

50 376  
1977  
124  
N

d'ordre : 643

50376  
1977  
124

# THESE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE

pour obtenir le titre de

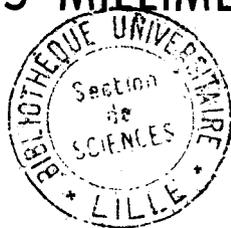
DOCTEUR DE TROISIEME CYCLE

par

Jean Claude DE JAEGER

Maître-ès-Sciences

ETUDE THEORIQUE ET EXPERIMENTALE DES  
AMPLIFICATEURS HYPERFREQUENCES A DIODE A  
AVALANCHE EN ONDES MILLIMETRIQUES (26-40 GHz)



Membres du Jury : MM. E. CONSTANT

G. SALMER

L. RACZY

R. HENRY

B. LORIOU

Président

Rapporteur

Examineur

Invité

Invité



D 030 142617 5

Soutenu le 8 Juin 1977, devant la Commission d'Examen

*A mes Parents,*

*A tous mes Amis,*

*Ce travail a été effectué au "Centre Hyperfréquences et Semi-conducteurs" de l'Université des Sciences & Techniques de LILLE.*

*J'exprime toute ma gratitude à M. 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 M. le Professeur SALMER qui m'a suggéré le sujet de cette thèse et guidé tout au long de ce travail.*

*J'exprime à M. le Professeur RACZY ma plus vive reconnaissance de s'être intéressé à mon travail et d'avoir bien voulu participer à mon jury.*

*Monsieur LORIOU du "Centre National d'Etudes des Télécommunications" et Monsieur HENRY du "Département Microélectronique Hyperfréquence de THOMSON C.S.F." me font le plaisir et l'honneur de participer à ce jury, je les en remercie vivement.*

*J'exprime également l'expression de ma reconnaissance à tous les membres de notre équipe de recherche et en particulier à Monsieur DOUMBIA pour sa sympathique collaboration.*

*J'adresse mes remerciements à tout le personnel technique et administratif : à Mademoiselle DEMOL et Monsieur PLAYEZ ainsi qu'à Messieurs JENNEQUIN, MICHON et ANDRIES pour leur collaboration technique, à Mademoiselle HANNON qui a accepté de dactylographier ce travail et à Messieurs DEHORTER et PLUQUET qui ont assuré la polycopie.*

*Enfin, je remercie tous les collaborateurs du "Laboratoire d'Electronique et de Physique Appliquée" et du "Département Microélectronique Hyperfréquence de THOMSON CSF" pour les composants qu'ils ont mis à notre disposition.*

# P L A N

## INTRODUCTION

### I - CARACTERISTIQUES D'ENSEMBLE ET ELEMENTS CONSTITUTIFS D'UN AMPLIFICATEUR A REFLEXION EN BANDE Q.

I.1. Principe du dispositif	Page 2
I.2. Méthode générale d'étude	2
I.3. Description des différentes caractéristiques	3
I.4. Etude des composants utilisés	4
I.4.1 Diodes à simple zone de transit	5
I.4.2 Diodes à double zone de transit	5
I.4.2.1 Optimisation des diodes à double zone de transit pour la bande Q	6
I.4.2.1.1. conditions d'étude	6
I.4.2.1.2. optimisation du profil	7
I.4.2.1.3. influence de la résistance série	10
I.4.2.1.4. optimisation de la section	11
I.4.2.2. Problèmes liés à l'encapsulation	12
I.5. Circuits de charge utilisés	15
I.5.1 Structure à guide sous-dimensionné	15
I.5.2 Structure à transition coaxiale-guide	16
I.5.3 Structure à cap	17
I.5.4 Structure à accord série	17

### II - ETUDE DE L'AMPLIFICATEUR DANS UN FONCTIONNEMENT QUASI-LINEAIRE

II.1. Méthode d'analyse théorique	20
II.1.1 Analyse du comportement de la diode	20
II.1.1.1. Cas des diodes à une seule zone de transit	21
II.1.1.1.1. zone d'avalanche	21

II.1.1.1.2. Zone de transit	Page 22
II.1.1.2. Cas des diodes à double zone de transit	24
II.1.2 Modélisation théorique du circuit de charge	25
II.1.3 Etude de la stabilité des amplificateurs : critères employés	25
II.1.3.1. Critère de stabilité I	26
II.1.3.2. Critère de stabilité II : critère de KUROKAWA	27
II.1.3.3. Critère de stabilité III	29
II.1.3.4. Application du critère de stabilité	30
II.1.3.4.1. influence du circulateur	31
II.1.3.4.2. influence du circuit de charge	32
II.2. Méthode d'étude expérimentale	33
II.2.1 Détermination expérimentale des caractéristiques en linéaire	33
II.2.2 Etude de l'impédance de la diode en régime petit signal	33
II.2.3 Détermination expérimentale des impédances de charge présentées par les circuits	33
II.2.3.1. Principe de la méthode	35
II.2.3.2. Mesure des pertes du circuit	36
II.2.3.3. Application de la méthode	37
II.3. Etude des caractéristiques en régime linéaire	38
II.3.1 Etude du produit gain-bande	39
II.3.1.1. Etude théorique	39
II.3.1.1.1. influence du type de diode	39
II.3.1.1.2. influence de l'encapsulation	41
II.3.1.2. Etude expérimentale	41
II.3.2 Etude du temps de propagation de groupe	44
II.3.2.1. Interprétation qualitative	45
II.3.2.2. Etude quantitative	47
II.3.2.3. Etude expérimentale	48

### III - ETUDE DES AMPLIFICATEURS A MOYENNE PUISSANCE ET A SATURATION

III.1. Méthodes d'étude en régime non linéaire	Page 50
III.1.1 Analyse théorique du comportement de la diode	50
III.1.2 Méthodes d'étude expérimentale	52
III.2. Etude des amplificateurs en régime moyenne puissance	53
III.2.1 Evolution fréquentielle du gain ; étude de la bande passante	53
III.2.1.1. Etude théorique	53
III.2.1.2. Etude expérimentale	56
III.2.2 Linéarité - puissances de compression	58
III.2.2.1. Etude théorique	58
III.2.2.2. Etude expérimentale	60
III.2.3 Temps de propagation de groupe	61
III.2.4 Conversion AM-PM	62
III.2.4.1. Etude analytique qualitative	62
III.2.4.2. Etude quantitative	64
III.2.4.3. Etude expérimentale	65
III.3. Etude des amplificateurs en régime forte puissance	66
III.3.1 Etude du gain et de la bande passante	66
III.3.2 Conversion AM-PM	68
III.3.3 Temps de propagation de groupe	69

### CONCLUSION

ANNEXE : DETERMINATION DU COURANT DE CONDUCTION DANS LA ZONE D'AVALANCHE EN REGIME LINEAIRE.

### BIBLIOGRAPHIE

---

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

---

Depuis plusieurs années, de gros efforts ont été consacrés à l'introduction des composants actifs à l'état solide dans les dispositifs hyperfréquences, en particulier en ondes millimétriques. Dans ce domaine de fréquences, la diode à avalanche et temps de transit (ATT) est à l'heure actuelle pratiquement le seul composant susceptible de délivrer des puissances élevées. Cet élément est donc utilisé dans tous les systèmes nécessitant de moyennes ou même de fortes puissances hyperfréquences, ce qui est notamment le cas des étages amplificateurs de puissance.

Dans notre étude, nous nous proposons de faire l'analyse théorique et expérimentale des possibilités des amplificateurs à diode ATT en bande Q (26-40 GHz) en vue de leur intégration dans des systèmes pratiques notamment de télécommunication [1] à [3].

Un exemple d'application de ces dispositifs concerne les répéteurs pour liaison par guide d'onde circulaire. Le système est d'autant plus performant qu'à l'émission, la puissance produite par le répéteur est la plus importante possible : dans la version actuelle, on prévoit l'utilisation comme étage final d'un amplificateur hyperfréquence de puissance précédé d'un mélangeur d'émission [4]. L'amplificateur qui est en fait le dernier élément d'une chaîne complexe doit répondre à des spécifications compatibles avec le type de signaux à amplifier. Dans notre étude, nous avons donc essayé d'évaluer l'influence des différents paramètres sur les caractéristiques de l'amplificateur ; ceci permettra à l'utilisateur éventuel de définir les compromis qui lui donnent les meilleures performances, pour une utilisation pratique bien précise, dans les différents régimes de fonctionnement possibles. Pour compléter cette analyse des amplificateurs hyperfréquences en bande Q, une grande partie de notre travail a également consisté à la caractérisation aussi bien théorique qu'expérimentale des différents éléments constituant l'amplificateur (élément actif, circuit de charge etc.)

Dans une première partie, après une description détaillée des différents éléments caractéristiques du fonctionnement des amplificateurs, nous décrivons les éléments constitutifs d'un amplificateur à réflexion en bande Q. Nous aborderons ensuite l'optimisation des composants et les différents problèmes qui lui sont liés. Enfin, nous envisagerons le problème des différents circuits de charge susceptibles d'être utilisés pour un amplificateur en bande Q.

La seconde partie est consacrée à l'étude de l'amplificateur dans un fonctionnement en régime petit signal. Une part importante est consacrée à la caractérisation théorique et expérimentale du composant et du circuit de charge. Nous abordons ensuite le problème de la stabilité des amplificateurs en faisant une étude complète en fonction des principaux éléments constitutifs d'un amplificateur à réflexion, notamment le circulateur et le quadripôle d'adaptation. Enfin, nous faisons l'étude des principales caractéristiques des amplificateurs hyperfréquences en régime linéaire et une comparaison des performances obtenues selon le type de circuit et le type de diode que l'on utilise.

La troisième partie est consacrée à l'étude des amplificateurs fonctionnant à moyenne puissance et en régime de saturation. Nous analysons successivement théoriquement et expérimentalement les principales caractéristiques des amplificateurs hyperfréquences : linéarité, réponse fréquentielle du gain, temps de propagation de groupe, conversion AM-PM ... en fonction des principaux paramètres. De cette étude, nous déduisons les conditions à respecter pour obtenir des performances optimales selon le type d'utilisation et dans certains cas, les compromis à envisager ; enfin, nous concluons quant à l'intérêt des amplificateurs ATT bande Q pour une utilisation dans les systèmes de télécommunication.

---

I - CARACTÉRISTIQUES D'ENSEMBLE ET ÉLÉMENTS CONSTITUTIFS  
D'UN AMPLIFICATEUR A RÉFLEXION EN BANDE Q

## I.1. PRINCIPE DU DISPOSITIF

Dans notre étude, nous avons cherché à évaluer les diverses caractéristiques et à préciser l'influence des divers paramètres liés au composant, au circuit et aux conditions de fonctionnement d'un amplificateur à réflexion dans la bande 26-40 GHz. Le dispositif classique d'un tel amplificateur est schématisé sur la figure 1. Fondamentalement, on y distingue un ensemble (élément actif et circuit d'adaptation ou d'accord) qui présente un coefficient de réflexion élevé (égal au gain) et un circulateur qui permet de séparer les ondes incidentes et réfléchies. Très souvent, l'élément actif présente une résistance négative très faible et donc un coefficient de réflexion faible : un circuit d'adaptation est donc nécessaire pour obtenir un coefficient de réflexion apparent plus élevé et donc un gain notable.

Dans notre cas, l'amplificateur à réflexion comporte donc les trois éléments suivants :

- L'élément actif : c'est une diode à avalanche au Silicium optimisée dans la bande d'amplification que l'on pourra caractériser par son coefficient de réflexion propre  $\rho_D$  ou son impédance  $Z_D$  fonction du courant, de la fréquence et de la tension hyperfréquence  $V_{HF}$  pour un niveau incident donné.
- Le quadripôle d'adaptation : Il s'agit d'un circuit complexe réalisé en guide. Ce quadripôle d'adaptation peut être caractérisé soit par les coefficients " $s_{ij}$ " de sa matrice de transfert, soit par une impédance globale  $Z_L = R_L + j X_L$ , dipôle série qui constitue l'impédance de charge vue par la diode.
- Le circulateur : Il s'agit d'un élément réalisé en guide que l'on caractérise par les coefficients " $t_{ij}$ " de sa matrice de transfert. C'est un élément important dont il faut tenir compte dans la caractérisation de l'amplificateur au même titre que le quadripôle d'adaptation et l'élément actif. Il peut en effet apporter des perturbations non négligeables au fonctionnement de l'amplificateur notamment au niveau de sa stabilité.

## I.2. METHODE GENERALE D'ETUDE

Si l'on suppose le circulateur parfait, le gain en tension de l'amplificateur peut s'exprimer par l'expression suivante [5] :

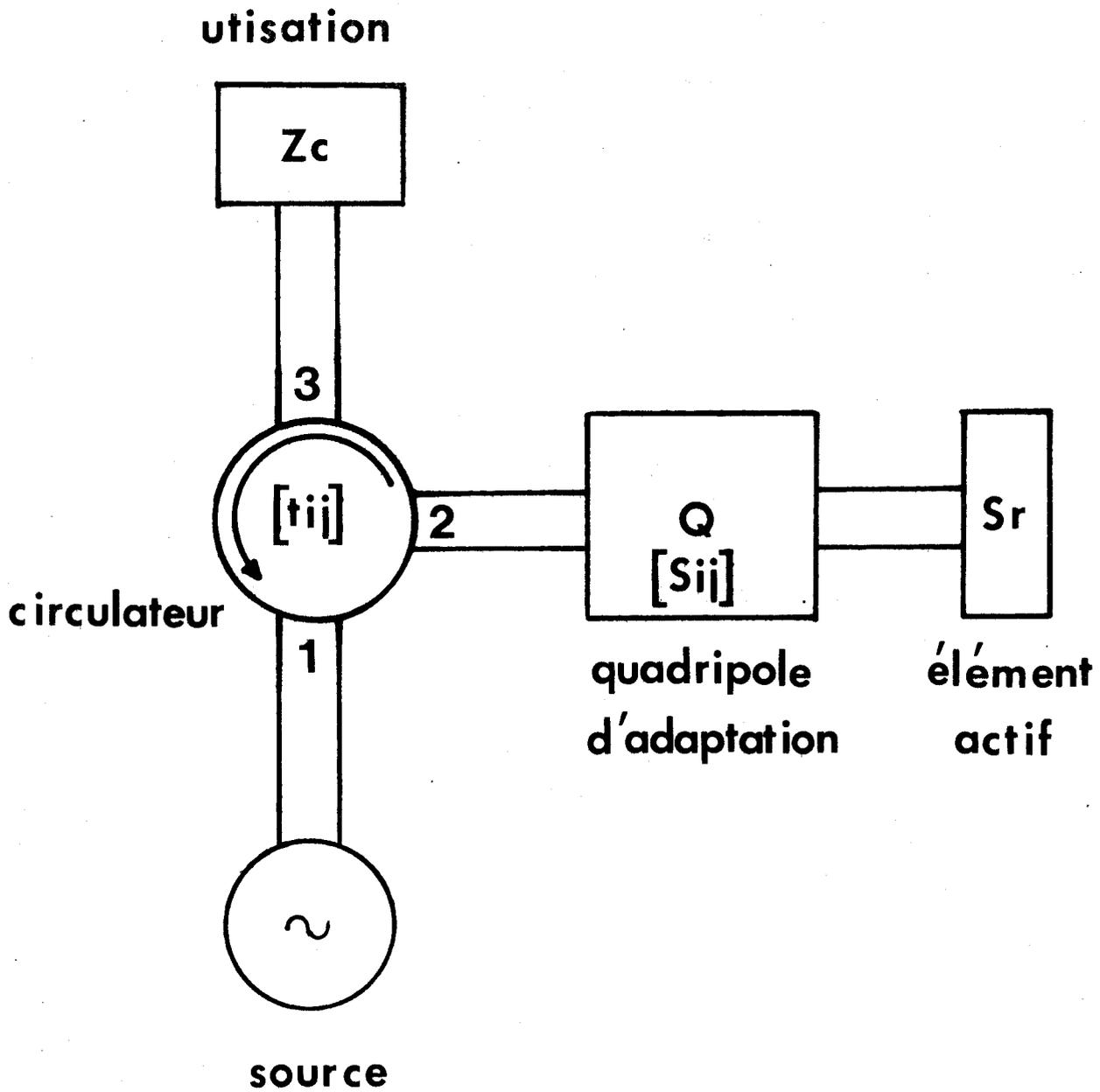


FIGURE 1 : Dispositif d'un amplificateur à réflexion.

$$g_V = s_a = s_{11} + \frac{s_{12}^2}{s_r - s_{22}}$$

où " $s_{ij}$ " désignent les coefficients de la matrice de transfert du quadripôle d'adaptation et  $s_r$  est l'inverse du coefficient de réflexion propre de l'élément actif ( $s_r = \frac{1}{\rho_D}$  ;  $|\rho_D| > 1$ ). Pour déterminer théoriquement les diverses performances de l'amplificateur [6] en régime petit signal, on utilise l'évolution théorique de l'impédance de la diode en fonction de la fréquence et du courant. En régime grand signal, on effectue le même type d'étude pour un niveau de tension hyperfréquence  $V_{HF}$  sur la diode, défini au préalable.

Dans ces différents cas, on peut alors déduire les caractéristiques fondamentales de l'amplificateur :

- les gains en tension et en puissance  $G = |g_V|^2$
- la puissance d'entrée  $P_i = \frac{P_a}{G - 1}$
- la puissance de sortie  $P_s = \frac{GP_a}{G - 1}$

où  $P_a = P_s - P_i$  est la puissance "ajoutée" par la diode.

### I.3. DESCRIPTION DES DIFFERENTES CARACTERISTIQUES

Dans notre étude, nous avons cherché à analyser le comportement de l'amplificateur suivant les conditions d'utilisation envisagées. Nous avons cherché à optimiser les différentes caractéristiques aussi bien théoriquement qu'expérimentalement en tenant compte d'un certain nombre d'objectifs qui sont fixés en pratique par les utilisateurs. Dans ce but, l'étude des caractéristiques suivantes a été effectuée :

- Evolution fréquentielle du gain
- Variations du temps de propagation de groupe
- Linéarité
- Conversion AM-PM
- Etude du gain, de la puissance et du rendement à saturation.

.) L'évolution du gain de l'amplificateur en fonction de la fréquence, l'optimisation de celui-ci, de la bande passante et par suite du produit gain-bande est précisée tout d'abord ; on impose un fonctionnement stable qui exclut toute oscillation parasite dans la bande. Ce type d'optimisation peut être utile quand on veut amplifier simultanément des signaux de canaux différents dans un système

de télécommunications.

- .) L'étude de l'évolution de la phase  $\phi$  du gain en fonction de la fréquence et de sa dérivée fréquentielle permet d'évaluer la valeur du temps de propagation de groupe :

$$\tau = \frac{d \phi}{d \omega} \text{ (en nS)}$$

Les variations de ce temps de propagation de groupe  $\tau$  en fonction de la fréquence, sont la cause de la distorsion de phase apportée par l'amplificateur et doivent être minimisées dans la bande passante. Dans de nombreux équipements bande Q, une spécification couramment admise est d'obtenir des variations du temps de propagation de groupe inférieures à une nanoseconde.

- .) La linéarité du gain en fonction du niveau hyperfréquence pour une fréquence considérée est généralement caractérisée par la donnée de la puissance obtenue à la sortie de l'amplificateur lorsque le gain linéaire a diminué de 1 dB. L'étude de cette puissance de compression du gain linéaire ( $P_S - 1 \text{ dB}$ ) est d'une grande importance en pratique. Celle-ci doit en effet être la plus élevée possible, une valeur trop faible pouvant induire des distorsions du signal d'entrée quand les informations sont transmises en modulation d'amplitude.
- .) La linéarité en phase de l'amplificateur est étudiée à partir de l'évolution de la phase  $\phi$  du gain avec le niveau d'entrée  $P_i$  pour une fréquence considérée. Cette étude permet de déterminer le taux de conversion modulation d'amplitude-modulation de fréquence  $\frac{d \phi}{d P_i}$  (en deg/dB) ; cette conversion amène en pratique une déformation du signal dans les systèmes où celui-ci est modulé en fréquence ou en phase. Une valeur maximum couramment admise pour ce taux  $\frac{d \phi}{d P_i}$  dans de nombreux systèmes de télécommunications est de  $2^\circ/\text{dB}$ .
- .) Pour les étages de sortie, le niveau d'entrée devient très élevé. Il est alors nécessaire d'étudier et d'optimiser la puissance ajoutée par la diode à avalanche et le rendement émis. Le but poursuivi est d'obtenir le gain et la puissance de sortie maximum avec la bande passante la plus importante possible tout en s'assurant de la stabilité.

#### I.4. ETUDE DES COMPOSANTS UTILISES

Nous avons utilisé deux types de composants différents tant pour l'étude théorique que pour l'étude expérimentale. Les premiers sont des composants à une

seule zone de transit ou simple drift (S D R) qui ont été réalisés par le *L.E.P.*\*, les seconds sont des composants à deux zones de transit ou double drift (D D R) qui ont été réalisés par *D.M.H.*\*\*

#### I.4<sub>1</sub> Diodes à simple zone de transit

Ce type de diode a déjà été étudié dans notre laboratoire dans le cadre d'une action de recherche qui portait sur la comparaison des performances des diodes en régime d'oscillation et de multiplication de fréquence [7]. Ce sont des diodes au Silicium de type P<sup>+</sup>N à profil de dopage quasi-constant. Le profil de champ continu est représenté figure (2), le dopage moyen a pour valeur  $N_D = 2,8 \cdot 10^{16}$  At/cm<sup>3</sup> et la longueur de la zone désertée de la diode est de l'ordre de 1,3 μm. La plupart des diodes disponibles étaient montées sans boîtier, la pastille semi-conductrice était simplement soudée sur un dissipateur thermique ; le contact avec la structure extérieure était pris sur un parallélépipède de quartz métallisé, celui-ci étant relié à la diode proprement dite par un fin fil thermocompressé. Pour l'étude théorique, nous avons tenu compte des éléments parasites liés au système de montage de la diode. Pour cela, nous avons considéré une simple cellule L<sub>S</sub>-Cp représentée figure (3). La valeur de la self équivalente aux fils de contact a été prise égale à 0,05 nH et celle de la capacité parasite répartie égale à 0,1 pF. Par ailleurs, on a considéré une résistance série de l'ordre de 0,5 Ω. La surface de ces diodes est de 2000 μm<sup>2</sup> ; Elle est proche des valeurs optimales pour la bande Q que nous avons définie pour l'étude théorique. On peut noter qu'expérimentalement nous avons également obtenu des résultats intéressants avec des diodes de surface légèrement plus élevées. Leur résistance thermique variable suivant les surfaces est de l'ordre de 40°C/W pour un diamètre de 50 μm et 33°C/W pour un diamètre de 70 μm. Notons que certaines de ces diodes ont donné en oscillation des puissances de 500 mW avec des rendements de 10 % [7]. Les valeurs très élevées de ces rendements sont dues à notre avis aux particularités des profils et à la bonne qualité des réalisations.

#### I.4<sub>2</sub> Diodes à double zone de transit

Les diodes à double zone de transit sont des structures de type P<sup>+</sup>PNN<sup>+</sup>. Ces diodes sont également au Silicium. Pour l'étude expérimentale nous avons utilisé deux types de montages ; Dans les premiers, les diodes sont montées en boîtier W<sub>2</sub>

---

*L.P.* : Laboratoire d'Electronique et de Physique Appliquée

*M.H.* : Département Microélectronique Hyperfréquence de THOMSON CSE

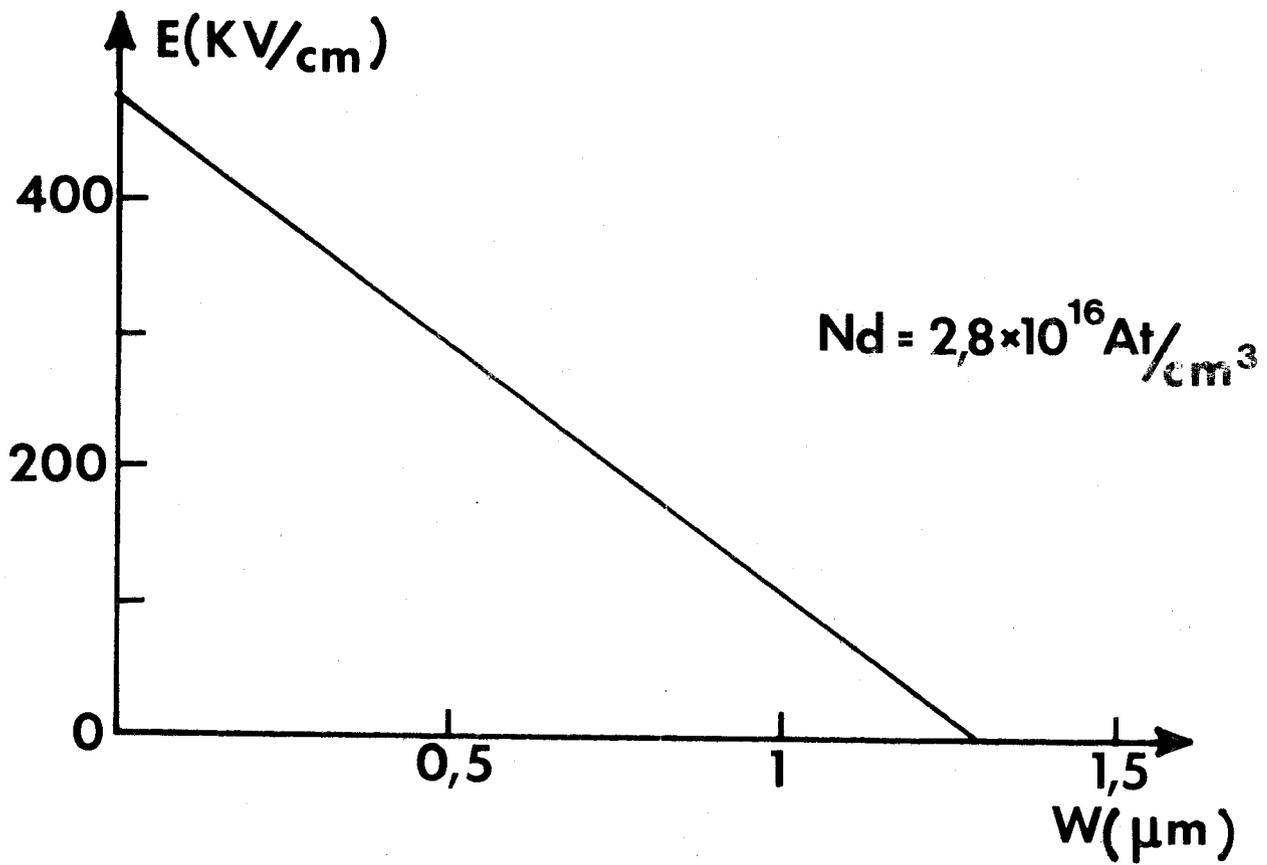


FIGURE 2 : Profil de champ continu pour une diode à simple zone de transit bande  $\text{Q}$ .

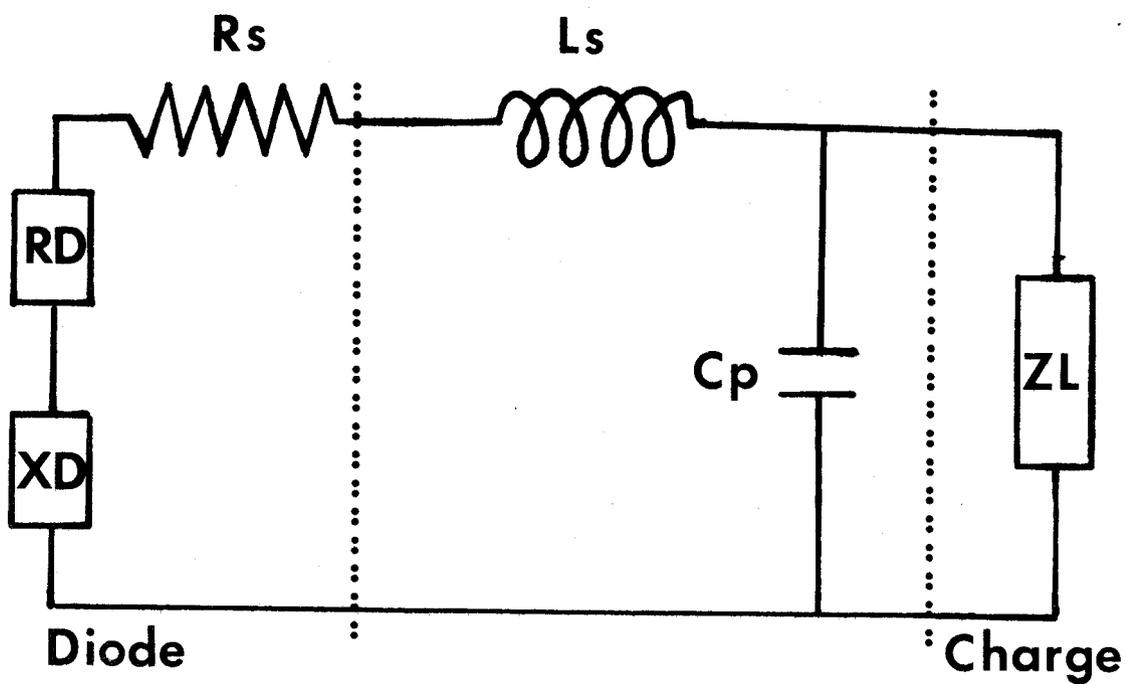


FIGURE 3 : Schéma équivalent aux éléments parasites d'une diode.



(figure 4a) ; dans les autres, le montage est similaire à celui des diodes à une seule zone de transit dont on a pu disposer (structure non encapsulée : figure 4b).

Nous avons étudié ces diodes à double zone de transit afin de déterminer leurs caractéristiques optimales pour une utilisation dans la bande Q notamment en tant qu'élément amplificateur. Pour cela, nous avons cherché à déterminer la valeur des dopages, le profil puis la section susceptibles de donner les performances optimales en amplification. Dans un second temps, nous avons tenté de déterminer la valeur de la résistance parasite  $R_s$ , tout en précisant son influence sur le comportement de la diode, puis nous avons cherché à déterminer la valeur des éléments parasites du boîtier  $W_2$  et leur influence sur l'impédance présentée par la diode, notamment sur la résistance négative et la réactance.

#### I.4<sub>2.1</sub> Optimalisation des diodes à double zone de transit pour la bande Q.

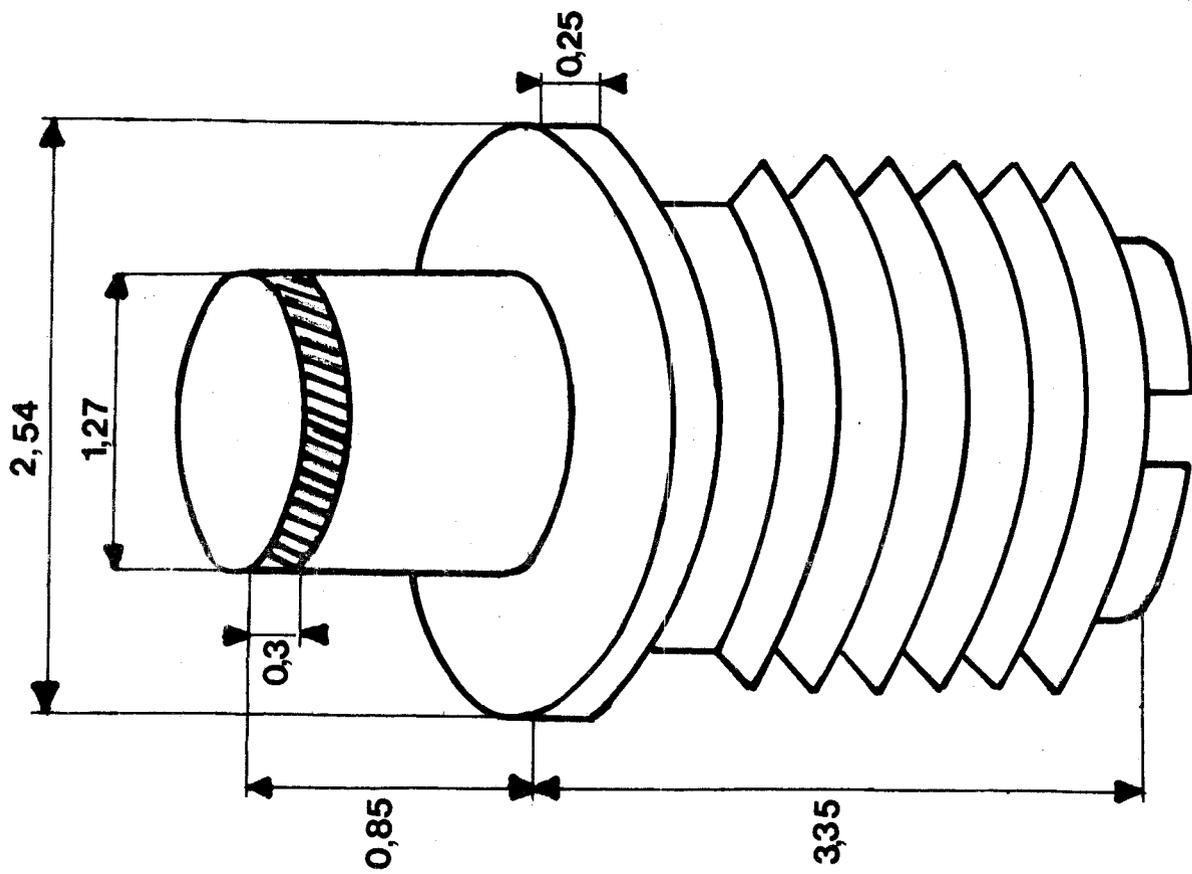
L'optimalisation des caractéristiques des diodes à double zone de transit est effectuée à l'aide de modèles théoriques que nous expliciterons dans les chapitres suivants. Signalons cependant que ces modèles reposent sur la division de la structure supposée unidimensionnelle en trois zones distinctes :

- la zone d'avalanche de longueur  $\delta = \delta_N + \delta_P$
- les zones de transit des côtés N et P de longueurs respectives  $W_N - \delta_N$  et  $W_P - \delta_P$ .

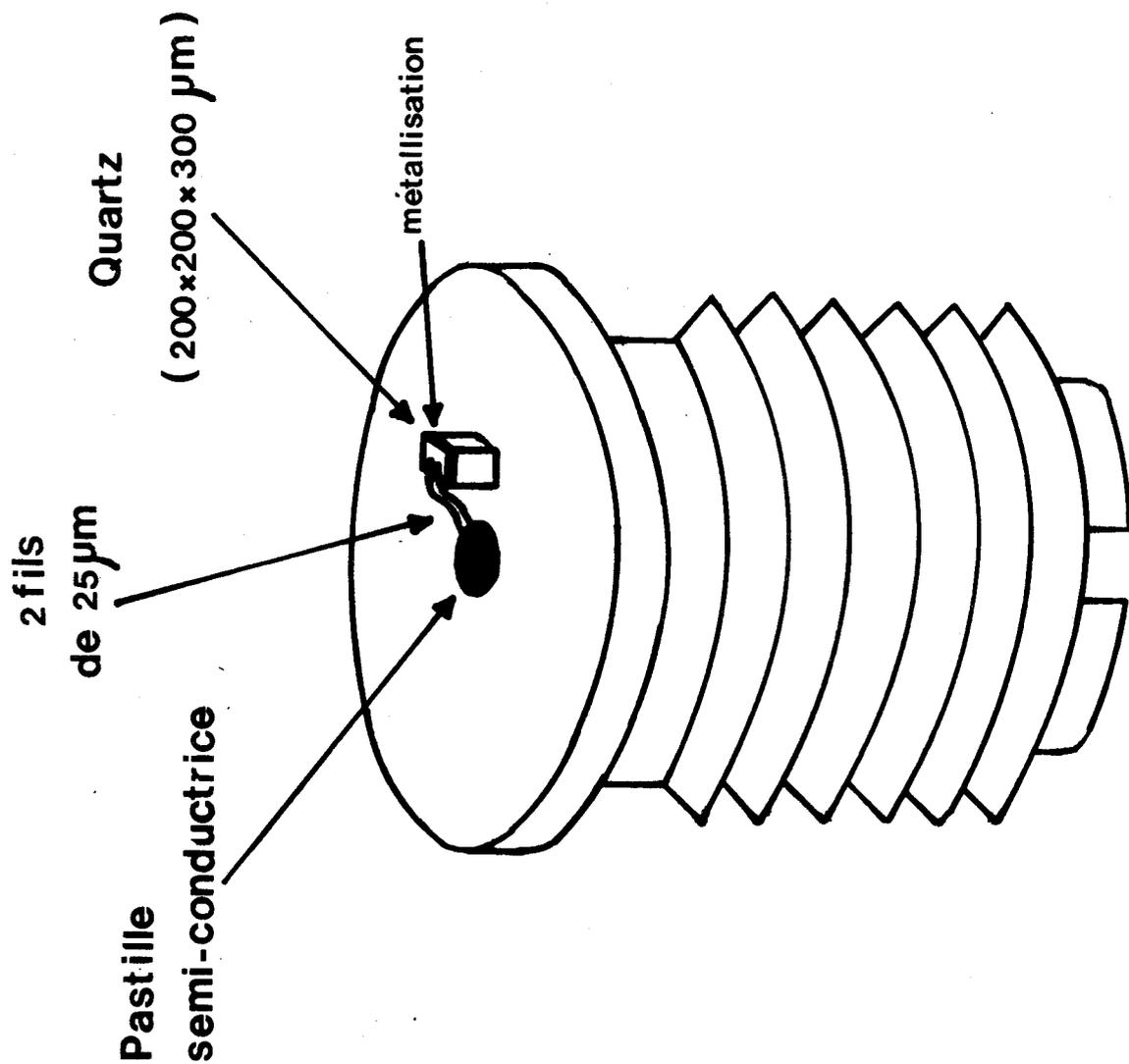
Les dimensions respectives des zones sont estimées grâce à une simulation numérique du fonctionnement des diodes en régime statique [8]. Dans le cas de diodes à double zone de transit, ces dimensions sont déduites de la répartition spatiale des courants de trous et d'électrons.

##### I.4<sub>2.1.1</sub> Conditions d'étude

Pour optimiser les caractéristiques des diodes à double zone de transit en vue d'un fonctionnement en bande Q, nous avons cherché à déterminer le profil de dopage et la section qui donnaient une puissance et un rendement maximal en régime d'oscillation. Pour cela, nous nous sommes placés dans des conditions réalistes au point de vue densité de courant et température maximum possible. Il est en effet certain que dans la gamme des courants usuels, la puissance est une fonction croissante du courant pour ce type de réalisation. A ce titre, nous avons choisi une température maximum de fonctionnement de 200°C qui constitue un bon com-



**(a) Diode en boîtier W2**



**(b) Diode non encapsulée**

FIGURE 4 : Structure des diodes à double zone de transit.



promis entre l'application de la densité de courant la plus élevée possible et donc l'obtention d'une puissance optimum et une bonne fiabilité. Pour évaluer la densité de courant qui porte la température de jonction à 200°C, nous avons tenu compte des valeurs de résistances thermiques déduites des valeurs moyennes expérimentales. Pour cela, nous avons supposé que la résistance thermique  $R_{th}$  variait comme l'inverse de la racine carrée de la section de la diode dans le cas où celle-ci est différente des valeurs expérimentales [9].

#### I.4.2.1.2. Optimalisation du profil

##### a) Etude théorique

Cette étude s'est inspirée des conclusions des travaux effectués au Laboratoire sur l'optimalisation des diodes bande X à haut rendement [10]. Compte tenu des difficultés technologiques, nous avons considéré des profils de dopage uniforme et n'avons donc pas tenté de "sculpter" le profil de champ afin de minimiser le rapport  $\delta/W$ .

Afin de déterminer le profil de dopage susceptible de donner les performances maximales, nous avons d'abord étudié les variations de la puissance émise maximum et du rendement avec le dopage pour une diode à double zone de transit symétrique ( $N_A = N_D$ ) à une fréquence fixe (figure 5). Le profil de dopage choisi est tel que pour le courant et la température de fonctionnement, la diode est supposée "juste confinée" des côtés N et P conformément à l'optimalisation couramment admise pour les diodes à simple zone de transit. Sur la figure (5), on peut constater que les puissances et les rendements évoluent relativement peu avec le dopage. La valeur du dopage qui donne la puissance maximum est de l'ordre de  $4.10^{16} \text{At/cm}^3$  (figure 6) aussi bien à 36 GHz ( $P_U = 770 \text{ mW}$ ) qu'à 39 GHz ( $P_U = 770 \text{ mW}$ ). Le rendement maximum est obtenu pour un dopage de  $3,5.10^{16} \text{At/cm}^3$  pour 36 GHz ( $\eta_U = 15,5 \%$ ) et  $4.10^{16} \text{At/cm}^3$  pour 39 GHz ( $\eta_U = 14,3 \%$ ). Par ailleurs, en régime de puissance maximale, la résistance négative de la diode évolue faiblement avec le dopage, elle est de l'ordre de -3 ohms vers 39 GHz et de -4 ohms vers 36 GHz.

Dans un second temps, une étude systématique a été effectuée en considérant d'une part la possibilité de dissymétrie des profils et d'autre part l'éventualité de profils de champ tronqués : [11]

- La dissymétrie des profils pourrait théoriquement entraîner une meilleure symétrie des temps de transit et donc une meilleure optimalisation. En effet, pour un profil de dopage symétrique, la zone de transit du côté P a une longueur supérieure à celle du côté N : typiquement, pour  $N_A = N_D = 4.10^{16} \text{At/cm}^3$  on a

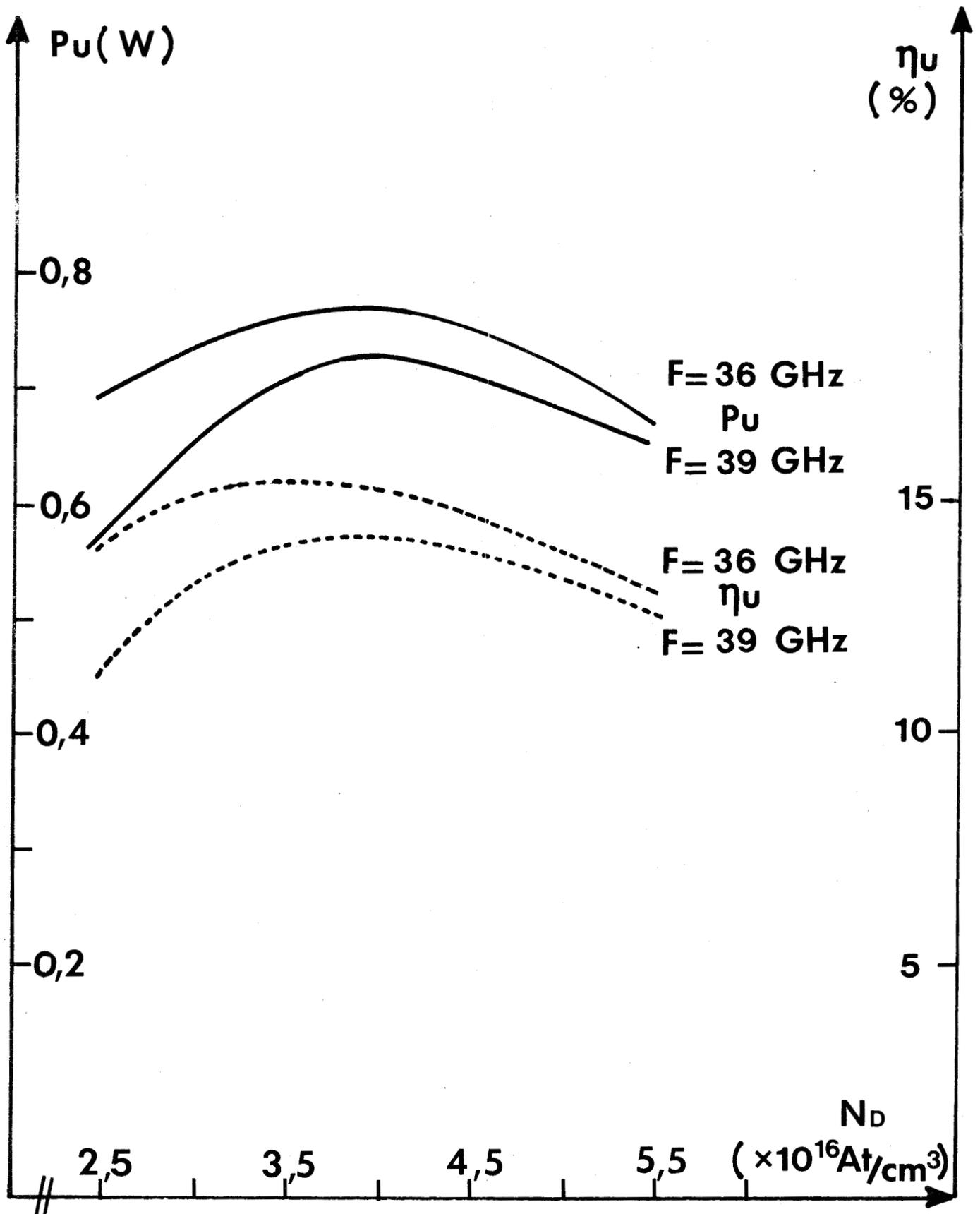


FIGURE 5 : Variation théorique des performances de diodes à double zone de transit symétriques en fonction des dopages des zones N et P.

( $T = 200^\circ\text{C}$  ;  $S = 2500 \mu\text{m}^2$  ;  $R_S = 1 \Omega$ )



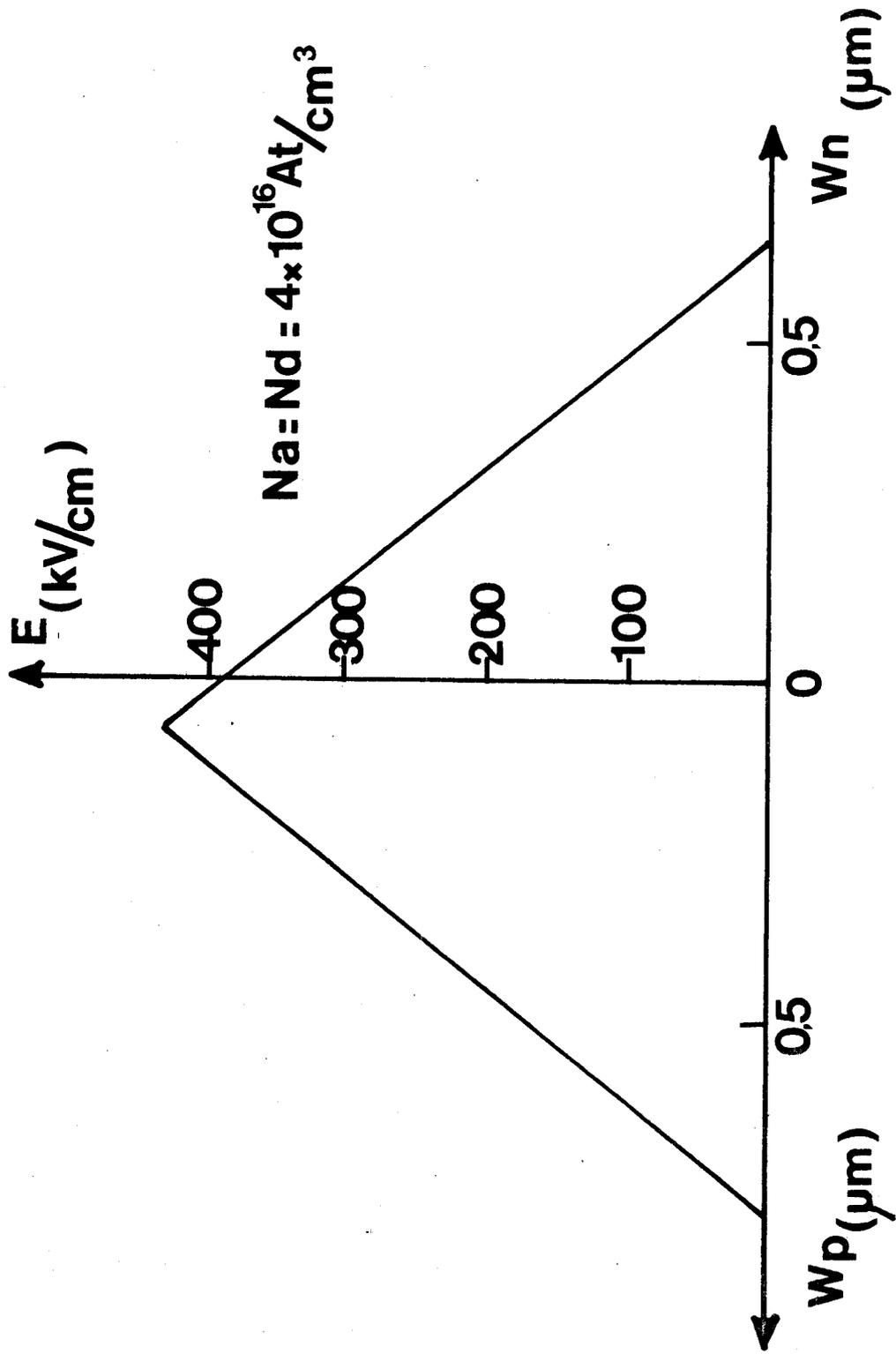


FIGURE 6 : Profil de champ continu pour une diode à double zone de transit bande  $\bar{Q}$ .

$W_P - \delta_P = 0,67 \mu\text{m}$  et  $W_N - \delta_N = 0,52 \mu\text{m}$ . Une diminution du dopage du côté P apparaîtrait favorable pour une meilleure symétrie de fonctionnement. En pratique, cela n'a pas amené d'amélioration sensible des performances, ceci étant dû sans doute à l'existence des effets de modulation de largeur de la zone désertée que nous évoquons maintenant.

L'intérêt de profils de champ tronqués peut résider dans la possibilité de limiter au maximum les effets de modulation de largeur de la zone désertée en régime forte puissance et les pertes de puissance dans la partie non désertée qui en résultent [12] [13]. Ces pertes sont beaucoup plus importantes du côté P que du côté N à cause de la mobilité plus faible des porteurs. A contrario la troncature des profils entraîne une dégradation du rapport  $\delta/W$  d'où une possibilité de compromis et d'optimisation. D'après les études systématiques effectuées, le meilleur compromis a été obtenu dans un léger confinement du côté N ( $W_N - \delta_N = 0,475 \mu\text{m}$ ) et un fort confinement du côté P ( $W_P - \delta_P = 0,58 \mu\text{m}$ ) pour un dopage de  $3.10^{16} \text{At/cm}^3$ . Pour une telle diode, on obtient une puissance maximale de 870 mW avec un rendement de 17,5 % pour une résistance négative de - 3,1 ohms vers 39 GHz.

