

50376
1975
119

50376
1975
119

THESE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE TROISIEME CYCLE

par

ALAIN DERYCKE

Maitre ès-Sciences

MULTIPLICATION DE FREQUENCE

A DIODE A AVALANCHE :

RECHERCHE DE STRUCTURES OPTIMALES

EN Ga As , OPTIMALISATION DES

CIRCUITS HYPERFREQUENCES

Membres du Jury: M. E. CONSTANT Président

G. SALMER Rapporteur

G. SEGUIER Examineur

J. MAGARSHACK Invité

E. RIVIER Invité

*"Croyez ceux qui cherchent la vérité,
Doutez de ceux qui prétendent l'avoir trouvée".*

A Annyck et Fanny,

A mes parents.

Ce travail a été effectué au "CENTRE HYPERFREQUENCES & SEMICONDUCTEURS" de l'Université des Sciences et Techniques de LILLE.

J'exprime toute ma gratitude à Monsieur le Professeur CONSTANT qui me fait l'honneur de juger ce travail et de présider mon jury.

Je tiens à témoigner toute ma reconnaissance envers Monsieur le Professeur SALMER qui m'a suggéré le sujet de cette thèse, guidé et conseillé efficacement au cours de ce travail.

Monsieur le Professeur SEGUIER, directeur de l'I.U.T. de BETHUNE, s'est intéressé à mon travail et a bien voulu participer à mon jury. Je lui en suis très reconnaissant.

L'étude expérimentale a été réalisée à l'aide de composants mis à notre disposition par le "LABORATOIRE D'ELECTRONIQUE ET DE PHYSIQUE APPLIQUEE". J'en remercie vivement tous les collaborateurs et en particulier Monsieur MAGARSHACK qui me fait le plaisir de siéger à ce jury.

J'exprime à Monsieur RIVIER, de l'Université de NICE, mes sentiments de reconnaissance pour avoir bien voulu participer à ce jury.

Que tous mes camarades du laboratoire veuillent bien trouver ici l'expression de ma reconnaissance pour la sympathie qu'ils m'ont témoignée et l'aide qu'ils m'ont apportée, et plus particulièrement Messieurs LEFEBVRE et PRIBETICH pour les discussions fructueuses que j'ai eues avec eux quant à la réalisation des programmes numériques.

Enfin j'adresse tous mes remerciements à tout le Personnel Technique et Administratif. L'étude des circuits hyperfréquences n'aurait pu être réalisée sans les compétences techniques de Messieurs ANDRIES, JENNEQUIN, MICHON. De même la réalisation matérielle de cette thèse a été rendue possible par l'aimable et compétente collaboration de Mademoiselle HANNON et de Messieurs DEHORTER et LEMAIRE.

Qu'ils soient tous encore une fois remerciés.

PLAN



INTRODUCTION GENERALE

PREMIERE PARTIE

"Etudes comparées des diodes à avalanche en Silicium et en Arséniure de Gallium pour la multiplication de fréquences à haut rang d'harmoniques en ondes millimétriques".

DEUXIEME PARTIE

"Etude de circuits hyperfréquences pour la multiplication de fréquence à diode avalanche en ondes millimétriques".

•f•f•f•f•f•f•f•f•f•

I N T R O D U C T I O N

=====

La multiplication de fréquence par diode à avalanche est basée sur le caractère non linéaire de la relation entre la tension appliquée aux bornes de la diode et le courant qui en résulte. L'équation non linéaire qui caractérise ce phénomène au niveau de la zone d'avalanche a été exprimée par READ

. L'aspect cumulatif du phénomène d'avalanche introduisant un retard du courant de conduction par rapport à la tension, le dispositif se comporte essentiellement comme une inductance non linéaire. Ce mode d'utilisation des diodes à avalanche a été proposé par E. CONSTANT (2) et il a été ensuite mentionné par d'autres auteurs (3), (4).

La multiplication de fréquence par diode à avalanche a fait l'objet de nombreux travaux dans notre laboratoire, et elle a bénéficié du soutien de la Délégation à la Recherche Scientifique et Technique (D.G.R.S.T.).

Cette étude a été réalisée en deux étapes :

- Dans la première étape, il fallait tout d'abord étudier théoriquement et expérimentalement la faisabilité de la multiplication de fréquence à diode à avalanche et chercher les domaines d'applications les plus intéressants. Dans cette étude prospective Messieurs ALLAMANDO, DOUMBIA et VANBORREN (5,6,7) ont développé un modèle théorique d'abord analytique puis numérique permettant le calcul des puissances et taux de conversion de tels multiplicateurs. La vérification expérimentale de ces approches théoriques a été également entreprise pour la multiplication de fréquence à faible rang d'harmonique, la fréquence de sortie étant située dans le domaine des ondes centimétriques. Les études théoriques et les expériences préliminaires ont montré que ce mode d'utilisation pouvait être particulièrement intéressant pour la production de puissance en ondes millimétriques, avec un rang de multiplication important ($n \geq 10$).

- Dans la deuxième étape, à laquelle nous avons participé, les études ont essentiellement porté sur la multiplication de fréquence par 10, la fréquence de sortie étant située dans la bande Ka (26-40 GHz) (8,9)
Ce travail s'est effectué dans les trois directions suivantes :

. réalisation et caractérisation des structures semiconductrices susceptibles de fonctionner dans le domaine des ondes millimétriques, les composants étant réalisés en Silicium (8,10)

. essai de définition des circuits hyperfréquences les mieux

adaptés à la multiplication de fréquence. (10)

. étude théorique et expérimentale des performances des multiplicateurs (8).

Les puissances de sortie obtenues sont en bon accord avec les prévisions théoriques et elles se sont montrées comparables aux meilleures performances mondiales pour le mode A.T.T. Ces résultats ont fait l'objet de plusieurs publications et communications (11,12,13,14) La possibilité de fonctionner avec des rangs de multiplication très élevés ($n > 20$) a également été envisagée et les premiers résultats expérimentaux se sont révélés intéressants (15).

A ce moment, trois axes de recherche ont été définis pour la poursuite de ces études :

- Recherche du matériau optimal pour la réalisation des diodes à avalanche utilisables en multiplication de fréquence : étude théorique et expérimentale des diodes avalanche à l'Arséniure de Gallium et comparaison des performances optimales avec des dispositifs similaires au Silicium.

- Etude des circuits hyperfréquences utilisés pour la réalisation des multiplicateurs : cette étude avait pour but d'une part de permettre la conception de nouvelles structures et d'autre part, d'obtenir des modèles réalistes pouvant être utilisés ultérieurement lors de la simulation du fonctionnement sur ordinateur. Le travail entrepris dans cette direction et l'amélioration de la technologie des composants nous a permis d'obtenir de meilleures performances en multiplication par 10.

- Extension des domaines d'application de ce mode de fonctionnement. Dans cette optique a été envisagée la multiplication de fréquence pour la production de puissances dans la gamme des 4 mm et le fonctionnement à très large bande de fréquence (wobulation).

Nous exposerons plus particulièrement dans ce travail, les études concernant les deux premiers axes de recherche précédemment définis.

Dans une première partie, après avoir justifié l'intérêt d'une étude systématique des composants à l'Arséniure de Gallium, nous définissons leur structure optimale pour la multiplication de fréquence par 10 en bande Ka (26-40 GHz). Nous pouvons ensuite comparer d'un point de vue théorique les performances des composants GaAs et Silicium puis nous exposons et commentons les premiers résultats expérimentaux obtenus avec des composants à l'Arséniure de Gallium. Nous concluons enfin quant aux mérites respectifs de chaque type de semiconducteur.

La seconde partie est consacrée aux circuits hyperfréquences des multiplicateurs de fréquences. La démarche que nous avons suivie est en grande partie expérimentale et elle constitue l'amorce d'une étude plus fondamentale qui à notre avis devrait être entreprise. Nous rappelons d'abord les problèmes posés par la réalisation des circuits hyperfréquences en ondes millimétriques tant pour la multiplication de fréquence par diode à avalanche que pour les autres modes de fonctionnement : oscillation et amplification. Nous décrivons ensuite l'étude systématique réalisée sur un modèle en ondes centimétriques (en bande X_B) des dispositifs courant utilisés en ondes millimétriques : monture dérivant de la transition coaxiale, guide et monture à "cap", etc. Nous apportons les premiers éléments de réponses permettant l'établissement de modèles et de schémas équivalents. Pour chaque type de circuits envisagés nous déterminons les caractéristiques et les domaines d'applications particuliers.

•f•f•f•f•f•f•f•f•f•f•

BIBLIOGRAPHIE DE L'INTRODUCTION

=====

- (1) W.T. Read
"A proposed high Frequency, negative resistance diode"
Bell Syst. Tech. J. 37, pp.401-446, (1958).
- (2) E. Constant, E. Allamando, A. Semichon
"Transit time operation of an avalanche diode driven by a subharmonic signal and its applications to frequency multiplication"
Proc. I.E.E.E. vol 58, pp. 483-484, march 1970.
- (3) K. Mouthaan
"Characterization of nonlinear interaction in avalanche transit time oscillators, frequency multipliers, and frequency dividers".
I.E.E.E. Trans on MTT, vol MTT 18 n°11, pp. 853-862, nov. 1970.
- (4) M.E. Hines
"Large Signal noise, frequency conversion and parametric instabilities in Impatt diodes Networks" Proc. I.E.E.E. vol.60, pp. 1534-1548,1972.
- (5) G. Salmer, E. Allamando, E. Constant.
"Frequency multiplication using an avalanche diode". Proc. of the eight international Conference on Microwave and optical generation and amplification" Kluwer Deventer. Sept. 197
- (6) E. Allamando, G. Salmer, G. Vanborren, I. Doumbia.
"Multiplication de fréquence à haut rendement à partir d'une diode semiconductrice en régime d'avalanche. Etude des possibilités d'application à la réalisation d'oscillateurs hyperfréquences de forte puissance". Rapport D.G.R.S.T. n°69/02/044.
- (7) G. Vanborren
"Multiplication de fréquence dans un semiconducteur en régime d'Avalanche". Thèse 3e cycle Lille, juin (1971)
- (8) P.A. Rolland
"Utilisation des diodes à avalanche pour la multiplication de fréquences de rang élevé en ondes millimétriques" Thèse 3e cycle, Lille, Juillet 1973.
- (9) E. Constant, G. Salmer, M.Chivé, P.A. Rolland, A. Derycke
Rapport de fin de contrat D.G.R.S.T. n°71/7/2845 et Annexes 1,2,3,4.
- (10) A. Derycke
"Etude de dispositifs pour la multiplication de fréquence par diode à avalanche". D.E.A. Lille, juillet 1972.
- (11) G. Salmer, M. Chivé, P.A. Rolland, J. Michel
"A comparison between direct generation and frequency multiplication using avalanche diode". J. Phys. D. Appl. Phys. vol 6, 1973.

- (12) P.A. Rolland, G. Salmer, M.Chivé, J. Michel
"New mode of operation for avalanche diodes : high rank, high efficiency, frequency multipliers". International Conference on Solid State devices. Tokyo, august 1973.
- (13) P.A. Rolland, G. Salmer, M. Chivé, J. Michel
"High rank frequency multiplication using avalanche diodes"
Conference on Microwave semiconductor devices, circuits and applications. Cornell University Ithaca (New-York) August 1973.
- (14) P.A. Rolland, E. Constant, A. Derycke, J. Michel
"Multiplication de fréquence par diode à avalanche en ondes millimétriques". Acta Electronica, vol 17, n°2, pp. 213-228, avril 1974.
- (15) P.A. Rolland, G. Salmer, A. Derycke, J. Michel
"Very high rank avalanche diode frequency multipliers"
Proc. I.E.E.E. 38.258, pp. 568-569, nov. 1973.

PREMIERE PARTIE

=====

ETUDES COMPAREES DES PROPRIETES DES DIODES A AVALANCHE
EN SILICIUM ET EN ARSENIURE DE GALLIUM
POUR LA MULTIPLICATION DE FREQUENCE A HAUT RANG D'HARMONIQUE
EN ONDES MILLIMETRIQUES

I N T R O D U C T I O N

CHAPITRE I - ETUDE PRELIMINAIRE

I.1. PARAMETRES MATERIAUX

I.1.1. Taux d'ionisation

I.1.2. Vitesses limites, mobilités des porteurs

I.1.3. Conductivité thermique

I.2. ETUDE COMPARATIVE SIMPLIFIEE : ZONE D'AVALANCHE SEULE

I.2.1. Equation Fondamentale

I.2.2. Influence du taux d'ionisation

I.2.3. Temps de montée du courant de conduction

CHAPITRE II - ETUDE THEORIQUE SYSTEMATIQUE

II.1. METHODE D'ETUDE

II.1.1. Etude numérique

- zone d'avalanche
- zone de transit

II.1.2. Limite de validité du modèle utilisé

II.1.3. Conditions d'étude - critère de comparaison

- Résistance thermique
- Résistance série

II.2. CARACTERISTIQUES COMPAREES DE LA ZONE D'INJECTION SEULE

II.3. DETERMINATION DES CONDITIONS OPTIMALES : FONCTIONNEMENT ET STRUCTURE,
POUR LE GaAs.

II.3.1. Conditions de fonctionnement

II.3.1.1. Puissance d'entrée

II.3.1.2. Courant de polarisation

II.3.2. Définition de la structure optimale

II.3.2.1. Largeur de la zone de transit ($w - \delta$)

II.3.2.2. Largeur de la zone d'avalanche - dopage

II.3.2.3. Surface Optimale

II.3.2.4. Etude fréquentielle

II.3.2.5. Diffusion

II.3.2.6. Conclusion

II.4. COMPARAISON DES RESULTATS THEORIQUES OBTENUS POUR LE SILICIUM ET L'ARSENURE DE GALLIUM.

CHAPITRE III - ETUDE EXPERIMENTALE

III.1. COMPOSANTS

III.1.1. Technologie

III.1.2. Structure des diodes

III.2. PRINCIPAUX RESULTATS EXPERIMENTAUX

III.2.1. Série CB_A

III.2.2. Série CC_A

III.2.3. Série GC _{α, β}

III.2.4. Série GB _{α, β}

III.3. CONCLUSION DE L'ETUDE EXPERIMENTALE

C O N C L U S I O N

I N T R O D U C T I O N

Les matériaux à utiliser pour la réalisation de diode à avalanche fonctionnant en régime d'oscillation ou de multiplication de fréquence en ondes millimétriques, doivent présenter les caractéristiques suivantes :

- La vitesse de saturation des porteurs doit être grande car les dimensions géométriques des structures semiconductrices sont inversement proportionnelles à cette vitesse.

- L'énergie d'ionisation doit être relativement élevée et le taux d'ionisation doit varier rapidement avec le champ électrique. Comme le champ électrique statique sera alors très élevé ($E_0 > 400$ kv/cm), il sera possible d'appliquer des champs électriques hyperfréquences très importants et donc d'obtenir des puissances notables.

- La conductivité thermique doit être la plus grande possible car il faut appliquer des puissances continues importantes pour obtenir des performances intéressantes.

- Facilité de fabrication des jonctions. Le développement d'applications industrielles et les possibilités de commercialisation impliquent, que le procédé de fabrication soit relativement simple et que les composants ainsi obtenus soient fiables.

Plusieurs matériaux possèdent ces qualités, mais étant donné les possibilités actuelles de la technologie, nous avons restreint l'étude au Silicium et à l'Arséniure de Gallium. Nous allons donc nous livrer à une étude comparative des possibilités des diodes à avalanche utilisant ces deux matériaux, pour la multiplication de fréquence à haut rang d'harmonique en ondes millimétriques. Les études antérieures ont en effet montré que l'intérêt de ce procédé était surtout évident dans ce domaine et plus particulièrement en multiplication par 10, la fréquence de sortie étant en bande Ka (26-40 GHz). Ces études ont été réalisées en considérant initialement des composants au Silicium car la technologie de ce matériau était à un stade beaucoup plus avancé que celui de l'Arséniure de Gallium. D'importants résultats ont été publiés récemment sur cette question, mais aucune étude n'a été entreprise sur la multiplication de fréquence par diodes à avalanche au GaAs.

La comparaison des qualités potentielles de chaque semiconducteur présente plusieurs difficultés. Il faut en effet comparer dans chaque cas des structures optimales. Si les structures optimales des diodes à avalanche

Silicium pour la multiplication de fréquences sont maintenant bien connues, il n'en est pas de même pour les diodes au GaAs, et c'est pourquoi nous développons surtout l'étude systématique de ce dernier type de composant. La définition de critères de comparaison n'est pas facile car souvent les meilleures performances (puissances et taux de conversion) ne se situent pas dans les mêmes gammes. De plus, les conditions de fonctionnement doivent être équivalentes relativement aux conditions limites d'utilisation de chaque type de diode, ce qui suppose la connaissance préalable de ces limites. Mais la connaissance des paramètres matériaux est encore incomplète, l'étude de ces grandeurs en champ électrique fort, faisant encore l'objet de nombreuses recherches. Enfin, il nous est difficile d'apprécier les difficultés de réalisations des jonctions pour chaque matériau car il s'agit d'une technologie de niveau élevé et très évolutive. Il a d'ailleurs été très difficile de réaliser les échantillons GaAs utilisés pour la partie expérimentale de ce travail. Ces échantillons ne présentent pas toujours les qualités requises, mais il s'agit là des premiers essais d'une technologie nouvelle qui, nous l'espérons, sera bientôt complètement maîtrisée.

L'étude préliminaire que nous présentons dans le premier chapitre a un double but :

- d'une part préciser les paramètres des matériaux utilisés dans notre étude et discuter du choix que nous avons effectué. Ceci permet déjà d'évoquer les problèmes relatifs à l'utilisation de ces semiconducteurs.

- d'autre part, entreprendre une étude comparative simplifiée afin de mettre en évidence l'influence de ces paramètres et de déterminer quelles seront les zones d'intérêts respectives de chaque type de composants.

Il faut ensuite entreprendre l'étude théorique systématique des possibilités des diodes au GaAs pour la multiplication de fréquence à haut rang. Ceci permet de définir la structure optimale avant d'envisager la comparaison avec le Silicium.

Dans l'étude expérimentale, nous exposons les résultats obtenus pour les composants GaAs ainsi que les problèmes pratiques rencontrés. Nous concluons cette étude, en résumant les mérites respectifs de chaque matériau et nous définissons les domaines d'applications qui leur sont propres.

•••••

CHAPITRE I - ETUDE PRELIMINAIRE

I.1. PARAMETRES MATERIAUX

Les propriétés hyperfréquences des diodes à avalanche sont en partie liées aux valeurs des paramètres suivants :

- Taux d'ionisation
- Variation de la vitesse des porteurs avec le champ électrique
- Conductivité thermique.

I.1.1. Taux d'ionisation

Nous avons adopté pour les taux d'ionisation les expressions analytiques suivantes (1,2,3) :

$$\alpha_n, \alpha_p = A_{n,p} e^{-\left(\frac{B_{n,p}}{E}\right)^D}$$

n : caractérisant les électrons

p : caractérisant les trous.

GaAs : nous considérons que $\alpha_n = \alpha_p$, $D = 2$. Les valeurs de A_n et B_n sont encore mal connues surtout aux températures élevées et pour des champs élevés ($E_0 > 500$ kV/cm). Les valeurs de A_n et B_n diffèrent selon les auteurs. Nous utilisons les valeurs déterminées expérimentalement dans notre laboratoire par Messieurs LEFEBVRE et PRIBETICH (4) à 200°C.

$$A_n = 2,25 \cdot 10^7 \qquad B_n = 7,1 \cdot 10^5 \text{ V/cm}$$

Silicium : Les taux d'ionisation utilisés dans les études théoriques sont ceux donnés par GRANT dans une étude récente (5) avec : $\alpha_n \neq \alpha_p$, $D = 1$

pour des champs $2,4 \cdot 10^3 < E_0 < 5,3 \cdot 10^5$ V/cm

$$\alpha_n = 6,2 \cdot 10^5 \exp \left(-(1,05 \cdot 10^6 + 1,3 \cdot 10^3 T)/E \right)$$

$$\alpha_p = 2 \cdot 10^6 \exp \left(-(1,95 \cdot 10^6 + 1,1 \cdot 10^3 T)/E \right)$$

où T : température en degré centigrade.

I.1.2. Vitesses limites, mobilités des porteurs

Nous donnons dans le tableau suivant la valeur des vitesses et mobilités des porteurs en champ électrique élevé, utilisées dans notre étude :

	μ_n $\times 10^4 \text{ cm}^2/\text{V/s}$	μ_p V/s	V_n $T=300^\circ\text{k}$	V_p $T=300^\circ\text{k}$	V_n $T=473^\circ\text{k}$	V_p $T=473^\circ\text{k}$
GaAs	0,85	0,04	0,7	0,7	0,45	0,45
Si	0,15	0,06	1	1,1	0,83	0,9

Les valeurs des vitesses limites sont encore très controversées surtout pour le GaAs. La valeur de la vitesse limite des électrons V_n dans le GaAs a été prise égale à $0,45 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$ à 473°K suite aux derniers résultats disponibles lorsque nous avons entrepris cette étude (6). Nous savons maintenant (7) que la valeur choisie est un peu faible, la vitesse réelle se situant aux environs de $0,55 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$. Mais nous savons qu'une variation relativement modeste (de l'ordre de 20 %) de la vitesse n'a pas une répercussion très notable sur les propriétés des diodes.

Les résultats donnés dans ce tableau appellent plusieurs remarques :

- La vitesse limite est plus faible dans le GaAs que dans le Silicium, ce qui imposera des dimensions géométriques (profondeurs d'épitaxie) plus petites dans le GaAs, ces composants seront donc plus difficiles à élaborer technologiquement.

- La résistance série due à la résistance du substrat et à la saturation de vitesse dans la zone non déplétée (diode non confinée) est beaucoup plus faible dans le GaAs que dans le Silicium étant donné la différence de mobilité.

1.1.3. Conductivité thermique

Cette conductivité thermique est différente pour les deux matériaux :

Silicium $K = 70 \text{ W/M}^\circ\text{C}$ GaAs $K = 33 \text{ W/M}^\circ\text{C}$

Dans le cas d'une propagation rectiligne du flux de chaleur, l'avantage de composants Silicium serait très important : en effet, la résistance thermique, à dimensions égales, serait deux fois plus faible que celle de composants GaAs et la puissance continue applicable sur les diodes deux fois plus importante. Mais nous verrons, lors de l'établissement des conditions de fonctionnement, que la contribution de la zone active du matériau à la résistance thermique totale est relativement faible.

I.2. ETUDE COMPARATIVE SIMPLIFIEE : ZONE D'AVALANCHE SEULE

De la comparaison des paramètres des matériaux, on peut dégager deux éléments défavorables pour les diodes au GaAs : la vitesse limite des porteurs est plus faible et, dans une moindre mesure, la résistance thermique est supérieure à celle des diodes Silicium. L'élément favorable pour le GaAs est sa conductivité électrique. Ces considérations sont générales et valables quel que soit le mode de fonctionnement envisagé. Aussi il nous faut maintenant caractériser les propriétés de ces matériaux pour l'utilisation en multiplication de fréquences. Avant d'entreprendre une étude numérique systématique assez longue et coûteuse, nous pouvons essayer de comparer ces semiconducteurs, en utilisant les résultats de l'étude analytique en régime non linéaire développés dans "Acta Electronica" (8). Nous pouvons ainsi mettre en évidence l'influence respective des taux d'ionisation et les zones d'intérêt relativement aux divers types de performances à considérer.

I.2.1. Equation Fondamentale

Cette étude repose sur la résolution de l'équation de Read (9) :

$$\tau_i \frac{dI_{ca}(t)}{dt} = I_{ca}(t) \cdot (\Psi(E_a(t)) - 1)$$

avec $\Psi(E_a(t)) = \int_0^\delta \alpha(E_a(t)) dx$

indice a : grandeur électrique dans la zone d'avalanche

δ : largeur de la zone d'avalanche

τ_i : temps "de montée" intrinsèque de l'avalanche.

Read considère que $\tau_i = \frac{\tau_\delta}{2} = \frac{\delta}{2v}$

Si nous tenons compte de la réaction de charge d'espace, nous obtenons la valeur modifiée de τ_i :

$$\tau_i = \frac{\tau_\delta}{M}$$

avec $M \neq 3$ d'après la théorie analytique de Goedbloed (11) ou de Küvas (12) où $M = 2,8$ obtenu par comparaison avec les résultats du programme général (10) On considère que le champ électrique est constant sur l'épaisseur de la zone d'avalanche, soit :

$$\Psi(E_a(t)) = \delta \alpha(E_a(t))$$

Pour effectuer cette étude préliminaire, on considère que le champ électrique alternatif dans la zone d'avalanche ne comporte qu'une seule composante à la fréquence d'entrée (8). L'efficacité de la multiplication sera d'autant plus grande que le caractère non linéaire de la relation entre le courant de conduction et le champ électrique sera marqué. Par résolution de l'équation de Read,

on montre que ceci est lié à la valeur du paramètre Y. Ces effets non linéaires s'accompagnent généralement de pertes de puissances qui sont fonction croissante de la valeur d'un paramètre Z. Ces deux paramètres sont liés au taux d'ionisation. Enfin la possibilité de multiplication de fréquence à très haut rang d'harmoniques est liée à la forme plus ou moins étroite du pic de courant, donc à la valeur du temps de montée intrinsèque de l'avalanche. Le courant de conduction se présentera sous forme d'un pic de courant d'autant plus étroit (taux d'harmonique très élevé) que ce temps sera faible (pic de Dirac).

1.2.2. Influence du taux d'ionisation

Le paramètre Y est défini par :

$$Y = \frac{M E_a v \bar{\alpha}'}{\omega}$$

avec $\omega = 2\pi F$

$\bar{\alpha}'$: dérivée moyenne du taux d'ionisation.

Les composantes harmoniques du courant de conduction $I_{Ca}(t)$ sont des fonctions rapidement croissantes de Y (en $B_n(Y)/B_0(Y)$).

La grandeur Z est définie par :

$$Z = \frac{\omega \bar{\alpha}'' Y^{-2}}{8 M v \bar{\alpha}'}$$

$\bar{\alpha}''$: dérivée seconde moyenne du taux d'ionisation.

Quand Z n'est pas négligeable, la phase d'injection n'est plus égale à $\pi/2$ (résistance positive \rightarrow pertes). Les pertes d'énergie dans la zone d'avalanche dues au régime non linéaire sont donc des fonctions croissantes de Z.

Nous pouvons donc définir un facteur de mérite par le rapport :

$$FNL = \frac{Y}{Z} = \frac{\bar{\alpha}'}{\bar{\alpha}''} \cdot \frac{8}{E_a}$$

Ce facteur de mérite sera surtout valable pour effectuer la comparaison des deux matériaux, en ce qui concerne le taux de conversion. Etant donné les évolutions respectives des taux d'ionisation, nous obtenons :

$$\frac{\bar{\alpha}'}{\bar{\alpha}''} = \frac{E_o^3}{2b^2 - 3E_o^2} \quad \text{pour le GaAs}$$

$$\frac{\bar{\alpha}'}{\bar{\alpha}''} = \frac{E_o^2}{b - 2E_o} \quad \text{pour le Silicium}$$

où E_0 est le champ électrique continu critique.

Nous donnons dans le tableau n°1 les valeurs du facteur de mérite pour deux diodes GaAs et Silicium de même dopage $N_D = 2.10^{16} \text{ At/cm}^3$ (valeurs usuelles en ondes millimétriques), et pour une même tension hyperfréquence $v = E_0 \cdot \delta$. Ce facteur de mérite est plus intéressant dans le cas du GaAs, ce qui permet d'espérer des taux de conversion supérieurs à ceux obtenus avec des diodes avalanche au Silicium. Ceci rejoint certains résultats des oscillateurs à haut rendement.

	GaAs	Si	
E_0	$5,2 \cdot 10^5 \text{ V/cm}$	$4,1 \cdot 10^5 \text{ V/cm}$	$\frac{\text{FNL GaAs}}{\text{FNL Si}} =$ $\frac{7,14}{2,89} \cdot \frac{\delta \text{ GaAs}}{\delta \text{ Si}} =$ $\underline{\underline{1,94}}$
b	$7,1 \cdot 10^5 \text{ cm/v}$	$14 \cdot 10^5 \text{ cm/v}$	
δ	$0,55 \text{ } \mu\text{m}$	$0,7 \text{ } \mu\text{m}$	
$\frac{\alpha'}{\alpha''}$	7,14	2,89	

TABLEAU N° 1

Pour de nombreuses applications, il est intéressant d'avoir des multiplicateurs de fréquence possédant des taux de conversion les plus grands possibles. Il est donc justifié d'entreprendre une étude systématique du GaAs afin de déterminer la structure optimale qui permettra d'obtenir le meilleur taux de conversion possible.

1.2.3. Temps de montée du courant de conduction

A cause du caractère violemment non linéaire du phénomène d'avalanche le courant de conduction se présente sous la forme de "pics" très étroits. Il comporte donc des composantes à des fréquences élevées, d'autant plus importantes que le temps de montée est plus petit. Si $\tau_i = \frac{\delta}{Mv}$ ceci impose que les épaisseurs δ de la zone d'avalanche doivent être plus faibles pour les diodes GaAs que pour les diodes Silicium, si l'on veut obtenir des temps de montée sensiblement équivalents, compte tenu des valeurs différentes de la vitesse limite des porteurs.

Cependant, certaines études (13,14) ont montré que la valeur de ce temps τ_i semble plus importante que ne le laissait prévoir la théorie de Read. Les auteurs pensent que ceci est dû à l'influence du phénomène de diffusion. Au niveau de la zone d'avalanche, la diffusion des porteurs dès leur formation retarde l'établissement du courant émis et augmente le temps de montée intrinsèque de l'avalanche.

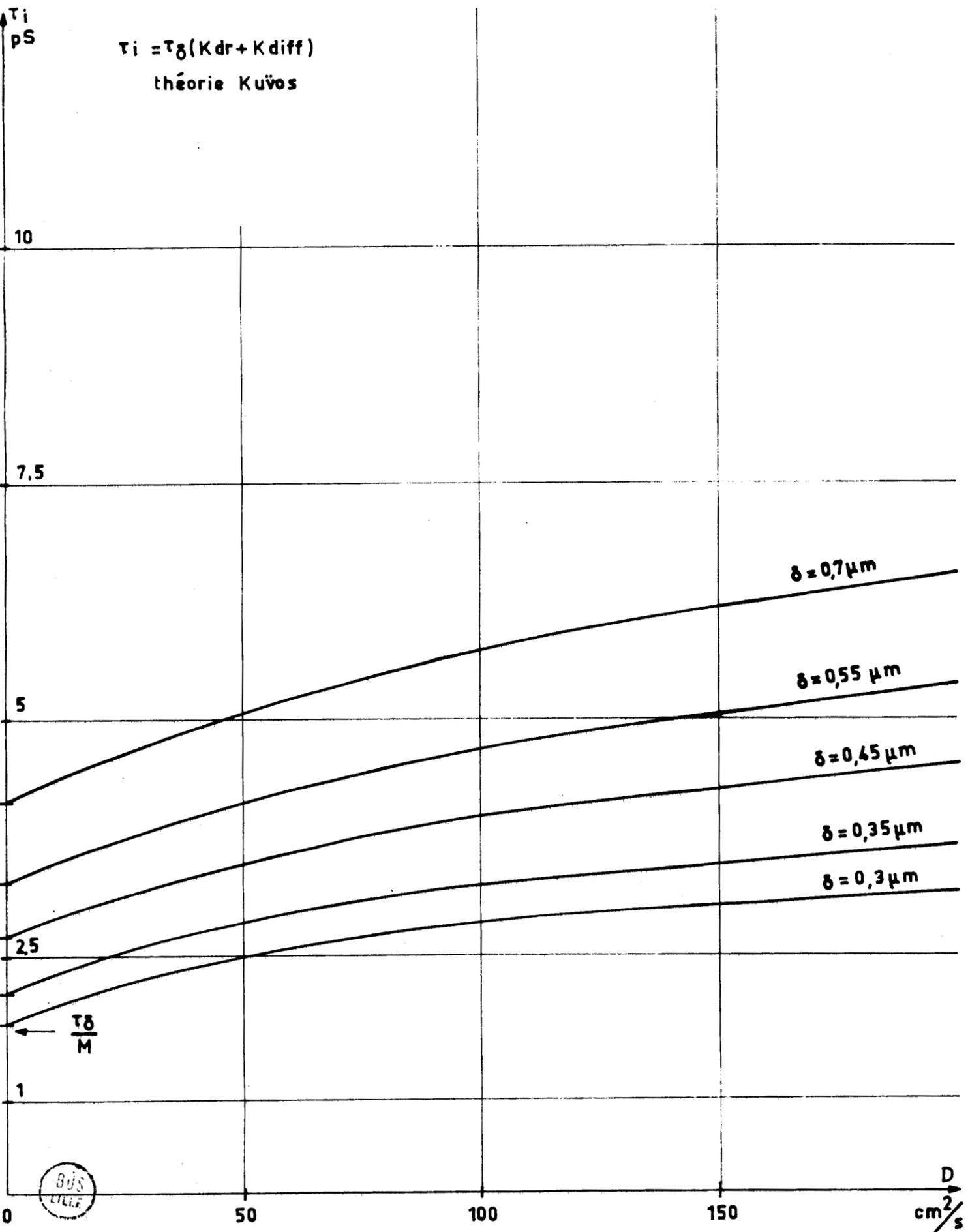


FIGURE 1 : Evolution de τ_i avec D

Suivant les suggestions de HULIN et GOEDBLOED, nous pouvons écrire :

$$\tau_i = \tau_\delta + \tau_D$$

avec :

$$\tau_\delta = \delta/V.M$$

τ_D : constante de temps due au phénomène de diffusion. Cette constante dépend de la constante de diffusion D qui est en général une fonction du champ électrique.

Pour le Silicium il semble que τ_D soit toujours petit devant τ_δ (14), le coefficient de diffusion D étant toujours inférieur à $80 \text{ cm}^2/\text{s}$. L'influence de la diffusion peut être en première approximation négligée.

Pour le GaAs, les valeurs du coefficient de diffusion ainsi que son évolution avec le champ électrique sont très controversées. D'après RUCH et KINO, sa (15) valeur est égale à $200 \text{ cm}^2/\text{s}$ pour un champ électrique de l'ordre de 10 Kv/cm . Cette valeur passe à $20 \text{ cm}^2/\text{s}$ d'après FAWCET et REES (16) pour des champs compris entre 20 et 50 Kv/cm . Signalons que pour des champs électriques faibles (régime de mobilité) en appliquant la relation d'Einstein, on trouve une valeur de coefficient de diffusion égale à $200 \text{ cm}^2/\text{s}$.

A titre d'exemple, sur la figure 1, nous avons représenté l'évolution de τ_i avec la valeur du coefficient de diffusion pour différentes valeurs de δ . Ces valeurs sont obtenues à partir de la théorie développée par KÜVAS. On peut constater que τ_i peut devenir largement supérieur à τ_δ/M , notamment pour des valeurs de D élevées. Ceci semble confirmé par les mesures de bruit effectuées dans notre laboratoire par LE BORGNE (33), les niveaux ne pouvant expliquer que l'existence d'un τ_i important. Toutefois, si la valeur du coefficient de diffusion reste voisine de $20 \text{ cm}^2/\text{s}$ pour des champs électriques très élevés, ce qui est le cas dans la zone d'avalanche, cet effet ne devrait pas être aussi notable.

Par ailleurs, les résultats récents obtenus au laboratoire par CASTELAIN sur les impédances hyperfréquences des diodes GaAs haut rendement, semblent montrer qu'en champ électrique élevé le coefficient de diffusion ne peut être supérieur à $50 \text{ cm}^2/\text{s}$. De plus, l'application du concept d'ionisation non localisée dû à OKUTO et CROWEL (17) à des diodes à zone d'avalanche très étroites, ce qui est le cas en ondes millimétriques, peut amener des effets supplémentaires au niveau de la zone d'avalanche : résistance négative supplémentaire, augmentation du τ_i .

Etant donné l'imprécision avec laquelle nous connaissons pour l'instant la valeur du coefficient de diffusion et les éléments précités, nous n'avons pas tenu compte de cet effet dans l'étude systématique, mais nous montrerons toutefois dans un cas optimal quelle peut être son influence.

Remarque

Le fait d'avoir postuler une valeur pour la vitesse des porteurs à 200°C un peu faible, peut être interprété comme une façon de tenir compte implicitement de la diffusion (accroissement de $\tau_i = \tau_\delta = \frac{\delta}{Mv}$), d'autant que cette vitesse a été déterminée à partir de caractéristiques hyperfréquences (6) (impédance linéaire...) pouvant être modifiées par la présence de la diffusion des porteurs.

Nota : Influence de la diffusion au niveau de la zone de transit. Cet effet a été étudié par ailleurs (18) : les porteurs émis par la zone d'avalanche et injectés en paquet dans cette zone se dispersent progressivement au fur et à mesure qu'ils se déplacent dans cette région. Si ce phénomène a des conséquences importantes pour les diodes haut rendement utilisées en mode IMPATT, par contre, dans le cas de la multiplication de fréquence où les diodes optimales sont très confinées ($W - \delta$ très petit) nous pourrions négliger ce phénomène.

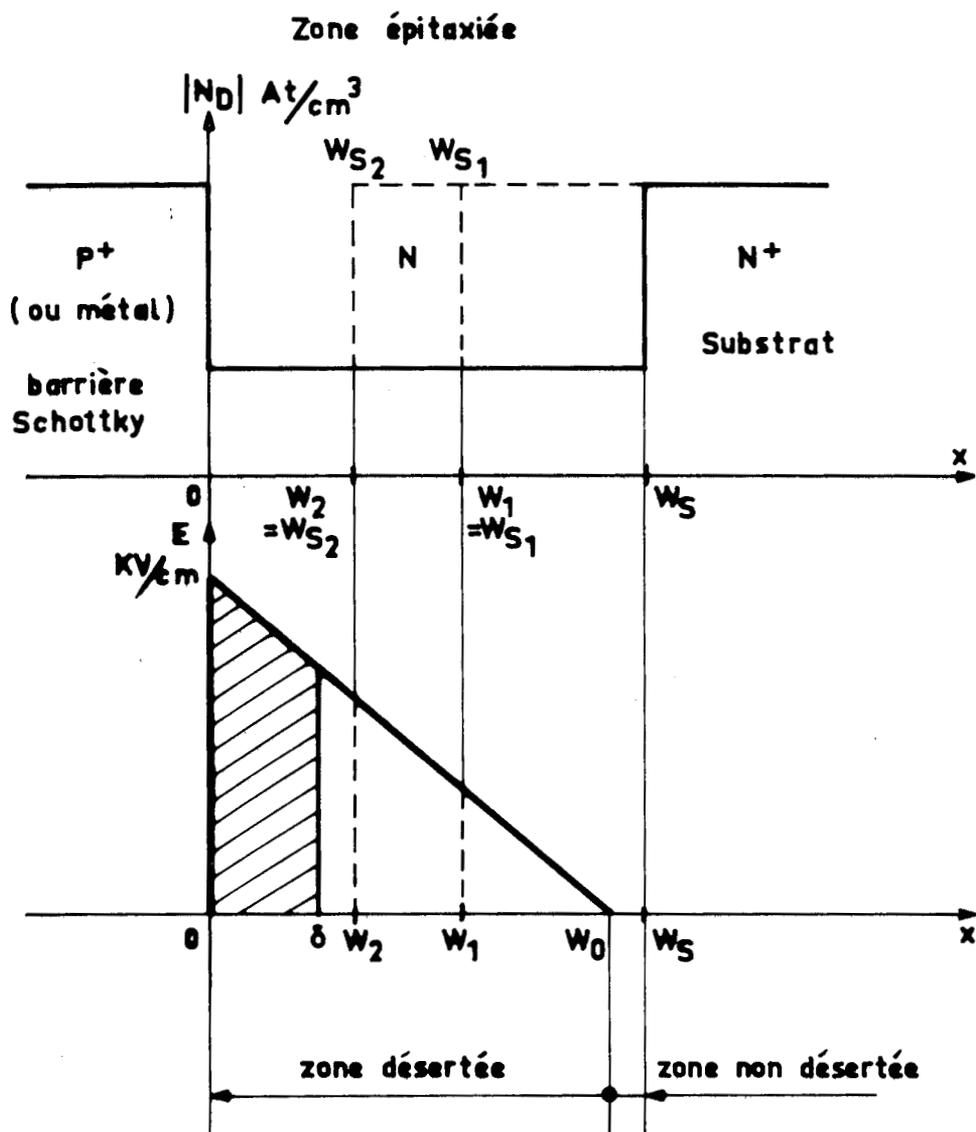


FIGURE 2

δ : largeur de la zone d'avalanche déterminée à partir de la valeur de la résistance de charge d'espace R_c .

Si W est plus petit que W_{substrat} , le champ électrique s'annule dans la zone N , la diode est dite non confinée.

Dans le cas où $W_{1,2} = W_S$ (champ non nul à l'interface NN^+) la diode est dite confinée.

$W - \delta$: largeur de la zone de transit.



CHAPITRE II - ETUDE THEORIQUE SYSTEMATIQUE

La grande difficulté de traiter le problème de la multiplication de fréquence d'une façon purement analytique nous a conduit à utiliser une résolution sur ordinateur. L'emploi des techniques numériques semble s'imposer plus particulièrement lors de la recherche du profil de dopage optimal. (19,20) Dans ce paragraphe, après avoir défini les méthodes d'études, nous comparons les résultats obtenus pour les deux types de composants. Afin de mettre en évidence les diverses contributions, nous comparons d'abord les caractéristiques "brutes" de la zone d'injection (amplitude et phase des composantes harmoniques du courant de conduction). Après avoir défini la structure optimale pour les composants à l'Arséniure de Gallium, nous pourrions examiner l'intérêt respectif de chacun des matériaux.

II.1. METHODE DE L'ETUDE

II.1.1. Etude numérique

Nous avons adapté à notre problème les méthodes de calcul déjà utilisées pour l'optimisation en rendement des diodes à avalanches fonctionnant en oscillateur (10). L'hypothèse fondamentale de la résolution est l'existence d'un modèle unidimensionnel à deux zones (10) : zone d'avalanche de largeur δ et zone de transit de largeur $W - \delta$. Chaque zone étant traitée de la manière suivante :

- Zone d'avalanche

Nous faisons les hypothèses simplificatrices suivantes :

- . La vitesse des porteurs est constante et égale à la vitesse limite
- . Le courant de conduction est indépendant de l'abscisse
- . Le champ ne comporte que 2 composantes harmoniques $E_a(t) = E_1 \sin(\omega_1 t) + E_n \sin(\omega_n t + \omega_n)$ correspondant aux fréquences d'entrée et de sortie.

Pour le GaAs, où les taux d'ionisation pour les électrons et les trous sont identiques, le courant de conduction est donné par l'équation de Read :

$$\tau_i \frac{\partial I_{ca}(t)}{\partial t} = I_{ca}(t) \left(\int_0^\delta \alpha \left(E_a(t + \tau_\gamma) \right) - 1 \right)$$

où τ_γ est un paramètre permettant de tenir compte du temps de transit des porteurs dans la zone d'avalanche. Les autres paramètres ont été définis précédemment. (figure 2).

Pour le Silicium où $\alpha_n \neq \alpha_p$ il faut utiliser l'équation de Read généralisée

obtenue par Lee (21)

La résolution numérique de cette équation nous permet, après décomposition en série de Fourier, d'obtenir les composantes harmoniques du courant de conduction.

$$i_k = C_k e^{j\Psi_k} \quad \text{pour le rang d'ordre } k$$

Ψ_k est la phase de la composante du courant par rapport à la composante correspondante du champ.

- Zone de transit

Pour le traitement de la zone de transit, nous utilisons la résolution de l'équation de continuité du courant par une méthode de double discrétisation sur le temps et l'abscisse. Cette méthode permet d'introduire les effets parasites liés à la modulation de l'épaisseur de la zone désertée et à la variation de vitesse des porteurs dans les diodes non confinées.

Le programme numérique permet le calcul des diverses impédances et puissances aux fréquences harmoniques en tenant compte de la résistance série et de l'encapsulation. Ce programme offre deux possibilités :

. Le calcul peut être effectué en se fixant les valeurs des composantes E_1 et E_n du champ hyperfréquence.

. Le calcul peut être effectué en imposant une puissance d'entrée constante (P_1) et une composante imposée à la fréquence de sortie (itération sur E_1 jusqu'à ce que P'_1 calculée $\neq P_1$).

II.1.2. Limite de validité du modèle utilisé

Outre les hypothèses simplificatrices déjà mentionnées, il faut remarquer que nous négligeons les effets résultants de l'injection de porteurs dans la zone d'avalanche (18). Ce courant injecté peut avoir plusieurs origines :

- courant de saturation (indépendant du champ électrique)
- courant "tunnel"
- courant dû à une ionisation dans la zone de transit (limite du modèle à 2 zones).

Nous pensons que dans notre cas, étant donné les diodes GaAs utilisées expérimentalement (barrière Schottky, champ maximum voisin de 600 Kv/cm), l'effet tunnel sera l'effet parasite prépondérant. Mais étant donné l'état actuel des connaissances sur les interfaces métal-semiconducteur et de l'effet tunnel

(assisté thermiquement), il semble difficile pour le moment d'en tenir compte.

De nombreuses approximations seraient éliminées par l'utilisation du programme d'étude numérique général (10) mais étant donné le coût et la durée du calcul, nous n'avons pas utilisé cette possibilité.

II.1.3. Conditions d'étude - Critères de comparaison

Il faut se fixer les paramètres de l'étude relatifs aux grandeurs continues (P_o) et aux grandeurs hyperfréquences (puissance d'entrée, résistance série, fréquence, rang de multiplication). La connaissance des valeurs limites de certains de ces paramètres pour chaque matériau permet une comparaison réaliste :

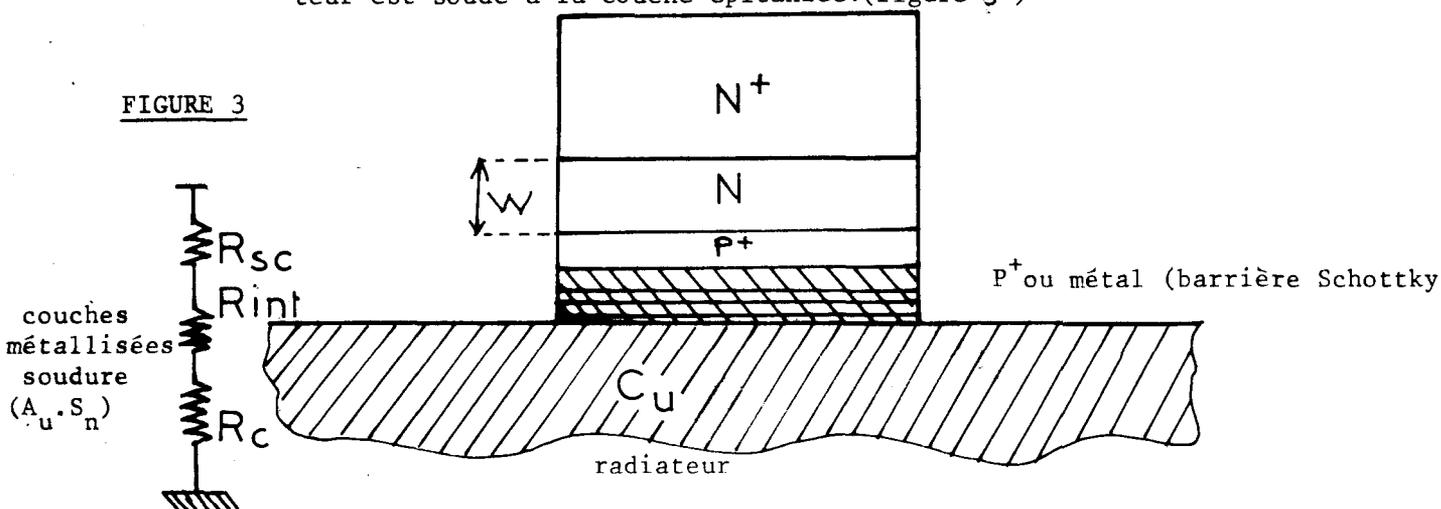
- 1 - Fréquence : Dans la plus grande partie de l'étude systématique, nous avons pris une fréquence d'entrée égale à 3,5 GHz et un rang d'harmonique égal à 10. Les conclusions concernant les comparaisons GaAs-Silicium resteront valables pour des rangs d'harmonique voisins (9-11).
- 2 - Puissance hyperfréquence : Les valeurs des puissances d'entrée P_1 et de sortie P_{10} sont étroitement liées aux valeurs des amplitudes maximum des composantes du champ électrique pour les deux fréquences. Ces composantes doivent être choisies afin qu'à aucun moment, la tension ne s'annule aux bornes de la zone d'avalanche, ce qui entraîne composantes E_1 et E_n inférieures à $1,6 \cdot 10^5$ v/cm pour les composants GaAs et E_1, E_n inférieures à $1,3 \cdot 10^5$ v/cm pour le Silicium.
- 3 - Puissance continue : La puissance continue maximale applicable à la diode avalanche est donnée par la relation bien connue :

$$P_o = \frac{T_j - T_a}{R_{th}}$$

T_j : température jonction
 T_a : température ambiante
 R_{th} : Résistance thermique.

Cette puissance est limitée par la valeur de la température maximum admissible dans la jonction et par la valeur minimum de la résistance thermique. Les diodes tant au GaAs qu'au Silicium sont du type mesa inversé : le radiateur est soudé à la couche épitaxiée. (figure 3)

FIGURE 3



Pratiquement toute la quantité de chaleur prenant naissance dans la zone active de largeur W est évacuée par le radiateur. La résistance thermique est la somme de toutes les contributions :

$$R_{th} = R_{sc} + R_{int} + R_c$$

avec :

- R_{sc} : résistance thermique due au matériau lui-même. En première approximation la propagation de chaleur est rectiligne et R_{sc} est donnée par :

$$R_{sc} = \frac{1}{KS}$$

S : surface de la diode

K : conductivité thermique du matériau semiconducteur $K = 70 \text{ W/m}^\circ\text{C}$ Silicium
 $K = 33 \text{ W/m}^\circ\text{C}$ GaAs

- R_{int} : résistance thermique due aux différentes couches déposées électrolytiquement (généralement or et argent) et de la soudure (Au-Sn). R_{int} varie de façon inversement proportionnelle à la surface.
- R_c : résistance thermique due à la propagation du flux de chaleur dans le radiateur. Celui-ci à des dimensions telles ($\phi \gg D$) qu'il peut être considéré comme semi-infini. R_c est une résistance thermique de constriction de la forme (22) :

$$R_c = \frac{1}{2k_{cu} D} \quad \text{proportionnel à } S^{-1/2}$$

avec $k_{cu} = 3.85 \text{ W/cm}^\circ\text{C}$

La comparaison des résistances thermiques des diodes avalanches au Silicium et au GaAs est difficile, car le terme prépondérant est la résistance de constriction qui ne dépend que de la nature du pilier (le même dans les deux cas). De plus le terme R_{int} est très lié à la technologie employée et susceptible de varier avec la qualité du montage. En compilant les différents résultats obtenus pour le mode IMPATT en ondes millimétriques (23,24) on peut dire qu'approximativement R_c constitue 70 % de la résistance thermique, le reste se répartissant à peu près également entre R_{sc} et R_{int} .

A l'appui de cette hypothèse, remarquons que les résultats obtenus lors d'une étude que nous avons faite au laboratoire sur des diodes Silicium (26), pour des diamètres s'entendant de $40 \mu\text{m}$ à $140 \mu\text{m}$, nous avons trouvé que la résistance thermique variait en $1/\sqrt{S}$ donc que le terme prépondérant était celui d'une résistance de constriction. Nous voyons donc que la différence de conductivité thermique des matériaux n'entraîne pas un avantage décisif pour le Silicium. Les meilleurs résultats obtenus pour le GaAs avec des techniques de

montage très élaborées sont semblables à celles du Silicium. (23-25)

$$(R_{th} < 40^\circ\text{C/W pour } S = 0,4 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2)$$

Nous pensons, étant donné les possibilités actuelles, que le rapport des puissances continues est :

$$0.8 < \frac{P_o(\text{GaAs})}{P_o(\text{Si})} < 1$$

Lors de l'étude des performances en fonction de la surface, nous prendrons une loi en I_o/\sqrt{S} en admettant la résistance de constriction comme terme prépondérant.

- 4 - Influence de la Résistance Série : La puissance utilisable est égale à :

$$P_n = \left(1 + \frac{R_S}{R_{Dn}}\right) P_{en}$$

P_{en} : puissance émise par la diode pour le rang n

R_S : résistance série

R_{Dn} : résistance de la zone active de la diode pour le rang n

Etant donné les valeurs relativement faibles de R_{Dn} , la résistance série modifie fortement les puissances utiles et le taux de conversion. Cette résistance est essentiellement due à la résistance du substrat dans les diodes fortement confinées, et aux conditions d'encapsulations.

$$R_S = R_{S_{\text{substrat}}} + R_{\text{enc}}$$

La résistance R_{enc} englobe la résistance du fil de connexions ainsi que les résistances de contact.

En hyperfréquence, ces deux résistances croissent avec la fréquence sous l'influence de l'effet de peau d'épaisseur δ . Par ailleurs, il en résulte que leurs valeurs évoluent suivant l'inverse du diamètre et non pas suivant l'inverse de la surface, comme cela serait en basse fréquence.

Il faut noter que la présence d'un angle important des flancs de la jonction par rapport à la normale, suite à l'élaboration du méso peut augmenter fortement la résistance série du substrat (27). La résistance série peut également répercuter dans nos estimations les pertes dans le circuit hyperfréquence pour les deux fréquences d'entrée et de sortie. Pour l'étude systématique, nous avons choisi une valeur de la résistance série égale à $0,5 \Omega$ tant à la fréquence F_1 qu'à la fréquence F_{10} . Ceci se justifie par le fait qu'à la fréquence d'entrée les pertes dans le circuit d'entrée des multiplicateurs sont assez importantes : en effet, la réalisation du dispositif permettant la prise de contact sur les structures du type beam-lead, reste toujours difficile. Pour la comparaison avec le Silicium,

GA.As

(Read)

T = 300°K

SILICIUM

(Lee)

CAS	COMPOSANTES $I_c(t)$ mA	PHASES	PUISSANCES mW	η	η	η	PHASES	COMPOSANTES de $I_c(t)$ mA	CAS
N°1 $\delta = 0,4 \mu\text{m}$ $E_1 = E_{10} = 10^5 \text{V/cm}$	$C_1 = 192,8$	$\psi_1 = -81,73$	$P_{a1} = 55,5$	$\eta = 1,18$			$\psi_1 = -74,07$	$C_1 = 18815$	N°1 $\delta = 0,4 \mu\text{m}$ $E_1 = E_{10} = 10^5 \text{V/cm}$
	$C_{10} = 132,2$	$\psi_{10} = -104,42$	$P_{a10} = 65,8$				$\psi_{10} = -99,08$	$C_{10} = 154$	
N°2 $\delta = 0,5 \mu\text{m}$ $E_1 = E_{10} = 10^5 \text{V/cm}$	$C_1 = 193,2$	$\psi_1 = -81,72$	$P_{a1} = 69,5$	$\eta = 0,97$			$\psi_1 = -75,5$	$C_1 = 197,3$	N°2 $\delta = 0,5 \mu\text{m}$ $E_1 = E_{10} = 10^5 \text{V/cm}$
	$C_{10} = 116,8$	$\psi_{10} = -103,34$	$P_{a10} = -67,4$				$\psi_{10} = -100,3$	$C_{10} = 132$	
N°3 $\delta = 0,3 \mu\text{m}$ $E_1 = E_{10} = 10^5 \text{V/cm}$	$C_1 = 192,3$	$\psi_1 = -84,86$	$P_{a1} = 25,84$	$\eta = 1,2$			$\psi_1 = -84,05$	$C_1 = 192$	N°3 $\delta = 0,45 \mu\text{m}$ $E_1 = E_{10} = 0,6 \cdot 10^5 \text{V/cm}$
	$C_{10} = 123,2$	$\psi_{10} = -99,01$	$P_{a10} = -28,94$				$\psi_{10} = -98,29$	$C_{10} = 118$	
N°4 $\delta = 0,3 \mu\text{m}$ $E_1 = E_{10} = 1,3 \cdot 10^5 \text{V/cm}$	$C_1 = 194$	$\psi_1 = -81,04$	$P_{a1} = 58,91$	$\eta = 0,9$			$\psi_1 = -75,83$	$C_1 = 198$	N°4 $\delta = 0,45 \mu\text{m}$ $E_1 = E_{10} = 1,2 \cdot 10^5 \text{V/cm}$
	$C_{10} = 144,7$	$\psi_{10} = -100,86$	$P_{a10} = 53,16$				$\psi_{10} = 100,08$	$C_{10} = 160$	

TABLEAU N° 2

nous avons considéré dans les deux cas une valeur de résistance série égale à $0,5 \Omega$: le GaAs a une résistivité plus faible mais ceci est compensé, pour le Silicium, par de récents progrès technologiques permettant d'obtenir des longueurs de substrat plus petites.

II.2. CARACTERISTIQUES COMPAREES DE LA ZONE D'INJECTION SEULE

La poursuite d'une étude approfondie des performances en multiplication des composants au GaAs était conditionnée par les résultats de cette étude comparative : si ceux-ci s'étaient avérés moins intéressants pour le GaAs que pour le Silicium, il semblait inutile d'entreprendre une pareille étude, d'autant que le Silicium bénéficiait d'une avance technologique encore appréciable.

Les éléments de comparaison des qualités des zones d'injection respectives sont :

- Amplitudes et phases des composantes harmoniques du courant de conduction, obtenues après résolution de l'équation de Read pour un couple de champ imposé $E_1 = E_{10}$

- Les puissances émises ou absorbées dans la zone active :

$$P_n = \frac{E_n \cdot \delta}{2} C_n \cos \psi_n \quad n = 1, 10$$

- Le taux de conversion : $\eta = \frac{P_{10}}{P_1}$

Ces grandeurs ont surtout une valeur relative car elles ne tiennent pas compte des effets parasites tel que la résistance série. Elles sont déterminantes, car des travaux antérieurs ont montré que les performances de diodes à avalanche en multiplication sont étroitement liées aux propriétés de la zone d'émission.

Nous donnons dans le tableau 2 un résumé des caractéristiques obtenues pour les deux types de composants avec les valeurs des paramètres choisis ($V_n \text{ GaAs} = 0,7 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$) et $V_n \text{ Si} = 10^7 \text{ cm/s}$) correspondants à une température de fonctionnement voisine de l'ambiante. Le courant de polarisation est le même dans les deux semiconducteurs : $I_0 = 100 \text{ mA}$.

- Les cas n° 1 et 2 correspondent à des largeurs δ et des amplitudes de champs identiques. Nous voyons que tant en puissance de sortie qu'en taux de conversion, les composants GaAs apparaissent plus performants. Il est à remarquer que cet avantage est moins marqué pour des δ plus grands.

- Dans le cas n° 3 les largeurs δ de la zone d'injection ont été choisies afin que le temps de montée τ_1 soit identique (en l'absence de diffusion). Les amplitudes E_1 et E_{10} des champs ont été choisies de façon à avoir la puissance d'entrée du même ordre de grandeur dans les deux composants. Là encore, tant en puissance qu'en taux de conversion, les composants GaAs semblent plus intéressants.

- Le cas n° 4 illustre les puissances obtenues pour les deux composants de même τ_1 et pour des valeurs des amplitudes des champs électriques également éloignées des conditions limites (cas de fonctionnement fiable). Nous remarquons que les puissances sont différentes tant à l'entrée qu'à la sortie : le composant au GaAs présente des taux de conversion très élevés pour des puissances moyennes, alors que le Silicium présente des taux de conversion intéressants pour de fortes puissances.

Nous voyons donc que le GaAs présente un grand intérêt et justifie l'entreprise d'une étude théorique systématique. La performance la plus caractéristique est la valeur élevée du taux de conversion ; nous chercherons à optimiser les composants dans ce but. Dès maintenant, il semble que les domaines respectifs d'applications de ces deux types de composants puissent être :

- la multiplication à faible puissance et taux de conversion très élevé pour le GaAs (application à la réalisation d'un oscillateur local).
- d'autre part, la multiplication à forte puissance et taux de conversion modeste pour les composants Silicium (application aux réémetteurs).

Ces conclusions ne sont pas définitives et susceptibles de modifications, car nous n'avons raisonné que sur la zone active de la diode sans tenir compte des impératifs liés aux impédances. Nous verrons d'ailleurs que le choix des dimensions optimales de la zone d'injection fait intervenir de nombreuses considérations autres que celles du temps de montée intrinsèque.

Remarque

On peut s'étonner de l'existence dans la zone d'avalanche de composants GaAs, d'un taux de conversion supérieur à 1. Ceci provient de l'influence du temps de transit des porteurs dans cette zone. En pratique, un tel résultat ne pourrait être obtenu compte tenu des éléments parasites en particulier de la résistance série.

II.3. DETERMINATION DES CONDITIONS OPTIMALES : FONCTIONNEMENT ET STRUCTURE, POUR LE GaAs.

La comparaison des performances des composantes à l'Arséniure de Gallium et au Silicium impliquent des conditions de fonctionnement équivalentes et optimales pour chaque type et la connaissance préalable des structures optimales. Mais ces grandeurs ne sont pas indépendantes : il nous a donc fallu mener de front ces deux optimisations : la connaissance de la valeur optimale d'une grandeur permet le réajustement des paramètres du calcul. Nous présentons cette étude dans un ordre qui n'est pas chronologique : nous commençons par la recherche des conditions de fonctionnement tout en sachant que celles-ci nécessitent la connaissance de certains paramètres liés à la structure qui ne seront définis qu'ultérieurement.

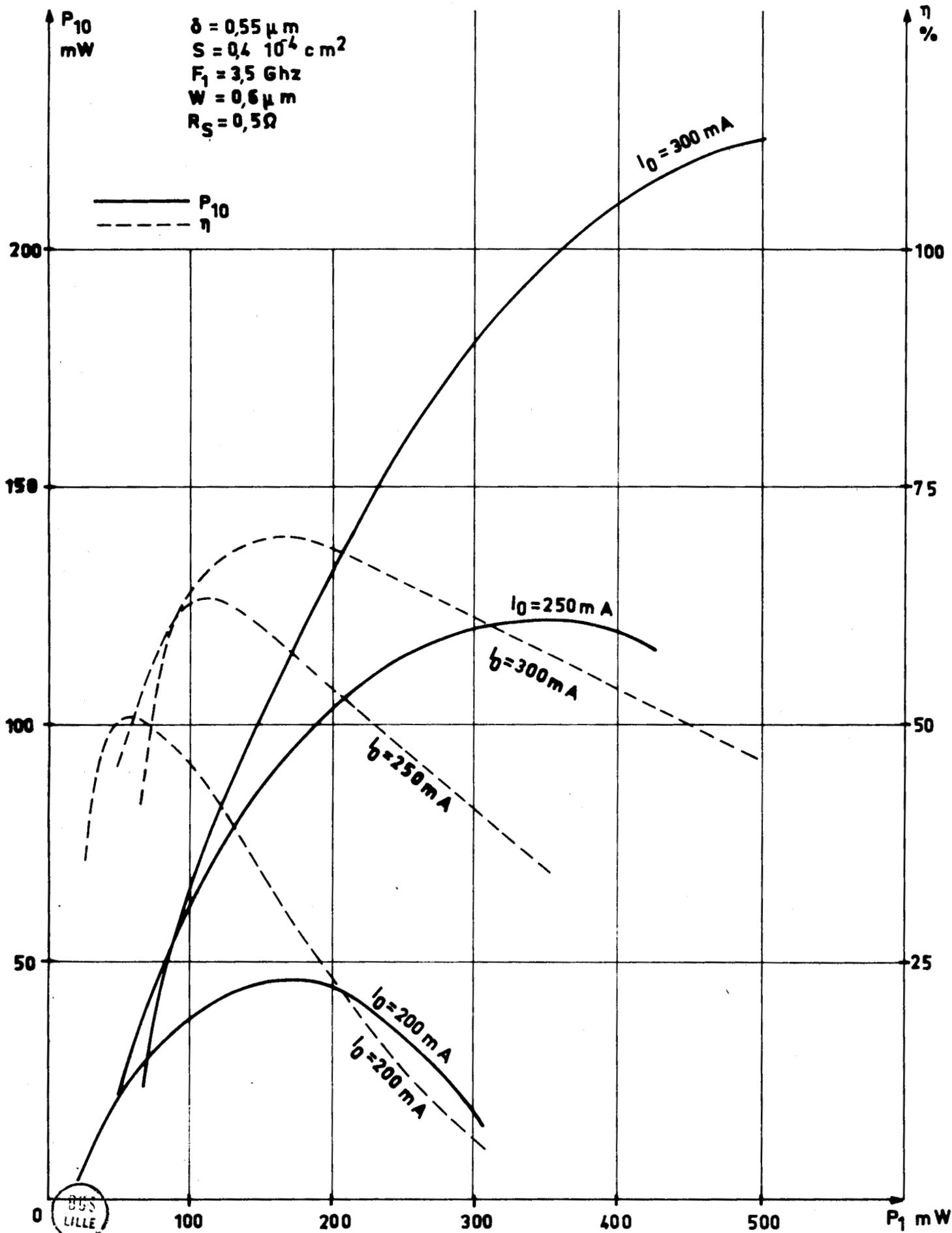


FIGURE 4 : Evolution de $P_{10} = f(P_1)$ et $\eta f(P_1)$

II.3.1. Conditions de fonctionnement

II.3.1.1. Puissance d'entrée

a - Evolution de $P_{10} = f(P_1)$ et $\eta = f(P_1)$ fig.(4,7,9)

Comme nous le voyons sur ces figures, la puissance de sortie et surtout le taux de conversion passent par un maximum en fonction de la puissance d'entrée ; la position de ce maximum dépend des dimensions de la diode et du courant de polarisation. D'un point de vue qualitatif, ces évolutions s'expliquent aisément : la croissance de la puissance de sortie en fonction de la puissance d'entrée est liée à l'accroissement du caractère non linéaire du régime de fonctionnement. L'évolution initiale du taux de conversion est redevable du même phénomène ; sa décroissance pour les niveaux de puissances élevées est liée aux dissipations d'énergie qui en découlent. La puissance absorbée à la fréquence d'entrée reste toujours inférieure à 0,5 W et la puissance de sortie inférieure à 250 mW. Les taux de conversion obtenus sont très intéressants et peuvent être nettement supérieurs à 50 %. La gamme des puissances d'entrée et de sortie est inférieure à celle déterminée dans le cas de composants au Silicium ; par contre, le taux de conversion maximum est beaucoup plus élevé. Ces constatations confirment les observations faites lors de l'étude des caractéristiques de la zone d'injection.

b - Evolution des impédances en fonction du niveau d'entrée

L'impédance d'entrée Z_1 augmente rapidement avec le niveau d'entrée : l'adaptation de cette impédance sera d'autant plus facile que la puissance d'entrée sera grande (fig.5). Par contre, pour les fonctionnements à faible niveau d'entrée (correspondants au maximum du taux de conversion) l'impédance d'entrée peut être très faible ; l'adaptation de la diode est alors plus difficile et l'influence des pertes du circuit assez notable. Dans ce cas les taux de conversion observés expérimentalement pourront être plus faibles que ne le laissait prévoir la théorie. L'impédance présentée par la diode à la fréquence de sortie décroît quand le niveau des puissances croît (fig.6,8,10). Pour les puissances élevées, la résistance équivalente de sortie devient faible : l'adaptation est difficile et l'influence des pertes du circuit hyperfréquence en ondes millimétriques devient prépondérante.

En résumé, pour l'adaptation des impédances aux deux fréquences d'entrée et de sortie, le problème se pose de la façon suivante :

- pour la fréquence d'entrée, il se situe dans le domaine des faibles puissances.
- pour la fréquence de sortie, il se situe dans le domaine des fortes puissances.

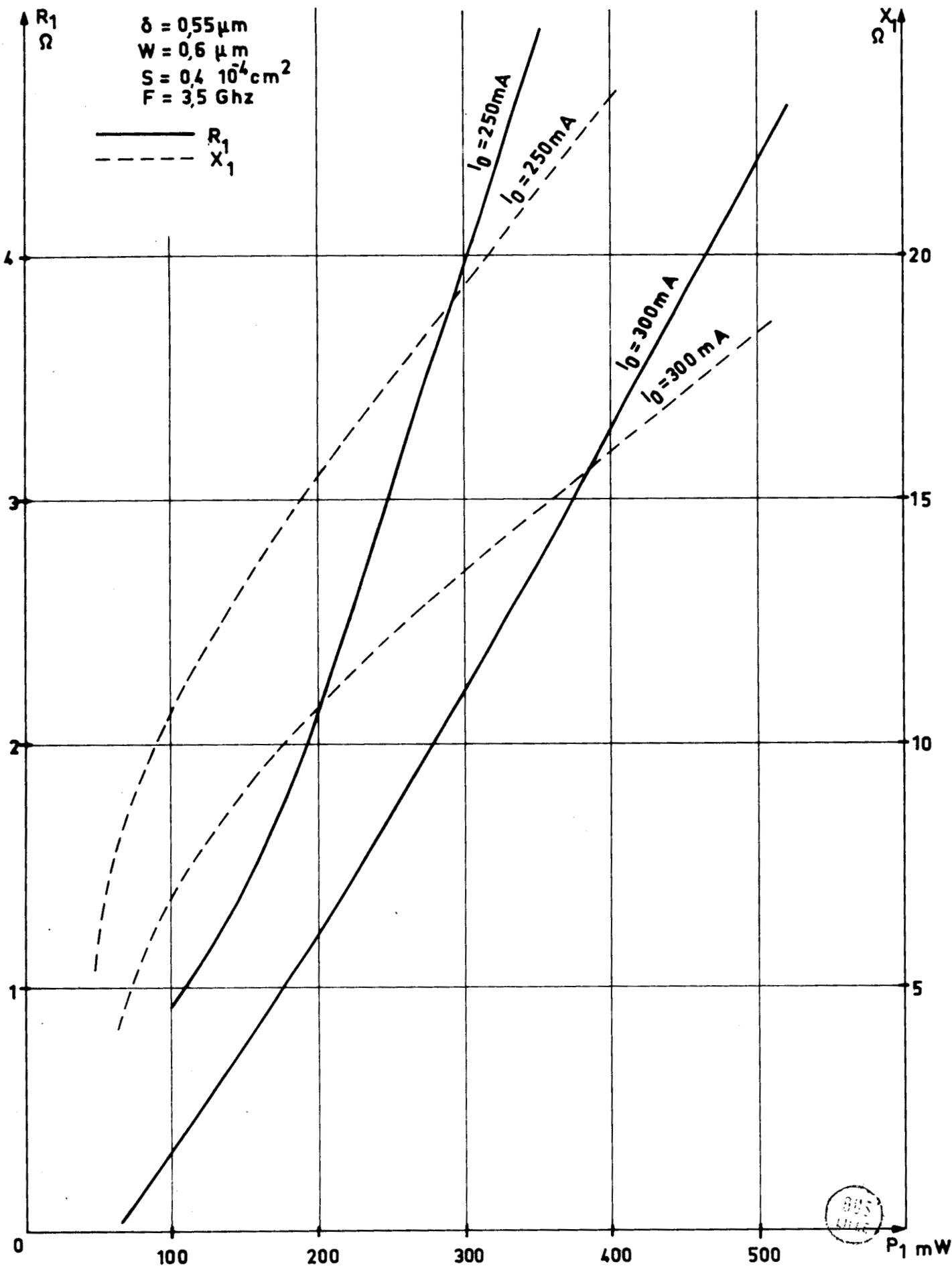


FIGURE 5 : Evolutions de l'impédance d'entrée en fonction du niveau d'entrée.

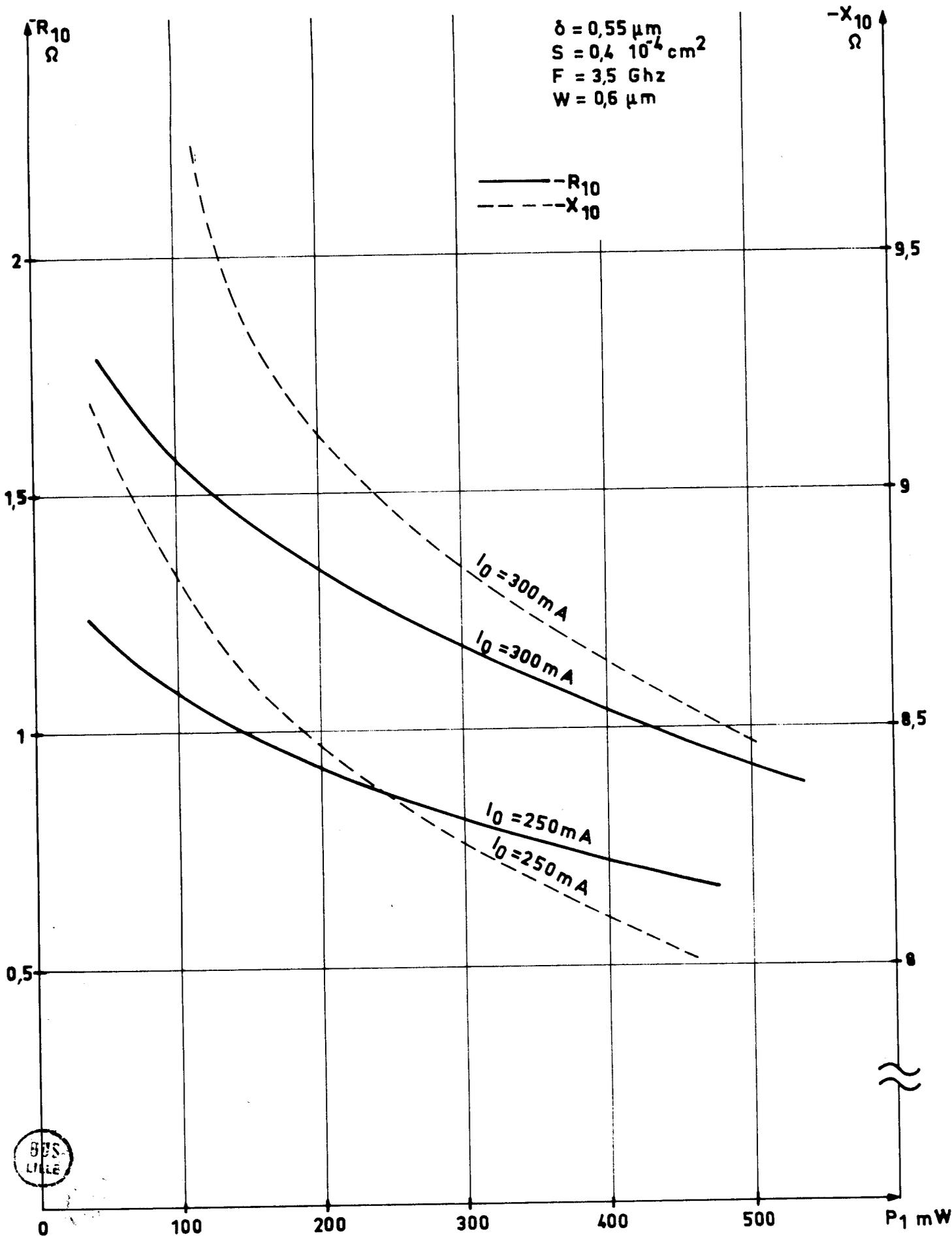


FIGURE 6 : Evolutions de l'impédance de sortie en fonction du niveau d'entrée.

FIGURE 7 : $P_{10} = f(P_1)$ et $\eta = f(P_1)$

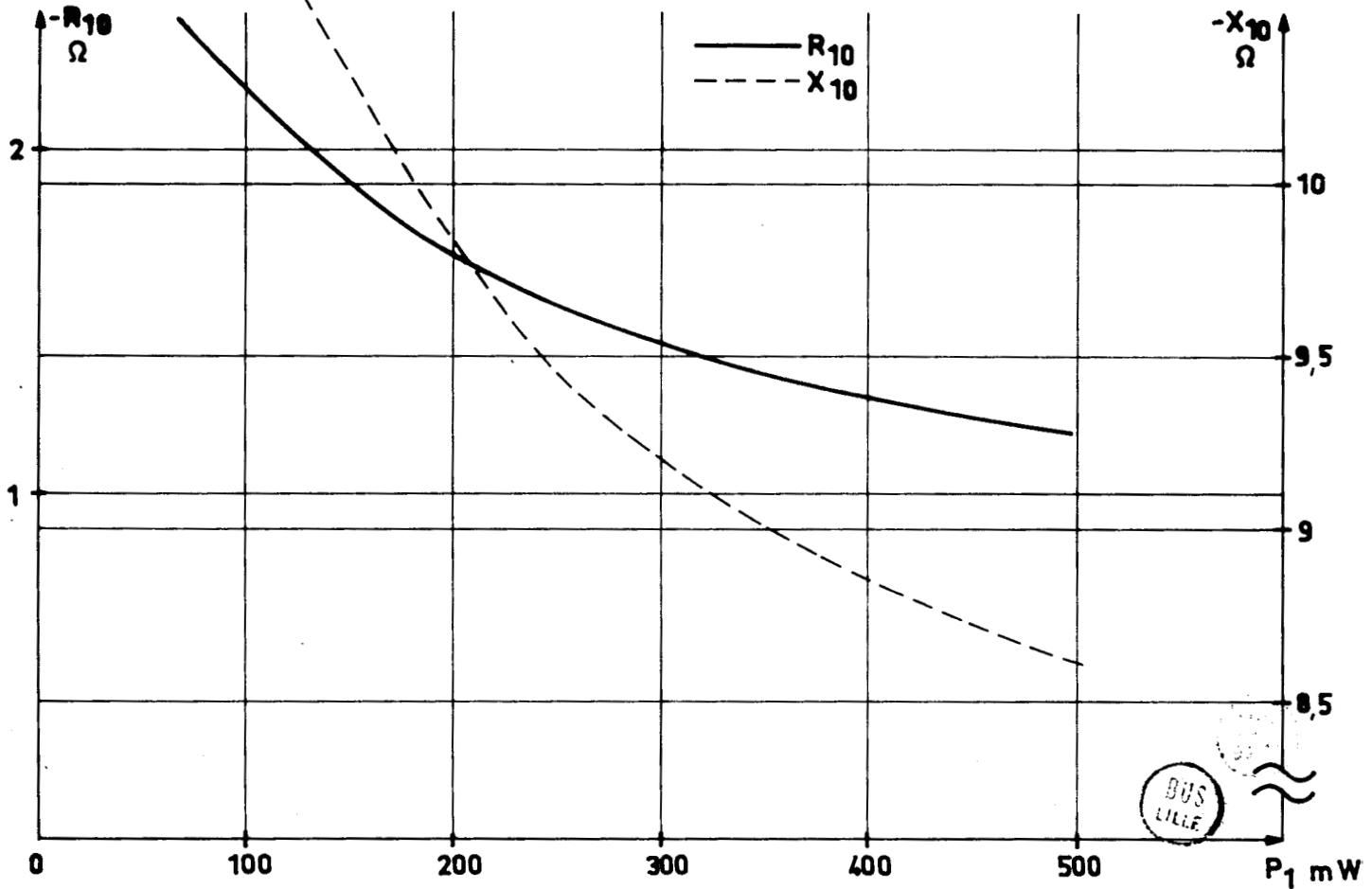
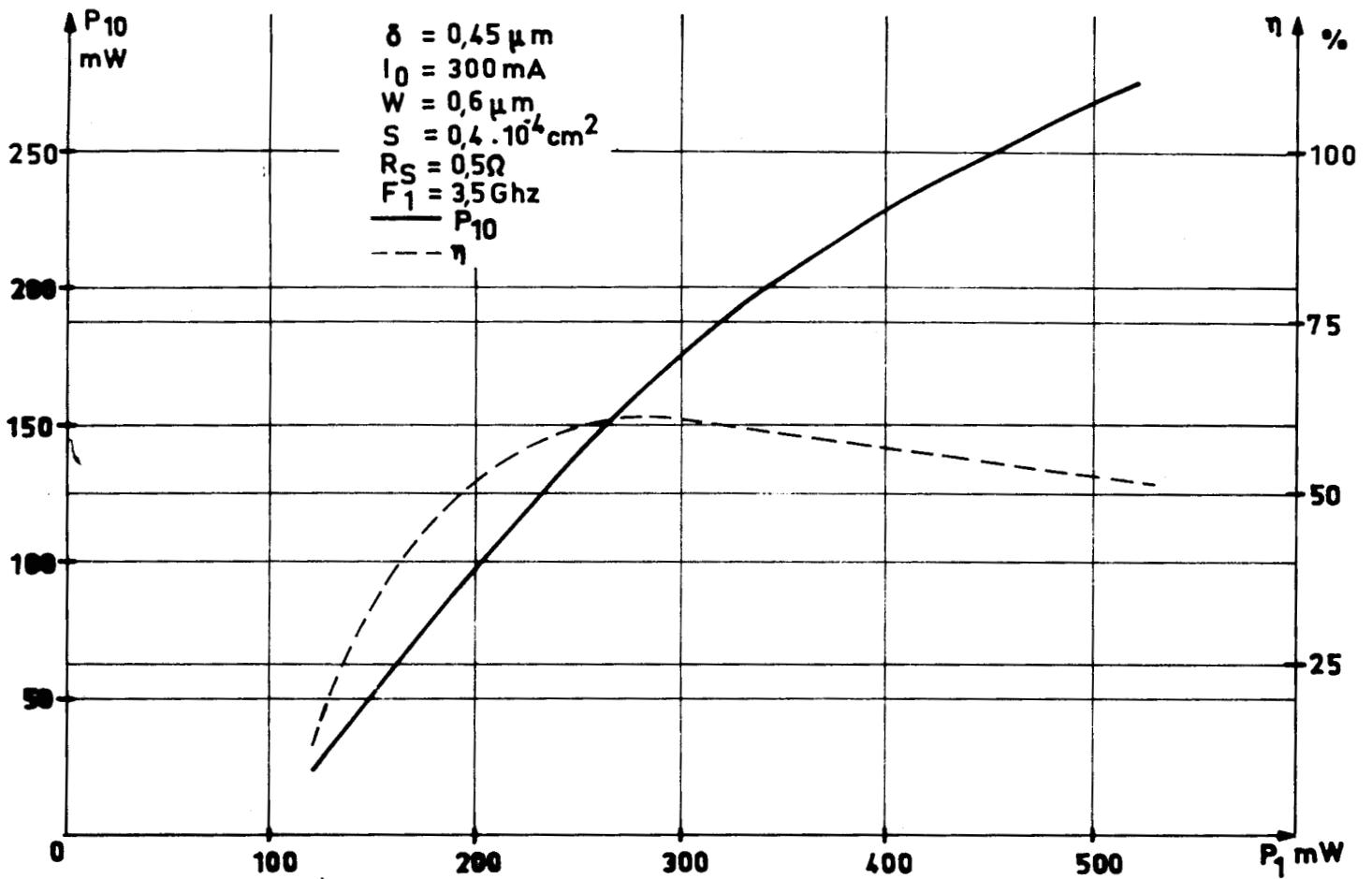


FIGURE 8 : $Z_{10} = f(P_1)$



FIGURE 9 : $P_{10} = f(P_1)$ et $\eta = f(P_1)$

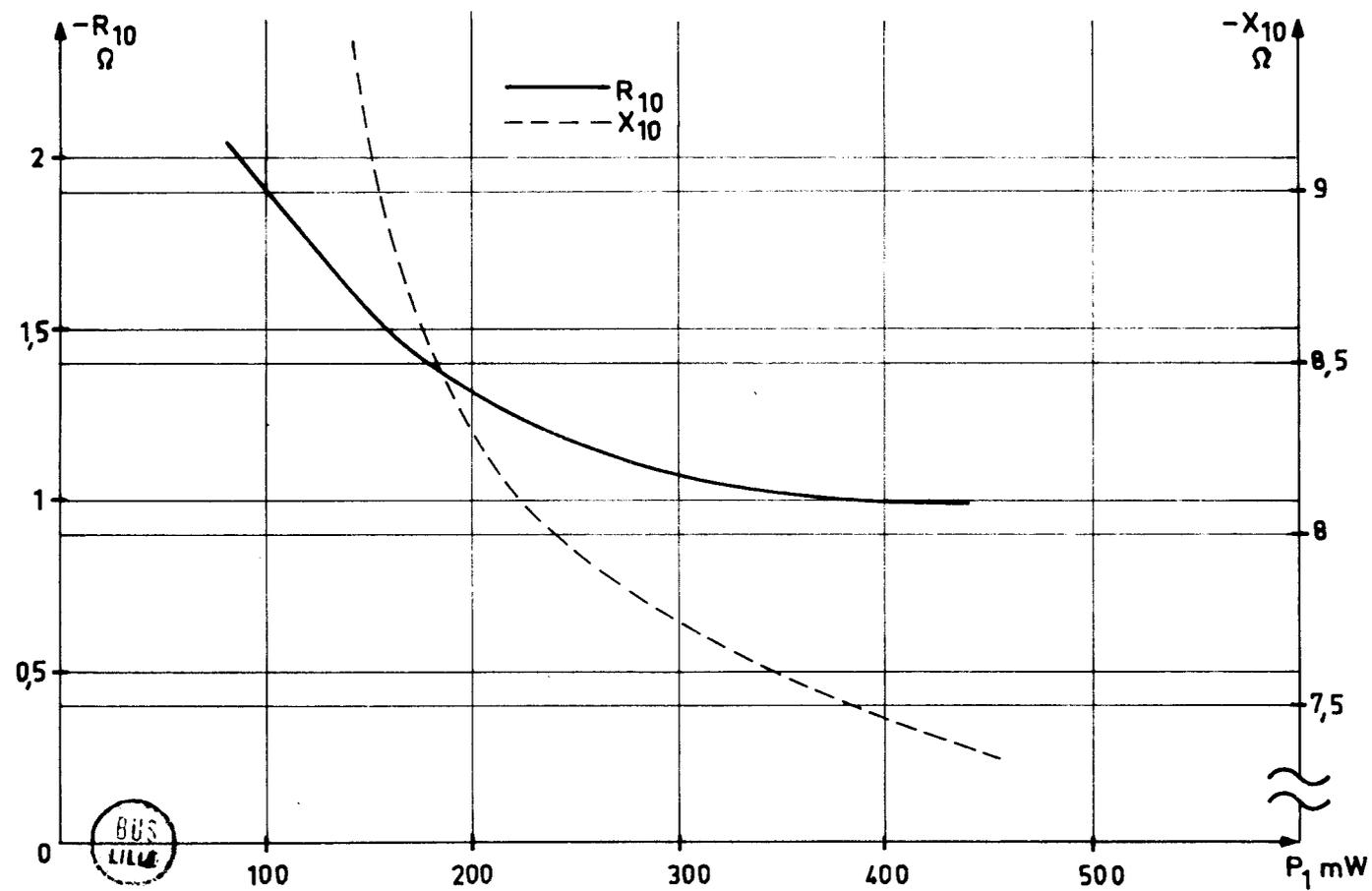
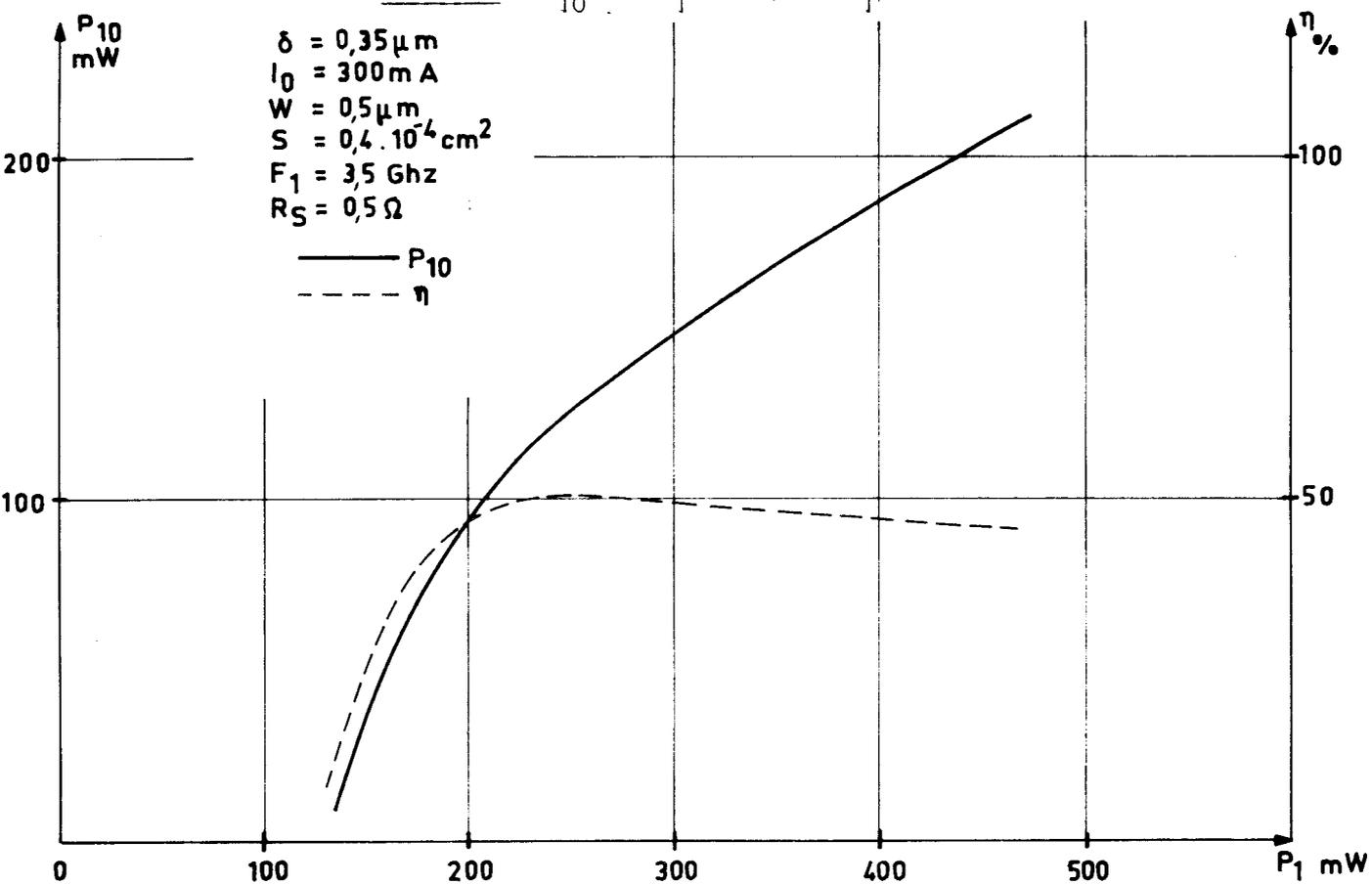


FIGURE 10 : $Z_{10} = f(P_1)$



Comme l'adaptation sans perte importante est plus aisée à la fréquence d'entrée, la gamme de puissance intéressante sera similaire à celle qui donne des taux de conversion intéressants (typiquement 100 à 300 mW) mais non à celle qui permet d'obtenir des puissances de sortie élevées.

