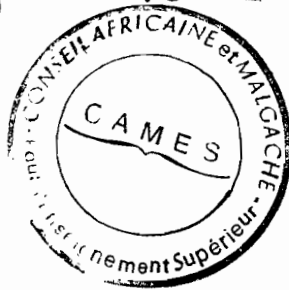


CONSEIL AFRICAINE ET MALGACHE  
POUR L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR  
C. A. M. E. S. — OUAGADOUGOU  
Arrivée .. 08 JUIN 1995 .....  
Enregistré sous n° #.0.0.4.8.2.

Diodes A.T.T :

- Contribution à la définition de modèles physiques
- Etude des limitations en ondes millimétriques
- Application aux dispositifs d'amplification



Thèse Doctorat es Sciences physiques

à

Lille 17 Mars 1978

par

I. DOUMBIA

# S O M M A I R E

---

## INTRODUCTION

CHAPITRE I : AMPLIFICATION PAR REFLEXION. ELÉMENTS CARACTÉRISTIQUES GÉNÉRAUX DES DIODES A.T.T.....	P. 6
I.1. RAPPEL DU PRINCIPE GENERAL DE L'AMPLIFICATION PAR REFLEXION.....	P. 7
I.1.1. Schéma de principe.....	P. 7
I.1.2. Eléments généraux caractéristiques du comportement des amplifica- teurs à résistance négative en réflexion.....	P. 8
I.2. PARTICULARITES DES AMPLIFICATEURS A DIODE A.T.T.....	P. 9
I.2.1. Comportement général de l'impédance d'une diode A.T.T.....	P. 13
I.2.2. Comportement en puissance.....	P. 13
I.2.3. Comportement en bruit.....	P. 14
I.3. PERSPECTIVES D'APPLICATIONS.....	P. 16
I.4. CONCLUSION.....	P. 20
<hr/>	
CHAPITRE II : MODÈLES PHYSIQUES DU COMPOSANT.....	P. 21
II.1. POSITION DU PROBLEME. HYPOTHESES ET APPROXIMATIONS GENERALES.....	P. 22
II.1.1. Position du problème.....	P. 22
II.1.2. Hypothèses et approximations générales.....	P. 23
II.1.3. Procédé général.....	P. 24
II.2. EXPRESSIONS DES PARAMETRES PHYSIQUES UTILISES. EQUATIONS DE BASE.....	P. 25
II.2.1. Paramètres physiques.....	P. 25
II.2.2. Equations de base.....	P. 26
II.3. MODELE GENERAL.....	P. 28
II.3.1. Principe.....	P. 28
II.3.2. Méthode de résolution.....	P. 29
II.3.3. Domaines d'application.....	P. 29
II.4. DEFINITION DE MODELES SPECIFIQUES.....	P. 30
II.4.1. Division de la diode en zones.....	P. 31
II.4.2. Traitement grand signal. Méthodes numériques.....	P. 35

II.4.3. Traitement faible signal. Méthodes analytiques..... P. 51

II.5. CONCLUSIONS GENERALES SUR LES MODELES. VALIDITE..... P. 57

II.5.1. Comparaison des modèles..... P. 57

II.5.2. Comparaison théorie - expérience..... P. 59

II.5.3. Conclusions générales..... P. 64

---

CHAPITRE III : EFFETS DE LIMITATION EN FRÉQUENCE, OPTIMALISATION DES  
CARACTÉRISTIQUES DU COMPOSANT,..... P. 65

III.1. EFFETS DE LIMITATION EN FREQUENCE..... P. 65

III.1.1. Rappel de quelques effets..... P. 65

III.1.2. Effet de modulation de vitesse..... P. 67

III.2. OPTIMALISATION DES CARACTERISTIQUES DU COMPOSANT..... P. 75

III.2.1. Choix du matériau..... P. 75

III.2.2. Optimalisation des caractéristiques..... P. 78

III.3. CONCLUSIONS..... P. 93

CONCLUSION (1ère PARTIE)..... P. 95

---

CHAPITRE IV : ÉLÉMENTS DE CARACTÉRISATION DE L'AMPLIFICATEUR..... P. 96

IV.1. CARACTERISTIQUES ET COMPOSANTS ETUDIÉS..... P. 96

IV.1.1. Caractéristiques..... P. 96

IV.1.2. Composants..... P. 99

IV.2. CIRCUITS DE CHARGE..... P. 102

IV.2.1. Objectifs..... P. 102

IV.2.2. Circuits de charge réalisés dans l'étude expérimentale..... P. 103

IV.2.3. Circuits de charge considérés dans l'étude théorique..... P. 107

IV.3. METHODES DE DETERMINATIONS DES CARACTERISTIQUES..... P. 107

IV.3.1. Détermination des caractéristiques théoriques..... P. 108

IV.3.2. Méthodes expérimentales..... P. 109

IV.3.3. Quelques éléments de comparaison avec d'autres méthodes de  
caractérisation. Conclusions..... P. 111

CHAPITRE V : ANALYSE ET CONDITIONS D'OPTIMALISATION DES CARACTÉRISTIQUES  
DE L'AMPLIFICATEUR A.T.T. .... P. 115

V.1. STABILITE DE L'AMPLIFICATEUR A.T.T. .... P. 115

    v.1.1. Critères de stabilité..... P. 115

    v.1.2. Influence du circulateur sur la stabilité. Applications des  
          critères de stabilité..... P. 118

V.2. AMPLIFICATION EN REGIME QUASI LINEAIRE..... P. 120

    v.2.1. Produit gain bande..... P. 120

    v.2.2. Temps de propagation de groupe  $\tau_g = \Delta\phi/\Delta\omega$ ..... P. 125

    v.2.3. Conclusions..... P. 127

V.3. AMPLIFICATION EN REGIME NON LINEAIRE. APPLICATION AUX  
    TELECOMMUNICATIONS..... P. 128

    v.3.1. Optimisation des caractéristiques..... P. 128

    v.3.2. Conclusions..... P. 143

---

CONCLUSION (2ème PARTIE)..... P. 145

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

Dans le domaine des hyperfréquences, on a pu assister ces dernières années à un développement considérable de la recherche tant sur le plan des composants et dispositifs semi-conducteurs que sur l'intégration de ces éléments dans les systèmes. Une telle orientation résulte des nombreux avantages qu'offrent les dispositifs à l'état solide par rapport aux tubes hyperfréquences notamment en télécommunication et en instrumentation. Dans le cas particulier de la diode à avalanche et temps de transit (A.T.T.) ces travaux ont permis une amélioration spectaculaire de ses performances dans ces récentes années. Avant de mieux situer l'objectif de ce travail, il nous semble important de donner quelques éléments d'analyse sur l'évolution générale de ces composants et dispositifs hyperfréquences.

Devant la tendance générale vers des utilisations à des fréquences de plus en plus élevées, la limitation fondamentale des dispositifs semi-conducteurs classiques résidait dans l'existence d'un temps de transit non négligeable à travers la structure. Aussi dans une première étape on a tenté de réduire au maximum ce temps de transit considéré prohibitif, effort qui d'ailleurs se poursuit actuellement pour certains types de composants (transistors). Puis de la même façon que pour les tubes hyperfréquences, où on avait ainsi abouti à la conception du Klystron, du carcinotron, etc... on a cherché à exploiter cet effet de transit pour la génération ou l'amplification de signaux hyperfréquences. C'est W. SHOCKLEY [1], qui le premier, envisagea de réaliser des structures semi-conductrices à résistance dynamique négative qui utilisent systématiquement le temps de transit de porteurs libres (électrons ou trous). Cette idée fut concrétisée de façon décisive par W.T. READ [2] en 1958 qui proposa le premier modèle théorique de diode A.T.T. : la zone désertée d'une jonction semi-conductrice hyperabrupte polarisée en inverse dans laquelle se déplaçaient à vitesse constante des porteurs produits par ionisation par choc et avalanche dans une partie de cette zone. Depuis lors de nombreux travaux ont été consacrés aux problèmes liés à la réalisation pratique, à la compréhension des mécanismes de fonctionnement et à l'investigation des domaines d'application. Au niveau actuel des recherches, on peut ainsi résumer les trois principaux objectifs qui sont visés et les travaux effectués dans ces directions.

Améliorations des technologies : elles doivent permettre de réaliser des échantillons fiables et reproductibles, susceptibles d'être soumis à des conditions de fonctionnement très sévères : champs électriques intenses (supérieurs à  $10^5$  V/cm) ; flux de chaleur avoisinant le mégawatt par millimètre cube ; densités de courant

pouvant être supérieures à dix mille ampère par centimètre carré. L'obtention de performances élevées nécessite l'élaboration et la caractérisation de profils d'impureté de plus en plus sophistiqués. Parmi les travaux effectués dans ce domaine dans les autres laboratoires on peut citer : W. SHOCKLEY [3], SZE and G. GIBBONS [4] [5], J. MICHEL and Al [6], KIM and Al [7], IRVIN [8] [9], FARRAYRE and Al [10][11], S.I. LONG [12].

Amélioration des connaissances et des modèles physiques relatifs au fonctionnement des diodes A.T.T. : il s'agit de préciser l'influence des nombreux phénomènes physiques intervenant tant au niveau de l'injection des porteurs par avalanche que pendant la propagation des porteurs. Dans différents régimes de fonctionnement (faible ou fort signal), l'atteinte de cet objectif favorisera la définition de conditions optimales d'utilisation des dispositifs A.T.T. et aussi de leurs limitations fondamentales. Parmi les publications anciennes et récentes faites ailleurs qui ont permis de réaliser des progrès dans ce domaine on peut citer : HINES [13] , GUMMEL and Al [14], PADOVANI [15], DELAGEBEAUDEUF [16], LEE and Al [17], KUVAS and Al [18], T. MISSAWA [19], B. CULSHAW and Al [20] [21][22], P.A. BLAKEY [23], Y. OKUTO [24], HADDAD [25][26]

Résolution des problèmes spécifiques posés par l'utilisation des diodes à avalanche dans les systèmes hyperfréquences (oscillateurs, amplificateurs, multiplicateurs de fréquence, transposeurs, etc...). Dans ce domaine on peut citer les travaux de : KUOKAWA [27][28], T. MISSAWA and Al [29], KUNO [30], PETERSON [31] A. SEMICHON [32], CORBEY [33], H. TJASSEN [34], J.C. BOUVET [35], G. CACHIER [36], T. BERCELLI [37].

Dans notre laboratoire, des recherches sur le fonctionnement et les applications des diodes A.T.T. ont été entreprises dès 1965. Ce travail se situe dans ce cadre au même titre que les différents travaux effectués par d'autres chercheurs et en étroite collaboration avec eux. Notre propos n'étant pas de détailler ces travaux, précisons cependant qu'ils ont abouti à de nombreux résultats intéressants relatifs tant à la connaissance des mécanismes fondamentaux et à leurs conséquences pour l'optimisation des composants [38][39][40][41] que sur différents types de fonctionnement en particulier multiplication [42][43], transposition [44][45], oscillation [46][47]. Pour notre part, nous avons tout d'abord étudié le comportement ainsi que les conditions d'optimisation d'une diode A.T.T. en régime d'oscillation multifréquence. Ce fonctionnement repose sur la possibilité pour le circuit d'accord, eu égard aux caractères non linéaire de la diode, d'induire des tensions hyperfréquences aux composantes harmoniques ou sous harmoniques de la fréquence d'oscillation. Cette étude fût l'objet de ma thèse de Doctorat 3<sup>ème</sup> cycle [48]. Elle fut à l'époque l'un des premiers travaux à traiter de façon exhaustive

l'importante influence des accords aux composantes harmonique 2 et sous harmonique  $\frac{1}{2}$  de la fréquence d'oscillation sur les performances d'un oscillateur A.T.T.. Elle permet par là même d'expliquer les observations faites par plusieurs chercheurs [49][50] concernant ce mode de fonctionnement. Par la suite nous avons orienté nos recherches dans deux principales directions ; ce travail en présente les résultats.

Une première direction fut l'élaboration de modèles physiques permettant de rendre compte des différents régimes de fonctionnement de la diode A.T.T.. Dans ce domaine, les précédents travaux avaient certes permis un approfondissement des connaissances relatives aux principaux mécanismes physiques (non linéarités du taux d'ionisation, effets de transit, effets paramétriques et de limitation, etc...) et de leur influence dans le fonctionnement de la diode. Mais, comme nous le préciserons par ailleurs, les différentes méthodes d'analyse étaient soit quelque peu insuffisantes de par certaines approximations abusives ou soit difficilement exploitables de façon systématique de par leur complexité. Nous avons donc cherché à élaborer des modèles spécifiques qui, tout en tenant compte de façon réaliste des principaux phénomènes physiques inhérents à un régime de fonctionnement, devaient permettre d'entreprendre l'étude systématique nécessaire à chaque type d'application. Par ailleurs ils serviront ainsi de guide pour l'étude expérimentale quant à la prévision de l'influence des conditions de fonctionnement et des paramètres de la diode. Ce travail présentera ces différents modèles. Comme on le constatera dans le chapitre II, un effort important a été consacré à la mise au point de différents programmes d'analyse numérique ; cette solution étant actuellement la plus appropriée pour le traitement en régime non linéaire de la diode à avalanche. Ces modèles seront par la suite exploités tant pour la mise en évidence d'effets spéciaux que pour l'évaluation et l'optimisation des performances des composants.

Parallèlement à cette "modélisation", au sein d'une équipe, nous nous sommes intéressés à l'utilisation des diodes A.T.T. comme éléments actifs d'étages amplificateurs. Dans ce domaine, de nombreux travaux ont déjà été publiés et il nous faut les rappeler brièvement pour bien faire apparaître les caractères spécifiques de notre travail. Parmi les différents auteurs W. LATON and Al [51] et CHONG W. LEE [52] ont analysé les effets non linéaires ainsi que les limitations de performances intervenant dans le fonctionnement grand signal d'un amplificateur à diode A.T.T. Scherer [53] par ailleurs ainsi que d'autres chercheurs dont PETERSON [31] et KUNO [30] ont déterminé à partir de schémas équivalents du composant, d'ailleurs plus ou moins élaborés, des conditions d'optimisation du circuit d'adaptation pour l'obtention de bandes passantes maximales. D'autres chercheurs [54][55] ont montré la possibilité de réaliser des amplificateurs multidiodes. Ces différentes études, quoique importantes notamment sur certains aspects spécifiques, nous ont apparu

relativement incomplètes pour une utilisation concrète des amplificateurs à diode A.T.T. D'une part elles apparaissent pour la plupart bâties sur des modèles du composant beaucoup trop sommaires pour être valables dans toutes les conditions. D'autre part, l'étude est très souvent orientée vers une caractéristique particulière (gain, bande passante, puissance) et n'englobe pas tous les problèmes posés par une réalisation pratique. Nous nous sommes donc proposés de mener une étude à la fois théorique et expérimentale, aussi exhaustive que possible, des principales caractéristiques d'un amplificateur A.T.T. fonctionnant dans les bandes X (8-12 GHz) ou Q (26-40 GHz). Par ailleurs, une des principales applications de ces dispositifs étant les systèmes de télécommunication, nous avons cherché à définir les conditions optimales de leur fonctionnement dans une telle utilisation. L'étude théorique, que nous développerons ici, fournira des éléments de réponse sur les différents aspects de ces problèmes. Dans l'étude expérimentale, nous nous attacherons à vérifier qualitativement et à compléter les principales conclusions théoriques. De même, à chaque fois qu'il s'avère nécessaire, nous effectuerons une comparaison quantitative entre la théorie et l'expérience. Par ailleurs, comme dans bien d'autres domaines, un certain nombre de difficultés séparent la conception théorique et la réalisation pratique. De ce fait, pour la réalisation d'amplificateur à diode A.T.T. l'étude expérimentale mettra en relief certains problèmes d'ordre pratique et surtout indiquera des méthodes voire des compromis visant à les surmonter.

Ce travail se compose de cinq chapitres qu'on peut ainsi résumer :

Dans le premier chapitre nous donnons un aperçu général du dispositif amplificateur par réflexion et particulièrement de ceux qui utilisent une diode A.T.T.. Après avoir indiqué quelques perspectives d'application des amplificateurs A.T.T., cette première partie nous permettra de mieux préciser l'objectif visé dans ce travail.

Dans le deuxième chapitre nous exposons et analysons les modèles physiques de composant qui nous permettent d'aborder l'étude du comportement de la diode à avalanche et de son utilisation dans les dispositifs.

Dans le troisième chapitre, nous étudierons certains effets nouveaux de limitation des performances de puissance des diodes A.T.T., nous effectuerons par ailleurs une étude d'optimisation en vue d'une réalisation donnée.

Dans le quatrième chapitre nous précisons tout d'abord les caractéristiques de l'amplificateur auxquelles nous nous intéresserons tout en rappelant les critères de leur appréciation. Par la suite nous détaillerons les méthodes utilisées tant pour leurs déterminations théorique qu'expérimentale.



Dans le dernier chapitre nous présentons les analyses et résultats théoriques et expérimentaux sur les caractéristiques d'un amplificateur à diode à avalanche. Nous nous intéresserons particulièrement aux conditions d'optimisation de ces caractéristiques en vue d'une application en télécommunications.

CHAPITRE I

AMPLIFICATION PAR RÉFLEXION

ELÉMENTS CARACTÉRISTIQUES GÉNÉRAUX

DES DIODES A. T. T.

Dans le domaine des télécommunications, on assiste à une montée continue des fréquences de fonctionnement, qu'il s'agisse de systèmes de transmission sans support matériel (faisceaux hertziens, télécommunications spatiales) ou avec support matériel (par exemple : guides d'ondes circulaires). Une telle orientation est bien sûr liée aux possibilités de transmission d'une quantité d'informations plus importantes, grâce à l'extension des bandes passantes. Dans ces systèmes, tant au niveau de l'émission primaire que de la réémission dans les stations, deux possibilités sont envisageables :

- utilisation de sources puissantes et stables suivies de modulateurs haut niveau
- utilisation de sources faibles de puissance suivie de modulateurs bas niveau et d'amplificateurs.

Mais, compte tenu des problèmes posés par la réalisation tant de sources à la fois puissantes et stables à ces fréquences et surtout de modulateurs haut niveau à bonnes performances, la deuxième solution est vraisemblablement la plus intéressante. De manière générale d'ailleurs, dans la plupart des systèmes à forte puissance de sortie, l'insertion d'amplificateurs hyperfréquences sera nécessaire. Dans cette optique et pour toutes les applications où les puissances requises ne sont pas trop élevées (inférieures à environ 10 W) les amplificateurs utilisant des composants à l'état solide constituent à priori une solution très attrayante.

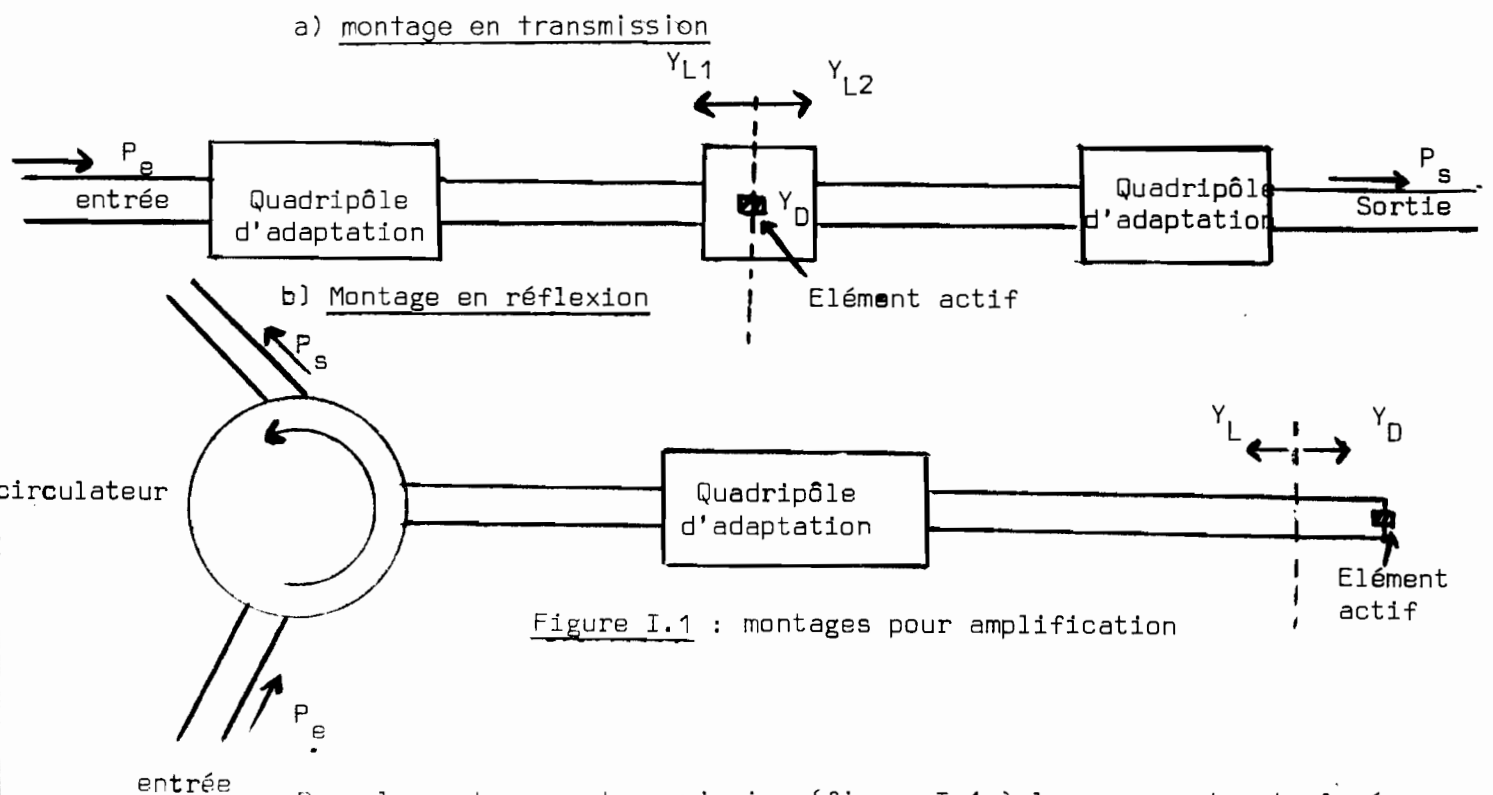
Au regard de ses performances potentielles, une place de choix doit être accordée aux diodes à avalanche et temps de transit (A.T.T.) parmi les composants à l'état solide. Nous nous sommes particulièrement intéressés aux bandes de fréquences X ( $\sim 8-12$  GHz) et Q ( $\sim 26-40$  GHz) ; bien que des applications en télécommunication existent à l'extérieur de ces bandes les problèmes qu'on y rencontre sont voisins de ceux de ces deux bandes choisies qui représentent en quelque sorte des cas typiques particulièrement intéressants à étudier. Par ailleurs ces gammes de fréquences nous

paraissent être des domaines où les dispositifs à diode A.T.T. peuvent être très compétitifs sur le plan notamment des caractéristiques de puissance et des limitations en fréquence comparativement à des dispositifs similaires : diode Gunn, transistors hyperfréquences bipolaires, transistors à effet de champ, diode baritt etc...

### I.1. RAPPEL DU PRINCIPE GENERAL DE L'AMPLIFICATION PAR REFLEXION

#### I.1.1 Schéma de principe

L'élément actif est ici une diode avalanche qui présente une résistance négative. Cette résistance est d'ailleurs généralement très faible et très inférieure aux impédances caractéristiques des lignes de transmission utilisées. La nécessité d'éléments d'adaptation s'impose si l'on veut avoir un gain suffisant. De manière générale, pour réaliser des amplificateurs utilisant des composants dipôles, deux montages sont possibles (figure I.1) :



Dans le montage en transmission (figure I.1a) le composant est placé en parallèle sur une ligne de transmission ; il est précédé et suivi de quadripôles d'adaptation. Pour un tel dispositif, l'obtention d'un gain relativement élevé nécessite que les admittances présentées par les deux quadripôles soient très différentes. De plus, il est souhaitable que les quadripôles soient réglés afin que

l'entrée de l'ensemble soit adaptée. Ce montage offre l'avantage d'exclure l'usage d'un circulateur qui, comme nous le verrons par la suite, peut entraîner une limitation sur les caractéristiques de l'amplificateur ou l'apparition d'oscillations parasites. Cependant les essais effectués au laboratoire [56] et ailleurs [57] avec ce montage n'ont permis d'obtenir que des performances assez modestes en raison du difficile compromis à réaliser : obtention d'un montage très dissymétrique qui permet de réaliser un gain satisfaisant et nécessite d'éviter le déclenchement d'oscillations parasites.

Dans le montage en réflexion (Figure I.1b) l'élément actif est placé à l'extrémité d'une ligne de transmission. L'élément d'adaptation permet d'obtenir un coefficient de réflexion élevé (en module supérieur à 1) à l'entrée de l'ensemble et donc une amplification suffisante. Les ondes incidente et réfléchie sont découplées par l'intermédiaire d'un circulateur.

Pour les raisons précédemment évoquées c'est le montage en réflexion que nous avons adopté pour l'étude de l'amplificateur à diode A.T.T. ; ce montage étant par ailleurs le plus utilisé pour les amplificateurs à résistance négative. Dans un tel dispositif, lorsque le circulateur est supposé parfait, le gain en puissance  $G$  s'exprime par :

$$G = \left| \frac{Y_L - Y_D^*}{Y_L + Y_D} \right|^2 = g_V^2 \quad \text{avec} \quad G = \frac{P_s}{P_i}$$

où  $Y_D$  est l'admittance présentée par le composant et  $Y_L$  l'admittance de charge vue par l'élément actif ;  $g_V$  gain en tension.

### I.1.2. *Eléments généraux caractéristiques du comportement des amplificateurs à résistance négative en réflexion.*

Tout d'abord, ces dispositifs de par leur principe sont susceptibles d'amplifier des signaux dans tous les domaines (de fréquences, de puissances, etc..) où la résistance présentée par le composant est négative. Ce comportement implique pour certains amplificateurs, notamment à diode tunnel, des montages plus ou moins sophistiqués de stabilisation hors bande d'utilisation.

Le gain et la bande passante évoluent généralement en sens inverses. De ce fait, on se préoccupe dans ces dispositifs de réaliser un produit gain bande passante maximum. Si théoriquement, dans le cas d'une résistance négative idéale on peut prévoir un produit gain-bande infini, dans la pratique des limitations très importantes existent pour différentes raisons : éléments parasites, variations possibles de la résistance négative, limitations liées au quadripôle d'adaptation et au circulateur, etc...

A partir de la précédente expression du gain, on montre que pour une admittance du composant  $Y_D$ , il existe une infinité d'admittances de charge donnant la même valeur de gain. A priori, ceci constitue un élément important dans la recherche et l'optimisation du circuit de charge.

### I.2. PARTICULARITES DES AMPLIFICATEURS A DIODE A.T.T.

Au préalable il nous semble important de rappeler brièvement le principe de base des diodes A.T.T. et l'effet de résistance négative ; effet qui a été par ailleurs mis en évidence par W. READ [ 2 ]. Dans ce but, considérons une structure semi-conductrice (par exemple diode de type  $P^+ NN^+$ ) polarisée en inverse sur laquelle est appliqué un signal alternatif. Comme nous le verrons en détail au 2<sup>ème</sup> chapitre, on peut en première approximation assimiler la diode à un dispositif unidimensionnel (Figure I.2) comprenant essentiellement :

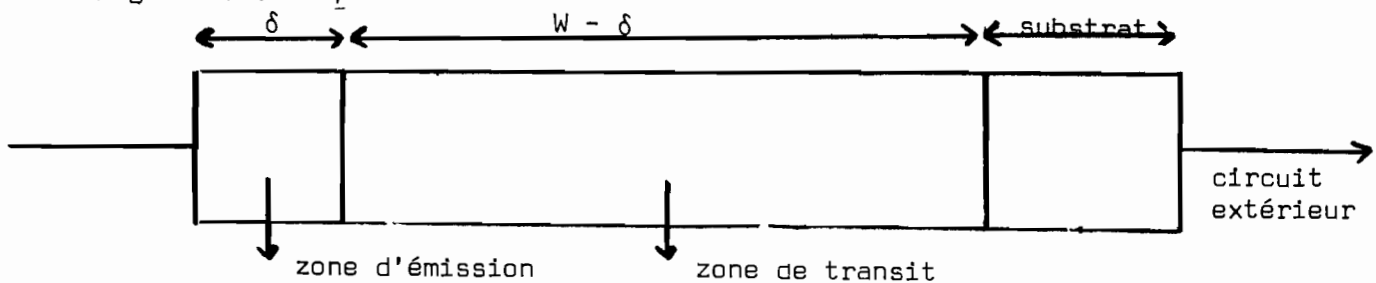


Figure I.2 : Dispositif équivalent à la diode ATT

- Une zone d'émission de porteurs ou zone d'avalanche localisée à l'entrée du dispositif d'épaisseur  $\delta$  très faible. Les porteurs s'y multiplient par ionisation par choc et effet d'avalanche, Cette zone se comporte exactement comme une cathode à émission de champ, cette émission suivant une loi quasi exponentielle, exemple même d'un phénomène non linéaire.

- Une zone de transit d'épaisseur  $W - \delta$  où les porteurs injectés se

déplacent à une vitesse constante  $v_s$  (champ électrique suffisamment élevé) égale à la valeur limite. L'ionisation  $y$  est négligée.

Le fonctionnement d'un tel dispositif est très qualitativement équivalent à celui d'un dispositif constitué de deux électrodes entre lesquelles se propage à vitesse constante une charge  $Q$ , égale à la charge totale des électrons émis périodiquement par la cathode. Admettons qu'il existe aux bornes du dispositif une tension  $V(t) = V_0 + V_1 \sin \omega t$  ( $V_0$  est la tension d'avalanche) et qu'il en résulte au niveau de la zone d'avalanche ou cathode un champ électrique en phase :  $E_t(t) = E_0 + E_1 \sin \omega t$  ( $E_0^*$  est le champ d'avalanche ou champ nécessaire pour que les électrons acquièrent une énergie suffisante pour provoquer des collisions ionisantes). La figure I.3 donne les évolutions temporelles du champ électrique, du courant émis  $I_c$  et du courant  $I_{ext}$  induit dans le circuit extérieur.

A propos de ces évolutions, notons tout d'abord que l'inertie du mécanisme d'avalanche impose un retard de  $T/4$  entre le maximum du courant émis  $I_c$  et celui du champ électrique  $E_t$ . En effet le processus d'ionisation se poursuit tant

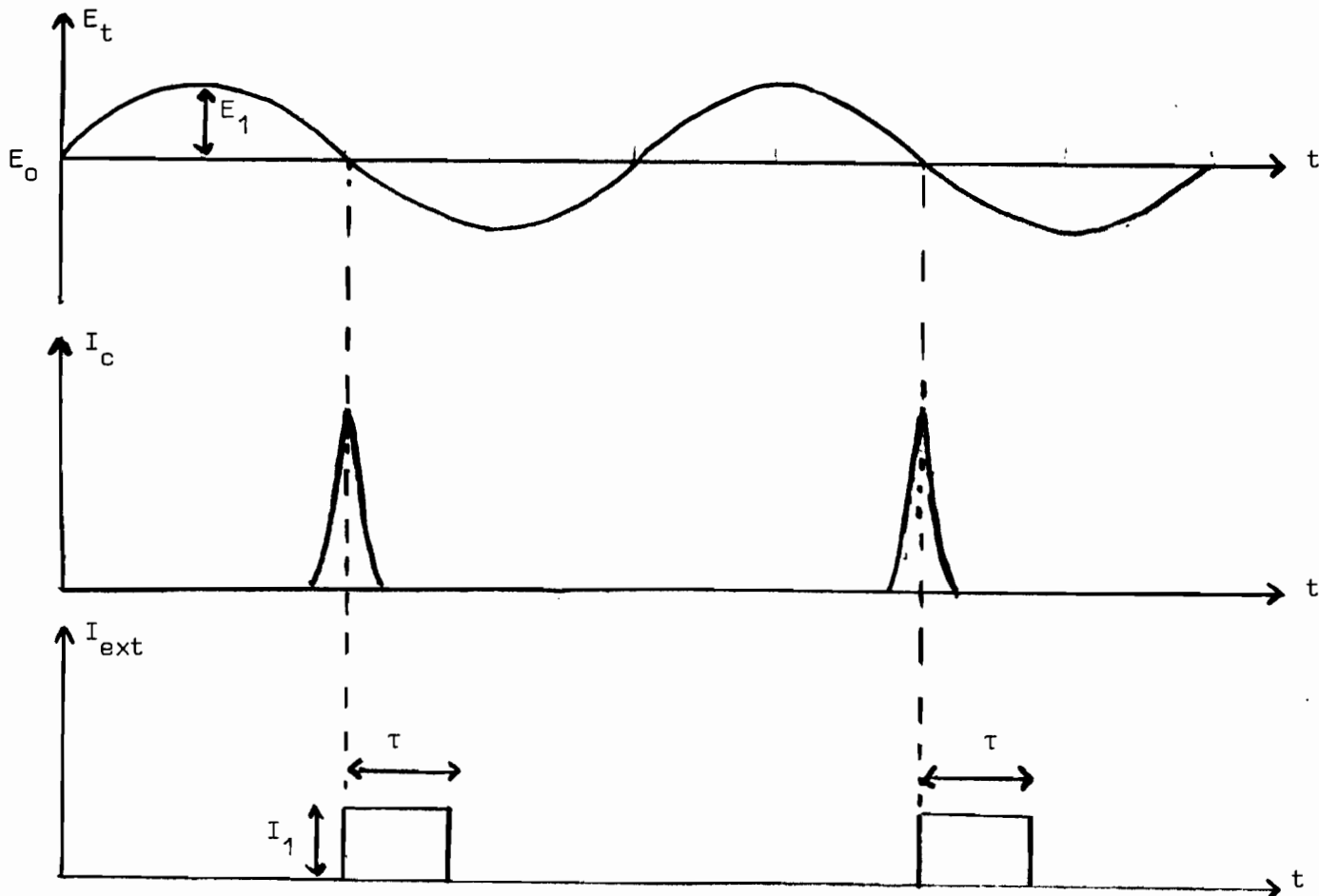


Figure I.3 : Evolutions temporelles des courants  $I_c$  et  $I_{ext}$

\* notion introduite pour faciliter l'explication qualitative des phénomènes

que le champ électrique  $E_t$  demeure supérieur à  $E_0$ . En conséquence, le courant émis tend à augmenter tant que le champ électrique instantané est supérieur au champ d'avalanche  $E_0$ ; il diminue dans le cas contraire. Il en découle donc que  $I_c(t)$  sera maximum quand le champ alternatif est nul par valeurs décroissantes. Précisons aussi que le phénomène d'avalanche étant cumulatif, le courant est émis périodiquement sous forme d'une impulsion assez étroite. Quant au courant  $I_{ext}$  induit dans le circuit extérieur, si l'on néglige notamment les effets de charge d'espace et si l'on exclut le courant de déplacement qui n'engendre pas de puissance active, il a la forme de créneaux d'épaisseur  $\tau$  ( $\tau = \frac{W - \delta}{v}$  durée de transit) et d'amplitude  $I_1$  telle :

$$I_1 \tau = Q = I_0 T \quad \text{avec} \quad I_0 = \frac{1}{T} \int_0^T I_c(t) dt \quad \text{courant continu moyen}$$

soit donc  $I_1 = \frac{I_0 T}{\tau}$

Par ailleurs le courant  $I_{ext}(t)$  est en retard de  $T/2$  par rapport au champ  $E_t$ . Qualitativement on comprend ainsi aisément l'origine de l'effet de résistance négative. En effet, à la pulsation  $\omega$ , le courant et la tension se trouveront déphasés de  $\Pi$ , ce qui entraînera un transfert d'énergie "active" des électrons au champ électrique. La diode présente alors une résistance dynamique négative à la fréquence considérée. La puissance totale  $P_t$  s'obtient comme suit :

$$P_t = \frac{1}{T} \int_0^T V_t I_{ext} dt = \frac{I_1}{T} \int_{T/2}^{T/2 + \tau} V_t dt$$

soit donc pour  $P_t = P_o + P_a$

$P_o = V_o I_o$  puissance continue

$P_a = I_o V_1 \left( \frac{1 - \cos \omega \tau}{\omega \tau} \right)$  puissance active

Notons que cet effet de résistance négative peut être facilement [48] mis en évidence dans tous les dispositifs associant une émission de champ et un temps de transit et cela quelque soit le mécanisme d'émission. Même si l'émission est ins-



tantanée, comme c'est quasiment le cas dans une diode Baritt, la durée de transit peut assurer l'effet de résistance négative.

#### REMARQUE

Dans notre explication qualitative nous avons négligé plusieurs phénomènes physiques, qui seront étudiés par la suite, qui peuvent entraîner la dégradation voire la disparition de cette résistance négative. Parmi ces phénomènes l'un des plus fondamentaux est l'influence de la charge d'espace due aux porteurs mobiles dans la zone de transit. D'une part, elle perturbe la distribution du champ électrique et d'autre part modifie l'amplitude de l'interaction champ-porteurs liée au transit de ceux-ci :

- En un point considéré de la structure, la réaction de charge d'espace se traduit par une augmentation de l'amplitude du champ électrique. Il est évident, pour qu'il n'y ait pas d'ionisation dans la zone de transit, que le champ électrique doit y demeurer suffisamment inférieur au champ critique  $E_0$  : il en découle notamment une valeur maximale de la charge injectée ou globalement une limitation sur la valeur admissible du courant de polarisation à une fréquence considérée.

- Par ailleurs dans l'analyse précédente nous avons admis que la tension alternative aux bornes du dispositif était en phase avec celle aux bornes de la zone d'émission. Cette condition n'est réalisée que lorsque l'effet de réaction de charge d'espace est négligeable, ce qui implique que le courant de conduction soit très inférieur au courant de déplacement. Dans le cas contraire, la relation de phase courant-tension qui conditionne l'effet de résistance négative est modifiée. On comprend aisément là l'existence d'une limitation sur la valeur de  $I_0$  à une fréquence considérée. Réciproquement, pour une valeur donnée de  $I_0$ , la diode ne pourra présenter de résistance négative qu'au dessus d'une fréquence de seuil habituellement appelée fréquence d'avalanche. Notons que la valeur de cette fréquence d'avalanche dépend de bien d'autres paramètres que nous verrons plus loin.

### I.2.1 Comportement général de l'impédance d'une diode A.T.T.

Comme nous venons de le voir, une première particularité de la diode A.T.T. réside dans le fait qu'elle ne peut présenter de résistance négative pour des fréquences inférieures à la fréquence d'avalanche. Il est certain que ce comportement réduit en partie les problèmes posés par la réalisation des circuits de charge pour amplificateurs.

La valeur de la résistance négative dépend fortement des caractéristiques de fonctionnement et donc de nombreux paramètres. A chaque régime de fonctionnement, différentes conditions (proximité de la fréquence d'avalanche, niveau hyperfréquence, etc... ) ou phénomènes physiques (effets d'injection de courants, effets paramétriques, etc... ) peuvent plus ou moins profondément influencer sur la valeur de cette résistance. Il apparaît là une complexité dans l'étude des amplificateurs A.T.T. qui rend quasi impossible la définition de schéma équivalent valable dans tous les régimes. En fait la plupart des méthodes classiques [58][59] d'étude et d'optimisation d'amplificateurs à résistance négative sont inopérantes.

Tout comme la résistance négative, la réactance présentée par une diode A.T.T. dépend des conditions de fonctionnement. Son évolution fréquentielle est généralement inverse de celle de la plupart des réactances de charge facilement réalisables dans la pratique.

### I.2.2 Comportement en puissance

Pour l'amplificateur à réflexion, la puissance de sortie  $P_s$  se met sous la forme :  $P_s = \frac{G P_a}{G - 1}$  où  $P_a$  est la puissance ajoutée par l'amplificateur  $P_a = P_s - P_i$  et  $G$  gain en puissance.

Si l'on néglige les pertes du système, la puissance ajoutée  $P_a$  équivaut à la puissance qu'émettrait la même diode en régime d'oscillation quand elle fonctionnerait dans des conditions analogues et notamment pour la même tension hyperfréquence appliquée sur la jonction. Cette similitude permet d'avoir quelques idées générales sur la puissance ajoutée (et donc sur la puissance de sortie) d'un amplificateur A.T.T. à réflexion :

- On observe une saturation de la puissance ajoutée résultant des effets paramétriques et de limitation inhérents au fonctionnement en grands signaux des diodes A.T.T.. Par ailleurs la valeur de cette puissance ajoutée décroît suivant des lois en  $1/F$  (limitation thermique [60]) puis en  $1/F^2$  (limitation caractéristique des dispositifs à temps de transit [61]) quand la fréquence de fonctionnement  $F$  augmente.

- La puissance ajoutée, tout comme l'impédance de la diode, varie avec la température de la jonction semi-conductrice. Ceci nécessite, dans certaines applications (par exemple : réseaux pour antenne à balayage électronique) l'usage de dispositifs élaborés de refroidissement ou de compensation surtout dans un fonctionnement à densités de courant élevées.

Ces quelques éléments constituent à priori des limitations pour les amplificateurs A.T.T. quant à leur utilisation en très fortes puissances. Cependant l'amélioration considérable et très rapide des performances en puissance et en rendement des dispositifs A.T.T., due notamment à une plus grande maîtrise de la technologie (par exemple, facilité de réalisation de profils de dopage de diode de plus en plus sophistiqués) augure de bonnes perspectives d'utilisation pour ces composants dans ces domaines de puissance. Les performances déjà obtenues à présent suffisent, comme nous allons le voir, à démontrer l'intérêt de la diode A.T.T. comme amplificateur dans beaucoup de systèmes actuels.

### I.2.3 Comportement en bruit

La diode à avalanche est généralement considérée comme un dispositif bruyant. Outre les travaux effectués ailleurs [62][63], des études sur le bruit d'une diode A.T.T. ont été menées dans notre laboratoire par LEBORGNE [64] et PERICHON [65]. En conséquence, nous nous limiterons ici à donner quelques éléments sur cette caractéristique d'un amplificateur à diode A.T.T..

Tout d'abord si l'on considère le régime faible signal, seuls interviennent des mécanismes physiques donnant lieu à un bruit blanc : c'est à dire le bruit lié au caractère quantifié du courant d'avalanche et le bruit thermique lié à la

diffusion des porteurs en zone de transit. Habituellement, pour un tel bruit dont les composantes de modulation d'amplitude et de modulation de phase sont égales, on s'intéresse à la détermination du facteur de bruit  $F$  ou plus précisément de "mesure de bruit"  $M$ . Les travaux de LE BORGNE et PERICHON sur l'influence des conditions de fonctionnement (gain de l'amplificateur, courant de polarisation, fréquence, température) et les paramètres de la diode (dimensions géométriques, matériau, profils, résistance série) permettent de définir les conditions d'optimisation. De ces travaux on peut notamment retenir l'intérêt de la réduction du rapport résistance série sur résistance de la diode et aussi celui de l'augmentation de l'angle de transit (valeurs supérieures à  $\Pi$ ). Signalons par ailleurs, qu'une injection par effet tunnel [66] (par exemple : dans une diode à profil Hi-Lo) qui entraîne une augmentation de l'angle de transit optimum est bénéfique pour les performances de bruit. Cependant, malgré ces possibilités d'amélioration, un amplificateur à diode A.T.T. présente un facteur de bruit généralement assez élevé en faible signal. Les valeurs usuelles sont en moyenne supérieures à 30 dB.

En régime fort signal les causes de bruit précédemment indiquées en régime faible signal demeurent, mais les conséquences de ces phénomènes peuvent être assez fortement modifiées. Par ailleurs, les non linéarités propres au fonctionnement grand signal entraînent des bruits supplémentaires résultant notamment de la conversion des bruits BF en bruits HF. Mais pour ce régime, on s'intéresse au bruit ajouté par l'amplificateur ou plus précisément aux distorsions des caractéristiques de bruit M.A. et M.F. du signal lorsqu'il est amplifié. Dans cette optique les travaux précédents [64][65], confirmés par ailleurs [67], montrent que le bruit ajouté pour un amplificateur A.T.T. est particulièrement faible. L'augmentation du bruit M.F. est quasi négligeable ; celle du bruit M.A. est légèrement plus importante. En résumé il découle de ces différents travaux et au regard des spécifications requises, que les caractéristiques de bruit d'un amplificateur A.T.T. sont acceptables pour de nombreuses applications en régime moyenne et forte puissance.

### 1.3. PERSPECTIVES D'APPLICATIONS

Sur la base des critères de performances, fiabilité et coût il est difficile d'effectuer une comparaison dans l'absolu entre l'amplificateur à diode A.T.T. et les autres types d'amplificateurs. En effet le caractère spécifique de chaque type d'application implique dans chaque cas un compromis à effectuer entre différentes exigences. Cependant, dans les applications liées aux télécommunications et pour des fréquences situées dans la bande X ou au-dessus, on peut dégager quelques éléments généraux de comparaison.

Tout d'abord précisons que c'est dans la zone où les puissances requises ne sont pas trop élevées (inférieures à  $\sim 10$  W) que se situe le domaine de compétitivité des diodes A.T.T. ainsi que les autres composants à l'état solide. Au-delà de ce domaine, eu égard aux limitations fondamentales inhérentes à ces composants, l'utilisation des tubes actuels demeure la solution la plus avantageuse. Même si on peut envisager des montages en "cascade" pour augmenter la puissance des dispositifs à composant solide, le compromis sur la base des critères de performance, rendement, complexité de la réalisation et fiabilité est encore à l'avantage des tubes. Par contre, dans le domaine de compétitivité précédemment signalé, les composants à l'état solide offrent d'incontestables avantages : facilité de réalisation, faible encombrement, longue durée de vie, suppression du constant et coûteux problème d'alimentation haute tension. En résumé, dans notre analyse comparative, nous exclurons les amplificateurs à tubes. Notons cependant, que pour l'obtention de très forte puissance, une combinaison voire une réalisation hybride des composants à l'état solide et des tubes (pour étages de sortie) constitue une bonne solution.

Parmi les composants à l'état solide, qui peuvent réaliser des performances en amplification (bande X et au dessus) comparables à des degrés différents à celles des diodes A.T.T., trois composants peuvent être retenus : la diode Gunn, la diode Baritt et le transistor à effet de champ ou T.E.C.. Rappelons brièvement les principales caractéristiques et les performances obtenues (ou potentielles) de ces trois composants :

- Diode Gunn  
.....

Dans ces composants généralement réalisés à partir d'arseniure de Gallium, l'effet de résistance négative est lié à la présence d'une zone de mobilité différentielle négative pour des champs électriques supérieurs à un champ de seuil. De ce fait, les limitations en puissance et rendement sont essentiellement liées aux caractéristiques  $v(E)$  (vitesse des porteurs en fonction du champ électrique) du matériau. A présent, plusieurs applications des diodes Gunn comme sources hyperfréquences existent : oscillateurs locaux, sources de puissance pour systèmes de sécurité dans les transports, radars doppler etc...

En amplification, on peut comme suit indiquer des ordres de grandeurs de performances réalisables en laboratoire notamment dans la bande X :

- puissance de compression à - 1 db : 200 mW pour un gain linéaire de 12 db
- puissance de sortie : 600 mW
- produit gain bande passante 13 GHz
- facteur de bruit : 15 à 18 db
- rendement émis : 2 à 3 %

De manière générale on peut ainsi caractériser le comportement des diodes Gunn en amplification :

- assez bonne linéarité
- bande passante importante
- assez faibles facteurs de bruit
- faible tension d'alimentation (7-12 V en bande X)
- puissance et rendement modérés voire faibles.

- Diode Baritt (Barrier Injection Transit Time)  
.....

Dans ces dispositifs, l'effet de résistance négative a une cause analogue à celui de la diode A.T.T. ; mais ici l'injection des porteurs est quasi-instantanée. Elle est assurée par effet thermoionique à travers (pour une structure  $P^+ NP^+$ )

la jonction élémentaire P<sup>+</sup>N polarisée en direct et la zone désertée de la jonction NP<sup>+</sup> polarisée en inverse constitue la zone de transit.

L'apparition de ces dispositifs est assez récente et de ce fait ils sont encore insuffisamment exploités. Cependant à partir de réalisations déjà effectuées [68][69] on peut caractériser ainsi le fonctionnement de tels dispositifs :

- facteur de bruit intéressant (de l'ordre de 10 dB)
  - bonne linéarité en phase et amplitude
  - faibles valeurs de la puissance et du rendement (valeur maximum estimée [70] en puissance : 150 mW en bande X)
  - bande passante relativement faible (produit gain bande généralement inférieur à 1 GHz).
- Composant T.E.C  
.....

Ces transistors hyperfréquences ont fait leur apparition vers 1968.

Depuis lors, des progrès très importants ont été réalisés dans leur technologie (faible longueur de grille, adjonction d'une deuxième grille, faibles résistances de source et drain, etc...)

Il nous semble qu'à l'heure actuelle, leurs possibilités tant en ce qui concerne la puissance que la fréquence de fonctionnement sont encore mal connues. En effet, si actuellement la puissance maximum en bande X est de l'ordre du watt et si des fonctionnements au delà de 30 GHz ne sont pas réalisés, ces limites présentes sont susceptibles d'évolution. Néanmoins ce composant a des avantages certains par rapport aux composants dipôles précédents :

- composant tripôle ne nécessitant pas de circulateur pour la séparation des signaux d'entrée et de sortie.
- faible bruit : on a déjà mesuré des facteurs de bruit inférieurs à 4 dB pour des gains de l'ordre de 10 dB dans la bande X. Dans ce domaine, seuls les amplificateurs paramétriques faible bruit lui sont supérieurs.

- rendements élevés pouvant dépasser 40 %
- bonne linéarité et bande passante importante

Pour mieux situer le domaine de compétitivité des diodes A.T.T. par rapport aux trois composants précédents, indiquons à titre de référence quelques caractéristiques usuelles de ces dispositifs :

- facteur de bruit en faible signal supérieur à 30 dB
- puissances de l'ordre de quelques watts (valeur maximum actuelle ~ 8 W) dans la bande X et de plusieurs centaines de milliwatts au dessus de 30 GHz
- rendements supérieurs à 25 % dans la bande X et à 10 % au dessus

De ces éléments on peut tirer les enseignements suivants :

- dans la plupart des applications faible signal tels les récepteurs pour systèmes de télécommunication, les diodes à avalanche dans l'étape actuelle sont fortement désavantagées. En effet, même si elles offrent d'assez bonnes caractéristiques de linéarité, leur facteur de bruit élevé constitue un sérieux handicap. A présent, les composants T.E.C. constituent certainement la meilleure solution en bande X et Ku, et les diodes à effet Gunn pour les fréquences supérieures.

C'est incontestablement dans les applications moyenne et forte puissance que l'utilisation d'une diode A.T.T. s'impose. Ses possibilités en puissance et en rendement, qui peuvent être par ailleurs notablement améliorées, constituent en effet un atout majeur par rapport à la diode Gunn par exemple dans des amplificateurs d'émission pour faisceaux hertziens. Même dans la bande de fréquence où ce composant se trouve en compétition avec le T.E.C. (bande X et Ku) ses performances de puissance restent encore actuellement supérieures à degré de complexité technologique égal. Enfin, les possibilités en ondes millimétriques (au dessus de 30 GHz) des diodes ATT potentiellement très supérieures à celles des autres composants à l'état solide, leur confèrent a priori une place privilégiée pour les applications (par exemple amplificateur d'émission pour liaison par guide d'onde circulaire) dans ce domaine.



#### I.4. CONCLUSION

Au terme de cette introduction générale, on peut retenir les principaux problèmes suivants :

- la diode à avalanche est essentiellement un élément non linéaire dont le comportement est fortement dépendant des conditions d'utilisation. En conséquence, la première priorité est la définition, pour différentes conditions de fonctionnement de modèles physiques du composant voire de schémas équivalents les plus réalistes possibles. Une telle recherche constitue un préalable à toute étude visant à explorer de façon exhaustive les possibilités des diodes A.T.T. notamment comme amplificateurs de signaux hyperfréquences. Elle doit, pour atteindre cet objectif, inclure les principaux phénomènes physiques inhérents à l'injection : il faudra tenir compte, à la différence du modèle simplifié que nous avons vu, des non linéarités du taux d'ionisation, des effets de transit dans la zone d'émission, des effets de diffusion etc... Dans la zone de transit, doivent être pris en compte les principaux facteurs pouvant affecter les caractéristiques de propagation des porteurs : charge d'espace, effets paramétriques, diffusion des porteurs. Enfin dans la perspective de la montée en fréquence, cette étude doit viser à dégager les effets fondamentaux de limitation des performances.

- devant les différentes perspectives d'application des amplificateurs A.T.T., le problème est de tester si les performances réalisables avec de tels amplificateurs sont suffisamment compétitives. En particulier il nous apparaît primordial de voir si l'utilisation de ce composant dans des amplificateurs hyperfréquences satisfait les spécifications exigées dans les systèmes de télécommunications. Un tel objectif nécessite une analyse tant théorique qu'expérimentale des principales caractéristiques de l'amplificateur A.T.T. et aussi une définition des conditions optimales de fonctionnement.

Nous nous proposons dans les prochains chapitres de fournir des éléments de solution à ces problèmes. Certes, tous les aspects ne pourront pas être abordés ou totalement résolus de façon définitive. Ainsi l'évaluation des performances de bruit ne sera pas abordée ici ; comme nous l'avons indiqué, cette étude a fait l'objet de travaux parallèles [64][65] au laboratoire.

## CHAPITRE II

---

### MODÈLES PHYSIQUES DU COMPOSANT

---

La définition de modèles physiques revêt une importance capitale pour toutes les recherches sur les diodes A.T.T. ; composant dont le comportement est particulièrement complexe. Quelque soient les phénomènes étudiés (injections parasites, diffusion, bruit, etc... ) ou les applications considérées (oscillation, multiplication transposition, amplification, etc... ) la validité des conclusions repose fondamentalement sur l'exactitude du modèle adopté. Ceci explique que de nombreux chercheurs aient entrepris des travaux pour définir des modèles théoriques de diode nécessaires à leurs études. Nous ne détaillerons pas ici ces nombreux travaux dont nous avons par ailleurs donné un aperçu en introduction. On peut cependant, afin de situer notre travail, préciser les deux principales catégories de modèles tout en indiquant en même temps quelques références relatives à des travaux effectués dans notre laboratoire ou ailleurs :

- modèles approchés [13][14][71][16][17] : ils reposent toujours sur des hypothèses simplificatrices et négligent souvent l'influence de phénomènes importants tels les effets paramétriques, la non linéarité et les effets parasites liés au processus d'émission, etc... Ces modèles sont à traitement analytique ou numérique suivant l'amplitude du signal alternatif. De par leur facilité d'exploitation, ils permettent une analyse qualitative rapide du comportement de la diode. Par contre ils s'avèrent souvent incomplets et surtout inexacts pour une évaluation réaliste des performances de puissance.

- modèles généraux [72][73][25][74][41] : leurs traitements sont basés sur la résolution complète par des méthodes numériques des équations fondamentales de transport dans les semiconducteurs. A ce titre ils permettent de tenir compte de façon correcte de la plupart des mécanismes physiques négligés ou sous-estimés dans les modèles approchés. Leur gros désavantage est que leur complexité les rend inutilisables dans une étude systématique où notamment on chercherait à déterminer l'influence des paramètres et des conditions de fonctionnement.

Devant cette double constatation de manque de rigueur des modèles approchés et de rigidité des modèles généraux, nous avons cherché une voie intermédiaire qui

puisse exploiter au maximum les avantages de chacune de ces deux catégories de modèles. La particularité de cette étude est de se référer au modèle général (spécialement pour l'étude du fonctionnement en fort signal) pour élaborer des modèles spécifiques qui doivent permettre d'atteindre les objectifs suivants :

- Être suffisamment exacts en vue de réaliser une évaluation voire une optimisation des performances de la diode dans différentes applications. A cet effet ils doivent inclure les principaux mécanismes physiques liés au phénomène d'avalanche et à la propagation des porteurs.
- Être suffisamment élaborés voire "souples" pour permettre d'une part une étude systématique et d'autre part d'inclure des effets de limitation en haute fréquence.
- Être complémentaires pour pouvoir traiter différents types de matériau (Silicium ou arsénure de Gallium) et de diode (simple ou double zone de transit) et différentes conditions de fonctionnement (faible ou fort signal).

Dans cette perspective, nous avons mis au point différentes méthodes d'étude (numériques et analytiques). On peut signaler que dans le domaine particulier de l'oscillation l'exploitation de ces méthodes a par ailleurs contribué à la réalisation d'énormes progrès dans l'amélioration des performances de puissance et de rendement [75][47]. Dans ce qui suit, nous allons donner les principaux éléments de ces méthodes.

## II.1. POSITION DU PROBLEME - HYPOTHESES ET APPROXIMATIONS GENERALES

### II.1.1. Position du problème

On considère une diode A.T.T. polarisée en inverse. La tension continue de polarisation est suffisante pour engendrer une émission de paires électron-trou par choc et avalanche. Ce système de particules ainsi créé est également soumis à l'action d'un signal alternatif hyperfréquence. Le problème physique qui se pose

est l'étude des propriétés macroscopiques d'un tel système et particulièrement les phénomènes résultant du transport et de la création de charges. Dans son principe général, une théorie statistique de l'avalanche permet d'aborder un tel problème (traitement par une méthode apparentée à celle de Monte Carlo par exemple). Mais la résolution proprement dite et notamment l'accès à des grandeurs physiques caractéristiques de la diode revêt une grande complexité en raison des nombreux mécanismes de chocs susceptibles d'intervenir dans le processus d'avalanche. Cependant, à partir d'un certain nombre d'hypothèses et d'approximations qui sont largement justifiées dans le cas spécifique de la diode à avalanche on peut considérablement réduire le nombre d'informations physiques utiles et par là aboutir à des formulations moins complexes.

### II.1.2 Hypothèses et approximations générales

Ces hypothèses et approximations constituant la base de la plupart des modèles utilisés dans notre laboratoire, nous ne ferons que les rappeler brièvement.

Dans l'ensemble de la diode on néglige :

- les phénomènes de génération et de recombinaison dus à l'agitation thermique : en effet les termes qui leur sont liés sont négligeables car les durées de vie des porteurs (environ  $10^{-8}$  s) sont toujours très supérieures à leur temps de traversée de la structure (de l'ordre de  $10^{-11}$  s).

- les phénomènes résultant des chocs multiples en raison du fait que les densités de particules ne sont pas suffisamment élevées.

- les phénomènes de génération par effet tunnel : ceci supposant que les tensions d'avalanche sont suffisamment élevées

- les inhomogénéités spatiales éventuelles dans le semiconducteur, ceci nous conduit à adopter des modèles unidimensionnels.

Enfin le système sera supposé maintenu à une température constante T.

### II.1.3 Procédé général

Nous considérons le régime permanent sinusoïdal. Un des problèmes majeurs réside dans le choix de la variable d'entrée pour caractériser le régime de fonctionnement :

- d'une part, la variable la plus immédiatement accessible est la tension imposée par le circuit extérieur. Compte tenu des formes des circuits usuels, même dans un comportement violemment non linéaire, cette tension est couramment admise comme sinusoïdale.

- d'autre part, le comportement du composant est déterminé localement par la valeur du champ électrique.

En pratique nous prendrons donc comme variable d'entrée le champ électrique dans le plan de la jonction et lui donnerons une évolution temporelle le plus souvent sinusoïdale. Nous pouvons connaître par ailleurs la configuration spatiale du champ électrique statique consécutif à l'application de la tension continue de polarisation. A partir des hypothèses précédentes, la méthode utilisée réside dans l'exploitation des lois fondamentales sur la génération par avalanche et l'évolution des charges dans un semiconducteur pour connaître les grandeurs caractéristiques d'un état de fonctionnement de la diode. A cet effet, le procédé d'analyse consiste tout d'abord à déterminer, les évolutions temporelles du champ électrique et du courant total en tout point de la diode. Par la suite l'intégration spatiale du champ électrique donnera la tension totale aux bornes de la diode. Enfin le développement en série de Fourier du courant et de la tension permettra de connaître ou de déduire notamment à la fréquence fondamentale, le courant, la tension, l'impédance, les puissances et le rendement. On vérifie en particulier que la tension totale est effectivement quasi sinusoïdale et s'il n'en est pas ainsi on modifiera le champ en conséquence. Dans chacun des modèles, il sera précisé les hypothèses et approximations particulières et conséquemment les limites de leur champ d'application.

## II.2. EXPRESSIONS DES PARAMETRES PHYSIQUES UTILISES. EQUATIONS DE BASE

### II.2.1 Paramètres physiques

Les paramètres physiques qui caractérisent le matériau ont une influence déterminante sur le comportement de la diode A.T.T. Ce sont principalement les taux d'ionisation  $\alpha$  et  $\beta$  (pour électrons et trous) qui traduisent le phénomène de multiplication par avalanche, les vitesses et les coefficients de diffusion des porteurs libres (électrons et trous).

#### - Silicium

Les lois d'évolution théoriques du taux d'ionisation en fonction du champ électrique qui sont les plus réalistes [76][77][78] pour ce matériau et que nous avons de ce fait adoptées sont :

$$\begin{cases} \alpha = a_n e^{-b_n/E} \\ \beta = a_p e^{-b_p/E} \end{cases} \quad (1)$$

Les valeurs de  $a_n, b_n, a_p, b_p$  ainsi que des vitesses limites  $v_n, v_p$  utilisées et qui sont fonction notamment de la température sont celles fournies et vérifiées expérimentalement par GRANT [78].

Pour les études notamment en régime de mobilité, les expressions utilisées pour la vitesse sont de la forme [79] :

$$v(E) = \frac{\mu E}{\left(1 + \left(\frac{\mu E}{v_s}\right)^2\right)^{1/2}} \quad (2)$$

où  $v_s$  est la vitesse limite et  $\mu$  la mobilité des porteurs considérés

Quant aux coefficients de diffusion nous utilisons la relation classique d'EINSTEIN mise sous la forme :

$$D(E) = \frac{KT}{q} \frac{v(E)}{E} \quad (3)$$

- AsGa

Dans ce matériau, on admet généralement l'égalité des taux d'ionisation dont l'évolution est donnée par la formule suivante [77][80] :

$$\alpha = \beta = a e^{- (b/E)^2} \quad (4)$$

Les valeurs de a, b ainsi que de celles de la vitesse v des porteurs sont celles fournies par les travaux de PRIBETICH [40] et vérifiées par ailleurs [81]

En régime de mobilité, nous exprimons la vitesse comme suit [24] :

$$v (E) = \frac{\mu E + v_0 (E/E_V)^4}{1 + (E/E_V)^4} \quad (5)$$

avec  $E_V \approx 4 \cdot 10^3$  V/cm et  $v_0 = 0,5 \cdot 10^5$  m/s à  $T = 200^\circ$  C.

De même nous prenons la forme suivante [40][82] pour les coefficients de diffusion :

$$D (E) = \frac{\frac{KT}{q} \cdot \mu + D_s (E/E_d)^4}{1 + (E/E_d)^4} \quad (6)$$

où  $E_d = 5,8 \cdot 10^3$  V/cm et  $D_s = 20 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ .

II.2. Equations de base

Compte tenu des hypothèses et approximations précédentes, les équations générales de l'électrocinétique appliquées aux semiconducteurs s'écrivent dans le cas d'une jonction PN :

- équation de conservation des charges

$$\begin{cases} \frac{\partial n}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial x} (n v_n) + \alpha v_n n + \beta v_p p \\ \frac{\partial p}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} (p v_p) + \alpha v_n n + \beta v_p p \end{cases} \quad (7)$$



où  $n = n(x,t)$  et  $p = p(x,t)$  sont les concentrations respectives des électrons et des trous.

- loi de Poisson traduisant la réaction de charge d'espace :

$$\frac{\partial E(x,t)}{\partial x} = \frac{q}{\epsilon} (N_D - N_A + p-n) \quad (8)$$

$N_D(x)$  et  $N_A(x)$  sont respectivement les concentrations en atomes donneurs et atomes accepteurs,  $\epsilon$  est la permittivité diélectrique du matériau.

A ces équations on ajoute les expressions donnant dans un semiconducteur les densités du courant de particules  $J_C$  du courant de déplacement  $J_D$  et du courant total  $J_T$

$$(9) \left\{ \begin{array}{l} J_n = qn v_n - q D_n \frac{\partial n}{\partial x} \quad \text{courants d'électrons et de diffusion} \\ J_p = qp v_p + q D_p \frac{\partial p}{\partial x} \quad \text{courants de trous et de diffusion} \\ J_C = J_n + J_p \\ J_D = \epsilon \frac{\partial E(x,t)}{\partial t} \\ J_T = J_C + J_D \end{array} \right.$$

Le processus d'étude consiste à déterminer à partir des équations (7) et (8) les grandeurs macroscopiques locales  $n(x,t)$ ,  $p(x,t)$  et  $E(x,t)$  ; par la suite il est aisé d'obtenir à partir des équations (9) les courants  $J_C$ ,  $J_D$  et  $J_T$ .

Comme on le constate la résolution de ces équations peut être très complexe notamment en raison de la dépendance non linéaire entre les taux d'ionisation et le champ électrique et surtout du fait qu'elles sont interdépendantes. En pratique, seule une méthode de simulation sur ordinateur permet de les résoudre correctement. Les modèles généraux sont basés sur une telle résolution. Comme le modèle général nous servira de référence, nous allons rappeler brièvement les principaux éléments notamment de la méthode de résolution mise au point par ALLAMANDO [41]

### II.3. MODELE GENERAL

#### II.3.1 Principe

Pour résoudre les équations précédentes (7 et 8) on effectue une double discrétisation sur le temps et sur l'espace des différentes grandeurs caractéristiques. L'épaisseur  $W$  de la diode est divisée en  $L$  parties égales et la période  $T$  du signal alternatif en  $N$  intervalles égaux. On a donc comme incrément spatial  $\Delta x = \frac{W}{L}$  et comme incrément temporel  $\Delta t = \frac{T}{N}$ . Cette discrétisation conduit à écrire les équations de continuité et l'équation de Poisson sous la forme d'un système d'équations aux différences finies :

$$(10) \quad \begin{cases} \frac{\Delta n}{\Delta t} = - \frac{\Delta (n v_n)}{\Delta x} + g \\ \frac{\Delta p}{\Delta t} = \frac{\Delta (p v_p)}{\Delta x} + g \\ \frac{\Delta E}{\Delta x} = \frac{q}{\epsilon} (N_D - N_A + p - n) \end{cases}$$

où le taux de génération  $g = \alpha v_n n + \beta v_p p$

Pour la résolution numérique de ce système d'équations, la formulation à adopter doit :

- d'une part être compatible avec le sens respectif de propagation des électrons et des trous dans la jonction PN.
- d'autre part satisfaire le principe de conservation du courant total en fonction de l'abscisse  $x$  pour éviter la propagation et l'amplification des erreurs de discrétisation. Sans entrer dans les détails qui sont fournis par ailleurs [41], précisons que ces deux exigences conduisent à adopter des formulations implicites pour le système (10) tant en régime statique que dynamique. Par la suite on cherche à déterminer à chaque instant  $t$  les configurations spatiales du champ électrique et des concentrations  $n$  et  $p$ .

### II.3.2 Méthode de résolution

Pour connaître l'état du système en régime permanent un processus itératif permet de résoudre le système d'équations (10) mises sous forme implicite. La méthode adoptée est dite de prédiction correction. Elle consiste à utiliser pour effectuer l'itération de rang  $i$  (qui fournit les valeurs "corrigées" de  $n(x,t)$ ,  $p(x,t)$  et  $E(x,t)$ ) les configurations spatiales du champ électrique ainsi que celles des concentrations d'électrons et de trous obtenues à l'itération de rang  $i-1$  (valeurs "prédites"). Ensuite les valeurs "corrigées" de l'itération de rang  $i$  sont utilisées comme valeurs "prédites" à l'itération de rang  $i+1$ . Le processus est arrêté lorsque, entre deux itérations successives, la modification de la configuration spatiale des électrons est relativement négligeable.

Rappelons que pour le régime dynamique les conditions aux limites pour les grandeurs  $n(x,t)$ ,  $p(x,t)$ , et  $E(x,t)$  sont :  $n(0,t) = n_s$  et  $p(L,t) = p_s$  ( $n_s$  et  $p_s$  sont les concentrations des porteurs minoritaires aux extrémités de la zone désertée)  $E(0,t)$ , le champ électrique à l'abscisse  $x = 0$  est pris comme variable d'entrée.

Quant aux conditions initiales, afin d'accélérer l'obtention du régime permanent, on utilise les valeurs obtenues à partir d'un modèle simplifié [83]

Notons qu'on montre [41] que les conditions de convergence qui doivent être satisfaites pour ce processus itératif sont :

$$(11) \quad \left\{ \begin{array}{l} R_n = \frac{\Delta t}{\Delta x} \quad v_n \leq \frac{1}{2} \\ R_p = \frac{\Delta t}{\Delta x} \quad v_p \leq \frac{1}{2} \end{array} \right.$$

### II.3.3 Domaines d'application

Le modèle général dont nous venons brièvement de rappeler la méthode de traitement est certainement le plus exact pour la simulation du fonctionnement de la diode à avalanche. Comme nous l'avons signalé, il permet de par son principe,

de tenir compte des nombreux phénomènes de non linéarité et de limitation apparaissant notamment lors du fonctionnement grand signal. Cependant la méthode présente les inconvénients suivants :

- le régime permanent est obtenu après un temps assez long, ce qui empêche toute étude systématique.

- par cette méthode il n'est pas toujours facile d'avoir accès aux informations physiques nécessaires à la compréhension des phénomènes.

Pour ces raisons, le modèle général s'applique essentiellement à :

- l'élaboration ou précisement, comme nous le détaillerons par la suite, l'ajustement de certains paramètres introduits dans les autres méthodes de résolution relatives aux modèles spécifiques

- l'étude des conditions de validité de ces modèles plus simplifiés

- l'évaluation de l'influence de certains effets très spécifiques tels : ionisation dans la zone de transit [84], injection de courants parasites [41][85], non localisation des taux d'ionisation [40].

#### II.4. DEFINITION DE MODELES SPECIFIQUES

Chacun des modèles que nous allons décrire permet d'analyser, à des degrés d'approximation différents, le comportement en régime dynamique de la diode A.T.T. Les hypothèses et approximations particulières à chaque modèle dépendent de plusieurs facteurs : type de matériau (Silicium ou AsGa), conditions de fonctionnement (notamment grand ou faible signal), importance des phénomènes physiques susceptibles d'intervenir (effets de diffusion, effets de transit, etc... ).

L'hypothèse de travail qui est commune à tous nos modèles spécifiques est d'admettre que la génération de porteurs est localisée dans une partie relativement faible de la structure semi-conductrice. De ce fait les modèles se composent

d'une zone d'émission où il y a génération et déplacement des porteurs (électrons et trous) et d'une (ou deux) zone(s) de transit où il y a simplement le déplacement d'un type de porteurs (électrons ou trous). Donnons quelques éléments d'appréciation sur cette division de la diode en zones distinctes.

## II.4. 1 Division de la diode en zones

### II.4.1.1. Justification qualitative

Considérons sur la figure II.1 des évolutions typiques du champ électrique  $E$  et du taux d'ionisation  $\alpha$  des porteurs dans une structure semiconductrice d'épaisseur  $W$  où le dopage est constant (par exemple structure  $P^+NN^+$ )

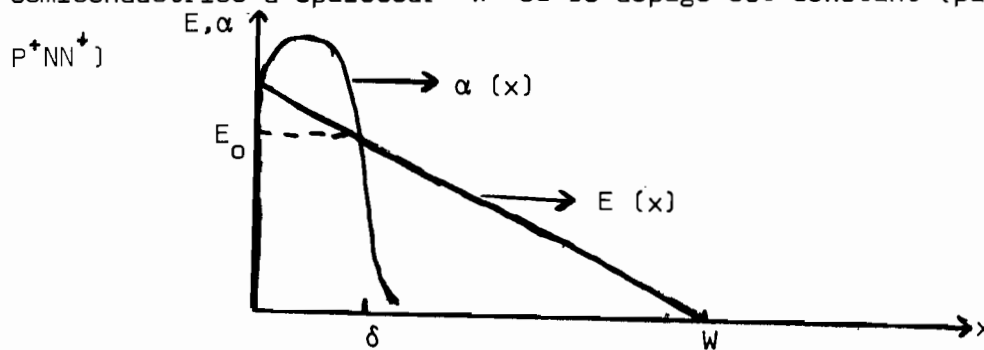


Figure II.1. : Evolutions typiques de  $E(x)$  et  $\alpha(x)$  dans une diode ATT

On remarque l'évolution très rapide du taux d'ionisation au voisinage de la jonction métallurgique (zone de champ électrique élevé). En effet dans un semiconducteur, le taux d'ionisation des porteurs dont l'importance conditionne l'existence du phénomène d'avalanche est une fonction quasi exponentielle du champ électrique. On voit donc que pour une diode considérée (par ex :  $P^+NN^+$ ), on peut valablement distinguer une zone d'émission d'épaisseur  $\delta$  relativement faible et une zone de transit d'épaisseur  $W-\delta$  où l'ionisation est négligeable et les porteurs se déplacent sous l'action du champ électrique appliqué. Notons que cette hypothèse est encore mieux justifiée dans le cas des jonctions assez abruptes où les variations spatiales du champ électrique sont très rapides. Par ailleurs nous admettrons en première approximation que l'épaisseur de la zone d'avalanche est indépendante du régime de fonctionnement (régime statique ou dynamique). Si cette dernière hypothèse paraît quelque peu osée pour des régimes violemment non linéaires nous avons pu vérifier qu'elle n'introduisait pas d'erreur importante (par comparai-

son avec le modèle général) dans l'évaluation des performances.