#### *b) Etude expérimentale*

En ce qui concerne l'étude expérimentale, nous avons pu disposer de plusieurs lots d'échantillons différents dont les caractéristiques principales sont réunies dans le tableau ci-dessous. Le dopage moyen est proche des valeurs optimales surtout en ce qui concerne les deux dernières séries (T 48 (IV) et E 192).

L'amélioration des performances et des rendements a été obtenue grâce à une optimisation des profils et à une diminution de la résistance parasite série  $R_S$  dont on parlera par la suite.

Série	V <sub>a</sub> (V)	S (μ m <sup>2</sup> )	Dopage moyen A/cm <sup>3</sup>	R <sub>th</sub> (°C/W)	Performances en oscillation D M H
E 114	31	3400	4.10 <sup>16</sup>	32	100 mW vers 33-36 GHz η <sub>u</sub> = 2 %
E 174	36	3400	3.10 <sup>16</sup>	39	100 mW vers 30-33 GHz η <sub>u</sub> = 2,3 %
E 176	25	3000	5,5.10 <sup>16</sup>	33	100 mW vers 39-42 GHz η <sub>u</sub> = 2 %
E 173	26,2	3000	5.10 <sup>16</sup>	29	190 mW      40-42 GHz η <sub>u</sub> = 4 %
E 175	44,6	7500	2.10 <sup>16</sup>	18,5	faible
T48 (IV)	29,6	3000	4.10 <sup>16</sup>	35	185 mW      39-41 GHz η <sub>u</sub> = 4 à 4,5 % 240 mW      39 GHz η <sub>u</sub> = 5 à 6 % (substrat aminci)
E 192	31	3100	4.10 <sup>16</sup>	27	270 mW      39-40 GHz η <sub>u</sub> = 5 %
		1800		46	150 mW      (substrat aminci) η <sub>u</sub> = 6 %
T56 (IV)	44	3300	2,5.10 <sup>16</sup>	38	200 mW      29 GHz η <sub>u</sub> = 6 %      (substrat aminci)

TABLEAU I

La méthode expérimentale utilisée pour sélectionner les profils optimum est dérivée de l'évolution de la capacité de la diode en fonction de sa tension de polarisation inverse, ce qui permet d'obtenir le profil de dopage et la carte de champ du semiconducteur E(x) pour une diode à simple zone de transit [14]. Dans notre cas, cette méthode nous donnera donc la carte de champ E(x) pour une diode à simple zone de transit de dopage moyen équivalent à la diode à double zone de transit. Elle ne nous donne donc pas toutes les informations car elle ne permet pas de différencier l'influence du côté P de celle du côté N mais elle permet cependant de sélectionner les profils intéressants.

A titre d'exemple, la figure 7 montre le profil de champ électrique équivalent pour différentes séries typiques que l'on a utilisé expérimentalement en amplification.

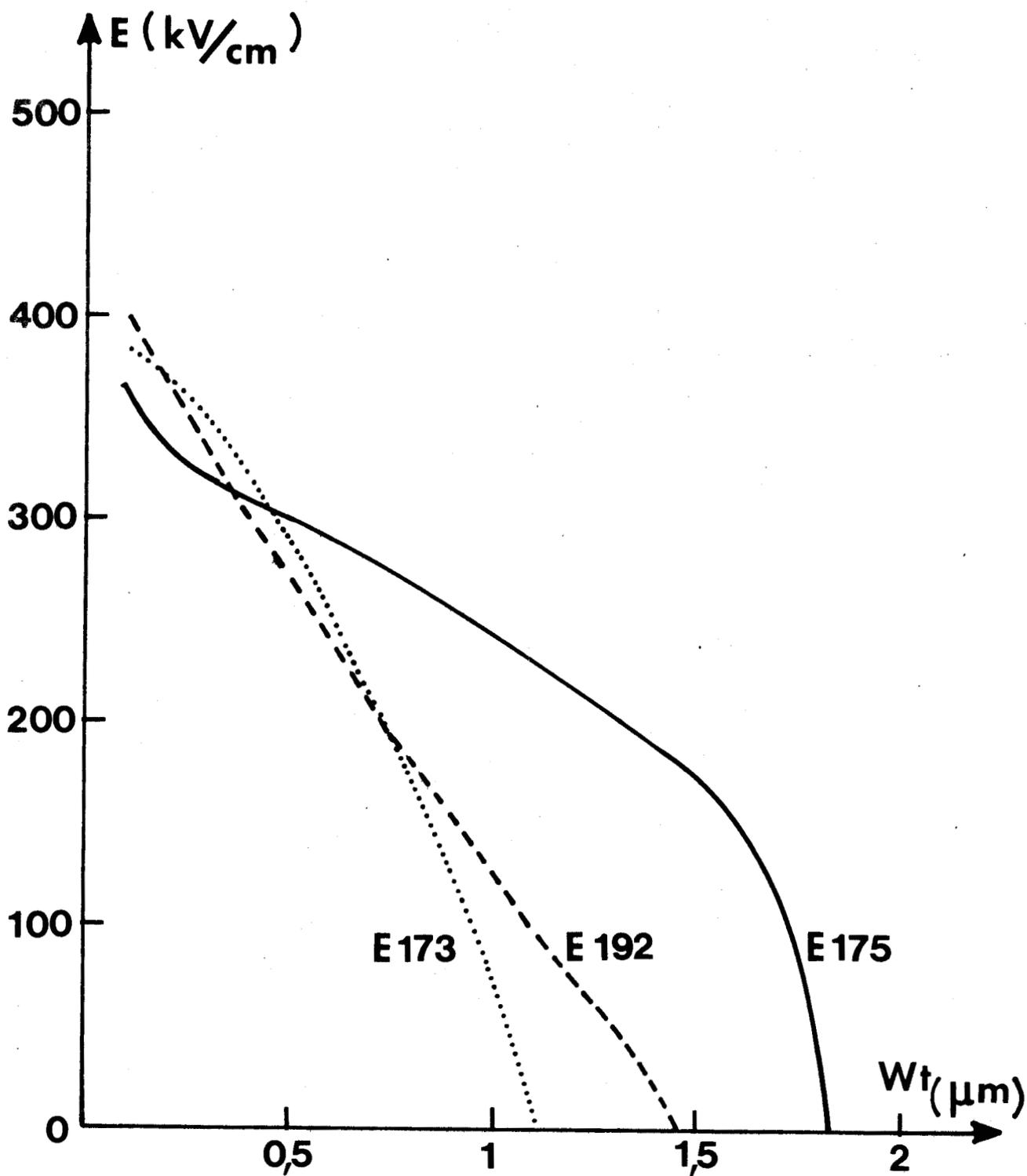


FIGURE 7 : Profils équivalents pour 3 types de diodes à double zone de transit.

- Profil E 175 : On peut constater que le profil est fortement tronqué et que l'épaisseur de la zone désertée est insuffisante pour la valeur du dopage. Il en résulte que le rapport  $\delta/W$  est très défavorable ce qui explique que les performances obtenues sont médiocres. Les puissances et les rendements obtenus sont en effet très faibles.
- Profil E 173 : Le profil est assez correct et il n'y a pas de troncature. La transition entre les deux zones N et P apparaît molle et le dopage augmente continûment de la transition vers le substrat. Les zones de transit sont un peu courtes, ce qui entraîne que le rapport  $\delta/W$  n'est pas favorable pour l'obtention d'une puissance élevée. Les performances sont donc moyennes ( $P_u = 190 \text{ mW}$  pour  $\eta = 4 \%$ ).
- Profil E 192 : La transition entre les zones N et P est beaucoup plus raide et la variation du dopage s'effectue dans le bon sens. Le rapport  $\delta/W$  est plus favorable et de ce fait les puissances et les rendements obtenus sont meilleurs ( $P_u = 270 \text{ mW}$  pour  $\eta = 5 \%$ ).

La différence des performances que l'on a obtenues avec ces trois séries de profil apparaît donc bien expliquée si l'on considère que l'on a comparé des diodes qui ont la même épaisseur de substrat et qui présentent donc les mêmes pertes séries.

#### I.4 2.1.3. Influence de la résistance série

Les pertes séries des diodes à avalanche ont pour effet de diminuer notablement la puissance utile et le rendement étant donné la faible valeur de la résistance négative présentée par la diode en régime de puissance élevée (de l'ordre de quelques ohms). Cette résistance en série avec la diode est due à la résistance des fils de liaison pastille semiconductrice-boîtier et surtout aux pertes du substrat. Cette puissance utile diffère de la puissance émise par la puce semiconductrice par le fait que l'on tient compte de cette résistance parasite  $R_s$  en série avec la diode. Pour cela, on utilise la formule de correction suivante :

$$P_u = P_e \left( 1 - \frac{R_s}{|R_D|} \right) \quad \text{où}$$

$P_e$  = puissance émise

$R_D$  = résistance négative de la diode proprement dite.

Sur la figure (8), nous avons représenté l'évolution de la puissance utile en fonction du taux de modulation  $m = \frac{V_{HF}}{V_0}$  (rapport de la tension alternative hyperfréquence sur la tension continue  $V_0$  appliquée en régime de tension sinusoïdale) pour différentes valeurs de la résistance parasite série  $R_S$  pour une diode optimisée à 39 GHz, la valeur de la surface choisie et du courant de polarisation étant proche des valeurs typiques expérimentales. On peut constater que celle-ci a pour effet de dégrader considérablement la puissance maximum et le rendement lorsqu'elle passe de 0,5 ohms à 1,5 ohms. La réduction de cette résistance parasite est donc un objectif très important dans la réalisation pratique de ce type de composants si l'on veut obtenir de bons rendements.

Il nous a paru important d'évaluer expérimentalement cette résistance série. Des mesures expérimentales ont été effectuées dans notre laboratoire sur les diverses séries d'échantillons en utilisant une méthode décrite par ailleurs [15] et réalisée à plus basse fréquence (8-12 GHz). La méthode permet d'accéder à la valeur de  $R_S$  à l'intérieur du boîtier. Son principe consiste en la comparaison du module et de la phase de la diode polarisée à l'avalanche par rapport à un élément de référence de même phase de façon à tenir compte des erreurs dues à la directivité. Un étalonnage de la variation d'impédance est obtenu au moyen de l'évolution de la capacité de la diode en fonction de la tension inverse en régime varactor.

Des mesures ont été effectuées à diverses fréquences de façon à faciliter les recoupements et améliorer la précision qui est de l'ordre de 10 à 20 %. Une restriction sur la validité des résultats réside dans le fait que les mesures ont été effectuées à des fréquences plus basses que les fréquences de fonctionnement.

Les résultats obtenus ont montré que cette résistance parasite de l'ordre de 1,5 à 2  $\Omega$  pour les premières séries (E 114, E 174, E 176) a été réduite à des valeurs de l'ordre de 1 ohm sur les dernières séries (T 48 (IV), E 192) grâce à des progrès sur l'épitaxie et surtout à l'amincissement du substrat qui est passé de 75-80  $\mu\text{m}$  à 15-20  $\mu\text{m}$ . Ceci a permis d'augmenter les rendements de conversion de façon importante [16]. Ils sont en effet passés de 4 % à 6 % pour des diodes de la même série T 48(IV) après amincissement du substrat.

#### I.4.2.1.4 Optimalisation de la section

Nous avons effectué une étude sur ordinateur afin de déterminer la section des diodes à double zone de transit qui donne la puissance utile maxi-

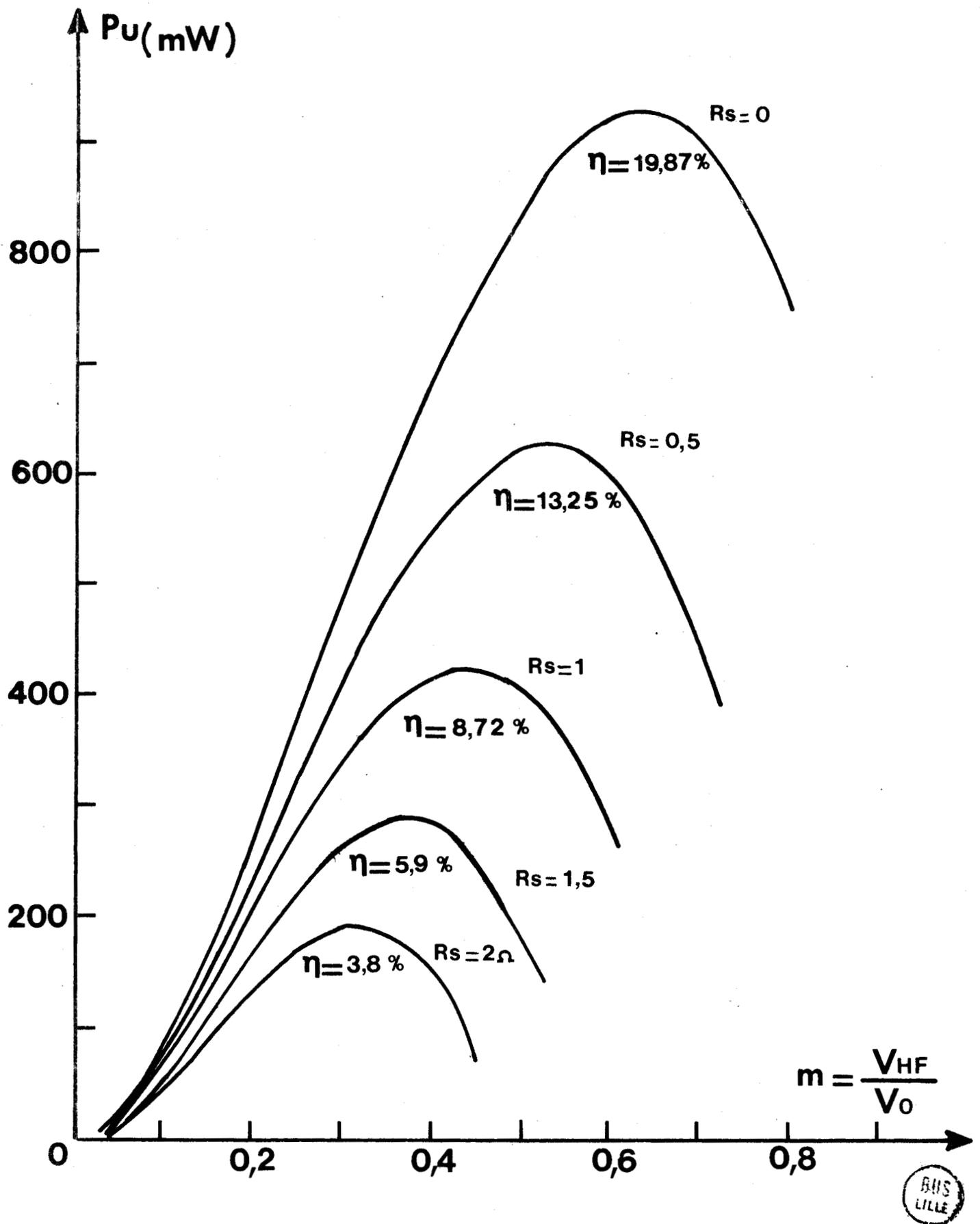


FIGURE 8 : Influence de la résistance parasite sur les performances. Diode   double zone de transit symétrique ( $N_A = N_D = 4 \times 10^{16} \text{ A/cm}^3$  ;  $I = 130 \text{ mA}$  ;  $S = 3200 \text{ } \mu\text{m}^2$  ;  $F = 39 \text{ GHz}$ ).

male en régime d'oscillation. Pour cette étude, nous avons appliqué une densité de courant variable selon la surface de la diode et telle que la température de jonction reste de 200°C compte tenu de l'évolution de la résistance thermique avec la surface (à ce titre, nous avons pris une loi en  $1/\sqrt{S}$  déduite d'un nombre important d'expériences réalisées au laboratoire sur des composants de section équivalente [9] et tendant à montrer l'influence déterminante du terme de conduction dans la résistance thermique). Nous avons également supposé que la résistance série variait en  $1/\sqrt{S}$ .

Les courbes données figure(9) donnent des exemples typiques d'évolution de la puissance utile en fonction de la surface pour deux valeurs de la résistance parasite série équivalentes à celles des diodes réalisées expérimentalement (2  $\Omega$  ou 1  $\Omega$  pour une surface de 3000  $\mu\text{m}^2$  suivant que le substrat était ou non aminci). Sans que l'optimisation soit très critique, on voit que les sections les plus intéressantes sont de l'ordre de 2000 à 2500  $\mu\text{m}^2$ .

On peut remarquer par ailleurs que pour la plupart des séries de diodes utilisées expérimentalement, les surfaces de ces diodes sont très supérieures de l'ordre de 50 % aux valeurs optimales déduites de l'étude théorique.

#### I.4.2.2. Problèmes liés à l'encapsulation

Nous nous sommes efforcés d'évaluer l'influence des éléments parasites liés à l'encapsulation sur le fonctionnement des diodes et dans ce but de déterminer les éléments d'un schéma équivalent. Comme pour les diodes à simple zone de transit, nous avons considéré un simple schéma équivalent constitué d'une seule cellule  $L_S$ - $C_p$  (figure 3). Sans doute est-ce une approximation relativement grossière, mais d'une part l'expérience acquise au laboratoire en bande X avec des boîtiers F 47 a montré que l'utilisation d'un schéma équivalent complexe n'apporte pas d'amélioration décisive à l'accord théorie-expérience, d'autre part les valeurs des éléments réels sont susceptibles de varier énormément d'une réalisation à l'autre et la précision apportée par la considération d'un schéma complexe est pour nous quasi illusoire.

Pour les diodes à double zone de transit sans boîtier (montées avec relais de quartz) nous avons retenu pour l'étude théorique, des valeurs comparables à celles utilisées pour les diodes à simple zone de transit, le type de montage et les dimensions des quartz étant de grandeurs comparables ( $L_S = 0,05$  nH,  $C_p = 0,1$  pF). Un tel type d'encapsulation ne présente pas de résonance caractéristique dans la bande d'utilisation (26-40 GHz) des diodes et n'introduit pas

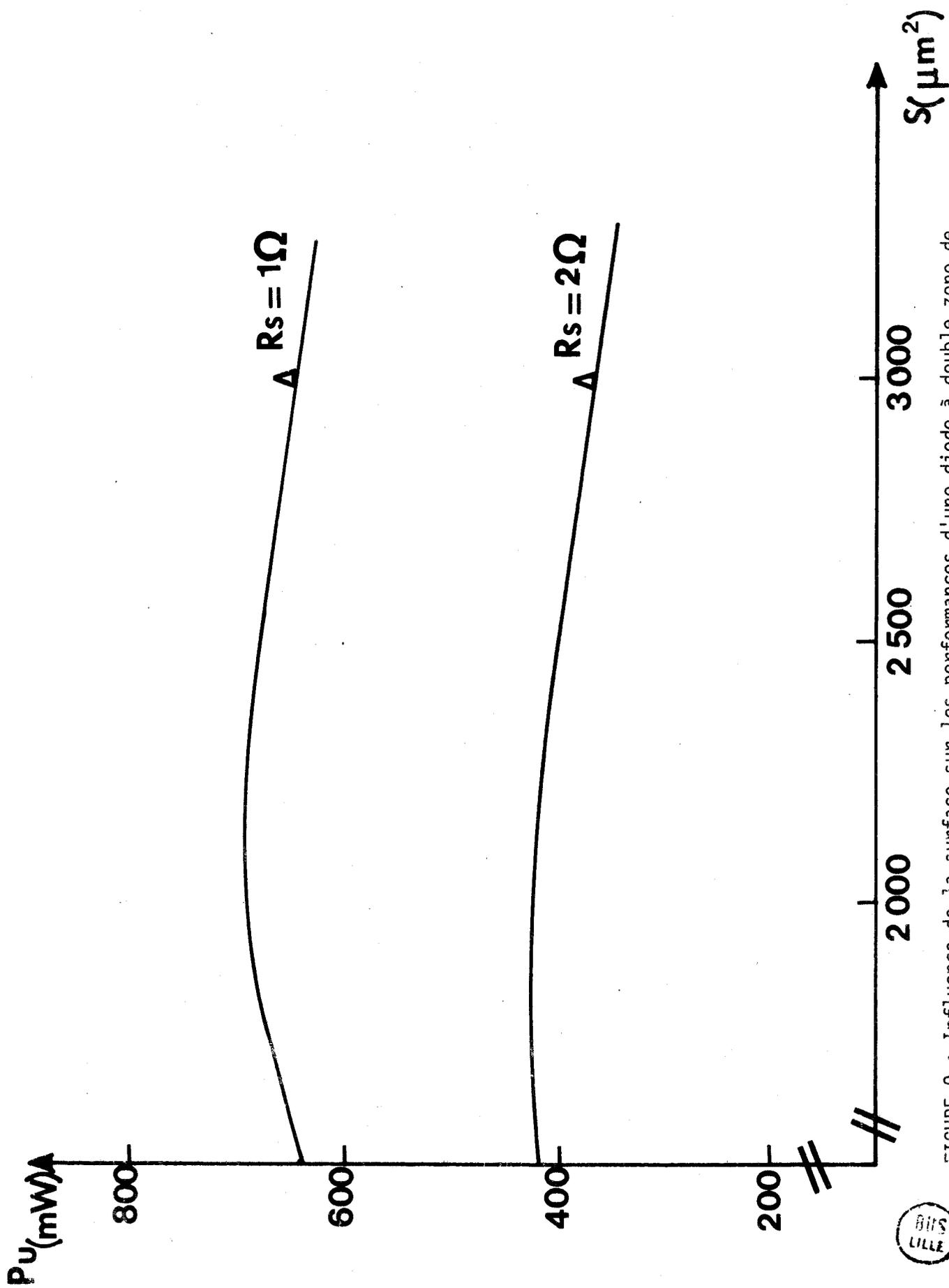


FIGURE 9 : Influence de la surface sur les performances d'une diode à double zone de transit ( $N_A = N_D = 4 \times 10^{16} \text{ A/cm}^3$  ;  $F = 39 \text{ GHz}$ )

de modifications très importantes au niveau de la résistance apparente des composants.

En ce qui concerne les diodes montées en boîtier  $W_2$ , la détermination précise des éléments du schéma équivalent au boîtier est très délicate et quasi-impossible dans la bande de fonctionnement. Les méthodes de mesure expérimentales basées sur la mesure de la réactance de la diode avant l'avalanche d'une part dans la bande 4-12 GHz et d'autre part à plus basse fréquence (50 à 100 MHz) où les selfs parasites ne jouent aucun rôle, ont permis de déterminer en première approximation les ordres de grandeur moyens des éléments parasites du boîtier  $W_2$ . Pour cela, nous avons dû procéder à de multiples recoupements, les valeurs moyennes que nous avons déduites sont :

$$L_s = 0,25 \text{ nH} \quad \text{et} \quad C_p = 0,15 \text{ pF}$$

Ces éléments parasites ont surtout pour effet de modifier la résistance et la réactance apparente de la diode, celles-ci pouvant être plus fortes ou plus faibles que les valeurs réelles suivant la fréquence. Nous avons représenté sur la figure 10 l'évolution en fonction de la fréquence de la réactance et de la résistance en régime linéaire dans le cas où la diode est en structure non encapsulée et dans le cas où elle est en boîtier  $W_2$  en choisissant les mêmes conditions de fonctionnement. On peut constater que la présence du boîtier  $W_2$  occasionne une résonance dans la bande Q, résonance caractérisée par une augmentation importante de la résistance négative et du coefficient de réflexion apparent de la diode. Ceci aura pour conséquence d'introduire une fréquence préférentielle dans le fonctionnement de ces diodes en tant qu'amplificateur ou même oscillateur.

Les valeurs précédentes de  $L_s$  et  $C_p$  ne sont par ailleurs que les valeurs les plus probables des éléments parasites constituant le boîtier  $W_2$  et peuvent d'autre part évoluer avec la fréquence ; nous avons alors cherché dans quels domaines de valeurs de  $L_s$  et  $C_p$  le boîtier  $W_2$  résonnait dans la bande Q. Pour l'utilisation de ces diodes en amplification, on doit se demander de façon impérative si la fréquence de résonance du coefficient de réflexion apparent  $\rho_{D1}$  est toujours contenue dans la bande d'utilisation pour des valeurs des éléments parasites affectées des marges d'erreurs. Or, l'ensemble des déterminations expérimentales de  $L_s$  et  $C_p$  ont montré que si sur chacun des éléments les erreurs pouvaient être de l'ordre de 20 %, l'erreur sur le produit était beaucoup plus faible. Nous avons donc tracé figure(11) l'évolution de la fréquence du maximum du coefficient de réflexion apparent de la diode pour différentes valeurs de  $L_s$  et de  $C_p$ , le produit  $L_s \times C_p$  étant maintenu constant. On voit que dans tous les cas, cette fréquence se trouve bien dans la bande d'utilisation.

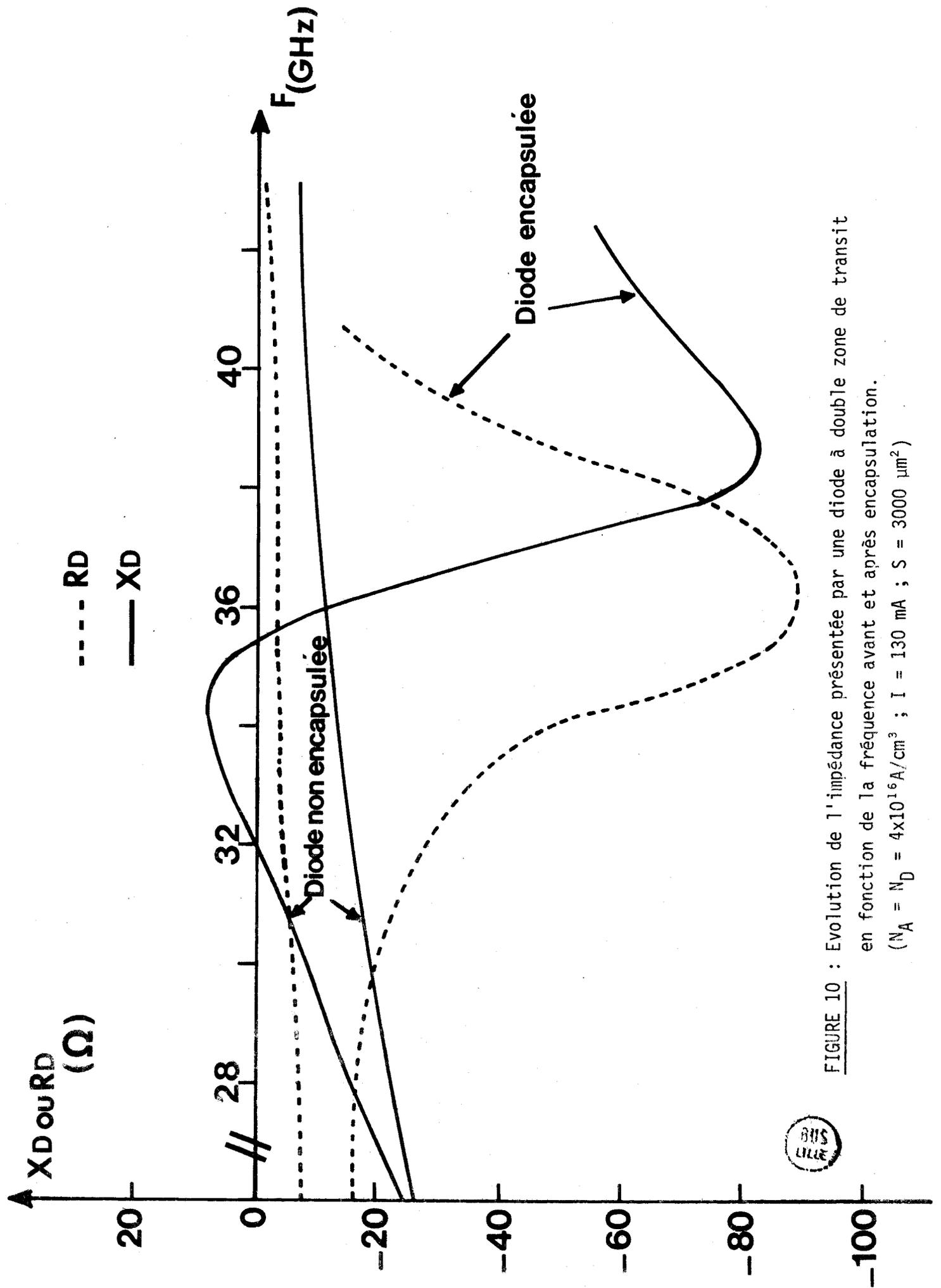


FIGURE 10 : Evolution de l'impédance présentée par une diode à double zone de transit en fonction de la fréquence avant et après encapsulation.  
 ( $N_D = 4 \times 10^{16} \text{ A/cm}^3$  ;  $I = 130 \text{ mA}$  ;  $S = 3000 \text{ } \mu\text{m}^2$ )



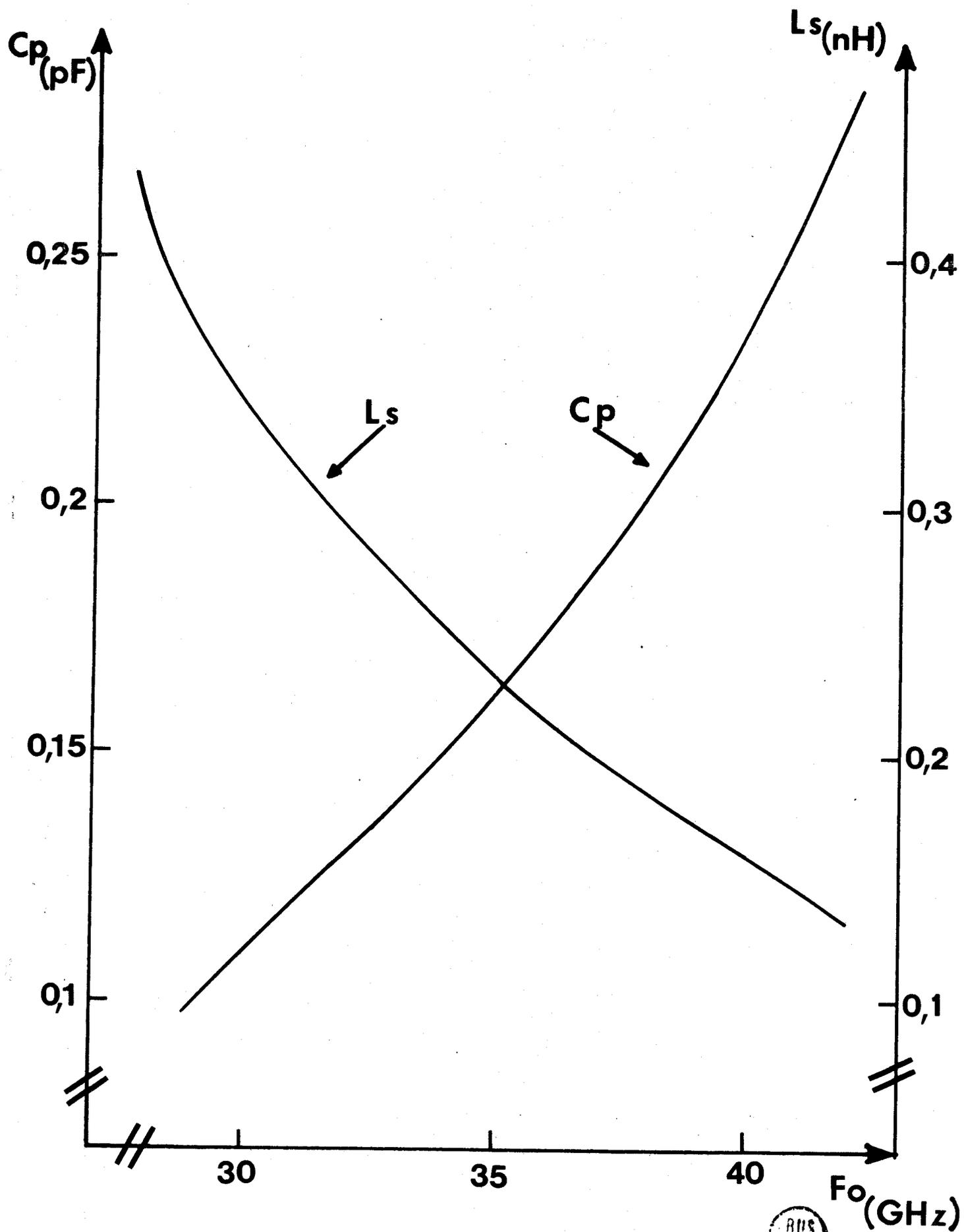


FIGURE 11 : Fréquence de résonance du coefficient de réflexion apparent d'une diode à double zone de transit en boîtier pour différentes valeurs des éléments  $L_s$  et  $C_p$ . ( $N_A = N_D = 4 \times 10^{16} \text{ A/cm}^3$  ;  $I = 130 \text{ mA}$  ;  $S = 3000 \text{ } \mu\text{m}^2$ )

Nous avons alors cherché à déterminer dans quelle mesure on pouvait en changeant la technologie d'encapsulation, ramener cette fréquence de résonance en dehors de la bande d'utilisation. Le calcul de la fréquence où le coefficient de réflexion est maximum étant complexe, nous avons préféré évaluer celle du maximum de la résistance négative apparente de la diode  $R_{D1}$  qui en est d'ailleurs très proche. On peut montrer qu'elle est voisine de la fréquence de résonance série du circuit constitué par la capacité de la diode  $C_D$  et les éléments  $L_S$ - $C_p$ .

$$f_0 \approx \frac{1}{2\pi L_S} \sqrt{\frac{1}{C_p} + \frac{1}{C_D}}^{1/2}$$

La figure(12) représente l'évolution de cette fréquence de résonance en fonction de  $L_S$  pour différentes valeurs de la capacité  $C_p$  réalistes comprises entre 0,1 et 0,3 pF pour une diode qui fonctionne dans des conditions proches des conditions expérimentales optimum.

Pour des valeurs de la self parasite supérieures à la valeur précédente ( $L_S > 0,3$  nH à 0,5 nH suivant la valeur de  $C_p$ ) on peut ramener la fréquence de résonance en dessous de 30 GHz ; ceci n'est cependant pas favorable à un bon fonctionnement amplificateur. En effet, si l'on veut éviter des oscillations parasites et éliminer les risques d'instabilités, il faut que cette fréquence de résonance soit située au-dessus de 40 GHz. Ceci est réalisé soit pour des valeurs de self parasite plus faible :  $L_S < 0,15$  nH pour une capacité  $C_p$  de 0,3 pF, soit pour des capacités parasites plus faibles  $C_p < 0,1$  pF pour  $L_S = 0,25$  nH. C'est dans ce sens que doivent évoluer les technologies si l'on veut supprimer la résonance de la diode dans la bande Q.

L'utilisation des diodes à double zone de transit en boîtier  $W_2$  en amplification est cependant possible si l'on utilise cette résonance pour obtenir un accord dans la bande d'utilisation, d'autant que compte tenu de son caractère localisé, il risque de donner des performances de bande intéressante comme en bande X [17]. Toutefois, ceci pose différents problèmes :

- . La reproductibilité des résultats est difficile
- . Les possibilités d'accord sont très limitées ; la bande passante de l'amplificateur se trouvera centrée sur une fréquence voisine de la fréquence de résonance.
- . Il est difficile d'obtenir un circuit hyperfréquence qui ramène une résistance pure suffisamment faible sur une large bande de fréquences.

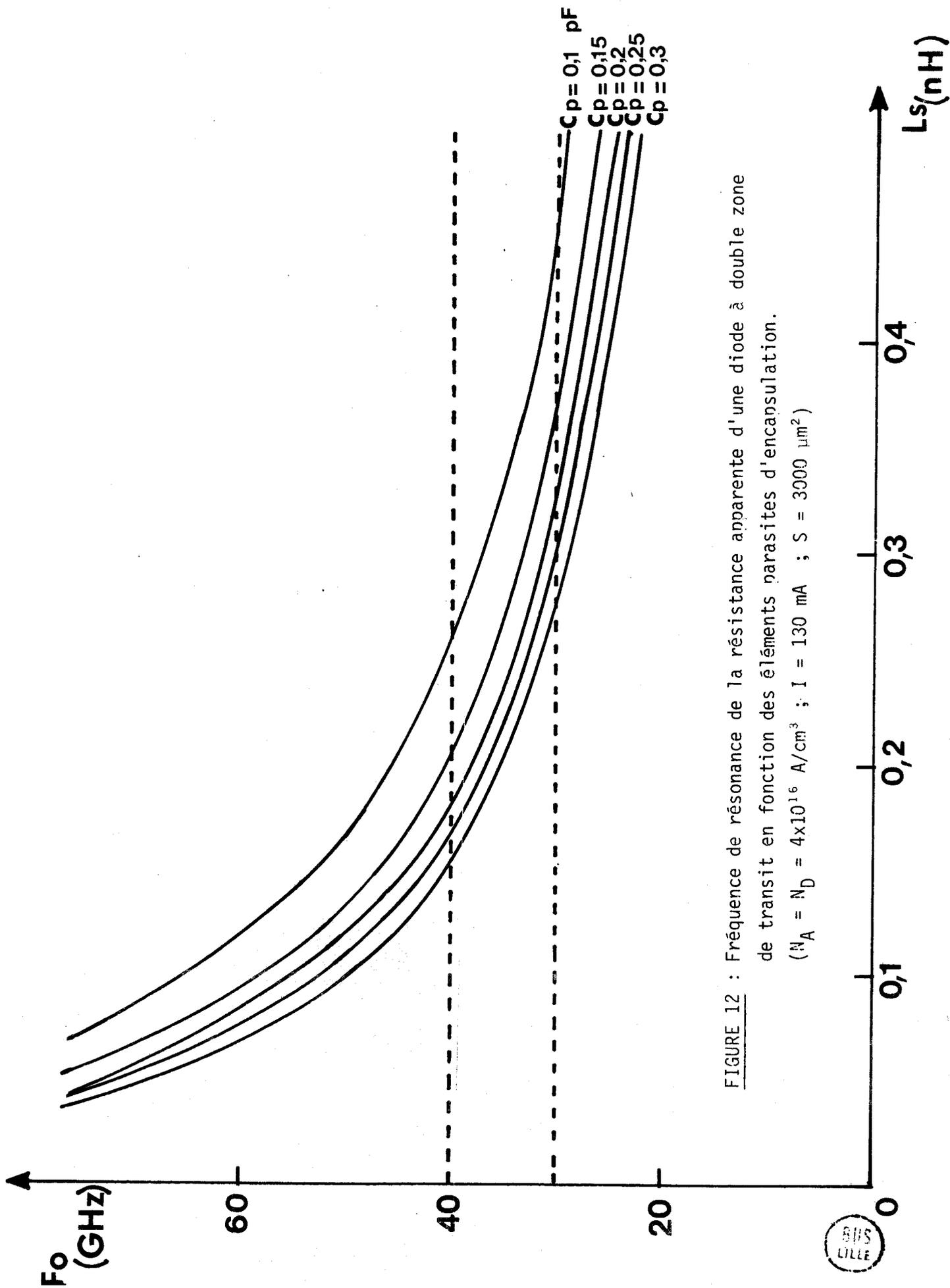


FIGURE 12 : Fréquence de résonance de la résistance apparente d'une diode à double zone de transit en fonction des éléments parasites d'encapsulation.  
 ( $N_A = N_D = 4 \times 10^{16}$  A/cm<sup>3</sup> ;  $I = 130$  mA ;  $S = 3000$   $\mu\text{m}^2$ )

## I.5. CIRCUITS DE CHARGE UTILISES

Après avoir décrit les différents types de composants que nous avons utilisés, leur optimisation et leur caractérisation, nous nous intéressons maintenant à la structure de l'amplificateur et aux circuits de charge. La diode est en effet insérée dans une monture hyperfréquence qui joue le rôle de dispositif d'adaptation avec le circuit extérieur.

D'une manière générale, les circuits hyperfréquences utilisés en amplification en bande Q sont peu différents de ceux que l'on utilise en oscillation. Il s'agit essentiellement de réaliser un circuit de charge qui assure la stabilité de l'amplificateur tout en présentant une bande passante optimale et le gain souhaité pour le niveau de puissance considéré. Dans cette optique, nous avons essentiellement cherché à obtenir un produit gain x bande passante optimal que l'on peut réaliser en ayant des accords hyperfréquences relativement localisés.

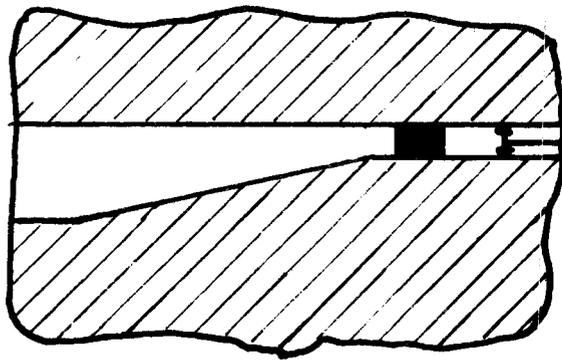
La réalisation pratique d'un tel circuit de charge s'avère être cependant très difficile en bande Q. Il faut en effet pouvoir réaliser un compromis entre la nécessité d'une part d'une transformation d'impédance importante entre le composant et le circuit extérieur et d'autre part d'une évolution fréquentielle de la résistance et de la réactance de charge qui soit voisine de celle du composant. A ces éléments viennent s'ajouter les problèmes de réalisation mécanique de la monture hyperfréquence vu les dimensions où on aboutit en bande Q.

Il faut de plus que les caractéristiques obtenues soient reproductibles et permettent une compréhension qualitative du fonctionnement. Les montures hyperfréquences que nous avons réalisées peuvent se regrouper en quatre séries.

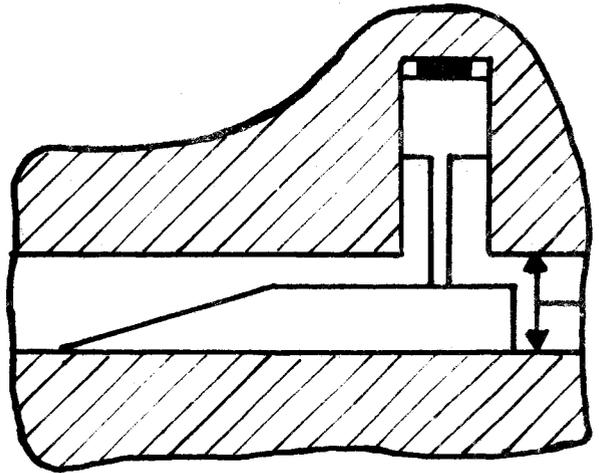
### I.5<sub>1</sub> Structure à guide sous-dimensionné

La façon la plus simple de réaliser la transformation d'impédance désirée dans une large bande de fréquences est d'utiliser une structure avec un guide dont la hauteur a été réduite au niveau de la diode (figure 13 a), celui-ci étant terminé par un court-circuit mobile. Pour réaliser la transition entre le guide extérieur et celui de hauteur plus faible, on peut procéder soit de façon progressive et continue, soit au moyen de plusieurs transformateurs  $\lambda/4$ .

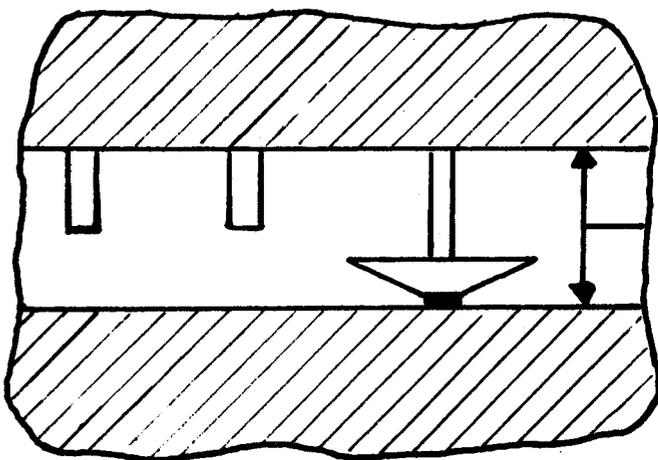
L'impédance caractéristique (correspondance entre la puissance transportée dans le guide et la tension efficace au milieu du guide pour le mode domi-



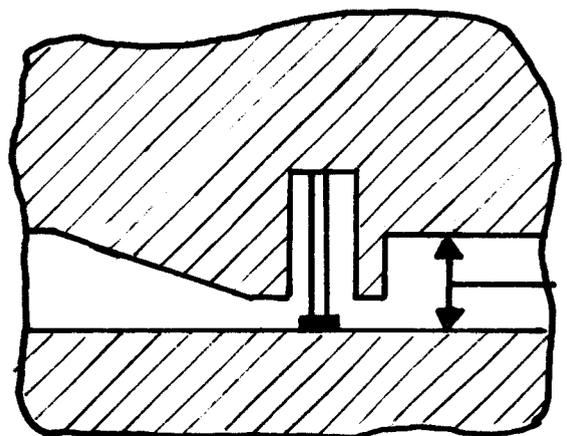
a) **Structure à guide**  
**sous dimensionné**



b) **Structure à transition**  
**coaxiale - guide**



c) **Structure à cap**



d) **Structure à**  
**accord série**

FIGURE 13 : Schémas des différentes montures bande  $\eta$



nant) du guide réduit a alors pour valeur : [18]

$$Z_g = Z_0 \frac{a'}{a} \quad \text{où } Z_0 = \text{impédance caractéristique du guide standard}$$

$a = \text{hauteur du guide standard}$   
 $a' = \text{hauteur du guide réduit.}$

Dans le plan perpendiculaire au guide au niveau de la diode, nous pouvons déterminer l'impédance de charge  $Z_L$  vue par celle-ci : elle résulte de la mise en parallèle des deux impédances représentant d'une part le guide côté circuit extérieur supposé terminé par une charge adaptée (soit  $Z_G$ ) et d'autre part le guide côté court-circuit mobile (soit  $j Z_G \operatorname{tg} \beta_g d$ ), on a donc :

$$Z_L = Z_G \sin^2 \beta_g d + j \frac{Z_G}{2} \sin 2 \beta_g d$$

C'est à partir d'une telle formule très simplifiée que nous essaierons par la suite d'interpréter nos résultats expérimentaux. Dans une telle structure à guide sous dimensionné, on peut difficilement obtenir une impédance de charge faible ; celle-ci dépend en effet de  $Z_G$  qui est proportionnel à  $Z_0$  et  $a'$ ,  $Z_0$  a une valeur relativement importante au milieu du guide et  $a'$  la hauteur du guide réduit dépend des dimensions de la diode et peut difficilement être inférieur à  $a/10$  ( $a = 3,55 \text{ mm}$ ).

### I.5<sub>2</sub> Structure à transition coaxiale-guide

Dans ce type de monture (figure 13b) la transformation d'impédance est réalisée en structure coaxiale par l'intermédiaire d'un slug de longueur  $\lambda/4$  à une distance  $d$  du composant. On peut ainsi faire varier l'impédance de charge vue par la diode dans des proportions importantes en changeant la valeur de l'impédance caractéristique  $Z_c$  du slug, sa longueur ainsi que la distance  $d$ , ce qui permet d'autre part d'obtenir des impédances de charge suffisamment faibles. Le problème de ce type de structure est qu'il faut pouvoir réaliser une transition guide-coaxiale bien adaptée afin d'obtenir une bande passante importante. Pour essayer d'avoir une adaptation satisfaisante, nous avons utilisé un guide ridgé d'impédance caractéristique peu différente de  $50 \Omega$ , la transition entre ce guide et le guide extérieur étant progressive. Un des avantages de ce type de structure est que l'on peut évaluer assez facilement l'ordre de grandeur des impédances de charge au niveau de la diode à condition de disposer d'une bonne transition coaxiale-guide.

### I.5<sub>3</sub> Structure à cap

Dans cette structure qui est très largement utilisée en oscillation (figure 13c) dans la gamme millimétrique, la transformation d'impédances est réalisée par un cap. D'importants travaux ont été effectués sur ce type de structure [19], notamment dans notre laboratoire par M. DERYCKE [20] qui a analysé l'influence des paramètres caractéristiques (angle, longueur, hauteur) sur l'impédance  $Z_L$  vue par le composant. Par ajustement de ces paramètres, il est possible d'obtenir des résistances de charge très faibles ce qui est surtout intéressant pour le fonctionnement de l'amplificateur en régime de forte puissance.

### I.5<sub>4</sub> Structure à accord série

Cette monture est analogue dans son principe à celle réalisée par KUNO [21]. Elle combine les effets d'un accord en série avec la diode réalisé en structure coaxiale et placé dans le circuit de polarisation, et d'un accord en parallèle avec celle-ci réalisé par un court-circuit mobile (figures 13 d et 14 ). La diode est d'autre part située dans un guide de hauteur réduite afin d'abaisser son impédance caractéristique et donc le niveau des impédances vues par la diode.

En faisant une estimation très approximative, l'impédance de charge  $Z_L$  dans un plan perpendiculaire au guide vu au niveau de la diode peut alors s'écrire :

$$Z_L = Z_g \sin^2 (\beta_g d) + j \left[ \frac{Z_G}{2} \sin (2 \beta_g d) + 60 L_N \left( \frac{b}{a} \right) \operatorname{tg} (\beta_l) \right]$$

- où
- $Z_g$  = impédance caractéristique du guide réduit
  - $\beta_g$  = constante de propagation dans le guide
  - $\beta$  = constante de propagation dans le coaxial
  - $d$  = distance diode court-circuit mobile
  - $l$  = longueur de l'accord coaxial série
  - $b$  et  $a$  = diamètres extérieur et intérieur du coaxial.

Nous pouvons remarquer le caractère relativement localisé des accords réalisés, gage d'un comportement fréquentiel favorable. D'autre part, ce type de structure présente une souplesse importante au niveau du circuit de charge ramené dans le plan de la diode grâce à trois accords relativement indépendants (hauteur du guide, accord série, accord parallèle). L'accord série en coaxial permet de déterminer le choix de la bande de fréquence et la hauteur du guide permet de déterminer le gain.

