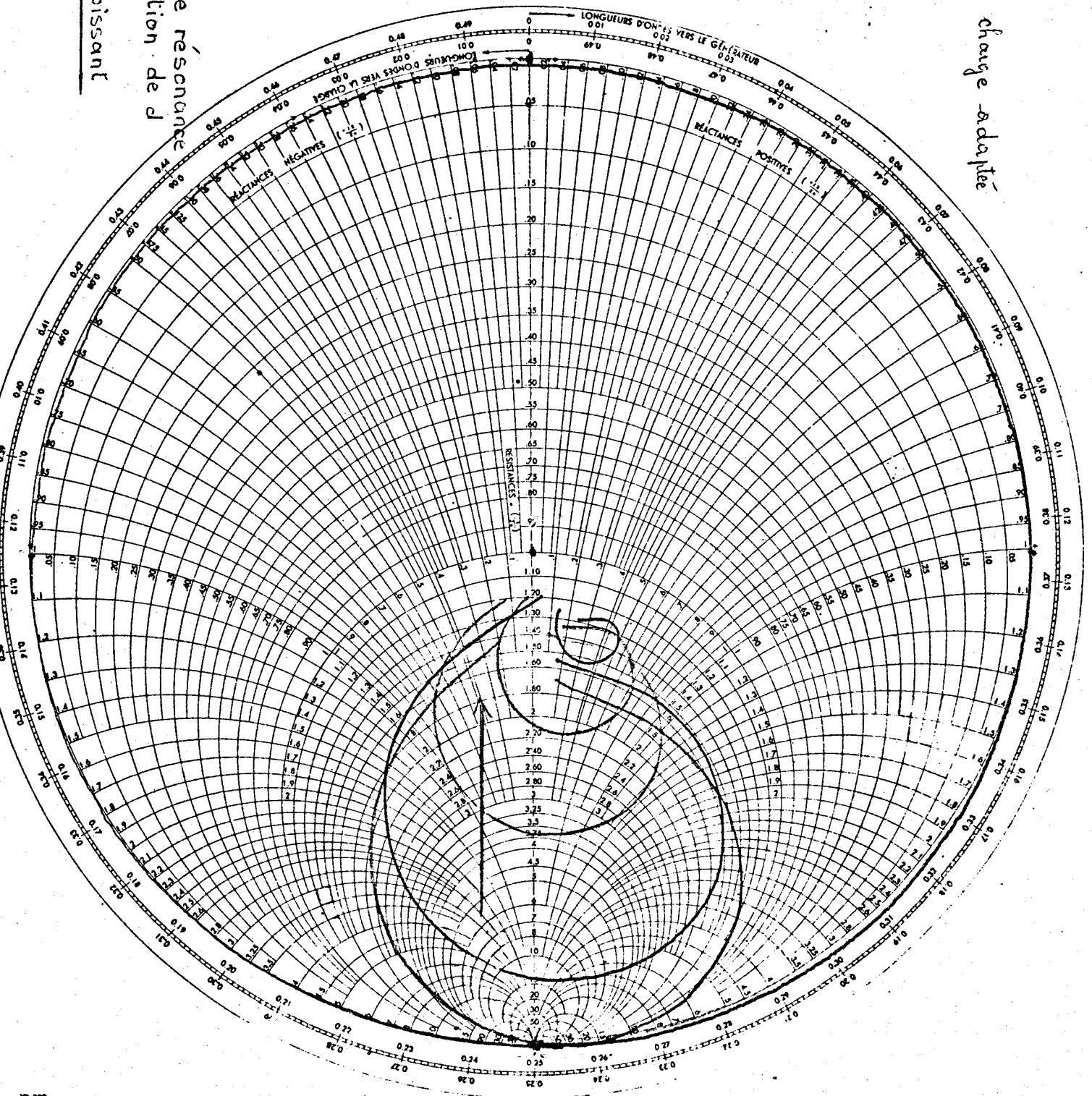


charge adaptée

Fig 4.1a

courbe de résonance
en fonction de d

d croissant \rightarrow



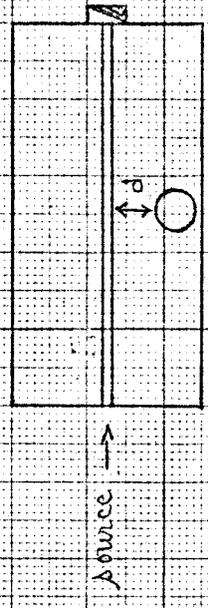
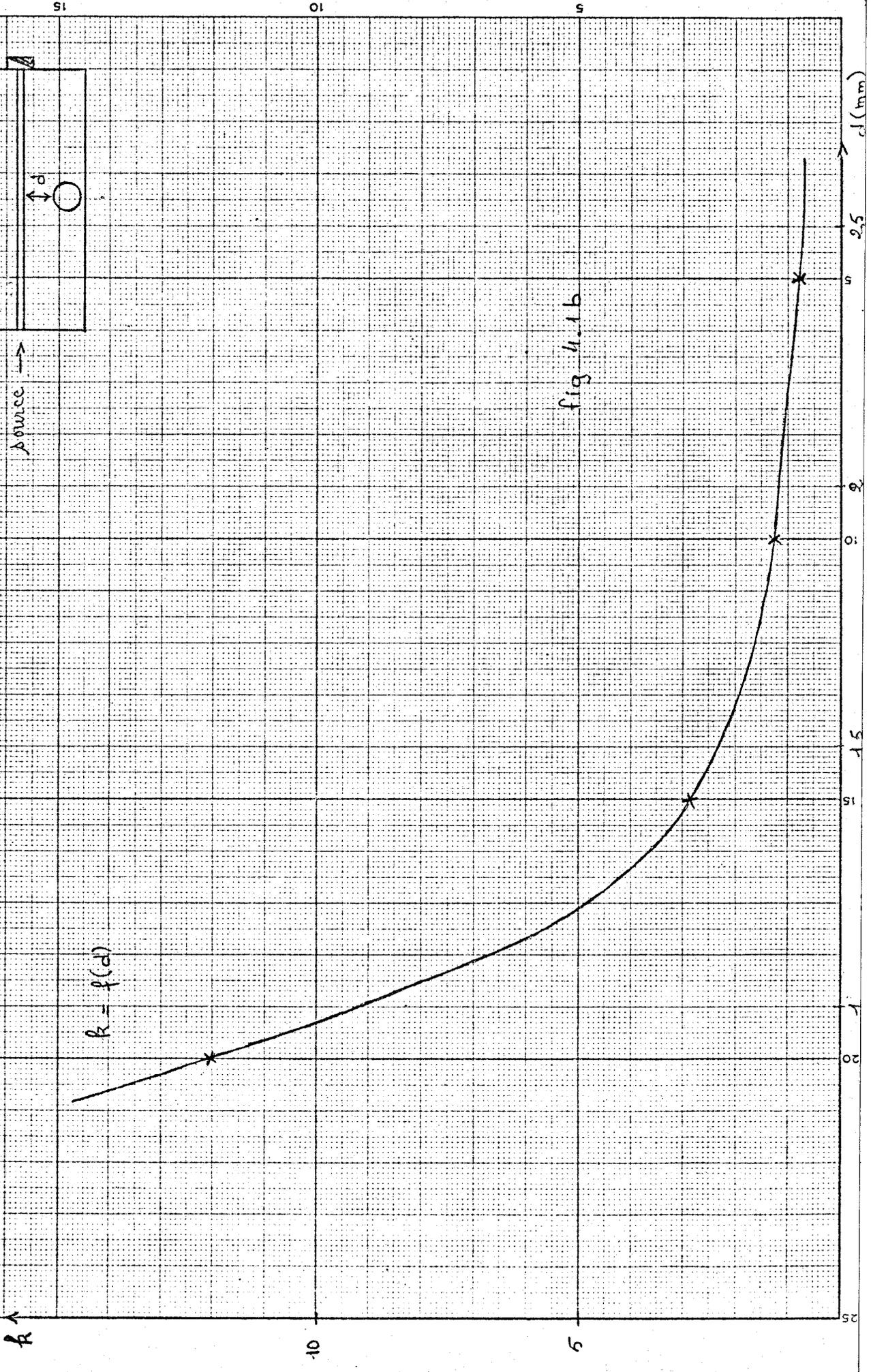
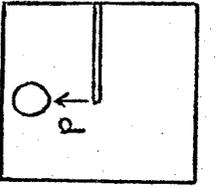