Notons que cette méthode de distinction de zones est généralement admise dans la plupart des travaux [2][86][25] sur les diodes à avalanche. On peut comme suit préciser son intérêt.

#### II.4.1.2. Intérêt de la distinction de zones

Cette division de la diode en plusieurs zones distinctes permet essentiellement de simplifier considérablement les modèles. En effet :

- pour le traitement de la zone d'avalanche, l'application de la méthode générale demanderait un temps de calcul beaucoup plus court. Par ailleurs, la faible valeur de son épaisseur permettra une représentation phénoménologique beaucoup plus simple et cependant suffisamment correcte.

- dans la zone de transit, le taux de génération étant considéré nul, la résolution des équations fondamentales devient nettement plus aisée.

#### II.4.1.3. Méthodes de détermination des dimensions des zones

Nous avons utilisé deux méthodes de détermination des dimensions de zones suivant que la diode possède une seule (diode S.D.R.) ou deux zones de transit (Diode D.D.R). Ces méthodes s'appuient sur la résolution exacte en régime statique des équations fondamentales. Le programme numérique relatif à cette résolution, élaboré par LEFEVRE [87], détermine notamment pour une densité de courant de polarisation considérée : les répartitions spatiales du champ statique et des densités de courants de particules, la tension continue et la résistance différentielle présentée par la structure.

Rappelons brièvement ces méthodes qui ont été décrites par ailleurs [77][83] :

a) diode S.D.R

La résistance différentielle calculée par le programme numérique étant quasiment égale à la résistance présentée par la diode pour des fréquences faibles (résistance de charge d'espace) elle s'exprime par [38] :

$$R_C \approx \frac{(W - \delta)^2}{2\epsilon v S} \quad (12)$$

où S est la section de la diode.

On en déduit :

$$\delta = W - \sqrt{2\epsilon v S R_C} \quad (13)$$

b) diode D.D.R.

La méthode utilisée dans le cas d'une diode S.D.R. n'est pas applicable ici ; en effet l'expression correspondante de  $R_C$  est :

$$R_C \approx \frac{(W_n - \delta_n)^2}{2\epsilon v_n S} + \frac{(W_p - \delta_p)^2}{2\epsilon v_p S} \quad (14)$$

$W_n, \delta_n$  sont les épaisseurs des zones de transit et d'avalanche dans la partie de la diode où l'influence des électrons est prépondérante (partie n)  $W_p, \delta_p$  sont les dimensions correspondantes à la partie p, avec :

(15)  $\delta = \delta_n + \delta_p$  épaisseur de la zone d'avalanche de la diode DDR

(16)  $W = W_n + W_p$  longueur totale de la diode.

Comme on le constate, la connaissance de  $R_C$  et W est insuffisante pour déterminer les dimension  $\delta_n, \delta_p, W_n, W_p$  qui sont nécessaires pour l'étude dynamique. En conséquence on emploie donc une autre méthode.

Considérons l'exemple suivant (figure II.2) où nous indiquons des évolutions typiques des densités de courant de particules en fonction

de la résistance  $x$ .

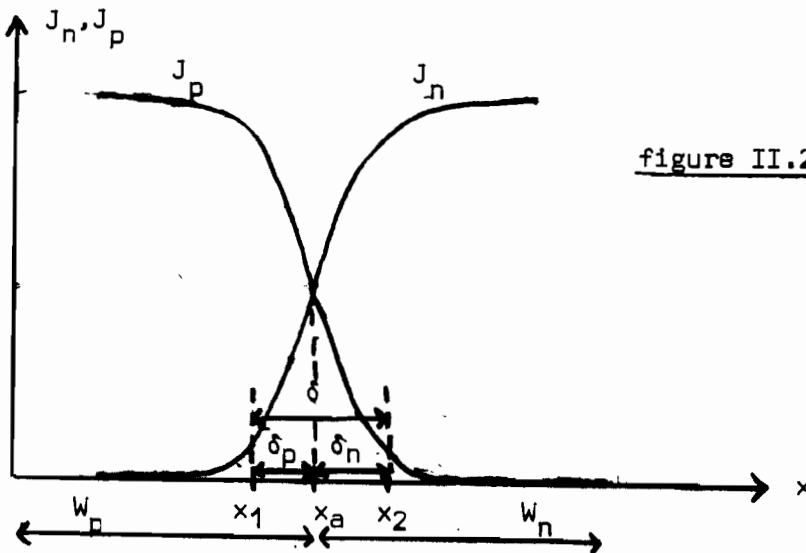


figure II.2 : Evolutions typiques de  $J_n(x)$  et  $J_p(x)$

Le problème est de déterminer la zone au delà de laquelle on peut estimer que l'ionisation est négligeable. Compte tenu des phénomènes de saturation des courants, la méthode employée ici consiste à considérer que cette zone est située entre les abscisses  $x_2$  et  $x_1$  ( $\delta = x_2 - x_1$ ) où les valeurs des courants de particules générés atteignent 95 % de celles du courant total injecté dans les zones de transit. Notons que cette méthode est aussi couramment utilisée par ailleurs [19] pour déterminer notamment la zone d'avalanche d'une diode S.D.R.

La connaissance de  $\delta$ ,  $W$  et du plan d'avalanche  $x_a$  suffit pour déterminer les dimensions  $\delta_n$ ,  $W_n$ ,  $\delta_p$ ,  $W_p$ . Signalons que ces déterminations peuvent être améliorées en effectuant une comparaison entre la valeur théorique de  $R_C$  calculée à partir de l'expression (14) et celle obtenue expérimentalement.

REMARQUES :

Une analyse simple [38][88] montre que l'épaisseur de la zone d'avalanche est principalement dépendante des taux d'ionisation  $\alpha$ ,  $\beta$ , et surtout de leur rapport  $\alpha/\beta$  pour une épaisseur  $W$  et un dopage considérés. De ce fait, par exemple dans le cas du Silicium ( $\alpha > \beta$ ), l'épaisseur de la zone d'avalanche équivalente pour une structure du type  $N^+PP^+$  est inférieure à celle de la structure complémentaire  $P^+NN^+$ . De même pour des structures de type  $P^+NN^+$ , une diode à l'arseniure de Gallium ( $\alpha \neq \beta$ ) possède une zone d'avalanche d'épaisseur relativement plus faible que celle d'une diode au silicium.



## II.4. 2 Traitement grand signal. Méthodes numériques

Ce traitement concerne les modèles physiques équivalents à la diode en régime grand signal. Ici les amplitudes des tensions hyperfréquences appliquées sur la diode sont assez importantes (par rapport notamment à la tension continue de polarisation) et donc le comportement de la diode est fortement non linéaire. Dans ces conditions, la complexité des équations à résoudre rend impossible à moins d'hypothèses simplificatrices abusives, l'usage de méthodes purement analytiques. En conséquence, tout comme dans le cas du modèle général, on utilise des méthodes numériques de traitement sur ordinateur. Nous allons analyser successivement les méthodes d'étude de la zone d'émission et de la zone de transit.

### II.4. 2.1. Zone d'émission

Dans cette zone il existe simultanément un déplacement et un mécanisme de génération de porteurs (électrons et trous). A cause du caractère cumulatif du phénomène d'avalanche le courant de conduction émis, comme nous l'avons indiqué dans le chapitre précédent, a la forme de "pics" assez étroits. Le principal objectif est d'étudier les caractéristiques de ce courant : amplitude, temps de montée intrinsèque du pic, instant d'injection dans la zone de transit ou retard à l'émission. Dans cette optique, précisons au préalable les mécanismes physiques ainsi que leur influence dans la zone d'avalanche.

#### II.4. 2.1.1 Mécanismes physiques

Le courant de conduction émis résulte de la création de porteurs (électrons et trous) par choc et avalanche. Ce processus de multiplication dure tant que l'amplitude du champ électrique est suffisante pour que les porteurs acquièrent l'énergie d'ionisation. On comprend donc aisément que les caractéristiques des taux d'ionisation (notamment dépendance non linéaire avec le champ électrique) vont avoir une influence déterminante sur celles (retard à l'émission, temps de réponse) du courant de conduction. Par ailleurs durant leur

transit, dans la zone d'avalanche, dont l'épaisseur quoique faible est non négligeable, différents phénomènes influent sur le comportement des porteurs :

- la réaction de charge d'espace en modifiant l'amplitude de l'interaction champ-porteurs modifiera en conséquence les caractéristiques du courant émis. De même la durée de transit retardera le moment d'injection. En toute rigueur, l'application de l'équation de Poisson permet de tenir compte de ces phénomènes. Mais en pratique ces effets ne sont pas très prononcés (et pourront donc être approximatés) en raison d'une part de la faible épaisseur de la zone d'avalanche et d'autre part du fait que les deux types de porteurs y transitent.

- les phénomènes de diffusion en s'opposant au processus de croissance du courant de conduction vont par là même augmenter le temps de réponse intrinsèque de l'avalanche.

En plus de ces phénomènes, d'autres effets liés notamment aux conditions de fonctionnement peuvent modifier les caractéristiques du courant injecté :

- en très haute fréquence, quand la période du signal devient de l'ordre du temps de relaxation en énergie des porteurs, la vitesse de ceux-ci ne peut être supposée constante même si le champ électrique statique est élevé : il y a modulation de vitesse sous l'influence du champ hyperfréquence

- à cause de l'interaction électron-électron le taux d'ionisation effectif du matériau peut être une fonction décroissante [40] de la densité instantanée des porteurs ; ceci peut entraîner un élargissement du pic de courant.

Les méthodes que nous allons décrire visent à tenir compte de la plupart de ces phénomènes afin d'obtenir l'évolution la plus exacte du courant de conduction injecté dans la zone de transit. Notons que d'autres courants parasites (courants tunnel, saturation) peuvent être simultanément injectés dans la zone de transit, ici nous nous en tenons au courant injecté par avalanche en admettant donc que les

caractéristiques de la diode (tension d'avalanche, dopage, etc...) et les conditions de fonctionnement (température, densités de courants, etc...) sont telles que ces phénomènes sont négligeables.

#### II.4.2.1.2 Méthode I

##### a) Hypothèses

Cette méthode s'inspire de celles de READ [ 2 ] et LEE [17] sur le traitement de la zone d'avalanche dans les diodes à l'AsGa et au Silicium. Rappelons l'hypothèse de base de ces méthodes : on admet que l'épaisseur de la zone d'avalanche et la fréquence de fonctionnement sont suffisamment faibles pour qu'on puisse considérer le courant de conduction comme uniforme à travers la zone d'avalanche ( $\frac{\omega\delta}{v} \ll 1$ ) et la diffusion négligeable. Il en découle que pour être "autoconsistante" avec la conservation du courant total, cette hypothèse revient à admettre aussi que le champ électrique est uniforme et donc à négliger la réaction de charge d'espace. Elle conduit ainsi à une importante simplification dans l'étude du comportement de la diode. Par ailleurs elle est acceptable dans un premier stade d'analyse et permet d'accéder à des informations qualitatives très importantes sur le comportement de la diode. Par contre cette hypothèse manque de rigueur en vue d'une analyse quantitative réaliste des caractéristiques de la zone d'avalanche et par là même des performances de la diode. Ainsi, dans leurs travaux, Gummel et Blue [89] ont montré que cette hypothèse engendrait notamment une erreur de l'ordre de 20 % sur la valeur de la fréquence d'avalanche qui, comme on le précisera par la suite, constitue un paramètre important dans l'évaluation des performances.

Pour tenir compte des phénomènes négligés par READ et LEE, nous faisons l'hypothèse que les distorsions que ces phénomènes font subir aux caractéristiques du courant de conduction sont faibles. Ces phénomènes modifieront principalement le temps de réponse intrinsèque de l'avalanche et l'instant d'injection dans la zone de transit ; nous en tiendrons compte dans l'évaluation de ces grandeurs.

b) Equation de base. Résolution

En adoptant les formulations habituellement utilisées mais en y incluant les paramètres  $m$  et  $\tau\gamma$  qui permettront de tenir compte de l'influence des effets de transit et de réaction de charge d'espace ( $m$  et  $\tau\gamma$  sont ici respectivement différents de 2 et 0, ce qui n'était pas le cas par exemple de l'équation de READ), on a :

$$(17) \left\{ \begin{array}{l} \tau_{\delta} = \frac{2 \delta}{v_n + v_p} \quad \text{temps de transit moyen dans la zone d'avalanche} \\ \tau_i = \frac{2 \int_0^{\delta} \exp \left( - \int_x^{\delta} (\alpha - \beta) dx' \right) dx}{m (v_n + v_p)} \quad \text{temps de réponse intrinsèque de l'avalanche} \\ M^{-1} = 1 - \int_0^{\delta} \alpha \exp \left( - \int_x^{\delta} (\alpha - \beta) dx' \right) dx \quad M \text{ facteur de multiplication} \\ E = E (t + \tau\gamma) \\ \alpha = \bar{\alpha} (E) \quad , \quad \beta = \bar{\beta} (E) \end{array} \right.$$

Notons que lorsque  $\alpha \neq \beta$  (AsGa) on a  $\tau_i = \frac{\tau\delta_i}{m}$

A partir des équations fondamentales et compte tenu des hypothèses précédentes l'équation différentielle permettant d'obtenir l'évolution du courant de conduction  $I_c (t)$  se met sous la forme suivante quand on néglige les courants de saturation

$$\frac{dI_c(t)}{dt} + (M \tau_i)^{-1} I_c = 0 \quad (18)$$

Deux programmes d'étude numérique ont été élaborés pour la résolution par une méthode itérative de cette équation : l'un concerne le traitement de diodes à l'arseniure de gallium ( $\alpha = \beta ; v_n = v_p$ ) et

l'autre le silicium. Dans les deux programmes, la résolution numérique nous permet d'obtenir l'évolution temporelle du courant de conduction à l'interface zone d'avalanche-zone de transit. Par la suite il est facile d'en déduire l'évolution du courant total  $I_T(t)$  en tenant compte du courant de déplacement  $I_D(t) = \epsilon S \frac{dE}{dt}$

### c) Discussions

Rappelons tout d'abord que la différence fondamentale entre cette méthode et celles proposées par READ et LEE est l'introduction des paramètres  $m$  et  $\tau\gamma$  pour tenir compte des effets de transit dans la zone d'avalanche. Nous déterminons ces paramètres en effectuant une étude comparative entre l'évolution temporelle du courant de conduction déduite de l'équation (18) (pour des valeurs "prédites" de  $m$  et  $\tau\gamma$ ) et celle obtenue dans des conditions analogues à partir du modèle général. De par leur définition, les paramètres  $m$  et  $\tau\gamma$  dépendent essentiellement des caractéristiques de la zone d'avalanche (dont notamment l'épaisseur), du type de matériau (par l'intermédiaire des taux d'ionisation) et des conditions de fonctionnement (champs appliqués, fréquence, etc...). En pratique les nombreux essais effectués montrent que, pour une diode S.D.R. et pour des fréquences variant de la bande X à la bande Q, les valeurs de  $m$  sont comprises entre 2,8 et 3,2 tandis que  $\tau\gamma$  est voisin de  $-\tau\delta/9$  ; particulièrement en régime grand signal où l'influence des phénomènes est plus marquée on peut prendre une valeur moyenne de  $m$  égale à 2,8. Rappelons que dans le modèle de READ les valeurs correspondantes de  $m$  et  $\tau\gamma$  étaient respectivement  $m = 2$  et  $\tau\gamma = 0$ .

Dans le cas de diode D.D.R., un élément important révélé par cette étude est le comportement très différent de la zone d'avalanche qui se traduit par des retards angulaires largement supérieurs à  $\pi/2$  et nettement plus élevés que dans le cas de diodes S.D.R. tant en régime linéaire que non linéaire. Ceci résulte du fait que l'épaisseur équivalente de la zone d'avalanche est comparativement plus grande pour les diodes D.D.R.. Notons que la transition PN, qui est localisée au centre de la structure et est nécessairement non abrupte, contribue à cet élargissement de la zone d'avalanche. Ainsi dans la bande

Q, la valeur de  $\tau\gamma$  est de l'ordre de  $-\tau\delta/4$ . A titre d'exemple sur une diode D.D.R. symétrique au Silicium avec  $N_A = N_D = 4 \cdot 10^{16} \text{ At/cm}^3$  et  $\delta \approx 0,6 \mu$ ; cette valeur de  $\tau\gamma$  entraînera à 36 GHz un déphasage supplémentaire pour la composante fondamentale du courant de conduction égal à  $\omega\tau\gamma \approx 23^\circ$ . Cet effet implicitement négligé dans les théories précitées justifie en grande partie, comme nous allons voir par la suite, le fait que les angles de transit optimaux soient plus faibles que ceux prévus par une théorie classique.

En résumé cette méthode, dont le degré de validité sera précisé par la suite, s'applique au traitement en régime non linéaire de la zone d'avalanche; elle tient compte :

- des non linéarités des taux d'ionisation
- des effets de transit (réaction de charge d'espace et durée de transit) par l'introduction de paramètres correctifs  $m$  et  $\tau\gamma$

#### II.4. 2.1.3 Méthode II

##### a) Hypothèses. Définitions

Cette méthode dérive du modèle de KUVAS et Coll [18]. Elle se différencie principalement de la méthode I par : la façon de tenir compte de la réaction de charge d'espace et sa possibilité d'analyser l'influence des phénomènes de diffusion. L'hypothèse de base est d'admettre que l'influence de la réaction de charge d'espace est faible mais non négligeable. De ce fait on admet en première approximation que les distorsions qu'elle entraîne sur les caractéristiques du courant de conduction sont similaires en régime statique et en régime dynamique. A partir de ces considérations et de l'étude des équations fondamentales en régime statique, KUVAS montre que la réaction de charge d'espace entraîne

- une modification du temps de réponse intrinsèque de l'avalanche  $\tau_i$  qu'on peut évaluer en introduisant un facteur correctif  $K$  tel :

$\tau_1 = K\tau$ ,  $\tau$  étant le temps de réponse antérieurement déterminé par LEE [17]

- l'apparition d'un terme réactif  $\frac{\lambda dE}{dt}$  dans l'équation différentielle du courant de conduction.

Les expressions de  $K$  et  $\lambda$  sont essentiellement fonction du type de jonction et de matériau ainsi que des taux d'ionisation A l'avalanche ( $M^{-1} \rightarrow 0$ ) on a [ ] :

$$(19) \left\{ \begin{aligned} K &= \frac{(v_n + v_p)^2}{v_n + v_p} \frac{\alpha\beta}{(\alpha-\beta)^2} \left[ \frac{\alpha+\beta}{\alpha-\beta} \text{Log} \frac{\alpha}{\beta} - 2 \right] \\ \lambda &= \frac{\alpha'-\beta'}{\alpha-\beta} \left\{ \frac{\frac{\alpha\beta}{(\alpha-\beta)^2} (\text{Log} \frac{\alpha}{\beta})^2 - 1}{\frac{\alpha+\beta}{\alpha-\beta} \text{Log} \frac{\alpha}{\beta} - 2} + \frac{1}{4} \text{Log} \frac{\alpha}{\beta} \left( \frac{\alpha+\beta}{\alpha-\beta} - \frac{v_n - v_p}{v_n + v_p} \right) \right\} \end{aligned} \right.$$

où  $\alpha'$  et  $\beta'$  sont les dérivées premières de  $\alpha$  et  $\beta$  par rapport au champ électrique statique.

Notons que  $\lambda$  est généralement faible et quasiment négligeable dans le cas de l'AsGa.

Le même procédé d'analyse permet d'évaluer l'augmentation (facteur correctif  $K_{diff}$ ) du temps de réponse qui résulte de l'influence de la diffusion. Ainsi la correction totale due à la réaction de charge d'espace et à la diffusion est  $K_T = K + K_{diff}$  [90].

#### b) Equation de base. Résolution

A partir des hypothèses et définitions précédentes l'équation de base qui donne l'évolution du courant moyen de conduction s'écrit [18] (en supposant le courant de saturation négligeable) :

$$\frac{dI_c}{dt}(t) + \left[ (M\tau_i)^{-1} - \frac{\lambda dE}{dt} \right] I_c = 0 \quad (20)$$

Un programme numérique a été mis au point pour la résolution de cette équation. Il détermine comme précédemment (dans la méthode I) les grandeurs macroscopiques caractéristiques de la zone d'avalanche.

### c) Intérêts de la méthode

La méthode que nous venons de décrire tient compte, à l'image de la méthode I, des principaux mécanismes physiques qui agissent dans la zone d'avalanche. A la différence de la méthode I elle peut être utilisée pour le traitement de dispositifs où l'influence de la diffusion est importante. Par ailleurs la formulation analytique notamment de l'influence de la réaction de charge d'espace en rend plus aisée la compréhension physique.

## II.4.2.2. Zone (s) de transit et diode complète

Rappelons que dans la zone de transit l'ionisation est négligeable. Les porteurs qui y sont injectés se déplacent sous l'action d'un champ électrique  $E(x,t)$ . On connaît par ailleurs, en raison du principe de conservation, l'évolution temporelle du courant total qui est identique à celle déterminée dans la zone d'avalanche. En conséquence, pour accéder aux grandeurs macroscopiques caractéristiques de cette zone, le principal problème est de déterminer la distribution du champ électrique  $E(x,t)$ . Une telle détermination doit tenir compte d'une part des principaux mécanismes physique contribuant à modifier le champ électrique lors de la propagation des porteurs et d'autre part des conditions nécessaires à cette propagation.

### II.4.2.2.1 Analyse qualitative du comportement de la zone de transit

A la différence de la zone d'émission, le champ



électrique total peut ici devenir faible voir nul. Pour l'analyse des phénomènes à un instant  $t_0$  considéré, la condition de fonctionnement du dispositif permet de scinder la zone de transit d'une diode S.D.R. en deux régions (fig. II.3) : la zone désertée proprement dite ( $n \neq N_D$ ) d'épaisseur  $W(t_0) - \delta$  et une zone non désertée ( $n \neq N_D$ ) d'épaisseur  $W_s - W(t_0)$  où le champ électrique résiduel  $E_s(t_0)$  a pour rôle d'assurer le déplacement des porteurs vers le substrat.

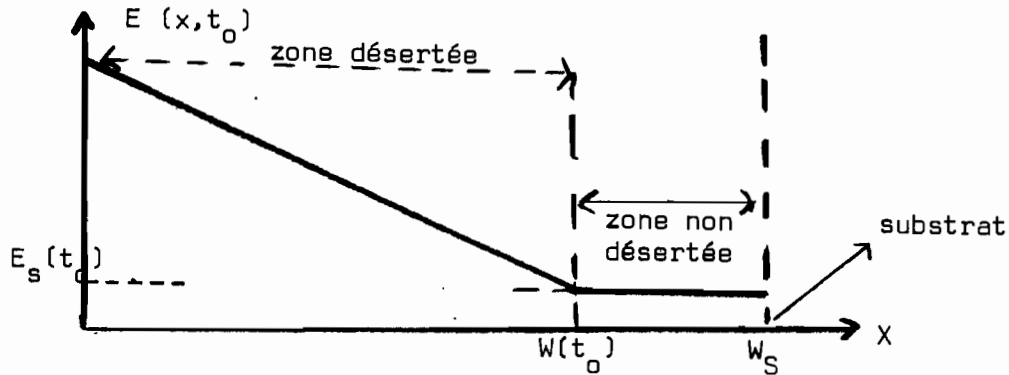


Figure II.3 : Modèle d'étude de la diode S.D.R

Analysons les différents phénomènes qui se produi-

sent dans ces deux zones :

- zone désertée  
.....

Tout d'abord cette zone est le siège de phénomènes déjà décrits dans la zone d'émission : réaction de charge d'espace, effets de diffusion, effets liés à la durée de transit qui conditionnent par ailleurs l'existence d'une résistance négative. Concernant la réaction de charge d'espace, son influence est ici nettement plus importante en raison notamment de l'épaisseur plus grande de cette zone et du transit d'un seul type de porteurs (n ou p). De même les phénomènes de diffusion, en provoquant la dispersion des porteurs injectés, pourront affecter plus sévèrement les caractéristiques de propagation de ces porteurs.

En plus de ces phénomènes, l'épaisseur de la zone désertée, de par sa définition, évolue en fonction du temps. Cette modulation de largeur, qui résulte de l'influence de la tension hyperfréquence appliquée, engendrera un effet paramétrique analogue à celui qui se produit dans les diodes varactor. Qualitativement, cet effet va entraîner une modulation de la capacité équivalente à la diode et donc

introduire des non linéarités dans l'évolution temporelle du courant de déplacement. Une des conséquences de cette modulation de largeur est la modification de la réactance présentée par la diode à une fréquence considérée. Par ailleurs dans le cas de forte modulation la valeur de l'angle de transit effectif sera très différente de celle en régime de faible signal.

Enfin cette zone désertée peut comporter une région où le champ électrique n'est pas suffisamment élevé pour assurer le déplacement des porteurs à une vitesse égale à leur vitesse limite. Dans ces conditions, les porteurs se trouvant en régime de mobilité il en résultera un phénomène de modulation de la vitesse des porteurs sous l'effet du champ hyperfréquence. Mais généralement cette zone est d'épaisseur assez réduite pour qu'on puisse l'assimiler à une partie de la zone non désertée c'est à dire où règne le champ résiduel  $E_s$ .

- zone non désertée  
.....

Cette zone se comportant généralement comme une zone de collection des porteurs la réaction de charge d'espace  $y$  est nulle, la densité de porteurs  $y$  est égale au dopage ( $n = N_D$ ). Particulièrement lorsque les porteurs se déplacent en régime de mobilité à faible champ électrique ( $v = \mu E$ ), la conservation du courant total impose une dépendance linéaire entre le courant et le champ (ou la tension) résiduel. Du point de vue électrique, la zone non désertée est équivalente à une résistance "massique" dont la valeur, par l'intermédiaire de l'épaisseur de cette zone, évolue temporellement. A ce titre, de par la dissipation de puissance qu'elle engendre, elle pourrait constituer, comme nous le montrerons par la suite dans le cas de forte modulation, un élément fondamental de limitation des performances. Remarquons cependant que dans le cas particulier des diodes AsGa à haut rendement cette zone non désertée peut être le siège de phénomènes complexes ("surfing mode"), mis en évidence dans notre laboratoire par J. PRIBETICH [82] et qui contribuent, dans les diodes non confinées, à améliorer les performances. Dans notre modèle, nous admettons un passage brusque de la zone désertée à la zone non désertée ; l'appro-

ximation qui en résulte étant parfaitement justifiée à l'exception de certaines structures à l'AsGa [82]. Nous admettrons donc que la vitesse des porteurs dans la zone non désertée est aussi égale à la vitesse de déplacement de la frontière soit  $v(E) = \frac{dW}{dt}$ .

II.4. 2.2.2 Traitement de la zone de transit avec phénomènes de diffusion négligés

a) zone non désertée

Le principe de conservation du courant total à travers la structure permet d'y écrire :

$$I_T(t) = q S N_D v(E_s) + \epsilon S \frac{dE_s(t)}{dt} \quad (21)$$

Les expressions à utiliser pour  $v(E_s)$  sont celles fournies en (2) pour le silicium et en (5) pour l'AsGa. Dans ces conditions la résolution de l'équation (21) pour déterminer  $E_s(t)$  ne peut se faire que par une méthode d'itérations. Cependant, les valeurs de  $E_s(t)$  étant généralement faibles, la résolution devient nettement plus aisée quand on approxime l'évolution de la vitesse en régime de mobilité par la relation  $v(E_s) = \mu E_s$  (approximation très justifiée particulièrement pour le silicium). Avec cette approximation, on écrit l'équation (21) sous forme discrétisée ( $\Delta t = \frac{T}{N}$ ) et on en tire :

$$E_s(t) = K_1 E_s(t-\Delta t) + K_2 I_T(t) \quad (22)$$

avec  $K_1 = \frac{\epsilon S}{\epsilon S + q S N_D \mu \Delta t}$  et  $K_2 = \frac{\Delta t}{\epsilon S + q S N_D \mu \Delta t}$

Il suffit donc de connaître  $E_s(0)$  pour déterminer de proche en proche la configuration temporelle de  $E_s(t)$ . Cette condition initiale sur  $E_s$  est obtenue en remarquant, par un raisonnement par récurrence que :

$$E_s(N\Delta t) = K_1^N E_s(0) + K_2 \sum_{i=1}^N K_1^{N-i} I_T(i\Delta t)$$

La périodicité de  $E_s(t)$  imposant  $E_s(0) = E_s(N\Delta t)$

on tire :

$$E_s(0) = K_2 \frac{\sum_{i=1}^N K_1^{N-i} I_T(i\Delta t)}{1 - K_1^N}$$

De la connaissance de  $E_s(t)$ , on peut déduire la position de l'extrémité  $W(t)$  de la zone non désertée, sachant qu'en ce point le champ  $E(x,t)$  calculé de proche en proche dans la zone désertée doit être égal à  $E_s(t)$ . Notons évidemment que l'épaisseur  $W_s - W(t)$ , de la zone non désertée est d'autant grande, conséquemment la résistance de dissipation équivalente plus élevée, que la valeur du champ électrique résiduel est importante. Afin de donner quelques éléments d'analyse sur les sens d'évolution de  $E_s(t)$ , et donc de la résistance de dissipation, supposons notamment que la fréquence soit suffisamment faible (par exemple en bande X) pour que le courant de déplacement soit négligeable dans la zone non désertée (équation 21). Dans ces conditions, pour  $v = \mu E_s$  on obtient :  $E_s(t) = \frac{I_T(t)}{\mu q N_D S}$ . On voit donc que le champ résiduel est proportionnel au courant total et donc principalement à l'amplitude du signal hyperfréquence et au courant de polarisation. Par ailleurs il est inversement proportionnel à la mobilité  $\mu$  et au dopage  $N_D$ . Notons enfin que la vitesse de modulation de largeur de la zone  $v(E_s) = \frac{dW(t)}{dt}$  doit être égale à la vitesse des porteurs dans la zone non désertée. Il en découle une limitation fondamentale sur la valeur du courant total et par là même du signal hyperfréquence pour un courant de polarisation fixé. Nos calculs tiennent compte de cette limitation physique.

#### b) Zone désertée. Diode complète

Rappelons qu'à l'entrée de cette zone,

on connaît les évolutions temporelles du courant de conduction, du champ électrique

et du courant total. Les porteurs (électrons ou trous) s'y déplacent à vitesse constante. L'interaction champ-porteurs est décrite par l'équation de Poisson de la manière suivante :

$$\frac{\partial E(x,t)}{\partial x} = \frac{I_c (t - \frac{x-\delta}{v})}{\epsilon S v} + \frac{q}{\epsilon} N_D (x) \quad (23)$$

Pour déterminer les évolutions de  $E(x,t)$

on procède à une double discrétisation sur l'espace et sur le temps. Par la suite à partir de la connaissance des conditions aux limites, la résolution de cette équation mise sous forme d'équation aux différences permet de déterminer à chaque instant  $t$  la configuration spatiale de  $E(x,t)$  dans la zone désertée d'épaisseur  $W(t) - \delta$ .

Par la suite l'intégration spatiale du champ électrique dans les zones désertée et non désertée permet de calculer la tension aux bornes de la zone de transit  $V_t$ , puis en ajoutant  $V_a$  d'obtenir la tension totale  $V_T$ . Le même procédé est utilisé pour les diodes D.D.R. :  $V_T = V_a + V_{tn} + V_{cp}$  ( $V_{tn}$  et  $V_{cp}$  respectivement les tensions aux bornes de la zone de transit de type  $n$  et celle de type  $p$ ).

En résumé, dans le traitement de la zone de transit, les phénomènes prédominants dont nous tenons compte sont ceux liés à la modulation de largeur de la zone désertée. Les principales conséquences sont :

- une modification de l'angle de transit effectif
- l'existence d'une résistance de dissipation équivalente à la zone non désertée. On étudiera plus loin les effets de limitation, sur les caractéristiques de puissance et rendement de la diode, qui résultent de ce phénomène.

Comme on le constate, cette équation fait intervenir par exemple pour un instant  $n$  considéré les valeurs du champ électrique aux abscisses  $i$ ,  $i+1$ , et  $i-1$ . Dans notre laboratoire, pour une étude très affinée notamment des diodes à haut rendement, un programme numérique a été mis au point pour déterminer l'évolution de  $E_i^n$  par une méthode dite de double balayage [40] Cette méthode a l'avantage de minimiser les erreurs de discrétisation mais le désavantage de nécessiter des temps de calcul relativement longs. Pour notre part, nous avons préféré élaborer une méthode plus rapide qui exploite le principe de conservation du courant total : le courant total étant indépendant de  $x$ , on écrit l'équation (27) à l'abscisse  $i-1$  et on en tire  $E_i^n$  qui est à ce moment fonction de  $I_T^n$  et des valeurs du champ électrique aux abscisses précédentes (valeurs qui peuvent être aisément déterminées). L'expression  $E_i^n$  dans ces conditions devient :

$$E_i^n = \frac{1}{\epsilon S \left( \frac{v}{2\Delta x} + \frac{D}{\Delta x^2} \right)} \left\{ I_T^n + \frac{2\epsilon S D}{\Delta x^2} E_{i-1}^n - \frac{\epsilon S}{\Delta t} (E_{i-1}^n - E_{i-1}^{n-1}) - \epsilon S E_{i-2}^n \left( \frac{D}{\Delta x^2} - \frac{v}{2\Delta x} \right) - q S v N_{D_{i-1}} - q S D \left( \frac{dN_D}{dx} \right)_{i-1} \right\} \quad (28)$$

$v$  et  $D$  sont les valeurs de la vitesse et du coefficient de diffusion à l'abscisse  $i-1$ . Cette méthode permet la détermination du champ électrique dans la zone désertée; le champ résiduel dans la zone non désertée étant par ailleurs déterminée de façon similaire au cas précédent, on en déduit la tension totale aux bornes de la diode.

En résumé, la méthode que nous venons de décrire permet d'inclure aisément l'influence de la diffusion dans le traitement de la zone de transit. Elle est particulièrement bien adaptée pour l'analyse des performances des diodes que nous considérerons dans la majeure partie de nos travaux c'est à dire les diodes à profil de dopage constant. Comparativement à la méthode de double balayage elle est beaucoup plus rapide mais moins précise pour le traitement des diodes à haut rendement. En effet, dans ces structures, la différenciation des profils (plusieurs niveaux de dopage tel dans les diodes Lo.Hi.Lo) et les conditions de fonctionnement à taux de modulation élevé amplifient

les erreurs de discrétisation et rendent notre méthode un peu moins précise.

b) Quelques éléments d'analyse sur l'influence de la diffusion

La diffusion affecte essentiellement les caractéristiques de propagation des paquets de porteurs dans la structure. Comme nous l'avons précédemment signalé, son influence se traduit au niveau de la zone d'émission par une augmentation du temps de réponse intrinsèque de l'avalanche. Notons que dans les cas étudiés ici, eu égard aux amplitudes élevées du champ électrique dans la zone d'avalanche et donc aux faibles valeurs de coefficients de diffusion ( $D$  est de l'ordre de  $20 \text{ cm}^2/\text{s}$  pour l'AsGa) et aux dimensions généralement considérées pour cette zone ( $\frac{D}{v\delta} < 0,15$  pour AsGa) l'influence de cet effet est quasi négligeable [91]. Par contre dans la zone de transit l'effet de dispersion du paquet de porteurs peut être assez notable.

Dans le cas de diodes bande X à haut rendement l'influence de la diffusion est étudiée en détail dans les travaux de J. PRIBETICH [40]. En conséquence, dans la suite de ce travail, nous nous limiterons à tenir compte de cette influence quand cela s'impose pour l'obtention de performances réalistes. A titre d'exemple, nous indiquons sur la figure II.4 pour une diode bande X à l'AsGa, les évolutions de la puissance et du rendement en fonction du taux de modulation en tenant compte ou non de la diffusion. Comme on peut le remarquer sur cet exemple, l'influence de la diffusion n'est appréciable qu'à partir de valeurs de taux de modulation de l'ordre de 25 %. En régime de saturation l'influence de la diffusion se traduit par une dégradation des performances qui se chiffre ici à environ 15 % pour la puissance et le rendement utiles maxima. Rappelons que cette influence est plus ou moins importante suivant le type de structure et de matériau et les conditions de fonctionnement. Ainsi pour le silicium où les coefficients de diffusion sont plus faibles, les effets résultants sont comparativement moins importants.

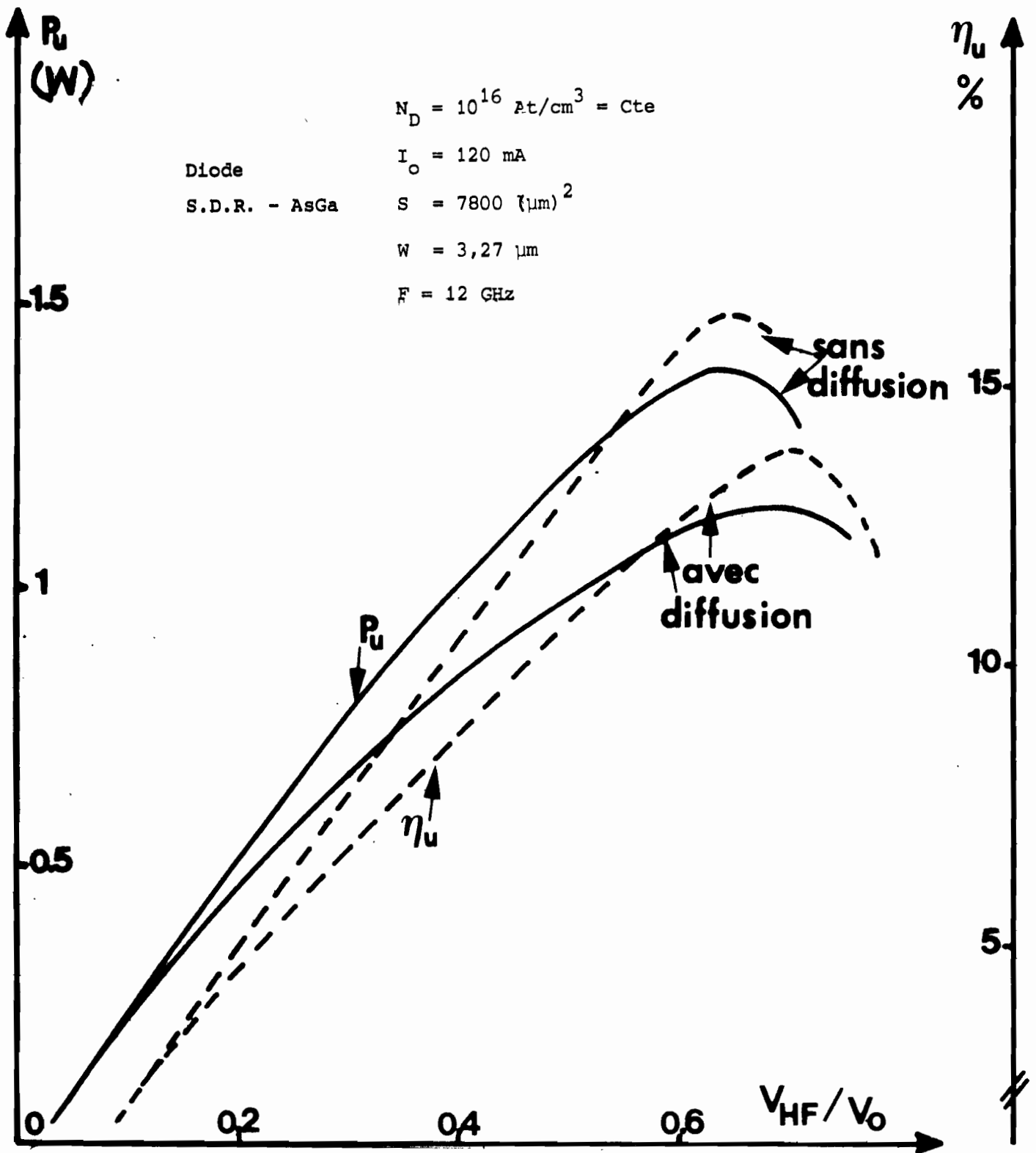


Figure II.4 : Influence de la diffusion sur la puissance utile ( $P_u$ ) et le rendement utile ( $\eta_u$ )



En résumé, dans le traitement de la zone de transit, nous négligerons les phénomènes de diffusion dans des fonctionnements à taux de modulation modérés, par contre nous les incluerons systématiquement notamment pour l'AsGa dans les études en régime de saturation.

### II.4.3. Traitement faible signal. Méthodes analytiques

#### II.4.3.1. Caractéristiques du fonctionnement faible signal

Nous nous situons dans l'hypothèse où l'amplitude du champ hyperfréquence appliqué est très faible par rapport à la valeur du champ électrique statique. Dans ces conditions l'influence de certains phénomènes physiques (effets paramétriques, non linéarités de courant et de tension) est très atténuée voire négligeable. On peut ainsi faire les approximations suivantes :

- dans l'équation différentielle de base (éq. 20), on effectue un développement limité du terme  $(M\tau_1)^{-1}$  au voisinage du champ continu d'avalanche  $E_0$ .

- dans le traitement de la zone de transit on néglige les effets liés à la modulation de largeur.

Ces approximations vont nous permettre d'élaborer des méthodes analytiques de traitement de la diode complète. L'intérêt de telles méthodes réside :

- dans la facilité et la rapidité d'accéder à une compréhension précise du rôle de différents mécanismes physiques.

- dans l'obtention dans certains cas de résultats plus exacts que les méthodes numériques où, à faibles niveaux, les erreurs liées à leur exploitation peuvent devenir relativement importantes.

### II.4.3.2. Zone d'émission

Pour obtenir, comme précédemment en fort signal, les grandeurs caractéristiques du fonctionnement nous partons de l'équation différentielle de la méthode II que nous rappelons :

$$\frac{dI_c}{dt} + \left[ (M\tau_{\pm})^{-1} - \lambda \frac{\partial E}{\partial t} \right] I_c = 0 \quad (29)$$

avec  $E = E_0 + e(t + \tau\gamma)$  et  $e(t) = E_1 \sin \omega t + \Delta E$

$\Delta E$  étant la variation du champ électrique statique résultant des effets de redressement.

Le développement du terme  $(M\tau_{\pm})^{-1}$ , limité au 2<sup>ème</sup> ordre, se met sous la forme suivante au voisinage de  $E_0$  :

$$(M\tau_{\pm})^{-1} = (M\tau_{\pm})_0^{-1} + \left( \frac{\partial (M\tau_{\pm})^{-1}}{\partial E_0} \right)_0 e(t + \tau\gamma) + \frac{1}{2} \left( \frac{\partial^2 (M\tau_{\pm})^{-1}}{\partial E_0^2} \right)_0 e^2(t + \tau\gamma)$$

posons  $a_1 = \left( \frac{\partial (M\tau_{\pm})^{-1}}{\partial E_0} \right)_0$  et  $a_2 = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial^2 (M\tau_{\pm})^{-1}}{\partial E_0^2} \right)_0$

On peut à ce moment écrire (dans l'équation (29)), en tenant compte de la condition d'avalanche.

$$(M\tau_{\pm})^{-1} - \lambda \frac{\partial E}{\partial t} = a_1 e + a_2 e^2 - \lambda \frac{\partial E}{\partial t} = D_0 - \left[ \omega D_1 \sin(\omega t + \psi_1) + 2\omega D_2 \sin(2\omega t + \psi_2) \right]$$

avec  $D_0 = a_1 \Delta E + a_2 \left[ (\Delta E)^2 + \frac{1}{2} E_1^2 \right]$

$$D_1 = E_1 \left[ \lambda^2 + \left( \frac{a_1 + 2 a_2 \Delta E}{\omega} \right)^2 \right]^{1/2}$$

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

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

$$\psi_2 = \frac{\pi}{2} - 2\omega\tau\gamma$$

L'équation différentielle (29) devient :

$$\frac{dI_c}{dt} + \left\{ D_0 - \left[ \omega D_1 \sin (\omega t + \psi_1) + 2\omega D_2 \sin (2\omega t + \psi_2) \right] \right\} I_c = 0 \quad (30)$$

Pour obtenir la solution en régime permanent de cette équation nous tenons compte des conditions suivantes

- le courant de conduction  $I_c(t)$  doit être périodique soit donc  $I_c(t) = I_c(t+T)$ . Cette condition impose que  $D_0$  soit égal à zéro, ce qui permet de déterminer la variation du champ statique  $\Delta E$ ,

$$\Delta E = - \frac{a_1}{2a_2} \left[ 1 - \left( 1 - \frac{2a_2^2}{a_1^2} E_1^2 \right)^{1/2} \right] \quad (31)$$

- la valeur moyenne sur le temps du courant de conduction soit  $\langle I_c(t) \rangle$ , doit être égale au courant continu de polarisation  $I_0$  cette condition permet de déterminer la constante d'intégration.

Compte tenu de ces éléments, la solution de (30) donnant l'évolution temporelle du courant de conduction s'écrit :

$$I_c(t) = I_0 \frac{\exp [D_1 \cos (\omega t + \psi_1) + D_2 \cos (2\omega t + \psi_2)]}{\langle \exp -[D_1 \cos (\omega t + \psi_1) + D_2 \cos (2\omega t + \psi_2)] \rangle} \quad (32)$$

Par la suite le développement en série de Fourier de  $I_c(t)$  en supposant  $D_2 \ll$  permet d'obtenir l'amplitude  $C_1$  et le déphasage  $\phi_1$  du courant de conduction par rapport au champ alternatif à la fréquence fondamentale. Soit :

$$C_1 = I_0 \frac{[4B_1^2(D_1) + D_2^2 (B_1^2(D_1) + B_3^2(D_1) + 2B_1(D_1)B_3(D_1)\cos(2\psi_1 - \psi_2)) - 4B_1D_2(B_3 + B_1)\cos(2\psi_1 - \psi_2)]^{1/2}}{B_0(D_1) - D_2B_2(D_1)\cos(2\psi_1 - \psi_2)}$$

$$\text{tg } \phi_1 = \frac{2 \cos \psi_1 - D_2 \left[ \frac{B_3(D_1)}{B_1(D_1)} \cos(3\psi_1 - \psi_2) + \cos(\psi_2 - \psi_1) \right]}{-2 \sin \psi_1 + D_2 \left[ \frac{B_3(D_1)}{B_1(D_1)} \sin(3\psi_1 - \psi_2) + \sin(\psi_2 - \psi_1) \right]} \quad (33)$$

où les  $B_n(D_1)$  sont les fonctions de Bessel modifiées de 1<sup>ère</sup> espèce d'ordre  $n$ .

Ainsi à la fréquence fondamentale, le courant de conduction généré dans la zone d'avalanche s'écrit :

$$I_{C1} = C_1 \sin(\omega t + \phi_1)$$

Par ailleurs le courant de déplacement  $I_{d1} = \epsilon S \frac{dE(t)}{dt}$  s'écrit :

$$I_{d1} = \epsilon S \omega E_1 \cos \omega t$$

Et le courant total qui traverse la structure est :

$$I_{T1} = I_{C1} + I_{d1} = C_1 \sin(\omega t + \phi_1) + \epsilon S \omega E_1 \cos \omega t \quad (34)$$

### II.4.3.3. Zone de transit et diode complète

Dans cette zone, où sont négligés les effets de modulation de largeur, les calculs pour la détermination du champ électrique et de la tension sont relativement aisés en utilisant les méthodes que nous avons détaillées par ailleurs [48][75]. En effet, connaissant la composante du courant de conduction à l'entrée de la zone de transit et en sachant qu'elle se propage avec une vitesse  $v$ , sa valeur à chaque abscisse  $x$  de la zone de transit est donnée par l'expression

$$I_{C1}(x) = C_1 e^{k_T x} \sin(\omega t + \phi_1 + k_1 x)$$

où  $K = K_r + jK_i$  est la constante de propagation, dans le cas où l'on néglige les phénomènes de diffusion on a  $K_r = 0$  et  $K_i = \frac{\omega}{v}$ . Ensuite l'utilisation de l'équation de conservation du courant total permet de calculer le champ électrique (qui est la seule inconnue de cette équation) à chaque abscisse  $x$  et enfin d'en déduire la tension aux bornes de la zone de transit puis de la diode complète.

Ainsi connaissant la tension totale  $V_{T_1}$  et le courant total  $I_{T_1}$  on en déduit l'impédance pour la pulsation  $\omega$  :

$$R_D = \frac{W-\delta}{C_1} E_1 \frac{\frac{\delta}{W-\delta} \cos \phi_1 + h_1 (v + \sin \phi_1) + h_2 \cos \phi_1}{1 + \frac{1}{v^2} + \frac{2 \sin \phi_1}{v}} \quad (35)$$

$$X_D = -\frac{W-\delta}{C_1} E_1 \left\{ \frac{-vW}{W-\delta} - \frac{vh_2 + \frac{\delta}{W-\delta} (v + \sin \phi_1) + h_2 \sin \phi_1 - h_1 \cos \phi_1}{1 + \frac{1}{v^2} + \frac{2 \sin \phi_1}{v}} \right\} \quad (36)$$

avec  $v = \frac{C_1}{\omega \epsilon S E_1}$

Rappelons que  $\delta$  et  $W$  sont respectivement les épaisseurs de la zone d'avalanche et de la diode,  $E_1$  étant l'amplitude du signal alternatif. Par ailleurs les facteurs de transport  $h_1$  et  $h_2$  s'expriment par :

- dans le cas où la diffusion est négligée :

$$(37) \quad \left\{ \begin{array}{l} h_1 = \frac{1 - \cos \theta}{\sin \theta} \\ h_2 = \frac{\sin \theta}{\theta} \end{array} \right. \quad \text{avec } \theta \text{ angle de transit } \theta = \frac{\omega(W \delta)}{v}$$

- dans le cas où on inclut dans le traitement la diffusion

$$(38) \left\{ \begin{aligned} h_1 &= \frac{K_1(W-\delta) e^{-K_r(W-\delta)} \left\{ K_r(W-\delta) \sin K_1(W-\delta) + K_1(W-\delta) \cos K_1(W-\delta) \right\}}{(K_r^2 + K_1^2)(W-\delta)} \\ h_2 &= \frac{K_r(W-\delta) e^{-K_r(W-\delta)} \left\{ K_1(W-\delta) \sin K_1(W-\delta) - K_r(W-\delta) \cos K_1(W-\delta) \right\}}{(K_r^2 + K_1^2)(W-\delta)} \end{aligned} \right.$$

Les constantes  $K_r$  et  $K_1$  sont déterminées à partir de la résolution de l'équation de continuité des porteurs en supposant un coefficient de diffusion constant [90]

$$(39) \left\{ \begin{aligned} K_r &= \left(\frac{\omega}{v}\right) \left(\frac{\omega d}{2\omega}\right) \left\{ \frac{1}{2} \left[ \left(1 + \left(\frac{4\omega}{\omega_d}\right)^2\right)^{1/2} + 1 \right] \right\}^{1/2} - 1 \\ K_1 &= \left(\frac{\omega}{v}\right) \left(\frac{\omega d}{2\omega}\right) \left\{ \frac{1}{2} \left[ \left(1 + \left(\frac{4\omega}{\omega_d}\right)^2\right)^{1/2} - 1 \right] \right\}^{1/2} \end{aligned} \right.$$

avec  $\omega_d = \frac{v^2}{D}$ .

Ainsi on note que pour  $D$  négligeable ( $\omega_d \gg \omega$ ), on a  $K_r \rightarrow 0$  et  $K_1 \rightarrow \frac{\omega}{v}$

- La puissance émise se met sous la forme :

$$P_{D1} = \frac{1}{2} (W-\delta) C_1 E_1 \left\{ \frac{\delta}{W-\delta} \cos \phi_1 + h_1 (v + \sin \phi_1) + h_2 \cos \phi_1 \right\} \quad (40)$$

REMARQUE :

Dans les expressions de l'impédance et de la puissance émise, on note que la diffusion intervient uniquement par l'intermédiaire des facteurs de transport  $h_1$  et  $h_2$ . Rappelons que notamment en oscillation, c'est le facteur  $h_1$  qui influe fortement sur les performances de puissance ; la puissance et le rendement

sont d'autant importants que  $h_1$  est élevé. Kuvás a montré [90] que pour un angle de transit voisin de sa valeur optimale ( $\theta \approx 3\pi/4$ ) la diffusion dans le silicium entraînait une réduction du facteur  $h_1$  qui pouvait atteindre 15 % pour  $0 < \omega < \omega_D$ .

## II.5. CONCLUSIONS GÉNÉRALES SUR LES MODÈLES. VALIDITÉ

Nous avons récapitulé dans le tableau n° 1 les différentes méthodes d'étude mises au point pour l'étude du comportement de la diode. Nous ne figurons pas dans ce récapitulatif la méthode de résolution générale qui, comme nous l'avons indiqué, nous a servi uniquement de référence. Le problème qui se pose est de vérifier si ces modèles sont d'une part cohérents entre eux et d'autre part assez réalistes pour décrire le comportement de la diode.

### II.5.1. Comparaison des modèles

La diode considérée dans cette comparaison est optimisée en puissance vers 35 GHz ( $N_D = 2,8 \cdot 10^{16} \text{ At/cm}^3 = C^{te}$ , diode S.D.R. au silicium d'épaisseur  $W = 1,3 \mu$ ). Nous nous intéressons à l'admittance  $Y_D$  de la diode et à la puissance utile  $P_u$  ( $P_u = P_D (1 - \frac{R_S}{|R_D|})$ ). La résistance parasite  $R_S$  est prise égale à  $0,5 \Omega$ . Sur les figures II.5 et II.6 nous avons représenté les évolutions de  $G_D$ ,  $B_D$  et  $P_u$  en fonction du taux de modulation  $V_{HF}/V_0$ .

Ces évolutions sont déduites d'une part des deux méthodes numériques (méthode I et méthode II) associées à l'étude de la zone de transit discrétisée sans diffusion et d'autre part du modèle analytique. On peut faire une double constatation qui découle directement des courbes de cet exemple : pour des taux de modulation inférieurs à environ 30 % les courbes d'admittances ou de puissances sont assez voisines ; les écarts étant en grande partie dus aux erreurs de discrétisation en faible signal dans l'étude numérique ; pour des valeurs supérieures

Tableau n° 1 : Différentes méthodes d'étude mises au point

DIODE COMPLETE							
ZONE D'EMISSION				ZONE DE TRANSIT			
Méthode de traitement	Régime étudié	Eléments spécifiques d'approximation.	Formulation des résultats	Méthode de traitement	Régime étudié	Eléments spécifiques	Formulation des résultats
Modèle analytique	faiblement non linéaire	approximation des non linéarités de courant et de tension par des développements limités	analytique	Modèle analytique	faiblement non linéaire	<ul style="list-style-type: none"> <li>- Effets paramétriques négligés</li> <li>- inclusion possible de l'influence de la diffusion</li> </ul>	analytique
Méthode I	non linéaire	approximation de la réaction de charge d'espace et du temps de transit par introduction des paramètres $m$ et $\tau_y$	numérique	discrétisation sans diffusion	non linéaire	<ul style="list-style-type: none"> <li>- Effets paramétriques et effets de limitation liés à la modulation de largeur</li> </ul>	numérique
Méthode II	non linéaire	approximation de la réaction de charge d'espace et de la diffusion à partir de la méthode décrite par Kuvas [90]	numérique	Discrétisation avec diffusion	non linéaire	<ul style="list-style-type: none"> <li>- Effets paramétriques et effets de limitation liés à la modulation de largeur</li> <li>- phénomènes de diffusion</li> </ul>	numérique



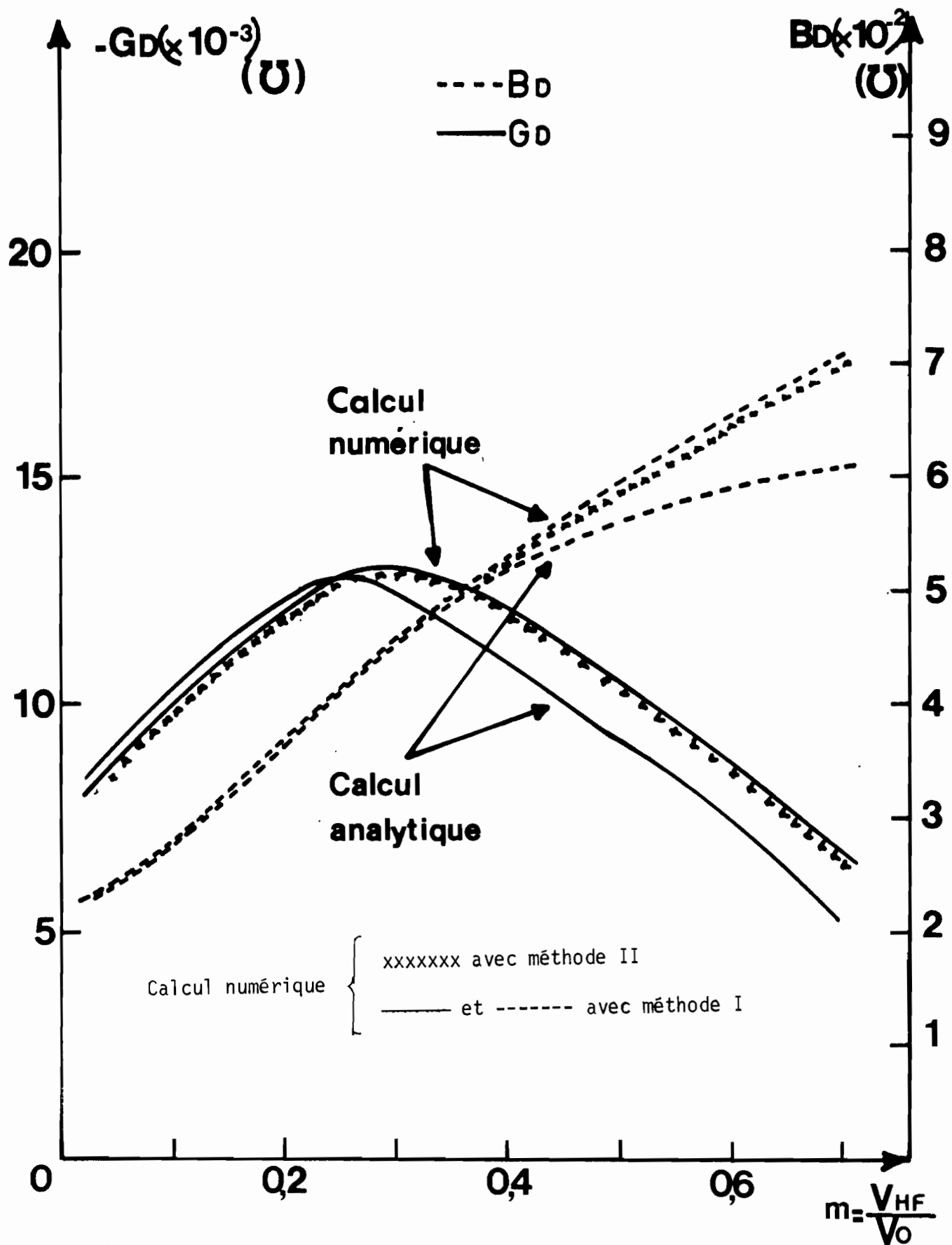
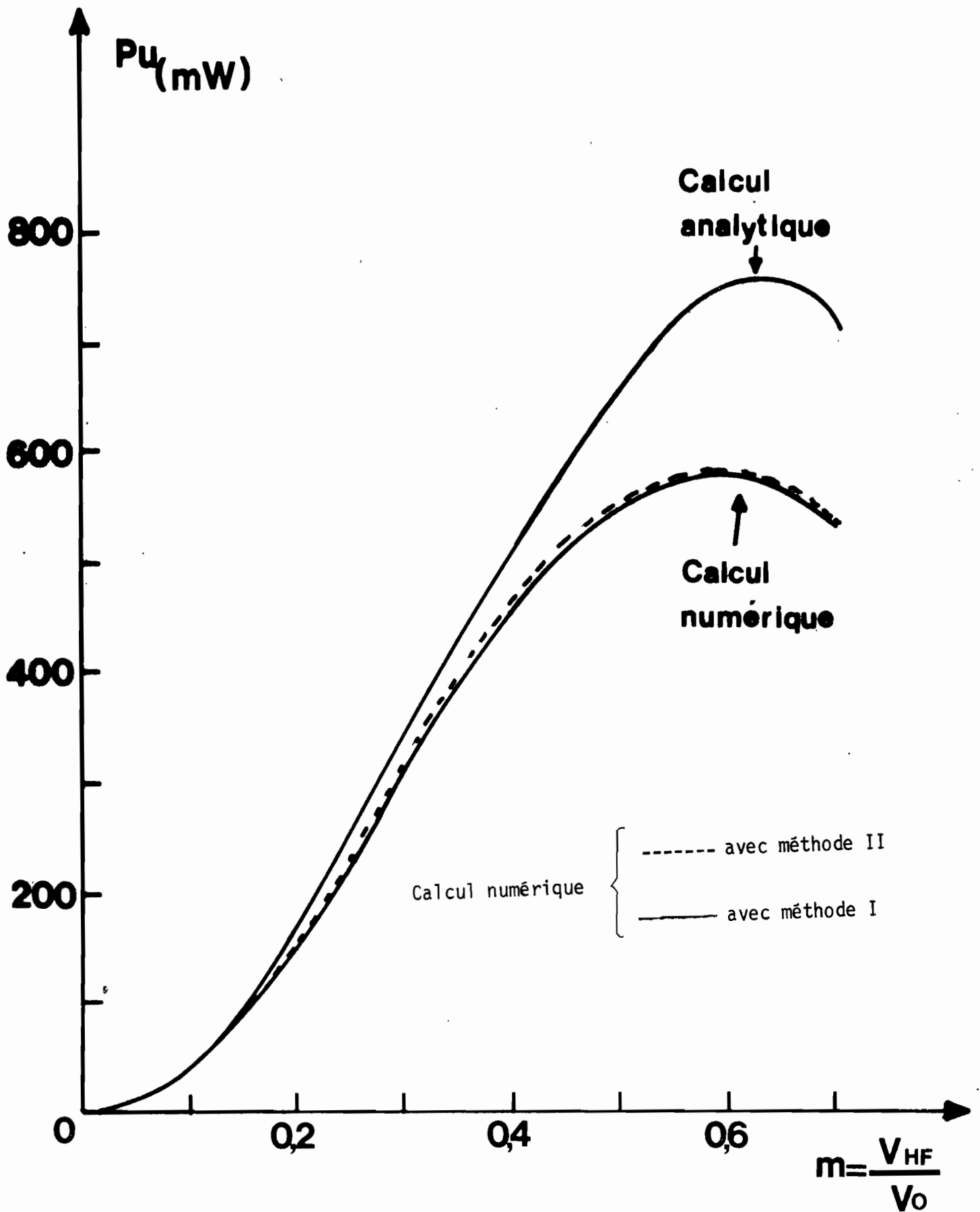


Figure II.5 Comparaison des trois méthodes de calcul sur la détermination de l'impédance de la diode en fonction de  $V_{HF}/V_0$ .  
 (Diode à simple zone de transit ;  $N_D = 2,8 \times 10^{16} \text{ At/cm}^3$  ;  $S = 2000 \mu\text{m}^2$   
 $J = 8000 \text{ A/cm}^2$  ;  $F = 34 \text{ GHz}$ )



**Figure II.6** Comparaison des trois méthodes de calcul sur la détermination de la puissance ajoutée par la diode (Diode à simple zone de transit ;  $N_D = 2,8 \times 10^{16} \text{ At/cm}^3$  ;  $S = 2000 \text{ } \mu\text{m}^2$  ;  $J = 8000 \text{ A/cm}^2$  ;  $F = 34 \text{ GHz}$ )

de taux de modulation on observe des écarts de plus en plus importants. De cette double constatation, qui n'est autre qu'une confirmation de l'analyse phénoménologique que nous avons faite sur le comportement de la diode, on peut tirer les enseignements suivants :

- à faible signal, nos approximations concernant notamment les non linéarités du taux d'ionisation et les effets paramétriques sont parfaitement justifiées. Jusqu'à des taux de modulation de l'ordre de 30 % le modèle analytique est suffisamment précis pour décrire le comportement de la diode.

- à fort signal, les effets précédents constituent des facteurs importants de détérioration des performances dont il est capital de tenir compte. C'est ainsi qu'ici ils contribuent à une dégradation de l'ordre de 25 % sur la puissance utile et de 15 % sur la conductance quand le taux de modulation a sa valeur optimale  $\frac{V_{HF}}{V_0} \approx 0,61$

- les méthodes I et II sont parfaitement cohérentes voire équivalentes pour le traitement de dispositifs où les phénomènes de diffusion ont une influence négligeable. De ce fait, vue la facilité d'exploitation de la méthode I, cette méthode associée au traitement discrétisé de la zone de transit sera utilisée pour la majeure partie de nos études en régime non linéaire.

La méthode II permet, rappelons le, de tenir compte de la diffusion dans la zone d'émission. Par ailleurs, la méthode analytique qui en est déduite servira pour toute l'étude en faibles signaux..

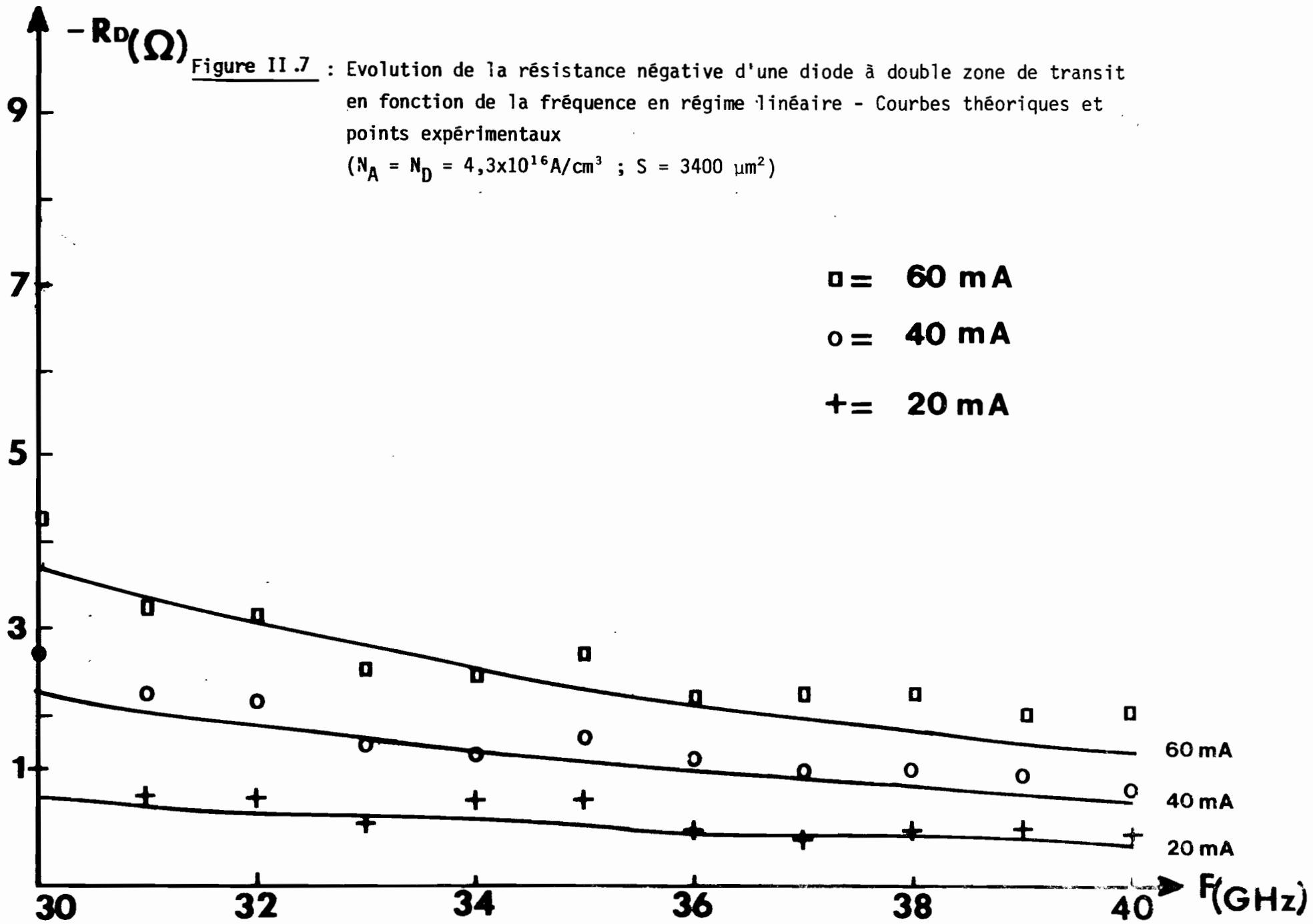
En résumé cet exemple nous aura permis de montrer la cohérence de nos différents modèles théoriques et aussi d'avoir une estimation de la limite de validité du modèle analytique. Il nous faut maintenant vérifier si, quantitativement, les résultats déduits de ces modèles sont réalistes comparativement à des réalisations expérimentales.

## II.5.2. Comparaison théorie - expérience

Une bonne partie de cette étude comparative sera axée sur les diodes à deux zones de transit au silicium (diodes D.D.R) avec l'objectif suivant : tester de manière générale la validité de nos modèles théoriques et vérifier en particulier la conclusion théorique relative au comportement moins non linéaire de ces composants. Nous insisterons plus particulièrement sur les résultats de la bande Q.

En régime linéaire nous donnons sur la figure II,7 les évolutions théoriques et expérimentales de la résistance  $R_D$  en fonction de la fréquence pour différents courants de polarisation. Les caractéristiques estimées de la diode sont indiquées sur la figure. La diode est symétrique ( $N_A = N_D$ ) et à ce propos la détermination des dopages moyens est effectuée avec un appareil de mesure réalisé par PLAYEZ [92]. Les mesures d'impédance ont été effectuées à partir d'une méthode mise au point dans notre laboratoire [36] et qui est détaillée dans la thèse de DE JAEGER [93]. Signalons cependant que cette méthode est d'autant plus précise que le courant de polarisation est faible ; ceci explique ici l'utilisation de faibles valeurs de courants de polarisation  $I_0$ . On note sur cet exemple un accord très satisfaisant quant aux valeurs théoriques et expérimentales de la résistance  $R_D$ . De manière générale, eu égard aux diverses autres comparaisons effectuées [93], compte tenu des imprécisions de la mesure et de la difficulté d'une évaluation précise des dimensions géométriques de la diode on peut estimer que notre modèle analytique est suffisamment valable et par là même assez réaliste pour le traitement du régime linéaire.

Pour le fonctionnement en régime non linéaire indiquons tout d'abord dans les tableaux n°2 et n°3 les valeurs théorique et expérimentale de la puissance et du rendement utiles maxima obtenues avec différentes diodes dans les bandes X ( $\sim 8-12$  GHz) et E (60 - 90 GHz). Dans l'évaluation théorique des caractéristiques de puissance des diodes nous admettons que leur profil de champ électrique est juste confiné à l'avalanche c'est à dire que la zone désertée touche le substrat



$W_S$  ; la valeur de  $W_S$  est telle que la capacité équivalente  $C = \epsilon S/W_S$  est voisine de la valeur mesurée expérimentalement de la capacité à l'avalanche  $C_a$ . Cette approximation est validée voire améliorée dans une comparaison des valeurs des tensions continues de fonctionnement. Dans la bande X, la résistance série parasite est prise égale à  $0,5 \Omega$ , valeur qui correspond en moyenne à nos mesures expérimentales [47] [94]. Quant aux diodes bande E du type T74, les mesures révèlent des valeurs très faibles voire quasi nulles pour la résistance série, d'où la difficulté de son estimation (ces diodes ont un substrat très mince). Evidemment ceci constitue une importante cause d'imprécisions étant donné les valeurs assez faibles des résistances négatives présentées par ces diodes eu égard l'augmentation de la fréquence. Nous avons adopté ici pour nos déterminations théoriques,  $R_s \approx 0,1 \Omega$ . Nous indiquons également dans ces tableaux les valeurs optimales correspondantes des taux de modulation  $m$  (rapport tension hyperfréquence  $V_{HF}$  sur tension continue  $V_0$ ).