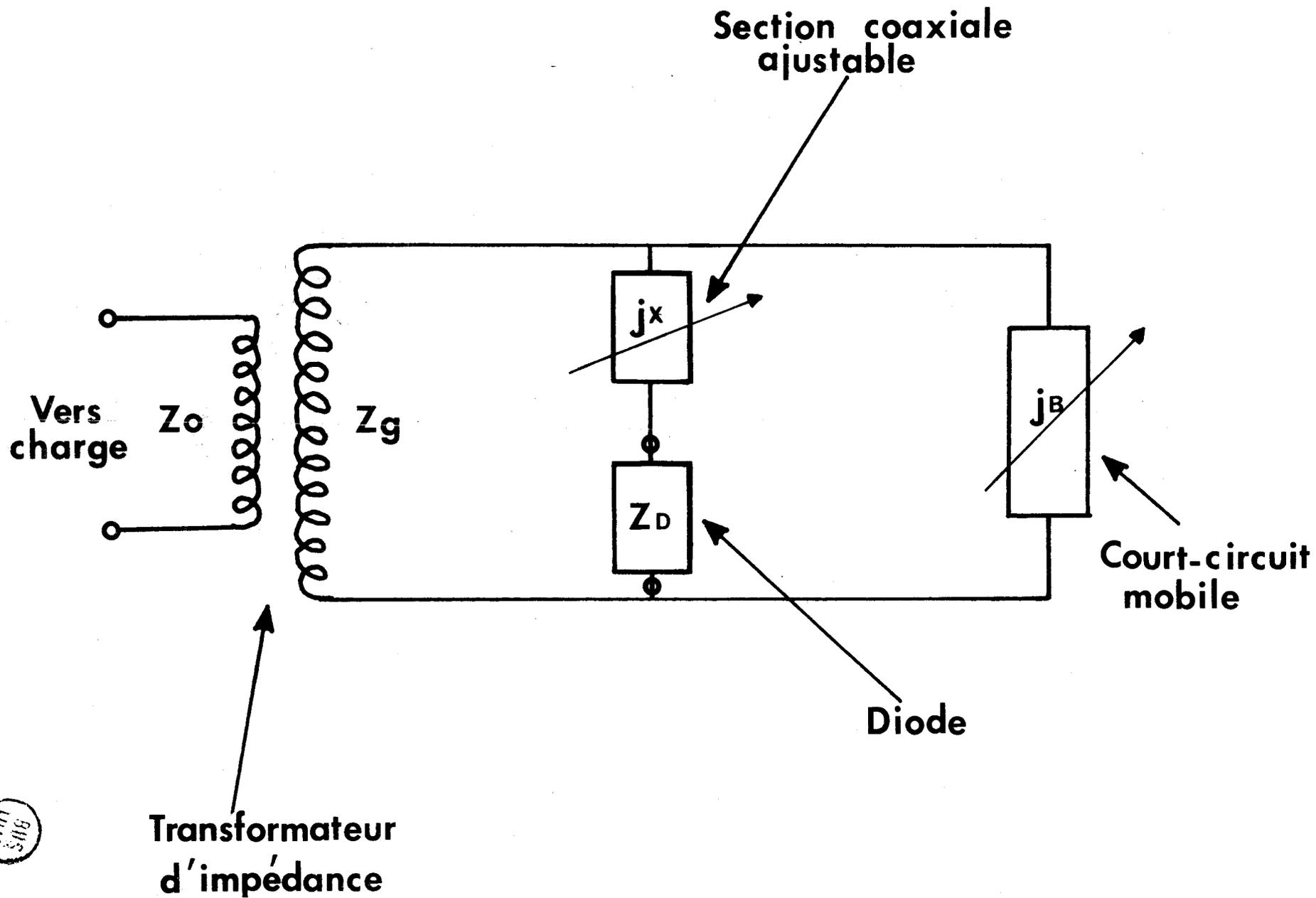


FIGURE 14 : Schéma équivalent d'une monture à accord série.



Ce type de structure permet donc d'obtenir des résultats facilement reproductibles applicables aussi bien pour les diodes non encapsulées que pour les diodes en boîtier W<sub>2</sub>.

II - ETUDE DE L'AMPLIFICATEUR DANS UN FONCTIONNEMENT  
QUASI - LINÉAIRE

## Introduction

Dans ce chapitre, nous considérons l'étude du fonctionnement de l'amplificateur en régime linéaire. Compte tenu des performances de bruit des diodes à avalanche et temps de transit, ce régime ne présente pas à priori un grand intérêt pratique, les applications de tels amplificateurs se situant plus au niveau des étages de moyenne et forte puissance. En fait, l'usage d'un tel composant ne se trouve pratiquement exclu que pour des niveaux de puissance inférieurs à - 10 dBm et à ces fréquences pour toute la gamme des puissances comprises entre - 10 dBm et 0 dBm, l'amplificateur fonctionne en régime quasi - linéaire. De plus, l'étude des amplificateurs en régime linéaire est relativement simple car il est possible d'obtenir des modèles théoriques de la diode à avalanche traitables de façon analytique. Par ailleurs, cette étude permettra d'une part de déterminer l'évolution des caractéristiques fondamentales des amplificateurs en fonction des principaux paramètres, évolutions qui seront voisines dans les autres régimes de fonctionnement et d'autre part, d'étudier des régimes faiblement non-linéaires. Enfin, elle s'avérera nécessaire pour la détermination des conditions de stabilité des amplificateurs dans tous les régimes de fonctionnement.

### II.1. METHODE D'ANALYSE THEORIQUE

L'étude théorique des caractéristiques des amplificateurs en régime linéaire nécessite la connaissance du comportement de la diode, à savoir la valeur de son impédance  $Z_D = R_D + j X_D$  pour une densité de courant et une fréquence fixées et la détermination de l'impédance de charge vue par celle-ci  $Z_L = R_L + j X_L$  en fonction de la fréquence.

#### II.1<sub>1</sub> Analyse du comportement de la diode

En régime linéaire, nous avons utilisé un modèle théorique traité de façon analytique. Pour déterminer correctement l'impédance hyperfréquence de la diode, il faut tenir compte des principaux phénomènes physiques qui interviennent au niveau des composants utilisés. Comme dans notre étude, il s'agit de composants silicium à simple ou double zone de transit, nous avons choisi le modèle de KUVAS [22] qui tient compte de l'inégalité des taux d'ionisation des électrons  $\alpha$  et des trous  $\beta$ . D'autre part, ce modèle tient compte non seu-

lement de la diffusion des porteurs mais aussi de la réaction de charge d'espace dans la zone d'avalanche en introduisant la notion de champ induit  $E_{sc}$ . Enfin, le modèle de KUVAS est plus exact que celui de LEE [23] car la valeur du temps de réponse intrinsèque  $\tau_1$  est corrigée par un facteur  $K = K_{dr} + K_{diff}$  [22], ce terme  $K$  est une fonction de  $\alpha$ ,  $\beta$  ainsi que de  $D_N$  et  $D_p$  respectivement coefficients de diffusion des électrons et des trous.

### II.1.1.1. Cas des diodes à une seule zone de transit

Pour déterminer les paramètres caractéristiques de la diode, on la divise en deux zones, la zone d'avalanche et la zone de transit, la structure étant prise unidimensionnelle. A condition d'estimer convenablement en régime dynamique les dimensions respectives des deux zones [13] cette approximation est tout à fait justifiée surtout en régime linéaire ; la méthode de calcul qui en découle donne d'ailleurs des résultats tout à fait similaires à des méthodes plus générales et beaucoup plus lourdes.

#### II.1.1.1.1. Zone d'avalanche

Pour déterminer le courant de conduction moyen dans la zone d'avalanche  $i_{ca}$ , on part de l'équation différentielle de base déterminée par KUVAS [22].

$$\frac{\partial i_{ca}}{\partial t} + \left\{ (M\tau_1)^{-1} - \lambda \left( \frac{\partial E(t)}{\partial t} \right) \right\} i_{ca} = \left\{ \tau_1^{-1} - \lambda \left( \frac{\partial E(t)}{\partial t} \right) \right\} i_s$$

avec :

- .  $\tau_1$  = temps de réponse intrinsèque
- .  $\lambda = \lambda_{dr} + \lambda_{diff}$  termes réactifs dus au champ induit  $E_{sc}$  et à la diffusion.
- .  $E(t) = E_0 + d(t) = E_0 + d_0 + \sum_{n=1}^{\infty} d_n \sin(n\omega t + \chi_n)$  est le champ total dans la zone d'avalanche ( $E_0$  = champ statique à l'avalanche ;  $d(t)$  = champ alternatif).
- .  $i_s$  = courant de saturation.

Un développement en série de Taylor de  $(M\tau_1)^{-1}$  au voisinage de  $E_0$  et un calcul direct où l'on néglige le courant de saturation  $I_s$  (annexe 1) permet de déterminer la composante fondamentale (en module et phase) de la densité de courant de conduction dans la zone d'avalanche pour un régime linéaire.

$$C_1 = i_0 \frac{\sqrt{4B_1^2(D_1) + D_2^2(B_1^2 + B_3^2 + 2B_1B_3 \cos 2(\psi_1 - \psi_2)) - 4B_1D_2(B_3 + B_1)\cos(2\psi_1 - \psi_2)}}{B_0(D_1) - D_2 B_2(D_1) \cos(2\psi_1 - \psi_2)}$$

$$\text{tg}\phi_1 = \frac{-2 \sin \psi_1 + D_2 \left[ \frac{B_3}{B_1} \sin(3\psi_1 - \psi_2) + \sin(\psi_2 - \psi_1) \right]}{2 \cos \psi_1 - D_2 \left[ \frac{B_3}{B_1} \cos(3\psi_1 - \psi_2) + \cos(\psi_2 - \psi_1) \right]}$$

où  $i_0$  = densité de courant de polarisation continu et où  $B_i$  sont les fonctions de Bessel modifiées de première espèce. Les valeurs de  $D_1$ ,  $D_2$ ,  $\psi_1$ ,  $\psi_2$  données en annexe sont des fonctions de  $K$  et  $\lambda$  ainsi que de :

- la fréquence  $F$
- $E_1$  = amplitude de la composante fondamentale du champ
- $v_n$  et  $v_p$  vitesse des électrons et des trous
- $\delta$  = longueur de la zone d'avalanche
- $\alpha$  et  $\beta$  ainsi que leurs dérivées première et seconde par rapport au champ statique à l'avalanche  $E_0$ .

Compte tenu du courant de déplacement, la composante fondamentale de la densité de courant totale dans la zone d'avalanche est alors :

$$I_{ta} = I_{ca} + I_{da} = C_1 \cos(\omega t + \phi_1) + \omega \epsilon E_1 \cos \omega t$$

avec :  $\omega = 2 \pi F$

$\epsilon$  = permittivité du silicium

### II.1.1.1.2. Zone de transit

L'évolution du courant total dans la zone de transit est déduite de la résolution des équations de continuité, l'influence de la diffusion étant prise en compte. Il est de la forme : [24]

$$I_{tt} = C_1 e^{K_{rx}} \cos(\omega t + K_{ix} + \phi_1) + \epsilon \frac{\partial E(x,t)}{\partial t}$$

avec :

$$K_r = \left(\frac{\omega}{V_N}\right) \left(\frac{\omega d_n}{2\omega}\right) \left\{ \frac{1}{2} \left( \left[ 1 + \left(\frac{4\omega}{\omega d_n}\right)^2 \right]^{1/2} + 1 \right) \right\}^{1/2} - 1 \right\}$$

$$K_i = \left(\frac{\omega}{V_N}\right) \left(\frac{\omega d_n}{2\omega}\right) \left[ \frac{1}{2} \left( \left[ 1 + \left(\frac{4\omega}{\omega d_n}\right)^2 \right]^{1/2} - 1 \right) \right]^{1/2}$$

$$\text{où } \omega d_n = \frac{V_N^2}{D_N}$$

$E(x,t)$  est le champ dans la zone de transit.

En écrivant la conservation du courant total dans les deux zones, on peut alors obtenir le champ  $E(x,t)$  ; par intégration du champ d'une extrémité à l'autre de la zone de transit, on obtient la tension à ses bornes  $V(x,t)$ . Pour obtenir la tension totale  $V_T(x,t)$ , il faut ajouter à  $V(x,t)$  la tension aux bornes de la zone d'avalanche. On peut alors en déduire  $R_D$ ,  $X_D$  et la puissance émise  $P_e$ .

$$R_D = \frac{(W - \delta) E_1}{C_1} \frac{\left[ \frac{\delta}{W - \delta} \cos \phi_1 + h_1 (K_c + \sin \phi_1) + h_2 \cos \phi_1 \right]}{1 + \frac{1}{K_c^2} + \frac{2 \sin \phi_1}{K_c}}$$

$$X_D = \frac{-(W - \delta) E_1}{C_1} \left[ K_c \frac{W}{W - \delta} - \frac{K_c h_2 + \frac{\delta}{W - \delta} (K_c + \sin \phi_1) + h_2 \sin \phi_1 - h_1 \cos \phi_1}{1 + \frac{1}{K_c^2} + \frac{2 \sin \phi_1}{K_c}} \right]$$

$$P_e = \frac{1}{2} (W - \delta) C_1 E_1 \left[ \frac{\delta}{W - \delta} \cos \phi_1 + h_1 (K_c + \sin \phi_1) + h_2 \cos \phi_1 \right]$$

avec :  $\delta$  = longueur de la zone d'avalanche

$W - \delta$  = longueur de la zone de transit

$E_1$  = amplitude de la composante fondamentale du champ hyperfréquence.

$$K_c = \frac{C_1}{\omega S E_1}$$

où  $S$  = surface de la diode

$\epsilon$  = permittivité du Silicium

$\phi_1 = \phi_1 - \frac{\pi}{2}$  déphasage du courant de conduction par rapport au champ dans la zone d'avalanche.

Les coefficients  $h_1$  et  $h_2$  sont donnés par les expressions suivantes :

$$h_1 = \frac{K_i(W-\delta) - \exp[-K_r(W-\delta)] [K_i(W-\delta) \cos K_i(W-\delta) + K_r(W-\delta) \sin K_i(W-\delta)]}{(K_i^2 + K_r^2) (W - \delta)^2}$$

$$h_2 = \frac{K_r(W-\delta) + \exp[-K_r(W-\delta)] [K_i(W-\delta) \sin K_i(W-\delta) - K_r(W-\delta) \cos K_i(W-\delta)]}{(K_i^2 + K_r^2) (W - \delta)^2}$$

si on néglige la diffusion, on retrouve pour  $h_1$  et  $h_2$  les expressions classiques

$$h_1 = \frac{1 - \cos \theta}{\theta}$$

$$h_2 = \frac{\sin \theta}{\theta}$$

où  $\theta$  est l'angle de transit avec  $\theta = \frac{\omega(W - \delta)}{v_N}$

#### II.1 1.1.2. Cas des diodes à double zone de transit

Dans ce cas-là, il faut tenir compte des contributions des deux zones N et P pour les calculs de la puissance émise et de l'impédance de la diode : les calculs sont effectués de la même manière que pour une diode à simple zone de transit. Les paramètres d'une telle diode sont alors obtenus en faisant la somme des contributions apportées par les deux zones :

$$P_{eT} = P_{eN} + P_{ep}$$

$$Z_{DT} = Z_{DN} + Z_{Dp}$$

## II.1<sub>2</sub> Modélisation théorique du circuit de charge

Comme on a pu le constater (cf I.5) une modélisation théorique des circuits de charge utilisés en amplification dans la bande Q s'avère être très délicate. Nous avons cependant essayé de modéliser théoriquement la plupart des structures utilisées expérimentalement. D'autre part, pour effectuer une étude théorique complète, il faut que l'on modélise un circuit de charge relativement simple qui permette de faire varier les impédances dans de larges proportions afin de pouvoir effectuer une étude en fonction des différents paramètres tout en tenant compte des réalités pratiques.

Dans cette optique, nous avons considéré pour la plupart de nos études un circuit constitué d'un transformateur  $\lambda/4$  en structure coaxiale  $50 \Omega$ , placé à une certaine distance  $d$  de la diode : ce circuit s'apparente en pratique à une transition coaxiale-guide supposée parfaite, suivi d'un tel transformateur dans la partie coaxiale.

Il constitue donc une approximation raisonnable des circuits bande Q ; on peut par ailleurs modifier le gain dans la bande de fréquences désirées pour un niveau considéré, en faisant varier les paramètres du transformateur d'impédances en structure coaxiale :

- L'impédance caractéristique  $Z_c$  du transformateur permet de faire varier la résistance de charge  $R_L$  et le coefficient  $S_{22}$  du quadripôle d'adaptation. Ce paramètre va donc nous permettre d'ajuster le gain.

- La distance  $d$  a surtout une influence sur la réactance de charge  $X_L$ . Ce paramètre va donc nous permettre de centrer la bande passante de l'amplificateur sur la fréquence  $f_c$  désirée.

- La longueur  $l$  du transformateur d'impédances (ou slug) a une influence sur l'optimisation de la bande passante pour une diode donnée.

## II.1<sub>3</sub> Etude de la stabilité des amplificateurs : critères employés

L'existence d'oscillations parasites notamment pour les puissances d'entrée de faible valeur constitue un problème important que l'on rencontre fréquemment en pratique. Il est donc absolument nécessaire d'introduire un

critère de stabilité si l'on veut prévoir de façon réaliste les performances des amplificateurs. Pour cette raison, nous avons essayé de faire le point sur les différents critères théoriques de stabilité que l'on pourrait utiliser. Le problème de la stabilité des amplificateurs hyperfréquences à diode à avalanche est complexe dans la mesure où il faut tenir compte des évolutions de l'impédance de l'élément actif selon les conditions de fonctionnement. En effet,

- La résistance négative  $R_D$  et le coefficient de réflexion propre  $\rho_D$  de la diode sont des fonctions complexes de la fréquence et de la tension hyperfréquence  $V_{HF}$  pour une densité de courant de polarisation donnée.
- La plupart du temps,  $|R_D|$  et  $|\rho_D|$  sont des fonctions décroissantes de  $V_{HF}$  pour des densités de courant  $J$  inférieures à  $J_M$ , valeur pour laquelle on obtient les maxima de  $R_D$  ou  $\rho_D$ .
- Pour certains profils, et pour des densités de courant supérieures à  $J_M$  il est possible que  $R_D$  et  $|\rho_D|$  croissent puis décroissent en fonction de  $V_{HF}$ . Ce phénomène, courant en bande X est cependant beaucoup plus rare en bande Q car compte tenu des limitations thermiques, les densités de courant appliquées pour un fonctionnement en bande Q sont le plus souvent très inférieures à  $J_M$ .

Différents critères de stabilité plus ou moins restrictifs ont été élaborés pour caractériser la stabilité des amplificateurs hyperfréquences. Dans notre étude, nous en avons retenu trois :

II.1<sub>3.1.</sub> Critère de stabilité I :  $R_L > |R_D|$  à toutes les fréquences.

Il est le plus utilisé dans la pratique [25] [26]. Le gain en puissance d'un amplificateur à réflexion peut en effet se mettre sous la forme :

$$G_p = \left| \frac{Z_D - Z_L^*}{Z_D + Z_L} \right|^2$$

Pour que l'amplificateur n'oscille pas, il faut que son gain  $G_p$  ne devienne pas infini quelles que soient les conditions d'utilisation. Ceci implique donc que  $Z_D + Z_L \neq 0$  à toutes les fréquences et à tous les niveaux d'entrée soit :

$$R_e(Z_D) + R_e(Z_L) > 0$$

$$\text{ou } I_m(Z_D) + I_m(Z_L) \neq 0$$

Cette condition peut se réaliser de deux façons différentes :

$$\text{a) } I_m(Z_D) + I_m(Z_L) \neq 0; (X_D + X_L) \neq 0$$

Cette condition est très difficile à exploiter en pratique car il faut qu'elle soit vérifiée à tous les niveaux et pour toutes les fréquences.

$$\text{b) } R_e(Z_D) + R_e(Z_L) > 0; (R_D + R_L) > 0$$

Comme la valeur de  $|R_D|$  diminue avec le niveau  $V_{HF}$  et la puissance émise, dans le cas général, on peut obtenir une condition de stabilité facilement vérifiable en pratique si l'on impose que pour les niveaux les plus faibles (régime linéaire) on a  $R_L > |R_D|$  à toutes les fréquences. Dans ces conditions, on sera pratiquement certain que l'amplificateur est stable dans toutes les conditions d'utilisations (différents régimes non linéaires) sous réserve toutefois de non existence d'oscillations déclenchées et d'effets d'harmoniques ou de sous-harmoniques.

Ce critère de stabilité est donc une condition suffisante mais non nécessaire pour que l'amplificateur soit stable (on peut obtenir un régime stable lorsque  $|R_L| < |R_D|$  quand  $I_m(Z_D) + I_m(Z_L) \neq 0$ ). Son utilisation nous a montré que c'est un critère de stabilité trop restrictif mais cependant très simple à mettre en oeuvre.

### II.1<sub>3.2</sub> Critère de stabilité 2 : critère de KUROKAWA

Ce second critère de stabilité, plus rigoureux que le précédent tient compte des interactions circuits-composants décrites par KUROKAWA [27] ; les conditions de stabilité sont déterminées à partir des équations de base qui déterminent l'amplitude  $I_1$  et la phase  $\phi_0$  du courant hyperfréquence qui traverse la diode pour un point de fonctionnement. A partir de là, on définit deux conditions de stabilité qui doivent être vérifiées simultanément [28] :

$$\left( \frac{\partial R_D}{\partial I_1} \right) \cos^2 \phi_0 \left( 1 + \text{tg } \phi_0 \text{ tg } \psi \right) < \frac{V_0}{I_1^2} \cos \phi_0$$

$$\frac{1}{2} \left( \frac{\partial R_D}{\partial I_1} \right)_0 \frac{\operatorname{tg} \theta + \operatorname{tg} \psi}{\operatorname{tg} \theta + \operatorname{tg} \phi_0} < \frac{V_0}{I_1^2} \cos \phi_0$$

$$\text{avec } \left( \frac{V_0}{I_1} \right)^2 = \left[ R_L(\omega) - R_D \right]^2 + \left[ X_L(\omega) + X_D \right]^2$$

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{\left( \frac{\partial X_L}{\partial \omega_i} \right)}{\left( \frac{\partial R_L}{\partial \omega_i} \right)} \quad \text{où } \omega_i = 2 \pi F_i$$

( $F_i$  = fréquence du signal d'entrée)

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{\left( \frac{\partial X_D}{\partial I_1} \right)_0}{\left( \frac{\partial R_D}{\partial I_1} \right)_0}$$

Pour appliquer ce critère de stabilité, on utilise une représentation graphique dans le plan complexe (figure 15) où l'on trace d'une part la courbe  $Z_L(\omega) = R_L(\omega) + j X_L(\omega)$  qui représente le lieu géométrique de l'impédance de charge en fonction de la fréquence et d'autre part, les courbes  $Z_D^* = R_D - j X_D$  pour une fréquence fixée en fonction de l'amplitude  $I_1$  du courant hyperfréquence.

Un point de fonctionnement donné est défini par la valeur de l'impédance de charge  $Z_L(\omega_i)$  (point D) et celle de l'élément actif  $Z_D^*(I_1, \omega_i)$  (point C).

Pour le point C, on peut déterminer la pente  $\left( \frac{\partial R_D}{\partial I_1} \right)_0$ ; la longueur  $\overline{DC}$  représente la grandeur  $\frac{V_0}{I_1}$ ; les angles  $\theta$  et  $\psi$  sont par  $\frac{\partial I_1}{\partial I_1}$  ailleurs déterminés par les tangentes respectives aux courbes  $Z_L(\omega_i)$  et  $Z_D(I_1, \omega_i)$  aux points D et C. On peut alors voir si les deux conditions de stabilité sont vérifiées simultanément et en déduire si le point de fonctionnement est stable. De proche en proche, on peut alors délimiter les zones du plan complexe qui correspondent à un fonctionnement stable.

Ce critère est certainement le plus valable; il est moins restrictif que le précédent. Seulement, il est assez lourd à mettre en oeuvre en pratique car il demande à être vérifié à tous les niveaux et pour toutes les fréquences.

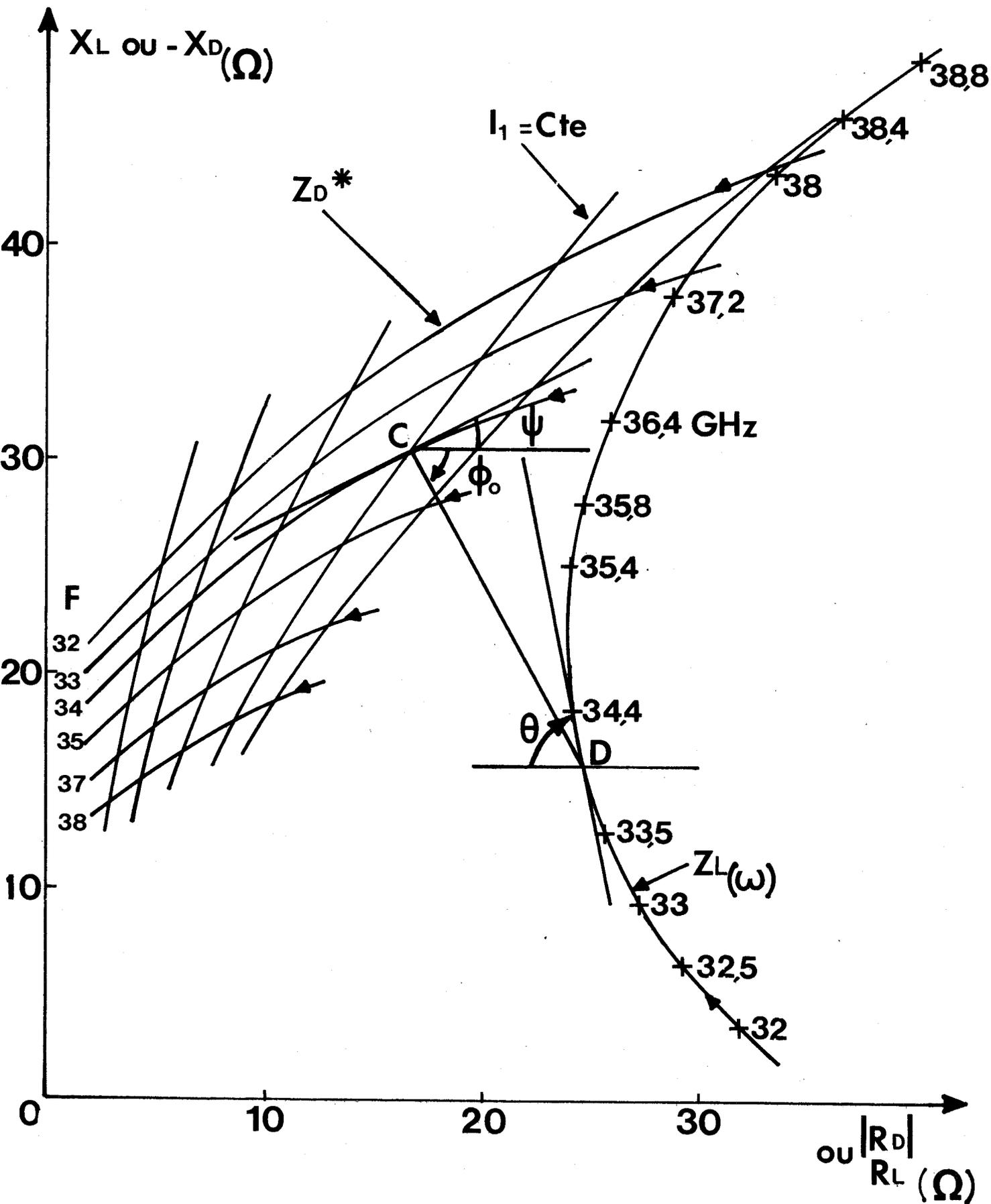


FIGURE 15 : Interprétation graphique du critère de stabilité II



II.1.3.3 Critère de stabilité 3

Il est fondé sur la théorie de PETERSON [ 5 ] qui considère les coefficients " $S_{ij}$ " de la matrice scattering du quadripôle d'adaptation. Si l'on considère que le circulateur est parfait (figure 1 ) le gain en tension ou coefficient de réflexion de l'amplificateur est :

$$G_V = S_a = S_{11} + \frac{S_{12}^2}{s_r - S_{22}}$$

où  $s_r$  est l'inverse du coefficient de réflexion propre de la diode. L'amplificateur est instable s'il existe un pôle de " $S_a$ " dans le demi-plan situé à droite de l'axe des imaginaires dans le plan complexe. Ces pôles proviennent des zéros de  $s_r - S_{22}$ .

On peut alors déterminer des conditions de stabilité analogues à celles du premier critère par les inégalités suivantes qui doivent être vérifiées à toutes les fréquences et pour tous les niveaux :

$$|S_{22}(\omega)| < |s_r(\omega)|$$

ou

$$\text{Arg } s_{22}(\omega) \neq \text{Arg } s_r(\omega)$$

La condition sur les arguments de  $S_{22}(\omega)$  et  $s_r(\omega)$  est peu exploitable en pratique car elle doit être vérifiée à tous les niveaux, par contre la condition sur les modules permet de déterminer une condition de stabilité facilement utilisable en pratique :

$$|S_{22}(\omega)| < |s_r(\omega)|$$

En effet, dans le cas général  $s_r(\omega) = \frac{1}{R_D D(\omega)}$  est une fonction croissante du niveau, même pour les courants élevés où  $|R_D|$  et  $D(\omega)$  a tendance à croître légèrement avec le niveau. Il suffit donc de vérifier que l'inégalité soit vraie en régime linéaire pour toutes les fréquences. Comme pour le premier critère de stabilité, c'est une condition qui n'est pas nécessaire mais suffisante pour assurer la stabilité de l'amplificateur à tous les régimes. Ce critère de stabilité est toutefois moins restrictif que le premier. Aussi dans un souci de simplification, c'est celui que nous avons utilisé.

Cette condition de stabilité permet de plus de tenir compte des imperfections du circulateur. Si l'on suppose que celui-ci présente des propriétés

identiques vues de ses trois portes et que la charge est adaptée, le gain en tension de l'amplificateur est alors donné par l'expression :

$$g_v = s_a = t_{12} + \frac{t_{13}^2 \left[ S_{11}(s_r - s_{22}) + S_{12}^2 \right]}{(S_r - S_{22})(1 - t_{11} S_{11}) - t_{11} S_{12}^2}$$

où " $t_{ij}$ " représente les coefficients de la matrice scattering du circulateur. A partir de cette expression, en raisonnant de la même manière que dans le cas où le circulateur est supposé parfait, on obtient une condition de stabilité facilement vérifiable en pratique analogue à la précédente.

$$|S'_{22}(\omega)| < |S_r(\omega)|$$

où

$$S'_{22} = S_{22} + \frac{t_{11} S_{12}^2}{1 - t_{11} S_{11}}$$

Il est à remarquer que la condition de stabilité ne fait intervenir que le paramètre  $t_{11}$  du circulateur, c'est à dire le coefficient de réflexion vu de l'une de ses portes lorsque les deux autres sont fermées sur une charge adaptée (si le circulateur est parfait,  $t_{11} = 0$ ).

#### II.1.3.4 Application du critère de stabilité

L'étude de la stabilité de l'amplificateur en linéaire est importante car elle permet de déterminer les conditions que devra respecter le circuit de charge afin d'éviter toute oscillation. On peut ainsi déterminer le gain maximum potentiel en linéaire pour un circuit de charge en tenant compte des réalités pratiques et des perturbations apportées notamment par le circulateur.

Pour cette application, nous avons considéré un circuit de charge du type décrit en II.1.2. Nous avons tout d'abord essayé de déterminer la configuration qui nous donne la meilleure bande passante ; dans ce cas, le paramètre  $S_{22}$  du quadripôle d'adaptation varie peu en fonction de la fréquence (figure 16). Sur la même figure, nous avons alors tracé l'évolution fréquentielle de  $S_{22}$  et du paramètre  $s_r$  pour la même diode et pour trois densités de courant différentes. On peut constater que si la condition de stabilité est vérifiée pour  $J = 5000 \text{ A/cm}^2$  et  $J = 8000 \text{ A/cm}^2$ , celle-ci ne l'est plus pour  $J = 10.000 \text{ A/cm}^2$  où  $|S_{22}| > |S_r|$  pour certaines fréquences et dans ce cas, il y aura un risque d'oscillations parasites.

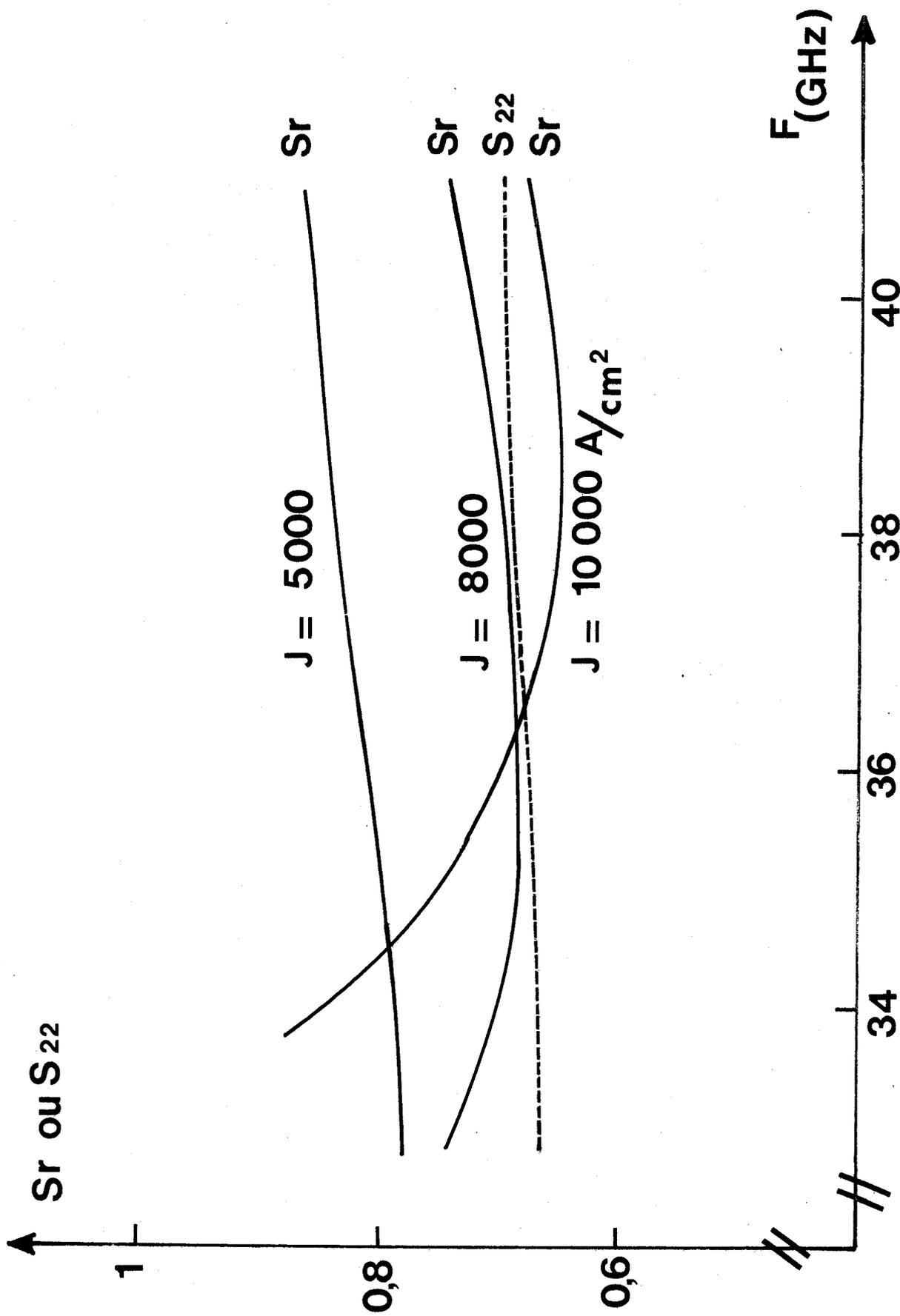


FIGURE 16 : Vérification des conditions de stabilité d'un amplificateur pour différentes densités de courant.



Dans le cas où la condition de stabilité est vérifiée, l'écart  $|S_r| - |S_{22}|$  est d'autant plus élevé que la densité de courant est faible pour un circuit de charge donné. On voit donc apparaître une notion de "marge de stabilité" et de compromis à réaliser avec le gain linéaire que l'on veut obtenir car plus la "marge de stabilité" est faible, plus le gain est élevé. Pour la densité de courant  $J = 8000 \text{ A/cm}^2$  on est dans le cas où la "marge de stabilité" est réduite au minimum. Le gain théorique maximum est alors de l'ordre de 20 dB tandis que dans le cas où  $J = 5000 \text{ A/cm}^2$  il n'est plus que de 12 dB.

#### II.1.3.4.1 Influence du circulateur

Pour voir l'influence du circulateur sur la condition de stabilité, il faut connaître l'évolution en fonction de la fréquence du paramètre  $t_{11}$  de la matrice scattering du circulateur en module et en phase. Pour cela, nous avons caractérisé expérimentalement à l'analyseur de réseaux le coefficient de réflexion  $t_{11}$  du circulateur utilisé en pratique. Il s'agit d'un circulateur du type LTT F 10 507 dont la bande d'utilisation est 33-39 GHz. On constate que le module de  $t_{11}$  reste inférieur à 0,1 dans la bande passante du circulateur ; par contre, il augmente notablement en dehors de la bande d'utilisation pour des fréquences inférieures à 33 GHz et supérieures à 39 GHz (figure 17 ).

Sur la figure 18 nous avons tracé les évolutions fréquentielles de  $|S_{22}|$  et de  $|S_r|$  dans les mêmes conditions que sur la figure précédente dans le cas où le fonctionnement est stable sans circulateur  $|S_r| > |S_{22}|$ . Nous avons par ailleurs fait figurer l'évolution de  $|S'_{22}|$  en fonction de la fréquence quand on fait intervenir le circulateur décrit précédemment en se plaçant dans les conditions de phase les plus défavorables. On peut constater que les deux régimes de fonctionnement ne sont plus possibles, la condition de stabilité  $|S_r| > |S'_{22}|$  n'est plus vérifiée à aucune fréquence dans le cas où  $J = 8000 \text{ A/cm}^2$  ; dans ces conditions, l'amplificateur oscillera presque certainement. Dans ce cas, la "marge de stabilité" était insuffisante, un fonctionnement stable sans circulateur pouvant devenir instable lorsque l'on fait intervenir celui-ci.

Ceci est important pour l'étude pratique car on cherche toujours expérimentalement à obtenir le gain maximum en linéaire sans oscillation. On voit donc qu'il faut tenir compte des imperfections du circulateur dans la détermination de ce gain maxima : celui-ci se trouve d'autant plus réduit que le module du coefficient  $t_{11}$  de la matrice de transfert du circulateur est élevé.

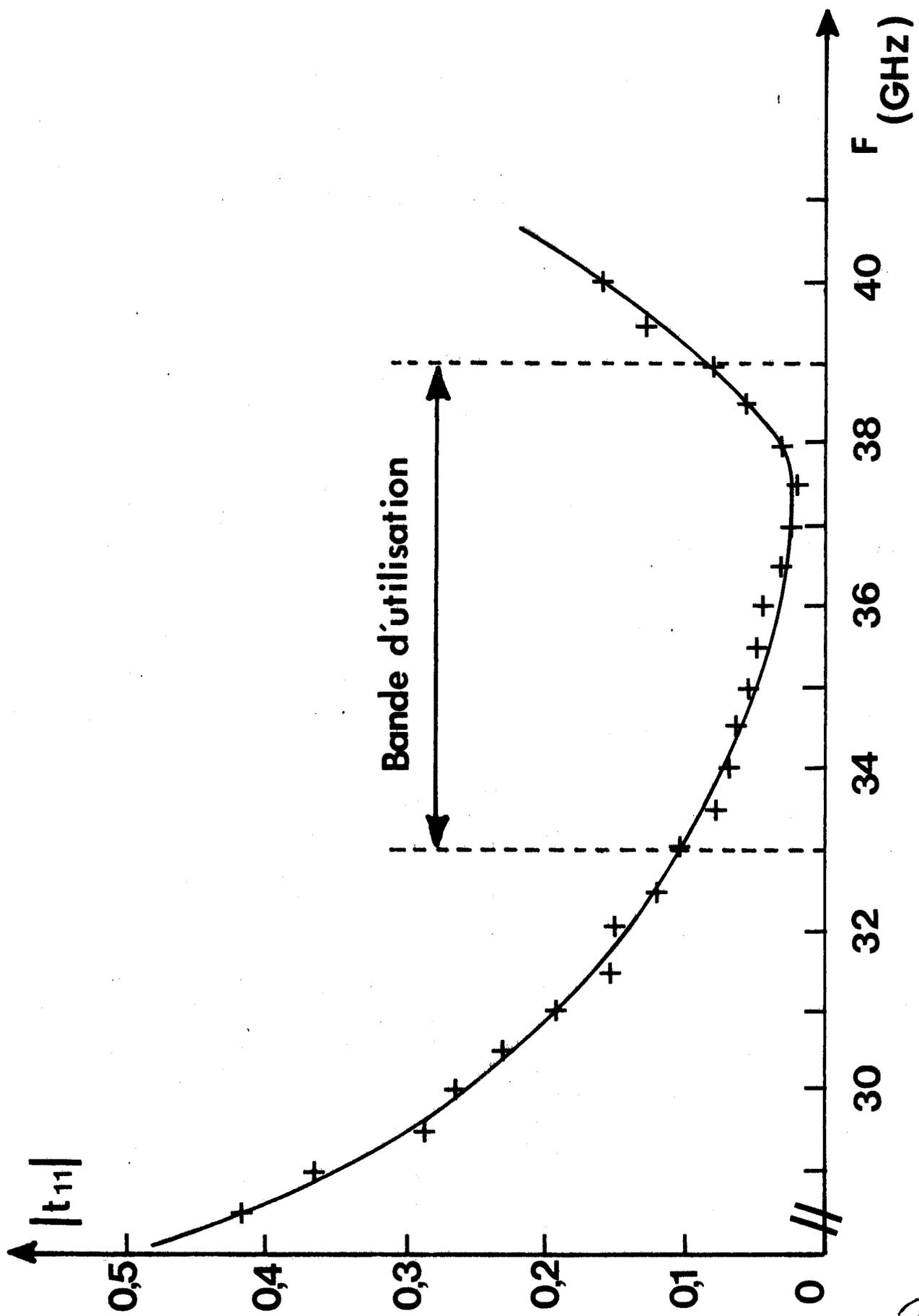


FIGURE 17 : Evolution de  $|t_{11}|$  du circulateur en fonction de la fréquence.



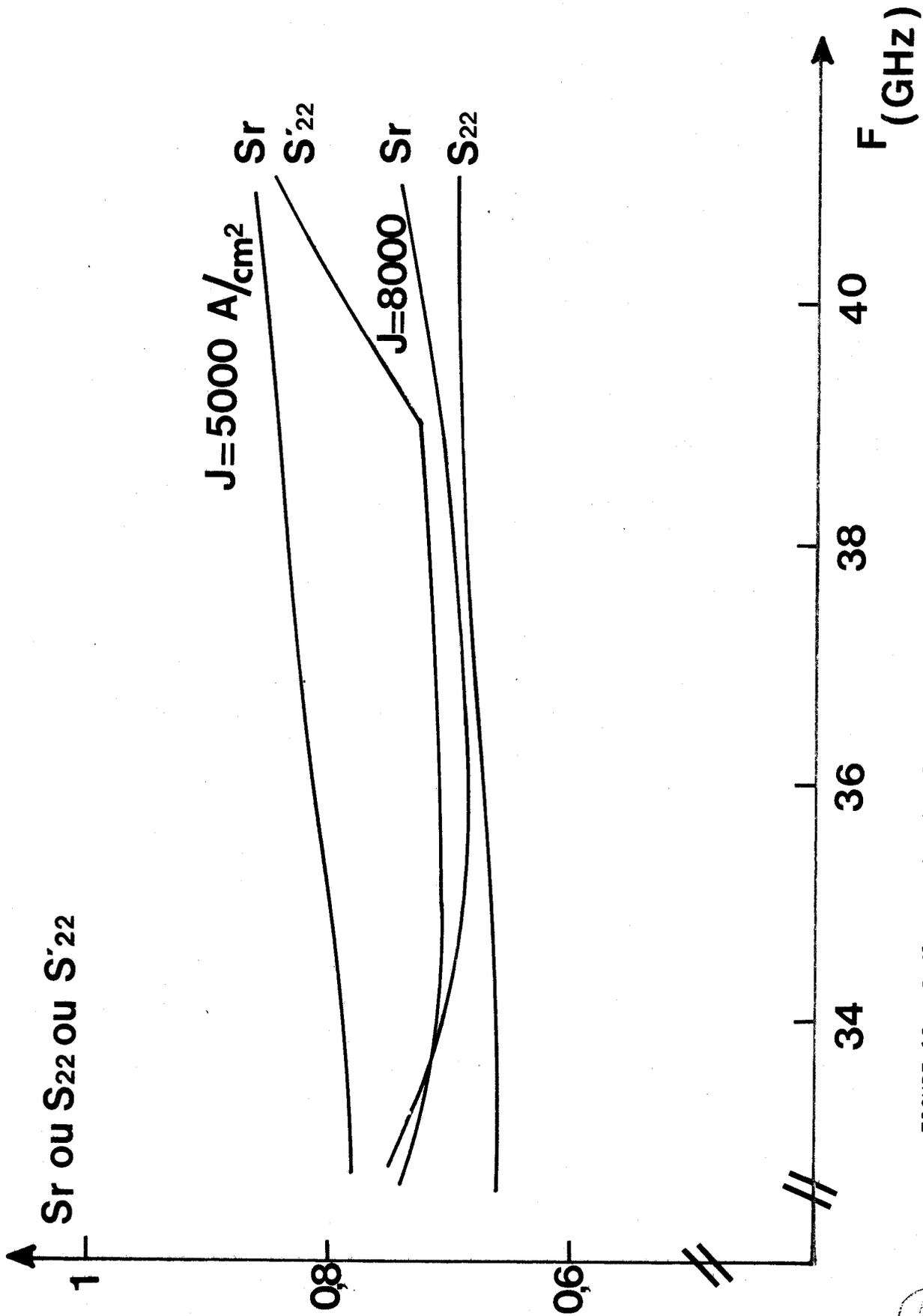


FIGURE 18 : Influence du circulateur sur la stabilité d'un amplificateur.



### II.1.3.4.2 Influence du circuit de charge

Nous avons cherché dans quelle mesure il était possible de corriger les imperfections du circulateur par ajustement du quadripôle d'adaptation. Sur la figure 19 nous avons tracé les courbes de condition de stabilité pour deux circuits de charge différents A et B pour une diode fonctionnant dans des conditions quasi-optimales. Dans les deux cas, le gain est de l'ordre de 16 dB vers 37 GHz et la "marge de stabilité" est du même ordre de grandeur si l'on ne considère pas le circulateur. Par contre, si l'on fait intervenir celui-ci, on constate que dans le cas du circuit de charge A, la condition de stabilité n'est plus vérifiée (en dehors de la bande  $|S_r| < |S_{22}|$ ) ; ce n'est pas le cas pour le circuit de charge B où le quadripôle d'adaptation a en effet la particularité de compenser l'élévation du coefficient de réflexion  $t_{11}$  du circulateur en dehors de sa bande d'utilisation.

La compensation des imperfections du circulateur par le quadripôle d'adaptation est donc possible, cependant elle a un effet défavorable sur la bande passante de l'amplificateur, celle-ci passe en effet de 1700 MHz dans le cas du circuit A à 900 MHz dans le cas du circuit B. Pour l'optimisation du produit gain-bande de l'amplificateur, il faudra donc trouver un compromis entre le gain, la bande passante et la stabilité.

En conclusion, cette étude sur les conditions de stabilité des amplificateurs a été confirmée par les constatations expérimentales où l'utilisation du circulateur a entraîné des problèmes de stabilité supplémentaires. Pour une utilisation pratique avec circulateur, il s'avère donc important de bien caractériser ce dernier pour la réalisation des circuits de charge afin d'éviter les perturbations qu'il peut apporter dans le fonctionnement de l'amplificateur.

Remarque : la présence du boîtier des diodes n'apporte pas de problèmes supplémentaires au niveau de la stabilité de l'amplificateur. La résonance de celui-ci dans la bande d'utilisation nous impose cependant de choisir un quadripôle d'adaptation différent pour éviter toute oscillation parasite. Il faut notamment que  $|S_{22}|$  ait des valeurs plus faibles pour des fréquences proches de la fréquence de résonance.