fig. 4.1b

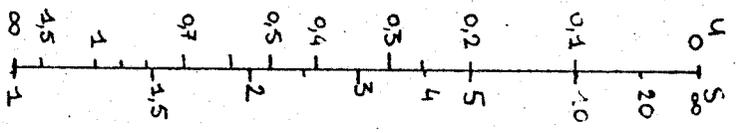
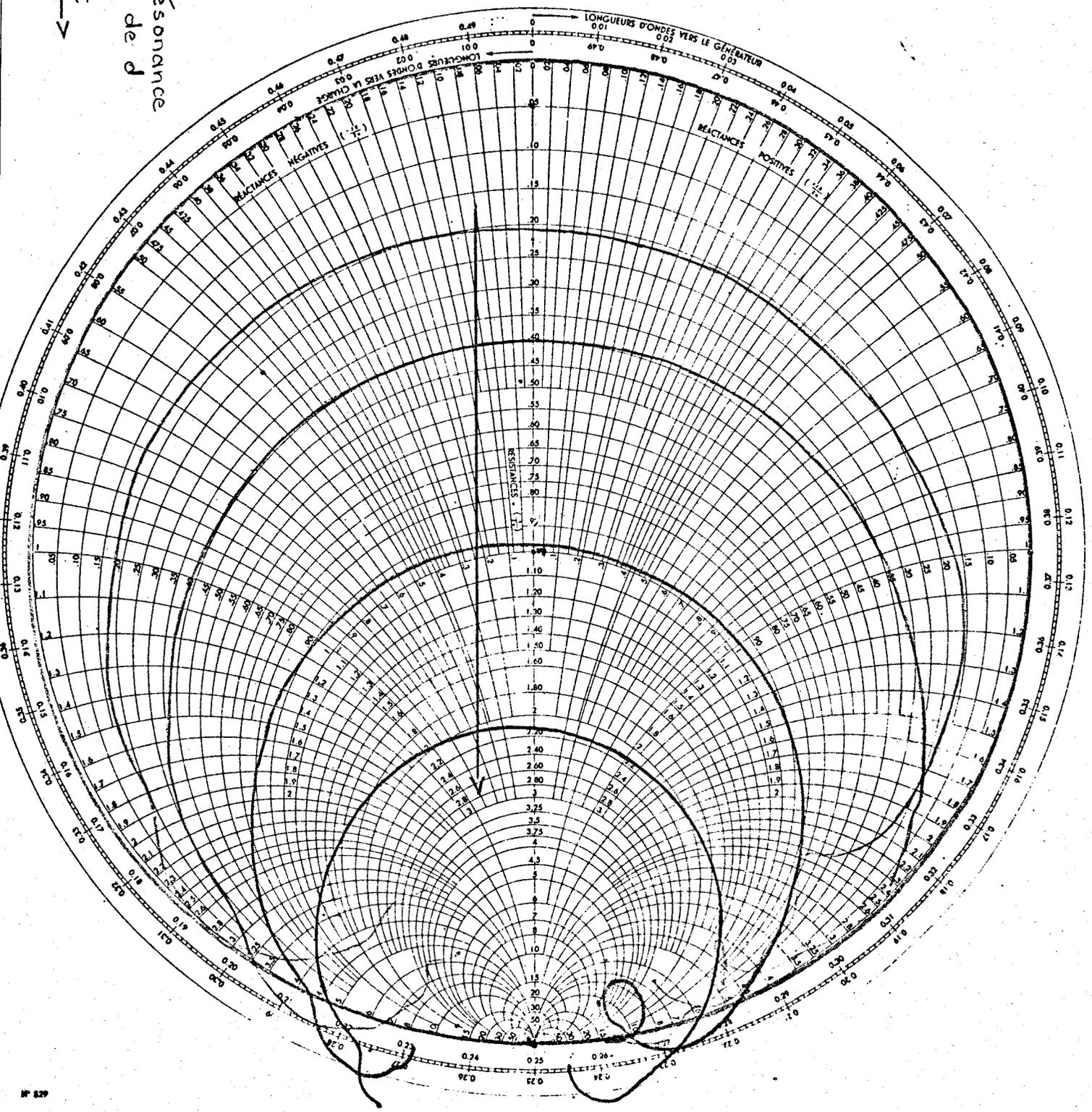