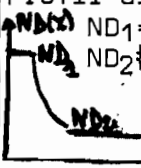
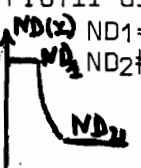
Diodes	Paramètres déduits pour les calculs théoriques	conditions de fonctionnement	Performances expérimentales	Performances théoriques
78Z13 $C_a = 0,52 \text{ pF}$ $V_a \approx 55 \text{ volts}$	Profil uniforme $ND = 1,2 \cdot 10^{16} \text{ At/cm}^3$ $S = 13470 (\mu\text{m})^2$ $W_S = 2,9 \mu\text{m}$	$F = 8,25 \text{ GHz}$ $I_0 = 82,5 \text{ mA}$	$P_u = 717 \text{ mW}$ $\eta_u \approx 12 \%$	$m = 0,45$ $P_u = 761 \text{ mW}$ $\eta_u \approx 13,9 \%$
19PP3 $C_a = 0,33 \text{ pF}$ $V_a = 58,5 \text{ volts}$	Profil uniforme $ND = 1,1 \cdot 10^{16} \text{ At/cm}^3$ $S = 9300 (\mu\text{m})^2$ $W_S = 3,1 \mu\text{m}$	$F = 8,5 \text{ GHz}$ $I_0 = 100 \text{ mA}$	$P_u = 1 \text{ W}$ $\eta_u \approx 12,5 \%$ (moyen) $\eta_{uM} = 15 \%$	$m = 0,56$ $P_u = 1,17 \text{ W}$ $\eta_u = 17 \%$
42Z8 $C_a = 0,367 \text{ pF}$ $V_a = 50 \text{ volts}$	Profil uniforme $ND = 1,35 \cdot 10^{16} \text{ At/cm}^3$ $S = 8900 (\mu\text{m})^2$ $W_S = 2,67 \mu\text{m}$	$F = 10,8 \text{ GHz}$ $I_0 = 45 \text{ mA}$	$P_u = 330 \text{ mW}$ $\eta_u = 12 \%$	$m = 0,45$ $P_u = 358 \text{ mW}$ $\eta_u = 13 \%$
25AA1 $C_a = 0,133 \text{ pF}$ $V_a = 85 \text{ volts}$	Profil différencié Hilo  $ND_1 = 2,5 \cdot 10^{16} \text{ At/cm}^3$ $ND_2 = 5 \cdot 10^{14} \text{ At/cm}^3$ $S = 7600 (\mu\text{m})^2$ $W_S = 5,7 \mu\text{m}$	$F = 7 \text{ GHz}$ $I_0 = 26 \text{ mA}$	$P_u = 380 \text{ mW}$ $\eta_u = 17,5 \%$	$m = 0,548$ $P_u = 460 \text{ mW}$ $\eta_u = 24 \%$
4PP15 $C_a = 0,1 \text{ pF}$ $V_a = 70 \text{ volts}$	Profil différencié Hilo  $ND_1 = 3,45 \cdot 10^{16} \text{ At/cm}^3$ $ND_2 = 5 \cdot 10^{14} \text{ At/cm}^3$ $S = 5170 (\mu\text{m})^2$ $W_S = 5,7 \mu\text{m}$	$F = 7,45 \text{ GHz}$ $I_0 = 21 \text{ mA}$	$P_u = 295 \text{ mW}$ $\eta_u \approx 20 \%$	$m = 0,54$ $P_u = 316 \text{ mW}$ $\eta_u = 24,7 \%$

Tableau n° 2 : Performances diode S.D.R  
AsGa en bande X

Diodes	Paramètres déduits pour les calculs théoriques	conditions de fonctionnement	Performances expérimentales	Performances théoriques
T74-1J Ca = 0,54 pF Va = 16,6 volts	Profil uniforme N = 1,2 10 <sup>17</sup> At/cm <sup>3</sup> S = 3125 (μm) <sup>2</sup> W <sub>n</sub> = 0,34 μm W <sub>p</sub> = 0,38 μm	F = 85,8 GHz I <sub>o</sub> = 170 mA	Pu = 100 mW ηu # 2,55 %	m = 0,44 Pu = 180mW ηu = 4,7 %
T74-2J Ca = 0,54 pF Va = 16,6 volts	Profil uniforme N = 1,2 10 <sup>17</sup> At/cm <sup>3</sup> S = 3125 (μm) <sup>2</sup> W <sub>n</sub> = 0,34 μm W <sub>p</sub> = 0,38 μm	F = 77,8 GHz I <sub>o</sub> = 190 mA	Pu = 280 mW ηu = 6,5 %	m = 0,5 Pu = 300mW ηu = 7 %
T74-5J Ca = 0,54 pF Va = 16,6 volts	Profil uniforme N = 1,2 10 <sup>17</sup> At/cm <sup>3</sup> S = 3125 (μm) <sup>2</sup> W <sub>n</sub> = 0,34 μm W <sub>p</sub> = 0,38 μm	F = 75,2 GHz I <sub>o</sub> = 185 mA	Pu = 244 mW ηu = 5,9 %	m = 0,52 Pu = 297mW ηu = 7,1 %

Tableau n°3 : Performances diodes D.D.R.-Si symétriques

$$\text{bande E } N_A = N_D = \bar{N}$$

Signalons enfin que dans ces tableaux l'évaluation des paramètres de la diode s'avère toujours difficile car les erreurs de mesure rendent nécessaires de nombreux "recoupements" sur les mesures ou déterminations de : la tension d'avalanche et de fonctionnement, la capacité à l'avalanche, la résistance quasi-statique, le dopage, la carte de champ statique et la surface effective. De par le principe de cette détermination, les imprécisions peuvent rester notables dans certains cas.

Concernant les résultats de la bande X (tableau n° 2) on peut noter que l'écart entre la théorie et l'expérience est plus important pour les diodes à profils de dopage différenciés (type Hi-lo). Ceci peut résulter en grande partie : de l'influence des courants parasites injectés (courant de saturation [95], courant "tunnel" [85]) que nous avons négligée et qui peut être assez prononcée dans ces types de structure ; d'un confinement de la diode ou de l'existence de modes de fonctionnement[40]. Dans le cas des diodes bande X à profils de dopage uniformes, les résultats expérimentaux sont très proches des estimations déduites de nos modèles théoriques. En résumé, compte tenu par ailleurs des motifs d'imprécision précédemment

signalées, on peut très justement estimer en bande X que l'accord entre la théorie et l'expérience est assez satisfaisante. Pour les résultats de la bande E on peut tirer la même conclusion pour les diodes T74-2J et T74-5J ; par contre pour la diode T74-1J, qui a comme les autres un profil de dopage uniforme, l'écart entre la théorie et l'expérience est assez important. Pour mieux expliquer cet écart nous allons au préalable analyser l'étude comparative, plus détaillée pour les diodes DDR bande Q à profils de dopage uniformes, présentée dans le tableau n° 4.

Dans ce tableau nous indiquons en plus les valeurs théoriques correspondantes des impédances ( $Z_D = R_D + jX_D$ ) présentées par la jonction semiconductrice. Compte tenu des imprécisions sur les valeurs expérimentales de résistance série parasite  $R_S$  des diodes étudiées ici, nous avons évalué les puissances et rendements utiles pour deux valeurs extrêmes de  $R_S$  : dans le cas de diodes à substrat aminci la résistance  $R_S$  est comprise entre 1 et 1,5  $\Omega$  ; dans les autres cas de diodes la valeur de  $R_S$  est comprise entre 1,5 et 2  $\Omega$  . Les performances expérimentales sont à comparer aux valeurs théoriques dans la marge d'estimation ainsi définie à partir de ces valeurs de  $R_S$ . Sur cette étude comparative on peut faire la remarque suivante : comme on le constate, les valeurs des résistances  $|R_D|$  sont faibles pour le régime de saturation (valeurs typiquement voisines de 2,5  $\Omega$  pour les diodes D.D.R. bande Q et encore plus inférieures en bande E) et de ce fait toutes les imprécisions tant sur la résistance  $R_S$  que sur les dimensions réelles de la diode (épaisseurs, section) influent fortement sur les performances par l'intermédiaire du rapport  $R_S/|R_D|$ . C'est ainsi par exemple que pour la diode E114-2I la puissance utile estimée varie de 85 mW pour  $R_S = 2 \Omega$  à 155 mW pour  $R_S = 1,5 \Omega$  soit une majoration de l'ordre de 100 %. Nous pensons que ces imprécisions notamment sur les valeurs de  $R_S$  contribuent en grande partie à justifier pour certains cas, tant dans la bande Q (diode E176-4B par exemple) qu'encore plus en bande E (diode T74-1J), les écarts relativement importants entre certains résultats expérimentaux et les prévisions théoriques. Mais comme on le remarque pour la majorité des diodes, l'accord est assez satisfaisant. En résumé



Diodes	Tension d'avalanche (volts)	Capacité à l'avalanche (pF)	Section de la diode ( $\mu\text{m}^2$ )	Dopage moyen ( $10^{16}\text{At}/\text{cm}^3$ )	courant de polarisation (mA)	Performances expérimentales Pu en mW (puissance utile) F en GHz (fréquence)	Performances théoriques	
							Impédance $Z_D$ en $\Omega$	$\eta$ en % taux de modulation
T <sup>56</sup> IV-2E	44	0,16	3300	2,5	60	$\left\{ \begin{array}{l} F = 29 \\ Pu \rightarrow 200-260 \\ \eta \# 6-8 \end{array} \right.$	$R_S=1 \left\{ \begin{array}{l} F = 29 \\ m = 0,43 \\ Z_D = -2,6-34j \\ Pu = 320 \quad \eta = 10,7 \end{array} \right. \quad R_S=1,5$	$\left\{ \begin{array}{l} F = 29 \\ m = 0,37 \\ Z_D = -3-34,6j \\ Pu = 220 \quad \eta = 7, \end{array} \right.$
T <sup>48</sup> IV-D	29,6	0,24	3300	4	120	$\left\{ \begin{array}{l} F \rightarrow 39-40 \\ Pu \rightarrow 240 \\ \eta \# 5,6 \end{array} \right.$	$R_S=1 \left\{ \begin{array}{l} F = 40 \\ m = 0,4 \\ Z_D = -2,1-18,8j \\ Pu = 385 \quad \eta = 8,2 \end{array} \right. \quad R_S=1,5$	$\left\{ \begin{array}{l} F = 40 \\ m = 0,34 \\ Z_D = -2,4-19j \\ Pu = 229 \quad \eta = 4, \end{array} \right.$
E 192-A	31	0,27	3100	4	130	$\left\{ \begin{array}{l} F \rightarrow 39-40 \\ Pu \rightarrow 210 \text{ à } 270 \\ \eta \# 5 \end{array} \right.$	$R_S=1,5 \left\{ \begin{array}{l} F = 40 \\ m = 0,39 \\ Z_D = -2,67-19,9j \\ Pu = 337 \quad \eta = 6,7 \end{array} \right. \quad R_S=2$	$\left\{ \begin{array}{l} F = 40 \\ m = 0,33 \\ Z_D = -3-20j \\ Pu = 211 \quad \eta = 4 \end{array} \right.$
E 173-13N	26	0,245	3000	5	140	$\left\{ \begin{array}{l} F = 42 \\ Pu = 180 \\ \eta \# 4 \end{array} \right.$	$R_S=1,5 \left\{ \begin{array}{l} F = 42 \\ m = 0,34 \\ Z_D = -2,43-16,8j \\ Pu = 216 \quad \eta = 4,5 \end{array} \right. \quad R_S=2$	$\left\{ \begin{array}{l} F = 42 \\ m = 0,266 \\ Z_D = -2,84-17j \\ Pu = 120 \quad \eta = 2,5 \end{array} \right.$
E 176-4B	25	0,32	3250	5,5	180	$\left\{ \begin{array}{l} F \rightarrow 39-42 \\ Pu = 100 \\ \eta = 2 \end{array} \right.$	$R_S=1,5 \left\{ \begin{array}{l} F = 40 \\ m = 0,3 \\ Z_D = -2,46-14,6j \\ Pu = 205 \quad \eta = 3,6 \end{array} \right. \quad R_S=2$	$\left\{ \begin{array}{l} F = 40 \\ m = 0,24 \\ Z_D = -2,94-15j \\ Pu = 118 \quad \eta = 2 \end{array} \right.$
E 114-2I	31	0,32	3400	4	150	$\left\{ \begin{array}{l} F \rightarrow 33-36 \\ Pu = 100 \end{array} \right.$	$R_S=1,5 \left\{ \begin{array}{l} F = 36 \\ m = 0,266 \\ Z_D = -2,45-16,2j \\ Pu = 154 \quad \eta = 2,9 \end{array} \right. \quad R_S=2$	$\left\{ \begin{array}{l} F = 36 \\ m = 0,2 \\ Z_D = -2,9-16,5j \\ Pu = 83 \quad \eta = 1, \end{array} \right.$

Diodes à substrat aminci

TABLEAU N° 4 : Performances diodes DDR-Si symétriques bande Q

concernant l'étude intrinsèque d'une diode A.T.T dont les paramètres physiques sont "connus", nous pouvons raisonnablement estimer que nos modèles numériques sont suffisamment exacts pour l'analyse des phénomènes physiques et la détermination des grandeurs caractéristiques de la diode en régime fortement non linéaire.

### II.5.3. Conclusions générales

L'étude développée dans ce chapitre nous a permis de présenter différentes méthodes de traitement de diode A.T.T, méthodes qui ont par ailleurs soit des degrés d'approximation soit des objectifs différents. Ainsi suivant les conditions de fonctionnement (en faible ou fort signal) ou l'importance des différents phénomènes physiques telle la diffusion, ces méthodes visent à décrire de la façon la plus exacte et la plus rapide possible le comportement de la diode à avalanche. Dans une étude comparative nous avons pu tester non seulement la cohérence de ces méthodes entre elles mais surtout leur validité quant à l'évaluation des caractéristiques de puissance de la diode. A ce titre et par leur facilité de mise en oeuvre, elles constituent de puissants instruments d'analyse pour entreprendre :

- une analyse à la fois rapide et suffisamment exhaustive de l'influence des nombreux paramètres qui interviennent dans le fonctionnement de la diode à avalanche. Par leur "souplesse" ces méthodes permettent de tenir compte de la plupart des phénomènes physiques inhérents au processus de génération par avalanche et au transit des porteurs libres.

- une étude prospective réaliste des performances des diodes A.T.T. dans diverses applications telles l'oscillation, l'amplification, la multiplication de fréquence, etc...

Nous nous proposons dans le chapitre suivant d'appliquer ces méthodes pour l'optimisation des performances de la diode A.T.T. en régime d'oscillation. Elles seront également utilisées pour notre étude en amplification.

## CHAPITRE III

### EFFETS DE LIMITATION EN FRÉQUENCE

### OPTIMALISATION DES CARACTÉRISTIQUES DU

### COMPOSANT

Comme nous l'avons signalé dans le premier chapitre, l'un des grands avantages des diodes A.T.T. sur les autres composants à l'état solide réside dans la possibilité d'obtenir des puissances élevées.

L'étude décrite dans ce chapitre vise l'optimisation des caractéristiques d'une diode à avalanche fonctionnant en mode A.T.T. ; plus particulièrement nous nous intéressons au domaine spécifique des composants double drift en ondes millimétriques.

Dans ce domaine, nous analyserons quelques effets de limitation en fréquence inhérents aux dispositifs A.T.T. en insistant particulièrement sur un effet que nous avons mis en évidence et qui nous paraît avoir une influence déterminante : il s'agit de la modulation de vitesse des porteurs à champ électrique élevé qui intervient quand la période devient de l'ordre du temps de relaxation en énergie.

### III.1. EFFETS DE LIMITATION EN FREQUENCE

#### *III.1.1. Rappel de quelques effets*

Le premier effet de limitation que nous rappelons est celui imposé par la réaction de charge d'espace et qui se traduit par l'existence d'une valeur maximale pour le courant de polarisation et le champ électrique alternatif et donc pour la puissance :  $Pf^2X = K$  où  $P$  est la puissance maximum que peut délivrer la diode ;  $f$  est la fréquence d'oscillation ;  $X$  est la réactance de la diode qui peut être approximée à forts niveaux par  $-\frac{1}{C\omega}$  ( $C = \frac{\epsilon S}{W}$  capacité de la diode) ;  $K$  est une constante qui dépend essentiellement des caractéristiques du matériau et de la température de fonctionnement. Compte tenu qu'en pratique les valeurs possibles, sans pertes appréciables, des réactances de charge réalisables sont sensiblement constantes en fonction de la fréquence, il en résulte que la puissance maximum est une fonction rapidement décroissante de la fréquence. Ce phénomène est très largement détaillé dans les travaux de Deloach [61].

Les influences des résistances parasites sont nettement plus marquées. En effet ces résistances de perte ont des valeurs plus élevées en raison notamment de l'effet de Peau et de la diminution des valeurs des sections des composants imposée par la nécessité de conserver une réactance constante. J.R. GRIERSON et S. O'HARA [96] ont étudié ces limitations sur le rendement d'une diode A.T.T. en montrant notamment qu'elles entraînaient une diminution de la valeur du taux de modulation optimum.

L'influence de courants parasites injectés a été étudiée en particulier par GRIERSON et O'HARA (courant de saturation) et dans notre laboratoire par M. CHIVE [85] (courant tunnel). Elle peut devenir très importante en haute fréquence et entraîner une dégradation de la phase d'injection d'autant que les températures de fonctionnement sont plus élevées et que les dopages et les champs électriques sont plus grands.

Un autre effet de limitation qui peut devenir important en haute fréquence résulte de la saturation du taux d'ionisation aux champs électriques élevés. En effet la puissance et le rendement étant des fonctions croissantes de la dérivée du taux d'ionisation il en découle une limitation des performances plus particulièrement marquée dans l'AsGa. Cet effet étudié notamment dans les travaux de MISAWA [19] constitue un des inconvénients de l'AsGa par rapport au silicium.

Enfin en haute fréquence où notamment le temps de réponse intrinsèque de l'avalanche est de l'ordre de grandeur de la période du signal alternatif l'influence de la diffusion est plus renforcée. Ceci constitue par ailleurs un autre inconvénient de l'AsGa où les coefficients de diffusion sont plus élevés.

A propos de ces différents effets que nous venons de rappeler, il convient de signaler que les progrès de la technologie permettent de réduire sensiblement l'importance de certains et notamment des résistances parasites.

Toutefois, à partir d'une évaluation réaliste de ces différents effets, les travaux ci-dessus mentionnés ne permettent pas de justifier les écarts considérables qui existent entre les prévisions théoriques de puissance des diodes A.T.T. en haute fréquence et les réalisations expérimentales. Cette constatation nous a amené à entreprendre des études dans ce domaine et ainsi à mettre en évidence un effet de limitation en haute fréquence résultant de la modulation de la vitesse des porteurs [97]. Nous allons maintenant exposer l'essentiel de cette étude.

### III.1.2. Effet de modulation de vitesse

Rappelons que dans une diode A.T.T. la valeur de la vitesse des porteurs influe principalement sur la durée de transit et les caractéristiques d'injection. A ce titre elle constitue un paramètre très important dans la définition et l'obtention de performances maximales. Habituellement dans les théories classiques sur le mode A.T.T. on admet que, lorsque le champ électrique est suffisamment élevé, la vitesse est constante et égale à sa valeur limite. Cette hypothèse est valable tant que l'influence du temps de relaxation en énergie des porteurs est négligeable ce qui est approximativement le cas pour des fréquences de fonctionnement inférieures à environ 100 GHz. Par contre pour des fréquences supérieures (où ce temps devient de l'ordre de grandeur de la période du signal) les mécanismes de relaxation contribuent à modifier l'évolution de la vitesse des porteurs : en particulier la vitesse n'est plus indépendante de la valeur instantanée du champ électrique mais évolue avec celle-ci. Dans le cas où le champ électrique est de faible amplitude, des travaux à la fois théoriques et expérimentaux effectués sur le silicium dans notre laboratoire [98] et ailleurs [99] ont permis d'obtenir une estimation de la vitesse des porteurs compte tenu de ces phénomènes de relaxation. L'originalité de notre travail ici repose sur : d'une part l'obtention d'une formulation de l'évolution de la vitesse des porteurs en régime de forts signaux hyperfréquences et d'autre part l'étude de l'influence de cette modulation de vitesse sur les performances en gamme millimétrique d'une diode A.T.T. en régime d'oscillation.

### III.1.2.1. Expression de la vitesse des porteurs soumis à un champ électrique de très haute fréquence

Considérons qu'un champ électrique  $E$  composé d'une composante continue de polarisation et d'une composante alternative (à fréquence et amplitude élevées) est appliqué sur le matériau (ici silicium). Pour obtenir l'expression de la vitesse des porteurs dans ces conditions nous partons des équations de transport traduisant les principes de conservation du moment et de l'énergie des porteurs dans le semi-conducteur.

$$(1) \quad \begin{cases} \frac{dv}{dt} = \frac{qE}{m^*} - \frac{v}{\tau_m(\xi)} \\ \frac{d\xi}{dt} = qvE - \frac{\xi}{\tau_\xi} \end{cases}$$

où  $v = v(E)$  vitesse,  $\tau_m(\xi)$  temps de relaxation du moment et  $\tau_\xi$  temps de relaxation de l'énergie ;  $\xi = \xi_e - \xi_R$  ( $\xi_e$  et  $\xi_R$  sont respectivement les énergies des électrons et du réseau),  $q$  et  $m^*$  la charge et la masse effective des porteurs

Pour obtenir la solution  $v(E)$  en régime permanent du système (1), nous faisons les approximations suivantes :

$\tau_m(\xi)$  faible par rapport à  $\tau_\xi$  (ce qui est généralement vérifié [100]) est négligeable par rapport à la période du signal ; on pose  $\frac{dv}{dt} \ll \frac{v}{\tau_m(\xi)}$  (dans le cas d'une excitation sinusoïdale cette approximation est équivalente à  $\omega\tau_m(\xi) \ll 1$ )

Cette approximation nous permet d'obtenir une relation entre la vitesse des porteurs et la valeur de  $\tau_m$  :  $v = qE \tau_m(\xi)/m^*$  (2) ;

en première approximation le temps de relaxation de l'énergie  $\tau_\xi$  est constant et indépendant de l'énergie. En régime statique et pour des champs électriques d'amplitudes suffisamment élevées (supérieures à environ  $10^4$  V/cm), la vitesse  $v$  est égale à la valeur limite  $v_s$  couramment admise en régime de saturation. Cette condition nous impose une dépendance entre  $\tau_m$  et l'énergie  $\xi$ .

$$\tau_m(\xi) = m^* v_s^2 \tau_\xi / \xi \quad (3)$$

Les expressions (2) et (3) permettent d'obtenir l'équation de l'évolution temporelle de l'énergie quand le champ électrique instantané reste élevé (E supérieur à environ  $10^4$  V/cm) :

$$\xi \frac{d\xi}{dt} + \frac{\xi^2}{\tau_\xi} = q^2 v_s^2 E^2 \tau_\xi \quad (4)$$

En résolvant cette équation et compte tenu des expressions (2) et (3) on aboutit à l'expression suivante de la vitesse :

$$v = v_s E(t) \left[ \int_{-\infty}^t E^2(t') \frac{\exp(-(t-t')/\Gamma_\xi)}{\Gamma_\xi} dt' \right]^{-1/2} \quad (5)$$

avec  $\Gamma_\xi = \tau_\xi/2$

En examinant cette formule, on peut faire les remarques suivantes sur la vitesse :

- elle n'est plus constante et égale à  $v_s$
- elle est fonction non seulement de la valeur du champ électrique à l'instant  $t$ , mais aussi de ses valeurs aux instants antérieurs (effet mémoire).

Afin d'avoir quelques informations quantitatives sur cet effet, considérons le cas particulier d'une perturbation sinusoïdale et d'un champ électrique  $E$  indépendant de la position  $x$  de la particule de la forme :

$$E(t) = E_0 + E_1 \sin \omega t \quad (6)$$

Dans ces conditions l'intégrale (5) donne :

$$v(E) = \frac{v_s \left( 1 + \frac{E_1}{E_0} \sin \omega t \right)}{\sqrt{1 + \frac{2E_1 \sin \omega t - \Gamma_\xi \omega \cos \omega t}{E_0} + \frac{E_1^2}{2E_0^2} \left[ 1 - \frac{\cos 2\omega t + 2\Gamma_\xi \omega \sin 2\omega t}{1 + (2\Gamma_\xi \omega)^2} \right]}} \quad (7)$$



et pour les faibles niveaux  $E_1 \ll E_0$  cette expression tend vers :

$$v = v_s \left( 1 + \frac{E_1}{E_0} \sin \omega t \frac{(\omega \Gamma_\xi)^2}{1 + (\omega \Gamma_\xi)^2} \right) + v_s \frac{E_1}{E_0} \cos \omega t \frac{\omega \Gamma_\xi}{1 + (\omega \Gamma_\xi)^2} \quad (8)$$

Cette expression montre que même lorsque le champ statique est très élevé, la vitesse évolue constamment en fonction du champ électrique hyperfréquence. De même on remarque que cette modulation est déphasée par rapport à celle du champ hyperfréquence. Notons que ce comportement a été observé dans les travaux effectués par ailleurs [99] sur le silicium en faible signal. Pour mieux préciser un tel comportement, notamment en fort signal nous avons représenté sur la figure III.1 les variations temporelles de la vitesse  $v$ , déduites de l'expression (7), pour différentes valeurs des paramètres  $E_1/E_0$  et  $\omega \Gamma_\xi$ . On observe ainsi que la variation de la vitesse est en avance par rapport à celle du champ hyperfréquence et que son excursion est d'autant plus grande que le paramètre  $E_1/E_0$  ou  $\omega \Gamma_\xi$  est élevé. Une première conséquence évidente est que les perturbations subies par la valeur de la vitesse augmenteront avec la fréquence. Ces perturbations vont engendrer un certain nombre de phénomènes dans le fonctionnement d'une diode A.T.T. que l'on peut décrire au premier stade de l'analyse :

- au niveau de la zone d'émission la dépendance de la vitesse avec le champ hyperfréquence entraînera une réduction du retard du courant de conduction (effet d'avance de phase) et donc une dégradation de la phase d'injection. Il en résultera une dissipation de puissance qui pourra être accrue compte tenu du caractère non linéaire du phénomène.

- au niveau de la zone de transit elles pourront introduire une dissipation de puissance à cause de la composante de la vitesse en phase avec le champ et surtout des modifications de l'angle de transit effectif.

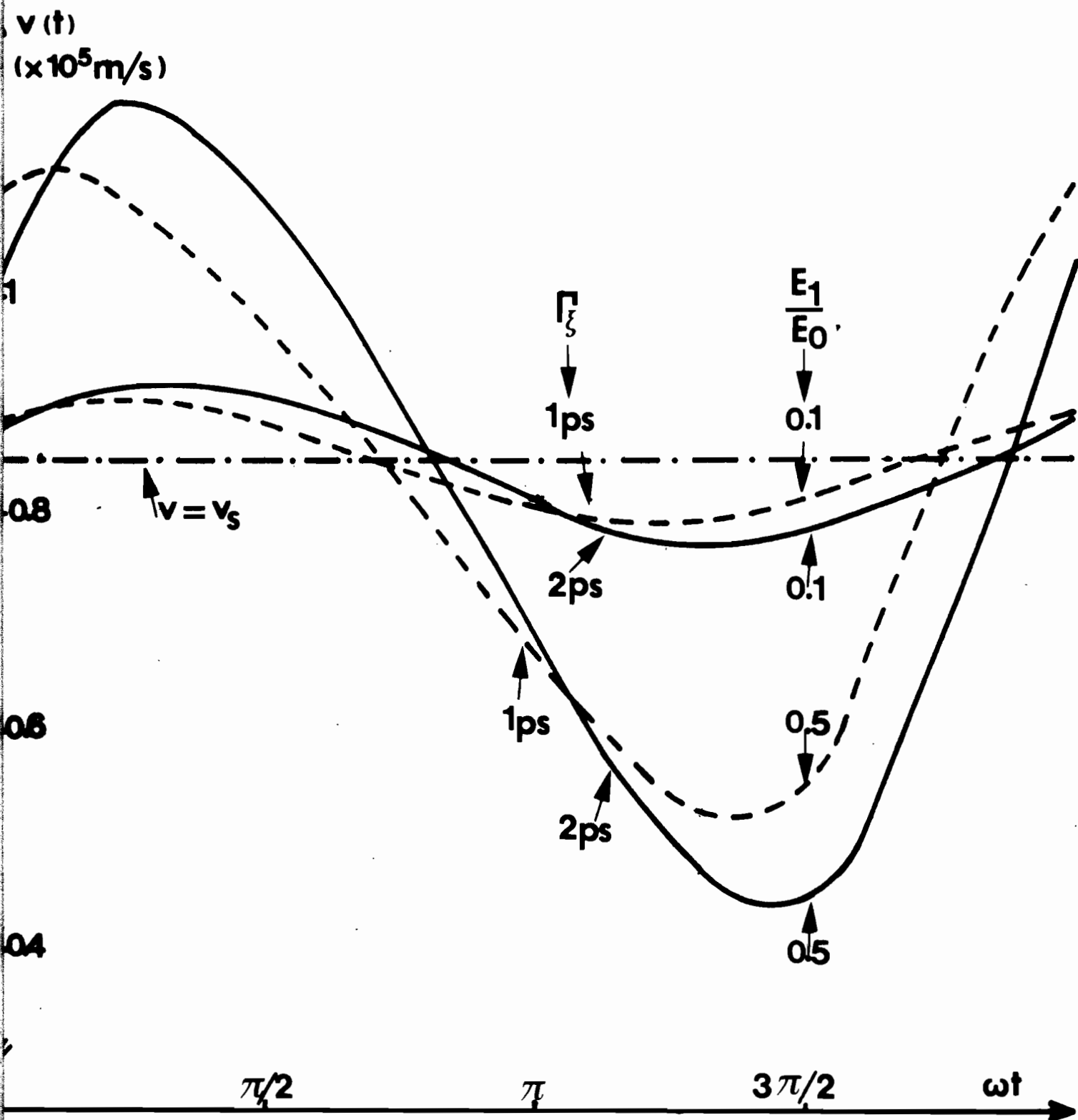


Figure III.1 : Evolutions de la vitesse  $v$

- la composante déphasée par rapport au champ hyperfré-  
quence aura une influence équivalente à celle d'une permittivité diélectrique  
additionnelle.

Nous nous proposons maintenant de déterminer quantita-  
tivement l'influence de cette modulation de vitesse sur les caractéristiques de  
puissance et de rendement d'un oscillateur A.T.T.

### III.1.2.2. Influence de la modulation de vitesse sur les performances d'un oscillateur A.T.T.

Pour le traitement de la zone d'avalanche nous utilisons  
la méthode I décrite au chapitre II (paragraphe II.4.2.1.2) ; mais l'équation  
(II.18) est modifiée comme suit pour inclure l'effet de modulation de vitesse :

$$\frac{2}{m} \frac{dI_c}{dt} = I_0 \left\{ \frac{(K+1) v(E) \int_0^\delta \alpha(E) \left[ \exp \left( - \int_{x'}^\delta (\alpha-\beta) dx \right) \right] dx'}{\int_0^\delta \left[ \exp \left( - \int_{x'}^\delta (\alpha-\beta) dx \right) \right] dx'} + \frac{1}{v(E)} \frac{d v(E)}{dt} \right\}$$

(9)

où  $v_n = K v_p = v(E)$  (K supposé constant) et  $m \neq 2,8$ .

Rappelons que dans la zone d'avalanche le champ électrique  
total s'exprime comme dans (6) où  $E_0$  est le champ critique à l'avalanche ; dans  
la zone de transit  $E = E(x,t)$ .

Pour le traitement de la zone de transit nous exploitons  
le principe de conservation du courant total de manière analogue à la méthode  
décrite dans le chapitre II (paragraphe II.4.2.2.3) mais en supposant négligeables  
les phénomènes de diffusion. Les autres effets de limitation décrits dans le  
chapitre II sont inclus dans cette étude.

La diode que nous considérons ici est une diode D.D.R. symétrique qui a les mêmes caractéristiques et fonctionne dans les mêmes conditions que celle qui a permis à Kenneth P. Weller and al [101] d'obtenir expérimentalement à environ 140 GHz une puissance de sortie maximale de 80 mW. Les dopages moyens sont :  $N_A = N_D = 4 \cdot 10^{17} \text{ At/cm}^3$  ; le diamètre est égal à  $20 \mu\text{m}$  , la température de fonctionnement de  $523^\circ \text{K}$  et la densité de courant de polarisation égale à  $60\,000 \text{ A/cm}^2$  . La résistance parasite constante équivalente aux contacts et au substrat est prise égale à  $1 \Omega$  ; valeur qui nous paraît assez réaliste. L'impédance présentée par cette diode en régime linéaire est égale à  $Z_D = \sim 3,545 \text{ j } (\Omega)$  à 140 GHz

Compte tenu des mesures expérimentales de temps de relaxation effectuées dans notre laboratoire [98] et ailleurs [102] nous considérons quatre valeurs de  $\Gamma_\xi$  comprises entre  $7,5 \cdot 10^{-13} \text{ s}$  et  $2 \cdot 10^{-12} \text{ s}$ . Pour ces différentes valeurs, nous avons étudié le comportement de la zone d'avalanche ainsi que l'évolution des caractéristiques globales de la diode (puissance, rendement, résistance négative) en fonction du taux de modulation.

En ce qui concerne la zone d'avalanche, on peut faire deux observations principales :

- la dégradation de la phase d'injection reste relativement modeste (de l'ordre de  $3^\circ$ ) et ne peut donc entraîner des diminutions de puissance importantes.
- l'amplitude de la composante du courant de conduction (fig. III.2) à la fréquence fondamentale subit une diminution relativement importante : par exemple pour  $\Gamma_\xi = 1,5 \text{ ps}$ , elle est de l'ordre de 20 % pour un taux de modulation voisin de 0,6. Cet effet est à notre avis prédominant au niveau de la zone d'avalanche. Il peut être corrélié avec la forme de l'évolution temporelle du courant de conduction (fig. III.3). Le pic obtenu a une largeur plus grande et une amplitude plus faible. Ceci peut s'expliquer facilement en considérant l'équation (9), Compte tenu des déphasages des divers termes, le terme en  $\frac{1}{v(E)} \frac{dv(E)}{dt}$  est négatif quand  $\frac{dI_c}{dt}$  est positif et il est positif dans le cas contraire. Il en résulte que

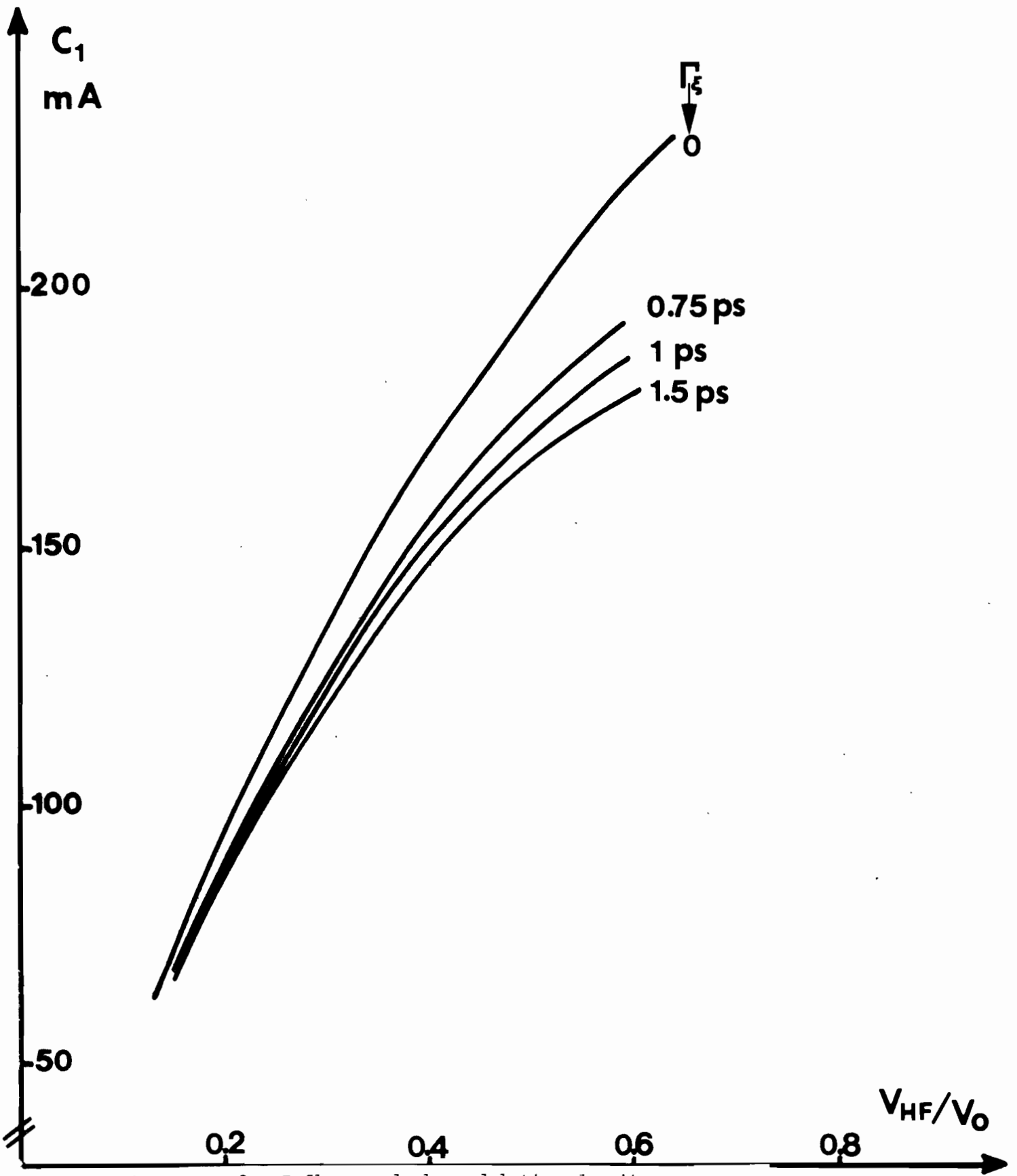


Figure III.2 : Influence de la modulation de vitesse sur l'amplitude du courant de conduction à la fréquence fondamentale ( $N_A = N_D = 410^{17} \text{ At/cm}^3$ ,  $J_0 = 60\,000 \text{ A/cm}^2$ ;  $f = 140 \text{ GHz}$ )

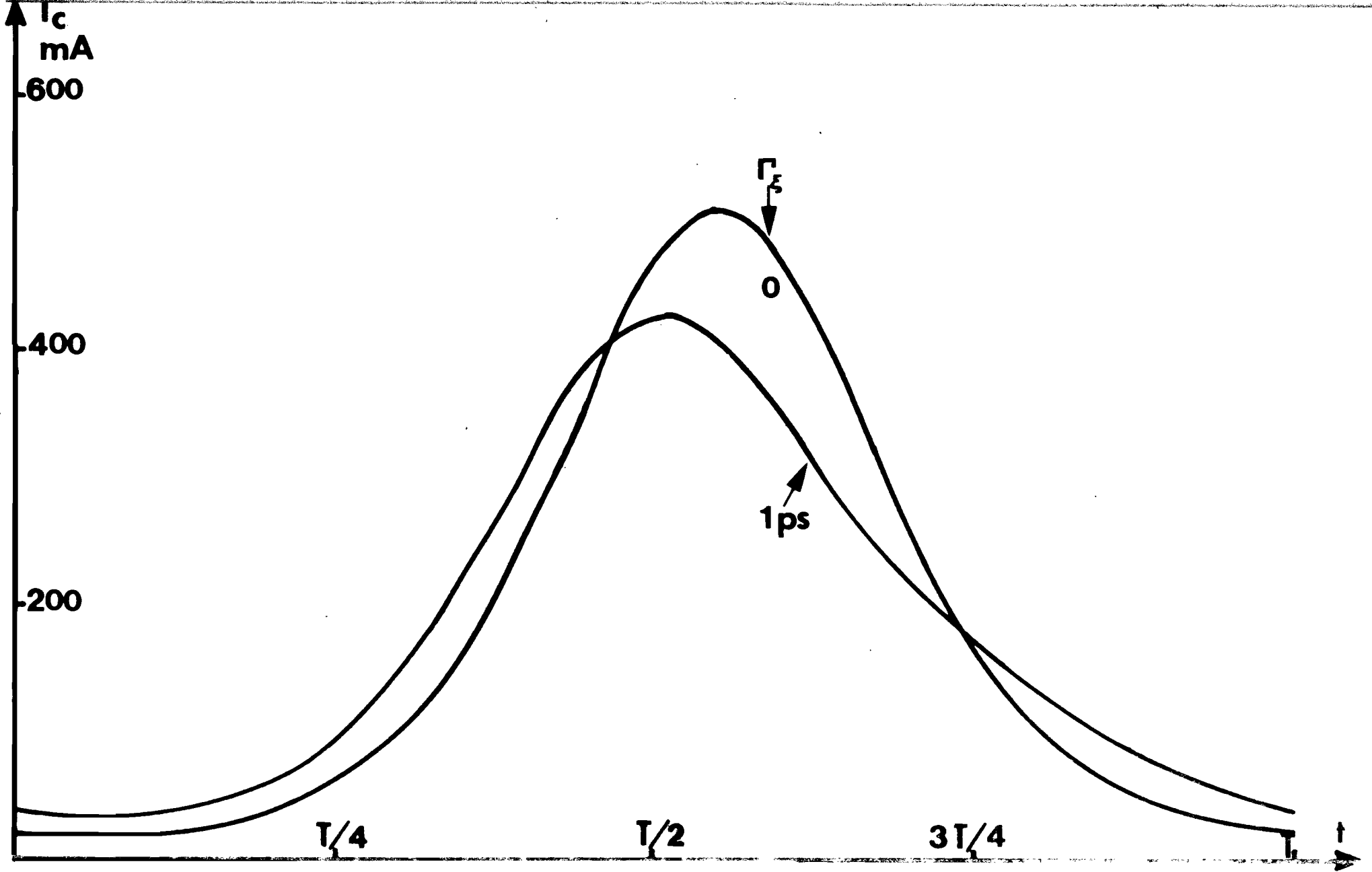


Figure III.3 : Influence de la modulation de vitesse sur l'évolution temporelle du courant de conduction généré ( $N_A = N_D = 4 \cdot 10^{17} \text{ At/cm}^3$  ;  $J_0 = 60\,000 \text{ A/cm}^2$  ;  $f = 140 \text{ GHz}$ )

l'effet de modulation de vitesse introduit bien un élargissement du pic et une réduction de son amplitude.

Sur les figures III.4 et III.5 nous avons représenté les évolutions de la puissance et du rendement utiles ainsi que celles de la résistance négative (équivalente à la jonction) en fonction du taux de modulation pour différentes valeurs de  $\Gamma_{\xi}$ . A propos de ces courbes, on peut faire les remarques suivantes :

- dans le cas où on admet, que la vitesse reste constante et égale à la vitesse limite  $v_s$  (courbe a  $\Gamma_{\xi} = 0$ ), les performances maximales pour ce type de diode :  $P_{UMAX} \approx 260 \text{ mW}$   $\eta_{UMAX} \approx 9,3 \%$   $R_D \approx -2 \Omega$ . Comme on le constate ces calculs qui pourtant tiennent compte des principaux effets de dégradation et de limitation des performances des oscillateurs A.T.T, aboutissent cependant à des résultats largement supérieurs à ceux obtenus expérimentalement par Kenneth P. Weller et Al. . Ainsi la puissance obtenue par ces derniers est d'environ trois fois plus faible.

- dans le cas où on tient compte de l'effet de modulation de vitesse (courbes b, c, d, e) on note de fortes dégradations des performances tant en ce qui concerne la puissance, le rendement que la résistance négative. De même, on observe une limitation du taux de modulation optimum d'autant plus importante que  $\Gamma_{\xi}$  est élevé ; on peut par ailleurs rapprocher ce phénomène aux limitations sur le taux de modulation dues aux résistances parasites. Enfin, en adoptant une marge d'estimation de la valeur de  $\Gamma_{\xi}$  s'étendant de 1 ps à 1,5 ps, ce qui semble raisonnable dans nos conditions de fonctionnement, les valeurs maximales de la puissance utile comprises entre 140 mW et 80 mW deviennent nettement plus réalistes eu égard à la valeur 80 mW obtenue expérimentalement.

Remarquons que l'analyse de nos résultats numériques sur l'influence de la modulation de vitesse dans chacune des zones de la diode montre que l'effet prépondérant de détérioration des performances a lieu dans la zone d'avalanche.

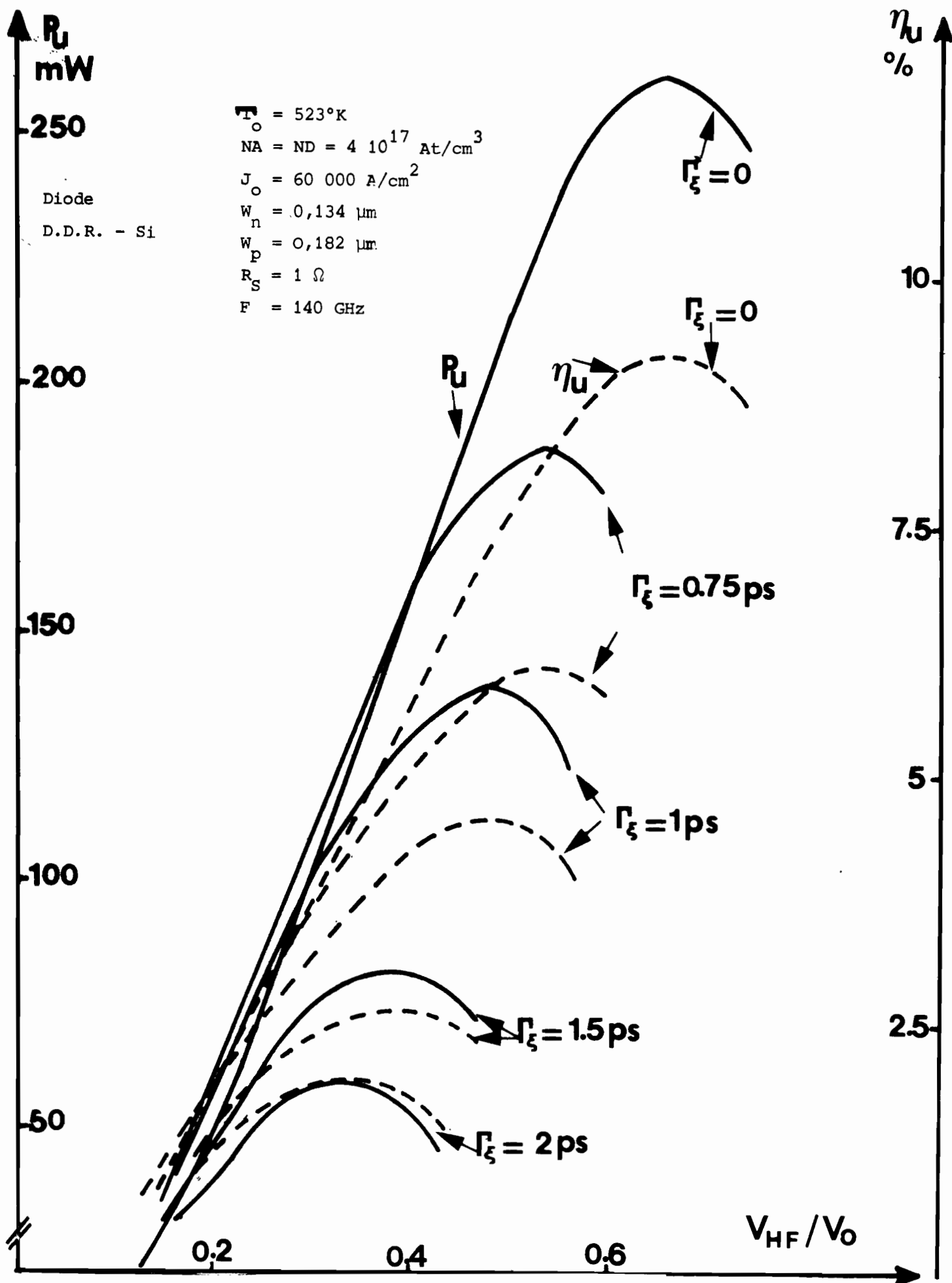
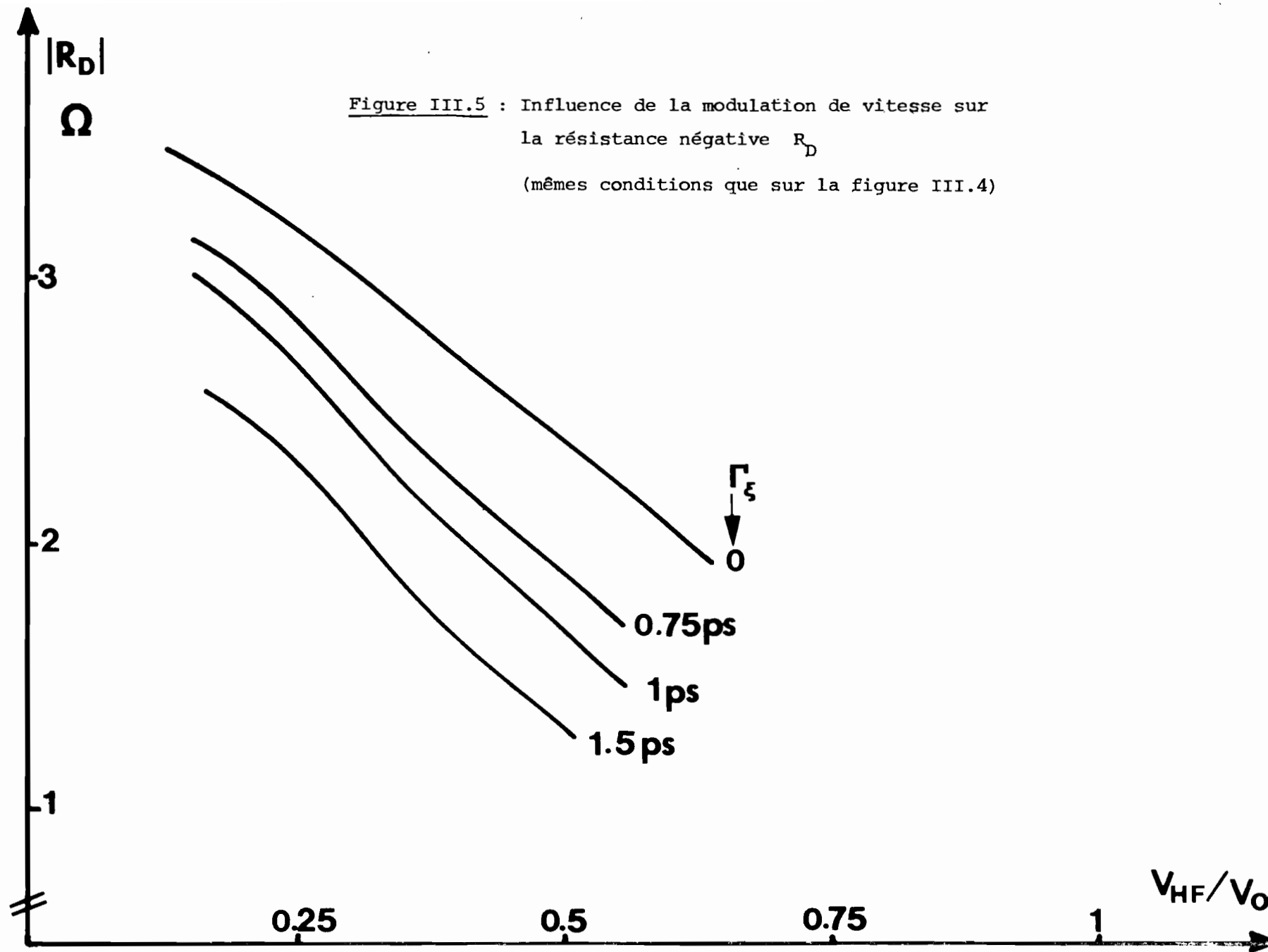


Figure III.4 : Influence de la modulation de vitesse sur les performances ( $P_u$  et  $\eta_u$ ) en oscillation de la diode.





Afin de voir l'évolution de l'importance des phénomènes liés à la modulation de vitesse en fonction de la fréquence, nous avons évalué la puissance produite pour trois diodes DDR typiques aux fréquences de 75, 100 et 140 GHz. Pour cela nous avons pris une valeur de  $\Gamma_{\xi}$  égale à une picoseconde. Ces résultats (tableau ci-dessous) montrent que l'effet de modulation de vitesse doit être pris en compte à partir de 100 GHz ; mais qu'il demeure négligeable à 75 GHz et évidemment pour les fréquences encore inférieures à cette valeur.

Fréquences (GHz)	Pourcentage de détérioration des performances	
	Puissance	Rendement
140	45 %	50 %
100	25 %	30 %
75	~ 5 %	~ 5 %

En résumé cette étude permet d'affirmer que les phénomènes de relaxation en entraînant une modulation de la vitesse des porteurs constituent une des causes fondamentales de limitation des performances de puissance et de rendement d'un oscillateur A.T.T. en hautes fréquences. (fréquences supérieures à environ 100 GHz). Par là, ils justifient en grande partie les écarts jusque là observés entre les prévisions de théories classiques et les réalisations expérimentales. Cet effet de limitation ajouté à ceux que nous avons rappelés constituent incontestablement de sérieux handicaps pour la montée en très haute fréquence des dispositifs à diode A.T.T. . Nous allons maintenant analyser les possibilités des diodes A.T.T. en fréquences inférieures plus particulièrement en bande Q où nous avons directement participé aux travaux d'optimalisation de composants dans le cadre d'un contrat C.N.E.T.\* [103].

-----  
\*  
Centre National d'Etudes des Telecommunications

### III.2. OPTIMALISATION DES CARACTERISTIQUES DU COMPOSANT

Dans cette étude nous chercherons à définir les caractéristiques du composant en vue d'obtenir le maximum de puissance ou de rendement dans des utilisations tels que les oscillateurs et les amplificateurs.

#### III.2.1. Choix du matériau

A l'origine pour la réalisation de diodes A.T.T. des essais ont été effectués plus particulièrement sur le silicium, le germanium et l'arseniure de Gallium. Mais à présent seuls sont utilisés de façon intensive le silicium et l'AsGa en raison notamment pour le germanium des inconvénients inhérents à la technologie et la relative faible valeur du produit  $Pf^2X$ . Comme les conditions de fonctionnement influent parfois sur le choix du matériau, nous en tiendrons compte chaque fois que cela s'avère déterminant. Nous effectuerons notre analyse comparative aux niveaux de la production de puissance et des effets de limitation en puissance.

#### III.2.1.1. Influence du matériau sur les caractéristiques d'injection et la puissance générée.

Pour mieux comprendre l'influence du matériau, rappelons l'expression que nous avons obtenue dans des travaux précédents [48] et qui donne la puissance émise  $P_E$  à la pulsation  $\omega$  par un dispositif quelconque à émission de champ et temps de transit :

$$P_E = \frac{1}{2} \gamma_1 E_1^2 W (1 - \frac{\delta}{W}) \left\{ \frac{(1 - \cos \theta_1) v_1 + 2 \sin \frac{\theta_1}{2} \cos (\psi_1 - \frac{\theta_1}{2})}{\theta_1} \right\} + \frac{\delta}{2} \gamma_1 E_1^2 \cos \psi_1 \quad (10)$$

avec  $\gamma_1$  module de la conductivité d'injection ;  $\psi_1$  phase d'injection ;  $\theta_1$  angle de transit et  $v_1 = \frac{\gamma_1}{\omega \epsilon S}$ .

Pour obtenir cette expression on a notamment négligé les effets de diffusion et de modulation de largeur. Le premier terme exprime la puissance produite dans la zone de transit tandis que le deuxième terme est relatif

à la puissance dissipée dans la zone d'avalanche (pour  $|\psi_1| < \frac{\pi}{2}$ ).

Cette expression ainsi que l'étude réalisée dans nos précédents travaux permettent de dégager les éléments suivants :

- la puissance produite est une fonction croissante du module de la conductivité d'injection  $\gamma_1$  ; donc elle augmente avec la dérivée du taux d'ionisation  $\alpha' = \left( \frac{d\alpha}{dE} \right)_{E_0}$  ( $E_0$  champ critique).

- la puissance dissipée dans la zone d'avalanche est d'autant faible que la phase d'injection est élevée (en module) ; donc elle diminue avec  $\alpha''$ .

De ces deux considérations il en découle que le choix de l'AsGa est nettement plus avantageux en basse fréquence (notamment bande X) en raison principalement de l'évolution quasilineaire de son taux d'ionisation. Cependant pour des fréquences assez élevées, cet avantage est fortement réduit voire nul à cause du phénomène de saturation du taux d'ionisation nettement plus marqué dans l'AsGa.

- l'expression (10) montre que la puissance produite croit quand le rapport  $\delta/W$  diminue tandis que la puissance consommée dans la zone d'avalanche est proportionnelle à la valeur de  $\delta$ . Rappelons que la valeur de  $\delta$  dépend des taux d'ionisation des électrons et des trous et surtout de leur rapport. A cet égard, pour une structure  $P^+NN^+$ , le choix de l'AsGa où notamment  $\alpha \neq \beta$  s'avère beaucoup plus avantageux.

### III.2.1.2. Influence du matériau dans la dissipation de puissance dans la zone de transit

De l'analyse précédemment effectuée (chapitre II) sur le comportement de la zone de transit, il en découle que la dissipation de puissance dans cette zone est principalement due au phénomène de modulation de largeur de la zone désertée. Rappelons que la résistance équivalente de dissipation est notamment

inversement proportionnelle à la mobilité du matériau et au dopage. A cet égard, l'AsGa ayant une mobilité nettement plus élevée (environ quatre fois) que celle du silicium, la dissipation de puissance y est comparativement beaucoup moins importante dans ce matériau et en conséquence on peut y atteindre des taux de modulation plus élevés. Par ailleurs, cet inconvénient pour le silicium est encore accru par le fait que la valeur de son dopage optimum (qui fournit un angle de transit optimum) pour une fréquence considérée est plus faible (vitesse plus élevée que dans l'AsGa) que celle de l'AsGa. Remarquons que là encore ces avantages de l'AsGa sont nettement atténués en haute fréquence en raison des faibles dimensions des structures et donc de la zone non désertée.

### III.2.1.3. Dimensions optimales : influence de la vitesse

Le fait que la vitesse des porteurs dans le silicium soit d'environ 50 % supérieure à celle des porteurs dans l'AsGa entraîne, par exemple dans une structure  $P^+NN^+$  devant fonctionner à une fréquence considérée, que :

- l'épaisseur optimale dans l'AsGa sera nettement plus faible que celle dans le silicium.

- pour la même réactance, la section correspondante dans l'AsGa sera aussi plus faible.

Si cette réduction des dimensions de l'AsGa est tolérable notamment dans la bande X, elle devient critique en bande Q et plus encore pour les fréquences supérieures.

### III.2.1.4. Conclusions sur choix du matériau

Tout d'abord, en plus des principaux éléments que nous venons de rappeler sur l'influence du matériau, il convient de signaler d'autres effets liés au matériau qui, à un degré moindre, peuvent influencer sur les performances : l'influence de la diffusion plus importante dans l'AsGa en raison des valeurs généralement plus élevées des coefficients de diffusion ; les possibilités de dissipation thermique légèrement à l'avantage du silicium en raison notamment d'une conductivité thermique plus élevée ; etc...

De cette analyse se dégagent les conclusions suivantes qui sont par ailleurs amplement justifiées par les résultats expérimentaux obtenus tant dans notre laboratoire [47] qu'ailleurs [96] :

- en basses fréquences (inférieures à environ 30 GHz et particulièrement en bande X) le choix de l'AsGa est nettement plus avantageux quant à l'obtention de puissance et rendement élevés.

- aux fréquences supérieures, les performances potentielles des deux types de matériau sont comparables ; mais en pratique le silicium semble présenter actuellement beaucoup d'avantages en raison notamment de la maîtrise atteinte dans sa technologie et du niveau des impédances obtenues.

En conséquence, dans la suite de ce travail, nous choisirons l'AsGa pour l'étude notamment des amplificateurs en bande X et le silicium pour celle des fréquences supérieures.

### III.2. 2. Optimalisation des caractéristiques

Dans ce paragraphe nous distinguerons l'optimalisation des diodes à une seule zone de transit (diodes S.D.R.) et celle des diodes à deux zones de transit (diodes D.D.R.).

#### III.2. 2.1. Optimalisation des caractéristiques des diodes S.D.R.

Nous n'effectuerons pas ici une étude exhaustive des conditions d'optimalisation des caractéristiques ; ces conditions ayant été largement détaillées dans les précédents travaux de notre laboratoire [75][47]. Nous rappellerons de façon succincte les principaux éléments qui nous serviront de guide dans l'optimalisation des diodes D.D.R. ; optimalisation qui constitue un des points les plus personnels de notre travail.

##### a) Profil de dopage

Le profil de dopage impose la configuration spatiale du champ électrique statique et en partie l'épaisseur de la zone désertée : ceci lui confère une influence déterminante sur les performances (puissance et rendement

des diodes A.T.T. Son choix doit viser principalement deux objectifs d'ailleurs interdépendants : optimisation de la puissance générée et minimisation des dissipations de puissance dans les zones d'avalanche et de transit. L'influence du profil de dopage intervient par l'intermédiaire de la valeur de l'angle de transit à une fréquence considérée, la valeur du taux de modulation optimum et celle du rapport  $\delta/W$ . Les précédents travaux ont permis de tirer un certain nombre de conclusions dont nous rappelons les plus importantes :

- supériorité des profils de dopage différenciés (Hi-Lo et Lo-Hi-Lo) par rapport aux profils de dopage uniformes. A ce propos, nous avons contribué à l'origine aux études qui ont abouti à la réalisation des premières diodes Hi-Lo à haut rendement [75].

- dans la réalisation de ces profils différenciés (notamment Hi-Lo) on visera des dopages "crête" (dopage du palier supérieur) les plus élevés possibles et des transitions les plus abruptes possibles afin de minimiser le rapport  $\frac{\delta}{W}$ . En plus des conditions imposées par le type de fonctionnement désiré (angle de transit ou épaisseurs), les limitations sur les valeurs de dopage résultent du souci d'éviter l'apparition d'effets parasites tels l'injection de courant tunnel et l'ionisation dans la zone de transit. Enfin, rappelons que sur ces diodes à haut rendement des études spécifiques sont menées dans notre laboratoire [40].

- l'intérêt des profils différenciés est fortement atténué en bande Q et aux fréquences supérieures eu égard aux dimensions réduites des zones d'avalanche et de transit ainsi qu'aux sérieux problèmes technologiques que posent de telles réalisations. En pratique nous utilisons en gamme millimétrique des diodes à profil de dopage uniforme dont l'optimisation est relativement aisée

#### b) Angle de transit

Comme il apparait dans notre étude du chapitre I, la

durée de transit  $\tau = \frac{W-\delta}{v}$  et donc l'angle de transit  $\theta_1 = \omega\tau$  à une fréquence considérée non seulement conditionne le transfert de puissance entre les porteurs et le champ électrique mais surtout a une influence sur la valeur de la puissance générée par la diode. De l'examen de l'expression (10) de la puissance on peut en déduire [48] en 1ère approximation que l'angle de transit effectif (compte tenu notamment de la modulation de largeur) optimum  $\theta_{10}$  est relié à la phase d'injection  $\psi_1$  par les expressions :

- pour la puissance émise en supposant très faible le terme  $v_1$  de l'expression (10) :  $\theta_{10} = \frac{3\pi}{2} + \psi_1$
  - pour le rendement émis :  $\theta_{10} \cos(\theta_{10} - \psi_1) = \sin \psi_1 + \sin(\theta_{10} - \psi_1)$
- (11)

De ces relations on comprend aisément l'influence sur  $\theta_{10}$  par l'intermédiaire de  $\psi_1$ , des différents phénomènes physique caractéristiques de la zone d'injection et décrits précédemment. Quand la phase d'injection a sa valeur "naturelle" (faible signal) de  $-\pi/2$ , l'angle de transit optimum est égal à  $\pi$  pour la puissance émise et  $3\pi/4$  pour le rendement. Ces valeurs croissent quand le niveau hyperfréquence augmente (car  $|\psi_1|$  diminue). Remarquons que pour atteindre ces valeurs il sera généralement nécessaire d'avoir des angles de transit réels en régime faible signal encore plus élevés (supérieurs à  $\pi$ ). Ces relations donnent ainsi des directions pour l'optimisation de l'angle de transit. Sans doute elles sont assez sujettes à caution en régime violemment non linéaire à cause des effets de modulation de largeur. Notamment l'importance du terme  $v_1$  de l'expression (10) contribue à modifier  $\theta_{10}$ . Elles constituent cependant un guide précieux pour le "design" des diodes (surtout des diodes D.D.R.) et permettent des interprétations plus aisées.

### c) Confinement

Comme exemple, considérons une diode S.D.R. à profil de dopage constant. Désignons par  $W$  la position où s'annule le champ électrique statique et par  $W_s$  la position du substrat. Habituellement on caractérise le confinement par le rapport  $\frac{W}{W_s} = \text{PTF}$  (Punch Through Factor). Analysons succinctement



l'influence de ce facteur sur les performances de la diode. Pour un même angle de transit en régime faible signal à une fréquence désirée, trois configurations possibles du champ électrique statique sont indiquées sur la figure III.6 pour un profil de dopage uniforme.

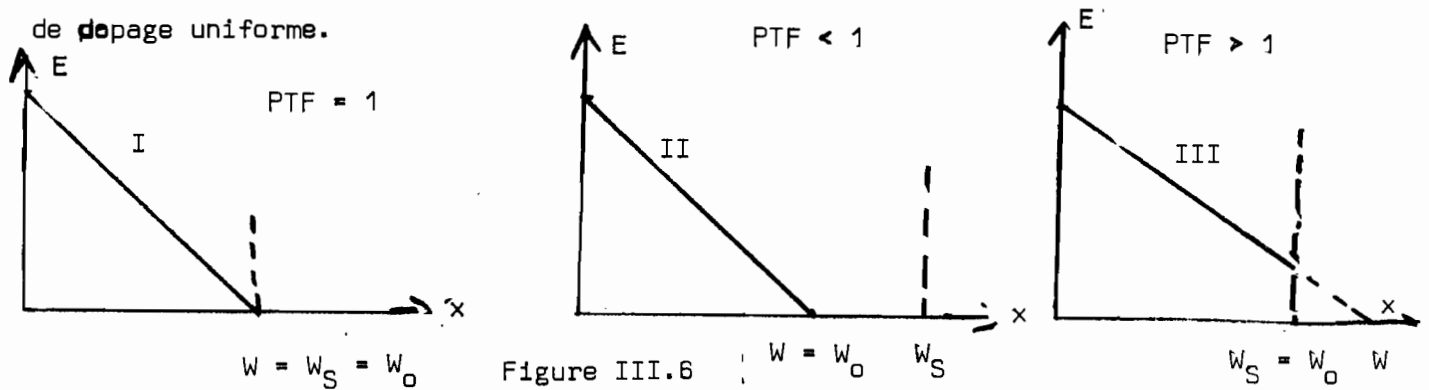


Figure III.6

Le gradient de champ électrique de la configuration III est plus faible que celui des deux autres et donc correspond à une valeur de  $\delta$  plus élevée. Le principal objectif dans le choix de ces configurations est la possibilité d'appliquer des taux de modulation optima (compte tenu de effets paramétriques) les plus élevés possibles. A cet égard la configuration III (PTF > 1) paraît à priori la plus avantageuse. Mais en pratique eu égard à l'inconvénient d'avoir une épaisseur  $\delta$  plus élevée et aux problèmes de dissipation thermique et de fiabilité (claquage au niveau du substrat) elle s'avère moins performante. Pour les deux autres configurations la limitation sur le taux de modulation résulte de l'influence de la zone non désertée (ou des effets consécutifs à la modulation de largeur).

Dans le cas des diodes au silicium, compte tenu de l'influence prédominante dans ce matériau des effets de dissipation liés à la modulation de largeur (mobilité plus faible), la structure généralement adoptée dans les diodes  $P^+NN^+$  est du type I (PTF  $\neq$  1) c'est à dire juste "Punch Through". Quant à l'AsGa où la mobilité est nettement plus élevée on préfère les structures du type II. Rappelons par ailleurs que particulièrement dans les diodes AsGa à haut rendement (par exemple type Hi-Lo) on pourra également bénéficier de l'effet de "transfert d'électrons" dans la zone non désertée que nous avons précédemment signalé et que notamment Constant et Coll. [82] ont analysé.

### III.2.2.2. Optimisation des caractéristiques des diodes D.D.R.

Cette étude a été réalisée essentiellement en bande Q

et en bande 60-90 GHz sur des diodes silicium en vue d'obtenir notamment des puissances optimales.

a) Perspectives et conditions d'étude

La conception des diodes D.D.R. vise principalement deux objectifs : amélioration des performances (puissance et rendement), augmentation des possibilités de montée en fréquence. Comparativement aux diodes S.D.R., l'existence de deux zones de transit dans les diodes D.D.R. doit permettre très qualitativement au moins le doublement de la puissance et de l'impédance à une fréquence de fonctionnement considérée. Dans la montée en fréquence (bande Q et au dessus), l'interdépendance puissance- impédance et fréquence ( $Pf^2 \chi = \text{constant}$ ) doit entraîner de plus grandes possibilités pour les diodes D.D.R.. Notons que certains chercheurs en particulier Scharfetter [104], se fondant sur une analyse assez sommaire qui conclue à la possibilité d'appliquer dans les diodes D.D.R. une tension et un courant doubles de ceux correspondants à des diodes S.D.R., prévoient un quadruplement de la puissance générée. De même le rendement devrait être notablement augmenté en raison notamment de l'amélioration du rapport  $\frac{V_t}{V_a + V_t}$  ( $V_a$  et  $V_t$  tensions continues respectivement aux bornes des zones d'avalanche et de transit).

Ces améliorations potentielles dépendent essentiellement des éléments suivants :

- les contraintes thermiques : elles limitent la valeur du courant maximum admissible ou celle de la puissance continue applicable sur la diode. Cette limitation ainsi que ses conséquences sur les performances deviendront d'autant plus prédominantes que dans la montée en fréquence les densités de courant optima sont de plus en plus élevées et que pour une même fréquence de fonctionnement la tension continue des diodes D.D.R. est nettement plus élevée que celle des diodes S.D.R.

- les particularités des diodes D.D.R. : comportement moins non linéaire de la zone d'avalanche, problème de l'optimisation simultanée des grandeurs caractéristiques (dopages, épaisseurs) dans les deux zones n et p dont les comportements sont assez différents.

- les problèmes pratiques liés au fonctionnement aux fréquences élevées et aux nécessités de production de forte puissance.

Notre étude vise à tenir compte de ces éléments pour dégager les conditions d'optimisation des caractéristiques des diodes D.D.R. A cet effet rappelons que nous supposons que la température de fonctionnement est constante et égale à 200°C. Cette valeur constitue généralement le compromis adopté pour permettre l'application de densités de courant de polarisation importantes tout en se préservant des effets prohibitifs d'une température trop élevée. Notons que nos conclusions seront valables qualitativement pour une autre température de fonctionnement. Par ailleurs on peut amoindrir une possible détérioration des performances par un système de compensation qui s'inspire de la connaissance de l'influence de la température. Cette influence s'exerce principalement sur la vitesse, la mobilité et les taux d'ionisation des porteurs qui sont des grandeurs qui diminuent quand la température augmente. La diminution de la vitesse entraîne une augmentation de l'angle de transit d'où une fréquence optimum plus faible ; la diminution de la mobilité entraîne une augmentation de la résistance de dissipation équivalente à la zone non désertée et donc une diminution de la puissance ; la diminution du taux d'ionisation entraîne une augmentation du champ électrique statique d'où notamment une augmentation du PTF et une diminution de la fréquence optimale.

Pour l'optimisation, nous appliquons sur la diode le courant maximum admissible compte tenu du fait qu'aux fréquences considérées la puissance est une fonction croissante des courants limites usuels.

#### b) Optimisation des profils de dopage et des dimensions des diodes

Rappelons que nous nous intéressons uniquement aux

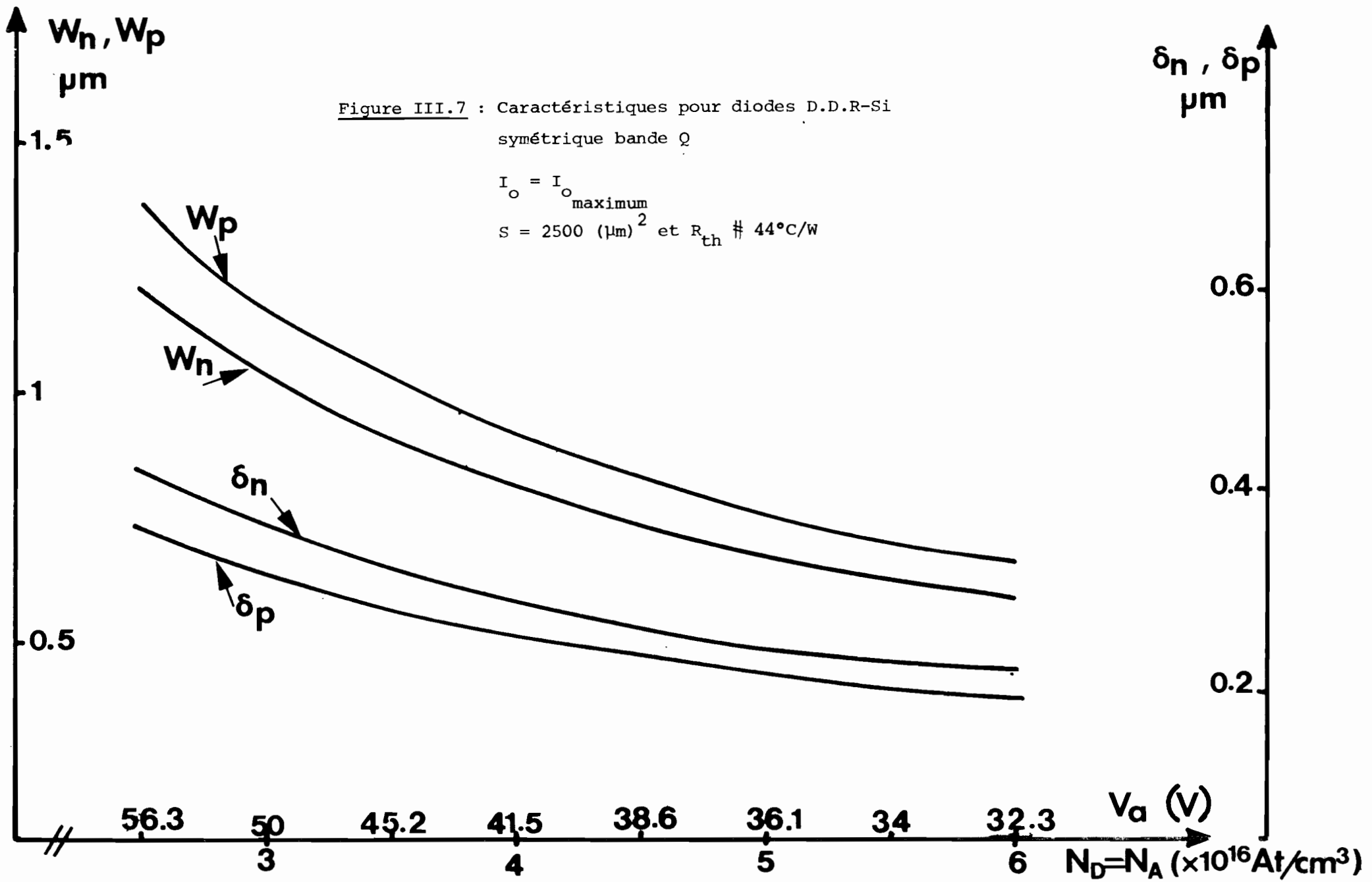
diodes à profils de dopage uniformes eu égard aux difficultés technologiques de différenciation des profils dans cette gamme de fréquences et au fait que l'intérêt des profils différenciés est assez limité aux fréquences que nous considérons.