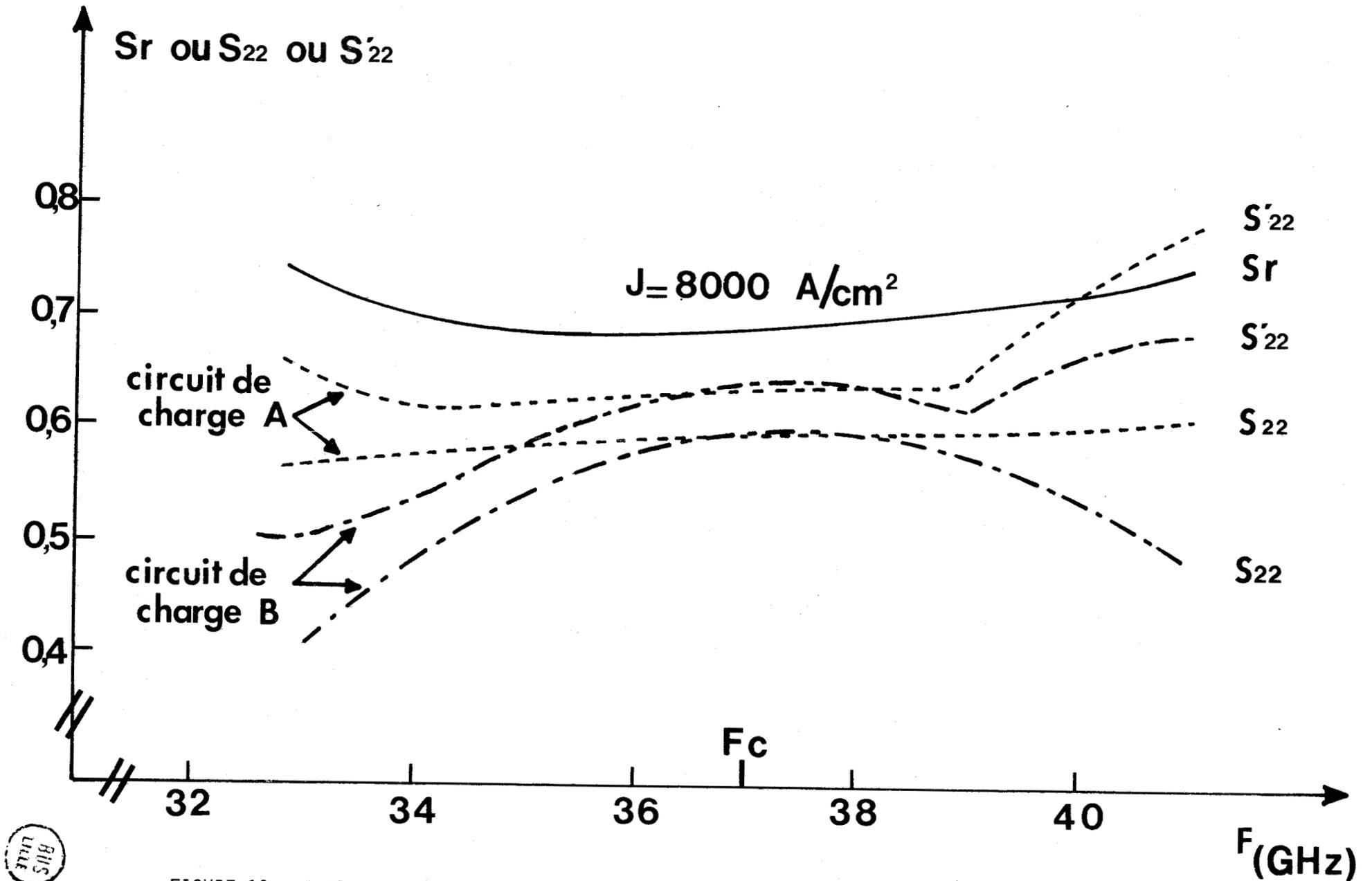


FIGURE 19 : Influence du quadripôle d'adaptation sur la stabilité d'un amplificateur.



## II.2. METHODE D'ETUDE EXPERIMENTALE

Dans notre étude expérimentale, nous avons poursuivi deux objectifs, à savoir d'une part la détermination des différentes performances des amplificateurs et d'autre part, la caractérisation des circuits de charge et des composants dont l'application directe est de tester la validité du modèle théorique.

### II.2<sub>1</sub> Détermination expérimentale des caractéristiques en linéaire

Pour la détermination expérimentale des caractéristiques des amplificateurs en régimes linéaire et faiblement non linéaire (puissances inférieures à 5 mW), la plupart des mesures (gain, bande passante, linéarité) ont été effectuées directement à l'analyseur de réseaux HP 8410 A en utilisant l'extension 26-40 GHz correspondante (figure 20) dans la configuration donnée par le constructeur [29]. Nous utilisons dans ce cas comme source hyperfréquence un wobulateur de bande 26-40 GHz.

Cet appareillage est très utile pour la mise en oeuvre des différents réglages de l'amplificateur étudié car il permet de visualiser directement l'évolution fréquentielle du gain sur oscilloscope. Des mesures directes sur les variations du module du gain et de sa phase en fonction de la fréquence, de la densité de courant ou du niveau incident permettent alors de déterminer dans des régimes linéaire et faiblement non linéaire, les principales caractéristiques des amplificateurs.

### II.2<sub>2</sub> Etude de l'impédance de la diode en régime petit signal

Afin de vérifier la validité des modèles théoriques, il est important de pouvoir mesurer expérimentalement l'impédance de la diode  $Z_D = R_D + j X_D$  dans la gamme de fréquences de fonctionnement.

Dans notre cas, nous avons utilisé une méthode simple mise au point dans notre laboratoire, décrite par ailleurs [15] et qui utilise l'analyseur de réseaux HEWLETT PACKARD HP 8410 A. Rappelons que cette méthode permet de déterminer directement l'impédance de la pastille semiconductrice de la diode en s'affranchissant du boîtier. On mesure les variations de la résistance et de la réactance présentées par la pastille semiconductrice pour un niveau hyperfréquence et une fréquence donnés en fonction de la densité de courant de polarisation en prenant

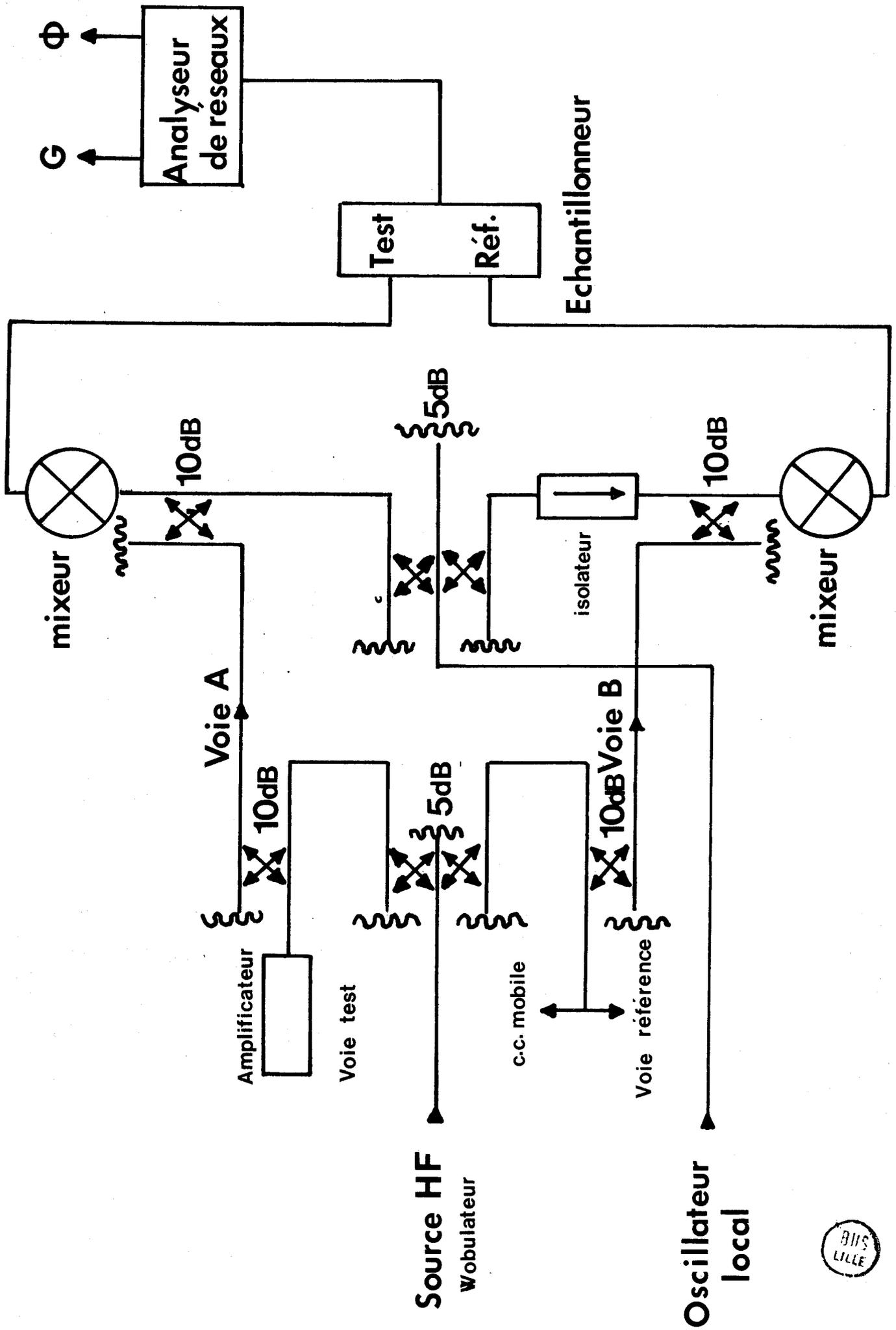


FIGURE 20 : Méthode de mesure expérimentale des caractéristiques en régime linéaire.

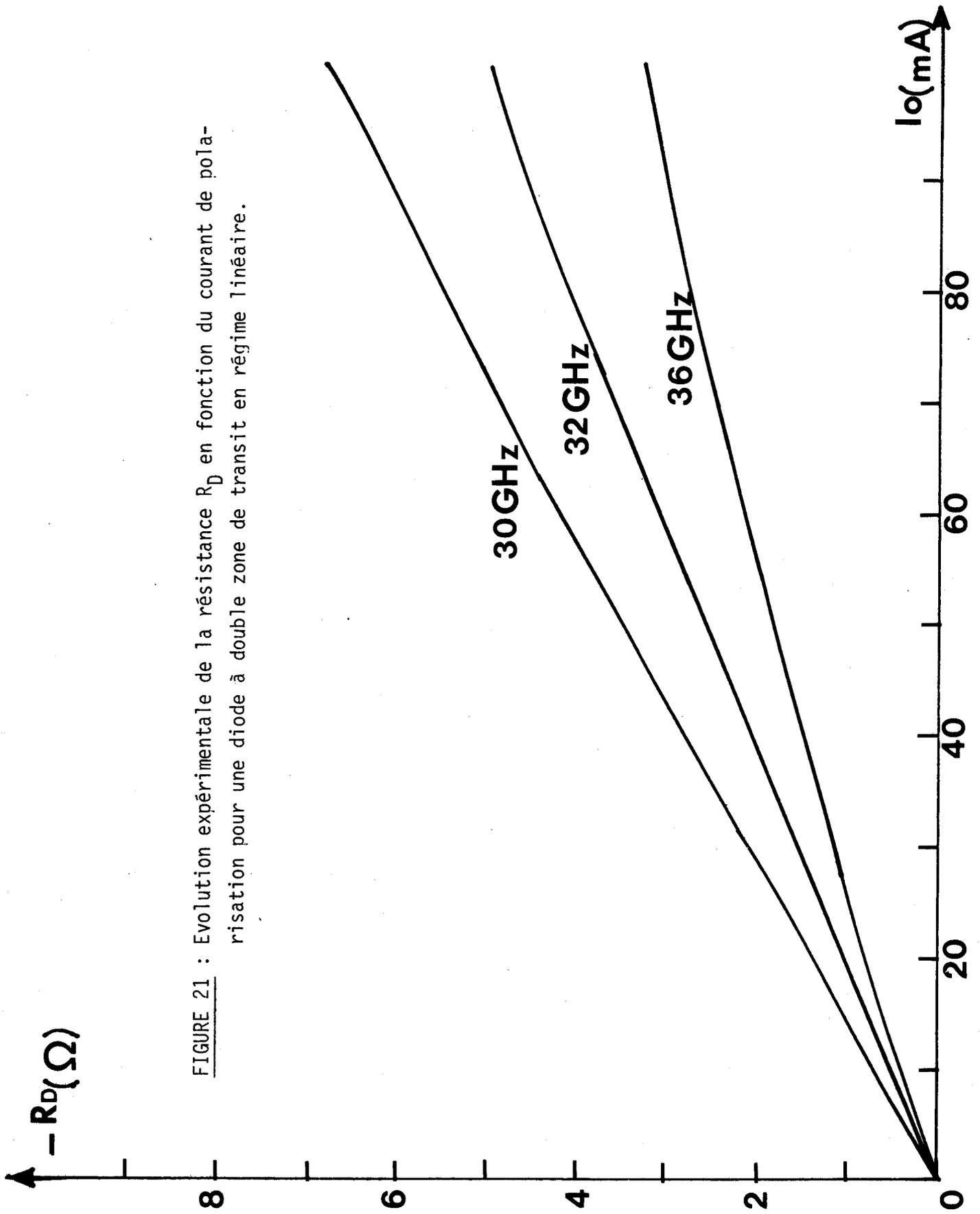


pour référence la diode polarisée au seuil de l'avalanche ; ceci permet de s'affranchir de l'influence des pertes des diodes et du circuit.

Un étalonnage (conversion du module " $\rho$ " et de la phase " $\phi$ " du coefficient de réflexion déterminé par l'analyseur de réseaux en  $R_D$  et  $X_D$ ) est alors effectué à partir de l'évolution de la réactance de la diode avant l'avalanche en fonction de la tension de polarisation. La mesure de cette variation est par ailleurs faite en basse fréquence (100 MHz) où l'influence de l'encapsulation peut être négligée.

L'utilisation de cette méthode de caractérisation en ondes millimétriques pose toutefois des problèmes au niveau de la conception de la cellule de mesure. Il faut en effet que la structure utilisée soit la plus apériodique possible pour pouvoir effectuer des mesures dans toute la bande de fréquences où cela est possible (26-40 GHz). Il faut d'autre part qu'il n'y ait pas apparition d'oscillations parasites pour certaines valeurs de la fréquence ou de la densité de courant de polarisation de la diode. Dans ce but, après de nombreux essais, nous avons conçu une structure particulièrement simple : il s'agit en effet d'une monture du type "guide sous-dimensionné" avec un court-circuit mobile derrière la diode (cf I.5). Le guide réduit présente une hauteur relativement importante (de l'ordre du tiers de celle du guide standard) ; ainsi l'impédance de charge vue par la diode est suffisamment élevée pour éviter toutes oscillations parasites.

Les figures 21 et 22 montrent les évolutions expérimentales respectives de l'impédance linéaire en fonction de la densité de courant de polarisation pour une diode à double zone de transit en boîtier  $W_2$  et ceci pour différentes fréquences dans la gamme 26-40 GHz. Il faut signaler que les résultats de ces mesures ne dépendent pas de la position du court-circuit mobile de la cellule. Par ailleurs,  $|R_D|$  et  $|\Delta X_D|$  augmentent avec le courant de polarisation et ce d'autant moins que la fréquence est plus élevée ; ceci est en bon accord avec les conclusions de l'étude théorique précédente. La validité du modèle théorique est donc bien confirmée par l'expérience comme le montre la figure 23 où nous avons fait figurer les courbes théoriques et les points de mesure expérimentaux relatifs aux évolutions de l'impédance de la même diode. On peut d'autre part constater qu'il y a bon accord entre l'étude théorique et les mesures expérimentales pour des courants de polarisation allant jusqu'à 60 mA compte tenu de la précision que l'on peut espérer obtenir avec cette méthode, pour des fréquences comprises entre 26 et 40 GHz. Pour des courants supérieurs, il y a légère divergence surtout dans le bas de la bande de fréquences ; en fait, dans ce cas, les variations de l'impédance sont trop importantes et les limites de validité de la méthode de caractérisation



**FIGURE 21** : Evolution expérimentale de la résistance  $R_D$  en fonction du courant de polarisation pour une diode à double zone de transit en régime linéaire.

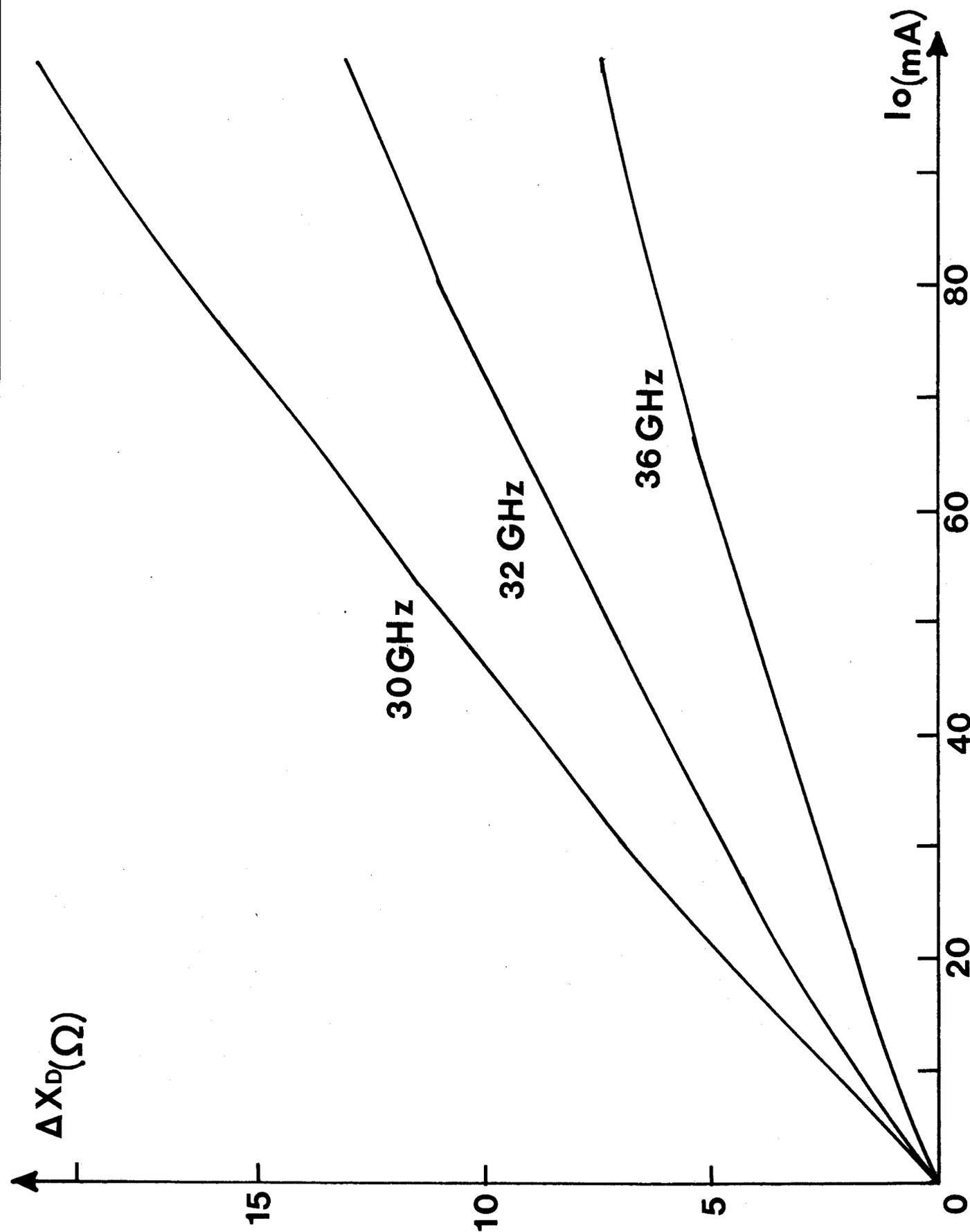


FIGURE 22 : Evolution expérimentale de la réactance en fonction du courant de polarisation pour une diode à double zone de transit en régime linéaire.

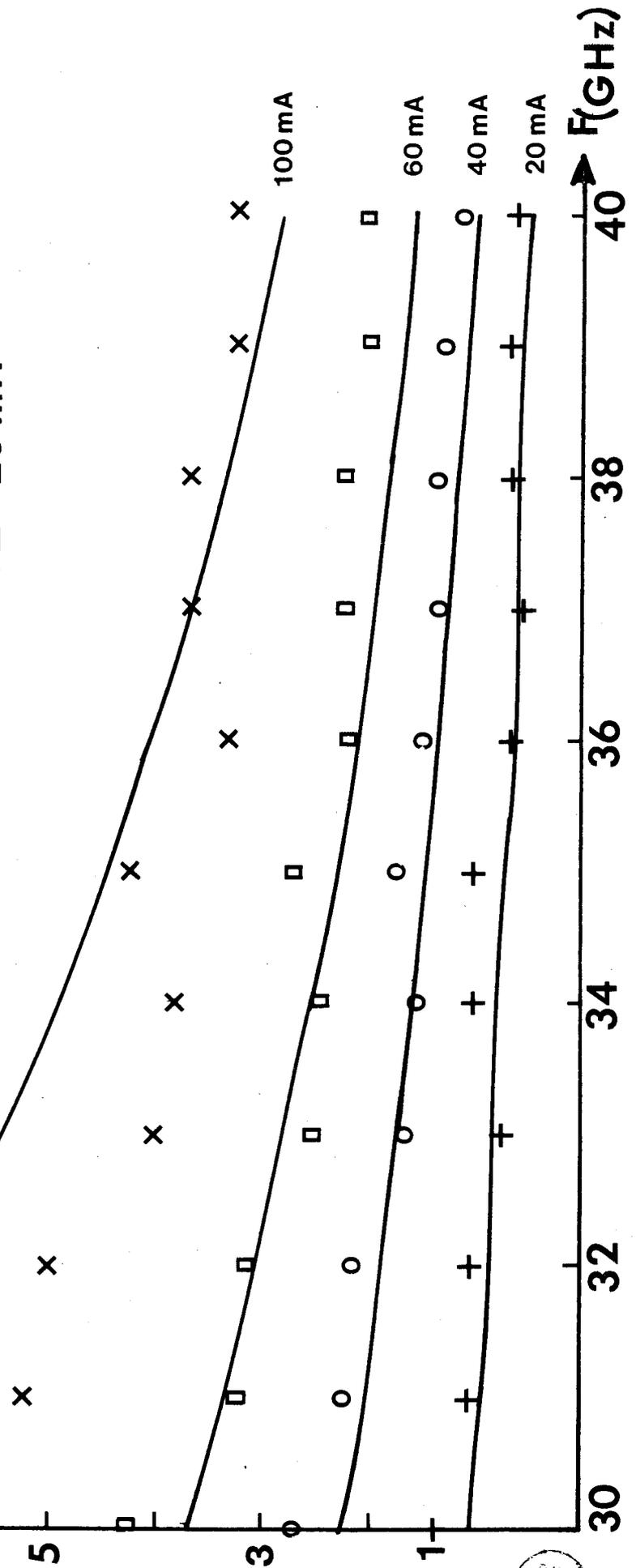


$A - R_D(\Omega)$

FIGURE 23 : Evolution de la résistance négative d'une diode à double zone de transit en fonction de la fréquence en régime linéaire - Courbes théoriques et points expérimentaux

( $N_A = N_D = 4,3 \times 10^{16} \text{ A/cm}^3$  ;  $S = 3400 \text{ } \mu\text{m}^2$ )

- x = 100 mA
- = 60 mA
- o = 40 mA
- + = 20 mA



utilisée sont atteintes [15].

### II.2<sub>3</sub> Détermination expérimentale des impédances de charge présentées par les circuits

#### II.2<sub>3.1</sub> Principe de la méthode

Pour la caractérisation expérimentale de l'impédance de charge vue par la diode dans le circuit, nous avons utilisé une méthode décrite par ailleurs [30] [31] : elle consiste à déterminer l'impédance du dipôle vu par une diode varactor ou une diode IMPATT polarisée à une tension inférieure à la tension d'avalanche, celle-ci servant à la fois d'impédance d'accord variable et de détecteur.

Rappelons que la méthode de mesure dont le principe est donné figure 24 consiste à moduler en amplitude le signal hyperfréquence par un signal basse fréquence de pulsation  $\Omega$ . Grâce à l'effet paramétrique, un courant basse fréquence est induit dans la diode varactor : il entraîne l'existence d'une tension  $V_{BF}$  à ses bornes :

$$V_{BF} = A \frac{R_{BF} C_d \Omega}{\left[1 + (R_{BF} C_d \Omega)^2\right]^{1/2}} \frac{1}{(\Phi_0 - V_D)^{1-2m}} \frac{1}{R_C^2 + \left(X_C - \frac{1}{C_d \omega}\right)^2}$$

avec :  $C_d = C_0 \left(1 - \frac{V_D}{\Phi_0}\right)^{-m}$  évolution de la réactance de la diode en régime varactor.

.  $V_D$  = tension continue de polarisation de la diode.

.  $R_{BF}$  = résistance d'entrée de l'amplificateur basse fréquence à la sortie de la diode.

.  $A$  = constante indépendante de  $V_D$ .

En pratique, on peut donc relever cette tension  $V_{BF}$  en fonction de la tension de polarisation  $V_D$  de la diode pour une fréquence donnée. Si la diode a été bien choisie, il peut y avoir résonance avec le circuit de charge ( $X_C - \frac{1}{C_d \omega} = 0$ ). Pour déterminer les valeurs des impédances de charge, il suffit alors de tracer l'évolution de  $V$  en fonction de  $\frac{1}{C_d \omega}$  :

$$V = V_{BF} \frac{(1 + R_{BF}^2 C_d^2 \Omega^2)^{1/2}}{R_{BF} C_d \Omega} (\Phi_0 - V_D)^{1-2m} = f \left( \frac{1}{C_d(V_D) \omega} \right)$$

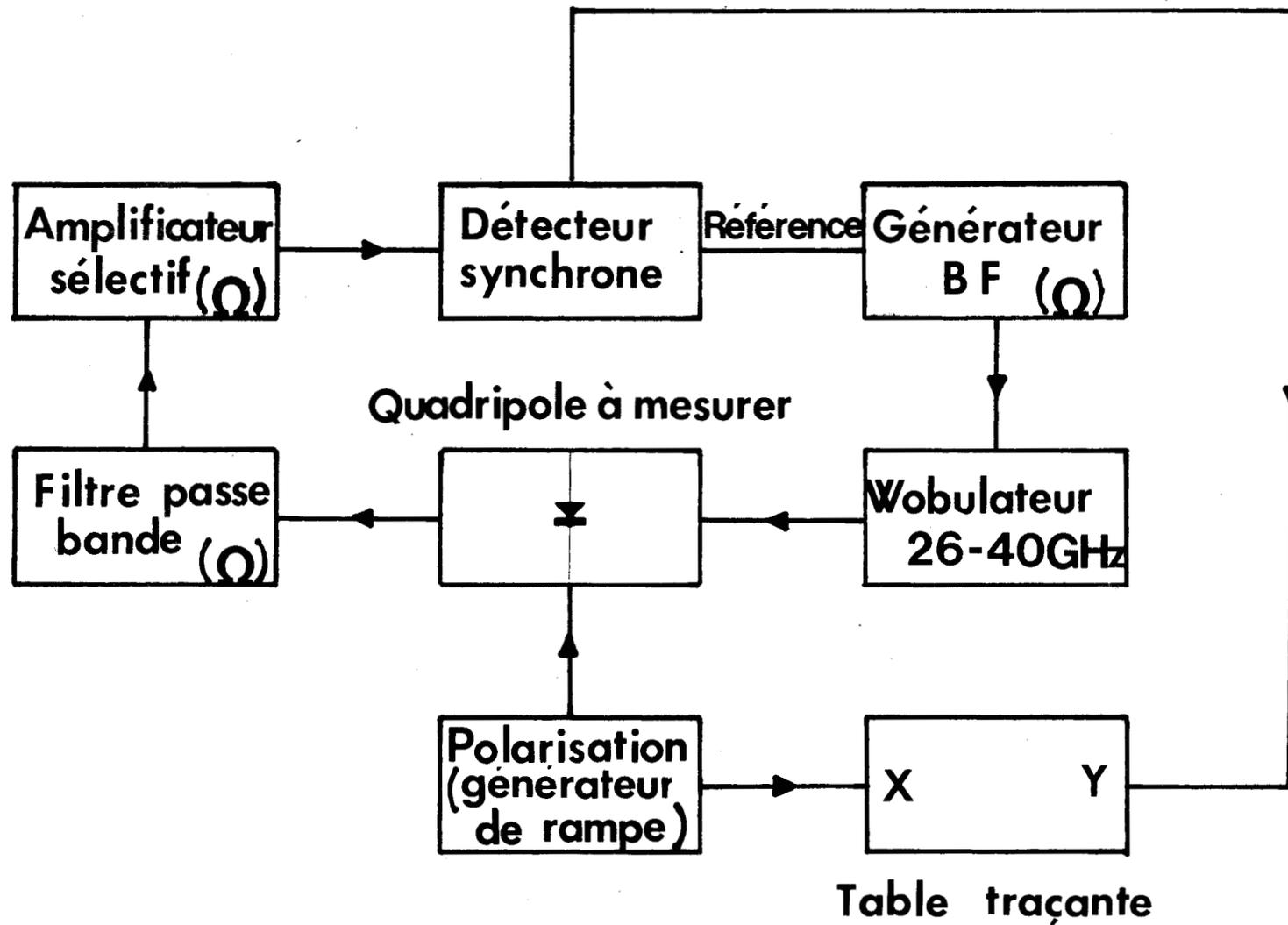


FIGURE 24 : Principe de mesure des impédances des circuits.

Elle a l'allure d'une courbe de résonance au voisinage de  $Cd = Cd_0$ . De cette mesure, on peut alors déduire les éléments du dipôle équivalent au circuit de charge vu par la pastille semiconductrice, les éléments parasites, les éléments de pertes du circuit et le boîtier étant inclus dans le circuit de charge. Pour une fréquence considérée, les valeurs de l'impédance de charge sont alors données par :

$$X_{C1} = \frac{1}{Cd_0 \omega} \quad \text{à la résonance}$$

$$R_{C1} = \frac{1}{2} \left( \frac{1}{Cd_2 \omega} - \frac{1}{Cd_1 \omega} \right) \quad \text{où } Cd_1 \text{ et } Cd_2 \text{ sont les valeurs de } Cd \text{ pour lesquelles on a } V = \frac{V_{MAX}}{2}$$

On peut ainsi déterminer l'évolution de l'impédance de charge en fonction de la fréquence en répétant cette mesure pour différentes fréquences.

### II.2.3.2. Mesure des pertes du circuit

Avec cette méthode de mesure, nous pouvons également déterminer l'ensemble des pertes (pertes du composant, résistance du substrat et pertes du circuit) et ainsi la valeur de la résistance de charge proprement dite. En effet, la résistance  $R_{C1}$  mesurée comme il est décrit en II.2.3.1. comporte l'ensemble des éléments résistifs constituant la charge ramenée au niveau de la pastille semiconductrice soit :

$$R_{C1} = R_s + R_{HF} + R_L$$

avec :  $R_L$  = résistance de charge proprement dite

$R_s$  = résistance série du composant

$R_{HF}$  = résistance équivalente aux pertes de la cellule.

On peut déterminer l'ensemble de ces pertes  $R_s + R_{HF}$  en procédant en deux étapes, pour une fréquence donnée, comme le montre la figure 25. On envoie la puissance hyperfréquence modulée dans la branche 3 d'un coupleur directif à très faible couplage. Dans une première étape, la branche principale du coupleur est fermée sur une charge adaptée : ceci équivaut à la mesure décrite précédemment ( $R_{C1}$ ), figure 25A. Dans un second temps, cette branche est terminée par un court-circuit mobile, figure 25 B, on peut ramener sur la diode la même réactance  $X_C$  (ou  $X_L$ ) que précédemment et une résistance de charge qui serait nulle en l'absence de pertes. On peut estimer que la résistance mesurée n'est due qu'aux pertes :

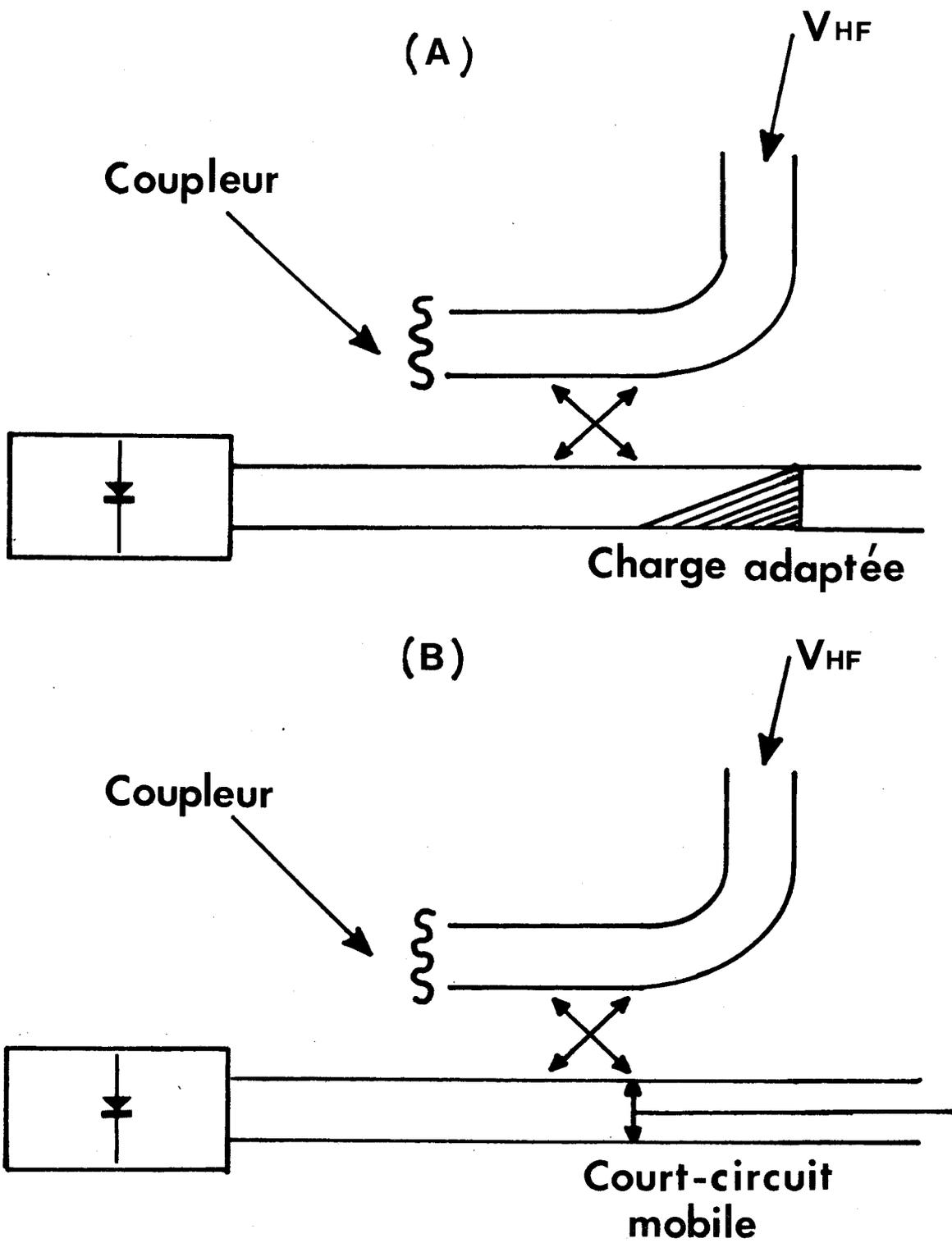


FIGURE 25 : Méthode de détermination des pertes des circuits

$$R_{C2} \neq R_S + R_{HF}$$

A partir de ces deux mesures, on peut ainsi déduire la valeur de  $R_L$  :

$$R_L \neq R_{C1} - R_{C2}$$

D'autre part, si l'on connaît  $R_S$  (cf I.4<sub>2.1.3</sub>) on peut ainsi évaluer la valeur de  $R_{HF}$ .

### II.2<sub>3.3</sub>. Application de la méthode

Nous avons cherché à déterminer les impédances de charge ramenées par les différentes structures que nous avons utilisées. Dans un premier temps, nous avons essayé d'évaluer l'évolution de l'impédance du circuit de charge au niveau de la pastille semiconductrice en fonction de la fréquence ; nous pouvons relier les résultats ainsi obtenus à ceux relatifs à l'évolution fréquentielle du gain de l'amplificateur, compte tenu des valeurs de l'impédance de la diode  $Z_D = R_D + j X_D$  déterminées par ailleurs.

La figure 26 montre le relevé direct sur table traçante de la tension détectée  $V_{BF}$  aux bornes de la diode en fonction de la tension de polarisation en régime varactor pour différentes fréquences ; la structure utilisée est une monture à "accord série". Les courbes obtenues, comme le prévoit la théorie, présentent une résonance pour des tensions de l'ordre de 10 V.

Nous avons tracé les évolutions de la résistance et de la réactance en fonction de la fréquence pour différents circuits de charge (figures 27-28 et 29). On peut constater que dans les trois cas, la résistance ramenée est faible, de l'ordre de 2 à 5 ohms selon la structure ; ceci est conforme aux valeurs théoriques vu les faibles valeurs des résistances présentées par les diodes. D'autre part, cette résistance varie peu avec la fréquence dans la plupart des cas ; par contre, la réactance évolue toujours en sens inverse des réactances des diodes ce qui est peu favorable à l'obtention d'une bande très importante. De plus, on peut caractériser ces évolutions en fonction de la fréquence par le rapport  $\frac{\Delta X_C}{\Delta F}$ . Si la réactance évolue peu dans le cas d'une structure à guide réduit (figure 29) où  $\frac{\Delta X_C}{\Delta F} \neq 2,5 \Omega/\text{GHz}$ , elle varie beaucoup plus rapidement dans

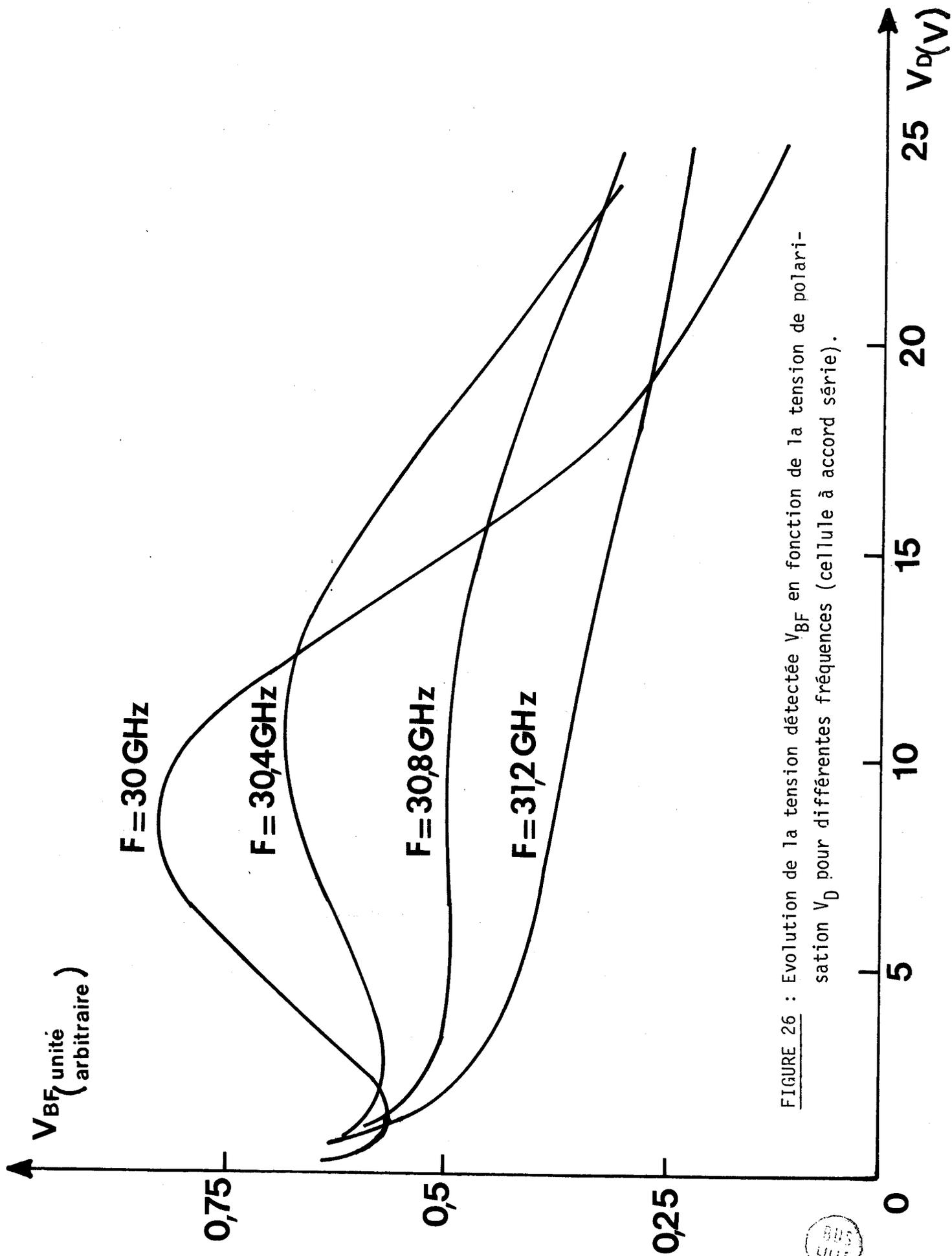


FIGURE 26 : Evolution de la tension détectée  $V_{BF}$  en fonction de la tension de polarisation  $V_D$  pour différentes fréquences (cellule à accord série).



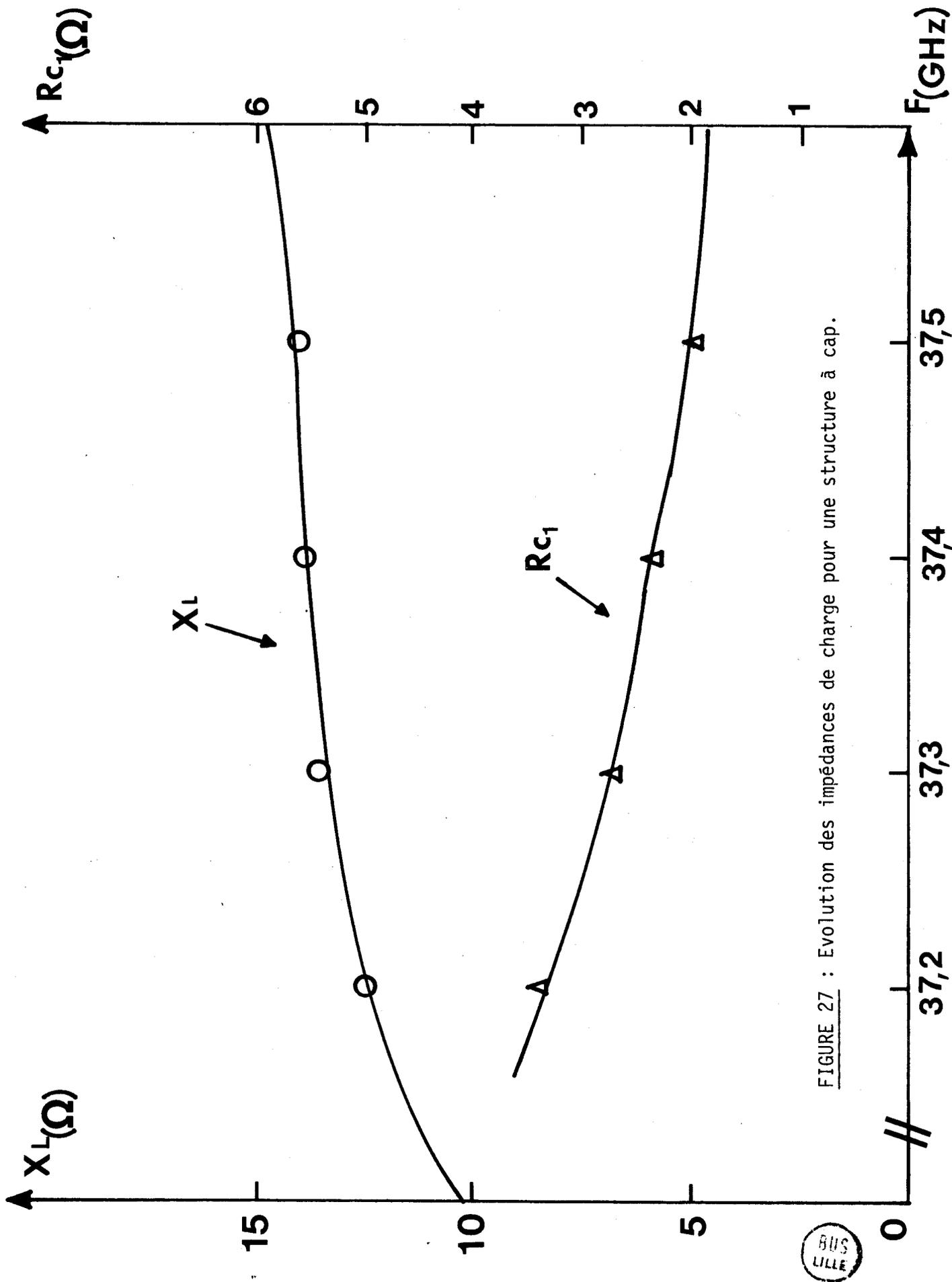


FIGURE 27 : Evolution des impédances de charge pour une structure à cap.

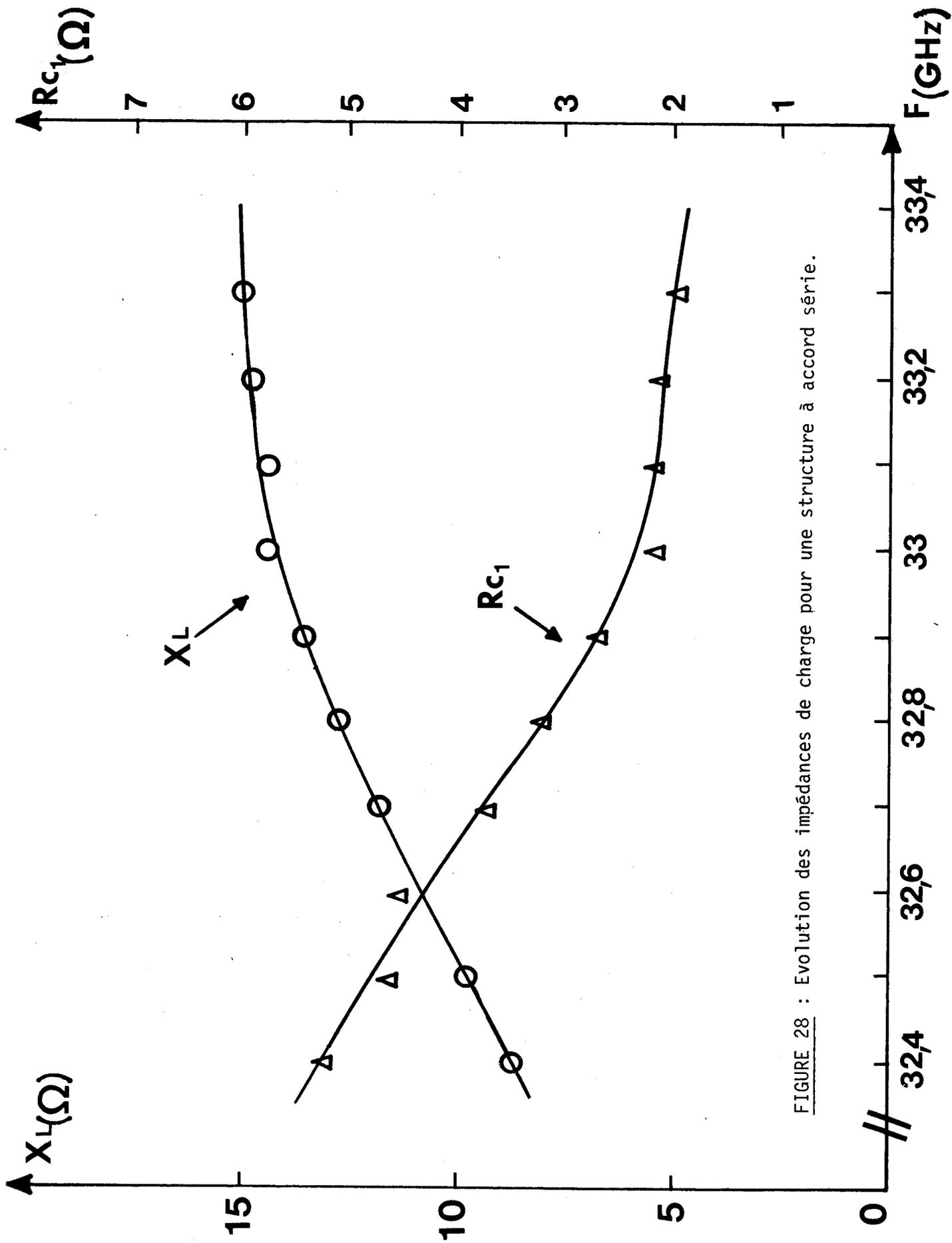


FIGURE 28 : Evolution des impédances de charge pour une structure à accord série.

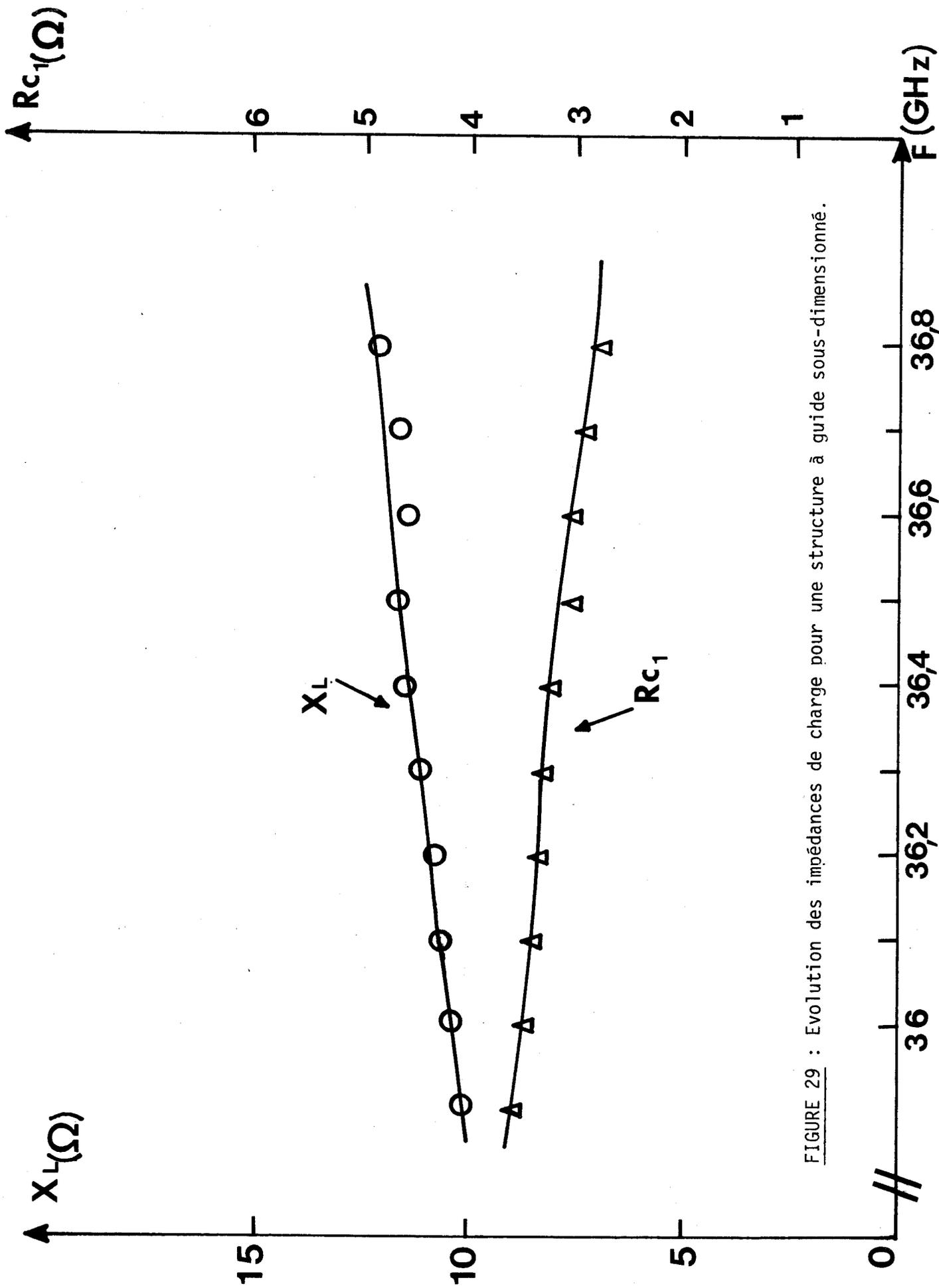


FIGURE 29 : Evolution des impédances de charge pour une structure à guide sous-dimensionné.

le cas d'une structure à cap (figure 27 ) où  $\frac{\Delta X_C}{\Delta F} \neq 9 \Omega / \text{GHz}$ . Ces constatations sont bien corrélées avec les performances relatives à la bande passante, obtenues avec ces diverses montures (cf II.3<sub>1,2</sub>).