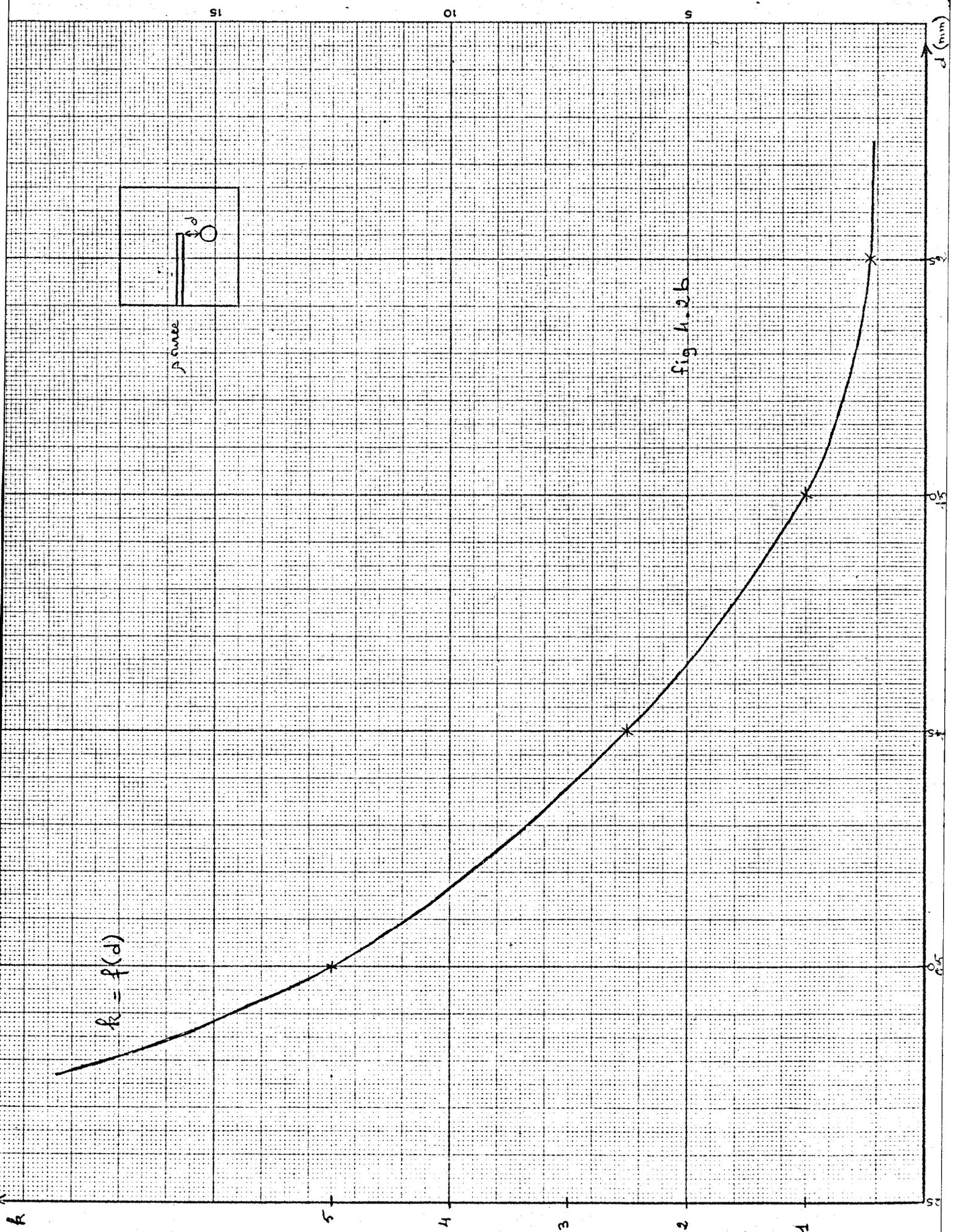
ance

fig 4.2a

courbe de résonance
en fonction de d

d croissant \rightarrow





$R = f(d)$