Nous analysons tout d'abord les diodes D.D.R. symétriques ( $N_A = N_D$ ) band Q où les profils de champ électrique statique sont tels que ces diodes sont juste confinées des côtés N et P pour la densité de courant de polarisation et la température considérées. Nous fixons la puissance continue maximum applicable à une valeur d'environ 5,5 watts pour la section de  $2500 (\mu\text{m})^2$  considérée ici. Les figures III.7, III.8 et III.9 donnent les dimensions ( $W_n, W_p, \delta_n, \delta_p$ ) pour les diodes ainsi que leurs performances en bande Q (puissance, rendement, impédance) en fonction du dopage et en régime de saturation. Comme on le remarque ici, les valeurs optimales du dopage ne sont pas critiques : elles se situent au voisinage de  $410^{16} \text{ At/cm}^3$  pour la puissance utile et de  $3,510^{16} \text{ At/cm}^3$  pour le rendement. A titre indicatif, pour le dopage  $N_A = N_D = 410^{16} \text{ At/cm}^3$  (fig. III.10) la puissance maximum est de 770 mW à 36 GHz et 730 mW à 39 GHz, la résistance négative est égale à  $-4 \Omega$  à 36 GHz et  $\sim -3 \Omega$  à 39 GHz.

Après cette première phase empirique qui a permis de dégager les zones intéressantes pour le choix du dopage, nous avons affiné notre étude compte tenu de la différence de comportement des deux zones n et p. Qualitativement cette optimisation peut être guidée par celle de deux diodes  $P^+NN^+$  et  $N^+PP^+$  à une fréquence considérée. Les éléments essentiels qui différencient ces deux types de structure si l'on néglige la diffusion sont :

- le rapport  $\frac{\delta}{W}$  plus faible (donc avantageux) dans la structure  $N^+PP^+$ ,
- la dissipation de puissance hyperfréquence dans la zone non désertée est plus importante dans la structure  $N^+PP^+$ .

Il convenait donc d'analyser dans quelle mesure une dissymétrie (compte tenu de la différence de vitesse) ou une troncature dans les profils de dopage des zones n et p pouvait permettre de réaliser le meilleur compromis.



$-R_D$   
 $\Omega$

Figure III.8 : Influence du dopage sur la résistance négative en régimes linéaire et de saturation ( $T = 473^\circ\text{K}$  ;  $S = 2500 \text{ } (\mu\text{m})^2$ )

$$I_o = I_{o_{\text{max}}}$$

20

15

10

5

—  $R_D$  linéaire  
---  $R_D$  non linéaire

$F = 36 \text{ GHz}$

$F = 39 \text{ GHz}$

$F = 36 \text{ GHz}$

$F = 39 \text{ GHz}$

3

4

5

6

$N_D = N_A (\times 10^{16} \text{ At/cm}^3)$

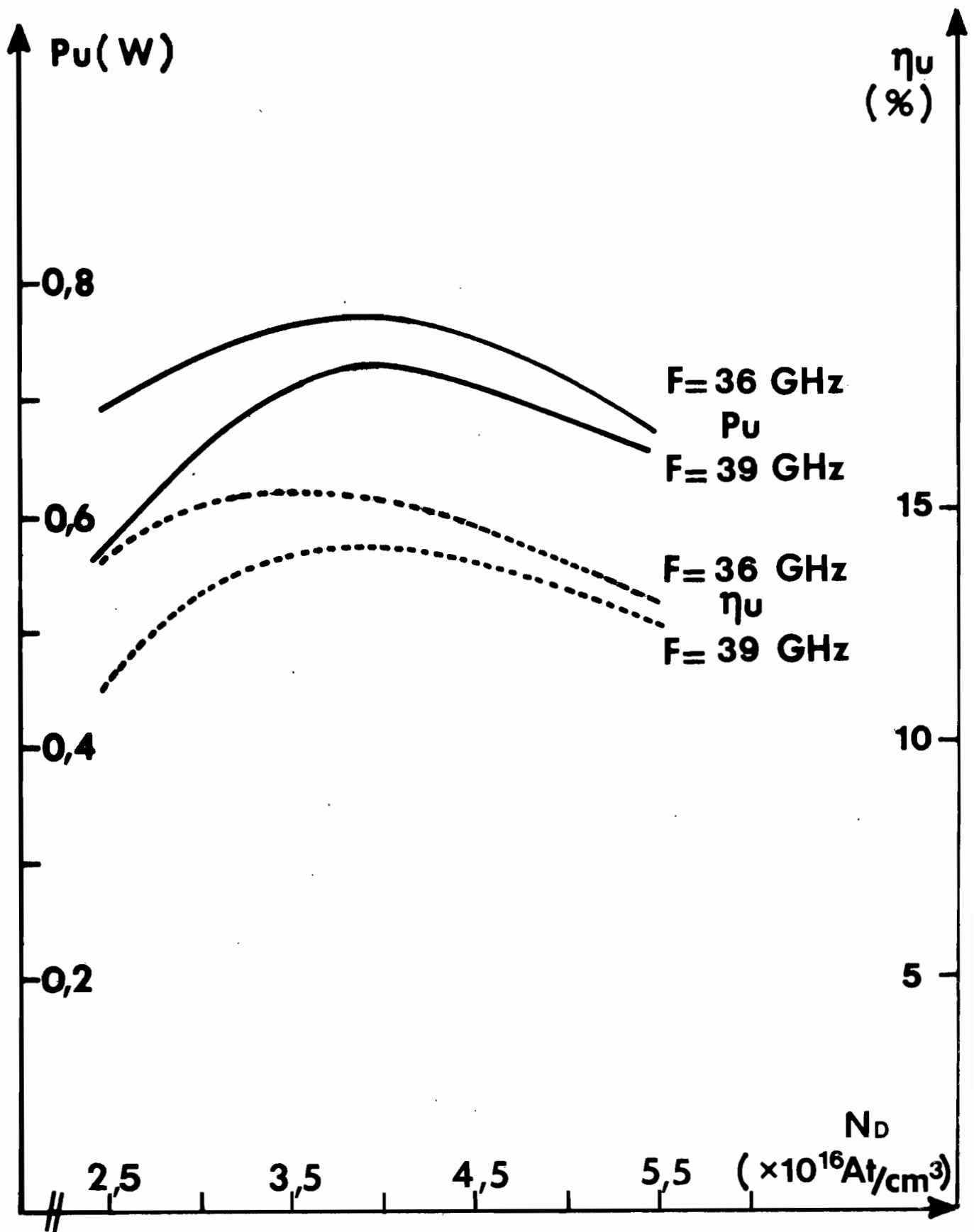


Figure III.9 : Variation théorique des performances de diodes à double zone de transit symétriques en fonction des dopages des zones N et P.  
 ( $T = 473 \text{ }^\circ\text{K}$ ;  $S = 2500 \text{ } \mu\text{m}^2$ ;  $R_S = 1 \text{ } \Omega$ ;  $I_0 = I_{0_{\text{max}}}$ )

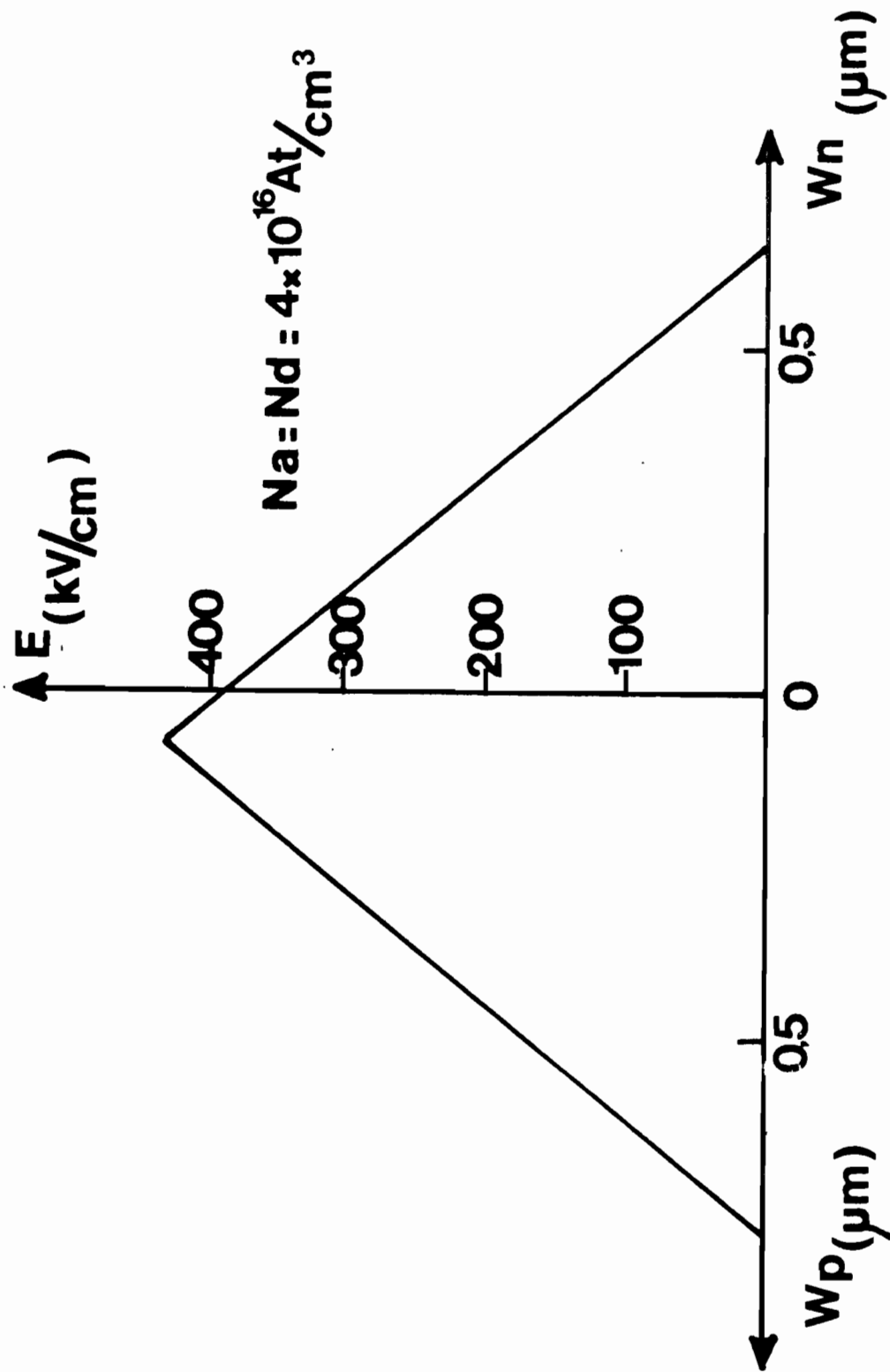


Figure III.10 : Profil de champ continu pour une diode à double zone de transit bande  $Q$ .



Concernant la dissymétrie des profils, de nombreux essais effectués ( $ND = NA (1 \pm 0,2)$ ) n'ont pas révélé d'amélioration sensible des performances. Ce résultat peut s'interpréter à partir des faits suivants :

- au voisinage de l'angle de transit optimum, les variations de la puissance restent faibles
- l'épaisseur de la zone de transit du côté p est supérieure à celle du côté n , ce qui contribue à compenser partiellement l'effet de différence de vitesse.

Par contre, comme le montre le tableau ci-dessous la troncature du profil modifie les performances. Dans ce tableau pour différents cas de confinement de la diode (différentes valeurs de PTF) nous indiquons les performances obtenues pour le dopage  $NA = ND = 410^{16} \text{ At/cm}^3$  à 39 GHz et la section égale à  $2500 (\mu\text{m})^2$ .

Profil	$W_n (\mu\text{m})$	$W_p (\mu\text{m})$	$R_D (\Omega)$ (à $P_{U\text{max}}$ )	$P_{U\text{max}} (\text{mW})$	$n_u (\text{max}) (\%)$
Juste confiné	0,8	0,95	3,25	730	14,3
confiné côté P	0,8	0,85	3,32	750	14,9
confiné côté P	0,8	0,75	2,9	790	15,5
confiné côté P	0,8	0,7	3	750	14,9
confiné côtés N et P	0,75	0,75	3,2	800	15,55
confiné côtés N et P	0,7	0,75	3,1	785	15,3

Notons que cette troncature contribue à augmenter le rapport  $\frac{\delta}{W}$  (effet défavorable) et à limiter les effets de dissipation de puissance dans la zone non désertée (effet favorable). Dans ce tableau on constate que le meilleur compromis à réaliser, concernant ces deux effets, réside dans un profil légèrement confiné du côté n ( $W_n = 0,75\mu$  au lieu de  $0,8\mu$ ) et fortement confiné du côté p ( $W_p = 0,75 \mu\text{m}$  au lieu de  $0,95\mu\text{m}$ ). En tenant compte de l'effet favorable

de cette troncature, une étude systématique avec d'autres dopages nous a permis de mieux préciser la valeur du dopage optimum qui est de l'ordre de  $3 \cdot 10^{16}$  At/cm<sup>3</sup> pour une fréquence de 39 GHz ; dans ce cas ( $W_n = 0,85 \mu\text{m}$  et  $W_p = 0,90 \mu\text{m}$ ) les performances sont  $\eta_U = 17,5 \%$  et  $R_D = 3,12 \text{ Pu} = 870 \text{ mW}$

Signalons que de manière générale les angles de transit optimum correspondant aux zones n et p sont voisins de  $\pi/2$  en régime faible signal et donc assez inférieurs aux valeurs que pourrait prévoir une théorie simplifiée [17][39]. Notons que cette constatation est bien confirmée non seulement par nos résultats expérimentaux mais aussi par ceux obtenus ailleurs [105][35]. Elle peut s'interpréter par le fait qu'à cause de l'importance globale de la zone d'avalanche les effets de transit et de réaction de charge d'espace y sont prononcés et que la phase d'injection est très inférieure à  $-\pi/2$ . Typiquement pour le régime optimum la phase d'injection est de l'ordre de  $-110^\circ$ , ce qui contribue à une réduction de l'angle de transit optimum.

### c) Optimisation de la section

Nous considérons une diode D.D.R. dont les autres caractéristiques (dopages, épaisseurs) sont fixées. L'existence et la recherche de la section optimale sont liées à deux facteurs :

- d'une part la puissance émise est une fonction croissante du courant de polarisation. Comme le courant maximum applicable est d'autant plus élevé que la section est grande, il en découle que la puissance maximum émise est une fonction croissante de la section. A contrario, on peut admettre en première approximation, que la résistance thermique qui limite la valeur du courant maximum à une température considérée se comporte comme une résistance de constriction (rôle prédominant des effets de conduction) évoluant en  $1/\sqrt{S}$ . En conséquence la puissance émise est proportionnelle à  $\sqrt{S}$  et le coefficient de proportionnalité est d'autant plus élevé que la résistance thermique  $R_{th}$  est faible.

- d'autre part la résistance négative présentée par la diode est inversement proportionnelle à la section. Ainsi l'augmentation de la section entraîne des pertes de puissance de plus en plus importantes dans les

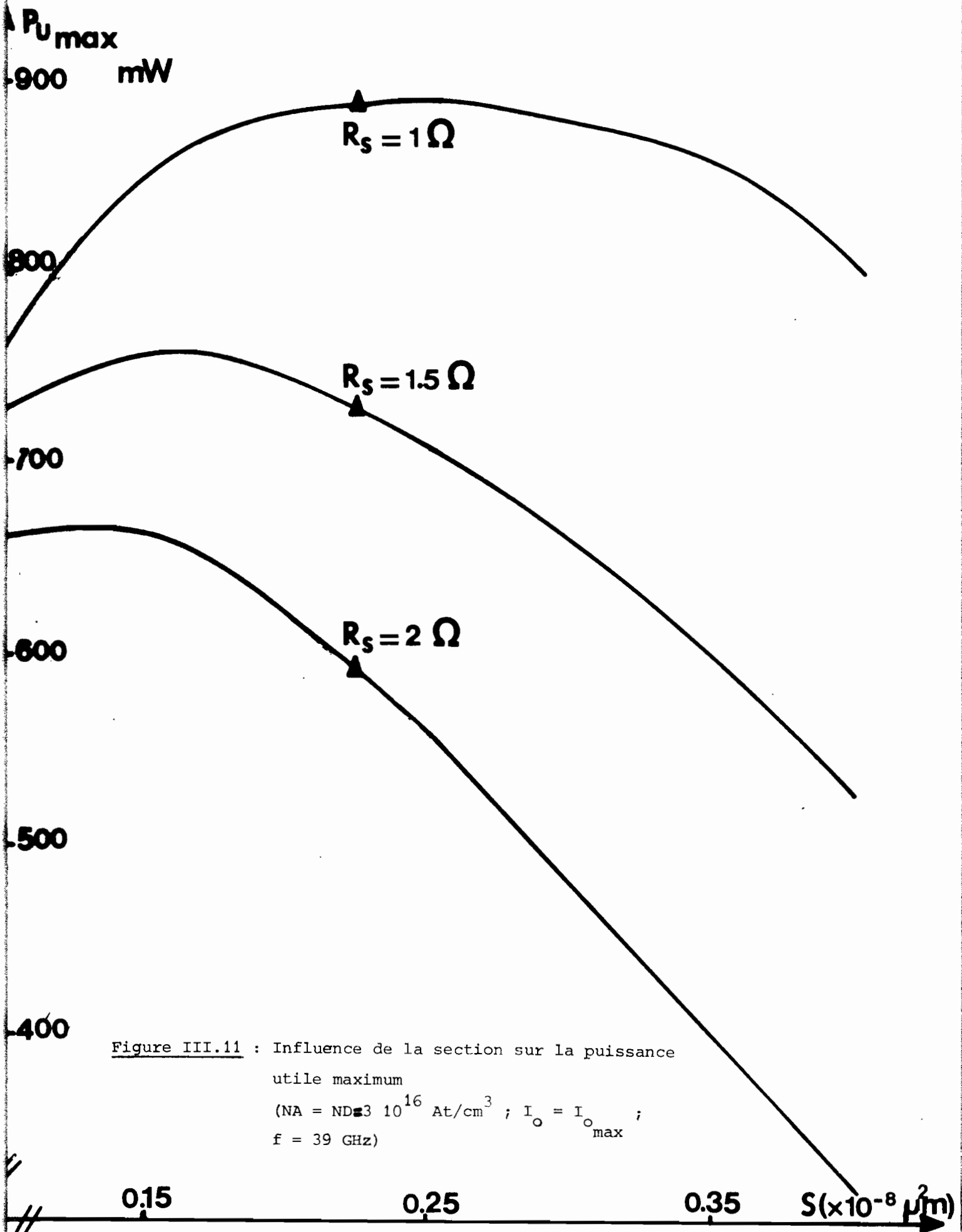
résistances parasites, donc une dégradation de la puissance utile, bien que ces résistances parasites en particulier celle de la diode  $R_S$  diminue quand la section augmente. Cette limitation et notamment la valeur du taux de modulation optimum dépend évidemment de la valeur considérée pour les résistances parasites ( $R_S$ )

De l'analyse de ces deux facteurs, il en découle que la valeur de la section optimale dépendra beaucoup des possibilités technologiques concernant les valeurs de  $R_{th}$  et  $R_S$ . Ici apparaît le point de relativité de notre optimisation qui n'est valable en toute rigueur que pour les valeurs que nous choisirons de  $R_{th}$  et  $R_S$ , ces valeurs pouvant être améliorées grâce au progrès de la technologie. Pour cette étude nous adoptons des valeurs de  $R_S$  et  $R_{th}$  qui nous paraissent assez réalistes compte tenu des mesures expérimentales [106]. Par exemple pour une section égale à  $2250 (\mu\text{m})^2$  la valeur considérée de  $R_{th}$  est égale à environ  $37^\circ/\text{W}$ . Quant à la résistance parasite  $R_S$ , afin d'englober les différents types de diode (substrat aminci ou non) nous choisissons trois valeurs :

$R_S = 1\Omega$ ,  $R_S = 1,5\Omega$  et  $R_S = 2\Omega$ . Nous admettons que ces deux résistances ( $R_{th}$  et  $R_S$ ) évoluent en  $1/\sqrt{S}$ , ce qui permet de déterminer pour chaque valeur de section le courant maximum admissible ainsi que la résistance série correspondante. Dans ces conditions la figure III.11 donne les évolutions de la puissance utile maximum en fonction de la surface pour les divers types de diode et pour  $f = 39 \text{ GHz}$ . On peut observer dans chacun des cas l'existence d'une plage de sections optimales. Par exemple pour les diodes à faible résistance parasite ( $R_S = 1$  pour  $S = 2250 (\mu\text{m})^2$ ) les sections les plus intéressantes sont comprises environ entre  $2000$  et  $2500 (\mu\text{m})^2$ . Par ailleurs, comme cela était prévisible, les sections optimales sont d'autant faibles que la résistance  $R_S$  est élevée.

En résumé nous avons, pour une diode DDR. dont l'épaisseur, le dopage et la section sont optimisés les conditions de fonctionnement et performances suivantes à  $39 \text{ GHz}$  :

- densité de courant de polarisation :  $J_o \approx 4900 \text{ A/cm}^2$   
section  $S = 2250 (\mu\text{m})^2$
- résistance série  $R_S = 1 \Omega$
- puissance utile maximum :  $P_{UM} \approx 890 \text{ mW}$



- rendement utile maximum :  $\eta_{UM} \neq 19 \%$

- impédance équivalente à la jonction pour

$$P_U = P_{UM} : Z_D (\Omega) = - 3,75 - 32 j$$

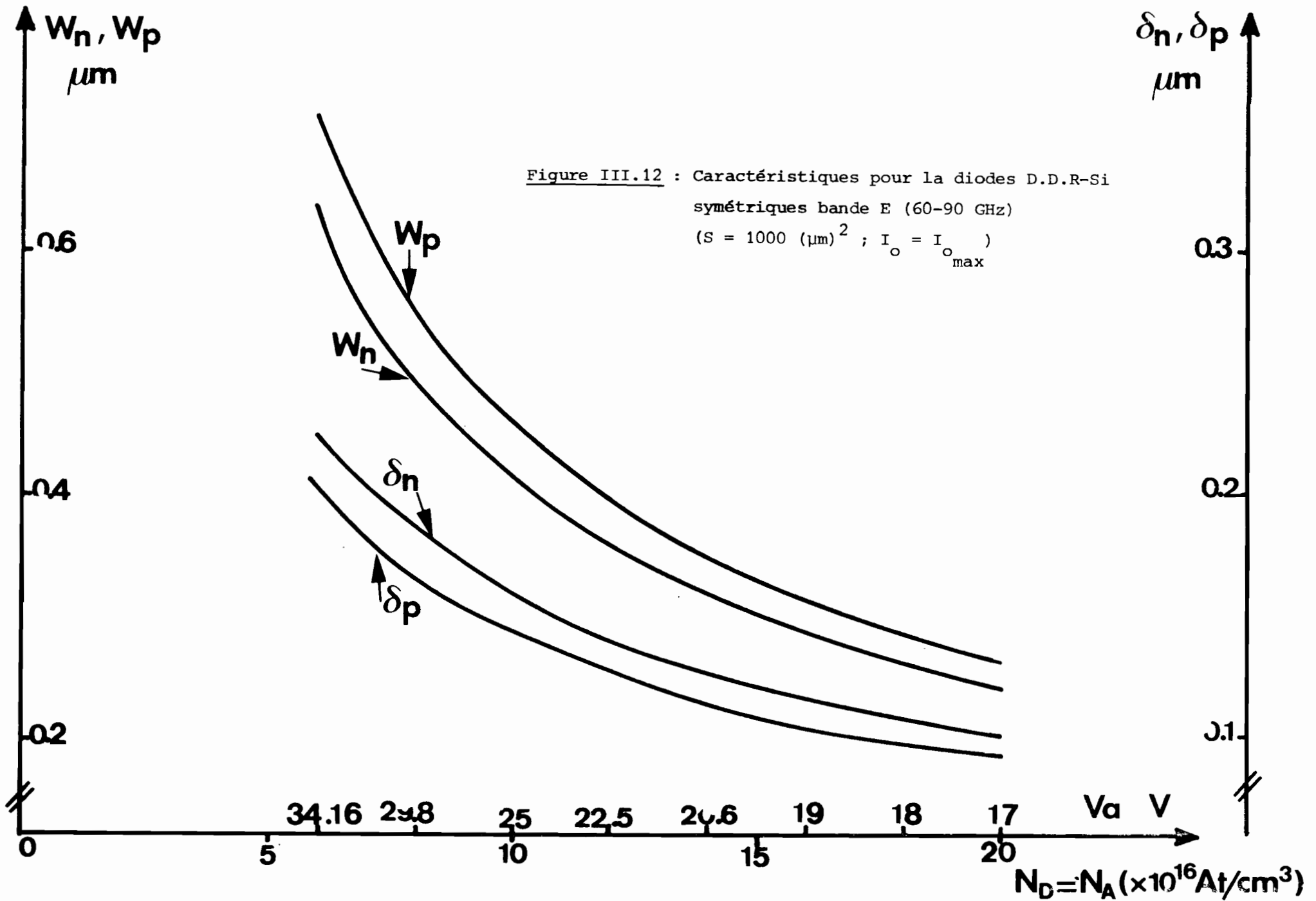
Dans le cas du modèle réel où on inclut l'influence de la diffusion, on a :  $P_{UM} = 860 \text{ mW}$  ;  $\eta_{UM} \neq 18,5 \%$  ;  $Z_D (\Omega) = 3,5 - 31,5 j$

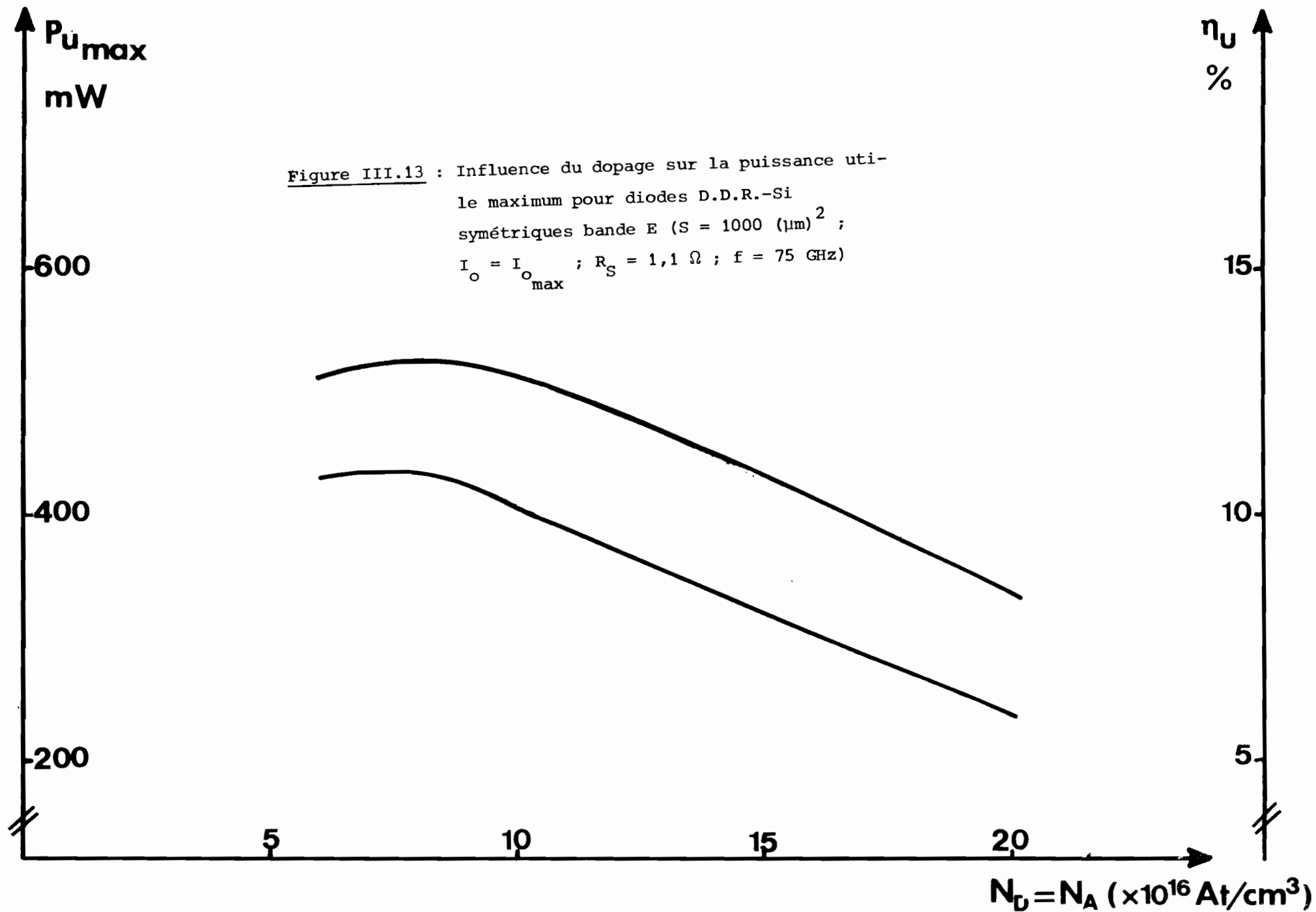
d) Optimisation des diodes D.D.R. dans la bande 60-90 GHz

Nous avons effectué une étude analogue d'optimisation des profils de dopage dans la bande 60-90 GHz et plus précisément à 75 GHz. Nous avons considéré une puissance continue maximum appliquée égale à 5 watts pour une section de  $1000 (\mu\text{m})^2$  (soit  $R_{th} \neq 40^\circ/\text{W}$  avec  $\Delta T \neq 200^\circ$ ) en se basant sur des valeurs de réalisations expérimentales. Dans ces conditions les figures III.12 et III.13 donnent les évolutions des épaisseurs caractéristiques ( $W_n, W_p, \delta_n, \delta_p$ ) et des performances maximales de diodes D.D.R. symétriques juste confinées en fonction du dopage. Comme on le remarque, le dopage optimum, sans être critique, se situe au voisinage de  $9 \cdot 10^{16} \text{ At/cm}^3$ . En ce qui concerne la section et en supposant comme précédemment une évolution en  $1/\sqrt{S}$  des résistances parasite et thermique, sa valeur optimale est voisine de  $600 (\mu\text{m})^2$ . En résumé les performances maximales ainsi que les conditions de fonctionnement à 75 GHz seront :

Diode D.D.R. symétrique juste confinée	{	$f = 75 \text{ GHz}$ $S = 600 (\mu\text{m})^2$ $I_o = 145 \text{ mA}$ $R_S = 1,4 \Omega$ $N_A = N_D = 9 \cdot 10^{16} \text{ At/cm}^3$ $P_U \neq 575 \text{ mW}$ $\eta_U = 14,8 \%$
-------------------------------------------	---	-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------

Rappelons que les valeurs optimales des dopages sont étroitement liées aux valeurs des résistances thermiques. Le meilleur compromis, entre :





- d'une part l'exigence d'avoir un angle de transit proche de l'optimum
- d'autre part d'avoir la tension minimum de polarisation permettant d'appliquer une densité de courant suffisamment élevée

dépend de la valeur de la résistance thermique ou de la puissance continue maximum applicable  $P_{OM}$ . Ainsi pour  $P_{OM} = 5$  watts et  $S = 1000 (\mu\text{m})^2$  on a  $N_{D_{opt}} \approx 9 \cdot 10^{16} \text{ At/cm}^3$  et pour  $P_{OM} = 2,5$  watts et  $S = 1000 (\mu\text{m})^2$  on a  $N_{D_{opt}} \approx 10^{17} \text{ At/cm}^3$

e) Exemple de comparaison entre diode D.D.R. et diode S.D.R.

Il nous a paru intéressant de chiffrer sur un exemple les avantages des diodes D.D.R. par rapport aux diodes S.D.R.. Dans cette optique nous avons considéré deux diodes (S.D.R. et D.D.R.) optimisées dans la bande Q qui ont comparativement les mêmes possibilités de dissipation thermique quoique Blakey [22] ait mentionné dans ses travaux des éléments qui conféraient un certain avantage aux diodes D.D.R. dans ce domaine. Les caractéristiques et conditions de fonctionnement de ces deux diodes sont les suivantes.

<p>Diode S.D.R. <math>\left\{ \begin{array}{l} N_D = 2,8 \cdot 10^{16} \text{ At/cm}^3 \\ S = 2000 (\mu\text{m})^2 \\ W = 1,3 \mu\text{m} \\ I_o = 140 \text{ mA} \\ R_S \approx 1 \Omega \end{array} \right.</math></p>	<p>Diode D.D.R.</p>	<p><math>\left\{ \begin{array}{l} NA = N_D = 3 \cdot 10^{16} \text{ At/cm}^3 \\ S = 2250 (\mu\text{m})^2 \\ W_n = 0,85 \mu\text{m} \\ W_p = 0,9 \mu\text{m} \\ I_o = 110 \text{ mA} \\ R_S \approx 1 \Omega \end{array} \right.</math></p>
--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------	---------------------	--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------

La figure III.14 donne les évolutions de la puissance et du rendement utiles en fonction du taux de modulation pour la fréquence  $f = 36 \text{ GHz}$ . Les performances à saturation sont :

<p>Diode S.D.R. <math>\left\{ \begin{array}{l} P_U = 405 \text{ mW} \\ \eta_U \approx 10,5 \% \\ Z_D(\Omega) \approx -4 - 29,6 j \end{array} \right.</math></p>	<p>Diode D.D.R.</p>	<p><math>\left\{ \begin{array}{l} P_U = 920 \text{ mW} \\ \eta_U \approx 19,7 \% \\ Z_D(\Omega) \approx -4,1 - 35 j \end{array} \right.</math></p>
-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------	---------------------	----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------



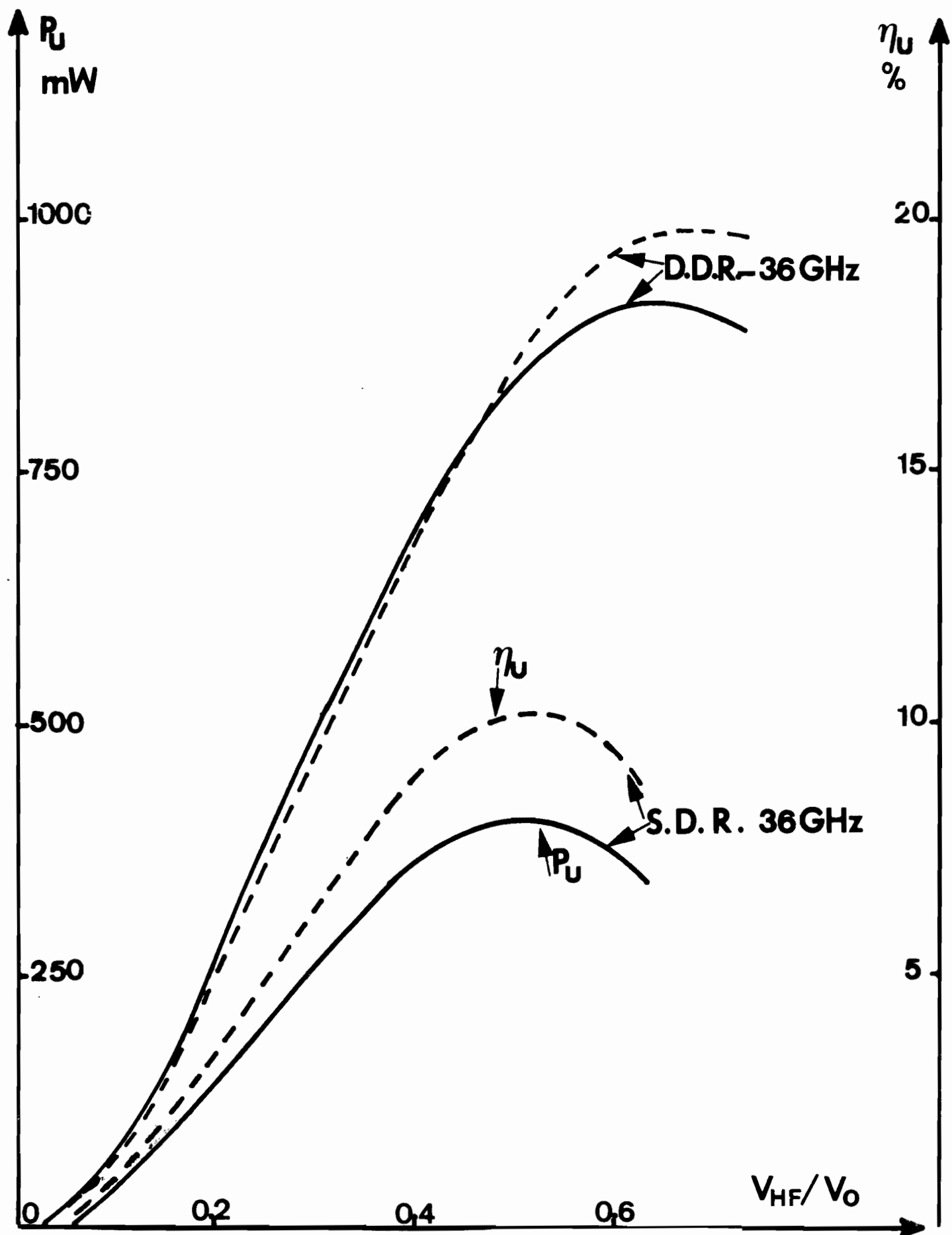


Figure III.14 : Exemple de comparaison entre diode D.D.R. symétrique et diode S.D.R.

Ainsi sur cet exemple, l'usage d'une diode D.D.R. de préférence à une diode S.D.R. permet une amélioration de la puissance de l'ordre d'un facteur deux et d'un facteur supérieur à 1,5 pour le rendement. Notons que ces avantages sont encore plus marqués pour une valeur plus faible de la résistance thermique.

#### f) Problèmes pratiques

Tout d'abord, rappelons que nous avons déjà fourni au chapitre II les résultats expérimentaux obtenus avec des diodes D.D.R.. A partir d'une évaluation réaliste des caractéristiques (dopages, épaisseurs, section) de ces diodes nous avons pu effectuer une comparaison théorie-expérience qui s'est révélée très satisfaisante. En conséquence l'analyse du tableau comparatif (chapitre II, paragraphe II.5) et de nos conditions d'optimisation permet de donner quelques éléments de réponse quant à la modestie des performances de ces diodes pour les fréquences de travail considérées. D'une part les section des diodes expérimentales, particulièrement celles à substrat non aminci, sont assez supérieures aux valeurs optimales : elles sont généralement supérieures à  $3000 (\mu\text{m})^2$ . Il en découle notamment pour les diodes à substrat non aminci ( $R_S$  élevée), qui constituent la majorité, des pertes importantes de puissance. D'autre part les valeurs des dopages sont supérieures à leur valeur optimale pour la fréquence considérée. Bien que nous pensons que ces deux éléments sont en grande partie à l'origine des diminutions de performances constatées, l'encapsulation peut en constituer une autre cause comme nous le verrons par la suite.

A présent donnons un aperçu de quelques éléments qui nous paraissent importants, sur la réalisation et le fonctionnement pratique des diodes D.D.R. destinées à fournir des puissances importantes particulièrement à des fréquences élevées (bande Q et au-dessus).

- Signalons tout d'abord un phénomène qu'il convient d'éviter et qui est lié aux conditions de production de forte puissance : tensions alternatives élevées, effets de redressement (dûs aux non linéarités du taux d'ionisation) et parfois effets thermiques importants. En effet, dans ces conditions, différents travaux [84][107] ont montré la possibilité pour certaines diodes de présenter une résistance différentielle négative en présence d'oscillations ( $\frac{dV}{dI} < 0$

où  $V$  et  $I$  sont la tension et le courant continu de fonctionnement). Ainsi il en découle l'apparition d'effets d'instabilité en plus basse fréquence dans le circuit de polarisation. Particulièrement Yasutake et Al. [107] ont montré que ces effets étaient plus marqués dans des diodes D.D.R. où notamment la résistance différentielle induite par la tension hyperfréquence était nettement plus élevée. Il convient donc, de pallier ces inconvénients qui par ailleurs limiteraient la puissance de sortie et dégraderaient la qualité spectrale. A ce propos notons que plusieurs travaux [107][32] ont proposé, suivant les conditions de fonctionnements, des méthodes de stabilisation efficaces du circuit de polarisation : introduction impédances élevées aux fréquences possibles d'oscillations parasites.

- Les écarts par rapport aux caractéristiques désirées (profil de dopage, épaisseur) liés au degré de précision des technologies utilisées (par exemple sur contrôle de l'uniformité du profil de dopage, raideur des transitions) peuvent sensiblement modifier les performances. Par exemple lorsque la transition PN n'est pas suffisamment raide, la zone d'émission peut être beaucoup plus large que prévu. Par ailleurs, vue l'importance du confinement, une assez bonne précision doit être atteinte sur le PTF désiré. Nous avons observé expérimentalement [103][93] que ces écarts pouvaient entraîner une grande différence entre les performances de diodes par ailleurs équivalentes

- Comme nous l'avons précédemment signalé, l'influence des pertes dues à la résistance série  $R_s$  est déterminante (Fig. III.15) sur les performances à pleine puissance. Rappelons que cette résistance est due à la résistance des fils de liaison pastille semi-conductrice-boîtier et surtout aux pertes du substrat, aux résistances de contact et éventuellement aux pertes de l'encapsulation. Il est donc primordial dans la réalisation pratique de ces composants de réduire au maximum cette résistance série. A cet égard l'amélioration du contact  $NN^+$  (diode  $P^+PNN^+$ ) et surtout l'amincissement du substrat [35] sont des moyens efficaces pour atteindre ce résultat. Ceci a permis, dans les diodes réalisés par DMH, de réduire d'environ 50 % la résistance série et donc d'améliorer

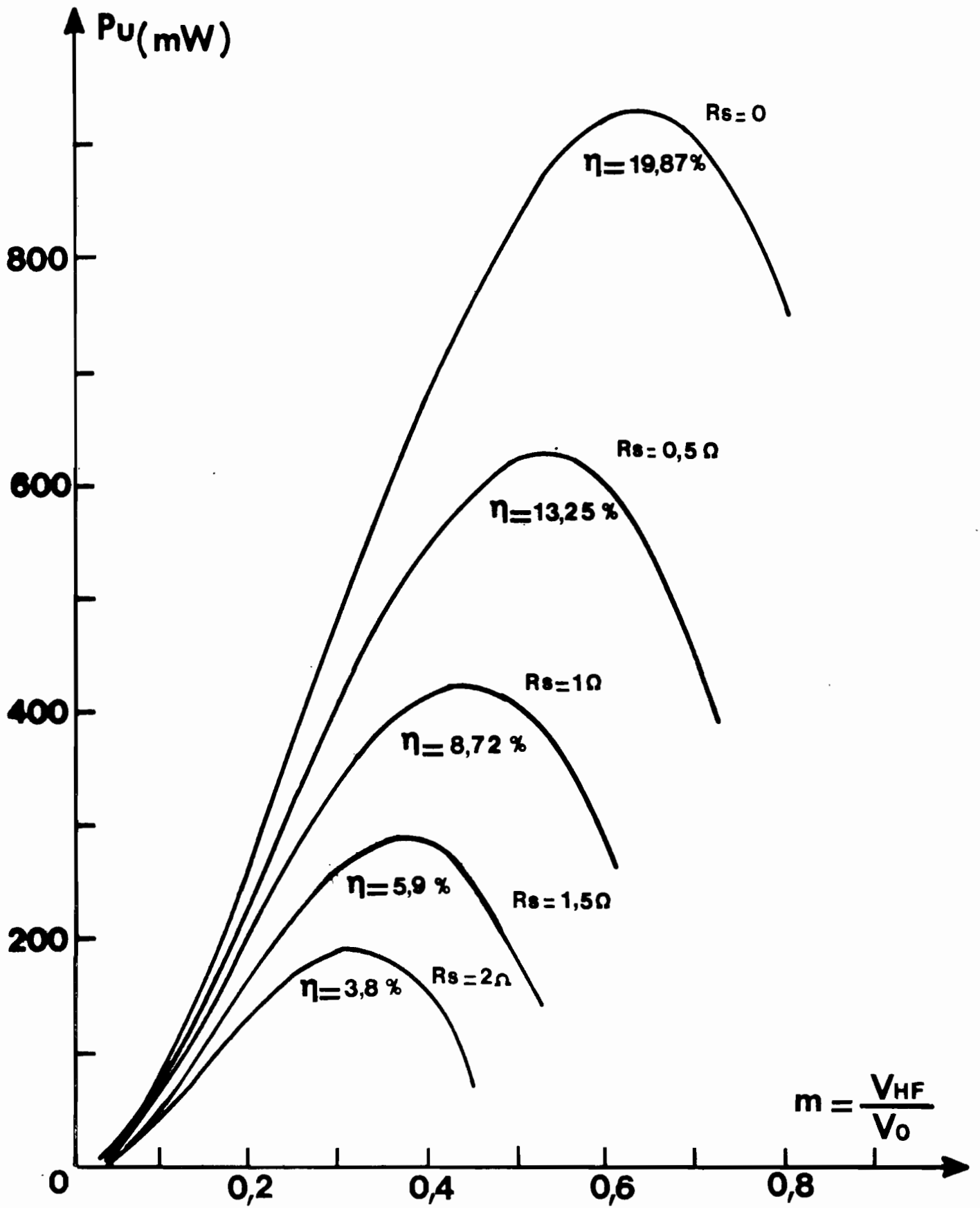
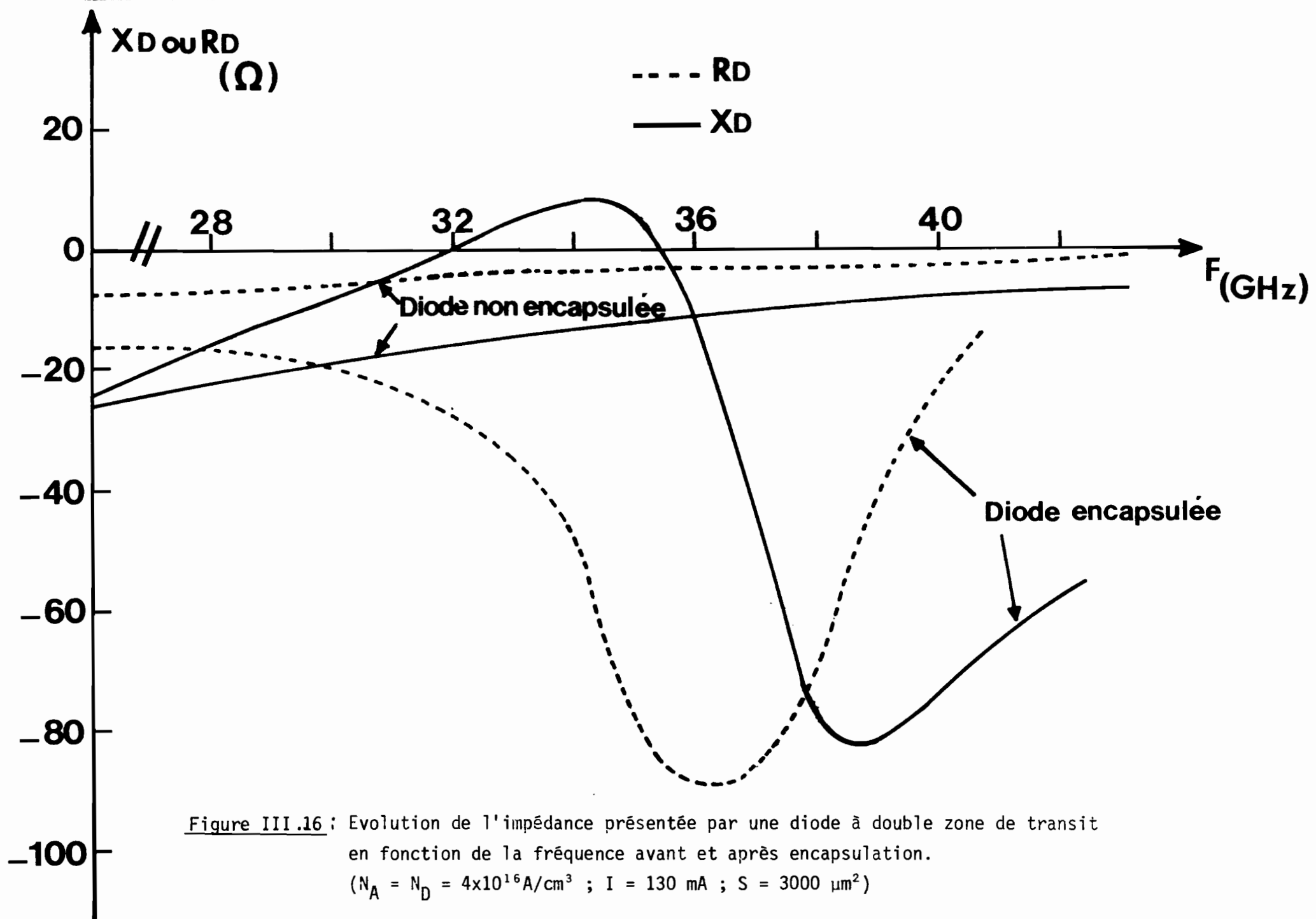


Figure III.15 : Influence de la résistance parasite sur les performances. Diode à double zone de transit symétrique ( $N_A = N_D = 4 \times 10^{16} \text{ A/cm}^3$  ;  $I = 130 \text{ mA}$  ;  $S = 3200 \text{ } \mu\text{m}^2$  ;  $F = 39 \text{ GHz}$ ).

notablement les performances : ainsi pour une diode donnée bande Q, l'amincissement du substrat de 70  $\mu$  à 20  $\mu$  a permis de faire passer la résistance série de 2  $\Omega$  à 1  $\Omega$  et d'améliorer la puissance de 30 %, le rendement d'environ 50 %. Par ailleurs et de façon analogue, lorsque les pertes  $R_{HF}$  dues au circuit hyperfréquence associé à la diode sont importantes, les performances seront fortement dégradées. Si en première approximation on les assimile à des pertes en ligne, leur influence sera d'autant plus importante que le coefficient de réflexion que doit réaliser le circuit d'adaptation est faible.

Les éléments parasites provenant notamment de l'encapsulation de la diode et de son environnement (par exemple position de la diode dans son dissipateur thermique) influent essentiellement sur l'impédance apparente présentée par la diode. Nous verrons plus loin les conséquences sur les caractéristiques d'un amplificateur à diode A.T.T. Dans le cas de l'oscillation, analysons l'influence des boîtiers type W2 [93] qui ont été utilisés pour la majorité des diodes D.D.R. en bande Q. A partir des travaux de caractérisation détaillés dans la thèse de DEJAEGER [93] et ailleurs [103] les éléments parasites équivalents à ce boîtier peuvent être assimilés en première approximation à une cellule  $L_S - C_P$  dont les éléments ont les valeurs moyennes suivantes :

$L_S = 0,25$  nH et  $C_P = 0,15$  pF. Nous comparons l'influence de ces éléments à celle des éléments parasites d'une structure dite non encapsulée (contact pris sur relais de quartz) dont les valeurs estimées sont : self due aux fils de contact égale à 0,05 nH et capacité répartie égale à 0,1 pF. La figure III.16 montre l'évolution fréquentielle de l'impédance linéaire d'une diode D.D.R. expérimentale (type E192) dans ces deux types de structure. On peut remarquer que les éléments parasites du boîtier  $W_2$  entraînent une résonance (en bande Q et sur notre exemple vers 36 GHz) qui se traduit par une augmentation importante de la résistance apparente et une variation brutale de la réactance. Cette résonance tendra à imposer une fréquence préférentielle de fonctionnement et des accords assez "critiques". Un tel comportement peut poser des problèmes de reproductibilité en raison des incertitudes sur les valeurs réelles des éléments parasites qui peuvent évoluer en fonction



des conditions de fonctionnement, des montures utilisées, etc... Une solution à ces problèmes réside, dans la technologie du boîtier, à situer cette fréquence de résonance en dehors de la bande d'utilisation du composant. De plus il n'est pas certain que les pertes entraînées par l'existence du boîtier puissent être représentées par une résistance série de valeur très faible et d'influence quasi négligeable comme le montrerait une détermination directe sur diode court-circuitée. La comparaison, entre d'une part les excellents résultats expérimentaux obtenus vers 75 GHz avec des diodes D.D.R. sans boîtier (tableaux n° 3 chapitre II) et vers 35 GHz avec des diodes S.D.R. sans boîtier [42] et d'autre part les performances obtenues avec des diodes à boîtier, inciterait à penser que cette résistance n'est pas négligeable. Il nous semble difficile d'avoir une position définitive sur ce problème. Bien sûr l'utilisation de diodes non encapsulées peut apparaître extrêmement intéressante mais l'avantage quant aux performances obtenues, d'une telle solution est à confronter aux problèmes de fiabilité, de maniabilité et d'utilisation pratique de ces composants.

### III.3. CONCLUSIONS

De ce chapitre nous pouvons dégager un certain nombre d'enseignements qui apparaissent particulièrement instructifs tant pour la montée en fréquence des dispositifs à diode A.T.T. que pour l'optimisation des performances en puissance et rendement de ceux-ci.

- En gammes millimétrique et submillimétrique, en plus des phénomènes classiques, intervient un effet de limitation que nous avons mis en évidence et qui est dû à la modulation de vitesse des porteurs. Nous avons montré que ce phénomène entraînait une forte dégradation des performances. Sur l'exemple que nous avons considéré dans cette étude, il entraînait une diminution supérieure à environ 40 % pour la puissance et pour le rendement d'une diode D.D.R. oscillant à 140 GHz.

- La comparaison effectuée entre l'arseniure de gallium et le silicium, basée sur l'influence des caractéristiques physiques de ces matériaux, est nettement à l'avantage des diodes AsGa pour les dispositifs fonctionnant notamment dans la bande X. Par contre en gamme millimétrique les performances potentielles des deux types de diode sont comparables et de ce fait le silicium est actuellement préférable

en raison de la maîtrise de sa technologie et de la fiabilité des composants réalisés.

. Nous avons présenté une étude assez exhaustive définissant les conditions d'obtention de puissance et de rendement maxima de diodes A.T.T. en gamme millimétrique. Dans ce cadre les avantages des diodes D.D.R. comparativement aux diodes S.D.R peuvent se résumer essentiellement à deux éléments : puissances et rendement plus élevés, plus grandes possibilités dans la montée en fréquence. Sur l'exemple considéré dans notre travail, le choix d'une diode D.D.R. a permis d'améliorer la puissance d'environ 100 % et le rendement de plus de 50 %. Particulièrement dans le cas des diodes D.D.R., notre étude dégage un certain nombre d'éléments relatifs à l'optimisation des caractéristiques notamment dans la bande Q :

- nécessité d'un fort confinement de la zone p et d'un faible confinement de la zone n

- les angles de transit optimaux en faible signal correspondant aux zones n et p sont voisins de  $\Pi/2$ .

- pour les diodes D.D.R. symétriques ( $N_A = N_D$ ), l'optimisation du dopage n'est pas critique. Il existe évidemment une interdépendance entre la valeur du dopage et celle de l'épaisseur, quand on recherche des valeurs optimales.

- ↖ de même il existe une plage de valeurs optimales de la section.

- ↖ dans nos conditions d'étude nous avons défini des composants optimisés tant dans la bande Q qu'à 75 GHz.

. Enfin nous avons analysé certains problèmes pratiques et avons fourni des indications visant à éviter ces problèmes ou à atténuer leurs conséquences sur les performances.



## CONCLUSION (1<sup>ère</sup> PARTIE)

Cette première partie de notre travail nous a permis d'apporter des connaissances nouvelles sur la compréhension du fonctionnement des diodes A.T.T. ainsi que les conditions optimales d'utilisation de ces composants notamment dans les dispositifs d'oscillation. Tout d'abord, l'élaboration de différents modèles physiques du composant, nous permet de disposer d'outils essentiels pour comprendre les rôles des principaux mécanismes physiques régissant le fonctionnement d'une diode à avalanche. Ensuite les différents tests tant qualitatifs que quantitatifs effectués sur ces modèles se sont révélés très satisfaisants. Ils constituent à ce titre une des principales preuves de la validité de l'étude portant sur l'optimisation et les phénomènes de limitation que nous avons entreprise. Dans le cas général, cette étude a permis de dégager les éléments essentiels de choix quant au type de matériau aux caractéristiques du composant, etc..., en vue d'obtenir les performances (puissance et rendement) maximales en oscillation. Dans des conditions bien précises (notamment relatives aux possibilités de dissipation thermique) nous avons pu définir pour des diodes D.D.R. fonctionnant en bande Q et aux fréquences supérieures les caractéristiques optimales (dopages, épaisseur, section) ainsi que les performances correspondantes. Les résultats ainsi obtenus sur la puissance et le rendement démontrent la supériorité sans équivoques en gamme millimétrique des diodes A.T.T. sur les autres composants à l'état solide.

Nous nous proposons maintenant dans la deuxième partie de ce travail de mener une étude aussi complète que possible sur les possibilités des diodes A.T.T. en amplification. Comme nous l'avons indiqué dans le chapitre introductif, ce domaine et particulièrement l'amplification dans les systèmes de télécommunication constitue un important champ potentiel d'application des diodes A.T.T. Dans cette optique les modèles physiques que nous avons élaborés nous seront précieux pour répondre à la question : les diodes A.T.T. sont-elles capables et suffisamment compétitives pour satisfaire les différentes exigences imposées de manière générale aux amplificateurs hyperfréquences et en particulier celles requises pour les amplificateurs de télécommunication ?

CHAPITRE IV

ÉLÉMENTS DE

CARACTÉRISATION DE L'AMPLIFICATEUR

L'importance relative de chacune des caractéristiques dépend notamment du régime de fonctionnement envisagé et du type de signal à amplifier. Il serait évidemment fastidieux d'envisager une étude exhaustive de toutes les caractéristiques qui sont susceptibles de présenter un quelconque intérêt. En revanche certaines demeurent fondamentales pour la plupart des applications des amplificateurs hyperfréquences et particulièrement en télécommunication. Dans ce chapitre nous allons préciser ces caractéristiques tout en indiquant les principaux objectifs visés quand on cherche l'optimisation de l'amplificateur A.T.T.. De même nous présentons les dispositifs ainsi que les méthodes tant théoriques qu'expérimentales que nous utiliserons pour leur détermination.

#### IV.1. CARACTERISTIQUES ET COMPOSANTS ETUDIES

##### IV.1.1. Caractéristiques.

Les caractéristiques auxquelles nous nous intéresserons sont :

- évolution fréquentielle du gain :
  - . variation du module du gain : produit gain bande
  - . variation de la phase du gain : temps de propagation de groupe et ses variations.
- linéarité du gain
  - . en amplitude : puissance à 1 db de compression du gain
  - . en phase : conversions modulation d'amplitude, modulation de phase
- puissance de sortie : puissance ajoutée par l'amplificateur

Pour chacune de ces caractéristiques, les objectifs visés sont décrits ci-dessous :

##### \* Evolution fréquentielle du gain

- . variation du module du gain : valeur du gain à la fréquence centrale  
-----  
et bande passante  
-----

Cette évolution induit en pratique des effets de conversion

modulation de fréquence-modulation d'amplitude. L'objectif visé est de minimiser ces variations fréquentielles du module du gain afin :

- . d'une part d'augmenter la bande passante et donc de permettre par exemple en télécommunication l'utilisation d'un même ensemble (composant-circuit) pour un plus grand nombre de canaux

- . d'autre part de réduire les conversions FM-AM.

Pour obtenir dans un fonctionnement pratique le gain à la fréquence centrale et la bande passante les plus élevés possibles, nous allons chercher à définir les conditions d'optimisation du produit gain bande.

- . variation fréquentielle de la phase  $\Phi$  : temps de propagation  
-----  
de groupe  
-----

Le temps de propagation de groupe s'exprime par  $d\Phi/d\omega$  (durée de transmission d'une information centrée autour de la fréquence centrale considérée). Ce sont ses variations, notamment dans la bande passante de l'amplificateur, qui sont à l'origine de distorsions (par exemple bruit) du signal : il faut les limiter pour certaines applications tels les faisceaux hertziens afin d'éviter d'avoir recours à des systèmes correcteurs très élaborés.

\* Linéarité du gain

- . linéarité en amplitude  
-----

Elle caractérise la dépendance entre la puissance de sortie et la puissance d'entrée de l'amplificateur. La nature de cette dépendance a une très grande influence sur la qualité de la transmission de signaux modulés en amplitude. En effet les non linéarités de la caractéristique AM-AM sont notamment une des causes des phénomènes d'intermodulation dans les systèmes à multiporteuses. Pour analyser la linéarité du gain de l'amplificateur, nous adoptons une méthode assez couramment utilisée et basée sur l'étude de la puissance de sortie à 1 db de compression du gain linéaire :  $P_{S1db}$  ; la linéarité en amplitude sera d'autant

meilleure que la valeur de  $P_{s,1db}$  est élevée. Dans certains cas (faibles variations de la phase  $\phi$  et sens de variation constant du gain de l'amplificateur) la notion de puissance de compression est suffisante pour caractériser globalement la linéarité de l'amplificateur A.T.T. ; par contre dans les autres cas que nous verrons plus loin, sa valeur ne permet pas de caractériser complètement la linéarité de l'amplificateur.

. Linéarité en phase : taux de conversion AM-PM  
-----

Le taux de conversion AM-PM s'estime à partir de l'évolution du déphasage introduit par l'amplificateur en fonction du niveau d'entrée. Cette conversion a pour conséquence d'introduire des distorsions (effets de cross modulation) indésirables dans les systèmes FM et dans les systèmes de modulation bi ou quadriphase. On apprécie le taux de conversion AM-PM par la valeur de  $d\phi/dP_1$  (en degré par db) pour le niveau et la fréquence considérés. Nous tenterons de déterminer les conditions qui permettent de réduire la valeur de ce taux.

\* Puissance de sortie et puissance ajoutée par l'amplificateur

Nous étudierons ces caractéristiques particulièrement au voisinage de la saturation : elles sont évidemment primordiales dans les nombreuses applications en forte puissance et notamment pour les émetteurs de télécommunication. Nous préciserons les conditions d'obtention d'une puissance ajoutée maximale ainsi que celles qui permettent d'optimiser le fonctionnement global de l'amplificateur A.T.T. en régime de saturation.

REMARQUE

Précisons que les études que nous ferons sur l'influence des conditions de fonctionnement sur les caractéristiques puissance de compression et conversion AM-PM permettront par là même d'avoir des éléments d'analyse sur les distorsions d'intermodulation. On peut rappeler que ces distorsions, qui apparaissent dans l'amplification de signaux multifréquences en particulier dans les télécommunications, proviennent des non linéarités de la fonction de transfert

associée à l'amplificateur. Les niveaux des raies générées, par battement entre signaux ou avec le bruit, doivent être réduits pour permettre une relative bonne qualité de transmission des informations tant sur le plan du rapport signal sur bruit que de la diaphonie. Cette réduction nécessite évidemment celle des non linéarités de la caractéristique AM-AM et de la phase.

#### IV.1.2. Composants

Comme dans l'étude précédente, nous utilisons des diodes à l'arseniure de Gallium (AsGa) pour nos travaux dans la bande X et des diodes au silicium (Si) pour ceux dans la bande Q. Les caractéristiques de ces diodes, inspirées globalement de l'optimisation précédente (chapitre III), sont telles que certaines d'entre elles sont quasi optimisées pour la puissance émise (principalement pour certaines diodes expérimentales bande X).

##### IV.1.2.1. Bande X

Les diodes étudiées dans cette gamme de fréquences ont une seule zone de transit (diode S.D.R.,  $P^+NN^+$ ) ; les caractéristiques de celles qui nous ont servi de modèles théoriques sont indiquées sur la figure IV.1.. Elles ont une section égale à  $7800 (\mu m)^2$ , valeur quasi optimale en bande X [47] ; la valeur de la résistance série parasite est prise égale à  $0,5 \Omega$ .

Les diodes utilisées dans l'étude expérimentale ont été réalisées au L.E.P.\*. Nous ne détaillerons pas ici la technologie de ces diodes, ce qui a été largement fait ailleurs [10][47][11]. Précisons cependant que pour la majorité des diodes qui ont fourni des performances intéressantes la zone active est réalisée avec une barrière d'or ou de platine. Ces diodes se caractérisent essentiellement par :

- sections variant de  $5000$  à  $15000 (\mu m)^2$
- densités maximales de courant de polarisation applicables

-----  
\* L.E.P. : Laboratoire d'Electronique et de Physique Appliquée F94450 LIMEIL BREVANNES

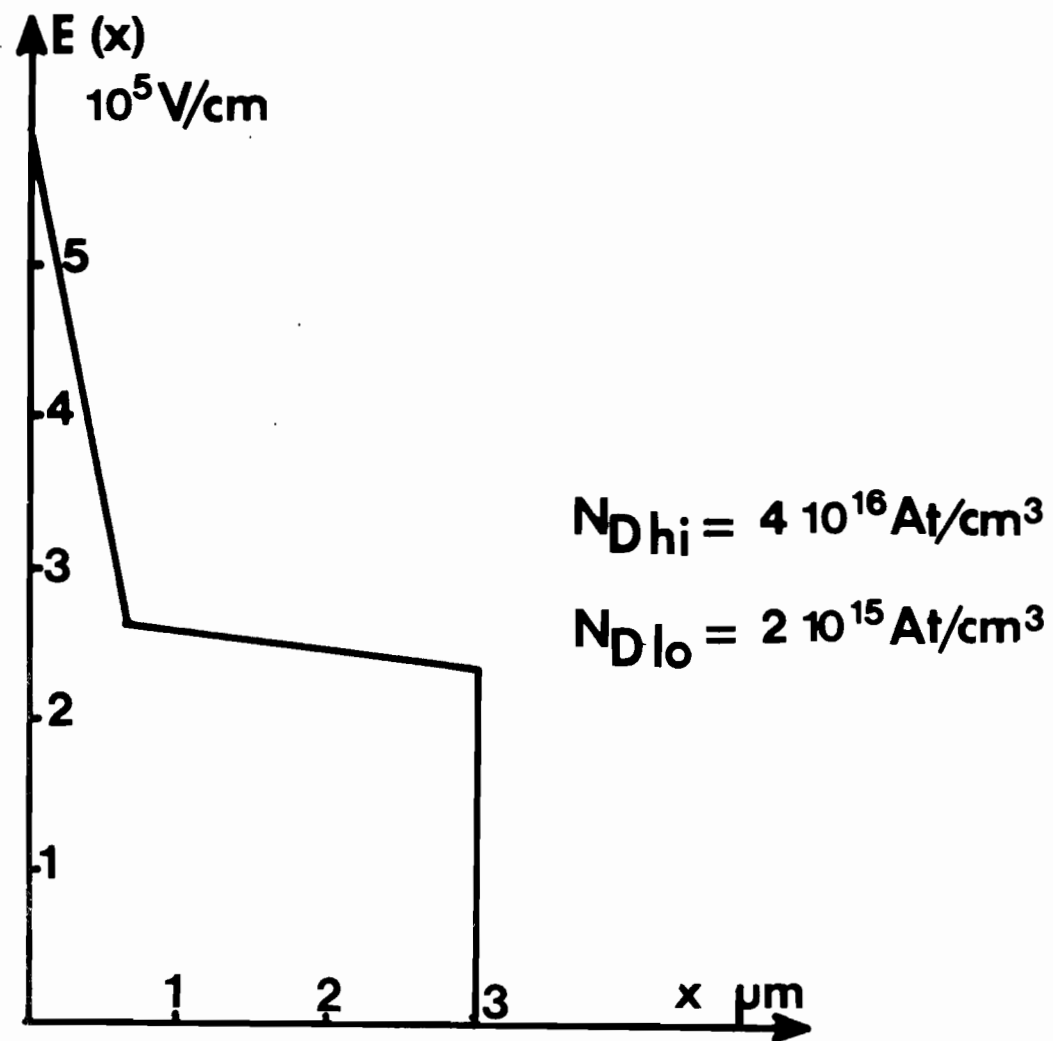
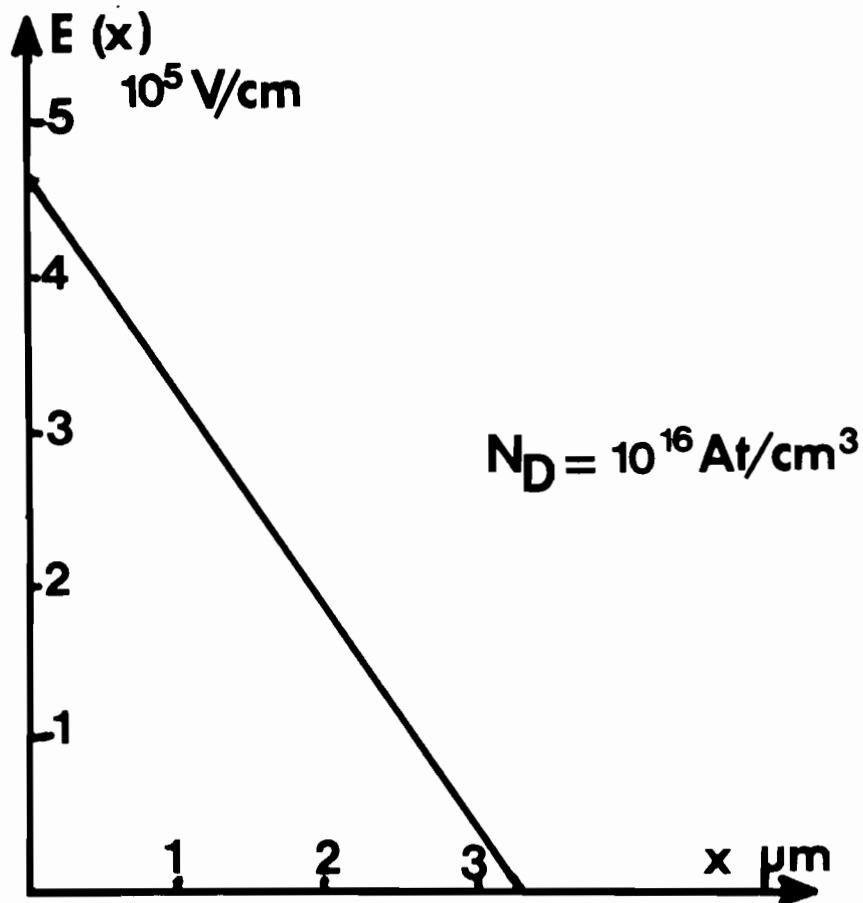


Figure IV.1 : Modèles théoriques utilisés pour diodes

sur la jonction comprises entre 500 et 2000 A/cm<sup>2</sup>  
- deux types de profil : dopage uniforme et dopage à deux paliers du type HiLo. Les tensions d'avalanche sont comprises entre 20 et 100 Volts.

Tant théoriquement qu'expérimentalement, les diodes sont analysées dans des boîtiers du type F27D (\*\*). Les valeurs des éléments (inductances, capacités) équivalents à ce boîtier (figure IV.2) ont été déterminées par De WAARD [108] ; ces résultats concordent par ailleurs avec ceux de nos déterminations expérimentales. Précisons que, eu égard aux valeurs des éléments parasites, la condition de résonance du circuit équivalent au boîtier n'est généralement remplie que pour une seule fréquence dans la gamme où les diodes étudiées présentent une résistance négative : ceci contribue à réduire les risques d'instabilité pour l'amplificateur "self résonant" que nous allons analyser par la suite. Signalons enfin qu'on peut faire varier l'inductance  $L_c$  équivalente à la longueur de ligne relative au pilier de la diode :  $L_c$  est d'autant faible que le pilier de la diode est plus enfoncé dans le dissipateur thermique.

#### IV.1.2.2. Bande Q

Dans cette gamme de fréquences nous utilisons aussi bien des diodes S.D.R. que des diodes D.D.R. au Silicium. Elles ont toutes des profils de dopage quasi uniformes.