Dans un second temps, nous avons cherché à estimer l'ordre de grandeur de l'ensemble des pertes  $R_S + R_{HF}$  de la diode et de la structure. La figure 30 montre l'évolution de la tension  $V = f \left( \frac{1}{Cd(V_D)} \right)$  pour une structure à cap dans le cas où le coupleur est fermé sur une charge adaptée (courbe a) et dans le cas où il est fermé par un court-circuit mobile (courbe b). De ces deux mesures, on peut en déduire la valeur des pertes ( $R_S + R_{HF}$ ) et celle de la résistance  $R_L$  du circuit de charge proprement dit, soit :

$$R_L = 1,6 \Omega$$
$$R_S + R_{HF} = 0,9 \Omega$$

De nombreuses mesures effectuées sur les différentes montures utilisées nous ont permis de déterminer les ordres de grandeur des pertes :

$$0,9 < R_S + R_{HF} < 2 \Omega$$

Celles-ci varient peu d'une monture à l'autre. Compte tenu des valeurs de la résistance parasite série  $R_S$  qui varie d'une diode à l'autre, les résistances équivalentes  $R_{HF}$  aux pertes du circuit sont dans tous les cas inférieures à 1 ohm.

L'ensemble des pertes reste cependant relativement élevé compte tenu des faibles valeurs de la résistance  $R_L$  du circuit de charge et une puissance importante sera perdue. Une minimisation de ces pertes est donc nécessaire si l'on veut obtenir de bonnes performances et des puissances élevées pour des dispositifs hyperfréquences fonctionnant en ondes millimétriques.

### II.3. ETUDE DES CARACTERISTIQUES EN REGIME LINEAIRE :

Les caractéristiques linéaires que nous avons étudiées concernent d'une part l'évolution fréquentielle du gain en fonction des différents paramètres et donc le produit gain-bande, et d'autre part le temps de propagation de groupe.

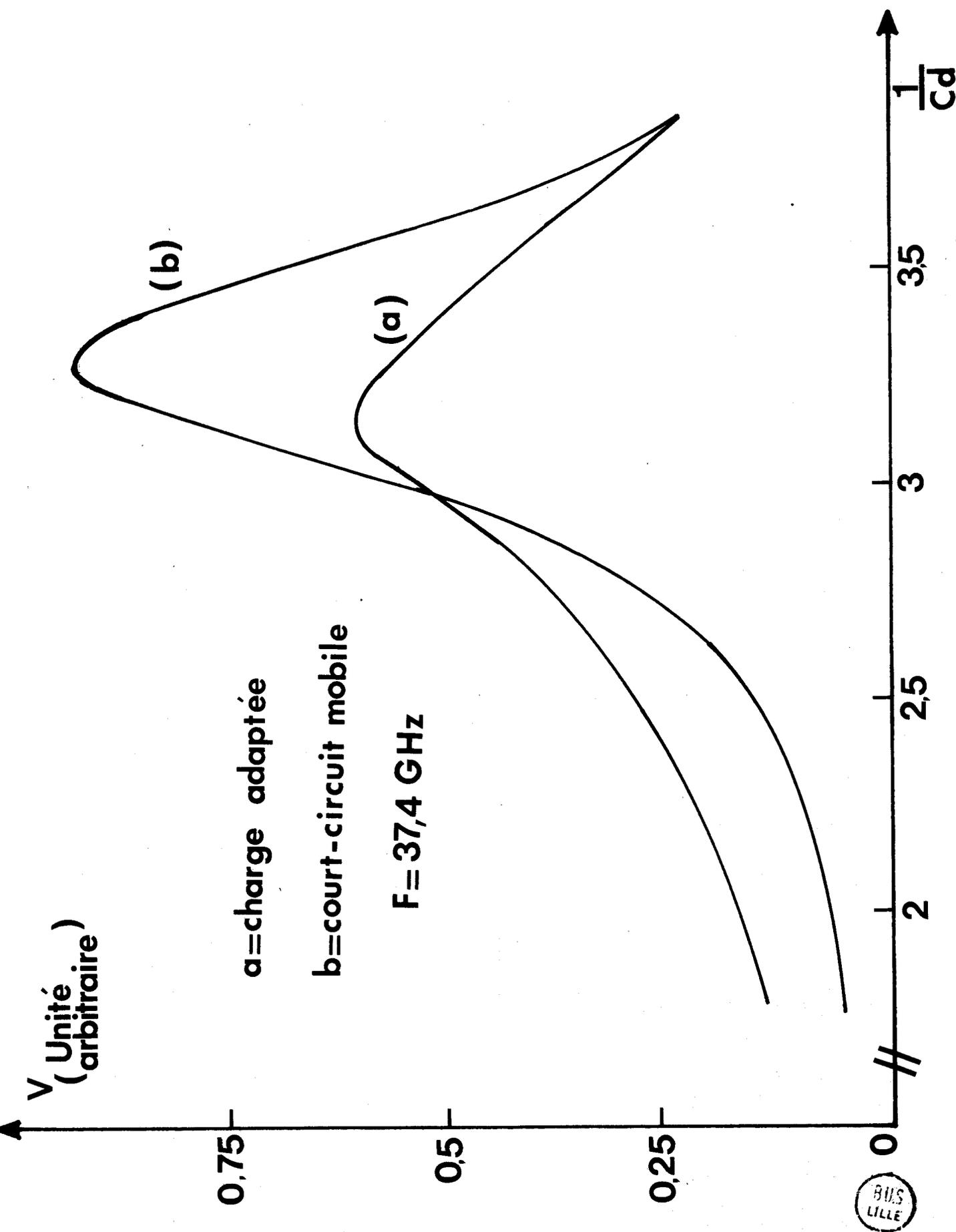


FIGURE 30 : Détermination des pertes dans le cas d'un amplificateur en structure à cap.

### II.3<sub>1</sub> Etude du produit gain-bande

A titre d'exemple, la figure 31 montre une évolution expérimentale typique du gain en fonction de la fréquence en régime linéaire pour une diode à simple zone de transit et différentes densités de courant : elle fait apparaître une augmentation du gain en fonction du courant et des modifications significatives de la bande passante.

Une caractéristique significative du fonctionnement nous semble être le produit gain-bande normalisé en régime linéaire  $\frac{\sqrt{GAF}}{F_C}$  ( $F_C$  = fréquence centrale d'amplification). Son étude permet d'une part d'effectuer le choix des paramètres (courant de polarisation de la diode, circuit de charge) et de les optimiser en vue d'une utilisation à plus forte puissance. D'autre part, elle permet de définir les conditions d'un fonctionnement stable, le gain linéaire maximum étant pour un circuit de charge donné déterminé par la condition de stabilité.

#### II.3<sub>1.1</sub>. Etude théorique

La figure 32 montre l'évolution théorique du produit gain-bande en fonction de la densité de courant pour différentes valeurs du gain en linéaire comprises entre 8 et 16 dB. La diode qui est à une seule zone de transit, ne comporte pas de boîtier ; la configuration du circuit de charge est du type décrit en II.2. De ces résultats, on peut tirer les conclusions suivantes :

- Le produit gain-bande croît puis passe par un maximum en fonction de la densité du courant de polarisation.
- Le produit gain-bande décroît avec le gain de l'amplificateur.

Ces évolutions caractéristiques du composant actif sont similaires à celles obtenues dans d'autres études en bande X [6]. Elles sont d'ailleurs bien expliquées par le fait que la bande passante est en première approximation inversement proportionnelle au coefficient de qualité  $Q_D$  de la diode [6].

#### II.3<sub>1.1.1</sub>. Influence du type de diode

Nous avons essayé de déterminer les valeurs maximales du produit gain-bande en régime linéaire en optimisant pour chaque type de diode le circuit de charge. Dans un premier temps, nous avons considéré des diodes montées sans boi-

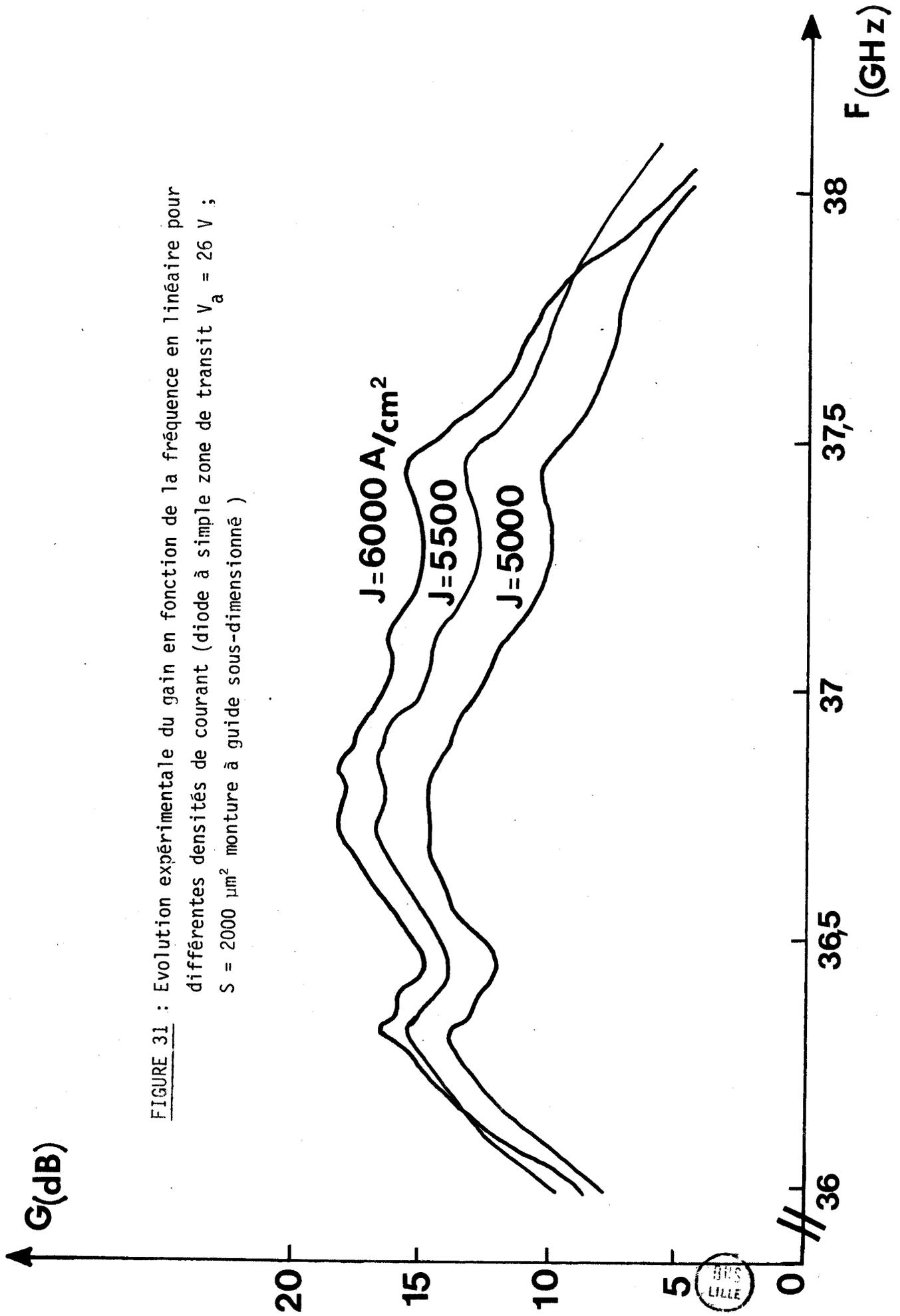


FIGURE 31 : Evolution expérimentale du gain en fonction de la fréquence en linéaire pour différentes densités de courant (diode à simple zone de transit  $V_a = 26$  V ;  $S = 2000 \mu\text{m}^2$  monture à guide sous-dimensionné )

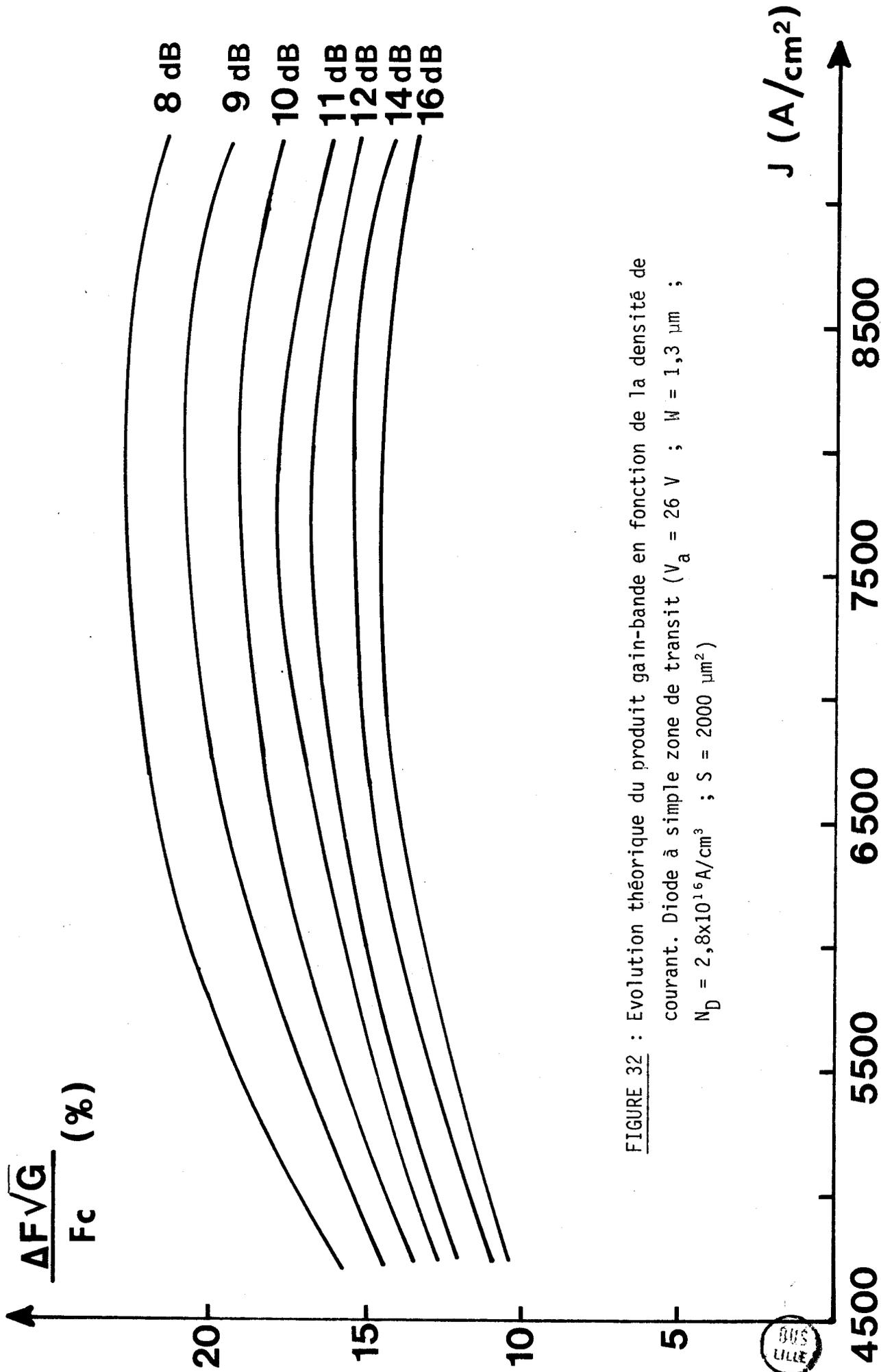


FIGURE 32 : Evolution théorique du produit gain-bande en fonction de la densité de courant. Diode à simple zone de transit ( $V_a = 26$  V ;  $W = 1,3$   $\mu$ m ;  $N_D = 2,8 \times 10^{16}$  A/cm<sup>3</sup> ;  $S = 2000$   $\mu$ m<sup>2</sup>)



tier comportant une seule (SDR) ou deux (DDR) zones de transit.

En ce qui concerne les premières, le produit gain-bande se sature pour des densités de courant de l'ordre de  $8000 \text{ A/cm}^2$  ; ces densités correspondent à une puissance continue admissible compte tenu des tensions d'avalanche et des résistances thermiques. Quant aux diodes à double zone de transit, le point de saturation théorique se situe pour des densités de courant qui sont beaucoup trop élevées. Pour les diodes à double zone de transit, les tensions d'avalanche sont en effet plus élevées, aussi nous avons considéré qu'une densité de courant de l'ordre de  $6500 \text{ A/cm}^2$  était la valeur maximale que l'on pouvait considérer si l'on voulait conserver une bonne fiabilité, eu égard aux résistances thermiques couramment réalisées pour les surfaces usuelles ( $S = 2250 \text{ } \mu\text{m}^2$ ).

Les performances potentielles des deux types de diodes sont dans ces conditions, résumées dans le tableau comparatif suivant :

Gain (en dB)	10	13	16
$\frac{\sqrt{G\Delta F}}{F_C}$ (diode à simple zone de transit)	38 %	34 %	29 %
$\frac{\sqrt{G\Delta F}}{F_C}$ (diode à double zone de transit)	52 %	42 %	35,5 %

TABEAU 2

Le produit gain-bande est donc supérieur pour les diodes à double zone de transit. Ceci est dû au fait que dans les conditions optimales de fonctionnement, la résistance négative est supérieure : le coefficient de qualité de la diode est donc plus faible et la bande passante plus importante.

### II.3<sub>1.1.2</sub> Influence de l'encapsulation

La présence du boîtier a en général peu d'influence sur la valeur théorique du produit gain-bande pour une diode à double zone de transit, celui-ci pouvant même être légèrement supérieur pour une diode en boîtier  $W_2$  selon le circuit de charge choisi. Ceci est dû au fait que la valeur globale des capacités parasites est peu différente d'un type de diode à l'autre et ce sont en fait surtout ces éléments qui ont une influence défavorable sur la bande passante de l'amplificateur alors que la valeur de la self parasite a relativement peu d'influence.

En pratique, les phénomènes sont plus complexes et différents selon le type de structure utilisé. L'influence du boîtier ne peut pas être étudiée seule mais doit être considérée en relation avec son environnement, c'est à dire le circuit de charge. On peut alors distinguer trois types de comportement :

- . Le circuit de charge est quasi-apériodique (cas de la structure à guide sous-dimensionné) : le boîtier détermine de façon fondamentale la réponse fréquentielle du gain, réponse qui peut être très bonne car les éléments d'accord sont localisés.
- . Le circuit de charge est sélectif. Dans ce cas, la réponse est une combinaison des accords dus d'une part au boîtier et d'autre part au circuit de charge. L'ensemble peut selon les cas avoir une influence favorable ou défavorable sur la bande passante.

Dans ces deux cas, la fréquence de résonance du boîtier déterminera la fréquence optimale de fonctionnement.

- . Pour une cellule à cap ou à ligne radiale, le comportement est différent car la diode est située dans ce cas dans une structure de propagation. Pour une diode du type non encapsulé, la capacité parasite due au quartz sous le cap est très faible ce qui peut être favorable pour l'obtention d'une bande passante importante. Par contre, l'influence du boîtier est défavorable à cause de la capacité parasite propre qu'il apporte.

### II.3<sub>1.2</sub> Etude expérimentale

L'évolution expérimentale du produit gain-bande en fonction de la densité de courant confirme les constatations théoriques comme le montre la figure 33 ; elle est relative à une diode à double zone de transit pour des circuits de charge donnant des valeurs différentes du gain voisines de 10 dB et 14 dB (les densités

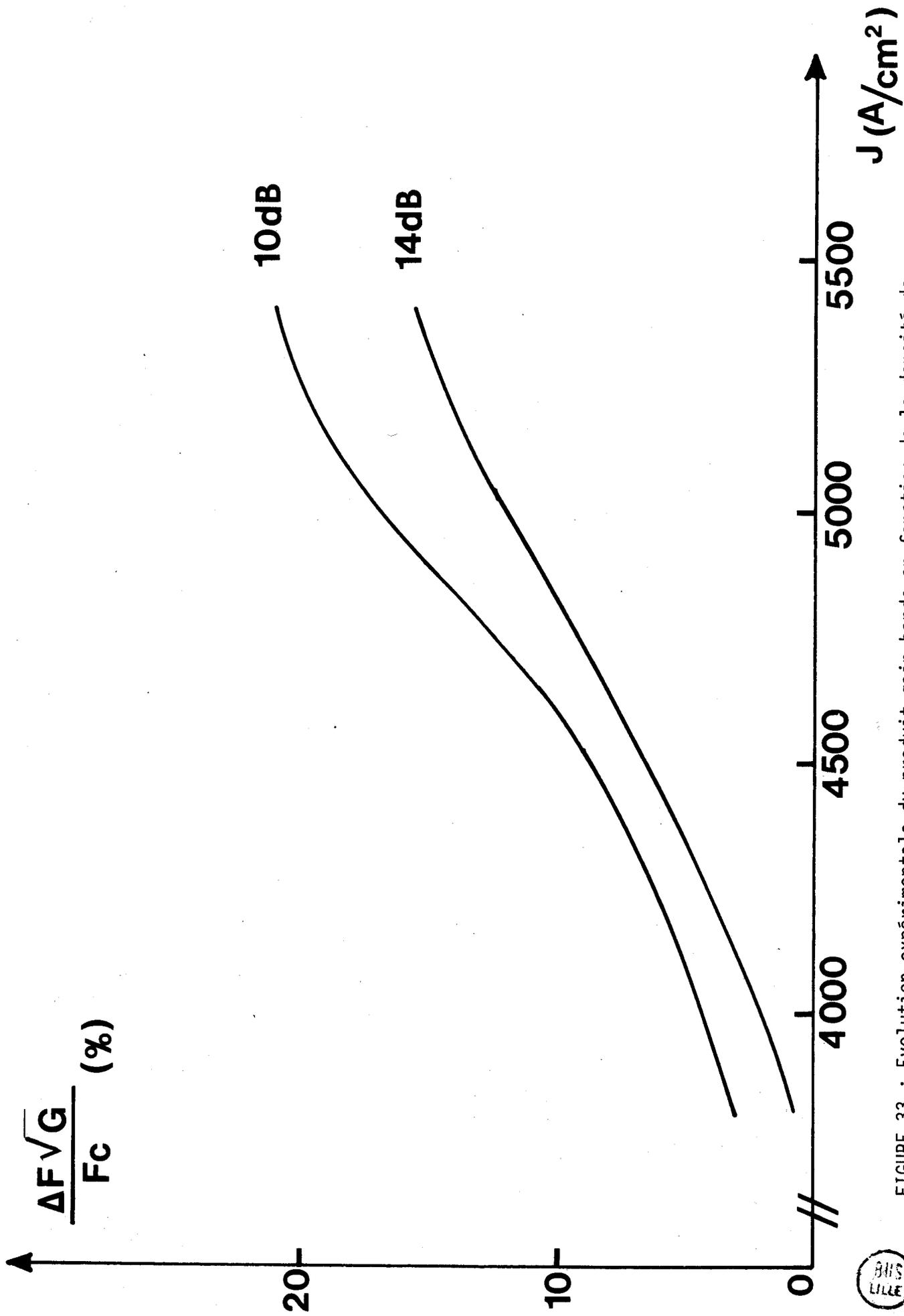


FIGURE 33 : Evolution expérimentale du produit gain-bande en fonction de la densité de courant. Diode à double zone de transit ( $V_a = 31$  V ;  $S = 3400$  μm<sup>2</sup> )



de courant appliquées sont plus faibles que la valeur optimale).

Le produit gain-bande dépend non seulement du type de composant utilisé mais également du circuit de charge. A ce titre, dans les deux tableaux suivants, nous résumons les meilleures performances expérimentales que nous avons obtenues en régime linéaire suivant le type de diode et le type de circuit de charge.

- Cas des diodes à simple zone de transit

Monture	Densité de courant A/cm <sup>2</sup>	Gain (dB)	Fréquence centrale (GHz)	Bande (MHz)	Produit Gain-Bande	Stabilité
Guide sous- dimensionné	6000	20	35	800	23 %	Mauvaise
Transition coaxiale- guide	5500	12	39	600	6,2 %	bonne
Cap	11000	11	34,5	900	9,2 %	bonne
Accord série	6500	11	33	1900	20 %	bonne

TABLEAU 3

- Cas des diodes à double zone de transit

Monture	Densité de courant A/cm <sup>2</sup>	Gain (dB)	Fréquence centrale (GHz)	Bande (MHz)	Produit Gain-Bande	Stabilité
Cap	4500	12	36	220	2,5 %	mauvaise
Accord série	4500	7	31	4800	35 %	bonne
Guide sous- dimensionné	4600	14,7	38	2040	29 %	bonne

TABLEAU 4

Les performances obtenues expérimentalement sont en général plus faibles que les valeurs maximales prévues dans l'étude théorique aussi bien pour les diodes à simple zone de transit que pour les diodes à double zone de transit ; ceci est dû essentiellement à deux faits :

- Il est difficile d'optimiser expérimentalement un circuit hyperfréquence en produit gain-bande dans la bande Q.
- Dans la plupart des cas, les densités de courant appliquées expérimentalement restent inférieures aux valeurs optimales théoriques.

La structure à cap n'a donné des résultats intéressants que pour des diodes montées sans boîtier. Dans ce type de monture, le boîtier a en effet une influence défavorable sur la bande passante de l'amplificateur à cause des capacités parasites qu'il apporte (cf II.3.1.1.2). De plus, dans une telle structure, la variation de la réactance de charge équivalente avec la fréquence est souvent défavorable pour l'obtention d'une bande passante importante ; c'est en effet la structure où  $\frac{\Delta X_L}{\Delta F}$  est le plus important. Dans le cas des diodes en boîtier  $M_2$ , la résonance de  $\Delta F$  celui-ci dans la bande d'utilisation vient compliquer encore la réponse fréquentielle. L'évolution rapide de la réactance apparente de la diode  $X_D$  en fonction de la fréquence qui vient s'ajouter à celle du circuit de charge interdit alors l'obtention d'une bande passante importante. Enfin, l'augmentation importante de la résistance négative due à cette résonance entraîne l'apparition d'oscillations parasites qui se produisent la plupart du temps même pour des densités de courant de polarisation faibles.

La structure à transition coaxiale-guide n'a donné que des performances relativement modestes en ce qui concerne la bande passante. Ceci est surtout dû au fait que l'adaptation correcte entre le guide et le coaxial n'a pu être réalisée pratiquement sur une très large bande de fréquences. Ce type de structure permet cependant d'obtenir une bonne stabilité.

Pour la structure à guide sous-dimensionné, l'influence du boîtier est déterminante sur le comportement :

. En ce qui concerne les diodes montées sans boîtier, le coefficient de réflexion apparent  $\rho_D$  décroît très vite en fonction de la fréquence. Si la distance diode - court-circuit mobile est voisine de  $\lambda g/4$ , l'impédance de charge  $Z_L$  varie peu avec la fréquence et reste pratiquement réelle sur une large bande.

Pratiquement, il est difficile d'obtenir du gain sans risque d'oscillations parasites aux fréquences inférieures de la bande : en effet, si  $R_L$  est grand, le gain est très faible et si l'on veut augmenter le gain en diminuant  $R_L$ , la condition de stabilité risque de n'être plus vérifiée pour les fréquences les plus faibles.

. En ce qui concerne les diodes en boîtier  $W_2$ , l'augmentation importante de la résistance apparente de la diode pour la fréquence de résonance qui se situe dans la bande d'utilisation peut permettre d'obtenir un dispositif amplificateur parfaitement stable et performant. Dans ce cas, elle devient suffisamment proche de  $R_L$  pour avoir un gain notable et en dehors de la bande d'amplification, elle est très faible et la condition de stabilité est satisfaite. Le problème est que dans ce cas, le court-circuit mobile a peu d'influence sur la valeur de la fréquence centrale de l'amplificateur qui est surtout déterminée par la fréquence de résonance du boîtier. Corrélativement, le système d'accord est donc constitué essentiellement des éléments parasites de l'encapsulation : il est très localisé, ce qui constitue une condition favorable à l'obtention d'une bonne réponse fréquentielle.

La structure à accord série donne de bons résultats en produit gain-bande pour les divers types de diode. C'est en fait le type de structure qui est le mieux adapté pour réaliser des amplificateurs hyperfréquences dans la bande Q. Le réglage des différents paramètres qui sont relativement indépendants permet d'autre part d'obtenir des résultats reproductibles en garantissant une bonne stabilité dans tous les cas.

### II.3<sub>2</sub> Etude du temps de propagation de groupe

L'étude du temps de propagation de groupe en régime linéaire a été réalisée en fonction des principaux paramètres caractéristiques du fonctionnement. L'étude en régime linéaire se trouve simplifiée par le fait que l'on peut utiliser un programme analytique pour déterminer les paramètres de la diode.

La figure 34 montre l'évolution théorique du temps de propagation de groupe en fonction de la fréquence en régime linéaire pour une diode à simple zone de transit et une diode à double zone de transit dans les conditions d'optimisation déterminées en II.3<sub>1.1.1.</sub> ; le circuit de charge est le même et un gain de 10 dB est obtenu à 37 GHz. On peut constater que les variations du temps de propagation de groupe dans la bande passante de l'amplificateur sont très faibles en régime linéaire et restent largement dans les limites tolérées pour

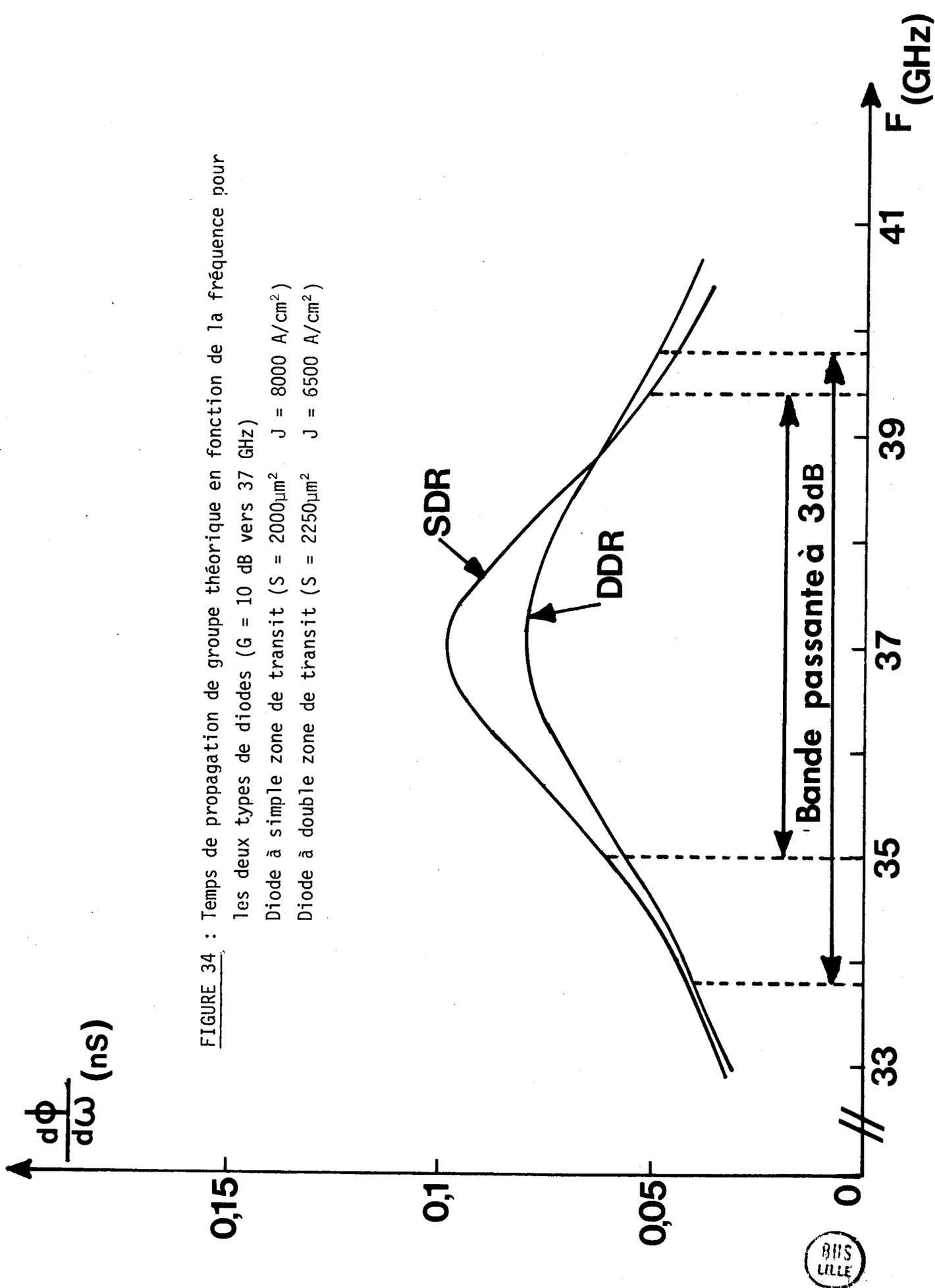


FIGURE 34 : Temps de propagation de groupe théorique en fonction de la fréquence pour les deux types de diodes ( $G = 10$  dB vers 37 GHz)

Diode à simple zone de transit ( $S = 2000\mu\text{m}^2$      $J = 8000$  A/cm<sup>2</sup>)

Diode à double zone de transit ( $S = 2250\mu\text{m}^2$      $J = 6500$  A/cm<sup>2</sup>)

des applications pratiques ( $\Delta\tau_g = 0,04$  nS et  $0,05$  nS respectivement pour une diode à double et pour une diode à simple zone de transit).

D'autre part les variations dans la bande passante sont inférieures à la valeur du temps de propagation de groupe pour la fréquence centrale. En effet,  $\tau_g = \Delta\phi/\Delta\omega$  passe par un maximum à la fréquence centrale d'amplification, évolution tout à fait typique pour de tels amplificateurs. Nous pouvons donc retenir comme critère comparatif simple la valeur de  $\tau_M$  auquel  $\Delta\tau_g$  dans la bande est quasi proportionnel.

### II.3.2.1 Interprétation qualitative

Pour faire apparaître les évolutions de façon significative, il nous a paru judicieux d'étudier ici surtout la valeur maximum  $\tau_M$  du temps de propagation de groupe qui constitue en fait la valeur limite de  $\Delta\tau_g$ . Les variations du temps de propagation de groupe sont dues à l'évolution du déphasage  $\phi$  du coefficient de réflexion entre l'entrée et la sortie de l'amplificateur en fonction de la fréquence. Celui-ci peut s'écrire :

$$\phi = \text{Arctg} \left[ \frac{(X_D + X_L)(R_D + R_L) - (X_D + X_L)(R_D - R_L)}{(R_D - R_L)(R_D + R_L) + (X_D + X_L)(X_D + X_L)} \right]$$

Pour déterminer la valeur du temps de propagation de groupe, il suffit de dériver membre à membre cette équation par rapport à la pulsation  $\omega$ . D'autre part, on obtient le temps de propagation de groupe maxima  $\tau_M$ , en première approximation, lorsque  $X_D + X_L \neq 0$  (fréquence centrale d'amplification). Moyennant cette approximation, on trouve après quelques calculs :

$$\tau_M = \left( \frac{d\phi}{d\omega} \right)_0 = \frac{2 R_L}{(R_D - R_L)(R_D + R_L)} \left( \frac{\partial X_D}{\partial \omega} + \frac{\partial X_L}{\partial \omega} \right)$$

Si  $g_{0V}^2$  est le gain de l'amplificateur à la fréquence centrale, on a :

$$G_{0D} = G_{0V}^2 = \left( \frac{R_D - R_L}{R_D + R_L} \right)^2$$

Soit en remplaçant dans l'équation précédente :

$$\tau_M = \frac{1 - g_{0V}^2}{2 R_D g_{0V}} \left( \frac{\partial X_D}{\partial \omega} + \frac{\partial X_L}{\partial \omega} \right)$$

On peut alors introduire le coefficient de qualité de la diode et celui du circuit [32] :

$$Q_D = \frac{\omega_0}{2R_D} \frac{\partial X_D}{\partial \omega}$$

et

$$Q_L = \frac{\omega_0}{2R_D} \frac{\partial X_L}{\partial \omega} \quad R_L \neq R_D$$

On en déduit :

$$\tau_M = \frac{|1 - g o_V^2|}{\omega_0 g o_V} \quad (Q_D + Q_L)$$

De ces calculs, on peut tirer un certain nombre de conclusions suivantes sur l'évolution du temps de propagation de groupe en fonction des principaux paramètres (tableau 5 ).

- \*  $\tau_M$  est une fonction croissante du gain de l'amplificateur.
  - \* Pour un gain constant,  $\tau_M$  est une fonction décroissante de la densité de courant de polarisation de la diode ( $Q_D$  diminuant avec le courant de polarisation).
  - \*  $\tau_M$  sera plus faible dans le cas d'amplificateurs utilisant une diode à double zone de transit ; pour une telle diode, le coefficient de qualité  $Q_D$  est en effet plus faible que pour une diode à simple zone de transit.
  - \* La valeur de  $\tau_M$  dépend du circuit de charge et sera d'autant plus élevée que le coefficient de qualité  $Q_L$  est élevé. A ce titre, c'est une fonction décroissante de la bande passante de l'amplificateur.
- Par ailleurs, la valeur maximale du temps de propagation de groupe sera plus élevée en régime non linéaire qu'en régime linéaire pour un même gain, dans les mêmes conditions de fonctionnement. Ceci est lié à la diminution de la résistance négative et donc à l'augmentation de  $Q_D$  lorsque la puissance augmente.

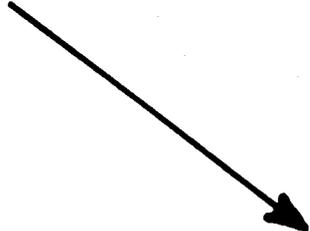
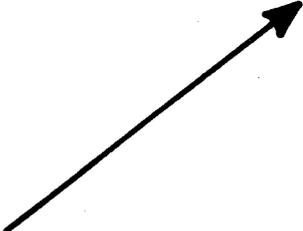
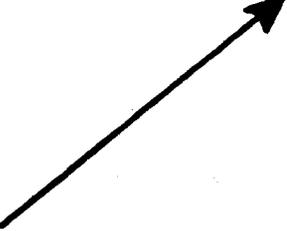
	<b>TYPE DE DIODE</b>	<b>DENSITE DE COURANT</b>	<b>GAIN</b>	<b>PUISSANCE D'ENTRÉE</b>
<b>VARIATIONS DU TEMPS DE PROPAGATION DE GROUPE</b>	<b>D.D.R. MEILLEUR QUE S.D.R.</b>			

TABLEAU 5 : Influence des paramètres de la diode et des conditions de fonctionnement sur les variations du temps de propagation de groupe.



II.3<sub>2.2</sub>. Etude quantitative

Nous avons effectué une étude numérique complète sur ordinateur en régime linéaire afin de chiffrer les ordres de grandeur du temps de propagation de groupe et de vérifier les résultats de l'étude précédente.

Sur la figure 34 on constate que pour un même gain et dans les mêmes conditions de fonctionnement, on obtient un temps de propagation du groupe maximum  $\tau_m$  (par suite des variations dans la bande passante de l'amplificateur) supérieur pour une diode à simple zone de transit ( $\tau_M = 0,1$  nS) que pour une diode à double zone de transit ( $\tau_M = 0,08$  nS).

Par ailleurs, ainsi qu'il apparait figure 35 pour une diode à simple zone de transit non encapsulée, fonctionnant dans des conditions optimales, la valeur maximum  $\tau_M$  est une fonction croissante quasi-linéaire du gain. De plus, pour un gain constant, c'est une fonction décroissante de la densité de courant de polarisation comme le montre le tableau ci-dessous où les valeurs ont été obtenues pour un gain de 14 dB.

J (A/cm <sup>2</sup> )	5000	6000	7000	8000	9000
$\tau_M = \left(\frac{\Delta\phi}{\Delta\omega}\right)_0$ (nS)	0,51	0,40	0,36	0,36	0,32

TABLEAU 6

Sur la figure 36 nous avons tracé l'évolution du temps de propagation de groupe en fonction de la fréquence pour une diode à double zone de transit fonctionnant dans des conditions proches des conditions expérimentales ( $S = 3000 \mu\text{m}^2$ ,  $J = 4500$  A/cm<sup>2</sup>) ; nous avons considéré le cas où elle est en boîtier  $W_2$  et celui où elle ne comporte pas de boîtier. Les variations du temps de propagation de groupe dans la bande passante de l'amplificateur sont dans les deux cas du même ordre de grandeur. Ceci ne pouvait être expliqué dans notre étude qualitative étant donné que deux paramètres jouent sur le temps de groupe  $\tau_M$  par l'intermédiaire de  $Q_D$  en sens opposé quand la diode est en boîtier  $W_2$ . Le coefficient de qualité  $Q_D$  et donc  $\tau_M$  restent quasiment constants car l'influence de l'augmenta-

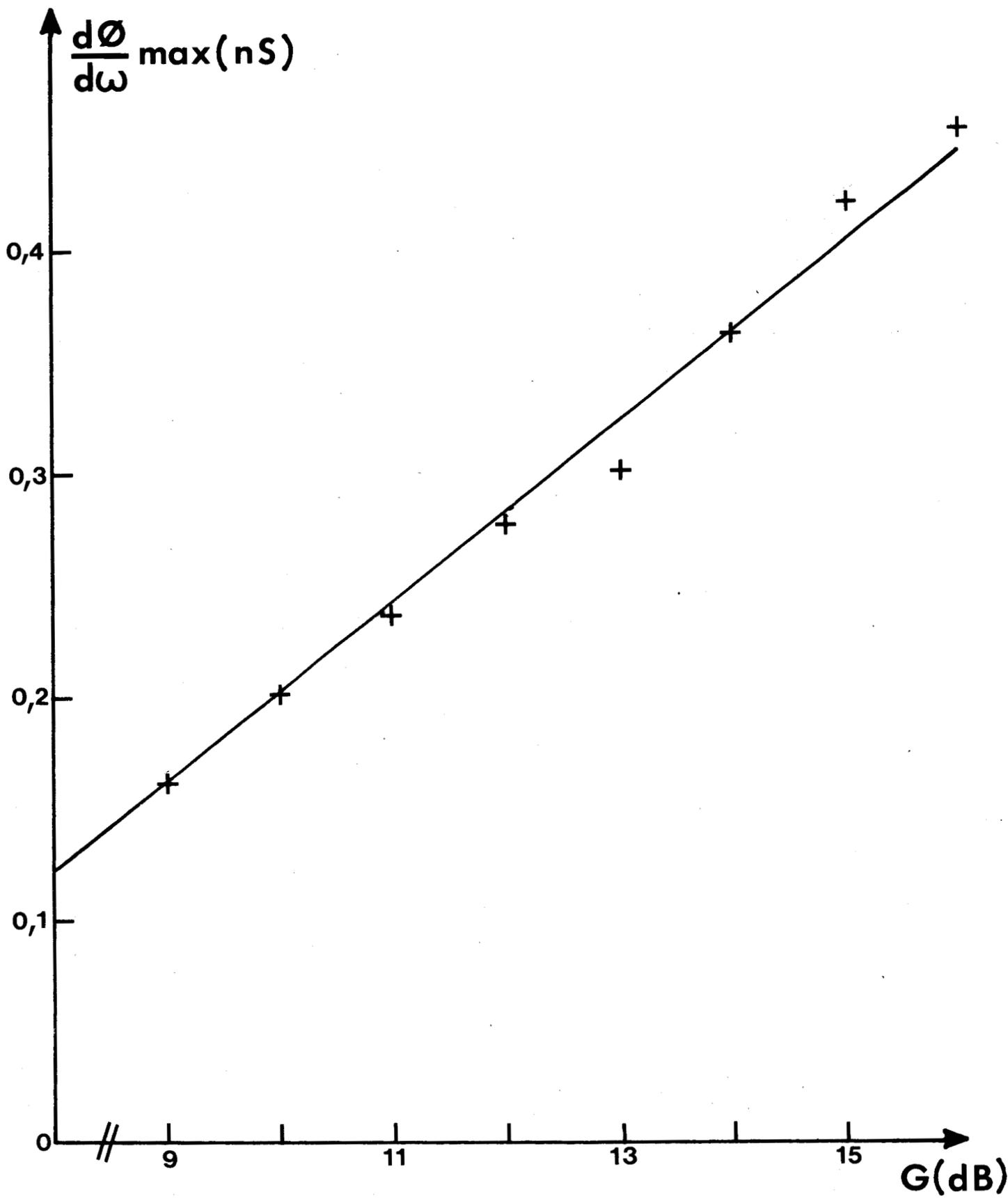


FIGURE 35 : Variation théorique du temps de propagation de groupe en fonction du gain  
 Diode à simple zone de transit ( $V_a = 26$  V ;  $N_D = 2,8 \times 10^{16}$  A/cm<sup>3</sup> ;  $S = 2000$   $\mu\text{m}^2$ )



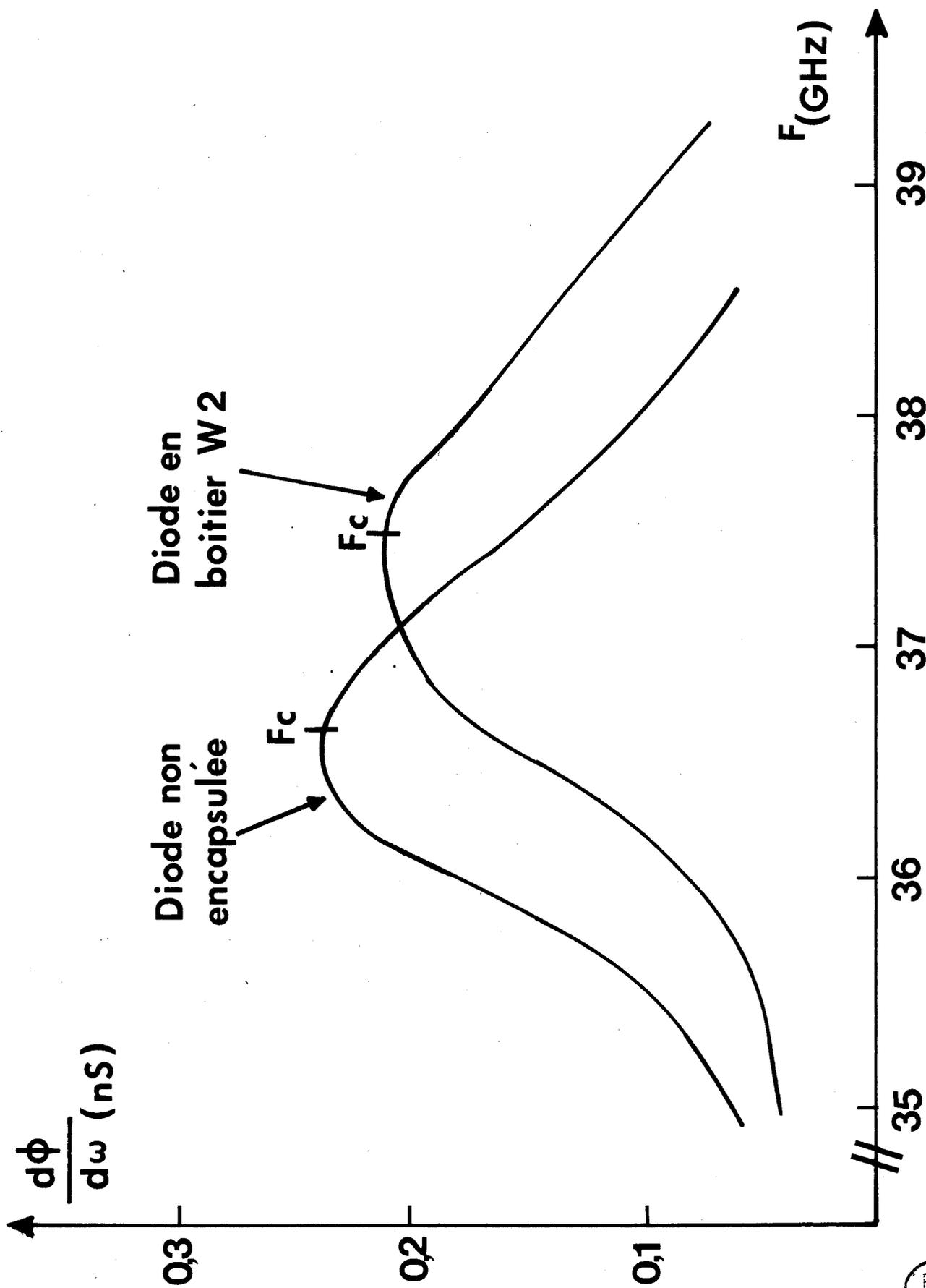


FIGURE 36 : Temps de propagation de groupe en fonction de la fréquence pour les deux types de diodes (diodes à double zone de transit  $N_A = N_D = 4 \times 10^{16} \text{ A/cm}^3$  ;  $S = 3000 \text{ } \mu\text{m}^2$  ;  $I = 130 \text{ mA}$  ;  $G_0 = 14 \text{ dB}$ ).

tion de la résistance apparente  $R_D$  est compensée par celle de l'augmentation de l'évolution fréquentielle de la réactance apparente de la diode. La résonance du boîtier  $W_2$  dans la bande d'utilisation n'entraîne donc pas d'augmentation du temps de propagation de groupe de l'amplificateur.