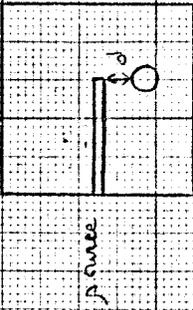
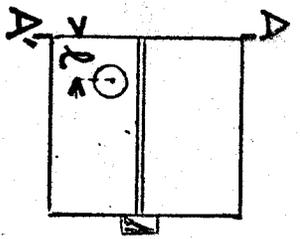
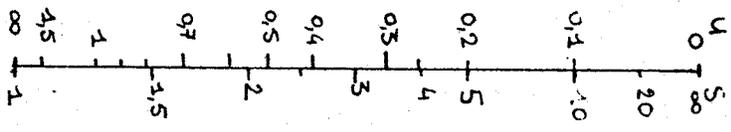
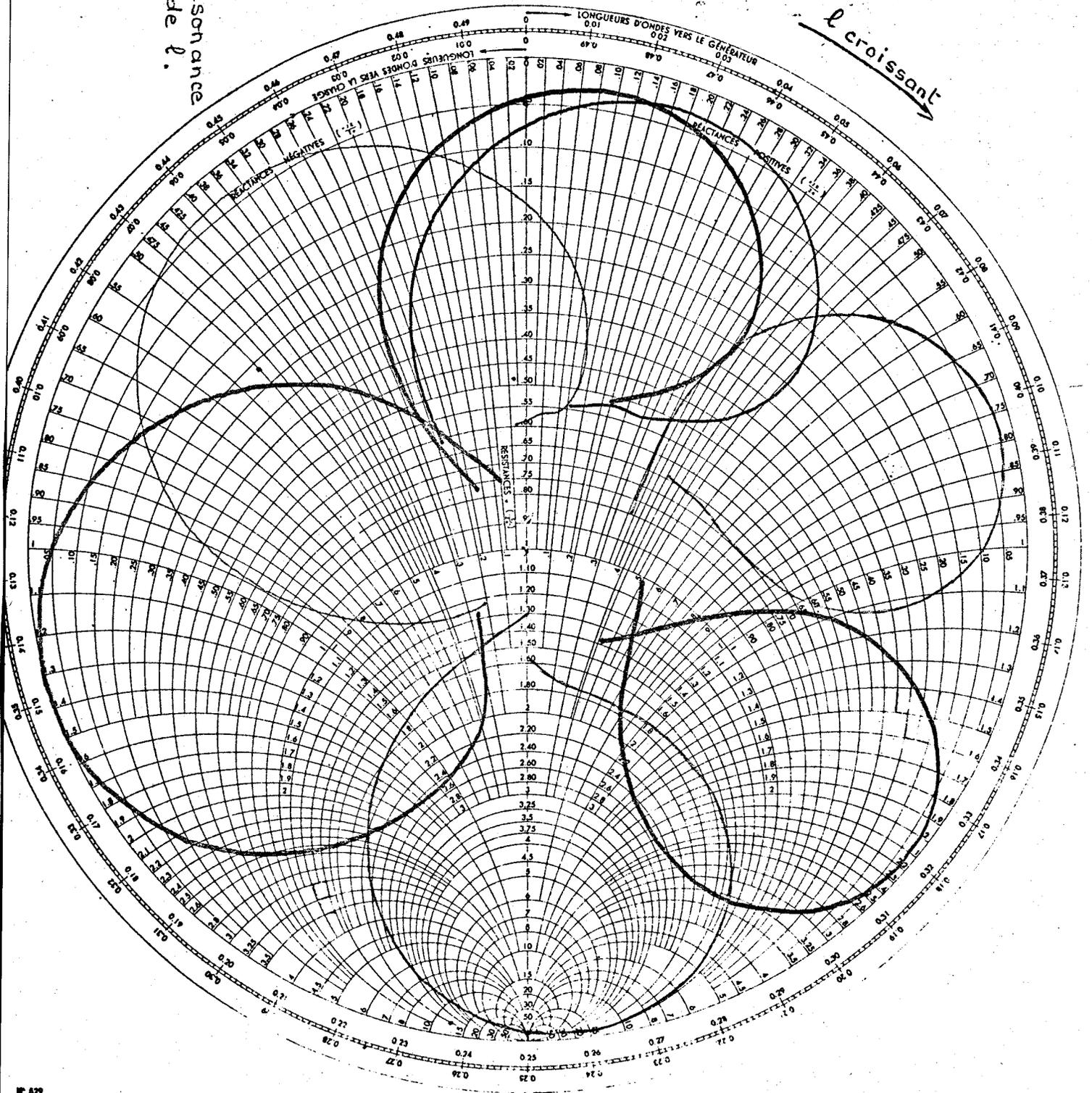