II.3.1.2. Courant de polarisation.

Sur la figure 11 nous avons représenté l'évolution de la puissance P_{10} en fonction du courant de polarisation I_0 pour deux valeurs de la puissance d'entrée $P_1 = 100$ mW fonctionnement à faible niveau, $P_1 = 300$ mW fonctionnement à fort niveau. Nous avons représenté de la même façon l'évolution du taux de conversion η sur la figure 13. Les conclusions que l'on peut dégager dépendent du niveau d'entrée considéré :

- faible niveau : pour une puissance d'entrée de 100 mW, la puissance de sortie passe par un maximum pour un courant correspondant à un fonctionnement relativement éloigné des valeurs limites admissibles :

$$(P_0 < \frac{T_{j \max} - T_a}{R_{th}})$$

Nous remarquons que si la diode est plus longue pour une même largeur δ , ce courant optimal est plus faible. Si l'on admet que la tension continue croît linéairement avec W , pour le courant optimal, le niveau des puissances est dans un rapport 0,8.

P_0	#	$0,8 P'_0$
($W = 0,7 \mu\text{m}$)		($W = 0,6 \mu\text{m}$)

Pour une zone de transit plus longue, la température de la jonction pourra donc être plus faible et la durée de vie pourra être plus importante. Signalons que dans ce régime de fonctionnement le problème de l'adaptation d'impédances ne se pose pas de façon dramatique pour les valeurs optimales du courant.

- faible niveau : Pour $P_1 = 300$ mW, la puissance de sortie maximum ne sera obtenue que pour une puissance continue supérieure aux limites thermiques (P_0 "burn out") provoquant la destruction de la diode. On serait donc tenté de choisir alors pour valeur optimale celle du courant maximum admissible dans la structure. Cependant, dans ce cas, comme le montrent les figures 14-15, les valeurs des impédances présentées par la diode imposent des contraintes supplémentaires. En particulier pour la valeur maximum admissible, la résistance d'entrée peut devenir assez faible. La valeur optimale du courant résultera donc d'un compromis entre ces exigences contradictoires ; mais il est difficile d'en évaluer la valeur car en définitive, cela dépend de la qualité des circuits utilisés expérimentalement.

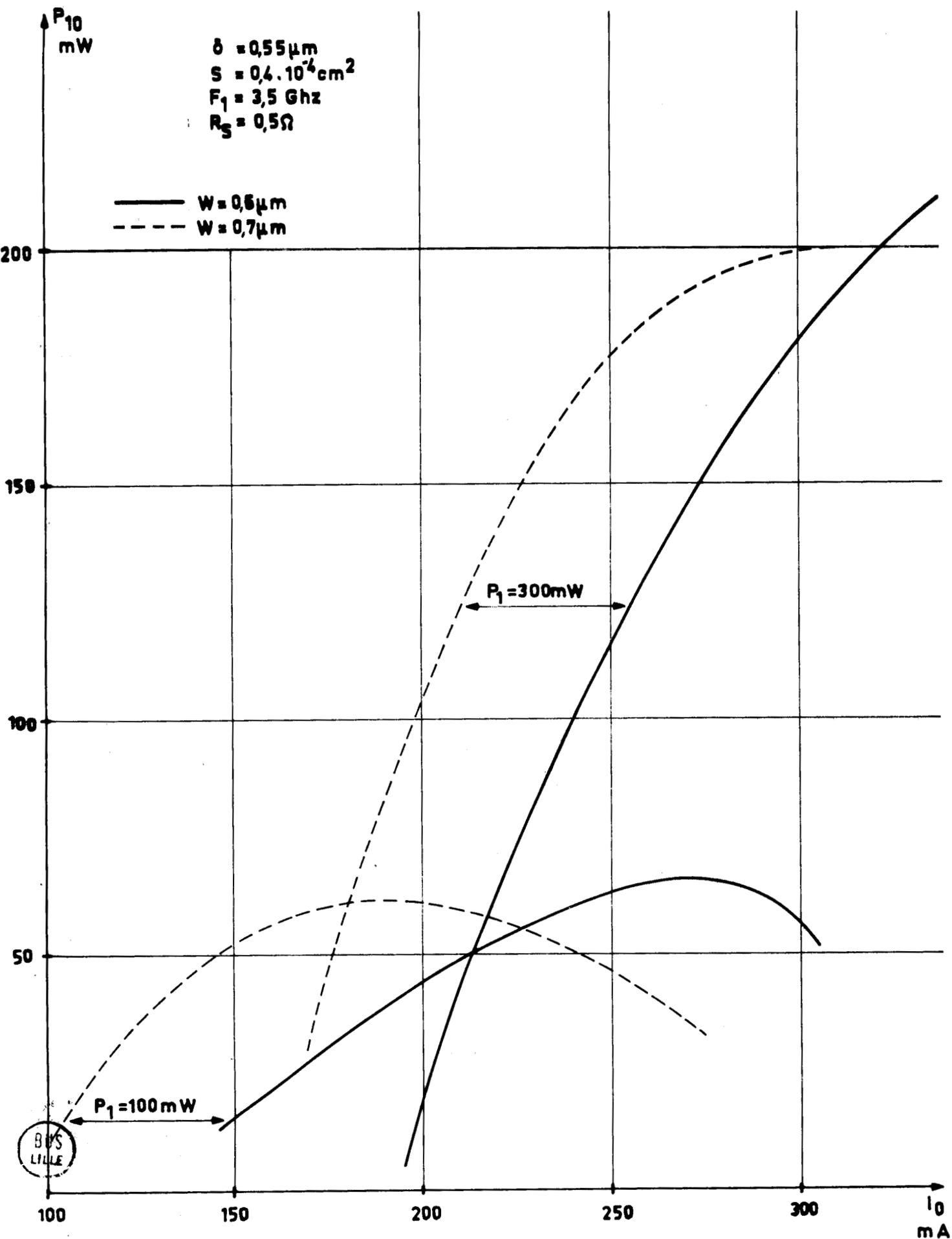


FIGURE 11 : Evolution de la puissance de sortie en fonction du courant de polarisation.

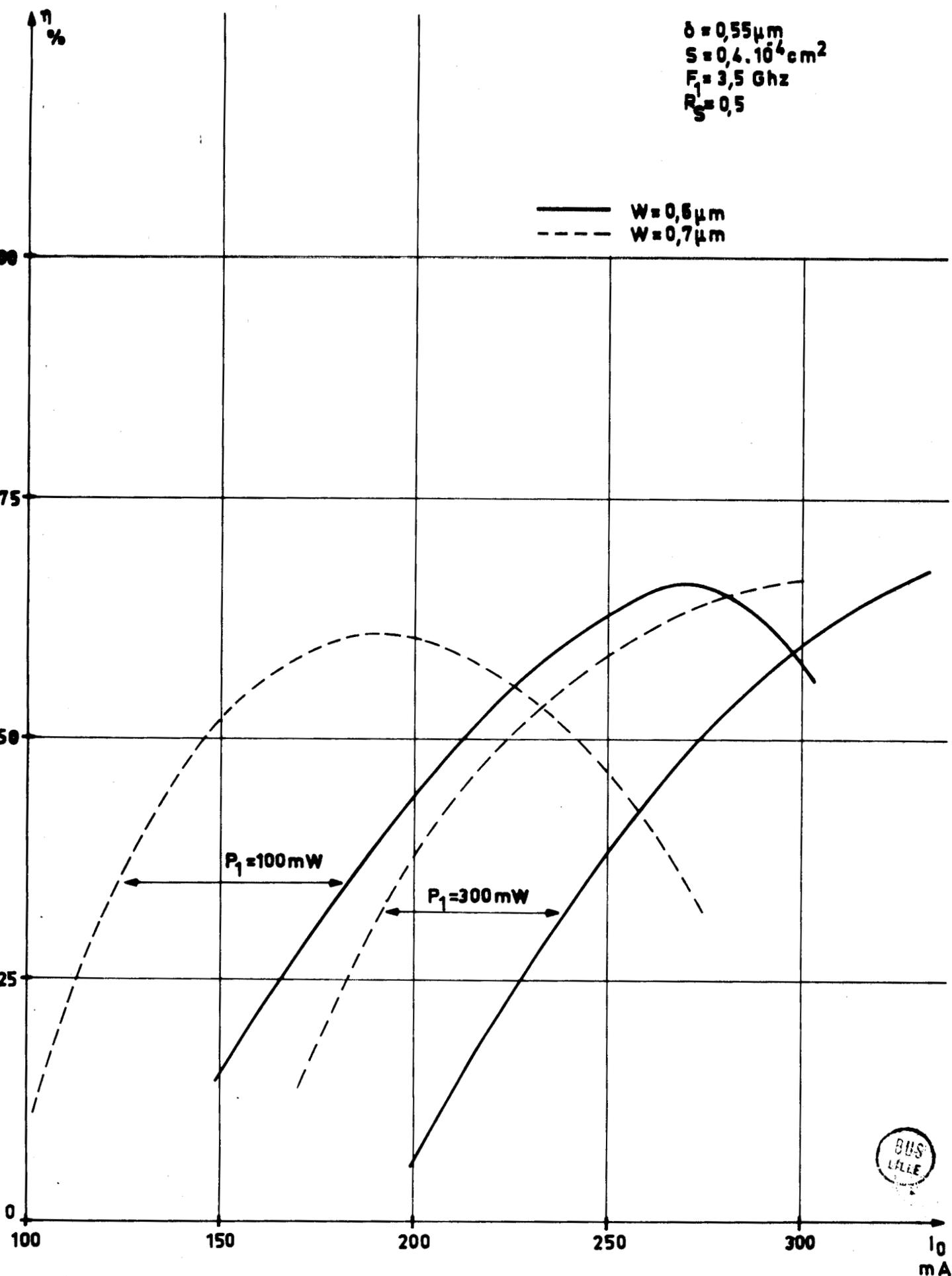


FIGURE 13 : Evolution du taux de conversion en fonction du courant de polarisation.

FIGURE 14 : $Z_1 = f(I_0)$

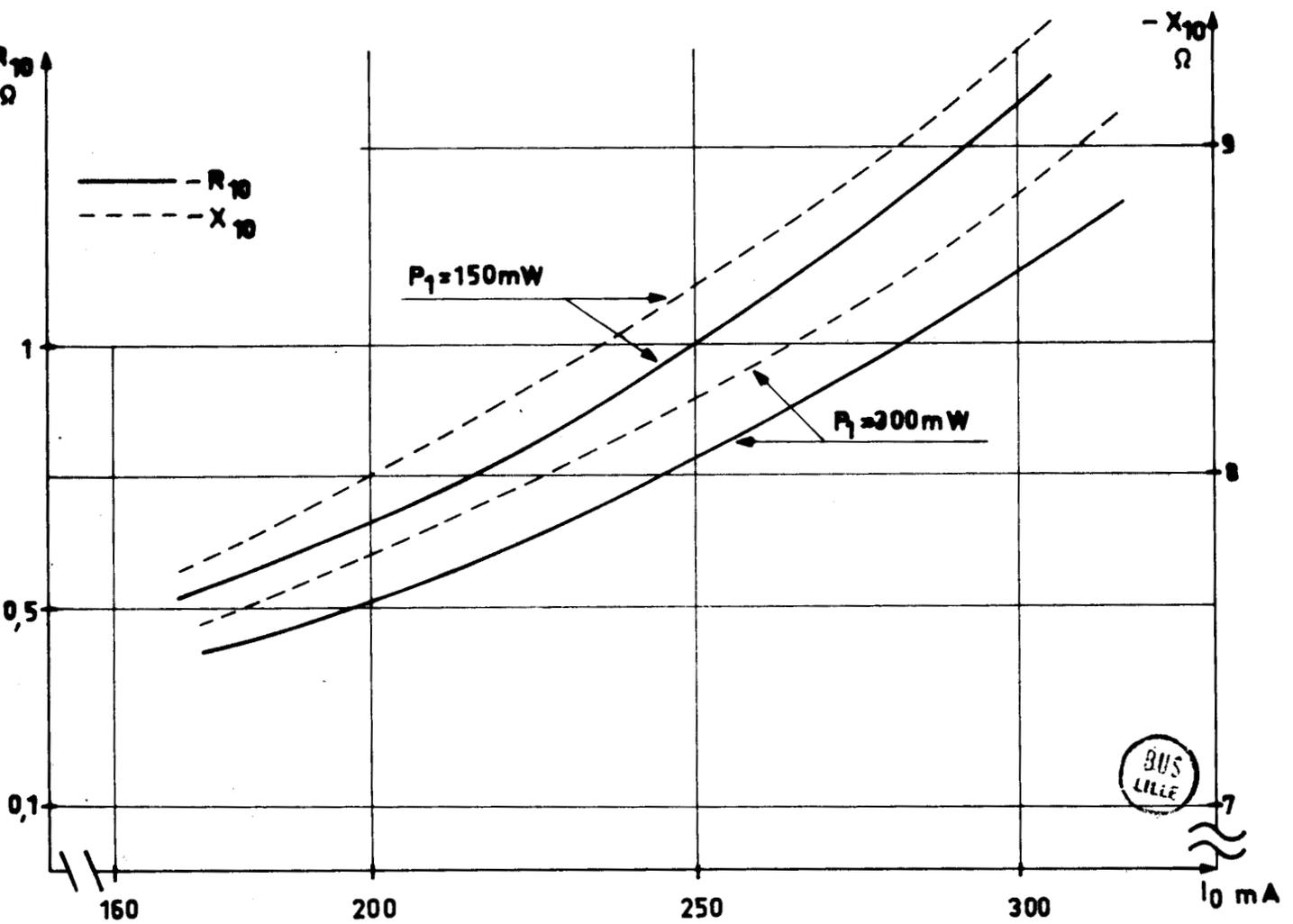
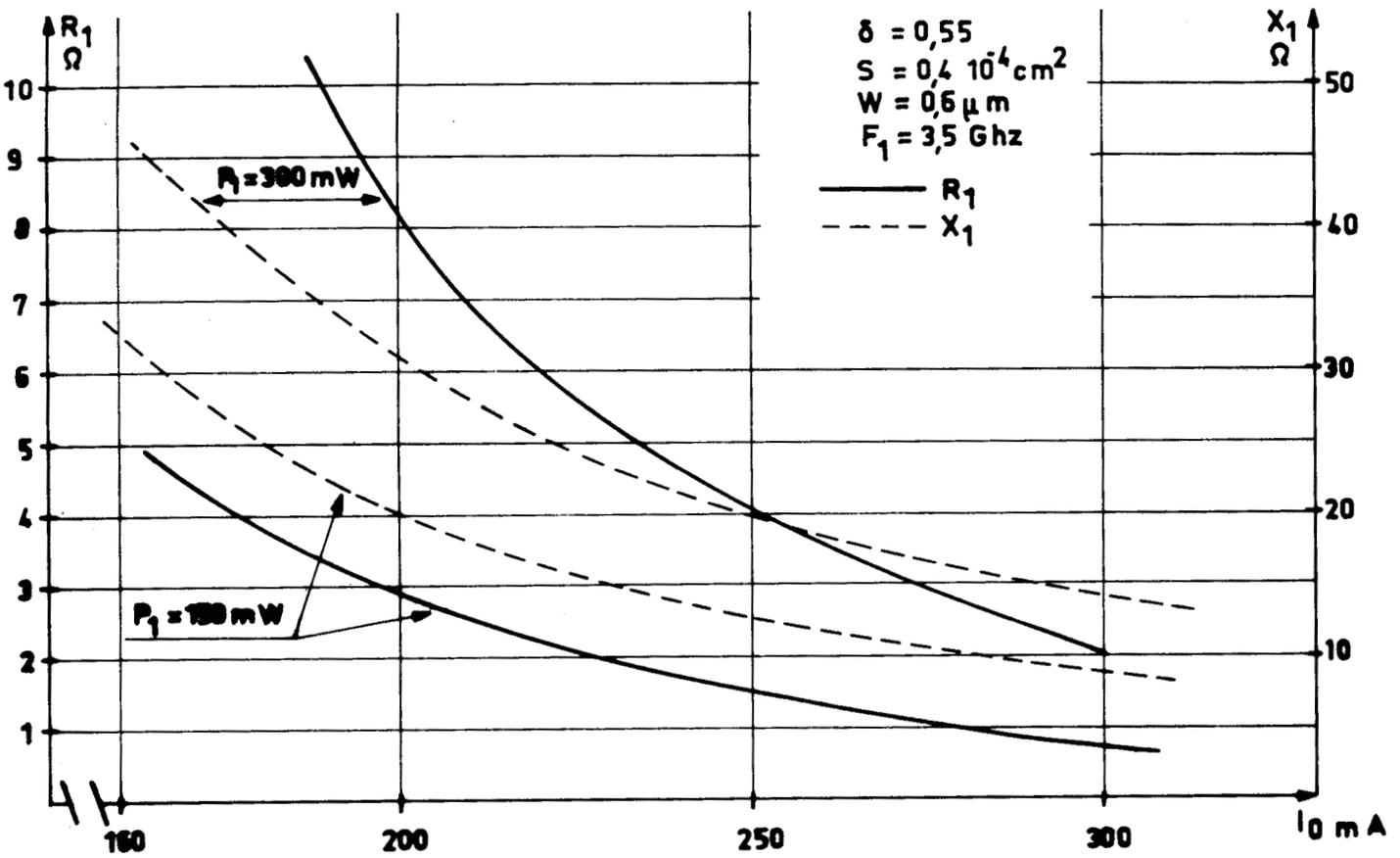


FIGURE 15 : $Z_{10} = f(I_0)$

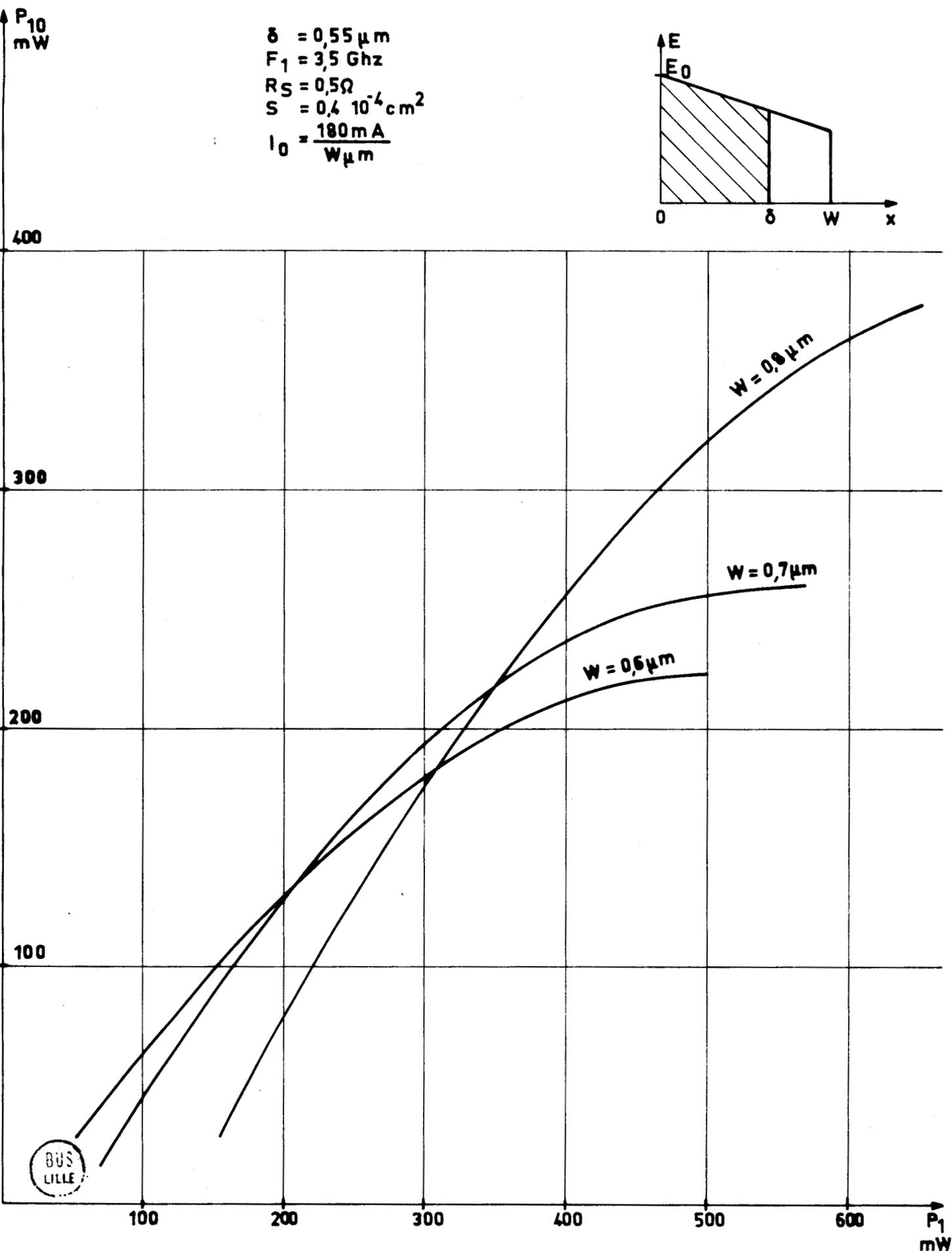


FIGURE 16 : Influence de la largeur $W - \delta$ de la zone de transit sur les performances : puissance de sortie et taux de conversion.

11.3.2. Définition de la structure optimale

11.3.2.1. Largeur de la zone de transit ($W - \delta$)

Pour une largeur δ de la zone d'avalanche imposée, les performances varient fortement avec $W - \delta$. Pour estimer ces performances, nous avons supposé en première approximation que la tension continue variait proportionnellement à W et donc que le courant de polarisation variait en $1/W$.

Sur la figure 16 nous remarquons qu'il est possible d'appliquer des puissances d'entrée d'autant plus grandes et des puissances de sortie d'autant plus élevées que la largeur $W - \delta$ de la zone de transit est plus grande. Par contre, le niveau de puissance d'entrée à partir duquel apparaît une puissance de sortie est une fonction croissante de W . Ceci est parfaitement explicable en considérant que pour obtenir la même amplitude pour le champ hyperfréquence dans la zone d'avalanche, il faut appliquer des tensions d'autant plus grandes que W est plus important.

En conclusion, il semble que si l'on recherche des taux de conversion intéressants pour des puissances de sortie modestes, l'épaisseur de la zone de transit doit être faible. Par contre, si l'on recherche des niveaux de puissances élevées, il semble intéressant d'avoir une zone de transit importante. On peut constater sur les figures 17 et 18 que les résistances d'entrée et de sortie sont également des fonctions croissantes de W . Il semblerait donc intéressant pour de nombreuses applications d'utiliser des diodes à large zone de transit.

Toutefois, il faut que l'oscillation résiduelle soit très faible, surtout dans les applications demandant un signal de grande pureté spectrale*. La largeur $W - \delta$ devra donc être nettement inférieure à celle qui est optimale pour l'oscillation. L'angle de transit est défini par :

$$\theta = \frac{\omega (W - \delta)}{v_n}$$

Sa valeur optimale pour l'oscillation est voisine de π si l'angle d'injection est très peu différent de 90° . Ce qui correspond à $W - \delta = 0,65 \mu\text{m}$. En multiplication de fréquence, nous pensons que pour éviter cet effet $W - \delta$ doit rester inférieur à $0,15 \mu\text{m}$. Lors de l'étude systématique, nous avons choisi deux valeurs pour la largeur de la zone de transit :

* Nous appelons oscillation résiduelle la puissance pouvant se manifester dans la gamme des fréquences de sortie en l'absence de puissance d'entrée. Les oscillations parasites en présence de puissance P_1 assez élevée, s'avèrent expérimentalement négligeables du fait de l'existence d'un phénomène de synchronisation.

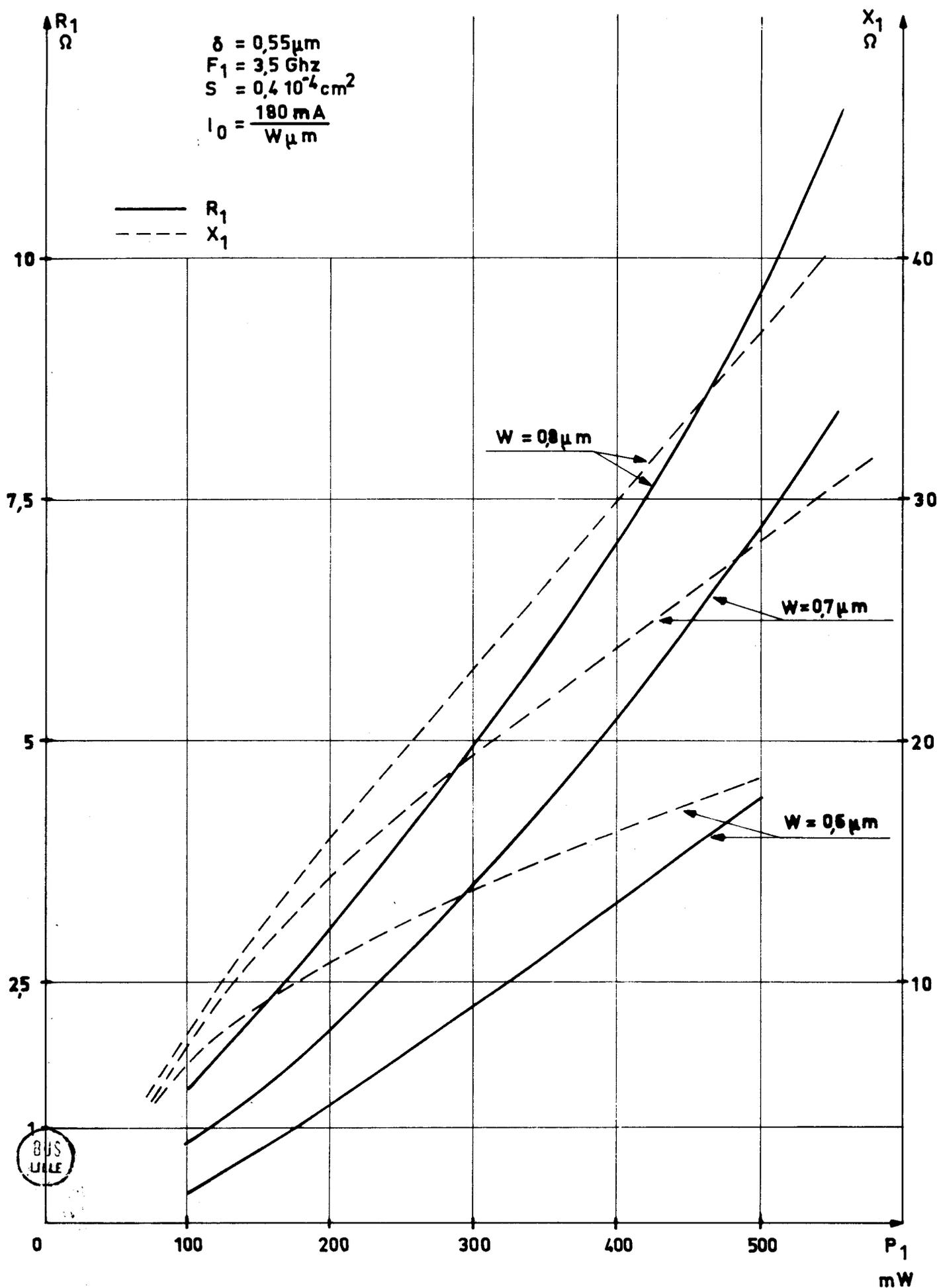


FIGURE 17 : Influence de la largeur de la zone de transit sur l'impédance d'entrée.

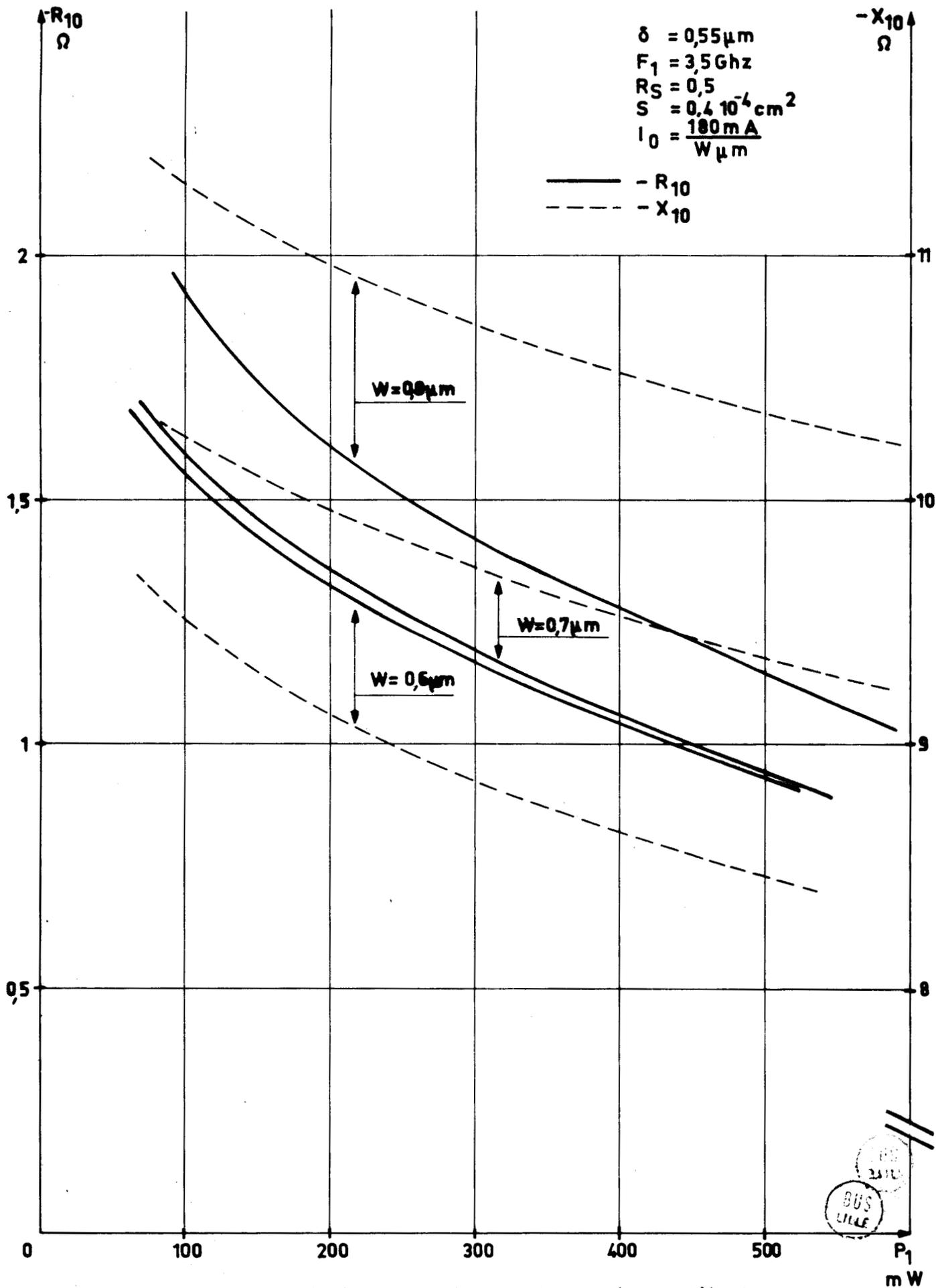


FIGURE 18 : Influence de la largeur de la zone de transit sur l'impédance de sortie.

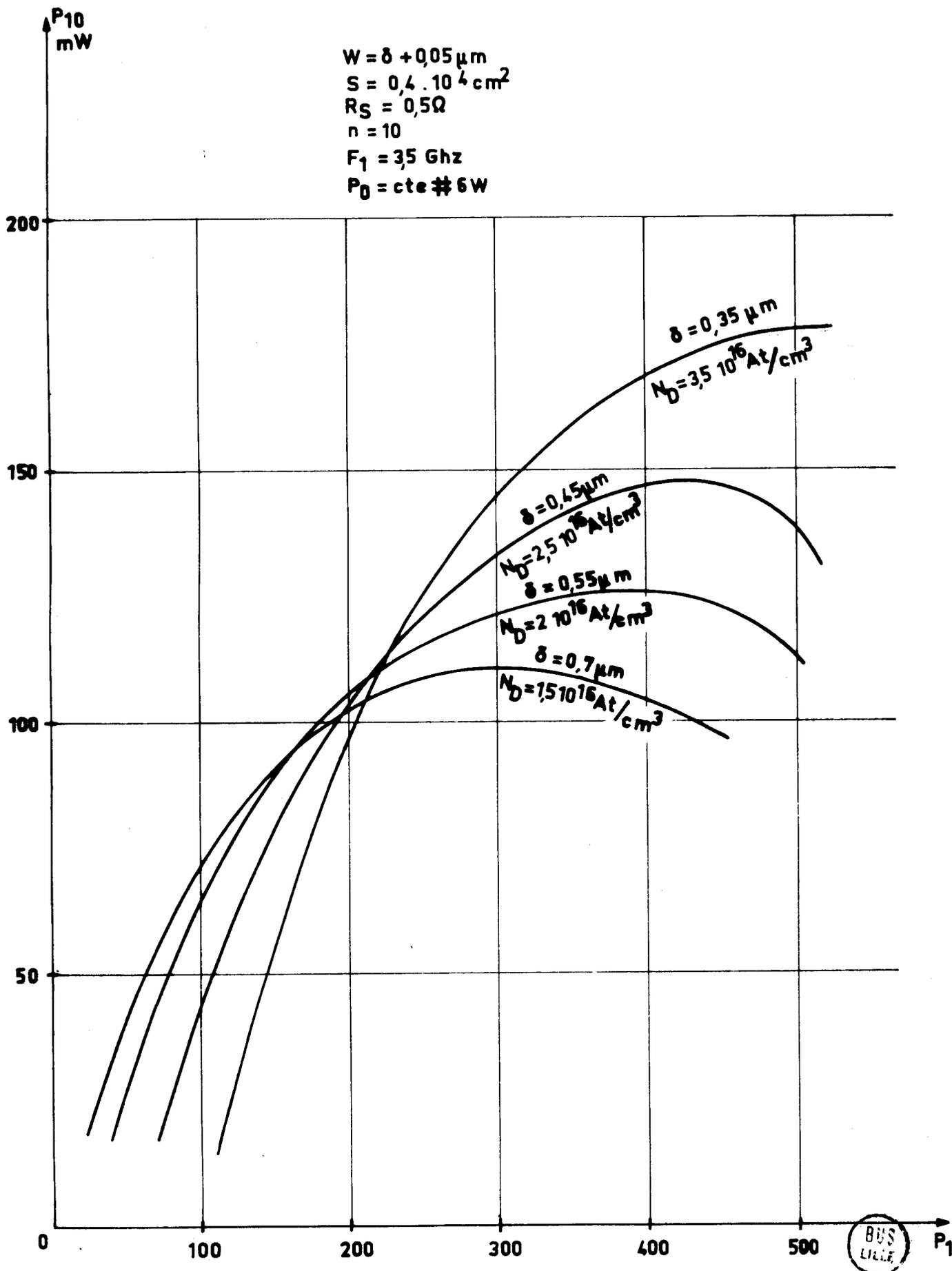
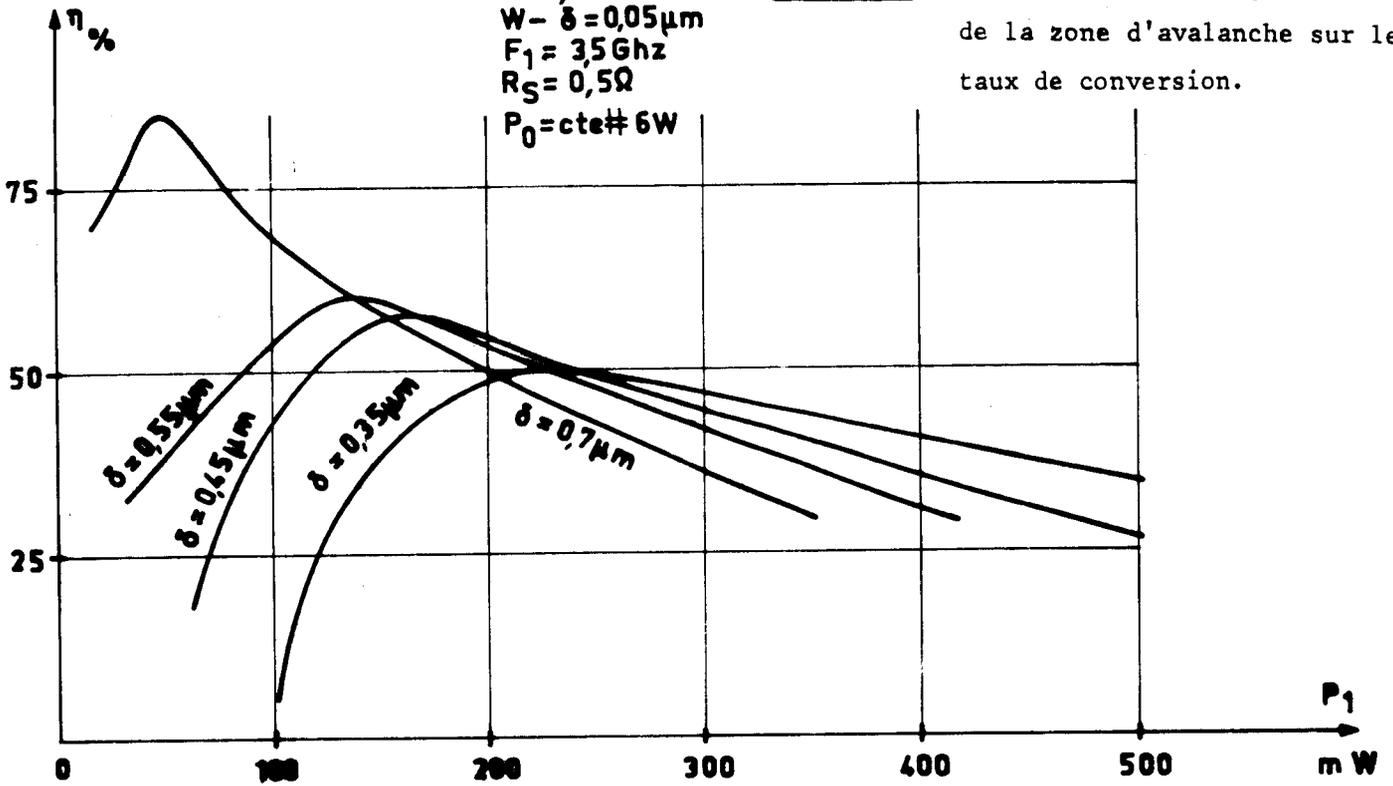


FIGURE 19 : Influence de la largeur de la zone d'avalanche sur la puissance de sortie.

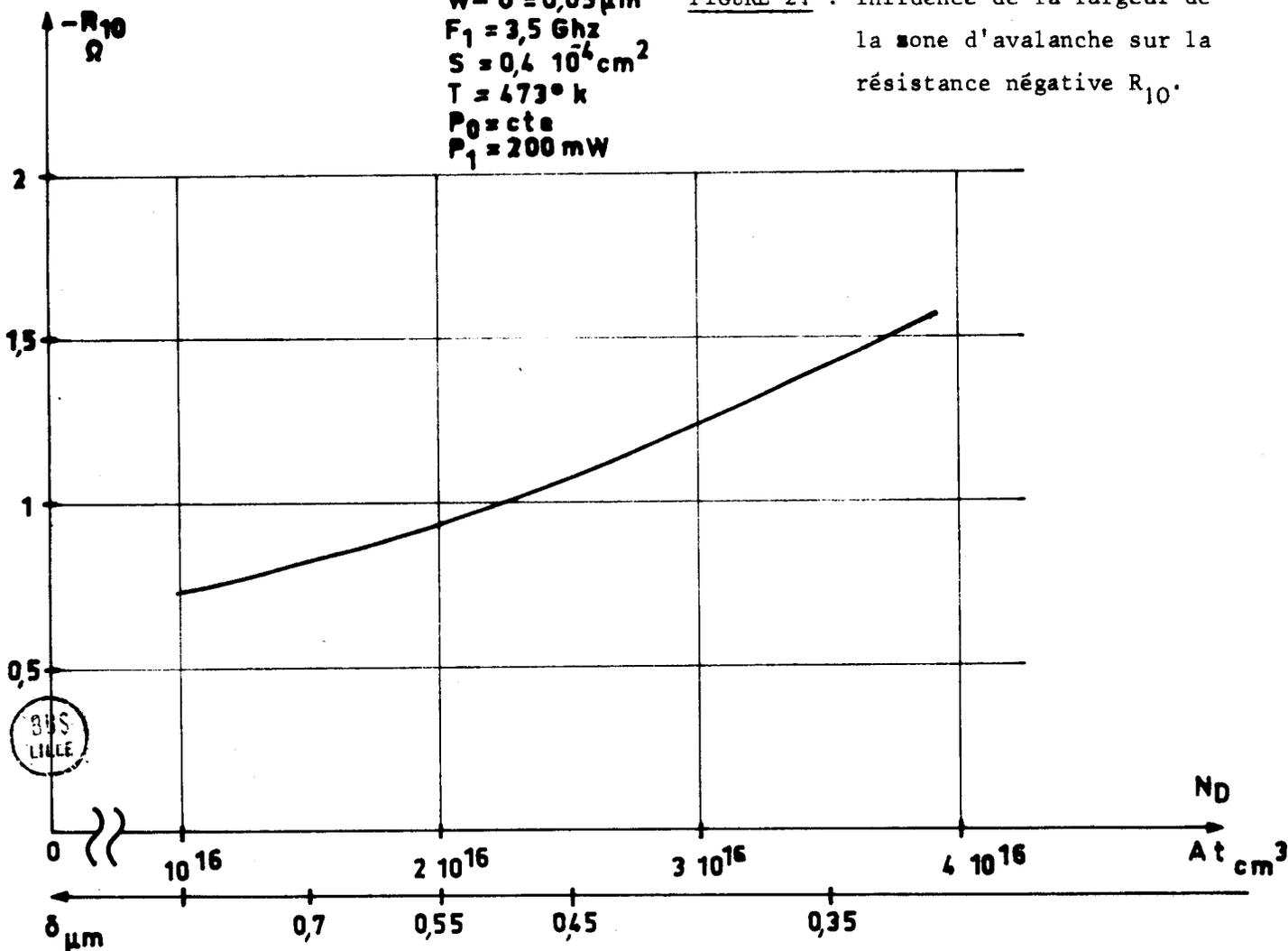
$S = 0,4 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$
 $W - \delta = 0,05 \mu\text{m}$
 $F_1 = 3,5 \text{ GHz}$
 $R_S = 0,5 \Omega$
 $P_0 = \text{cte} \# 6 \text{ W}$

FIGURE 20 : Influence de la largeur de la zone d'avalanche sur le taux de conversion.



$W - \delta = 0,05 \mu\text{m}$
 $F_1 = 3,5 \text{ GHz}$
 $S = 0,4 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$
 $T = 473^\circ \text{ K}$
 $P_0 = \text{cte}$
 $P_1 = 200 \text{ mW}$

FIGURE 21 : Influence de la largeur de la zone d'avalanche sur la résistance négative R_{10} .



S.I.S.
 LILLE

$W - \delta = 0,05 \mu\text{m}$ pour fonctionnement à faible niveau

$W - \delta = 0,15 \mu\text{m}$ pour fonctionnement à fort niveau

11.3.2.2. Largeur de la zone d'avalanche - dopage

La concentration en impuretés dans la région N fixe la largeur de la zone d'avalanche ainsi que l'amplitude du champ électrique statique dans cette zone. Sur les figures 19 et 20 nous montrons les évolutions de la puissance de sortie et du taux de conversion en fonction de la puissance d'entrée pour plusieurs valeurs de δ , et une largeur de la zone de transit constante et égale à $0,05 \mu\text{m}$. Afin de permettre une comparaison réaliste, nous avons maintenu la puissance continue relativement constante ($5,8 < P_o < 6,3 \text{ W}$). Le choix de la valeur optimale pour δ et donc pour le dopage, dépend des performances recherchées : en vue d'obtenir une puissance maximum de sortie, il faut choisir une valeur de δ faible ; par contre, si l'on recherche un taux de conversion avantageux, une valeur importante de δ s'impose.

Ceci doit être cependant nuancé en tenant compte des impératifs liés à l'adaptation d'impédance à la fréquence de sortie, la résistance de sortie étant une fonction croissante de δ (figure 21).

Il est difficile de déterminer à ce stade de l'étude quel est le dopage optimal car les résultats dépendent en partie des valeurs de la résistance série, de la fréquence de sortie, de la surface. De plus, c'est le type d'applications envisagées qui fixe la grandeur à optimiser : puissance de sortie maximum ou taux de conversion pour une puissance de sortie moyenne. Compte tenu de toutes ces exigences parfois contradictoires, nous pensons que le dopage optimal se situe autour de $2,5 \cdot 10^{16} \text{ At/cm}^3$ ($0,45 \mu\text{m} < \delta < 0,55 \mu\text{m}$).

11.3.2.3. Surface optimale

Pour réaliser cette étude, nous avons fait les hypothèses suivantes :

- les résistances thermiques suivent une loi en $S^{-1/2}$ et le courant de polarisation est proportionnel à $S^{1/2}$.

- la résistance série est égale à : $R_S = R_{S_{\text{Fils+contacts}}} + R_{S_{\text{Substrat}}}$.

avec $R_{S_{\text{Fils}}} = 0,25 \Omega$

et $R_{S_{\text{Substrat}}} = R_o / \phi$ (ϕ diamètre de la jonction)

Cette étude a été faite pour des surfaces comprises entre :

$S_{\text{mini}} \quad S = 0,13 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2 \quad ; \quad \phi = 40 \mu\text{m} \quad ; \quad J_o = 11,1 \text{ KA/cm}^2$

$S_{\text{maxi}} \quad S = 0,5 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2 \quad ; \quad \phi = 80 \mu\text{m} \quad ; \quad J_o = 5,7 \text{ KA/cm}^2$



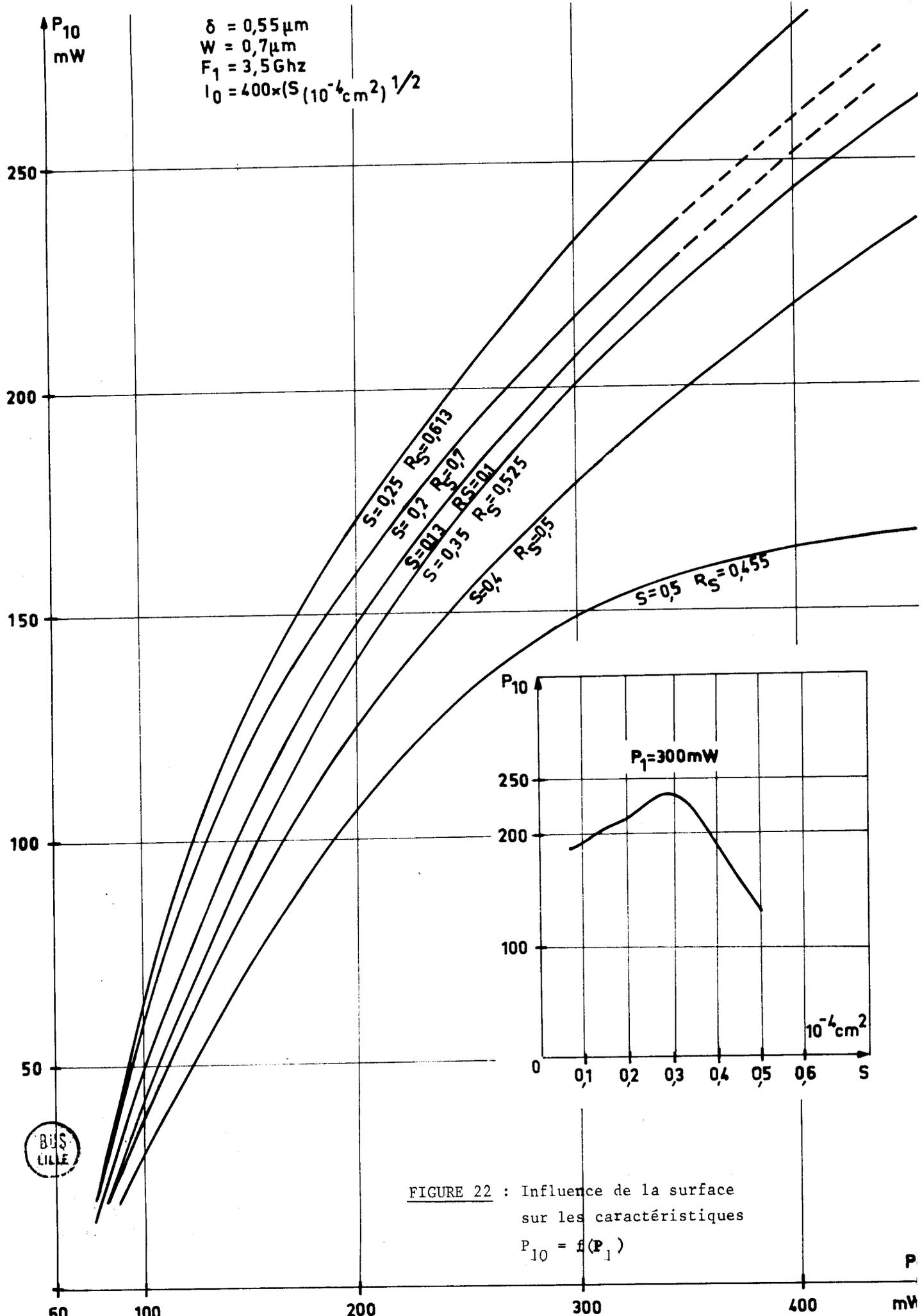
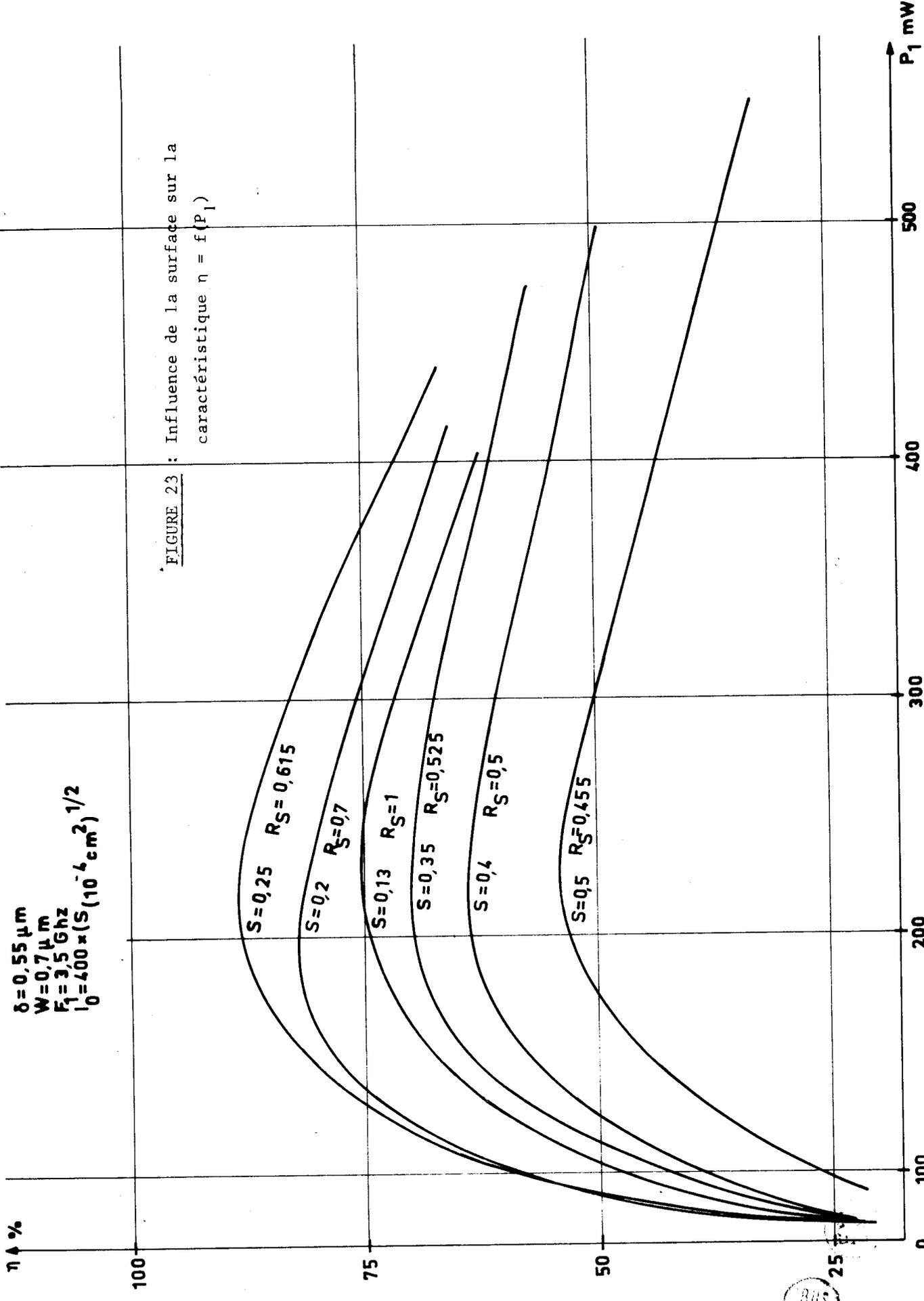


FIGURE 22 : Influence de la surface sur les caractéristiques

$P_{10} = f(P_1)$





$\delta = 0,55 \mu\text{m}$
 $W = 0,7 \mu\text{m}$
 $F_1 = 3,5 \text{ GHz}$
 $I_0 = 400 \times (S \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2)^{1/2}$

FIGURE 23 : Influence de la surface sur la caractéristique $\eta = f(P_1)$



La surface minimum est imposée par les impératifs technologiques.

Nous remarquons sur les figures 22 et 23 que pour une puissance d'entrée quelconque, il existe une surface optimale égale à $0,25 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$ ($\phi = 56 \mu\text{m}$).

Ces résultats ont été obtenus pour des conditions de polarisation très inférieures aux limites admissibles et pour une diode où la largeur de la zone de transit est de $0,15 \mu\text{m}$. Pour une valeur inférieure ($W - \delta = 0,05 \mu\text{m}$) la surface optimale serait plus petite (de l'ordre de $0,2 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$).

Pour des puissances continues voisines des limites thermiques (P_0 "burn out") lors de la recherche des meilleures performances de laboratoire, la surface optimale est évidemment plus grande. Par exemple pour $I_0 = 625 \text{ mA}$ (S en 10^{-4} cm^2) c'est à dire J_0 variant de $8,8 \text{ KA/cm}^2$ ($S = 0,5 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$) à 17 KA/cm^2 ($S = 13 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^2$) la surface optimale est $0,35 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^2$ ($\phi = 66 \mu\text{m}$)

Les puissances maximum sont alors respectivement de :

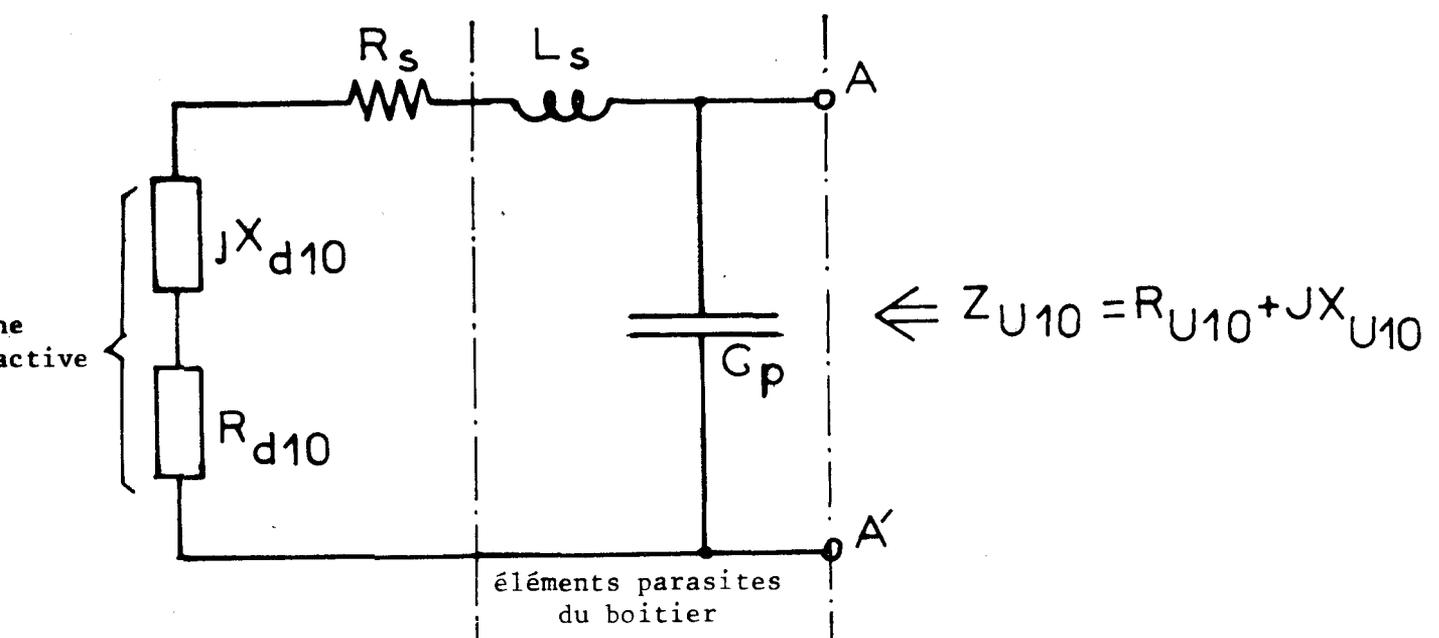
$$P_{10 \text{ MM}} = 420 \text{ mW pour } W - \delta = 0,05 \mu\text{m et}$$

$$P_{10 \text{ MM}} = 580 \text{ mW pour } W - \delta = 0,15 \mu\text{m.}$$

II.3.2.4. Etude fréquentielle

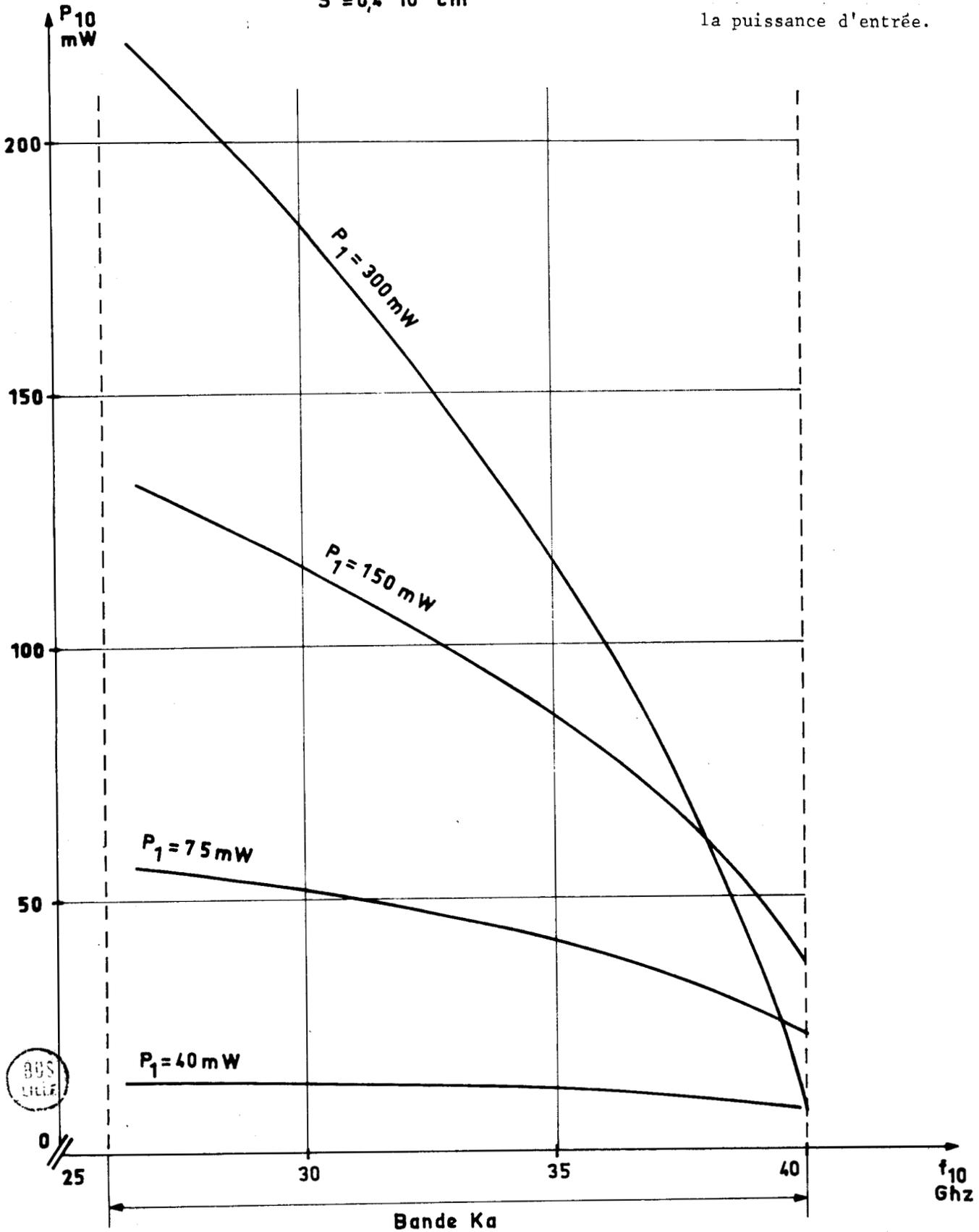
Nous avons effectué cette étude pour une diode de caractéristiques suivantes :

- $\delta = 0,55 \mu\text{m}$, $W = 0,6 \mu\text{m}$, $I_0 = 250 \text{ mA}$, $S = 0,4 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$
- la résistance série a été prise variant en $F^{1/2}$ avec $R_S = 0,5 \Omega$ à 35 GHz
- Le schéma équivalent simplifié de la diode encapsulée est le suivant :



$\delta = 0,55 \mu\text{m}$
 $I_0 = 250 \text{ mA}$
 $R_S = 0,5 \Omega$ à $F = 3,5 \text{ GHz}$
 $W = 0,6 \mu\text{m}$
 $S = 0,4 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$

FIGURE 24 : Evolution fréquentielle
 de la puissance de sortie
 pour plusieurs valeurs de
 la puissance d'entrée.



Pour la multiplication de fréquence en ondes millimétriques, nous utilisons soit un boîtier standart S4 soit une structure du type "Beam Lead" (photo n°2) Nous ne possédions pas au laboratoire les moyens techniques permettant la détermination des éléments parasites L_s et C_p d'une telle structure en ondes millimétriques. Aussi, nous avons adopté les valeurs expérimentales mesurées pour une structure similaire par KUNO et Al (28) , soit $L_s = 6.10^{-11}$ hy et $C_p = 10^{-13}$ F. Ces valeurs sont des valeurs moyennes et peuvent varier de façon importante avec la qualité de la réalisation pratique de ce montage (suivant le positionnement respectif de la diode et du quartz métallisé, la longueur du Fil de connexion peut osciller entre 100 μ m et 500 μ m).

La figure 24 montre l'évolution de la puissance harmonique en fonction de la fréquence de sortie pour un rang de multiplication égale à 10 et différentes puissances d'entrées. Dans tous les cas, la puissance de sortie est une fonction décroissante de la fréquence. Ceci est dû à la conjonction de différents effets :

- augmentation de la résistance série,
- diminution du caractère non linéaire du régime due à l'augmentation de la fréquence d'entrée,
- diminution de la résistance négative qui en découle partiellement.

Cet effet apparait beaucoup plus marqué pour les puissances d'entrées les plus grandes, car la résistance de sortie y est alors plus faible (fig.24). On peut signaler que la réponse en fréquence à haut niveau est plus favorable quand la largeur de la zone de transit est plus grande, même à $\frac{I_0}{W} = \text{cte}$. Par ailleurs, en réajustant le courant à chaque fréquence, il est possible de compenser en partie la chute de P_{10} .

Pour une surface optimale la pente de la courbe $P_{10} = f(F)$ est moins négative et la bande passante potentielle est plus grande.

Il est intéressant de connaître quelle est l'impédance de la diode encapsulée ($Z_{u}(\omega)$) car elle imposera les caractéristiques du circuit hyperfréquence. Nous voyons sur la figure (25) que le module de la résistance négative utilisable, est plus faible que celle de la zone active du semiconducteur. Malgré la valeur relativement faible de L_s , la réactance de la diode encapsulée est toujours positive et proportionnelle à la fréquence. A l'opposé, la résistance de la zone active est négative et évolue sensiblement comme $\frac{1}{C_a \omega}$ avec C_a capacité à l'avalanche. Dans l'exemple choisi $C_a \neq 0,5$ pF, ce qui nous donne comme fréquence de résonance ($X_u = 0$).

$$F_r = \frac{1}{2\pi\sqrt{L_s C_a}} \neq 29 \text{ GHz}$$

La fréquence de résonance propre du boîtier est égale à :

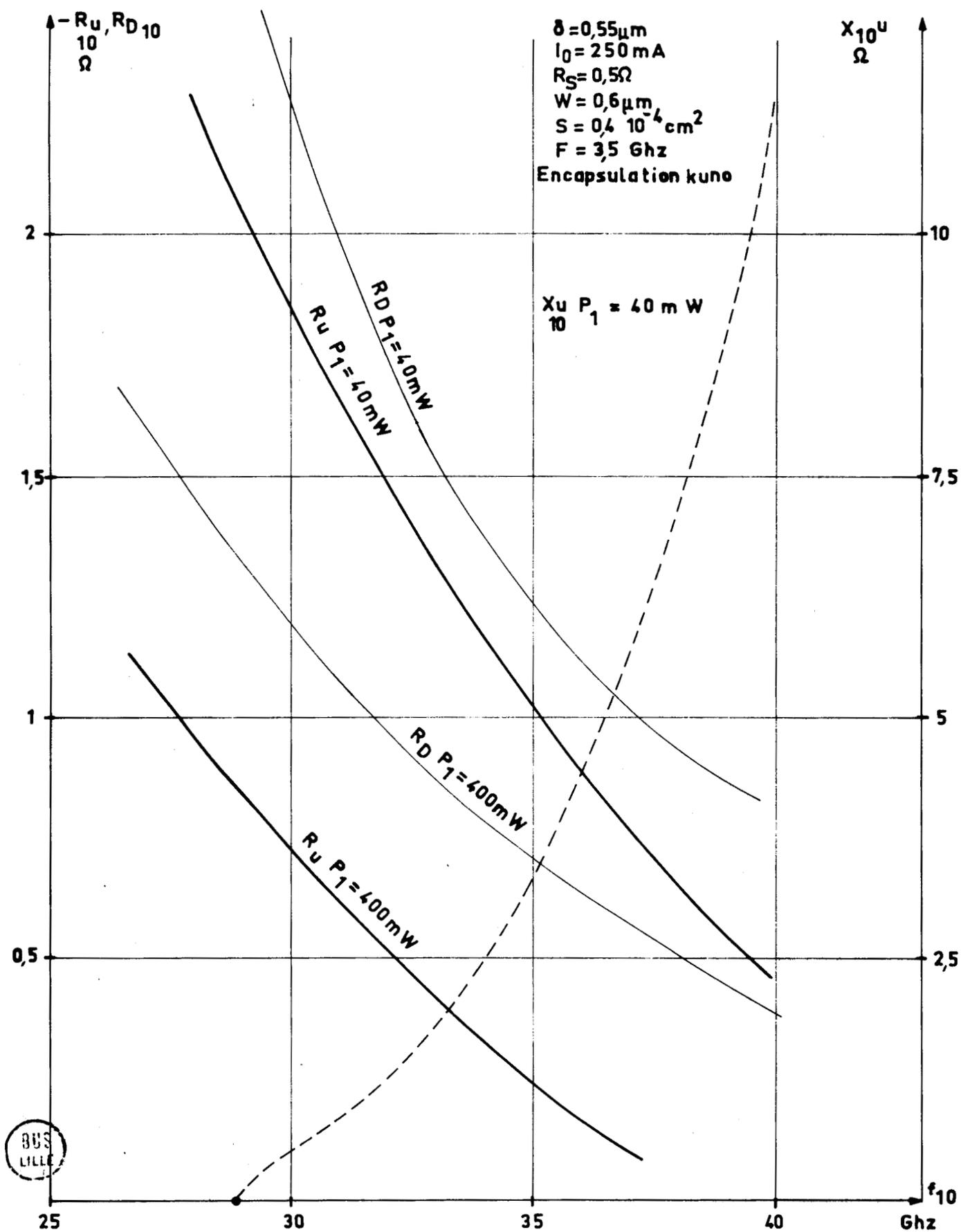


FIGURE 25 : Evolution fréquentielle des impédances de sortie.

$$F_b = \frac{1}{2\pi\sqrt{L_s C_p}} \neq 65 \text{ GHz}$$

Cette fréquence est très supérieure à celles de la bande K_a envisagées.

11.3.2.5. Influence de la diffusion

Nous avons vu précédemment que l'existence du phénomène de diffusion peut avoir une influence notable sur les caractéristiques des multiplicateurs à diode à avalanche. Mais les valeurs du coefficient de diffusion étant très controversées, nous avons choisi, pour illustrer cette influence, de considérer un cas limite correspondant à un coefficient de diffusion très grand $D = 200 \text{ cm}^2/\text{s}$. Nous avons effectué le calcul des performances attendues en utilisant une valeur du temps de montée intrinsèque τ_i qui tient compte de l'influence de la diffusion (τ_i a été déterminé d'après les résultats développés par KÜVAS). Sur la figure (26) nous constatons que l'accroissement du temps de montée de l'avalanche modifie la forme temporelle du courant de conduction : la valeur maximale du "pic de courant" est plus faible et la largeur plus importante en présence de diffusion. Nous voyons sur la figure 27 qu'à champ électrique égal, la puissance émise à l'harmonique 10 est plus faible en présence de diffusion. De même le module (fig 28) de la résistance négative est nettement inférieur. Toutefois, il s'agit bien d'un cas limite et il semble qu'une telle valeur du coefficient de diffusion ne soit pas réaliste pour des champs électriques élevés. De plus, des valeurs de D assez élevées étant confirmées, une autre optimisation serait nécessaire et permettrait sans doute d'obtenir des performances comparables à celles données précédemment, sans diffusion.

11.3.2.6. Conclusion : définition de la structure optimale des diodes GaAs pour la multiplication de fréquence.

Les dimensions géométriques optimales (δ, W, ϕ) résultent d'un compromis entre plusieurs exigences non indépendantes et quelquefois contradictoires (tableau n° 3).

- puissance utile et taux de conversion maximum.
- résistance négative suffisamment élevée pour éviter des problèmes délicats d'adaptation et de pertes dans les circuits hyperfréquences.
- possibilité d'utiliser la diode dans toute la gamme de fréquence choisie (K_a)

Nous pensons que la diode répondant le mieux à ces conditions doit avoir les caractéristiques suivantes :

$$\begin{array}{l}
 \text{. dopage} \quad 2.10^{16} \leq N_D \leq 2,5.10^{16} \implies 0,45 < \delta < 0,55 \\
 \quad \quad \quad \text{At/cm}^3 \quad \quad \quad \text{At/cm}^3 \quad \quad \quad \mu\text{m} \quad \quad \quad \mu\text{m} \\
 \text{. longueur} \quad W - \delta \leq 0,15 \mu\text{m}
 \end{array}$$

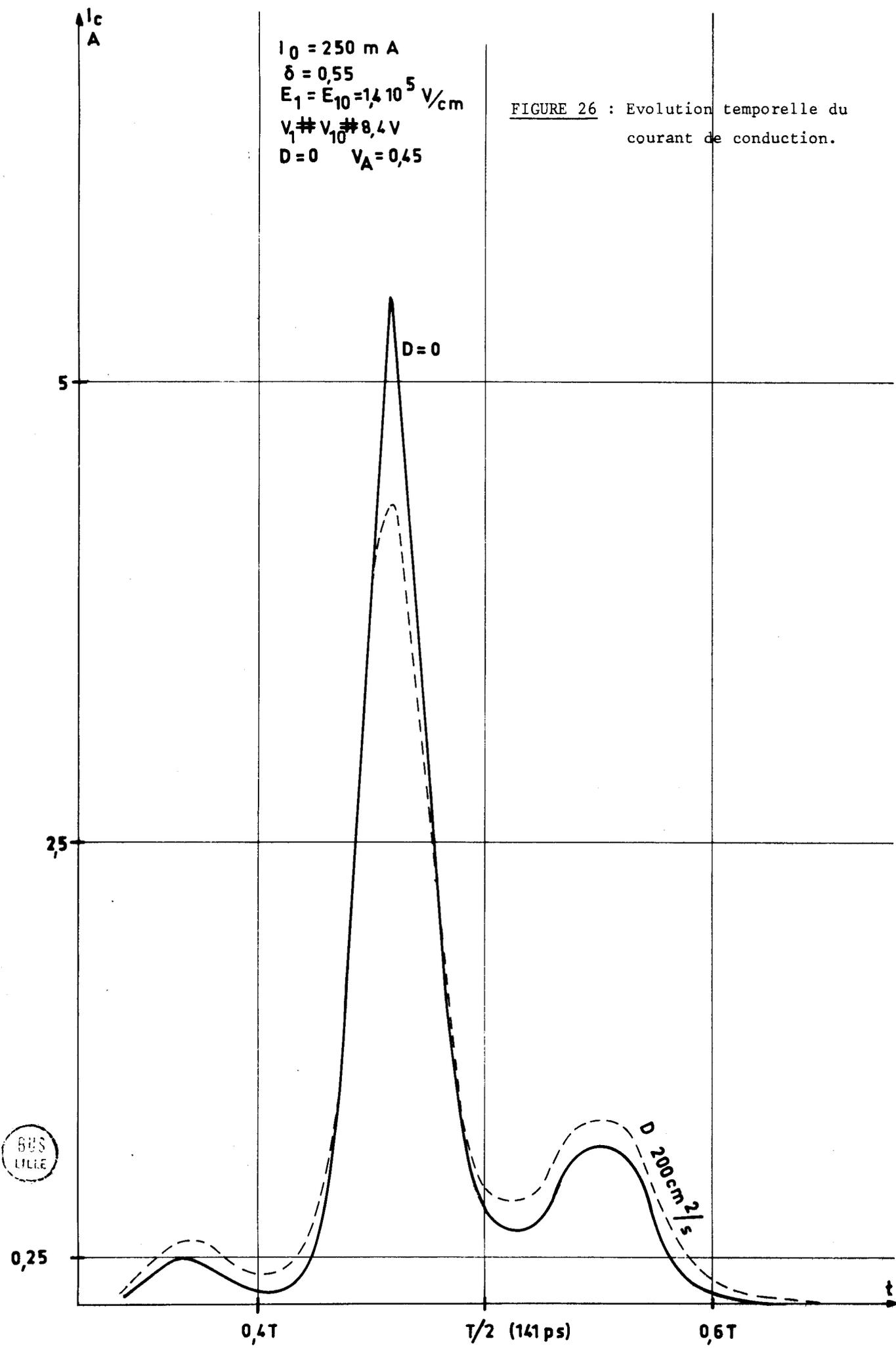


FIGURE 26 : Evolution temporelle du courant de conduction.

BUS
LILLE

FIGURE 27 : Influence de la diffusion sur la caractéristique $P_{10} = f(E_1)$

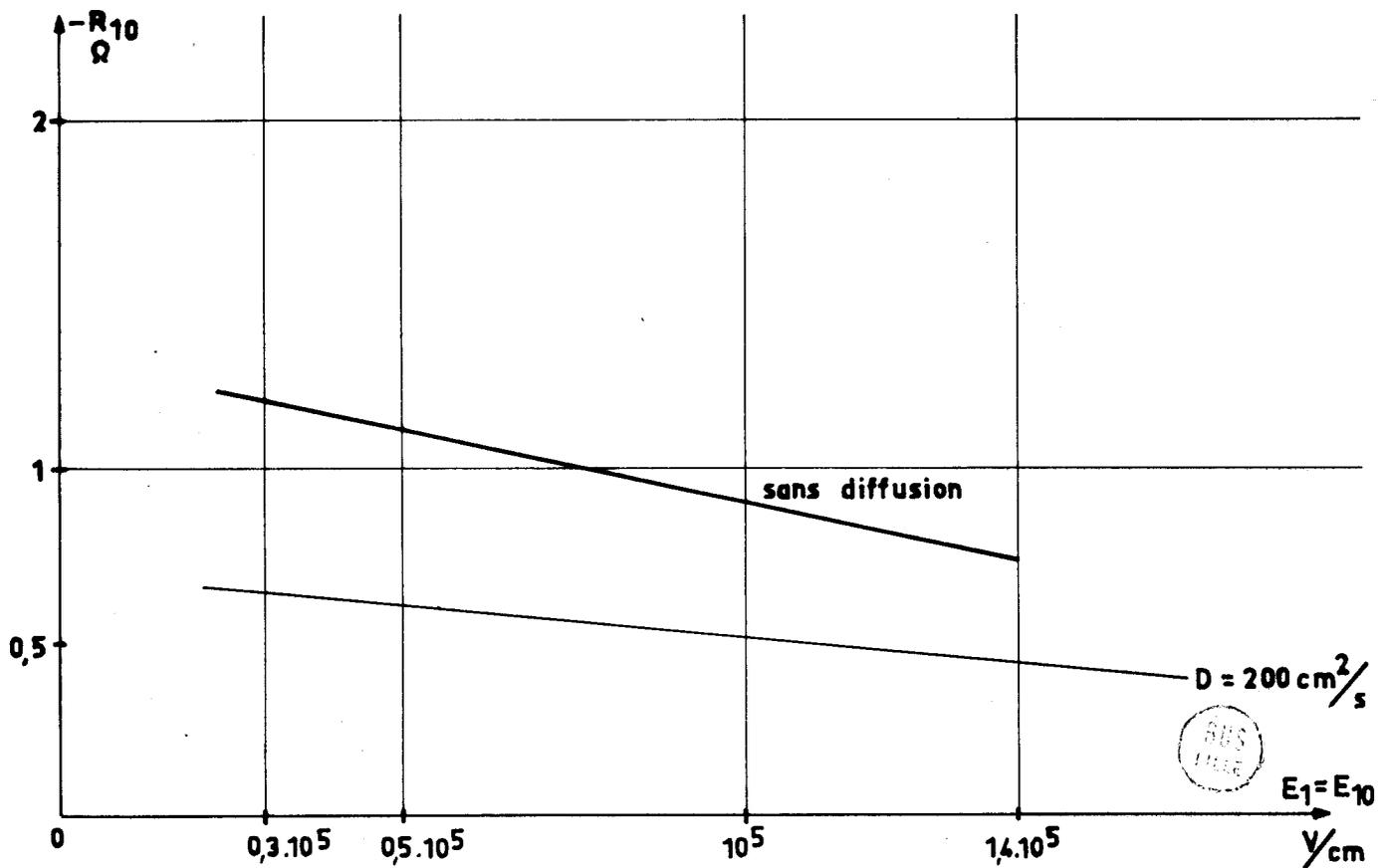
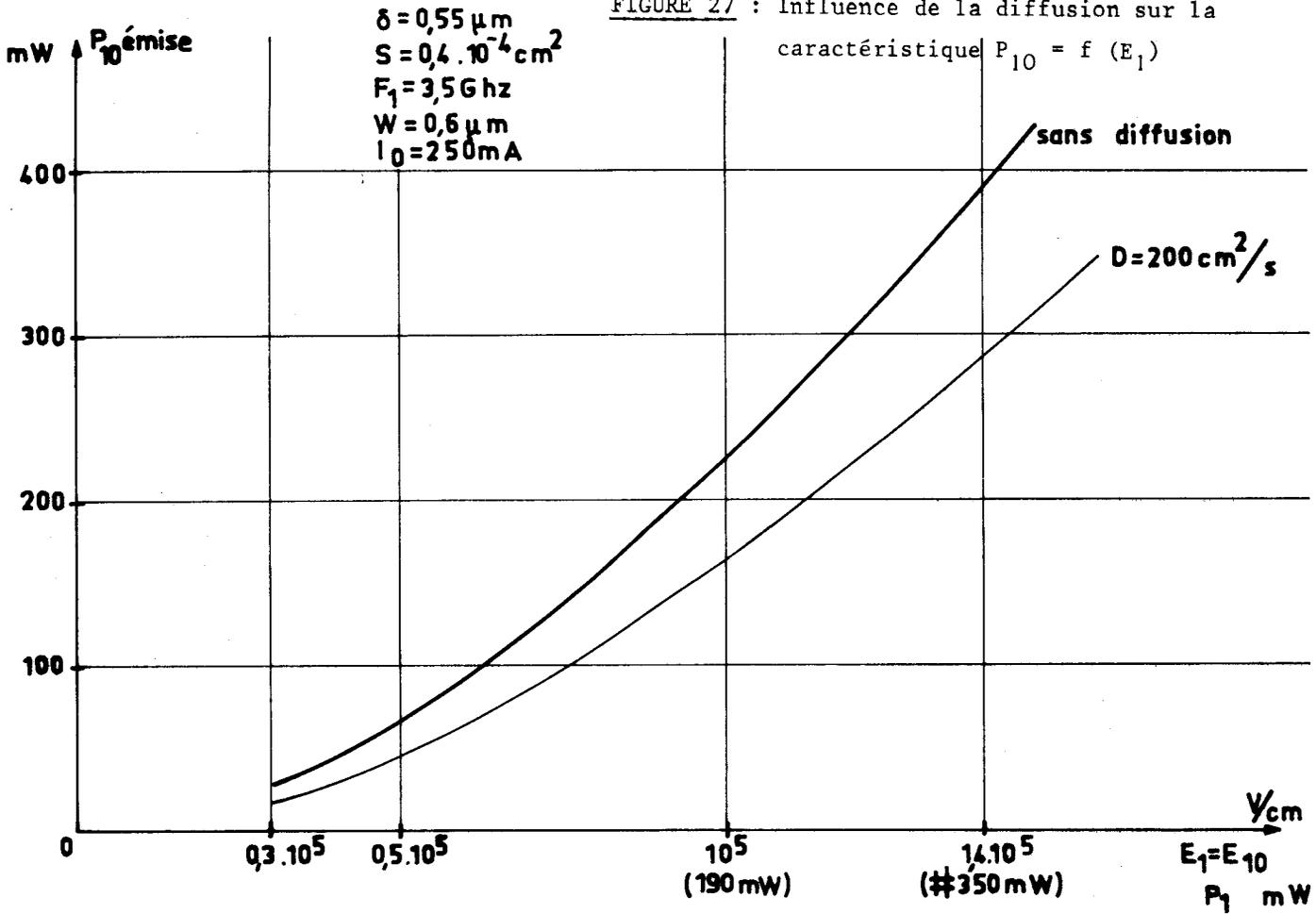


FIGURE 28 : Influence de la diffusion sur la caractéristique $R_{10} = f(E_1)$



TABEAU N° 3

Résultats demandés	dopage δ	$W - \delta$	P_o (Rth)	P_i	Surface
P_{10} moyen (100 mW)	$2-3 \cdot 10^{16}$ At/cm ³	très petit $W-\delta = 0,05 \mu\text{m}$	$\neq 1,5 \cdot 10^5$ W/cm ²	100 - 300 mW	$0,13 < S < 0,4$ 10^{-4} cm^2
P_{10} maximum	$\delta = 0,3 \mu\text{m}$	égale à la valeur max. $0,15 \mu\text{m}$	P_o limite	> 500 mW	0,2 à 0,35
Taux de conversion max. P_{10} faible	$\delta = 0,55 \mu\text{m}$	faible	P_o I _o optimale	moyen 50 - 200 mW	optimale
Facilité d'utilisation ($R_{10} >$)	ND	↗	↗	~	↗
Possibilité d'utilisation à large bande de fréquence.	~	↗	↗	↗	↗
Influence de diffusion	↗	↗	↗	~	↗

$$\text{. surface} \quad 0,13 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2 \leq S \leq 0,25 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$$

$$40 \text{ } \mu\text{m} \leq \phi \leq 56 \text{ } \mu\text{m}$$

- . résistance série la plus faible possible et toujours inférieur à 1Ω
- . résistance thermique faible : si possible mieux que 40°C/W pour $\phi = 70 \text{ } \mu\text{m}$

En définitive, si le dopage n'est pas une grandeur très critique, par contre la longueur de la zone de transit et donc celle de la diode constitue un paramètre important ; la profondeur de l'épitaxie devra donc être contrôlée avec une grande précision (meilleure que $0,05 \text{ } \mu\text{m}$) et la transition zone N substrat devra être très abrupte. Ces diverses considérations nous montrent que l'élaboration des composants semiconducteurs sera très délicate, d'autant plus que la technologie du GaAs, pour des diodes utilisables en ondes millimétriques, n'est encore qu'à ses débuts alors que celle du Silicium bénéficie d'une plus grande expérience.