### II.3.2.3. Etude expérimentale

L'étude expérimentale a été effectuée au moyen de l'analyseur de réseaux en utilisant une source wobulable. Nous superposons à la tension de wobulation de cette source un signal de modulation à 1,5 kHz, ce qui permet d'obtenir une excursion de fréquence  $\Delta\omega$  autour d'un point de fonctionnement. On recueille le signal de sortie de l'analyseur de réseaux proportionnel à la phase du coefficient de réflexion. Pour en déduire les variations du temps de propagation de groupe d'un amplificateur en fonction de la fréquence, on procède alors par une méthode de comparaison. On étalonne le dispositif en ajoutant au système de mesure une longueur de ligne dont on connaît le temps de propagation de groupe.

La figure 37 montre le relevé expérimental du temps de propagation de groupe dans le cas d'un amplificateur à diode à double zone de transit en monture à guide sous-dimensionné, le gain étant centré sur 38 GHz. Les variations du temps de propagation de groupe obtenues restent faibles comme le prévoyait l'étude théorique et sont largement dans les limites tolérées pour des applications pratiques.

### Conclusion

*D'après ces performances, les amplificateurs hyperfréquences à diode à avalanche semblent tout à fait remplir les conditions pour une utilisation à faible niveau en télécommunications :*

- . Les bandes passantes obtenues sont en général largement suffisantes pour la plupart des utilisations pratiques.*
- . Les variations du temps de propagation de groupe dans la bande passante de l'amplificateur sont dans tous les cas très inférieures aux valeurs maximales tolérées en télécommunications.*

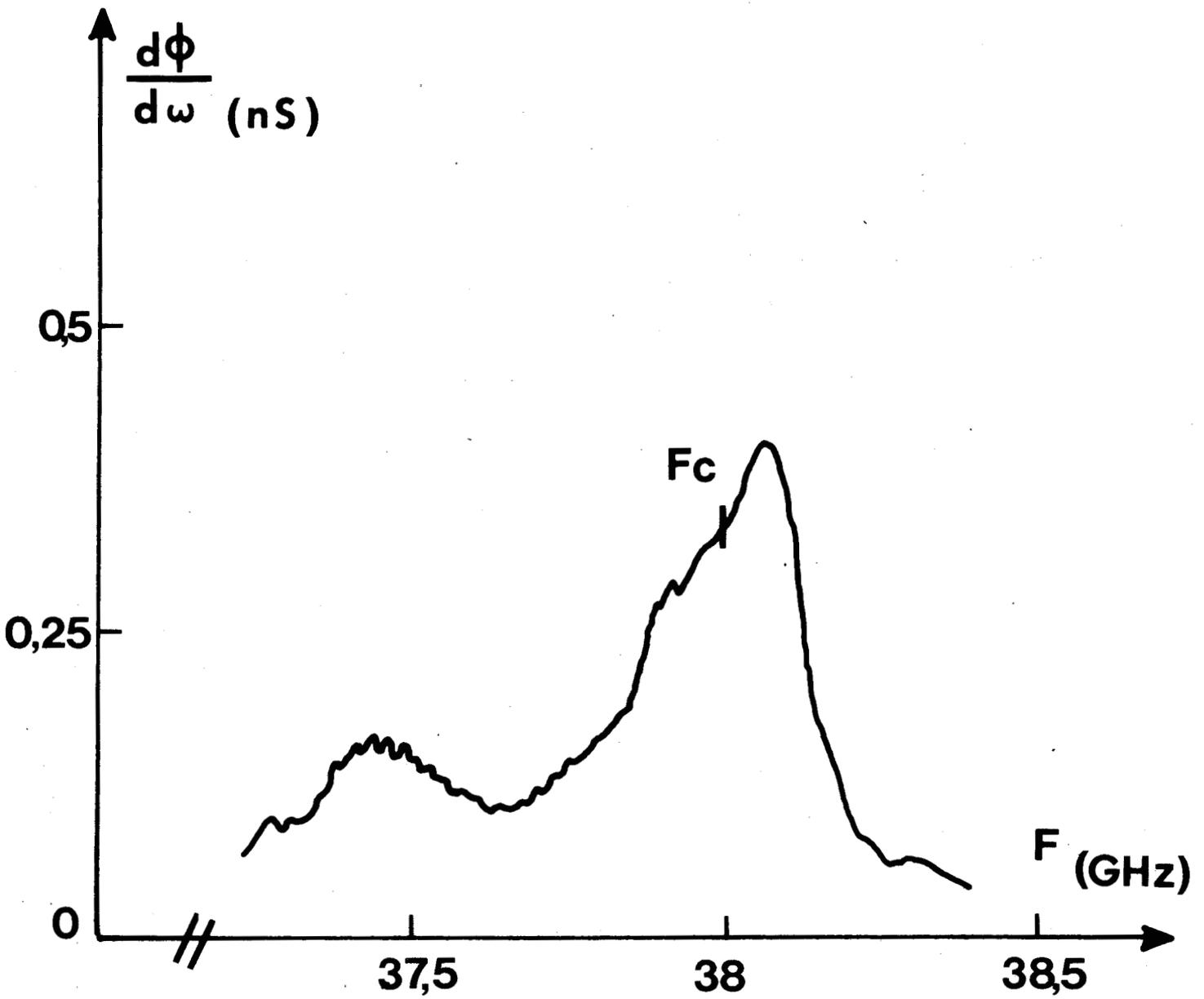


FIGURE 37 : Evolution expérimentale du temps de propagation de groupe en fonction de la fréquence (Diode à double zone de transit  $V_a = 29,6$  V ;  $S = 3000 \mu\text{m}^2$  ;  $J = 4000$  A/cm<sup>2</sup> ; structure à guide sous dimensionné ;  $G_0 \# 14$  dB vers 38 GHz)





III - ETUDE DES AMPLIFICATEURS À MOYENNE

PUISSANCE ET A SATURATION

## Introduction

*Dans ce chapitre, nous nous proposons d'étudier le fonctionnement des amplificateurs hyperfréquences à diode à avalanche et temps de transit en régime de moyenne puissance (niveaux d'entrée couramment inférieurs à 50 mW) et de forte puissance (niveaux d'entrée supérieurs à environ 100 mW).*

*En pratique, ce seront les régimes les plus utilisés compte tenu d'une part que la diode à avalanche et temps de transit est actuellement le seul composant susceptible de délivrer une puissance importante en bande Q et que d'autre part, ses performances de bruit limitent son utilisation en régime faible signal. Nous étudions donc successivement les différentes caractéristiques des amplificateurs en régime non linéaire ; nous tirerons ensuite un certain nombre de conclusions intéressant les utilisateurs sur les compromis à envisager pour obtenir un fonctionnement optimal de l'amplificateur.*

### III.1. METHODES D'ETUDE EN REGIME NON LINEAIRE

Dans cette partie, nous analysons les méthodes théoriques et expérimentales utilisées pour l'étude du fonctionnement des amplificateurs en régime non linéaire.

#### III.1.1 Analyse théorique du comportement de la diode

En régime non linéaire, l'étude théorique de la diode à avalanche est plus complexe car d'une part, nous ne pouvons plus utiliser de théorie purement analytique et d'autre part, il faut tenir compte des différents effets qui peuvent introduire des limitations des performances. Dans le modèle utilisé, nous considérons toujours que la diode est divisée en deux zones distinctes : la zone d'avalanche et la zone de transit, hypothèse couramment admise par la plupart des auteurs.

Pour le traitement de la zone d'avalanche, on considère que ses dimensions restent constantes au cours du temps, ce qui constitue la plus grosse approximation, approximation parfaitement justifiée comme le montrent d'autres études entreprises au Laboratoire [33]. Pour une configuration temporelle donnée du champ électrique à l'emplacement de la jonction, on calcule le courant issu

de la zone d'avalanche. Le courant de conduction est obtenu par une résolution numérique sur ordinateur de l'équation différentielle de KUVAS [22] (Cf II.1<sub>111</sub>)  
On a recours à cette méthode car en régime non linéaire, l'amplitude de la composante fondamentale du champ hyperfréquence  $E_1$  n'est plus négligeable devant le champ statique  $E_0$ . Les approximations faites pour le régime linéaire ne sont donc pas valables, et on ne peut plus faire de développement limité au premier ordre. Comme en régime linéaire, le courant total à la sortie de la zone d'avalanche est alors obtenu en ajoutant le courant de déplacement au courant de conduction.

Pour le traitement de la zone de transit, on utilise une méthode de double discrétisation sur le temps et l'espace décrite par ailleurs [34]. On écrit sous forme discrétisée, l'équation de continuité du courant total et l'équation de POISSON. Connaissant le champ électrique à l'interface zone d'avalanche, zone de transit, on peut alors calculer de proche en proche le champ électrique et le courant en tout point de la zone de transit. La méthode de calcul tient compte des limitations physiques résultant de la modulation de largeur de la zone désertée, des dissipations de puissance dans la zone non désertée ainsi que de l'influence de la diffusion [34].

Connaissant les évolutions temporelles et spatiales des différentes grandeurs, on peut alors calculer par décomposition en série de Fourier pour une fréquence fixée, le courant et la tension hyperfréquences aux bornes de la diode. On peut alors en déduire les caractéristiques utiles à l'étude en régime moyenne puissance et à saturation, à savoir l'impédance  $Z_D$  de la diode et sa puissance émise  $P_e$  ou puissance ajoutée  $P_a$ .

La connaissance du circuit de charge nous permet alors de déterminer le gain. La puissance d'entrée  $P_i$  et la puissance de sortie  $P_s$  apparaissent alors comme un résultat de la méthode de calcul.

$$P_i = \frac{P_a}{G - 1}$$
$$P_s = \frac{G P_a}{G - 1}$$

En pratique, on recherche souvent l'évolution des caractéristiques de l'amplificateur pour une puissance d'entrée fixée ou en fonction de la puissance d'entrée. Nous utilisons donc pour cela un processus itératif supplémentaire avec un bouclage sur la tension hyperfréquence  $V_{HF}$  afin d'obtenir le régime souhaité [17].

Remarque : Limites de validité du modèle analytique

Nous avons cherché à déterminer la limite de validité de la méthode de calcul analytique décrite en (II.1<sub>1</sub>). Sur les figures 38 et 39 nous avons tracé l'évolution de la conductance  $G_D$ , de la susceptance  $B_D$ , de la diode, ainsi que sa puissance ajoutée  $P_a$  en fonction de  $\frac{V_{HF}}{V_0}$  (rapport de la tension hyperfréquence sur la tension continue aux bornes de la diode) pour les méthodes de calcul analytiques et numériques utilisées dans le cas d'une diode à simple zone de transit. Pour des rapports  $V_{HF}/V_0$  inférieurs à 0,25, les admittances de la diode ont des valeurs très proches pour les deux méthodes d'étude car dans ce cas, l'amplitude du champ hyperfréquence  $E_1$  reste faible devant celle du champ continu  $E_0$  ; les approximations que nous avons faites dans ces conditions pour une étude analytique étaient donc justifiées. Pour le régime linéaire et le régime faiblement non linéaire, on peut donc utiliser indifféremment les deux programmes avec de préférence la méthode analytique qui est plus simple. Par contre pour des champs hyperfréquences  $E_1$  plus importants correspondant à un rapport  $V_{HF}/V_0$  supérieur à 0,25, il y a divergence sur les résultats obtenus par les deux méthodes de calcul. Les effets de limitation dont on tient compte dans l'étude numérique ont alors une influence déterminante ; la méthode analytique donne une valeur de la puissance ajoutée  $P_a$  de l'ordre de 30 % trop importante.

Pour l'étude des amplificateurs en régime fortement non linéaire et à saturation, seule l'utilisation de la méthode numérique est donc possible.

III.1<sub>2</sub> Méthodes d'étude expérimentale

Comme en régime linéaire, la plupart des mesures expérimentales sur les caractéristiques des amplificateurs ont été effectuées directement à l'analyseur de réseaux en utilisant l'extension 26-40 GHz correspondante.

Dans ce cas, la source wobulable qui délivre une puissance maximale de l'ordre de 15 mW est remplacée par un klystron, source qui délivre plusieurs centaines de mW. La puissance maximale de la source doit être de 500 mW pour éviter la destruction des charges adaptées présentes dans l'appareillage de mesure. De même, dans les deux branches A et B (figure 20) doit être inséré un atténuateur pour éviter la destruction des mélangeurs apairés. Dans ces conditions, la puissance incidente maximale que l'on peut obtenir sur l'amplificateur est de l'ordre de 100 mW compte tenu des différentes pertes de l'appareillage.

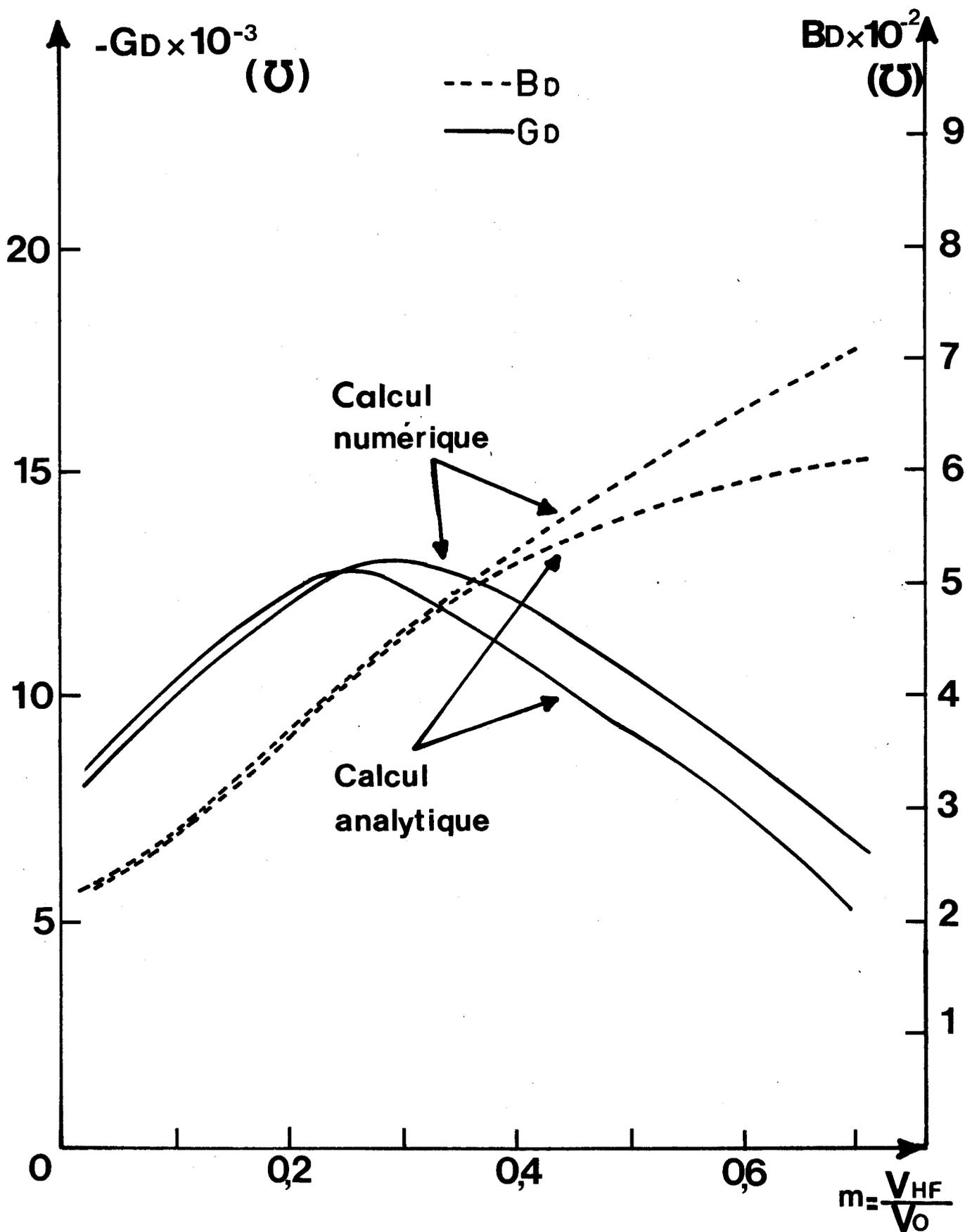


FIGURE 38 : Comparaison des deux méthodes de calcul sur la détermination de l'impédance de la diode en fonction de  $V_{HF}/V_0$ .

(Diode à simple zone de transit ;  $N_D = 2,8 \times 10^{16} \text{ At/cm}^3$  ;  $S = 2000 \text{ } \mu\text{m}^2$  ;  $J = 8000 \text{ A/cm}^2$  ;  $F = 34 \text{ GHz}$ )



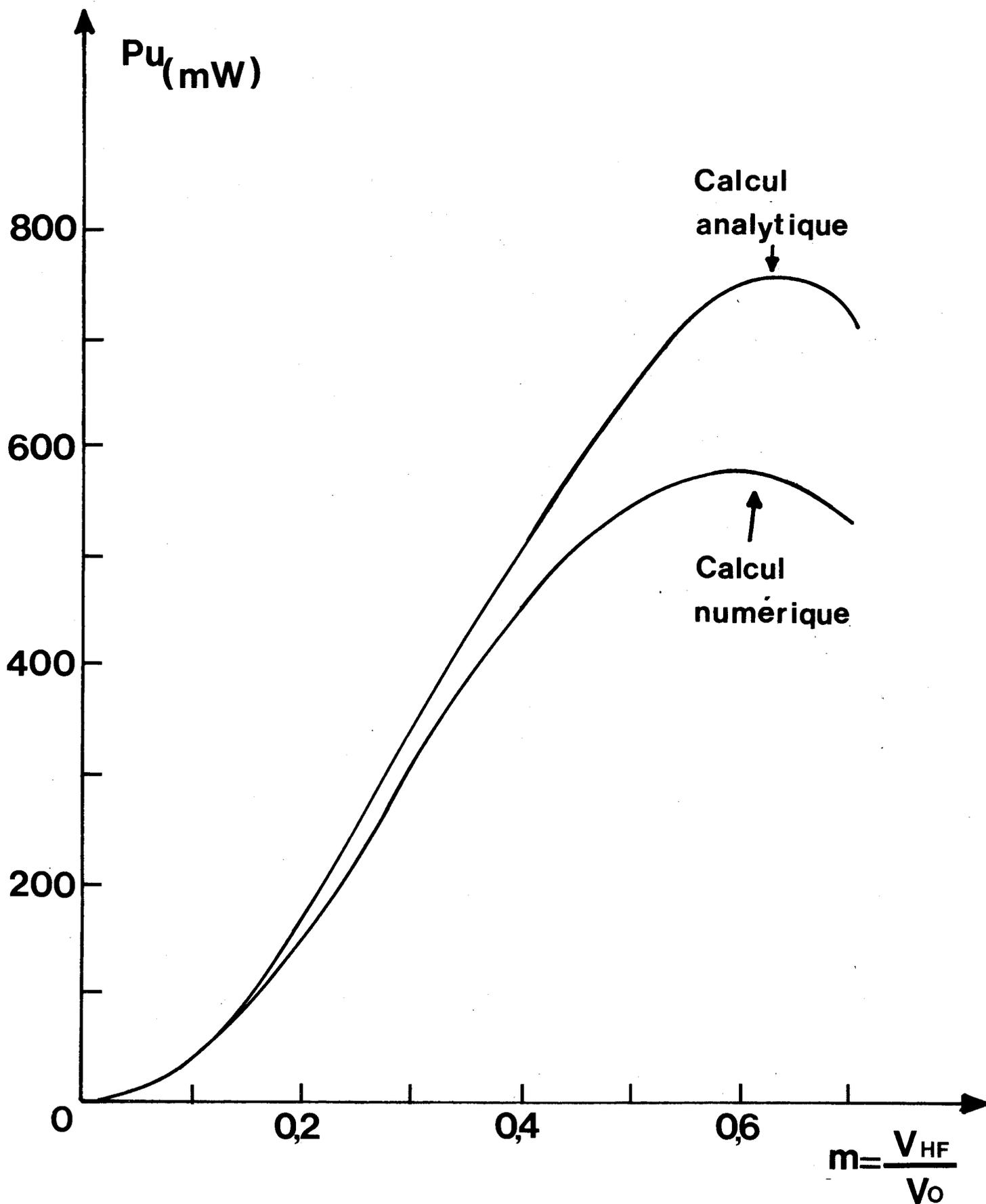


FIGURE 39 : Comparaison des deux méthodes de calcul sur la détermination de la puissance ajoutée par la diode (Diode à simple zone de transit ;  
 $N_D = 2,8 \times 10^{16} \text{ At/cm}^3$  ;  $S = 2000 \mu\text{m}^2$  ;  $J = 8000 \text{ A/cm}^2$  ;  $F = 34 \text{ GHz}$ )



La source de puissance utilisée n'est pas wobulable sur une gamme de fréquences suffisantes, aussi les mesures des diverses caractéristiques ont dû être effectuées point par point à fréquence fixe. On peut cependant déterminer directement toutes les caractéristiques de l'amplificateur comme dans le cas du régime linéaire.

Pour des puissances incidentes supérieures à 100 mW, on ne peut plus utiliser l'extension 26-40 GHz de l'analyseur de réseau. Pour l'étude des amplificateurs en régime de saturation, on mesure donc directement les puissances incidentes et réfléchies ; pour cela, nous avons utilisé deux dispositifs expérimentaux différents [35].

Dans le premier dispositif (figure 40), on n'utilise pas de circulateur, ce qui permet de s'affranchir de l'influence de ses imperfections ; les mesures de puissances sont effectuées par l'intermédiaire de coupleurs. Le second dispositif (fig.41) utilise un circulateur, ce qui permet une étude expérimentale globale de l'amplificateur dans les conditions d'utilisation pratique. Ces dispositifs expérimentaux ne permettent pas de faire une étude complète des amplificateurs pour des puissances incidentes supérieures à 100 mW car on ne peut pas faire de mesure de phase. On peut cependant déterminer les puissances et les gains obtenus pour différentes fréquences en régime de saturation.

### III.2. ETUDE DES AMPLIFICATEURS EN REGIME MOYENNE PUISSANCE

Dans cette partie, nous étudions les caractéristiques des amplificateurs pour des puissances inférieures à 50 mW.

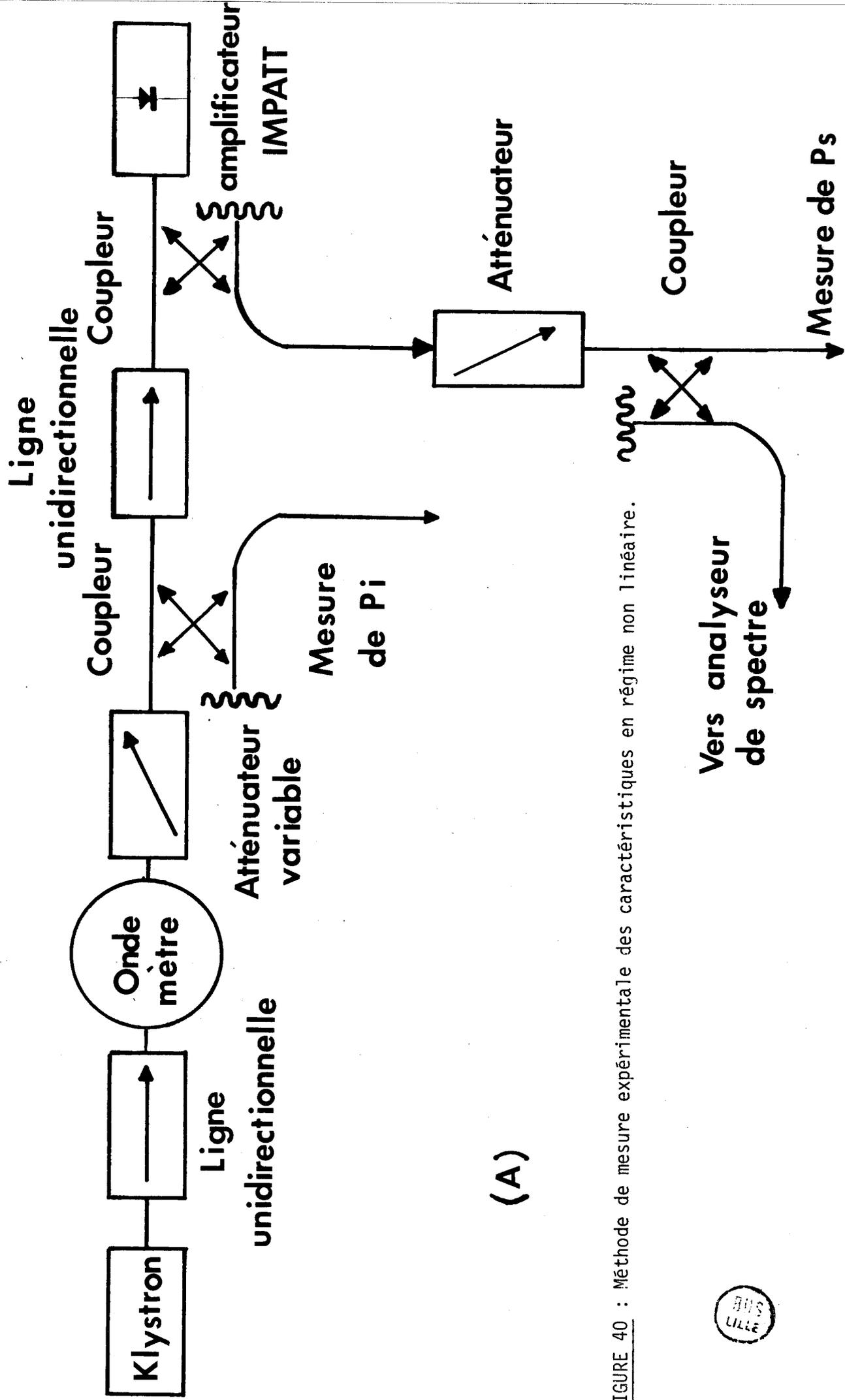
Nous étudierons successivement l'évolution du gain avec la fréquence (bande passante) et la puissance d'entrée (puissance à -1 dB de compression du gain), le temps de propagation de groupe et les phénomènes de conversion AM-PM.

#### III.2<sub>1</sub> Evolution fréquentielle du gain ; étude de la bande passante :

##### III.2<sub>1.1</sub> Etude théorique

##### . Remarque préalable

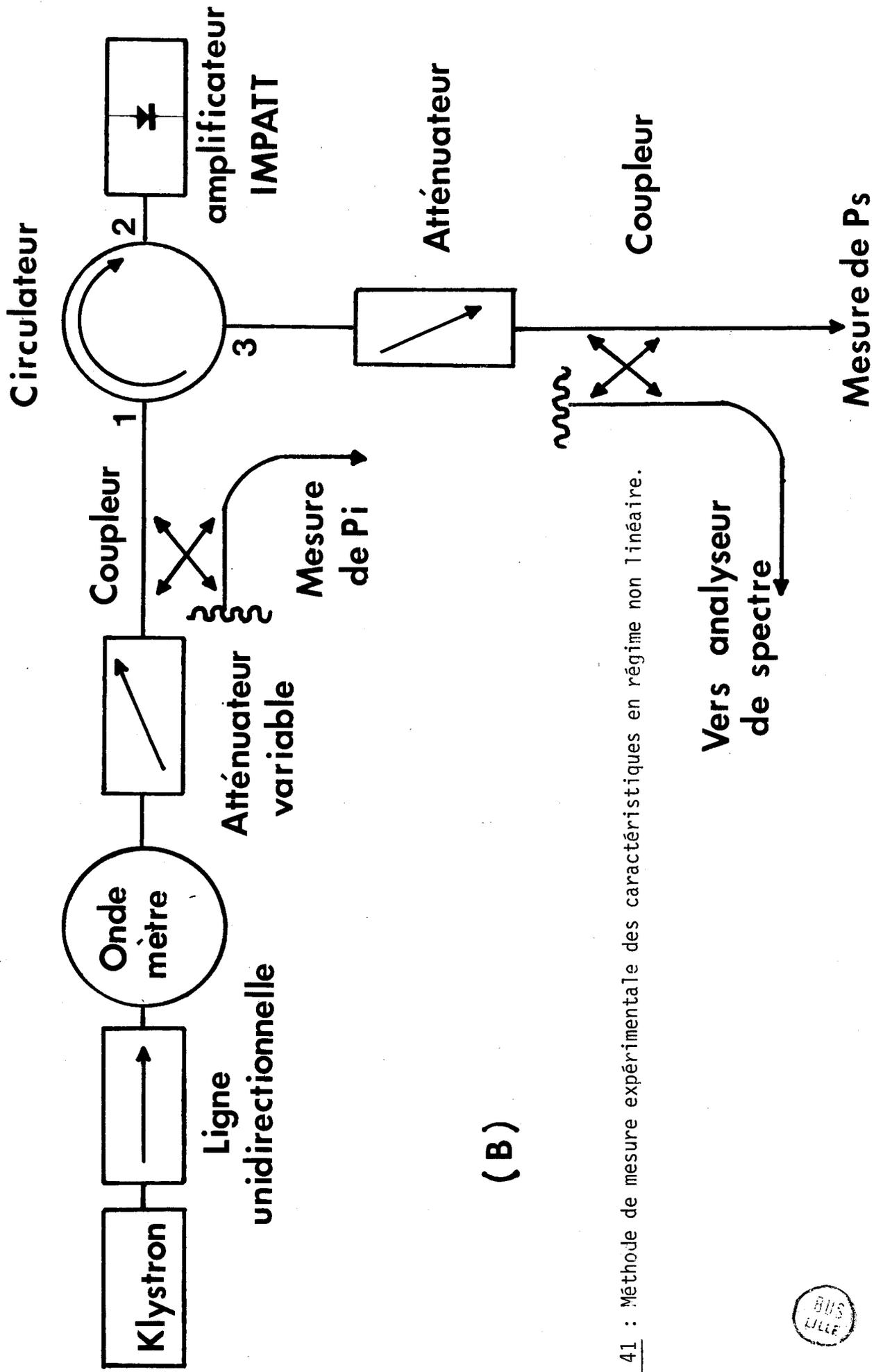
Les conditions de l'étude théorique de l'évolution fréquentielle du



(A)

FIGURE 40 : Méthode de mesure expérimentale des caractéristiques en régime non linéaire.





( B )

FIGURE 41 : Méthode de mesure expérimentale des caractéristiques en régime non linéaire.



gain en régime de moyenne puissance découlent de celles rencontrées en régime linéaire. Nous avons en effet réalisé au préalable l'optimisation du circuit de charge de l'amplificateur en s'arrangeant pour satisfaire aux critères de stabilité. Ainsi, une telle exigence conduit à une limitation de la valeur maximale du gain en régime non linéaire pour une puissance d'entrée donnée, mais également à des conditions d'étude beaucoup plus réalistes.

Ainsi, même avec circulateur supposé parfait, le gain maximum d'un amplificateur à diode à simple zone de transit fonctionnant dans les conditions optimales est de 13 dB pour une puissance d'entrée de 10 mW si l'on prend la marge de stabilité la plus faible possible en régime linéaire ( $|S_{r1}| - |S_{22}| \# 1\%$ ). Pour une diode à double zone de transit, dans les mêmes conditions de fonctionnement, le gain maximum pour une puissance d'entrée de 10 mW serait de l'ordre de 12,5 dB.

Pour une utilisation pratique où il faudra tenir compte des imperfections du circulateur, les gains maxima que l'on pourra obtenir seront donc plus faibles ; pour les deux types de diode, avec  $P_i = 10$  mW, des gains de l'ordre de 10 à 11 dB sont en fait les valeurs limites que l'on peut espérer obtenir si l'on veut éviter toute oscillation parasite.

#### - Performances caractéristiques

La figure 42 montre à titre d'exemple les variations du gain en fonction de la fréquence pour différentes puissances d'entrée  $P_i$  dans le cas d'une diode à simple zone de transit. La densité de courant de polarisation qui se situe dans la plage de saturation est de  $8000$  A/cm<sup>2</sup> et le circuit de charge du type décrit en II.1.2 a été ajusté afin d'obtenir un gain de 10 dB pour un niveau d'entrée  $P_i$  de 10 mW, ce qui assure une marge de stabilité largement suffisante en régime linéaire.

Ces courbes montrent que les performances potentielles obtenues en bande Q sont intéressantes ; d'autre part, elles font apparaître les évolutions caractéristiques du gain des amplificateurs à diode à avalanche et temps de transit :

- le gain maximum est une fonction décroissante du niveau. Le gain diminue avec le niveau dans la plus grande partie de la bande passante de l'amplificateur en particulier pour des fréquences supérieures à la fréquence centrale. Cependant, pour des fréquences inférieures, il peut se stabiliser voire croître légèrement

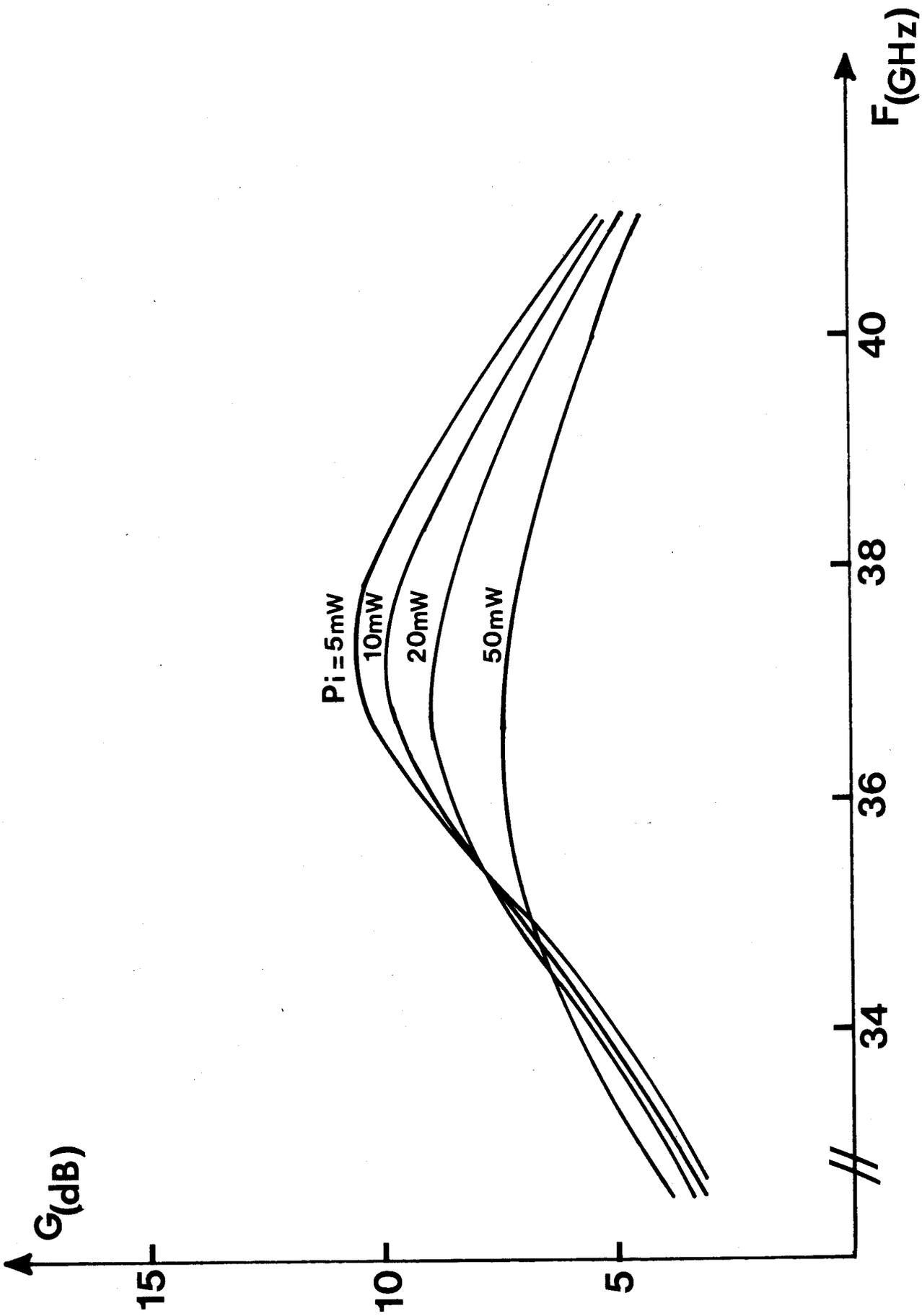


FIGURE 42 : Evolution théorique du gain en fonction de la fréquence pour différents niveaux d'entrée  $P_i$  (Diode à simple zone de transit ;  $N_D = 2,8 \times 10^{16} \text{ At/cm}^3$  ;  $S = 2000 \mu\text{m}^2$  ;  $J = 8000 \text{ A/cm}^2$ )



avant de diminuer (figure 42 ), ce phénomène étant d'autant plus marqué que le rapport fréquence de fonctionnement sur fréquence d'avalanche est faible.

- La bande passante et le produit gain-bande augmentent lorsque le niveau d'entrée  $P_i$  croît comme le montre le tableau suivant dans le cas d'un amplificateur à diode SDR fonctionnant dans les conditions décrites plus haut (figure 42 ).

$P_i$ (mW)	Gain maximum (dB)	Bande passante (MHz)	Produit gain-bande réduit
5	10,7	4300 à 3 dB	39 %
10	10	4900 à 3 dB	42 %
20	9	5900 à 3 dB	45 %
50	7,4	4400 à 1 dB	28 %

TABLEAU 7

Les performances potentielles obtenues pour des amplificateurs à diode à DDR dans les conditions optimales de fonctionnement sont supérieures. Dans les mêmes conditions de gain  $G_0 \neq 10$  dB et pour le même niveau d'entrée  $P_i = 10$  mW, pour une densité de courant de  $6500$  A/cm<sup>2</sup>, la bande passante est de  $5,6$  GHz et le produit gain-bande est de  $47$  %. Cette influence de la structure de la diode s'explique par le fait que le coefficient de qualité  $Q_D$  de la diode est plus faible pour une diode à double zone de transit dans les mêmes conditions de fonctionnement ( $P_i, G$ ).

Les évolutions du produit gain-bande en fonction des différentes caractéristiques de l'amplificateur sont d'autre part résumées dans le tableau 8 .

Signalons toutefois que les valeurs de la densité de courant qui optimisent le produit gain-bande sont plus élevées pour le régime moyenne puissance que pour le régime linéaire. Ceci est justifié par le fait que pour

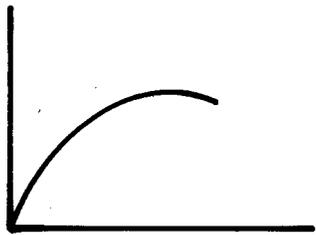
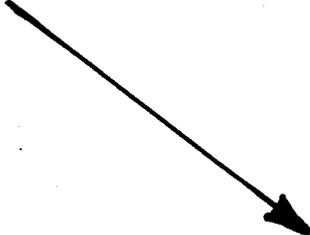
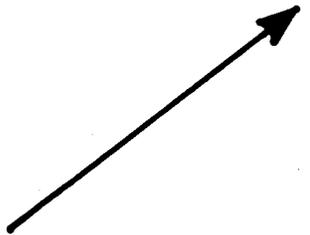
	TYPE DE DIODE	DENSITE DE COURANT	GAIN	PUISSANCE D'ENTRÉE
PRODUIT GAIN - BANDE NORMALISE	D.D.R. MEILLEUR QUE S.D.R.			

TABLEAU 8 : Sens d'évolution du produit gain-bande d'un amplificateur à diode ATT.



obtenir la même valeur optimum du rapport fréquence de fonctionnement sur fréquence d'avalanche (caractéristique du fonctionnement de la diode) il est nécessaire d'augmenter la densité de courant de polarisation quand le niveau incident  $P_i$  croît [36]. Lorsque le régime devient fortement non linéaire, on aboutit alors à des densités de courant voisines des valeurs limites imposées par les contraintes d'origine thermique. Ainsi dans le cas des diodes à simple zone de transit, le produit gain-bande croît pour des densités de courant supérieures à  $8000 \text{ A/cm}^2$ ; on ne peut cependant dépasser  $10.000 \text{ A/cm}^2$  pour des raisons de dissipation thermique.

### III.2<sub>1.2</sub> Etude expérimentale

Dans l'étude expérimentale, la mise au point des amplificateurs est souvent rendue difficile par l'apparition d'oscillations parasites soit dans la bande, soit hors de la bande de fonctionnement notamment pour les niveaux d'entrée  $P_i$  les plus faibles. Ceci est lié aux imperfections d'une part des circuits réalisés et d'autre part des circulateurs utilisés, imperfections dont il n'est pas toujours possible de rendre compte dans l'étude théorique.

Les variations expérimentales du gain avec la fréquence pour diverses puissances d'entrée font apparaître des effets semblables à ceux prévus par la théorie, comme le montre les figures 43 et 44 relatives à des fonctionnements typiques d'amplificateurs à diode à simple zone de transit et double zone de transit.

Les réponses fréquentielles obtenues expérimentalement se présentent cependant la plupart du temps sous la forme de courbes à deux ou plusieurs bosses ce qui par ailleurs peut permettre une amélioration de la bande passante de l'amplificateur. Ceci est dû au fait que les circuits de charge réels présentent une évolution fréquentielle de l'impédance plus complexe que les modèles théoriques que nous avons utilisés. Il peut en effet exister dans les circuits de charge réels des phénomènes de compensation et de résonances multiples que nous ne pouvons pas considérer pour une étude théorique.

Les performances obtenues expérimentalement sont cependant proches des valeurs théoriques. Nous donnons dans le tableau suivant à titre de comparaison quelques valeurs typiques obtenues avec une diode à simple zone de transit dans une monture de type "accord série". La densité de courant de  $6600 \text{ A/cm}^2$  est ici imposée par la valeur de la résistance thermique de la diode et reste inférieure à la valeur théorique optimale ( $J = 8000 \text{ A/cm}^2$ ).

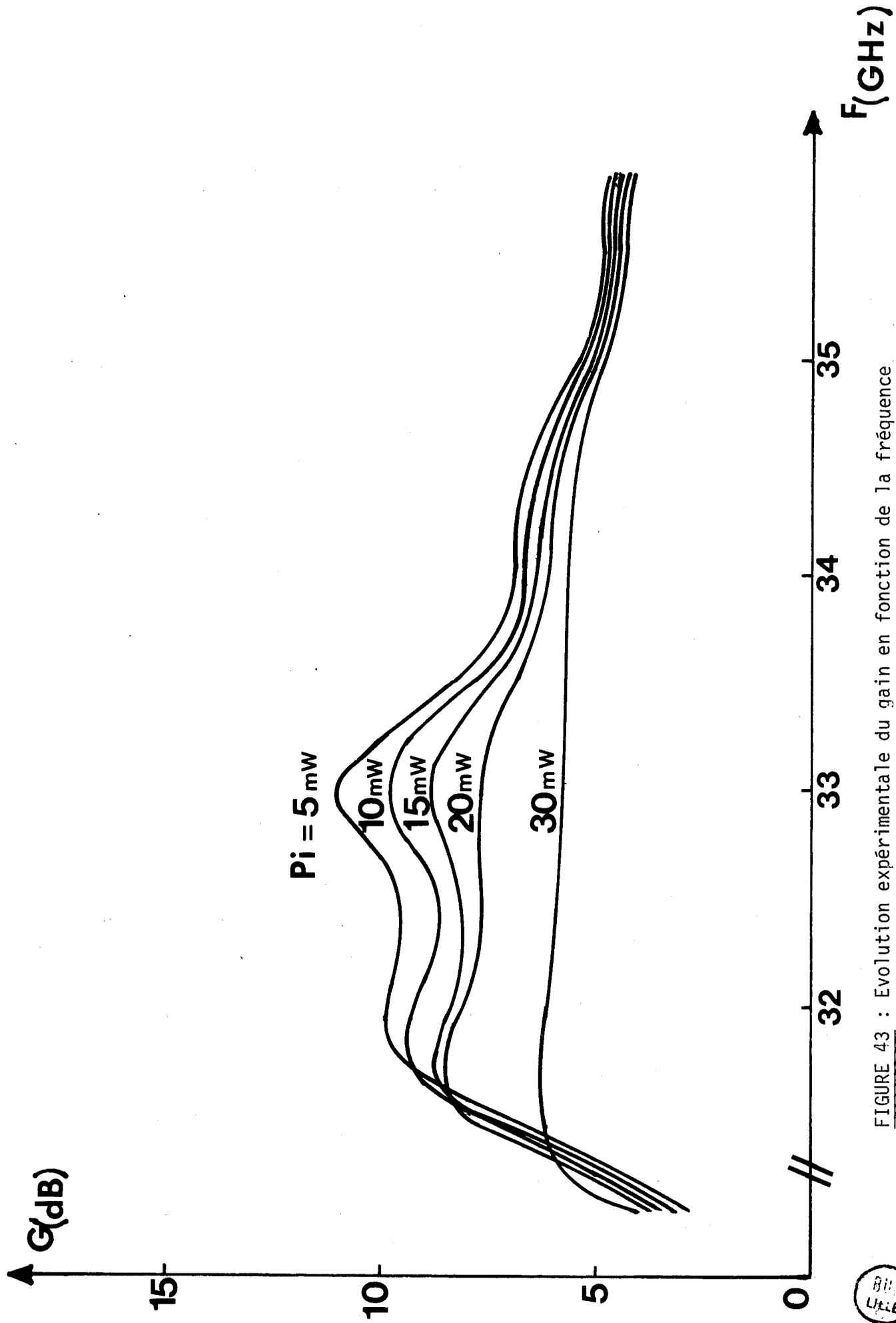


FIGURE 43 : Evolution expérimentale du gain en fonction de la fréquence pour différents niveaux d'entrée  $P_i$ . Diode à simple zone de transit ( $V = 36$  V à  $J = 5600$  A/cm<sup>2</sup> ; Cellule à accord série).



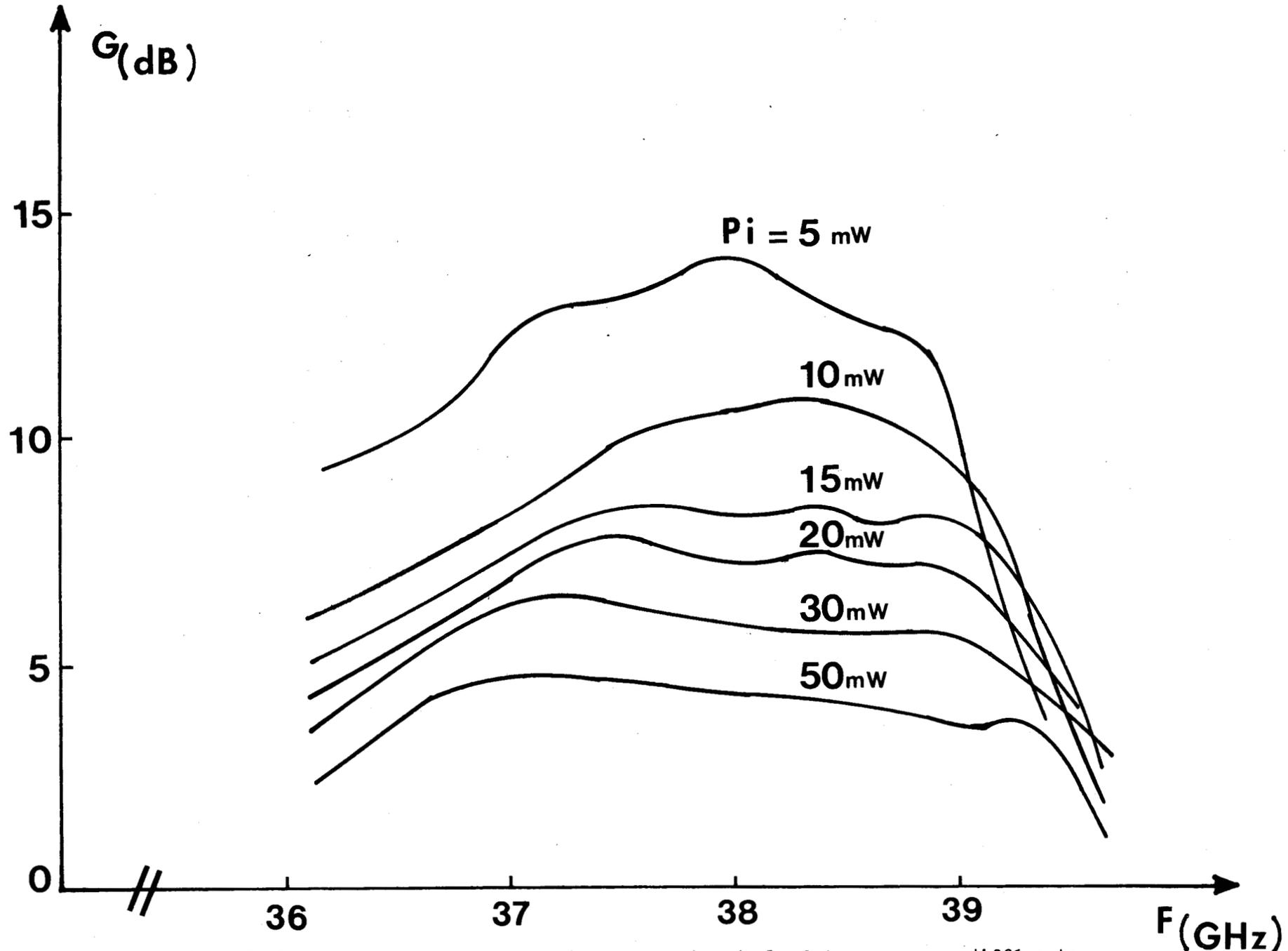


FIGURE 44 : Evolution expérimentale du gain en fonction de la fréquence pour différents niveaux d'entrée  $P_i$ . Diode à double zone de transit ( $V = 36,5$  V à  $J = 4000$  A/cm<sup>2</sup> ; cellule à guide sous-dimensionné).

Puissance d'entrée $P_i$ (mW)	Gain (dB)	Bande Passante (MHz)	Produit gain-bande réduit expérimental	Produit gain-bande réduit théorique
5	11	1940 à 3 dB	21 %	29 %
15	9	3400 à 3 dB	29 %	34 %
30	6,4	3800 à 1,5dB	24 %	28 %

TABLEAU 9

Dans le cas d'une diode à double zone de transit, nous donnons dans le tableau suivant une étude comparative théorie-expérience pour un amplificateur du type "guide sous-dimensionné". La densité de courant est de 4000 A/cm<sup>2</sup>.