fig. 4.2b

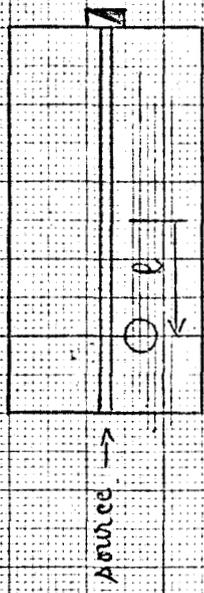


courbe de résonance
en fonction de l .

Fig 4.30



phase du coefficient
de reflexion en fonction de l



ϕ (rad)

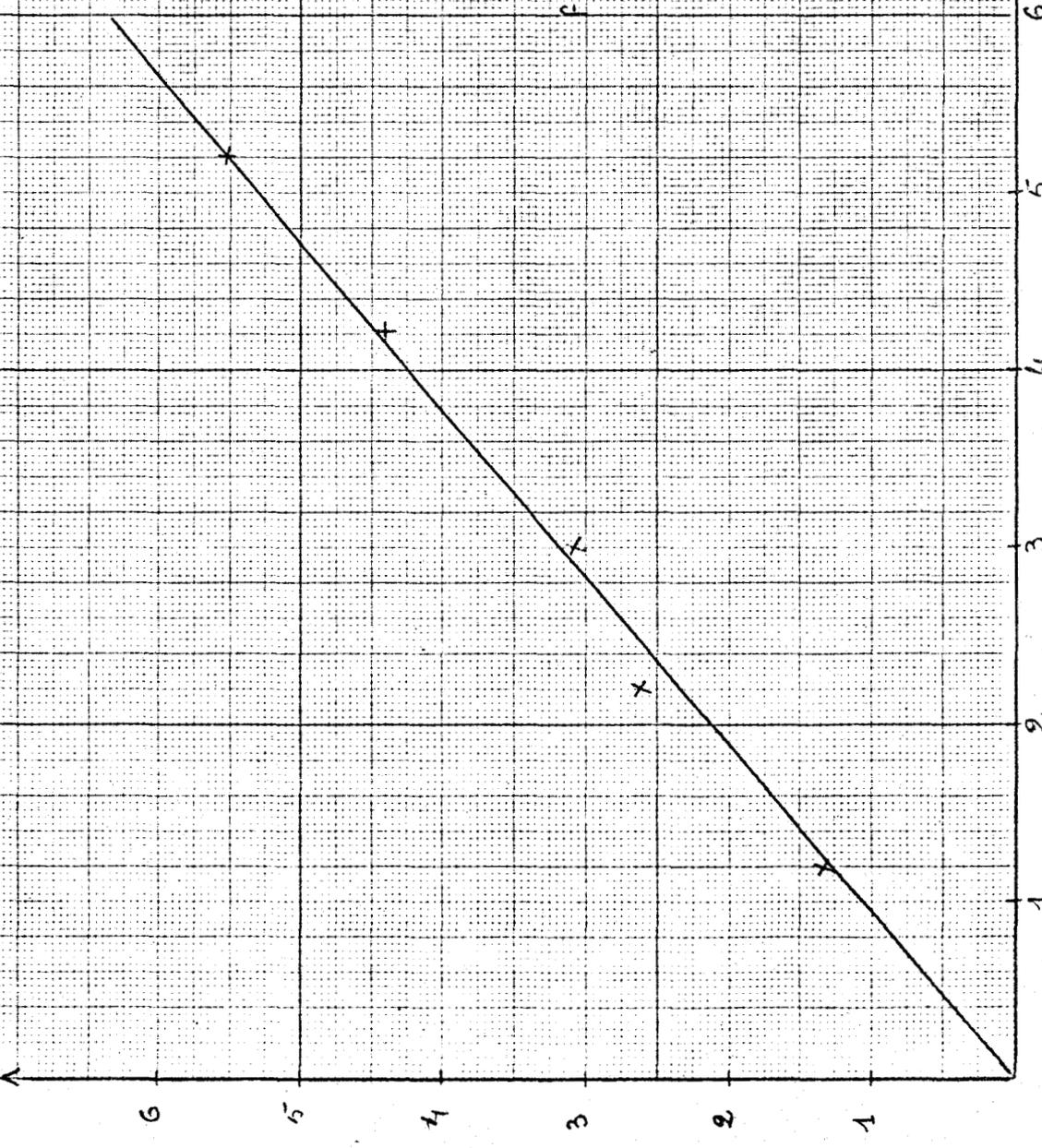


fig 4.3.b

l (mm)

REALISATION D'UN OSCILLATEUR STABILISE

A partir des études précédentes nous avons entrepris une réalisation expérimentale d'un oscillateur stabilisé fonctionnant en bande X.

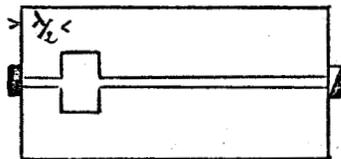
Les éléments utilisés sont les suivants :

- diode : type 84P49 $V_A = 30V$ $I_O = 40 \text{ mA}$
- résonateur : dimensions : $= 3,35$ $h = 3,35$ $\epsilon_r = 66$
matériau : rutile (TiO_2) $\frac{\Delta \epsilon}{\epsilon \Delta T} = -400 \text{ ppm}$
- circuit : ligne 50Ω (sur substrat d'alumine)
 $w = h = 0,635$, $\epsilon_r = 9,6$.
- transformateur :

Les premières réalisations expérimentales réalisées en gravant directement le transformateur sur le circuit ne nous ont pas donné les résultats escomptés.