Remarque

Le choix de la valeur optimale de δ a été effectué surtout dans le but d'obtenir des taux de conversion élevés, puisqu'il apparaît que c'est dans ce domaine que les composants au GaAs sont plus performants que les composants au Silicium.

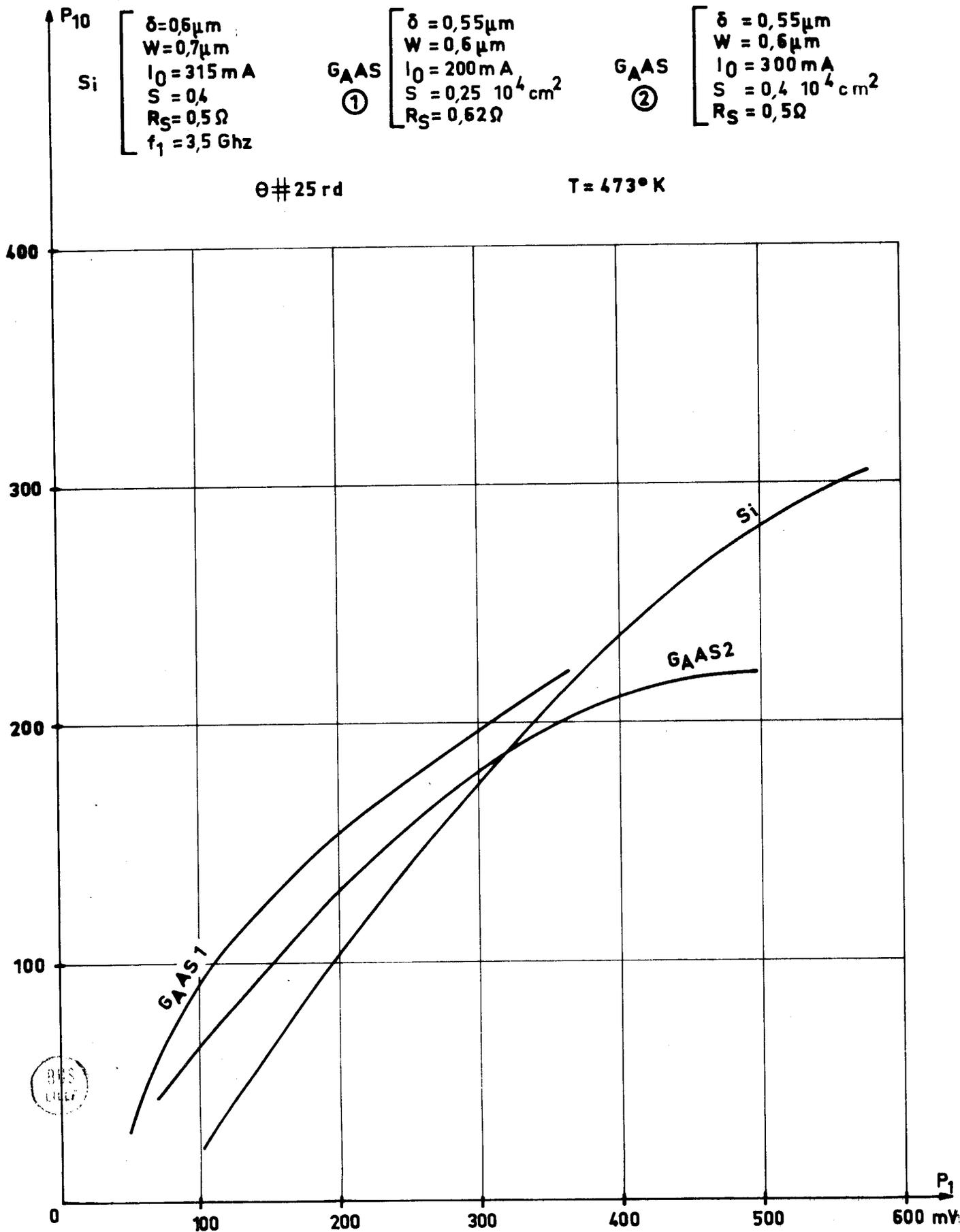
II.4. COMPARAISON DES RESULTATS THEORIQUES OBTENUS POUR LE SILICIUM ET L'ARSENIURE DE GALLIUM

Il est difficile d'établir une comparaison rigoureuse de ces deux matériaux et d'en tirer des conclusions immuables. En effet, nous avons vu que les valeurs maximum de certains paramètres sont susceptibles de varier avec l'évolution des technologies (puissance continue maximum), mais il faut en plus se fixer les critères de comparaison : performances optimales (puissance maximale, taux de conversion maximum) ou utilisation plus facile (pour une puissance de sortie donnée, chercher le matériau présentant la résistance négative la plus grande).

- Performances optimales

Nous avons comparé les évolutions de la puissance de sortie et du taux de conversion en fonction de la puissance d'entrée appliquée au multiplicateur. Pour les deux matériaux, nous avons choisi des structures de diodes optimisées. La comparaison est effectuée pour deux types de composants caractérisés par les angles de transit égaux :

FIGURE 29 : Evolutions comparées de la puissance de sortie pour des diodes à avalanche en Silicium et en GaAs.



$\theta \neq 0,25$ rd $W - \delta = 0,25 \text{ } \mu\text{m}$ pour le GaAs et
 $W - \delta = 0,1 \text{ } \mu\text{m}$ pour le Silicium.

$\theta \neq 0,75$ rd $W - \delta = 0,15 \text{ } \mu\text{m}$ pour le GaAs et
 $W - \delta = 0,3 \text{ } \mu\text{m}$ pour le Silicium.

Pour les composants GaAs, nous considérons de plus deux cas distincts :

Dans le cas n°1 : la diode a une surface optimale (inférieure à celle du Silicium) et la puissance continue est sensiblement égale à 80 % de la puissance applicable dans une diode Silicium de surface identique. Ce cas nous semble un exemple réaliste des possibilités actuelles de ce composant.

Dans le cas n°2 : on considère une diode GaAs de surface égale à celle du composant Silicium par le même courant, ce qui permet de mettre en évidence les différences entre les deux matériaux à niveau puissance d'entrée élevé.

L'étude des figures (29,30,31,32) nous permet de dégager les points suivants :

. les zones de fonctionnement intéressantes sont nettement différenciées entre les composants GaAs et Si : les premiers donnent des performances très supérieures pour des puissances de sortie faibles, par contre au niveau des puissances élevées, les composants Si sont plus intéressants. Pour les deux valeurs de l'angle de transit choisies, la zone limite correspond à une puissance de sortie P_{10} de l'ordre de 200 mW pour $\theta = 0,25$ rd et 300 mW pour $\theta = 0,75$ rd.

. les composants GaAs présentent les meilleurs taux de conversion pouvant atteindre des valeurs supérieures à 80 %.

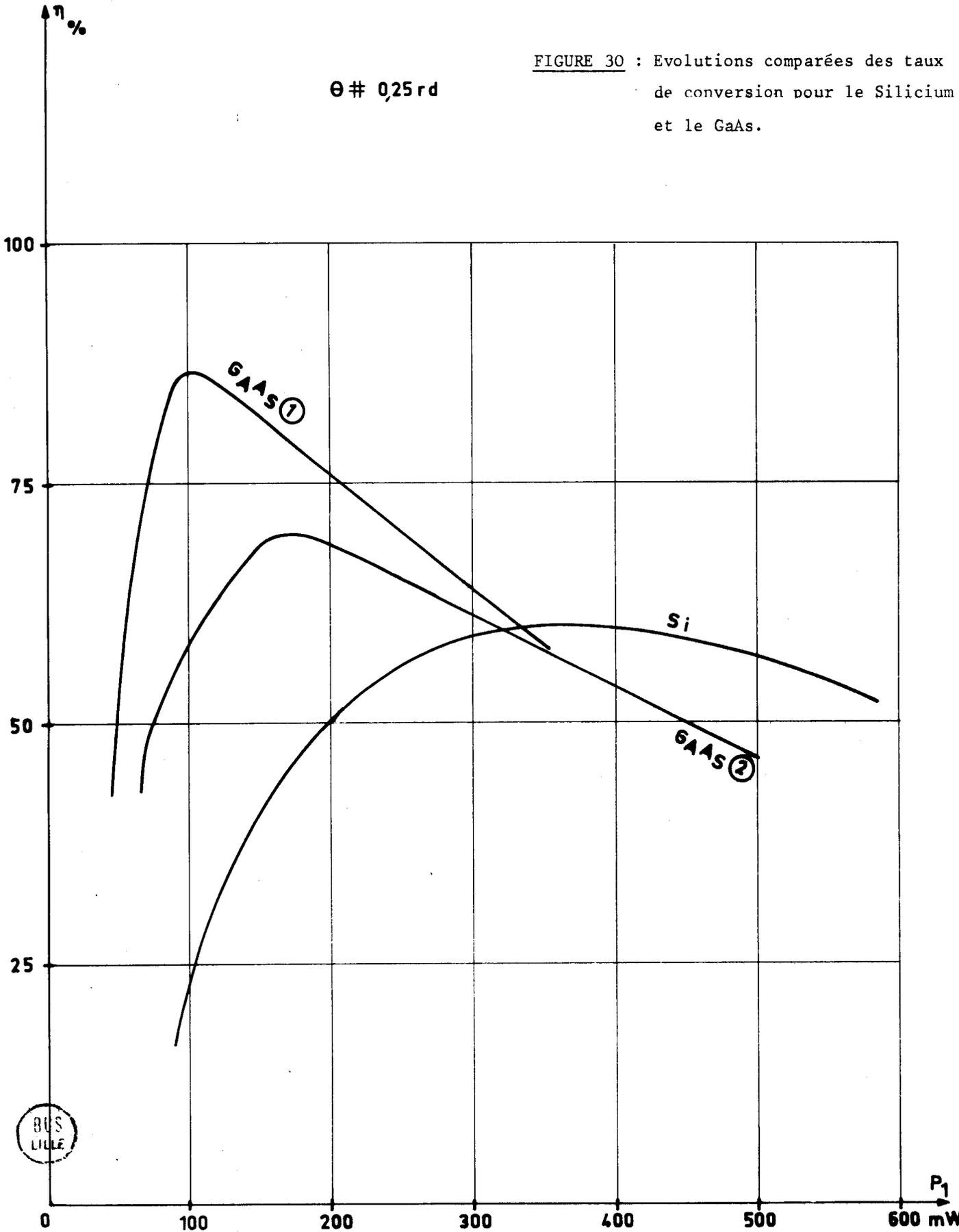
. Il n'est pas nécessaire d'utiliser des diodes GaAs de même surface et capables de supporter les mêmes puissances continues que les composants Silicium ; en effet, les résultats sont meilleurs pour des surfaces plus petites (cas n°2) même pour des courants de polarisation équivalents plus faibles. Ceci peut présenter un double avantage : la puissance continue est plus faible (rendement global plus élevé) et la fiabilité accrue.

Toutes ces constatations confirment les prévisions faites lors des études préliminaires et des caractéristiques de la zone d'injection.

En ce qui concerne la valeur de la résistance négative à la fréquence de sortie, nous avons tracé son évolution sur la figure 33 dans certains cas envisagés précédemment. Le module de R_{10} est plus faible pour le GaAs mais sans que dans la zone de variation de P_{10} , sa valeur puisse entraîner de gros problèmes d'adaptation d'impédance. Habituellement, sa valeur est souvent

FIGURE 30 : Evolutions comparées des taux de conversion pour le Silicium et le GaAs.

$\theta \# 0,25 \text{rd}$



plus faible pour les composants au GaAs sans que toutefois cette différence n'entraîne des problèmes sérieux au niveau des circuits de sortie.

FIGURE 31 : Evolutions comparées des puissances de sortie pour le Si et le GaAs

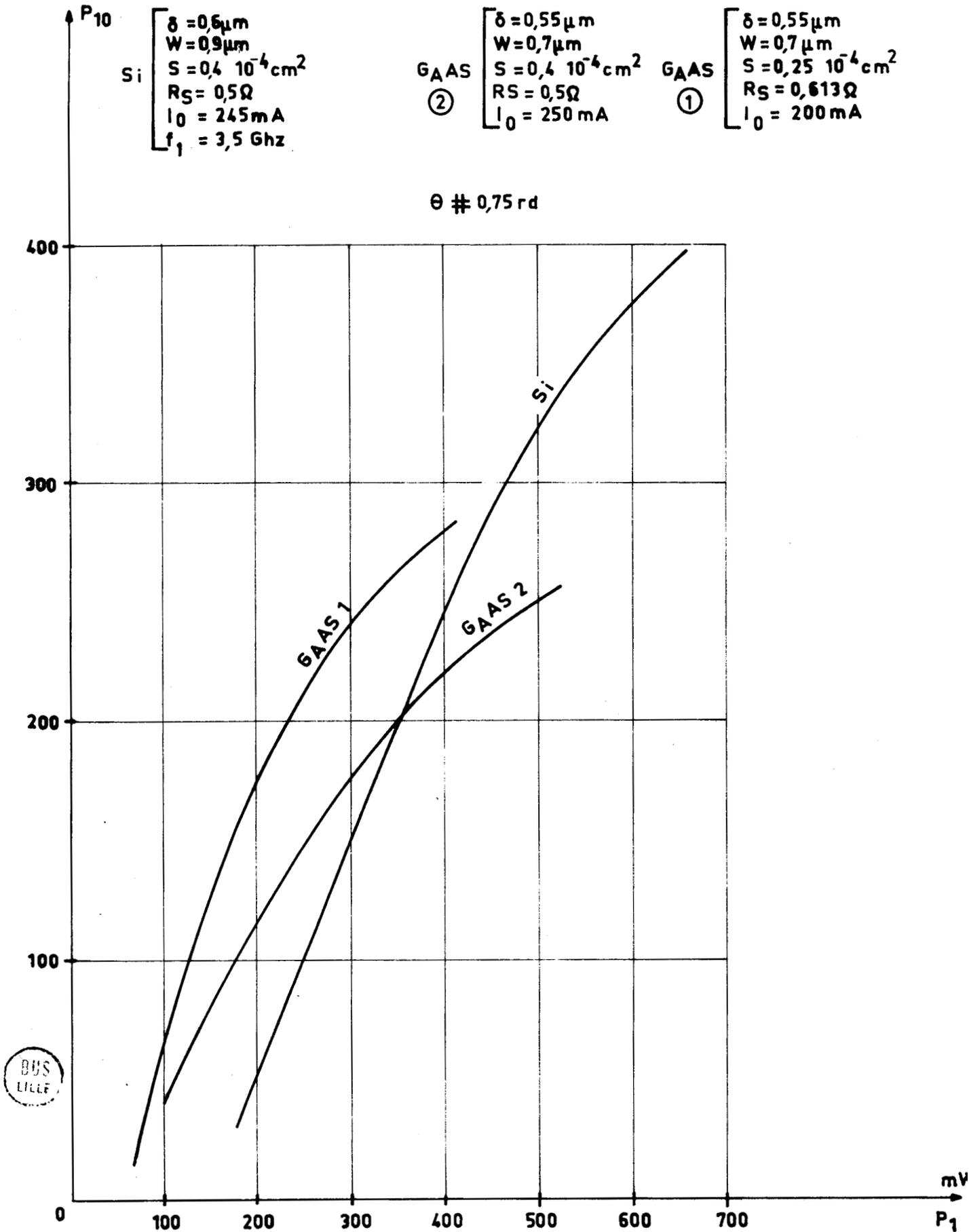


FIGURE 32 : Evolutions comparées des taux de conversion pour le Silicium et le GaAs.

$\theta \# 0,75 \text{ rd}$

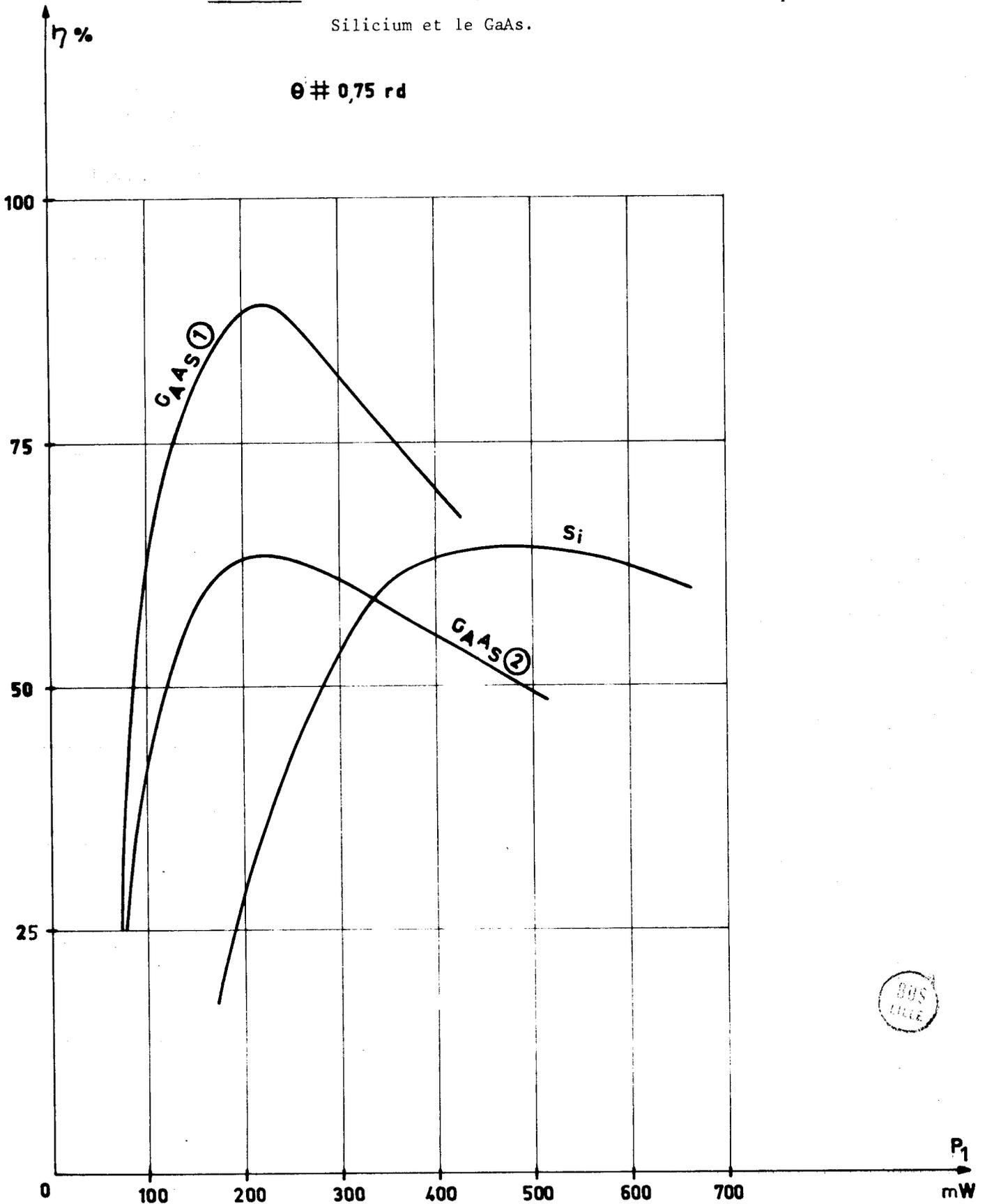
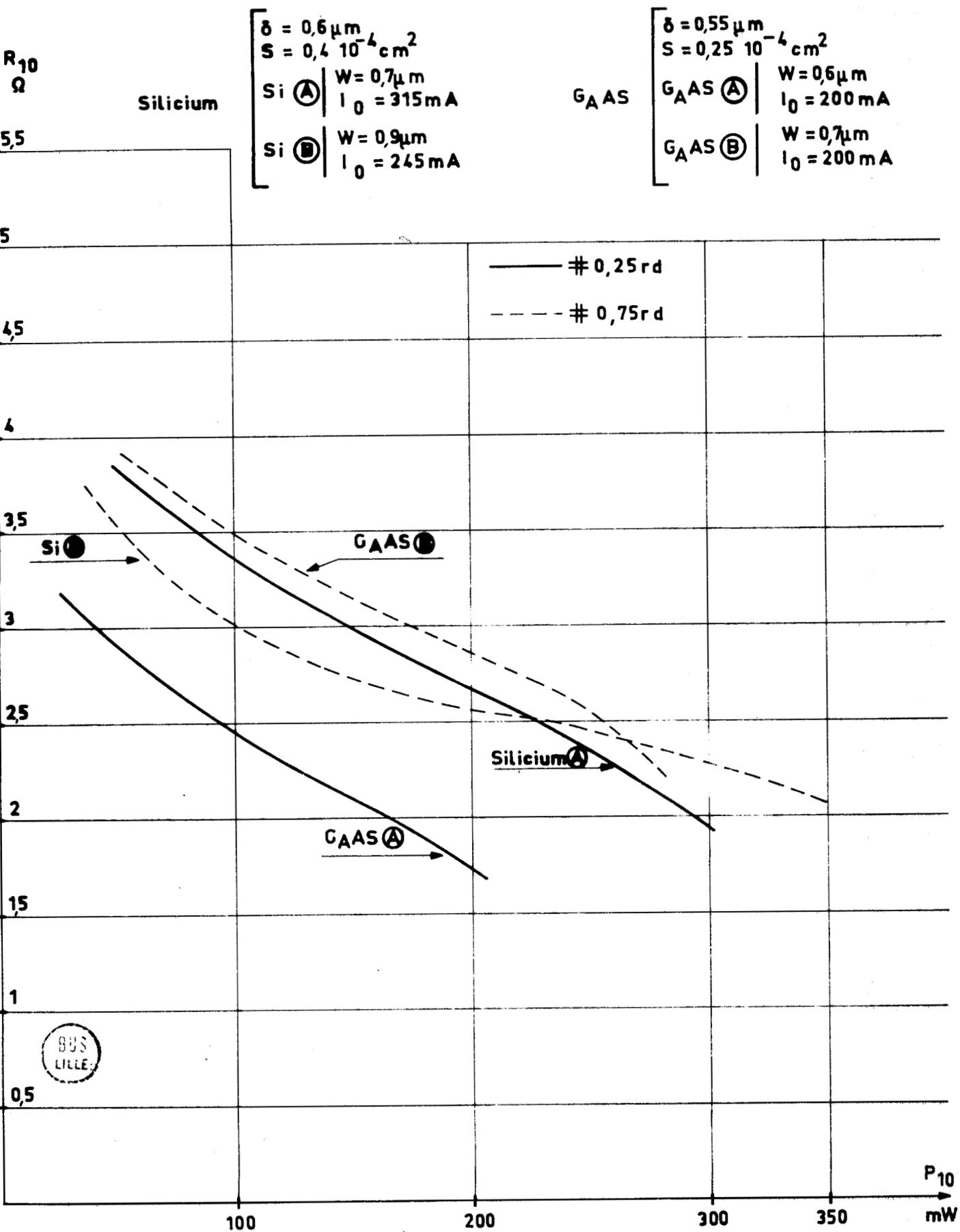


FIGURE 33 : Evolutions comparées des résistances négatives de sortie pour le Silicium et le GaAs.



CHAPITRE III - ETUDE EXPERIMENTALE

Nous présentons dans ce chapitre les résultats obtenus avec les premières diodes au GaAs réalisées. Les performances ne sont pas encore très bonnes mais dans l'état actuel de la technologie, nous n'avons pu disposer d'échantillons conformes aux structures optimales déterminées précédemment. Cependant, les essais effectués nous ont permis de tirer des enseignements sur les caractéristiques des diodes et donc d'améliorer la technologie en vue de l'élaboration de nouveaux échantillons. Cette étude a par ailleurs permis de vérifier certains résultats de l'étude théorique.

III.1. COMPOSANTS

Toutes les diodes utilisées dans cette étude ont été réalisées au Laboratoire d'Electronique et de Physique Appliquée (L.E.P) sous la direction de Monsieur J. MICHEL.

III.1.1. Technologie

Nous avons vu que l'élaboration de la structure optimum pose de nombreux problèmes résultant des contraintes assez strictes imposées aux dimensions. Nous énumérons rapidement ces différents problèmes car les résultats expérimentaux en dépendent fortement.

- Contrôle du profil de dopage

Lors de la réalisation de couches épitaxiales, il faut contrôler avec précision la concentration en impuretés, surtout dans la zone N. Il est à remarquer que pour l'utilisation en multiplication de fréquences, l'erreur relative sur le dopage peut être plus importante que dans le cas du mode IMPATT où toute la bande K_a est couverte pour une gamme de dopage relativement étroite. Par ailleurs, les diodes doivent être très confinées afin de limiter les oscillations parasites dues à la présence d'un angle de transit trop important : ceci nécessite des transitions NN^+ très abruptes. Dans cette zone de transition, des champs électriques instantanés très élevés peuvent exister ; il faut donc que la qualité cristallographique soit excellente si l'on veut éviter des destructions prématurées. Il s'est avéré nécessaire de réaliser cette transition par épitaxie et donc de disposer d'une couche tampon N^+ entre le substrat et la zone N. La largeur de la zone désertée doit être contrôlée avec une précision très grande car c'est la dimension la plus critique. La précision requise est de l'ordre de $0,05 \mu m$. Pour tenter d'obtenir l'épaisseur de la zone N choisie, plusieurs paliers d'attaques chimiques ont dû être réalisés.

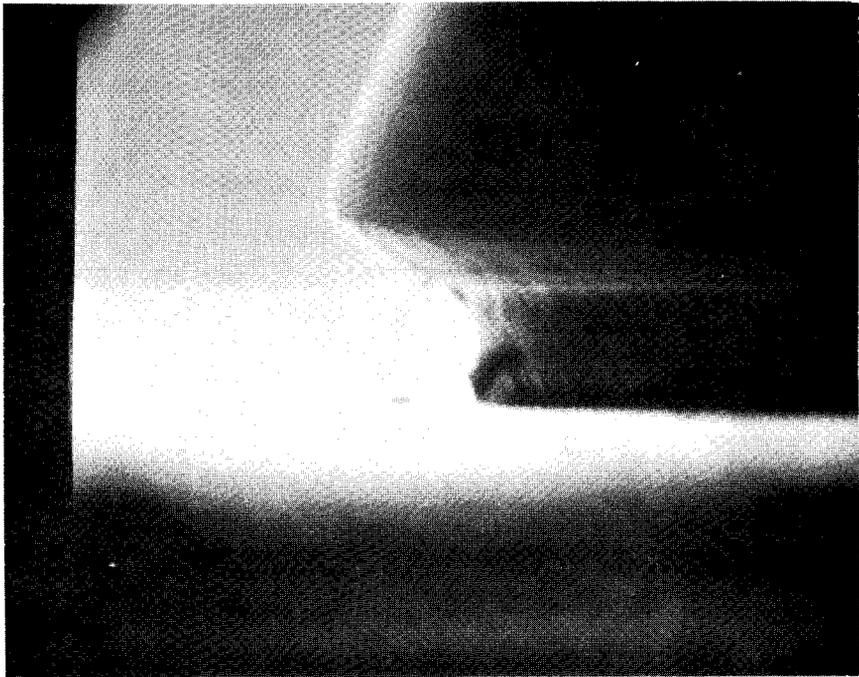


PHOTO N° 1 : diode série GB grossissement X 5000

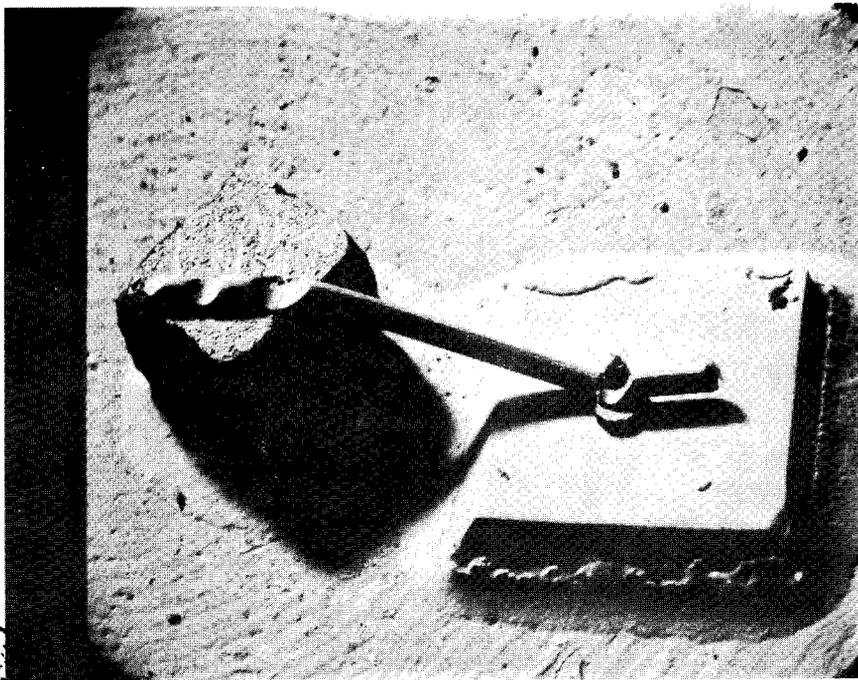


PHOTO N° 2 : structure dite non encapsulée
échelle : 1 cm \neq 100 μ m

- Technologie de réalisations des diodes

Tous les échantillons GaAs utilisés sont des barrières Schottky (métal-N-N⁺) alors que les diodes Silicium étaient du type P⁺N N⁺. Les barrières sont obtenues par pulvérisation d'une couche de platine. Pour diminuer la résistance série R_S, le substrat est aminci par abrasion puis par attaque chimique. Mais la longueur du substrat est imposée par des considérations de manipulations et de soudure des échantillons. Elle varie actuellement entre 20 et 30 μm. La mise au diamètre utile de la diode se fait par attaque chimique (Mésa). La présence d'une sous-gravure importante (photo 1) peut favoriser les claquages externes et rendre difficile la caractérisation des échantillons (valeur surestimée de la surface).

- Encapsulation des diodes

Les faces de la diode sont métallisées pour pouvoir effectuer les différentes soudures et la mise en boîtier. Deux types de boîtiers ont été utilisés :

. le boîtier S 4 standard permet une caractérisation aisée des diodes et peut être utilisé en multiplication de fréquences en bande Ka au prix d'une légère réduction des performances.

. structure dite "non encapsulée" (photo n°2) : cette structure est plus fragile mais elle s'adapte mieux aux circuits millimétriques du fait de son encombrement réduit et de sa fréquence de résonance propre assez élevée.

III.1.2. Structure des diodes

Les différentes séries de diodes ont été caractérisées de façons complètes en suivant les méthodes déjà développées lors de l'étude des composants Silicium (26). Nous donnons dans le tableau n° 4 le résumé des caractéristiques moyennes de chaque série dans l'ordre chronologique de fabrication. On peut remarquer que la plupart de ces diodes ne sont pas vraiment confinées : elles présentent toutes à 35 GHz un angle de transit assez important. Nous avons représenté le profil de champ électrique de chaque série de diodes à la température ambiante, T = 300°K et à courant nul (figure 34). Ces profils de champ ont été obtenus à l'aide d'une calculatrice analogique utilisant comme variable d'entrée la caractéristique C(V) (30).

III.2. PRINCIPAUX RESULTATS EXPERIMENTAUX

Les circuits hyperfréquences utilisés pour la multiplication de fréquence à diode à avalanche en ondes millimétriques sont essentiellement du type transition coaxiale guide, semblable à celles présentées dans la seconde partie du travail.

TABLEAU N° 4 : CARACTERISTIQUES DES DIODES

Série	tension d'avalanche à $I_o = 0$	dopage moyen	$\delta \neq \mu_m$	$W \mu_m^*$ pour $I_o \neq 0$ $T = 300^\circ K$	δ/W à $300^\circ K$	R_{th}^* $^\circ C/W$	OBSERVATIONS
CB_α	29 v	$3,5 \cdot 10^{16}$	0,32	1,1	0,29	≈ 47	problème de couche tampon
CC_α	31	$2,5 \cdot 10^{16}$	0,4	1,2	0,36	$30 < R < 40$	
GC_α	28	$4 \cdot 10^{16}$	0,3	1	0,33	≈ 60	instabilité à I_o très faible
GC_β	23	$4 \cdot 10^{16}$	0,3	0,8	0,38	$> 70^\circ C/W$	"
GB_α	20	$6 \cdot 10^{16}$	0,25	0,7	0,36	≈ 60	
GB_β	12,6	$6 \cdot 10^{16}$	0,25	0,4	0,625	$55^\circ f$	R_{th} meilleur pour diodes en boîtier S4

* Pour $I_o \neq 0$ (exemp. $J_o = 5000 \text{ KA}$ 7000 KA/cm^2 W peut être plus grand (diodes non confinées).

* Ramener pour $S = 0,4 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$ en supposant $R_{th} \sim S^{-1/2}$

- Pour diode encapsulée - meilleure valeur.

* Les indices α, β indiquent les paliers effectués lors de l'attaque de la couche active.



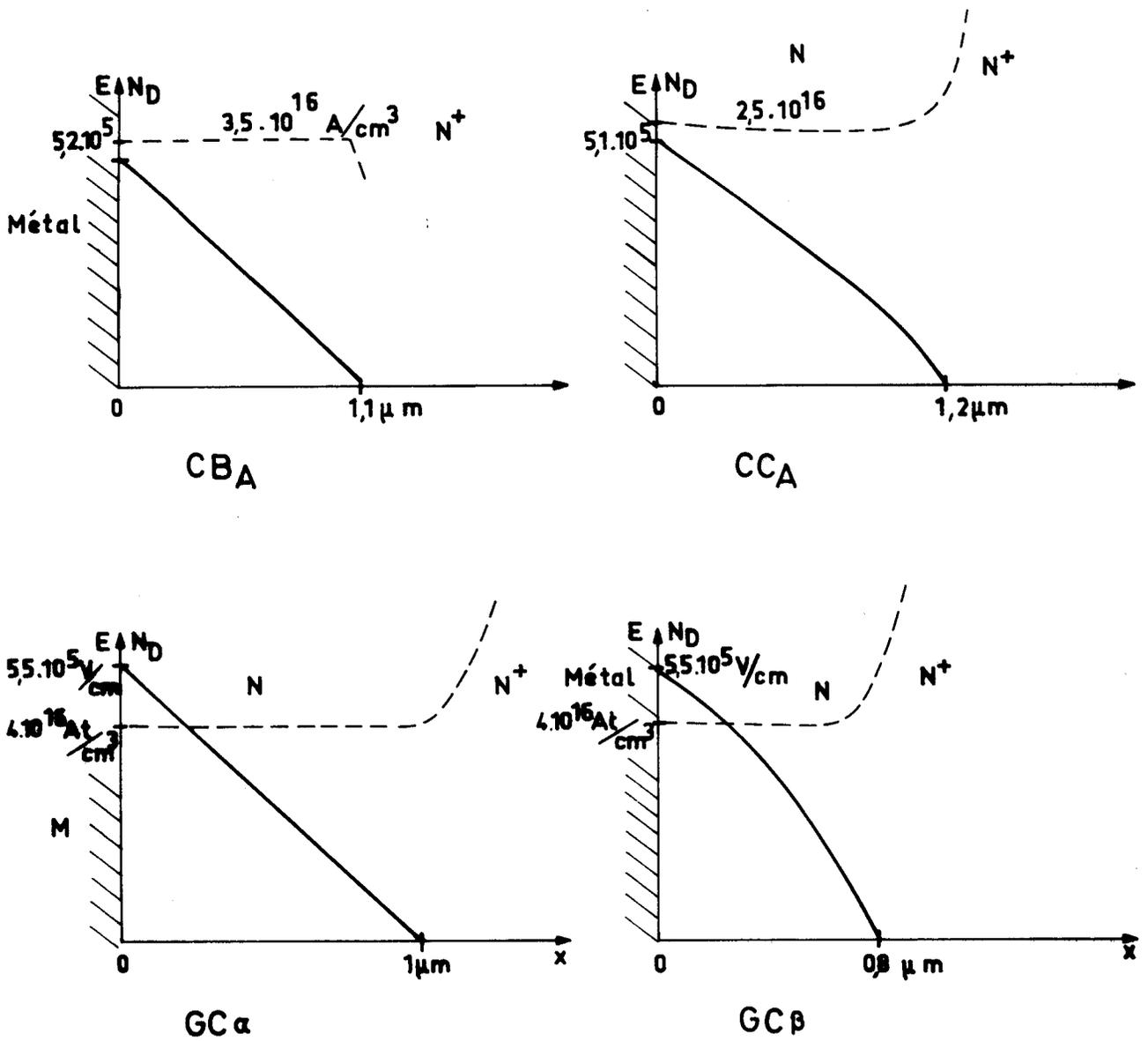


FIGURE 34 : Profils de dopage et de champ électrique des diodes utilisées expérimentalement.

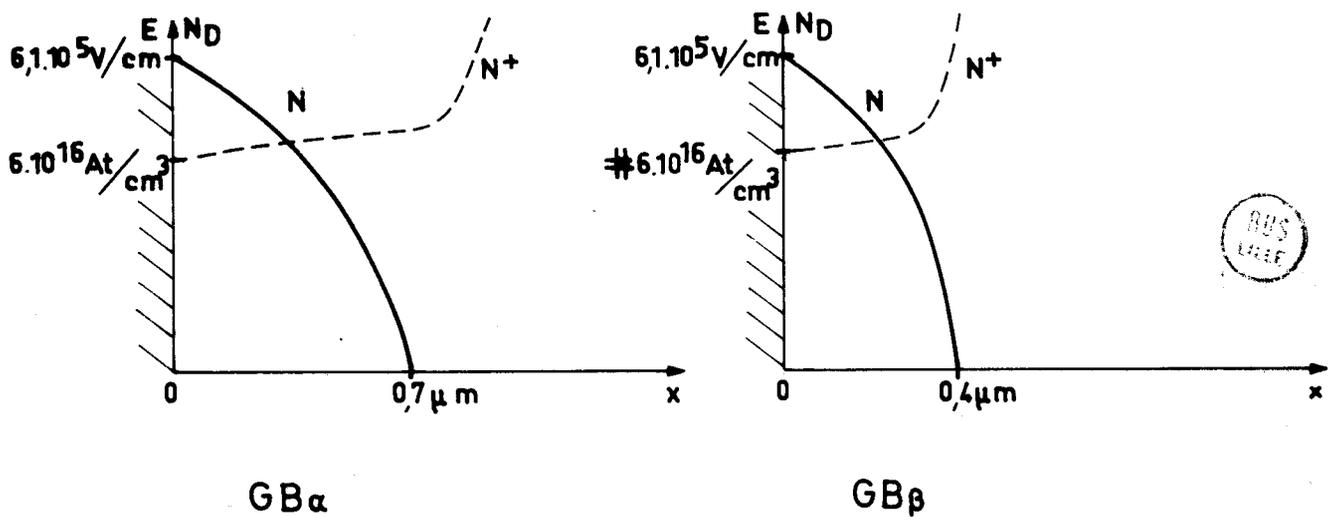




TABLEAU N° 5

RANG n	P_{OW}	F_n GHz	P_s mW	η	ϕ μm	Qualité spectrale - réjection raies parasites.
5	10,5	14,66	230	14,5 %	110 μm	Réjection raies parasites > 20 dB Oscillation résiduelle 10 mW $F = 14,6$ GHz en l'absence de Puissance d'entrée.
7	10,5	20	280	17 %	100 μm	Spectre monochromatique mais reste 60 mW oscillation résiduelle à 14,66 GHz.
8	7,2	14,14	130	3,7 %	77 μm	Plusieurs raies réjection pour raie parasite la plus importante (F_7) - 12 dB
12	8,4	14,48	130	5,1 %	77 μm	réjection - 9 dB pour F_{11}
13	9	18,57	175	5,5 %	77 μm	réjection - 7 dB pour F_9

Nous donnons sur la figure (35) le schéma du dispositif de mesure. Dans le cas des essais à très haut rang d'harmoniques ($F_1 < 2$ GHz), le coupleur directif CD2 a été remplacé par une ligne fendue "GENERAL RADIO" pour la mesure du taux d'ondes stationnaires.

III.2.1. Série CB_A

Dans cette série, la zone active N était directement en contact avec le substrat. Bien que largement dimensionnées par ailleurs, ces diodes ne permettaient pas l'application de puissances hyperfréquences élevées, sans destruction. Nous avons pensé que cela était dû à la mauvaise qualité cristallographique de la zone de transition entre la couche N et le substrat. Les échantillons suivants réalisés à partir de cette technique n'ont plus présenté ce défaut.

III.2.2. Série CC_A

La réalisation de cette série nous a permis de confirmer un des points importants de notre étude théorique déjà signalé par ROLLAND et Al [20] pour le Silicium : la nécessité d'utiliser des diodes très confinées. En effet, ce type d'échantillon, bien que de dopage voisin des valeurs optimales, possédait une zone de transit importante. Pratiquement, le profil du champ électrique était celui de diodes IMPATT optimisées pour l'oscillation dans la bande des 18-26 GHz. Elles ont permis d'obtenir des puissances de 200 mW en régime d'oscillation à 14 GHz.

En multiplication de fréquence dans la bande Ku (12-18 GHz), les expériences se sont avérées délicates et le réglage des circuits très critiques, en particulier à cause d'oscillations résiduelles importantes. Des modes de fonctionnement qui s'apparentent plus à l'oscillation déclenchée ont été obtenus ; quelques résultats caractéristiques sont donnés dans le tableau n° 5 . La faiblesse de ces performances confirme bien les précisions théoriques, bien que la technologie de ces diodes se soit avérée excellente : les résistances thermiques obtenues étaient proches des meilleurs résultats atteints pour le GaAs.

III.3.3. Série GC_α et GC_β

Les résultats obtenus avec ces diodes ont permis de confirmer simplement les déductions faites pour les deux séries précédentes. Des phénomènes nouveaux sont apparus qui semblent liés aux problèmes de réalisation technologique. Nous avons observé la présence d'instabilités liées à la caractéristique statique en présence d'oscillations et déjà mentionnées par ailleurs (31,32).

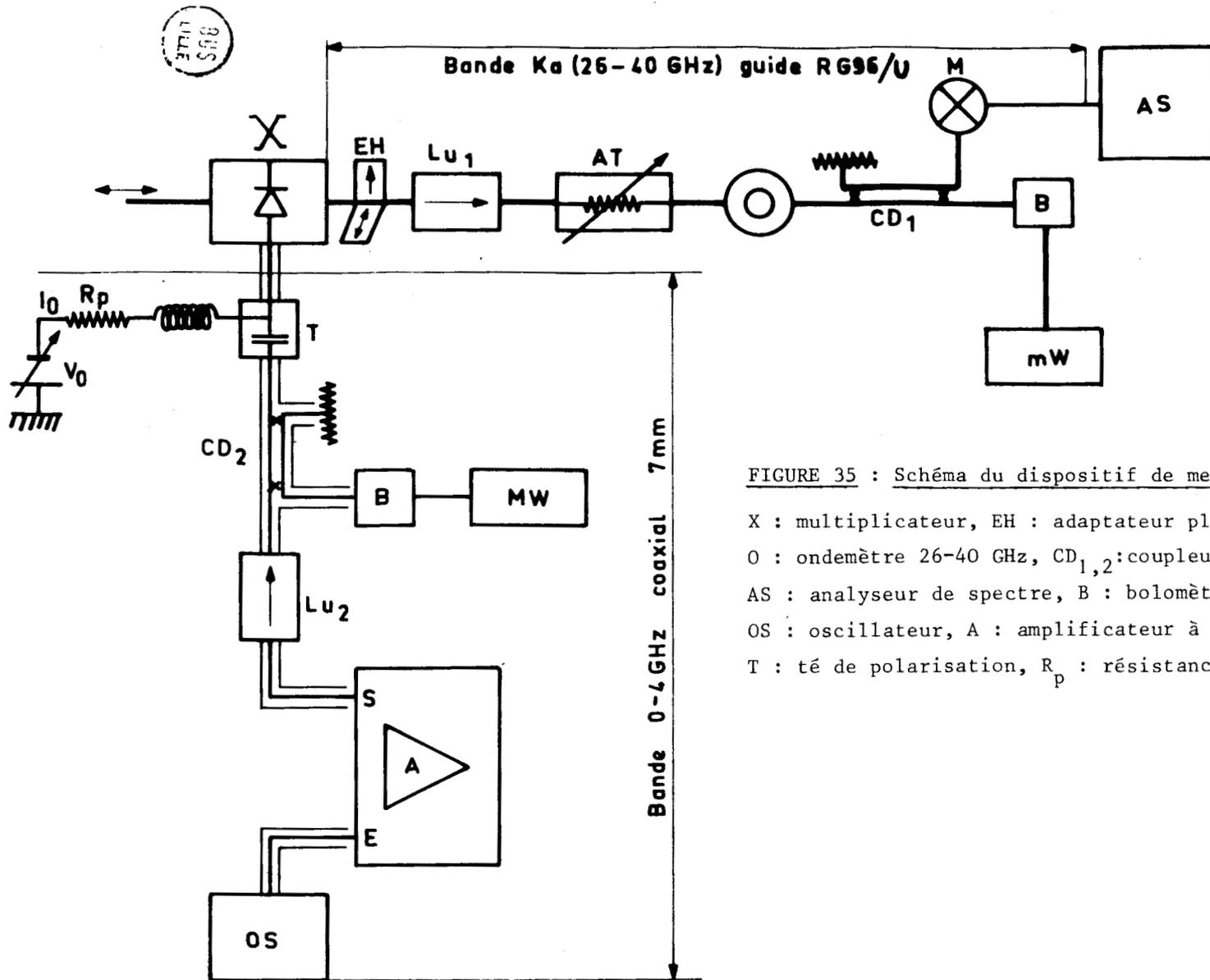


FIGURE 35 : Schéma du dispositif de mesure

X : multiplicateur, EH : adaptateur plan EH, AT : atténuateur,
 O : ondemètre 26-40 GHz, CD_{1,2}:coupleurs directs, M : mélangeur,
 AS : analyseur de spectre, B : bolomètre, MW : milliwattmètre,
 OS : oscillateur, A : amplificateur à tube à ondes progressives,
 T : té de polarisation, R_p : résistance de protection.

III.2.4. Séries GB_α et GB_β

Bien que la structure de ces diodes n'était pas optimale (en particulier le dopage était trop élevé pour la bande Ka), des indications et des résultats intéressants ont pu être obtenus.

Les diodes de la série GB_α n'étaient pratiquement confinées : leur mode de fonctionnement était similaire à celui des CC_A, à une fréquence plus élevée.

Par contre, pour les diodes type GB_β, le rapport δ/W était beaucoup plus favorable pour la multiplication de fréquence et les résultats se sont avérés plus intéressants compte tenu des fortes valeurs de la résistance thermique, il n'était pas possible de travailler avec des courants de polarisation élevés. Les résultats les plus significatifs sont résumés dans le tableau n° 6 .

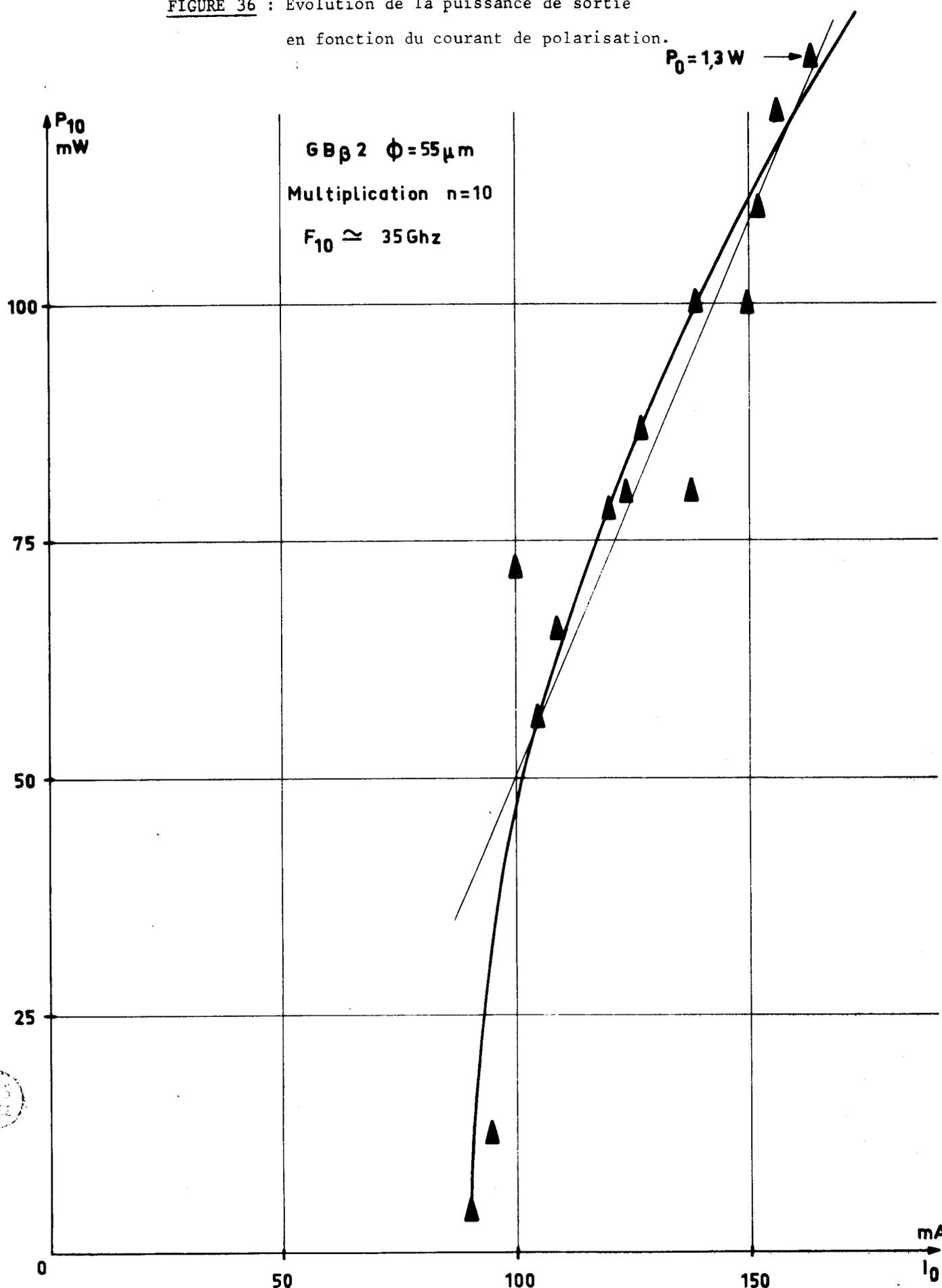
n	F _n GHz	P _s mW	Remarques
10	35	110	I _o = 180 mA, φ 57 μm
9	34,6	125	I _o = 159 mA, φ = 55 μm
10	36,8	52	I _o = 131 mA
24	38,4	88	
29	39,1	71	
30	39	80	réjection - 14 dB
36	39,5	75	
38	38	63	réjection - 5 dB seulement

TABLEAU N° 6

Les pertes de conversion les plus faibles étaient de - 8,2 dB pour P_S = 52 mW et n = 10. Les premiers résultats obtenus en multiplication à très haut rang d'harmonique sont encourageants et ils justifient l'entreprise d'études futures pour ce mode de fonctionnement.

Nous avons représenté sur la figure 36 l'évolution de la puissance à la fréquence F₁₀ ≠ 35 GHz en fonction du courant de polarisation. Il n'apparaît pas de phénomène de saturation en courant et si la résistance thermique était plus faible, il serait possible d'obtenir des puissances beaucoup plus importantes. A titre d'exemple, et pour vérifier notre modèle théorique, nous avons calculé sur ordinateur les performances théoriques en rentrant comme données les paramètres mesurés d'une diode réelle. A puissance moyenne nous trouvons une assez bonne concordance.

FIGURE 36 : Evolution de la puissance de sortie
en fonction du courant de polarisation.



015
1972

$$P_1 \approx 500 \text{ mW}$$

$$P_{10} = 84 \text{ mW}$$

$$\eta_{th} = 17 \%$$

$$P_{10exp} \approx 60 \text{ mW}$$

$$\eta_{exp} = 12 \%$$

III.3. CONCLUSION DE L'ETUDE EXPERIMENTALE

Cette étude expérimentale n'a pas pour l'instant confirmé toutes nos prévisions théoriques mais néanmoins, elle nous a permis de vérifier certains points de l'étude :

- . les diodes qui fonctionnent le mieux sont celles qui présentent un rapport δ/W le plus proche de 1 (diodes confinées).
- . les surfaces optimales sont relativement plus petites que dans le cas du Silicium et voisines de $0,2 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$ (cas des diodes GB_β)
- . pour obtenir les performances escomptées, il faut s'attacher à diminuer au maximum la résistance thermique et la résistance série.



COMPARAISON GaAs - Si

	Phenomenes Physiques	Performances	Materiau le plus favorable	
			Si	GaAs
Theorie	Taux d'ionisation	Taux de conversion		XX
	Temps de montée de I_c : τ_i	Multiplication à n élevé	X	
Pratique	Vitesse des porteurs (<i>dimension</i>)	Facilite de realisation	X	
	Conductivite thermique	Puissance	XX	X
	Transition N - Substrat	Puissance	X	
		Fragilite	X	
	Mobilite (resistance serie)	Puissance et taux de conversion		X

Meilleures performances actuelles :

$F_s = 35$ GHz

Si (diode non encapsulée) $n = 10$

$P_s = 620$ mW

$\eta = -8,9$ dB

GaAs boitier S 4 $n = 9$

$P_s = 125$ mW

$\eta = -13$ dB

X Favorable

XX Très favorable

C O N C L U S I O N

Cette première partie constitue une contribution à l'étude des structures semiconductrices fonctionnant en régime d'avalanche et destinées à la multiplication de fréquence à haut rang d'harmonique. Notre étude théorique a permis de montrer quelle est l'influence du matériau sur les performances potentielles des multiplicateurs et de déterminer les zones d'intérêts respectives des composants GaAs. Tous les éléments permettant la comparaison entre l'Arséniure de Gallium et le Silicium sont résumés dans le tableau n° 7.

Les utilisations potentielles de tels dispositifs en ondes millimétriques sont nombreuses surtout dans le domaine des télécommunications où des sources très stables en fréquence sont nécessaires. Or, souvent, les puissances requises sont relativement modestes au niveau des chaînes de traitement du signal (par exemple oscillateurs locaux dans les changeurs de fréquence). Dans ces gammes de puissance de sortie, l'intérêt des multiplicateurs à diodes à avalanche au GaAs est notable car les taux de conversion potentielle sont élevés. Il en résulte que les puissances d'entrée pourront être plus faibles et donc le degré de miniaturisation des systèmes intégrant source primaire et multiplicateur pourra être plus poussé. La réalisation de sources millimétriques de puissance moyenne ($P > 400$ mW) semblables à celles utilisées dans les réémetteurs de systèmes de communications par guides circulaires, restera pour l'instant le domaine d'application privilégié des composants Silicium.

Nous n'avons pas pu vérifier de façon expérimentale la totalité de nos prévisions théoriques, la réalisation des diodes GaAs ayant posé de nombreux problèmes qui ne sont pas tous résolus à l'heure actuelle. En particulier, nous n'avons pas su disposer d'échantillons suffisamment confinés. De même les résistances thermiques sont restées relativement élevées, limitant ainsi les possibilités de ces diodes.

Cependant, nous pensons que les premiers résultats expérimentaux obtenus sont encourageants, l'évolution de la technologie devant permettre la réalisation prochaine d'échantillons conformes aux prévisions théoriques. Ces perspectives d'avenir sont d'ailleurs confirmées par l'évolution rapide des meilleures performances de puissance pour le mode IMPATT en ondes millimétriques publiées par plusieurs laboratoires étrangers (23,29).

Nous pensons que le modèle théorique de notre étude pourrait maintenant être affiné et en particulier il devrait tenir compte des effets parasites :

diffusion et injection d'un courant tunnel. La meilleure connaissance des paramètres du matériau GaAs devrait nous permettre de réajuster les valeurs utilisées dans le calcul des performances. Enfin, une étude similaire pourrait être entreprise pour la multiplication à très haut rang d'harmonique ($n > 30$).

•f•f•f•f•f•f•f•f•f•f•

B I B L I O G R A P H I E

=====

- (1) S. Sze - Gibbons
"Avalanche breakdown voltage of abrupt and linearly graded PN junctions in Ge, Si, GaAs et GaP". Appl. Phys. Lett. vol 8, pp. 111-113, may 1966.
- (2) R.A. Logan - S.M. Sze
"Avalanche multiplication in Ge and GaAs PN junctions" J. Phys. Soc. Jap. vol 21, pp. 434-436, 1966.
- (3) C.A. Lee - R.A. Logan - R.L. Batdorf - J.J. Kleimack - W. Weigman
"Ionization rates of holes and electrons in Silicon". Phys. Rev. vol. 134, pp. 761 - 773, may 1964.
- (4) G. Salmer - J. Pribetich - A. Farrrayre - B.Kramer
"Theoretical and experimental study of GaAs IMPATT oscillator efficiency". J. of Appl. Phys. Vol 44, n°1, pp. 314-324, janv. 1973.
- (5) W.N. Grant
"Electron and hole ionization rates in epitaxial Silicon at high electric fields". Solid state electronics, vol. 16, pp. 1189-1203, 1973.
- (6) B. Kramer - A. Mircea
"Determination of the saturated electron velocity in GaAs from small signal impedance measurement of IMPATT devices". Seminar on active Microwave Semiconductor devices. Calvi, Nov. 1973.
- (7) A. Castelain. Thèse 3e cycle (à paraître Lille 1974)
- (8) E. Allamando - E. Constant - G. Salmer - A. Semichon
"Propriétés hyperfréquences des diodes à avalanche. Mode d'oscillations". Acta Electronica vol 12, N°3, pp. 211-253, 1969.
- (9) W.T. Read
"A proposed high frequency negative resistance diode". Bell Syst. Tech. J. vol. 37, pp. 401-446, march 1958.
- (10) E. Allamando
"Etude théorique et expérimentale des dispositifs à avalanche et temps de transit". Lille, thèse d'état, déc. 1973.
- (11) J.J. Goedbloed
"Noise in Impatt diode oscillators". Philips Res. Rep. Supp 7 (1973) Thesis.
- (12) R. Küvas - C.A. Lee
"Quasistatic approximation for semiconductor avalanches" J. Appl. Phys. vol. 41 n°4, march 1970.
- (13) R. Küvas - C.A. Lee
"Carrier diffusion in semiconductor avalanches" J. Appl. Phys. vol 41 n°7, juin 1970, pp. 3108-3116.

- (14) R. Hulin - J.J. Goedbloed
"Influence of carrier diffusion on the intrinsic reponse time of semiconductor avalanches". Appl. Phys. Lett. Vol 21, n°2, 15 july 1971.
- (15) J.G. Ruch - G. S. Kino
"Transport properties of GaAs". Phys. Review. vol 21, pp. 489-490 june 1966.
- (16) W. Fawcett - H.D. Rees
"Calculation of the hot electron diffusion rate for GaAs". Phys. Lett. Vol 29 A, pp. 578-579, august 1969.
- (17) Y. Okuto - C.R. Crowel
"Ionization coefficients in Semiconductors : a nonlocalized property" Soumis pour publication dans "Physical Review". Department of Materials Sciences. University of Southern California - Los Angelès.
- (18) E. Allamando - M. Chivé - P. Kennis - M. Lefebvre
"Limitation en rendement et en puissance des diodes ATT" Acta Electronica, vol. 17 n° 2, pp. 127-150, Avril 1974.
- (19) P.A. Rolland
Thèse 3e cycle Lille, juillet 1973.
- (20) P.A. Rolland - E. Constant - A. Derycke - J. Michel
"Multiplication de fréquence par diode à avalanche en ondes millimétriques". Acta Electronica, vol 17, n°2, pp. 213-228, avril 1974.
- (21) C.A. Lee - R.L. Batdorf - W. Wiegmann - G. Kaminsky
"The Read diode - an avalanching transit time negative resistance oscillator". Appl. Phys. Letters. vol 6, pp. 89-91, march 1965.
- (22) E. Allamando
"Etude théorique et expérimentale de la puissance hyperfréquence délivrée par un semiconducteur en avalanche. Influence de la température". Lille, thèse 3e cycle, octobre 1968.
- (23) M. Migitaka - M. Nakamura - K. Saito - K Sekime
"A high power GaAs schottky barrier impatt diode in 30 GHz band" Proceeding of 1973 European microwave conference, 4.7 sept. Bruxelles
- (24) K.P. Weller
"Power - generation potential of various impatt structures from a scaling approximation". Electronics Letters, vol 9, n°18, pp. 420-422, sept. 1973.
- (25) A. Farrrayre - B. Kramer
"Realisation et caracterisation de diodes à avalanche en GaAs fiables et reproductibles". Acta Electronica, vol.17 n°2 pp. 99-114, avril 1974.
- (26) M. Chivé - A. Derycke - E. Playez
"Annexe IV" au compte rendu de fin de contrat D.G.R.S.T. n°71-7-2845.

- (27) M. Migitaka - N. Nakamura - K. Saito - K. Sekine
"30 GHz GaAs Schottky barrier impatt diodes". Journal of Japan Society of Applied physics. Vol 42, pp. 65-70, 1973.
- (28) : H.J. Kuno - T.T. Fong - D.L. English
"Characterization of impatt diodes at millimeter wave frequencies" I.E.E.E. Trans. on Elect. Devices, vol. ED19, n°6, june 1972.
- (29) K.P. Weller - A.B. Dreeben - H.L. Davis - W.M. Anderson
"Fabrication and performance of GaAs P⁺N junctions and Schottky barrier millimeter IMPATT's" I.E.E.E. Trans. Elect. Dev. vol ED21, n°1, janv. 1974.
- (30) E. Playez
Memoire C.N.A.M. Lille (à paraître)
- (31) C.A. Brackett
"The elimination of tuning induced burnout and bias-circuit oscillations in IMPATT oscillators" Bell. System Tech. J.52, pp. 271-273 (1973).
- (32) A. Semichon
"Mise en oeuvre des diodes à avalanche pour hyperfréquences" Acta Electronica, vol 17, n°2, pp. 171-180, avril 1974.
- (33) A. Le Borgne
"Sur les performances de bruit en amplification de diodes IMPATT GaAs". Thèse 3e cycle Lille, sept. 1974.

DEUXIEME PARTIE

=====

ETUDE DE CIRCUITS HYPERFREQUENCES
POUR LA MULTIPLICATION DE FREQUENCE A DIODE AVALANCHE
EN ONDES MILLIMETRIQUES

INTRODUCTION

I - PROBLEMES POSES PAR L'UTILISATION DE DIODES A AVALANCHE EN ONDES MILLI-METRIQUES.

- I.1. Problèmes communs aux différents modes de fonctionnement.
- I.2. Problèmes spécifiques aux différents modes de fonctionnement.
 - I.2.1. Multiplication de fréquence à diode avalanche
 - I.2.2. Oscillation
 - I.2.3. Amplification.
- I.3. Solutions possibles pour la réalisation de circuits en ondes millimétriques.
 - I.3.1. Structures à impédances caractéristiques faibles.
 - Guide réduit
 - transition coaxial-guide
 - "Cap"
 - Guide en "U"
 - I.3.2. Etude comparative des pertes.

II - METHODES D'ETUDE

- II.1. Analogie basse-fréquence.
- II.2. Principe de la mesure "IN Situ" de l'impédance de charge.
- II.3. Dispositif de mesure

III - ETUDE DE LA STRUCTURE A "CAP"

- III.1. Aspects théoriques - Hypothèses fondamentales
 - III.1.1. Etude du "cap" en antenne.
- III.2. Etude expérimentale du "cap" dans un guide
 - III.2.1. Position du problème : propagation guidée
 - III.2.2. Evolution de l'impédance de charge en fonction des dimensions géométriques, à fréquence fixe.

- .1. Etude du cap idéal : rotation
- .2. Influence de l'angle α
- .3. Influence du diamètre ϕ du cap
- .4. Influence du diamètre de la tige support
- .5. Influence du rebord
- .6. Influence du plat
- .7. Essai de modélisation : schéma équivalent

III.2.3. Evolution de l'impédance de charge en fonction de la fréquence.

III.2.3.1. Guide terminé par deux charges adaptées

- Influence de la propagation guidée
- Influence de la tige support
- Influence de l'angle.

III.2.3.2. Evolution fréquentielle de l'impédance de charge pour une position du court-circuit arbitraire

1. Formes caractéristiques de ces lieux et conséquences
2. Influence du diamètre
3. Influence de l'angle.
4. Influence de la tige support.

III.3. Utilisations d'une structure à "cap" avec un composant semiconducteur présentant une résistance négative.

III.3.1. Oscillation

- Adaptation
- Stabilité
- Conception d'un oscillateur : détermination des dimensions optimales.

III.3.2. Amplification

III.3.3. Multiplication de fréquence à diodes à avalanche.

IV - ETUDE DE LA STRUCTURE A TRANSITION COAXIAL-GUIDE

IV.1. Aspects théoriques de l'étude de la transition coaxial-guide

IV.1.1. Présentation de la structure

IV.1.2. Méthodes générales d'études

IV.1.2.1. Etude bibliographique

IV.1.2.2. Schéma équivalent

IV.1.2.3. Lieux de l'impédance Z_m en fonction de la position du court-circuit à fréquence fixe.

IV.2. Etude expérimentale de la transition coaxial-guide.

IV.2.1. Etude de l'impédance d'entrée d'une transition coaxial-guide simple mesurée dans le plan GG'.

IV.2.1.1. Evolution de l'impédance d'entrée en fonction de L_p , à fréquence fixe.

IV.2.1.2. Evolution fréquentielle de l'impédance d'entrée pour un guide terminé par deux charges adaptées.

IV.2.1.3. Conclusions

IV.2.2. Impédance présentée par une transition coaxial-guide dans le plan de référence DD'.

IV.2.2.1. Guide terminé par deux charges adaptées

IV.2.2.2. Evolution fréquentielle de $Z_m(\omega)$ pour une valeur de L_p arbitraire.

IV.3. Etude de la transition coaxial-guide en "U"

IV.3.1. Etudes préliminaires

IV.3.1.1. Rappels sur les propriétés du guide en "U".

IV.3.1.2. Caractéristiques des guides en "U" utilisés expérimentalement

IV.3.1.3. Schéma équivalent d'une transition coaxial-guide en "U".

IV.3.2. Etudes expérimentales : mesure de l'impédance de charge.

IV.3.2.1. Evolution de l'impédance Z_m mesurée dans le plan GG' en fonction du déplacement du court-circuit à fréquence fixe.

IV.3.2.2. Evolution fréquentielle de l'impédance mesurée dans le plan DD'.

IV.4. Utilisations d'une structure du type transition coaxial-guide.

IV.4.1. Oscillation

IV.4.2. Amplification

IV.4.3. Multiplication de fréquence

IV.4.3.1. Impédances présentées aux fréquences de sortie

IV.4.3.2. Circuits idlers

I N T R O D U C T I O N

La conception de circuits hyperfréquences en vue de leur utilisation en association avec des éléments actifs semiconducteurs est un problème complexe. En effet, les impératifs auxquels on se trouve soumis concernent non seulement l'obtention de performances élevées (puissance, rendement, bruit), mais aussi de conditions de réalisation et d'utilisation aisées.

En ce qui concerne les performances de ces systèmes, l'élément déterminant est l'impédance de charge présentée à l'élément semiconducteur par le circuit, et ses variations fréquentielles. Dans la plupart des cas, et en particulier dans les dispositifs amplificateurs, oscillateurs ou multiplicateurs de fréquence à diodes à avalanche, elle détermine pour une bonne part les caractéristiques du régime de fonctionnement de l'ensemble.

Nous avons mené cette étude dans un triple but :

- obtenir une meilleure connaissance des circuits utilisés dans les multiplicateurs de fréquence à diode avalanche en ondes millimétriques.
- déterminer le circuit le plus apte à fonctionner en multiplicateur à large bande ouvrant la voie à la réalisation de wobulateurs.
- Essai d'élaboration de modèles simplifiés mais néanmoins réalistes pouvant servir de données lors de la simulation sur ordinateur de multiplicateurs, d'oscillateurs ou d'amplificateurs hyperfréquences.

Il faut noter que cette étude doit permettre d'améliorer notre connaissance du fonctionnement global des multiplicateurs et apporter des éléments décisifs pour la conception et la réalisation d'amplificateurs et d'oscillateurs en ondes millimétriques.

L'analyse des circuits hyperfréquences et l'élaboration de circuits équivalents à constantes localisées n'ont pas fait l'objet pour l'instant de nombreuses études systématiques. Elles apparaissent dans les publications suivant trois approches distinctes :

- 1 - Un schéma électrique équivalent du circuit hyperfréquence est déterminé grâce à un ensemble de mesures faites dans le plan d'entrée de l'ensemble circuit et composant semiconducteur (1,2,3) . Cette méthode directe est souvent utilisée dans le cas des oscillateurs et pour des bandes très étroites. Les schémas équivalents sont alors simples ; ils se présentent souvent comme des combinaisons série-parallèle de circuits résonnants. Si cette méthode permet assez bien de caractériser le fonctionnement en oscillateur (coefficient de

qualité - fréquence de résonance), par contre elle ne donne souvent qu'un ordre de grandeur de l'impédance de charge vue par le composant. Les mesures étant indirectes, il est difficile de connaître les différents couplages et d'en déduire cette impédance de charge. De plus, cette méthode n'est suffisamment générale pour permettre l'étude à très large bande de fréquence, et elle ne répond pas aux problèmes rencontrés lors de la conception de nouveaux circuits.

- 2 - Une analyse théorique est faite en considérant le couplage entre le courant hyperfréquence circulant dans l'obstacle équivalent au composant et une infinité de modes guidés du type TE_{mn} et TM_{mn} (4,5,6). Les solutions sont analytiques, mais leur utilisation, même dans le cas de structures très simples, conduisent souvent à des calculs très compliqués ne pouvant être réalisés que sur ordinateur à l'aide de programmes élaborés. L'influence des dimensions géométriques des divers éléments du circuit devient alors très délicate à préciser. Cette méthode ne s'applique pas aux structures complexes car les diverses hypothèses simplificatrices, généralement admises quant aux répartitions de courant sur les obstacles ne sont plus valables. Il n'existe pas, pour l'instant, de solutions analytiques pour de telles structures. Dans ce type d'étude, la corrélation entre les résultats théoriques et ceux qui sont déduits des conditions expérimentales de fonctionnement, s'est toujours avérée difficile à mettre en évidence.

- 3 - La troisième approche essaie de faire la synthèse entre les deux méthodes développées précédemment. Dans un premier temps l'impédance de charge est déterminée par une mesure directe, le système de mesure se substituant au composant, et ceci dans toute la bande de fréquence envisagée. Ensuite, un modèle équivalent est développé à partir des études théoriques existantes, éventuellement modifiées pour tenir compte des conditions particulières. Les relations entre chaque élément du circuit équivalent et les dimensions géométriques du circuit sont ensuite précisées à l'aide des mesures précitées ; on essaie au maximum de séparer les différents effets et de mettre en évidence les lois de variation de ces éléments avec la fréquence.

Nous avons adopté dans ce travail la troisième approche. En effet, celle-ci s'imposait à nous pour plusieurs raisons : elle donne des résultats directement exploitables pour l'utilisation des composants semiconducteurs (impédance de charge), elle permet également la conception de modèles assez complets pouvant, le cas échéant, être utilisés lors de la simulation sur ordinateur d'un des régimes de fonctionnement : oscillation, amplification, multiplication de puissances. Cependant, cette méthode présente l'inconvénient de nécessiter de très nombreuses mesures dont l'exploitation pour la détermination des éléments du schéma équivalent reste quand même semi-empirique.

I - PROBLEMES POSES PAR L'UTILISATION DE DIODES A AVALANCHE EN ONDES MILLIMETRIQUES

I.1. Problèmes communs aux différents modes de fonctionnement

Tous ces problèmes sont essentiellement liés à la fréquence. D'une part, toutes les dimensions des circuits variant comme la longueur d'onde, la réalisation mécanique des circuits pose de nombreux problèmes. Il est très difficile d'élaborer des structures complexes semblables à celles utilisées en ondes centimétriques dans les multiplicateurs à varactors par exemple. On s'efforcera de concevoir des circuits plus faciles à réaliser et où les paramètres caractéristiques peuvent être franchement modifiés.

Le deuxième problème réside dans le fait que les diodes à avalanche ont des impédances qui décroissent en fonction de la fréquence. Si l'on admet que la largeur de la zone désertée des diodes varie de façon inversement proportionnelle à la fréquence, et que la résistance thermique est inversement proportionnelle au diamètre (Résistance de constriction), nous pouvons montrer facilement, en utilisant les résultats semi-expérimentaux de SCHARFETER (7) que la variation de la résistance négative de la diode est donnée par :

$$\frac{R}{R_0} = K \left(\frac{D_0}{D}\right)^3 \left(\frac{F_0}{F}\right)^{2,18}$$

où l'indice 0 indique que les grandeurs sont celles du fonctionnement à F_0 servant de références.

D : diamètre

F : fréquence

K : constante.

On pourrait compenser la variation de fréquence par une variation correspondante des surfaces des diodes ; toutefois ce serait au détriment de la puissance émise. Un compromis raisonnable entre ces exigences contradictoires entraîne une diminution de la résistance.

Exemple : pour $\frac{F}{F_0} = 10$ (6-60 GHz) et $\frac{D_0}{D} = 4$ (120 μm - 30 μm) le rapport $\frac{R}{R_0}$ devient égal à 0,423.

La résistance négative est beaucoup plus faible en ondes millimétriques qu'aux fréquences inférieures. L'influence d'un tel phénomène est encore amplifiée par le fait que la résistance série due au substrat augmente avec la fréquence (effet de Peau).

Le circuit de charge devra donc présenter des impédances dont les parties réelles deviennent très faibles. Ceci impose que les pertes du circuit hyperfré-

quence ne soient pas trop importantes. Signalons que les pertes croissent avec la fréquence suivant une loi en $F^{1/2}$. Nous aurons donc à choisir les structures susceptibles de présenter le minimum de pertes tout en permettant une adaptation facile de la diode.

1.2. Problèmes spécifiques aux différents modes de fonctionnement

1.2.1. Multiplication de fréquence à diodes à avalanche

1) Conditions liminaires

Nous nous sommes intéressés à la multiplication de fréquence à haut rang d'harmonique, ce qui rend le découplage entre les fréquences d'entrée et de sortie relativement aisé. Nous avons surtout envisagé le problème de l'impédance ramené sur la diode à l'harmonique de rang n que l'on veut sélectionner, ainsi qu'aux rangs voisins.

2) Historique

Des études antérieures (8) ont montré que la meilleure solution pour la réalisation des structures des multiplicateurs de fréquences à diodes à avalanche est la transition coaxiale-guide. La ligne coaxiale permet de transporter la puissance continue nécessaire à la polarisation de la diode ainsi que la puissance hyperfréquence à la fréquence fondamentale. La puissance harmonique produite par la diode est transmise à la charge par le guide d'onde.

3) Adaptation d'impédances dans les multiplicateurs à diodes à avalanche

Le problème est complexe car le circuit doit satisfaire plusieurs impératifs.

- à la fréquence d'entrée, la diode doit être adaptée à la source

$Z_g^* = Z_D(\omega)$. Cette adaptation n'est pas trop difficile car la fréquence de travail est assez faible pour permettre le cas échéant, l'utilisation de dispositifs d'adaptation en technique microstrip.

- à la fréquence de sortie, nous nous placerons dans le cas où il n'y a pas de puissance produite aux fréquences intermédiaires (multiplication directe sans idler). Il a, en effet, été démontré que cela apporte plusieurs avantages : inutilité de dispositifs de filtrage en sortie (moins de pertes) et puissance maximum (loi de Manley-Rowe) (9). Il faut que la puissance ne soit produite que pour le rang d'harmonique k sélectionné. Les puissances générées sur les harmoniques voisins devront rester très faibles, car leur comportement serait régi par les conditions suivantes :

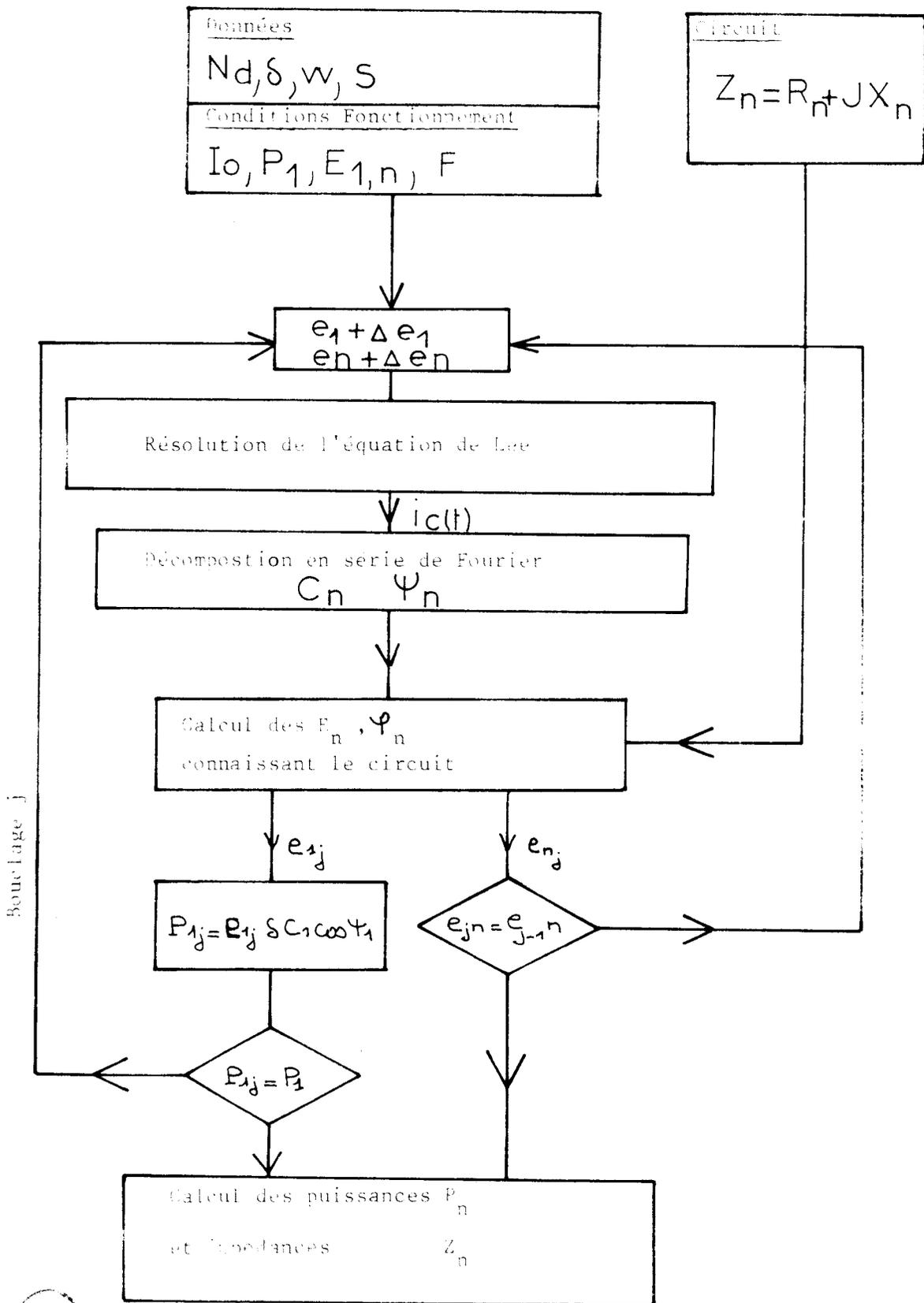


FIGURE 1 : Ordinoqramme du calcul avec "circuit".

$$\begin{array}{l} Z_L(k\omega) = - Z_D(k\omega) \\ \text{Charge} \qquad \qquad \text{Diode} \end{array}$$

et $Z_L(n\omega) = 0 \qquad \forall n \neq k \text{ et } 1$

C'est dans ce cadre que nous allons effectuer la suite de ces études. Cependant, deux remarques s'imposent :

- le circuit équivalent idéal correspondrait à un circuit du type résonnant parallèle à coefficient de qualité élevé. Ceci est pratiquement irréalisable car les circuits hyperfréquences présentent souvent des caractéristiques fréquentielles complexes (circuit multi-résonnant).

- Il est possible de modifier le fonctionnement des multiplicateurs de fréquence en agissant par des accords uniquement réactifs sur les fréquences intermédiaires (circuits idlers). Une étude est actuellement menée dans notre laboratoire par Monsieur P.A. ROLLAND (10) afin d'étudier cette possibilité.

4) Méthode d'étude

Dans le cadre précité nous avons utilisé deux modèles différents pour la détermination de l'impédance de la diode aux diverses fréquences afin de rechercher les caractéristiques optimales du circuit.

- programme numérique semblable à celui décrit dans la première partie de ce travail.

- programme automatique de simulation (10) permettant le calcul des performances à l'aide d'un modèle interactif faisant intervenir le circuit de charge. Le schéma simplifié du déroulement du calcul est donné figure(1)

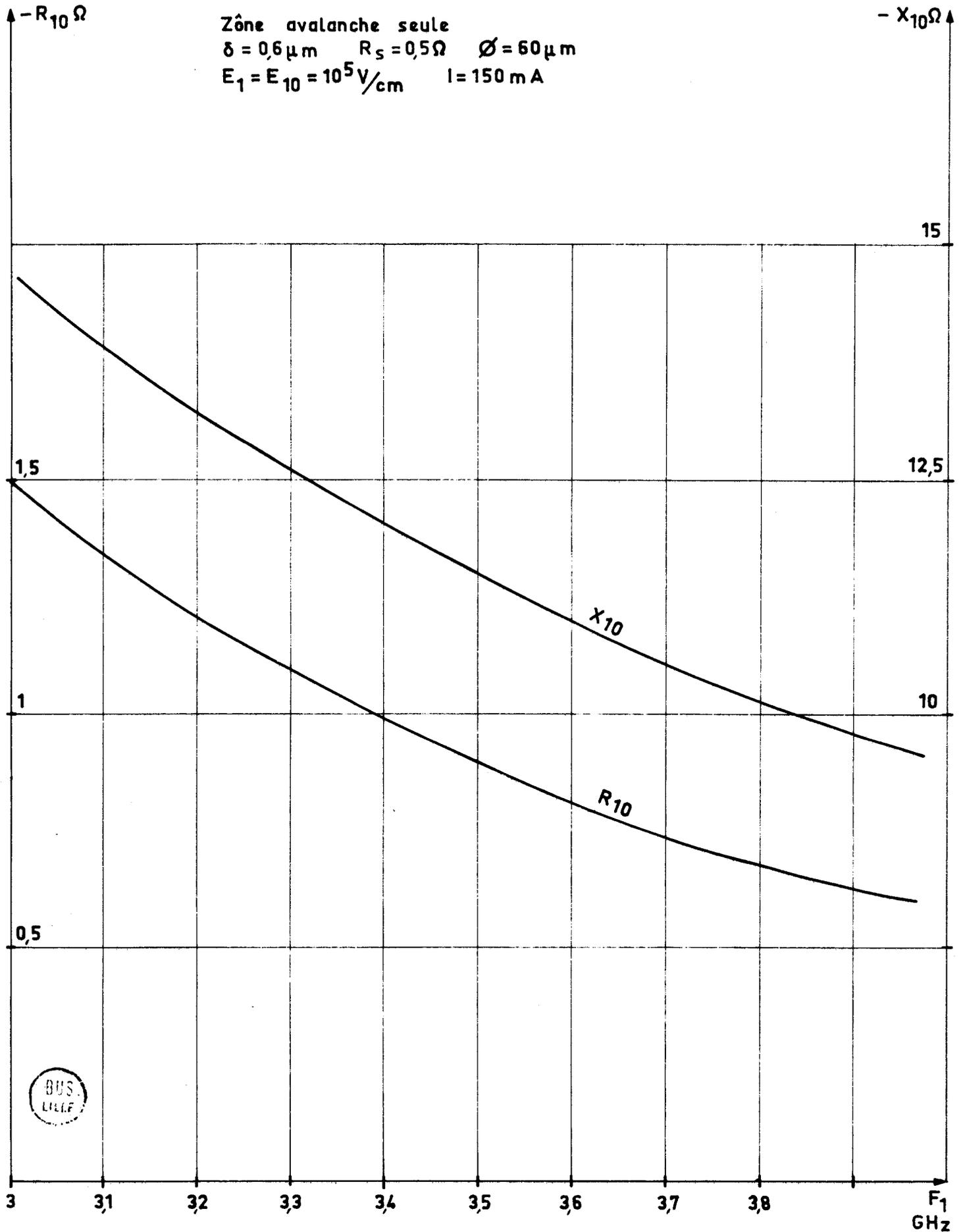
Le circuit est introduit dans le programme sous la forme de couples R_n et X_n , ou sous forme analytique dépendante de la fréquence.

5) Résultats et interprétations graphiques

Nous montrons sur la figure (2) l'évolution de l'impédance de la diode à la fréquence de sortie pour une puissance d'entrée constante. Le lieu de cette impédance est gradué en puissance de sortie (P_{10}). La réactance de la diode varie faiblement avec le niveau, tandis que le module de la résistance négative décroît fortement. Lors du fonctionnement à puissance de sortie maximum, l'adaptation de cette impédance sera donc délicate.

Nous avons représenté sur la figure (3) l'évolution de la puissance de sortie en fonction de l'impédance de charge présentée à la fréquence F_{10} de sortie du multiplicateur (courbe obtenue avec le programme numérique décrit pré-

FIGURE 2 : Evolution de l'impédance Z_{10} en fonction de la fréquence.



cédemment). Nous constatons que la puissance de sortie passe par un maximum en fonction de la réactance de charge X_{L10} , pour chaque valeur de la résistance. Ce maximum est d'autant plus important que la résistance de charge est faible. La valeur de la réactance optimale ne décroît que très faiblement quand la résistance augmente, et en première approximation, sa valeur est égale à $\frac{1}{C_a \omega}$ (avec C_a capacité à l'avalanche égale à $(\frac{\epsilon S}{W_a})$).

En encadré, nous avons également représenté les lieux de l'impédance dans le plan complexe à puissance de sortie constante. L'allure générale de ces lieux isopuissances est similaire à un faisceau de cercles centré sur $X_a = \frac{1}{\omega C_a}$, et dont le diamètre décroît quand la puissance de sortie croît.

Sur la figure nous avons tracé l'évolution de l'impédance, à la fréquence de sortie, de la diode à avalanche, en fonction de la fréquence d'entrée, le rang de multiplication étant égal à 10. Le module de la résistance négative de la diode décroît assez rapidement avec la fréquence, ce qui s'explique facilement en considérant notamment la décroissance du caractère non linéaire du régime de fonctionnement (CF 1ère partie). La réactance, à la fréquence de sortie, suit une loi en ω^{-1} , comme le ferait $X_a = \frac{1}{C_a \omega}$.

De l'étude de ces courbes il apparaît que :

- l'impédance de sortie sera d'autant plus difficile à adapter que la fréquence sera élevée.

- A la fréquence de sortie, la valeur de la réactance que doit présenter à la diode le circuit de charge, est très critique pour l'obtention du maximum de puissance : la variation est d'autant plus rapide que la puissance de sortie demandée sera plus élevée.

Dans le cas où l'on cherche effectivement à obtenir un signal sur un seul harmonique, le problème de l'adaptation de l'impédance aux diverses fréquences est alors complexe, et il se prête mal aux représentations graphiques, étant donné le nombre de paramètres intervenant dans la détermination des impédances. Nous pouvons quand même poser le problème dans le cas d'une part où l'on considère que certains paramètres constants : puissance d'entrée, courant de polarisation, fréquence d'entrée et d'autre part, où l'on considère les régimes de fonctionnement sur les autres fréquences harmoniques par exemple 9 et 11, comme relativement indépendants. Il est alors possible de représenter dans le plan complexe (figure) les lieux isopuissances idéalisés (cercle), et ceci pour les différentes fréquences harmoniques situées dans le domaine des fréquences envisagées ($k_a = 26-40$ GHz). Pour une même puissance de sortie, le diamètre décroît quand la fréquence augmente. Le circuit de charge idéal doit couper le cercle correspondant à la puissance désirée, à la fréquence de l'harmonique considérée.