Puissance d'entrée $P_i$ (mW)	Gain (dB)	Bande Passante (MHz)	Produit gain-bande réduit expérimental	Produit gain-bande réduit théorique
10	11,1	2280 à 3 dB	21,6 %	22 %
15	8,5	3140 à 3 dB	21,6 %	22,5 %
30	6,4	3460 à 3 dB	18,6 %	23 %
50	4,7	3080 à 1,5dB	13,9 %	14,4 %

TABLEAU 10

Il convient de remarquer que les densités de courant de polarisation utilisées ici sont inférieures aux valeurs optimales déterminées théoriquement. Pour la plupart des diodes que nous avons utilisées, nous avons en effet appliqué des densités de courant maximales plus faibles compte tenu de leur résistance thermique supérieure aux valeurs optimales techniquement réalisables.

Cependant, ces performances expérimentales sont proches des valeurs théoriques déterminées dans les mêmes conditions de fonctionnement de la diode compte tenu de la difficulté d'une part d'obtenir un modèle réaliste de circuit et d'autre part de connaître les caractéristiques exactes du composant utilisé. L'accord théorie-expérience nous semble donc relativement satisfaisant.

### III.2<sub>2</sub> Linéarité - puissances de compression

Le fonctionnement de la diode IMPATT en régime non linéaire entraîne une dégradation de la résistance négative : il en résulte une diminution du gain. Il existe donc une zone de puissances où le gain reste pratiquement constant, qui caractérise la linéarité de l'amplificateur. Celle-ci est habituellement caractérisée par la donnée de la puissance de sortie à 1 dB de compression du gain linéaire, soit  $P_{S-1dB}$ .

#### III.2<sub>2.1</sub> Etude théorique

Une étude sur les conditions d'optimisation de la puissance de compression en fonction des principaux paramètres, a déjà été effectuée par ailleurs en bande X [6] ; aussi nous ne ferons que rappeler les principaux sens d'évolution de cette caractéristique (tableau 11). Rappelons que ces évolutions peuvent être qualitativement déduites d'une étude analytique de la puissance ajoutée [6]. A titre d'exemple, nous donnons figures 45 et 46 l'évolution de la puissance de compression dans la bande passante de l'amplificateur pour un gain maximum linéaire de 10 dB dans le cas des deux types de diodes utilisés. De ces deux exemples, plusieurs conclusions peuvent être tirées :

\* Dans les deux cas, la puissance de compression évolue fortement dans la bande passante ; elle est beaucoup plus importante pour des fréquences inférieures à la fréquence centrale. Si l'on souhaite utiliser toute la bande passante à 3 dB de l'amplificateur, on devra se contenter pour certaines fréquences, de puissances de compression faibles. Dans le cas des exemples cités, on obtient :

$$\begin{array}{l} \text{- Diode à simple zone de transit} \\ \left\{ \begin{array}{l} P_S - 1 \text{ dB}_{\max} = 100 \text{ mW à } f = 35,5 \text{ GHz} \\ P_S - 1 \text{ dB}_{\min} = 36 \text{ mW à } f = 38 \text{ GHz} \end{array} \right. \end{array}$$

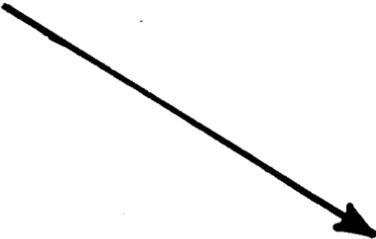
	DIODE	DENSITÉ DE COURANT	GAIN LINEAIRE
<b>PUISSANCE DE COMPRESSION</b> <b><math>P_{s-1dB}</math></b>	<b>D.D.R. &gt; S.D.R.</b>		

TABLEAU 11 : Principaux sens d'évolution de la puissance de compression ( $P_{s-1dB}$ ) pour un amplificateur à diode ATT.

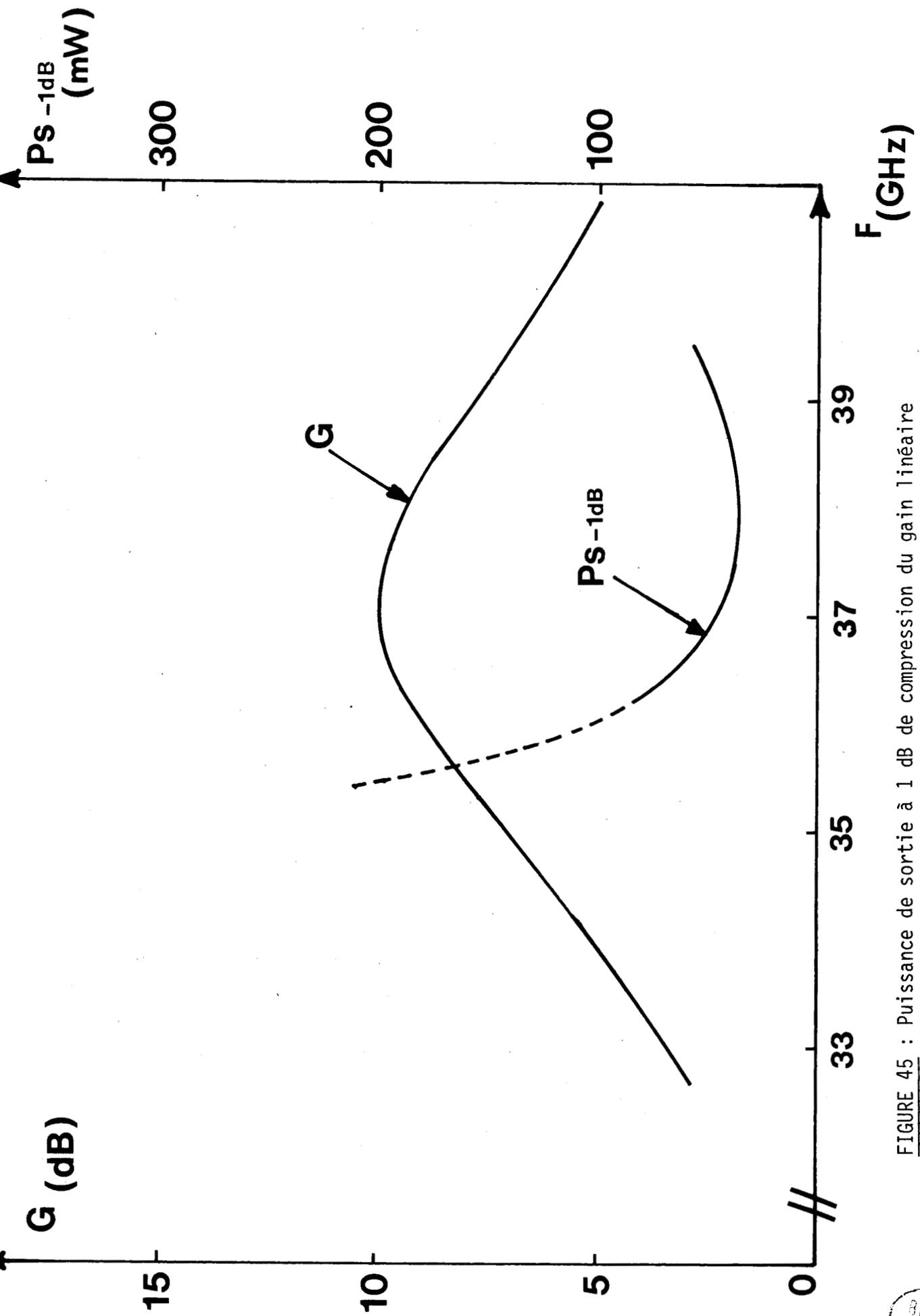


FIGURE 45 : Puissance de sortie à 1 dB de compression du gain linéaire ( $P_s -1dB$ ). Résultats théoriques pour une diode à simple zone de transit.

( $N_D = 2,8 \times 10^{16} \text{ At/cm}^3$  ;  $S = 2000 \text{ } \mu\text{m}^2$  ;  $J = 8000 \text{ A/cm}^2$ ).



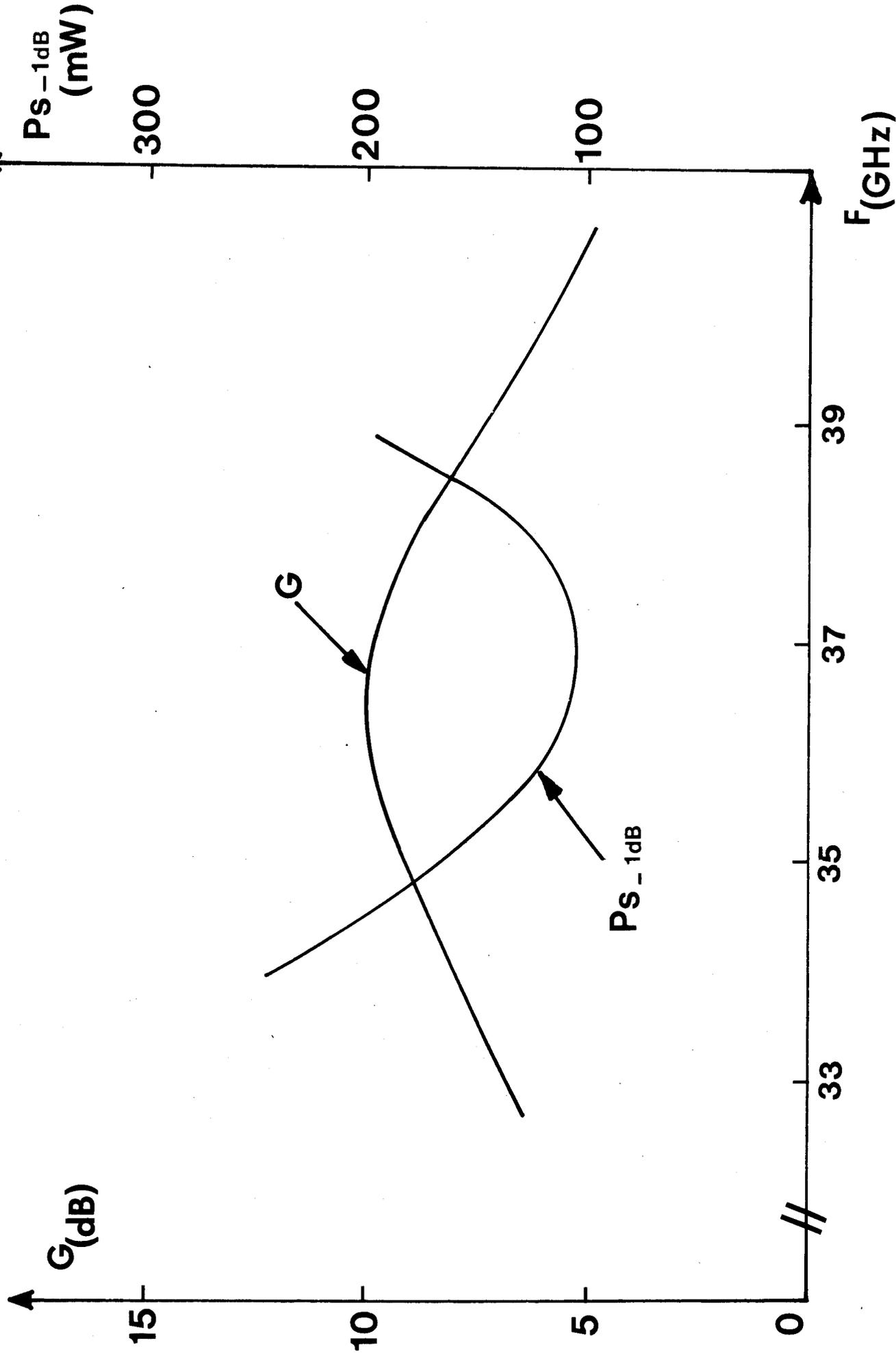


FIGURE 46 : Puissance de sortie à 1 dB de compression du gain linéaire ( $P_s - 1 \text{ dB}$ )  
 Résultats théoriques pour une diode à double zone de transit  
 $N_A = N_D = 4 \times 10^{16} \text{ At/cm}^3$  ;  $S = 2250 \text{ } \mu\text{m}^2$  ;  $J = 6500 \text{ A/cm}^2$



$$\text{- Diode à double zone de transit} \left\{ \begin{array}{l} P_S - 1 \text{ dB}_{\text{max}} = 240 \text{ mW à } f = 34 \text{ GHz} \\ P_S - 1 \text{ dB}_{\text{min}} = 105 \text{ mW à } f = 36,5 \text{ GHz} \end{array} \right.$$

\* Les puissances de compression obtenues sont donc meilleures dans le cas de l'utilisation d'une diode à double zone de transit ; ceci peut notamment résulter du fait que la zone d'avalanche équivalente d'une diode à simple zone de transit est comparativement plus courte que celle d'une diode à double zone de transit. Pour une même puissance fournie, le champ hyperfréquence dans la zone d'avalanche sera plus faible pour une diode à double zone de transit. De plus, à champ hyperfréquence équivalent, les non linéarités seront moins marquées.

\* Pour certaines fréquences inférieures à la fréquence centrale, il peut y avoir expansion du gain avec le niveau d'entrée  $P_i$  (c'est le cas ici pour la diode à simple zone de transit (figure 45)). Ceci peut s'interpréter par le fait que le rapport fréquence de fonctionnement sur fréquence d'avalanche est trop faible lorsque la densité de courant est élevée. Ce phénomène peut d'autre part être à l'origine d'importantes intermodulations d'ordre 3 qui rendent l'amplificateur inutilisable. On peut cependant éviter cette augmentation du gain avec la puissance d'entrée  $P_i$  si l'on diminue la densité de courant de polarisation ou si l'on se contente d'un gain plus faible.

\* L'évolution de la puissance de compression avec la densité de courant de polarisation est différente selon que la fréquence est supérieure ou inférieure à la fréquence centrale ; ceci est clairement montré sur la figure 47 où nous avons tracé l'évolution de  $P_{S-1\text{dB}}$  pour cinq fréquences où le gain est de 1 et 2 dB inférieur au gain maximal de 10 dB obtenu pour 37 GHz ; les densités de courant sont de 5000 et 8000 A/cm<sup>2</sup>.

Pour des fréquences inférieures à la fréquence centrale, la puissance de compression augmente rapidement avec la densité de courant de polarisation. Cependant, pour une densité de  $J = 8000 \text{ A/cm}^2$ , il y a expansion du gain avec la puissance incidente, ce qui n'est pas le cas pour 5000 A/cm<sup>2</sup>. Le rapport fréquence de fonctionnement sur fréquence d'avalanche est à notre avis trop faible ( $f/f_a = 1,16$ ) ; il est par contre de l'ordre de 1,5 pour  $J = 5000 \text{ A/cm}^2$ , ce qui contribue à diminuer les phénomènes de non linéarité.

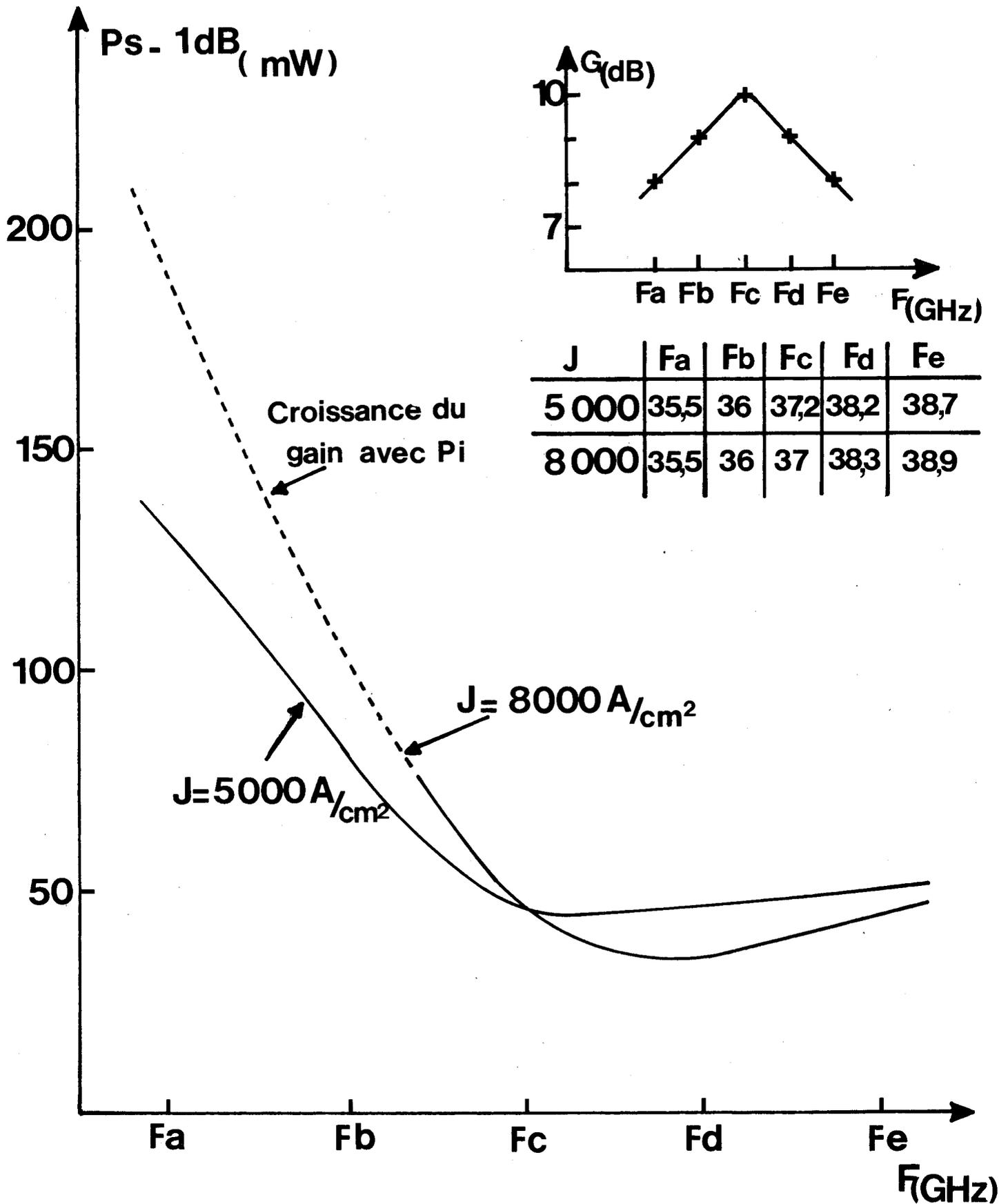


FIGURE 47 : Variation de la puissance de compression à 1 dB en fonction de la fréquence pour deux densités de courant différentes.

(Diode à simple zone de transit ;  $N_D = 2,8 \times 10^{16} \text{ At/cm}^3$  ;  $S = 2000 \text{ } \mu\text{m}^2$ )



Pour des fréquences supérieures à la fréquence centrale, la puissance de compression varie beaucoup moins avec le courant ; on obtient uniquement une très légère diminution de la puissance avec le courant.

La diminution de la densité de courant entraîne donc une régularisation de l'évolution de la puissance de compression dans la bande passante de l'amplificateur. Cependant, si l'on veut obtenir de fortes puissances de compression, il faudra utiliser les densités de courant optimales et se contenter d'une faible partie de la bande passante.

D'autre part, pour un amplificateur utilisant la même diode dans les mêmes conditions de fonctionnement, les puissances de compression seront meilleures si la fréquence centrale d'amplification est supérieure à la fréquence optimale de la diode, comme le montre le tableau suivant. Il est relatif à une diode à simple zone de transit optimisée vers 35 GHz fonctionnant à une densité de courant de  $8000 \text{ A/cm}^2$  et donnant un gain de 10 dB. Ce phénomène est expliqué par l'augmentation du rapport fréquence de fonctionnement sur fréquence d'avalanche.

$F_C$ (GHz)	34	37	39,5
Puissance de compression à la fréquence centrale (mW)	26,4	45,5	54
$\frac{f}{f_a}$	1,07	1,16	1,24

TABLEAU 12

### III.2.2. Etude expérimentale

Sur la figure 48 nous avons tracé l'évolution du gain en fonction de la puissance incidente  $P_i$  pour différentes fréquences, relative à un amplificateur à diode à simple zone de transit en monture à "accord série". Les évolutions sont conformes aux prévisions théoriques ainsi que celle de la puissance de compression dans la bande passante de l'amplificateur, comme le montre le tableau suivant :

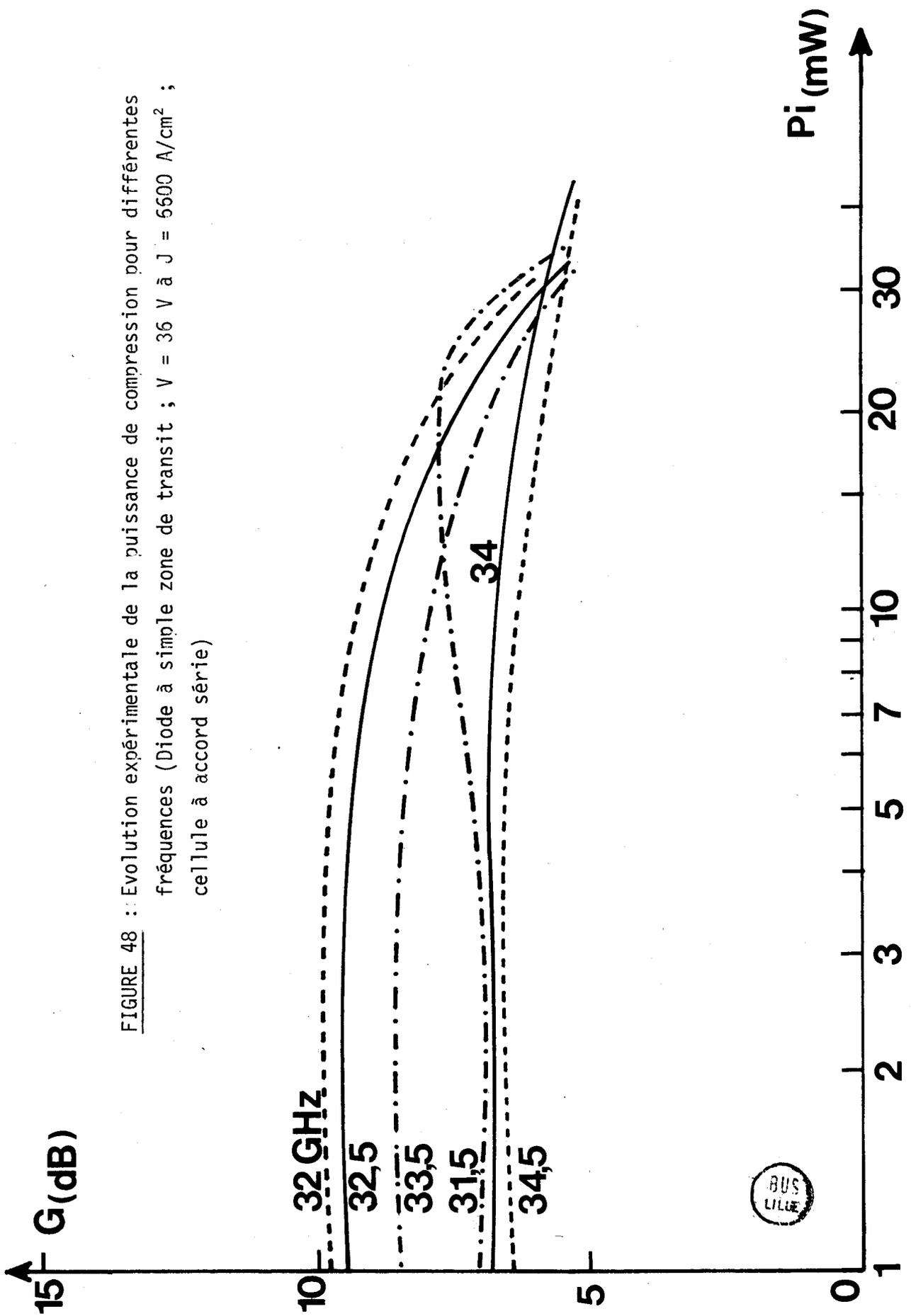


FIGURE 48 : Evolution expérimentale de la puissance de compression pour différentes fréquences (Diode à simple zone de transit ;  $V = 36$  V à  $J = 5600$  A/cm<sup>2</sup> ; cellule à accord série)



F (GHz)	G <sub>0</sub> (dB)	P <sub>S</sub> -1dB (mW)
31,5	7	128
32	9,8	91
32,5	9,5	85
33,5	8,5	75
34	6,9	93
34,5	6,5	115

TABLEAU 13

On peut constater que les puissances de compression obtenues sont importantes pour la plupart des fréquences ; la puissance de compression obtenue à 31,5 GHz correspond cependant à une légère augmentation du gain avec le niveau, ce qui risque d'entraîner dans cette zone une forte intermodulation.

En ce qui concerne les diodes à double zone de transit, nous avons pu obtenir des puissances de compression également intéressantes ; ainsi, pour un amplificateur en monture à "guide sous-dimensionné", nous avons pu obtenir une puissance de compression de 135 mW vers 38 GHz pour un gain linéaire de l'ordre de 14 dB.

### III.2<sub>3</sub> Temps de propagation de groupe

Dans le chapitre précédent, nous avons effectué une étude sur le temps de propagation de groupe  $\Delta\Phi/\Delta\omega$  en fonction des principaux paramètres (cf. II.3<sub>2</sub>). En régime moyenne puissance, nous nous intéressons surtout à l'évolution du temps de propagation de groupe pour un circuit de charge et des conditions de fonctionnement fixés lorsque la puissance d'entrée augmente. D'après notre étude précédente (cf II.3<sub>21</sub>), les deux paramètres qui vont intervenir sont d'une part le gain, et d'autre part la puissance d'entrée  $P_i$  : cette théorie analytique a montré que le temps de propagation de groupe est une fonction croissante de ces deux paramètres. Or en régime moyenne puissance, lorsque la puissance d'entrée  $P_i$  augmente, le gain diminue et seule une étude numérique permet donc de conclure

quant à cette évolution.

Sur la figure 49 nous avons tracé l'évolution du temps de propagation de groupe en fonction de la fréquence dans le cas d'une diode à simple zone de transit pour différentes puissances d'entrée. On peut constater qu'il diminue lorsque la puissance  $P_i$  augmente ; l'influence du gain est donc la plus importante. Dans ce cas, les valeurs obtenues sont très faibles, ainsi pour une puissance  $P_i$  de 10 mW, les variations de  $\Delta\Phi/\Delta\omega$  dans la bande passante à 3 dB sont de l'ordre de 0,06 nS. Dans le cas de diode à double zone de transit, les variations du temps de propagation de groupe sont encore plus faibles (0,05 nS dans la bande passante, pour une puissance d'entrée de 10 mW).

En conclusion, lors de la réalisation d'amplificateurs hyperfréquences pour télécommunications, les spécifications relatives à l'évolution du temps de propagation de groupe seront très faciles à satisfaire.

### III.2<sub>4</sub> Conversion AM-PM

Le phénomène parasite de conversion AM-PM est lié à la variation de la phase  $\Phi$  du gain (déphasage entre les ondes incidentes et réfléchies) avec le niveau d'entrée  $P_i$ . Celle-ci a pour cause l'évolution de la résistance  $R_D$  et de la réactance  $X_D$  présentées par la diode en fonction du niveau. Les conséquences de ce phénomène peuvent être importantes en télécommunications, en particulier en transmission par modulation quadriphase : toute variation intempestive du niveau peut entraîner une variation correspondante de la phase. Bien que les valeurs exactes dépendent du type de système envisagé, on fixe généralement une limite supérieure de l'ordre de  $2^\circ/\text{dB}$  à  $2,5^\circ/\text{dB}$  à ce taux de conversion.

#### III.2<sub>4.1</sub> Etude analytique qualitative

Nous avons effectué une étude analytique simple afin de déterminer les principaux sens d'évolution du taux de conversion AM-PM en fonction des principaux paramètres. La phase  $\Phi$  du gain peut s'écrire :

$$\Phi = \text{Arctg} \frac{(X_D + X_L)(R_D + R_L) - (X_D + X_L)(R_D - R_L)}{(R_D - R_L)(R_D + R_L) + (X_D + X_L)(X_D + X_L)}$$

C'est donc une fonction de  $Z_D$  impédance de la diode et de  $Z_L$  impédance du dipôle équivalent au circuit de charge. Celui-ci étant indépendant du niveau d'entrée  $P_i$ , le taux de conversion AM-PM peut alors s'écrire :

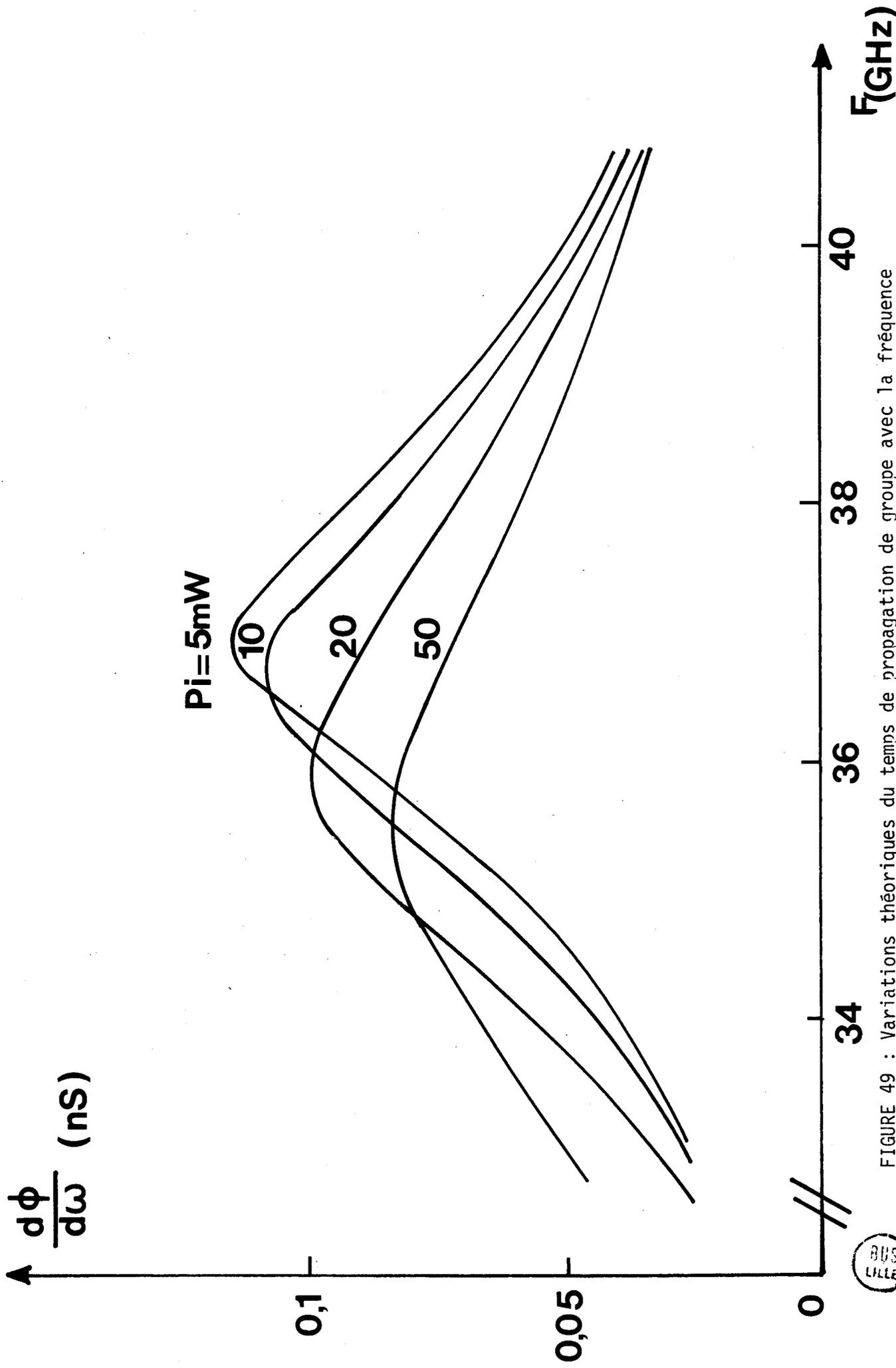


FIGURE 49 : Variations théoriques du temps de propagation de groupe avec la fréquence

pour différents niveaux d'entrée  $P_i$

$N_D = 2,8 \times 10^{16} \text{ At/cm}^3$  ;  $S = 2000 \text{ } \mu\text{m}^2$  ;  $J = 8000 \text{ A/cm}^2$  )



$$\frac{d\phi}{dP_i} = \frac{\partial\phi}{\partial R_D} \times \frac{\partial R_D}{\partial P_i} + \frac{\partial\phi}{\partial X_D} \times \frac{\partial X_D}{\partial P_i}$$

les coefficients  $\frac{\partial\phi}{\partial R_D}$  et  $\frac{\partial\phi}{\partial X_D}$  s'obtiennent directement au moyen de la formule donnant la phase  $\phi$  soit :

$$\frac{\partial\phi}{\partial R_D} = \frac{-4R_D R_L (X_D + X_L)}{[(R_D - R_L)(R_D + R_L) + (X_D + X_L)^2]^2 + 4R_L^2 (X_D + X_L)^2}$$

$$\frac{\partial\phi}{\partial X_D} = \frac{2R_L [(R_D - R_L)(R_D + R_L) - (X_D + X_L)^2]}{[(R_D - R_L)(R_D + R_L) + (X_D + X_L)^2]^2 + 4R_L^2 (X_D + X_L)^2}$$

On peut alors faire intervenir le gain G dans les formules précédentes :

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

On obtient après quelques calculs :

$$\frac{\partial\phi}{\partial R_D} = \frac{(G_0 - G)^{1/2} (G - 1)^{3/2}}{2 G R_D (1 - \sqrt{G_0})}$$

et :

$$\frac{\partial\phi}{\partial X_D} = \frac{(G - \sqrt{G_0})(G - 1)}{2 G R_D (1 - \sqrt{G_0})}$$

où  $G_0$  est le gain maximum de l'amplificateur correspondant en première approximation à  $X_D + X_L \neq 0$

De cette étude, on peut tirer un certain nombre de premières conclusions pratiques très intéressantes :

- Les influences des différents paramètres apparaissent bien séparées : celle de la fréquence se manifestera uniquement dans les termes  $\frac{\partial R_D}{\partial P_i}$  et  $\frac{\partial X_D}{\partial P_i}$

. L'influence du circuit n'apparaît pas, à moins que par l'intermédiaire du gain : en pratique, on ne pourrait concevoir d'amélioration du taux de conversion en jouant sur le circuit sans modifier la réponse fréquentielle.

D'autres conclusions importantes peuvent être tirées ; elles sont résumées dans le tableau 14 .

Pour un niveau d'entrée  $P_i$  et des conditions de fonctionnement de l'amplificateur (densité de courant, circuit de charge) fixés, la conversion AM-PM est une fonction croissante du gain. Les termes  $\partial\Phi/\partial R_D$  et  $\partial\Phi/\partial X_D$  sont en effet des fonctions croissantes du gain dans la bande passante de l'amplificateur où l'on a  $G_0/2 < G < G_0$ .

Pour un même gain et dans les mêmes conditions de charge, l'usage d'une diode à double zone de transit est plus avantageux. En effet, l'augmentation de la résistance négative va réduire les termes  $\partial\Phi/\partial X_D$  et  $\partial\Phi/\partial R_D$ . D'autre part, les variations de  $R_D$  et de  $X_D$  avec le niveau incident seront dans ce cas plus faibles car les non linéarités sont moins marquées dans le cas d'une diode à double zone de transit.

La conversion AM-PM sera d'autant plus forte que les fréquences de fonctionnement de l'amplificateur sont plus basses. En effet, plus la fréquence de fonctionnement est proche de la fréquence d'avalanche, plus les variations de l'impédance de la diode avec le niveau sont importantes et les termes  $\partial R_D/\partial P_i$  et  $\partial X_D/\partial P_i$  sont plus grands [36].

En ce qui concerne l'influence du courant de polarisation, les phénomènes sont plus complexes : en effet, l'augmentation du courant a pour conséquence une augmentation de la fréquence d'avalanche de la diode et donc une croissance des termes  $\partial R_D/\partial P_i$  et  $\partial X_D/\partial P_i$ . L'évolution en sens inverse de  $\partial\Phi/\partial R_D$  et  $\partial\Phi/\partial X_D$  peut dans certains cas introduire une compensation et dans ce cas, la conversion AM-PM varie peu (cas où on est relativement éloigné de la fréquence d'avalanche). Une étude numérique quantitative est donc nécessaire dans de nombreux cas.

### III.2.4.2. Etude quantitative

Nous avons donc effectué une étude sur ordinateur afin de pouvoir chiffrer le taux de conversion AM-PM dans les diverses conditions de fonctionnement.

$\frac{d\phi}{dPi}$	<b>TYPE DE DIODE</b>	<b>GAIN</b>	<b>PUISSANCE D'ENTRÉE</b>	<b>DENSITE DE COURANT</b>	
	<b>D.D.R MEILLEUR QUE S.D.R</b>				

TABLEAU 14 : Sens d'évolution de la conversion AM-PM dans un amplificateur à diode ATT.



Comme on a pu le montrer dans notre étude précédente, les influences du type de diode et de la valeur du gain sont assez déterminantes. Pour un amplificateur de caractéristiques données ( $P_i = 10 \text{ mW}$  ;  $G_{\text{max}} = 10 \text{ dB}$ ) les taux de conversion AM-PM sont nettement plus faibles dans le cas de diodes à double zone de transit comme le montrent les courbes 1 et 4 de la figure 50 . Par ailleurs, il est dans les deux cas plus élevé pour des fréquences situées en-dessous de la fréquence centrale, là où par ailleurs les puissances de compression sont les plus élevées : ceci est en bon accord avec d'autres études précédentes effectuées en bande X [17].

Pour les deux types de diode, on peut constater que l'augmentation du gain, pour un niveau d'entrée  $P_i$  et une densité de courant fixée, entraîne une élévation du taux de conversion AM-PM ; ceci est particulièrement notable pour les diodes à simple zone de transit et peut être corrélé à l'augmentation importante de la tension hyperfréquence appliquée à la diode. Ceci entraîne une limitation du gain pour une utilisation pratique. Si l'on se fixe par exemple une limite de  $2,5^\circ\text{dB}$  dans toute la bande passante de l'amplificateur, le gain maximum que l'on pourra obtenir avec une diode à simple zone de transit ne sera que de  $8,3 \text{ dB}$  alors qu'il est de  $12,5 \text{ dB}$  pour une diode à double zone de transit.

L'influence de la puissance d'entrée sur la conversion AM-PM est étudiée figure 51 . Pour les mêmes conditions de fonctionnement que précédemment ( $G_{\text{max}} = 10 \text{ dB}$  ;  $J = 8000 \text{ A/cm}^2$ ), le taux de conversion AM-PM croît lorsque le niveau d'entrée  $P_i$  augmente. Ainsi dans notre exemple, si l'on admet un taux maximal de  $2,5^\circ\text{dB}$ , toute la bande passante de l'amplificateur (à diode SDR) sera utilisable pour un niveau d'entrée  $P_i = 5 \text{ mW}$ . Par contre, pour une puissance d'entrée de  $10 \text{ mW}$ , on ne pourra utiliser que  $50 \%$  de la bande.

Le circuit de charge a peu d'influence sur la conversion AM-PM, ce qui est en bon accord avec les conclusions de l'étude analytique. Pour la même diode et dans les mêmes conditions de fonctionnement, on a en effet obtenu des taux maximum comparables pour différents circuits de charge. En conséquence, l'encapsulation des diodes a peu d'influence également sur la conversion AM-PM. Elle n'entraîne qu'une légère dégradation des performances comme le montre la figure 52 .

### III.2.4.3. Etude expérimentale

Les évolutions expérimentales de la conversion AM-PM dans la bande passante de l'amplificateur sont comparables à celles déduites de l'étude théorique comme le montrent les figures 53 et 54 relatives à des diodes à simple et

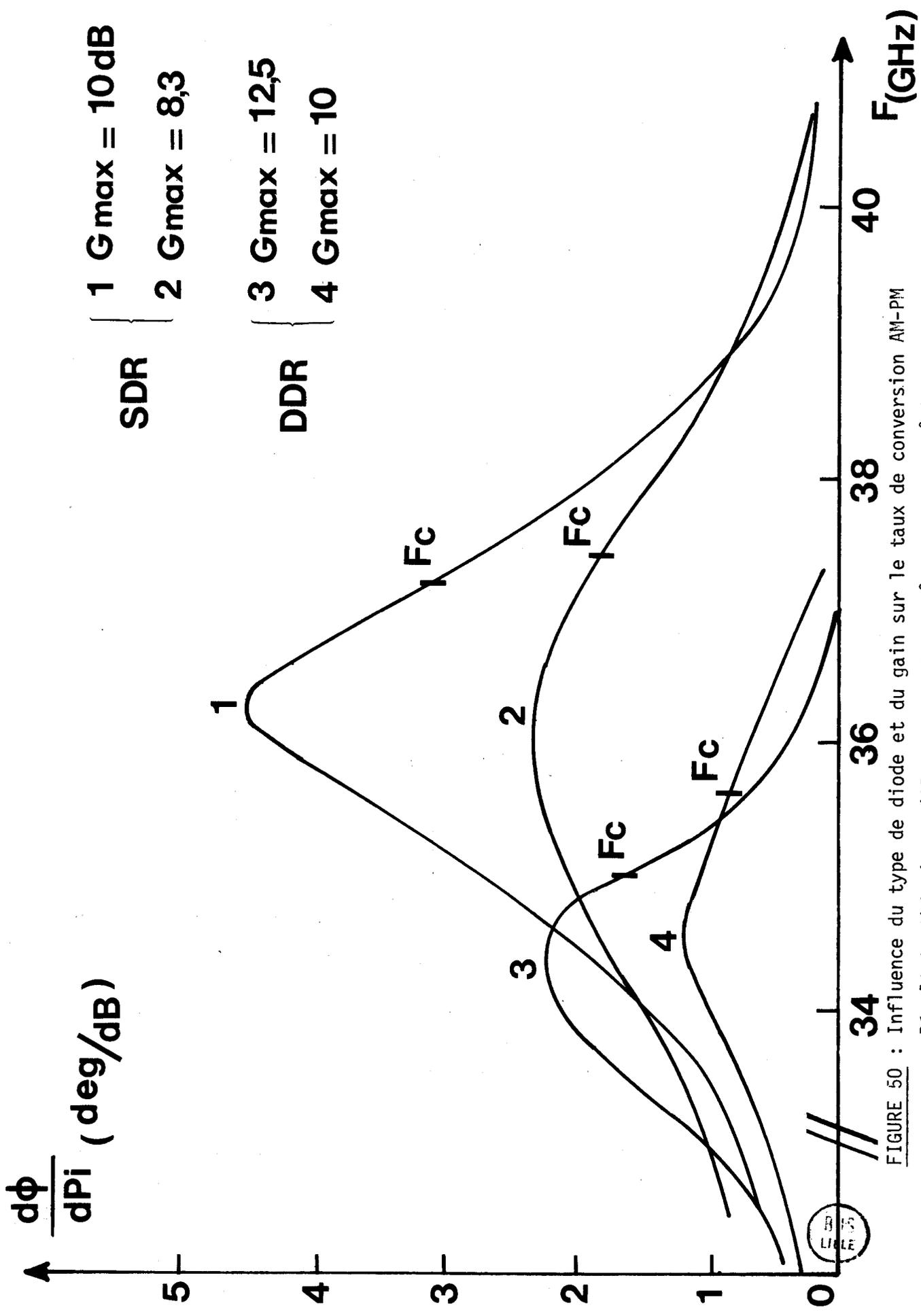


FIGURE 50 : Influence du type de diode et du gain sur le taux de conversion AM-PM

Résultats théoriques (SDR : J = 8000 A/cm<sup>2</sup> ; S = 2000 μm<sup>2</sup> )

(DDR : J = 6500 A/cm<sup>2</sup> ; S = 2250 μm<sup>2</sup> )



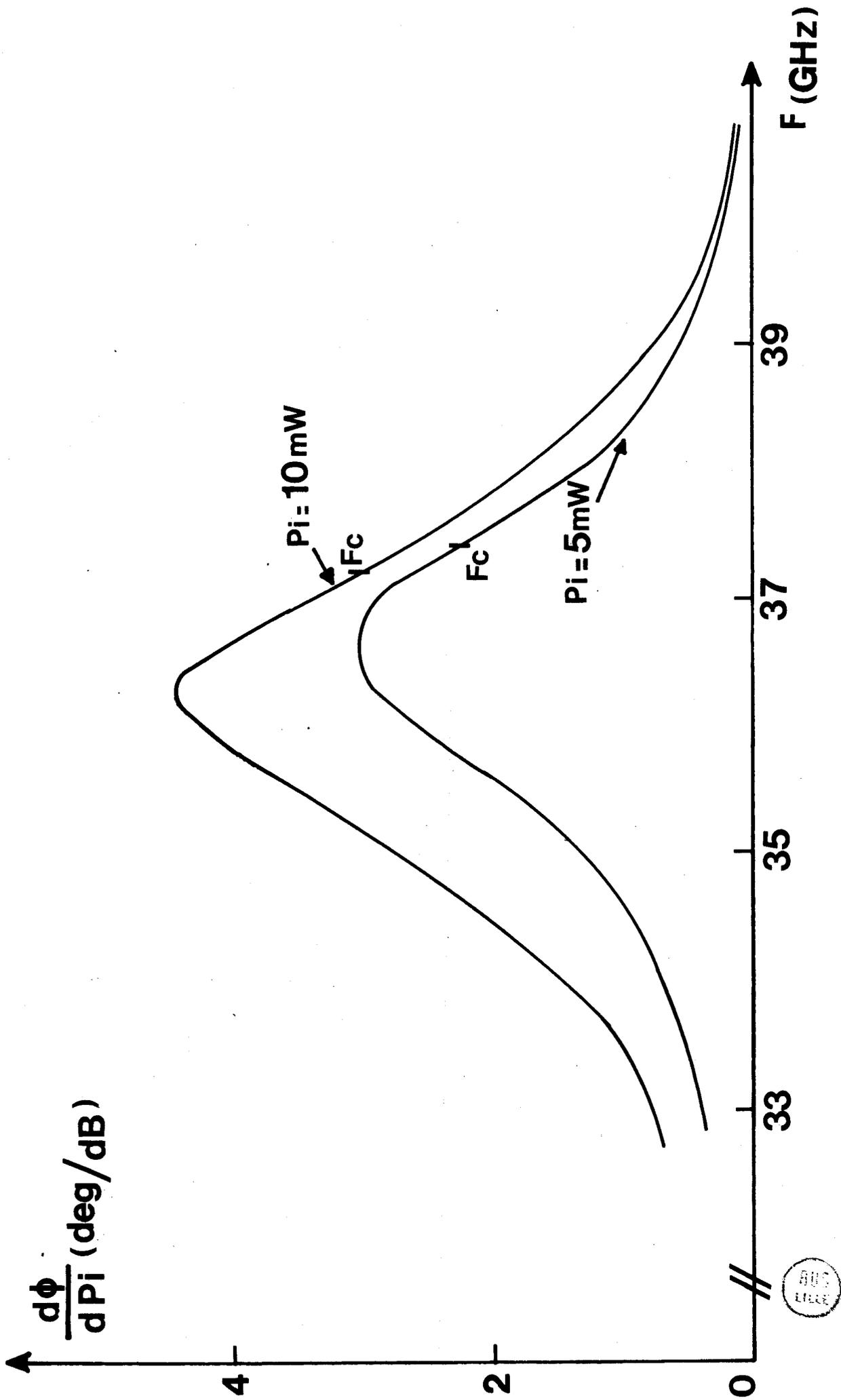


FIGURE 51 : Influence du niveau incident  $P_i$  sur le taux de conversion AM-PM.