##### a) diodes S.D.R.

Les diodes de ce type ont été réalisées au L.E.P. La plupart d'entre elles sont montées sans boîtier : structure dite non encapsulée avec contact pris sur relais de quartz. Elles ont des diamètres variant de 50  $\mu\text{m}$  à 70  $\mu\text{m}$ , les résistances thermiques correspondantes sont de 40°C/W (pour d # 50  $\mu\text{m}$ ) et 33°C/W (pour d # 70  $\mu\text{m}$ )

-----

\*\* Référence D.M.H : Dispositifs Microélectroniques Hyperfréquences



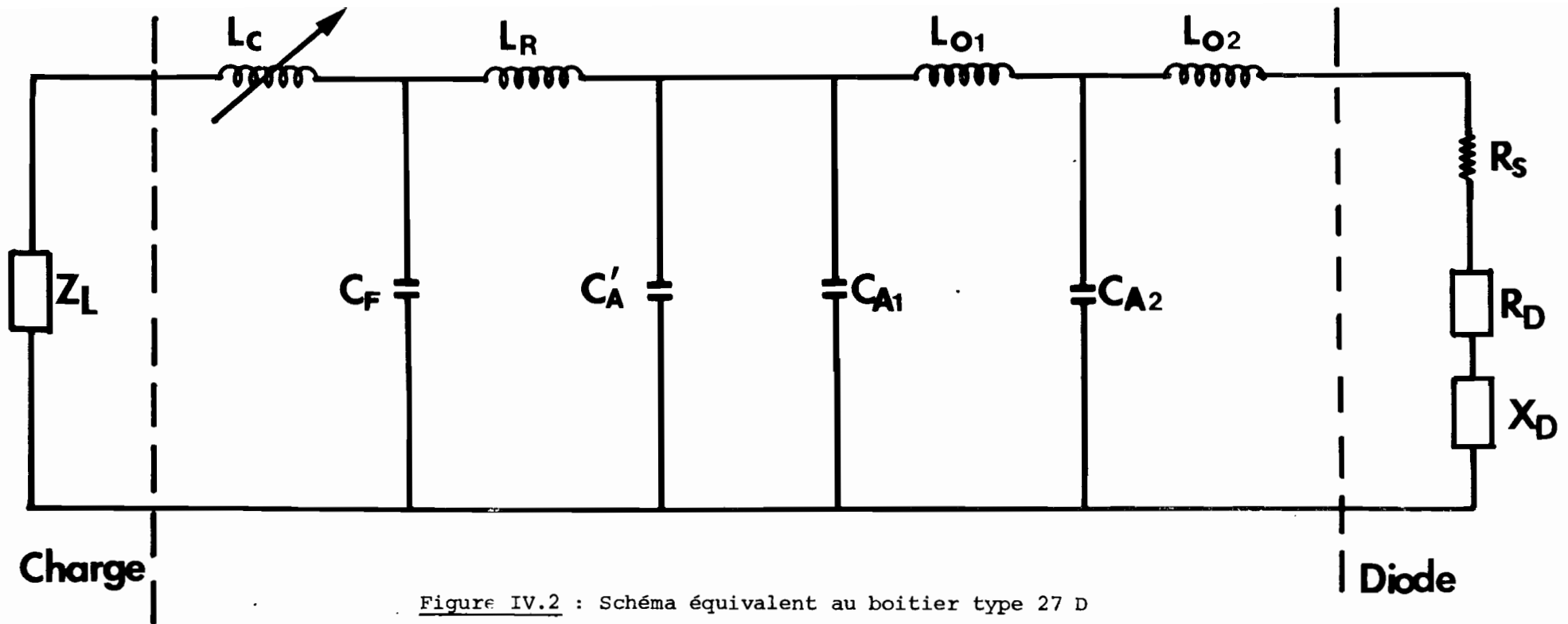


Figure IV.2 : Schéma équivalent au boîtier type 27 D

$L_C = 0,288 \text{ nH}$	$C_F = 0,033 \text{ pF}$
$L_R = 0,138 \text{ nH}$	$C'_A = 0,01 \text{ pF}$
$L_{O1} = 0,220 \text{ nH}$	$C_{A1} = 0,1 \text{ pF}$
$L_{O2} = 0,175 \text{ nH (2 fils)}$	$C_{A2} = 0,124 \text{ pF (2 fils)}$
$= 0,35 \text{ nH (1 fil)}$	$= 0,109 \text{ pF (1 fil)}$

Les tensions d'avalanche sont de l'ordre de 26 volts.

Le modèle théorique que nous adoptons et qui les décrit globalement de façon assez valable a les caractéristiques suivantes :

$$\text{Modèle théorique diode S.D.R. bande Q} \left\{ \begin{array}{l} \text{ND} = 2,8 \cdot 10^{16} \text{ At/cm}^3 \\ \text{S} = 2000 (\mu\text{m})^2 \\ \text{W}_S \# 1,3 \mu\text{m} \end{array} \right.$$

Pour les calculs théoriques, nous incluons les valeurs des éléments parasites (cellule  $L_S - C_p$ ) liés au système de montage de la structure non encapsulée que nous avons estimées ; une inductance  $L_S$  égale à 0,05 nh équivalente aux fils de contact, une capacité parasite répartie  $C_p$  égale à 0,1 pF. La résistance série parasite est prise égale à 0,5  $\Omega$ , valeur caractéristique des réalisations expérimentales.

b) diode D.D.R.

Dans la plus grande partie de notre étude expérimentale en amplification, nous avons utilisé les mêmes diodes que celles dont les caractéristiques et les performances en oscillation ont été étudiées aux chapitres II et III (paragraphe III.2.2.2.f)). Rappelons en brièvement quelques éléments importants pour la suite de l'étude : leurs sections sont généralement supérieures à  $3000 (\mu\text{m})^2$  et les résistances thermiques sont en moyenne inférieures à  $35^\circ\text{C/W}$  ; bien que certains essais aient été effectués avec des diodes sans boîtier, nous avons disposé dans la majorité des cas de diodes encapsulées dans des boîtiers du type W2 ; les tensions d'avalanche sont généralement voisines de 30 volts.

Le modèle théorique que nous avons adopté correspond à des diodes optimisées vers 40 GHz : il présente les caractéristiques suivantes :

$$\text{Modèle théorique diode D.D.R. bande Q} \left\{ \begin{array}{l} \text{NA} = \text{ND} = 4 \cdot 10^{16} \text{ At/cm}^3 \\ \text{S} = 2250 (\mu\text{m})^2 \\ \text{W}_n = 0,82 \mu\text{m} \\ \text{W}_p = 0,96 \mu\text{m} \end{array} \right.$$

Pour tenir compte de l'encapsulation dans les calculs théoriques, comme nous l'avons précédemment précisé, le boîtier W2 est assimilé à une cellule L-C avec :  $L = 0,25$  nh et  $C = 0,15$  pF. La résistance série parasite est prise ici égale à environ  $1 \Omega$ .

## IV.2. CIRCUITS DE CHARGE

### IV.2.1 Objectifs

Il est nécessaire de réaliser une adaptation entre la diode et le circuit extérieur. A cet effet les circuits de charge requis ne sont pas fondamentalement différents de ceux utilisés notamment pour les diodes tunnel en amplification par réflexion. Cependant, eu égard au comportement spécifique de l'impédance de la diode A.T.T, ils possèdent des particularités bien définies. Compte tenu de l'infinité de combinaisons possibles pour obtenir une valeur donnée du gain, le choix du circuit d'adaptation peut avoir une influence déterminante sur l'évolution de la valeur du gain en fonction de la fréquence ou du niveau. Pour effectuer ce choix nous visons principalement les objectifs suivants :

- l'obtention d'un fonctionnement stable et fiable de l'amplificateur caractérisé par un produit gain bande le plus élevé possible et ceci tant dans l'étude théorique qu'expérimentale. Dans cette optique, nous avons cherché à réaliser des circuits hyperfréquences dont les accords sont suffisamment localisés pour permettre notamment d'obtenir des évolutions fréquentielles de l'impédance de charge assez lentes. Globalement ceci doit se traduire par une faible valeur du coefficient de qualité  $Q_L$  associé à la charge vue par la diode.

- dans l'étude théorique nous avons surtout recherché des circuits dont les comportements (impédances ramenées) non seulement soient relativement voisins de ceux des circuits réalisés expérimentalement et permettent ainsi une comparaison plus aisée entre la théorie et l'expérience, mais aussi soient facilement compréhensibles. Ceci permettra de mieux apprécier l'influence intrinsèque des caractéristiques de la diode et des conditions de fonctionnement, ce qui constitue par ailleurs l'un des principaux buts de notre étude théorique.

Pour atteindre ces objectifs nous avons effectué différents essais [103][93] en raison de nombreux problèmes d'ordre pratique qui se sont posés. Plus particulièrement en bande Q la réalisation d'un circuit optimisé s'avère assez difficile. En effet le rapport de transformation d'impédance entre la diode et le guide est souvent assez élevé et l'impédance de charge varie généralement assez vite avec la fréquence dans cette gamme. Dans ce qui suit nous allons présenter les principaux circuits de charge qui ont permis de réaliser tant les études théoriques qu'expérimentales que nous présenterons plus loin.

#### IV.2.2. Circuits de charge réalisés dans l'étude expérimentale

##### IV.2.2.1. Bande X

Nous nous sommes surtout intéressés aux réalisations en structure coaxiale dans lesquelles il est relativement plus aisé d'effectuer des comparaisons théorie-expérience. Le relatif manque de souplesse des structures strip-line nous a fait écarter cette solution compte tenu des objectifs de notre étude.

Les résultats expérimentaux que nous allons fournir ont été obtenus avec un dispositif d'accord dit "self résonant". Ce dispositif est par ailleurs largement décrit dans de précédentes publications [109][110] et dans la thèse de CARNEZ [56]. Le boîtier de la diode réalise un accord très localisé ; le circuit extérieur ayant uniquement pour rôle de ramener une résistance réelle constante en fonction de la fréquence au niveau du boîtier. Pour ce faire la diode est placée (figure IV.3) à l'extrémité d'une structure coaxiale dans laquelle une transition conique assure le changement progressif d'impédance caractéristique de la valeur de la ligne de transmission ( $50 \Omega$ ) à la valeur de résistance désirée  $R_L$ . L'accord réactif est donc bien réalisé par les éléments parasites de l'encapsulation de la diode qui sont ici ceux du boîtier F27D. Comme par ailleurs la valeur de la self  $L_c$  de ce boîtier peut être modifiée en agissant sur l'enfoncement de la diode dans son dissipateur thermique, on peut donc assez aisément ajuster la fréquence centrale d'accord. Par ailleurs la valeur de  $R_L$  peut être modifiée à partir du jeu de tronçons coniques dont nous disposons. Il convient de préciser

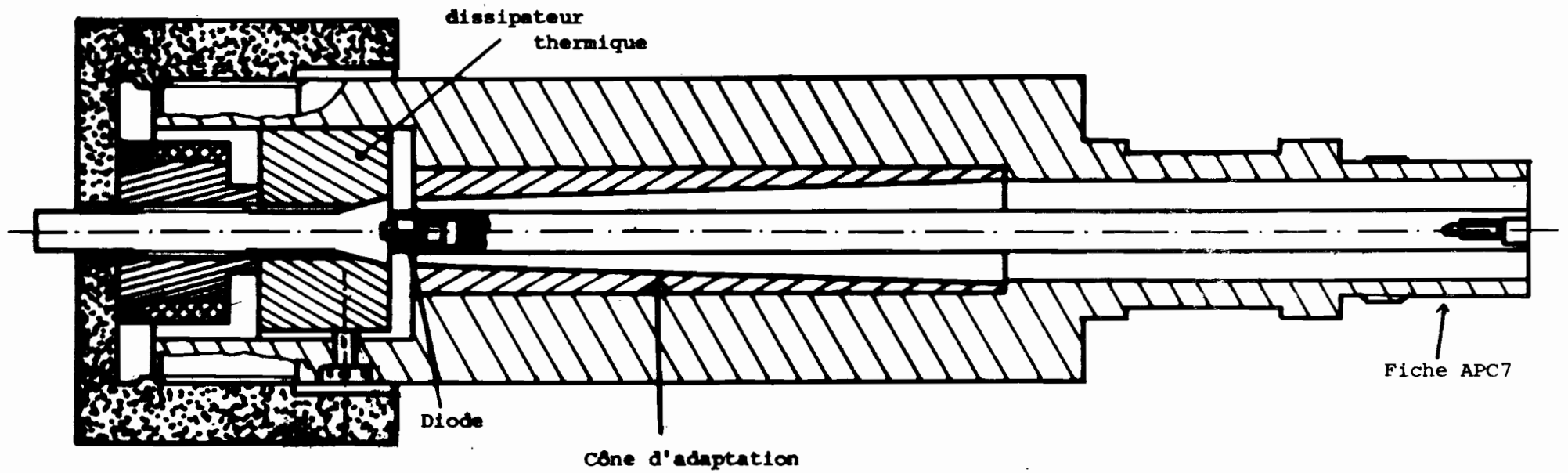


Figure IV.3 : Cellule "self résonant" pour études en bande X

que l'impédance ramenée par le "cône" d'adaptation n'est quasi réelle que si la longueur du cône est au moins égale à la longueur d'onde considérée [56]. Dans ces conditions nous donnons sur la figure IV.4 un exemple d'évolution fréquentielle de l'impédance  $Z_L$  ramenée dans le plan de la diode par une transition conique ( $50 \Omega \rightarrow 20\Omega$ ) placée soit au niveau du conducteur intérieur du coaxial soit au niveau du conducteur extérieur. On remarque que la réactance demeure relativement faible (au maximum elle est égale à  $3 \Omega$  entre 8 et 13 GHz) et que les variations de la résistance de charge autour de sa valeur nominale  $20 \Omega$  sont quasi insignifiantes (variations maximales de l'ordre de 10 % entre 8 et 13 GHz).

Ainsi, toutes les performances expérimentales que nous allons fournir en bande X ont été obtenues avec ce circuit de charge qui, tout en ayant une conception simple et donc facilitant la compréhension des phénomènes, donne des résultats particulièrement compétitifs par rapport à beaucoup de circuits classiques. En effet nous avons pu comparer son comportement à ceux obtenus avec des circuits de charge (R,L) série ou (R,L) parallèle [110] ou du type [111] Iglesias. A titre indicatif la figure IV.5 donne la comparaison des performances de bande passante obtenues expérimentalement dans des conditions analogues de fonctionnement avec un amplificateur "self résonant" et un amplificateur type Iglesias. Cet exemple, qui constitue par ailleurs un résultat expérimental typique en ce qui concerne la bande passante, montre à l'évidence l'intérêt de l'amplificateur "self résonant" : aussi bien le gain à la fréquence centrale que la bande passante sont plus élevés pour le cône d'adaptation ; le produit gain bande réduit ( $\sqrt{G} \Delta f / f_c$ ) est d'environ 30 % plus faible dans le cas de la cellule Iglesias.

#### IV.2.2.2. Bande Q

Dans cette gamme aussi, des essais ont été effectués sur plusieurs structures qui sont par ailleurs largement décrites dans d'autres travaux [103][93]. Nous rappellerons ici les trois principales qui nous ont permis d'obtenir les résultats les plus caractéristiques. Ces trois structures sont schématisées sur la figure IV.6 (IV.6.a, IV.6.b et IV.6.c). Nous allons les décrire brièvement tout en donnant, pour chacune d'elle, un exemple d'évolution

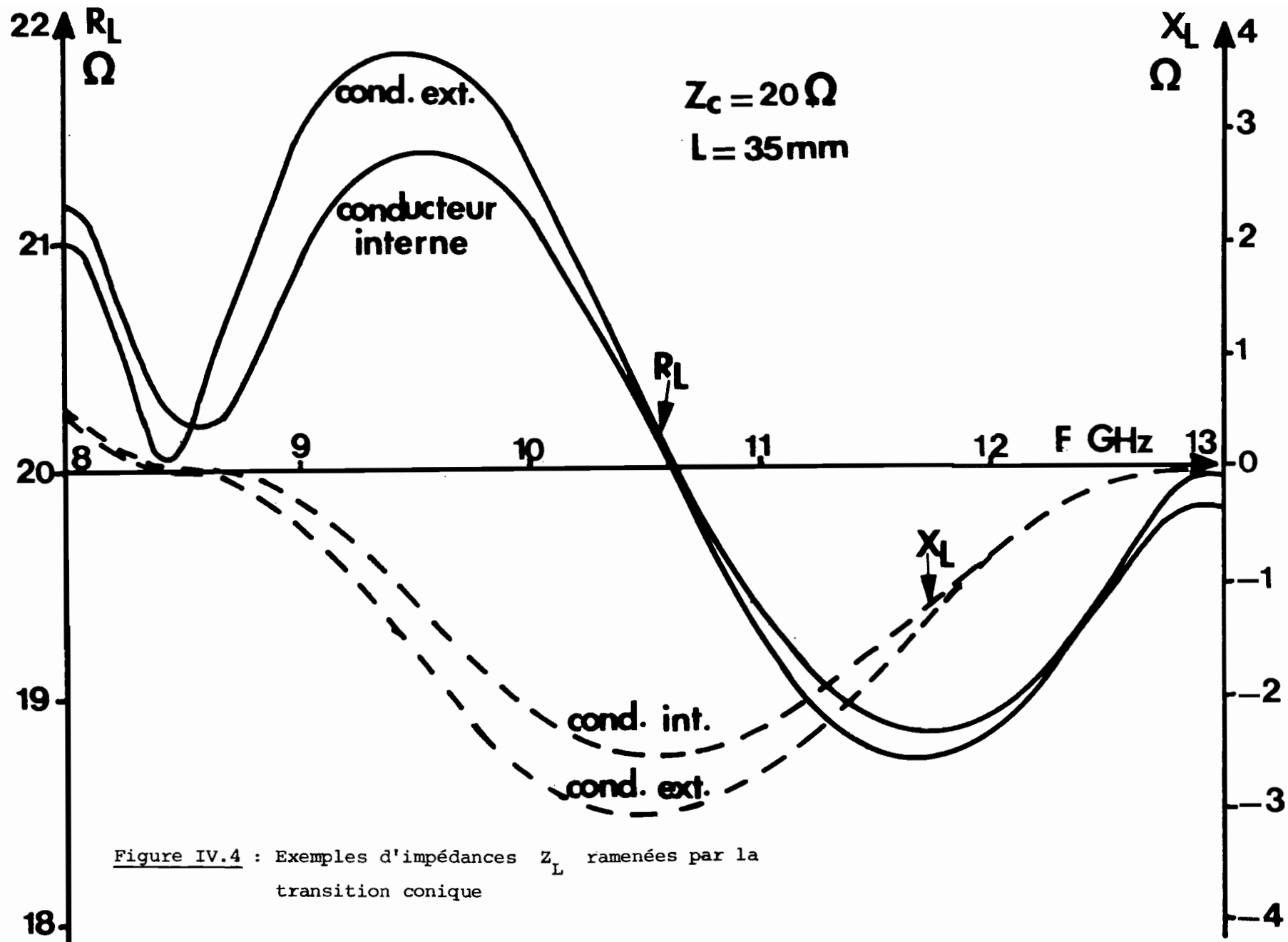
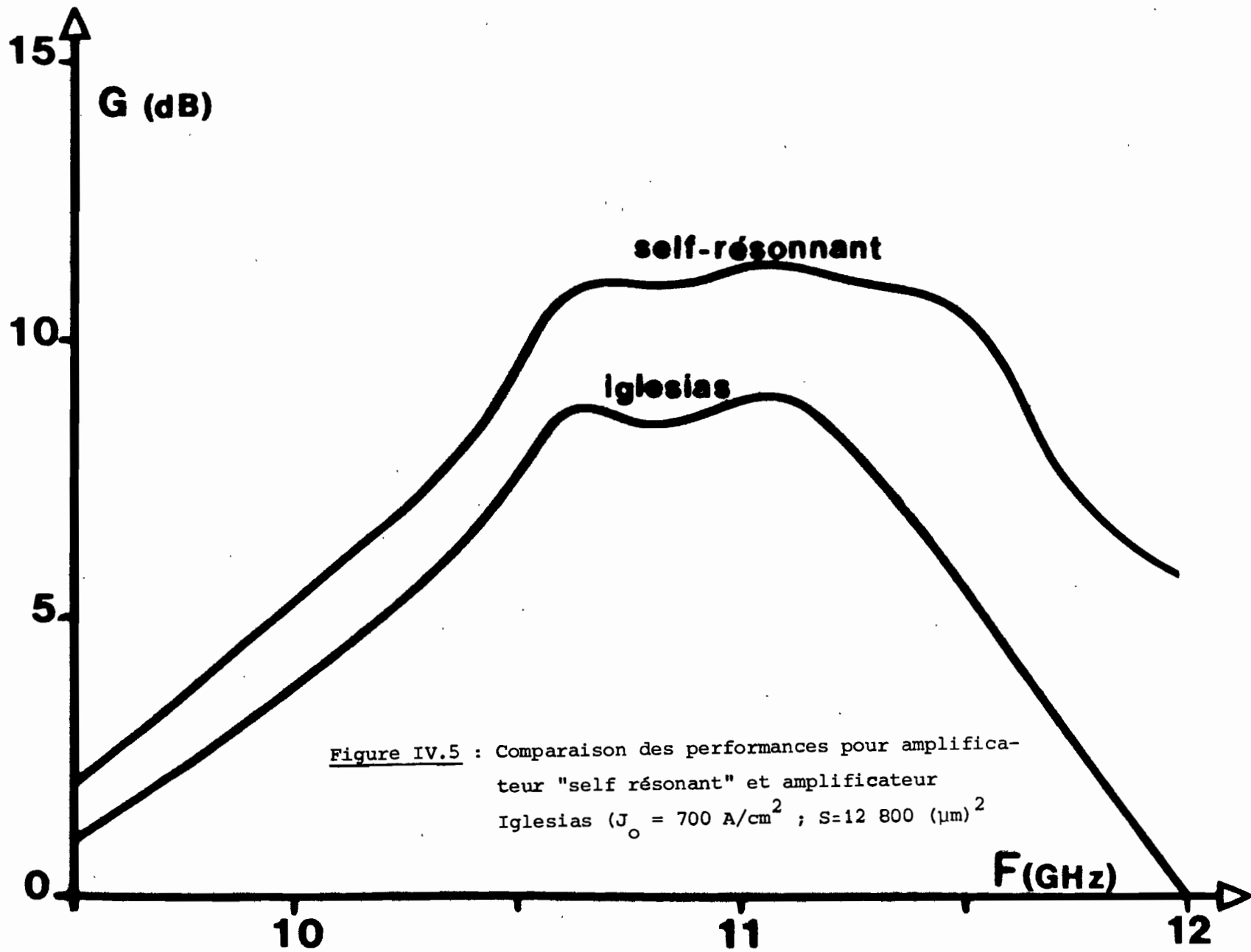
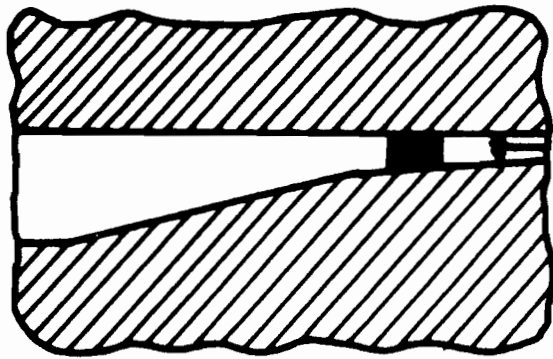


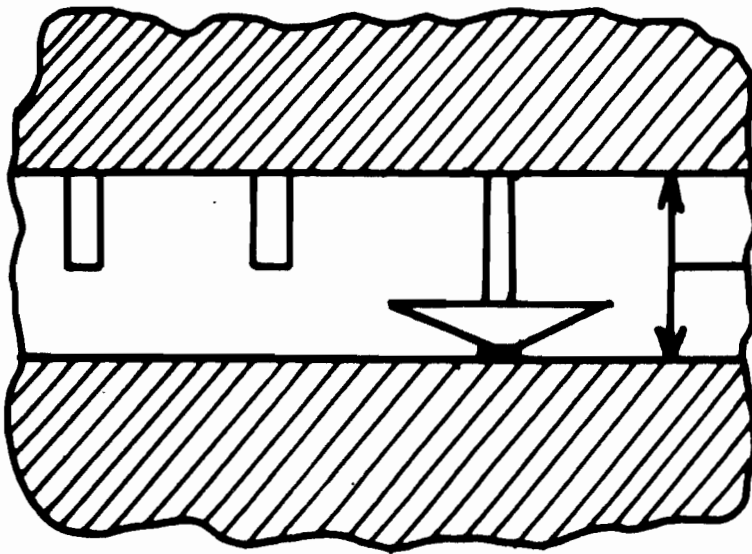
Figure IV.4 : Exemples d'impédances  $Z_L$  ramenées par la transition conique



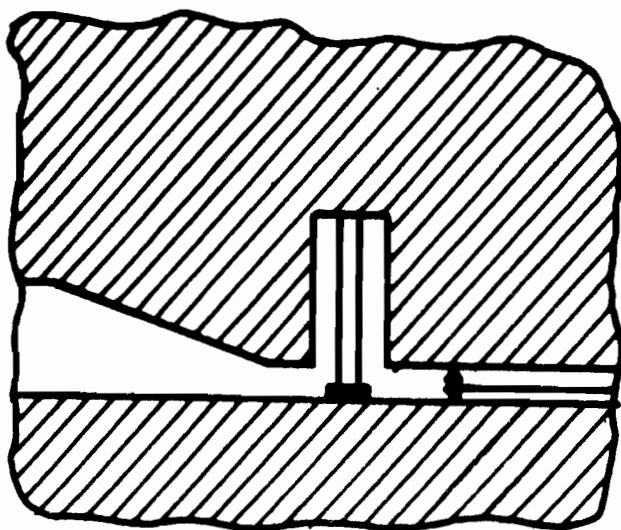




**a: Structure à guide sous dimensionné**



**b: Structure à cap**



**c: Structure à accord série**

Figure IV.6 : Schémas des différentes structures utilisées en bande Q

fréquentielle de l'impédance de charge relevée expérimentalement. Rappelons que ces mesures d'impédances ont été effectuées à partir d'une méthode mise au point par VATERKOWSKI et DE JAEGER [93][36] en collaboration avec M. CACHIER de THOMSON C.S.F.

a) structure à guide sous dimensionné (figure IV.6.a))

L'impédance de charge est réalisée en utilisant un guide de hauteur réduite au niveau de la diode et terminé par un court circuit mobile. On réalise la transition entre le guide extérieur et celui de hauteur plus faible soit de façon progressive et continue soit au moyen de plusieurs transformateurs  $\lambda/4$ . Comme on le constate sur l'exemple de la figure IV.7, l'impédance ramenée par un tel circuit varie relativement peu en fonction de la fréquence : c'est notamment le cas de la réactance qui, bien que croissant (ce qui ne contribue pas à améliorer la bande passante), ne varie que d'environ 17 % sur 1 GHz.

b) structure à cap (figure IV.6.b))

Cette structure utilisée couramment en oscillation a fait l'objet d'importants travaux tant dans notre laboratoire [42] qu'ailleurs [29]. La transformation d'impédance est réalisée au moyen d'un cap formant une ligne radiale ou biconique couplée au guide. La figure IV.8 donne un exemple de l'évolution fréquentielle de l'impédance de charge. Les variations sont plus importantes que dans le cas précédent en particulier la résistance décroît très vite sur une gamme de fréquences assez faible : environ 40 % sur 300 MHz au lieu de 20 % sur 1 GHz dans le cas précédent. Indéniablement ce circuit se prête beaucoup moins bien à la réalisation d'amplificateurs large bande. Son principal intérêt apparaît en régime de saturation en raison des faibles valeurs de résistance de charge qu'on peut ramener à une fréquence considérée par ajustement des paramètres caractéristiques du cap (angle, diamètre, hauteur).

c) structure à accord série (figure IV.6.c))

Cette cellule s'inspire de celle réalisée par KLINO [30]. Pour réaliser la transformation d'impédance (figure IV.9) elle combine tout d'abord

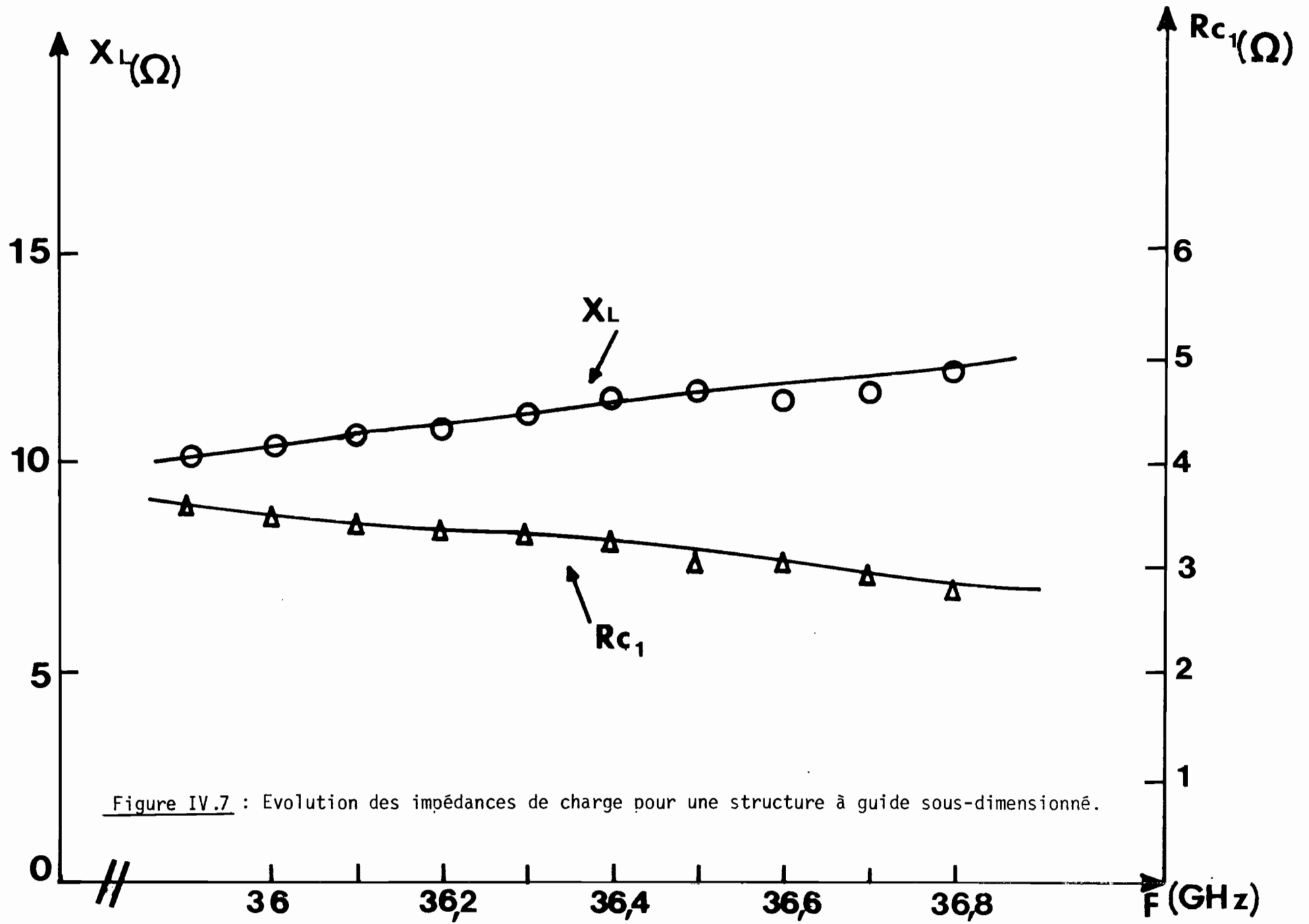


Figure IV.7 : Evolution des impédances de charge pour une structure à guide sous-dimensionné.

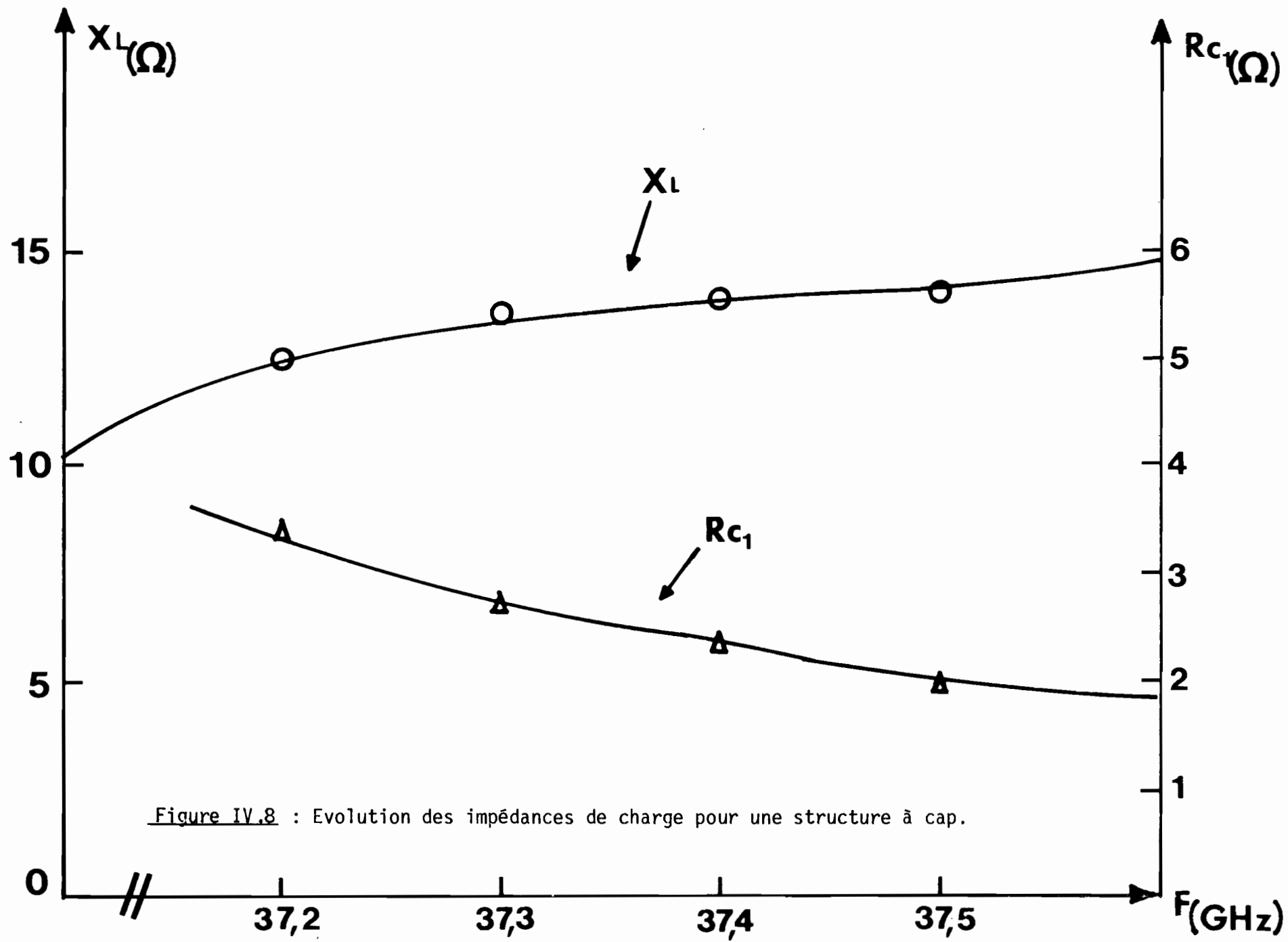


Figure IV.8 : Evolution des impédances de charge pour une structure à cap.

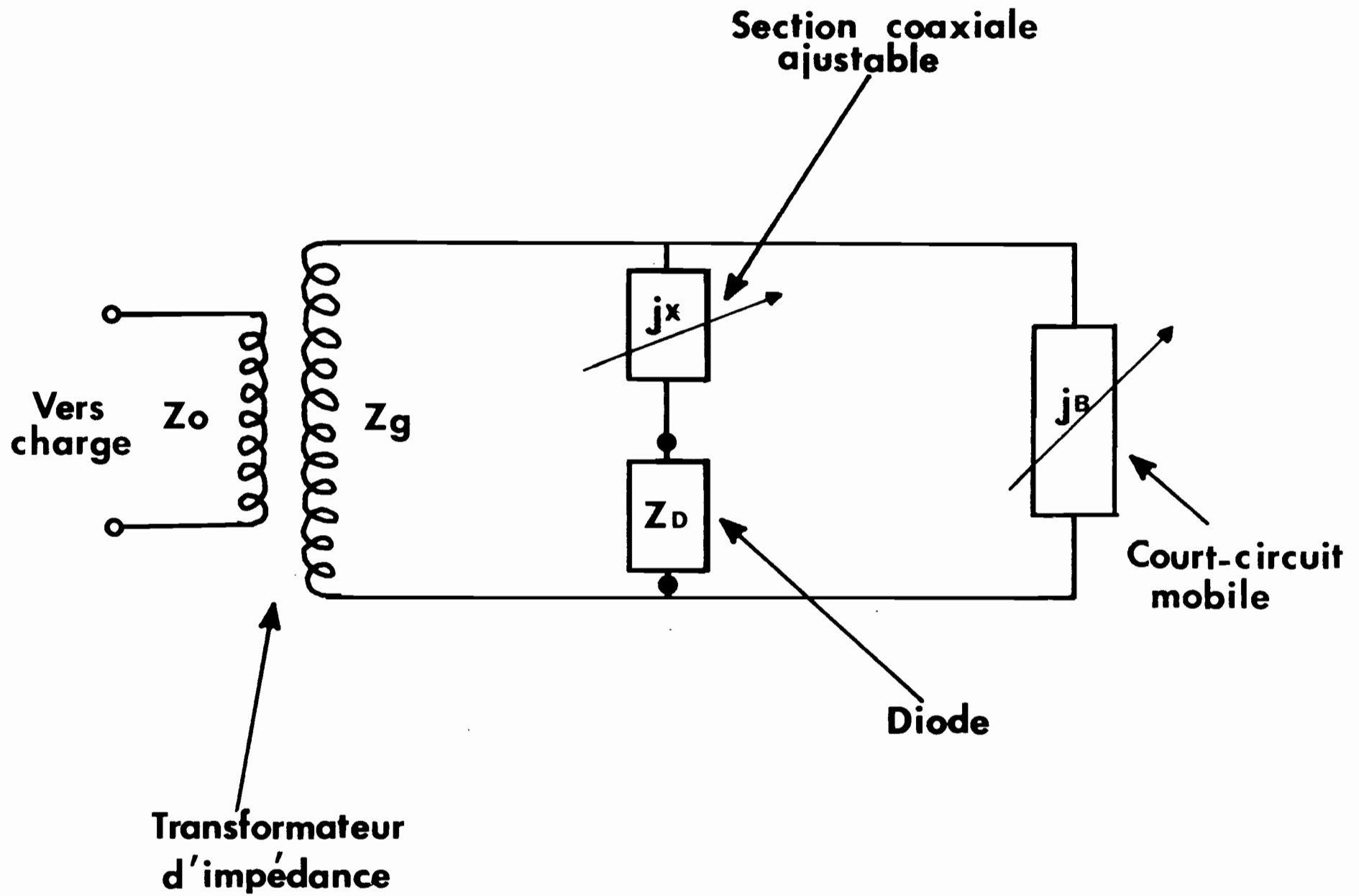


Figure IV.9 : Schéma équivalent d'une monture à accord série.

les effets de deux accords : un accord en série avec la diode réalisé en structure coaxiale et placé dans le circuit de polarisation ; un accord parallèle effectué au moyen d'un court-circuit mobile. Ensuite la diode est placée dans un guide de hauteur réduite. Ces différents réglages permettent de réaliser des accords assez bien localisés. Par ailleurs les réglages étant relativement indépendants, ce circuit présente une grande souplesse quant au choix de la bande de fréquence (en jouant sur l'accord série) et de la valeur du gain. Cette monture nous a permis d'obtenir dans beaucoup de cas des résultats assez intéressants en ce qui concerne la bande passante et qui sont par ailleurs très reproductibles. La figure IV.10 donne un exemple de l'évolution fréquentielle de l'impédance de charge ramenée par ce circuit : les variations sont similaires dans leur aspect général à celles obtenues avec les autres montages. Toutefois si pour la partie basse de la bande les évolutions sont aussi rapides que pour la structure à cap, on obtient dans une partie importante de la bande des évolutions très faibles qui montrent bien les possibilités de ce type de monture pour la réalisation d'un amplificateur.

A partir des exemples d'évolution d'impédance de charge que nous avons relevés pour les trois précédents circuits on peut faire les remarques suivantes :

- la résistance de charge  $R_L$  reste faible et varie souvent relativement peu en fonction de la fréquence (en particulier dans les structures à guide sous-dimensionné et à accord série). Ceci, évidemment, est une condition nécessaire pour obtenir sur une large bande un gain satisfaisant eu égard aux faibles valeurs des résistances présentées par la diode A.T.T.

- les réactances de charge varient toujours en sens inverse de celles présentées par la diode A.T.T. ; ceci est défavorable pour l'obtention d'une large bande passante en amplification. On peut toutefois noter que ces variations peuvent demeurer relativement faibles pour certaines zones de fonctionnement. Compte tenu des évolutions observées la monture à guide sous dimensionné semble à priori avoir les caractéristiques les plus intéressantes à large bande de fréquences. En fait, cet avantage peut devenir un inconvénient en facilitant la naissance d'oscillations parasites hors bande ; le circuit à accord série

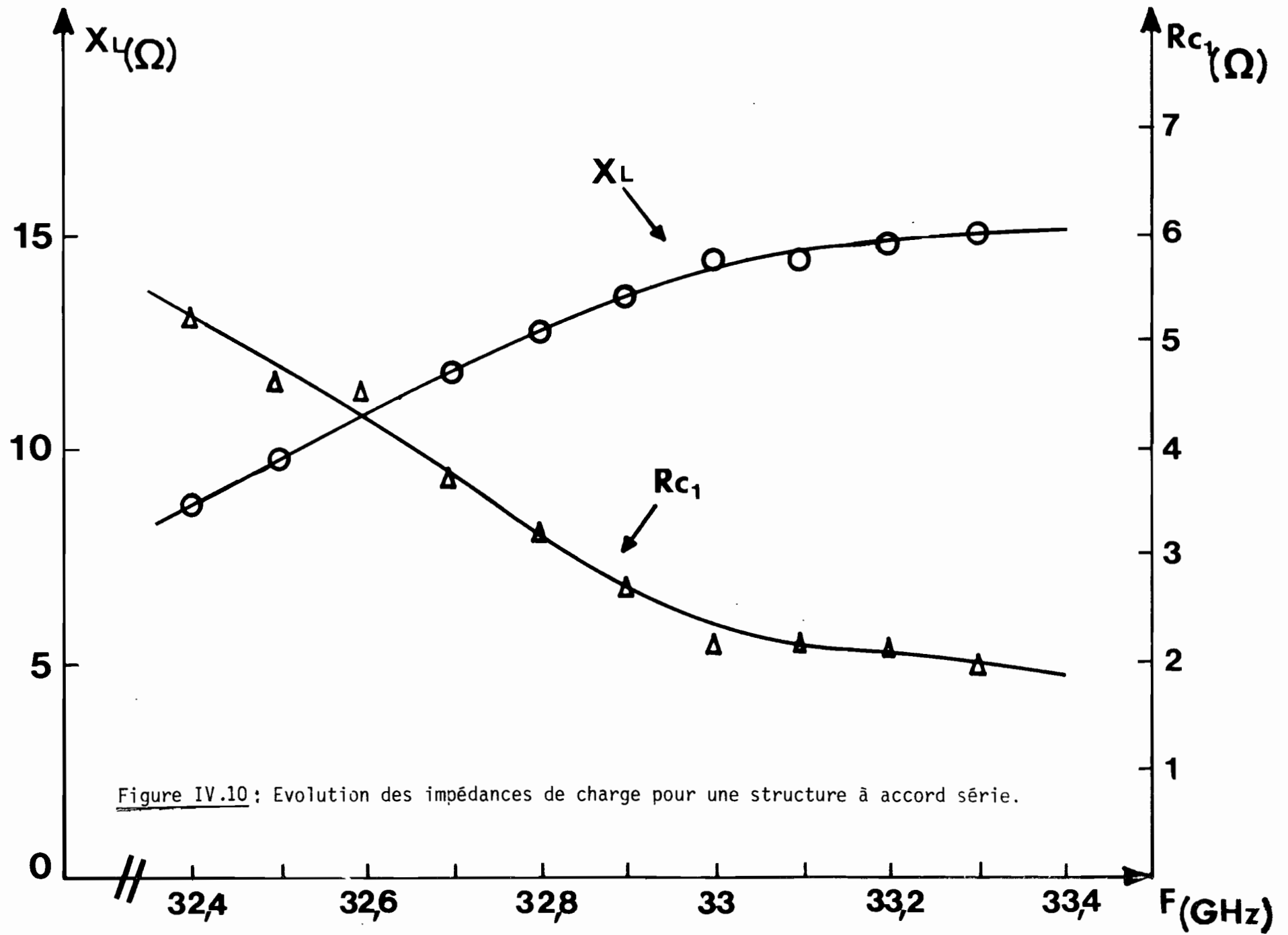


Figure IV.10 : Evolution des impédances de charge pour une structure à accord série.

lui sera souvent préféré dans la plupart des études expérimentales.

En résumé, nous pensons que ces dispositifs, sans être parfaits, sont suffisamment souples et performants pour permettre d'entreprendre notre étude sur le comportement et l'optimisation des principales caractéristiques de l'amplificateur.

#### IV.2.3. Circuits de charge considérés dans l'étude théorique

Pour atteindre les objectifs indiqués précédemment nous avons adopté deux modèles théoriques de circuit de charge qui devaient par ailleurs avoir un comportement assez proche des circuits réalisés expérimentalement.

##### - bande X

Le modèle théorique adopté dans cette bande est analogue dans son principe au circuit "self résonant" utilisé expérimentalement. L'impédance de charge est constituée d'une résistance pure  $R_L$  constante associée aux éléments réactifs équivalents au boîtier F27D de nos diodes.

##### - bande Q

Bien que des essais de modélisation aient été effectués sur la plupart des structures expérimentales nous avons adopté, dans le cas général avec le souci de ne pas augmenter inutilement la complexité de notre étude théorique, un modèle relativement simple. Il est constitué d'un transformateur  $\lambda/4$  (ou slug) en structure coaxiale  $50 \Omega$  placé à une certaine distance  $d$  de la diode et supposé couplé à un guide par une transition parfaite. Un tel circuit peut être obtenu en pratique en structure coaxiale à condition que l'on sache réaliser une transition coaxiale guide large bande. Par ailleurs, comme on peut le vérifier, ce circuit a un comportement fréquentiel voisin des dispositifs d'accord en guide et notamment de ceux que nous avons utilisés expérimentalement. A ce titre, il constitue une approximation acceptable des circuits de charge réalisables en bande Q.

#### IV.3. METHODES DE DETERMINATIONS DES CARACTERISTIQUES

Pour obtenir des performances suffisamment exactes nous avons cherché à utiliser des méthodes de déterminations les plus directes possibles. De ce fait nous



avons écarté certaines méthodes plus globales de caractérisation pourtant assez couramment utilisées mais qui, à notre avis, ont certains inconvénients que d'ailleurs nous préciserons ici.

#### IV.3.1. Détermination des caractéristiques théoriques

Pour l'évaluation des performances on suppose que la diode fonctionne dans un régime fixé et est soumise à une tension hyperfréquence  $V_{HF}$  consécutive à l'application de la puissance d'entrée  $P_i$ . Si l'on impose, à une fréquence donnée, une valeur de la tension  $V_{HF}$  (ou du champ hyperfréquence dans la zone d'émission) les modèles physiques du composant que nous avons précédemment décrits (chapitre II) permettent de déterminer l'impédance de la diode (ou son coefficient de réflexion propre) et sa puissance utile ou sa puissance ajoutée  $P_a$  en amplification. On peut ainsi calculer le gain en tension  $g_v$  pour une impédance de charge considérée et par la suite accéder aisément aux grandeurs suivantes :

- le module du gain en puissance  $G = |g_v|^2$
- la phase  $\Phi = \text{argument de } g_v$
- la puissance d'entrée  $P_i = P_a / (G-1)$
- la puissance de sortie  $P_s = GP_a / (G-1)$

De même on peut déduire directement, à partir des évolutions du gain  $G$  et de la phase  $\Phi$  en fonction de la fréquence et du niveau, les autres caractéristiques de l'amplificateur : puissance de compression, taux de conversion AM-PM, temps de propagation de groupe.

Cette procédure de calcul constitue l'élément de base des méthodes de détermination des caractéristiques utilisées dans l'étude théorique. Dans son application, pour la plupart des cas, on se fixe une configuration du circuit de charge donc une valeur de l'impédance de charge pour chaque fréquence. Pour chaque valeur considérée de la puissance incidente  $P_i$ , un processus itératif avec bouclage sur tension hyperfréquence  $V_{HF}$  permet d'obtenir automatiquement l'évolution fréquentielle du gain  $G$  et de la phase  $\Phi$  grâce à nos programmes numériques. Ce balayage en fréquence effectué pour différents niveaux permet par la suite une

évaluation directe des caractéristiques de l'amplificateur.

#### IV.3.2. Méthodes expérimentales

Ces méthodes sont aussi surtout basées sur la détermination des évolutions du gain et de la phase en fonction de la fréquence et du niveau.

##### IV.3.2.1. Bande X

Toutes les mesures dans cette gamme de fréquences sont effectuées directement sur un analyseur de réseau HP type 8410 A. Cet appareillage s'adapte assez bien à la plupart des mesures à effectuer sur un amplificateur, on peut notamment visualiser directement sur un écran d'oscilloscope la courbe de réponse fréquentielle et ainsi voir immédiatement l'influence des réglages effectués. Il a été utilisé suivant différents types de configuration selon l'ordre de grandeur des puissances incidentes :

- pour les puissances incidentes de valeurs faibles et moyennes nous utilisons l'analyseur dans sa configuration classique (figure IV.11.a) avec ou sans insertion d'atténuateurs supplémentaires dans les voies d'échantillonnage. Les erreurs liées aux défauts de directivité des coupleurs sont ici minimisées. La gamme des puissances utilisables s'étend de 50  $\mu$ W à 20 mW, cette limite supérieure étant imposée par les caractéristiques de dissipation des charges adaptées de l'appareillage. A ce propos précisons que pour les niveaux compris entre 500  $\mu$ W et 20 mW il est nécessaire d'insérer un atténuateur dans chaque voie d'échantillonnage.

- pour les puissances plus élevées et notamment au voisinage du régime de saturation, suivant la valeur du gain, on utilise l'une des deux configurations représentées sur les figures IV.11.b et IV.11.c. Ces configurations permettent d'appliquer des puissances hyperfréquences de l'ordre de 5 Watts produites par un tube à ondes progressives (T.O.P.). A la différence de la configuration classique, les erreurs ici ne sont pas a priori négligeables. Pour la configuration de la figure IV.11.b, les erreurs sur la mesure du gain sont principalement liées aux défauts de directivité du premier coupleur et peuvent être assez importantes à gain élevé. Sur un exemple étudié dans de précédents travaux [56]

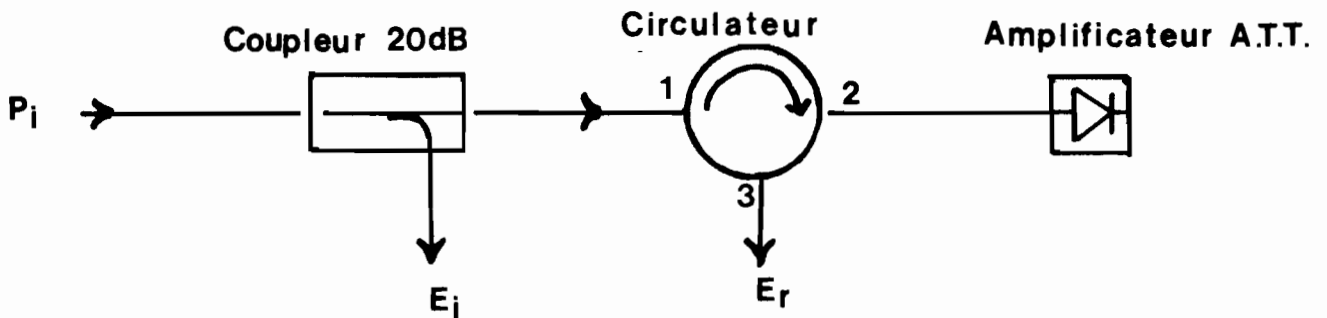
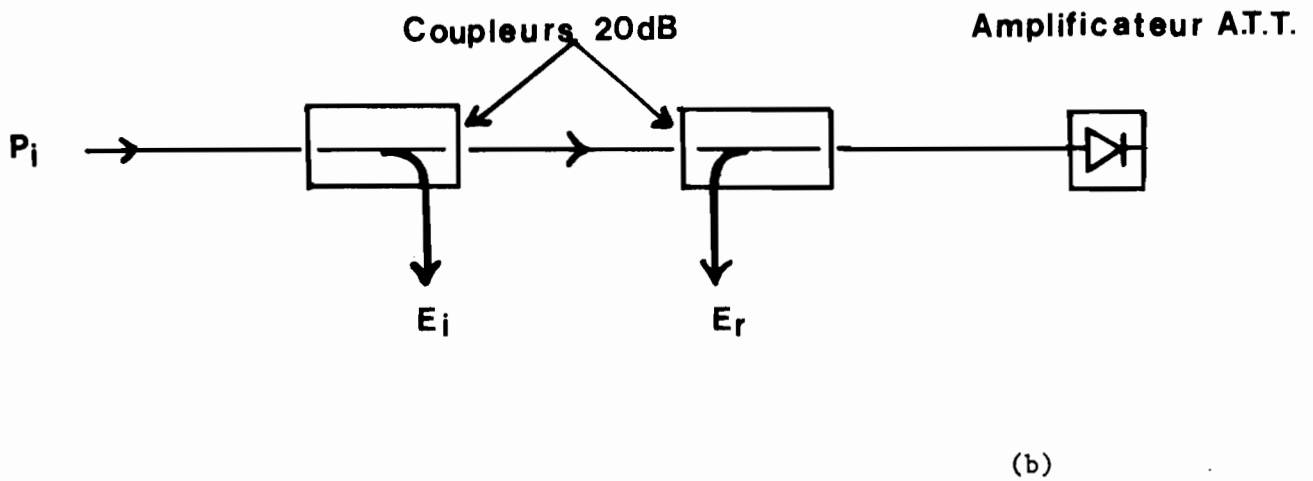
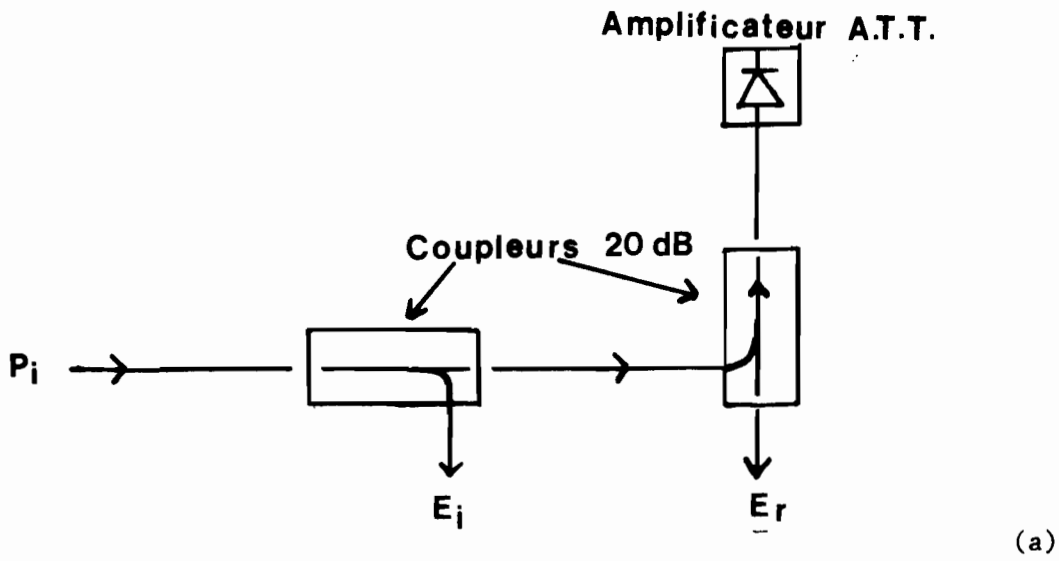


Figure IV.11 : Configurations utilisées en bande X pour l'analyseur de réseau H.P

un calcul simple a montré que l'erreur maximum pouvait atteindre 1,6 db pour un gain de 10 db compte tenu de la directivité réelle des coupleurs : ceci est évidemment excessif. Signalons toutefois que cette erreur diminue quand le gain diminue. Par contre pour la même valeur de gain l'utilisation de la configuration de la figure IV.11.c permet avec la présence du circulateur d'améliorer considérablement la précision des mesures : la directivité du circulateur s'ajoute à celle du premier coupleur et en reprenant le calcul précédent [56] l'erreur maximum devient de l'ordre de 0,4 db pour un gain de 10 db. Cette configuration est en fait bien adaptée pour les gains élevés ; les erreurs diminuent [56] quand le gain augmente et d'après nos estimations elles demeurent tolérables pour des valeurs supérieures à environ 6 db. Pour des valeurs inférieures à 6 db nous adoptons la configuration à deux coupleurs qui devient alors plus avantageuse. En effet dans ce cas (gain faible) la présence du circulateur, dont le coefficient de réflexion devient comparativement important (T.O:S. de l'ordre de 1,3), augmente sensiblement les erreurs de la configuration de la figure IV.11.c.

L'utilisation conjointe de ces trois configurations nous a ainsi permis d'obtenir une grande dynamique de mesures avec l'analyseur de réseau et par là même d'augmenter la précision de nos résultats expérimentaux. A partir de ce système, nous obtenons directement par affichage numérique pour un niveau et une fréquence considérés, le gain et la phase de l'amplificateur. Nous relevons les évolutions de ces grandeurs pour différentes conditions de fonctionnement et déterminons, comme dans le cas de l'analyse théorique, les autres caractéristiques de l'amplificateur qui s'y rattachent.

#### IV.3.2.2. Bande Q

Pour les puissances modérées la plupart de nos relevés expérimentaux ont été effectués, comme dans le cas de la bande X, sur un analyseur de réseau (type HP 8410 A) en utilisant l'extension 26-40 GHz correspondante (configuration classique sur figure IV.12). Ici la puissance incidente maximum sur l'amplificateur, compte tenu des différentes pertes de l'appareillage, de la source primaire dont nous disposons (klystron 8 mm) et de la nécessité de protec-

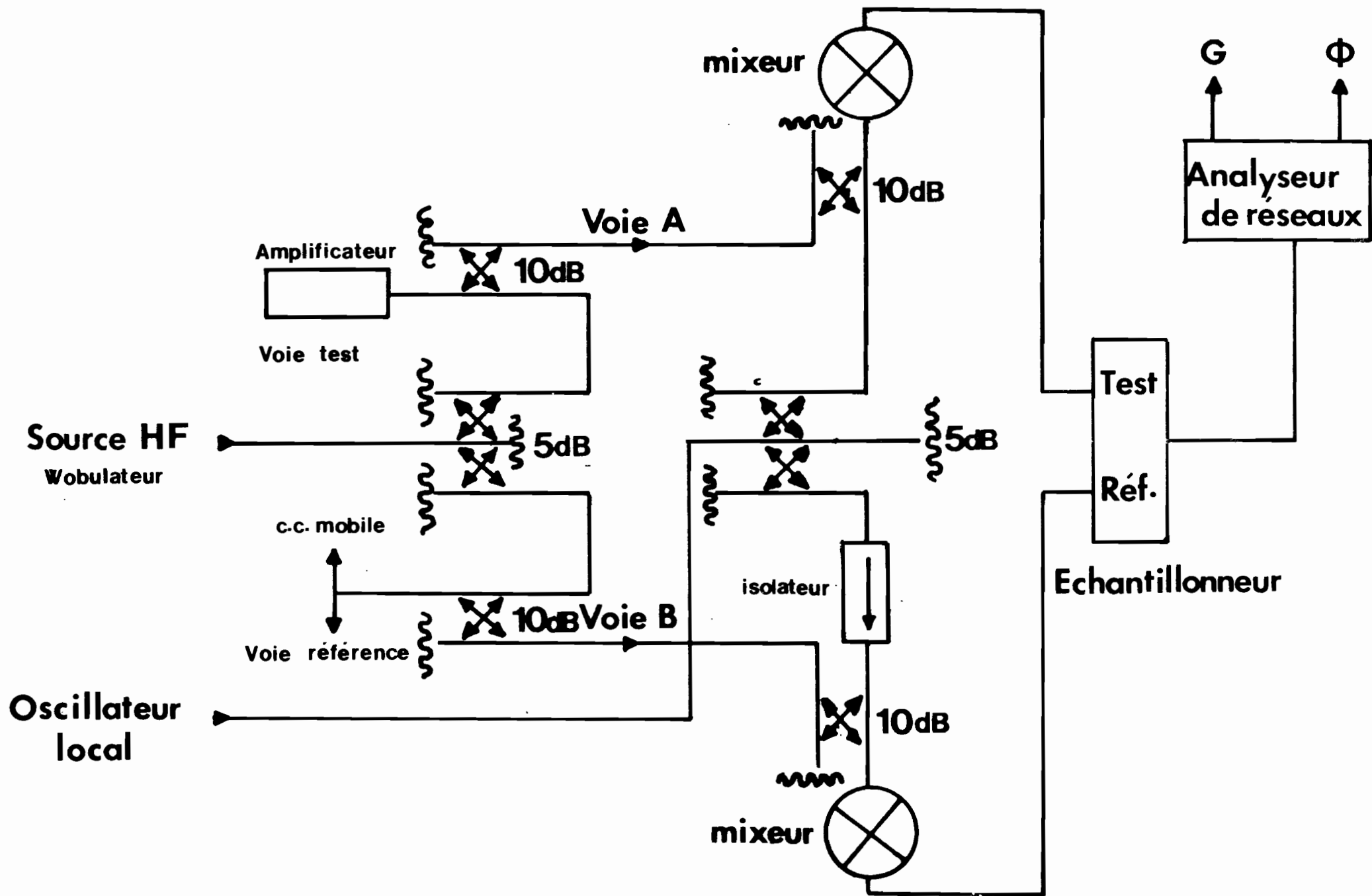


Figure IV 12 : Montage pour mesures en régime faible signal

tion notamment des mélangeurs apairés, est de l'ordre de 100 mW. Pour des niveaux supérieurs et particulièrement quand l'amplificateur fonctionne en régime de saturation nous avons utilisé les deux dispositifs de mesure représentés sur les figure IV.13 et IV.14. Il permettent d'obtenir directement les puissances incidente et réfléchie, donc uniquement les évolutions du module du gain de l'amplificateur et celles de la puissance ajoutée.

Dans le dispositif de la figure IV.13 les mesures de puissance sont effectuées par l'intermédiaire de coupleurs. On s'affranchit ainsi de l'influence des imperfections du circulateur, ce qui permet par ailleurs une analyse des possibilités intrinsèques de la diode A.T.T.. L'intérêt du deuxième dispositif où on utilise un circulateur est qu'il permet une caractérisation globale de l'amplificateur dans les conditions habituelles d'utilisation pratique.

#### IV.3.3. Quelques éléments de comparaison avec d'autres méthodes de caractérisation. Conclusions

Parmi les autres méthodes de caractérisation des amplificateurs nous en analysons deux qui nous paraissent être les plus couramment utilisées pour étudier les phénomènes de non linéarité. Nous préciserons leurs avantages ainsi que leurs inconvénients par rapport aux méthodes que nous venons de décrire.

A - Signalons en premier lieu une méthode assez fréquemment utilisée [112][113] pour analyser la linéarité d'un amplificateur. Il s'agit de l'appréciation des niveaux d'intermodulation quand on applique simultanément sur l'amplificateur deux signaux d'égale amplitude et de fréquences  $f_1$  et  $f_2 = f_1 \pm \Delta f$  ( $\Delta f$  étant petit devant  $f_1$  et  $f_2$ ) situées dans la bande passante. En effet le passage de ce signal à deux "porteuses" dans l'élément non linéaire qu'est l'amplificateur provoque la génération d'un spectre de fréquences comprenant tous les produits d'intermodulation. Les différents niveaux des produits d'intermodulation seront d'autant inférieurs au niveau du signal fondamental que la linéarité de l'amplificateur est bonne. On peut comme suit énoncer brièvement le principe de l'application pratique de cette méthode.

Tant que les niveaux de puissance demeurent relativement faibles, la représentation graphique de l'évolution des puissances de sortie des diverses raies en fonction de la puissance d'entrée (puissances exprimées en dBm) donnent des droites dont les pentes sont égales à l'ordre d'intermodulation considéré. Ces

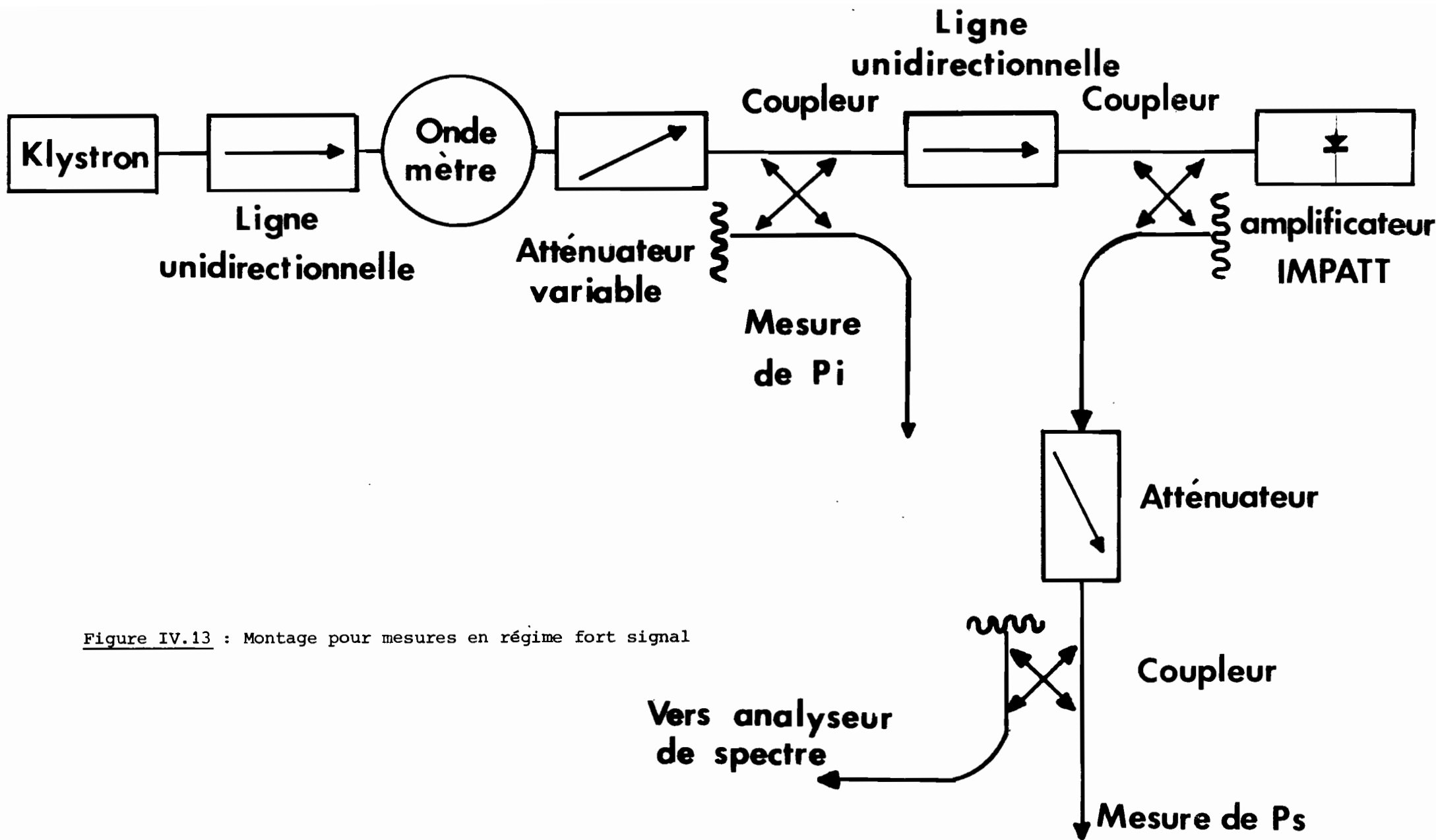


Figure IV.13 : Montage pour mesures en régime fort signal

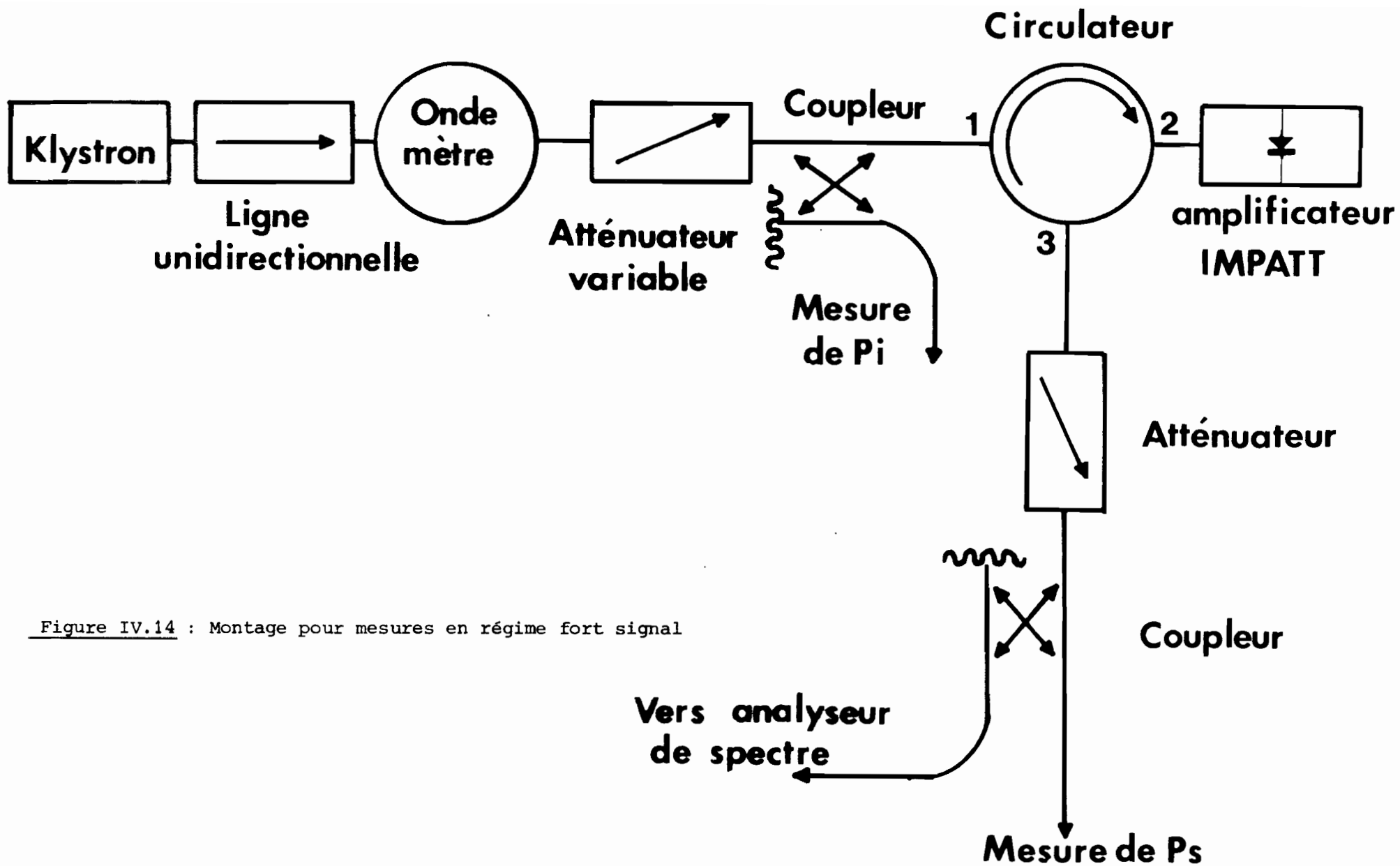


Figure IV.14 : Montage pour mesures en régime fort signal



droites par extrapolation convergent toutes en un point appelé "point d'interception". De ce fait la connaissance des coordonnées de ce point suffit en retour pour déterminer, à chaque valeur de la puissance d'entrée (dans la limite du régime faible ou moyen niveau), les niveaux des raies d'intermodulation d'ordre quelconque. Il en découle qu'une puissance élevée au point d'interception correspond à de faibles niveaux d'intermodulation donc une bonne linéarité. En résumé, dans cette méthode la valeur de la puissance au point d'interception permet en régime faible signal de caractériser globalement la linéarité de l'amplificateur. L'avantage de la méthode par rapport à celle de la puissance de compression est qu'elle est valable quelque soit les conditions de fonctionnement (par exemple formes d'évolution du gain avec le niveau) ; par ailleurs la mesure expérimentale des niveaux d'intermodulation peut permettre de caractériser l'amplificateur même en régime de forte puissance ; enfin le niveau d'intermodulation constitue une caractéristique particulièrement importante pour des amplificateurs fonctionnant dans des systèmes de télécommunications.

Cependant, nous n'avons pas adopté cette méthode pour les raisons suivantes :

- habituellement sur le plan théorique, pour l'analyse de phénomènes d'intermodulation, on part du développement polynomial de la fonction de transfert associée à l'élément actif. Certes, certains travaux [114][115][116] concernant la diode A.T.T. utilisent un développement en polynôme par exemple de l'admittance de la diode en fonction du niveau hyperfréquence : ils reposent tous sur des modèles de composant assez simplifiés où plusieurs approximations parfois abusives sont adoptées. De ce fait nous pensons que des traitements basés sur de tels modèles sont surtout intéressants dans une étude qualitative.