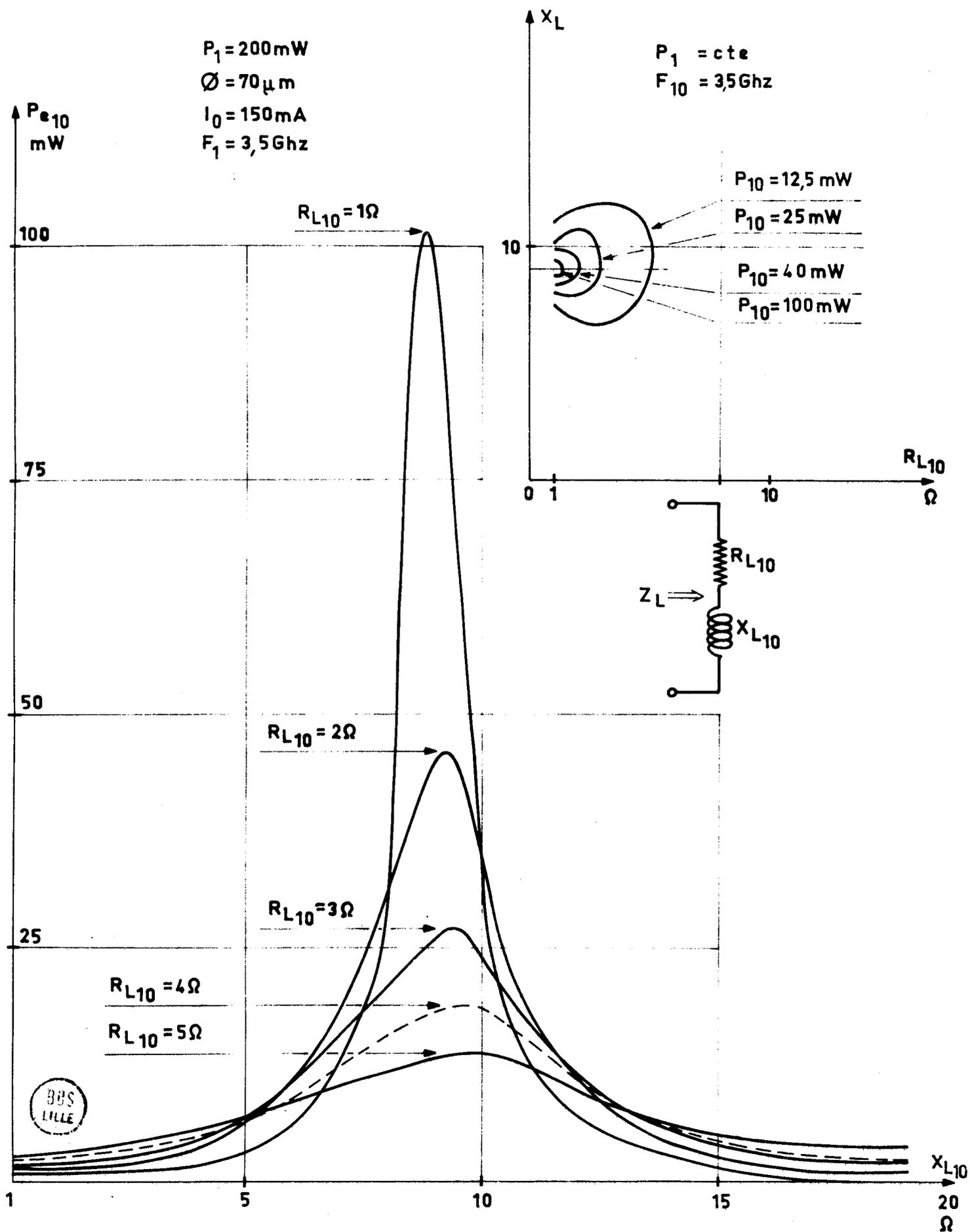


FIGURE 3 : Influence de l'impédance de charge sur les performances du multiplicateur.

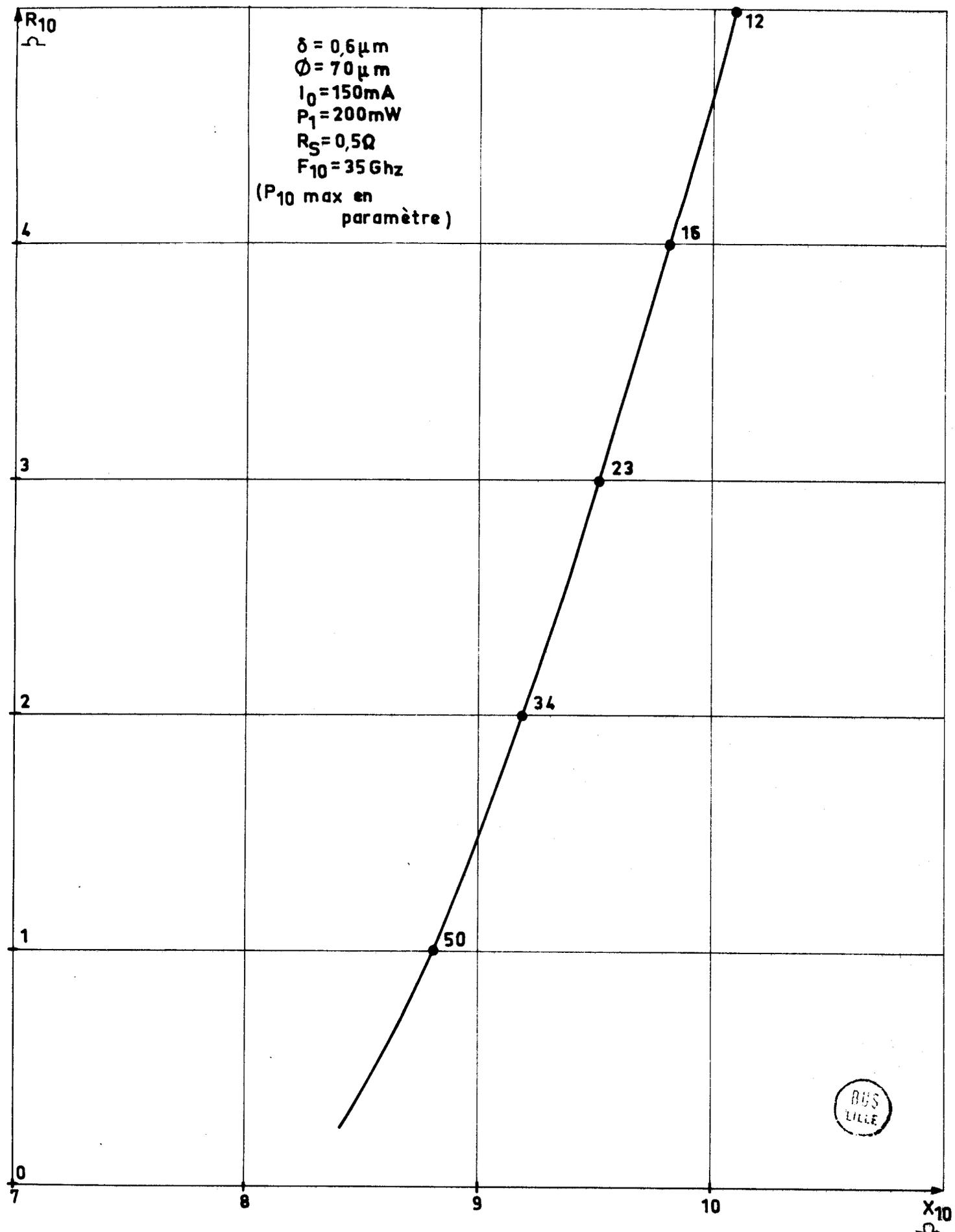
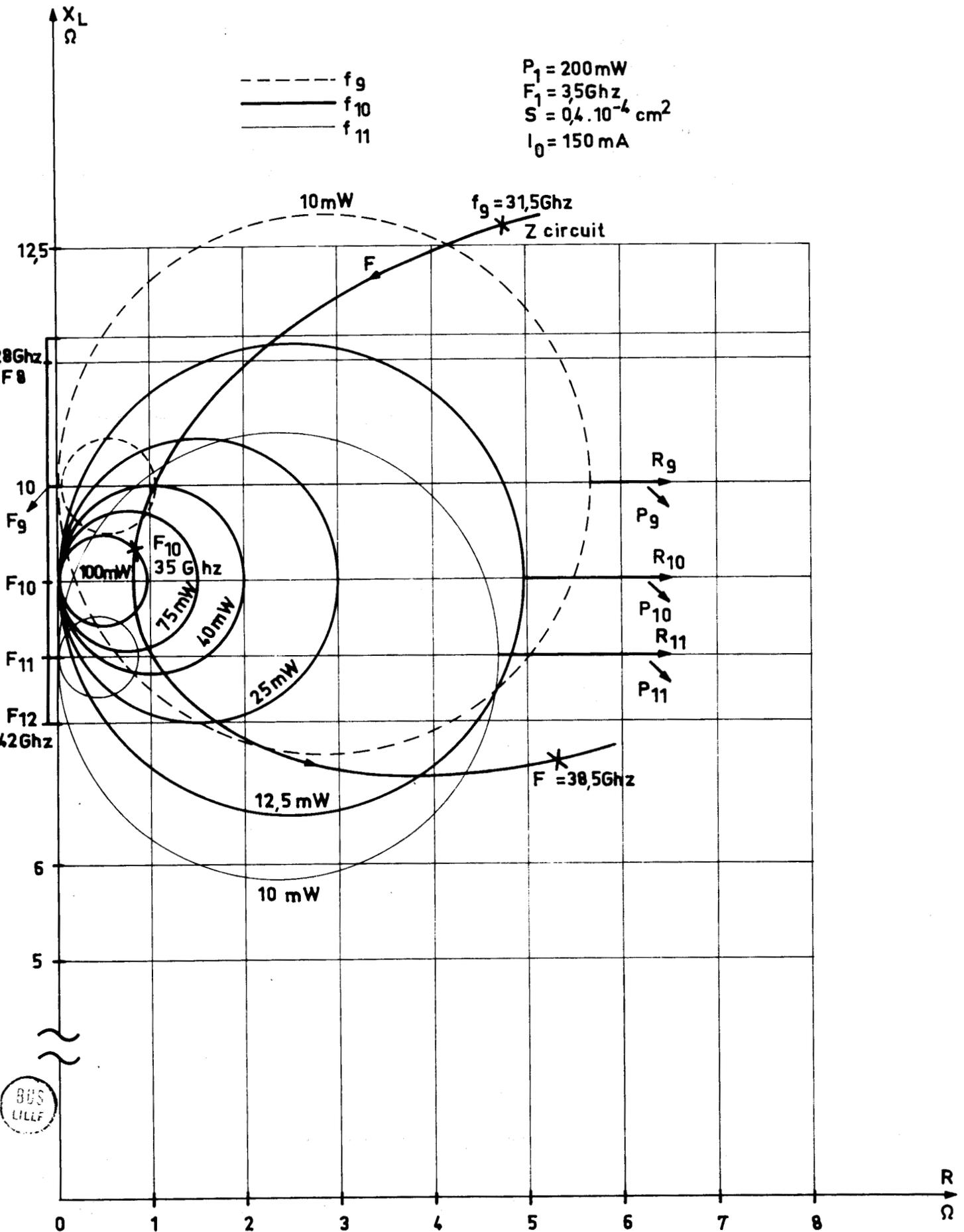


FIGURE 4 : Influence de la puissance de sortie sur l'impédance de sortie.

FIGURE 5 : Représentation graphique des problèmes d'adaptation d'impédance aux fréquences de sortie.



Pour les autres fréquences harmoniques, le point représentatif de l'impédance du circuit de charge doit être situé très à l'extérieur des cercles correspondant à des puissances notables afin d'obtenir un taux de réjection maximum. Le lieu de l'impédance du circuit représenté sur la figure (5) illustre un cas typique de circuit répondant à ces conditions (taux de réjection supérieur à 10 db). Il est à remarquer que l'évolution de l'impédance du circuit peut être relativement lente en fonction de la fréquence (contrairement à ce que l'on aurait pu penser initialement). Mais cette variation sera beaucoup plus rapide pour la multiplication à très haut rang d'harmonique car les faisceaux de cercles se rapprocheront, étant donné que les écarts de fréquence entre les harmoniques seront plus faibles.

1.2.2. Oscillation

Deux problèmes se posent pour la réalisation d'oscillateurs : d'une part obtenir un régime de fonctionnement stable, d'autre part obtenir la puissance de sortie maximale. Si nous désignons par Z_D l'impédance de la diode et Z_L l'impédance de charge, la condition générale d'oscillation s'écrit :

$$Z_L(\omega) + Z_d(\omega, V_{HF}) = 0$$

ou encore :

$$R_d(\omega, V_{HF}) + R_L(\omega) = 0$$

$$X_d(\omega, V_{HF}) + X_L(\omega) = 0$$

avec V_{HF} tension hyperfréquence aux bornes de la diode.

Pour obtenir une oscillation stable, non seulement les relations précédentes doivent être vérifiées, mais nous devons également introduire des conditions supplémentaires (11).

$$-\frac{\partial R_d}{\partial V_{HF}} \cdot \frac{dR_L}{d\omega} (\text{tang } \theta - \text{tang } \phi) > 0$$

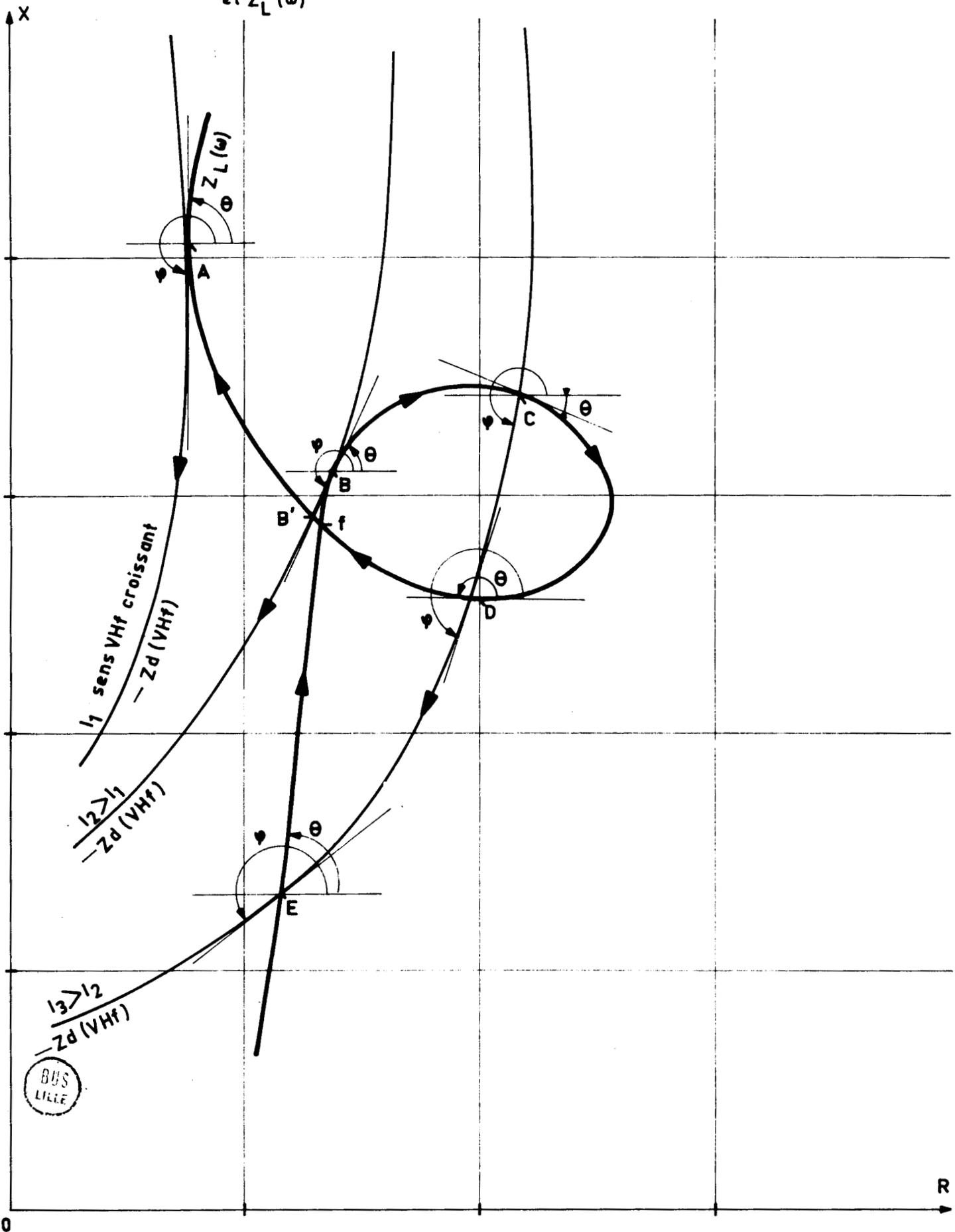
$$\text{avec } \text{tang } \theta = \frac{dX_L/d\omega}{dR_L/d\omega}$$

$$\text{tang } \phi = \frac{\partial X_d / \partial V_{HF}}{\partial R_d / \partial V_{HF}}$$

Ces conditions sont donc relatives à l'intersection des lieux $Z_L(\omega)$ et $-Z_d(V_{HF})$ avec ω comme paramètre.

FIGURE 6 : Illustration des critères de stabilité en oscillation.

Lieux de $-Z_D(VHf)$ pour $l = cte$
 et $Z_L(\omega)$



point	$\frac{\partial R_d}{\partial V_{hf}}$	$\frac{dRL}{d\omega}$	$\tan\theta - \tan\varphi$	REGIME
A	+	0	0	instable bruit large bande
B	+	+	0	Instable
B'	+	-	-	Stable
C	+	+	-	Instable
D	+	-	-	Stable
E	+	+	+	Stable

TABLEAU N° 1



Il est possible de représenter l'évolution de l'impédance du composant en fonction du courant de polarisation et de la tension hyperfréquence, ainsi que l'impédance du circuit au voisinage de la fréquence d'oscillation. Nous donnons sur la figure 6 des courbes d'évolutions caractéristiques afin de fournir une illustration des divers cas qui peuvent se présenter. Dans le tableau n° 1 sont résumées les caractéristiques des points de fonctionnement possible.

Signalons que la condition habituelle de bon fonctionnement (à savoir la nécessité d'une intersection "franche" entre les courbes $Z_D(V_{HF})$ et $Z_L(\omega)$) n'est pas suffisante (exemple du point C). Par ailleurs la présence de boucles dans la courbe $Z_L(\omega)$ peut entraîner un fonctionnement multifréquence (point F sur la figure 6).

L'étude d'oscillateurs de bonne qualité spectrale impose donc la connaissance de $Z_L(\omega)$ dans une large bande de fréquence dont nous pouvons déduire la bande de fonctionnement (accords mécaniques ou électriques) ainsi que la bande de synchronisation en fréquence dans le cas d'un oscillateur asservi en phase 12.

Dans l'hypothèse d'un oscillateur fonctionnant à une fréquence imposée fixe, il n'est pas toujours nécessaire de connaître l'évolution de $Z_L(\omega)$ dans une gamme de fréquences très étendue. Les grandeurs caractérisant le circuit peuvent alors se ramener à la seule valeur du coefficient de qualité extérieur Q_{ext} . La bande de fréquence étant faible, un schéma équivalent à constantes localisées de configuration très simple, suffit amplement pour la plupart des utilisations.

1.2.3. Amplification

Pour un amplificateur, outre la nécessité de disposer du gain souhaité pour le niveau de puissance requis, le circuit de charge doit garantir la stabilité du fonctionnement tout en présentant une bande passante optimale. Le schéma de principe et le schéma équivalent d'un amplificateur à réflexion sont donnés dans les figures 7,8.

FIGURE 7

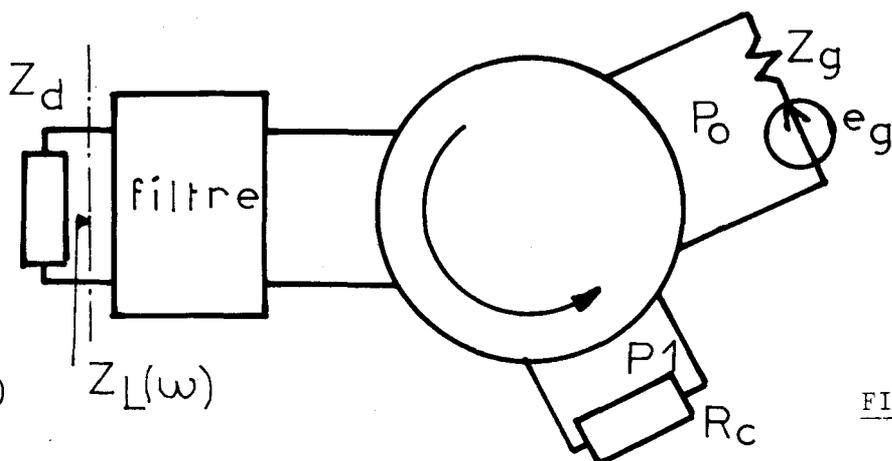
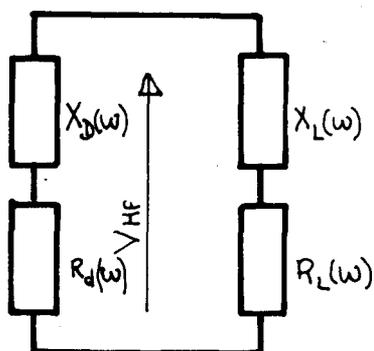


FIGURE 8

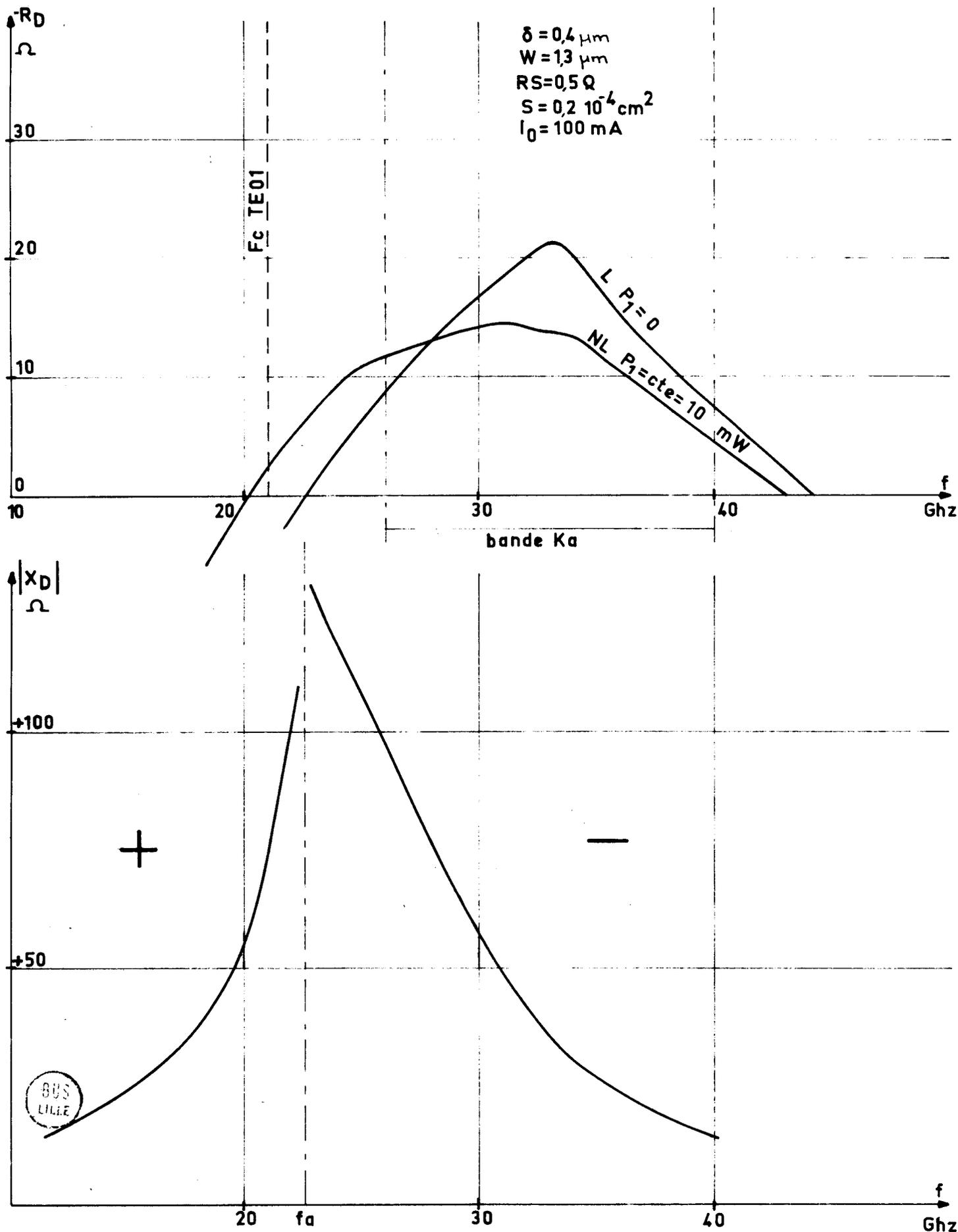


FIGURE 9 : Evolutions typiques de R et X d'une diode avalanche utilisée en amplification.

Le gain en puissance $\frac{P_o}{P_1}$ peut s'écrire :

$$G = \left| \frac{Z_{D(\omega, V_{HF})} - Z_{L(\omega)}^*}{Z_{D(\omega, V_{HF})} + Z_{L(\omega)}} \right|^2$$

ou

$$G = \frac{(R_D - R_L)^2 + (X_D + X_L)^2}{(R_L + R_D)^2 + (X_L + X_D)^2}$$

La condition suffisante mais non absolument nécessaire pour qu'il n'y ait pas d'oscillation parasite s'exprime par la relation suivante :

$$R_L + R_D > 0$$

ou

$$R_L > |R_D|$$

Ceci doit être vrai quelles que soient la fréquence et la tension hyperfréquence choisies.

Dans ce cas, l'amplificateur est toujours stable. Nous représentons sur la figure 9 l'évolution typique de l'impédance d'une diode à avalanche couramment utilisée en bande Ka ; il suffit que la courbe représentative de l'impédance du circuit n'ait aucun point commun avec $-Z_{D(\omega, V_{HF})}$. Toutefois pour que le gain puisse être important, les deux courbes doivent être voisines, ce qui pose un problème difficile. On voit que si l'on veut un gain important en régime non linéaire, les résistances de charges doivent être plus faibles qu'en régime linéaire pour certaines fréquences. En l'absence de signal le système pourrait donc osciller. En pratique, la condition d'oscillation est cependant moins restrictive.

- Bande passante

La variation du gain avec la fréquence est liée aux variations de l'impédance de la diode $Z_{D(\omega)}$ et du circuit de charge $Z_{L(\omega)}$.

On démontre que le gain est maximal quand la condition $-X_D = X_L$ est satisfaite. Si cette condition est remplie dans une gamme de fréquence assez grande, le gain ne dépend que de la variation de la résistance négative de la diode. Un circuit de charge optimal présenterait donc une réactance égale et opposée à celle de la diode et une résistance qui évoluerait de la même façon avec la fréquence.

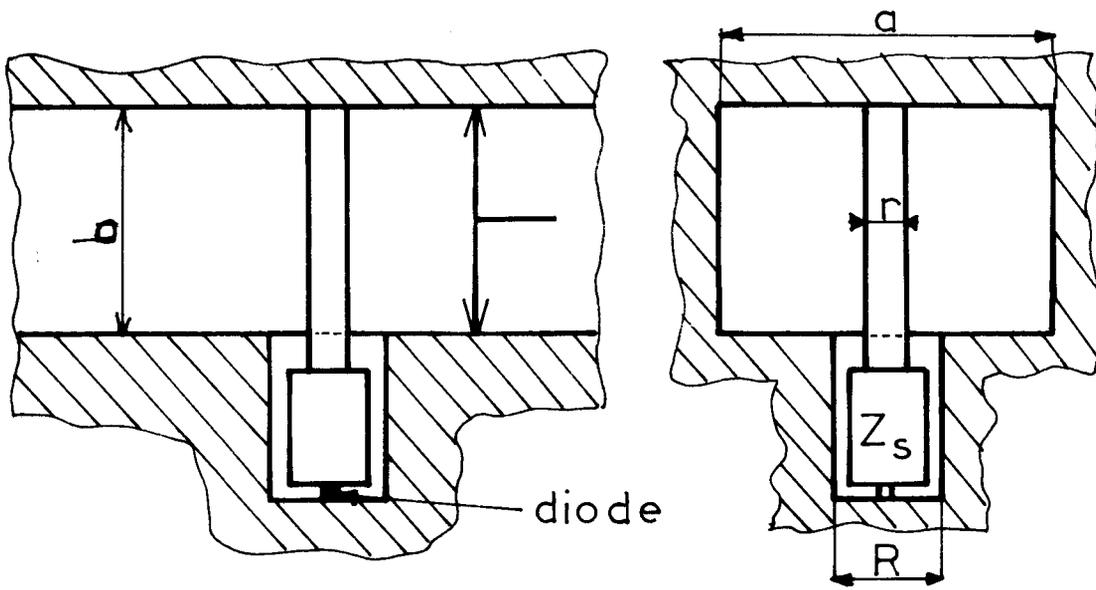


FIGURE 11 : Structure type coaxial-guide

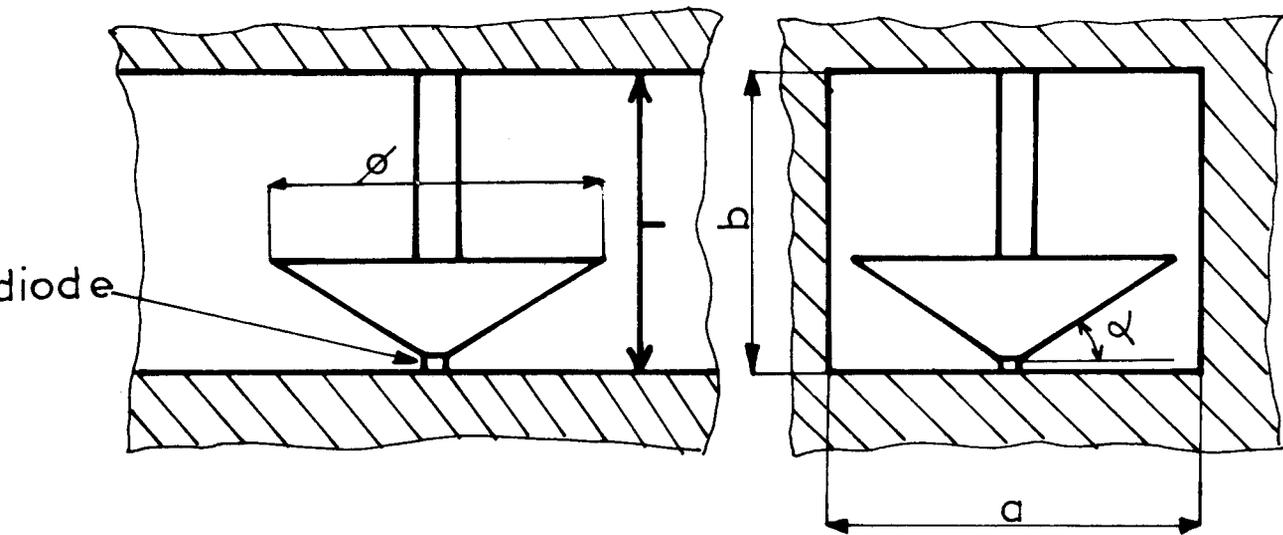


FIGURE 12 : Structure à "cap"

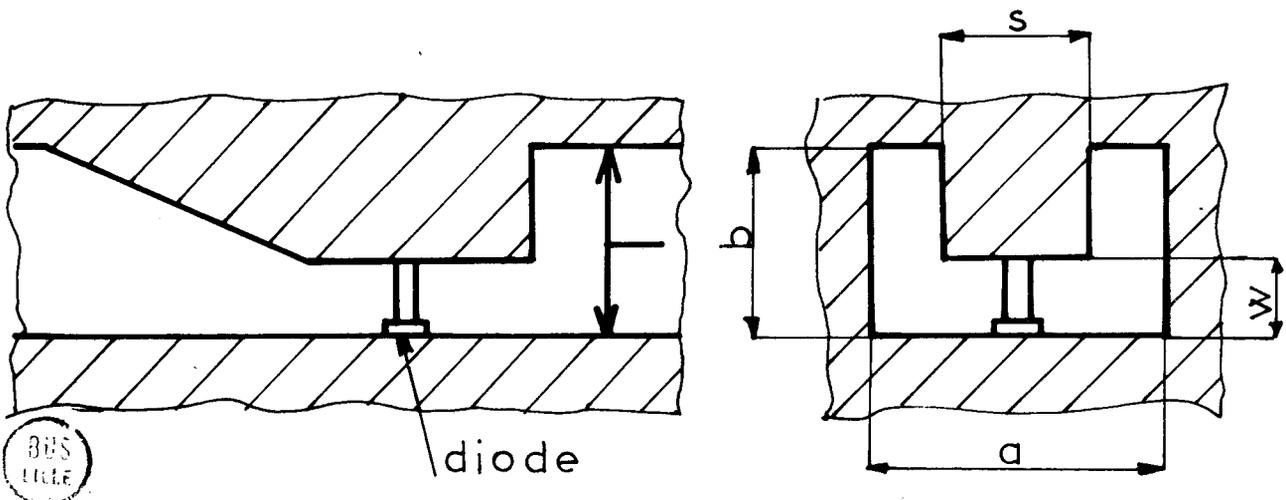


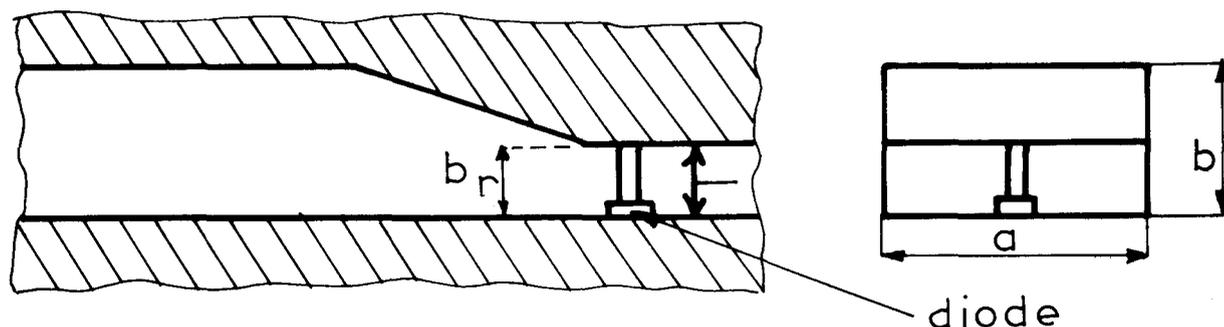
FIGURE 13 : Structure à guide en "U".

1.3. Solutions possibles pour la réalisation de circuits en ondes millimétriques.

1.3.1. Structures à impédances caractéristiques faibles

Nous avons vu précédemment que l'impédance optimale de charge (et notamment la partie réelle) d'une diode avalanche est relativement faible, or l'impédance présentée par un guide est relativement élevée. La façon la plus générale de concevoir la transformation d'impédance à large bande de fréquence est d'intercaler un tronçon de ligne de longueur suffisante et d'impédance caractéristique faible, entre la diode et le guide. Pour réaliser ce tronçon de ligne, il existe plusieurs solutions que nous décrivons sommairement.

- Guide de hauteur réduite (figure 10)



Il est facile d'obtenir une impédance équivalente faible car $Z_r = Z_g \frac{b_r}{b}$. Mais si l'on désire $Z_r < Z_g/10$, la valeur de b_r devient très faible en ondes millimétriques. Or la valeur limite de b_r est fixée par la hauteur de la diode. La transition entre les deux zones d'impédances Z_r et Z_g peut être progressive.

- Transition coaxiale - guide

Sur une ligne d'impédance caractéristique Z_c , il suffit d'intercaler un transformateur quart d'ondes d'impédance caractéristique Z_s (figure 11). Il faut pour cela disposer d'une transition coaxiale-guide adaptée. Cette structure s'impose d'ailleurs dans le cas d'un multiplicateur, car elle permet l'application facile du signal d'entrée.

Les deux problèmes qui se posent au niveau de la structure coaxiale concernent d'une part la facilité de réalisation mécanique (dimensions de la structure) et d'autre part l'absence de modes supérieurs de propagation. La longueur d'onde de coupure de ces modes est égale à : (13)

$$\lambda_c = k \frac{\pi}{2} (R + r)$$

avec $k \leq 1$ suivant les modes considérés et R et r les diamètres des conducteurs du coaxial. Soit dans le cas du mode TE_{21} :

$$r + R \leq \frac{191}{F_c \sqrt{\epsilon_r}} \quad \text{avec } r \text{ et } R \text{ en mm, } F_c \text{ en GHz.}$$

Dans le cas de la bande Ka si l'on désire que la fréquence de coupure supérieure soit de 40 GHz dans l'air, cela impose $R + r \leq 4.8$ mm.

- "CAP" (figure 12)

Cette structure consiste à réaliser localement autour de la diode une ligne biconique ou une ligne radiale ($\cos \alpha = 0$). L'impédance caractéristique d'une telle ligne peut être faible. Par exemple, pour une ligne biconique d'angle α relativement petit, l'impédance caractéristique est $k \approx 1,05\alpha$ où l'angle α est donné en degré. Cette structure est assez facile à réaliser aussi son emploi est très répandu pour les oscillateurs fonctionnant en gamme millimétrique et submillimétrique.

- "Guide en U ("ridge") (figure 13)

La section de guide en U peut être à impédance caractéristique relativement faible ; sa valeur dépendant des dimensions géométriques a, b, S, W . Une autre propriété intéressante du "ridge" est l'abaissement de la fréquence de coupure du mode fondamental TE_{01} .

Il est cependant difficile d'obtenir une impédance inférieure à une trentaine d'ohms, aussi est-elle le plus souvent utilisée dans des structures du type transition coaxiale-guide.

I.3.2. Etude comparative des pertes

L'étude de l'atténuation est effectuée pour la partie du circuit à impédance réduite.

- Guide réduit

Pour le mode dominant, l'impédance caractéristique est donnée par* :

$$Z_g = 754 \frac{b}{a} \left(1 - \frac{\lambda_0}{2a} \right)^{-1/2}$$

avec $\lambda_0 = \frac{c}{F}$ longueur d'onde.

L'expression de l'atténuation est :

$$\alpha = \frac{R_s}{\zeta b} \frac{1 + \frac{2b}{a} \left(\frac{\lambda_0}{2a} \right)^2}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{2a} \right)^2}}$$

* Nous avons choisi comme définition de l'impédance caractéristique celle qui est basée sur la correspondance entre la puissance transportée dans le guide et la tension efficace au milieu du guide. (14)

avec $\zeta = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}$

et $R_s = 10,88 \cdot 10^{-3} \sqrt{\frac{10^{-7}}{\sigma}} \cdot \frac{1}{\lambda_0}$

avec σ conductivité du matériau

λ_0 en mm.

- Ligne coaxiale

L'impédance caractéristique est donnée par :

$$Z_c = 60 \ln\left(\frac{R}{r}\right)$$

et l'atténuation par :

$$\alpha = R_s \frac{r+R}{rR} \cdot \frac{1}{2\zeta \ln(R/r)}$$

Soit, si l'on se fixe le diamètre extérieur R :

$$\alpha = \frac{R_s}{\zeta} \cdot \frac{1 + e^{-\frac{Z_c}{60}}}{R e^{-\frac{Z_c}{60}}} \cdot \frac{30}{Z_c}$$

- Lignes biconiques

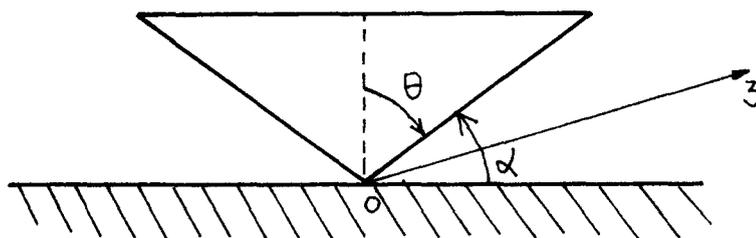
On démontre (annexe 2) que l'impédance caractéristique est donnée par la relation :

$$K = 60 L_n \left[\cotg\left(\frac{\theta}{2}\right) \right]$$

L'atténuation est donnée par :

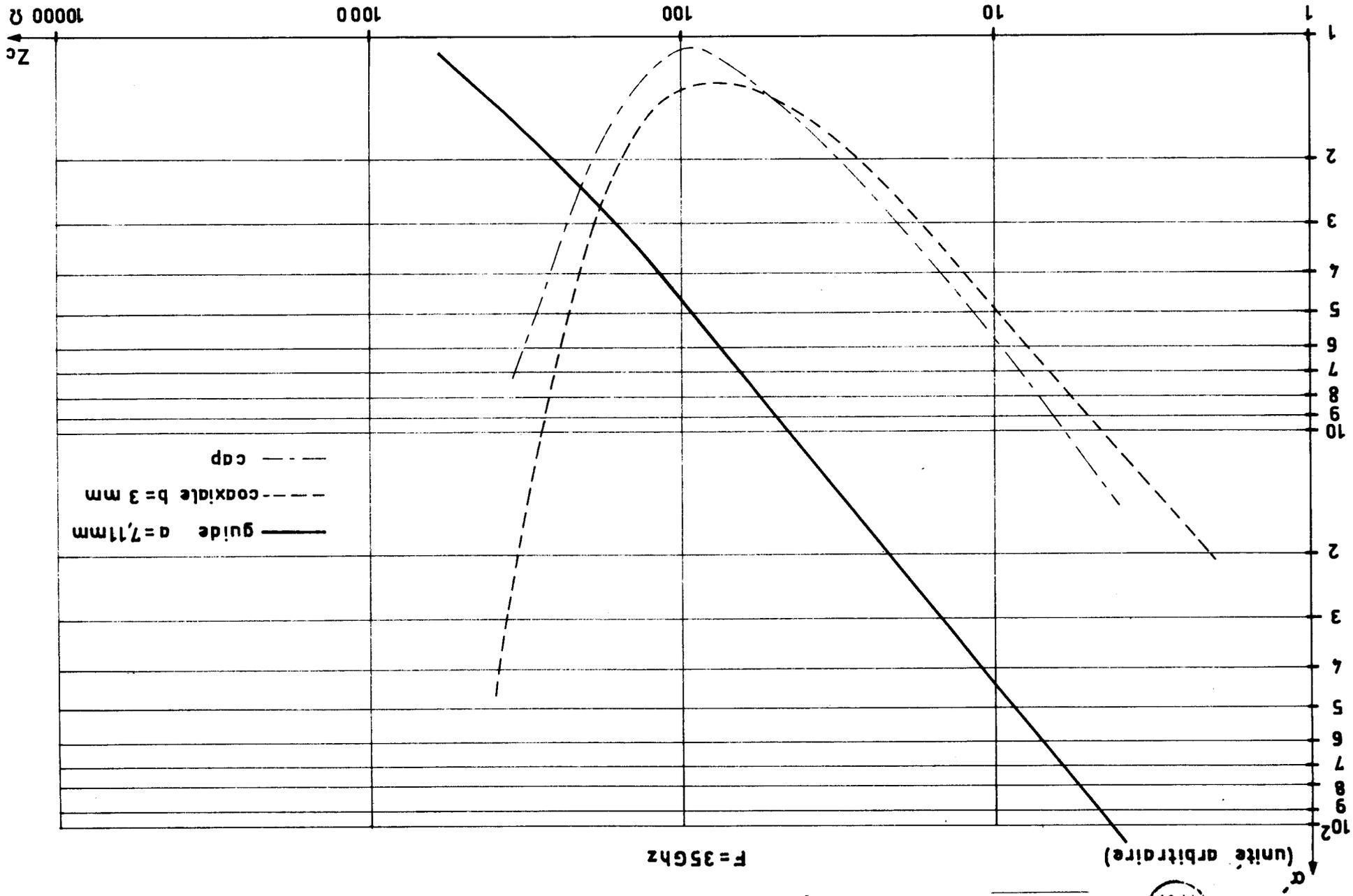
$$\alpha = \frac{R_s}{\zeta} \cdot \frac{1 + \sin \theta}{Z \sin \theta} \cdot \frac{30}{K}$$

où z est la distance à l'origine dans la direction du sens de propagation.



Ce résultat est différent des précédents car le coefficient d'atténuation dépend de l'abscisse considérée. Le terme traduisant les pertes dans la propagation de l'onde étant en $\exp(-\alpha z)$ est donc indépendant de z.

FIGURE 14 : Evolution des pertes en fonction de l'impédance caractéristique pour différentes structures.



- Evolution de α en fonction de l'impédance pour les différentes structures.

Afin de permettre une comparaison facile nous avons représenté l'évolution d'une grandeur, caractérisant les pertes, qui soit indépendante du matériau, à savoir le produit $\frac{\alpha \zeta}{R_s}$. Dans le cas du guide réduit ou du coaxial, on considère une longueur de ligne arbitraire prise égale respectivement à $\lambda g/4$ ou $\lambda o/4$. Nous avons représenté sur la figure 14 l'évolution de cette grandeur en fonction de Z_c . Nous voyons que les deux meilleurs dispositifs qui présentent une impédance faible sont la ligne biconique ou la ligne coaxiale.

Nous n'avons pas donné ici les formules permettant de calculer l'atténuation dans le cas d'un guide en "U", étant donné leurs complexités. Il existe d'ailleurs plusieurs combinaisons de rapports S/A et W/b qui donnent la même impédance caractéristique, mais des pertes différentes. Nous avons recherché les valeurs de S/A et W/b pour une impédance fixée, qui nous donnent les pertes minimales à partir des abaques publiés par HOPFER (15) ; Nous avons constaté que ces pertes étaient au mieux égales aux pertes d'un guide réduit de même impédance caractéristique.

II - METHODES D'ETUDES

II.1. Analogie basse - fréquence

Afin de permettre une mesure facile des variations de l'impédance hyperfréquence en fonction de la fréquence, nous avons réalisé des circuits en ondes centimétriques, homothétiques de ceux utilisés en ondes millimétriques et plus particulièrement en bande Ka. Le choix de la bande de fréquences de mesure est le résultat d'un compromis entre deux exigences contradictoires : d'une part faciliter les mesures et minimiser au maximum les effets parasites et d'autre part être à une fréquence assez haute pour permettre l'utilisation des diodes à avalanche disponibles dans le laboratoire pour certaines simulations. Dans ce but, nous avons réalisé des modèles en bande Xb, le rapport d'homothétie étant donc de 5 avec la bande Ka. Les lieux de $Z_{L(\omega)}$ obtenus sont donc, aux variations de pertes près, ceux que l'on obtiendrait en ondes millimétriques.

II.2. Principe de la mesure "IN SITU" de l'impédance de charge

Ce principe constitue à remplacer dans une structure identique à celle associée à une diode à avalanche, la diode par le circuit de mesure. Le plan de référence est défini par une des faces de la diode encapsulée.

- Transition coaxiale - guide

Dans ce cas, la mesure est facile à mettre en oeuvre : la structure coaxiale a des dimensions identiques à celles des fiches APC7 couramment utilisées dans

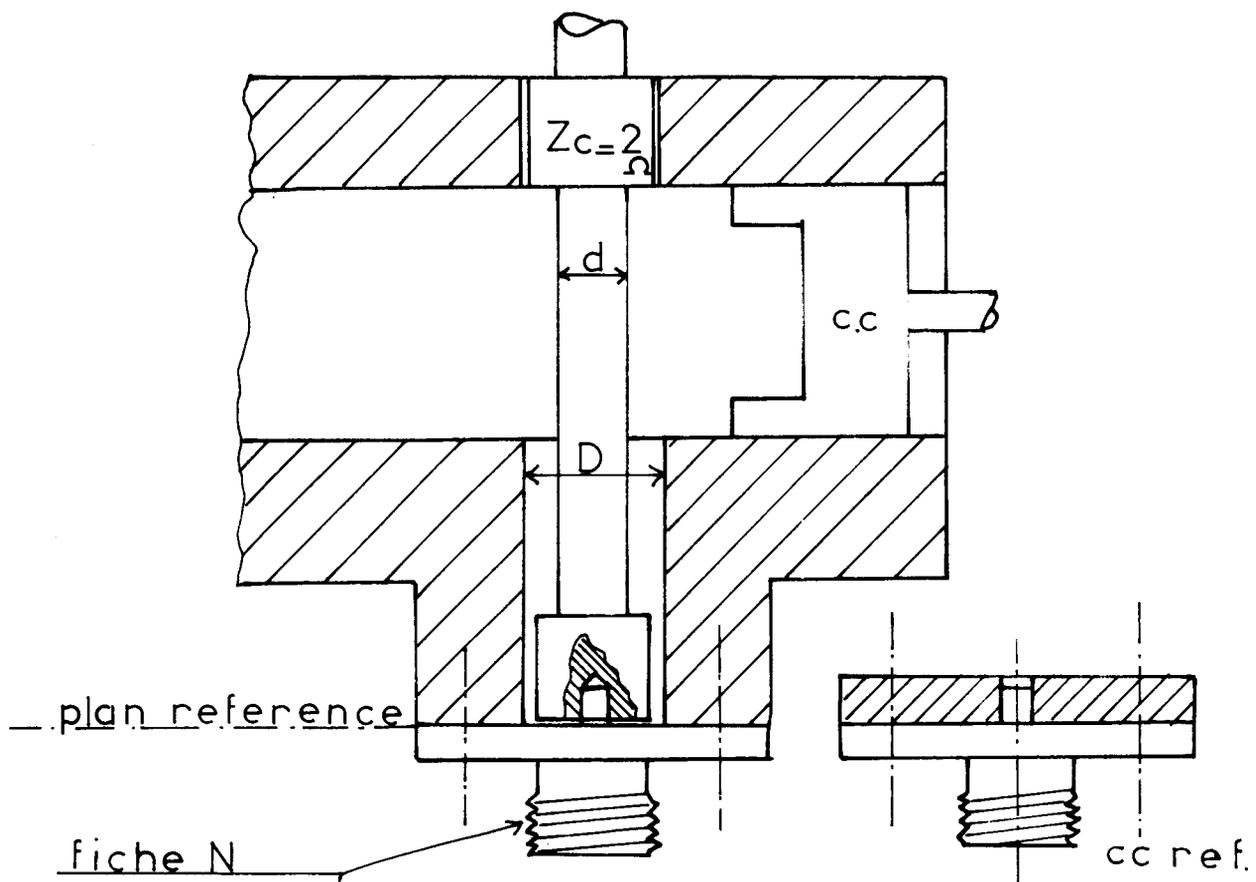


FIGURE 15 : Structure transition coaxial-guide utilisée expérimentalement.

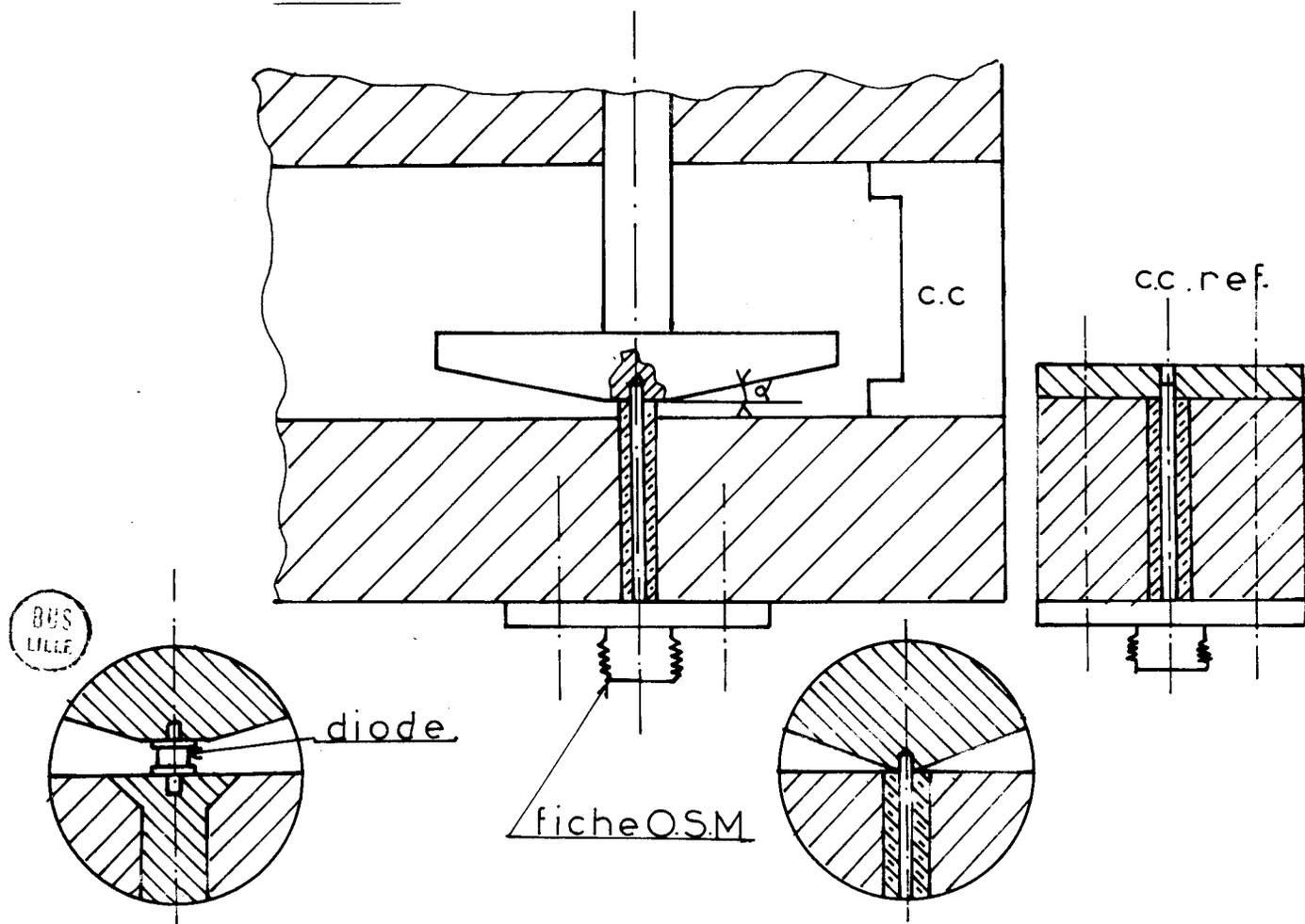


FIGURE 16 : Structure à "cap" utilisée expérimentalement.

cette bande. La transition entre le coaxial et le système de mesure se fait donc avec le minimum de ruptures de l'impédance. Un court-circuit de référence ayant exactement la même configuration a également été réalisé. La figure 15 donne une description détaillée du dispositif expérimental.

- "CAP"

La mesure de l'impédance de charge n'est possible que par l'intermédiaire d'une ligne coaxiale miniature, si l'on veut perturber le moins possible la répartition spatiale des champs électriques environnants : figure 16 . Elle est réalisée par une fiche standart OSM et on utilise un adaptateur entre cette fiche et l'élément de mesure de l'analyseur de réseau. Au niveau du plan de référence (sommet du cône) il y a transformation de l'onde TEM qui se propage dans le coaxial en une onde radiale. Tous ces éléments introduisent des discontinuités dans la ligne de mesure et peuvent produire des erreurs. Le schéma équivalent donné par la figure 17 rend compte de tous ces effets. Etant donnée la gamme de fréquence relativement basse à laquelle sont effectuées les mesures, il est possible de simplifier fortement ce schéma. En effet, les caractéristiques des éléments sont :

- Transition APC7-OSM, TOS < 1,05 pour des fréquences inférieures à 8 GHz, pertes d'insertion entre les connecteurs APC7 inférieurs à 310^{-2} dB à 18 GHz.
- embase à platine OSM, TOS < 1,1 pour F < 11 GHz.

La capacité de rupture au niveau de l'interface coaxial - fond du guide, peut être calculée d'après les résultats de WHINNERY et JAMIESON (17) : C'F a une valeur de $5,5 \cdot 10^{-14}$ F ce qui correspond à une susceptance parallèle de $B = 2,8 \cdot 10^{-3}$ S à la fréquence la plus élevée. Nous pouvons pratiquement négliger cette influence.

Comme nous le voyons sur la figure 14, lorsque le cap présente un plat sur la partie inférieure, celui-ci repose sur la partie isolante du coaxial (téflon). La longueur d'onde n'est pas la même dans le diélectrique et il y a une rotation excédentaire de phase. L'erreur introduite correspond à une variation équivalente d'une longueur de ligne de 0,6 mm dans l'air. Nous en tiendrons compte dans l'exploitation des résultats.

Nous avons également négligé la contribution des éléments notés L_r et C_r dans le schéma équivalent, et dus à la transformation ligne coaxiale - ligne radiale. En effet, étant donné que les dimensions géométriques r et h sont beaucoup plus petites que la longueur d'onde, leur influence est quasi négligeable. Nous pourrions tenir compte de ces éléments parasites lors de la corrélation du fonctionnement d'un tel circuit en association avec des diodes avalanches, en les introduisant dans les paramètres d'encapsulation.

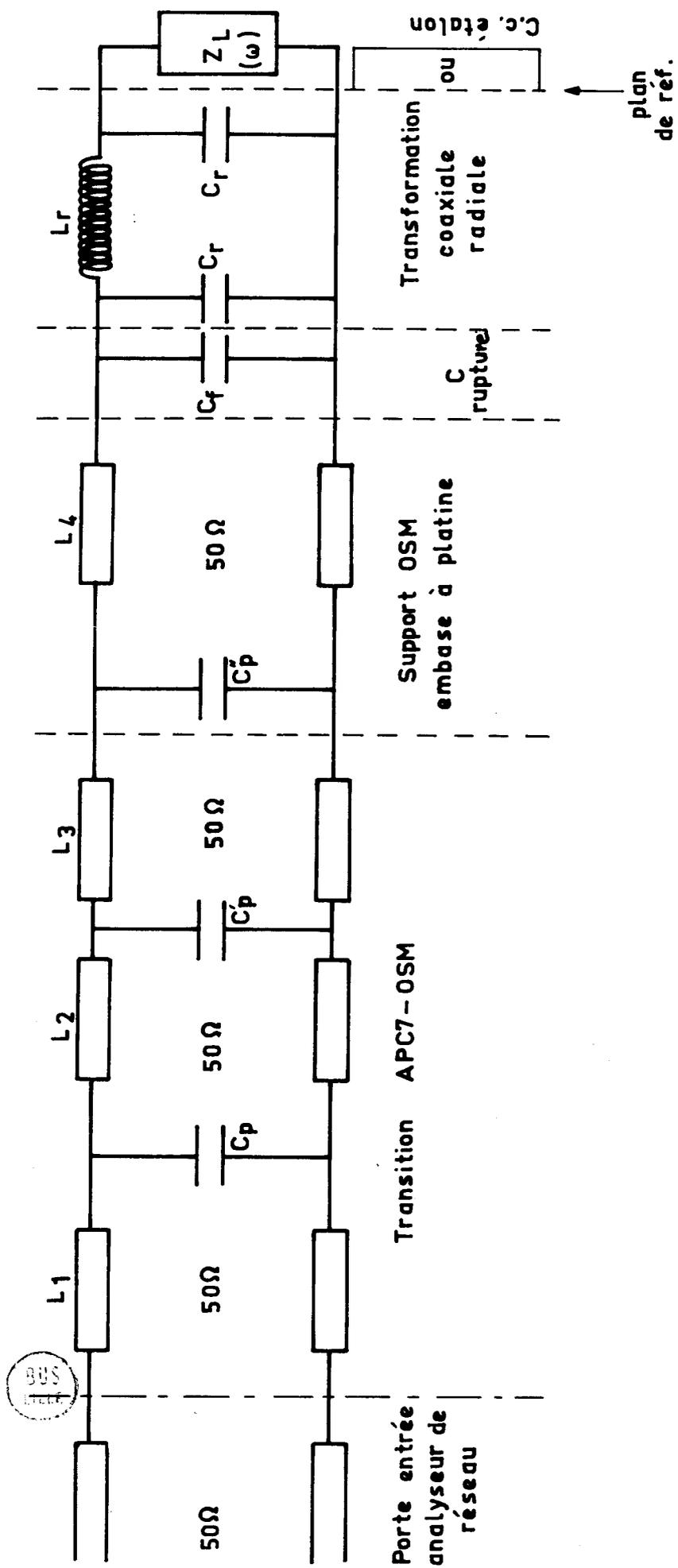


FIGURE 17 : Schéma équivalent du dispositif de mesure.

11.3. Dispositif de mesure :

La mesure de l'impédance de charge s'effectue sur un analyseur de réseau Hewlett-Packard. Les études sont effectuées de deux façons différentes :

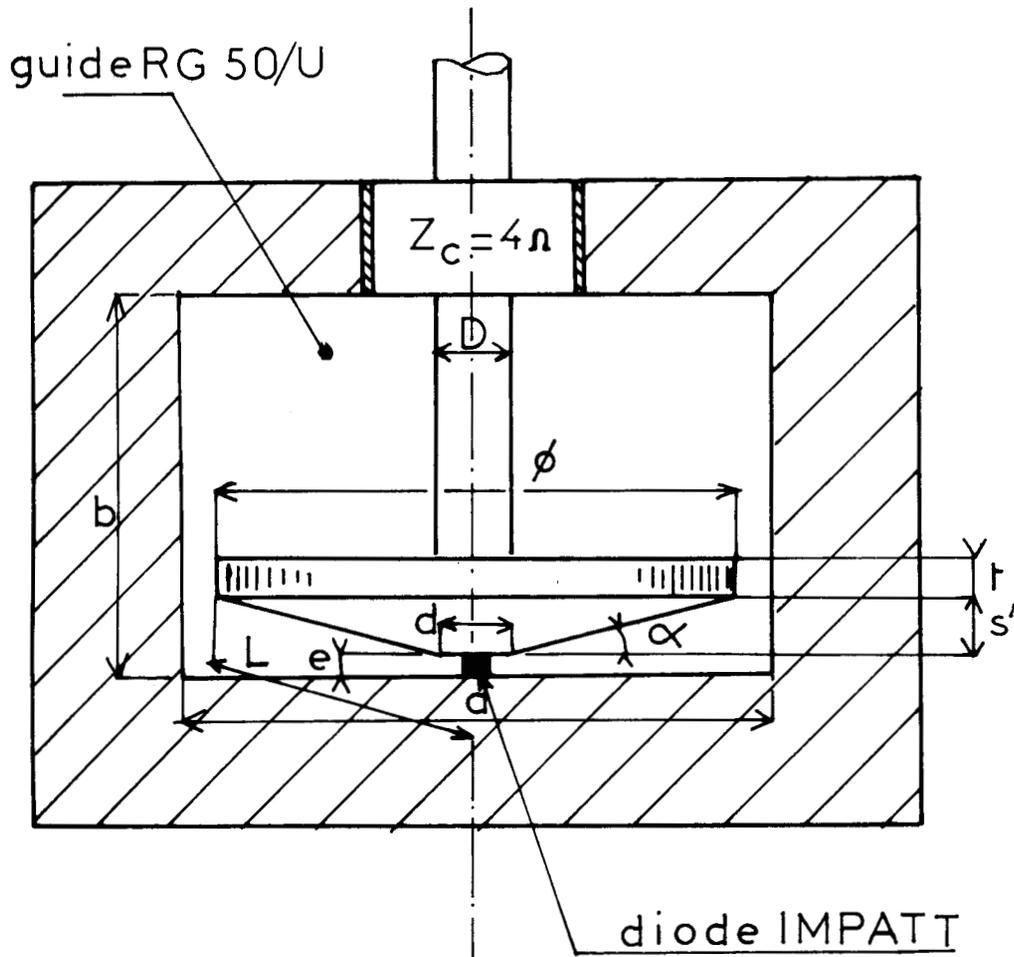
- Etude à fréquence variable : le lieu de l'impédance de charge en fonction de la fréquence est tracé directement sur abaque de façon continue. La référence est effectuée en dynamique. L'exploitation en est immédiate mais les erreurs sont assez importantes.

$$|\Delta\phi|_{\max} = 10^\circ \qquad |\Delta\rho|_{\max} = 0,05$$

- Etude à fréquence fixe : les valeurs des parties réelles et imaginaires de l'impédance sont obtenues par calcul sur calculateur scientifique HP 9100 B à partir des informations portant sur le module et la phase du coefficient de réflexion de l'impédance données par l'analyseur. A chaque fréquence, on mesure le module et la phase du coefficient de réflexion de l'élément de référence. La précision de la mesure est nettement améliorée, mais cette méthode est longue à mettre en oeuvre et nécessite de nombreux démontages risquant à long terme de fausser les mesures par l'évolution des résistances de contacts et des positions des éléments. De plus, il n'est possible de déterminer l'impédance que pour des valeurs discrètes de la fréquence.

Remarques Nous nous sommes limités dans cette première étude aux fréquences situées dans la gamme usuelle, où seul le mode fondamental TE_{01} se propage dans le guide (5,5 - 8 GHz). Ce qui correspond à une gamme de fréquences comprise entre 27,5 GHz et 40 GHz, si l'on considère que le rapport d'homothétie est voisin de 5.

FIGURE 18 : Définition des dimensions de la structure à "cap".



Gammes de dimensions utilisées

- $0 < D < 8$ mm diamètre tige support
- $19 < \phi < 32$ mm diamètre "cap"
- $0 < t < 6$ mm épaisseur rebord
- $0 < d < 6$ mm diamètre du plat
- $0 < e < 2,5$ mm hauteur sous cap
- $0 < \alpha < 30^\circ$ angle du cap

$$\theta_o = \frac{\pi}{2} - \alpha$$

S : "ouverture" = S' + e

a x b dimensions du guide



III - ETUDE DE LA STRUCTURE A "CAP"

Ce type de structure est fréquemment utilisé dans les dispositifs à diodes IMPATT fonctionnant en ondes millimétriques, mais sa compréhension est encore très incomplète. Très peu d'études ont été entreprises sur ce sujet ; ses possibilités d'accords en oscillateur ont été étudiées par GROVES et Al (17) et KENYON (3) et seuls G.A. SWARTZ et Al (18) ont tenté de justifier théoriquement les fréquences d'oscillations obtenues. Il n'a jamais été mentionné jusqu'à maintenant de résultats tant théoriques qu'expérimentaux concernant les impédances de charge présentées par le circuit à la diode.

III.1. Aspects théoriques - Hypothèses fondamentales

III.1.1. Présentation du circuit - Hypothèses d'études

Nous avons représenté sur la figure 18 la structure à cap et défini ses diverses dimensions dont nous essaierons de préciser les influences respectives. Dans le cas limite $\alpha = 0$ nous parlerons de cap plat ($e \neq 0$).

Concepts de base : Le but de cette étude était d'obtenir des valeurs de l'impédance de charge et de déterminer un modèle équivalent à large bande de fréquences ; nous avons donc eu l'idée de considérer le cap comme une ligne de transmission basse impédance permettant de réaliser l'adaptation de la diode à la charge, et non pas comme une cavité résonnante (comme cela est souvent envisagé dans la littérature). Nous sommes donc ramenés au problème de la jonction entre deux guides d'ondes de natures différentes. Le guide d'onde rectangulaire est terminé à une de ses extrémités par une charge adaptée et à l'autre extrémité par un court-circuit mobile situé à une distance L_p de l'axe du cap (figure 19). Le terme résistif de l'impédance de charge sera lié à la valeur de la puissance active transmise à la charge. Par contre, le terme réactif représentera les diverses impédances "de ruptures", dues à la transformation du mode principal et à l'existence de modes évanescents au voisinage de l'interface entre ces deux guides d'ondes.

Dans le cas le plus général, nous pouvons toujours considérer ces diverses transformations, comme équivalentes à celles réalisées par un quadripôle non-dissipatif (pour des circuits à très faibles pertes) (figure 20).

Etant donné la géométrie d'un tel circuit, il existe deux lignes de transmissions qui peuvent représenter le cap et qui correspondent à deux cas limites :

- "Cap plat" ($\alpha = 0$, $e \neq 0$, $d = \emptyset$) dont l'équivalent est une ligne de transmission radiale (annexe 1).

- "Cap conique" ($\alpha \neq 0$, $e = d = 0$) dont l'équivalent est une ligne de transmission biconique (annexe 2).

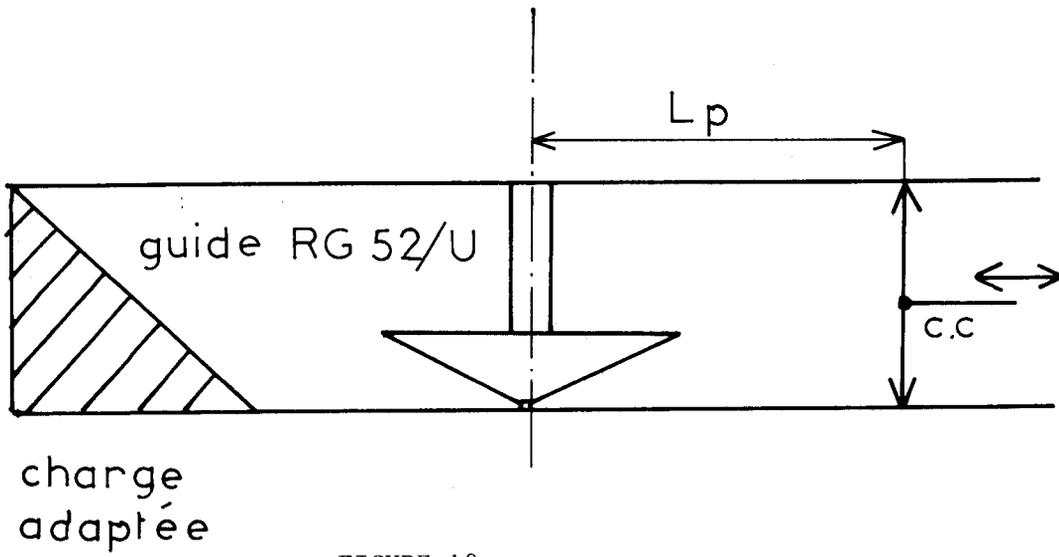


FIGURE 19

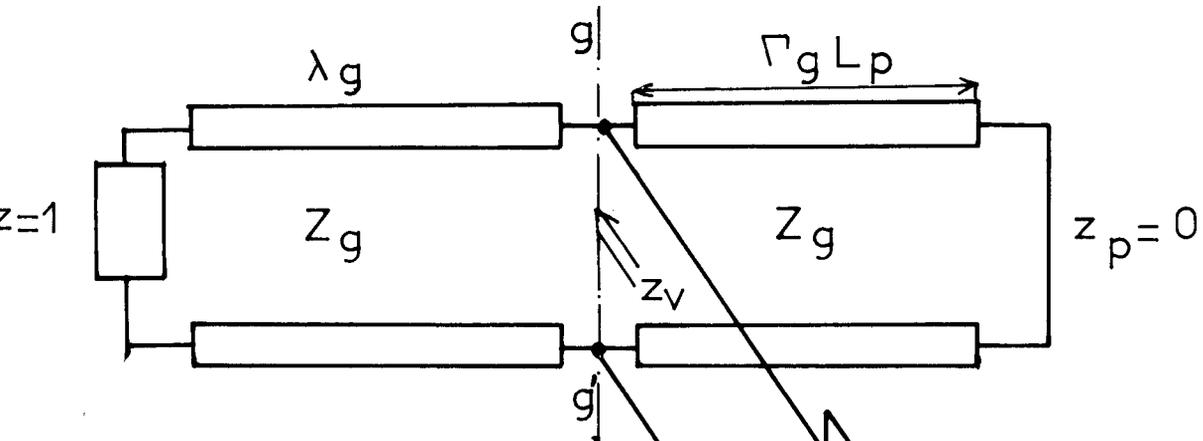


FIGURE 20

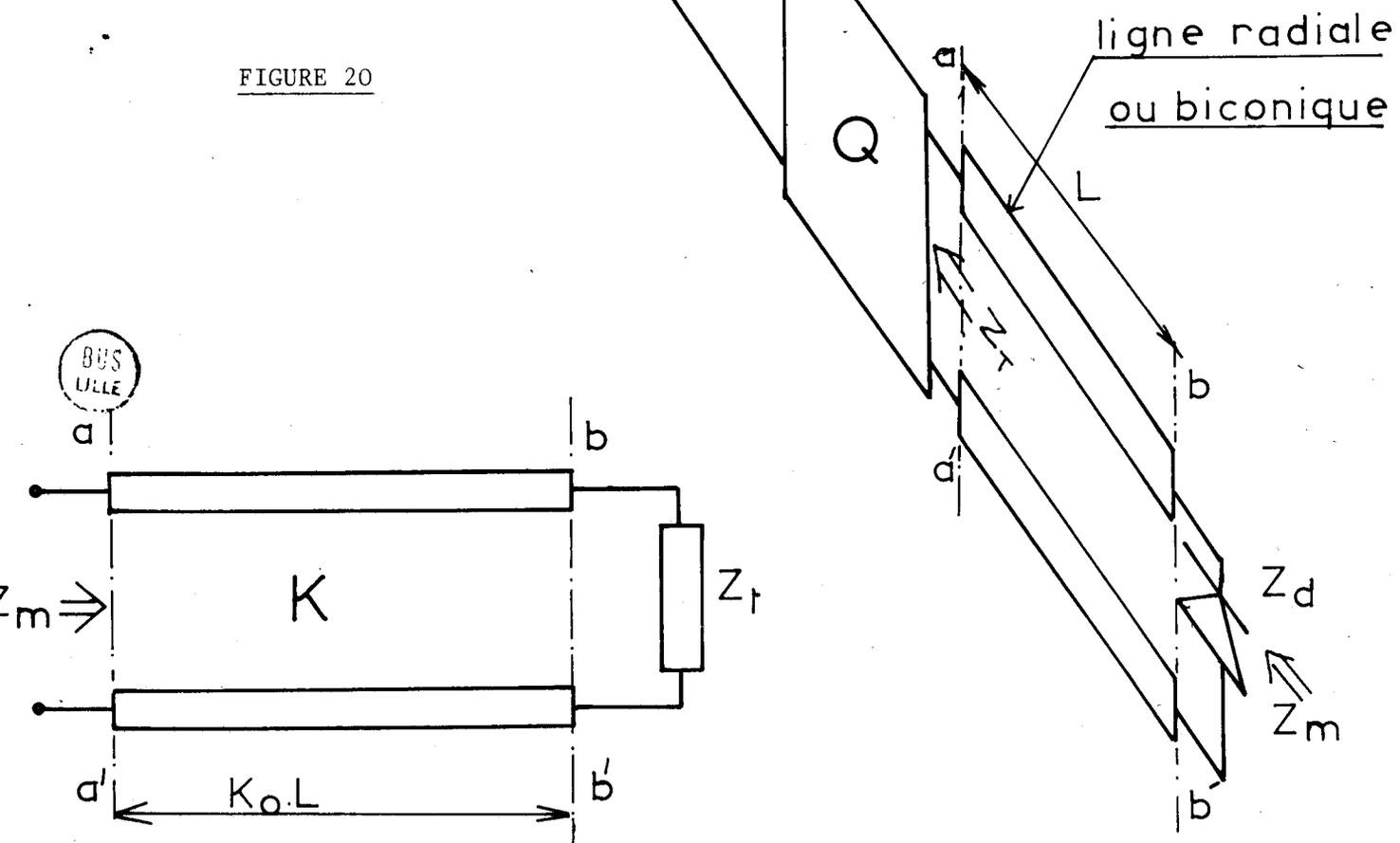


FIGURE 21

Le "cap réel" sera plus ou moins proche de l'un ou de l'autre modèle suivant ses dimensions relatives. Dans les annexes 1 et 2 nous avons résumé les théories concernant ces lignes de transmissions. Nous voyons que dans le cas des lignes radiales, il est impossible d'utiliser les lois classiques des lignes de transmission, l'impédance caractéristique n'étant pas constante. Par contre, les lignes biconiques obéissent à de telles lois car l'impédance caractéristique y est constante. En ce qui concerne les impédances de rupture aux extrémités de la ligne considérée, le problème est tout aussi difficile quel que soit le modèle adopté.

Les "caps" que nous utilisons en bande Q présentent pratiquement toujours un angle α différent de zéro, aussi avons-nous retenu pour cette étude le formalisme des lignes biconiques.

SWARTZ et Al (18), dans cette étude récente, ont choisi l'autre hypothèse (ligne radiale) et reprenant certains résultats obtenus par RAMO-WHINNERY (19) ils ont considéré que cette ligne était à bord ouvert ($Z_{\text{rupture}} \rightarrow \infty$). Mais cette dernière hypothèse, bien que menant quand même à une formulation très lourde, est cependant très limitatrice, car elle ne permet pas de traduire le couplage existant entre cette ligne radiale et le guide d'onde rectangulaire. En particulier, la modification de la position du court-circuit n'a alors plus aucune influence. Ces auteurs constatent d'ailleurs des divergences notables entre les fréquences d'oscillations calculées et celles déterminées expérimentalement.

Nous serons toujours amenés, dans le cas du modèle retenu, à considérer des schémas dont la configuration simplifiée est donnée par la figure 21. L'impédance Z_m est celle mesurée dans le plan d'entrée BB' ; l'impédance Z_T est l'impédance équivalente à l'extrémité de la ligne de longueur égale à la génératrice du cône et d'impédance caractéristique K définie par :

$$K = 60 \text{ Log} \left(\cotg \frac{\theta_0}{2} \right)$$

$$k_0 = \frac{2\pi F}{C}$$

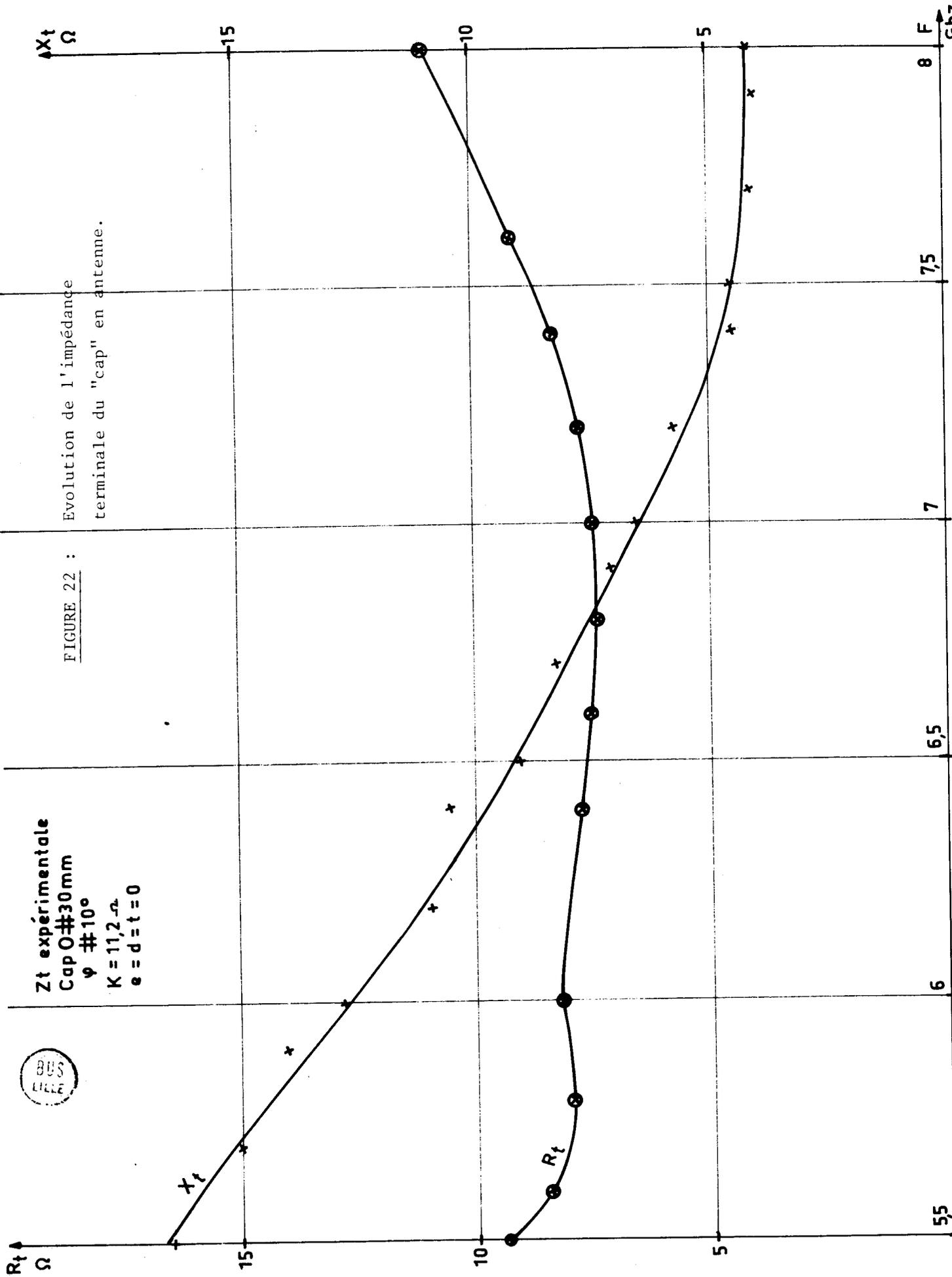
$$C = 3.10^8 \text{ m/s}$$

Nous avons systématiquement calculé cette impédance terminale à partir des valeurs de l'impédance d'entrée mesurée, car il est plus facile à ce niveau de faire apparaître les influences respectives de chacun des paramètres. De même, afin de séparer ces influences, nous sommes partis d'un "cap" simple en propagation libre, pour arriver au cap réel après avoir ajouté successivement les éléments perturbateurs (guide tige, rebord) tout en essayant de déterminer leurs contributions respectives.



Zt expérimentale
Cap O # 30 mm
 φ # 10°
K = 11,2
e = d = t = 0

FIGURE 22 :
Evolution de l'impédance
terminale du "cap" en antenne.



III.1.2. Etude du "cap" en antenne

Nous avons étudié l'antenne conique en propagation libre afin de mettre en évidence la possibilité d'obtenir des impédances faibles et de vérifier si certaines similitudes de comportement pourraient être mises en évidence dans le cas du "cap" placé dans un guide d'onde. La méthode expérimentale est relativement simple : nous avons mesuré l'impédance d'entrée de cette antenne excitée par un coaxial et placée au-dessus d'un plan conducteur supposé infini. (20-21) Ces mesures sont très délicates, car nous ne disposons pas au laboratoire de chambre anéchoïque et les mesures sont un peu perturbées par les réflexions parasites. Le plan conducteur utilisé est de dimensions réduites (4 à 5 fois le diamètre de l'antenne), mais il a été démontré (22) que cela n'introduisait que des erreurs très faibles. Nous avons constaté que les valeurs des grandeurs mesurées étaient très sensibles aux variations des dimensions géométriques en particulier de l'angle α . La corrélation entre les résultats théoriques et expérimentaux s'est donc avérée délicate mais suffisamment significatrice pour valider nos interprétations.

Sur la figure 22 nous avons représenté l'évolution de l'impédance terminale Z_T en fonction de la fréquence. Les variations de la résistance et de la réactance terminales sont relativement faibles car la bande de fréquences étudiée est quand même relativement étroite pour une antenne de ce type. La résistance R_T est assez constante avec la fréquence et elle est de valeur voisine de celle de l'impédance caractéristique K de la ligne biconique. La réactance est positive et elle décroît quand la fréquence croît en suivant une loi approximativement en F^{-1} . Sur la figure 23 nous avons tracé les évolutions fréquentielles des admittances terminales : Y_T est déduit des résultats expérimentaux ($1/Z_T$) et Y partielle est calculée d'après les formules de Schelkunoff (A,2,10) en ne conservant que les termes dus aux modes TM (suppression du terme en ωc_t).

Nous constatons que compte tenu des réserves concernant les difficultés expérimentales signalées précédemment, la concordance entre résultats théoriques et expérimentaux est assez satisfaisante. La divergence qui apparaît entre les valeurs des conductances semble être due à une erreur de directivité de l'analyseur de réseau utilisé pour la mesure. La susceptance calculée B partielle est toujours supérieure en valeur absolue à la valeur expérimentale. Ceci correspond à la contribution de la surface extérieure de l'antenne à l'impédance terminale ; on peut l'estimer équivalente à une capacité parallèle C_t de l'ordre de 0,16 pF.

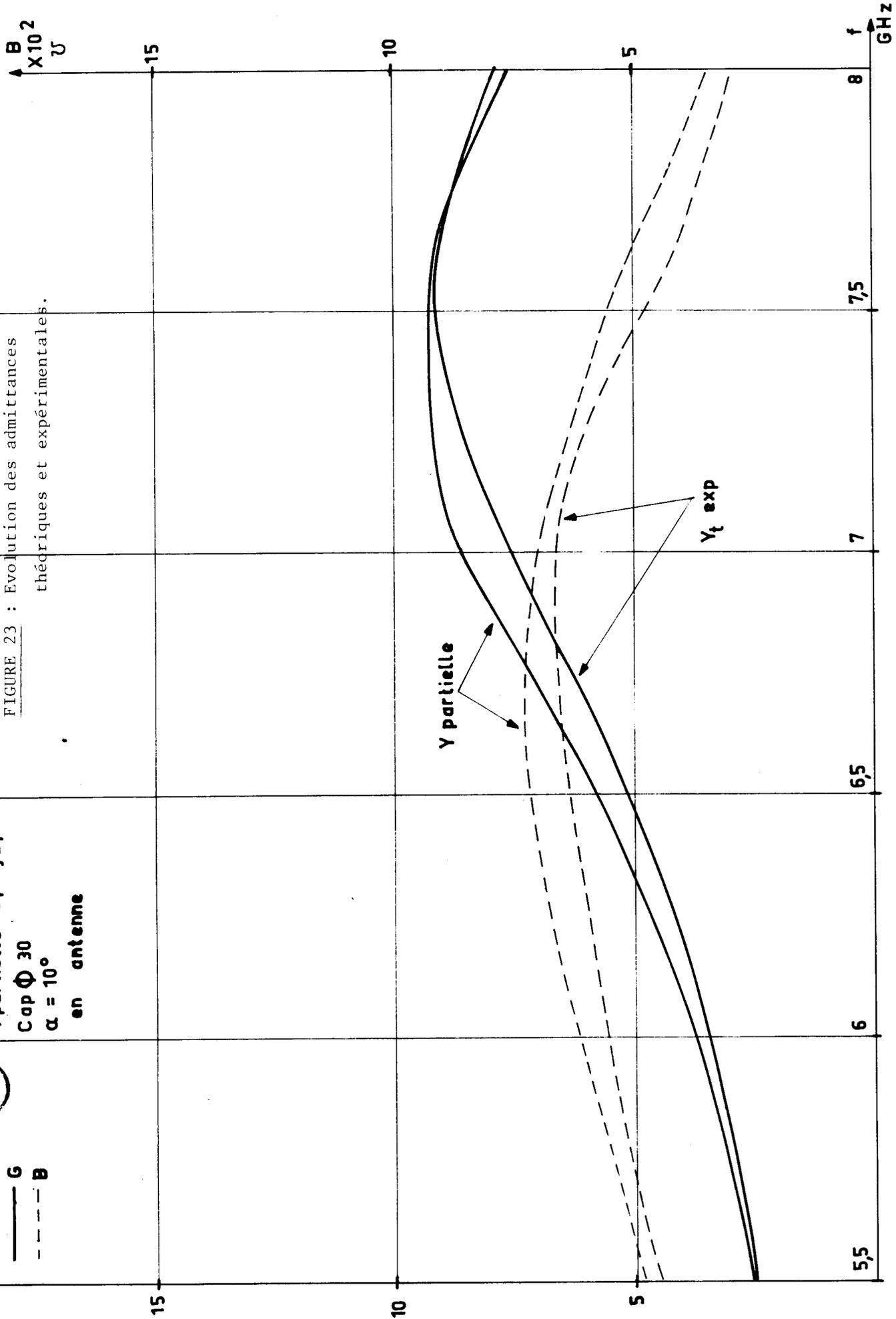


$G \times 10^{-2}$
 Ω

— G
- - - B

$Y_t \text{ exp} = G_{\text{Tex}} + jB_{\text{Texp}}$
 $Y \text{ partielle} = G_p + jB_p$
Cap Φ 30
 $\alpha = 10^\circ$
en antenne

FIGURE 23 : Evolution des admittances théoriques et expérimentales.