Afin de pouvoir ajuster plus facilement les paramètres géométriques, on a utilisé comme transformateur une plaquette métallique (indium) que l'on peut déplacer sur la ligne microstrip et éventuellement modifier les dimensions.

Dans le cas de slugs en monture coaxiale, par exemple 2 slugs distants d'une longueur l , on peut modifier les caractéristiques du transformateur en agissant sur le paramètre l d'une manière continue. Dans notre cas (transformateur plaqué) ce n'est pas possible. Pour des raisons de commodité de la manipulation, l'adaptateur a été placé à une distance $\frac{\lambda}{2}$ de la diode.



Les meilleurs résultats d'adaptation d'impédance ont été obtenus par un adaptateur de dimensions :

- . longueur $l = 5,5 \text{ mm}$
- . largeur $6,5 \text{ mm}$ ($Z_c = 10 \Omega$)

Schéma du montage avec polarisation et appareil de mesure.

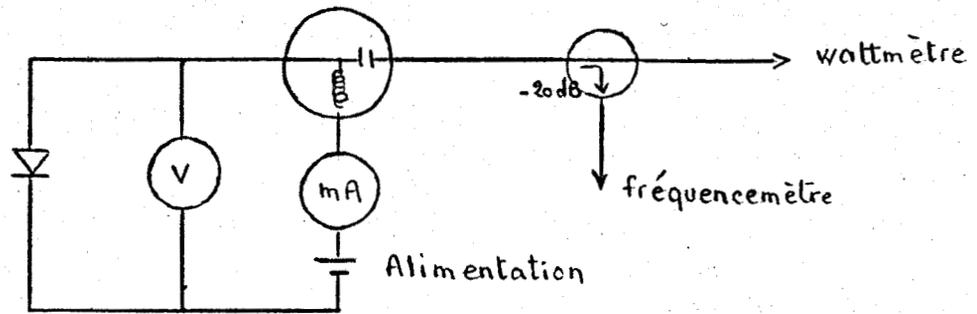
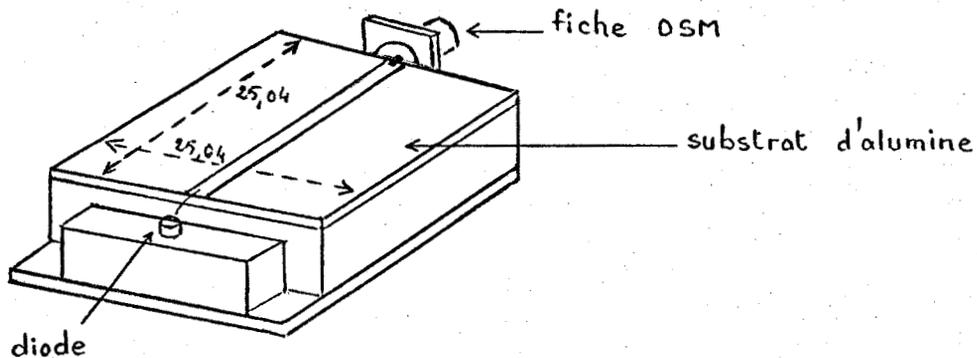