- sur le plan expérimental, l'analyse des produits d'intermodulation est certes aisée dans son principe mais elle nécessite un matériel assez important dont notamment deux sources hyperfréquences par ailleurs relativement puissantes. Ceci s'avère un handicap important au regard de l'étude systématique que nous envisageons.

B - La deuxième méthode de caractérisation, que nous avons par ailleurs expérimentée, est très proche de la précédente. C'est la méthode dite "des deux signaux inégaux" qui est assez souvent utilisée [117]. Elle permet de déterminer le gain différentiel  $C = \frac{dG}{d\Phi} \frac{[db]}{[d^\circ]}$  ainsi que la phase différentielle  $K'_P = \frac{d\Phi}{dPe} [db]$  pour chaque point de fonctionnement. Brièvement, cette méthode consiste à envoyer sur l'amplificateur à tester un signal modulé à la fois en amplitude et en phase avec un taux de modulation très faible. La figure IV.15 donne un aspect du spectre observé sur un analyseur à l'entrée et à la sortie de l'amplificateur non linéaire : le signal à la fréquence  $f - \Delta f$  résultant des phénomènes d'intermodulation ; à la sortie, les amplitudes des raies aux autres fréquences étant quasi négligeables. On ajuste l'atténuation pour que le signal à la fréquence  $f_1$  conserve la même amplitude  $A$  à l'entrée et à la sortie de l'amplificateur. Dans ces conditions, en prenant pour référence le niveau d'entrée à la fréquence

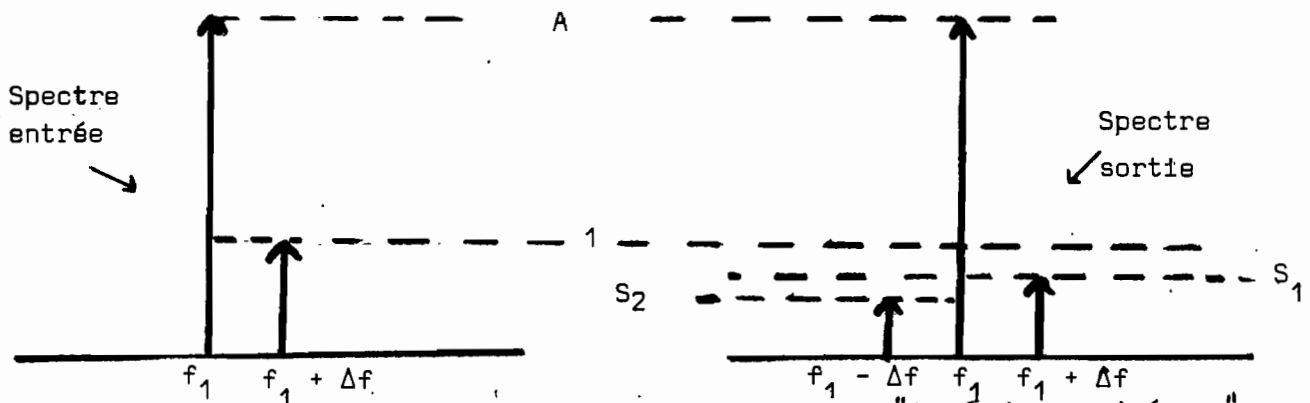


Figure IV.15 : Méthode des "deux signaux inégaux"

$f_1 + \Delta f$  et en désignant par  $S_1$  et  $S_2$  les amplitudes mesurées des signaux de sortie aux fréquences  $f_1 + \Delta f$  et  $f_1 - \Delta f$ , on démontre moyennant certaines approximations [56] que :

$$C = 1 - S_1^2 + S_2^2$$

$$K_P = \sqrt{2 (S_1^2 + S_2^2) - (S_1^2 - S_2^2)^2 - 1}$$

avec

$$K_P = \frac{d\Phi}{dVe/Ve} = \frac{2 d\Phi}{dPe/Pe}$$

soit

$$K'_P = \frac{d\Phi}{dPe} = \frac{9}{\Pi} \text{Log } 10 K_P \approx 6,6 K_P$$

On a donc directement accès aux éléments qui caractérisent en module et phase la linéarité de l'amplificateur. L'intérêt de cette méthode est qu'elle permet de caractériser le fonctionnement dynamique de l'amplificateur ; à ce titre elle est intéressante pour obtenir des informations qualitatives sur le comportement de l'amplificateur à différents niveaux. Cependant à partir des différents essais expérimentaux que nous avons effectués, cette méthode apparaît peu précise. Les inconvénients résultent en grande partie du fait que la validité de la méthode (compte tenu des approximations faites) nécessite des taux de modulations ( $m = \frac{1}{A}$ ) assez faibles (au moins 30 db entre les signaux  $f_1$  et  $f_1 + \Delta f$ ). En effet dans ces conditions et au regard des limitations sur les niveaux à la fréquence  $f_1$  applicables sur l'analyseur de spectre, les niveaux de sortie aux fréquences  $f_1 + \Delta f$  et  $f_1 - \Delta f$  sont voisins du niveau de bruit de l'analyseur, les mesures sont donc fortement entachées d'erreurs et la précision est faible.

CHAPITRE V

ANALYSE ET CONDITIONS D'OPTIMALISATION DES

CARACTÉRISTIQUES DE L'AMPLIFICATEUR A.T.T.

Nous nous proposons ici de préciser les éléments fondamentaux qui permettent de réaliser l'optimisation d'amplificateurs à diode A.T.T.. Remarquons qu'une grande partie de cette étude a déjà fait l'objet de notre part de différentes publications [110][118][119] et travaux internes [103][56]. De ce fait et pour ne pas alourdir cet exposé, nous éviterons de donner systématiquement tous les résultats théoriques ou expérimentaux obtenus aussi bien en bande X qu'en bande Q.

Nous allons successivement analyser les principales caractéristiques de l'amplificateur et nous indiquerons ses conditions d'utilisation optimale en particulier dans les systèmes de télécommunication. Dans cette optique notre étude théorique s'intéressera principalement aux influences des paramètres propres à la diode et ceux liés aux conditions de fonctionnement. Avant d'aborder l'analyse des différentes caractéristiques de l'amplificateur, nous allons tout d'abord étudier les problèmes spécifiques relatifs à la stabilité d'un amplificateur à diode A.T.T.

## V.1. STABILITE DE L'AMPLIFICATEUR A.T.T.

### V.1. 1. Critères de stabilité

L'obtention d'une amplification stable avec une diode A.T.T s'avère dans certains cas un problème assez difficile voire impossible à résoudre compte tenu du comportement très complexe de la résistance négative, que ce soit en fonction de la fréquence ou en fonction du niveau. Il peut être à l'origine d'oscillations libres ou "déclenchées" dans la bande ou hors bande d'utilisation de l'amplificateur. Dans une réalisation pratique, pour éviter de tels risques d'instabilités, il est souvent nécessaire d'accepter une diminution des performances par l'utilisation de courants inférieurs aux courants optimaux par exemple.

Si l'on veut obtenir des prévisions théoriques réalistes, il convient en toute rigueur de se référer à des critères de stabilité qui tiennent compte non seulement du comportement de l'impédance dans tous les cas possibles mais aussi des interactions composant circuit. Dans ce but nous avons comparé, dans une première étape, différents critères de stabilité plus ou moins restrictifs qui

permettent de s'assurer de la stabilité d'un amplificateur hyperfréquence. De cette comparaison, détaillée dans la thèse de DEJAEGER [93] et guidée par un souci d'exactitude et de rapidité d'exploitation, nous avons retenu une condition de stabilité qui est analogue à celle utilisée avec succès dans les travaux de PETERSON [31] Elle peut être exposée comme suit en se référant à la figure V.1

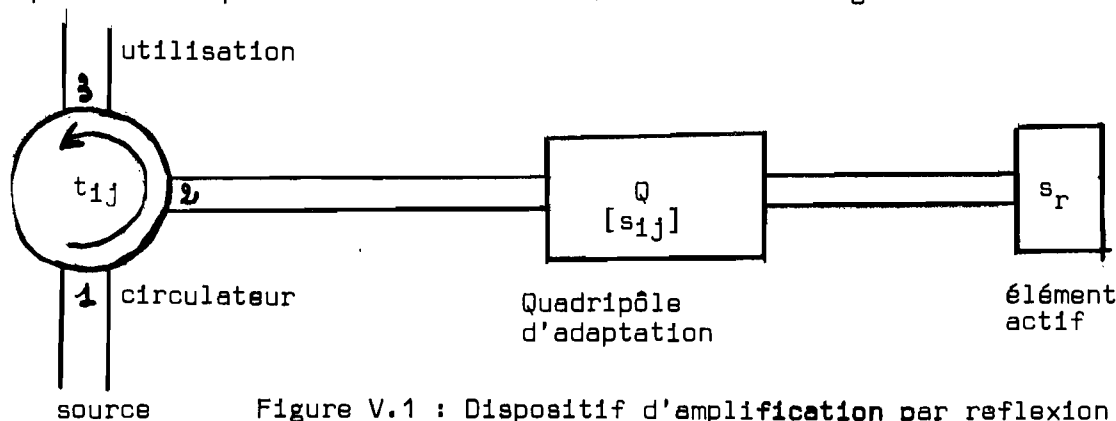


Figure V.1 : Dispositif d'amplification par reflexion

En supposant que le circulateur est parfait, le gain en tension  $g_v$  s'exprime ici par :

$$g_v = s_{11} + \frac{s_{12}^2}{s_r - s_{22}} \quad (1)$$

Dans cette expression les paramètres  $s_{ij}$  désignent les coefficients de la matrice de transfert du quadripôle  $Q$  ( $|s_{22}| < 1$ ) et  $s_r$  l'inverse du coefficient de réflexion propre de la diode ( $s_r = \frac{1}{\rho_D}$  avec  $|\rho_D| > 1$ ).

Assimilons la condition de stabilité de l'amplificateur à la non existence d'oscillations libres dans tous les cas possibles de fonctionnement : ceci implique qu'il ne doit pas exister de pôles de  $g_v$  dans le demi-plan situé à droite de l'axe des imaginaires dans le plan complexe. Ce critère sera satisfait lorsque l'une des deux conditions suivantes est vérifiée pour toutes les fréquences et tous les niveaux de puissance :

$$|s_{22}| < |s_r| \quad \text{ou} \quad \text{Arg } s_{22} \neq \text{Arg } s_r$$

Il suffit que l'une des conditions soit vérifiée pour que l'amplificateur soit stable.

La condition relative aux modules de  $s_{22}$  et  $s_r$  est la plus facile à envisager en pratique. En effet  $s_r$  étant usuellement une fonction croissante du niveau, il suffit donc à priori que cette condition soit satisfaite en régime linéaire pour qu'elle le soit en régime non linéaire. Elle est beaucoup plus simple à utiliser que celle relative aux arguments qui nécessite d'être vérifiée à tous les niveaux et toutes les fréquences.

En pratique, pour l'étude des caractéristiques de l'amplificateur nous imposons que la première condition soit au préalable satisfaite en régime linéaire à toutes les fréquences, soit :

$$|s_{22}(\omega)| < |s_r(\omega)| \quad (2)$$

Ce critère est donc plus restrictif que celui de PETERSON et les valeurs des performances obtenues risquent d'en être affectées. Toutefois, outre la difficulté de tenir compte de la condition portant sur les arguments, il faut remarquer qu'à contrario nous ne tenons pas compte de certains phénomènes qui pourraient affecter la stabilité :

- en régime non linéaire l'existence d'un signal de niveau important à une fréquence donnée peut induire par effet paramétrique des résistances négatives à des fréquences inférieures [49][50].

- dans certaines conditions, que nous préciserons par la suite, le coefficient de réflexion  $\rho_D$  commence par croître légèrement avant de décroître avec le niveau.

En conclusion, en prenant de plus une marge de stabilité suffisante, ce critère nous apparaît assez réaliste en vue d'une estimation des possibilités de l'amplificateur. Remarquons par ailleurs que nous l'avons adopté de préférence à beaucoup d'autres dont :

- le critère assez couramment employé [52][120] qui impose  $R_L$  (résistance de charge) supérieure à  $|R_D|$  en régime linéaire et à toutes les fréquences: il est certes beaucoup plus simple à utiliser mais nos différents essais ont montré qu'il est beaucoup trop restrictif.

- le critère décrit par KUROKAWA [27] qui s'inspire des équations de base des circuits : il a l'avantage d'être rigoureux et donc moins restrictif que celui que nous utilisons. Mais son principal inconvénient est qu'il est compliqué à mettre en oeuvre et qu'il doit être vérifié à tous les niveaux et toutes les fréquences ; il est de ce fait inadéquat dans le cadre de notre étude qui concerne un grand nombre d'états de fonctionnement de l'amplificateur.

### V.1.2. Influence du circulateur sur la stabilité - Applications des critères de stabilité

Comme nous l'avons déjà signalé, la nécessaire utilisation d'un circulateur dans les dispositifs à réflexion constitue l'un de leur principal inconvénient. Dans la pratique les imperfections de cet élément peuvent entraîner non seulement une réduction des performances mais surtout de sérieux problèmes d'instabilité dans la bande ou hors bande d'utilisation. Voyons théoriquement comment se manifeste son influence.

Si l'on caractérise le circulateur par les coefficients  $t_{ij}$  de sa matrice Scattering, le gain en tension de l'amplificateur dans les conditions de la figure V.1. devient :

$$g_V = t_{12} + \frac{t_{13}^2 [s_{11} (s_r - s_{22}) + s_{12}^2]}{(s_r - s_{22})(1 - t_{11} s_{11}) - t_{11} s_{12}^2} \quad (3)$$

En raisonnant comme précédemment on déduit la condition de stabilité suivante :

$$|s'_{22}(\omega)| < |s_r(\omega)| \quad (4)$$

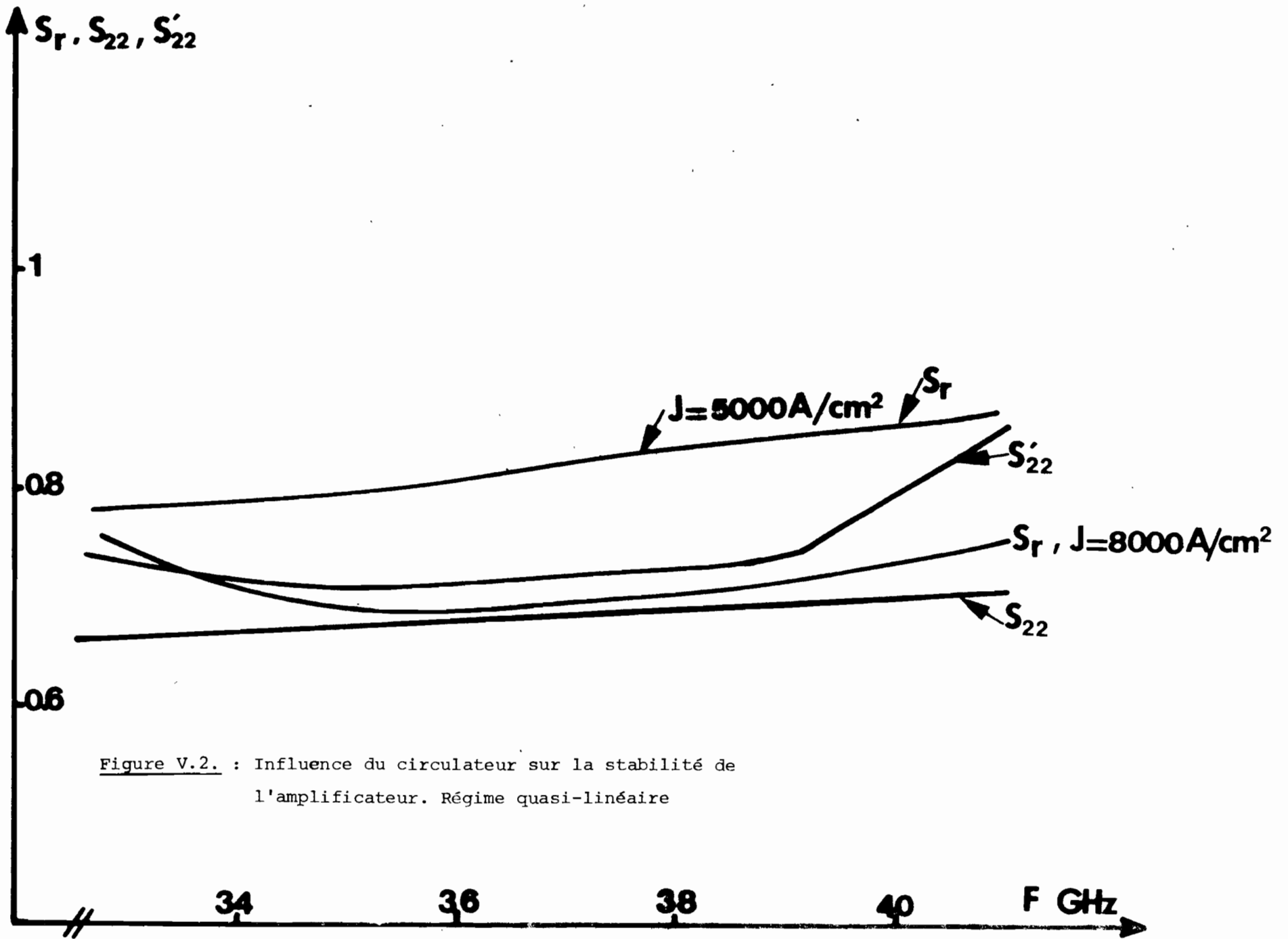
avec

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

Comme on le remarque, le circulateur intervient sur la condition uniquement par l'intermédiaire de son coefficient de réflexion propre  $t_{11}$ . On comprend donc aisément la nécessité de connaître au préalable l'évolution fréquentielle de  $t_{11}$  (en module et phase) en vue de la réalisation du circuit de charge adéquat.

A titre d'exemple nous illustrons sur la figure V.2. l'influence du circulateur sur la stabilité du fonctionnement d'un amplificateur à diode SDR bande Q non encapsulée. Le circulateur est du type LTT F 10507 ; sa bande d'utilisation est de





33 à 39 GHz. Notons que le module de  $t_{11}$  est inférieur à 0,1 dans cette bande et que nous nous sommes placés dans les conditions de phase les plus défavorables afin de mieux mettre en évidence l'influence du circulateur. La configuration choisie ici pour le circuit de charge est celle qui est susceptible de donner la meilleure bande passante dans un fonctionnement sans circulateur. Dans ces conditions, on peut tout d'abord constater que dans le fonctionnement sans circulateur ( $s_{22}$  et  $s_r$ ) la densité de courant de polarisation maximum applicable sans risques d'instabilités est voisine de  $8000 \text{ A/cm}^2$ . De plus une augmentation du courant, qui entraîne par ailleurs une élévation du gain, contribue à réduire la marge de stabilité. Enfin, dans le cas où l'on tient compte de l'influence du circulateur ( $s'_{22}$  et  $s_r$ ) on constate une assez nette modification des conditions possibles de fonctionnement. La densité de courant maximum applicable (ici valeur voisine de  $5000 \text{ A/cm}^2$ ) devient assez inférieure à la valeur précédente : un tel amplificateur stable sans circulateur devient potentiellement instable en présence de celui-ci si le courant de polarisation n'est pas réduit de façon sensible.

Une conclusion évidente est qu'en pratique l'impédance de charge où le courant de polarisation doivent être choisis de façon que la marge de stabilité soit suffisante pour s'affranchir ou corriger les inconvénients possibles du circulateur. Ceci se fait généralement au détriment des performances de gain et de bande passante.

On peut aussi constater sur ces courbes ( $s'_{22}$  et  $s_r$ ) la diminution de la marge de stabilité en dehors de la bande d'utilisation, ce qui peut contribuer au déclenchement d'oscillations parasites hors bande. Mais dans beaucoup de cas et notamment pour les hautes fréquences la résistance négative se trouve "shuntée" par les éléments parasites (dûs à l'encapsulation, aux liaisons composant-circuit etc...). On peut par ailleurs rappeler que nous avons été au préalable assez restrictif en adoptant pour le coefficient de réflexion du circulateur les conditions de phase les plus défavorables.

En résumé l'influence du circulateur peut être notable et entraîner une dégradation des performances. En pratique, la définition du circuit d'adaptation de la diode à avalanche devra tenir compte de cette influence dans la bande et hors de la bande de fonctionnement.

## V.2. AMPLIFICATION EN REGIME QUASI LINEAIRE

On peut se demander au préalable quel intérêt peut présenter l'étude du fonctionnement d'un amplificateur à diode à avalanche dans un tel régime de fonctionnement. En effet compte tenu de ses performances de bruit que nous avons déjà signalées, il est quasiment exclu qu'un tel composant soit utilisé dans un étage d'entrée à très faible niveau d'un système amplificateur notamment en bande X. Toutefois on peut faire deux remarques qui justifient pleinement cette étude :

- plusieurs étages intermédiaires fonctionnent en régime quasi-linéaire et pour ce type d'application il est intéressant d'évaluer les possibilités des amplificateurs à diode A.T.T.

- en ondes millimétriques la diode à avalanche est un des seuls composants à l'état solide utilisable en dépit de ses caractéristiques de bruit.

Dans ce régime de fonctionnement, les caractéristiques auxquelles nous nous intéressons seront : le produit gain bande et le temps de propagation de groupe. L'évolution de ces grandeurs en fonction du niveau ainsi que les autres caractéristiques seront étudiées par la suite.

### V.2.1. Produit gain bande

#### V.2.1.1. Conditions d'optimisation

Nous rappelons tout d'abord un élément assez important que nous avons d'ailleurs démontré analytiquement [110][56] et qui est confirmé par différents travaux effectués par d'autres auteurs [121] : la bande passante est en première approximation inversement proportionnelle aux valeurs du gain en tension et des coefficients de qualité associés à la diode  $Q_D$  et au circuit de charge  $Q_L$ . De ce fait on peut qualitativement tirer quelques enseignements :

- $Q_D$  étant une fonction décroissante du courant de polarisa-

tion, la bande passante d'un amplificateur à diode A.T.T. est une fonction croissante du courant de polarisation à gain constant.

- de même  $Q_D$  diminue quand le rapport  $\delta/W$  (rapport entre épaisseurs zone d'émission  $\delta$  et de la diode  $W$ ) diminue ; il en résulte à priori les conséquences suivantes :

. pour des diodes à profil de dopage constant, supériorité des diodes AsGa par rapport aux diodes silicium.

. supériorité des diodes à profil de dopage différencié par rapport aux diodes à profil de dopage constant.

- supériorité des diodes D.D.R. par rapport aux diodes S.D.R en raison des résistances généralement plus élevées (en valeur absolue) d'où  $Q_D$  plus faible des composants D.D.R

A titre indicatif nous donnons sur les figures V.3 et V.4 des évolutions expérimentales typiques de la bande passante d'un amplificateur à diode A.T.T. en fonction de la densité de courant de polarisation.

Après ces quelques remarques sur l'influence des caractéristiques du composant et des conditions de fonctionnement sur la bande passante de l'amplificateur, on peut à présent préciser les conditions d'optimisation du produit gain bande. Les figures V.5 et V.6 donnent des évolutions théoriques typiques du produit gain bande dans les deux gammes de fréquences X et Q en fonction de la densité de courant de polarisation pour différentes valeurs du gain à la fréquence centrale. Notons que les impédances de charge adoptées en bande Q sont celles qui réalisent, dans le cadre de la configuration choisie (cf. paragraphe IV.2.3), pour un gain considéré, la plus large bande passante tout en satisfaisant la condition de stabilité. A ce propos, précisons que nous n'avons pas effectué une recherche systématique de configuration optimale du circuit de charge, recherche qui peut par ailleurs être guidée par les différentes méthodes décrites dans la littérature [53][31]. Notre principal objectif dans cette analyse théorique est l'optimisation des caractéristiques de la diode et des conditions de fonctionnement.

De ces exemples typiques d'évolution, on peut déduire les indications suivantes qui permettent de guider le choix des paramètres en vue d'obtenir un produit gain bande optimal :

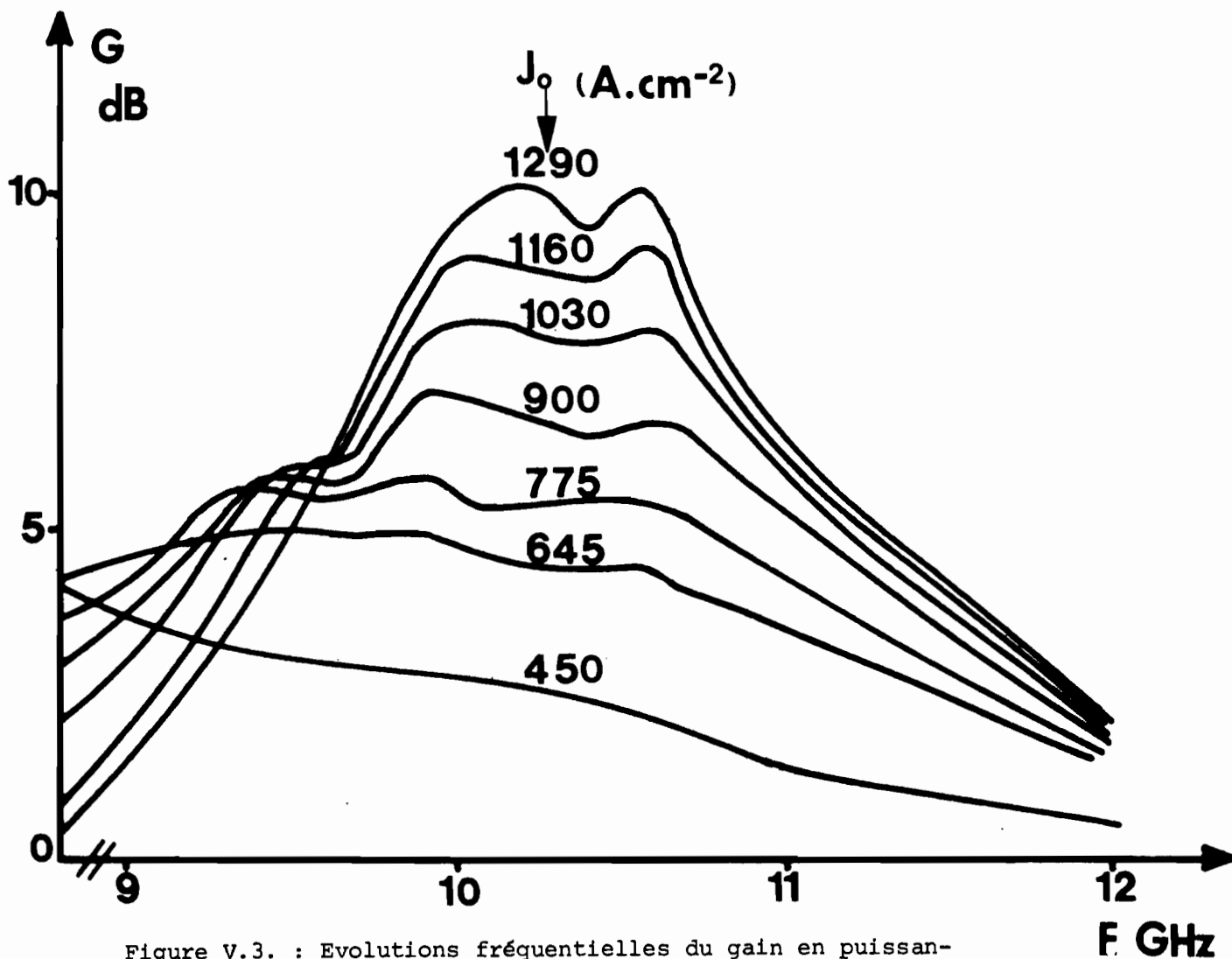
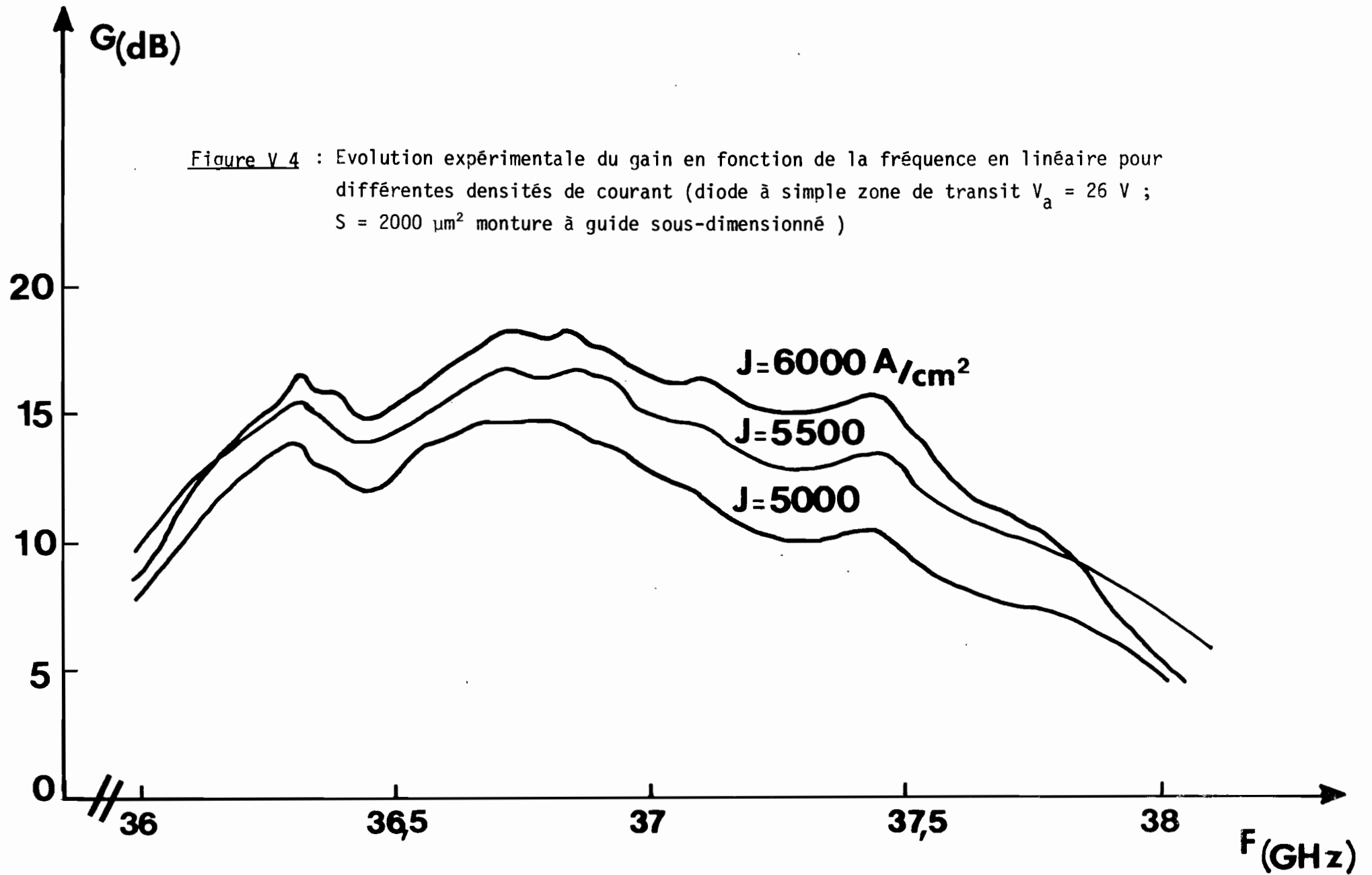


Figure V.3. : Evolutions fréquentielles du gain en puissance pour différentes densités de courant de polarisation. ( $R_L = 40 \Omega$  ;  $S \# 8000 (\mu\text{m})^2$ )



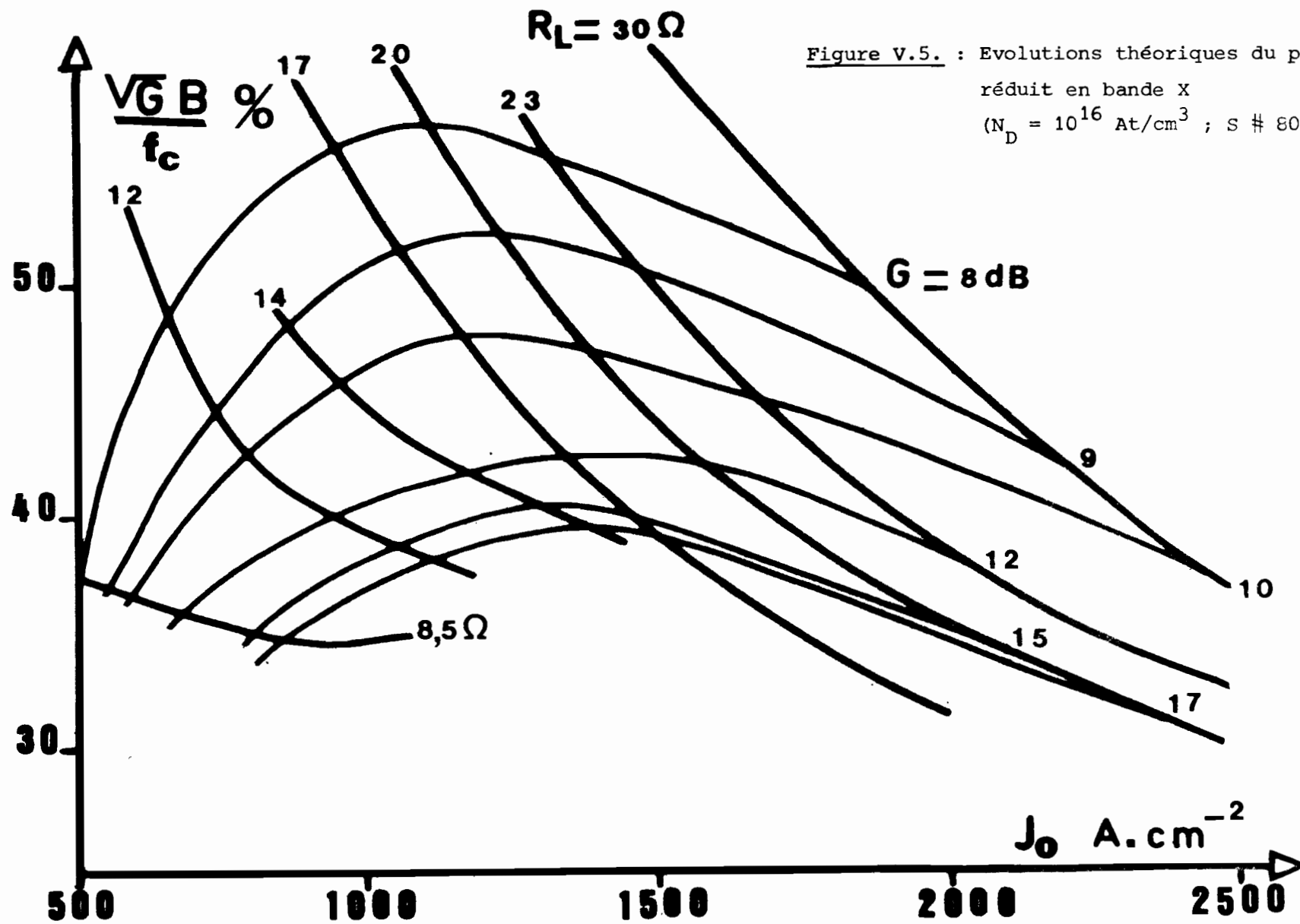
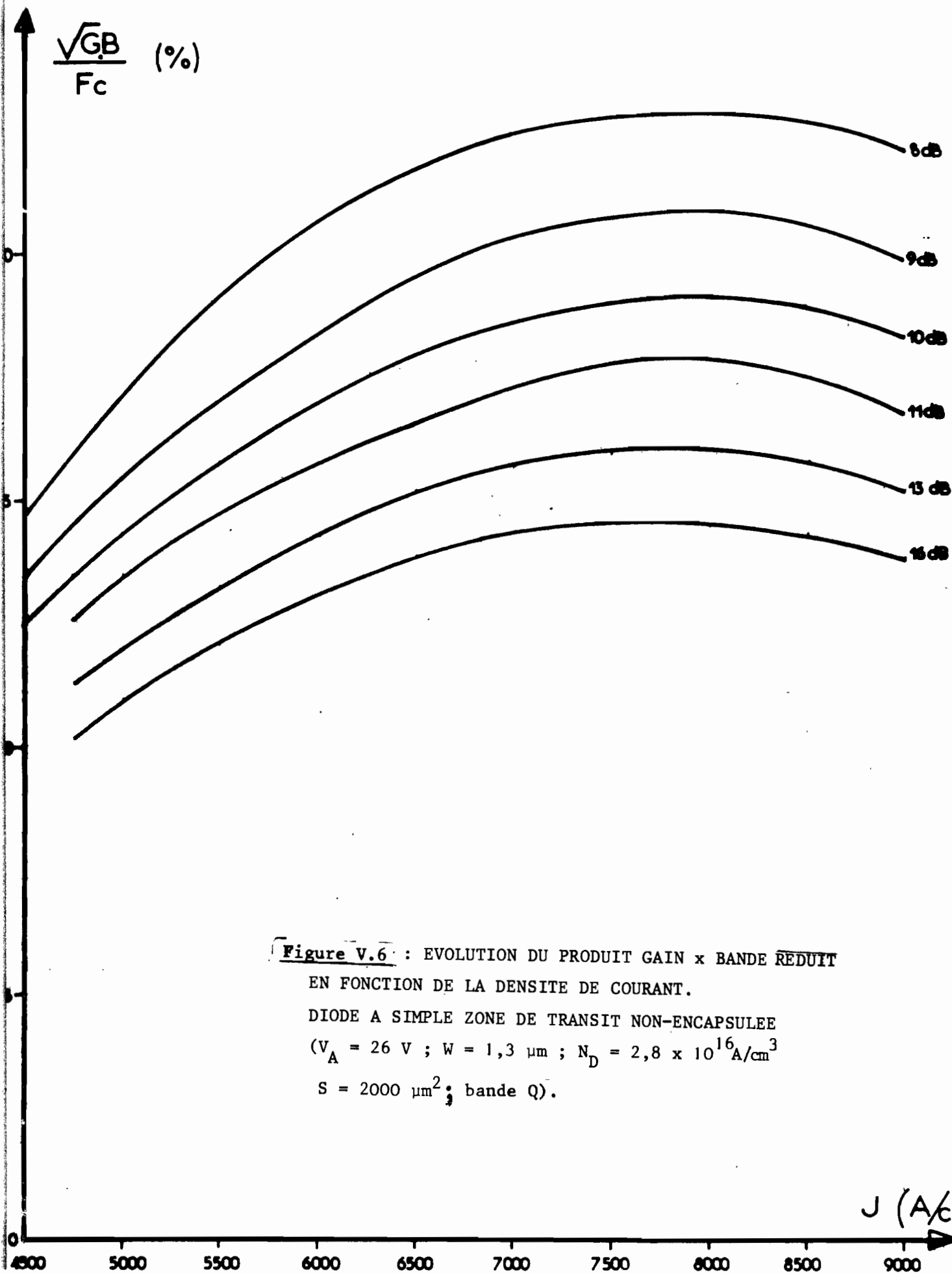


Figure v.5. : Evolutions théoriques du produit gain bande réduit en bande X  
 ( $N_D = 10^{16} \text{ At/cm}^3$  ;  $s \# 8000 \text{ } (\mu\text{m})^2$ )



**Figure V.6** : EVOLUTION DU PRODUIT GAIN x BANDE REDUIT  
 EN FONCTION DE LA DENSITE DE COURANT.  
 DIODE A SIMPLE ZONE DE TRANSIT NON-ENCAPSULEE  
 ( $V_A = 26$  V ;  $W = 1,3$   $\mu m$  ;  $N_D = 2,8 \times 10^{16}$   $A/cm^3$   
 $S = 2000$   $\mu m^2$  ; bande Q).

$J$  ( $A/cm^2$ )



- le produit gain bande croît puis passe par un maximum en fonction de la densité de courant de polarisation. Pour les diodes S.D.R. bande X de cet exemple, la plage de saturation est située vers  $1250 \text{ A/cm}^2$  ; en bande Q elle est nettement supérieure en raison de l'élévation de la fréquence et se situe vers  $8000 \text{ A/cm}^2$ . Par ailleurs on note, surtout en bande X, que la densité optimale est d'autant faible que le gain diminue. Cette évolution ne pouvait être expliquée au moyen de l'interprétation qualitative précédente. Il faut tenir compte d'éléments supplémentaires. En fait quand le courant croît, la fréquence d'avalanche devient de plus en plus proche de la fréquence de fonctionnement et les évolutions de l'impédance sont de plus en plus rapides en fonction de la fréquence d'où la saturation puis la diminution de la bande passante.

- le produit gain bande varie, en sens inverse de la valeur du gain de l'amplificateur à la fréquence centrale.

En plus des éléments que l'on peut déduire des figures précédentes on peut ajouter d'autres conclusions tirées de l'ensemble de nos travaux :

- l'influence du type de diode (S.D.R. ou D.D.R.) notamment en bande Q est assez importante comme le montre l'exemple suivant. Dans cette comparaison nous avons fixé pour les diodes S.D.R. la densité de courant à  $8000 \text{ A/cm}^2$  (valeur qui "sature" le produit gain bande) ; cette valeur correspond à des puissances continues admissibles compte tenu des tensions d'avalanche et des résistances thermiques de ces composants. Par contre pour les diodes D.D.R. il nous a paru raisonnable de limiter le courant à une valeur inférieure à celle nécessaire pour la saturation du produit gain bande en raison des contraintes thermiques. De ce fait, pour ces composants qui ont des tensions d'avalanche plus élevées nous avons limité la densité de courant à une valeur de  $6500 \text{ A/cm}^2$ . Dans ces conditions, les performances comparées des deux types de diode sont résumées dans le tableau suivant :

Gain (en db)	10	13	16
$\frac{\sqrt{G} \Delta F}{f_c}$ (diode S.D.R.)	38 %	34 %	29 %
$\frac{\sqrt{G} \Delta F}{f_c}$ (diode D.D.R.)	52 %	42 %	35,5 %

Comme on le constate l'usage d'une diode D.D.R. de préférence à une diode S.D.R. permet potentiellement une amélioration du produit gain bande de l'ordre de 30 %.

- Concernant l'encapsulation, c'est la valeur globale des capacités parasites qui influe sur le produit gain bande. La réduction de cette valeur permet généralement d'améliorer le produit gain bande. Il convient cependant de préciser que cet effet se manifeste particulièrement dans le cas de circuits de charge quasi-apériodiques (cas de la cellule self résonant) où le boîtier a une influence fondamentale sur la réponse fréquentielle du système. Dans le cas de circuits de charge sélectifs, à priori l'influence de la capacité parasite n'est pas défavorable ; la réponse fréquentielle du système résultant en ce moment simultanément des impédances équivalentes à l'encapsulation et à la charge.

### V.2.1.2. Résultats expérimentaux typiques

Nous ne détaillerons pas ici les nombreux résultats expérimentaux que nous avons obtenus [56][93][103]. Nous rappellerons seulement les plus significatifs qui permettent de tirer les principales conclusions ou de poser les principaux problèmes inhérents au passage de la théorie à la pratique dans le domaine de l'amplification par diode A.T.T.

Nous présentons tout d'abord sur la figure V.7 des résultats typiques obtenus en bande X avec une diode AsGa S.D.R. à profil de dopage uniforme. On remarque pour des gains modérés que l'évolution générale des produits gain bande et leurs ordres de grandeur sont conformes dans l'ensemble aux prévisions

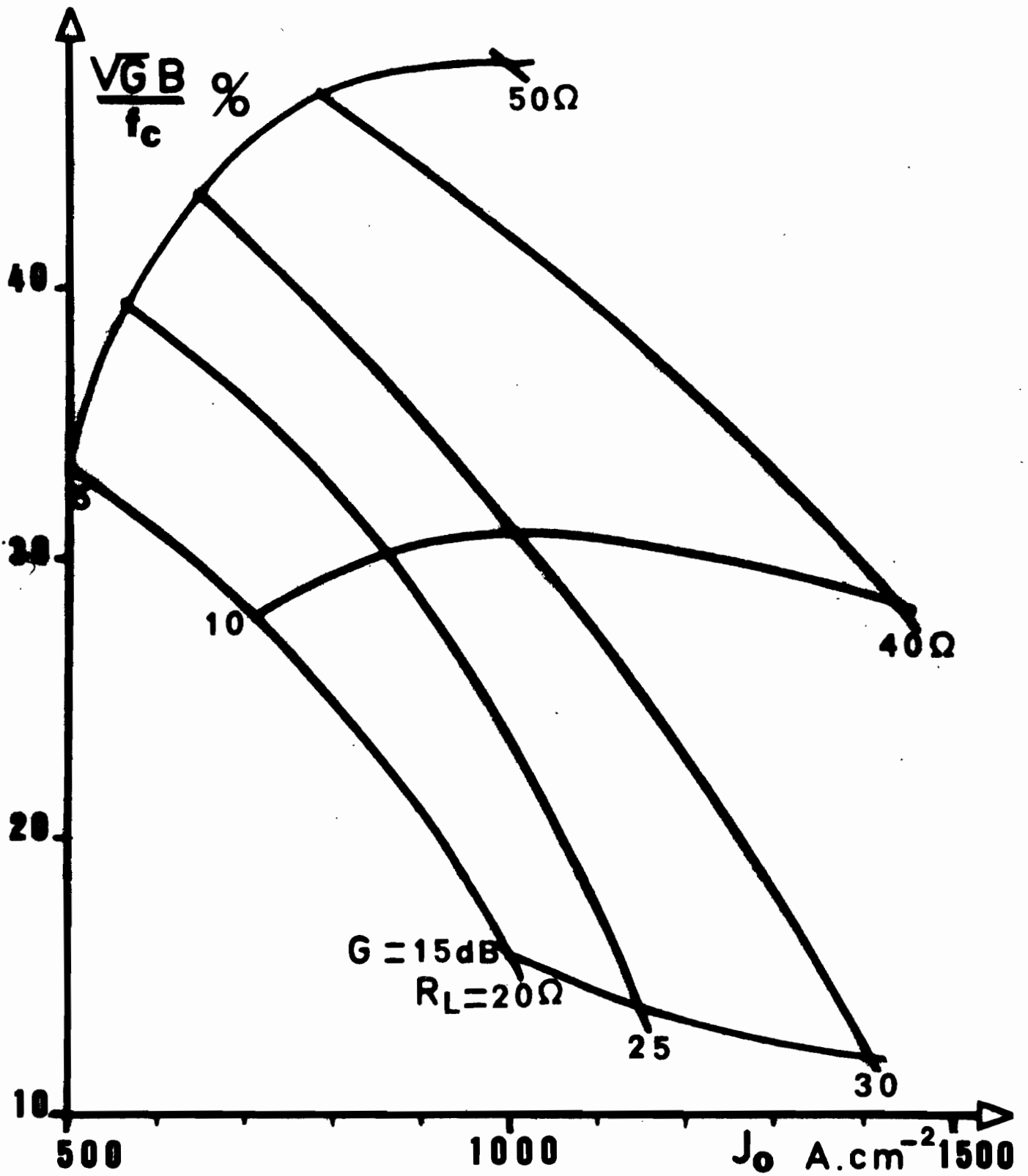


Figure V.7. : Evolutions expérimentales du produit gain bande réduit en bande X

théoriques. On note cependant, comparativement aux estimations théoriques précédentes (figure V.5) un désaccord assez important avec les valeurs expérimentales pour les gains élevés. Nous pensons que ceci résulte de l'influence accrue pour ces gains, des imprécisions sur les éléments parasites de la diode (résistance série notamment) et du boîtier. Ces résultats restent très intéressants puisque par ailleurs avec une diode S.D.R. à profil de dopage différencié nous avons pu obtenir les performances suivantes :  $G_0 = 11$  db à  $f = 11$  GHz et  $\sqrt{G_0} \Delta f/f \approx 42 \%$

En ce qui concerne l'influence du type de diode et de circuit de charge nous avons résumé dans les deux tableaux suivants les performances typiques obtenues expérimentalement en bande Q :

- cas des diodes S.D.R. bande Q

Monture	Densité de courant polarisation (A/cm <sup>2</sup> )	Gain (db)	fréquence centrale (GHz)	bande passante (MHz)	Produit gain bande normalisé ( $\sqrt{G} \Delta f/f_c$ )	Stabilité
guide sous dimensionné	6000	20	35	800	23 %	Mauvaise
Cap	11000	11	34,5	900	9,2 %	Bonne
Accord série	6500	11	33	1900	20 %	Bonne

- Cas des diodes D.D.R. en bande Q

Monture	Densité de courant	Gain	Fréquence centrale	bande passante	Produit gain bande	Stabilité
Cap	4500	12	36	220	2,5 %	Mauvaise
Cellule à accord série	4500	7	31	4800	35 %	Bonne
guide sous dimensionné	4600	14,7	38	2040	29 %	Bonne

Comparons tout d'abord, dans les cas d'amplification avec une bonne stabilité, les performances réalisées avec les diodes D.D.R. et S.D.R. dans les mêmes types de structure (accord série et guide sous-dimensionné). Certes il se confirme que les performances des diodes D.D.R. sont supérieures à celles des diodes S.D.R., mais ceci se réalise ici souvent au détriment de la valeur du gain à la fréquence centrale pour les amplificateurs à diodes D.D.R.. De ce fait l'amélioration escomptée théoriquement est légèrement moins importante en pratique. On peut retenir deux éléments qui expliquent en grande partie ces différences :

- en raison des sections relativement élevées des diodes D.D.R. utilisées dans les expériences, les densités de courant appliquées expérimentalement sont assez inférieures aux prévisions théoriques

- pour les diodes D.D.R., la présence des boîtiers W2, dont nous avons précédemment analysé le comportement rend assez difficile le compromis à réaliser entre l'exigence d'une bonne stabilité et des performances importantes. Les risques de déclenchement d'oscillations parasites sont plus importants ici, d'où la nécessité d'une plus grande réduction du courant de polarisation ou d'un élargissement de la marge de stabilité.

Concernant l'influence du circuit de charge en bande Q, il apparaît ici que c'est la cellule à accord série qui permet d'obtenir simultanément pour les deux types de diode une bonne stabilité et des performances élevées en produit gain bande. Notamment le réglage de ses différents paramètres qui sont relativement indépendants permet d'obtenir des résultats reproductibles en garantissant une bonne stabilité. Notons aussi qu'on obtient de bons résultats avec la cellule à guide sous dimensionné pour les diodes D.D.R.

## V.2.2. Temps de propagation de groupe $\tau_g = \Delta\Phi/\Delta\omega$

### V.2.2.1. Conditions d'optimalisation

Pour déterminer les conditions d'optimalisation relatives aux variations du temps de groupe  $\tau_g$  dans la bande passante, nous avons cherché à définir des conditions qui permettent de minimiser la valeur  $\tau_M$  de  $\tau_g$  à la fréquence centrale. En effet typiquement  $\tau_M$  est la valeur maximum de  $\tau_g$  et surtout

demeure très supérieur aux variations de  $\tau_g$  dans la bande passante. De ce fait les valeurs de  $\tau_M$  fixent la limite supérieure des variations du temps de propagation de groupe dans la bande passante de l'amplificateur. L'analyse du comportement de  $\tau_M$  donne une idée très grossière des variations du temps de groupe. Moyennant certaines approximations [93], une expression de  $\tau_M$  peut être obtenue à partir de la formule donnant le déphasage  $\Phi$  entre les ondes incidente et réfléchie.

$$\tau_M = \frac{|1 - g_{V_0}^2|}{\omega_0 g_{V_0}} (Q_D + Q_L) \quad (5)$$

où les coefficients de qualité de la diode  $Q_D$  et du circuit  $Q_L$  s'expriment par :

$$Q_D = \frac{\omega_0}{2R_D} \frac{\partial X_D}{\partial \omega} \quad \text{et} \quad Q_L = \frac{\omega_0}{2R_D} \frac{\partial X_L}{\partial \omega} \quad (6)$$

$g_{V_0}$  gain, supposé relativement élevé, de l'amplificateur à la fréquence centrale  $f_0$ .

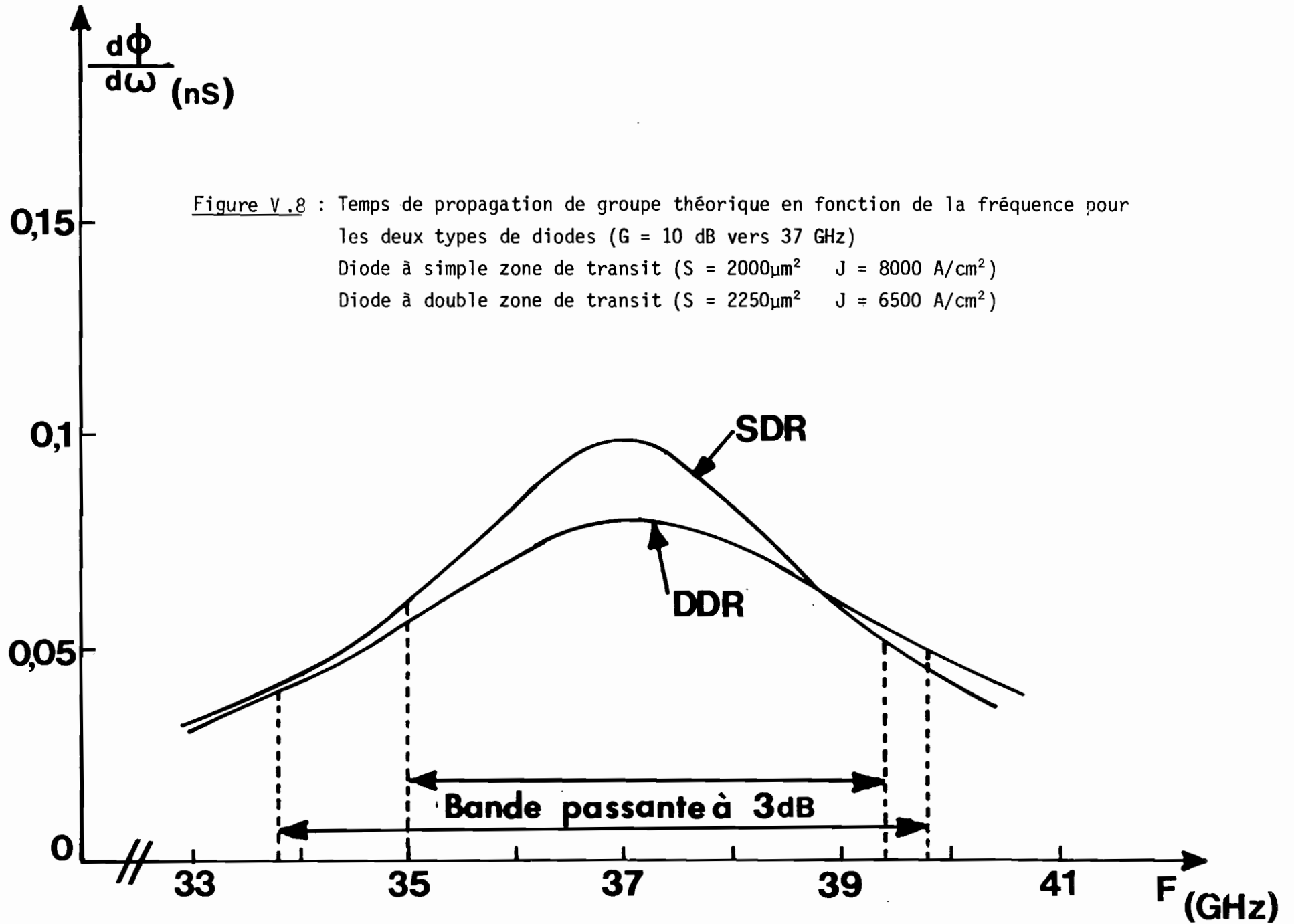
La formule (5) permet ainsi de déduire les sens d'évolution de  $\tau_M$  et donc aussi des variations du temps de propagation de groupe :

- \*  $\tau_M$  est une fonction croissante du gain de l'amplificateur
- \* pour un gain considéré,  $\tau_M$  est une fonction décroissante de la densité de courant de polarisation de la diode ( $Q_D$  diminuant quand le courant augmente).

- \*  $\tau_M$  sera plus faible dans le cas d'amplificateur utilisant des diodes D.D.R. ( $Q_{D.D.R.} < Q_{S.D.R.}$ ) que dans le cas de diodes S.D.R.

- \* la valeur de  $\tau_M$  dépend du circuit de charge et sera d'autant plus grande que le coefficient de qualité  $Q_L$  est élevé.

La connaissance de ces sens d'évolution, dont certains étaient par ailleurs prévisibles à partir de la théorie des circuits permet d'agir si nécessaire sur les variations du temps de propagation de groupe. Précisons qu'à partir des résultats d'une étude analytique complète nous avons pu confirmer ces différents sens d'évolution. Afin de donner des ordres de grandeur des variations du temps de propagation de groupe  $\tau_g$  nous avons représenté sur la figure V.8 pour les deux types de diode (S.D.R. et D.D.R.) bande Q l'évolution de  $\tau_g$  en fonction de



la fréquence pour un gain linéaire maximum de 10 db à 37 GHz. On note que pour la diode S.D.R. les variations de  $\tau_g$  dans la bande passante à 3 db sont de l'ordre de 0,05 ns ; pour la diode D.D.R. ces variations sont légèrement inférieures à 0,04 ns. Cette constatation confirme d'une part la supériorité des diodes D.D.R. mais surtout indique que les variations de temps de groupe dans la bande passante d'un amplificateur A.T.T. sont relativement faibles et très inférieures aux limites couramment tolérées. Par ailleurs la figure V.9 montre que même pour des valeurs relativement élevées du gain les valeurs de  $\tau_M$  ne sont pas prohibitives : par exemple pour  $G \# 15$  db on a  $\tau_M \# 0,4$  ns

### V.2.2.2. Réalisation expérimentale

La principale difficulté de cette étude expérimentale est que, eu égard aux faibles valeurs du temps de propagation de groupe, les erreurs dans la détermination de  $\tau_g$  sont assez importantes. Ceci a contribué à limiter beaucoup le nombre des résultats expérimentaux concernant  $\tau_g$ . Nous donnons sur la figure V.10 un exemple typique d'évolution fréquentielle de  $\tau_g$  pour une diode D.D.R. dans la cellule à guide sous dimensionné. Le gain maximum linéaire est égal à 14 db à la fréquence de 38 GHz. Ces résultats expérimentaux confirment ainsi la faible importance des variations du temps de propagation de groupe dans la bande passante.

### V.2.3. Conclusions

Cette étude en régime linéaire nous a permis de dégager les conditions d'optimisation du produit gain bande et des variations du temps de groupe. D'après les résultats caractéristiques que nous avons obtenus on peut conclure que :

- les bandes passantes d'un amplificateur à diode A.T.T. sont en général relativement importantes et largement suffisantes pour la plupart des utilisations pratiques:

- les variations du temps de groupe dans la bande passante sont dans tous les cas très inférieures aux valeurs maximales couramment tolérées notamment en télécommunications.



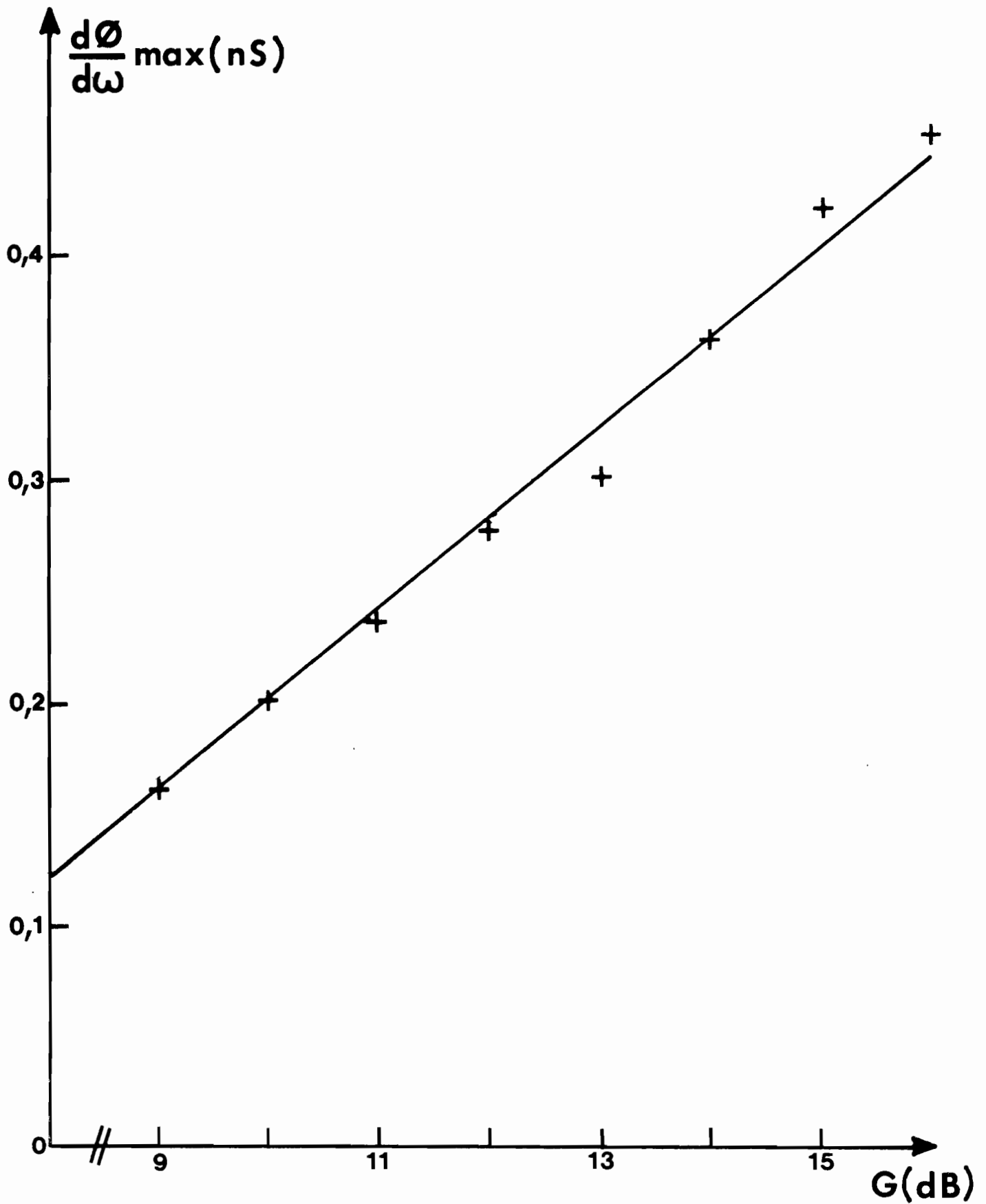


Figure V.9 : Variation théorique du temps de propagation de groupe en fonction du gain  
 Diode à simple zone de transit ( $V_a = 26 \text{ V}$  ;  $N_D = 2,8 \times 10^{16} \text{ A/cm}^3$  ;  $S = 2000 \text{ } \mu\text{m}^2$ )

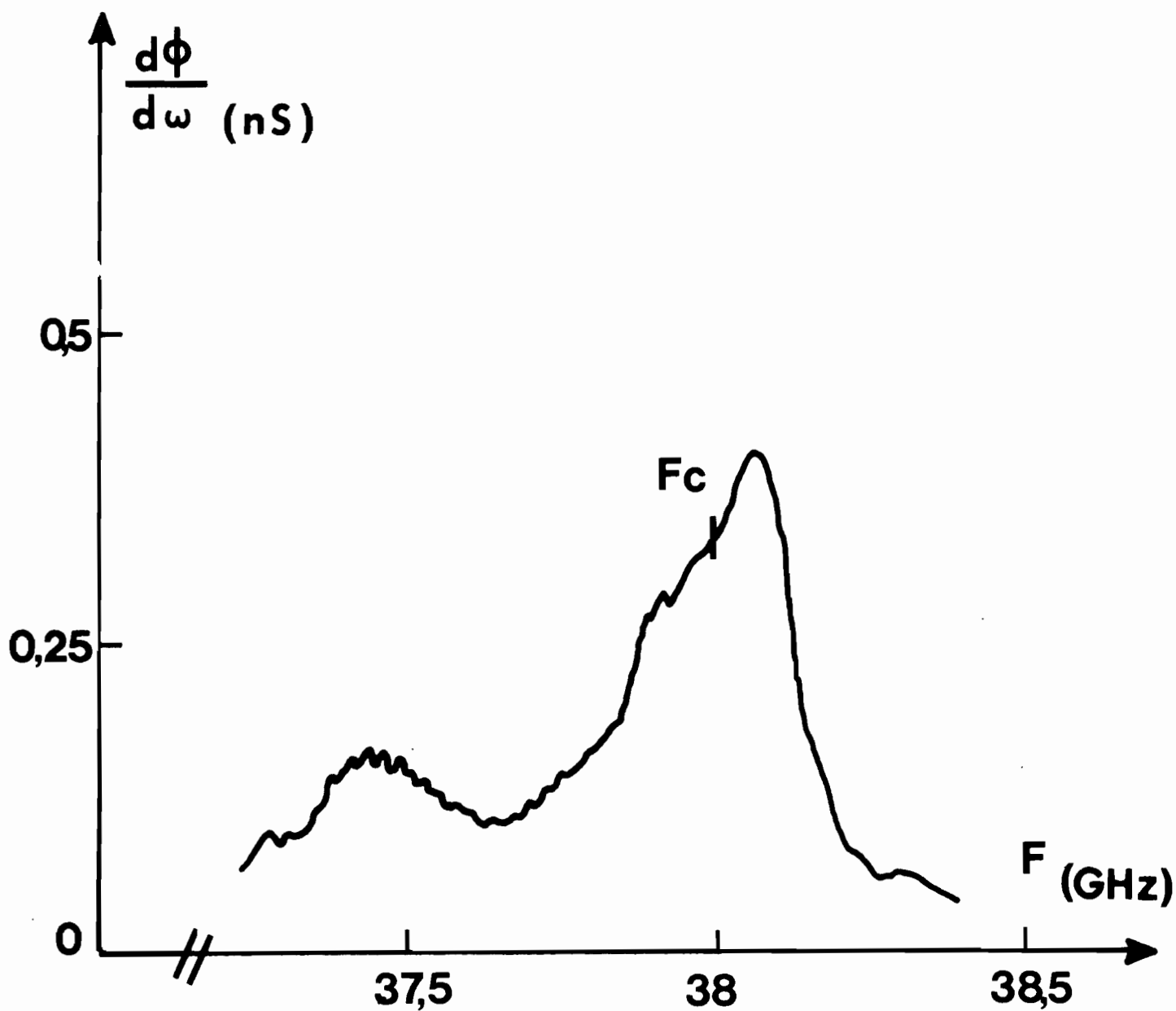


Figure V.10 : Evolution expérimentale du temps de propagation de groupe en fonction de la fréquence (Diode à double zone de transit  $V_a = 29,6$  V ;  $S = 3000 \mu\text{m}^2$  ;  $J = 4000$  A/cm<sup>2</sup> ; structure à guide sous dimensionné ;  $G_0 \# 14$  dB vers 38 GHz)

Ainsi au regard de ses performances intrinsèques, à l'exception de celles relatives au bruit, l'amplificateur à diode A.T.T. apparaît très compétitif comme amplificateur faible signal dans la plupart des systèmes actuels. Cette étude nous servira de guide pour la recherche que nous allons entreprendre sur le comportement en régime non linéaire des amplificateurs à diode A.T.T.

### V.3. AMPLIFICATION EN REGIME NON LINEAIRE. APPLICATION AUX TELECOMMUNICATIONS

#### V.3.1. Optimalisation des caractéristiques

Précisons que pour toutes les déterminations théoriques dans ce régime de fonctionnement, les configurations de circuit sont choisies afin d'assurer au préalable une assez bonne marge de stabilité. Ces contraintes constituent une des limitations des performances de l'amplificateur en régime non linéaire.

##### V.3.1.1. Produit gain bande

###### a) considérations théoriques et résultats

Les sens d'évolution et conclusions que nous avons dégagés en régime linéaire sont évidemment encore valables ici. Toutefois il faut préciser que les densités de courant optimales sont d'autant plus élevées que le niveau d'entrée est important. De ce fait, pour les forts niveaux en bande Q (par exemple en régime de saturation) la densité de courant de polarisation nécessaire pour l'optimalisation du produit gain bande ne peut être atteinte pour des raisons de dissipation thermique. Cette augmentation de la densité de courant optimale peut s'expliquer par le fait suivant : l'augmentation du niveau entraîne une diminution de la valeur de la fréquence d'avalanche  $f_a$  alors que celle du courant a un effet inverse sur  $f_a$  ; donc si l'on veut obtenir tant en régime linéaire qu'en régime non linéaire la même valeur optimale du rapport  $\frac{f}{f_a}$  (caractéristique du fonctionnement d'une diode A.T.T.) il est nécessaire de compenser l'augmentation du niveau par une élévation du courant. Sur les figures V.11 et V.12 nous donnons des évolutions fréquentielles typiques du gain en bandes X et Q pour différents niveaux d'entrée  $P_1$ . Les courants de fonctionnement sont proches de leurs valeurs maximales. On retrouve sur ces courbes les évolutions caractéristiques d'un amplificateur A.T.T. : diminution de la valeur du gain

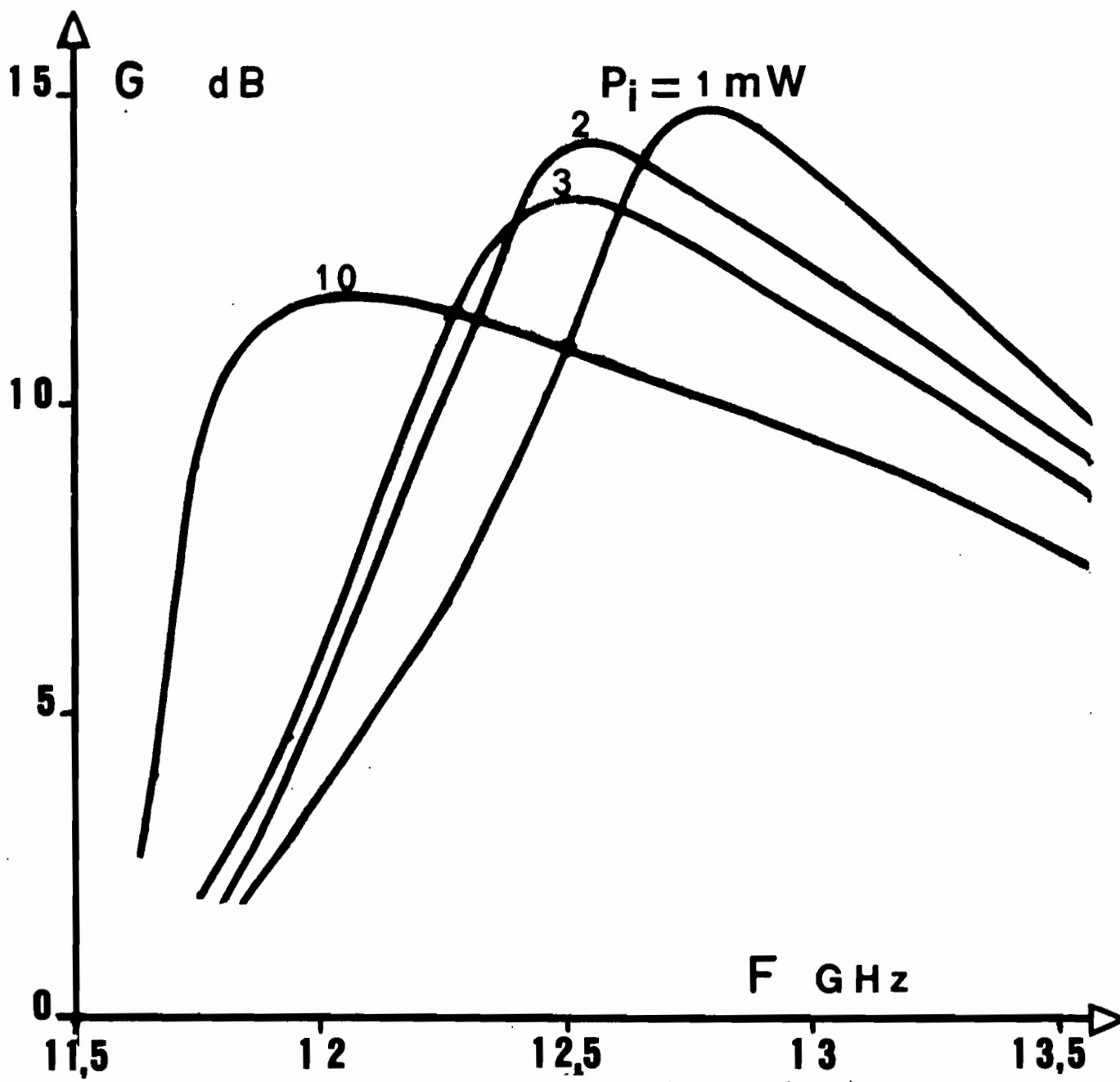
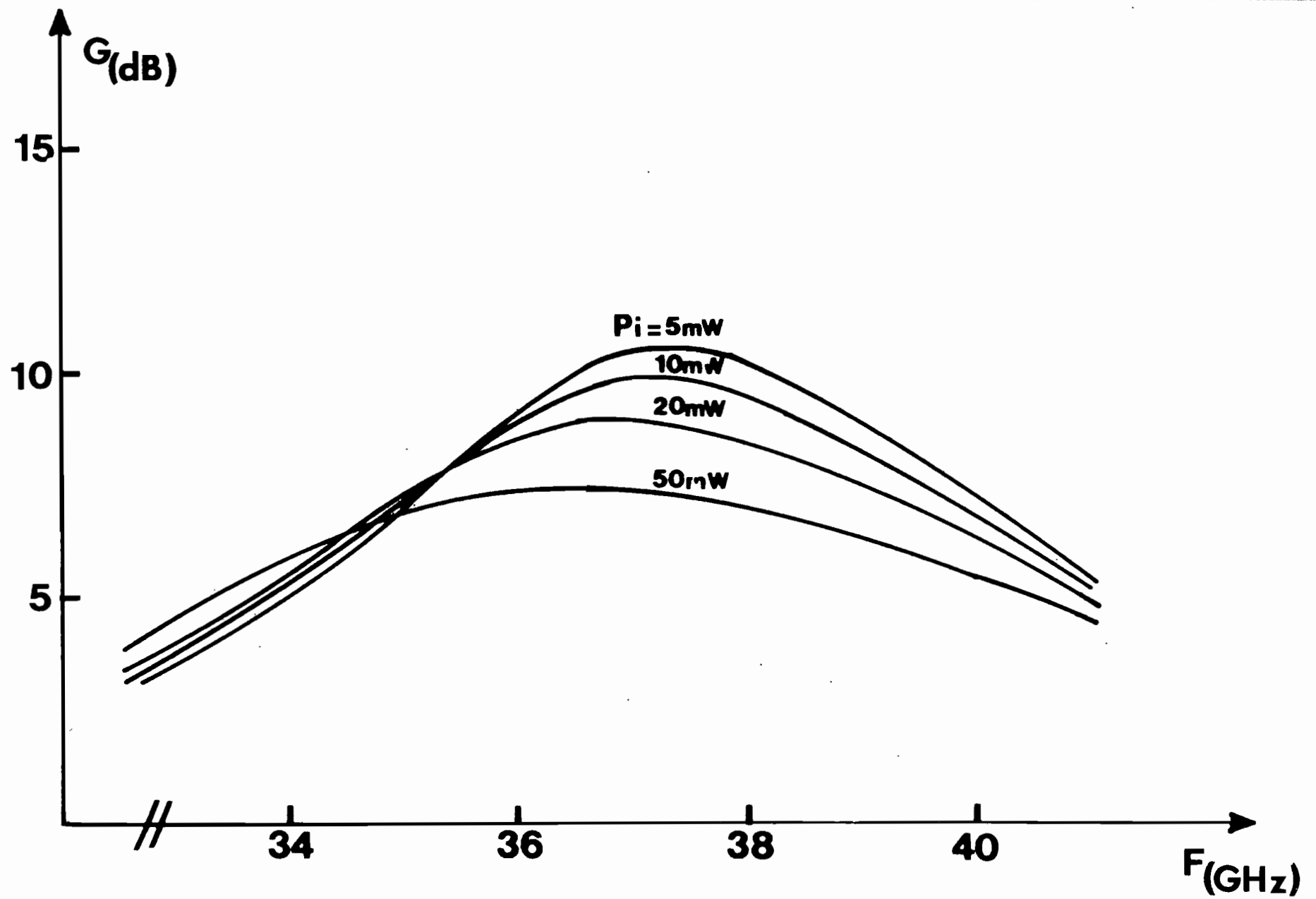


Figure V.11 : Evolutions fréquentielles théoriques du gain  $G$  pour différents niveaux d'entrée  $P_i$   
 (Diode S.D.R. ;  $N_D = 10^{16}$  At/cm<sup>3</sup> ;  
 $S \# 8000$  ( $\mu\text{m}$ )<sup>2</sup> ;  $J_O = 1800$  A/cm<sup>2</sup> ;  $R_L = 27 \Omega$ )



**Figure V 12 :** Evolution théorique du gain en fonction de la fréquence pour différents niveaux d'entrée  $P_i$  (Diode à simple zone de transit ;  $N_D = 2,8 \times 10^{16} \text{ At/cm}^3$  ;  $S = 2000 \mu\text{m}^2$  ;  $J = 8000 \text{ A/cm}^2$ )

maximum et de la fréquence correspondante quand le niveau d'entrée croit - phénomène d'expansion du gain, dans la partie inférieure de la bande, particulièrement marqué en bande X où les non linéarités sont plus importantes et ce d'autant plus que le courant  $I_0$  est élevé (proximité de  $f$  et  $f_a$ ).