Remarques

1°) Si nous utilisons pour calculer la valeur de C_t , la formule donnée dans l'annexe 2 pour deux surfaces hémisphériques de rayon L, soit :

$$C_t = 2\epsilon l \left(\text{Log} \frac{l}{2a} + 0,52 \right)$$

Nous obtenons une capacité C_t de 0,45 pF. Pour un seul hémisphère, cela donne une valeur de C_t égale à 0,225 pF, qui est du même ordre de grandeur que la valeur expérimentale.

2°) Dans les expressions de G et B apparaissent les contributions de termes dus aux différents modes (A,2,10). En pratique, dans l'expression de G seul le terme correspondant à $n = 1$ a besoin d'être considéré, tous les autres étant négligeables. Par contre, pour les susceptances, on doit pratiquement considérer au minimum 6 termes prépondérants correspondant aux valeurs impaires de n comprises entre 1 et 11.

3°) Nous avons vu que la réactance terminale était approximativement une fonction linéaire de la fréquence ; il est donc possible de calculer une self équivalente dépendante de la fréquence (dans l'exemple choisi $L_{eq} \approx \frac{7,2}{F} - 0,86$ en nhy si F est en GHz). Le schéma de l'antenne considérée précédemment est alors le suivant : (figure 24).

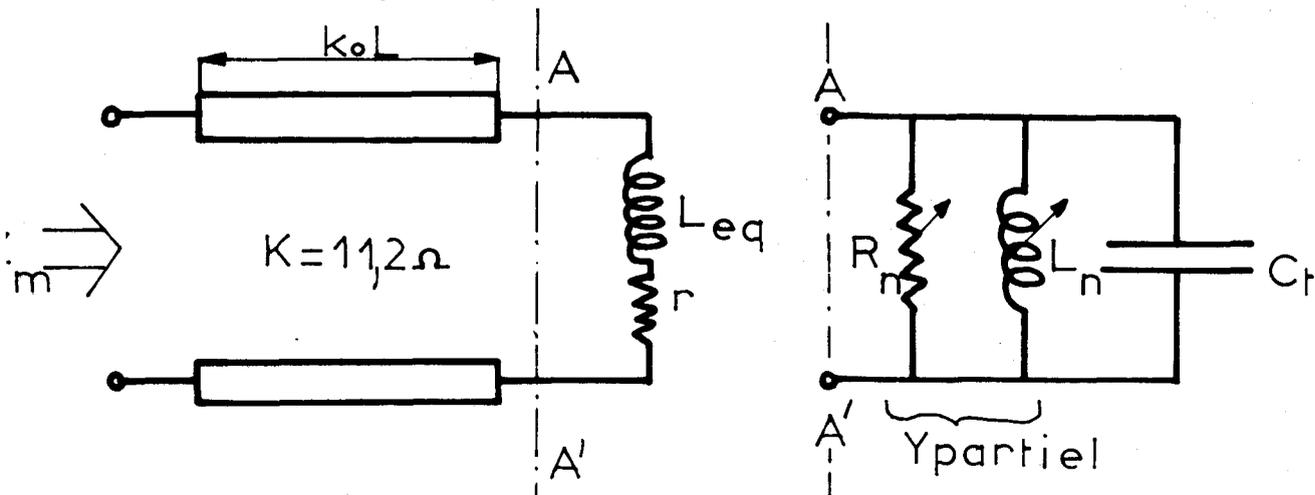


FIGURE 24

4°) La mesure de l'impédance d'entrée du "cap" en antenne met déjà en évidence la possibilité d'obtenir des impédances à partie réelle faible puisque sa valeur est ici comprise entre 2,8 Ω et 8 Ω.

$$Z_m = F(Lp)$$

$$Z_0 = 50 \Omega \quad \text{cap } \phi 29 \text{ mm}$$

$$\alpha = 10^\circ \quad e = d = t = D = 0$$

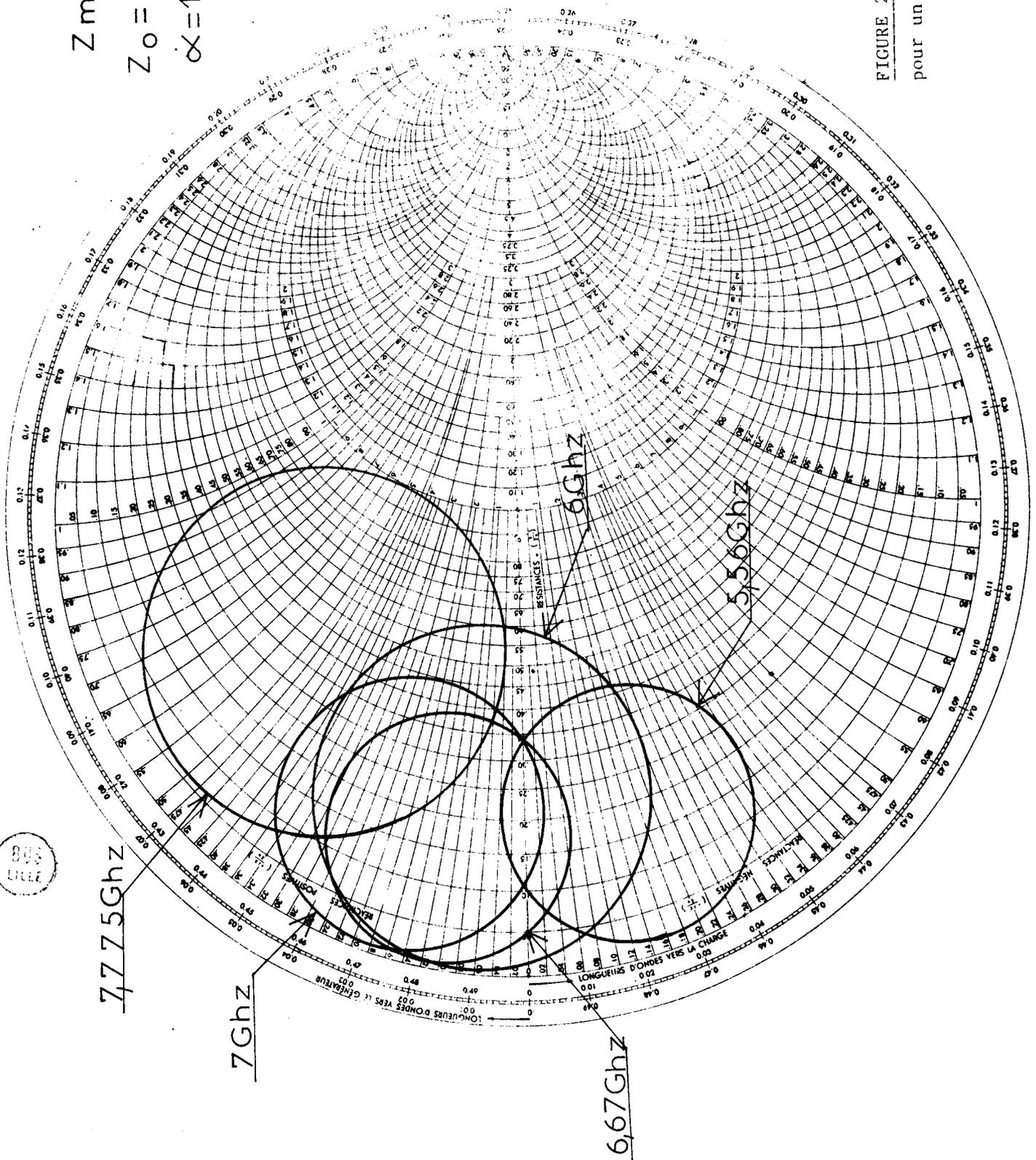
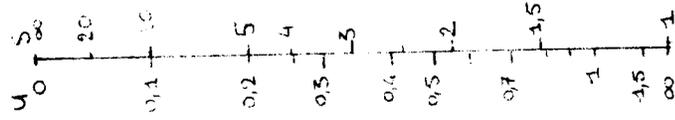


FIGURE 25 : Evolution de $Z_m = F(Lp)$ pour un "cap" idéal.

III.2. Etude expérimentale du "Cap" dans un guide

III.2.1. Position du problème : propagation guidée

Dans le guide d'onde rectangulaire utilisé, et pour la gamme de fréquences considérée, seul le mode fondamental TE_{01} se propage. Dans le plan transversal à la direction de propagation située dans l'axe GG' du "cap", nous pouvons définir une impédance équivalente Z_v aux deux parties du guide (figure 20). Cette impédance résulte de la mise en parallèle de deux impédances représentatives respectivement de la partie du guide terminée par une charge adaptée et de l'autre partie terminée par un court-circuit mobile :

$$Z_v = (Z_G // j Z_G \operatorname{tg} \Gamma_g l_p)$$

ou sous la forme série après transformation :

$$Z_v = Z_G \sin^2 \Gamma_g L_p + \frac{Z_G}{2} \sin 2 \Gamma_g L_p$$

$$\text{avec } \Gamma_g^2 = \left(\frac{n\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{m\pi}{b}\right)^2 - k_o^2 \quad \text{avec } n = 0 \\ m = 1$$

Γ_g constante de propagation, $a \times b$ dimensions du guide ou $\Gamma_g = \frac{2\pi}{\lambda_g}$, λ_g longueur d'onde guidée.

Le lieu de l'impédance réduite $z = \frac{Z_v}{Z_n}$ (Z_n : impédance de normalisation) sur l'abaque de Smith, quand on déplace le court-circuit à fréquence fixe, est un cercle tangent au point $z = 0$ et de rayon r dépendant de l'impédance de normalisation Z_n choisie. La transformation due au quadripôle Q, permet de passer de Z_v à la valeur de l'impédance terminale Z_r . Ce quadripôle devra rendre compte de la transformation du mode principal (T_{EM} biconique $\rightarrow TE_{01}$ guide rectangulaire), des modes évanescents ainsi que de l'influence des divers éléments perturbateurs. (rebord-tige-parois latérales du guide).

L'impédance d'entrée mesurée (ou impédance de charge vue par la diode) se déduit de Z_t en utilisant la relation bien connue :

$$Z_m = k \cdot \frac{Z_T + j k \operatorname{tg} k_o l}{K + j Z_T \operatorname{tg} K_o l}$$

avec K impédance caractéristique.

$$k_o = \frac{2\pi}{\lambda_o}, \quad \lambda_o \text{ longueur d'onde dans l'air (sous le cap, seul un mode TEM se propage).}$$

Toutes ces transformations étant conformes, le lieu, sur abaque de Smith

$$F = cte$$

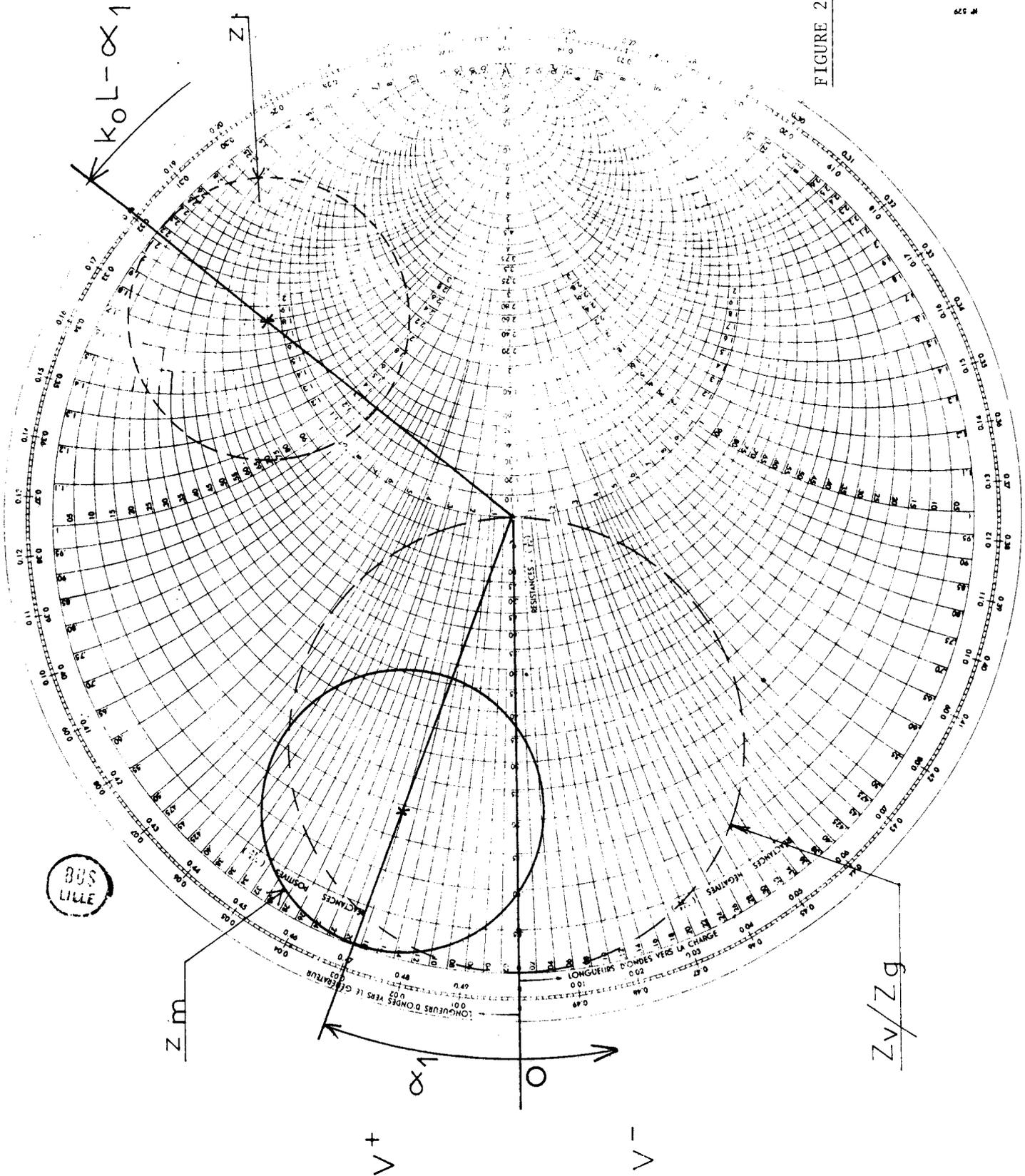
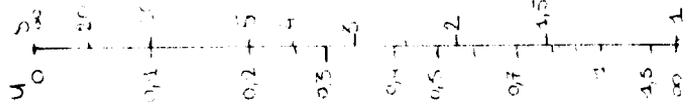


FIGURE 26 : Définition des phases caractéristiques

de l'impédance mesurée pour un déplacement du court-circuit sera lui aussi un cercle ($Z_m = f(L_p)$).

Nous avons vu (annexe 2) qu'en antenne, l'impédance terminale Z_t était une fonction complexe des dimensions géométriques l, s, α . En propagation guidée cette impédance est modifiée en particulier puisque la partie résistive de Z_T résultera du couplage avec le mode TE_{01} au lieu des modes TM de l'espace proche de l'antenne. Par contre pour la partie imaginaire de cette impédance, nous postulons que les sens de variation en fonction des dimensions resteront les mêmes que dans le cas de l'antenne. En effet les modes évanescents TM excités au voisinage de l'extrémité de la ligne biconique seront peu modifiés par la présence du guide ; par ailleurs, il sera toujours possible d'associer à chacun d'entre eux un coefficient de réflexion pour tenir compte des perturbations apportées pour les parois latérales lorsque le "cap" a un diamètre voisin de la largeur du guide a ; enfin on pourra tenir compte de la même façon de l'influence du court-circuit mobile lorsque celui-ci se trouve très près des bords du "cap".

Afin de mettre en évidence l'influence respective de chaque paramètre nous avons entrepris deux types d'études :

- Etude à fréquence fixe : la mesure de l'impédance d'entrée (Z_m) est faite en fonction de la position du court-circuit mobile.

- Etude à fréquence variable : le guide est alors terminé soit par deux charges adaptées, soit par un court-circuit mobile et une charge adaptée. Les relevés à fréquence variable sont alors effectués pour une position arbitraire du court-circuit.

III.2.2. Evolution de l'impédance de charge en fonction des dimensions géométriques à fréquence fixe

- 1 - Etude pour un "cap" idéal, rotation

Sur la figure 25 nous avons représenté les différents lieux de l'impédance mesurée pour un déplacement du plan de court-circuit à quelques fréquences, et ceci pour un "cap" idéal ($e = d = t = D = 0$). Ces lieux ainsi obtenus sont, comme nous l'avons prévu, des cercles dont les centres se déplacent en fonction de la fréquence dans la direction des phases v croissantes. Les points marqués 0 correspondent à une position identique du plan de court-circuit. Nous vérifions évidemment qu'à chaque fréquence un tour complet est effectué pour un déplacement L_p égal à $\lambda g/2$. Les diamètres de ces cercles varient avec la fréquence sans qu'il soit possible d'interpréter ces variations à ce stade de l'étude. Des évolutions

cap ϕ 30 mm

$$e=d=t=D=0$$

$$Z_m = F(L_p)$$

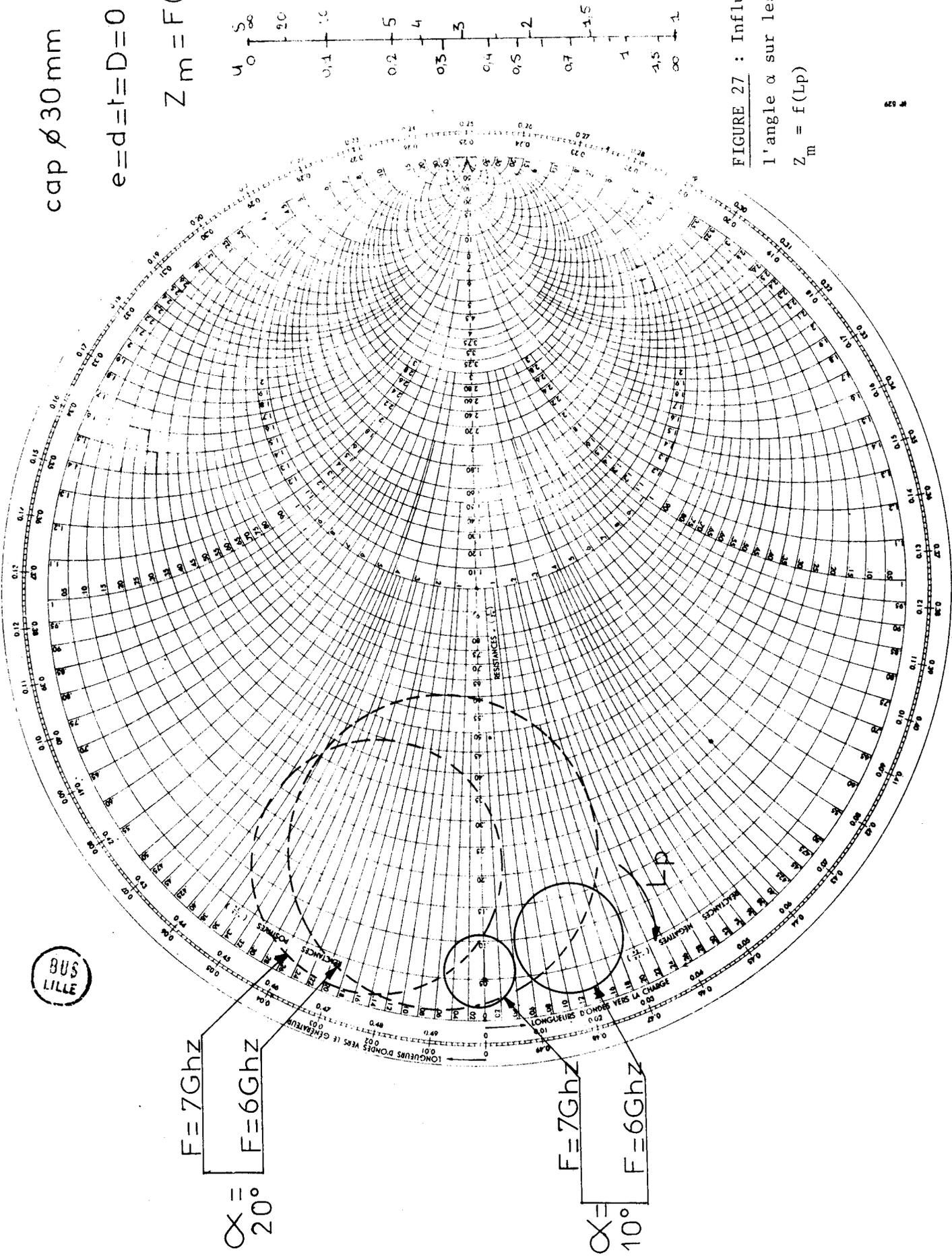


FIGURE 27 : Influence de l'angle α sur les lieux $Z_m = f(L_p)$

semblables ont été constatées pour des "caps" de diamètre différent ou d'angle différent.

D'ores et déjà nous voyons qu'il est possible d'obtenir des impédances de charge dont la partie réelle peut être faible et ceci dans une zone de réactance intéressante pour leur utilisation avec des diodes IMPATT.

Interprétation : Ceci nous permet de justifier certains éléments du modèle théorique : l'assimilation du volume sous le "cap" à une ligne biconique, et la relative invariance du quadripole Q avec la fréquence pour des petits angles. Sur la figure 26 nous avons défini les diverses phases et les cercles caractéristiques. Les phases sont celles des coefficients de réflexion correspondant au centre des cercles. Le cercle origine est représentatif de l'impédance $z_v \left(\frac{Z_v}{Z_g} \right)$ alors que le cercle $z_m \left(\frac{Z_m}{Z_o} \right)$ est relatif à l'impédance mesurée. Le cercle z_t est le lieu de l'impédance terminale réduite obtenue après rotation le long de la ligne biconique de longueur électrique k_o^l . Signalons que pour clarifier cette figure, nous n'avons pas tenu compte des diverses transformations provoquées par la présence d'impédances caractéristiques différentes.

La rotation de phase effectuée par le quadripole Q est toujours supérieure à $\frac{\pi}{2}$ et prise égale à $\theta + \frac{\pi}{2}$. Expérimentalement θ est sensiblement constant en fonction de la fréquence pour des "caps" d'angle α faible ; ceci nous permet de confirmer la validité de notre modèle, c'est à dire la possibilité d'assimiler le "cap" à une ligne biconique entraînant une rotation de phase k_o^l , et d'autre part d'affirmer la relative invariance du quadripole Q avec la fréquence.

La similitude avec les résultats obtenus pour l'impédance terminale en antenne est frappante : dans ce cas, pour des angles α faibles, celle-ci était quasi-constante en fonction de la fréquence. De même pour des valeurs de l'angle α plus élevées, elle évoluait de façon notable et, ici, nous trouvons expérimentalement que, dans ce cas, l'angle θ croît avec la fréquence.

- 2 - Influence de l'angle α

Nous voyons sur la figure 27 que le diamètre des cercles $Z_m = f(L_p)$ croît avec la valeur de l'angle α et que les centres se déplacent dans le sens des phases v positives. Les écarts constatés entre les différentes figures sont très importants. La valeur maximum de la partie réelle de Z_m passe de $8,5 \Omega$ pour $\alpha = 10^\circ$ à $30,5 \Omega$ pour $\alpha = 20^\circ$.

Interprétations

- L'impédance caractéristique de la ligne biconique croît avec la valeur de l'angle α d'une façon quasi-linéaire ($K \approx 1,05 \alpha$, α en degré). Si l'impédance terminale était constante la valeur maximum de la partie réelle de l'impédance mesurée devrait donc suivre une loi en α^2 . En effet, la longueur

$\alpha = 10^\circ$ $K = 10,5\Omega$

$t = 2\text{ mm}$ $F = 6\text{ GHz}$

BUS LILLE

$D = d = e = 0$

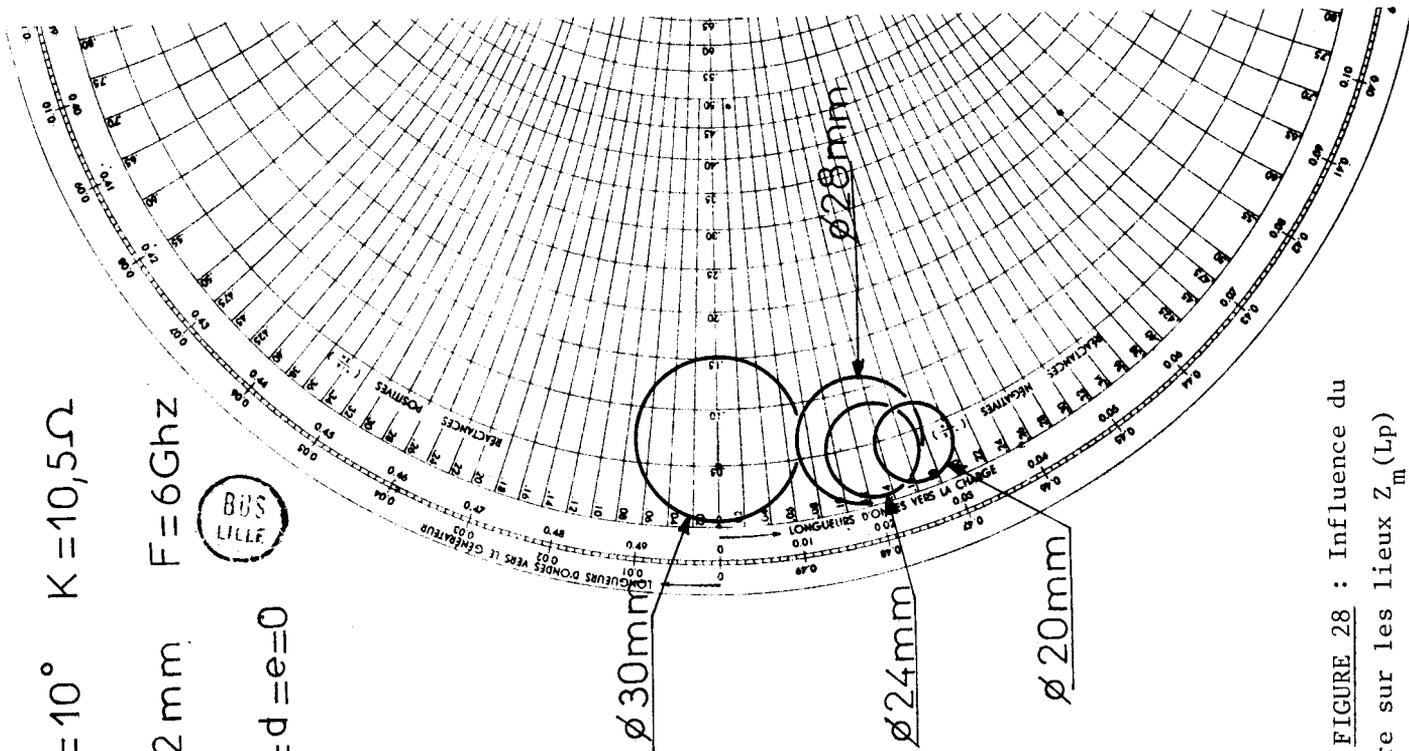


FIGURE 28 : Influence du diamètre sur les lieux Z_m

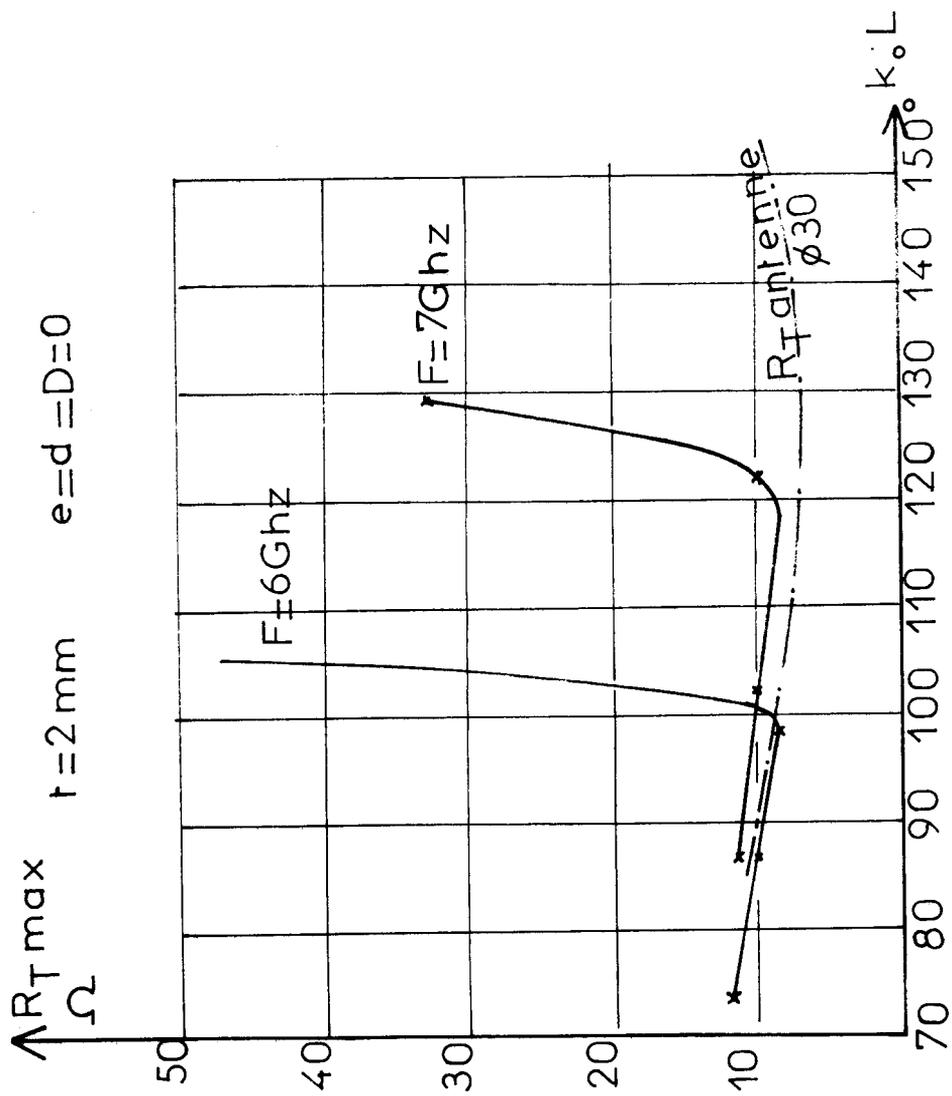


FIGURE 29 : Influence du diamètre sur $R_T \max$.

de la ligne pour les fréquences basses est voisine de $\lambda_0/4$ et Z_m est très peu différent de $K^2 \cdot Y_t$. Ceci étant pratiquement le cas, il nous a semblé intéressant de voir si la théorie des antennes confirme cette relative constance de la partie réelle de l'impédance terminale. Le problème est complexe car toute modification de l'angle α entraîne des variations de l'ouverture S et de la longueur l de la ligne biconique.

exemple : $\alpha = 10^\circ$ $K = 10,5 \Omega$ $l = 15,23 \text{ mm}$ $S = 2,6 \text{ mm}$
 $\alpha = 20^\circ$ $K = 21,4 \Omega$ $l = 15,86 \text{ mm}$ $S = 5,13 \text{ mm}$

L'accroissement de l est en première approximation négligeable. Par contre celui de S est important. Nous avons vu que l'admittance terminale y_T dans l'approximation des grands angles, était de la forme :

$$y_T = j\omega C_t + \frac{4\pi l^2}{S^2} \sum \frac{2n+1}{n(n+1)} \left(G_n + jB_n \right) \left(P_n(\sin \alpha) \right)^2$$

- les termes G_n et B_n n'étant fonction que de $k_0 l$ restent pratiquement constants avec α .

- l'angle α intervient par contre dans les polynomes de Legendre ($P_n(\sin \alpha)$) d'indice n impair.

Pour le calcul de la conductance on ne doit considérer ici que la contribution du mode principal ($n = 1$), les termes liés aux modes évanescents n'intervenant que pour la susceptance (voir chap. III, 1.1). Le terme $\left(P_1(\sin \alpha) \right)^2$ étant égal à $\sin^2 \alpha$, le terme multiplicateur $\frac{4\pi l^2}{S^2}$ variant en $\frac{1}{\sin^2 \alpha}$, la conductance terminale est donc bien constante.

La théorie de l'antenne biconique nous permet donc, en introduisant de plus quelques considérations d'ordre physique, d'expliquer l'influence de l'angle α du "cap" sur l'impédance mesurée.

- 3 - Influence du diamètre ϕ du "cap".

. Résultats expérimentaux

L'influence du diamètre du "cap" sur les cercles, lieux de $Z_m = f(L_p)$, est illustrée par les figures 28. Il apparaît que les centres de ces cercles se déplacent dans la direction des phases v positives et que le diamètre de ces cercles croît avec le diamètre du "cap". Signalons que cette dernière évolution n'est pas constatée à toutes les fréquences.

. Interprétation

La croissance du diamètre ϕ du "cap" entraîne une variation dans le même sens de la longueur l de la ligne biconique et de l'ouverture S . L'accroissement

de la longueur de ligne entraîne bien une rotation des phases dans le sens des v positifs. Mais lorsque nous effectuons ces calculs, nous constatons que cette rotation est supérieure à l'accroissement de k_{01} . On peut donc penser que l'impédance terminale n'est pas constante quand le diamètre du "cap" varie.

Il semble cependant difficile de préciser l'évolution de l'impédance terminale en fonction du diamètre ϕ , bien que le facteur $\frac{4\pi l^2}{S^2}$ soit constant, et nous ne pouvons conclure de façon certaine. Ce n'est possible que pour la conductance terminale, étant donné que seul le terme $n = 1$ peut être pris en considération. Par exemple à la fréquence de 6 GHz l'évolution théorique de cette conductance en fonction du diamètre est :

$\phi = 20 \text{ mm}$	$k_{01} = 72^\circ$	$\zeta_{G_1} = 1,3$	$\zeta = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}$
$\phi = 30 \text{ mm}$	$k_{01} = 108^\circ$	$\zeta_{G_1} = 1,15$	

soit une décroissance d'environ 12 %.

Il nous a semblé intéressant de vérifier cette estimation dans une expérience complémentaire.

. Expérience complémentaire

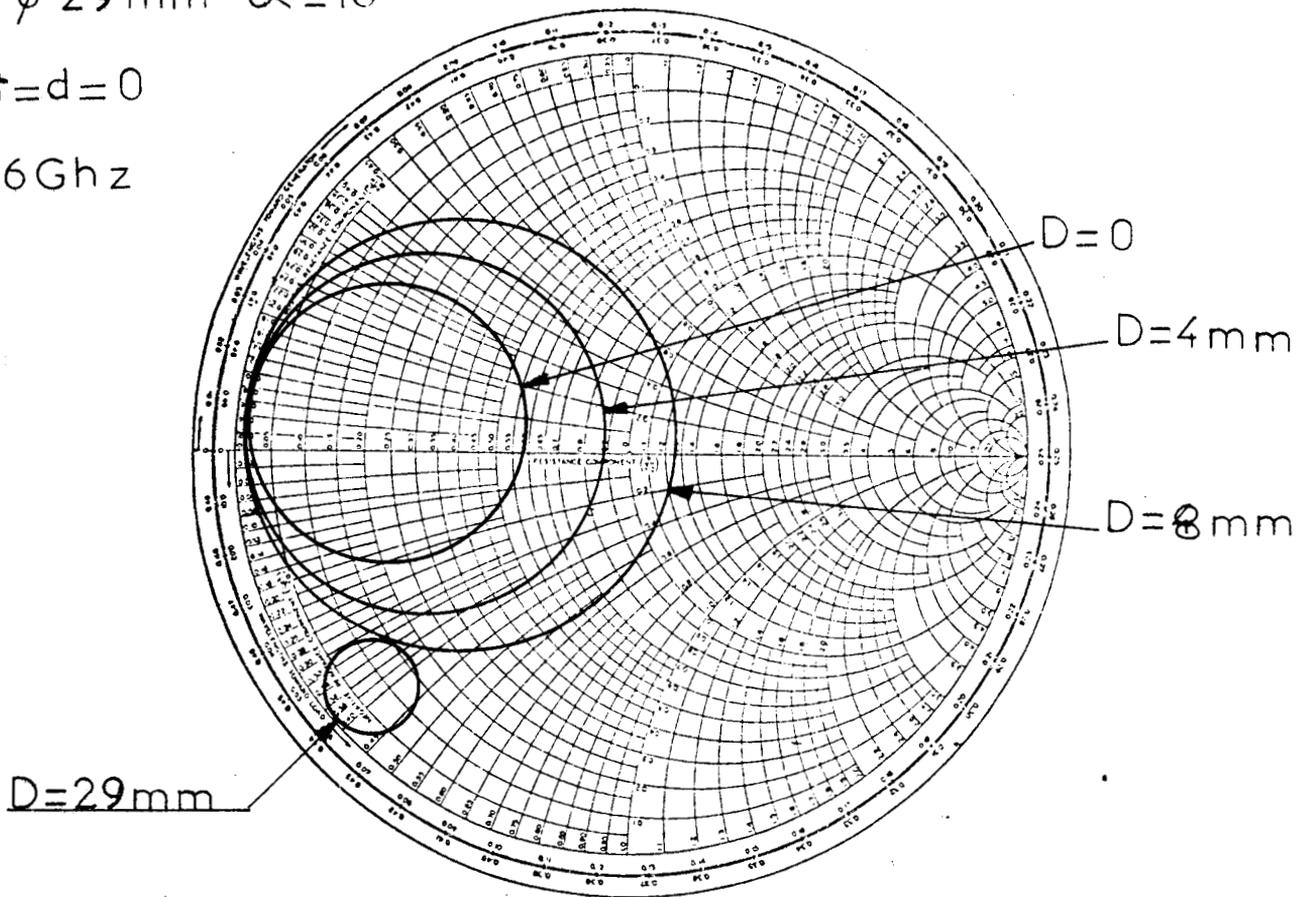
Nous avons réalisé une expérience complémentaire afin de confirmer l'influence de ϕ sur la résistance terminale en antenne. Cette expérience nous a fourni par ailleurs des indications précieuses quant aux limites d'utilisation de la théorie des antennes pour expliquer le comportement du "cap" dans un guide.

Nous avons représenté sur la figure 29 l'évolution de la valeur maximum de la résistance terminale en fonction de k_{01} pour des "caps" de diamètres différents et ceci pour deux fréquences distinctes 6 et 7 GHz. Sur cette même figure nous avons représenté l'évolution de la résistance terminale en antenne obtenue avec un "cap" de diamètre 30 mm, en fonction de k_{01} (k_{01} variant cette fois-ci avec la fréquence). Nous remarquons que pour des "caps" de diamètres inférieurs à 28 mm, il existe une assez bonne concordance entre les résultats en antenne et en propagation guidée. La résistance terminale décroît bien de 20 % avec k_{01} (ou la fréquence), ce qui est proche de nos estimations. Par contre, lorsque le diamètre du "cap" devient important et tend vers la largeur a (34,85 mm) du guide les résultats obtenus pour des "caps" dans un guide sont très différents de ceux obtenus en antenne. Ceci peut s'expliquer par l'influence des parois latérales sur les modes TM évanescents, influence qui s'accroît avec le diamètre et la fréquence. En conclusion dans la bande Xb pour des diamètres de "cap" inférieurs à 28 mm (soit $8/10 a$) les propriétés du "cap" sont en partie expliquées par la théorie des antennes.

cap ϕ 29 mm $\alpha = 10^\circ$

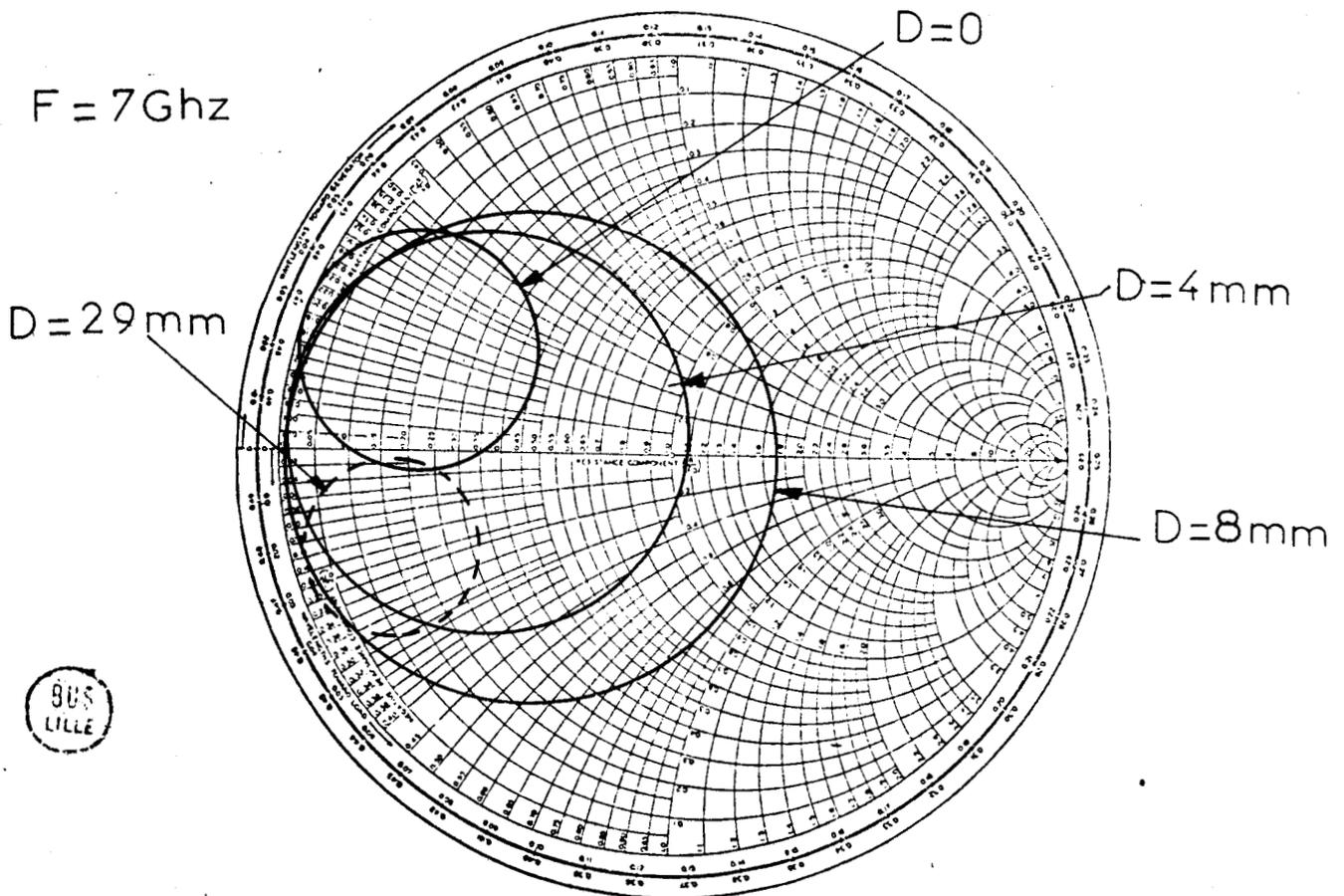
$e = t = d = 0$

$F = 6\text{Ghz}$



FIGURES 30-31 : Influence du diamètre de la tige-support.

$F = 7\text{Ghz}$



905
LILLE

- 4 - Influence du diamètre de la tige support

Nous avons étudié précédemment le "cap idéal" en guide, c'est à dire sans rebord ($t = 0$) sans plat ($e = d = 0$) et sans tige ($D = 0$). Or dans les structures utilisées en oscillation ou en multiplication de fréquence, la présence d'une tige support de diamètre D non nul s'impose doublement : d'une part cette tige est nécessaire pour la stabilité mécanique de l'ensemble et d'autre part pour assurer la prise de contact et la polarisation électrique du composant.

Nous voyons sur les figures 30,31 que la présence d'une tige de diamètre D non nul modifie fortement le couplage (augmentation de la résistance maximum) quelle que soit la fréquence considérée. Ce couplage croît d'abord avec D , passe ensuite par un maximum et devient faible quand le diamètre de la tige est égal à celui du "cap". Nous avons retrouvé des comportements similaires pour des "caps" d'angle α ou de diamètres différents. La phase des centres évolue dans le sens des v négatifs, cet effet étant d'autant plus marqué que la fréquence est élevée. La justification des phénomènes constatés est très délicate. Il semble toutefois que la contribution de la tige à l'impédance terminale soit capacitive tout au moins pour l'exemple représenté. Une telle représentation permettrait de tenir compte de l'ensemble des résultats expérimentaux obtenus.

. Interprétation

Ce problème peut très difficilement être résolu d'un point de vue théorique, vu la difficulté de poser des hypothèses réalistes, quant à la répartition de courant sur cette tige. Cependant ce problème présente une certaine analogie avec les structures étudiées par MARCUVITZ (13). Le schéma équivalent d'une tige seule centrée au milieu du guide est alors relativement simple (figure 32)

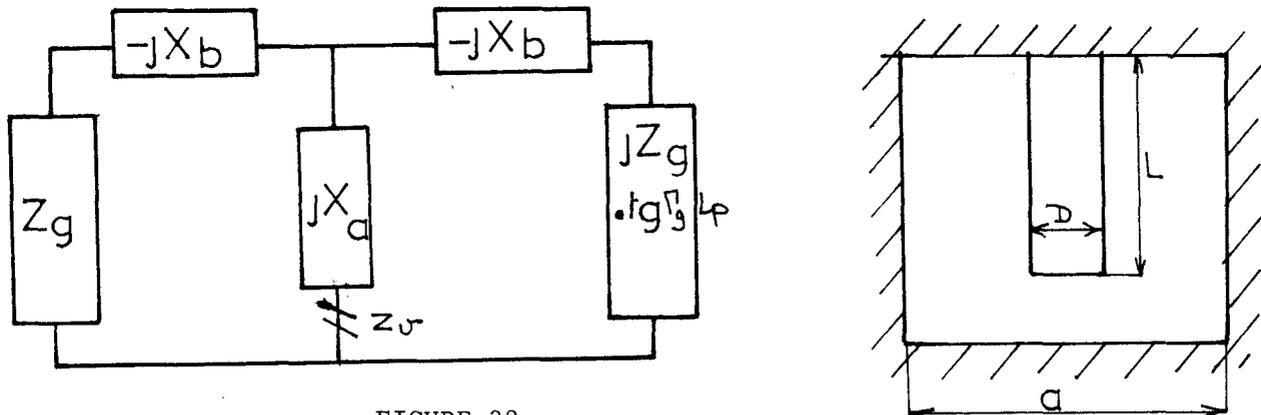


FIGURE 32

Dans le cas général X_b est positif et donc, la réactance est celle d'une capacité C_p de liaison.

L'expression de X_b est alors donnée par la relation :

$$X_b = \frac{1}{C_p \omega} = Z_g \frac{1}{\lambda_g} \left(\frac{\pi D^2}{a} \right)$$

ce qui équivaut à une capacité variant en $1/\omega^2$

Ce terme sera donc d'autant plus important que le diamètre D de la tige sera grand.

- L'expression de X_a est beaucoup plus compliquée et n'est pas la même si $l = b$ ou $l \neq b$. Dans le premier cas, le terme réactif X_a est positif (self) et dès que l devient inférieur à b ce terme peut devenir négatif et ceci d'autant plus rapidement que le diamètre sera important.

- Dans notre cas nous avons constaté que la contribution de la tige support semblait être capacitive, ce qui paraît cohérent avec la théorie de Marcuvitz étant donné la longueur de la tige ($l < b$). Nous avons pu faire une expérience qui permet de préciser l'ordre de grandeur de X_b . Pour une fréquence donnée nous avons mesuré les positions du court-circuit qui annuleraient la partie résistive de l'impédance terminale avec et sans tige. La différence de ces deux positions peut nous permettre de calculer X_b . A 6 GHz, avec une tige de $D = 4$ mm, X_b est égale à $12,4 \Omega$ ce qui équivaut à une capacité de liaison $C_p \omega$ de 2 pF. La valeur de C_p déduite de la théorie de Marcuvitz est de 1,5 pF en considérant une tige traversant entièrement le guide ; pour une tige de longueur $l < b$, X_b devant diminuer, la concordance avec nos résultats expérimentaux est donc assez satisfaisante.

Remarque

Nous avons représenté X_b par des capacités de liaison variant en $1/\omega^2$ Mais si nous remplaçons Z_g par sa valeur en fonction des dimensions du guide on obtient :

$$X_b = \frac{D^2}{a^2} \mu b \omega = L_{eq} \omega$$

On pourrait donc rendre compte de l'évolution fréquentielle de X_b en prenant

$$- jX_b = - j l_{eq} \omega$$

- 5 - Influence du rebord

On peut penser à priori que l'intérêt de l'étude d'une telle perturbation est minime. En pratique tous les "caps" utilisés dans les circuits hyperfréquences possèdent un rebord dont l'influence est déterminante pour l'obtention de certaines performances.

L'influence de ce rebord sur l'impédance de charge mesurée Z_m est double (fig 32) : le diamètre des cercles $Z_m = f(L_p)$ croît avec t et leurs centres se déplacent dans le sens des phases v positives. Cette évolution semble se ralentir quand l'épaisseur du rebord devient importante. Pour l'impédance terminale, ces évolutions se traduisent par une diminution de la réactance qui tend vers les valeurs

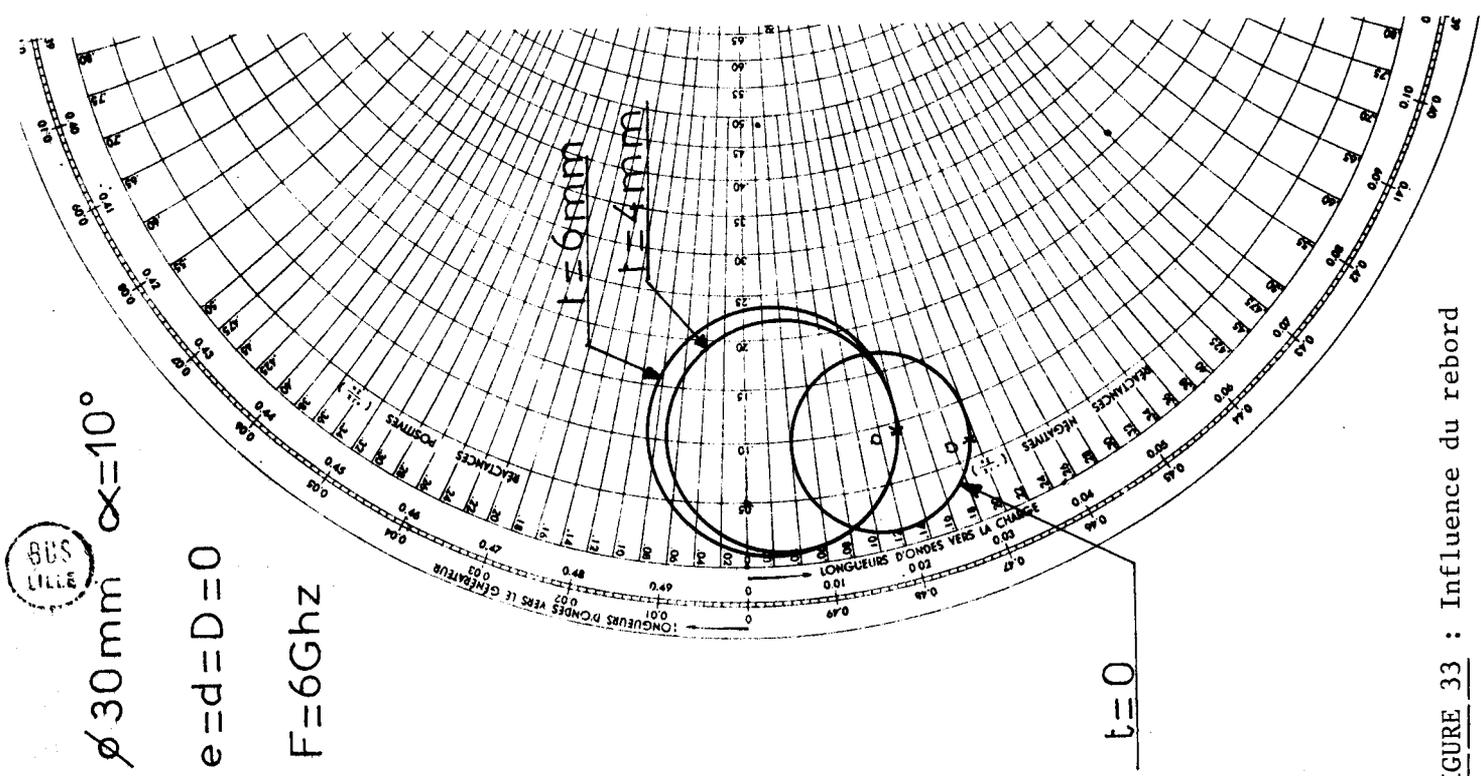


FIGURE 33 : Influence du rebord

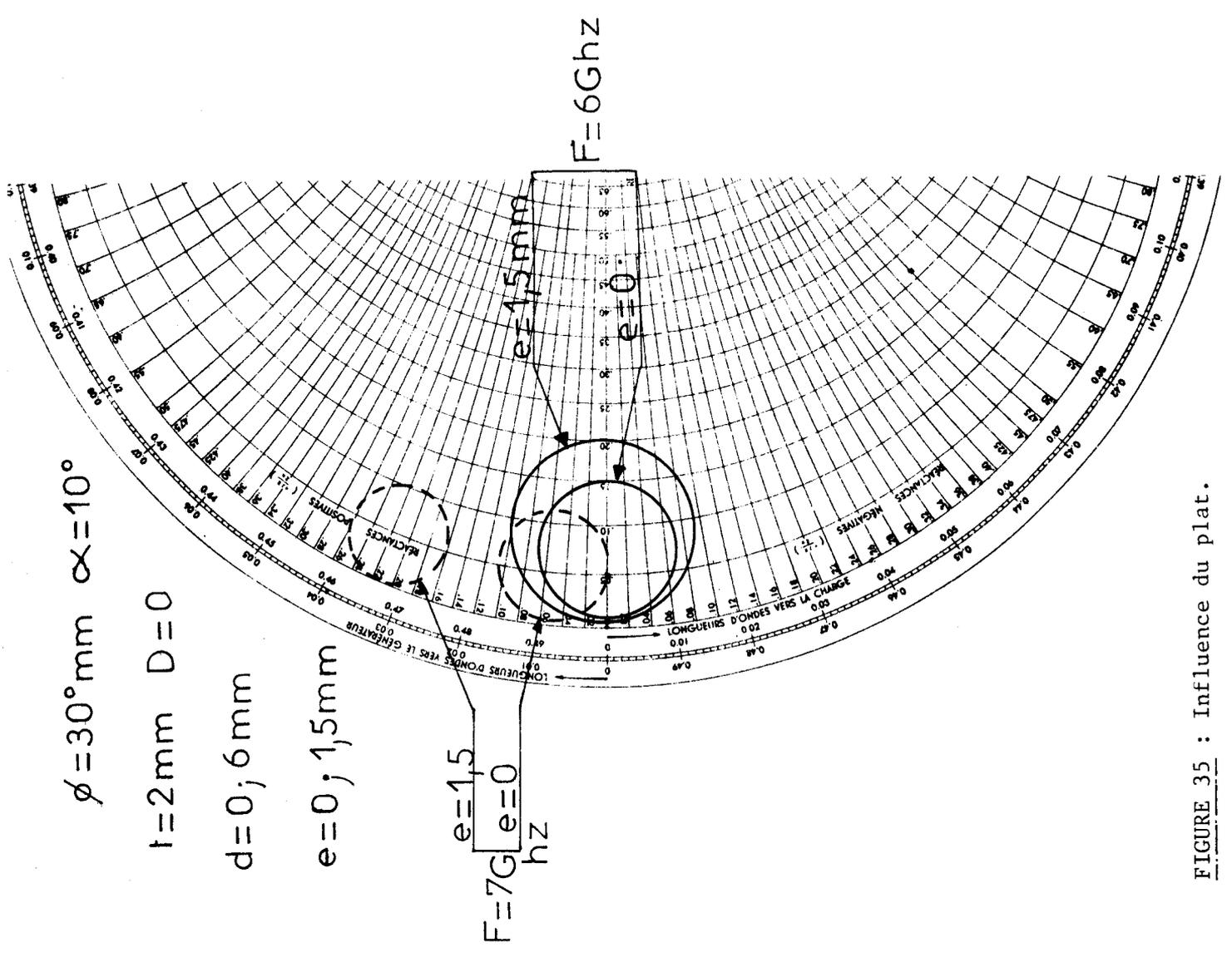


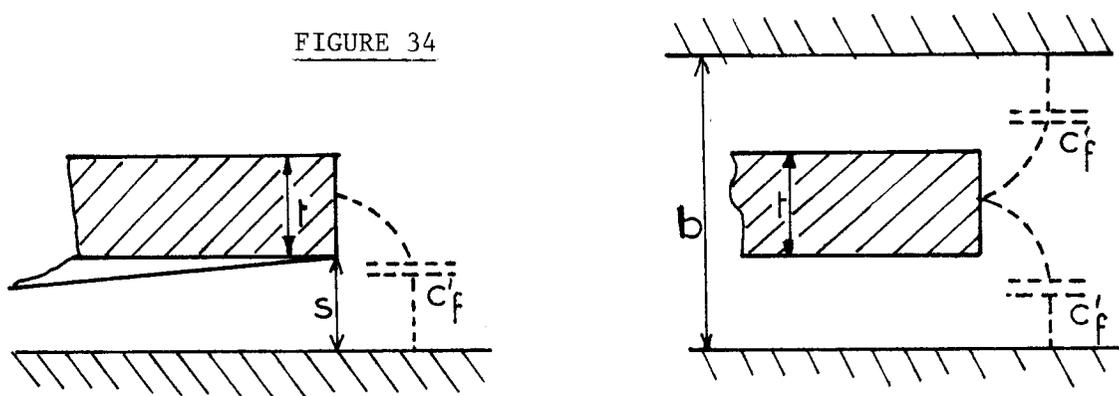
FIGURE 35 : Influence du plat.

négligables. La contribution de ce rebord pourrait donc être représentée par un élément capacitif placé en parallèle sur l'impédance terminale.

Nous pensons qu'il existe deux façons d'expliquer ce phénomène suivant les dimensions respectives du "cap" ; dans ce but, nous pouvons considérer deux cas extrêmes : l'élément localisé ou l'antenne cylindrique.

- Elément localisé : Si le "cap" est de dimensions moyennes (diamètre inférieur à la largeur du guide, angle α suffisamment petit pour que l'ouverture S soit petite et épaisseur t très faible par rapport à la longueur d'onde), nous pouvons considérer ce rebord comme un élément quasi-localisé. Nous avons constaté que ce problème présentait alors une certaine analogie avec les lignes de transmission du type triplaque ou les barres couplées (figure 34).

FIGURE 34



L'influence de cet élément est équivalente à celle d'une capacité de rupture C'_F . L'étude de cette capacité C'_F a été faite par S.B. COHN (23) et GETSINGER (24) L'expression exacte de C'_F est :

$$C'_F = \frac{\epsilon}{\pi} \left[\frac{1}{1-t/b} \text{Log} \left(\frac{1}{1-t/b} + 1 \right) + \left[t \cdot \frac{1}{1-t/b} \right] \text{Log} \left(\frac{1}{1-(t/b)^2} - 1 \right) \right]$$

Soit en transposant ce résultat dans le cas du "cap" et en posant :

$$b = \phi \cdot \text{tg} \alpha + t \quad \text{et} \quad A = 1 + \frac{t}{\phi \cdot \text{tg} \alpha}$$

Nous obtenons la valeur de C'_F

$$C'_F = \frac{\epsilon}{\pi} \left[2A \text{Log}(A + 1) - (A - 1) \text{Log}(A^2 - 1) \right]$$

La capacité totale équivalente au rebord est alors égale à :

$$C_R = C'_F \cdot \pi \cdot \phi$$

Exemple : pour un rebord d'épaisseur $t = 2$ mm cette capacité a une valeur de $0,64 \text{ pF}$ pour un "cap" de diamètre $\phi = 30$ mm et de $0,48 \text{ pF}$ pour $\phi = 20$ mm.

Résultats expérimentaux typiques.

Considérons les résultats obtenus en antenne pour des caps de diamètre $\phi = 30$ mm et d'angle α faible (10°) avec ou sans rebord, dans le cas des hautes fréquences :

sans rebord ($Y_T = 6.10^{-2} + 7.10^{-2} j$)

avec rebord $t = 2$ ($Y_T = 6,63.10^{-2} - 9,857.10^{-2} j$)

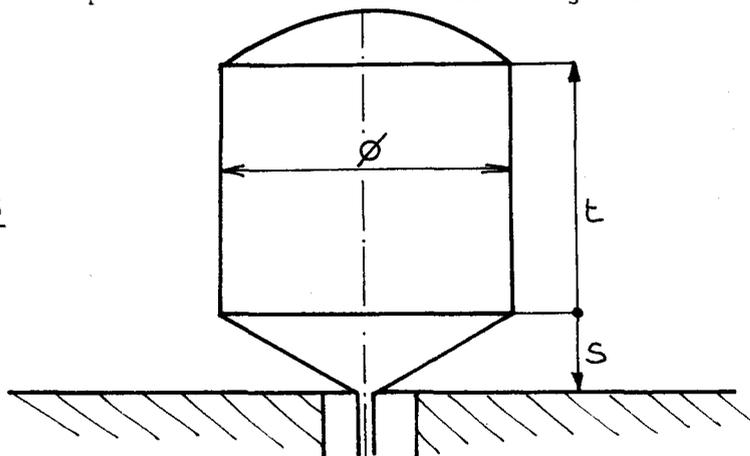
soit une variation $\Delta B = 2,857.10^{-2}$ ce qui correspond à une capacité équivalente de 0,57 pF, voisine de la valeur théorique (0,64 pF).

Dans notre modèle l'influence du rebord pourra donc être représentée par une capacité C_R mise en parallèle sur l'impédance terminale.

- Antenne cylindrique

Si l'épaisseur du rebord t n'est plus négligeable par rapport à la longueur d'onde, le problème se rapproche de celui de l'antenne cylindrique excitée par l'intermédiaire d'une ligne biconique. (figure 35). Ce type d'antenne est traité de façon détaillée par KING (25). Mais il est toujours fait l'hypothèse que $t \gg \phi$.

FIGURE 35



Dans le cas de notre problème, il n'existe pas pour l'instant, de solutions. Néanmoins la façon la plus générale de tenir compte de ce rebord dans le schéma équivalent sera d'intercaler un quadripole entre l'extrémité de la ligne biconique et l'impédance terminale qui aura dans ce cas une valeur différente de celle du cap sans rebord.

- 6 - Influence du plat

Les "caps" utilisés en oscillation en ondes millimétriques en association avec des diodes à avalanche du type non encapsulées comportent un plat de dimensions (e,d) variables : cet élément est rendu nécessaire par des problèmes de tolérances sur le centrage des quartz métallisés (CF 1ère partie - photo n°2). La hauteur e sur le "cap" est alors fixée par la hauteur e de ce quartz ($250 \mu\text{m}$). Afin de caractériser l'influence de ce plat, nous avons, dans notre structure à l'échelle 5 ($e = 1,5$ mm) effectué la mesure de l'impédance de charge en fonction du déplacement du court-circuit (figure 35).

BUS LILLE

$\phi = 30\text{mm}$ $\alpha = 0$

$e = 1,5\text{mm}$ $t = 2\text{mm}$

$d = 30\text{mm}$ $D = 4\text{mm}$

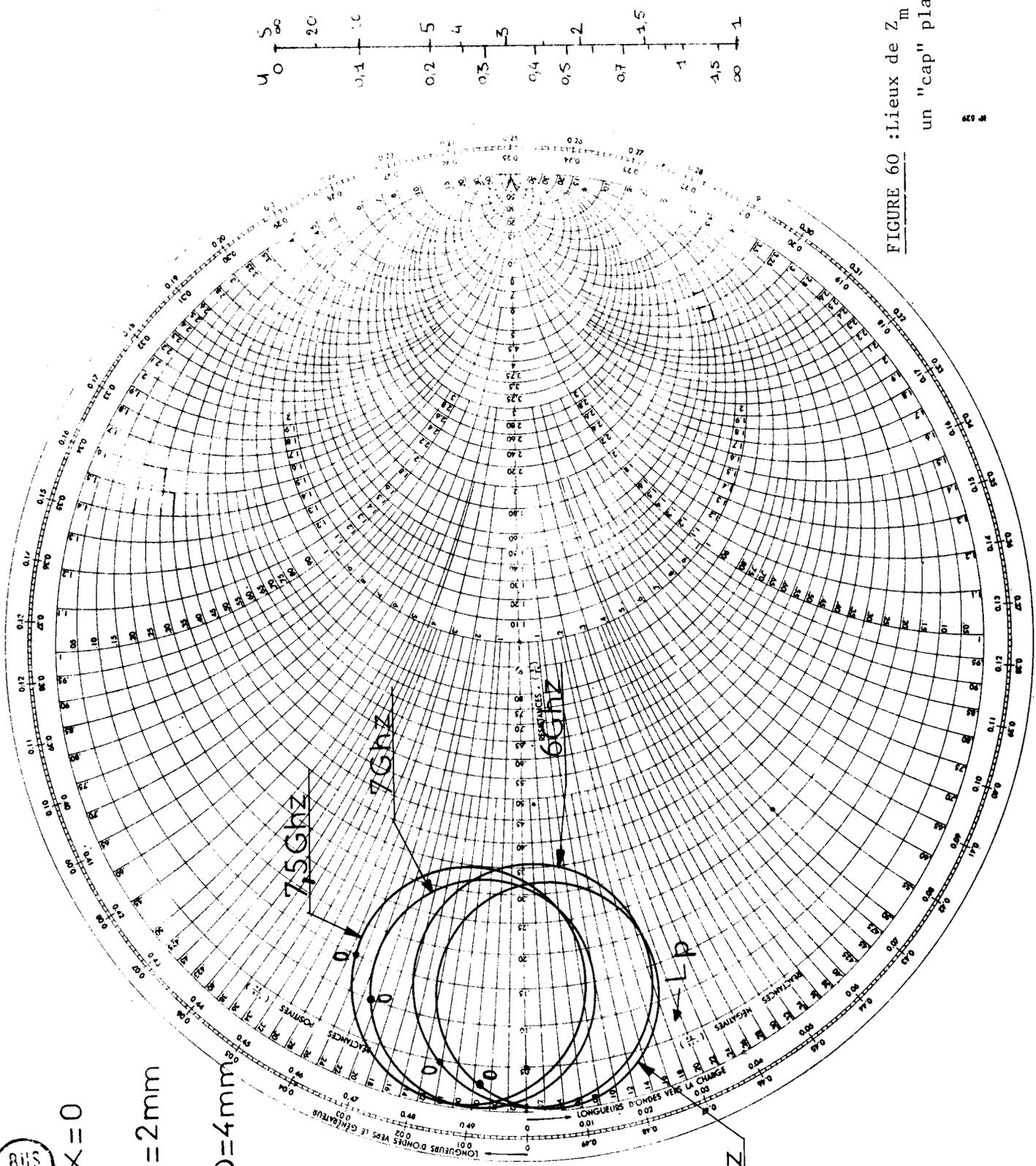
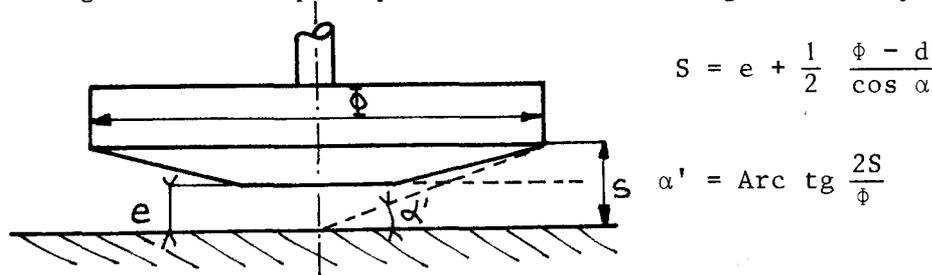


FIGURE 60 : Lieux de $Z_m = f(L_p)$ pour un "cap" plat.

La présence de ce plat a un double effet : d'une part le diamètre des cercles $Z_m = f(L_p)$ croît pour les basses fréquences, d'autre part la phase v des impédances évolue dans le sens positif, surtout pour les fréquences hautes de la gamme étudiée.

Interprétation : Il est évident que lorsque les dimensions e et d sont différentes de zéro la ligne de transmissions n'est plus uniforme et tend à se rapprocher d'une ligne radiale (il n'est plus possible de définir une impédance caractéristique constante). Cependant si e n'est pas important ($e < S$) la perturbation sur la ligne transmission est relativement faible, et il est peut être possible de définir un angle électrique équivalent α' ($\alpha' > \alpha$) permettant le calcul d'une impédance caractéristique K en utilisant la relation relative aux lignes biconiques. De même la longueur électrique équivalente de cette ligne sera supérieure à l (figure 36).



$$S = e + \frac{1}{2} \frac{\phi - d}{\cos \alpha}$$

$$\alpha' = \text{Arc tg } \frac{2S}{\phi}$$

A toute augmentation de la distance e correspond donc une augmentation de α' , S , l' , dont nous avons vu les influences précédemment et qui se manifeste bien par les évolutions constatées.

- Cas limite : "cap" plat ($e \neq 0$, $d = \phi$, $\alpha = 0$)

Dans le cas du "cap" plat, la ligne de transmission de longueur $\phi/2$ est une ligne radiale à impédance caractéristique variable dans la direction de propagation (annexe 1). Les cercles $Z_m = f(L_p)$ obtenus expérimentalement (figure 60) sont cependant voisins de ceux obtenus pour des caps d'angle α assez petit (7 à 8°). Nous remarquons que cette impédance de charge évolue relativement peu avec la fréquence. Son utilisation sera donc plutôt réservée à l'oscillation large bande employant des diodes IMPATT dont le module de la résistance négative est relativement faible.

- Signalons un autre élément d'intérêt de ce type de "cap", c'est à dire l'effet de filtrage très violent des autres modes de propagation. Par exemple, le premier mode H_{01} qui puisse se propager en dehors du mode fondamental $E_{(0,0)}$ a sa longueur d'onde de coupure égale à $2e$, soit en bande Ka (26-40 GHz) une fréquence de coupure de 600 GHz pour $e = 250 \mu\text{m}$.

- 7 - Essai de modélisation : schéma équivalent

Nous venons de voir que les évolutions de l'impédance de charge en fonction des diverses dimensions géométriques, ou de la fréquence, sont complexes. La théorie

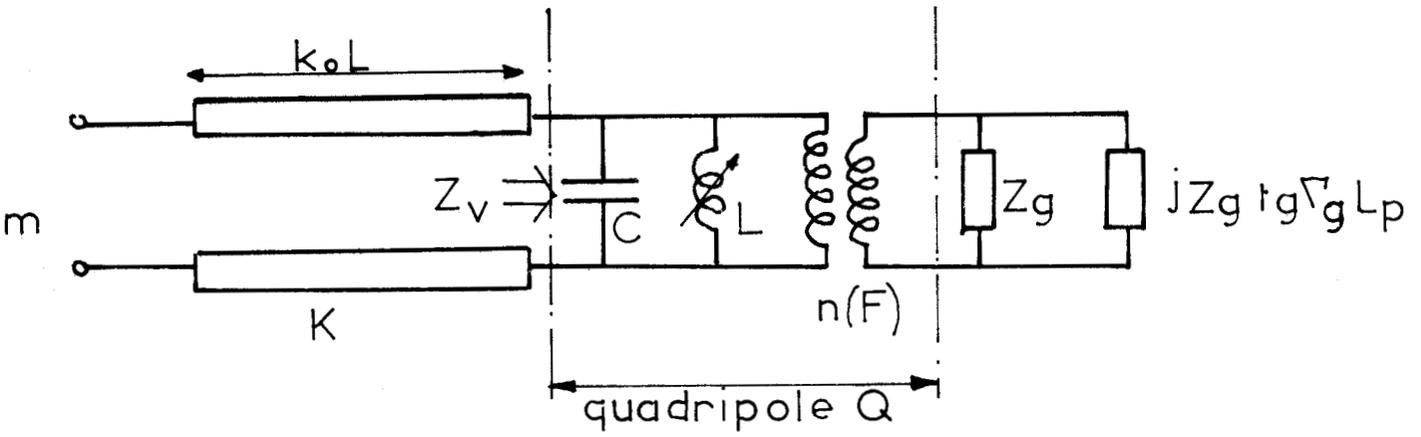


FIGURE 37

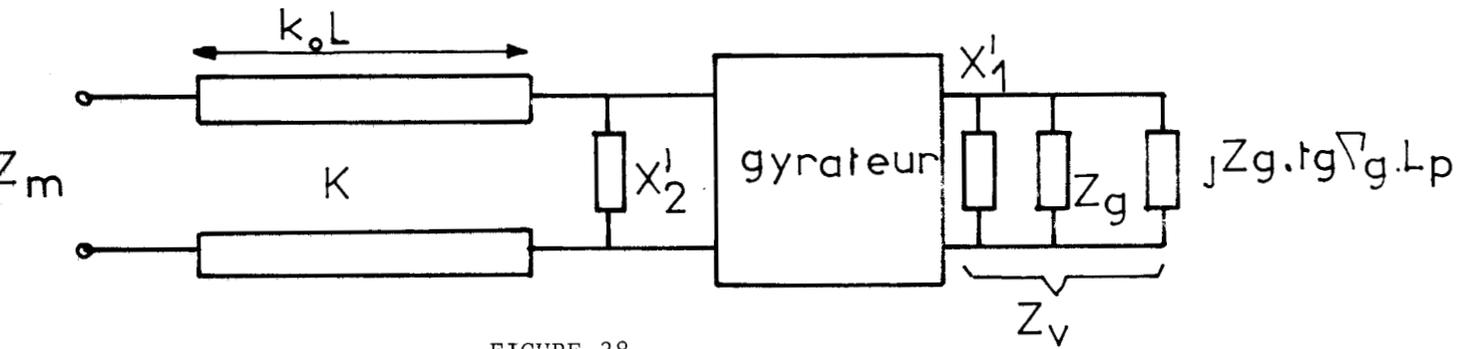


FIGURE 38

$$Z' = \frac{G^2}{Z_v} \quad \text{avec } G \text{ impédance de gyration}$$

où $Y' = \frac{Y^2}{Y_v}$ avec Y admittance de gyration

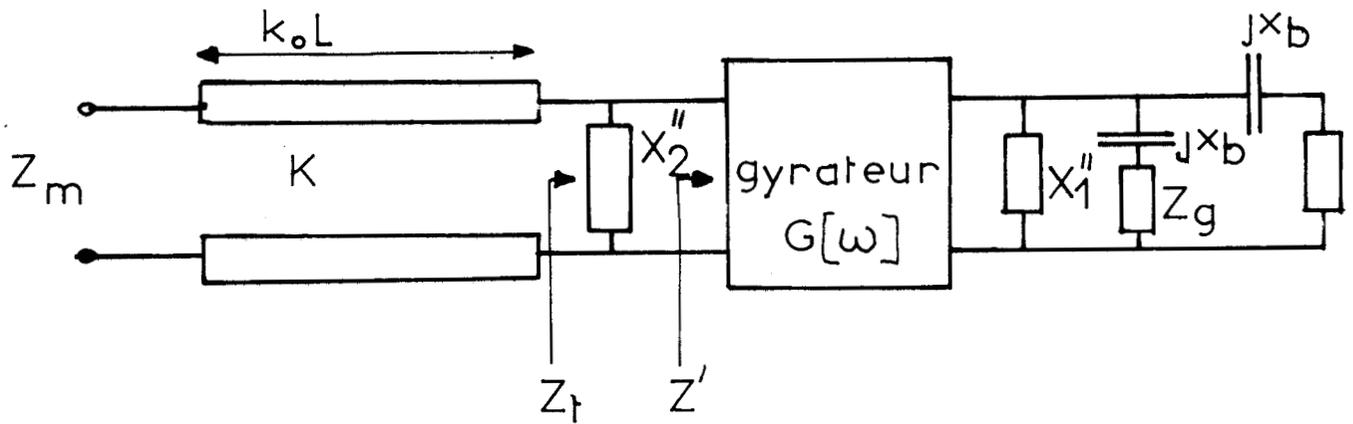


FIGURE 39

générale des antennes biconiques ne permet pas d'expliquer tous les phénomènes constatés et des divergences entre le comportement du "cap" en antenne et en guide sont apparues, en particulier pour les "caps" de diamètres supérieurs à $8/10a$.

Nous pouvons néanmoins présenter un schéma équivalent traduisant tous les effets constatés, afin d'obtenir une meilleure compréhension des problèmes et de faire ressortir l'aspect physique de ces diverses influences.

- Schéma équivalent sans tige

Il est possible de donner un schéma équivalent traditionnel rendant compte des diverses transformations et en particulier celle du quadripole Q que nous avons introduit. Nous pouvons donner la justification physique des éléments de ce schéma (figure 37) relatifs au quadripole Q.

- le transformateur traduit le couplage entre les deux modes dominants (TEM sous le cap \rightarrow TE_{01} en guide). Son rapport de transformation n est une fonction des dimensions géométriques de la structure, et de la fréquence.

- la self est la représentation des contributions des modes TM évanescentes ; elle est également une fonction des dimensions et de la fréquence.

- la capacité C est la somme des capacités représentatives des influences des surfaces extérieures et du rebord (impédances "vues" par le mode TEM).

En pratique, le déphasage introduit par le quadripole Q est égal à $\pi/2 + \theta$ ce dont le schéma équivalent avec transformateur ne peut rendre compte. C'est pourquoi nous avons pensé introduire un gyrateur (figure 38) produisant une rotation de phase de $\pi/2$, associé à une ou deux impédances purement réactives qui rendront compte de la phase supplémentaire θ . La variation du couplage en fonction de la fréquence est alors traduite par l'évolution fréquentielle de l'impédance de gyration (ou admittance). En effet, la transformation de l'impédance Z_v par un gyrateur obéit à la loi :

$$Z' = \frac{G^2(\omega)}{Z_v}$$

Pour un "cap" sans tige, en choisissant un gyrateur du type impédance, on constate que pour traduire l'évolution du rapport de transformation n avec la fréquence, l'impédance de gyration doit être de la forme $L_G \omega$ (L_G self de gyration). Par exemple pour un "cap" $\phi = 28$ mm, $\alpha = 20^\circ$, la valeur de cette self est relativement constante dans la gamme de fréquences étudiées : $1.36 < L_G < 1.65$ nhy. Cette constatation est en accord avec les diverses observations déjà faites en antenne : la réactance terminale étant essentiellement positive.

- Schéma équivalent avec tige

Le problème est beaucoup plus complexe compte tenu des lacunes qui existent

$Z_m(\omega)$

2 charges adaptées

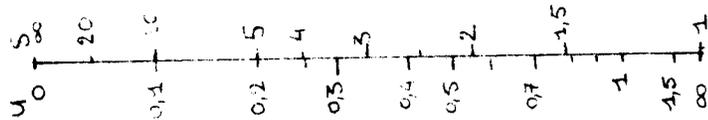
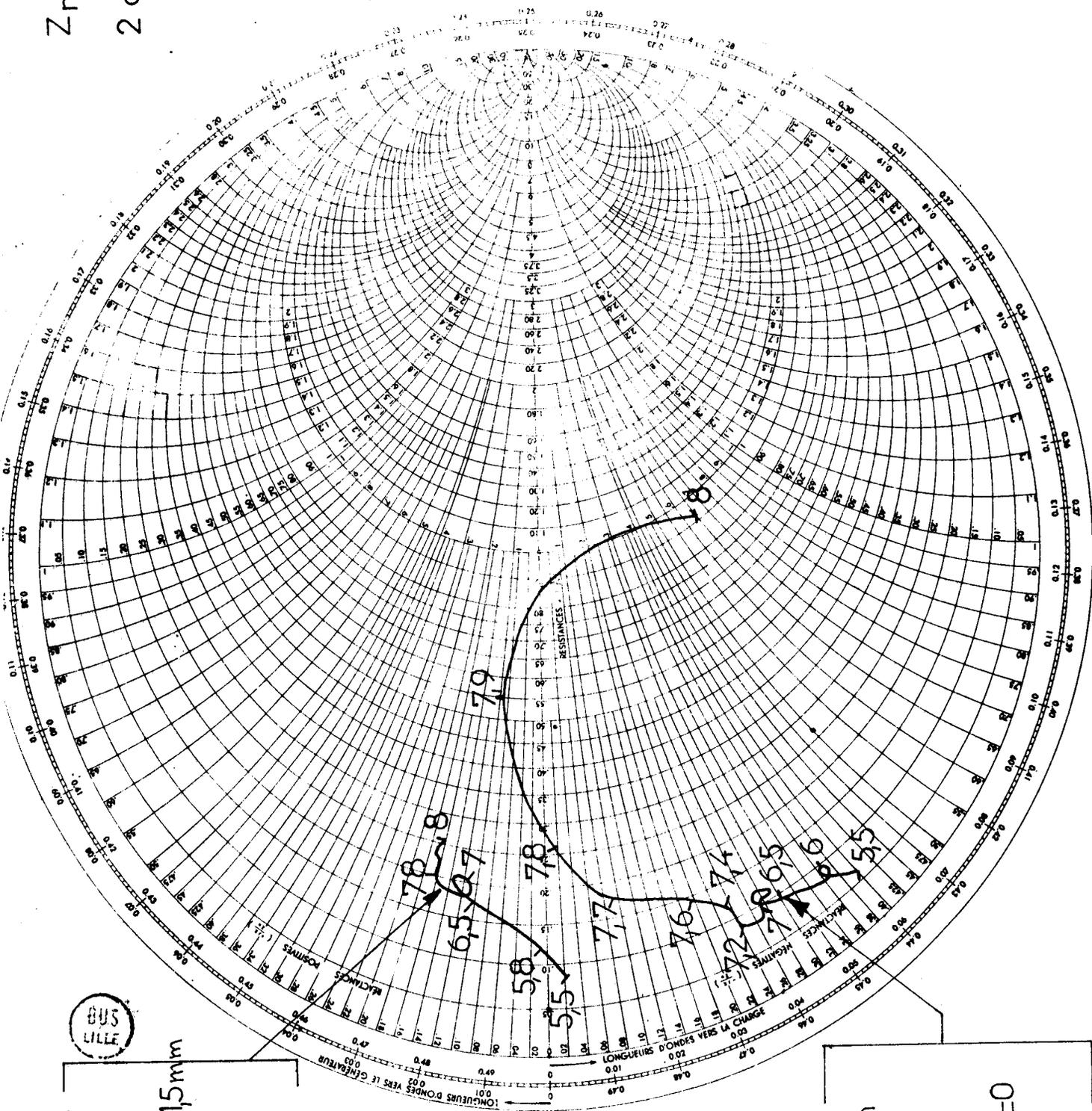


FIGURE 40

129



BUS
LILLE

ϕ 24 mm

$\alpha = 10^\circ$ e = 15 mm

t = 2 mm

ϕ 30 mm

$\alpha = 10$ mm

e = d = t = D = 0

encore quant à la détermination exacte des paramètres de cette tige support. Dans notre schéma équivalent l'impédance de gyration devra rendre compte de sa contribution. Son expression sera alors une fonction complexe de la fréquence. On doit tenir compte de plus de l'influence de X_b dans l'impédance Z_v ou dans $G(\omega)$, due à la présence de la tige.

Pour l'instant, nous ne savons pas déterminer théoriquement cette impédance de gyration et à ce stade de l'étude il n'est pas possible de préciser dans tous les cas la dépendance de $G(\omega)$ avec les dimensions géométriques. Cependant pour certains caps étudiés d'angle α très petit on peut avoir une idée de l'évolution de $G(\omega)$, qui semble être de la forme :

$$G(\omega) = L_G(\omega) - \frac{1}{C_G(\omega)} + K_G \quad (K_G > (L_G\omega - \frac{1}{C_G\omega}))$$

Avec L_G et C_G qui sont surtout des fonctions des dimensions de la tige (L_G proportionnelle à D^{-1} , et C_G sensiblement proportionnel à D^{-2}), K_G constante semblant dépendre de α , e . Lorsque le diamètre n'est pas trop faible ($D > 4$ mm) le terme prépondérant est $\frac{1}{C_G\omega}$ ce qui laisse supposé qu'il faille inclure X_b dans le gyrateur.