Schéma mécanique de l'oscillateur stabilisé



La courbe : fréquence d'oscillation en fonction (en GHz) du temps (en heures) est illustrée fig. 5.1. La fréquence centrale de 10,069 GHz a une variation de 28 MHz. Le facteur de stabilité est donc :

$$\alpha = \frac{28 \text{ MHz}}{10 \text{ GHz}} = 2,8 \cdot 10^{-3}$$

Avec les cavités métalliques, une stabilité de 10 ppm (10^{-5}) est facilement atteinte. Dans notre montage, il faut tenir compte de la stabilité en fréquence du résonateur qui est de $3,4 \cdot 10^{-4}/^{\circ}\text{C}$. Remarquons enfin qu'il est possible d'obtenir des résonateurs composites très stables en température : on peut arriver à 2 ou 3 ppm [].

La puissance délivrée par l'oscillateur a été de 10 mW.

Une autre courbe de stabilisation est représentée fig. 5.2. Elle a été obtenue grâce à un résonateur homogène mais plus stable en température.

$$\begin{aligned} \epsilon_r &= 30 \\ \text{matériau} & \text{Ba}_2\text{Ti}_9\text{O}_{20} \\ \frac{1}{\epsilon} \frac{\Delta \epsilon}{\Delta T} &= 5,5 \cdot 10^{-6} \end{aligned}$$

Les résultats obtenus sont les suivants (durée de l'enregistrement 14 H) :

$$f_0 = 11,183 \text{ GHz}$$

$$\frac{1}{f} \frac{\Delta f}{\Delta T} = 27 \text{ ppm}$$

$$P_{\text{HF}} = 13 \text{ mW}$$

fréquence centrale

$$f_0 = 10,069$$

$$\Delta f = 2,8 \text{ MHz}$$

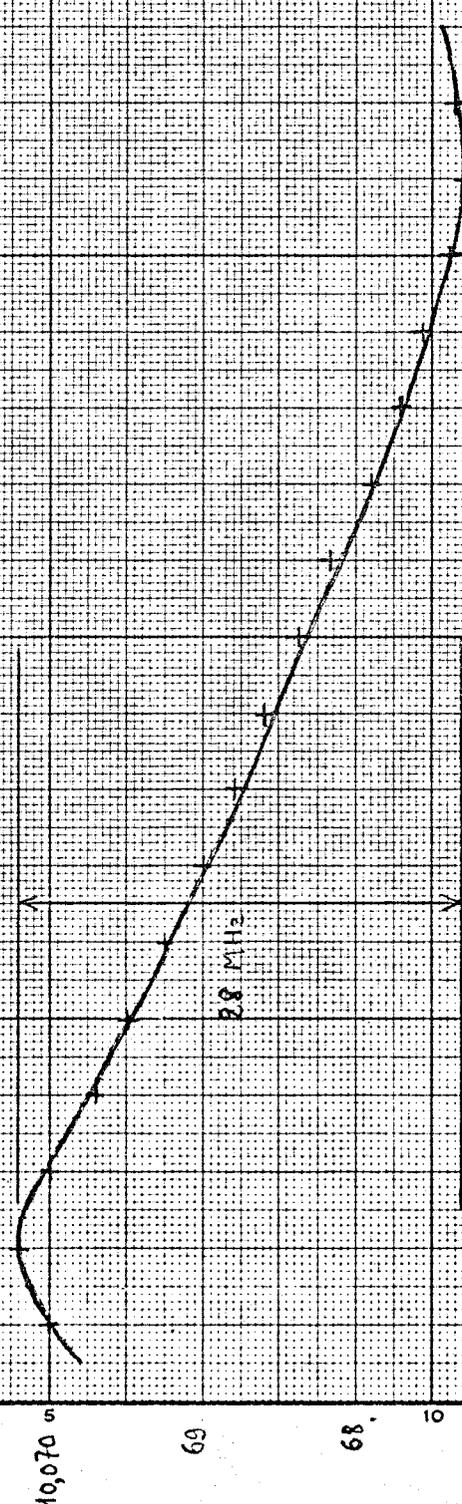


fig 5.1

f (R)

f (GHz)