Comme on le constate, les bandes passantes ainsi que les produits gain bande sont assez importants. Ainsi pour un niveau d'entrée  $P_1$  égal à 10 mW, on a les performances suivantes :

Bande X diode S.D.R.	{	$f_c = 12 \text{ GHz}$ $G_M = 11,7 \text{ db}$ $B_{-3db} = 1,45 \text{ GHz}$ $\frac{\sqrt{GB}}{f_c} \# 46 \%$	{	bande Q diode S.D.R.	{	$f_c \# 37,5 \text{ GHz}$ $G_M = 10 \text{ db}$ $B_{-3db} = 4,9 \text{ GHz}$ $\frac{\sqrt{GB}}{f_c} = 42 \%$
-------------------------	---	------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------	---	-------------------------	---	-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------

On remarque par ailleurs une augmentation du produit gain bande et de la bande passante avec le niveau. Ce phénomène est le résultat de la conjoncture de deux effets :

- la diminution du gain avec le niveau entraîne comme en régime linéaire une augmentation de la bande passante et du produit gain bande.
- la diminution de la fréquence d'avalanche avec le niveau entraîne une variation plus lente des impédances avec la fréquence.

Cet élargissement de la bande passante constitue à notre avis un atout très intéressant pour les diodes A.T.T. dans leur utilisation comme amplificateur à forte puissance de sortie. A titre comparatif, nous indiquons les performances théoriques potentielles d'une diode D.D.R. bande Q dans des conditions analogues de fonctionnement que la diode S.D.R. précédente :

bande Q diode D.D.R.	{	$f_c = 37,5 \text{ GHz}$ $G_M = 10 \text{ db}$ $P_i = 10 \text{ mW}$ $J_0 \# 6500 \text{ A/cm}^2$ $B_{-3db} \# 5,6 \text{ GHz}$ $\sqrt{G} \text{ B}/f_c \# 47 \%$
-------------------------	---	----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------

Ces résultats confirment la conclusion de l'étude linéaire concernant la supériorité des diodes D.D.R.

b) résultats expérimentaux typiques. Comparaison

Des résultats expérimentaux typiques obtenus en bande Q avec une diode S.D.R. sont donnés sur la figure V.13.a et avec une diode D.D.R. sur la figure V.13.b. Pour la diode S.D.R. la densité de courant imposée par les contraintes thermiques est égale à  $\sim 6600\text{A/cm}^2$  et donc assez inférieure à la valeur optimale prévue théoriquement (valeur voisine de  $8000\text{ A/cm}^2$ ). Ces résultats ont été obtenus avec la cellule à accord série. Quant à la diode D.D.R., la densité de courant appliquée est de  $4000\text{ A/cm}^2$  donc là encore très faible ; les résultats expérimentaux ont été obtenus avec la cellule du type guide sous-dimensionné. Dans les tableaux ci-dessous nous présentons une étude comparative des performances théoriques et expérimentales de ces diodes.

Tout d'abord la première constatation qu'on peut faire est que ces performances expérimentales confirment bien l'excellent comportement, sur le plan des performances en produit gain bande, des amplificateurs de puissance à diode A.T.T.. De plus ces performances sont encore assez inférieures aux prévisions maximales théoriques en raison notamment des faibles valeurs de densité de courant de polarisation utilisées ici. Précisons par ailleurs que les évaluations théoriques ont été effectuées avec des circuits de charge quasi optimisés.

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 1,5 db	24 %	28 %

performances théoriques et expérimentales pour diode S.D.R. bande Q

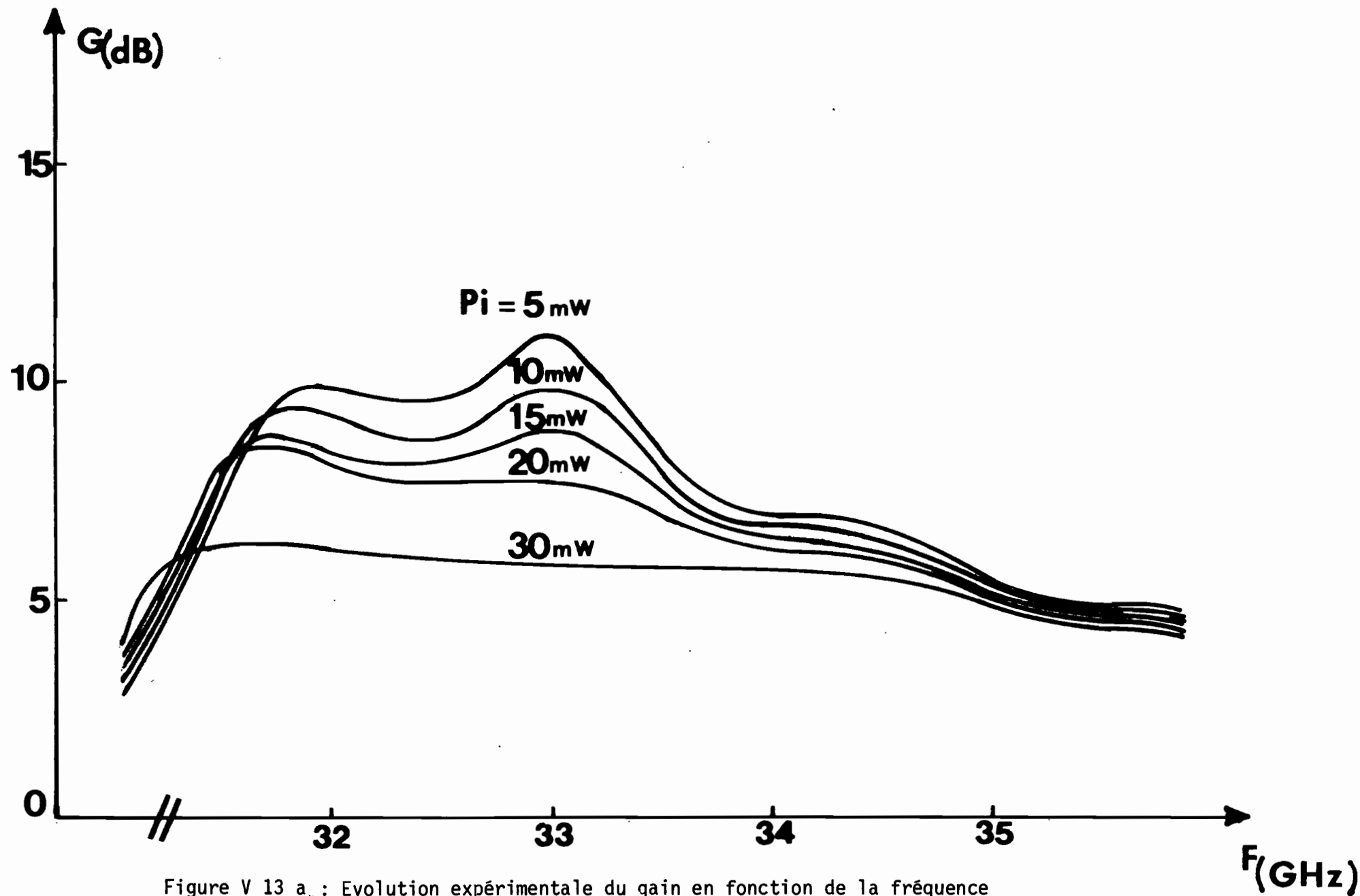


Figure V 13 a : Evolution expérimentale du gain en fonction de la fréquence pour différents niveaux d'entrée  $P_i$ . Diode à simple zone de transit ( $V = 36$  V à  $J = 6600$  A/cm<sup>2</sup> ; Cellule à accord série).



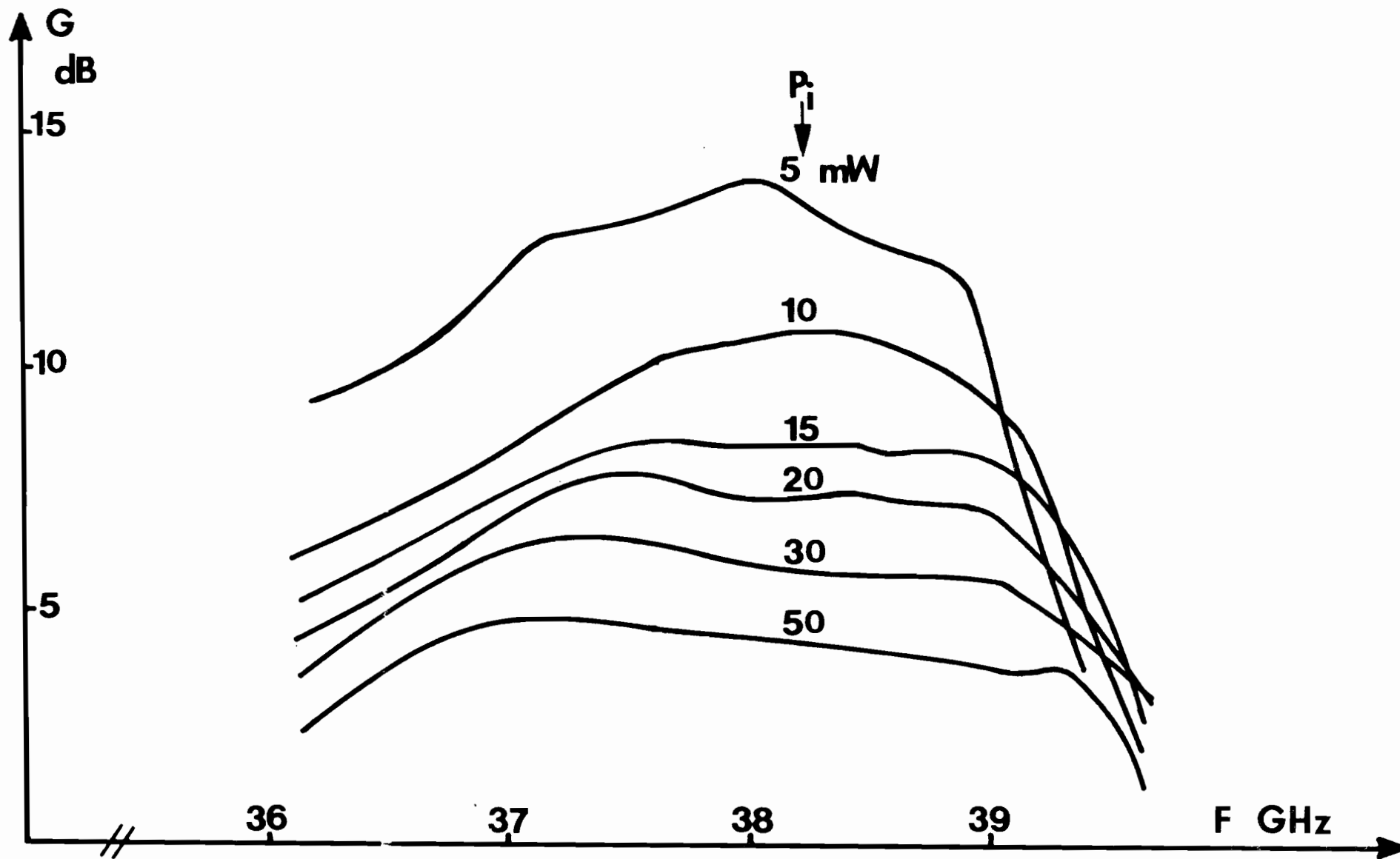


Figure V.13 b : Evolutions expérimentales du gain  $G$  en fonction de la fréquence pour différents niveaux  $P_i$

(Diode D.D.R. ;  $V = 36,5$  Volts ;  
 $J \# 4000 \text{ A/cm}^2$  ; cellule à guide sous-dimensionné)

Puissance d'entrée $P_1$ (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 1,5 db	13,9 %	14,4 %

Performances théoriques et expérimentales pour diode D.D.R. bande Q

Compte tenu des difficultés d'évaluation des éléments parasites des liaisons composant-circuit (fils de connexion, plot de quartz), d'un modèle réaliste de circuit ainsi que des caractéristiques du composant (dimensions, confinement, etc) la comparaison théorie expérience présentée dans les tableaux ci-dessus nous paraît assez satisfaisante.

Enfin, signalons qu'en bande X, comme le montrent les figures V.14 et V.15, des résultats assez satisfaisants ont été obtenus. Ces résultats illustrent bien par ailleurs l'élargissement de la bande passante aux forts niveaux.

### V.3.1.2. Linéarité en amplitude. Puissance de compression

Rappelons que dans cette étude nous caractérisons la linéarité du gain de l'amplificateur par la donnée de la puissance de sortie à 1 db de compression du gain par rapport à sa valeur en faible signal :  $P_{S_{-1\text{db}}}$ . Nous allons donc dégager les conditions d'optimisation de cette puissance.

#### a) Analyse théorique

Tout d'abord la puissance de compression à une fréquence considérée s'exprime comme suit :

$$P_{S_{-1\text{db}}} = \frac{G}{G - 1} P_a (V_{HF_0}, I_0) \quad (7)$$

$V_{HF_0}$  est la tension hyperfréquence qui provoque une compression de 1 db du gain linéaire.

$P_a$  est la puissance ajoutée qui est une fonction croissante de  $V_{HF_0}$  et du courant

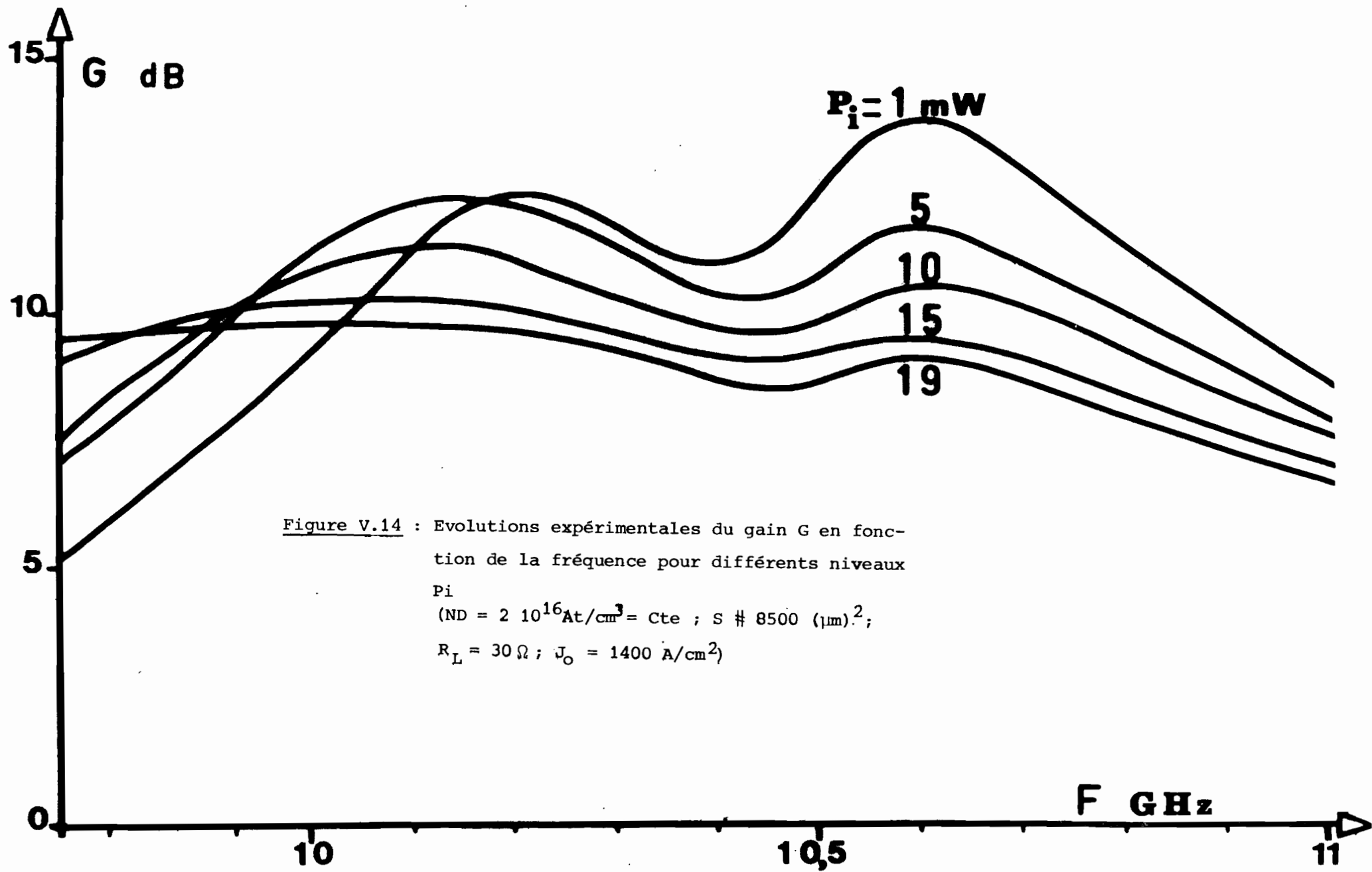


Figure V.14 : Evolutions expérimentales du gain  $G$  en fonction de la fréquence pour différents niveaux  $P_i$   
 ( $N_D = 2 \cdot 10^{16} \text{ At/cm}^3 = \text{Cte}$  ;  $S \# 8500 (\mu\text{m})^2$  ;  
 $R_L = 30 \Omega$  ;  $J_0 = 1400 \text{ A/cm}^2$ )

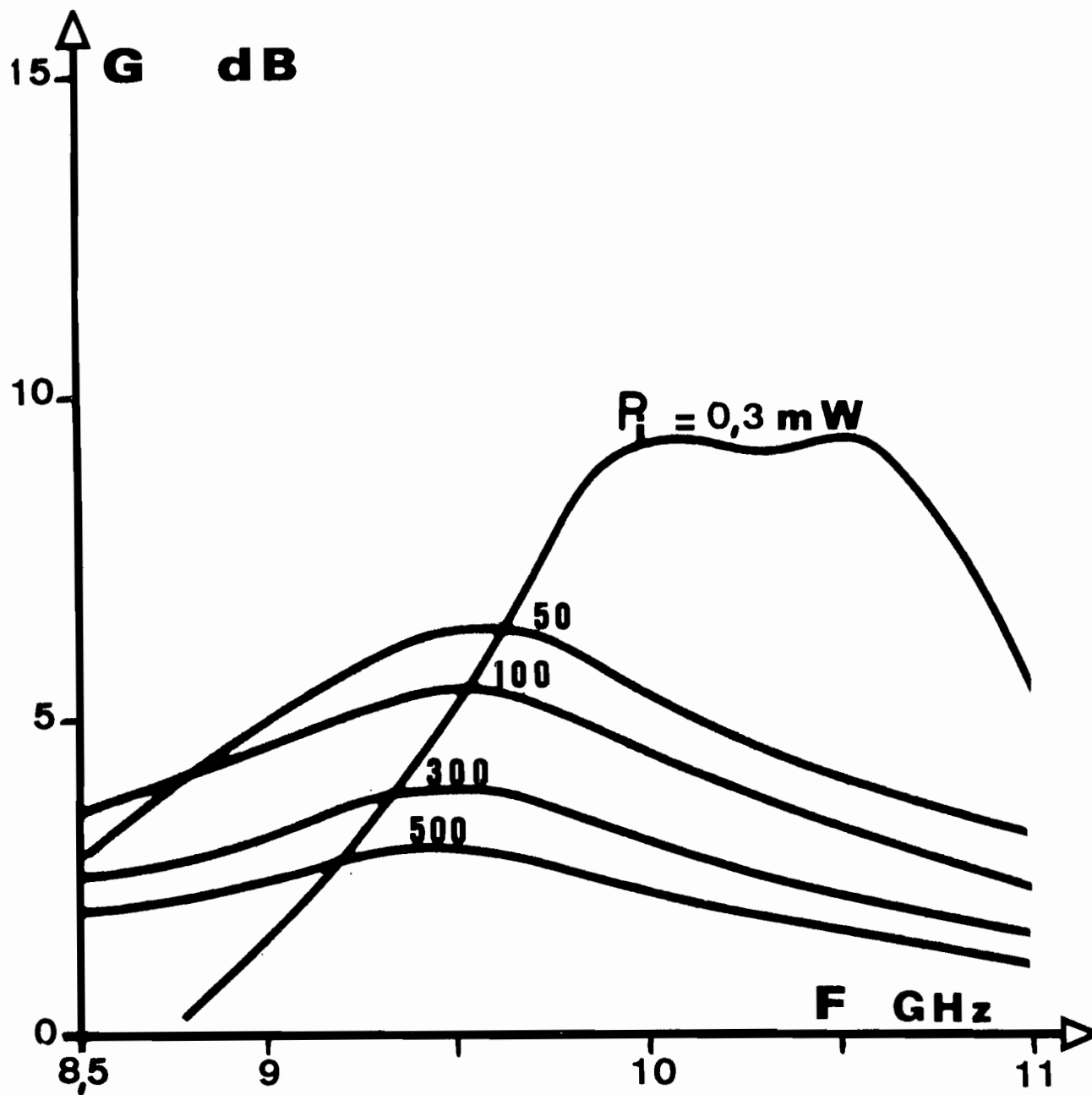


Figure V.15 : Evolutions expérimentales du gain  $G$  en fonction de la fréquence pour différents niveaux  $P_i$

( $R_L = 40 \Omega$  ;  $J_O = 1160 \text{ A/cm}^2$  ;  $S = 8000 (\mu\text{m})^2$ )

de polarisation  $I_0$ .

Une analyse qualitative, permet déjà de dégager les principaux sens d'évolution de la puissance de compression. En effet, si l'on néglige les variations de la réactance de la diode, la variation du gain en fonction du niveau est essentiellement liée à celle de la résistance négative  $R_D$  au voisinage de la fréquence centrale. Elle peut s'exprimer à partir de l'expression du gain  $G_0$  à la résonance [110] :

$$G = G_0 = \left( \frac{R_D - R_L}{R_D + R_L} \right)^2$$

D'où l'on tire :

$$\left( \frac{dG}{G} \right)_0 = \left( \frac{dR_D}{R_D} \right)_0 \left( \sqrt{G_0} - \frac{1}{\sqrt{G_0}} \right) \quad (8)$$

Avec  $\left( \frac{dG}{G} \right)_0 \# 0,2$  pour une compression de 1 db

On remarque ainsi que les variations relatives  $\left( \frac{dR_D}{R_D} \right)_0$  qui entraînent une compression du gain de 1 db sont d'autant faibles que le gain  $G_0$  est élevé. Par ailleurs on peut lier ces variations à la valeur de la tension hyperfréquence  $V_{HF_0}$  qui les provoque. En effet la résistance  $R_D$  en régime faible signal peut s'exprimer [39] par :

$$R_D = - \frac{1}{\omega c} \left( 1 - \frac{\delta}{W} \right) \frac{1 - \cos \theta}{\theta} \left( \frac{\frac{f_{a_0}^2}{f^2} F(V_{HF})}{1 - \frac{f_{a_0}^2}{f^2} F(V_{HF})} \right)$$

où  $f_{a_0}$  est la fréquence d'avalanche en régime linéaire et  $F(V_{HF})$  une fonction décroissante de  $V_{HF}$  qui tend vers l'unité quand  $V_{HF}$  tend vers 0. La variation

$\frac{dR_D}{R_D}$  étant assez faible on peut obtenir une relation entre  $F(V_{HF})$  et  $\frac{dR_D}{R_D}$  :


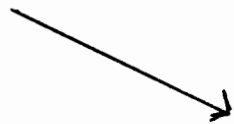
$$F(V_{HF_0}) \# 1 - \left( \frac{dR_D}{R_D} \right)_0 \left( 1 - \frac{f_{a_0}^2}{f^2} \right) \quad (9)$$

Ainsi, à une fréquence considérée,  $V_{HF_0}$  est d'autant élevé (effet favorable sur la puissance) que le rapport  $f_{a_0}/f$  est faible donc que le courant de polarisation  $I_0$  est faible. Comme par ailleurs la puissance de

compression (formule 7) est une fonction directement croissante de  $I_0$  il existe une valeur optimale du courant ou du rapport  $f_{a0}/f$ .

De même, à partir des formules 8 et 9, il apparaît que  $V_{HF0}$  et donc la puissance de compression augmentent quand le gain linéaire diminue (en effet quand  $G_0 \searrow \frac{dR_D}{R_D} \nearrow$  et  $F(V_{HF0}) \searrow$ ). Cet effet nous paraît assez intéressant car on comprend ainsi que, moyennant une valeur du gain relativement faible, les valeurs de puissance de compression pourront être assez proches de celles des puissances de sortie de l'amplificateur en régime de saturation.

Enfin, en ce qui concerne les caractéristiques du composant (type de diode, type de profil, angle de transit, matériau, etc...) les conditions de leur optimisation sont analogues à celles relatives à la puissance délivrée en oscillation. On peut comme suit résumer globalement les principaux sens d'évolution de  $P_{S-1db}$  à une fréquence considérée :

	Type de diode	Densité de courant de polarisation	Gain linéaire
Puissance de compression $P_{S-1db}$	DDR > SDR GaAs > Si		

Sens d'évolution de la puissance de compression

Précisons que dans la pratique [110][56] la valeur optimale de  $f/f_{a0}$  sans être critique est de l'ordre de 1,5.

Afin d'une part de connaître l'évolution exacte de  $P_{S-1db}$  dans toute la bande passante de l'amplificateur et d'autre part de chiffrer les valeurs possibles, nous présentons sur les figures V.16 et V.17 des résultats typiques obtenus avec nos modèles théoriques du composant en bande Q. Ces résultats concernent un amplificateur de gain maximum linéaire égal à 10 db utilisant soit une diode S.D.R. (figure V.16) soit une diode D.D.R. (figure V.17).

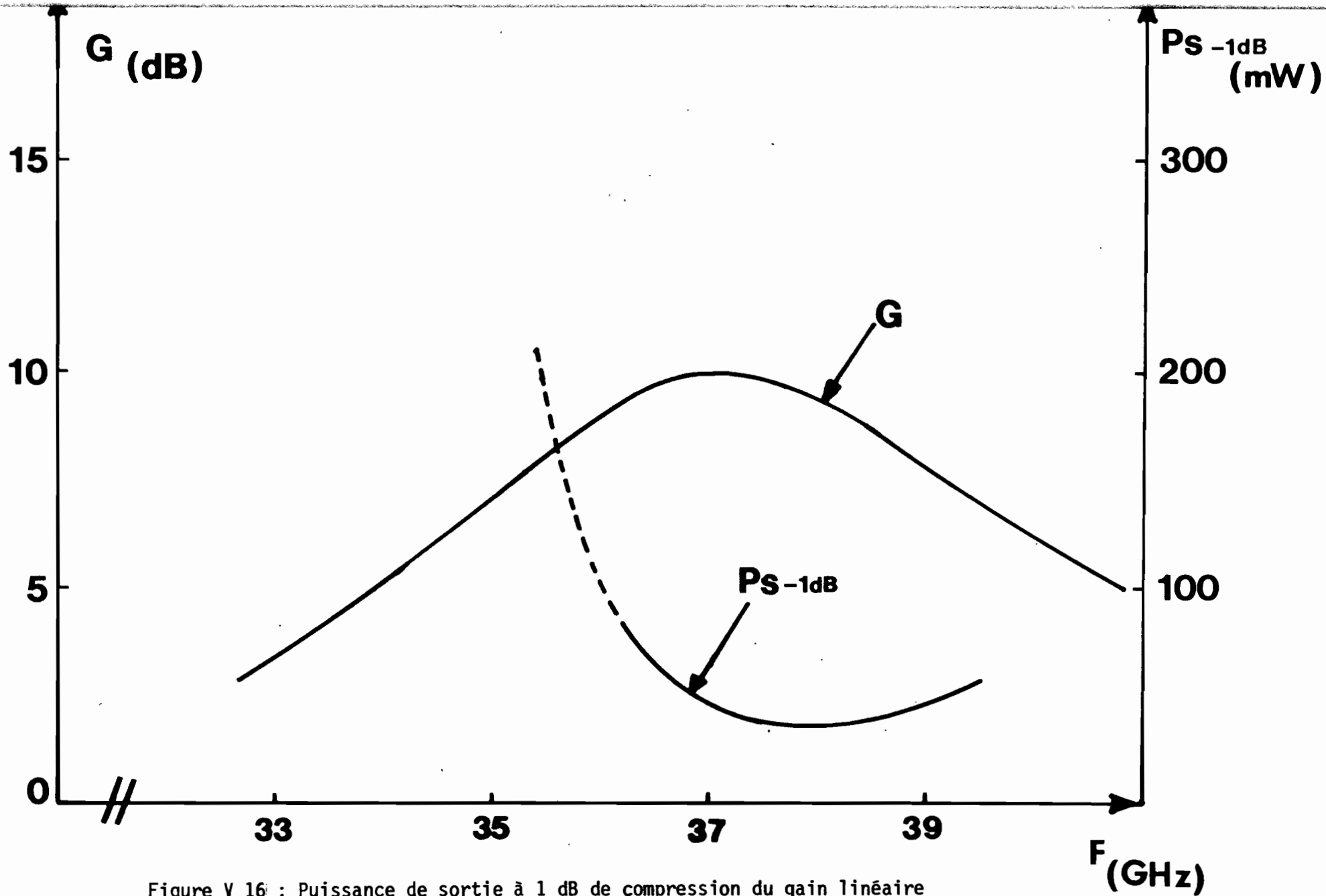
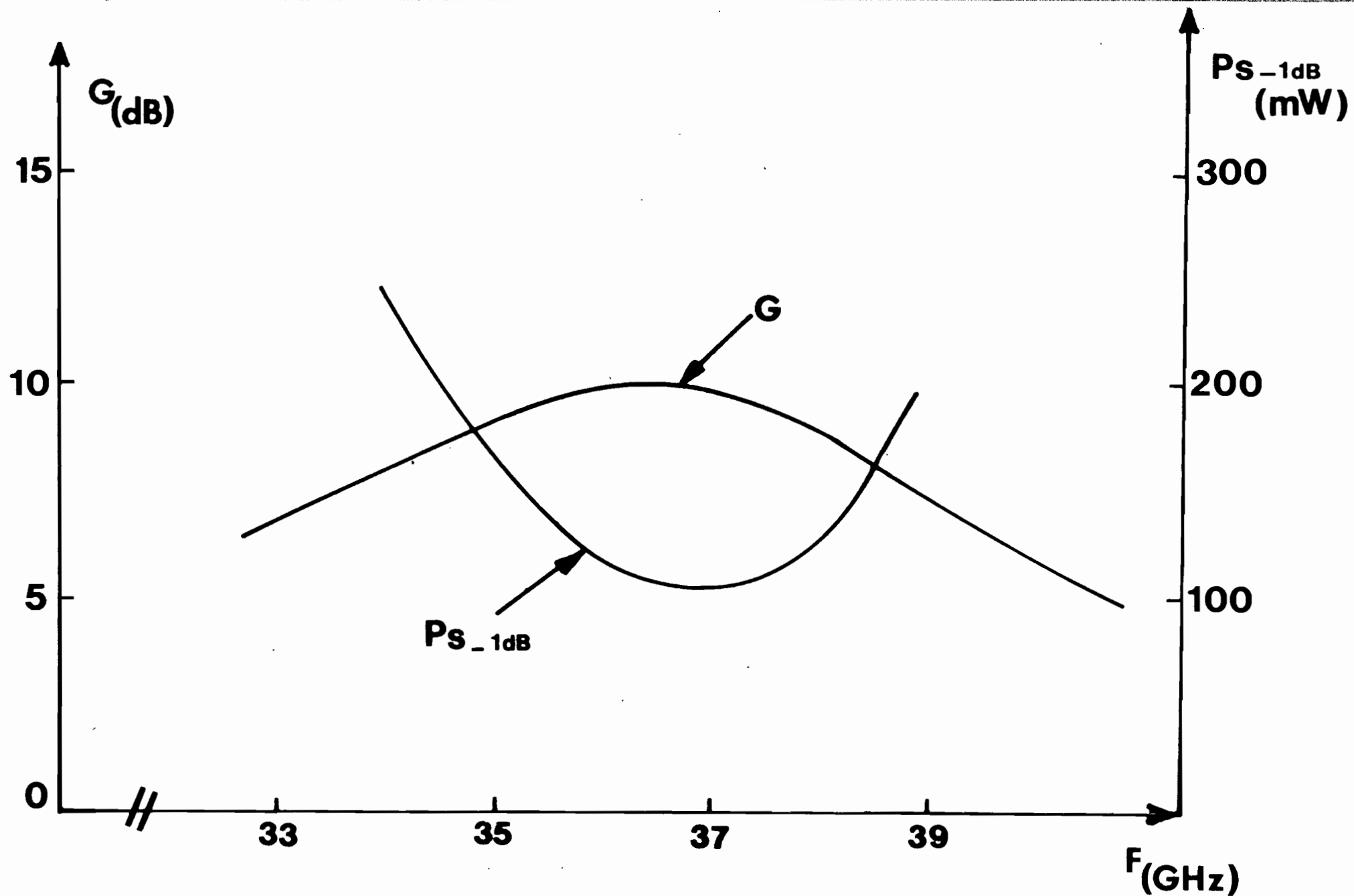


Figure V 16 : Puissance de sortie à 1 dB de compression du gain linéaire ( $P_s -1dB$ ). Résultats théoriques pour une diode à simple zone de transit.

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



**Figure V 17** : Puissance de sortie à 1 dB de compression du gain linéaire ( $P_S - 1$  dB)  
 Résultats théoriques pour une diode à double zone de transit  
 $N_A = N_D = 4 \times 10^{16} \text{ At/cm}^3$  ;  $S = 2250 \text{ } \mu\text{m}^2$  ;  $J = 6500 \text{ A/cm}^2$ )



On note tout d'abord une forte évolution de la puissance de compression à l'intérieur de la bande passante de l'amplificateur. Cette évolution est due non seulement aux variations du gain mais aussi à celles du rapport  $f/f_{a_0}$ . Par exemple pour la diode D.D.R. la puissance de compression, dans la bande à 3 db, a une valeur maximum importante égale à 240 mW à 34 GHz et une valeur minimum de 105 mW à 36,5 GHz. Ainsi si l'on désire utiliser toute la bande à 3 db de l'amplificateur, on devra se contenter de caractéristiques de linéarité très inférieures à celles que l'on aurait si on se limitait à une partie de la bande.

Dans certains cas (diode S.D.R. pour les fréquences inférieures à environ 36 GHz) la notion de puissance de compression ne suffit plus pour caractériser la linéarité de l'amplificateur. En effet la valeur de la puissance de compression est certes élevée mais ceci résulte du phénomène d'expansion du gain. Or ce phénomène, dû à l'augmentation du coefficient de réflexion propre de la diode avec le niveau quand les fréquences d'avalanche et de fonctionnement sont voisines, traduit d'importantes non linéarités et comme nous l'avons déjà signalé [110] correspond à une forte conversion AM-PM. Il en découlera évidemment une augmentation des distorsions d'intermodulation dues à cette caractéristique. Dans une utilisation pratique, de telles conditions réduisent assez sensiblement la bande passante utile. Si l'on veut utiliser la totalité de la bande à 3 db il sera nécessaire en pratique de diminuer le courant de polarisation ou la valeur du gain

### b) quelques résultats expérimentaux

Les résultats (figure V.18 et figure V.19) obtenus en bande X et Q confirment les évolutions typiques de la puissance de compression dans la bande passante de l'amplificateur. Les valeurs des puissances de compression sont par ailleurs assez intéressantes : aussi bien en bande X qu'en bande Q les valeurs maximales sont supérieures à 100 mW.

### V.3.1.3. Taux de conversion AM-PM : $d\phi/dP_i$ (d %/db)

#### a) Analyse théorique

Le phénomène de conversion AM-PM est essentiellement

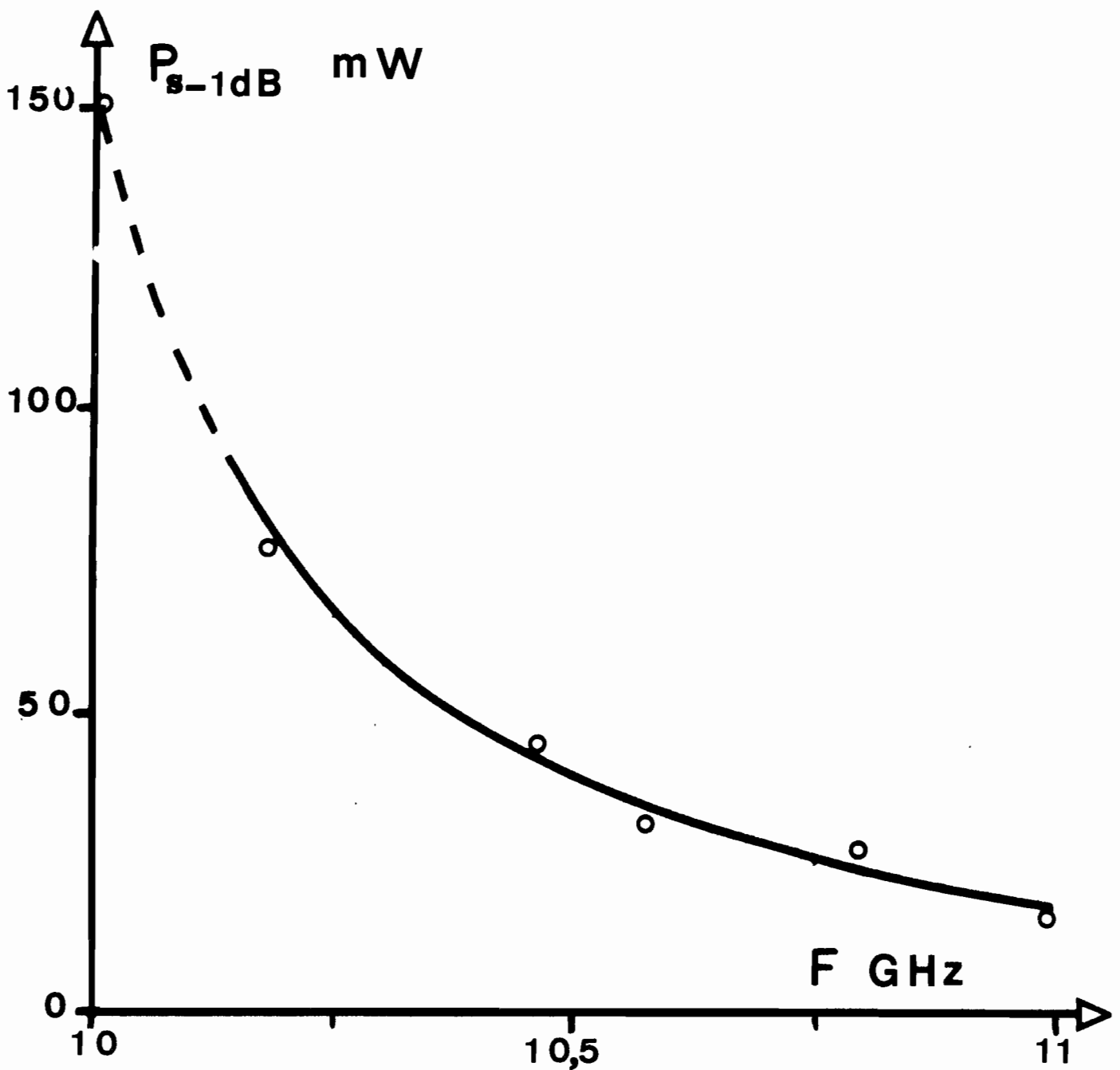


Figure V.18 : Evolution expérimentale de la puissance de compression  $P_{s-1dB}$  en fonction de la fréquence  
 ( $ND = 2 \cdot 10^{16} \text{ At/cm}^3 = \text{Cte}$  ;  $S = 8500 \text{ } (\mu\text{m})^2$   
 $J_o = 1300 \text{ A/cm}^2$  ;  $G_{o \text{ max}} = 9 \text{ db}$ )

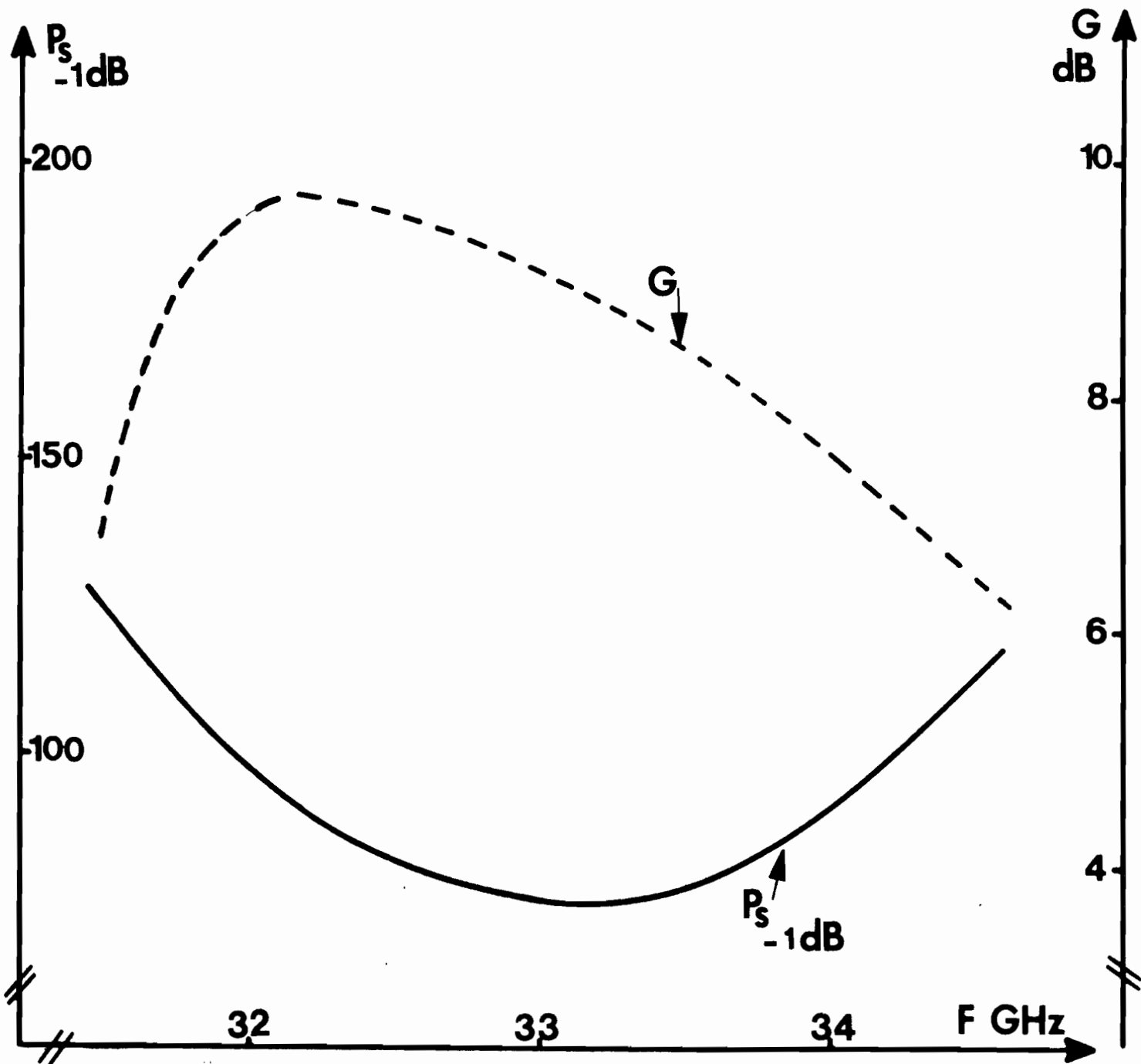


Figure V.19 : Evolution expérimentale de la puissance de compression  $P_{S-1dB}$  en fonction de la fréquence (Diode S.D.R ;  $V = 36$  Volts à  $J_0 = 6600$  A/cm<sup>2</sup> cellule à accord série)

lié au comportement non linéaire de la diode. Pour un état de fonctionnement considéré, la détermination des taux de conversion AM-PM permet d'apprécier le "degré" de non linéarité de la phase de l'amplificateur. Cette détermination constitue par là même pour les systèmes FM multiplex une importante indication concernant notamment les distorsions d'intermodulation à forts niveaux. De l'analyse du comportement de la diode, on peut prévoir comme indiqués dans le tableau ci-dessous les sens d'évolution du taux de conversion AM-PM en fonction de certains paramètres caractéristiques de l'amplificateur A.T.T. :

	Type de diode	niveau $P_1$	Gain	$f/f_a$
Taux de conversion AM-PM	D.D.R. Meilleure que S.D.R.	↗	↗	↘

Sens d'évolution du taux de conversion AM-PM

Ces sens de variation, dont la connaissance peut nous guider dans l'optimisation du composant: **résultent**, rappelons-le, de l'évolution des non linéarités :

- pour un gain et une fréquence considérés, l'augmentation du niveau entraîne un renforcement des non linéarités
- pour un niveau et une fréquence considérés, la croissance du gain correspond à une augmentation de la puissance ajoutée donc des non linéarités
- comme on l'a vu précédemment (chapitre II), dans des conditions analogues de fonctionnement, le comportement d'une diode D.D.R. est comparativement moins non linéaire que celui d'une diode S.D.R.
- pour un niveau et un gain considérés, la réduction de  $f/f_a$  principalement dans une zone de valeurs élevées de courant de polarisation entraîne une dégradation de la conversion AM-PM. Ceci résulte du fait que les variations de l'impédance avec le niveau (donc de  $\Phi$ ) sont d'autant rapides que  $f/f_a$  est faible. De manière générale les non linéarités étant comparativement plus importantes en basse fréquence qu'en haute fréquence il est prévisible que les taux de

conversion AM-PM seront plus élevés en bande X qu'en bande Q.

- enfin on peut ajouter que, en se basant sur le critère de non linéarité, les diodes Hi-Lo ou Le-Hi-Lo apparaissent à priori moins performantes que les diodes à profil de dopage uniforme.

Les résultats (figure V.20 et figure V.21) de l'étude quantitative réalisée sur ordinateur permettent de confirmer les précédents sens d'évolution et aussi de donner les ordres de grandeur des taux de conversion AM-PM dans un amplificateur à diode A.T.T.. Ainsi ceux de la figure V.20 permettent de chiffrer, pour les conditions de fonctionnement considérées ( $P_1 = 10$  mW), les améliorations du taux de conversion AM-PM qui résultent soit du choix d'une diode D.D.R. de préférence à une diode S.D.R., soit de la réduction du gain à la fréquence centrale. Plus particulièrement sur ces exemples on note l'influence déterminante de la valeur du gain maximum de l'amplificateur. Par exemple pour la diode S.D.R. et dans le cas où le gain maximum est  $G_M = 10$  db, le taux de conversion maximum dans la bande a une valeur supérieure à  $4$  d°/db ; cette valeur chute à environ  $2$  d°/db quand on limite le gain maximum à environ  $8$  db. Dans le cas de la diode D.D.R.,  $d\Phi/dP_1$  maximum passe de  $\sim 2$  d°/db à  $\sim 1$  d°/db quand le gain maximum passe de  $12,5$  db à  $10$  db. Ainsi dans les compromis à réaliser, afin de satisfaire dans certaines applications, tels les systèmes à modulation de fréquence, les valeurs maximales tolérées pour  $d\Phi/dP_1$ , le gain constitue un élément déterminant.

La figure V.21 permet d'illustrer l'influence défavorable de l'augmentation du niveau (à gain constant) sur le taux de conversion AM-PM. A ce propos il convient néanmoins de signaler que lorsque le niveau varie en entraînant une variation simultanée du gain c'est l'influence du gain qui est la plus importante. De ce fait une augmentation du niveau, par la diminution du gain qu'elle entraîne, contribue dans certains cas à une amélioration de la conversion AM-PM.

En plus de ces différents effets signalons que, à condition notamment de préserver les mêmes valeurs de gain et de fréquence centrale, les influences de l'encapsulation et du circuit de charge sont quasi négligeables [93]

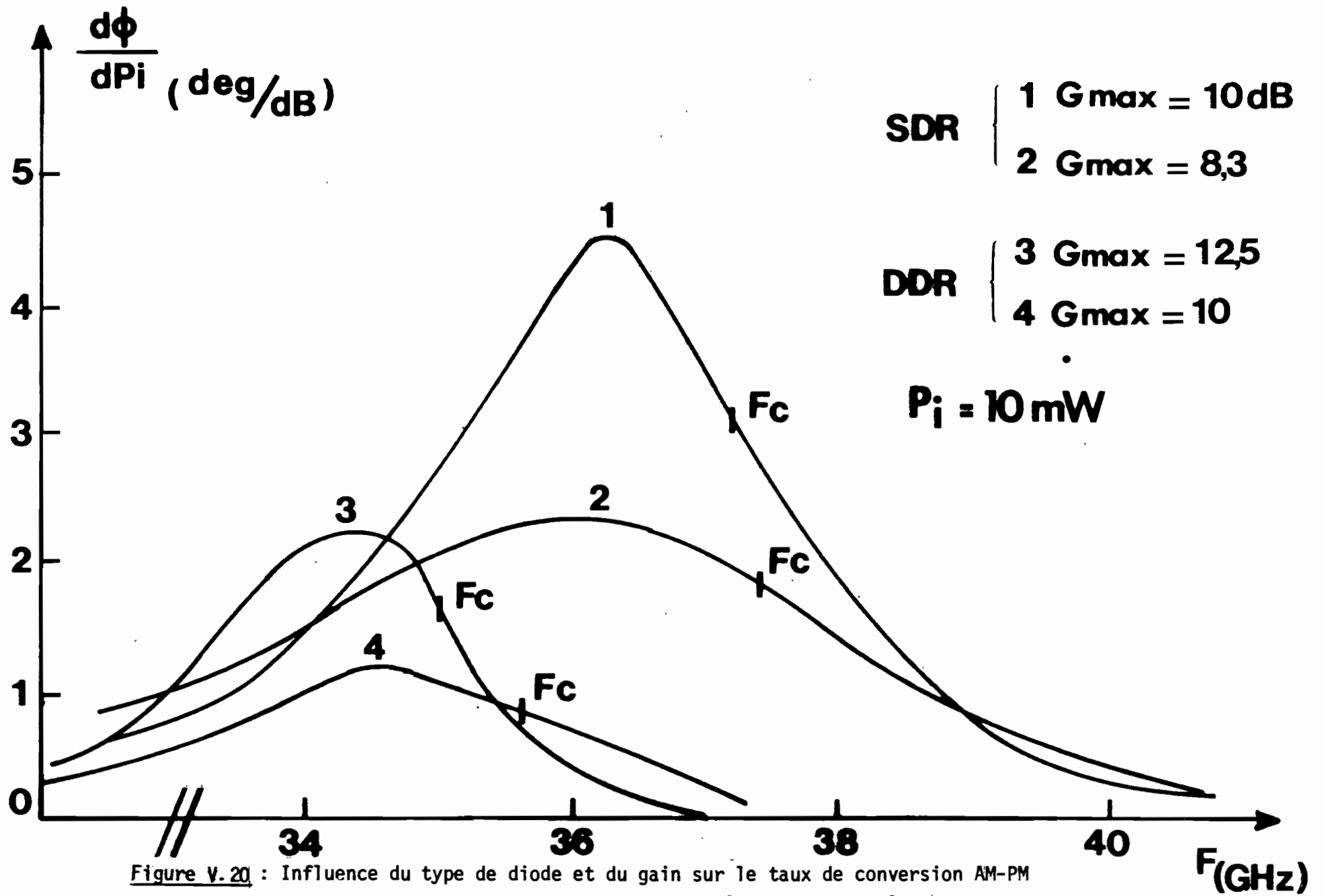


Figure V.20 : Influence du type de diode et du gain sur le taux de conversion AM-PM

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> )

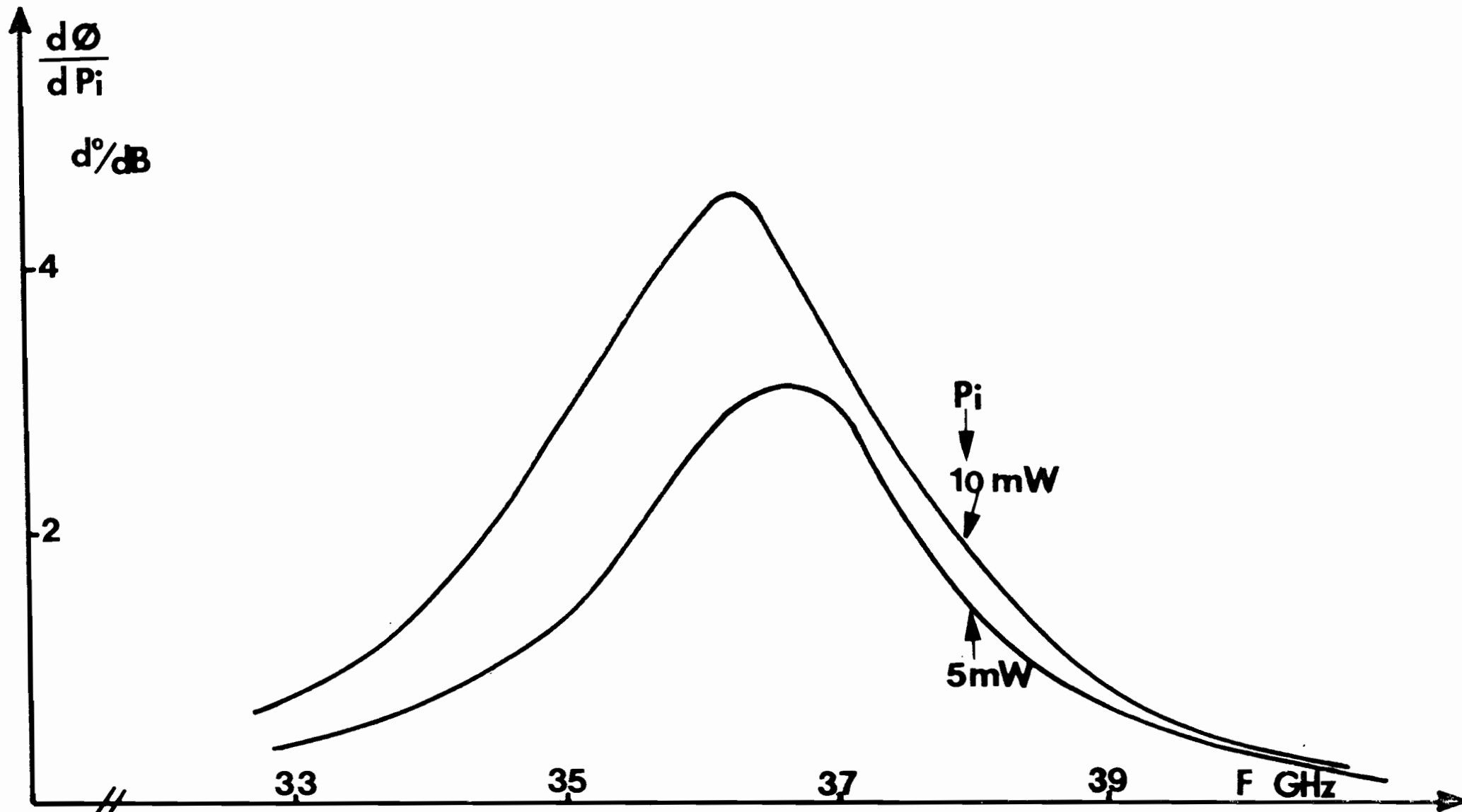


Figure V.21 : Influence du niveau sur l'évolution théorique fréquentielle de la conversion AM-PM.

( $G_o = 10 \text{ db}$  à  $F_c \# 37,2 \text{ GHz}$  ; diode S.D.R  
 $J_o = 8000 \text{ A/cm}^2$ )

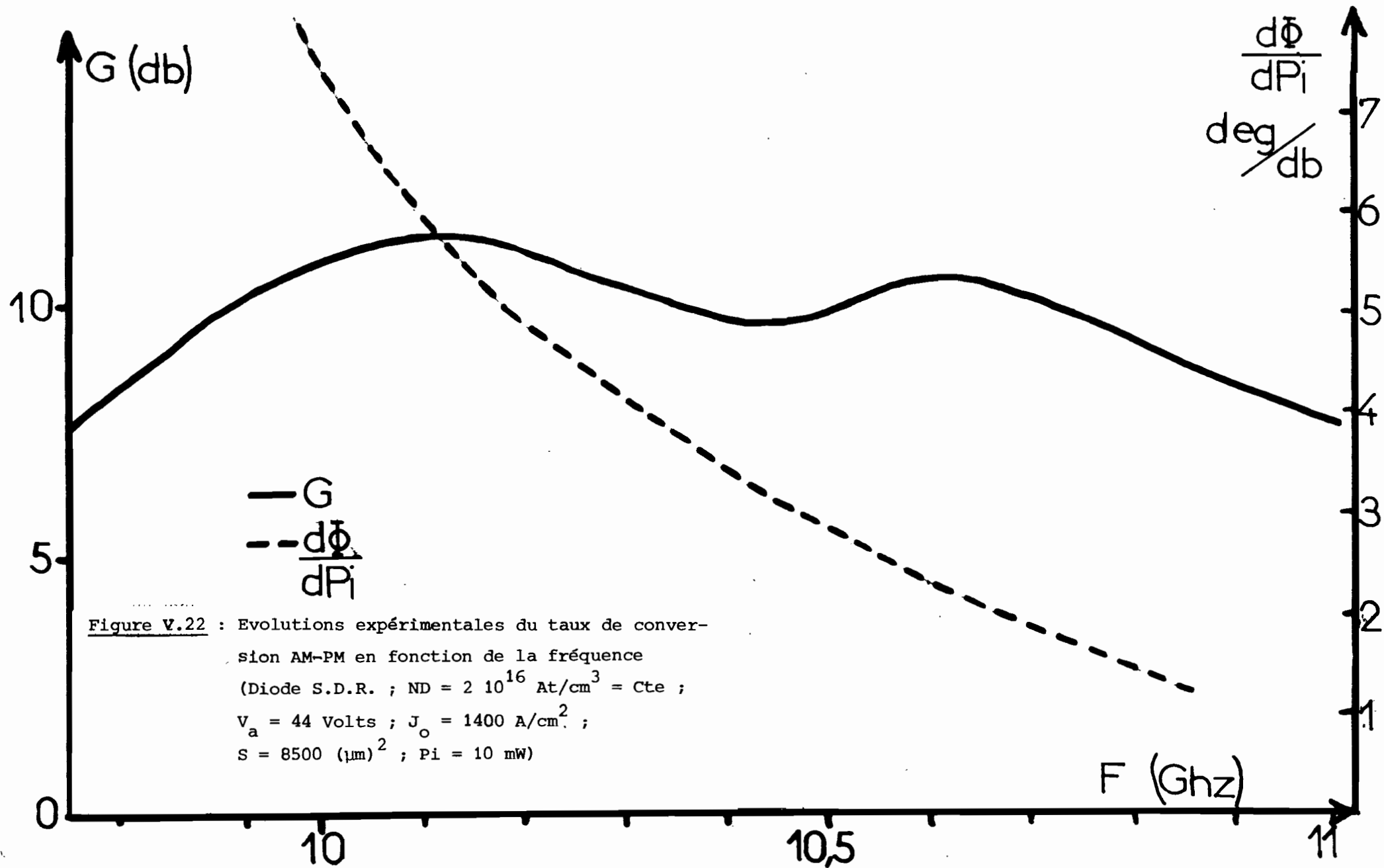
## b) Résultats expérimentaux

Les figures V.22, V.23 et V.24 donnent des exemples typiques de performances expérimentales en bandes X et Q. Ces résultats confirment non seulement l'évolution dans la bande passante et les ordres de grandeur du taux de conversion mais aussi l'intérêt de l'utilisation des diodes D.D.R. Ainsi pour le niveau d'entrée de 5 mW le taux de conversion maximum pour la diode S.D.R. est de l'ordre de 2 d°/db avec un gain maximum d'environ 8 db ; pour la diode D.D.R., le gain maximum est par ailleurs nettement supérieur puisque égal à 14 db alors que le taux de conversion demeure légèrement supérieur à 2,5 d°/db. L'influence du niveau est également confirmée par ces résultats expérimentaux. Enfin, pour le même niveau incident  $P_i = 10$  mW et un gain maximum voisin de 11 db, on vérifie qu'en bande X les taux de conversion sont légèrement supérieurs à ceux obtenus dans la bande Q.

### Remarque ; (exemples d'évolution des distorsions d'intermodulation)

A titre d'illustration nous avons effectué des mesures de niveaux d'intermodulation (ordres 1,3 et 5) ; la méthode est tout à fait classique : on applique sur une diode S.D.R. bande X deux signaux de fréquences voisines et d'amplitudes égales. Les niveaux de puissance aux diverses fréquences sont évalués, tant à l'entrée qu'à la sortie, par l'intermédiaire d'un analyseur de spectre H.P.. Le gain étant l'un des éléments les plus déterminants du fonctionnement de l'amplificateur, nous avons analysé dans cet exemple son influence sur les niveaux d'intermodulation. Il se confirme d'après les résultats de la figure V.25, comme nous l'avons déjà signalé pour la puissance de compression  $P_{S-1db}$  et le taux de conversion AM-PM, que l'augmentation du gain à niveau d'entrée constant entraîne un renforcement des non linéarités : il se traduit ici par une détérioration des caractéristiques d'intermodulation. Par exemple, pour un niveau d'entrée de 5 dbm, le niveau d'intermodulation d'ordre 3 est à environ - 23 db en dessous du fondamental et celui d'ordre 5 se trouve à environ - 35 db quand le gain en régime linéaire est de 8 db. Les valeurs correspondantes sont nettement plus mauvaises quand le gain linéaire est de 12 db : le niveau d'intermodulation d'ordre 3 se situe à environ - 17 db et celui d'ordre 5 à environ - 25 db. On





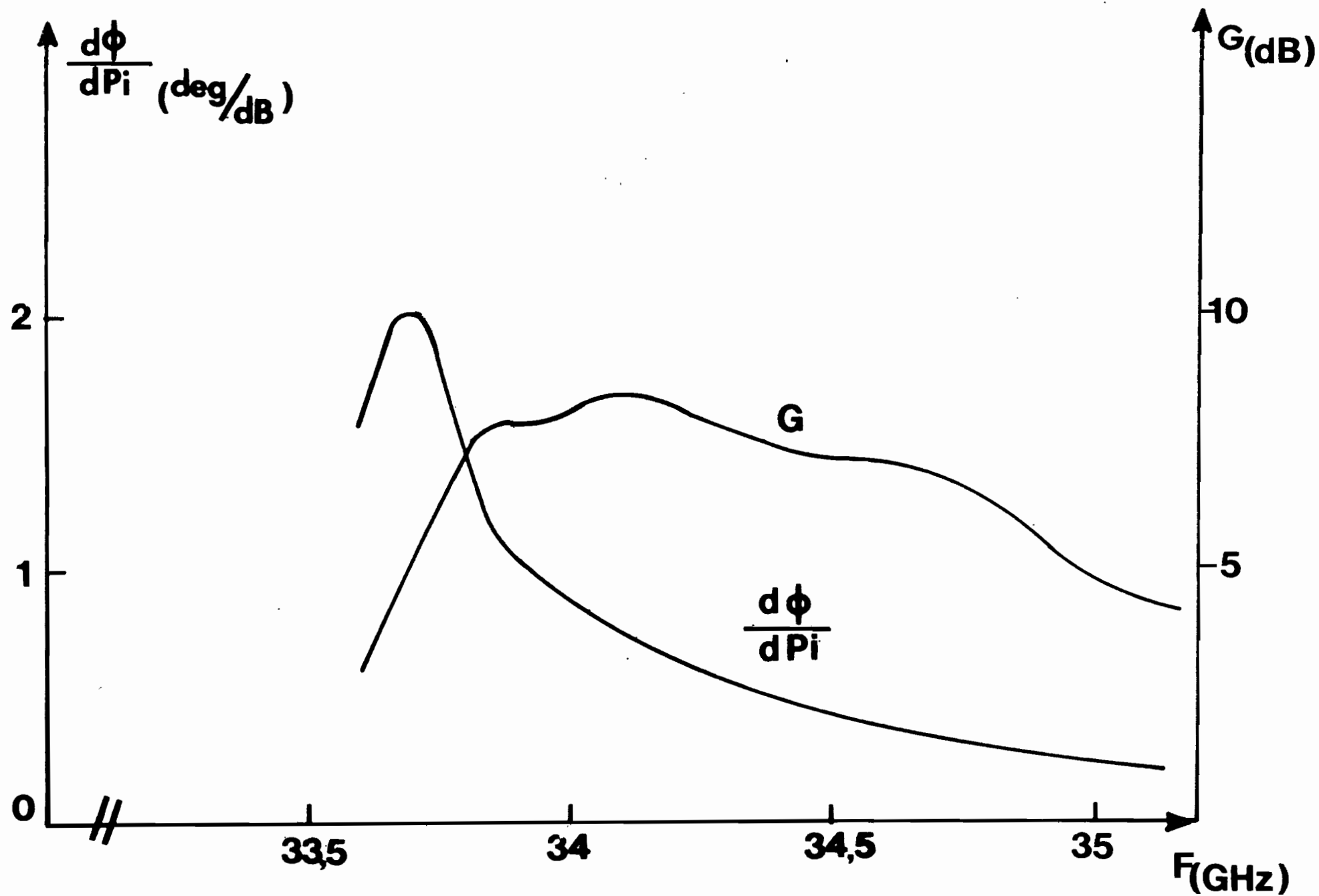


Figure V 23 : Variations expérimentales du taux de conversion AM-PM. Diode à simple zone de transit ( $V = 35$  V à  $J = 6300$  A/cm<sup>2</sup> - Cellule à accord série  $P_i = 5$  mW)

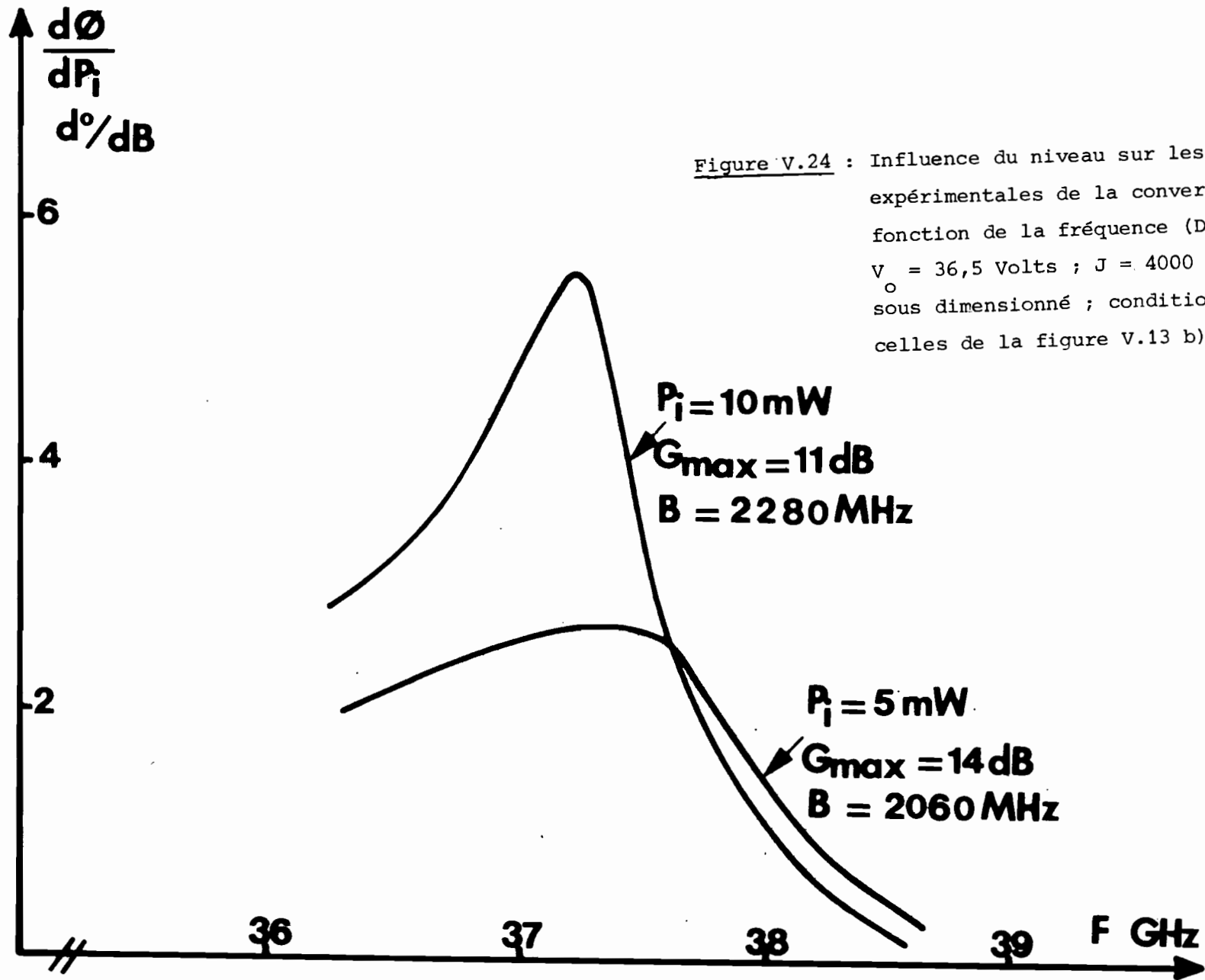
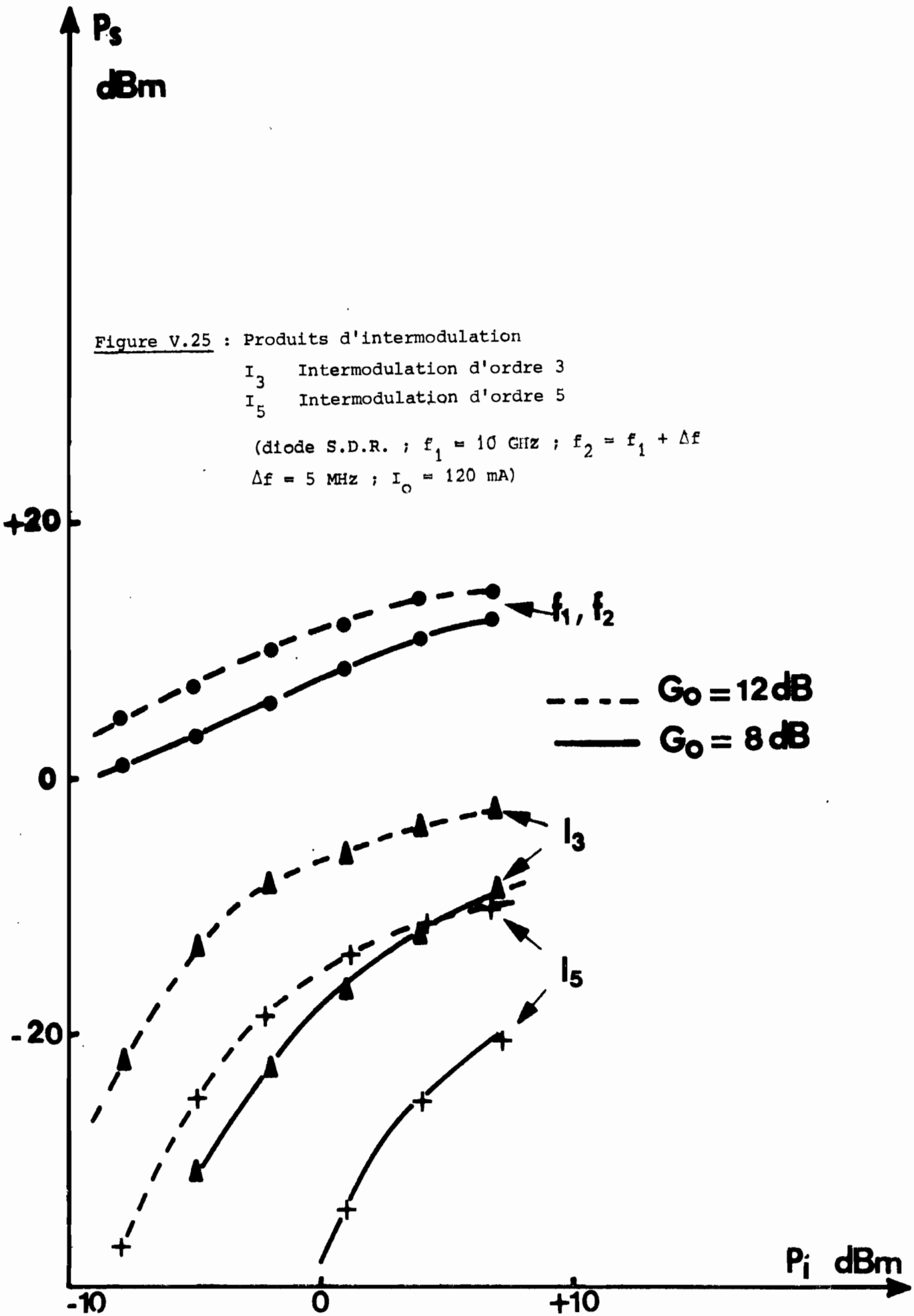


Figure V.24 : Influence du niveau sur les évolutions expérimentales de la conversion AM-PM en fonction de la fréquence (Diode D.D.R. ;  $V_0 = 36,5$  Volts ;  $J = 4000$  A/cm<sup>2</sup> ; guide sous dimensionné ; conditions analogues à celles de la figure v.13 b)



vérifie également que l'augmentation du niveau entraîne une détérioration des caractéristiques d'intermodulation.