Remarque

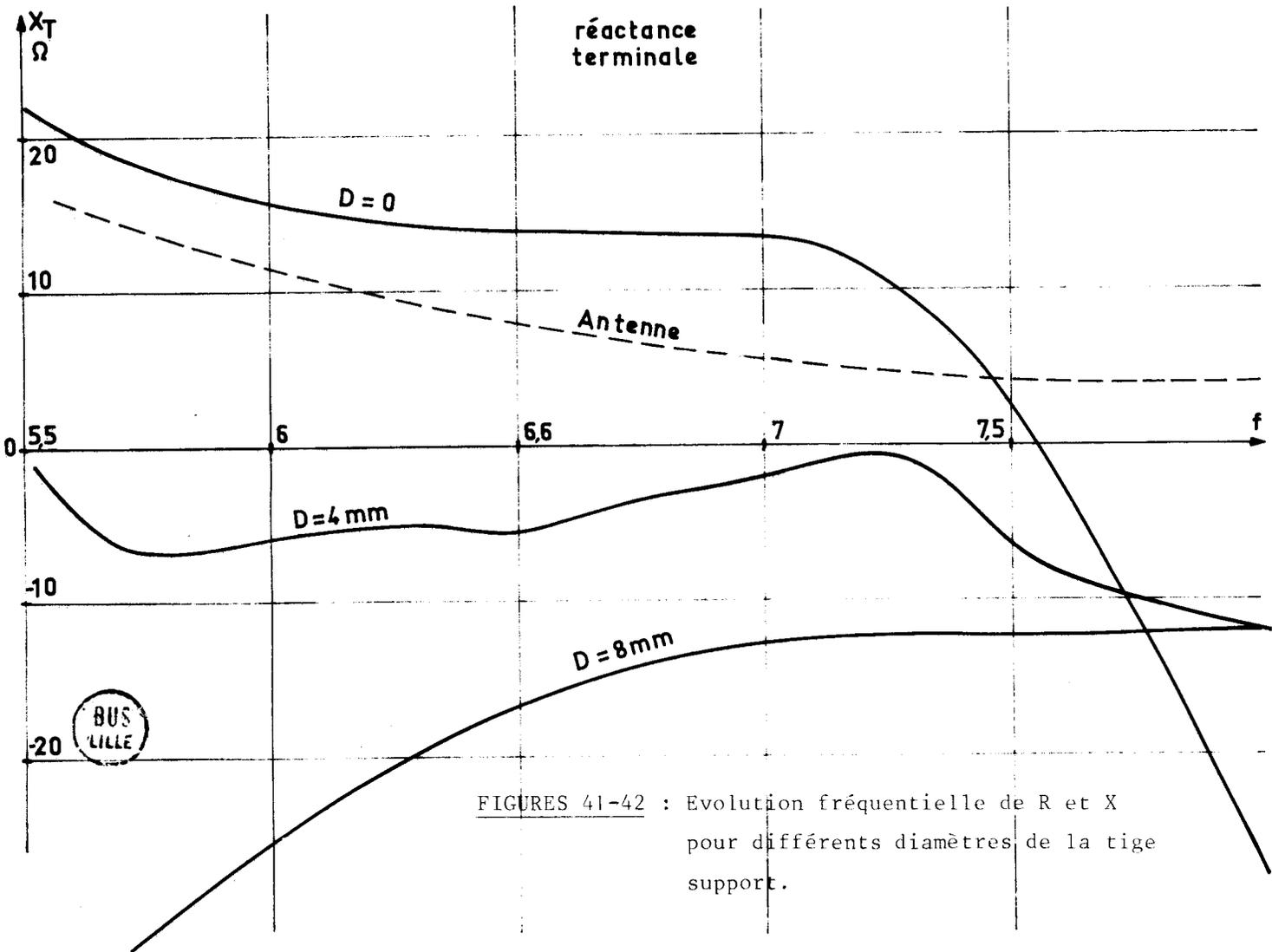
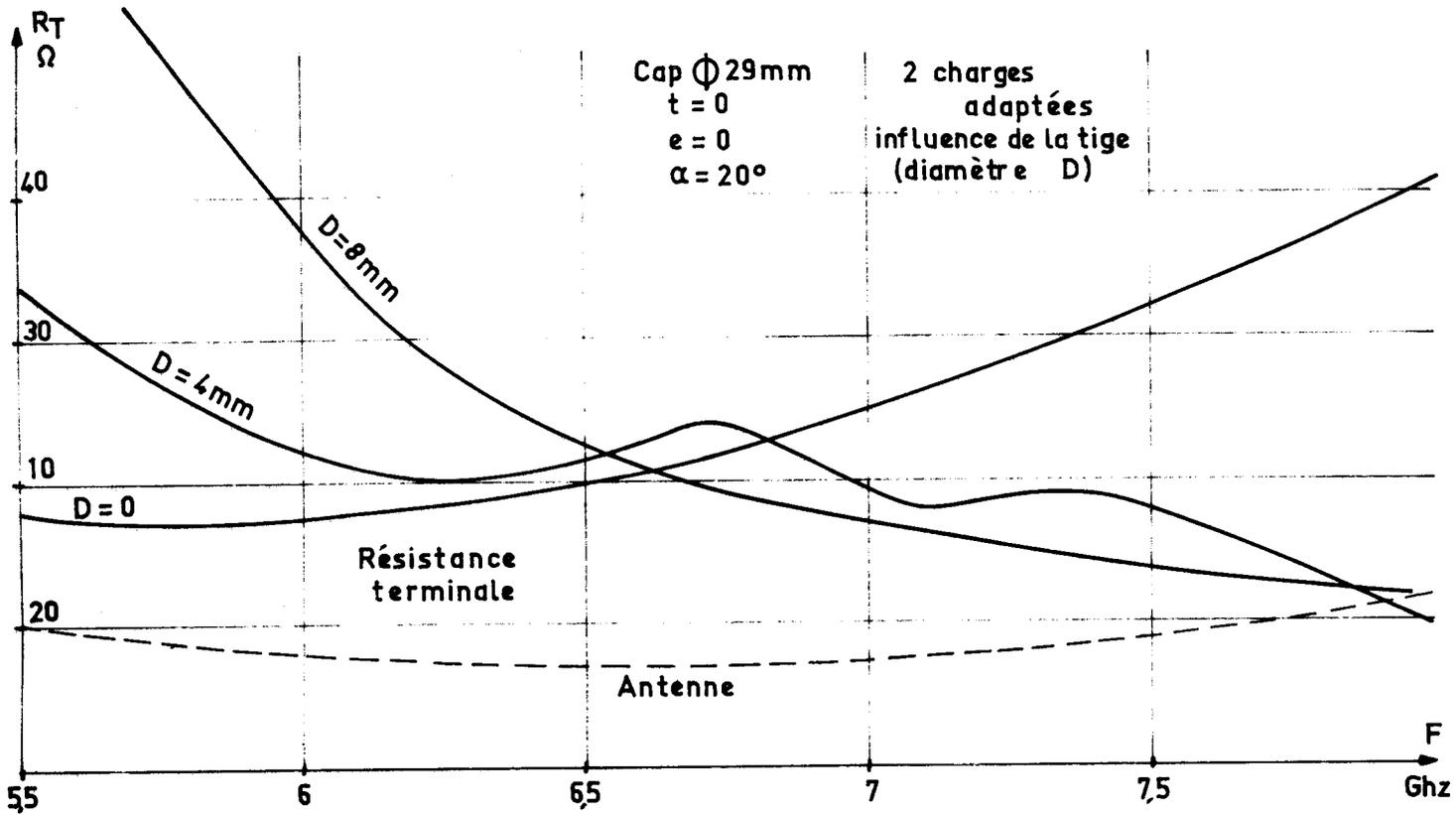
. La possibilité de faire apparaître un gyrateur dans le schéma équivalent d'une jonction entre deux guides de natures différentes, a déjà été utilisée par MATTHAEI et Al (26).

. La définition d'un modèle équivalent pouvant servir lors de la simulation sur ordinateur est possible : il suffirait d'ajuster la valeur des éléments du schéma équivalent jusqu'à ce que les impédances théoriques et expérimentales soient les mêmes à toutes les fréquences (utilisation d'une méthode d'approximation des moindres carrés). Mais ceci est assez long et de plus ne risque d'être valable que pour un "cap" de dimensions données, cette opération devant se répéter après toute modification des dimensions. C'est là une des limites les plus importantes quant à ce type d'étude expérimentale. Mais cette méthode a cependant l'avantage de fournir des résultats directement exploitables puisqu'elle peut donner l'évolution de l'impédance de charge avec la fréquence pour des positions du court-circuit d'accord arbitraires. Ce sont ces résultats que nous allons exposer et commenter maintenant.

III.2.3. Evolution de l'impédance de charge en fonction de la fréquence

III.2.3.1. Guide terminé par deux charges adaptées

Lorsque le guide est terminé à ses deux extrémités par deux charges adaptées ; l'impédance équivalente Z_v se réduit alors à $Z_g/2$, et elle est relativement constante avec la fréquence. Il est donc possible d'interpréter plus facilement les résultats



FIGURES 41-42 : Evolution fréquentielle de R et X pour différents diamètres de la tige support.

obtenus et de préciser certains éléments du schéma équivalent.

- Influence de la propagation guidée

Nous avons représenté sur la figure 40 deux évolutions typiques de l'impédance de charge $Z_m(\omega)$ en fonction de la fréquence dont l'une est relative à un "cap" de dimensions moyennes $\phi = 24$ mm ($\phi < \frac{8}{10} a$) et l'autre à un "cap" de grand diamètre. Quand le diamètre est faible cette impédance croît lentement avec la fréquence et reste assez proche de l'impédance d'entrée d'une antenne biconique de mêmes dimensions. Par contre pour un "cap" de diamètre important, l'évolution de l'impédance de charge est très rapide surtout pour les fréquences situées dans le haut de la gamme. Le comportement est différent de celui obtenu en antenne. L'existence d'un phénomène s'apparentant à une résonance est certainement due à l'influence des parois latérales sur les modes évanescents (variation des coefficients de réflexions présentés par ces parois). Ceci confirme les observations que nous avons faites lors de l'étude, à fréquence fixe, de l'influence du diamètre.

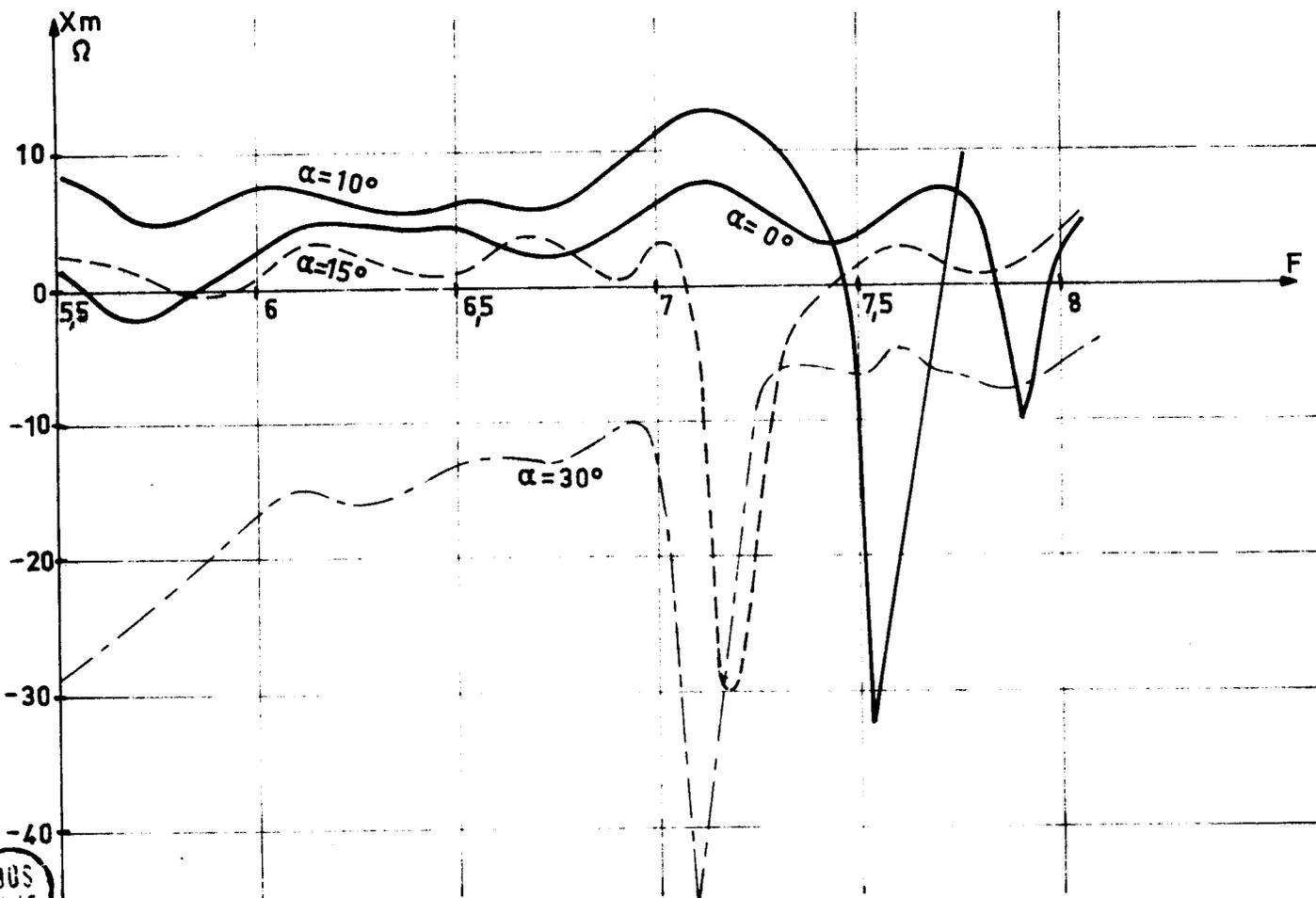
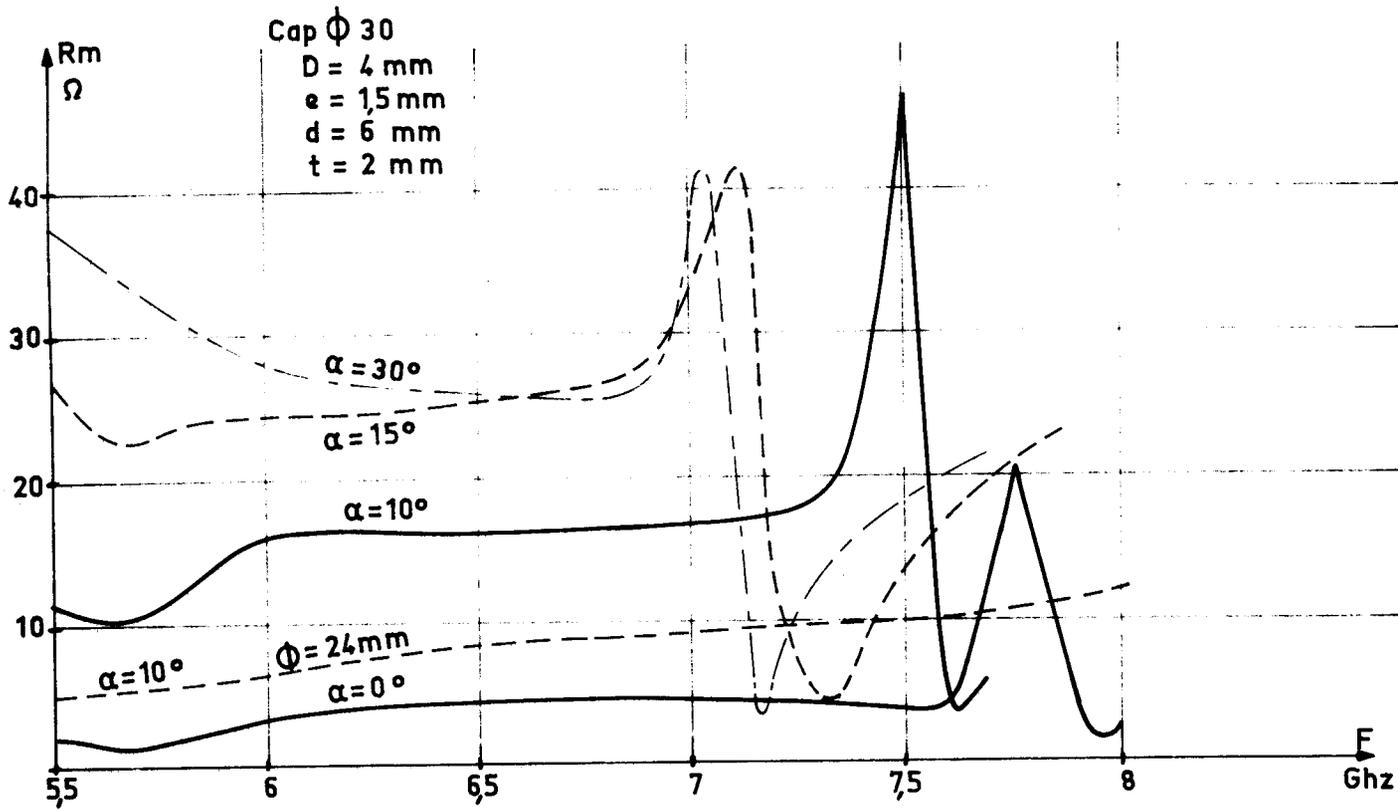
- Influence de la tige

Afin de préciser cette influence nous avons déduit l'impédance terminale ($Z_T = R_T + j X_t$) des valeurs de $Z_m(\omega)$. Nous voyons sur la figure 40 que la résistance terminale croît avec la fréquence lorsque il n'y a pas de tige : l'impédance de gyration du schéma équivalent serait alors du type L_ω . Par contre, en présence d'une tige, l'évolution de R_T n'est plus la même : la valeur de R_T décroît avec la fréquence d'autant plus rapidement que le diamètre D de la tige est important. L'impédance de gyration serait alors plutôt du type capacitive ($1/C$) comme nous l'avons indiqué précédemment. La valeur de la réactance X_t (figure 42) pour un cap sans tige est positive et décroît avec la fréquence. Elle devient ensuite très rapidement négative au-dessus de 7,5 GHz. Lorsque D est différent de 0, on remarque que la réactance est toujours négative, son comportement étant semblable à celui d'une capacité pour $D = 8$ mm.

Enfin, quand le diamètre de la tige support est moyen, nous remarquons que les variations des deux composantes de l'impédance terminales sont assez faibles. Tous ces phénomènes confirment les observations que nous avons faites précédemment. Ils justifient aussi les hypothèses que nous avons faites quant au schéma équivalent probable de la tige support. Le terme X_b étant proportionnel à D^2 , ce terme devient prépondérant quand D devient grand. La contribution de la tige est alors essentiellement capacitive ce que nous vérifions sur la figure 42.

- Influence de l'angle

Nous avons représenté sur les figures 43, 44 les évolutions fréquentielles respectives des parties réelles et imaginaires des impédances de charges mesurées



BUS
LILLE

FIGURES 43-44 : Influence de l'angle α sur les composantes R_m et X_m pour un guide terminé par 2 charges adaptées.

($Z_m(\omega)$) pour des "caps" réels (rebord, tige, plat) d'angles α différents. La valeur de la résistance R_M est relativement constante avec la fréquence, jusqu'à une fréquence assez élevée où l'on observe un phénomène semblable à une résonance. Cette pseudo-fréquence de résonance F_R est une fonction décroissante de l'angle α . La valeur de R_M dans ces conditions (guide terminé par deux charges adaptées) correspond à la valeur moyenne que cette résistance pourra prendre quand une des extrémités du guide sera terminée par un court-circuit ($R_m = 2 R_m \sin^2 \Gamma g l_p$). La zone où R_M reste faible (zone d'utilisation en oscillateur IMPATT) correspond surtout aux fréquences inférieures à F_R ; cependant, il existe pour les "caps" d'angle α important une deuxième zone d'utilisation assez étroite.

Remarque : Dans la gamme de fréquences considérées la pseudo résonance de fréquence F_R n'existe que pour des "caps" de diamètres supérieurs à $8/10 a$. La fréquence de résonance F_R est une fonction décroissante du diamètre. Elle est aussi liée à la dimension S de l'ouverture par une loi du type $F_r = F_o - kS$ avec k en GHz/mm. (par exemple pour un "cap" de dimensions $\phi = 30$ mm, $e = 1,5$ mm, $F_R = 8,5 - 0,254 S$ en GHz).

On peut expliquer ce phénomène en considérant le schéma électrique équivalent initial (figure 37) : la résonance serait due à la résonance de l'ensemble constitué par la capacité C_t (effet de la surface extérieure du "cap" et du rebord) et la self parallèle qui est la représentation de la contribution des modes TM évanescents. Cette self serait donc une fonction croissante du diamètre et de l'ouverture ; il semble en effet normal de considérer une influence croissante avec le diamètre des modes évanescents et des réflexions de ces modes sur les parois latérales.

La valeur de X_m (figure 44) est uniquement due à la contribution des modes évanescents et à la transformation du mode principal ($X_{TE10} = R_m \sin 2\Gamma g L_p = 0$). Pour les basses fréquences cette valeur est positive pour $\alpha < 20^\circ$ et négative pour des angles α supérieurs. Ces courbes présentent un décrochement brutal pour les mêmes fréquences F_R . Dans le plan complexe le lieu de $Z_m(\omega)$ sera approximativement un cercle dont le centre est situé dans le demi-plan des réactances négatives et dont la plus grande partie est parcourue pour une variation de fréquence très faible (autour de F_R).

III.2.3.2. Evolution fréquentielle de l'impédance de charge pour une position du court-circuit arbitraire.

- 1 - Formes caractéristiques de ces lieux et conséquences

Nous donnons sur les figures 45, 46, 47 les évolutions des impédances mesurées Z_m en fonction de la fréquence pour plusieurs positions du court-circuit (L_p). Nous remarquons que ces lieux de Z_m font apparaître l'existence d'un phénomène de résonance pour une valeur de la fréquence identique à celle que nous venons d'observer quand le guide est terminé par deux charges adaptées

cap \varnothing 30 mm $\alpha = 10^\circ$

FILE

$e = 1,5$ mm $L_p = 27,5$ mm

$t = 2$ mm $d = 6$ mm

$D = 4$ mm

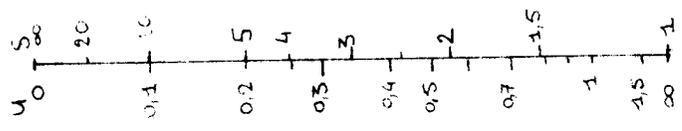
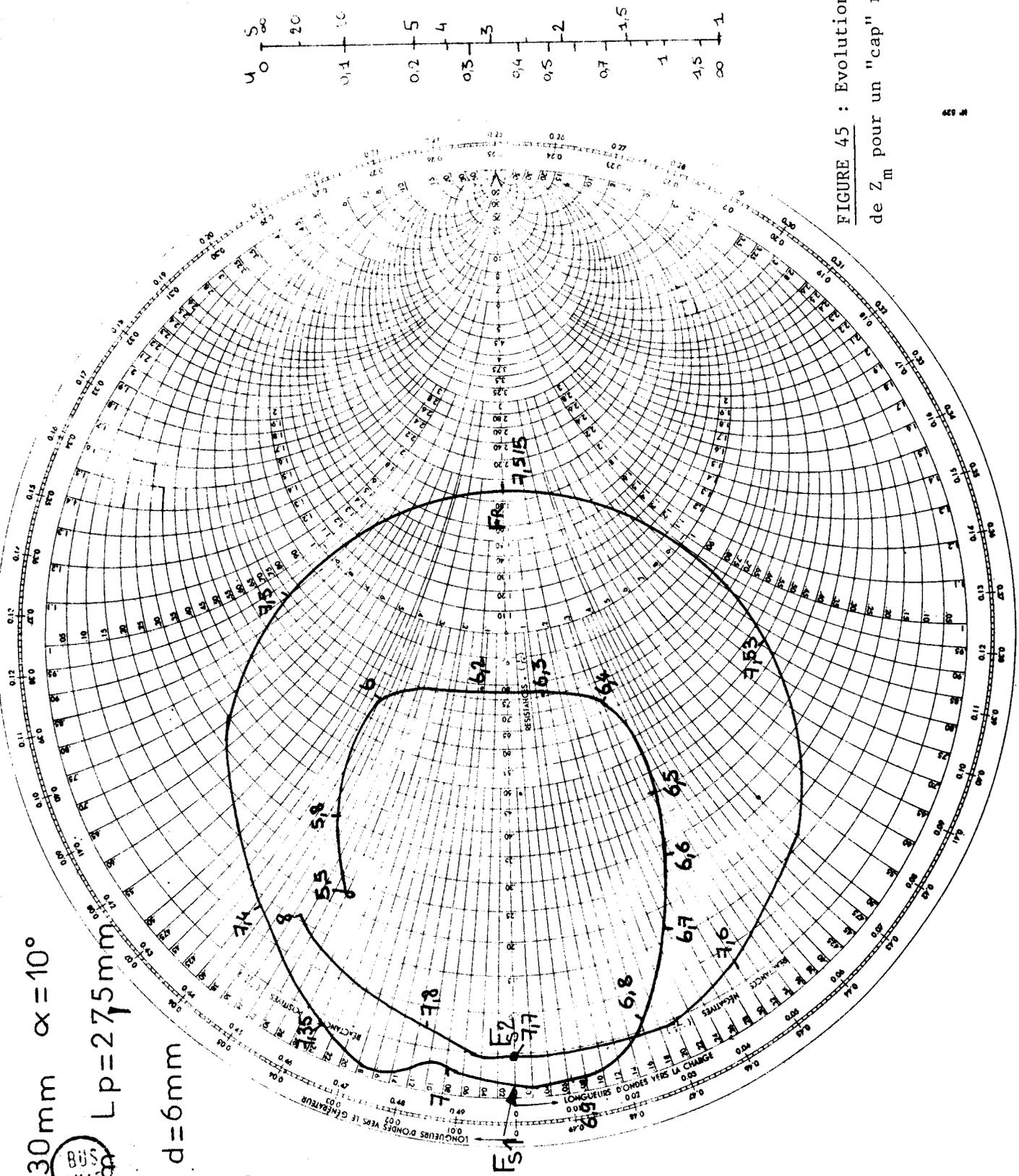
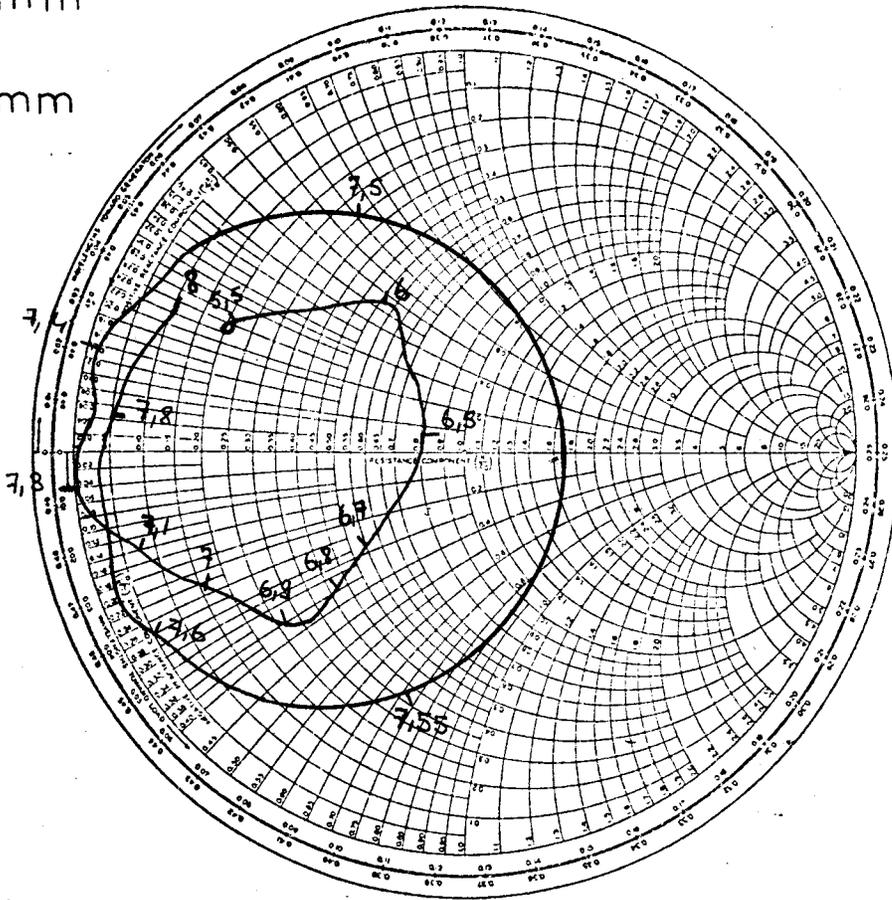


FIGURE 45 : Evolution fréquentielle de Z_m pour un "cap" réel.

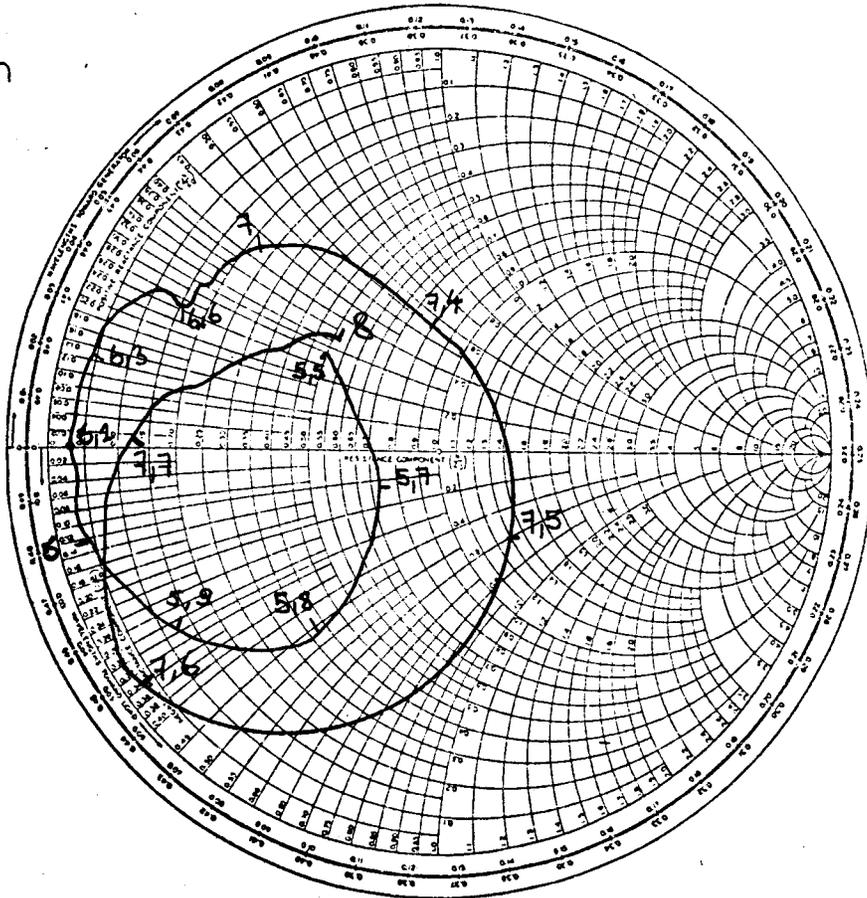
cap \varnothing 30 mm

$L_p = 25$ mm



FIGURES 46-47 : Evolution fréquentielle de Z_m .
(Mêmes conditions que la figure 45).

$L_p = 36$ mm



BUS
LILLE

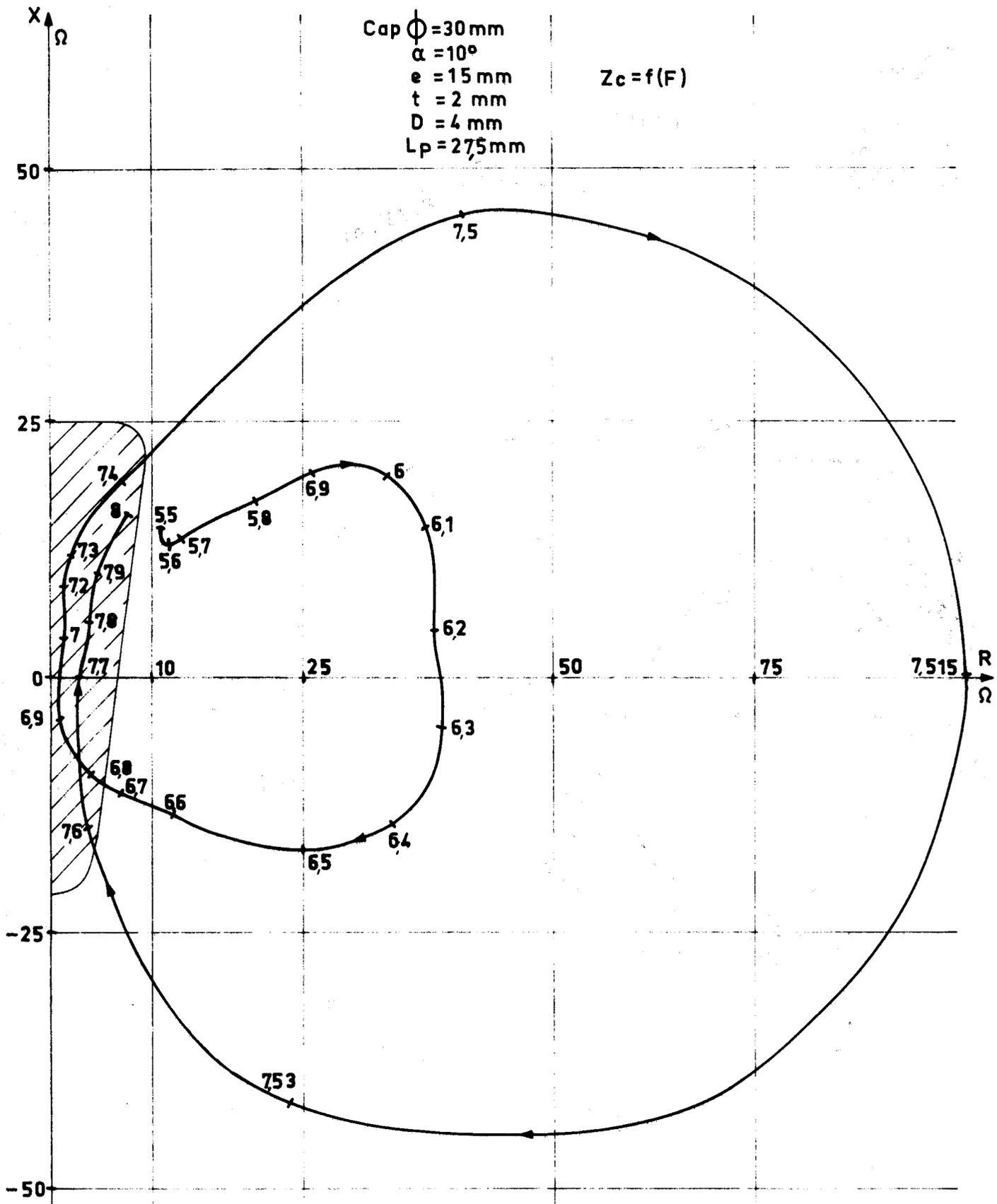


FIGURE 48 : Evolution de $Z_m(\omega)$ dans le plan complexe. Zone d'utilisation.



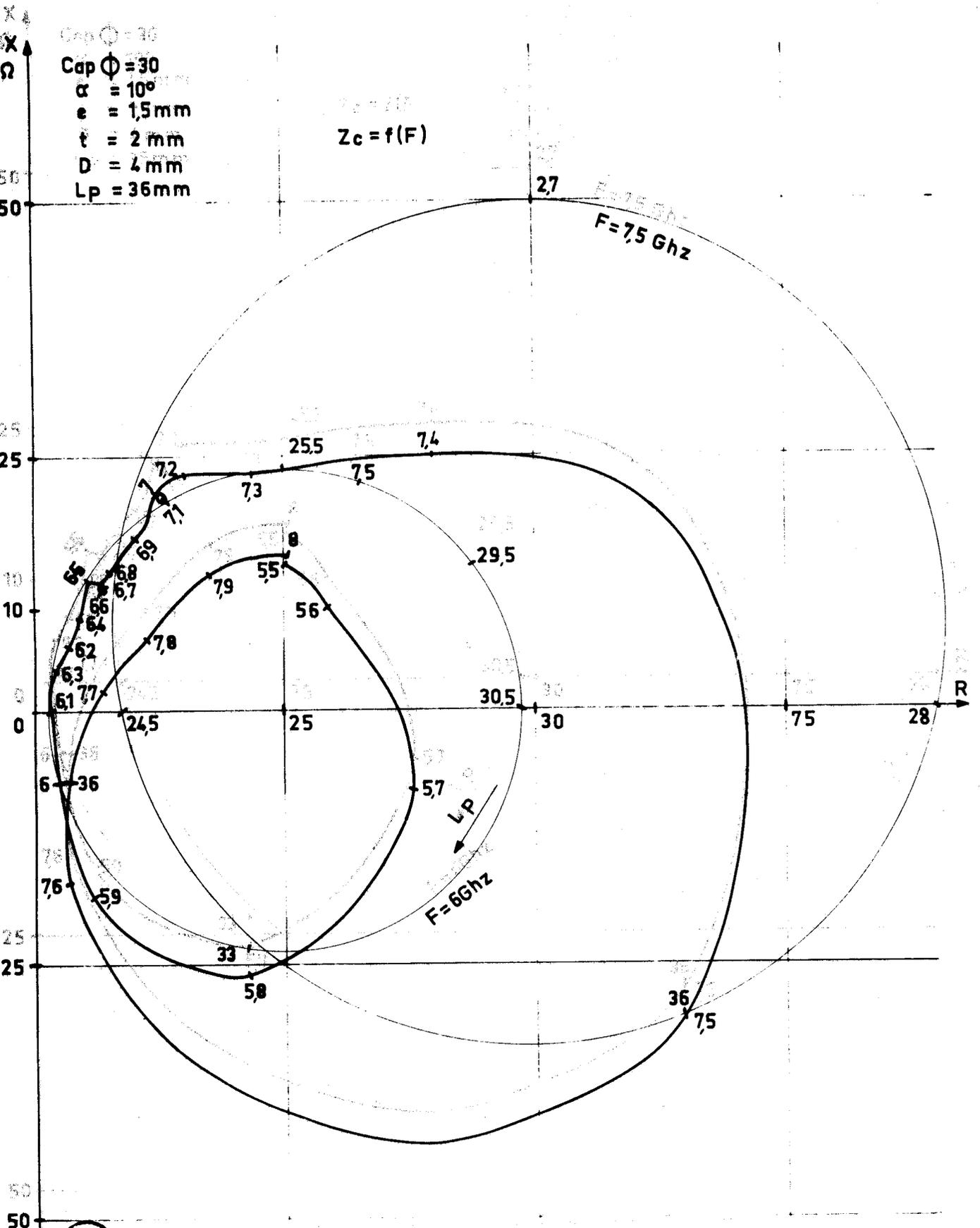


FIGURE 49 : Evolution de $Z_m(\omega)$ dans le plan complexe - Accords.

($F_r \neq 7,5$ GHz pour le cap considéré). Cette fréquence de résonance est quasiment indépendante de L_p . Il existe deux fréquences pour lesquelles la réactance est nulle et la résistance très faible : la première (F_{S1}) est dépendante de la position du court-circuit et correspond à peu près à la valeur de la fréquence pour laquelle Z_v est nul ($L_p = \frac{n\lambda_g}{2}$). Par contre l'autre (F_{S2}) est indépendante de L_p .

Nous avons également représenté $Z_m(\omega)$ dans le plan complexe (figures 48-49) pour pouvoir dégager les zones d'intérêts de cette structure quand elle sera associée à un composant actif, ainsi que les possibilités d'accord par déplacement du court-circuit.

Les zones intéressantes sont celles où la condition générale d'adaptation sera satisfaite, à savoir :

$$Z_m(\omega) + Z_D(\text{VHF}, \omega) = 0$$

Pour des diodes IMPATT cela correspond à des valeurs assez faibles de la résistance de charge R_M et à des valeurs de la réactance X_m pouvant être positives ($X_D = \frac{-j}{C \omega}$) et même négatives (en ondes millimétriques il peut y avoir prépondérance de la self boitier). Pour les diodes avalanches utilisées en ondes millimétriques la zone d'utilisation serait équivalente à celle hachurée sur la figure 48. Pour une utilisation en amplification, cette zone pourrait être plus importante, la résistance de charge est alors plus grande.

Nous avons vu que le lieu de l'impédance de charge en fonction de la position du court-circuit, à fréquence fixe, est un cercle. On peut donc penser qu'à toute fréquence, on peut trouver des valeurs d'impédance intéressantes pour l'utilisation, en déplaçant le court-circuit. En pratique, il n'est rien et afin de préciser les possibilités d'accords, nous avons représenté sur la figure 49 deux de ces cercles pour des fréquences de 6 GHz et 7,5 GHz. Dans le premier cas, il est possible d'obtenir des valeurs suffisamment faibles de résistance de charge, alors que ce n'est pas possible dans le second.

Remarques : le comportement du "cap" est très différent lorsque le court-circuit se trouve très près des bords du "cap" ($L_p = \phi/2 + 1$). On observe dans ce cas des variations très brutales de l'impédance : à toute variation, même très minime, de la distance L_p correspond une grande variation de Z_m . Si l'on désire utiliser cette structure avec des distances L_p faibles, les accords seront délicats et le fonctionnement assez aléatoire. Ces phénomènes peuvent être facilement interprétés en considérant l'influence du court-circuit sur les modes évanescents (effet semblable à celui provoqué par les parois latérales sur les caps de diamètres importants). Cette influence est d'autant plus marquée que la fréquence est élevée. Nous avons

cap \varnothing 24mm $\alpha \approx 10^\circ$

BUS
LILLE

Lp = 36mm

F en Ghz

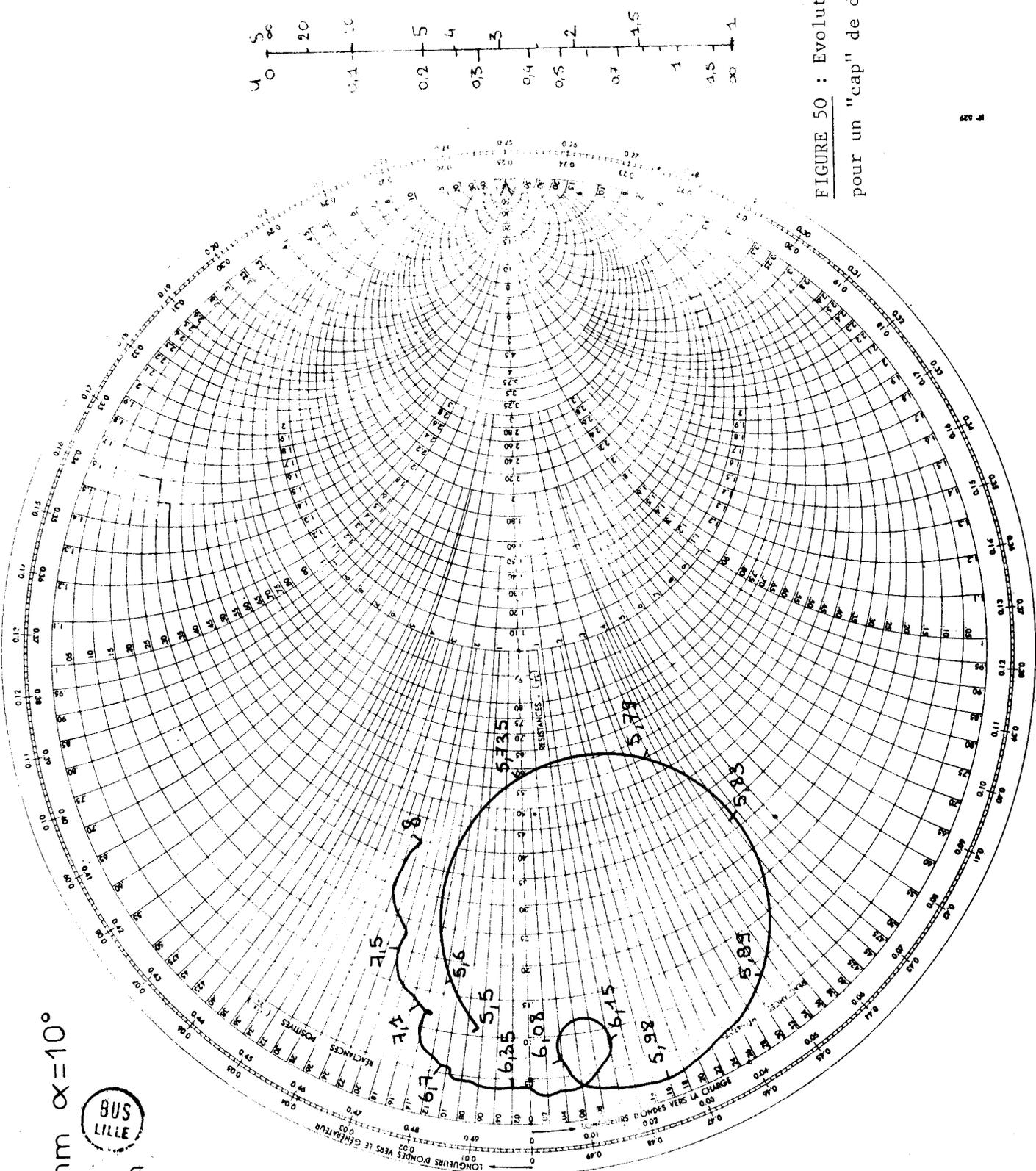


FIGURE 50 : Evolution de $Z_m(\omega)$
pour un "cap" de diamètre petit

cap \varnothing 30 mm $\alpha = 15^\circ$

$L_p = 27,5$ mm

F en Ghz

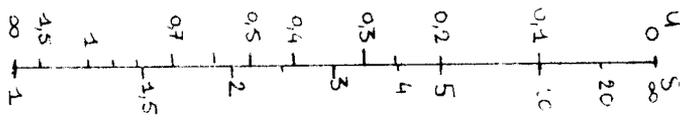
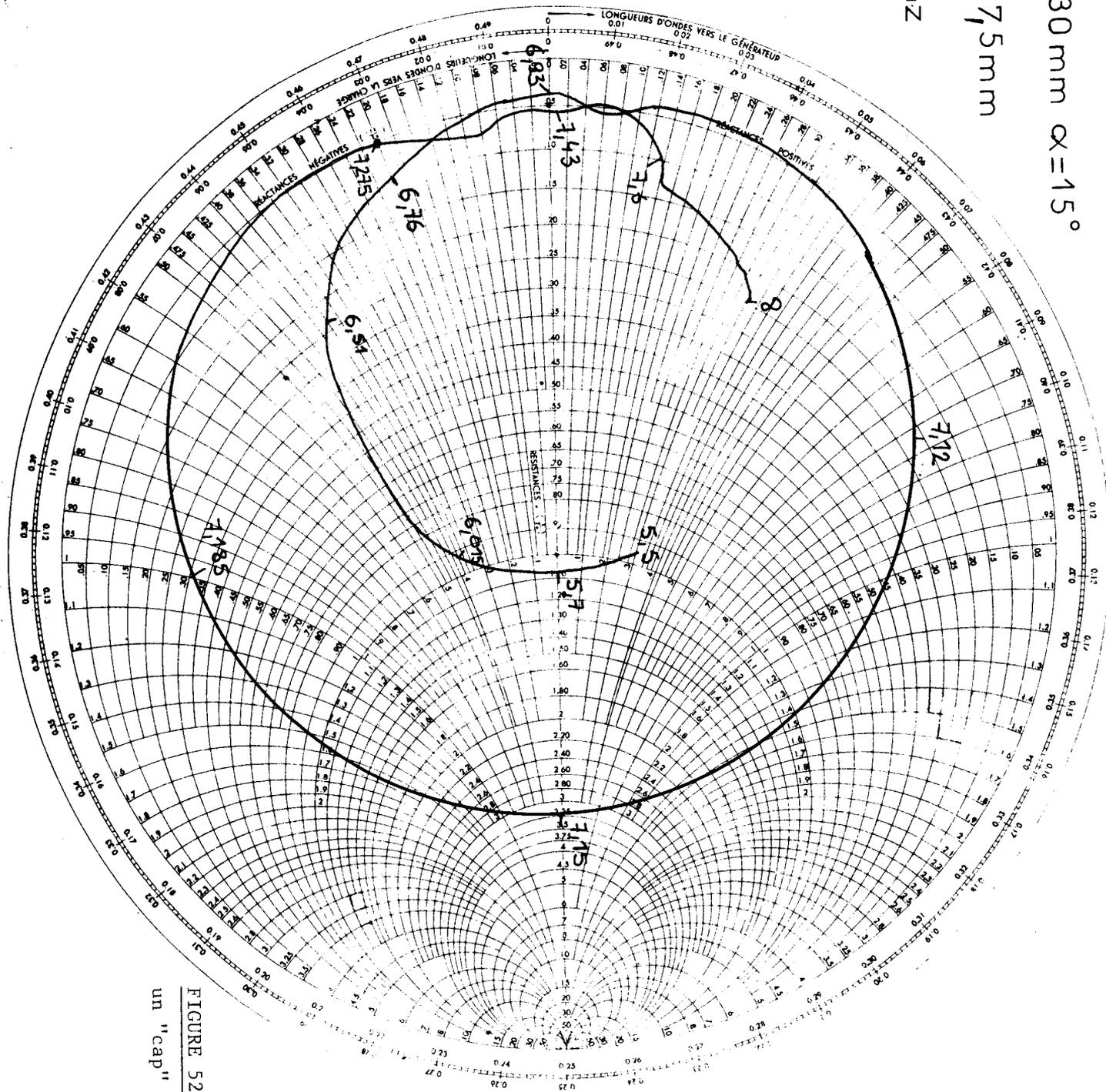


FIGURE 52 : Evolution de $Z_m(\omega)$ pour un "cap" d'angle α assez élevé.



déjà remarqué ceci à fréquence fixe. La confirmation est aussi apportée par les évolutions de l'impédance en fonction de L_p pour les fréquences du haut de gamme : les lieux obtenus ne sont plus des cercles, il n'y a donc pas uniquement le terme X_{10} de Z_v qui varie avec L_p .

- 2 - Influence du diamètre

Nous voyons sur les figures 50,51 les évolutions fréquentielles respectives de l'impédance de charge pour deux "caps" de diamètres différents :

- Pour le cap de diamètre très inférieur à la largeur du guide ($\phi = 24 \text{ mm} = 0,7 a$) le lieu de $Z_m(\omega)$ ne présente plus deux boucles comme précédemment et les rotations sont moins rapides. En particulier la fréquence de résonance F_R n'existe plus (hors bande). La fréquence F_{S1} donnant une réactance nulle ($F = 6,3 \text{ GHz}$) est supérieure à celle qui correspond à $\lambda g/2 = L_p$. Les valeurs des réactances positives correspondant à ces résistances faibles, sont assez faibles ($|X_m| < 15 \Omega$).

- Par contre, pour un cap de diamètre voisin de la largeur du guide ($\phi = 32 \text{ mm} = 0,92 a$) le comportement est semblable à celui que nous avons déjà observé par un "cap" de diamètre = 30 mm. La fréquence F_{S1} correspond toujours à $L_p \neq \lambda g/2$. Par contre la seconde fréquence F_{S2} qui est indépendante de L_p , est une fonction croissante du diamètre (l'écart est de 500 MHz pour cette fréquence, ainsi que pour F_R quand ϕ passe de 30 mm à 32 mm).

- 3 - Influence de l'angle

Si nous comparons les impédances mesurées (figures 45-52) pour des caps d'angles α différents ($\alpha = 10^\circ$ et 15°) nous constatons qu'elles sont très différentes. La fréquence de résonance ($R_{m \text{ max}}$) est une fonction décroissante de l'angle, il en est de même de la fréquence F_{S2} . Les valeurs de la résistance de charge dans la zone d'utilisation sont sensiblement plus élevées pour $\alpha = 15^\circ$. Ceci vérifie bien les observations que nous avons faites précédemment.

Remarques

- Pour un "cap" sans plat ($e \neq d \neq 0$) et d'angle α petit (5°), l'impédance de charge varie peu avec la fréquence et sa partie imaginaire est toujours négative.

- Pour des valeurs de α très importantes le lieu de $Z_m(\omega)$ ne présente alors qu'une seule boucle. Ce type de "cap" n'est utilisable que dans une gamme de fréquences très faibles associée à des diodes à avalanche (par exemple pour $\phi = 30 \text{ mm}$, $\alpha = 45^\circ$, $L_p = 18,5 \text{ mm}$, $6,2 < F_u < 6,4 \text{ GHz}$ - voisin de $F \Rightarrow L_p = \frac{\lambda g}{2}$)

cap $\varnothing 30\text{mm}$ $\alpha = 10^\circ$

$D = 8\text{mm}$ $t = 2\text{mm}$

$L_p = 27,5\text{mm}$

BUS
LILLE

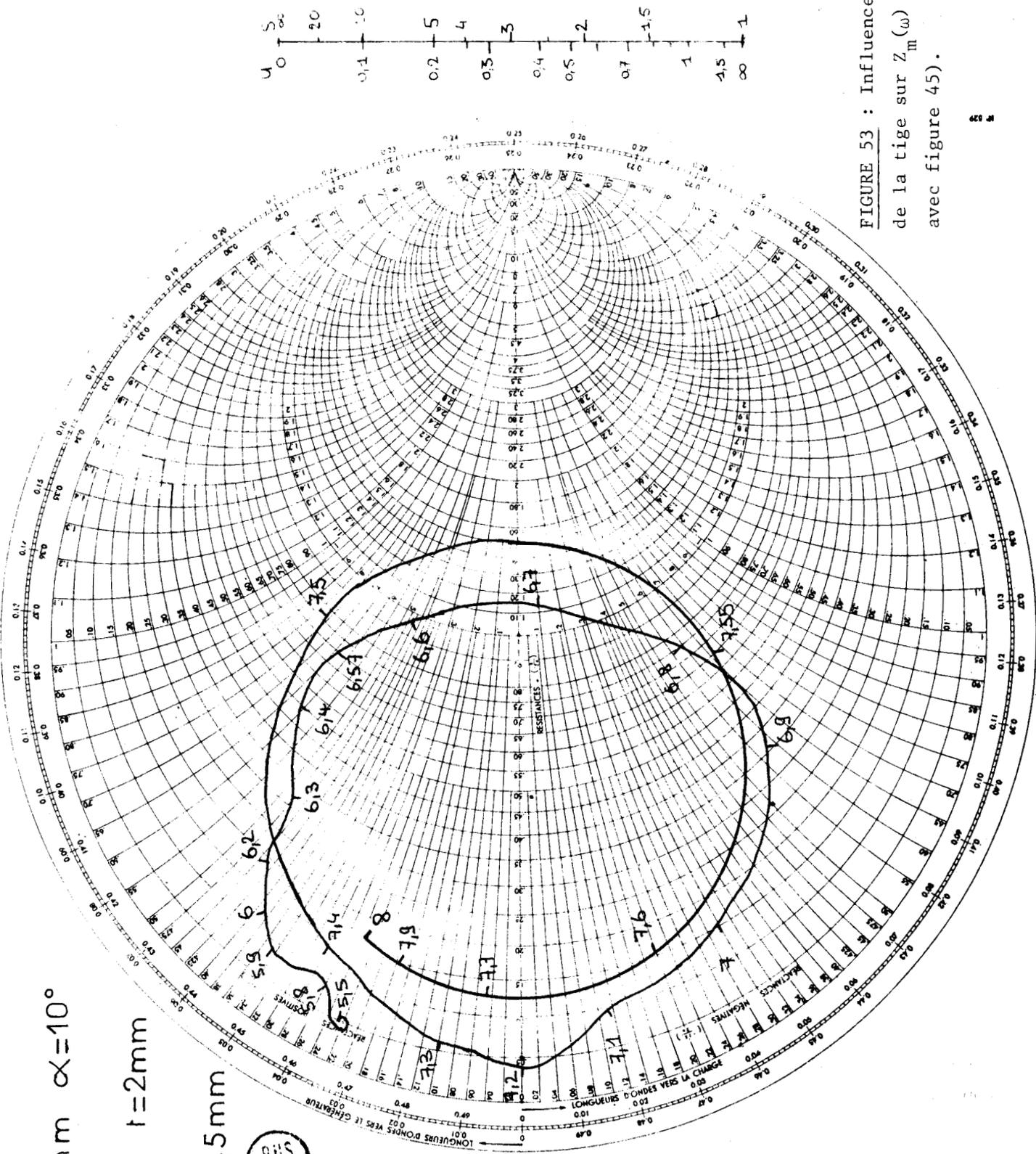


FIGURE 53 : Influence du diamètre de la tige sur $Z_m(\omega)$ (à comparer avec figure 45).

- 4 - Influence de la tige

Nous pouvons comparer les impédances mesurées pour un même "cap" et pour deux valeurs du diamètre de la tige support (figures 45,53). On observe d'abord une modification très importante en basse fréquence : lorsque le diamètre de la tige croît, la valeur de la partie réelle de l'impédance décroît alors fortement. Les zones d'utilisation sont différentes et en valeur moyenne, la résistance présentée est plus élevée pour $D = 8$ mm que pour $D = 4$ mm.

III.3. Utilisation d'une structure à cap avec un composant diode à avalanche

Ce paragraphe a un double but : faire la synthèse de toutes les études précédentes et essayer de dégager des critères permettant une conception facile de nouvelles structures. Nous essaierons également de corrélérer les différents résultats obtenus avec les diverses observations faites lors du fonctionnement de cette structure à "cap" en association avec une diode IMPATT. Ces observations sont de plusieurs natures.

- .) Expérience acquise dans notre laboratoire pour le fonctionnement en bande Ka (26-40 GHz) tant en oscillateur qu'en multiplicateur de fréquence ou en amplificateur.
- .) Résultats publiés pour l'oscillation des diodes IMPATT dans cette structure hyperfréquence à "cap".
- .) Etudes préliminaires effectuées dans notre modèle en bande Xb sur les mêmes "caps" : oscillation et amplification.

Remarque : Nous avons limité toute cette étude aux structures qui ne présentent qu'un seul dispositif d'accord : court-circuit mobile. L'utilisation impose quelquefois la présence d'un deuxième dispositif d'accord (plan E.H, vis) qui est alors placé entre le "cap" et la charge. Cependant, les conclusions que nous tirerons quant à la conception d'un tel circuit, resterons également valables dans cette seconde configuration.

III.3.1. Oscillation

- 1 - Adaptation

Il nous faut tout d'abord caractériser les possibilités d'obtenir les impédances de charge correspondantes au régime d'oscillation de diodes à avalanche. A titre d'exemple, nous avons représenté sur la figure 54 les différentes gammes de fréquences pour lesquelles la condition d'oscillation est satisfaite, pour un des caps étudiés. Cette condition étant :

$$Z_D(\text{VHF}, \omega) + Z_m(\omega) = 0$$

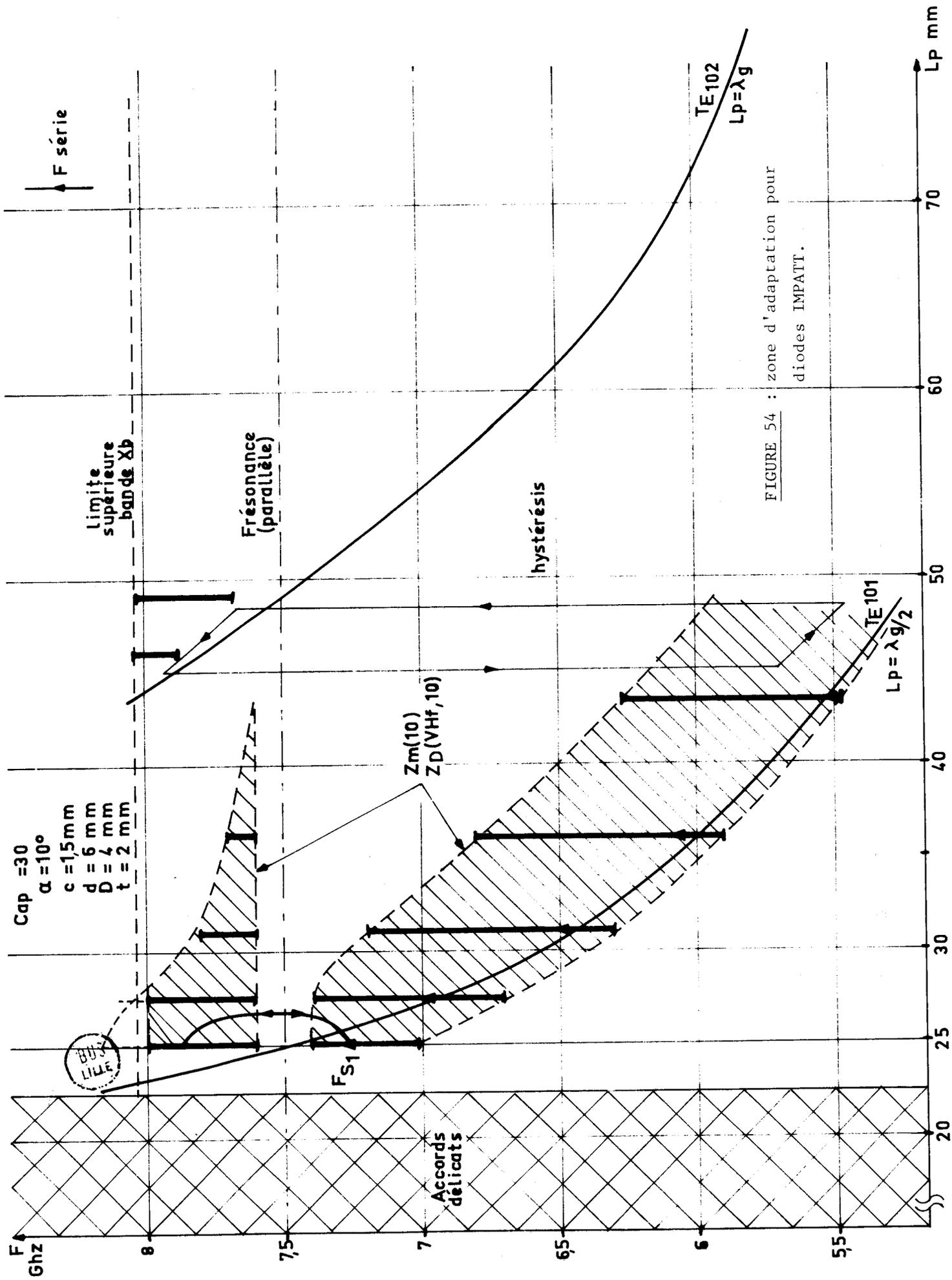


FIGURE 54 : zone d'adaptation pour diodes IMPATT.

Il est à remarquer que cette condition est non seulement significative de l'oscillation mais également de la multiplication de fréquence.

L'étendue de ces gammes de fréquences (zones délimitées par un pointillé) dépend évidemment des valeurs limites de l'impédance des diodes utilisées. Nous avons considéré des valeurs de ces impédances $Z_D (|X_D| \leq 25 \Omega, |R_D| \leq 7,5)$ qui semblent cependant assez réalistes en ondes millimétriques.

Nous avons également représenté sur cette figure diverses courbes caractéristiques :

- Pour comparaison nous avons tracé l'évolution de la fréquence de résonance d'une cavité constituée par le volume compris entre l'axe du cap et le court-circuit ($L_p = n \lambda g/2$).

- La fréquence de résonance F_R telle que nous l'avons définie sur la figure 45 est pratiquement indépendante de la position du court-circuit.

- Lorsque L_p devient très important, il peut se produire un saut de fréquences depuis le bas de la gamme jusqu'au haut, ceci pouvant être accompagné d'un phénomène d'hystérésis (l'exemple illustré a été choisi arbitrairement). Cette gamme de valeurs de L_p correspondra donc à un fonctionnement en oscillation instable.

- Enfin pour des valeurs de L_p très faibles et voisines du diamètre du "cap", nous savons que les réglages seront délicats (modes évanescents).

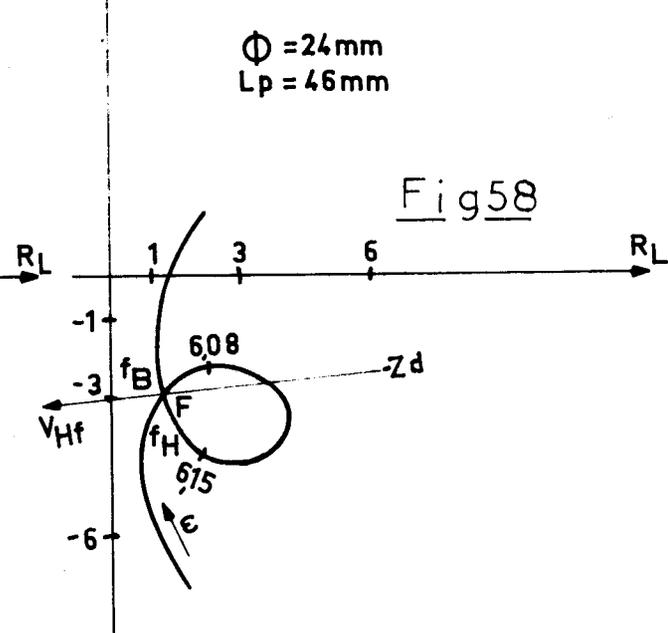
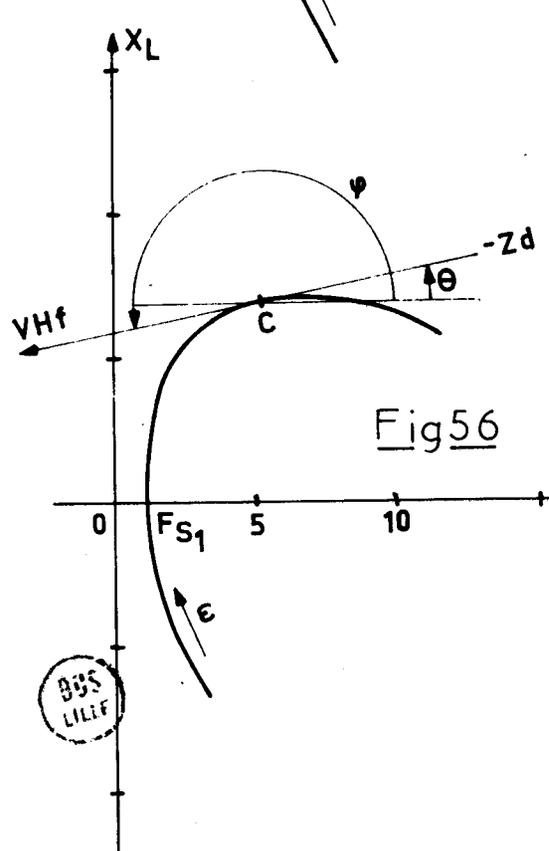
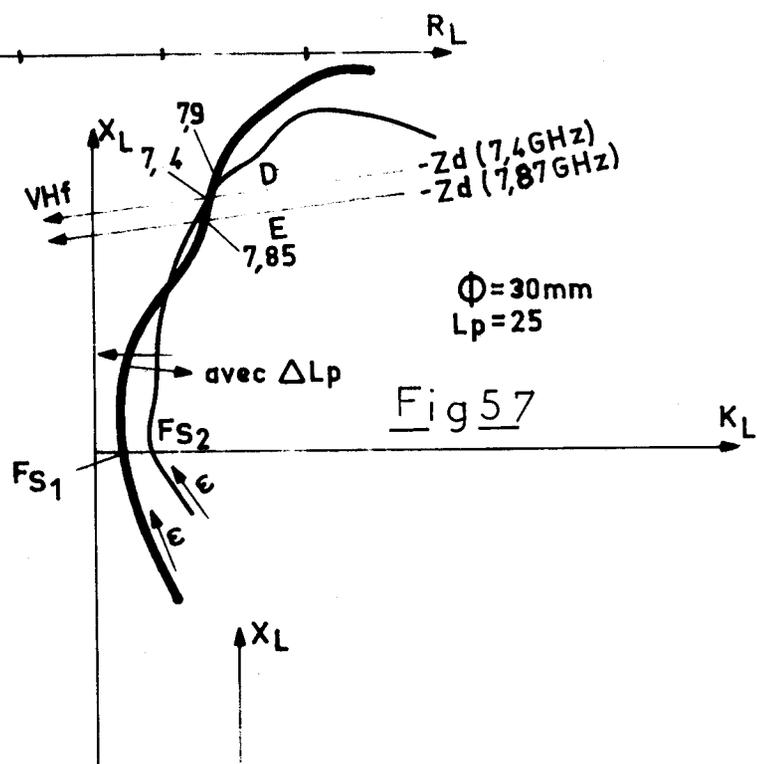
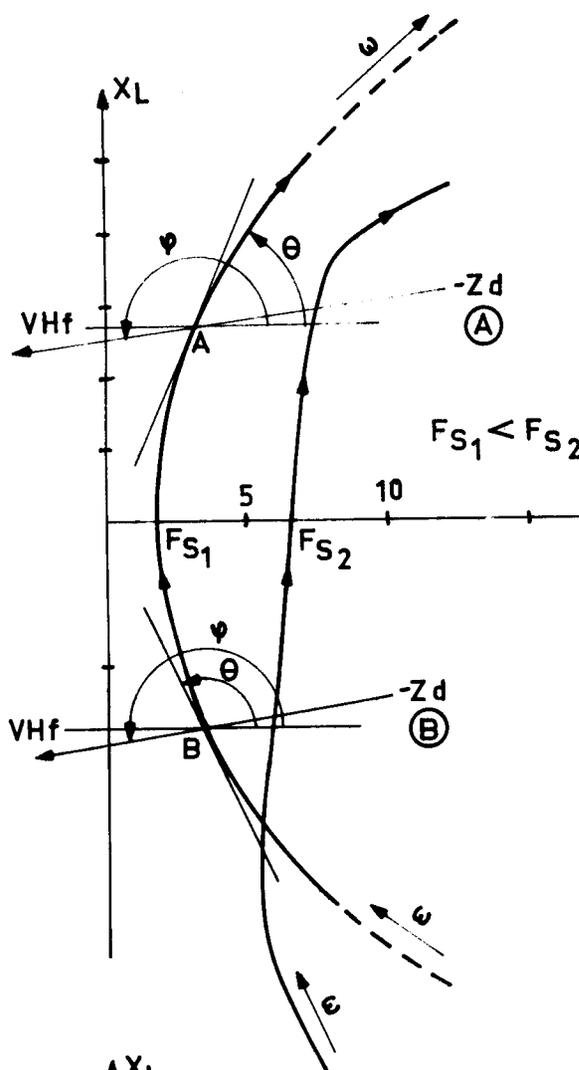
Cette représentation graphique appelle plusieurs remarques :

Les zones ainsi définies correspondent à des réactances positives ou négatives. En ondes centimétriques les réactances X_D des diodes sont souvent négatives (si le boîtier est correctement conçu). Aussi les fréquences potentielles d'utilisation seront toujours supérieures aux fréquences donnant $L_p = \lambda g/2$ (F_{S1}). Par contre, si l'on transpose les résultats obtenus dans la gamme des ondes millimétriques, il se peut que la réactance X_D soit positive (influence de la self boîtier) les fréquences d'oscillations seront alors plus faibles que F_{S1} .

Nous avons d'ailleurs constaté ce fait en oscillation dans la bande Ka (26-40 GHz) où les diodes à avalanches encapsulées dans un boîtier S4 standart (L_S important > 1 nhy) oscillaient toujours à des fréquences inférieures à celles des diodes du type non encapsulées (L_S faible).

- 2 - Stabilité

Les zones ainsi définies ne correspondent pas nécessairement à un régime d'oscillation stable. En effet, pour obtenir un fonctionnement stable, il faut que non seulement la condition précitée soit réalisée à une fréquence F_0 , mais également que les conditions relatives aux intersections des lieux de $Z_m(\omega)$ et



BSS
LILIF

et $Z_D(V_{HF})$ au voisinage de cette fréquence soient satisfaites (§ I.2.2). Nous avons vu que d'après KUROKAWA (11) le régime est stable quand l'inégalité suivante est vérifiée

$$-\frac{\partial R_D}{\partial V_{HF}} \frac{dR_L}{d\omega} (\text{tang } \theta - \text{tang } \phi) > 0$$

Remarque

Pour les diodes IMPATT le premier terme est pratiquement toujours négatif ($\Rightarrow -\frac{\partial R_D}{\partial V_{HF}} > 0$), il faut donc que le second soit positif.

Nous avons représenté sur plusieurs figures les évolutions des impédances du "cap" dans le plan complexe, en ne gardant que les zones d'utilisations des diverses courbes étudiées précédemment.

- Le premier cas (figure 55) correspond à un fonctionnement standard. Le point marqué A illustre le cas où X_D est négatif, le terme $dR_L/d\omega$ est positif ainsi que $\text{tg } \theta - \text{tang } \phi$, le fonctionnement obtenu en oscillateur sera donc stable, de même pour le point B (X_D positif) car $\frac{dR}{d\omega} < 0$ ainsi que $\text{tang } \theta - \text{tang } \phi$. Dans toute la zone ainsi décrite le fonctionnement sera donc stable. Cependant il faut faire deux remarques :

- . Si la condition d'oscillation est remplie pour la fréquence F_{S1} , c'est à dire si $X_D = 0$, la résistance de charge est quasiment nulle, égale aux pertes du circuit. La puissance utile en oscillation sera donc nulle.
- . Même si la condition d'adaptation était également remplie pour une fréquence du deuxième arc correspondant à la gamme des fréquences élevées, le spectre sera quasi-monochromatique. En effet pour cette seconde fréquence la résistance de charge est beaucoup plus élevée. La puissance utile à cette fréquence sera très faible car la résistance de charge serait supérieure à la résistance optimale d'autant que la résistance R_D de la diode décroît avec la fréquence en $1/F^3$. De toutes façons, quand on fait croître le courant de polarisation de la diode, la condition d'oscillation sera satisfaite pour la première branche (fréquences inférieures) avant qu'elle ne le soit pour la seconde et un phénomène de synchronisation entrainera que seule la première fréquence subsistera.

— Un exemple de cas d'instabilité pourrait être celui du point C (figure 56). Dans ce cas, le terme $\text{tg } \theta - \text{tg } \phi$ est nul ; le spectre ainsi obtenu serait très bruyant.

— Pour des valeurs faibles de L_p (exemple 25 mm), les deux zones à fréquences différentes où l'impédance est faible peuvent être confondues (fig. 47). Nous avons représenté ces zones sur la figure 57. Les deux gammes de fréquences correspondantes étant proches, les courbes $Z_D(V_{HF})$ pour $F = \text{cte}$ seront voisines

et pour des variations, même très minimes, de la position du court-circuit, la fréquence d'oscillation pourra sauter d'une fréquence à une autre. Le fonctionnement sera donc instable. Ce phénomène a été observé expérimentalement de nombreuses fois dans des bandes de fréquences très différentes.

Enfin, le dernier exemple (figure 57) montre le problème qui existe au voisinage d'une petite boucle (F variant peu) tel que nous l'avons observé sur la figure 50 pour un cap $\phi = 24$ mm. Au point F la condition d'oscillation est pratiquement réalisée pour les deux fréquences et le spectre ne sera pas monochromatique (fonctionnement multi-fréquence).

- Conception d'un oscillateur : détermination des dimensions optimales.

Nous avons vu dans les paragraphes III.2.2., III.2.3. que les dimensions géométriques du "cap" ont une influence très grande sur la valeur de l'impédance de charge. C'est pourquoi nous allons essayer de dégager quelques règles qui permettront la conception d'un oscillateur millimétrique.

- Il sera difficile d'optimiser les diamètres car il existe toujours plusieurs combinaisons de dimensions (α, D, ϕ, \dots) donnant à une fréquence donnée la même impédance de charge. Cependant, nous avons observé que lorsque le diamètre du "cap" décroissait, la réactance X_m évoluait vers les réactances négatives. La fréquence d'oscillation sera donc une fonction décroissante du diamètre pour une diode donnée. Plus l'influence du boîtier sera notable (X_D positif), plus il sera nécessaire d'utiliser des petits diamètres de "cap".

- La valeur de l'angle α aura une double influence quand il va croître : la fréquence de résonance et les fréquences potentielles d'utilisations décroissent et la valeur de la résistance de charge R_M augmente. Par ailleurs nous avons constaté que les diamètres des cercles $Z_m = f(L_p)$ étaient des fonctions croissantes de l'angle : la zone d'utilisation potentielle ou la gamme de réactance de charge à résistance de charge faible sont donc des fonctions croissantes de l'angle. Réciproquement, la gamme de fonctionnement en oscillateur avec accord mécanique sera d'autant plus importante que l'angle sera grand. Elle modifie l'importance des zones d'accords. Si son diamètre D est très faible le lieu de $Z_m(\omega)$ ne présente alors qu'une seule boucle. La gamme de fréquences d'utilisations potentielles est alors peu étendue et située dans le haut de la bande considérée. Par contre si D devient très important, le lieu de Z_m peut alors présenter de très nombreuses boucles (figure 53). Le fonctionnement est dans ce cas assez incertain, les zones de fréquences utilisables sont plutôt

situées dans le bas de la gamme. Il existe donc un diamètre de tige support optimale pour laquelle la bande d'accord mécanique sera maximum : en bande Xb ce diamètre est compris entre 3 et 5 mm (en bande Ka 0,6 et 1 mm).

- La présence d'un rebord est intéressante pour le fonctionnement en oscillateur car l'impédance présentée est plus selfique qu'en l'absence de rebord : elle se situe donc mieux dans la zone optimale pour le fonctionnement des diodes IMPATT en oscillation. Les accords sont aussi plus faciles car le diamètre des cercles $Z_m = f(L_p)$ est plus grand. Il semble cependant que l'épaisseur t de ce rebord ne soit pas critique car nous avons remarqué que son influence ne croissait plus lorsque t devenait assez grand (2 à 6 mm en bande Xb). Signalons que la nécessité d'utiliser un rebord a également été constatée dans notre laboratoire lors de travaux sur le mode IMPATT en bande Ka : les accords pour les "caps" à bords aigus se sont toujours révélés très critiques.

Les conclusions sur les conditions d'oscillation avec une structure à "cap" sont déduites des valeurs de l'impédance de charge mesurées. Il faut remarquer qu'elles sont en accord avec les différents résultats obtenus en oscillation pour des diodes à avalanches. En particulier les zones d'utilisations (ou possibilité d'accords) tel que nous les avons décrites sur la figure (54), sont conformes à celles déduites d'une étude (27) que nous avons entreprise sur le fonctionnement d'un tel oscillateur en bande X (8,2 - 12,4 GHz). Un ensemble de courbes similaires avait alors été obtenu en reportant toutes les fréquences d'oscillations expérimentales. Elles sont aussi en bon accord avec une étude des conditions d'accords effectuée par KENYON (3) Les valeurs des impédances de charges sont du même ordre de grandeurs que celles que nous avons déterminées par une méthode indirecte (27) dans une autre bande de fréquences (bande X). Les diverses influences des dimensions géométriques du "cap" sur le fonctionnement sont confirmées par l'étude systématique en oscillation publiées par I.S. GROVES et LEWIS (17) et par MISAWA et KENYON (28) .

- Qualité Spectrale

Les caractéristiques de bruit ainsi que les possibilités d'asservissement en phase seront liées au coefficient de qualité extérieure d'un tel circuit. Nous avons déterminé ce coefficient de qualité Q_{ext} par la méthode classique de l'asservissement en phase d'un oscillateur : détermination de la plage de synchronisation ($2 \Delta F$) pour une puissance incidente de l'oscillateur local donnée P_S . La théorie d'Adler (29) nous donne la relation suivante :

$$2 \Delta F = \frac{F_o}{Q_{ext}} \sqrt{\frac{P_S}{P_o}}$$

P_o : puissance en oscillation
 F_o : fréquence d'oscillation

Pour un "cap" de $\phi = 30$ mm et $\alpha = 10^\circ$ nous avons trouvé des valeurs de Q_{ext} comprises entre 30 et 60. Ces valeurs étant assez faibles, ce type de structure ne conviendra pas à la réalisation d'oscillateur à très faible bruit de modulation de fréquence. Cependant la présence d'un deuxième dispositif d'accord pourra faire croître les valeurs de Q_{ext} .

III.3.2. Amplification

Pour une utilisation en amplification la résistance de charge doit être toujours supérieure à R_D si l'on désire que le fonctionnement soit inconditionnellement stable. Or nous avons observé qu'au voisinage des fréquences F_{S1} et F_{S2} la résistance de charge était toujours faible, quelles que soient les dimensions du "cap". Il pourra donc se produire des oscillations parasites, même pour des courants de polarisations très faibles, si les relations $X_L + X_D = 0$ et $R_L + R_D = 0$ sont vérifiées à une certaine fréquence.

Il nous semble intéressant d'envisager plusieurs gammes de fréquences sur la figure 75 qui pourraient correspondre à une zone d'utilisation possible et de voir si la stabilité y est garantie.

- La gamme des fréquences basses (5,5 à 6,8 GHz) paraît intéressante car la partie réelle de l'impédance de charge est de valeur importante. On pourrait donc utiliser cette structure pour l'amplification à diodes à avalanche dans cette gamme de fréquence, mais il existe un risque très important d'oscillation en dehors de cette gamme, en particulier au voisinage de F_{S1} ou F_{S2} , même si l'on tient compte de la diminution en $1/\omega^3$ de la résistance négative de la diode.

- La deuxième gamme qui à priori paraît intéressante est celle des fréquences voisines de F_{S2} , où dans certains cas, la résistance de charge peut être suffisamment élevée pour un fonctionnement en amplification (angle α élevé). Mais le risque d'oscillation pour des fréquences voisines de F_{S1} persiste et il est même plus important que précédemment car la résistance négative de la diode est plus grande aux F_{S1} qu'aux F_{S2} .

- Il faut donc se placer dans une gamme de fréquences voisine de F_{S1} et utiliser des diodes présentant une résistance négative dont le module soit inférieur à la résistance de charge (c'est à dire $|R_D|$ très faible). Il faut de plus distinguer deux cas suivant la valeur de la réactance de la diode X_D . Lorsque X_D est négatif, la gamme de fréquence qui convient est celle des fréquences comprises entre 7,4 GHz et 7,5 GHz dans l'exemple choisi. Cependant dans cette gamme l'impédance de charge croît assez rapidement avec la fréquence, alors que c'est l'inverse pour l'impédance de la diode à avalan-

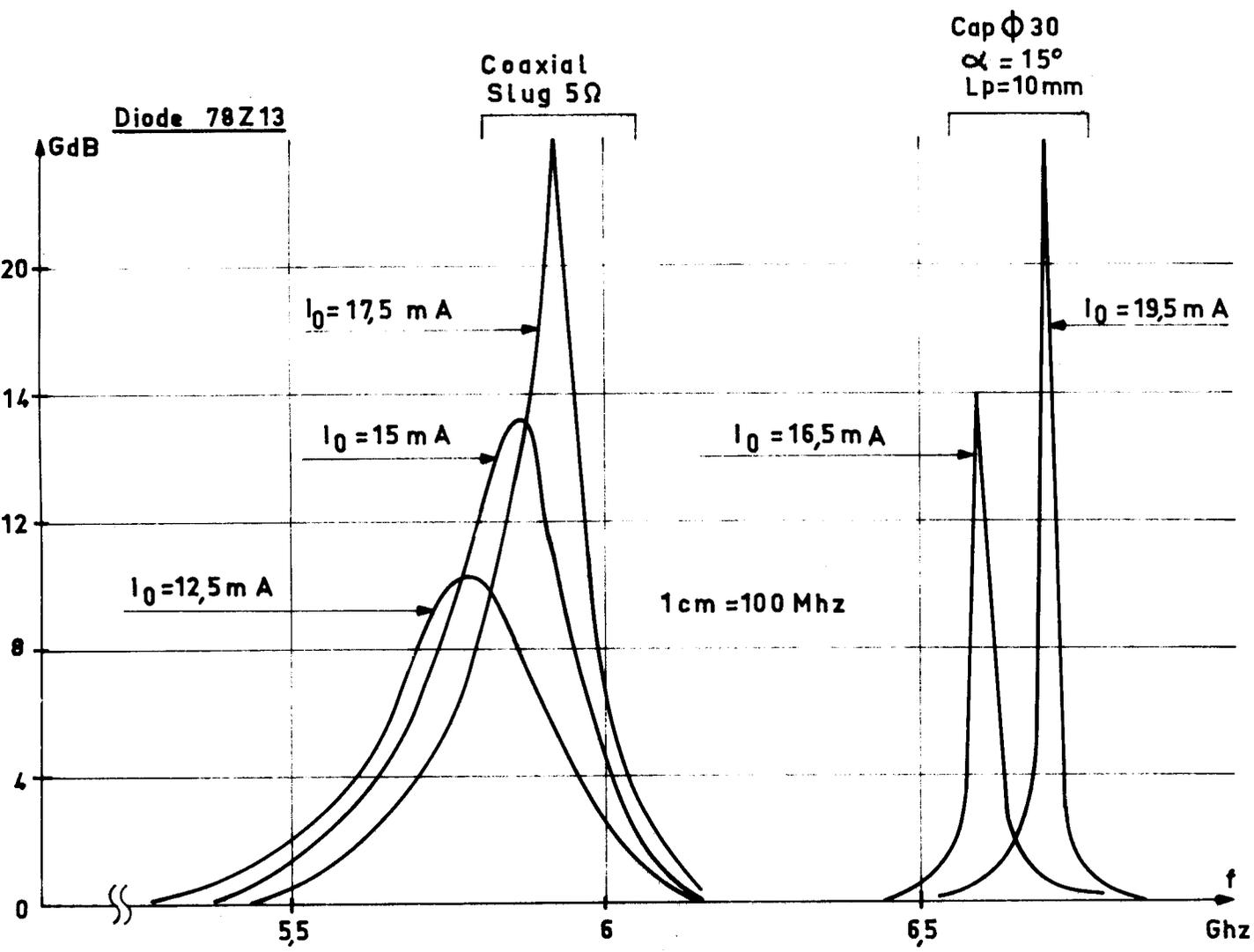


FIGURE 59 : Evolution typique du gain obtenu en amplification à diode IMPATT.



che. La bande de fréquences à gain important sera donc très faible.

Par contre, si la réactance X_D est positive, il est possible d'utiliser cette structure dans la gamme des fréquences légèrement inférieures à F_{S1} (7,55 à 7,7 GHz). Dans ce cas les valeurs des résistances R_L et $|R_D|$ décroissent de la même façon avec la fréquence et les bandes passantes pourront donc être relativement intéressantes.

Il en résulte que cette structure à "cap" ne convient pas pour l'amplification à diode à avalanche en ondes centimétriques ($|R_D|$ grand, X_D toujours négatif). Par contre elle est susceptible d'être utilisée en ondes millimétriques, car les diodes présentent alors des résistances négatives de valeurs faibles et la réactance X_D est souvent positive à cause de l'influence prépondérante de la self du boîtier.

Il faut remarquer que l'emploi d'un "cap" de diamètre relativement petit pourra être favorable à ce type d'application. En effet, la bande de fréquence inférieure à F_{S1} , pour lesquelles R_L reste suffisamment faibles est assez importante dans ce cas (se reporter à la figure 50).

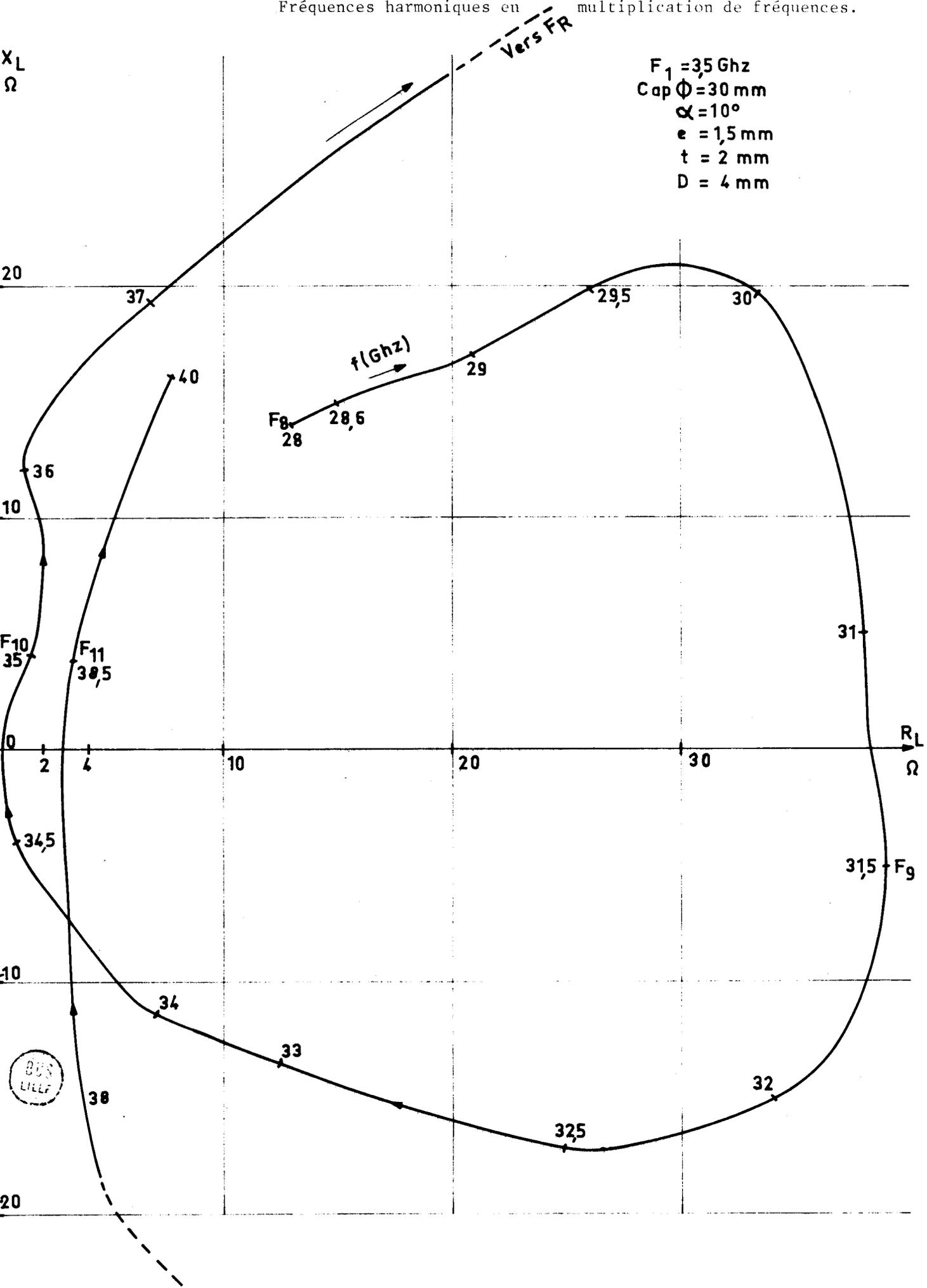
Afin de vérifier ces constatations nous avons effectué quelques essais en amplification, en utilisant une diode avalanche optimisée pour la bande Xb (5,5 - 8 GHz). Les essais dans cette bande se sont avérés négatifs comme nous l'avions prévu. En effet, nous avons observé la présence d'oscillations parasites pour presque toutes les positions du court-circuit, et ceci même à courant de polarisation très faible ($I_o < I_{o \text{ max}}/10$). Les quelques résultats obtenus sont difficiles à interpréter : c'est pourquoi nous avons représenté sur une même figure (59), un résultat typique obtenu avec une structure coaxiale classique. Nous voyons sur cette figure que le gain peut être important même à courant I_o faible, par contre la bande passante est très faible et inférieure à celle de la structure coaxiale ($Z_{\text{Slug}} = 5 \Omega$). Les impédances de charge présentées à la diode sont donc trop faibles pour permettre un fonctionnement intéressant en ondes centimétriques.