fréquence centrale : 11,182,95 GHz

$$\Delta f = 300 \text{ KHz}$$

$$\frac{\Delta f}{f_0} = 27 \text{ ppm}$$

11,1835

11,1830

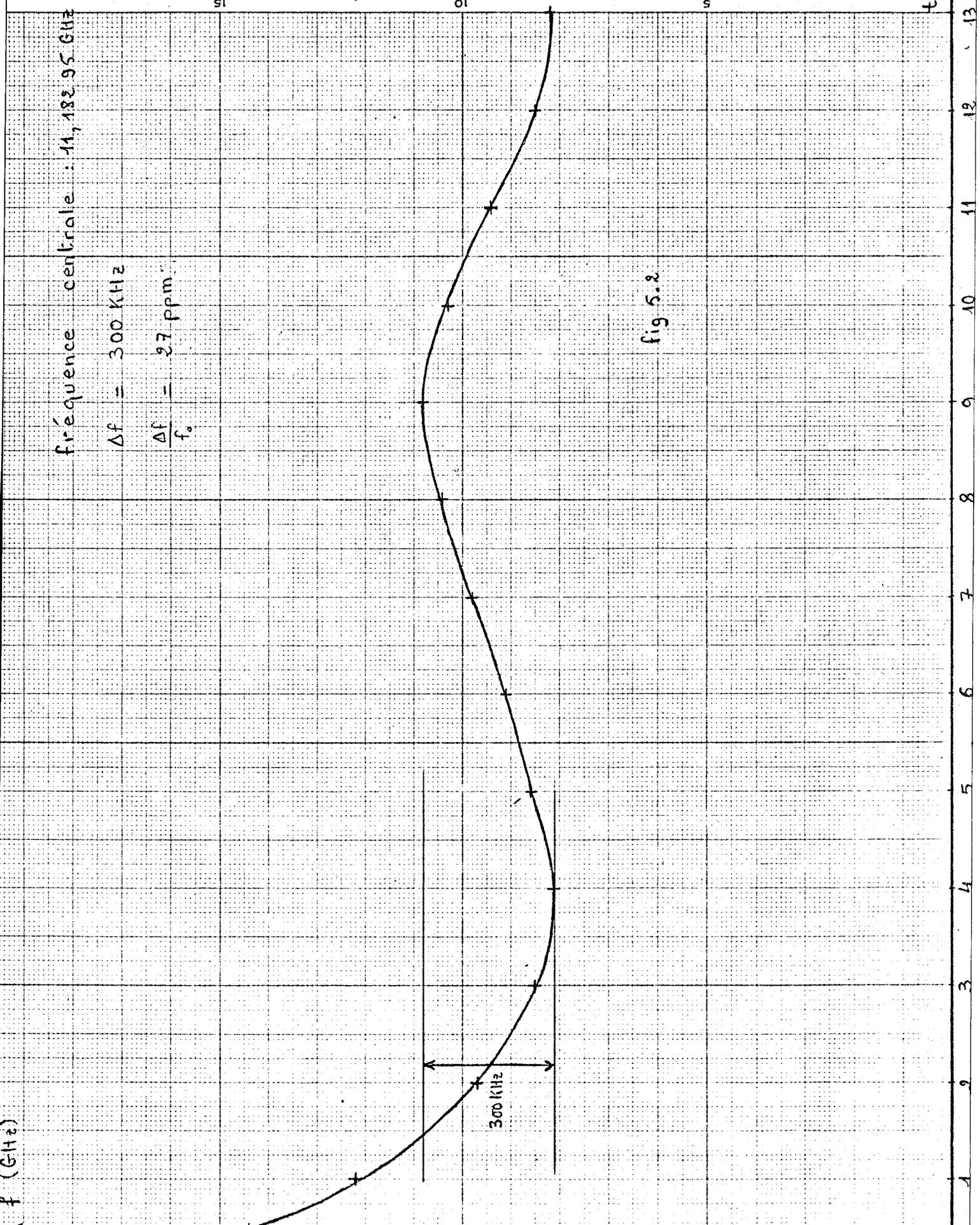
11,1825

300 KHz

fig 5.2

t (Revolus)

1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11 12 13



CONCLUSION

Au cours de ce travail, nous avons été amenés à étudier les éléments actifs et passifs permettant la réalisation d'un oscillateur stable en technologie microélectronique hyperfréquence.

C'est ainsi que nous nous sommes intéressés dans un premier temps à la caractérisation de résonateurs diélectriques et de diodes à avalanche.

L'optimisation du coefficient de qualité du résonateur nous a conduit à entreprendre une étude préliminaire de la ligne microstrip suspendue. Cette structure apparaît effectivement mieux adaptée à l'intégration des composants.

Enfin, après avoir abordé le problème de l'adaptation d'impédance de la diode et du circuit de stabilisation, nous avons réalisé un oscillateur expérimental fonctionnant en bande X. Cette réalisation, bien que ^{peu} performante montre la possibilité d'utilisation de ce type de montage. La stabilité de la fréquence d'oscillation pourra être notablement accrue en améliorant la stabilité intrinsèque du résonateur et son coefficient de qualité.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] R. GABILLARD
"Vibrations et phénomènes de propagation", chap. 6, Edit. DUNOD
- [2] P. CHOTEAU
"Etude théorique et expérimentale de résonateurs diélectriques composites stables en température".
Thèse 3e cycle, juin 1976.
- [3] Y. GARULT et P. GUILLON
"Rapport de contrat D.G.R.S.T., 74.7.1261. (1977)
- [4] E. CONSTANT
"Cours de D.E.A. "COMPOSANTS SEMICONDUCTEURS"".
- [5] H.A. WHEELER
"Transmission line properties of parallel wide strips by conformal mapping approximation", MTT-12 (mai 64).
- [6] BEIGNOT ET DEVALMONT
"Cours d'hyperfréquence" (ENREA)
-