En résumé, on peut préciser que cet exemple ne fait que confirmer la corrélation prévue de façon générale entre les comportements en fonction des divers paramètres (gain, niveau, caractéristiques du composant etc...) de la puissance de compression  $P_{S-1 \text{ db}}$ , du taux de conversion AM-PM et les distorsions d'intermodulation. En régime faiblement non linéaire l'élément déterminant pour ces différentes caractéristiques est le niveau de non linéarité du fonctionnement qui peut par ailleurs être qualitativement apprécié à partir du "facteur" de non linéarité  $D_1$  : pour une amplitude  $E_1$  du champ hyperfréquence  $D_1 \approx \frac{\alpha' \delta E_1}{\omega \tau_1}$  (où  $\alpha' = \frac{d\alpha}{dE}$ ,  $\tau_1$  temps de réponse intrinsèque) dans le cas de l'AsGa (paragraphe II.4.3).

De même à titre d'exemple, en vue d'évaluer théoriquement les taux d'intermodulation et d'étudier les correspondances avec les autres caractéristiques des non linéarités, nous avons effectué une simulation théorique : dans celle-ci on suppose que l'amplificateur est soumis à deux signaux d'amplitudes égales et de fréquences voisines. Le modèle théorique d'analyse utilisé est celui décrit par H.J. KUNO et Coll [122]. Il permet de connaître les taux d'intermodulation et le "point d'interception" à partir des conditions de fonctionnement et de la valeur de la puissance maximum ajoutée. Pour une diode donnée on utilise par ailleurs notre modèle numérique pour évaluer la puissance ajoutée maximum et la puissance de compression  $P_{S-1 \text{ db}}$ . Dans cet exemple la diode fonctionne à  $f = f_c = 37 \text{ GHz}$  avec un courant  $I_0 = 160 \text{ mA}$  ; la puissance ajoutée maximum dans ces conditions est égale à 590 mW. Dans le tableau suivant nous indiquons, pour différentes valeurs du gain linéaire en puissance  $G_0$ , les valeurs des puissances de sortie au "point d'interception"  $P_I$  et celles correspondantes de la puissance de compression  $P_{S-1 \text{ db}}$ .

$G_o$ (db)	$P_I$ (mW)	$P_{S-1\text{ db}}$ (mW)
16	380	15,8
15	410	19
14,1	443	22,5
12,65	501	29
11	576	36

Comme on le vérifie sur cet exemple, la puissance au "point d'interception" et la puissance à 1 db de compression sont d'autant plus élevées (bonne linéarité) que la valeur du gain linéaire est faible. A titre indicatif, on note que le rapport puissance au "point d'interception" sur puissance à 1 db de compression varie ici de 13,8 db pour  $G_o = 16$  db à 12 db pour  $G_o = 11$  db.

#### V.3.1.4. Variations du temps de propagation de groupe.

De l'étude analytique faite en régime linéaire il se dégageait que les variations du temps de propagation de groupe augmentaient avec le coefficient de qualité  $Q_D$  de la diode. A ce titre elles devraient donc à priori être une fonction croissante du niveau. Cependant, comme dans le cas de la conversion AM-PM, elles sont proportionnelles au gain qui lui-même diminue quand le niveau augmente. Nous avons donc effectué une étude numérique afin de déterminer le sens d'évolution de  $\tau_g$ . La figure V. 26 donne les évolutions du temps de propagation de groupe en fonction de la fréquence dans le cas d'une diode S.D.R. bande Q pour différentes valeurs de  $P_i$ . Sur cet exemple on constate que les variations du temps de groupe diminuent quand le niveau augmente. En fait, de manière générale l'influence du gain est prépondérante. Les performances sont très satisfaisantes : pour  $P_i = 10$  mW avec  $G_M \# 10$  db, les variations du temps

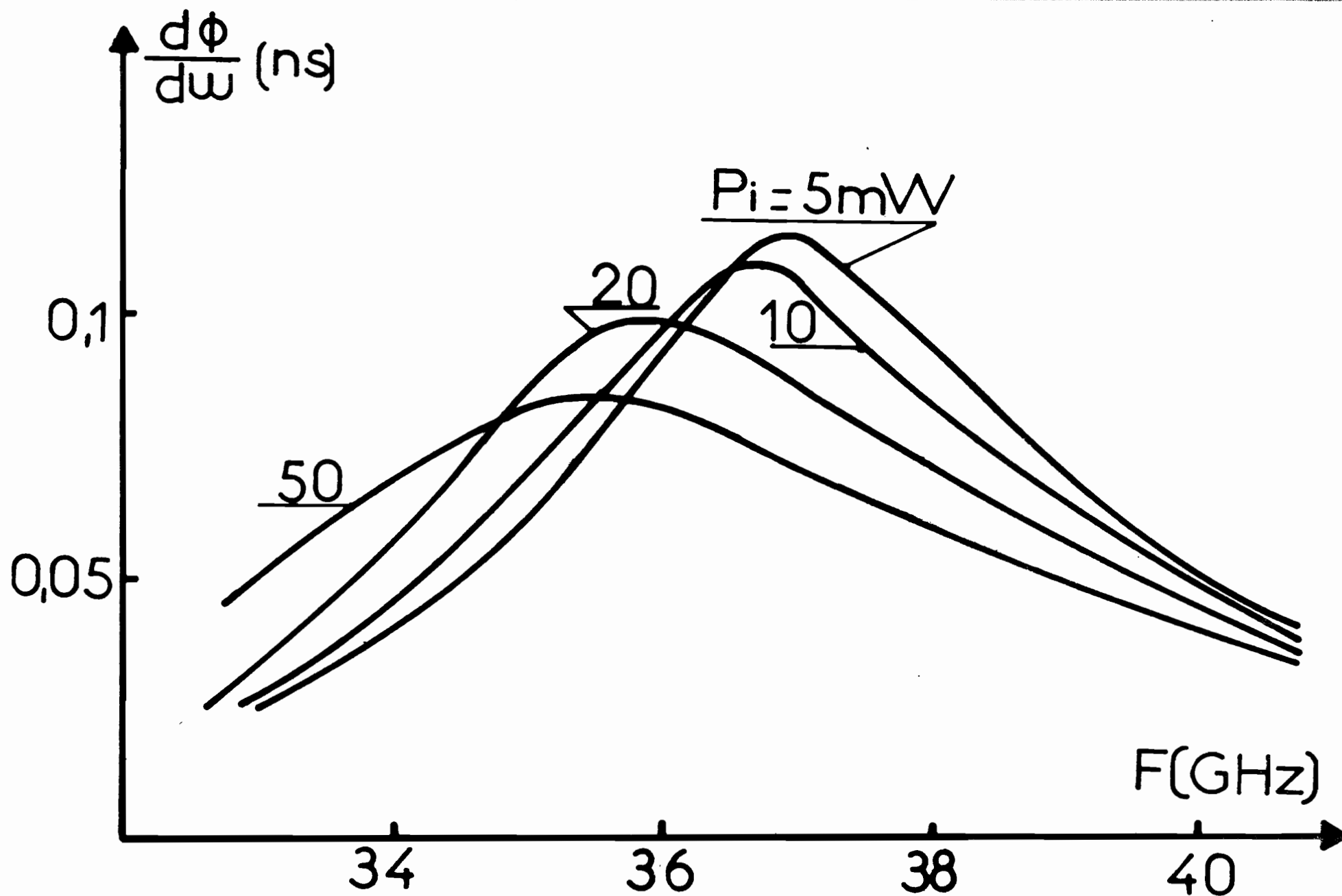


Figure.V 26] : VARIATIONS THEORIQUES DU TEMPS DE GROUPE AVEC LA FREQUENCE EN BANDE Q POUR DIFFERENTS NIVEAUX D'ENTREE  $P_1$  (MEMES CONDITIONS QUE Figure V.12)

de groupe dans toute la bande passante à 3 db de l'amplificateur (B # 4,8 GHz) sont inférieures à 0,1 ns. Remarquons que les performances sont encore meilleures dans le cas d'utilisation de diodes D.D.R.

En conclusion, les variations du temps de propagation de groupe qu'on observe tant en bande X qu'en bande Q avec les amplificateurs de puissance à diode A.T.T sont assez faibles et surtout facilement compatibles avec les exigences habituelles des systèmes de télécommunication.

### V.3.1.5. Etude en régime de saturation

Ce régime correspond au cas où la puissance ajoutée par l'amplificateur tend vers sa valeur maximale. Nous nous intéresserons essentiellement à la valeur de la puissance ajoutée, du gain et du taux de conversion AM-PM.

#### a) puissance ajoutée et gain

Rappelons que les conditions d'optimisation de la puissance ajoutée par l'amplificateur sont analogues à celles que nous avons précisées au chapitre III concernant la puissance délivrée en régime d'oscillation. Signalons cependant qu'en pratique, si le circuit présente des pertes non négligeables, il y aura une différence quantitative entre la puissance ajoutée et la puissance en oscillation ; cette différence sera d'autant plus grande que les pertes ou le gain sont élevés et la résistance négative faible. Toutefois dans notre étude théorique nous négligerons les pertes susceptibles d'être introduites par le circuit et qu'il est difficile de caractériser de façon absolue pour les différents types de monture utilisée. Nous ne tiendrons compte que des pertes de la diode représentées par la résistance série  $R_S$ . Dans la mesure où les pertes du circuit sont assimilables à celles d'une résistance série constante, nos conclusions resteront tout à fait valables.

Un problème important est de préciser les valeurs de gain possibles quand la puissance ajoutée est maximale. Tout comme dans le cas du régime moyenne puissance la limitation fondamentale sur la valeur du gain à saturation résulte de l'exigence d'une bonne stabilité en régime linéaire. Dans le but de réaliser une étude qualitative, analysons l'expression approchée [56]



donnant le gain en tension à la fréquence centrale d'amplification ( $X_D + X_L \neq 0$ ) en régime non linéaire et particulièrement en régime de saturation :

$$g = \frac{g_0 \cdot N + 1}{g_0 + N} \quad (10)$$

$g_0$  gain en tension en régime linéaire et à la fréquence centrale,  $N = \frac{n + 1}{n - 1}$  avec

$n = \left| \frac{R_{DL}}{R_{DNL}} \right|$  facteur de réduction de la résistance.  $R_{DL}$  et  $R_{DNL}$  sont, aux fréquences centrales, les résistances en régime linéaire et en régime non linéaire.

Cette expression s'obtient facilement en utilisant l'expression des gains en fonction des impédances et en posant  $X_D + X_L \neq 0$ . A une fréquence considérée, le paramètre  $n$  est caractéristique de la diode utilisée et du niveau.

A partir de cette formule (10) nous donnons sur la figure V.27 l'évolution du gain non linéaire  $G_{NL}$  en fonction du paramètre  $n$  et ce pour différentes valeurs du gain linéaire. Typiquement pour les diodes à avalanche le facteur  $n$  à saturation est supérieur à 4 donc le gain à saturation sera inférieur à 4 db. C'est ce que confirment les résultats de l'étude numérique présentés sur la figure V.28 : nous y donnons des exemples typiques d'évolution du gain et de la puissance ajoutée en bande Q pour des fréquences de fonctionnement où la puissance ajoutée en régime de saturation est relativement proche de sa valeur maximale ; la configuration adoptée pour le circuit de charge est celle qui donne le gain maximum linéaire le plus élevé possible (sur cet exemple, environ 20 db) avec la plus large bande passante.

En plus de cet élément fondamental caractéristique des amplificateurs à diodes A.T.T., ces résultats nous permettent de faire certaines remarques :

- les valeurs obtenues pour les puissances ajoutées confirment potentiellement le comportement intéressant en puissance des amplificateurs à diode A.T.T.
- la puissance ajoutée maximale est quasi-constante sur une large plage de fréquences (ici plus de 5 GHz).

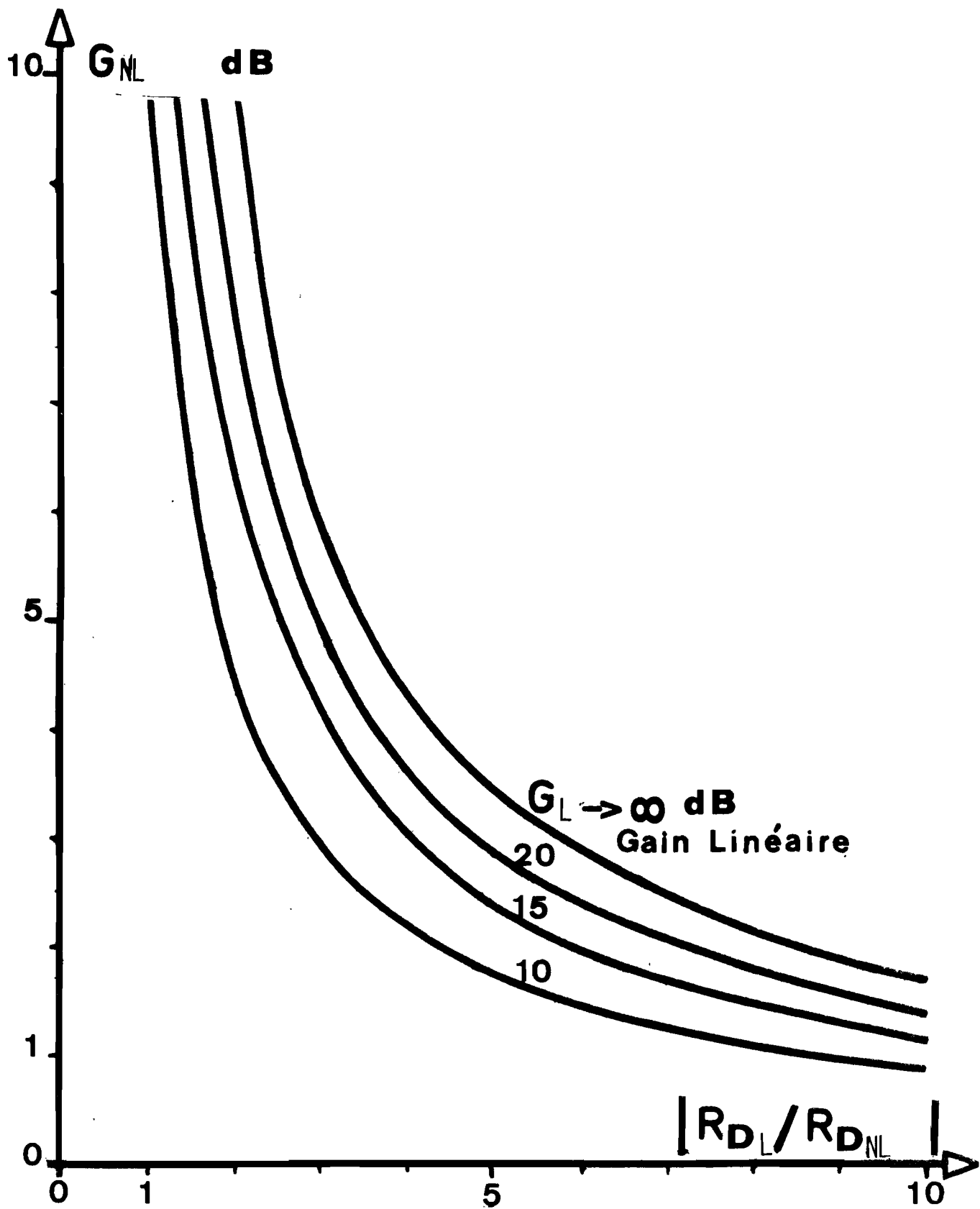


Figure V.27 : Evolutions du gain non linéaire  $G_{NL}$  à partir de l'expression (10)

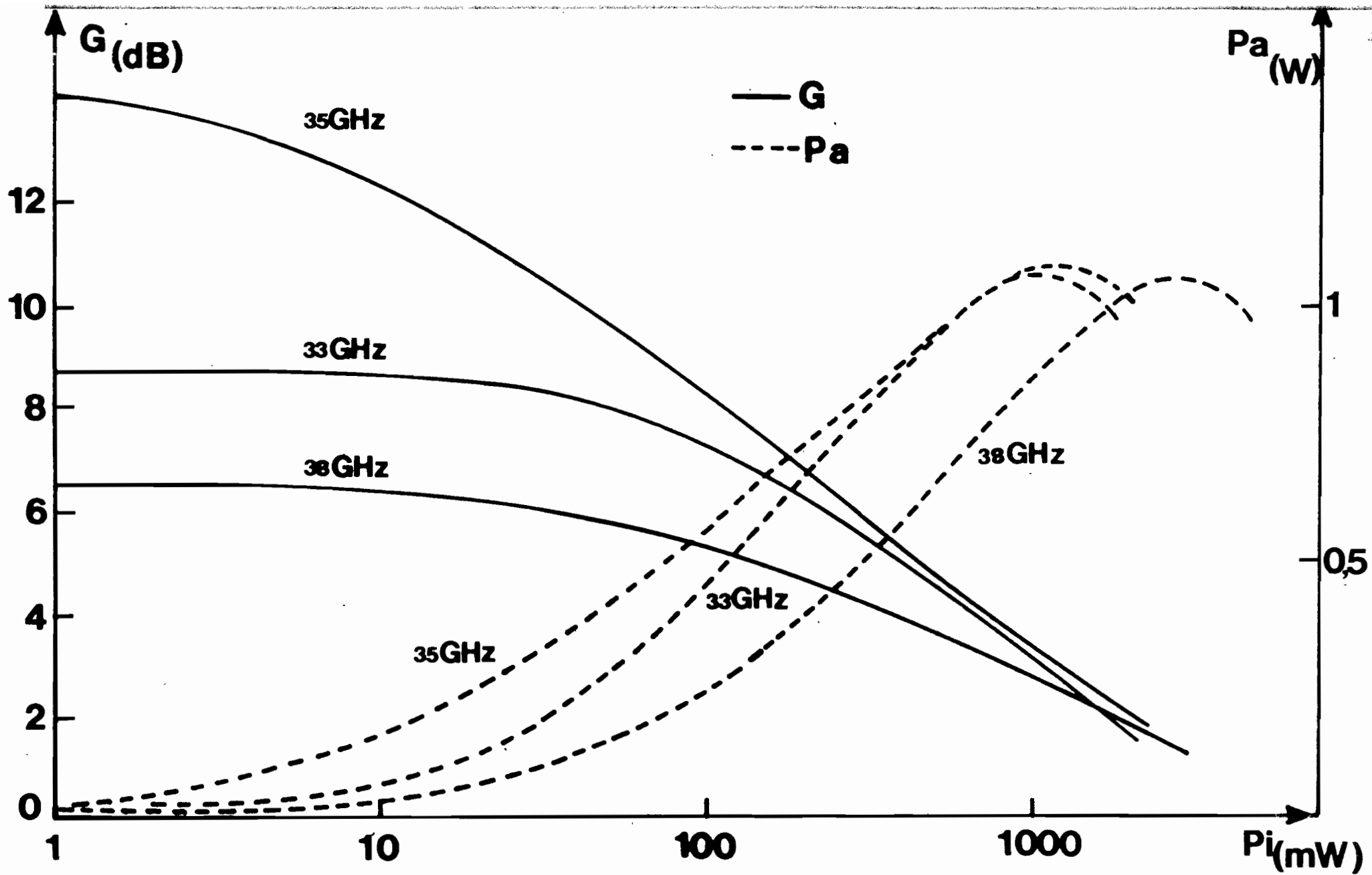


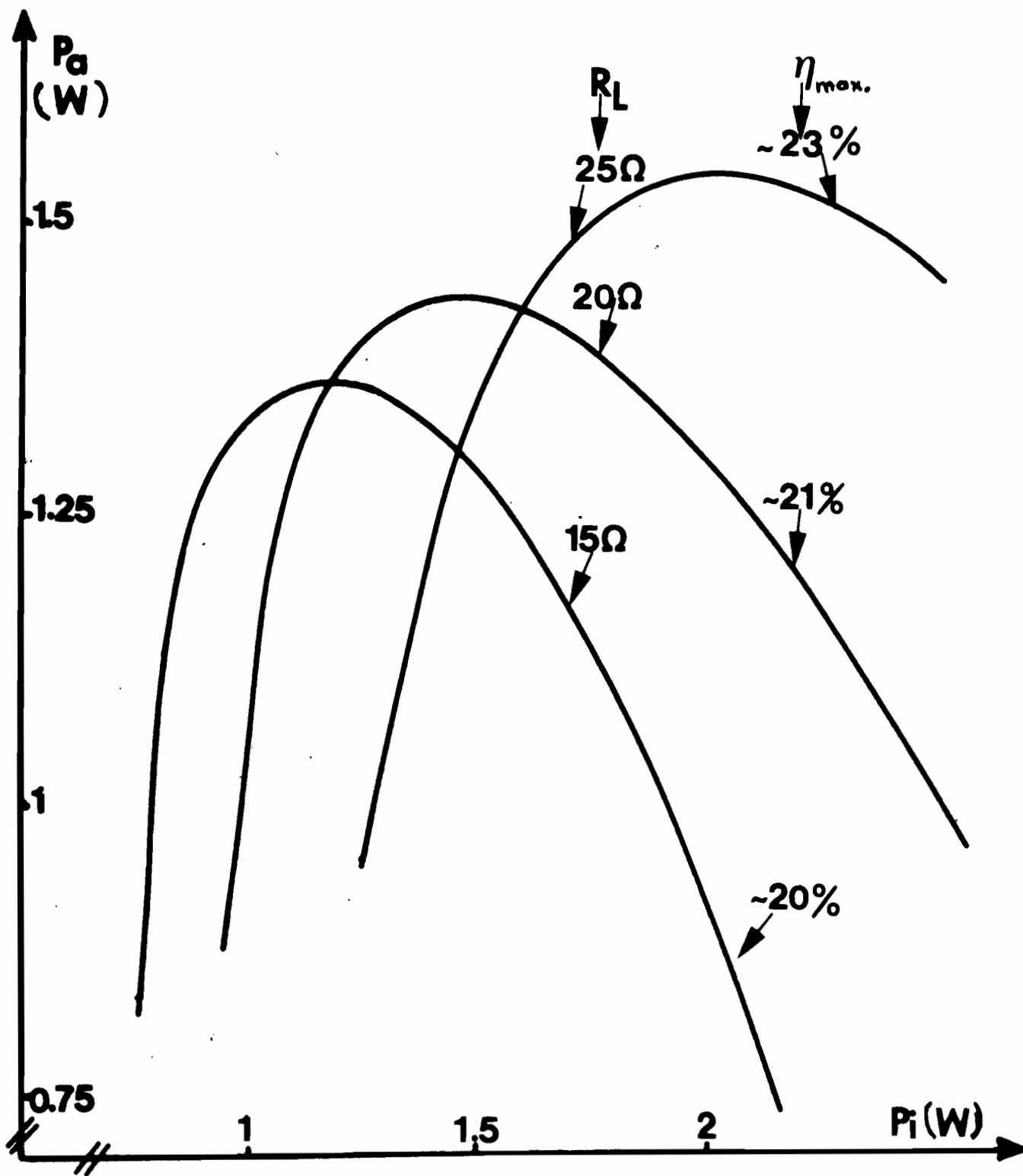
Figure Y.28 : Variations théoriques du gain  $G$  et de la puissance ajoutée  $P_a$  en fonction de la puissance incidence  $P_i$  (Diode à double zone de transit ;  $N_A = N_D = 4 \times 10^{16} \text{ At/cm}^3$  ;  $S = 2250 \text{ } \mu\text{m}^2$  ;  $J = 6500 \text{ A/cm}^2$ )

Nous donnons sur les figure V.29 et V.30 des exemples de résultats expérimentaux obtenus en bandes X et Q. Sur l'exemple de la bande X la diode utilisée a un profil de dopage du type Hi-lo. On y remarque des performances assez intéressantes notamment pour l'impédance de charge  $R_L = 25 \Omega$  : la puissance ajoutée maximum de l'amplificateur est d'environ 1,6 watt et son rendement émis de ~ 23 %. Remarquons que la différence constatée entre les valeurs maximales des puissances ajoutées pour les trois résistances de charge provient du fait que les pertes du circuit d'adaptation (cône) sont d'autant plus faibles que la résistance terminale  $R_L$  est élevée.

Pour la bande Q, les résultats ont été obtenus avec la monture à cap et une diode S.D.R. non encapsulée. Nous avons pu obtenir ainsi, pour une puissance d'entrée  $P_i = 200$  mW, une puissance ajoutée  $P_a \approx 300$  mW soit un gain  $G \approx 4$  db. Notons que pour les diodes D.D.R. qui sont potentiellement meilleures, nous avons obtenu des résultats plutôt modestes. Ceci évidemment résulte des mêmes raisons (encapsulation, faibles densités de courant, etc...) que celles que nous avons évoquées à propos des performances modestes de ces diodes en oscillation.

#### b) conversion AM-PM

Pour les mêmes conditions de fonctionnement que celles de la figure V.28 nous avons évalué sur la figure V.31 les évolutions correspondantes du taux de conversion AM-PM. On remarque que les dégradations de la conversion AM-PM sont assez prononcées au voisinage de la saturation où le régime est violemment non linéaire. Par ailleurs si l'on considère la bande de fréquences où la puissance ajoutée est proche de sa valeur maximale, on constate comme pour les niveaux de puissance inférieurs une forte évolution fréquentielle du taux de conversion. Là encore si l'on impose un taux de conversion maximum par exemple de 2,5 d°/db on devra soit limiter la bande utile soit réduire le gain. Les interprétations des phénomènes sont tout à fait similaires à celles effectuées en régime à moyen niveau.

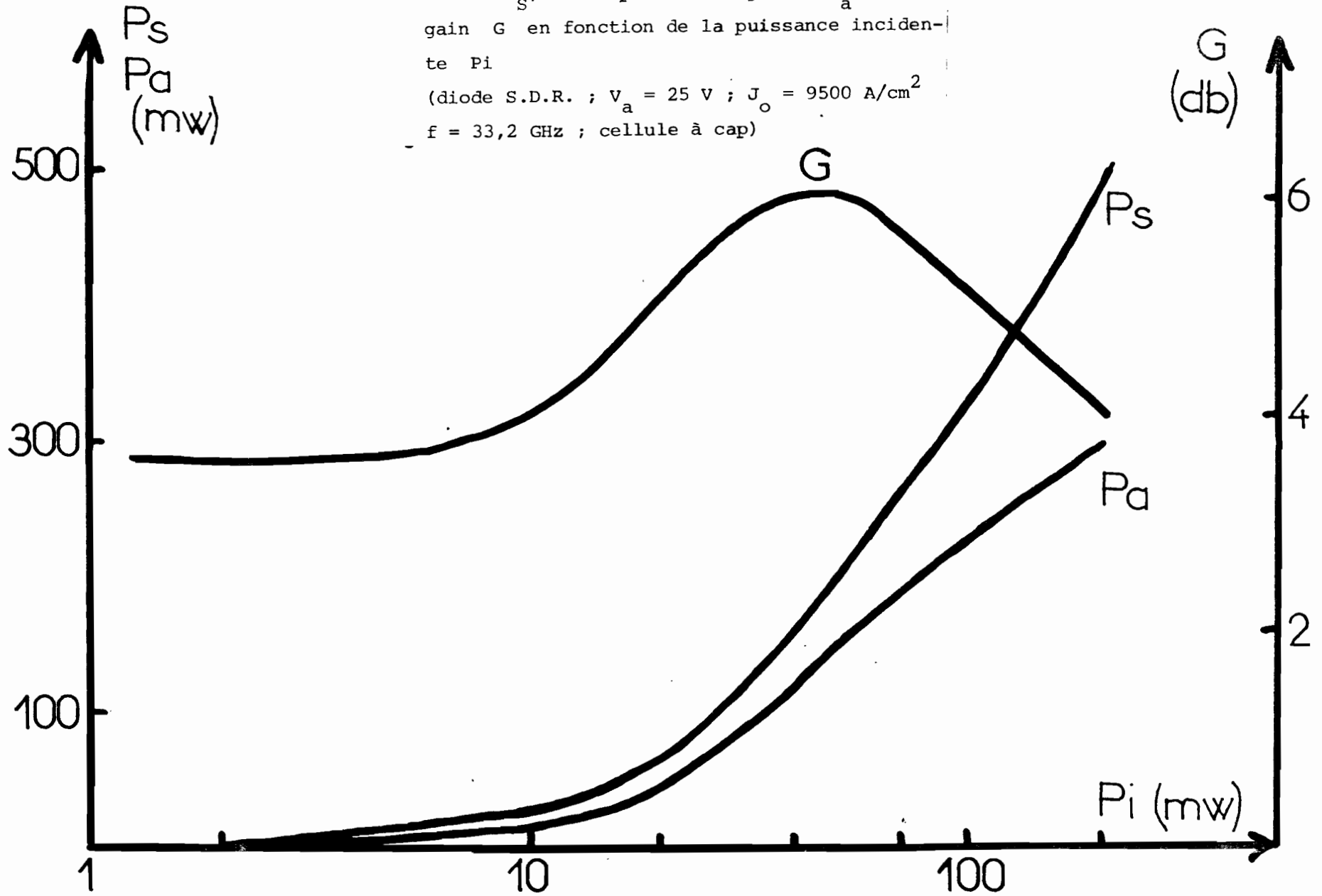


**Figure V.29** : Evolutions expérimentales de la puissance ajoutée  $P_a$  en fonction de la puissance incidente  $P_i$  pour différentes résistances de charge  $R_L$  (diode S.D.R. ;  $f = 11$  GHz ;  $S = 12800$  ( $\mu\text{m}$ )<sup>2</sup>)

$$J_o = 1250 \text{ A/cm}^2$$

Figure V.30 : Evolutions 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 S.D.R. ;  $V_a = 25$  V ;  $J_o = 9500$  A/cm<sup>2</sup>  
 $f = 33,2$  GHz ; cellule à cap)



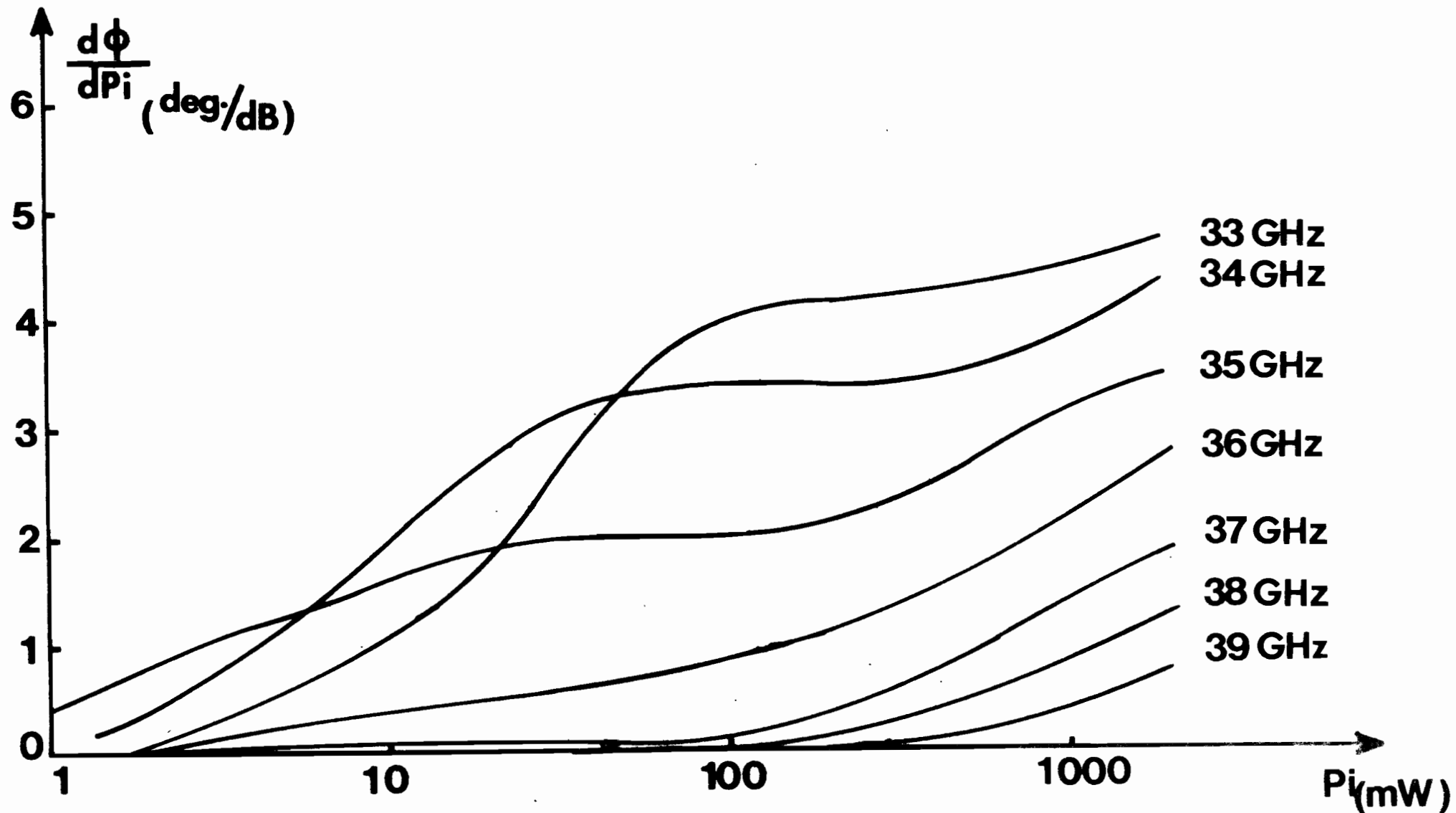


Figure V.31 : Variations théoriques du taux de conversion AM-PM en fonction de la puissance incidente  $P_i$  (Diode à double zone de transit ;  
 $N_A = N_D = 4 \times 10^{16} \text{ At/cm}^3$  ;  $S = 2250 \text{ } \mu\text{m}^2$  ;  $J = 6500 \text{ A/cm}^2$  )

La figure V.32 donne un exemple d'évolution obtenu expérimentalement pour le taux de conversion en bande Q avec une diode D.D.R. De même en bande X dans les mêmes conditions que précédemment (figure V.29) nous avons évalué à la saturation :  $d\Phi/dP_i = 6 \text{ d}^\circ/\text{db}$  pour  $R_L = 20\Omega$  et  $G \# 3 \text{ db}$  ;  $d\Phi/dP_i = 3 \text{ d}^\circ/\text{db}$  pour  $R_L = 25\Omega$  et  $G \# 2,5 \text{ db}$ . Cet exemple confirme par ailleurs la possibilité du compromis à réaliser entre valeurs du gain et taux de conversion AM-PM.

Pour compléter cette étude en régime de fortes puissances ajoutons que les variations du temps de propagation de groupe, qui étaient déjà suffisamment faibles en régime de moyennes puissances, sont encore plus faibles ici (gains plus faibles).

### V.3.2. Conclusions

Par rapport aux conclusions du paragraphe précédent sur le régime quasi-linéaire, les principaux éléments supplémentaires qu'on peut dégager de ces études en régimes moyenne et forte puissance sont :

- les densités optimales de courant de polarisation sont généralement voisines voire supérieures (cas des diodes D.D.R.) aux valeurs limites imposées par les contraintes thermiques. Toutefois, en raison du fait que les valeurs de gains sont moins élevées qu'en régime quasi linéaire, les bandes passantes sont ici plus importantes
- l'augmentation du niveau en régime non linéaire contribue à une dégradation des taux de conversion AM-PM et des caractéristiques d'intermodulation. Cependant cette dégradation peut être fortement atténuée principalement par une réduction du gain dans la mesure où elle serait prohibitive pour certaines applications.
- en raison des contraintes imposées au circuit de charge et liées aux conditions de stabilité de l'amplificateur et de l'évolution de la résistance négative en fonction du niveau, le gain à saturation d'un amplificateur à diode A.T.T est relativement faible (typiquement inférieur à environ 4 db) . Par contre les puissances maximales ajoutées sont assez importantes et ceci sur une large gamme de fréquences.



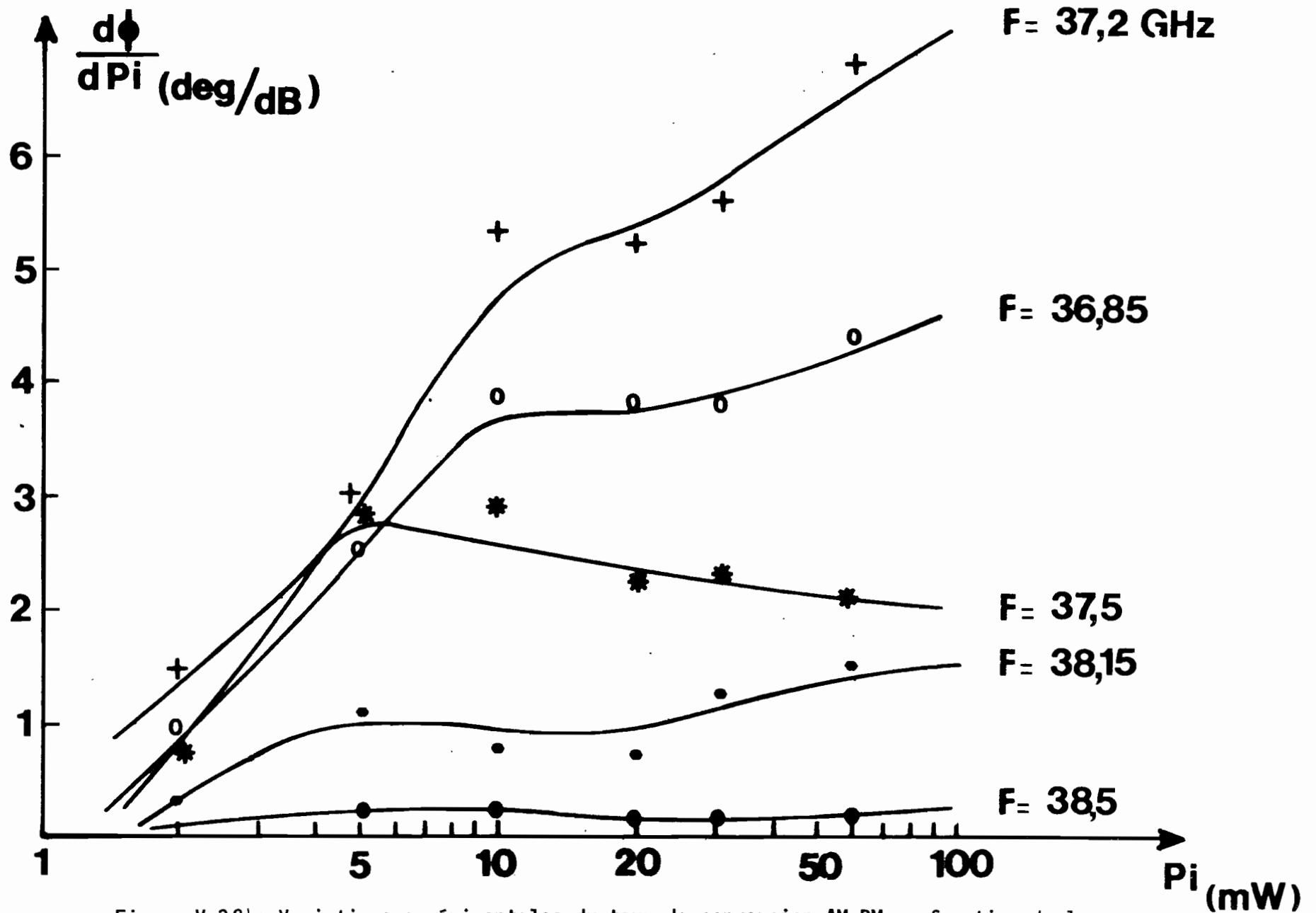


Figure V.32 | Variations expérimentales du taux de conversion AM-PM en fonction de la puissance incidente  $P_i$  (Diode à double zone de transit ;  $V = 36,5$  V à  $J = 4000$  A/cm<sup>2</sup> ; cellule à guide sous-dimensionné ; conditions figure V 13 b)

En résumé, au regard des spécifications requises dans la plupart des systèmes et notamment ceux de télécommunication, l'ensemble des résultats obtenus en régime non linéaire et ceux obtenus par ailleurs [64][65] sur le bruit ajouté par l'amplificateur démontrent les importantes possibilités concrètes des diodes A.T.T préférentiellement dans la réalisation d'étages intermédiaires ou de sortie d'amplificateurs hyperfréquences.

## CONCLUSION (2ème PARTIE)

---

Dans cette partie de notre travail nous avons voulu présenter une étude la plus exhaustive possible sur le fonctionnement des amplificateurs à diode A.T.T. Afin de faciliter l'optimisation de ces dispositifs et de les comparer aux autres types d'amplificateurs nous avons tenté de dégager l'influence des paramètres liés au composant et aux conditions de fonctionnement sur les principales caractéristiques.

La première remarque fondamentale concerne la complexité du comportement de l'impédance présentée par la diode A.T.T. qui constitue un des problèmes majeurs quant à la stabilité et l'optimisation des amplificateurs. Cette complexité résulte des nombreux phénomènes physiques susceptibles d'intervenir dans la diode A.T.T. tant au niveau des processus de création et d'injection des porteurs (particulièrement des non linéarités des taux d'ionisation et des phénomènes modifiant le temps de réponse intrinsèque de l'avalanche) que du déplacement de ceux-ci (réaction de charge d'espace, transit, diffusion, effets paramétriques liés à la modulation de largeur, etc...). De plus l'insertion d'un circulateur imparfait contribue à aggraver le problème de la stabilité de l'amplificateur. Une connaissance assez précise des évolutions de l'impédance de la diode notamment en régime non linéaire s'avère déterminante pour la résolution des problèmes de stabilité et surtout la prévision des performances maximales.

Grâce à une connaissance tant qualitative que quantitative assez exacte du comportement intrinsèque de la diode A.T.T. et celle du circuit associé, nous avons pu apprécier de façon relativement précise les évolutions des caractéristiques de l'amplificateur comme : le produit gain bande, le temps de propagation de groupe, la linéarité du gain, les puissances de sortie, les taux de conversion AM-PM et par la suite les distorsions d'intermodulation.

Les principales conclusions théoriques ont pu être vérifiées expérimentalement grâce à la conception de différents circuits d'adaptation visant les objectifs suivants :

- réaliser des accords suffisamment localisés pour permettre l'obtention en amplification de bandes passantes importantes.

- être assez souples pour permettre l'étude systématique qu'exigeaient ici les comparaisons théorie-expérience

Tant en bande X qu'en bande Q, ces circuits ont par ailleurs permis de réaliser des performances assez satisfaisantes. De même l'étude expérimentale a permis de donner quelques éléments de réponse à certains problèmes spécifiques tels ceux liés aux encapsulations des diodes et aux méthodes de caractérisation de l'amplificateur.

Des résultats quantitatifs et qualitatifs obtenus dans ce travail on peut tirer un certain nombre d'enseignements déterminants :

- les performances de puissance et de produit gain bande, obtenues dans les conditions d'optimisation dégagées, sont généralement assez supérieures à celles requises dans la plupart des systèmes actuels en particulier de télécommunications. De plus les évolutions de la technologie et les progrès réalisés (augmentation des possibilités de dissipation thermique, amélioration des profils, etc...) permettent d'espérer des performances encore meilleures.

- les variations du temps de propagation de groupe dans la bande passante de l'amplificateur sont souvent très faibles et surtout largement inférieures aux valeurs maximales couramment tolérées dans les systèmes.

- tant en régime de moyenne que de forte puissance, on note une forte évolution du taux de conversion AM-PM dans la bande passante. Dans certaines conditions que nous avons indiquées, les taux peuvent être assez élevés. Pour de tels cas il sera nécessaire de restreindre la bande passante (qui peut demeurer par ailleurs assez importante) si l'on veut, à partir d'une valeur fixée du gain maximum, satisfaire certaines exigences assez strictes sur la valeur maximale du taux de conversion AM-PM (par exemple 2°/db) et des niveaux d'intermodulation.

L'ensemble des résultats théoriques et expérimentaux que nous avons présenté, dans cette deuxième partie, constitue un apport que nous pensons important quant à la compréhension du fonctionnement des dispositifs A.T.T. en vue de leur intégration dans les systèmes hyperfréquences, particulièrement en bandes X et Q. Les

principales conclusions qualitatives peuvent être aisément transposées aux gammes de fréquences supérieures. Il est évident que, eu égard au vaste champ d'applications des composants à l'état solide, certains points de cette étude devront être précisés voire complétés pour des applications spécifiques. Cependant pour la plupart des applications en télécommunication, l'étude assez exhaustive menée ici sur chacune des caractéristiques doit constituer une base solide pour la réalisation concrète d'amplificateurs à diode A.T.T performants.

## BIBLIOGRAPHIE

- [ 1 ] W. SCHOCKLEY  
Bell System Techn. J., 33, n° 4, pp 799-826 (1954)
- [ 2 ] W. T. READ  
*"A proposed high frequency negative resistance diode"*  
Bell System Tech. J., 37, pp 401-406 (1958)
- [ 3 ] W. SCHOCKLEY  
*"Problems related to p-n Junction in silicon"*  
Solid State Electr., Vol. 2, n° 1, pp 35-67 (1961)
- [ 4 ] S.M. SZE, G. GIBBONS  
*"Effect of Junction curvature on breakdown voltage in semiconductor"*  
Solid State Electron., Vol. 9, n° 9, pp 831-845 (1966)
- [ 5 ] S. M. SZE  
*"Physics of semiconductor devices"*  
J. Wiley and Sons, Inc., New York (1969)
- [ 6 ] J. MICHEL, R. PETIT et A. SEMICHON  
*"Elaboration des diodes à avalanche"*  
Acta Electronica, Vol. 12, n° 3, pp 255-273 (1969)
- [ 7 ] C. K. KIM and L. D. AMMSTRONG  
*"GaAs Schottky-barrier avalanche diodes"*  
Solid State Electr., Vol. 13, pp.53-56 (Jan. 1970)
- [ 8 ] J. C. IRVIN and R.L. PRITCHET  
Proc. Instn. Electr. Engrs, 58, 1845 (1970)
- [ 9 ] J. C. IRVIN  
*"GaAs diodes in perspective"*  
Cornell University - Conf. August (1973)
- [10] A. FARRAYRE, A. MIRCEA  
*"Refinements in the measurement of the doping level on GaAs Impatt devices"*  
Workshop on characterisation of materials for microwave devices  
London (Oct. 1972)

- [11] A. FARRAYRE, B. KRAMER  
*"Réalisation et caractérisation de diodes à avalanche en GaAs fiables et reproductibles"*  
Acta Electronica, Vol. 17, n° 2, pp 99-113 (Avril 1974)
- [12] S.I. LONG, J. KINOSHITA, R.D. FAIRMAN, R.J. HAMILTON, Jr. I. KU  
and F.B. FANK  
*"High reliable C.W and pulsed GaAs Read diodes"*  
Proc. E.M.C Rome (Italy) (Sept. 1976)
- [13] M. GILDEN and M.E. HINES  
*"Electronic Tuning effects in the Read Microwave Avalanche diode"*  
I.E.E.E. Trans. on Electr. Dev., Vol. ED-13, n° 1, pp 175-196 (Jan. 1976)
- [14] H.K. GUMMEL and D.L. SCHARFETTER  
*"Avalanche region of Impatt diodes"*  
Bell Syst. Techn. J., Vol. 45, pp 1797-1827 (Déc. 1966)
- [15] F.A. PADOVANI, R. STRATON  
*"Field and thermoionic field emission in Schottky barriers"*  
Solid State Electr. 9, pp 695-707 (1966)
- [16] D. DELAGEBEAUDEUF  
*"Les diodes à avalanche utilisées comme oscillateurs de puissance aux hyperfréquences. Fonctionnement à haut niveau"*  
Onde Electrique, 48, pp 722-731 (1968)
- [17] C.A. LEE, R.L. BATDORF, W. WIEGMANN and G. KAMINSKY  
*"Time dependence of avalanche processes in Silicon"*  
J. Appl. Phys. 38, pp 2787-2796 (June 1967)
- [18] R. KUVAS, C.A. LEE  
*"A quasistatic approximation for semiconductor avalanche"*  
J. Appl. Phys. Vol. 41, n° 4, pp 1743-1755 (Mars 1970)
- [19] T. MISAWA  
*"High-frequency fall-off of Impatt diode efficiency"*  
Solid State Electron. 15, pp. 457-465 (1972)
- [20] B. CULSHAW, R.A. GIBBIN and P. A. BLAKEY  
*"Avalanche diode oscillators - I. Basic concepts"*  
Int. J. Electron., Vol. 37, n° 5, pp 577-632 (1974)

- [21] B. CULSHAW, R.A. GIBBIN and P.A. BLAKEY  
*"Avalanche diode oscillators - II. Capabilities and limitations"*  
Int. J. Electron. Vol. 39, n° 2, pp 121-172 (1975)
- [22] B. CULSHAW, R.A. GIBBIN and P.A. BLAKEY  
*"Avalanche diode oscillators - III. Design and analysis : the future"*  
Int. J. Electron. Vol. 40, n° 6, pp 521- 568 (1976)
- [23] P.A. BLAKEY  
*"Large signal effects in the avalanche region of high-efficiency Impatt diodes"*  
Proc. E.M.C Rome (Italy) pp. 331-335 (1976)
- [24] Y. OKUTO and C.R. CROWELL  
*"Energy conservation considerations in the characterisation of Impatt ionisation in semiconductors"*  
Phys. Rev. Vol. B6, pp 3076-3081 (1972)
- [25] W.E. SCHROEDER and G.I. HADDAD  
*"Non linear properties of Impatt devices"*  
Proc. of I.E.E.E., Vol.61, n° 2, pp 153-182 (Febr. 1973)
- [26] P. BANHAHN and G.I. HADDAD  
*"Impatt device simulation and properties"*  
Proc. I.E.E.E., Trans. on Elect. Device, Vol. ED-24, n°6, pp 634-642  
(June 1977)
- [27] K. KUROKAWA  
*"Some basic characteristics of broad band negative resistance oscillators circuits"*  
Bell Syst. Techn. Journal, Vol 48, pp 1937-1955 (July-August 1969)
- [28] K. KUROKAWA, F.M. MAGELHAES  
*"An X-band 10 watts multiple Impatt oscillator"*  
Proc. I.E.E.E., 59, pp 102-103 (Jan. 1971)
- [29] T. MISAWA, N.D. KENYON  
*"An oscillator circuit with cap structure for millimeter wave Impatt diodes"*  
I.E.E.E. Trans. on M.T.T., Vol. MTT-18, n° 11, pp 969-970 (Nov. 1970)
- [30] H.J. KUNO, D.L. ENGLISH and R.S. YING  
*"Non linear and large signal characteristics for millimeter wave Impatt amplifiers"*  
I.E.E.E. Tran on M.T.T., Vol. MTT-21, n° 11, pp 703-706 (Nov. 1973)



- [31] 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 M.T.T., pp 681-688 (Nov. 1973)
- [32] A. SEMICHON  
*"Mise en oeuvre des diodes à avalanche pour hyperfréquences"*  
Acta Electronica, Vol. 17, n° 2, pp 171-180 (Avril 1974)
- [33] C.D. CORBEY  
*"The characteristics of Impatt diodes in relation to wide band varactor tuned oscillators"*  
Acta Electronica, Vol. 17, n°2, pp. 187-192 (Avril 1974)
- [34] H. TJASSENS  
*"Circuit analysis of a stable and low noise Impatt diode oscillator for X-band"*  
Acta Electronica, Vol. 17, n° 2, pp 181-185 (Avril 1974)
- [35] 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)
- [36] G. CACHIER, J. STEVANCE, J.L. VATERKOWSKI, J. C. DE JAEGER  
*"Wide band measurement of millimeter circuits for varactors and Impatts"*  
Proc. 6th E.M.C, Rome (Italy) pp 191-194 (Sept 1976)
- [37] T. BERCELLI  
*"Distortion characteristics of Injection locked Gunn and Impatt diode oscillators"*  
Proceed. E.M.C, Rome (Italy), pp 301-305 (Sept 1976)
- [38] B. BOITTIAUX, E. CONSTANT, B. KRAMER, M. LEFEBVRE, G. VAESKEN, A. SEMICHON  
*"Propriétés générales des diodes semiconductrices en régime d'avalanche"*  
Acta Electronica, Vol. 12, n° 2, pp 157-200 (1969)
- [39] E. ALLAMANDO, E. CONSTANT, G. SALMER, A. SEMICHON  
*"Propriétés hyperfréquences des diodes à avalanche. Modes d'oscillation"*  
Acta Electronica, Vol. 12, n° 3, pp 211-253 (1969)
- [40] J. PRIBETICH  
Thèse d'Etat, LILLE, (à paraître)

- [41] E. ALLAMANDO  
*"Etude théorique et expérimentale des dispositifs à avalanche et temps de transit"*  
Thèse de Doctorat d'Etat, Lille, (Décembre 1973)
- [42] P.A. ROLLAND  
*"Utilisation des diodes à avalanche pour la multiplication de fréquences à haut rang en ondes millimétriques"*  
Thèse 3ème cycle, Lille (1973)
- [43] P.A. ROLLAND, E. CONSTANT, A. DERYCKE, J. MICHEL  
*"Multiplication de fréquence par diode à avalanche en ondes millimétriques"*  
Acta Electronica, Vol. 17, n° 2, pp 213-228 (1974)
- [44] J. L. VATERKOWSKI  
Thèse d'Etat, Lille (à paraître)
- [45] P. A. ROLLAND, J. L. VATERKOWSKI, E. CONSTANT and G. SALMER  
*"New modes of operation for avalanche diodes : frequency multiplication and upconversion"*  
I.E.E.E. Trans. on M.T.T., Vol. MTT-24, n° 11, pp 768-774 (Nov. 1976)
- [46] A. SEMICHON, E. CONSTANT  
*"Sur un mécanisme général d'oscillation et ses applications aux semiconducteurs"*  
C.R. Acad. Sc. Paris, t.270, pp 665-668, série B, (Mars 1970)
- [47] G. SALMER, J. PRIBETICH, A. FARRAYRE, B. KRAMER  
*"Theoretical and experimental study for IMPATT oscillator efficiency"*  
J.A.P., U.S.A., 44, pp 314-324 (1973)
- [48] I. DOUMBIA  
*"Oscillations multifréquences des diodes semiconductrices en régime d'avalanche"*  
Thèse 3ème Cycle, Lille (Février 1971)
- [49] B. HOEFFLINGER  
*"Recent developments on avalanche diode oscillators"*  
Microwave J., Vol 12, n° 3, pp 101-115 (Mars 1969)

- [50] G.I. HADDAD and W. E. SCHROEDER  
*"Effect of harmonic and subharmonic signals on avalanche diodes oscillator performance"*  
I.E.E.E. Trans. on M.T.T., pp 327-331 (June 1970)
- [51] R.W. LATON, G.I. HADDAD  
*"Characteristics of IMPATT Diode Reflection Amplifiers"*  
I.E.E.E. Trans. on M.T.T., Vol. MTT-21, n°11, pp 668-680 (Nov. 1973)
- [52] CHONG W. LEE  
*"High Power negative resistance amplifiers"*  
Microwave Journal, pp 29-37 (February 1972)
- [53] W.H. KU, E.F. SCHERER  
*"Gain bandwidth optimization of avalanche diode amplifiers"*  
I.E.E.E. Trans. on M.T.T., Vol. MTT-18, n° 11, pp 932-942 (Nov. 1970)
- [54] S. G. ALLEN, D.S. TENNET  
*"Development of a high power multistage X-band IMPATT amplifier"*  
Proc. E.M.C, Bruxelles, Vol. 1, p A-6-4 (1973)
- [55] J. GRAU, A. FARRAYRE, B. KRAMER  
*"Amplificateur de puissance à 12 GHz à diodes à avalanche haut rendement"*  
Journées nationales microondes, p 11-A-4, Limoges (Mars 1976)
- [56] B. CARNEZ  
*"Amplificateurs hyperfréquences bande X à diodes à avalanche"*  
Thèse 3ème cycle, Lille (Sept. 1975)
- [57] H. C. BOWERS, T.A. MIDFORD, S.T. PLANTS  
*"Impatt diode multistage transmission amplifiers"*  
I.E.E.E. Trans. on MTT, Vol. 18, pp 943-956 (Nov. 1970)
- [58] E.S. KUH and J. D. PATTERSON  
*"Design theory of optimum negative resistance amplifiers"*  
Proc. of I.R.E. 49, pp 1043-1050 (June 1961)
- [59] J. T. DEJAGER  
*"Maximum bandwidth performances of a non degenerate parametric amplifier with single-tuned idler circuit"*  
I.E.E.E. Trans. on M.T.T., pp 459-467, (July 1964)

- [60] DONALD L. SCHARFETTER  
*"Power. Impedance. Frequency Limitations of Impatt Oscillators calculated from a scaling approximation"*  
I.E.E.E. Trans on Elec. Dev., Vol. ED-18, n° 8 (August 1971)
- [61] B.C. DELOACH  
*"Recent advances in solid state microwave generators"*  
In Advances in Microwaves, edited by L.Young  
(Academic Press, Vol. 2, chap.3) (New York, 1967)
- [62] H.A. HAUS, H. STATZ and R.A. PUCCEL  
*"Optimum noise measure of Impatt diodes"*  
I.E.E.E. Trans on M.T.T, Vol. MTT-19, pp 801-813 (Oct. 1971)
- [63] J.J. GOEDBLOED and M. T. VLAARDINGERBROEK  
*"Noise in Impatt diode oscillators"*  
Acta Electronica, Vol. 17, n° 2, pp 151-163 (Avril 1974)
- [64] A. LE BORGNE  
*"Sur les performances de bruit en amplification des diodes IMPATT GaAs"*  
Thèse 3ème cycle, Lille, (Sept. 1974)
- [65] R. PERICHON  
*"Sur le bruit de fond présenté par des oscillateurs et amplificateurs hyperfréquences à diode à avalanche"*  
Thèse d'Etat, Lille (Juin 1977)
- [66] P. KENNIS  
*"Etude de l'influence de l'effet tunnel sur les performances en bande X des oscillateurs à diodes à avalanche à l'AsGa"*  
Thèse 3ème Cycle, Lille (1977)
- [67] R.E. LEE, D. PARKER, U. GYSEL  
*"A high power, C-band multiple Impatt diode amplifier"*
- [68] D. MEIGNANT  
*"Amplification hyperfréquence faible bruit à diodes à injection thermoionique et temps de transit"*  
Thèse 3ème cycle, Lille (Juin 1975)
- [69] S.P. KWOK and G.I. HADDAD  
*"Power limitations in Baritt devices"*  
Solid State Electr., Vol. 19, pp 795-807 (1976)

- [70] E. CONSTANT et B. CARNEZ  
*"Amplificateurs hyperfréquences à diode Gunn, Avalanche et Baritt"*  
Onde électrique, Vol. 56, n° 8-9, pp 349-357 (1976)
- [71] W.J. EVANS and G.I. HADDAD  
*"A large signal analysis of Impatt diodes"*  
I.E.E.E. Trans on Electron. Device, Vol. ED-15, n° 10, pp 708-717  
(Oct. 1968)
- [72] D.L. SCHARFETTER and H.K. GUMMEL  
*"Large signal analysis of a Silicon Read diode Oscillator"*  
I.E.E.E. Trans on Electron Dev., Vol ED-16, n° 1, pp 64-77 (Jan. 1969)
- [73] T. MISAWA  
*"Theoretical study of microwave oscillation efficiency in improved Read diodes"*  
Solid State Electr., Vol. 14 (Jan. 1971)
- [74] M. NAKAMURA, H. KODERA and M. MIGITAKA  
*"Computer study on GaAs Schottky Barrier Impatt diodes"*  
Solid State Electr. Vol 16, pp 663-667 (June 1973)
- [75] E. CONSTANT, G. SALMER, E. ALLAMANDO, I. DOUMBIA, J. PRIBETICH,  
R. PERICHON  
*"Rapport sur l'étude théorique et expérimentale de performances optimales des oscillateurs hyperfréquences à diodes à avalanche et temps de transit"*  
Contrat C.N.E.S. 71-254 (Déc. 1971)
- [76] S.M. SZE and G. GIBBONS  
*"Avalanche breakdown voltages of abrupt and linearly graded p-n junctions in Ge, Si, GaAs and GaP"*  
Appl. Phys. Letters, Vol. 8, n° 5, pp 111-113 (Mars 1966)
- [77] J. PRIBETICH  
*"Détermination théorique et expérimentale des paramètres caractéristiques des structures semiconductrices en régime d'avalanche. Application à l'étude des semiconducteurs en champ électrique élevé"*  
Thèse 3ème Cycle, Lille, (Novembre 1971)
- [78] W.N. GRANT  
*"Electron and hole ionisation rates in epitaxial silicon at high fields"*  
Solid State Electron. pp 1189-1203 (1973)

- [79] D.M. CAUGUEY and R.E. THOMAS  
*"Carrier mobilities in silicon empirically related to doping and field"*  
Proc. of the I.E.E.E., Vol. 55, n° 11, pp 2192-2193 (Déc. 1967)
- [80] Y.F. CHANG and S.M. SZE  
*"Temperature dependence of ionisation rates in AsGa"*  
J. Appl. Phys., 40, pp 5392-5394 (1969)
- [81] B. KALLBACK  
*"Noise performance of Gallium Arsenide and Indium Phosphide. Injection limited diodes"*  
Electr. Lett., Vol. 9, n° 1, pp 11-12 (Jan. 1973)
- [82] E. CONSTANT, A. MIRCEA, J. PRIBETICH, A. FARRAYRE  
*"Effect of transferred electron velocity modulation in high efficiency GaAs IMPATT diode"*  
J.A.P., Vol. 46, n° 9, pp 3934-3940 (Sept. 1975)
- [83] G. VAESKEN  
*"Régime transitoire et permanent dans une diode avalanche semiconductrice en hyperfréquence"*  
Thèse 3ème Cycle, Lille (Juin 1970)
- [84] E. ALLAMANDO, M. CHIVE, P. KENNIS, M. LEFEBVRE  
*"Limitations en rendement et en puissance des diodes A.T.T."*  
Acta Electronica, Vol. 17, n° 2, pp 127-150 (1974)
- [85] M. CHIVE  
Thèse d'Etat (à paraître)
- [86] J. L. BLUE  
*"Approximate large signal analysis of IMPATT oscillators"*  
Bell Syst. Techn. Journal, Vol. 48, n° 2, pp 383-396 (Febr. 1969)
- [87] M. LEFEBVRE  
Thèse d'Etat, Lille (à paraître)
- [88] W. E. SCHROEDER  
Technical Report RADC-TR-72-267 (1972)
- [89] H.K. GUMMEL and J.L. BLUE  
*"A small signal theory of avalanche noise in IMPATT diodes"*  
I.E.E.E. Trans Electr. Dev., Vol ED-14, pp 569-580 (Sept 1967)

- [90] R. KUVAS, C.A. LEE  
*"Carrier diffusion in semiconductor avalanches"*  
J. Appl. Phys 11, pp 3108-3116 (1970)
- [91] A. DERYCKE  
*"Multiplication de fréquence à diode à avalanche : recherche de structures optimales en GaAs, optimisation des circuits hyperfréquences"*  
Thèse 3ème Cycle, Lille (1975)
- [92] E. PLAYEZ  
*"Etude et réalisation d'un calculateur analogique pour le tracé automatique de la carte de champ dans un composant semiconducteur"*  
Mémoire C.N.A.M. (Oct. 1975)
- [93] J.C. DE JAEGER  
*"Etude théorique et expérimentale des amplificateurs hyperfréquences à diode à avalanche en ondes millimétriques (26-40 GHz)"*  
Thèse 3ème cycle, Lille (1977)
- [94] P.M. LEBRUN  
*"Contribution à l'étude des oscillateurs hyperfréquences haut rendement à diode à avalanche"*  
Thèse 3ème cycle, Lille, (Juillet 1973)
- [95] T. MISAWA  
*"Saturation current and large signal operation of a Read diode"*  
Solid State Electron., 13, pp 1963-1968 (1970)
- [96] J.R. GRIERSON and S. O'HARA  
*"A comparison of Silicon and Gallium Arsenide large signal IMPATT diode behaviour between 10 and 100 GHz"*  
Solid States Electronics, 16, 719, (1973)
- [97] I. DOUMBIA, G. SALMER and E. CONSTANT  
*"High frequency limitation on silicon IMPATT diode : velocity modulation"*  
J.A.P., Vol. 46, n° 4, pp 1831-1833 (April 1975)
- [98] VINDEVOGHEL, Y. LEROY, C. BRUNNEL and J. ZIMMERMANN  
*"Room temperature, Microwave high Field conductivity of Silicon"*  
Intern. Symposium on High Field Transport in S.C. Modena, Italy,  
(4-6 July 1973)
- [99] J.W. HOLM-KENNEDY and K.S. CHAMPLIN  
*"Warm-carrier Microwave Transport in n Si"*  
J.A.P., Vol. 43, n° 4, pp 1889-1903 (April 1972)

- [100] C. JACOBONI, C. CANALI, G. OTTAVIANI and A. ALBERGI QUARANTA  
*"A review of some charge transport properties of silicon"*  
Solid State Electr., Vol. 20, pp 77-89 (1977)
- [101] K.P. WELLER, R.S. YING and D.H. LEE  
*"Millimeter Impatt Sources for the 130-170 GHz Range"*  
I.E.E.E. Trans on M.T.T., Vol. MTT-24, n° 11, pp 738-743 (Nov. 1976)
- [102] A. DARGYS and T. BANYS  
Phys. Status Solidi, B52, p 699 (1972)
- [103] 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 fin de contrat C.N.E.T., 74-9B-365/BCJ/LA (1974)
- [104] D.L. SCHARFETTER, W.J. EVANS and R.L. JOHNSTON  
*"Double drift region ( $p^+pn^+$ ) avalanche diode oscillators"*  
Proc. I.E.E.E. (Lett), Vol. 58, pp 1131-1133 (July 1970)
- [105] THOMAS E. SEIDEL, RONALD E. DAVIS, DAVID E. IGLESIAS  
*"Double drift region Ion-Implanted Millimeter wave Impatt diodes"*  
Proc. I.E.E.E., Vol. 59, n° 8, pp 1222-1228 (August 1971)
- [106] A. DERYCKE, M. CHIVE, E. PLAYEZ  
*"Caractérisation des échantillons"*  
Annexe IV au compte rendu de fin de contrat D.G.R.S.T, contrat n° 71.7.2845 (1971)
- [107] Y. HIRACHI, T. NAKAGAMI, Y. TOYAMA and Y. FUKUKAWA  
*"High power 50 GHz double drift region IMPATT oscillators with improved bias circuits of eliminating low-frequency instabilities"*  
I.E.E.E. Trans. on M.T.T., Vol. MTT-24, n° 11, pp 731-737 (Nov 1976)
- [108] P.J. DE WAARD  
*"Impedance measurements of X-band Gunn diodes in the passive and active regions of the bias voltage"*  
Philips Report Nat. Lab., n° 4788
- [109] G. SALMER, I. DOUMBIA, B. CARNEZ, A. MIRCEA  
*"Locally tuned reflexion type Impatt diode amplifier"*  
Proc. E.M.C Conf. Bruxelles, 1, p A.6-5 (1973)



- [110] I. DOUMBIA, B. CARNEZ, A. LE BORGNE, G. SALMER  
*"Aplificateur bande X à diode à avalanche en arseniure de Gallium"*  
Acta Electronica, Vol. 17, n° 2, pp 193-212 (Avril 1974)
- [111] D.E. IGLESIAS  
*"Circuits for testing high efficiency Impatt diodes"*  
Proc. I.E.E.E., Vol. 55, n° 11, pp 2065-2066 (Nov 1967)
- [112] R.J. TREW, N.A. MASNARI and G. I. HADDAD  
*"Intermodulation characteristics of X-band Impatt amplifiers"*  
I.E.E.E. Trans M.T.T., Vol. MTT-20, pp 805-812 (Déc. 1972)
- [113] D.F. PETERSON and D. H. STEINBRECHER  
*"Circuit model for characterizing the nearly linear behaviour of avalanche diodes in amplifier circuit"*  
I.E.E.E. Trans M.T.T., Vol. MTT-21, pp 19-27 (Jan. 1973)
- [114] M.E. HINES  
*"Negative resistance diode power amplifiers"*  
I.E.E.E. Trans Electron. Devices, Vol. ED-17, pp 1-8 (Jan 1970)
- [115] J.W. GEWARTOWSKI and J.E. MORRIS  
*"Active Impatt diode parameters obtained by computer reduction of experimental data"*  
I.E.E.E. Trans M.T.T., Vol. MTT-18, pp 157-161 (Mars 1970)
- [116] H.J. KUNO  
*"Analysis of non linear characteristics and transient response of IMPATT amplifiers"*  
I.E.E.E. Trans M.T.T., Vol. MTT-21, pp 694-702, (Nov 1973)
- [117] *"Méthode des deux signaux"*  
Bell Syst. Techn. J. (Nov 1956)
- [118] I. DOUMBIA, J.C. DE JAEGER, G. SALMER  
*"Millimeter Impatt amplifier optimization for telecommunication systems"*  
6th E.M.C, Rome (Italy) pp 525-529 (Sept 1976)
- [119] I. DOUMBIA, J.C. DE JAEGER, G. SALMER  
*"Amplificateurs hyperfréquences utilisant des diodes à avalanche et temps de transit pour application en télécommunication"*  
Annales des Télécommunications, 31, n° 11-12, pp 373-386 (1976)

- [120] 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., pp 731-785, (Nov 1973)
- [121] E.F. SHERER  
*"A multistage high power avalanche amplifier at X-band"*  
I.E.E.E. J. Solid State Circuits, Vol. SC-4, pp 396-399 (Déc. 1969)
- [122] H.J. KUNO and D.L. ENGLISH  
*"Non linear and intermodulation characteristics of millimeter wave Impatt amplifiers"*  
I.E.E.E. Trans on M.T.T., Vol. MTT-24, n° 11, pp 744-751, (Nov 1976)