A L'opposé, les premiers résultats obtenus pour l'amplification en bande Ka, dans notre laboratoire, ont confirmé nos prévisions : résultats typiques - gain 10 dB avec une bande passante de 1,5 GHz (30)

Remarque : lors de l'étude de l'amplification en réflexion on constate un phénomène très marqué d'absorption au voisinage de la fréquence donnant le gain maximum : il se produit, bien évidemment à une fréquence égale à la fréquence de résonance F_R définie précédemment.

FIGURE 61 : Evolution de $Z_m(\omega)$ transposée en bande Ka (26-40 GHz)

Fréquences harmoniques en multiplication de fréquences.



III.3.3. Multiplication de fréquences à diodes à avalanche

Nous avons vu dans le paragraphe (I.2.1) que le circuit doit ramener une impédance de charge optimale de valeur assez faible pour le rang d'harmonique que l'on désire sélectionner. Par contre, il faut que les impédances de charge, présentées aux autres fréquences harmoniques, soient pratiquement nulles. C'est à cette condition que le spectre sera monochromatique, la puissance n'étant émise qu'à la fréquence harmonique ainsi sélectionnée.

Aucun circuit hyperfréquence ne remplit exactement ces conditions et en particulier le système à "cap". Dans ce cas, nous avons effectué une simulation sur ordinateur afin de déterminer les valeurs respectives des puissances émises sur chaque raie. Pour cela nous avons utilisé les valeurs expérimentales de l'impédance de charge mesurées à chaque fréquence. Mais d'ores et déjà l'observation des évolutions fréquentielles de Z_m nous permet d'affirmer que le spectre ne sera pas monochromatique. En effet, nous voyons sur la figure 61 que l'impédance Z_m (transposée en bande Ka en prenant un rapport d'homothétie égal à 5) est présente dans la zone d'utilisation (R_m faible) pour les harmoniques de rang $n = 8, 10, 11$, si l'on choisit une fréquence d'entrée $F_1 = 3,5$ GHz. Par contre, l'harmonique de rang $n = 9$ sera certainement de valeur très faible car l'impédance de charge est très élevée pour la fréquence correspondante.

Pour faire une discussion graphique d'un tel problème, on doit supposer qu'il n'y a pas d'interactions entre les harmoniques de rangs voisins, ce qui compte tenu du comportement non linéaire de la diode est très approché. Dans le cas contraire, il faut effectuer la simulation sur ordinateur.

Nous donnons maintenant un résultat typique d'une telle opération. Pour une diode de caractéristiques : (Silicium)

$$\delta = 0,6 \mu\text{m} \quad S = C,4.10^{-4} \quad I_0 = 150 \text{ mA} \quad R_s = 0,75 \Omega$$

$$P_1 = 200 \text{ mW} ,$$

nous obtenons, pour l'exemple représenté ici, les résultats suivants :

	P_8 mW	P_9 mW	P_{10} mW	P_{11} mW
$F_1 = 3,5$ GHz	24,6	5,7	17,6	5,65
$F_2 = 3,75$ GHz	34,16	15,1	8,3	14,5

Comme nous l'avions prévu, il y a plusieurs raies pour lesquelles la puissance est du même ordre de grandeur (taux de réjection pratiquement nul). Il faudrait donc utiliser un dispositif de filtrage extérieur pour ne garder qu'une seule composante harmonique.

Nous ne disposons pas de diodes à avalanche permettant de faire de la multiplication de fréquence à basses fréquences (fréquence de sortie en bande X_B), mais il nous est possible de corrélérer ces résultats avec les expériences que nous avons effectuées en bande Ka (26-40 GHz). Le fonctionnement s'est toujours avéré très délicat, et il s'est révélé quasi impossible de n'obtenir qu'une seule fréquence en sortie.

Seuls, les caps de diamètre moyen ($\phi \# 5$ mm) offrent quelques possibilités. Nous avons également constaté la présence d'oscillations parasites difficiles à éliminer lors de l'emploi de diodes à avalanche non optimisées pour la multiplication de fréquence (angle de transit non négligeable).

III.3.4. Conclusion

En conclusion nous pouvons dégager les constatations suivantes :

- Ce circuit se prête bien à la conception d'oscillateurs à diodes IMPATT, surtout en ondes millimétriques car sa réalisation mécanique est assez aisée. Il s'adapte à de nombreux composants car il est facilement interchangeable. Les qualités spectrales de tels oscillateurs seront moyennes et les bandes de fonctionnement par accord mécanique seront relativement modestes (10 à 20 %).

- En amplification, cette structure est surtout intéressante en ondes millimétriques avec des caps de diamètre assez petit. Mais les risques d'oscillations sont grands, et les réglages sont très critiques.

- En multiplication de fréquences à diodes à avalanche, ce circuit hyperfréquence ne convient pas de façon générale, étant donné les faibles impédances de charge ramenées dans la plus grande partie de la gamme de fréquence, le spectre n'est pas monochromatique.

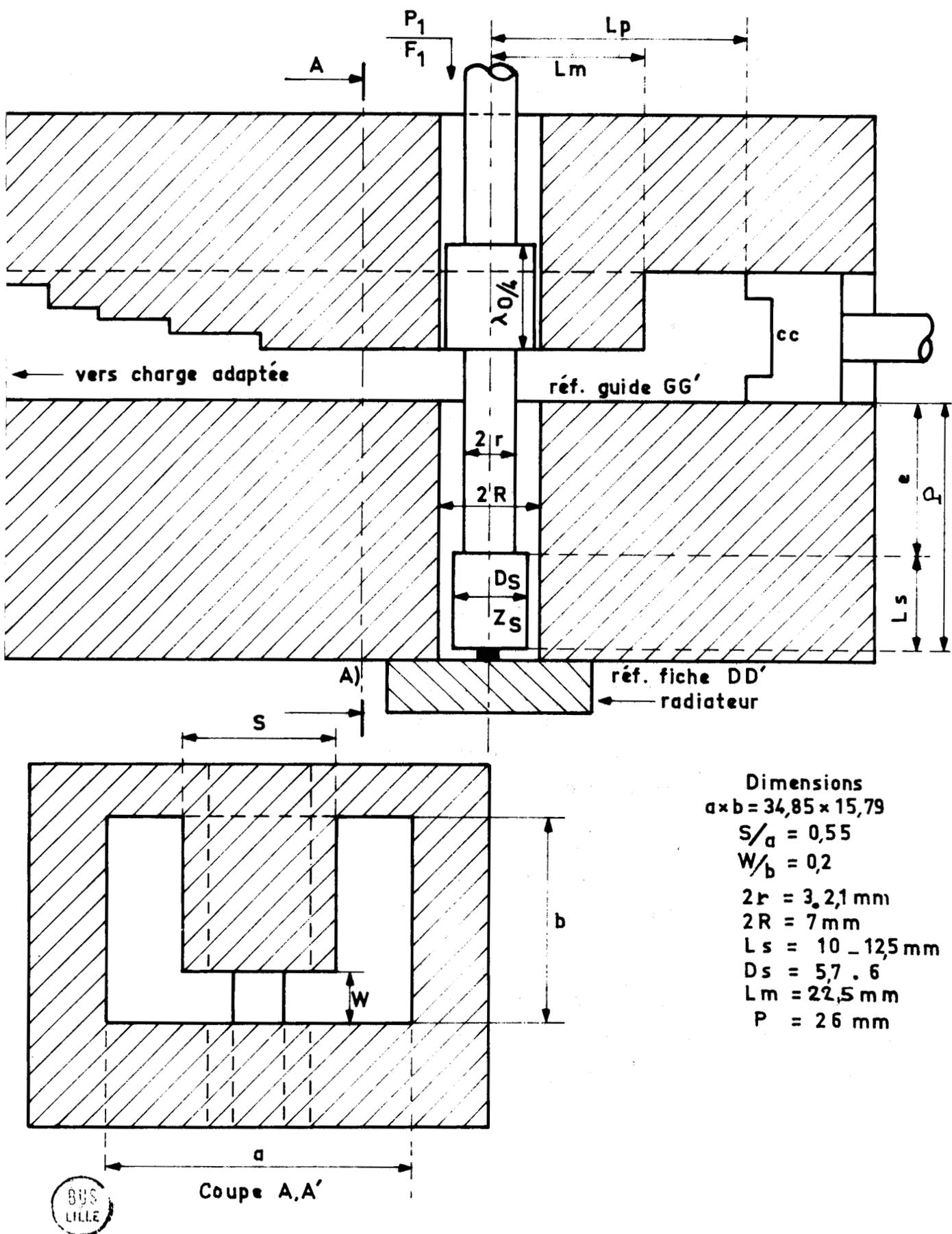


FIGURE 62 : Dimensions de la structure dérivée de la transition coaxial-guide.

IV - ETUDE DE LA STRUCTURE A TRANSITION COAXIALE - GUIDE

IV.1. Aspects théoriques de l'étude de la transition coaxiale - guide.

IV.1.1. Présentation de la structure (figure 62)

Nous avons vu que la structure dérivée de la transition coaxiale-guide pouvait présenter des pertes très faibles quand les impédances caractéristiques étaient de valeurs suffisamment faibles pour permettre l'emploi de diodes à avalanche en ondes millimétriques. De plus, elle semble s'imposer d'emblée pour la réalisation de multiplicateurs de fréquences à haut rang d'harmonique : en effet, le circuit d'entrée est toujours une ligne coaxiale puisque la fréquence est relativement basse. C'est également une structure qui permet une certaine souplesse dans les possibilités de variation de l'impédance de charge car le conducteur est facilement interchangeable et il est possible de modifier la distance P et les caractéristiques du slug. Les problèmes d'adaptation de l'impédance de la diode sont donc reportés entièrement au niveau de la ligne coaxiale. C'est pourquoi nous avons adopté la démarche qui consistait à rendre la transition entre la ligne coaxiale et le guide d'onde rectangulaire relativement progressive. Pour cela nous avons le choix entre deux solutions :

- Transition type "bouton de porte", cette solution a dû être abandonnée pour deux raisons : problèmes très délicats de découplage de la tension continue de polarisation, présence de discontinuités importantes dans le circuit d'entrée rendant difficile l'application du signal à la fréquence d'entrée.

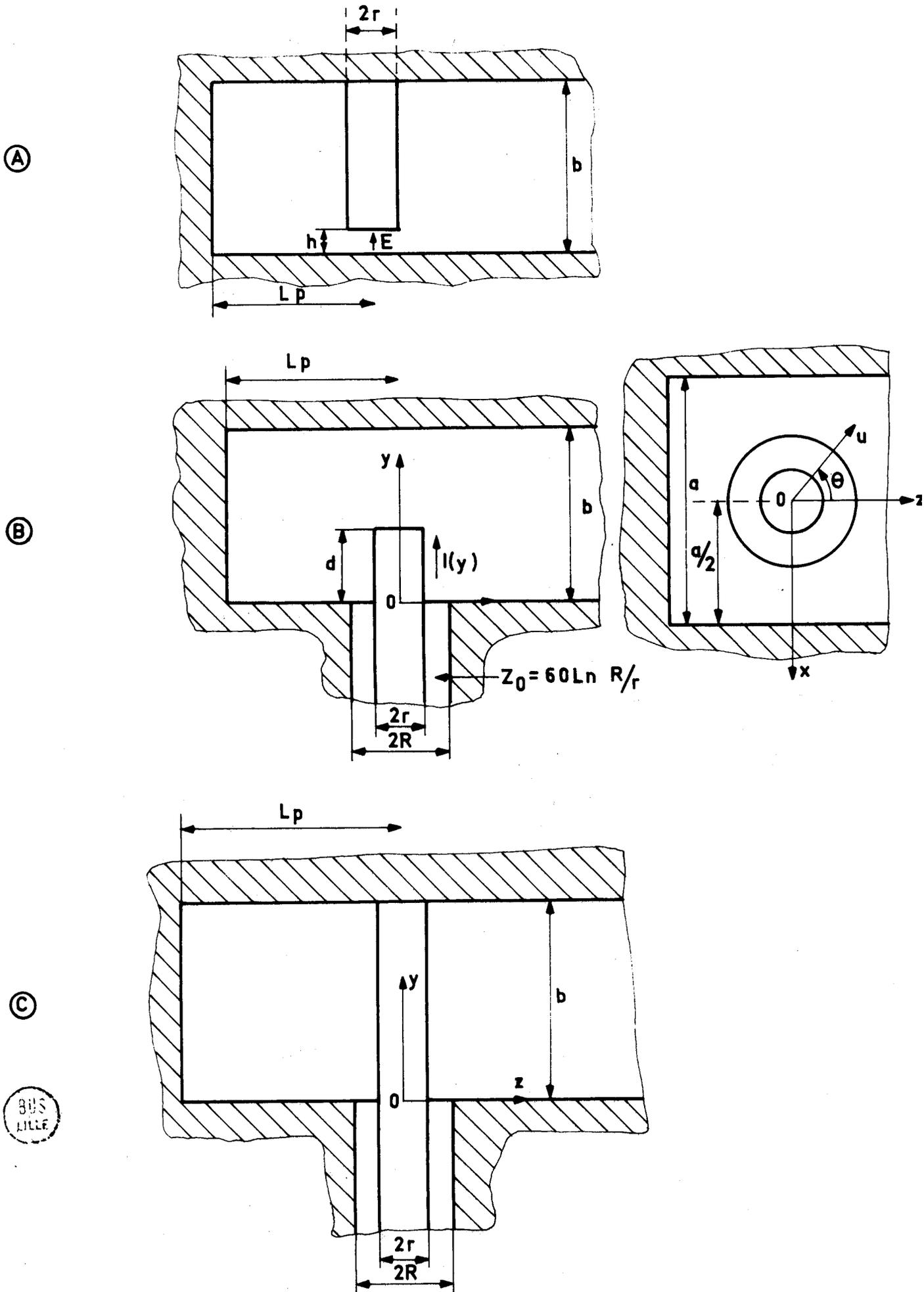
- Guide à section en "U" (ridge) l'impédance caractéristique peut être faible (exemple $Z_{Gr} = 50 \Omega$). La transition entre le guide en "U" et le guide rectangulaire à section normale peut être réalisé de façon très progressive en utilisant des sections d'impédances différentes et de longueurs électriques $\lambda g/4$, suivant les techniques bien connues de l'adaptation à large bande de fréquence. En définitive c'est la solution que nous avons adoptée.

Remarques

- 1 - Nous nous sommes intéressés, comme pour la structure à "cap", à une structure ne possédant qu'un seul dispositif d'accord, un court-circuit mobile.

- 2 - Pour mieux comprendre la structure retenue (guide en "U") nous allons faire l'étude pas à pas comme nous l'avons déjà fait pour la structure à "cap". Nous partirons donc d'une structure simple auquel nous ajouterons ensuite des éléments d'adaptation dans la ligne coaxiale. Nous effectuerons ensuite l'étude pour la structure avec guide en "U" avec ou sans élément d'adaptation. Il est remarqué que la structure simple pourra présenter des caractéristiques intéres-

FIGURE 63 : Structures étudiées théoriquement



santes pour certaines applications.

IV.1.2. Méthodes générales d'études.

IV.1.2.1 Etude bibliographique des diverses théories

Le problème du calcul des champs et des impédances pour une transition coaxiale-guide peut être classé dans la catégorie des problèmes liés à la présence d'une tige métallique cylindrique placée dans un guide rectangulaire, perpendiculairement au grand côté. Il existe dans ce cas plusieurs structures différentes pour lesquelles les méthodes de calculs sont semblables et dont certains résultats sont similaires. Nous pouvons décrire très rapidement ces trois structures fondamentales (figure 63) :

- la structure (A) correspond au problème le plus souvent traité : celui d'un obstacle cylindrique dans un guide d'onde rectangulaire. Elle est parfois utilisée en association avec des composants semiconducteurs (surtout diodes Gunn) pour réaliser des oscillateurs, le guide d'onde pouvant alors être de hauteur réduite.

- La structure (B) correspond au problème classique de l'excitation d'un guide par une antenne, permettant de réaliser ainsi des transitions coaxiale-guide à large bande de fréquences. En effet, en ajustant la position du court-circuit (L_p) et la longueur de l'antenne (d) nous pouvons obtenir que l'impédance "vue" à l'interface soit réelle, et égale à celle de la ligne coaxiale et ceci dans une gamme de fréquence assez importante (il faut remarquer que, pratiquement, d est toujours très inférieur à la hauteur b du guide).

- La structure (C) est la représentation schématique des circuits hyperfréquences utilisés pour la multiplication de fréquences. La tige cylindrique doit en effet traverser entièrement le guide afin d'assurer la polarisation de la diode à avalanche et l'application de la puissance à la fréquence d'entrée.

1°) Etude des structures A et B

Ce sont ces structures qui ont fait l'objet de la majeure partie des études théoriques publiées. Leur résolution est moins difficile que celle de la structure C. Le principe des études théoriques réalisées jusqu'à ce jour est assez semblable et ne diffère que par la complexité des calculs ou le choix des hypothèses simplificatrices.

La méthode de calcul pour une telle structure, ainsi que l'emploi des fonctions dyadiques de Green, sont exposés dans l'ouvrage de R.E. COLLIN [31] et un exemple d'application est fait sur une structure (B). Nous allons résumer la théorie

développée par cet auteur car elle permet de mettre en évidence le caractère physique de chaque terme de l'impédance ainsi déterminée.

Au point de départ de la théorie, on affirme que le champ total dans le guide se déduit des composantes tangentielles des champs dans l'ouverture S ($y = 0$). COLLIN fait les hypothèses simplificatrices suivantes :

- les dimensions r et R du coaxial sont telles que les modes d'ordres supérieurs sont négligeables. Le champ dans l'ouverture n'est donc associé qu'aux modes TEM, incident et réfléchi.

- l'antenne est centrée ($x = a/2$)

- le diamètre r de l'antenne est tel qu'il n'existe qu'une composante du courant oy (r très petit).

- le plan de court-circuit est suffisamment loin de l'antenne pour ne pas perturber les modes évanescents.

Si V est la tension totale dans l'ouverture, les champs sont donnés par les relations suivantes :

$$E_o = \frac{V}{\text{Ln}(r/R)} a_u \quad \text{u coordonnée radiale}$$

$$H_o = -\frac{I_t}{2\pi u} a_\theta$$

I_t : composante du courant sur la tige selon la direction oy , au niveau de l'ouverture S.

En utilisant le formalisme des fonctions de Green, COLLIN montre que l'impédance d'entrée dans le plan de l'ouverture est :

$$Z_{in} = -\frac{1}{I_t} \iint_S \iint_S J(r) \cdot \bar{G}(r/r') \cdot J(r') \, da \, da'$$

$G(r,r')$ est une fonction dyadique qui correspond au champ électrique créé par une source dyadique unitaire. r désigne les coordonnées (x,y,z) du point où l'on calcule le champ et r' celles du point source (x',y',z') .

COLLIN montre ensuite que c'est une expression variationnelle ; donc, en pratique, si l'on utilise une approximation au premier ordre pour J , on obtient une approximation au second ordre pour Z_{in} .

Le problème réside donc dans le choix de la distribution de courant sur l'antenne. Par analogie avec une antenne cylindrique en espace libre, cet auteur choisit une répartition sinusoïdale selon oy , le courant devant s'annuler pour $y = d$. L'expression de J est alors :

$$J = a_y J_o \sin k_o (d - y') \quad \text{avec } k_o = \frac{2\pi}{\lambda_o}$$

Dans ce cas, les calculs sont relativement simples et permettent une justification énergétique des résultats obtenus.

Les composantes de l'impédance ainsi déterminée ont pour expression :

$$R = \frac{2 \xi}{a \cdot b \beta_{10} k_o} \sin^2 \beta_{10} L_p \cdot \tan^2 k_o \frac{d}{2}$$

et

$$X = \frac{\xi \tan^2(k_o d/2)}{2\pi k_o b} \left[\text{Ln} \frac{2a}{\pi r} + \frac{0,0518 k_o^2 a^2}{\pi^2} + \frac{2\pi}{\beta_{10} a} \sin 2 \beta_{10} L_p \dots \dots \right]$$

$$\dots \dots - 2 \left(1 - \frac{2r}{a}\right) - 2k_o^2 \sum_{m=1}^{\infty} \left[1 - \frac{\sin^2(m d/2b)}{\sin^2(k_o d/2)} \right] \frac{K_o^2(k_m r)}{k_m^2}$$

avec $\beta_{10} = |\gamma_{mn}| = \sqrt{\left(\frac{n\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{m\pi}{b}\right)^2 - k_o^2}$ avec $n = 1, m = 0$
(mode TE_{01})

et $k_m = \left(\frac{m}{b}\right)^2 - k_o^2$

$K_o(k_m r)$ est une fonction de Bessel modifiée de seconde espèce.

Le fait d'avoir choisi une répartition sinusoïdale ne comprenant qu'un seul terme, équivaut à ne considérer que le mode fondamental (TE_{01}). La résistance traduit donc la puissance transportée par ce mode, et nous avons :

$$R = R_{10}$$

La partie réactive de l'impédance d'entrée est due à la somme de trois contributions : la transformation du mode principal ($TEM \rightarrow TE_{01}$), l'existence de modes évanescents au voisinage de l'antenne, et l'influence du court-circuit. Nous pouvons extraire de l'expression de X le terme correspondant à cette dernière contribution :

$$X_{10} = \frac{\xi \tan^2(k_o d/2)}{ab \beta_{10} k_o} \sin 2 \beta_{10} L_p$$

Remarque

- Il est possible de justifier d'un point de vue énergétique les résultats obtenus pour R_{01} et X_{10} : R_{01} correspond à la puissance active P_s qui est transmise à la charge tandis que X_{10} correspond aux énergies réactives emmagasinées dans le volume séparant l'antenne du plan de court-circuit (valeur moyenne $W_m - W_e$). En effet, la valeur de l'impédance d'entrée est donnée par la relation suivante :

$$Z_{in} = \frac{P_s + 2j\omega (W_m - W_e)}{1/2 I_o \sin^2 (k_o d)}$$

- La théorie des Images nous permet d'affirmer que l'influence du court-circuit sur le mode dominant est la même que celle d'une antenne image parcourue par un courant $- I_o$ et localisée à $z = - 2 L_p$. Le mode TE_{01} pour $z > 0$ est alors de la forme :

$$2jC_{10} k(z)_{10} \cdot e^{-\Gamma_{10} (z + L_p)} \cdot \sin \beta_{10} L_p$$

Le flux de puissance est donc multiplié par $4 \sin^2 \beta_{10} L_p$ et la résistance de radiation R_{10} par $2 \sin^2 \beta_{10} L_p$.

Ceci justifie le résultat de COLLIN.

STRUCTURE A YAMASHITA et BAIRD (32) et HANSON et ROWE (4) utilisent le résultat de COLLIN pour traiter la structure A, leurs résultats ne diffèrent que par le degré d'approximations utilisées. Cette structure a également été étudiée par des méthodes différentes par LEWIN (33), EINSENHART et KHAN (5) et très récemment par BRADSHAW (36-35).

STRUCTURE B DE RONDE (36) a montré que l'hypothèse d'une évaluation sinusoïdale du courant le long de l'antenne conduisait à des erreurs très importantes lorsque la longueur d de l'antenne était de l'ordre de grandeur de b . Par un choix d'une répartition de courant plus élaborée et l'utilisation de la méthode variationnelle, DE RONDE trouve une nouvelle expression de l'impédance d'entrée qui est en meilleur accord avec les valeurs mesurées. Cette expression ne permet pas une compréhension physique de l'influence des différents paramètres mais par contre, elle se prête très facilement à un traitement numérique. Nous avons d'ailleurs élaboré un programme numérique à partir de cette théorie.

STRUCTURE C elle n'a pas fait l'objet de nombreuses études. La répartition de courant ne peut plus être sinusoïdale. A notre connaissance les seules études théoriques sont celles de LEWIN (37) et surtout les récentes études de OTTO et WILLIAMSON (38-39-40). Ces derniers obtiennent une très bonne concordance entre les résultats théoriques et expérimentaux. Cependant la formulation est très

lourde et impose l'emploi d'un calcul sur ordinateur très coûteux et d'une mise au point très délicate. De plus, OTTO et WILLIAMSON ont résolu le problème en supposant que le guide était terminé à ces deux extrémités par des charges adaptées. Il faudrait donc modifier les expressions de l'impédance pour tenir compte de l'introduction d'un court-circuit mobile.

En conclusion, le problème de la transition telle que nous l'utilisons est encore relativement mal connu. Nous n'avons pas cherché pour une première étude à mettre au point un programme numérique rigoureux permettant la détermination de l'impédance d'entrée. En effet dans le cas de la multiplication de fréquence, nous verrons que cette structure convient bien à ce mode de fonctionnement surtout si elle est associée à un guide en "U". Et à notre connaissance, le problème théorique d'une telle transition n'a encore jamais été abordé. Cependant, les théories précédentes nous ont aidé à préciser un schéma équivalent du dispositif.

IV.1.2.2. Schéma équivalent

Nous pouvons élaborer un schéma équivalent approché d'après la théorie de COLLIN. On peut faire apparaître l'impédance caractéristique du guide dans l'expression des termes relatifs au mode TE_{01} .

$$R_{10} = Z_g \sin^2 \beta_{10} L_p \left(\frac{\lambda_o^2}{4\pi^2 b^2} \tan^2 (k_o d/2) \right)$$

$$X_{10} = \frac{Z_g}{2} \sin 2 \beta_{10} L_p \left(\frac{\lambda_o^2}{4\pi^2 b^2} \tan^2 (k_o d/2) \right)$$

si l'on pose $\frac{1}{n} = \frac{\lambda_o}{2\pi b} \tan (k_o d/2)$

A ce rapport n^2 près, nous retrouvons dans R_{10} et X_{10} les expressions équivalentes à l'impédance résultant de la mise en parallèle d'un guide terminé par une charge adaptée et d'un guide terminé par un court-circuit. Ce rapport peut-être caractéristique de l'influence d'un transformateur.

Pour construire le schéma équivalent de l'ensemble il faut ajouter les contributions réactives : dues à la transformation du mode principal (X_1 , X_2 , X_3) et celles des modes évanescents X_4 .

- Le terme X_1 est positif et il est de la forme

$$X_1 = \frac{1}{C_1 \omega} \tan^2 \frac{k_o d}{2} \quad \text{avec} \quad \frac{1}{C_1} = \frac{1}{2\pi \epsilon b} \ln \frac{2a}{\pi r}$$

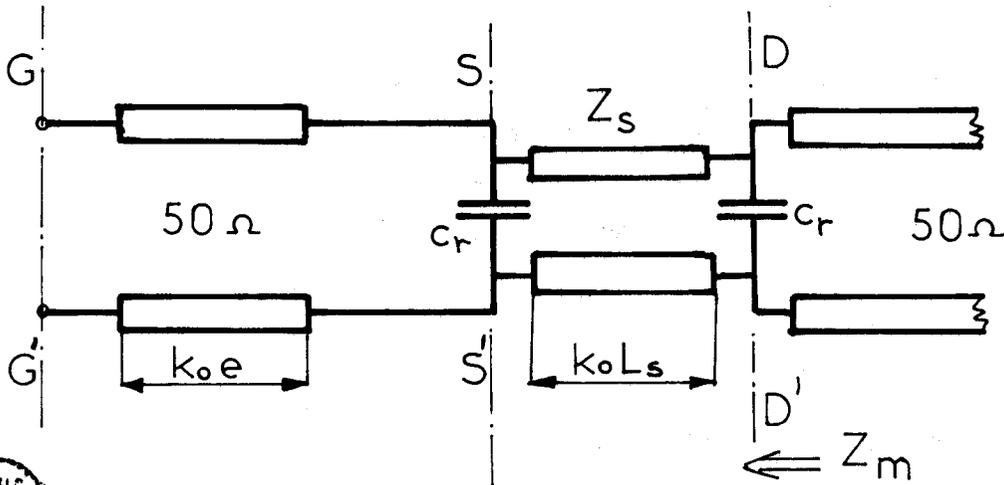
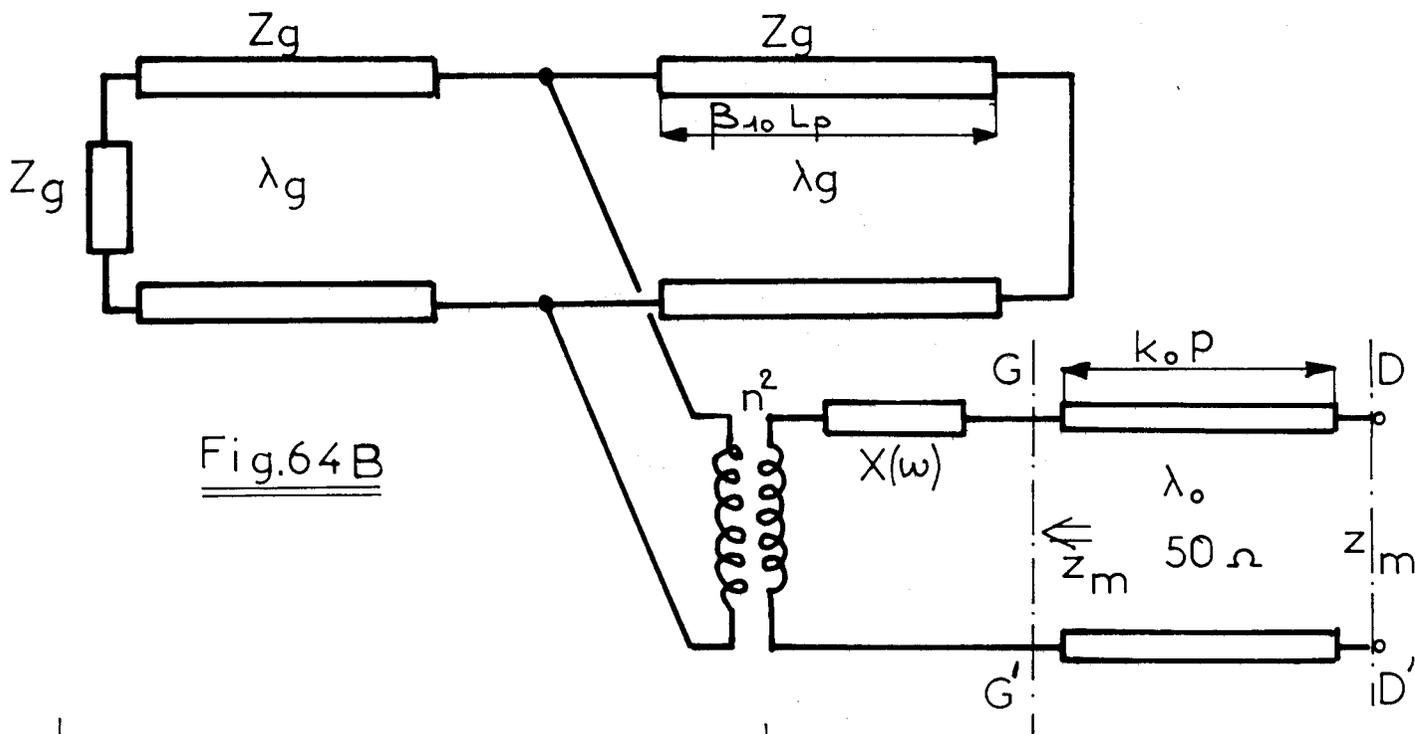
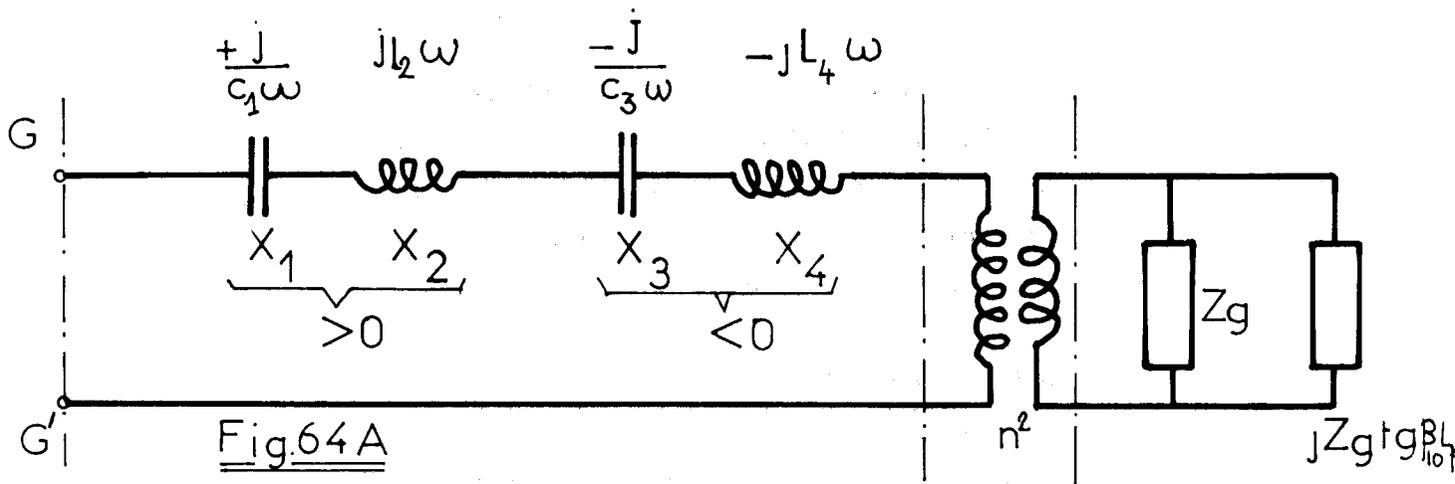


FIGURE 64 : Schémas équivalents

- Le terme X_2 est également positif, est de la forme :

$$X_2 = L_2 \omega \operatorname{tang}^2 \frac{k_o d}{2} \quad \text{avec } L_2 = \frac{0,0518a^2 \mu}{2\pi b}$$

- Le terme X_3 est négatif, et donné par la relation suivante :

$$X_3 = - \frac{1}{C_3 \omega} \operatorname{tang}^2 \left(\frac{k_o d}{2} \right) \quad \text{avec } C_3 = \frac{\pi \epsilon b}{\left(1 - \frac{2r}{a}\right)} \quad \text{avec } r \ll a$$

- Le terme X_4 est négatif et donné par la relation suivante :

$$X_4 = - \frac{\mu \omega}{\pi b} \operatorname{tang}^2 \left(\frac{k_o d}{2} \right) \sum_{m=1}^{\infty} \left(\frac{1 - \sin^2 (mnd/2b)}{\sin^2 (k_o d/2)} \right)^2 \frac{K_o(kmr)}{km^2}$$

La fonction $K_o(kmr)$ est une fonction d'autant plus rapidement décroissante de kmr que r est petit. Le nombre de terme m retenu pour le calcul de cette série sera donc faible ($m < 5$).

Le schéma équivalent qui rend compte de tous ces effets est représenté sur la figure 63.

Remarques

- 1 - Dans le cas d'un multiplicateur la structure est du type C ; cependant nous pourrions quand même utiliser des éléments de la théorie de COLLIN concernant la structure B, ainsi que les conclusions que nous en avons tirées. Le schéma équivalent aura la même configuration (figures 63b et 63c), mais les valeurs des différents éléments le composant (transformateur et réactance X) seront différentes. En particulier, puisque la répartition de courant selon Oy ne peut plus être prise sinusoïdale, le terme multiplicateur $\operatorname{tang}^2(k_o d/2)$ sera remplacé par une autre fonction des dimensions et de la fréquence.

- 2 - On peut facilement tenir compte d'un facteur excentration de l'antenne ($x \neq a/2$) dans la théorie de COLLIN, en multipliant les expressions de R et X par un facteur égal à $1/\sin^2(\frac{\pi x}{a})$ où x est la distance séparant l'antenne de l'une des parois latérales

- 3 - Il est possible d'adapter cette transition coaxiale-guide pour que la puissance réfléchiée sur la ligne coaxiale soit nulle : la réactance d'entrée est alors nulle et la résistance d'entrée égale à l'impédance caractéristique du coaxial. Il faut pour cela choisir correctement la longueur d de l'antenne et la position L_p du court-circuit. Pour une structure du type C cette adaptation n'est possible que par ajustement de L_p et de r (rayon de la tige). Mais les diamètres ainsi déterminés sont toujours trop faibles pour une utilisation dans un circuit

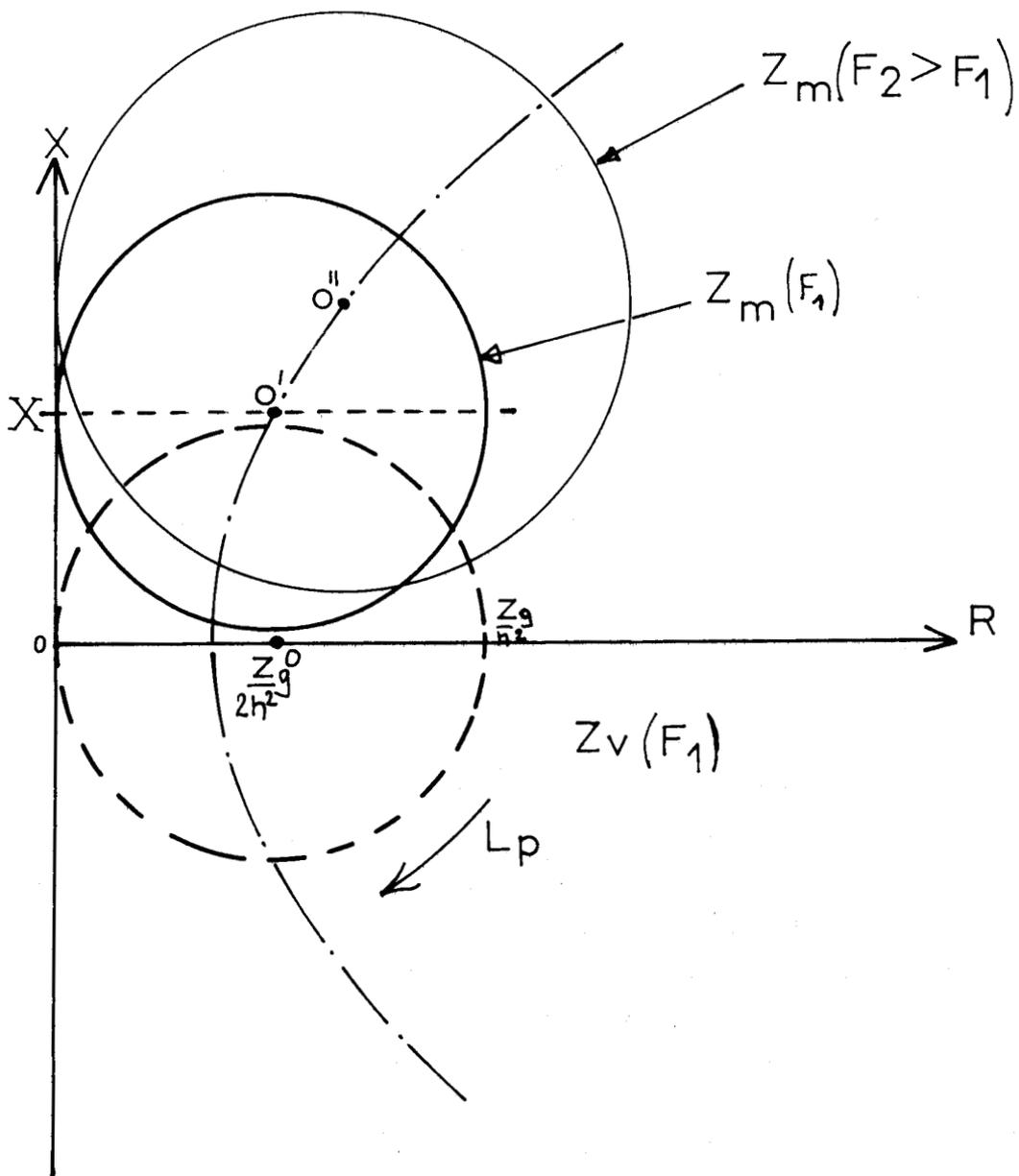


FIGURE 65 : Evolution théorique des lieux $Z_{\frac{m}{n}}(L_p)$ pour plusieurs fréquences.

de multiplication de fréquence surtout en ondes millimétriques (par exemple à 30 GHz dans un guide standard bande Ka, pour $Z_c = 50 \Omega$ il faut que $r \neq 0,21 \text{ mm}$ (41)).

IV.1.2.3. Lieux de l'impédance Z_m en fonction de la position du court-circuit à fréquence fixe.

Le lieu de $Z_v = f(Lp)$ est un cercle dans le plan complexe (figure 65) dont le centre est situé sur l'axe des réels ($Z_g/2n^2, 0$). A fréquence fixe le lieu de $Z_m = f(Lp)$ sera donc un cercle de diamètre égal à celui de $Z_v = f(Lp)$, et dont les coordonnées du centre O' sont ($Z_g/n^2, X_p$) avec $X_p = X_1 + X_2 + X_3 + X_4$.

IV.2. Etude expérimentale de la transition coaxial-guide.

IV.2.1. Etude de l'impédance d'entrée d'une transition coaxial-guide simple mesurée dans le plan GG' (situé au ras du guide)

IV.2.1.1. Evolution de l'impédance d'entrée en fonction de Lp à fréquence fixe. (Fig 66)

Nous avons représenté les évolutions de $Z_m = f(Lp)$ sur un abaque de Smith pour plusieurs fréquences. Les lieux ainsi obtenus sont, comme prévu, des cercles. Il faut remarquer que ces lieux se trouvent situés dans la zone de l'abaque où les erreurs sont très importantes (voisinage du circuit ouvert). Mais dans cette étude préliminaire, il n'y a que l'évolution et l'ordre de grandeur de cette impédance qui nous intéresse.

Nous pouvons déjà tirer de ces évolutions, les enseignements suivants :

- la valeur moyenne de la résistance est élevée et décroît avec la fréquence. Cette dernière caractéristique pourra être intéressante pour l'emploi d'une telle structure en association avec des diodes IMPATT.

- la valeur moyenne de la réactance est fortement négative et décroît en valeur absolue avec la fréquence.

Sur les figures 67 et 68 nous avons tracé les évolutions respectives des composantes de l'impédance mesurée en fonction de la position du court-circuit. L'évolution de ces composantes n'est pas du tout sinusoïdale comme elle le serait pour une structure du type B avec les hypothèses de Collin ($d < b$). Par contre elle présente une certaine ressemblance avec les résultats numériques déduits de la théorie de DE RONDE (36) développée pour les structures du type B, et étendue au cas où $d = b$. Nous avons porté un exemple de ces résultats théoriques sur les figures 67 et 68. Si l'allure des courbes théoriques et

FIGURE 67 : Evolutions de la résistance mesurée en fonction de la position du court-circuit.

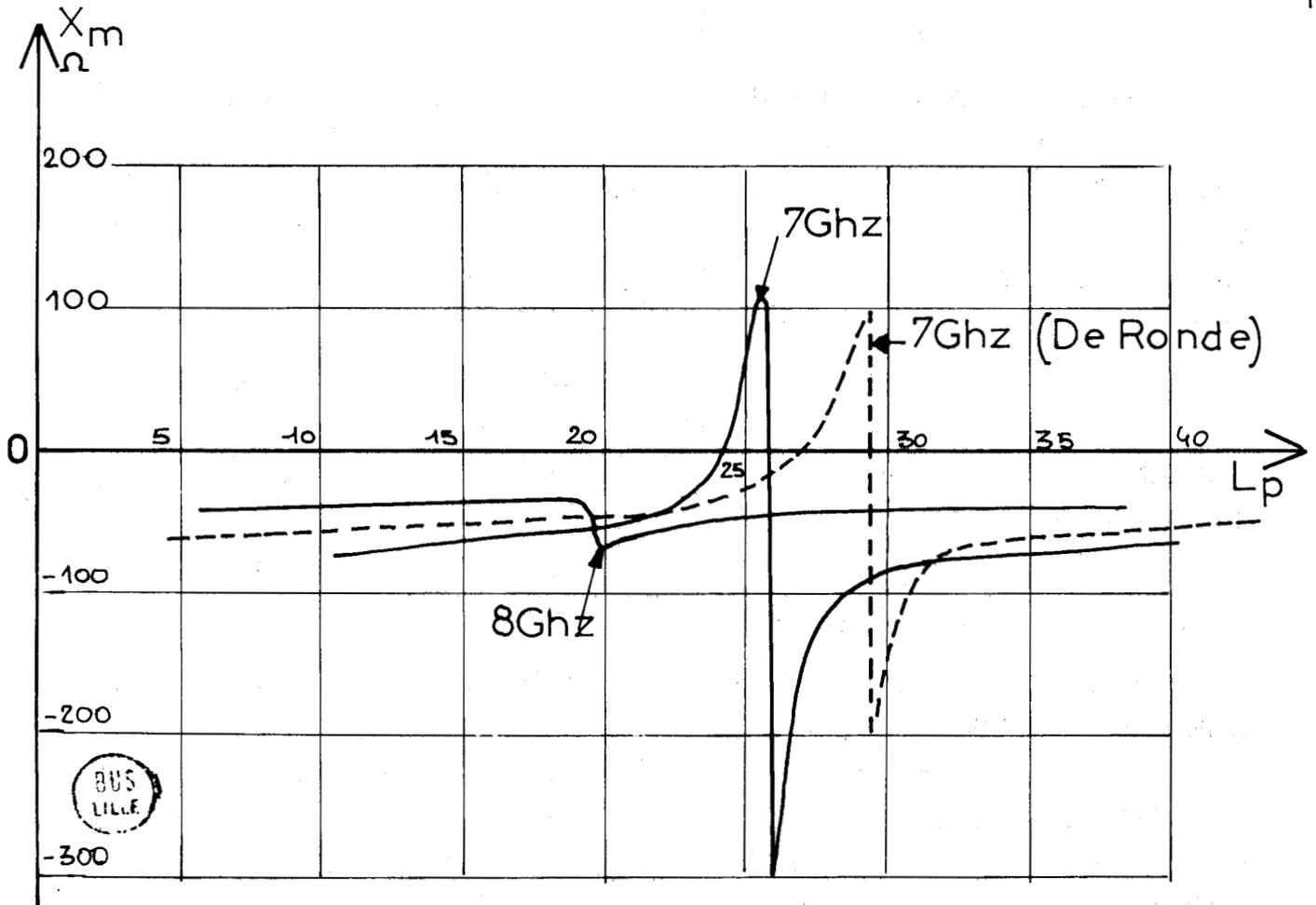
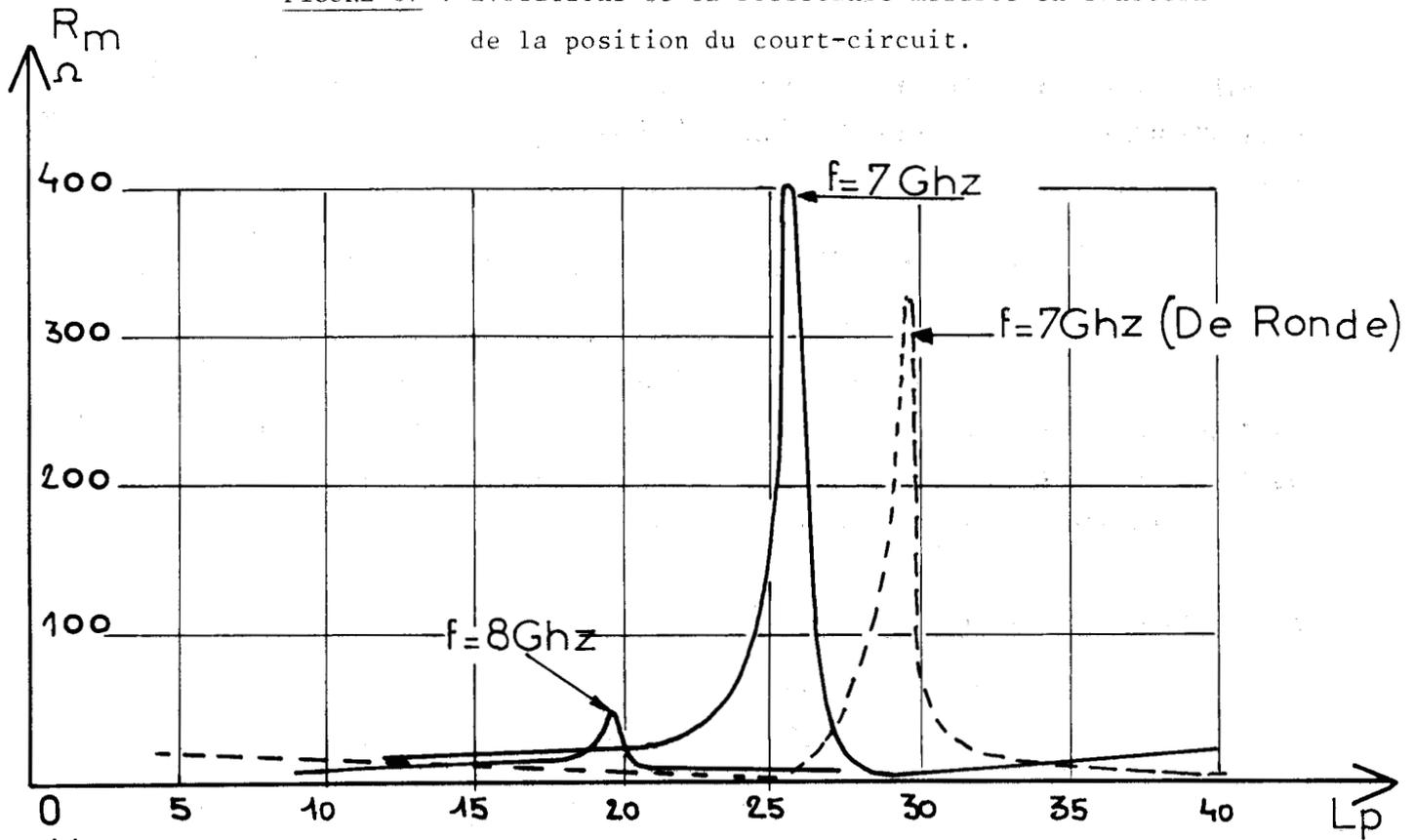


FIGURE 68 : Evolutions de la réactance mesurée en fonction de la position du court-circuit.

transition coaxial-guide

$$Z_m = f(L, p) \text{ ref } GG'$$

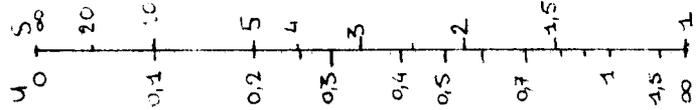
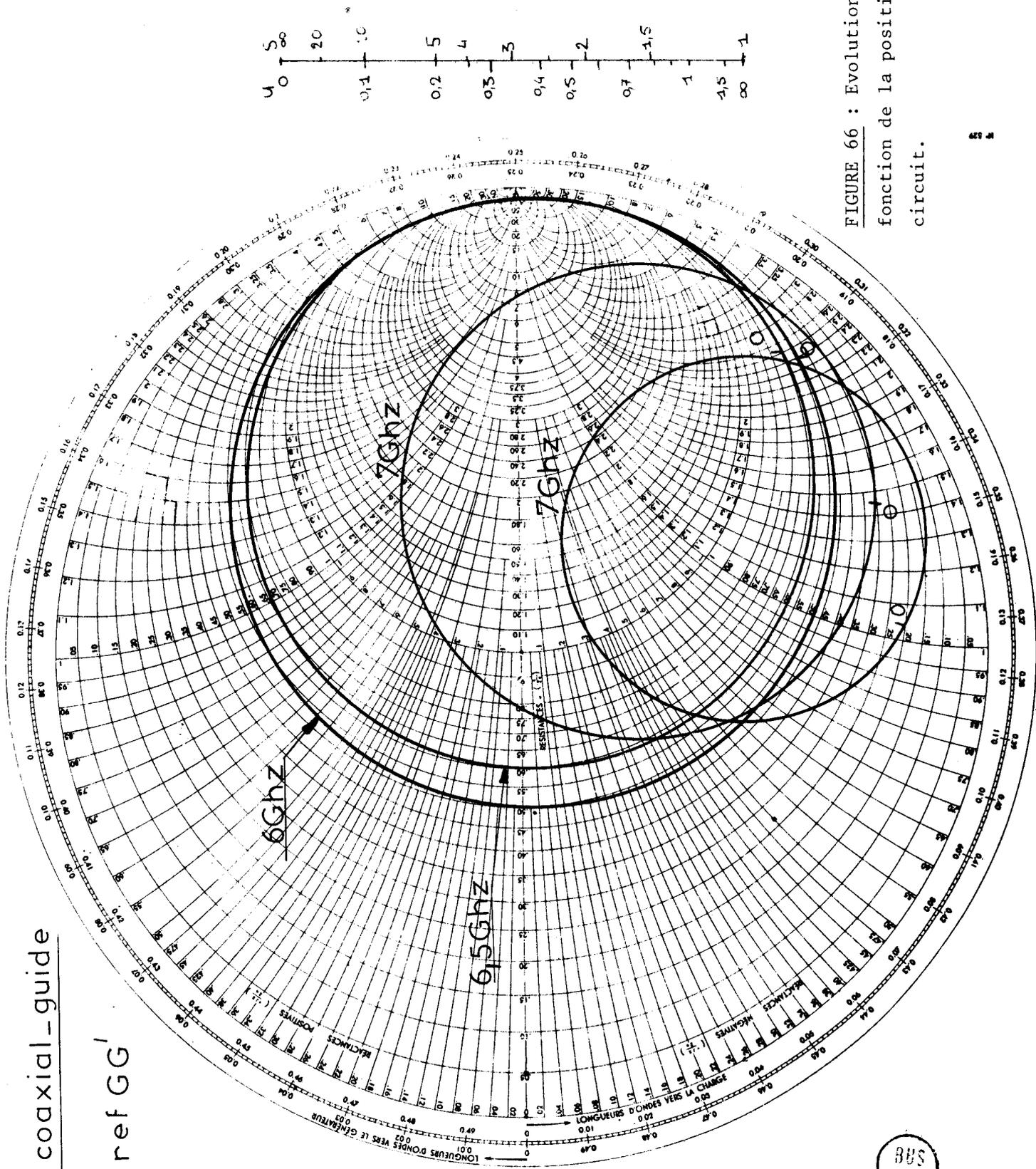


FIGURE 66 : Evolution de Z_m en fonction de la position du court-circuit.



$Z_0 = 50\Omega$

Fen Ghz

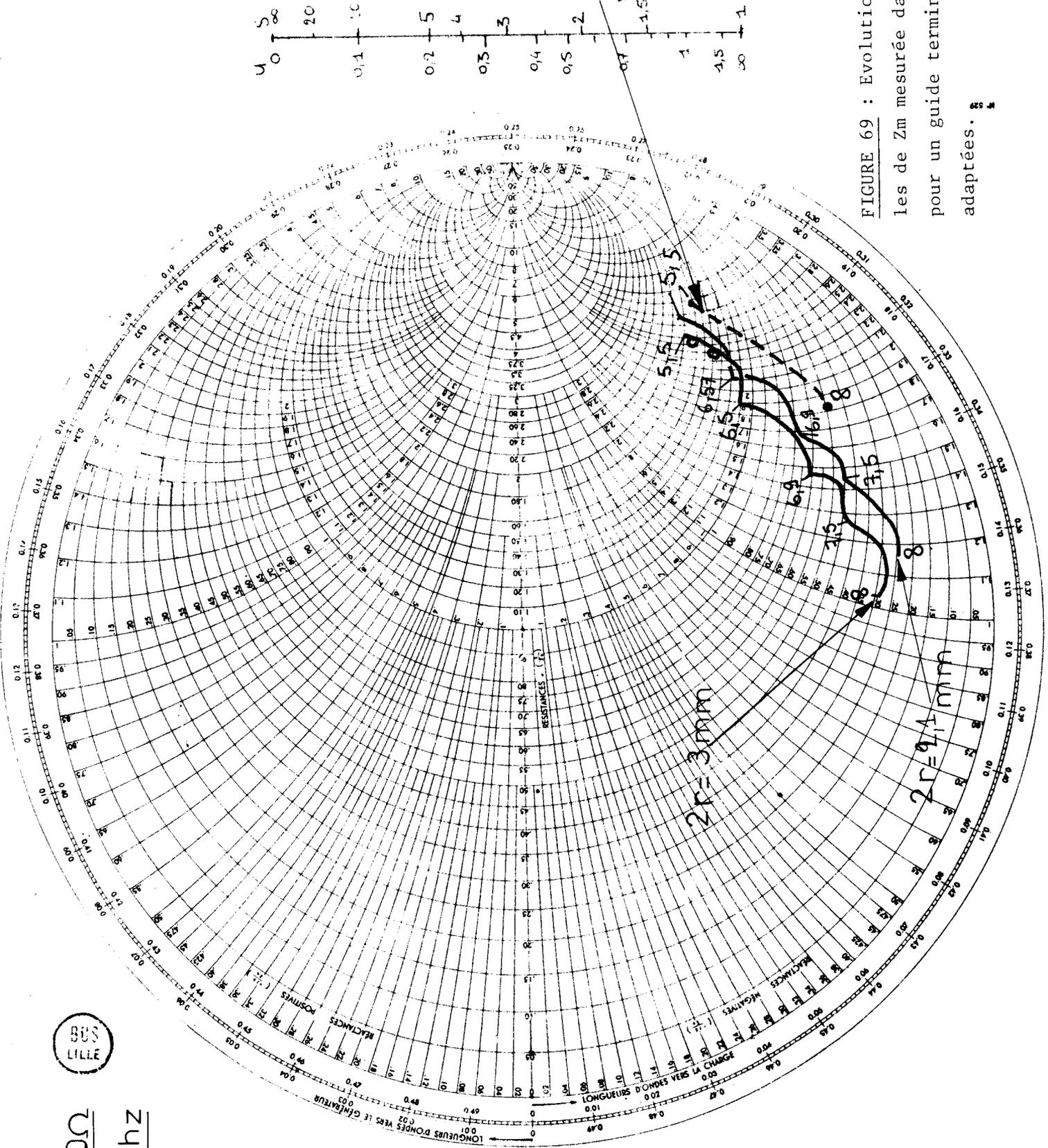


FIGURE 69 : Evolutions fréquentiel-
les de Z_m mesurée dans le plan GG'
pour un guide terminé par 2 charges
adaptées.

expérimentales est très voisine il y a une différence notable quant à la position du court-circuit qui donne la résonance. Ceci est sans doute dû à la généralisation quelque peu audacieuse de la théorie de DE RONDE qui semble toutefois justifier qualitativement les résultats obtenus. Il faut remarquer que dans tous les cas, on retrouve une relative invariance de l'impédance pour des valeurs de L_p faibles.

IV.2.1.2. Evolution fréquentielle de l'impédance d'entrée pour un guide terminé par deux charges adaptées.

Sur la figure 69, nous avons représenté les évolutions fréquentielles de Z_m pour deux structures de diamètres égaux à 2,1 mm et à 3 mm. A titre indicatif, nous avons porté sur la même figure, les résultats théoriques d'OTTO et WILLIAMSON obtenus pour un diamètre de 1,5 mm. Les allures générales sont assez voisines.

De l'étude de ces courbes, nous pouvons faire plusieurs constatations :

- la résistance R_m est sensiblement inversement proportionnelle au carré de la fréquence. Ceci était prévisible à l'aide de notre modèle développé précédemment ; en effet, pour un guide terminé par deux charges adaptées l'impédance Z_v définie sur le schéma 63 est donnée par la relation :

$$Z_v = Z_g / 2n^2$$

Si nous négligeons dans l'expression du rapport de transformation l'influence du terme en tang ($\text{kod}/2$), on peut écrire :

$$\frac{1}{n} \neq \frac{C}{\omega b}$$

l'expression de Z_v est donc donnée par la relation suivante :

$$Z_v = \frac{Z_g \cdot C}{8\pi^2 \cdot F^2 \cdot b^2}$$

Nous retrouvons bien une loi en $1/F^2$ conformément à l'expérience. Exemple : à 5,5 GHz, $Z_g = 548 \Omega$ ce qui nous donne $Z_v = 82,5 \Omega$, valeur très proche de la valeur expérimentale de 80 Ω .

- La réactance X_m est toujours négative et son module décroît à la fréquence en suivant également une loi en $1/F^2$. Ce résultat ne peut être interprété à l'aide de la théorie de COLLIN, ce qui confirme le caractère très approché de cette théorie pour le cas envisagé (cf. paragraphe IV.1.2.). Le signe et le sens de variation de X_m semblent indiquer que le terme prépondérant dans le schéma équivalent soit la réactance :

$$X_3 = - \frac{g(F)}{C_3 \omega}$$

$g(F)$ étant une fonction inversement proportionnelle à la fréquence.

- Influence du diamètre de la tige : nous remarquons, tout au moins sur nos courbes expérimentales, que lorsque le diamètre de la tige croît, la réactance décroît et la résistance R_m reste pratiquement constante. Cette évolution peut aussi être interprétée à l'aide de notre modèle : d'une part le diamètre n'intervient pas dans l'expression théorique de la résistance, d'autre part nous venons de voir que le terme prépondérant de la réactance pourrait être X_3 , avec :

$$C_3 = \frac{\pi e b}{(1 - \frac{2r}{a})}$$

lorsque le diamètre croît la réactance X_3 décroît ce qui est en accord avec les évolutions constatées expérimentalement.

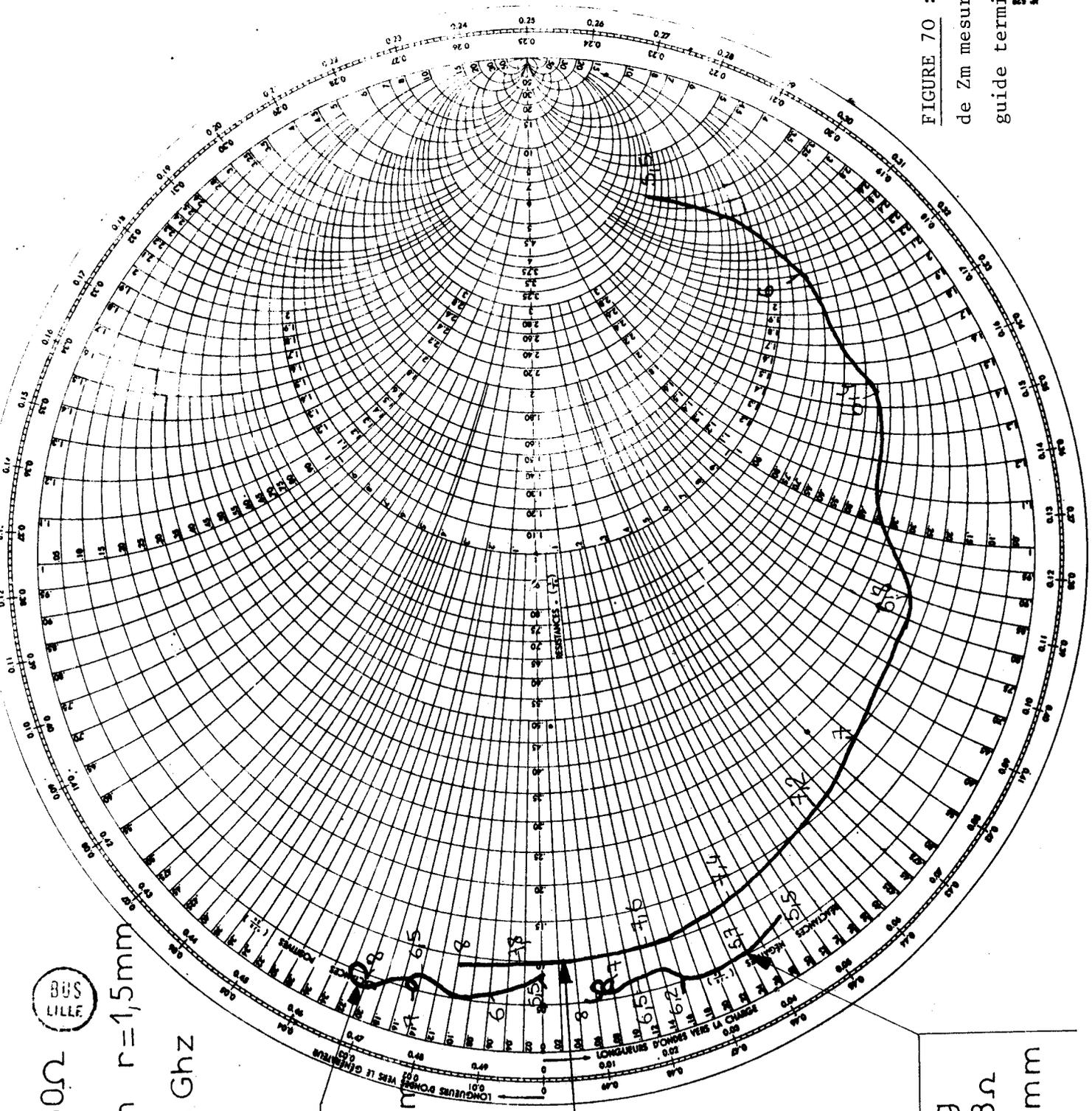
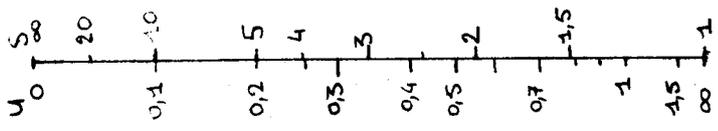
IV.2.1.3. Conclusions

Les résultats expérimentaux obtenus ont pu être interprétés de manière qualitative voire semi-quantitatives à partir des théories existantes. Les évolutions de certains éléments du schéma équivalent ont pu être précisés. On peut faire diverses conclusions quant à l'utilisation potentielle de cette structure :

- Les valeurs élevées des résistances et des réactances mesurées ne permettent pas une utilisation directe en association avec des diodes à avalanche.

- Il est impossible dans notre cas de compenser la réactance en ajustant le diamètre de la tige et d'adapter ainsi cette transition.

Pour que cette structure puisse être utilisable, il nous faut d'abord ramener les lieux de $Z_m(\omega)$ dans la zone de l'abaque de Smith voisine de $X = 0$ en effectuant une rotation d'angle $k_0 e$ par l'intermédiaire d'une ligne coaxiale d'impédance caractéristique 50Ω par exemple. Nous pourrons ensuite effectuer une transformation de l'impédance ainsi définie dans le plan SS' , en utilisant un tronçon de ligne à basse impédance caractéristique ("slug").



BUS LILLE

$Z_0 = 50 \Omega$
 $r = 26 \text{ mm}$

$F = \text{en Ghz}$

slug
 $s = 9,3 \Omega$
 $-s = 12,5 \text{ mm}$

sans
 slug

slug
 $Z_s = 13 \Omega$
 $L_s = 10 \text{ mm}$

FIGURE 70 : Evolution fréquentielle de Z_m mesurée dans le plan DD' pour un guide terminé par 2 charges adaptées.

C'est l'étude d'une telle structure que nous allons décrire par la suite.

Il existe de nombreuses valeurs de e donnant des caractéristiques intéressantes ; toutefois dans cette étude nous nous sommes limités à une seule valeur de e , les résultats correspondant à d'autres cas pourront en être facilement déduits. Par analogie avec les structures d'oscillateurs définies par KUROKAWA (42) e a été pris égal à $1/2 (\lambda_0 - b)$. La longueur L_s du "slug" est égale à $\lambda_0/4$ pour une fréquence fixée dans la bande X_B .

L'impédance de charge dans cette configuration sera donc celle mesurée dans le plan DD'. Le schéma équivalent probable a été défini sur la figure les capacités de rupture C_r sont dues aux variations brutales du diamètre du conducteur central au niveau du "slug". Elles peuvent être déterminées très facilement en utilisant les abaques publiées par SOMLO (43).

IV.2.2. Impédance présentée par une transition coaxiale guide dans le plan de référence DD'

IV.2.2.1. Guide terminé par deux charges adaptées

Nous avons représenté sur le même abaque de Smith les lieux de l'impédance $Z_m(\omega)$ relevés dans trois cas différents : (figure 70)

- sans "slug" nous voyons que le lieu $Z_m(\omega)$ est allongé par rapport à celui mesuré dans le plan GG'. L'explication de cette évolution est très simple : aux fréquences basses la distance P est telle que la rotation de phase est voisine de Π ($e \neq \frac{\lambda_0}{2}$ à $F = 5,75$ GHz), par contre aux fréquences hautes cette distance devient voisine de $\frac{3\lambda_0}{4}$, la rotation de phase est voisine de $\Pi/2$. Cette rotation s'effectuant à TOS constant (seul le mode TEM est considéré dans le coaxial) la valeur de l'impédance est donc plus faible que celle mesurée dans le plan GG'.

- avec "slugs" les lieux de $Z_m(\omega)$ se trouvent dans la zone intéressante, et suivant les caractéristiques du "slug" (impédance caractéristique et longueur) ils pourront correspondre à des réactances positives ou négatives et des résistances différentes. La résistance sera d'autant plus faible que Z_s est petit et la réactance sera d'autant plus positive que le "slug" sera long.

IV.2.2.2. Evolution fréquentielle de $Z_m(\omega)$ pour une valeur L_p arbitraire.

1°) Sans "slug" ($L_s = 0$, $e = P$)

L'évolution de l'impédance en fonction de la fréquence (figure 71-72) fait apparaître plusieurs faits caractéristiques.

$Z_0 = 50 \Omega$ $L_p = 16,14 \text{ m}$

$2r = 3 \text{ mm}$

$F = 27 \text{ GHz}$

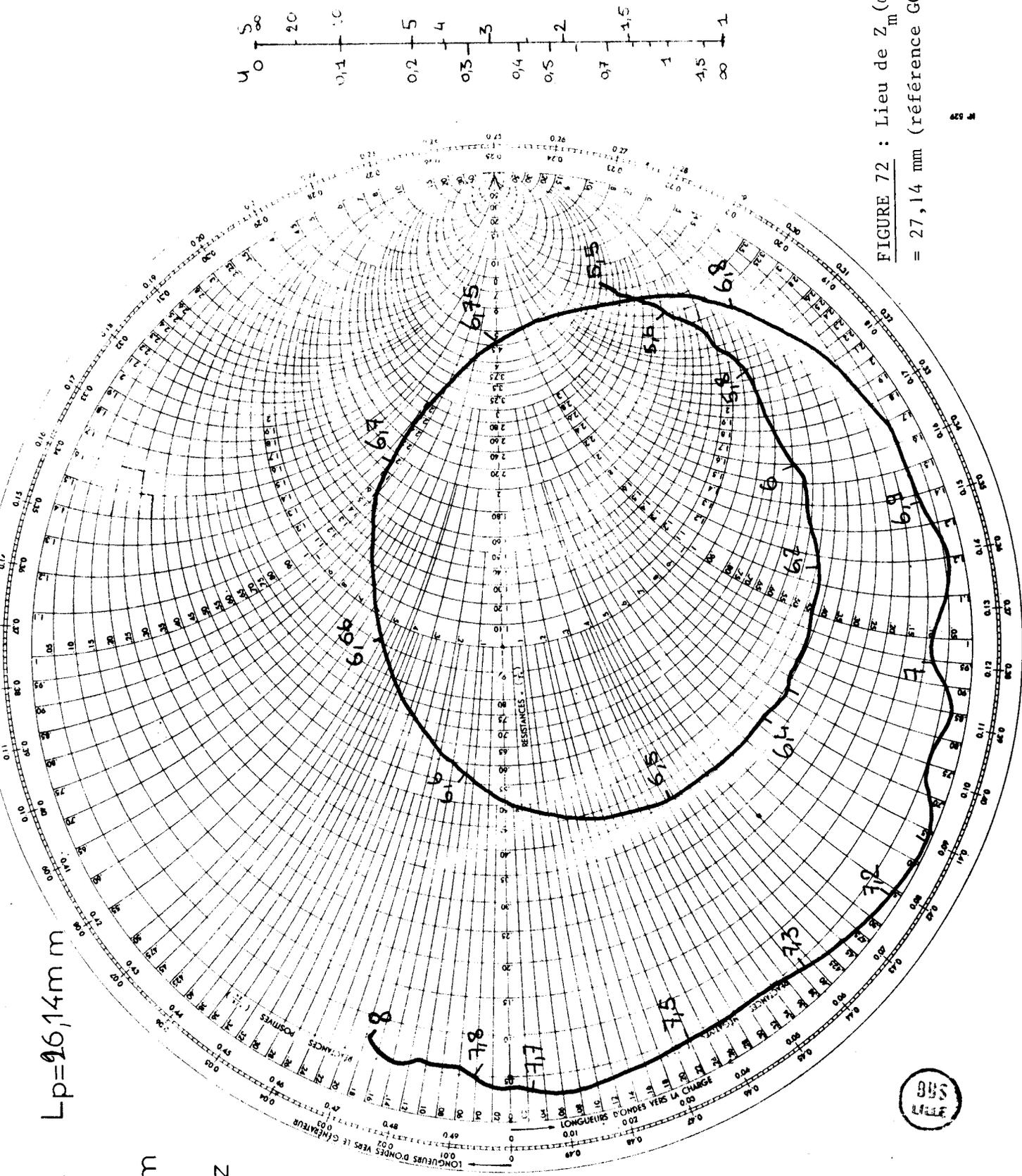
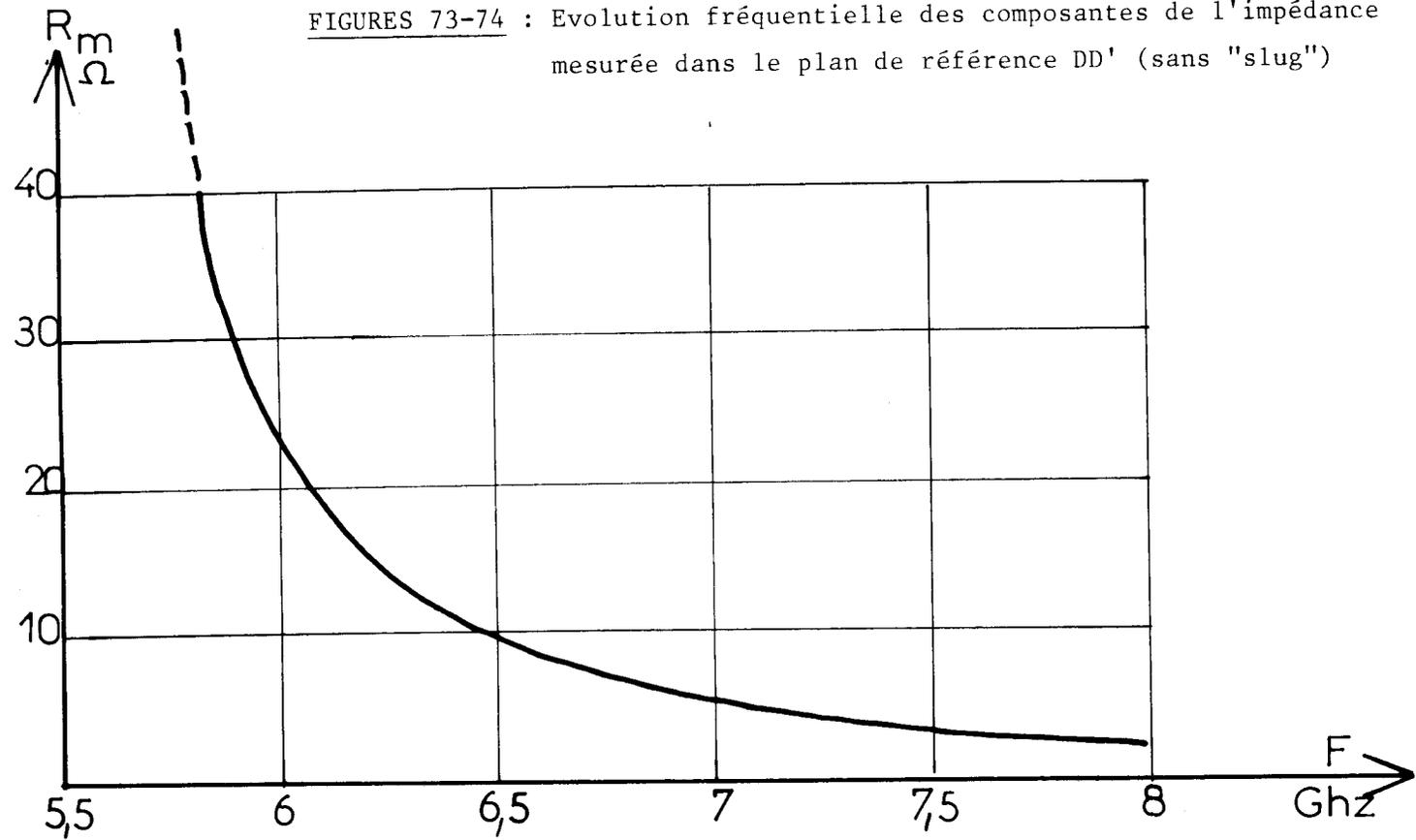
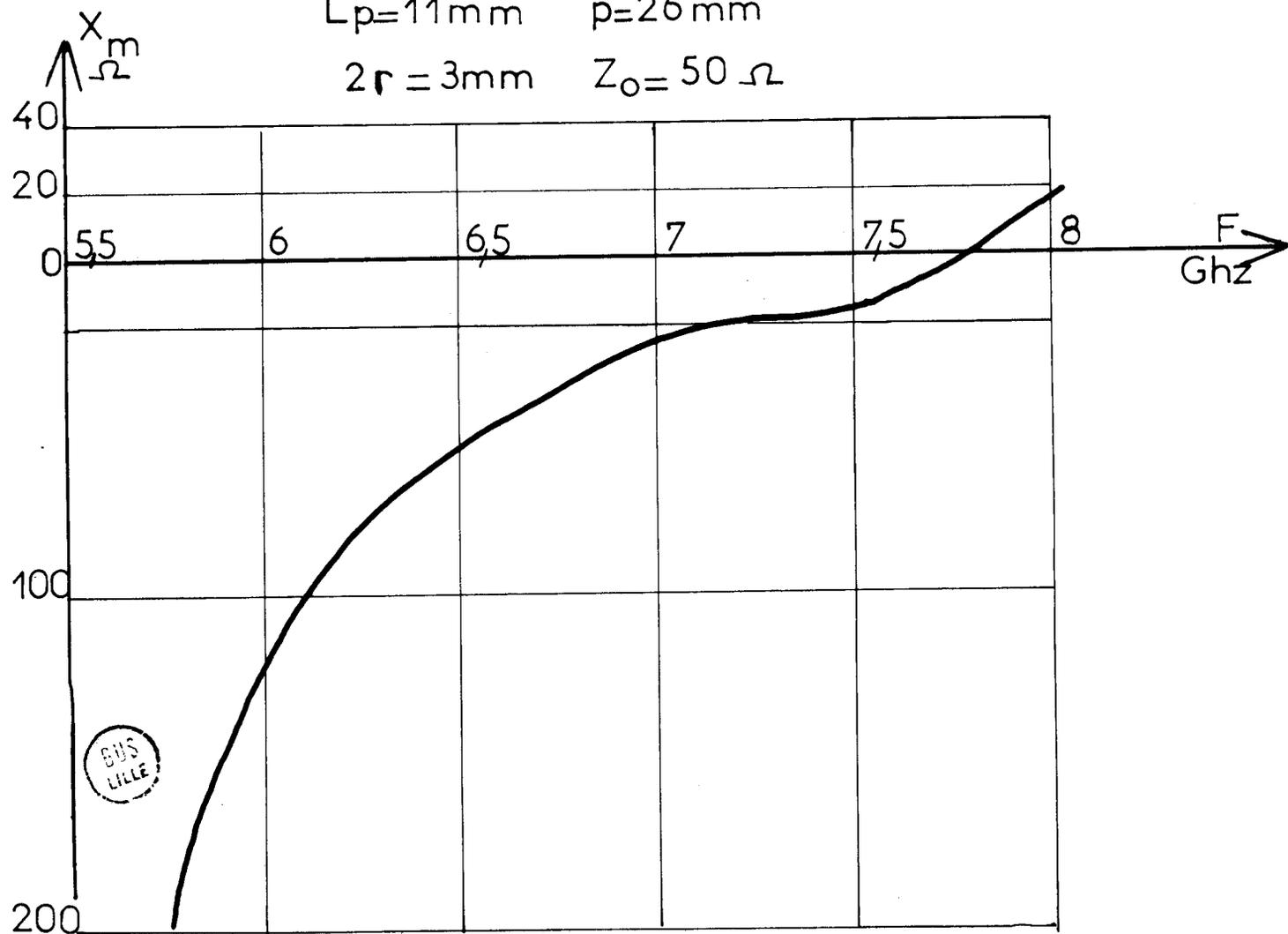


FIGURE 72 : Lieu de $Z_m(\omega)$ pour L_p
= 27,14 mm (référence GG')

FIGURES 73-74 : Evolution fréquentielle des composantes de l'impédance mesurée dans le plan de référence DD' (sans "slug")



$L_p = 11 \text{ mm}$ $p = 26 \text{ mm}$
 $2r = 3 \text{ mm}$ $Z_0 = 50 \Omega$



BUS
LILLE

- l'influence du court-circuit mobile est surtout notable aux fréquences pour lesquelles la distance L_p est voisine de $\lambda_g/2$.

- la gamme de fréquences d'utilisation potentielle (en association avec des diodes à avalanche) est relativement étroite et située à la limite supérieure de la bande X_b étudiée.

Cependant pour des valeurs de L_p faibles (10-20 mm), nous avons remarqué que les lieux de $Z_m(\omega)$ sont parfaitement indépendants de L_p ; ils se rapprochent des lieux observés pour un guide terminé à ces deux extrémités par des charges adaptées. Nous voyons (figures 73-74) que la résistance est faible et décroît avec la fréquence de façon très rapide. Ceci pourrait être une caractéristique intéressante pour l'utilisation avec des diodes à avalanche si l'on pouvait compenser la réactance qui est dans ce cas beaucoup trop capacitive.

Remarque : Nous avons déjà trouvé un phénomène similaire pour la variation de l'impédance dans le plan DD' en fonction de L_p (courbes 67-68).

2°) Avec "slug"

- Influence de la position du court-circuit (figure 75)

Nous remarquons que les lieux $Z_m(\omega)$ sont assez proches de cercles dont la plus grande partie est parcourue par une variation très faible de la fréquence (résonance). La fréquence de résonance F_R est inversement proportionnelle à la distance L_p . En dehors de cette résonance les variations de l'impédance sont similaires à celles observées sans court-circuit. Le circuit est donc, potentiellement, à large bande de fréquence.

- Influence des caractéristiques du "slug"

De l'étude des figures 75-76-77 il ressort que la fréquence de résonance est pratiquement constante quel que soit le "slug" utilisé. Par contre, la position et le diamètre des cercles ainsi déterminés sont fonction de la longueur L_s du slug et de son impédance caractéristique Z_s : si L_s ou Z_s croît, la position du centre des cercles évolue dans le sens des phases v positives. et le diamètre des cercles croît. On vérifie bien d'ailleurs que le rapport des résistances maximum est voisin de celui des carrés des impédances des "slugs".