Résultats théoriques ( $N_D = 2,8 \times 10^{16} \text{At/cm}^3$  ;  $S = 2000 \mu\text{m}^2$  ;  $J = 8000 \text{A/cm}^2$ )



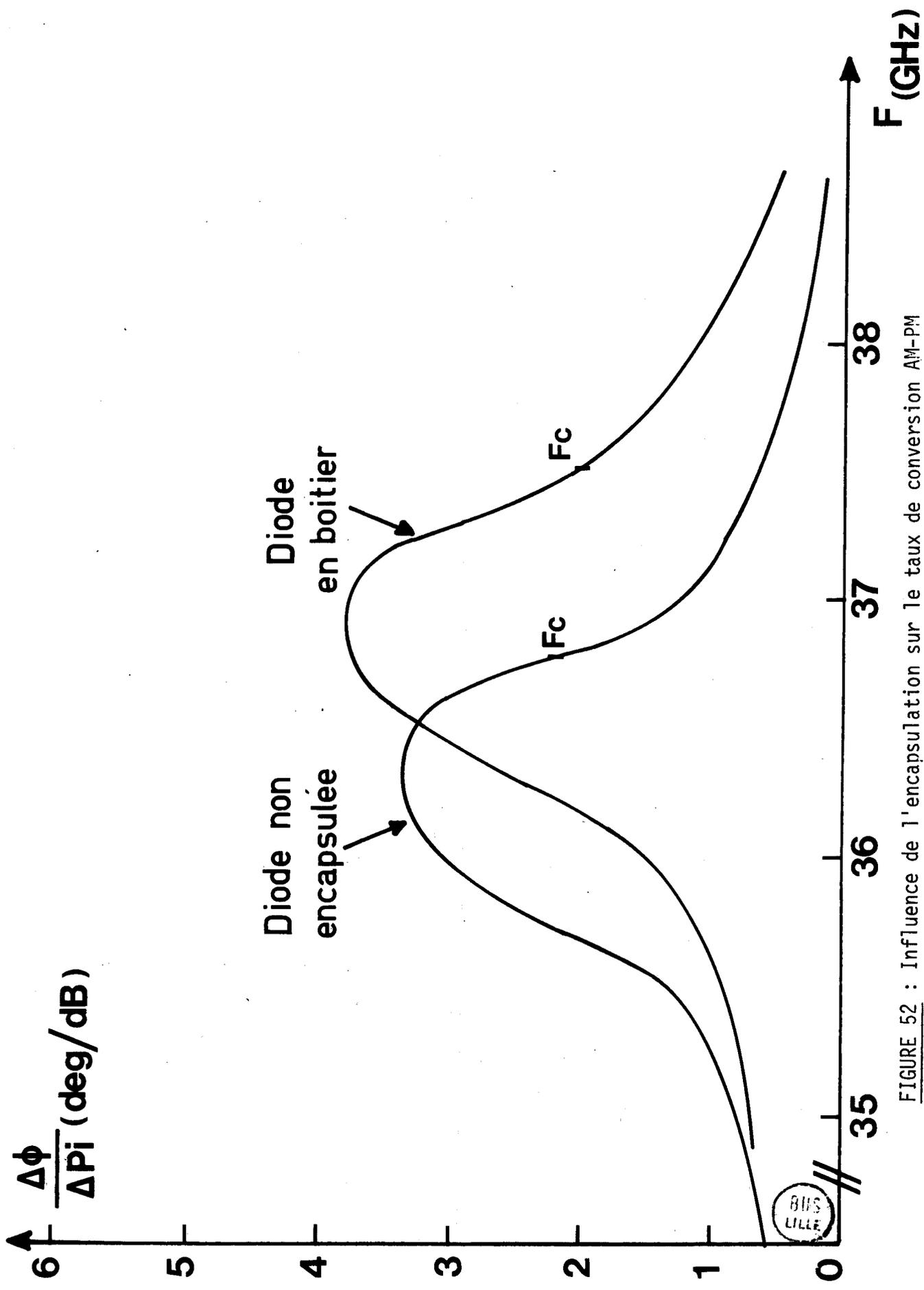


FIGURE 52 : Influence de l'encapsulation sur le taux de conversion AM-PM  
 (Diodes à double zone de transit ;  $N_A = N_D = 4 \times 10^{16} \text{ At/cm}^3$  ;  
 $S = 3000 \text{ } \mu\text{m}^2$  ;  $I = 130 \text{ mA}$ )

BUS LILLE

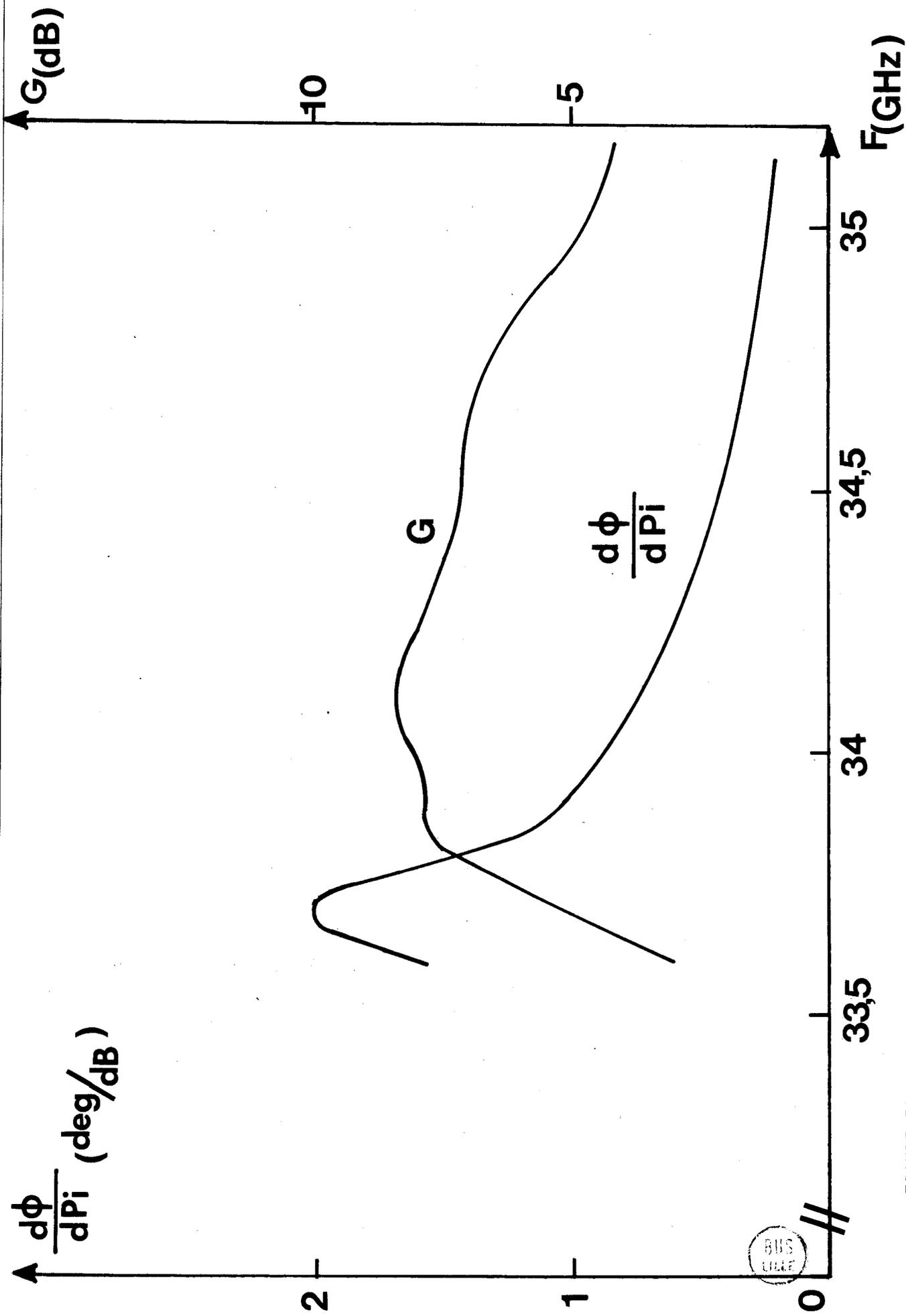


FIGURE 53 : Variations expérimentales du taux de conversion AM-PM. Diode à simple zone de transit ( $V = 35$  V à  $J = 6300$  A/cm<sup>2</sup> - Cellule à accord série)

G (dB)	P <sub>i</sub> (mW)	B (MHz)	Bande utile ou $\frac{d\phi}{dP_i} < 2,5 \text{ deg/dB}$
14	5	2060	1260 — 61%
11	10	2280	1580 — 69%
8	20	3140	1900 — 61%

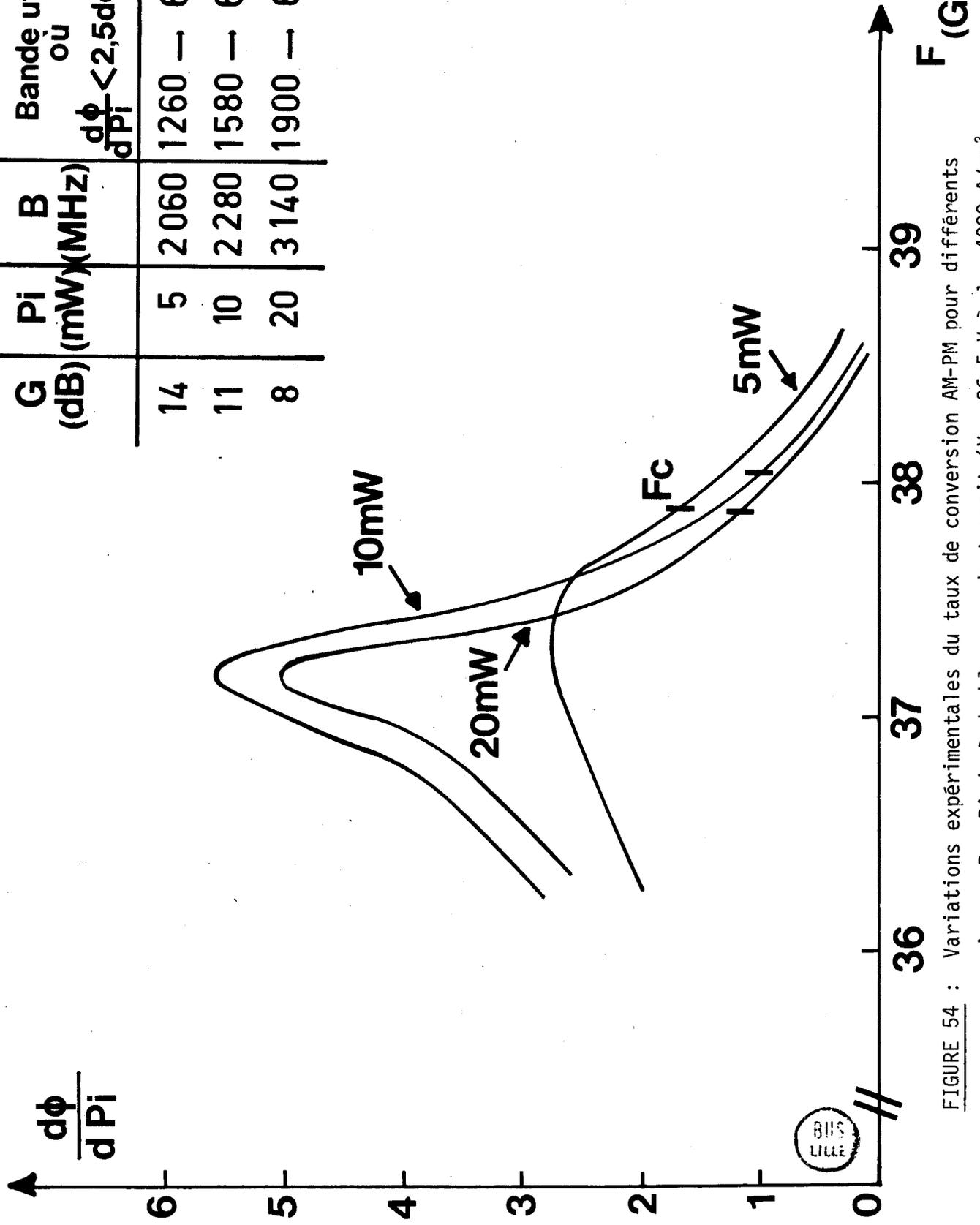


FIGURE 54 : Variations expérimentales du taux de conversion AM-PM pour différents niveaux  $P_i$ . Diode à double zone de transit ( $V = 36,5 \text{ V}$  à  $J = 4000 \text{ A/cm}^2$  Cellule à guide sous-dimensionné)

double zone de transit.

Les valeurs expérimentales du taux de conversion AM-PM sont cependant relativement élevées. Si l'on se fixe une limite maximum pour ce taux ( $2,5^\circ/\text{dB}$ ), on ne pourra donc utiliser qu'une partie de la bande passante ; dans notre exemple de la figure 54, la bande passante utilisable est alors de l'ordre de 70 %, pour une puissance d'entrée  $P_i = 10 \text{ mW}$  et un gain de 11 dB.

Il est à remarquer d'autre part que dans des conditions de fonctionnement fixées, l'augmentation du niveau entraîne une diminution du gain ; il y a donc un phénomène de compensation dû à ces deux paramètres qui influencent le taux de conversion AM-PM en sens inverse.

En conclusion, cette étude nous a montré que la conversion AM-PM est un phénomène essentiellement lié au caractère non linéaire du composant. Dans la réalisation d'amplificateurs à moyenne puissance, un taux de conversion faible constituera une spécification particulièrement difficile à tenir, qu'il faudra considérer en tout premier lieu : en particulier, elle définira le plus souvent le gain et la bande passante utilisable.

### III.3. ETUDE DES AMPLIFICATEURS EN REGIME FORTE PUISSANCE

L'amplificateur hyperfréquence fonctionnant dans le domaine des fortes puissances et en particulier au voisinage de la saturation sera utilisé en pratique, dans les systèmes, comme étage de sortie. Il est important de définir son influence sur les propriétés d'ensemble du dispositif.

Dans ce régime de fonctionnement, nous étudierons surtout le problème de la puissance ajoutée par la diode, du gain obtenu et de la bande passante. Parmi les autres caractéristiques, nous nous intéressons plus particulièrement à la conversion AM-PM ainsi qu'aux variations du temps de propagation de groupe.

#### III.3<sub>1</sub> Etude du gain et de la bande passante

Les performances de gain et de bande passante des amplificateurs en régime de saturation sont étroitement liées à la valeur de la puissance que la diode à avalanche est susceptible de délivrer. Dans ce régime de fonctionnement, il y a donc nécessité d'optimiser la puissance ajoutée ainsi que le rendement, les conditions d'optimisation étant analogues à celles de la puissance émise d'une diode ATT en régime d'oscillation. Pour que celle-ci soit la plus élevée

possible, il y a alors lieu d'appliquer les densités de courant les plus fortes, compatibles avec les limitations de dissipation thermique.

D'autre part, pour la détermination théorique des performances, ce régime nécessite un modèle complet utilisant tous les effets de limitations physiques résultant de la modulation de largeur de la zone désertée, des dissipations de puissance dans la zone non désertée ainsi que de l'influence de la diffusion [34]. Celle-ci a cependant peu d'effet dans le cas de composants au Silicium (la puissance ajoutée est réduite d'environ 4 %).

Compte tenu que la résistance négative de la diode  $R_D$  devient très faible dans ce régime de fonctionnement, les pertes du composant et des circuits de charge ont une influence très importante sur les performances des amplificateurs en régime de saturation. Le problème le plus important est alors celui du gain qui devient très faible. Les valeurs du circuit de charge sont déterminées en régime linéaire de telle façon qu'elles donnent le gain maximum admissible compte tenu des conditions de stabilité, or celui-ci ne peut dépasser 20 dB si l'on veut conserver une marge de stabilité suffisante. Il en résulte que les gains maxima que l'on peut obtenir en régime de saturation sont de l'ordre de 3 à 4 dB pour les deux types de diodes utilisés si l'on veut éviter tous risques d'instabilité.

A titre d'exemple, nous indiquons sur la figure 55 les évolutions théoriques du gain et de la puissance ajoutée en fonction du niveau d'entrée pour différentes valeurs de la fréquence de fonctionnement dans le cas d'une diode à double zone de transit optimisée. On peut constater que le gain diminue continûment en fonction du niveau. Il est de l'ordre de 8 dB pour un niveau d'entrée de 100 mW et tombe à 3 dB en régime de saturation. Les bandes passantes correspondantes deviennent alors très importantes : pour un niveau d'entrée de 100 mW, la bande passante est ici de 4 GHz à 1 dB. La puissance ajoutée maximale est très importante ; elle est d'autre part quasi-constante sur plus de 5 GHz.

Il faut cependant signaler que ce résultat constitue une limite théorique correspondant à une optimisation de tous les paramètres de la diode (densité de courant, surface, dopage, pertes ohmiques). En pratique, les résultats obtenus sont plus modestes car d'une part les différentes diodes utilisées ne présentent pas des caractéristiques qui sont toutes optimales, d'autre part, il existe des pertes importantes dues aux circuits que nous n'avons pas considérées dans l'étude théorique.

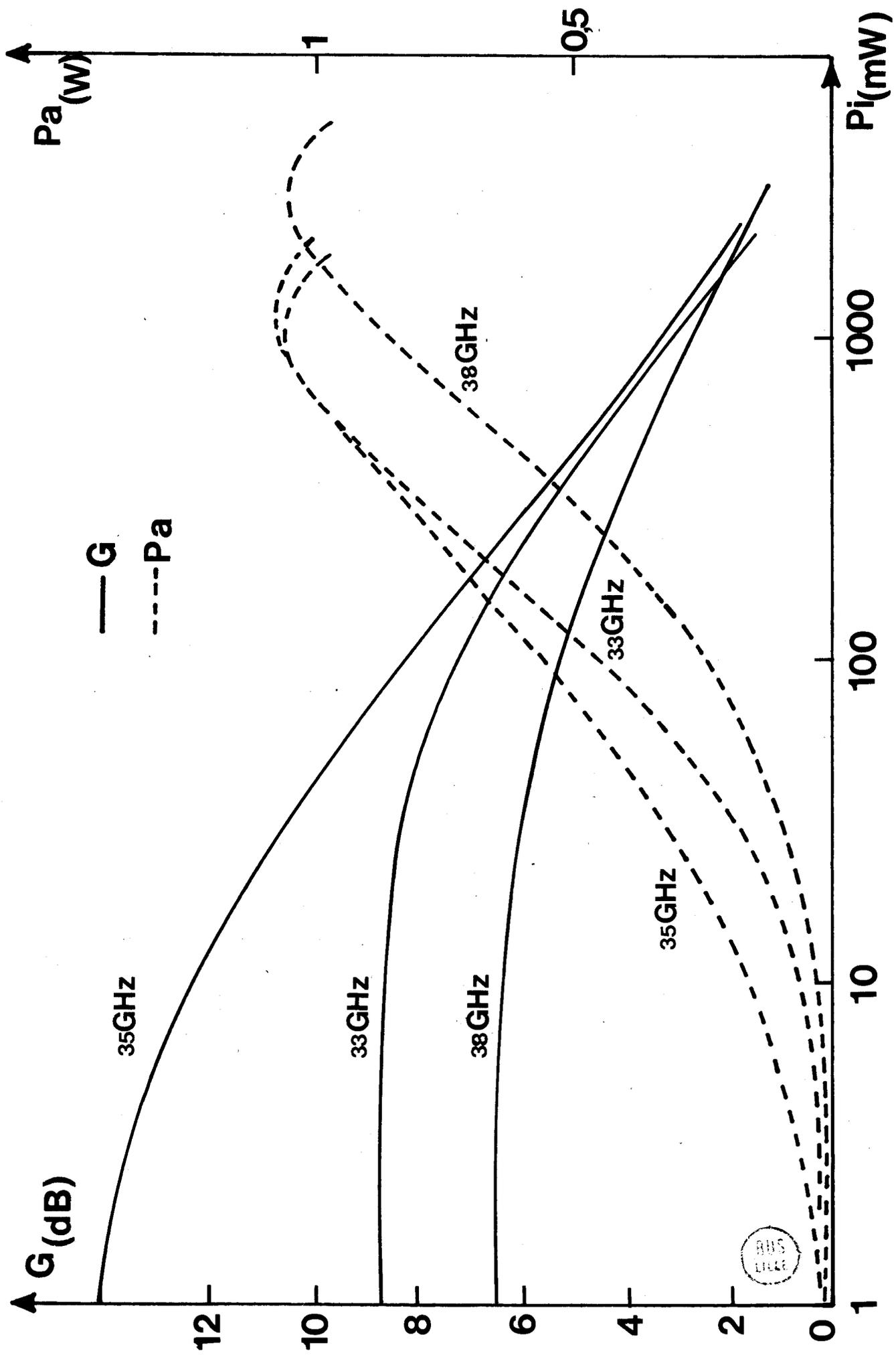


FIGURE 55 : Variations théoriques du gain  $G$  et de la puissance ajoutée  $P_a$  en fonction de la puissance incidence  $P_i$  (Diode à double zone de transit ;  $N_A = N_D = 4 \times 10^{16} \text{ At/cm}^3$  ;  $S = 2250 \text{ } \mu\text{m}^2$  ;  $J = 6500 \text{ A/cm}^2$ )

Sur la figure 56 nous donnons un résultat typique expérimental obtenu avec une structure à "cap" pour une diode à simple zone de transit non encapsulée. On obtient ici une puissance ajoutée de 300 mW pour un niveau d'entrée  $P_i$  de 200 mW, le gain étant de l'ordre de 4 dB (la diode fournit 500 mW en oscillation).

En ce qui concerne les diodes à double zone de transit, les résultats obtenus sont plus modestes car les pertes séries sont généralement plus importantes et les densités de courant appliquées sont plus faibles, compte tenu des résistances thermiques. Ils restent cependant intéressants ; ainsi nous avons pu obtenir une puissance ajoutée de 130 mW, ce qui semble normal compte tenu de la puissance que ces diodes sont susceptibles de fournir en régime d'oscillation (cf I.4.2.1.2) qui était de l'ordre de 200 mW.

### III.3<sub>2</sub> Conversion AM-PM

Les évolutions théoriques du taux de conversion AM-PM correspondant au cas de la figure 55 sont représentées sur la figure 57 pour différentes fréquences. On peut y constater que l'accroissement des non linéarités consécutif à l'augmentation du niveau d'entrée  $P_i$  entraîne une dégradation de la conversion AM-PM. Celle-ci peut d'ailleurs devenir très importante en régime de saturation pour certaines fréquences. D'autre part, le taux de conversion AM-PM varie fortement dans la bande passante de l'amplificateur pour des niveaux d'entrée supérieurs à 50 mW. Il est beaucoup plus faible aux fréquences élevées comme en régime de moyenne puissance.

En régime de saturation, si l'on s'impose un taux de conversion AM-PM inférieur à  $2,5^\circ/\text{dB}$ , on voit que dans l'exemple précité, seule la partie de la bande passante correspondant à des fréquences supérieures à 35,5 GHz est utilisable. Dans le cas où toute la bande passante serait nécessaire, on devrait dans ce cas limiter le niveau de sortie à 60 ou 70 % de la valeur à saturation pour conserver un taux de conversion AM-PM qui reste acceptable.

Un exemple typique concernant les variations expérimentales du taux de conversion AM-PM en régime de forte puissance est donné figure 58 pour une diode à double zone de transit. L'évolution dans la bande passante de l'amplificateur est conforme aux prévisions théoriques ; le taux de conversion AM-PM est relativement élevé pour certaines fréquences situées dans le bas de la bande passante de l'amplificateur.

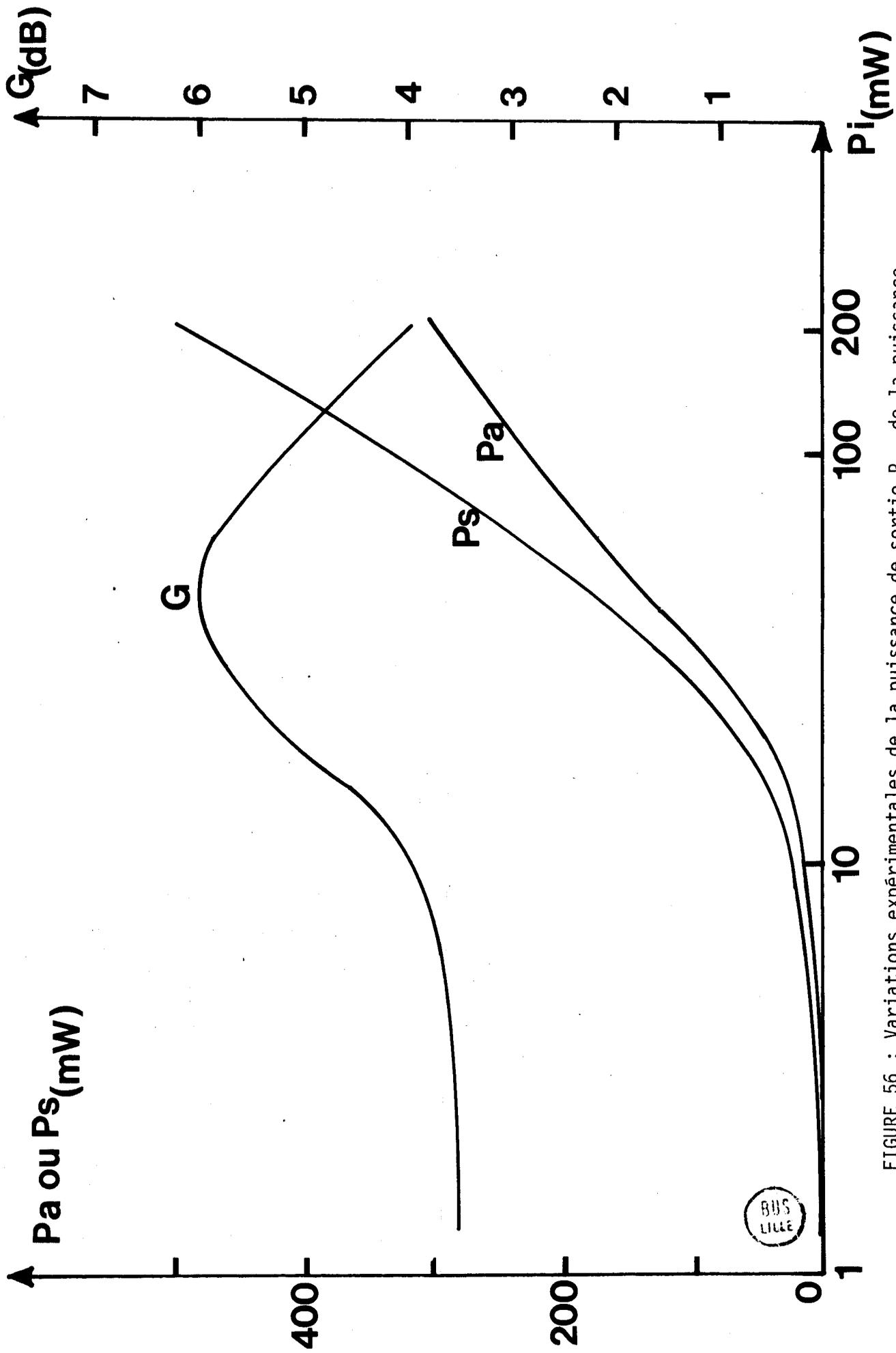


FIGURE 56 : Variations expérimentales de la puissance de sortie  $P_s$ , de la puissance ajoutée  $P_a$  et du gain  $G$  en fonction de la puissance incidente  $P_i$ .  
 (Diode à simple zone de transit ;  $J = 9500 \text{ A/cm}^2$ )

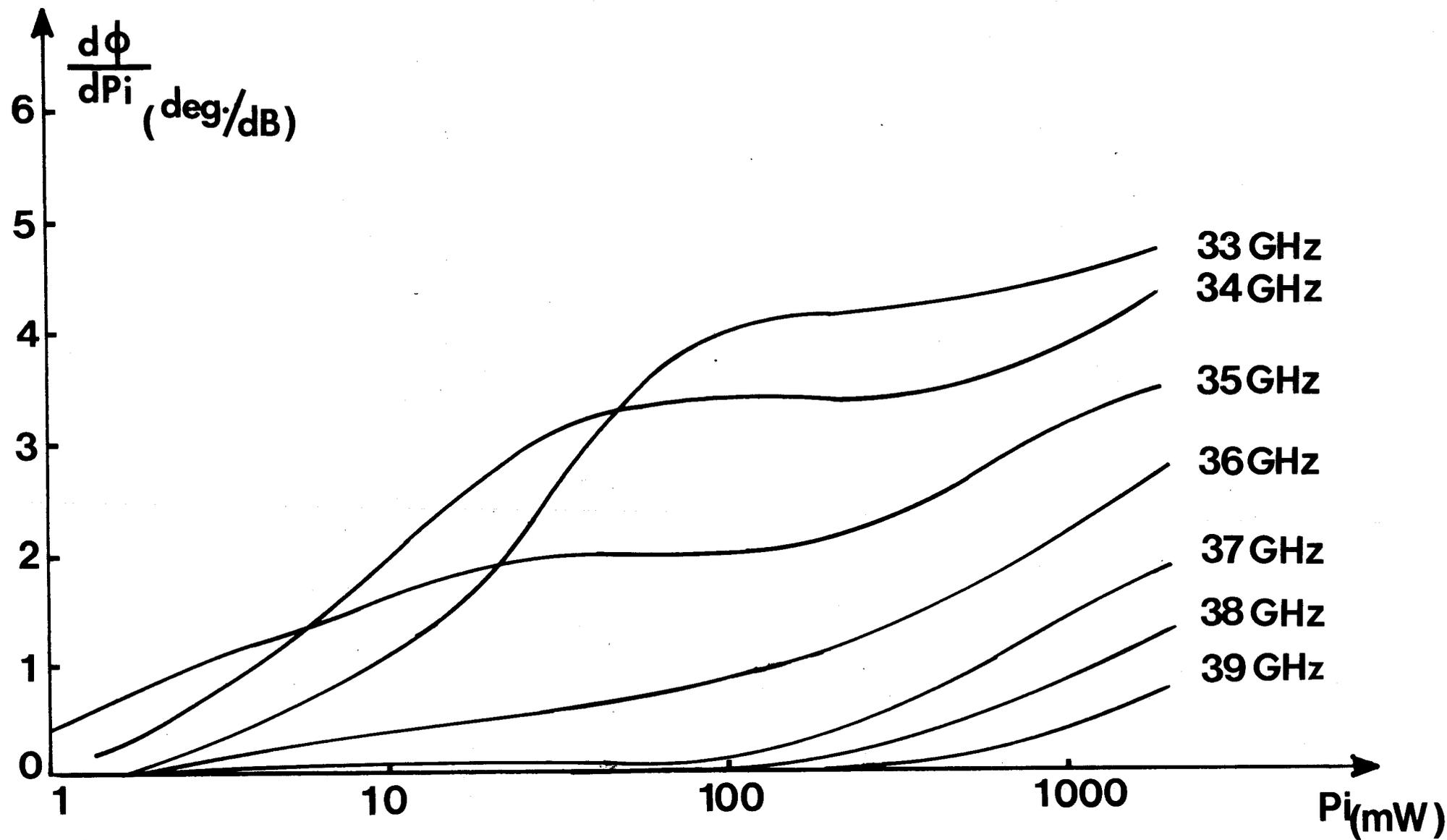


FIGURE 57 : Variations théoriques du taux de conversion AM-PM en fonction de la puissance incidente  $P_i$  (Diode à double zone de transit ;  
 $N_A = N_D = 4 \times 10^{16} \text{ At/cm}^3$  ;  $S = 2250 \text{ } \mu\text{m}^2$  ;  $J = 6500 \text{ A/cm}^2$  )

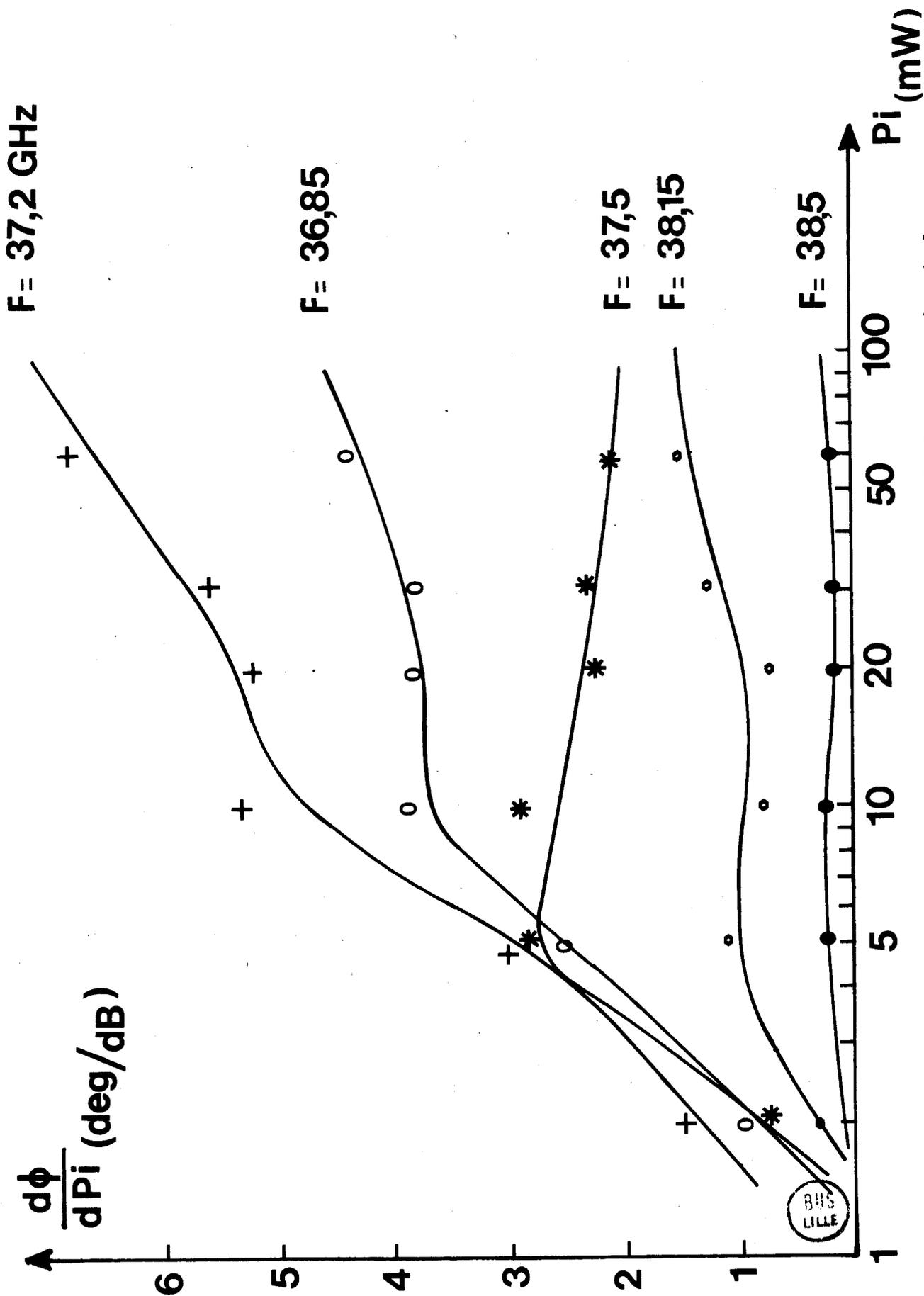


FIGURE 58 : Variations expérimentales du taux de conversion AM-PM en fonction de la puissance incidente  $P_i$  (Diode à double zone de transit ;  $V = 36,5$  V à  $J = 4000$  A/cm<sup>2</sup> ; cellule à guide sous-dimensionné)

### III.3<sub>3</sub> Temps de propagation de groupe

Comme on l'a vu pour le régime de fonctionnement des amplificateurs à moyenne puissance (cf III.2<sub>3</sub>) dans des conditions de fonctionnement données (densité de courant, circuit de charge) le temps de propagation de groupe décroît lorsque le niveau de puissance augmente.

Il en résulte que pour des niveaux d'entrée supérieurs à 100 mW, celui-ci devient très faible. Par exemple, dans le cas d'une diode à double zone de transit, la valeur maximale du temps de propagation de groupe est de l'ordre de 0,06 nS pour une puissance d'entrée de 100 mW et un gain de 8 dB. Les variations dans la bande passante qui sont encore plus faibles n'apporteront donc pas de problème important pour des utilisations pratiques.

---

## C O N C L U S I O N

*Cette étude théorique et expérimentale montre les possibilités intéressantes des amplificateurs hyperfréquences à diode à avalanche et temps de transit en bande Q pour de nombreuses utilisations pratiques en télécommunication.*

*Nous avons pu mener à bien, parallèlement, une optimisation des composants et des circuits hyperfréquences en vue de leur utilisation dans des amplificateurs. En ce qui concerne le composant, en particulier les diodes à double zone de transit, nous avons défini les structures semiconductrices optimales. Pour le circuit de charge, nous avons d'autre part effectué de nombreux essais sur différentes structures hyperfréquences afin de déterminer celle qui était la mieux adaptée pour la réalisation d'amplificateurs stables et performants.*

*L'étude théorique que nous avons menée parallèlement aux expériences montre que nous avons obtenu des réalisations pratiques très performantes et proches des limites optimum. Elle nous a d'autre part permis de mieux comprendre les problèmes rencontrés dans la réalisation pratique des amplificateurs notamment en ce qui concerne la stabilité.*

*La conception d'un amplificateur optimum nécessite l'utilisation de compromis entre différentes exigences contradictoires : la connaissance des influences des différents paramètres que nous avons mis en évidence doit permettre de réaliser ces compromis dans les meilleures conditions. A partir des différents résultats théoriques et expérimentaux présentés dans notre étude, nous pouvons d'autre part tirer les enseignements suivants :*

- \* Les performances en gain et bande passante, moyennant l'optimisation du circuit de charge, sont importantes ; les performances obtenues sont d'autre part largement suffisantes pour la plupart des utilisations pratiques actuelles notamment en télécommunications. La principale limitation pratique est liée au problème de la stabilité pour lequel les imperfections du circulateur rentrent fortement en ligne de compte.*

- \* Les valeurs du taux de conversion AM-PM sont souvent importantes dans une partie de la bande passante notamment pour des puissances d'entrée importantes. Il est cependant possible de diminuer ce taux dans des limites acceptables en pratique en n'utilisant qu'une partie de la bande ou en limitant le gain.
- \* Dans la plupart des cas, les distorsions apportées par les variations du temps de propagation de groupe sont très faibles. Elles n'auront donc qu'une influence limitée dans des systèmes de télécommunications.
- \* Enfin, l'utilisation d'une diode à double zone de transit, où les phénomènes de non-linéarités sont moins marqués, est avantageuse pour la plupart des caractéristiques des amplificateurs hyperfréquences en bande Q.

La diode à avalanche et temps de transit constitue donc un élément particulièrement intéressant pour la réalisation d'amplificateurs de puissance en bande Q.

---

## ANNEXE

### DETERMINATION DU COURANT DE CONDUCTION DANS LA ZONE D'AVALANCHE EN REGIME LINEAIRE

L'équation différentielle de base permettant de déterminer le courant de conduction moyen dans la zone d'avalanche  $i_{ca}$  est de la forme [22] :

$$\frac{\partial i_{ca}}{\partial t} + \left\{ (M\tau_1)^{-1} - \lambda \left[ \frac{\partial E(t)}{\partial t} \right] \right\} i_{ca} = \left\{ \tau_1^{-1} - \lambda \left( \frac{\partial E(t)}{\partial t} \right) \right\} i_s$$

avec  $\tau_1$  = temps de réponse intrinsèque

$\lambda = \lambda_{dr} + \lambda_{diff}$  termes réactifs dus au champ induit  $E_{sc}$  et à la diffusion.

$i_s$  = courant de saturation

$E(t) = E_0 + d(t) = E_0 + d_0 + \sum_{n=1}^{\infty} d_n \sin(n\omega t + \chi_n)$  est le champ total dans la zone d'avalanche ( $E_0$  = champ statique à l'avalanche ;  $d(t)$  = champ alternatif).

Pour la résolution de l'équation différentielle de KUVAS, on suppose que le courant de saturation  $i_s$  est également négligeable et on utilise un développement en série de Taylor de  $(M\tau_1)^{-1}$  au voisinage de  $E_0$ .

$$(M\tau_1)^{-1} = \sum_{n=1}^{\infty} a_n d^n(t)$$

avec :

$$a_n = \frac{1}{n!} \left( \frac{\partial^n (M\tau_1)^{-1}}{\partial^n E_0} \right)$$

On a ainsi :

$$(M\tau_1)^{-1} - \lambda \left[ \frac{\partial E(t)}{\partial t} \right] = \sum_{n=1}^{\infty} [a_n d^n(t) - \lambda n \omega d_n \cos(n\omega t + \chi_n)]$$

On peut décomposer le second membre de cette équation en une composante continue et une composante alternative :

$$\sum_{n=1}^{\infty} = [a_n d^n(t) - \lambda n \omega d_n \cos(n\omega t + \chi_n)] = D_0 - \sum_{n=1}^{\infty} n \omega d_n \sin(n\omega t + \psi_n)$$

Si on se limite aux termes du second ordre, on peut mettre le champ total sous la forme :

$$E(t) = E_0 - \Delta E_0 + E_1 \sin \omega t$$

ce qui suppose que

$$\begin{aligned} d_0 &= -\Delta E_0 \\ d_1 &= E_1 \\ d_2 &= 0 \\ \chi_1 &= 0 \end{aligned}$$

On peut alors déterminer les différents coefficients de la décomposition :

$$D_1 = E_1 \sqrt{\lambda^2 + \left( \frac{a_1 + 2a_2 \Delta E_0}{\omega} \right)^2}$$

$$D_2 = \frac{a_2 E_1^2}{4 \omega}$$

$$\Delta E_0 = -\frac{a_1}{2a_2} \left( 1 - \sqrt{1 - \frac{2a_2^2}{a_1^2} E_1^2} \right)$$

$$\psi_1 = \frac{\pi}{2} - \arctg \left( \frac{a_1 + 2a_2 \Delta E_0}{\lambda \omega} \right)$$

$$\psi_2 = \frac{\pi}{2}$$

### Calcul des coefficients $a_1$ et $a_2$

Les coefficients  $a_n$  du développement en série de Taylor de  $(M\tau_1)^{-1}$  au voisinage de  $E_0$  sont de la forme :

$$a_n = \frac{1}{n!} \left( \frac{\partial^n (M\tau_1)^{-1}}{\partial^n E_0} \right) = \frac{1}{n!} \left( \frac{\partial^n (Mk\tau)^{-1}}{\partial^n E_0} \right)$$

où  $k$  est le facteur correctif du temps de réponse intrinsèque  $\tau_1$  déterminé par KUVAS [22].

$$* \quad a_1 = k^{-1} \frac{\partial (M\tau)^{-1}}{\partial E_0} + (M\tau)^{-1} \frac{\partial k^{-1}}{\partial E_0}$$

$$* \quad a_2 = \frac{1}{2} \left( k^{-1} \frac{\partial^2 (M\tau)^{-1}}{\partial E_0^2} + 2 \frac{\partial k^{-1}}{\partial E_0} \frac{\partial (M\tau)^{-1}}{\partial E_0} \right)$$

$$\text{avec } (M_T)^{-1} = (V_n + V_p) \left( \frac{\alpha - \beta}{1 - e^{-(\alpha-\beta)\delta}} - \alpha \right)$$

$V_n$  et  $V_p$  sont les vitesses respectives des électrons et des trous et  $\alpha$  et  $\beta$  sont les taux d'ionisations des électrons et des trous pour le Silicium.

Détermination du courant de conduction  $i_{ca}$  :

On résoud l'équation différentielle de KUVAS en tenant compte de la décomposition en série de Taylor faite plus haut. En posant que la valeur moyenne de la densité de courant  $i_{ca}(t)$  sur une période  $T$  doit être égale à la densité de courant de polarisation  $i_0$ , on obtient :

$$i_{ca}(t) = i_0 \frac{e^{-[D_1 \cos(\omega t + \psi_1) + D_2 \cos(2\omega t + \psi_2)]}}{\langle e^{-[D_1 \cos(\omega t + \psi_1) + D_2 \cos(2\omega t + \psi_2)]} \rangle}$$

Le développement en série de Fourier de cette expression où l'on considère  $D_2$  comme un terme du second ordre, donne alors les composantes en module et phase de la densité de courant  $i_{ca}(t)$ , soit :

$$C_1 = i_0 \frac{\sqrt{4B_1^2(D_1) + D_2^2(B_1^2 + B_3^2 + 2B_1B_3 \cos 2(\psi_1 - \psi_2)) - 4B_1D_2(B_3 + B_1) \cos(2\psi_1 - \psi_2)}}{B_0(D_1) - D_2B_2(D_1) \cos(2\psi_1 - \psi_2)}$$

$$\text{tg} \psi_1 = \frac{-2 \sin \psi_1 + D_2 \left[ \frac{B_3}{B_1} \sin(3\psi_1 - \psi_2) + \sin(\psi_2 - \psi_1) \right]}{2 \cos \psi_1 - D_2 \left[ \frac{B_3}{B_1} \cos(3\psi_1 - \psi_2) + \cos(\psi_2 - \psi_1) \right]}$$

où  $B_i$  sont les fonctions de Bessel modifiées de lère espèce.

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

- [1] I. DOUMBIA, J.C. DE JAEGER, G. SALMER  
"Amplificateurs hyperfréquences utilisant des diodes à avalanche et temps de transit pour application aux télécommunications".  
Annales des Télécommunications (à paraître)
- [2] I. DOUMBIA, J.C. DE JAEGER, G. SALMER  
"Millimeter IMPATT Amplifier optimization for télécommunication Systems".  
6th European Microwave Conference, ROME ,(sept 1976) pp. 525-529.
- [3] I. DOUMBIA, J.C. DE JAEGER, G. SALMER  
"Possibilités des amplificateurs hyperfréquences à diode à avalanche en bande Q".  
Journées Nationales Microondes, LIMOGES,(mars 1976).
- [4] P. DUPUIS, G. VERDOT  
"Mesures sur un répéteur expérimental de guide d'ondes circulaire"  
Annales des Télécommunications pp. 418-425 (octobre 1974).
- [5] DEAN F. PETERSON  
"A device characterization and circuit design procedure for realizing high-power millimeter-wave IMPATT diode amplifiers"  
I.E.E.E. Trans. on MTT, pp. 681-688, (november 1973).
- [6] I. DOUMBIA, B. CARNEZ, A. LE BORGNE, G. SALMER  
"Amplificateur bande X à diode à avalanche en Arséniure de Gallium"  
Acta Electronica, pp.193-212, (1974)
- [7] 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).
- [8] B. BOITTIAUX, E. CONSTANT, B. KRAMER, M. LEFEBVRE, G. VAESKEN et A. SEMICHON  
"Propriétés générales des diodes semiconductrices en régime d'avalanche"  
Acta Electronica, pp. 157-200, (Avril 1969).

- [9] A. DERYCKE, M. CHIVE, E. PLAYEZ  
Annexe IV au Compte Rendu de fin de contrat D.G.R.S.T.  
contrat n°71-7-2845.
- [10] M. CHIVE, E. CONSTANT, P. KENNIS, M. LEFEBVRE  
"Etude théorique et expérimentale de structures de diodes à avalanches  
en GaAs permettant l'obtention de hauts rendements en oscillation à  
12 GHz"  
Contrat C.N.E.S. n° 73-0692.(décembre 1974)
- [11] G. SALMER, I. DOUMBIA, B. CARNEZ, J.C. DE JAEGER  
"Amplification de puissance à diode à avalanche en bande X et en bande  
Q (35 GHz) - Application aux Télécommunications".  
Rapport de contrat C.N.E.T.(1975)
- [12] B.B. VAN IPEREN and H. TJASSENS  
"Influence of Carrier Velocity saturation in the Unswept Layer on the  
Efficiency of Avalanche Transit diodes".  
Proc. I.E.E.E. n° 59, pp. 1032-1033,(juin 1971).
- [13] I. DOUMBIA, G. SALMER and E. CONSTANT  
"High frequency limitation on Silicon IMPATT diode : velocity modula-  
tion".  
J.A.P. n° 46, pp. 1831-1833, (avril 1975).
- [14] E. PLAYEZ  
"Etude et réalisation d'un calculateur analogique pour le tracé auto-  
matique de la carte de champ dans un composant semiconducteur"  
Mémoire C.N.A.M. (octobre 1975).
- [15] A. CASTELAIN  
"Caractérisation Hyperfréquence des diodes à avalanche. Applications  
à l'étude des porteurs chauds dans le GaAs"  
Thèse 3e cycle, LILLE,(juillet 1975).
- [16] J.V. BOUVET, J.P. DUCHEMIN, J. SIMON  
"Diodes à avalanche au Silicium de structure double drift, utilisables  
à des longueurs d'ondes millimétriques (26-50 GHz)  
Journées Nationales Microondes, LIMOGES,(mars 1976).
- [17] B. CARNEZ  
"Amplificateurs hyperfréquences bande X à diodes à avalanche"  
thèse 3e cycle, LILLE (sept. 1975).

- [18] S.A. SCHELKUNOFF  
"Impedance concept in Waveguides"  
Quart. App. Math. vol. 2, n° 1, pp. 1-15, (april 1944)
- [19] MISAWA T., KENYON N.D.  
"An oscillator circuit with cap structure for millimeter wave IMPATT diodes"  
I.E.E.E. Trans. on M.T.T.,(november 1970),pp. 969-970.
- [20] A. DERYCKE  
"Multiplication de fréquence à diode à avalanche : recherche des structures optimales en GaAs, optimisation des circuits hyperfréquences".  
thèse 3e cycle, LILLE,(janvier 1975).
- [21] H.J. KUNO, D.L. ENGLISH  
"Non linear and large signal characteristics for millimeter wave IMPATT amplifiers"  
I.E.E.E. Trans. on M.T.T., pp. 703-706,(november 1973).
- [22] R. KUVAS, C.A. LEE  
"Quasistatic approximation for semiconductor avalanches"  
Journal of App. Phys., pp. 1743-1767,(march 1970).
- [23] C.A. LEE, R.L. BARFORD, W. WIEGMANN, G. KAMINSKY  
"Time dependance of avalanche processes in Silicon"  
Journal of Applied Physics, 38, pp. 2287 (1967).
- [24] A. LE BORGNE  
"Sur les performances de bruit en amplification de diodes IMPATT GaAs"  
Thèse 3e cycle, LILLE, (septembre 1974)
- [25] J.W. MONROE  
"The effects of package parasitics on the stability of microwave negative resistance devices".  
I.E.E.E. Trans. on M.T.T.,(november 1973) pp. 731-785.
- [26] C.W. LEE  
"High power negative resistance amplifiers"  
Microwave Journal, pp. 29-37 (february 1972)

- [27] K. KUROKAWA  
"Some Basic characteristics of broadband negative resistance oscillator circuits"  
Bell. Syst. Tech. Journal, pp. 1937-1955, (July-August 1969).
- [28] V. BIRO  
"Stability conditions for negative resistance circuits"  
Proceedings on the Fifth Colloquium on Microwave communication, pp. 45-54, BUDAPEST, (June 1974).
- [29] "Transmission and reflection test unit R 8747 A"  
Notice Technique HEWLETT PACKARD, (Août 1972).
- [30] J.L. VATERKOWSKI, G. CACHIER, J. STEVANCE, J.C. DE JAEGER  
"Une nouvelle méthode de mesure d'impédance vue par une diode IMPATT ou une diode varactor".  
Journées Nationales Microondes" LIMOGES, (Mars 1976).
- [31] G. CACHIER, J. STEVANCE, J.L. VATERKOWSKI, J.C. DE JAEGER  
"Wideband measurement of millimeter circuits for varactors and Impatts"  
6th European Microwave Conference, ROME, pp. 191-194 (sept. 1976).
- [32] W.H. KU, E.F. SHERER  
"Gain bandwidth optimization of avalanche diode amplifiers".  
I.E.E.E. Trans. on MTT, pp. 932-942, (november 1970).
- [33] E. ALLAMANDO  
"Etude théorique et expérimentale des dispositifs à avalanche et à temps de transit".  
Thèse de doctorat d'Etat, LILLE, (décembre 1973).
- [34] I. DOUMBIA  
Thèse de doctorat d'Etat, LILLE (à paraître)
- [35] J.C. DE JAEGER  
"Caractérisation des amplificateurs hyperfréquences à diode à avalanche en bande Q".  
D.E.A. LILLE, (juillet 1975).
- [36] E.F. SCHERER  
"Large signal operation of avalanche diode amplifiers"  
I.E.E.E. Trans. on M.T.T., pp. 922-932 (november 1970).