- Caractéristiques pour L_p faible

Lorsque L_p est compris dans la gamme définie précédemment (10 à 20 mm) il n'y a plus de phénomène de résonance. la valeur de la résistance peut être alors faible dans toute la gamme de fréquence envisagée (figure 78) et ceci même pour des impédances caractéristiques de "slug" assez élevées. Elle est

$Z_0 = 50 \Omega$ $2r = 3 \text{ mm}$

$L_p = 36 \text{ mm}$

F en Ghz

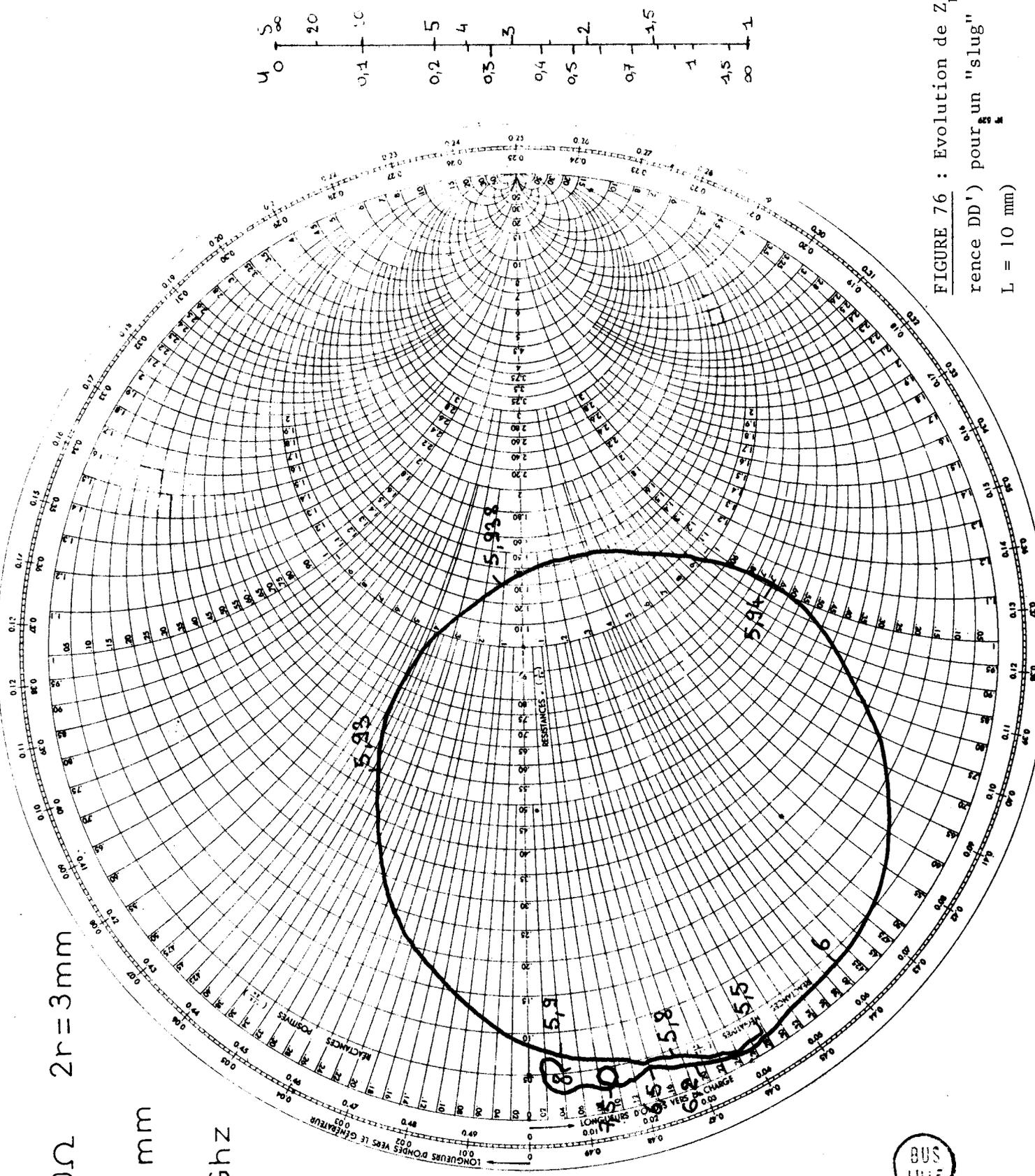
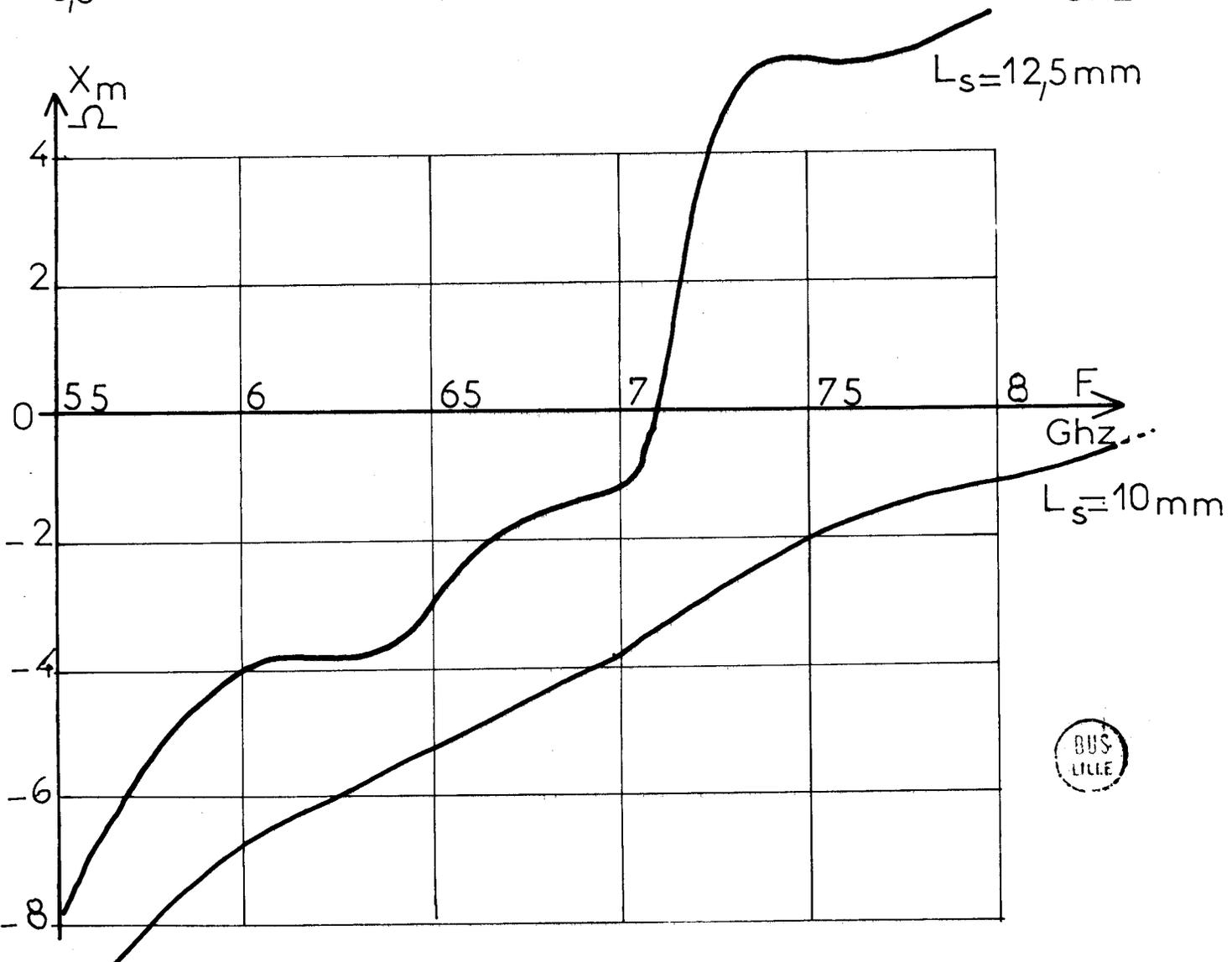
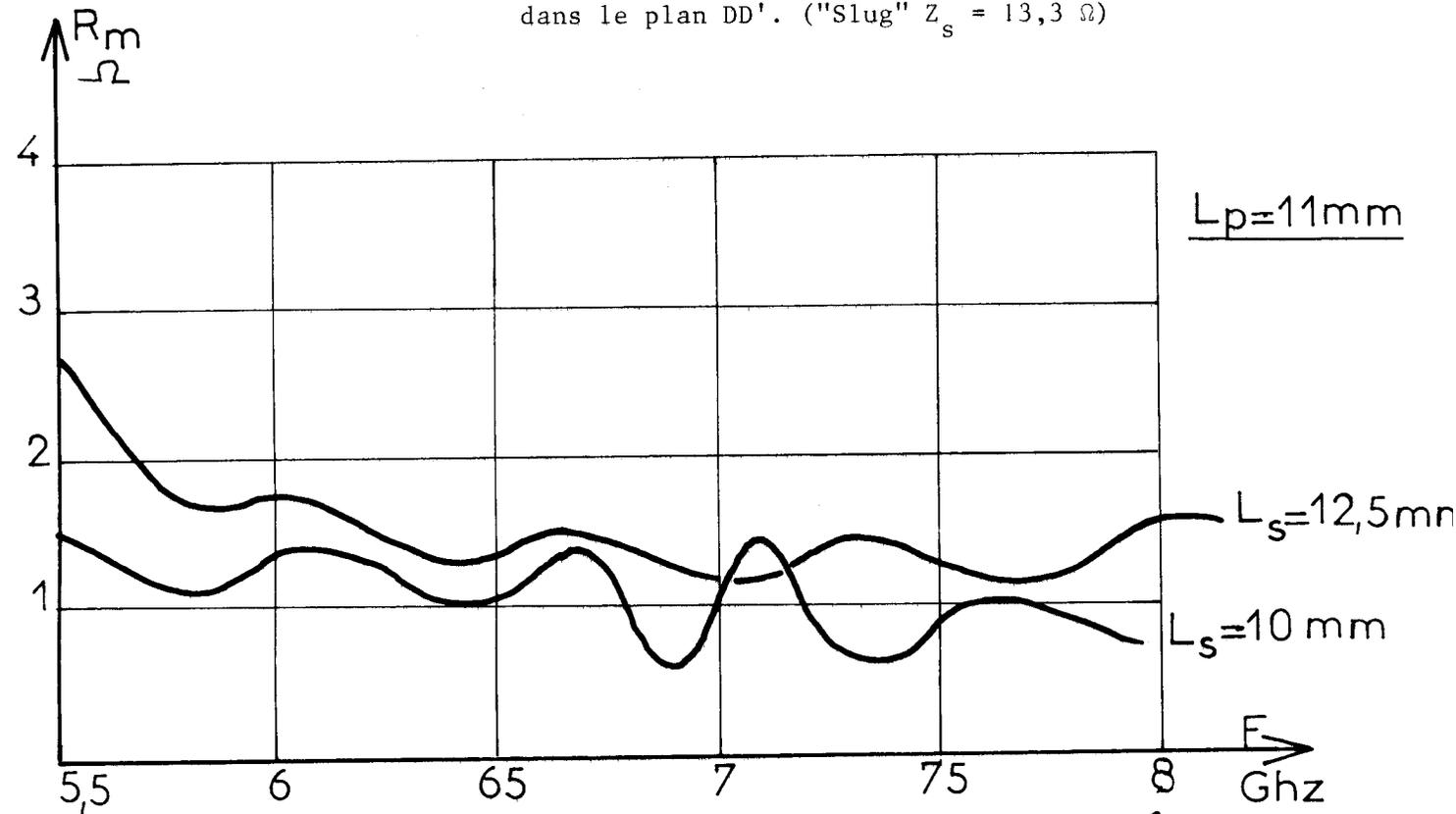


FIGURE 76 : Evolution de $Z_m(\omega)$ (référence DD') pour un "slug" ($Z_s = 13,5 \Omega$, $L = 10 \text{ mm}$)



FIGURE 78 : Evolution fréquentielle des composantes de Z_m mesurée dans le plan DD'. ("Slug" $Z_s = 13,3 \Omega$)



une fonction décroissante de l'impédance Z_s . La réactance a une évolution fréquentielle similaire à celle d'un circuit résonant série dont la fréquence de résonance F_s serait inversement proportionnelle à la dimension L_s . Les valeurs de l'impédance de charge pour une telle structure sont parfaitement compatibles avec un bon fonctionnement des diodes IMPATT, en particulier en ondes millimétriques, d'autant que la résistance présentée décroît en fonction de la fréquence.

IV.3. Etude de la transition coaxial-guide en "U"

IV.3.1. Etudes préliminaires

IV.3.1.1. Rappels sur les propriétés du guide en "U"

Il existe à notre connaissance assez peu d'études analytiques de ce type de ligne de transmission. Nous empruntons les éléments de ce paragraphe aux théories développées par COHN (45) et HOPFER (15). Les propriétés essentielles du guide en "U" (ridge) peuvent être résumées ainsi :

- Cette ligne de transmission possède une bande de fréquence très étendue, où seul le mode fondamental TE_{01} peut se propager. La fréquence de coupure basse de ce mode est beaucoup plus faible que celle d'un guide de mêmes dimensions (axb). C'est donc un élément de filtrage de modes intéressant.

- L'impédance caractéristique d'un guide en "U" définie pour le mode TE_{01} , peut être faible et permettre l'adaptation d'une transition coaxial-guide dans une bande de fréquence assez large. Pour réaliser la transition entre le guide normal et le guide en "U", on utilise des sections du guide en "U" quart d'onde. Les diverses longueurs et impédances caractéristiques peuvent être choisies d'une manière classique pour se rapprocher des formes de TCHEBYCHEFF.

- Les pertes d'un tel guide sont plus élevées que celles d'un guide à section rectangulaire.

IV.3.1.2. Caractéristiques des guides en "U" utilisés expérimentalement.

En bande Xb (5,5 - 8 GHz), le guide a une section de 34,85 x 17,8 mm et la fréquence de coupure du mode TE_{01} ($\lambda_c = 20$) est de 4,3 GHz. Nous avons choisi un guide en "U" dont les dimensions relatives sont : $S/a = 0,55$ et $\frac{W}{b} = 0,2$, $a/b = 0,45$.

Les dimensions S et W ont été choisies pour obtenir une simulation correcte des circuits utilisés en bande Ka, et pour lesquels les critères suivants avaient été employés :

BUS
LILLE

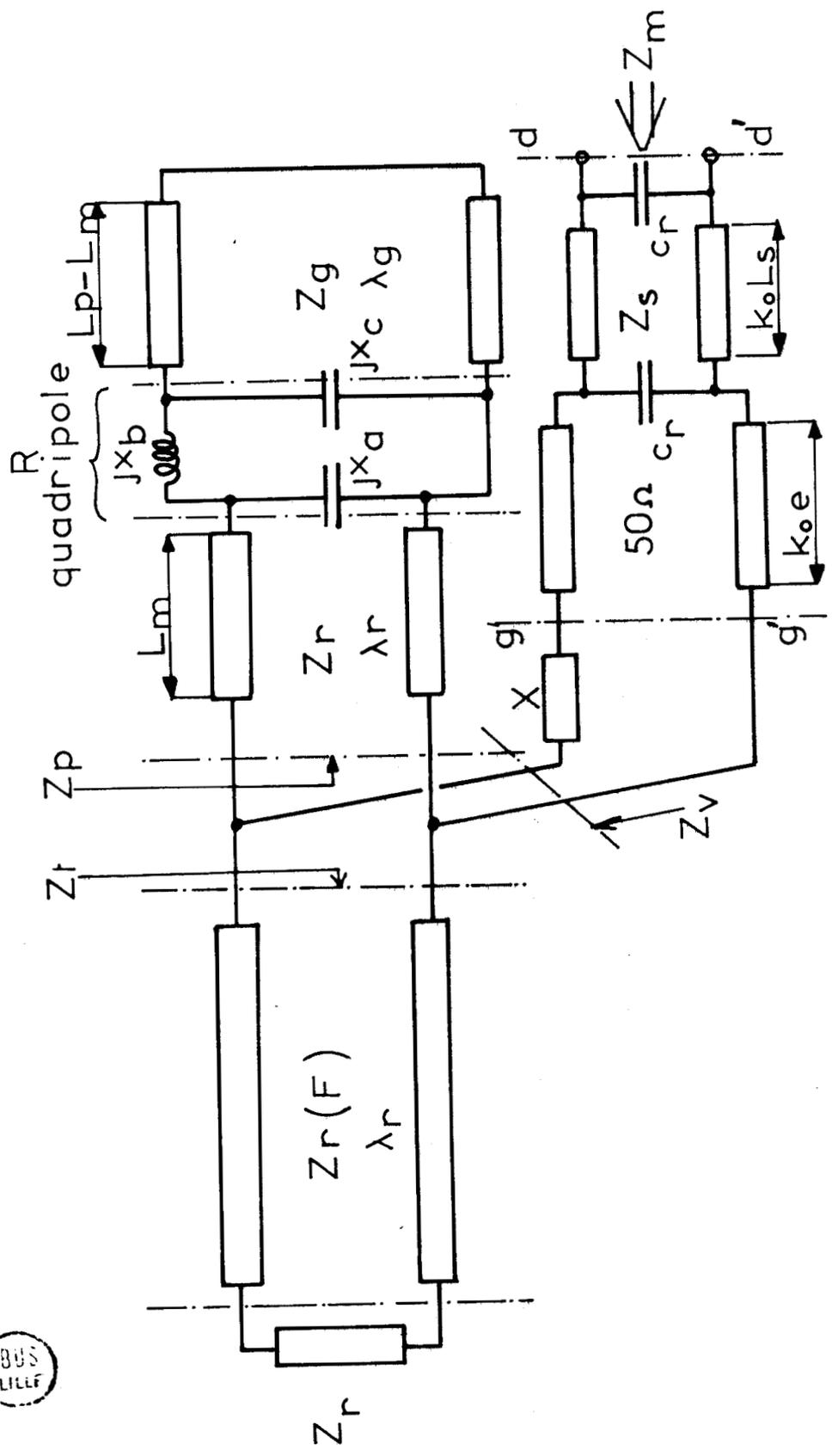


FIGURE 79 : Schéma équivalent de la transition coaxial-guide en "U".

- réalisation mécanique
- valeur de l'impédance caractéristique
- diminution des pertes

L'impédance caractéristique pour une fréquence infinie a été choisie égale à 50Ω . En pratique, l'impédance caractéristique dépend de la fréquence suivant la relation :

$$Z_R = \frac{Z_{0\infty}}{\sqrt{1 - \left(\frac{F'_C}{F}\right)^2}}$$

où F'_C est la fréquence de coupure du mode TE_{01} pour ce guide en "U". Soit pour les dimensions utilisées ici, une fréquence de coupure voisine de :

$$F'_C = \frac{C}{4,14a} = 2,07 \text{ GHz}$$

L'impédance caractéristique varie donc de 63Ω pour $F = 5,5 \text{ GHz}$ à $57,7 \Omega$ pour $F = 8 \text{ GHz}$. Elle est donc relativement constante et toujours supérieure à celle du coaxial (50Ω). Pour les dimensions choisies, l'atténuation est 13 fois plus élevée que celle d'un guide normal.

- Bande passante

Les longueurs d'ondes de coupures des modes supérieurs sont modifiées par l'introduction de la perturbation en "U".

$$\begin{array}{ll} TE_{02} & \frac{\lambda'_{C2}}{\lambda_{C2}} = 0,95 \qquad F'_{C2} = 8,16 \text{ GHz} \\ TE_{03} & \frac{\lambda'_{C3}}{\lambda_{C3}} = 1,11 \qquad F'_{C3} > F'_{C2} \end{array}$$

Nous ferons l'étude, comme précédemment, entre $5,5 \text{ GHz}$ et 8 GHz .

IV.3.1.3. Schéma équivalent d'une transition coaxial-guide en "U"

L'étude théorique d'une telle transition n'a jamais été abordée ; cependant il est possible d'en donner un schéma équivalent probable rendant compte du comportement électrique des divers éléments de la structure (figure 79).

Ce schéma appelle plusieurs remarques :

- L'impédance Z_T est l'impédance d'entrée de l'ensemble constitué par la transition guide en "U" - guide normal, ce dernier étant terminé par une charge adaptée.

En supposant que l'adaptation soit parfaitement réalisée, cette impédance est alors égale à l'impédance caractéristique du guide en "U". Dans le cas général, il faut tenir compte d'un taux d'onde stationnaire différent de 1, l'impédance Z_T est alors une fonction complexe de la fréquence.

- la longueur de ligne L_M est celle de la section de guide en "U" située entre la transition coaxial-guide et le court-circuit. Son impédance caractéristique est Z_R , et la longueur d'onde :

$$\lambda_r = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \left(\frac{F \cdot C}{F}\right)^2}}$$

Pour des raisons liées au problème de réalisation mécanique en bande Ka, le court-circuit est réalisé en guide normal et, afin de minimiser les pertes et les dimensions, nous n'avons pas réalisé de transition progressive du coté court-circuit. A la distance L_M du centre du coaxial, on passe brutalement du guide en "U" au guide normal ; au niveau de cette rupture sont excités des modes évanescents.

Un quadripole en Π tel que le quadripole R pourra rendre compte de cette transformation du mode principal ($\lambda_r \rightarrow \lambda_g$), lorsque le court-circuit est suffisamment éloigné de cette transition ($L_p > L_M$).

Par contre, si $L_p = L_M$ le schéma se simplifie et Z_p est égal à :

$$Z_p = jZ_r \operatorname{tang} \frac{2\pi}{\lambda_r} L_M$$

Pour des valeurs de $L_p - L_M$ faibles, il y a perturbations des modes évanescents par le court-circuit, l'évolution de $Z_p(\omega)$ sera très complexe et pourra être très rapide.

- L'impédance Z_v résultant de la mise en parallèle des impédances Z_T et Z_v est une fonction complexe de la fréquence, et son évolution sera très différente suivant les valeurs de L_p envisagées. A fréquence fixe, le lieu de Z_v en fonction de L_p ne sera plus un cercle surtout pour les faibles valeurs de L_p .

IV.3.2. Etudes expérimentales : mesure d'impédance de charge

IV.3.2.1. Evolution de l'impédance Z_m mesurée dans le plan GG' en fonction du déplacement du court-circuit à fréquence fixe :

$Z_0 = 50 \Omega$ $L_m = 22,5 \text{ mm}$

L_p en mm

$F = 6,5 \text{ GHz}$

$F = 6 \text{ GHz}$

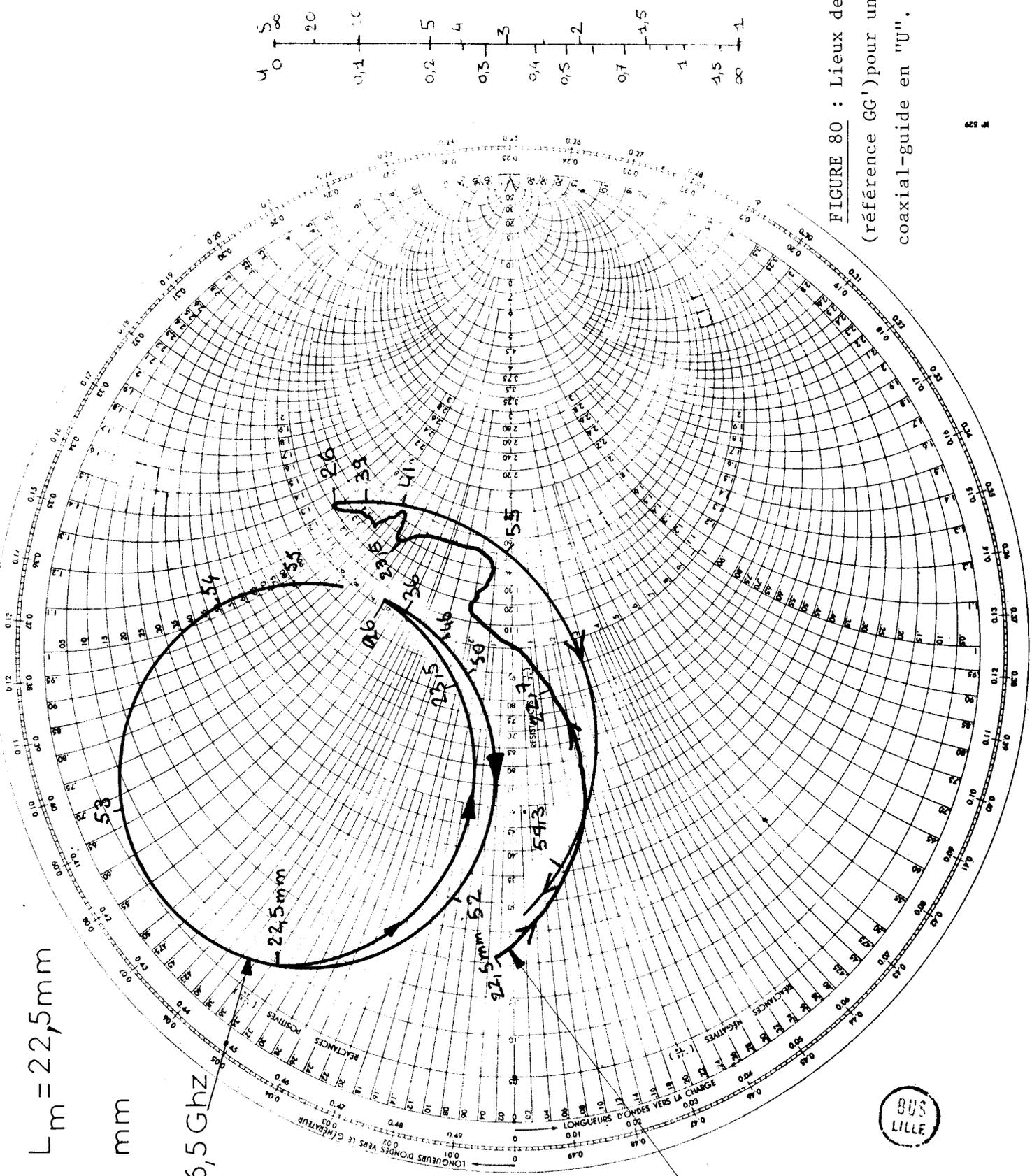


FIGURE 80 : Lieux de $Z_m = f(L_p)$ (référence GG') pour une transition coaxial-guide en "U".



$Z_0 = 50 \Omega$ $2r = 3 \text{ mm}$

$L_p = \text{en mm}$

BUS LILLE

$F = 7 \text{ GHz}$

$F = 7,5 \text{ GHz}$

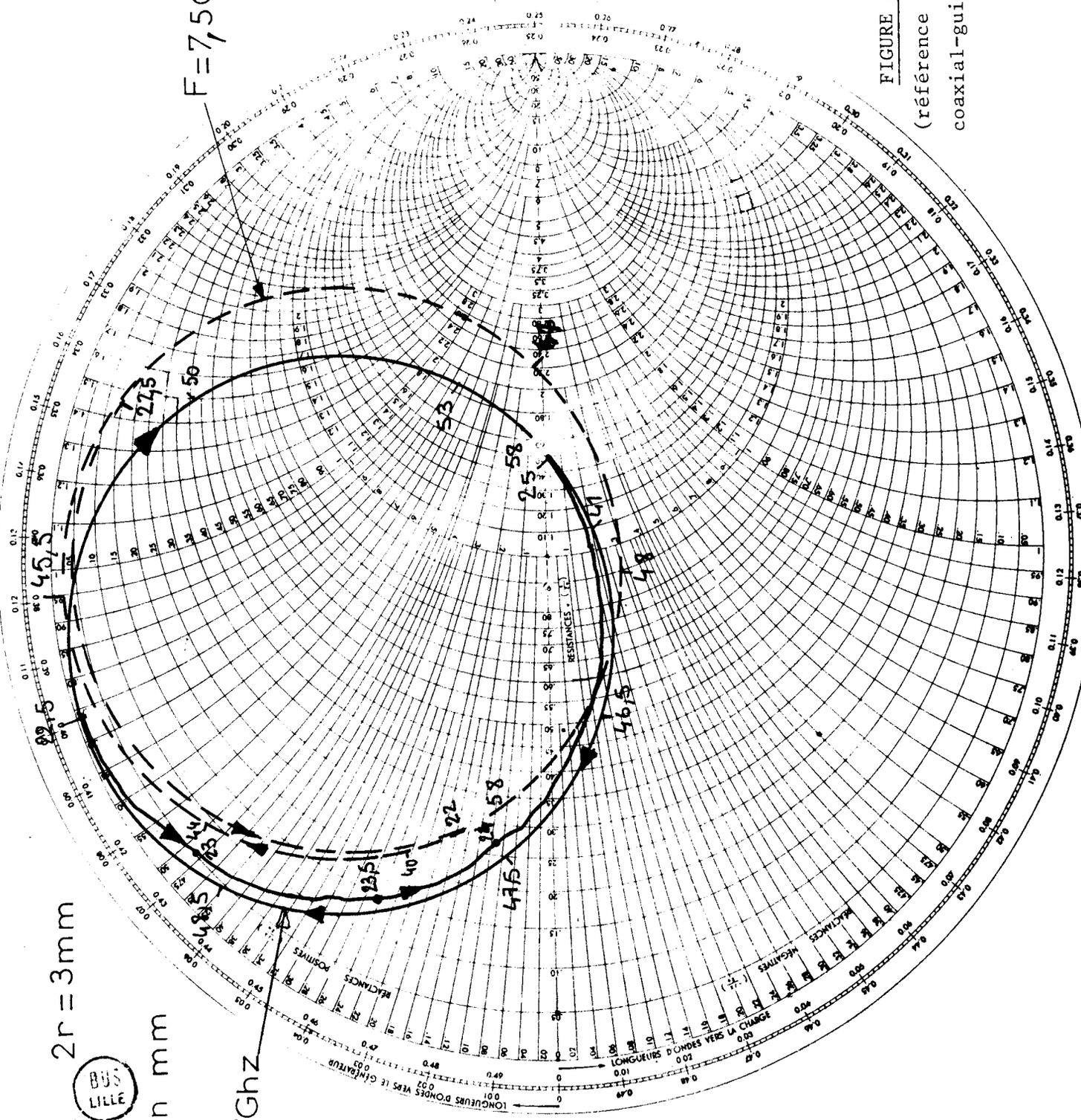
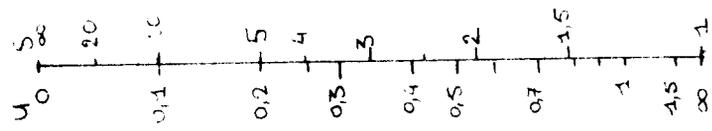


FIGURE 81 : Lieu de $Z_m = f(L_p)$
(référence GG') pour une transition
coaxial-guide en "U"

Nous remarquons sur les figures (80 - 81) que les lieux de $Z_m = f(L_p)$ sont différents de ceux que nous avons observés pour les structures précédentes.

- Pour les fréquences situées vers la limite inférieure de la gamme étudiée, ces lieux ne sont plus des cercles mais plutôt des arcs de cercle dont la plus grande partie est parcourue pour une faible variation de L_p .

- Pour les fréquences plus élevées, même si l'allure de ces lieux est voisine d'un cercle, on constate l'apparition d'un point de rebroussement pour une valeur de L_p : pour des valeurs inférieures, Z_m évolue très vite et ne varie que très peu pour des valeurs supérieures.

Ces différentes zones correspondent à celles que nous avons définies dans le paragraphe (IV.3.1.3.) : la variation très rapide de Z_m se produit pour des valeurs de L_p voisines de L_m , elle a pour cause à notre avis la perturbation des modes évanescents ayant pris naissance au voisinage de la rupture. Il existe une deuxième zone de valeur de L_p pour laquelle l'impédance évolue rapidement (valeurs importantes de L_p : 46-51 mm).

Dans cette deuxième zone, la résistance de charge est quasiment nulle. Pour la fréquence de 7 GHz, il est possible d'expliquer très simplement cette observation : L_M est très peu différent de $\lambda r/2$ et $L_p - L_M$ voisin de $\lambda g/2$, Z_p est alors nulle de même que R_M . Pour les autres fréquences, les valeurs de L_p donnant $R_M = 0$ vérifient assez bien cette caractéristique.

On peut remarquer que la valeur moyenne de la réactance est positive, et qu'elle croît à peu près linéairement avec la fréquence.

De cette étude à fréquence fixe, nous pouvons conclure qu'il existe deux gammes de valeurs de L_p qui pourront donner des valeurs faibles de la résistance : $L_p \neq L_M$ et $L_p \neq \lambda g/2 + L_M$. Pour les valeurs intermédiaires l'influence du court-circuit sera très faible : l'interprétation de cet effet est similaire à celle que nous avons donnée pour la transition coaxial-guide normale (paragraphe IV.2.2.2.).

IV.3.2.2. Evolution fréquentielle de l'impédance mesurée dans le plan DD'

- A - Sans "slug"

Nous voyons sur la figure 82 que pour des valeurs moyennes de L_p (26 à 35 mm), l'impédance $Z_m(\omega)$ est voisine de l'impédance caractéristique du coaxial. Les résistances sont toujours relativement élevées. Il semblerait possible d'ailleurs, en jouant sur les dimensions du guide en "U", de réaliser

BOIS
LILLE

$Z_0 = 50 \Omega$ $2r = 3 \text{ mm}$

F en Ghz

$L_p = 22,5 \text{ m m}$

$-p = 30,8 \text{ m m}$

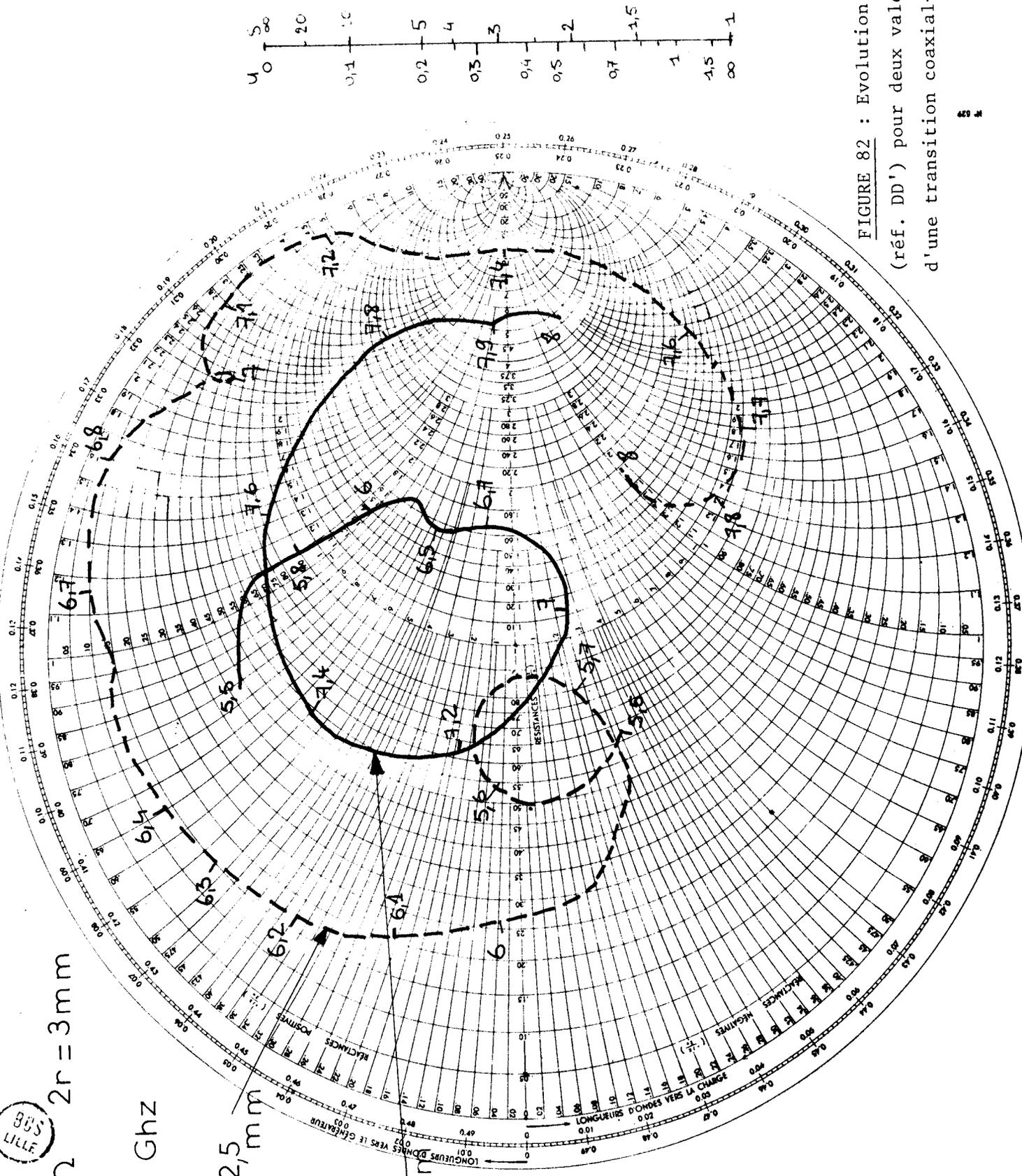


FIGURE 82 : Evolution de $Z_m(\omega)$
(réf. DD') pour deux valeurs de L_p ,
d'une transition coaxial-guide en "U".

une adaptation correcte de cette transition dans une large gamme de fréquence. Nous l'avons d'ailleurs effectuée en modifiant la forme du conducteur central au niveau de la transition.

Par contre, pour de faibles valeurs de L_p , la résistance de charge est de valeur faible pour une gamme de fréquences assez importante. L'utilisation d'une telle structure associée à des diodes avalanches est alors possible si l'on modifie la longueur P de la ligne coaxiale afin de ramener les lieux de $Z_m(\omega)$ dans la zone des réactances nulles.

Pour des valeurs de L_p très importantes les lieux $Z_m(\omega)$ peuvent aussi présenter des valeurs de résistance faible ; mais ils présentent dans ce cas là de nombreuses boucles.

Nous retrouvons bien les comportements caractéristiques observés lors de l'étude à fréquence fixe.

- B - Avec "slug"

Nous donnons sur les figures 83-84 les évolutions fréquentielles typiques de Z_m pour plusieurs slugs et des valeurs de L_p différentes. Nous constatons que les valeurs de la résistance et de la réactance restent très faibles. Les résistances semblent beaucoup plus faibles quand le court-circuit est situé contre l'extrémité du guide en "U", que pour les valeurs intermédiaires de L_p . Dans le premier cas, une évolution fréquentielle très rapide se produit dans le haut de la gamme. Dans le second, les valeurs de Z_m évoluent très peu en fonction de la fréquence : les résistances sont alors équivalentes à celles que l'on obtiendrait en tenant compte de la transformation introduite par le "slug".

IV.4. Utilisations d'une structure du type transition coaxial-guide.

IV.4.1. Oscillation

- Structure simple sans "slug"

L'impédance Z_m mesurée dans le plan DD' , obtenue pour différentes valeurs de L_p nous montre que la gamme des fréquences où la condition d'oscillation risque d'être satisfaite, se situe toujours au voisinage de la limite supérieure de la bande. Cette bande d'utilisation potentielle est relativement étroite et, comme l'évolution fréquentielle est assez lente, le coefficient de qualité extérieur sera donc médiocre. Le comportement d'un oscillateur réalisé avec cette structure risque donc d'être très bruyant et le spectre obtenu, d'être non monochromatique.

Les essais que nous avons effectués avec la structure étudiée expérimentalement, confirment ces prévisions : oscillations très entachées de bruit, influence quasi nulle du court-circuit mobile (manque de sélectivité).

- Structure simple avec "slug"

Les valeurs relevées de l'impédance de charge (figure 75) montrent que la condition d'oscillation pourrait être remplie dans presque toute la bande Xb (sauf au voisinage de la fréquence de résonance). Mais cependant, les valeurs très faibles de la résistance ainsi que la faible dépendance de la réactance avec la fréquence, vont entraîner un fonctionnement très médiocre ; puissance faible, spectre bruyant. La seule possibilité serait offerte par l'utilisation d'un "slug" d'impédance caractéristique assez élevée (30-40 Ω) dont la longueur L_s serait égale à $\lambda_0/4$ pour les fréquences inférieures de la gamme.

- Structure avec guide en U et slug

La valeur trop faible de la résistance R_M et la relative invariance de la réactance avec la fréquence, font que cette structure ne convient pas à l'oscillation, tout au moins pour les valeurs faibles des impédances des "slugs" étudiés.

En définitive, si cette structure offre quelques rares possibilités d'utilisation en oscillation, nous pouvons dire que dans le cas général, elle ne convient pas surtout à cause de son manque de sélectivité. On pourrait améliorer cette dernière caractéristique en ajoutant un deuxième élément d'accord : par exemple un iris situé entre la charge et la transition. On se rapproche alors des structures déjà décrites par KUROKAWA et pour lesquelles des coefficients de qualité extérieure très importants peuvent être atteints. ($Q_{ext} > 500$).

IV.4.2. Amplification

Il existe deux types de réalisations suivant que l'on considère une structure simple à guide normal ou une structure à guide en "U".

- Structure simple

Cette structure présente un intérêt pour l'amplification à diodes à avalanche étant donné la rapide décroissance de la résistance présentée à la diode, en fonction de la fréquence (figures 71 - 72). Mais cette évolution risque d'entraîner la production d'oscillation parasite pour les fréquences situées à la limite supérieure de la bande, compte tenu de la diminution parfois très rapide de la résistance de charge apparente envisagée. Il faut remarquer de plus que la réactance est pratiquement toujours négative et

à l'utilisation de diodes IMPATT. Pour rendre le fonctionnement possible, il faut donc compenser cette réactance : en ondes centimétriques par une discontinuité dans la ligne coaxiale au niveau de la diode (DD') ; en ondes millimétriques, cette compensation pourra être assurée naturellement par la présence de la self parasite du boîtier ($X_D > 0$).

- Structure avec guide en "U"

Il existe deux solutions qui dépendent en fait des caractéristiques demandées à l'amplificateur utilisant un tel circuit :

- La première solution consiste à utiliser une telle structure sans transformateur $\lambda_0/4$ ("slug").

En effet, nous avons vu que quand le court-circuit est situé à l'extrémité de la ligne en "U" ($L_p = L_M$) (figure 82), l'évolution de $Z_m(\omega)$ est telle qu'il est possible d'utiliser cette structure dans une bande de fréquences de l'ordre de 10 %, avec une stabilité inconditionnelle. De plus, il doit être possible de fixer la fréquence centrale d'utilisation et la valeur de l'impédance de charge en ajustant les différentes grandeurs caractéristiques (L_M , diamètre de la tige, dimensions du guide en "U").

- La deuxième solution consiste à parfaire l'adaptation de la transition coaxial-guide et à ramener ainsi tous les problèmes de l'adaptation de la diode au niveau de la structure coaxiale. Cette solution hybride ne présente a priori aucun intérêt en ondes millimétriques. En effet, on pourrait alors adopter des solutions voisines de celles préconisées par B. CARNEZ (45) en structure coaxiale bande X, où l'impédance de charge vue par la diode est purement réelle, ceci étant obtenu par une adaptation aperiodique. De telles structures donnent des bandes de fréquences de fonctionnement importantes (supérieures à 10 %) et des comportements exempts d'oscillations parasites.

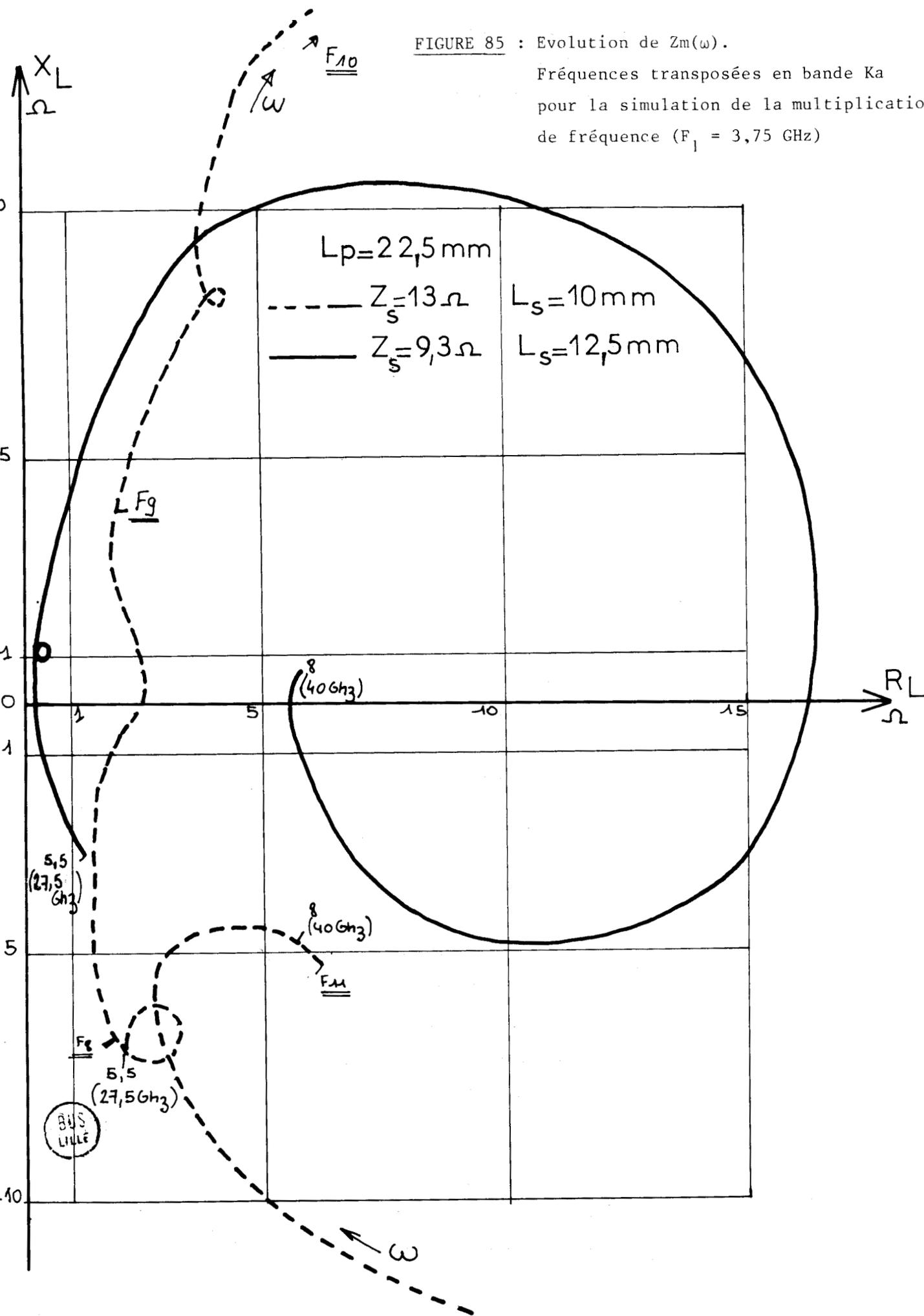
IV.4.3. Multiplication de fréquence

IV.4.3.1. Impédances présentées aux fréquences de sorties.

L'utilisation de diodes à avalanche en multiplication en ondes millimétriques requiert des impédances de charge de valeurs relativement faibles. Nous avons vu précédemment qu'en régime monochromatique, si la valeur de la résistance n'est pas très critique, celle de la réactance l'est beaucoup plus. Réciproquement, si l'on souhaite obtenir un fonctionnement monochromatique, il est nécessaire que les valeurs des réactances ne soient adéquates que pour un seul harmonique et que les valeurs des résistances soient assez faibles. C'est dans cet esprit que l'on peut discuter des possibilités des différents circuits.

FIGURE 85 : Evolution de $Z_m(\omega)$.

Fréquences transposées en bande Ka pour la simulation de la multiplication de fréquence ($F_1 = 3,75 \text{ GHz}$)



- La transition coaxial-guide simple semble répondre au premier impératif pour le haut de la gamme de fonctionnement. Toutefois, les résistances présentées sont un peu élevées pour ces fréquences, et la bande est très faible.

- La transition coaxial-guide simple avec "slug" ne remplit pas du tout la première condition. Les réactances sont toutes voisines pour les différentes fréquences de la gamme et le spectre ne sera pas monochromatique.

- Pour la transition coaxial-guide en "U" simple, les impédances de charge sont beaucoup trop élevées pour une utilisation en multiplication de fréquences.

- Enfin, la transition coaxial-guide en "U" avec "slug" semble satisfaire assez bien aux conditions précitées. En effet, dans la zone à résistance de charge faible (figure 85) et à réactance X_L positive, l'évolution fréquentielle est suffisamment rapide pour qu'il n'y ait qu'une seule fréquence harmonique dans cette zone. Il faut noter qu'il n'existe qu'une seule boucle contrairement au cas de la structure à "cap" et donc une seule gamme de fonctionnement. Le circuit seul sans dispositif de filtrage extérieur permettra d'obtenir un signal de sortie assez monochromatique.

Nous nous sommes livrés à une simulation sur ordinateur afin de préciser le fonctionnement d'une telle structure, et en particulier d'en connaître les taux de réjection. Nous avons utilisé pour cela les valeurs expérimentales de l'impédance vue par la diode en faisant une homothétie sur les fréquences de rapport 5.

Les caractéristiques de la diode Silicium sont $\delta = 0,6 \mu\text{m}$, $R_s = 0,75 \Omega$
 $I_o = 150 \text{ mA}$, $P_1 = 200 \text{ mW}$.

($F_1 = 3,5$:	$P_8 = 4,88$:	$P_9 = 3,07$:	$P_{10} = 41,6$:	$P_{11} = 3,5$:	réjection - 9,6 dB)
(GHz	:	mW	:	mW	:	mW	:	mW	:)
(:	:	:	:	:	:	:	:	:	:)
(:	:	:	:	:	:	:	:	:	:)
($F_1 = 3,75$:	$P_8 = 2,67$:	$P_9 = 14,74$:	$P_{10} = 2,89$:	$P_{11} = 2,32$:	réjection - 7,8 dB)
(GHz	:	mW	:	mW	:	mW	:	mW	:)
(:	:	:	:	:	:	:	:	:	:)
(:	:	:	:	:	:	:	:	:	:)

Nous remarquons que lorsque la fréquence d'entrée croît, il peut se produire un changement dans les valeurs relatives des différents harmoniques ($F_1 = 3,5 \rightarrow 3,75 \text{ GHz}$; $n = 10 \rightarrow 9$ et F_s passe de 35 GHz à 33,75 GHz).

Dans le deuxième cas, le taux de réjection et la puissance de sortie sont plus faibles que dans le premier cas, car la résistance de charge à l'harmonique 9 n'est pas optimale.

Nous avons pu corrélérer ces résultats avec ceux des travaux entrepris sur la multiplication de fréquence à diode à avalanche, à haut rang d'harmonique en bande Ka (26-40 GHz). En effet, après de nombreux essais avec les divers circuits précités, les performances les plus intéressantes quant à la puissance et à la bande de fonctionnement ont été obtenues à l'aide de structure du type transition coaxial-guide en "U" avec slug. L'amélioration des circuits hyperfréquences utilisés pour ce mode de fonctionnement a permis d'atteindre des puissances de sortie dans la gamme 26-40 GHz comparables aux meilleurs résultats obtenus pour le mode IMPATT avec des taux de réjection importants, ainsi que des bandes de wobulation électronique de plusieurs GHz (46.47.48) Ce même type de structure a également été utilisé avec succès lors de l'étude de la multiplication de fréquence à très haut rang d'harmonique

Signalons par ailleurs que, lors de très nombreuses expériences effectuées en bande Ka tant avec des diodes avalanche au Silicium qu'au GaAs nous avons constaté que les positions favorables du court-circuit mobile étaient conformes aux résultats de cette étude ($L_p \neq L_M$ et $L_p \neq L_M + \lambda g/2$).



IV.4.3.2. Circuits "idlers"

Nous avons considéré jusque là que les valeurs des impédances aux fréquences de sortie, en pratique :

- d'une part, suivant la valeur de l'impédance équivalente d'entrée de la diode vue à travers le circuit, l'adaptation sera plus ou moins aisée.

- d'autre part, des études récentes ont montré que la puissance fournie à la fréquence de sortie pourrait dépendre de façon notable des valeurs des impédances vues par la diode aux fréquences harmoniques 2 et 3.

Il nous semble important d'étudier ces problèmes pour les structures précédentes.

a) Utilisation d'un guide en "U"

La traversée du guide par le conducteur central du coaxial s'effectuant sur une distance très courte (W) devant la longueur d'onde, l'influence de cette rupture d'impédance à la fréquence d'entrée est relativement faible.

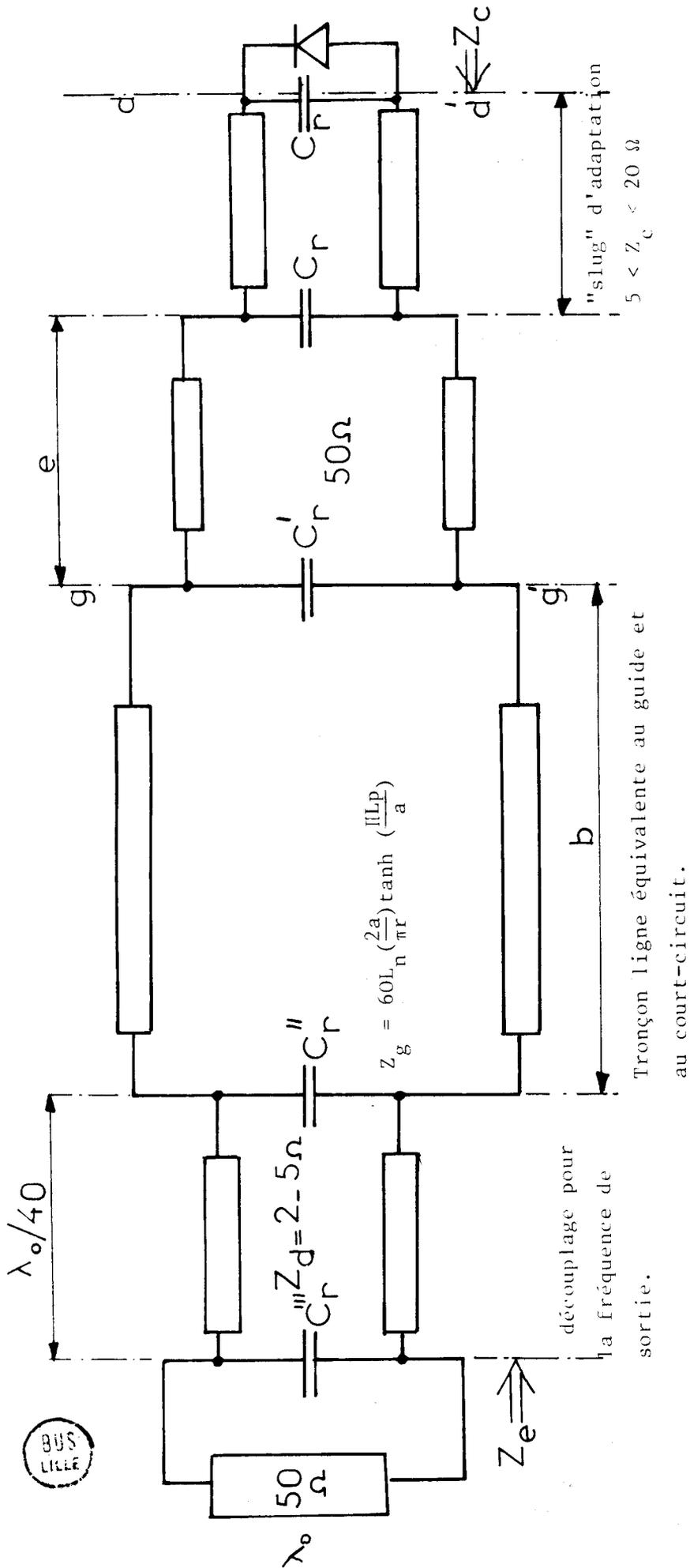


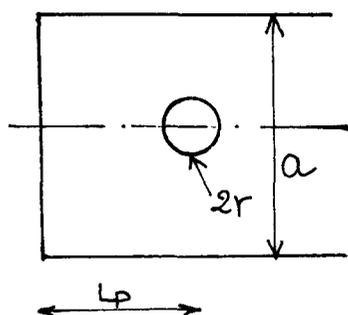
FIGURE 86 : Schéma équivalent d'un multiplicateur à haut rang d'harmoniques (10) pour les fréquences inférieures à la fréquence de coupure du guide.

Par contre, étant donné les propriétés du guide en "U", les impédances vues par la diode aux fréquences harmoniques 2 et 3 peuvent ne pas être purement imaginaires. En effet, en bande Ka (26-40 GHz, $a \times b = 7,112 \times 3,556$ mm), si l'on choisit les dimensions S et W afin que l'impédance caractéristique soit de 50Ω , la fréquence de coupure F'_c est alors de 9,26 GHz au lieu de 21,076 GHz. La section de guide en "U" permet donc la propagation des fréquences inférieures à celles de la bande Ka, et si la fréquence d'entrée est supérieure à 3,1 GHz, l'harmonique de rang $n = 3$ pourra se propager. Ainsi quand le court-circuit est voisin de l'extrémité du guide en "U", sa position peut influencer favorablement sur les valeurs des impédances à l'harmonique 3.

b) Utilisation d'un guide normal

Dans ce cas, la position du court-circuit influe non seulement sur les impédances aux harmoniques 2 et 3 mais aussi sur la valeur de l'impédance équivalente à la fréquence d'entrée et les performances risquent d'en être affectées. Il n'est pas possible d'obtenir le fonctionnement optimal avec un seul dispositif de réglage qui influe sur plusieurs éléments à la fois.

En considérant l'influence de la discontinuité due à la traversée du guide, on peut donner un schéma équivalent à l'ensemble pour les fréquences inférieures à la fréquence de coupure du guide (figure 86). L'impédance caractéristique équivalente à la zone discontinuité est donnée dans l'ouvrage de JASIK (49) (figure 87).



$$Z_g = 60 \ln \left(\frac{2a}{\pi r} \right) \tanh \left(\frac{\pi L_p}{a} \right)$$

A l'aide de ce schéma équivalent, il sera aussi possible de déterminer l'influence de L_p sur l'adaptation de la diode à la fréquence d'entrée. Par exemple, en bande Ka pour une fréquence de sortie égale à 35 GHz, en supposant une diode ayant pour impédance à la fréquence d'entrée (3,5 GHz) :

$Z_d = 20 + 20 j$ et pour un circuit de caractéristiques $b = 3,556$ mm, $r = 1,3$ mm
 $Z_d = 4 \Omega$ ($\lambda_0/4$ à 35 GHz), $e = \lambda_0/4$ à 35 GHz, $Z_s = 10 \Omega$, $L_s = \lambda_0/4$ à 35 GHz.
 nous obtenons les valeurs de l'impédance d'entrée suivantes :

(:	:	:	:	:)						
(Lp	:	1	:	2	:	4	:	6	:	$\rightarrow \infty$)	
(mm	:		:		:		:		:)	
(-----												
(Zg	Ω	:	48,3	:	82,5	:	109,5	:	115,3	:	116,5)
(-----												
(Re	Ω	:	13	:	12,85	:	11,7	:	11,4	:	11,3)
(-----												
(jXe	Ω	:	-26,7	:	-28,4	:	-30	:	-30,75	:	-30)
(-----												
(:		:		:		:		:)	

L'adaptation sera beaucoup plus facile à réaliser quand Lp sera relativement faible.

En supposant l'impédance interne du générateur égale à 50 Ω , il est également possible de déterminer pour ce même circuit les impédances vues par la diode aux harmoniques 2 et 3.

(:	:	:	:	:)						
(Lp	:	1	:	2	:	4	:	6	:	$\rightarrow \infty$)	
(mm	:		:		:		:		:)	
(-----												
(Z ₂	(Ω)	:	5,16-25j	:	6,85+62j	:	2,41+47,2j	:	2+45,4j	:	2+45,1j)
(F ₂	=7GHz	:		:		:		:		:)
(-----												
(Z ₃	Ω	:		:		:		:		:)
(F ₃	=10,5	:	1,2-1,188j	:	0,3+8,7j	:	0,13+20j	:	0,113+19,5j	:	0,111+19,5j)
(GHz	:		:		:		:		:)	
(-----												
(:		:		:		:		:)	

Les études actuellement en cours semblent indiquer que les réactances présentées par le circuit aux harmoniques 2 et 3 doivent être capacitives. Dans cette hypothèse il faut donc que Lp soit là encore très faible.

C O N C L U S I O N S

=====

Le circuit hyperfréquence dérivé de la transition coaxial-guide, a surtout son utilisation en multiplication de fréquences et il est potentiellement intéressant pour l'amplification à large bande en ondes millimétriques. Par contre, pour l'oscillation un tel dispositif ne peut convenir étant donné son manque de sélectivité.

C O N C L U S I O N

L'étude de certains circuits hyperfréquences utilisables en structure guidée, a été exposée dans cette seconde partie ; elle a été entreprise dans l'optique d'améliorer les performances des multiplicateurs à diodes à avalanche. Elle a permis également de définir des règles pour une conception plus facile, non seulement des multiplicateurs, mais également des oscillateurs et amplificateurs à diodes à avalanche fonctionnant en ondes millimétriques. C'est pourquoi, avant de débiter l'étude proprement dite, nous avons résumé les problèmes spécifiques aux ondes millimétriques, ainsi qu'à ces différents modes de fonctionnement. Des possibilités de réalisations de circuits à faibles pertes ont été alors proposées : le circuit à "cap" et le circuit dérivé de la transition coaxial-guide.

L'étude de ces circuits a été surtout expérimentale, les diverses théories n'étant évoquées que pour justifier certaines évolutions ou certaines observations. Tout en ayant conscience des limites d'une telle démarche, nous pensons que pour une première approche de ce problème, elle était la seule possible. Elle nous a permis de dégager les éléments importants suivants :

- Connaissance de l'ordre de grandeur et des évolutions fréquentielles de l'impédance de charge présentées à la diode dans ces différentes structures en fonction de certains paramètres de ces structures (soit ajustables, soit variables).

- Définition des conditions d'utilisations de telles structures tant en multiplication de fréquence qu'en oscillation et en amplification. Il est à remarquer que dans le cas de la multiplication de fréquences à diodes à avalanche, les problèmes posés étaient entièrement nouveaux ; même dans le cas de l'oscillation, les résultats donnés par la littérature pour la structure à "caps" sont encore incomplets et parcellaires.

- Amorce de schéma équivalent et premier essai de modélisation. Si cette étude n'a pas encore complètement abouti dans ce domaine, nous pensons cependant qu'elle apporte les premiers éléments de réponse quant à la configuration des schémas équivalents ; dans certains cas, elle permet même le calcul de certaines caractéristiques des éléments composant le schéma.

D'un point de vue théorique, nous nous sommes appuyés sur des théories existantes, valables pour des structures présentant une certaine analogie avec nos dispositifs. Le choix des théories utilisées et du formalisme a été effectué en recherchant des théories analytiques permettant la mise en évidence des influences de chaque élément composant le circuit.

Nous pensons qu'il serait intéressant d'effectuer des expériences complémentaires afin de préciser certains points de notre étude. En particulier pour le circuit à "cap", on pourrait caractériser plus précisément certains éléments du schéma équivalent : en particulier l'évolution fréquentielle de l'impédance de gyration en fonction de dimensions. Une modélisation serait alors plus aisée, la valeur des éléments du schéma équivalent étant précisée en utilisant une méthode numérique (recherche de l'égalité des impédances mesurées et calculées. Méthodes d'approximation des moindres carrés).

De même pour la transition coaxial-guide, il serait intéressant à notre avis d'entreprendre des études systématiques aux fréquences inférieures à la fréquence de coupure du guide, pour mieux comprendre ce circuit en multiplicateur de fréquences. Ceci permettrait une caractérisation systématique de l'influence des accords aux fréquences intermédiaires, ainsi que celle des problèmes liés à l'adaptation de la diode à la fréquence d'entrée du multiplicateur.

A plus long terme, une étude théorique complète pourrait être entreprise pour chaque type de circuit. L'approche du problème pourrait alors se faire avec les méthodes développées par KING (25) où même numériquement par les méthodes des moments, comme cela commence à être effectué pour les antennes coniques (50). En ce qui concerne la transition coaxial-guide, il pourrait être possible d'adapter les théories de DE RONDE (36) et d'OTTO et WILLIAMSON. Pour ce dernier, un programme numérique est d'ailleurs en cours d'élaboration dans notre laboratoire et devrait être bientôt opérationnel.

Ces études devraient permettre d'approfondir les problèmes posés par les interactions composants-circuits dans des systèmes oscillateurs, amplificateurs ou multiplicateurs de fréquence, utilisant soit des diodes à avalanche, soit d'autres dispositifs semiconducteurs.

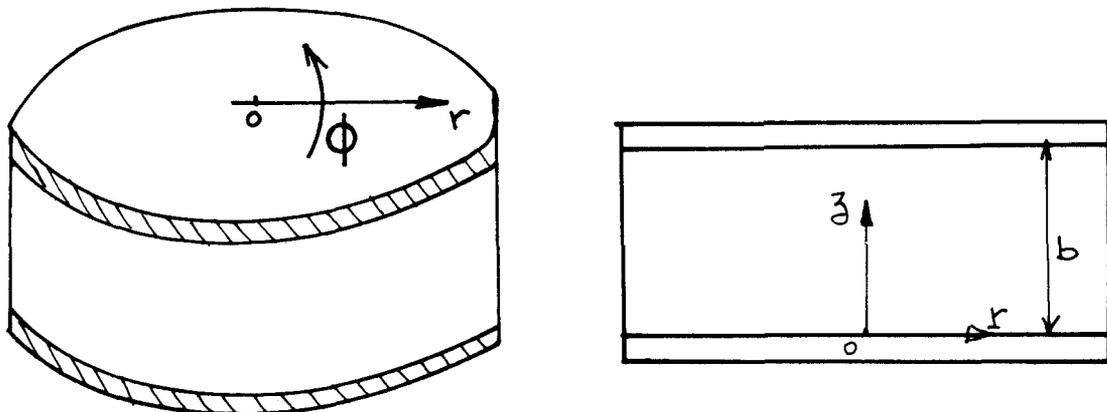
•••••

A N N E X E 1

=====

Ligne radiale non-uniforme

La ligne radiale est semblable à un guide d'onde non-uniforme car la section transverse à la direction de propagation est variable selon cette direction.



Nous avons représenté sur la figure A1 un exemple de guide radial similaire aux caps. Le système de coordonnées est r, ϕ, z et la direction de propagation est $\vec{O}r$. Dans le cas où le champ magnétique n'a pas de composante selon Oz , le champ transverse peut être représenté par une combinaison de mode de type électrique, tandis que dans le cas où il n'y a pas de composantes selon Oz du champ électrique, les champs peuvent être décrits par des combinaisons de mode de type H magnétiques. Il faut remarquer que la classification des modes n'est pas basée sur les composantes selon Oz . Dans cette direction, tous les modes sont en général hybrides : ils possèdent des composantes E_r et H_r .

Nous développons ci-après les différents résultats obtenus par MARCUVITZ [13]

Les expressions générales des champs sont :

$$\frac{\partial E_z}{\partial r} = -j k_0 \xi \left(-H_\phi + \frac{1}{k_0^2} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial^2 H_z}{\partial \phi \partial z} - \frac{\partial^2 H_\phi}{\partial z^2} \right) \right)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rE_\phi) = -j k_0 \xi \left(H_z + \frac{1}{k_0^2} \left(\frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 H_z}{\partial \phi^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial^2 H_\phi}{\partial \phi \partial z} \right) \right)$$

et

$$\frac{\partial H_z}{\partial r} = -j k_0 \eta \left(E_\phi + \frac{1}{k_0^2} \left(\frac{\partial^2 E_\phi}{\partial z^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial^2 E_z}{\partial \phi \partial z} \right) \right)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rH_\phi) = -j k_0 \eta \left(-E_z + \frac{1}{k_0^2} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial^2 E_\phi}{\partial \phi \partial z} - \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 E_z}{\partial \phi^2} \right) \right)$$

Les composantes radiales découlent des composantes transverses :

$$j \omega \varepsilon E_r = \frac{1}{r} \frac{\partial H_z}{\partial \phi} - \frac{\partial H_\phi}{\partial z}$$

$$- j \omega \mu H_r = \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \phi} - \frac{\partial E_\phi}{\partial z}$$

avec $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}$, $\xi = \frac{1}{\eta} = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}$

Il est possible de définir des impédances caractéristiques :

$$Z = \frac{\xi}{r} \frac{K_n^2}{\nabla k_0} N' \quad \text{pour les modes de type E}$$

$$Z = \xi r \frac{\nabla k_0}{k_n^2} N'' \quad \text{pour les modes de type H}$$

où $\nabla = \sqrt{k_0^2 - \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2 - \left(\frac{m}{r}\right)^2}$

et $K_n = \sqrt{k_0^2 - \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2}$

et N' et N'' sont des constantes dépendantes des dimensions de la section transversale.

L'impédance caractéristique est donc variable avec l'abscisse r , de même que la longueur d'onde guidée.

Mode E dominant ($m = n = 0 \implies k_0 = \nabla$)

L'excitation est telle que le champ électrique est parallèle à Oz et le champ magnétique forme des cercles autour de l'axe Oz , ce qui est le cas où la ligne radiale est couplée à une diode à avalanche située au centre.

Les champs du mode dominant sont donnés par :

$$E_t(r, \phi, z) = -\frac{V(r)}{b} z_0 \quad z_0 \text{ et } \phi_0 \text{ vecteurs unitaires.}$$

$$H_t(r, \phi, z) = \frac{I_r}{2\pi r} \phi_0$$

Le courant $I(r)$ et la tension $V(r)$ obéissent aux équations des lignes de transmission.

$$\frac{dV(r)}{dr} = -j k_0 Z I(r) \quad \text{et} \quad \frac{dI(r)}{dr} = -j k_0 Y V$$

soit en éliminant $I(r)$ dans la première équation, on obtient l'équation d'onde :

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dV}{dr} \right) + k_0^2 V = 0$$

Les deux solutions pour les ondes stationnaires dans cette équation sont des fonctions de Bessel $J_0(k_0 r)$ et $N_0(kr)$. L'impédance caractéristique est égale à :

$$z = \zeta \frac{b}{2\pi r}$$

Pour connaître en un point donné l'impédance ramenée par une impédance connue située à une distance R de ce point, nous ne pourrions plus utiliser les formules classiques de transformation par un tronçon de ligne car l'impédance caractéristique n'est pas constante. La relation fondamentale pour une ligne de transmission est donnée par MARCUVITZ. Elle est complexe et fait intervenir des fonctions spéciales qui sont tabulées dans l'ouvrage précité.

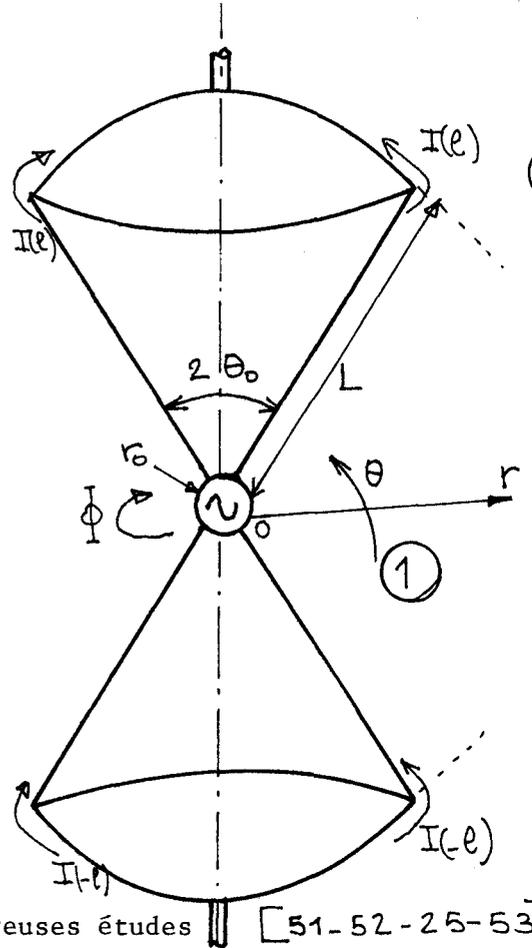
Une étude semblable est proposée par RAMO WHINNERY pour ce type de ligne de transmission. Ils étudient également les cas particuliers correspondant à des extrémités de lignes radiales soit en circuit ouvert soit en court-circuit. [19]

Remarque : Dans le cas d'une diode suffisamment petite pour être considérée comme ponctuelle et placée au point d'abscisse $r = 0$, il est impossible de déterminer théoriquement l'impédance de charge car, au centre, l'impédance caractéristique définie précédemment est infinie.

ANNEXE II

ETUDE DES LIGNES BICONIQUES

②



L'antenne biconique est définie par les surfaces coniques $\theta = \theta_0$ et $\theta = \pi - \theta_0$ et les surfaces sphériques de rayon $r = 1$; l'antenne est excitée par un générateur placé aux sommets des deux cônes. La zone d'excitation est supposée très petite ($r_0 \neq 0$). On suppose que les courants circulent sur l'antenne suivant une direction uniquement radiale et que par conséquent, seuls les modes TM existent, un mode TEM se propageant de plus dans la région de l'antenne ①.

Ce type d'antenne a fait l'objet de très nombreuses études [51-52-25-53] et étant donné la complexité du problème, il fait encore l'objet de nombreux travaux. Il existe plusieurs théories permettant la détermination des divers champs et impédances. Nous avons adopté le formalisme de SCHELKUNOFF. Cet auteur considère la surface conique de l'antenne comme un guide d'ondes sphériques et celles-ci vérifient les équations de Maxwell et les conditions aux limites. Il est amené à considérer des ondes principales TEM qui seraient seules si le cône était de longueur infinie et les diverses ondes secondaires dues à la surface limite ($r = 1$). A chacun de ces modes supérieurs peut être associé un certain courant. Le courant total peut alors s'exprimer par la somme :

$$I(r) = I_0(r) + I_1(r) + I_2(r) + \dots$$

où $I_0(r)$ est associé à l'onde TEM

Si $I(r)$ est la somme des courants dus aux ondes complémentaires on obtient :

$$I(r) = I_0(r) + \tilde{I}(r) \quad \text{avec} \quad \tilde{I}(0) = 0$$

l'admittance d'entrée est définie par : ($r = 0$)

$$Y_e = \frac{I(0)}{V(0)} = \frac{I_0(0)}{V_0(0)} \quad (A_{2,1})$$

tandis que l'impédance terminale ($r = 1$) est donnée par :

$$Y_t = \frac{I(1)}{V_0(1)} - \frac{\tilde{I}(1)}{V_0(1)} \quad (A_{2,2})$$

L'admittance terminale est la combinaison parallèle de l'admittance de la surface hémisphérique extérieure :

$$Y_c = \frac{I(1)}{V_o(1)}$$

et de l'admittance ($Y+ = -\frac{\tilde{I}(1)}{V_o(1)}$) représentant la discontinuité des champs entre la zone de l'antenne (1) et le milieu extérieur (2).

Généralement, on associe à l'onde TEM une impédance caractéristique (du guide sphérique).

$$K = \frac{\xi}{2\pi} \int_{\theta_0}^{\pi-\theta_0} \frac{d\theta}{\sin\theta} = \frac{\xi}{\pi} \text{Log} \left(\cotg \frac{\theta_0}{2} \right) \quad (A_{2,3})$$

- Composantes des champs dans les deux régions de l'antenne.

Dans le système de coordonnées sphériques (r, θ, ϕ) l'expression des champs est :

$$E_r = \frac{1}{j\epsilon\omega} \left(k_o^2 + \frac{\partial^2}{\partial r^2} \right) U \quad (A_{2,4})$$

$$E_\theta = \frac{1}{j\epsilon\omega r} \frac{\partial^2 U}{\partial r \partial \theta} \quad (A_{2,5})$$

$$H_\phi = -\frac{1}{r} \frac{\partial U}{\partial \theta} \quad (A_{2,6})$$

où U est une fonction scalaire appelée potentiel de Debye qui satisfait à la relation :

$$(\nabla^2 + k_o^2) \left(\frac{U}{r} \right) = 0$$

Cette équation différentielle est résolue par la méthode de séparation des variables, on pose :

$$U = R_v(r) + T_v(\theta) \quad (A_{2,7})$$

$$\text{On obtient : } R_v(r) = A_v \hat{J}_v(kor) + B_v \hat{H}_v(kor) \quad (A_{2,8})$$

$$T_v(\theta) = C_v P_v(\cos\theta) + D_v P_v(-\cos\theta) \quad (A_{2,9})$$

où les fonctions \hat{J}_v et \hat{H}_v sont des fonctions de BESSEL et de HANKEL de type sphérique et v une constante introduite par la méthode de résolution. $P_v(\cos\theta)$ est une fonction de Legendre d'ordre v .

Il devient alors possible en tenant compte des symétries (les composantes des champs doivent être les mêmes quand on change θ en $-\theta$ dans la région 1) ainsi que les conditions aux limites, d'exprimer les différents champs dans les deux zones.

Le courant I_0 associé au mode TEM est déterminé en tout point de l'antenne par la théorie classique des lignes :

$$I_0(r) = \frac{V(r)}{r} \left(j \sin(k_0(1-r)) - K Y_t \cos(k_0(1-r)) \right)$$

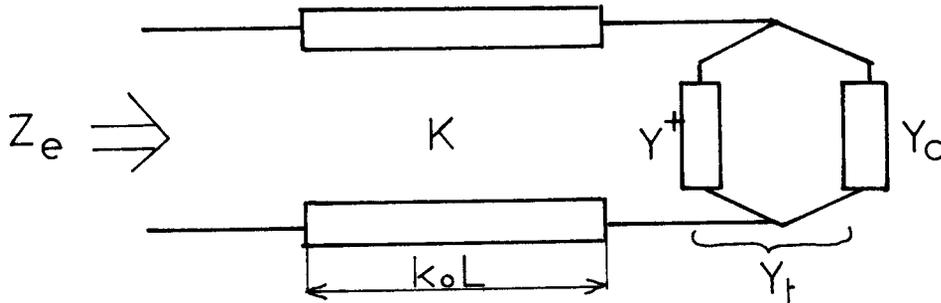
$V(r)$ est la "tension transverse" définie par la circulation du champ électrique le long d'un méridien qui va de θ_0 à $\pi - \theta_0$.

Soit :

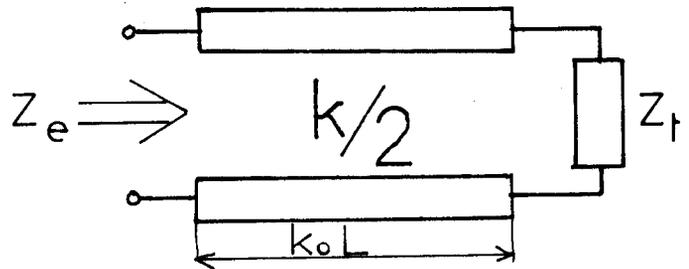
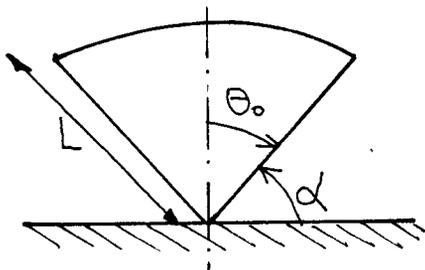
$$V(r) = \int_{\theta_0}^{\pi-\theta_0} r \cdot E_\theta d\theta$$

En calculant cette intégrale on constate que la tension transverse ne dépend que du mode TEM et que par conséquent Y_t est l'admittance vue par l'onde TEM à l'extrémité de la ligne.

- Schéma équivalent



Dans le cas d'un cône placé au-dessus d'un plan infiniment conducteur (fig A22) le schéma équivalent se réduit à la figure



Dans le cas d'un "cap" l'impédance caractéristique de la ligne biconique sera égale à $60 \log \cotg(\theta_0)$.

- Calcul de l'impédance terminale

Le calcul des différents champs et de l'impédance terminale est très compliqué car elle conduit à la résolution d'une infinité d'équations, très difficile dans le cas d'un angle θ_0 quelconque [54-55]. Ces calculs se simplifient pour les cas limites : petits angles ($\theta_0 \rightarrow 0$) et antennes sphériques ($\theta_0 \rightarrow \pi/2$).

Pour les "caps" utilisés l'angle θ_0 est toujours voisin de $\pi/2$ aussi nous

utilisons les formules données par SCHELKUNOFF [52] et WAIT [56] pour les grands angles. L'expression de Y_t est :

$$Y_t = j\omega C_t + \frac{4\pi}{v^2} \sum_{n=1,3,5}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} \left(P_n(\cos \theta_0) \right)^2 \left(Y_n^+ - \frac{j\varepsilon\omega l}{n} \right) \quad (A_{2,10})$$

$$n = 1, 3, 5$$

y partielle

$$\text{avec } v^2 = \pi - 2\theta_0 \neq \frac{S}{l}$$

$$\text{et } Y_c = j\omega C_t \quad \text{où } C_t = 2\varepsilon l \left(\log \frac{1}{S} + 0,52 \right)$$

L'expression de Y_n^+ est :

$$Y_n^+ = \frac{1}{Z_n^+} = -\frac{1}{\xi} \cdot \frac{j \hat{H}_n(ko l)}{\hat{H}'_n(ko l)} = G_n + jB_n \quad (A_{2,11})$$

$$\hat{H}_n(x) = \sqrt{\frac{\pi x}{2}} H_{n+1/2}^1(x)$$

Pour effectuer des applications numériques de ces formules, on peut utiliser les fonctions de Legendre tabulées par JANKE et al [57] ou ABRAHOWITZ [58]

Les ordres supérieurs pouvant être calculés à partir des formules de récurrence bien connues :

$$P_{n+1}(x) = \frac{1}{n+1} \left[P_n(x) \cdot x \cdot (2n+1) - n P_{n-1}(x) \right]$$

- Impédance d'entrée

Connaissant l'impédance terminale il est alors facile d'utiliser la théorie classique des lignes de transmission :

$$Z_e = K \frac{Z_t \cos(ko l) + j K \sin(ko l)}{K \cos(ko l) + j Z_t \sin(ko l)} \quad (A_{2,12})$$

B I B L I O G R A P H I E

- (1) W.C. TSAI - F.J ROSEBAUN - L.A MACKENZIE
"Circuit analysis of a waveguide cavity Gunn effect oscillator"
I.E.E.E. Trans. on M.T.T vol 18, pp.877-884
- (2) N.D.KENYON
"A circuit design for mm-wave impatt oscillators"
International Microwaves Symposium Digest.
- (3) N.D.KENYON
"Equivalent circuit and tuning characteristics of "resonant-cap" type
Impatt diode Oscillators"
Proc. of 1973 European Microwave Conference. Vol.1, pp.A 11-
A 22, 4 september 1973. Bruxelles.
- (4) D.C. HANSON - J.E. ROWE
"Microwave circuit characterization of bulk GaAs oscillators"
I.E.E.E. Trans. on Elect. Dev. vol 14, pp.469-476, sept.1967.
- (5) R.L. EINSENHART-P.J. KHAN
"Theoretical and experimental analysis of a waveguide mounting structure".
I.E.E.E. Trans. on M.T.T. Vol 19, pp.706-719, August 1971.
- (6) C.P. JETHWA - R.L. GUNSHOR
"An analytical equivalent circuit representation for waveguide-mounted
Gunn oscillators".
I.E.E.E. Trans. on M.T.T. Vol 20, n°9, pp. 565-572, sept. 1972.
- (7) D.L. SCHARFETER
"Power-Impedance-Frequency Limitations of Impatt oscillators calculated
from a scaling approximation".
I.E.E.E. Trans. on Elect. Dev. Vol 19, August 1971.
- (8) I.DOUMBIA - G.VANBORREN - D.CAILLERET
"Verification expérimentale de la théorie de la multiplication de fré-
quence par diode à avalanche. Techniques de mesures et réalisations
expérimentales"
Annexe III au C.R. du Contrat D.G.R.S.T. n°69.02.044.

- (9) P.A.ROLLAND - E.CONSTANT - A.DERYCKE - J.MICHEL
"Multiplication de fréquence par diodes à avalanche en ondes millimétriques"
Acta Electronica, n°2, pp. 213-228, avril 1974.
- (10) P.A. ROLLAND
Thèse d'état à paraître LILLE.
- (11) K.KUROKAWA
"Some basic characteristics of broadband negative resistance oscillator circuit".
The Bell System Techn. Jour. Vol.48, pp.1937-1955, july-August 1969.
- (12) K.KUROKAWA
"Injection Locking of Microwave solid state oscillators"
Proc. of the I.E.E.E. Vol 61, pp.1386-1410, Oct. 1973.
- (13) N.MARCUVITZ
"Waveguide Handbook"
Radiation Laboratory Series. Mc Graw Hill. 1975.
- (14) S.A. SCHELKUNOFF
"Impedance Concept in waveguides".
Quart-App-Math- Vol 2, n°1, pp. 1-15, April 1944.
- (15) S.HOPFER
"The Design of Ridged Waveguides"
I.E.E.E. Trans. on M.T.T. pp. 20-29 october 1955.
- (16) J.R. WHINNERY-H.W.JAMIESON
"Equivalent circuit for discontinuities in transmission lines"
Proc. I.R.E. Vol 32, pp.98-114, february 1944.
- (17) I.S. GROVES-LEWIS D.E
"Resonant-Cap structures for Impatt diodes"
- (18) G.A. SWARTZ - YUEN-SHEMG-CHIANG, GHEN P WEN, ANGEL GONZALEZ
"Performance of P type epitaxial silicon millimeter wave Impatt diodes".
I.E.E.E Trans. Elect. Dev. Vol ED 21, n°2, pp.165-171 Feb. 1974.
- (19) S.RAMO, J.R. WHINNERY
"Field and waves in modern radio"
John Wiley and Sons. New York 1960.

- (20) C.H. PAPAS - R. KING
"Input impedance of wide-angle conical antennas fed by a coaxial line"
Proc. of the I.R.E. November 1949, pp. 1269-1271.
- (21) G.H. BROWN - O.M. WOODWARD J.R.
"Experimentally determined radiation characteristics of Conical and triangular antennas".
R.C.A. Review, December 1952, pp. 425-452.
- (22) D.K. KADAKIA - J.G. FIKIORIS
"Monopole antenna above a Hemisphere"
I.E.E.E. Trans. on Antennas and Propagation, pp. 687-690, september 1971.
- (23) S.B. COHN
"Problems in Strip transmission lines"
I.R.E. Trans. M.T.T.-3,2, pp. 119-126, March 1955
- (24) W.J. GETSINGER
"Coupled rectangular bars between parallel plates"
I.R.E. Trans. MTT, pp. 65-72.
- (25) R.W.P. KING
"The theory of linear antennas"
Harvard U. Press Cambridge - 1956.
- (26) G.L. MATTAEI - L. YOUNG - E.M.T JONES
"Microwaves filters impedance, Matching Networks, and coupling Structures".
New York, Mac-Graw-Hill 1964.
- (27) A. DERYCKE
"Etude de dispositifs pour la multiplication de fréquence par diode à avalanche".
D.E.A. Lille - Juillet 1972.
- (28) T. MISAWA - N.D. KENYON
"An oscillator-circuit with "cap" structures for millimeter wave IMPATT diodes".
I.E.E.E. Trans. on M.T.T. pp. 969 - 970, november 1970.

- (29) R. ADLER
"A study of locking phenomena in oscillators"
Proc. I.R.E. vol.34. pp.351-357, june 1946.
- (30) I.DOUMBIA
Thèse d'état à paraître LILLE.
- (31) R.E. COLLIN
"Field theory of guided-Wave"
Mac-Graw-Hill 1961.
- (32) E. YAMASHITA - J.R. BAIRD
"Theory of a tunnel diode oscillator in a microwave structure"
Proceeding of the I.E.E.E vol.54, n°4, pp. 606-611, April 1966.
- (33) L. LEWIN
"Advanced theory of waveguides"
Ed. Iliffe and sons. LTD London 1951.
- (34) J.A. BRADSHAW
"The current on a post driven from a gap"
I.E.E.E. Trans. on M.T.T. Vol 21, n°5, pp. 313-322 May 1973.
- (35) J.A. BRADSHAW
"The current on a post driven from a gap"
I.E.E.E trans. On M.T.T. A Paraître
- (36) F.C. DE RONDE
"Schwinger variationnal principle applied to the calculation of the radiation resistance and radiation reactance of a linear antenna in a waveguide of rectangular cross section".
Proc. of the International Congress of Ultra High Frequency Circuits and antennas. Ed. CHIRON, Paris, Oct. 21/26 1957.
- (37) L. LEWIN
"A contribution to the theory of probes in waveguides"
Proc. of I.E.E. (London) pp. 109.116, Tome 105.C - 1958.
- (38) D.V. OTTO
"The admittance of cylindrical antenna driven from a coaxial line"
Radio Science Vol.2, n°9, pp. 1031-1042, September 1967.

- (39) A.G. WILLIAMSON
"Cylindrical antenna in a rectangular waveguide driven from a coaxial line".
Electronics Letters, 2 november 1972, vol.8, n°22, pp. 545-547.
- (40) A.G. WILLIAMSON - D.V. OTTO
"Analysis of a waveguide mainting structure"
Proc. I.R.E. Australian Electronics communications. April 1973, pp. 95.97.
- (41) W.Z.CHIEN, L.INFELD, J.R.POUNDER, A.F.STEVENSON, J.L. SYNGE.
"Contributions to the theory of waveguides"
Canadian Journal of Research, Vol. 27, n°4, Sect A Physical Sciences, pp. 69.130. July 1949.
- (42) F.M. MAGALHAES - K. KUROKAWA
"A single tuned oscillator for IMPATT characterizations"
Proc. I.E.E.E. pp.831-832, May 1970.
- (43) P.I.SOMLO
"The computation of coaxial-line step capacitances"
I.E.E.E. Trans. on M.T.T. Vol.15, n°1, Janv. 1967. pp.48-53
- (44) S.B. COHN
"Properties of Ridge waveguide"
Proc. I.R.E. pp. 783-788, august 1947.
- (45) B. CARNEZ
Thèse 3e cycle LILLE A paraître 1975.
- (46) E.CONSTANT - G.SALMER - P.A.ROLLAND - A.DERYCKE
"Multiplication de fréquence par diode à avalanche - comparaison des possibilités du Silicium et du GaAs - Amélioration des performances dans la bande des 26-40 GHz et extension dans la bande des 60-90 GHz"
Rapport de contrat D.G.R.S.T. n°72.7.0513.
- (47) P.A. ROLLAND - G.SALMER - A. DERYCKE - J. MICHEL
"Very High rank avalanche diode frequency multiplier"
Proc. I.E.E.E. 38, 258 Nov. 1973, pp. 568-569.
- (48) P.A. ROLLAND
Thèse 3e cycle - LILLE Juillet 1973.

- (49) JASIK
"Antenna Engineering handbook"
New-York Mc Graw-Hill, Chapter 30, 1961.
- (50) K.A. AL BADWAIHY - J.L. YEN
"Hemispherically Capped Thick Cylindrical Monopole with a conical Feed section".
I.E.E.E. Trans. On Antennas and Propagation, pp. 477-481,
May 1974.
- (51) S.A. SCHELKUNOFF
"Electromagnetic Waves"
Chapter XI, pp.441-479, Van Nostrand Co. N.Y. 1945.
- (52) S.A. SCHELKUNOFF
"Advanced antenna theory"
J. Wiky Co. N.Y. 1952.
- (53) P.D.P. SMITH
"The Conical Dipole of Wide Angle"
J. of Appl. Phys. Vol 19, pp. 11-23, 1948.
- (54) C.T. TAI
"Application of variationnial principle to biconal antennas".
J. Appl. Phys. vol 22, pp. 1075-1084, 1949.
- (55) L.ROBIN, A. PERRERA-GOMES
"L'antenne biconique, symétrique, d'angle quelconque".
Ann. Telecom. Vol. 8, 1953.
- (56) J.B. WAIT
"Electromagnetic radiation from conical structure in Antenna theory".
R.E. Collin and F.J. Zucker.
Ed. Mac Graw-Hill, 1969.
- (57) E. JAHNKE - F.EMDE - F.LÖSCH
"Tables of higher functions".
Mac Graw-Hill Book - 1960.
- (58) I. STEGUN - M. ABRAMOWITZ
"Handbook of Mathematical functions."
Dover Publications Inc. New-York, November 1970.