

Buu 20206063

50376
1971
177

Diplôme d'Etudes Approfondies

de SCIENCES PHYSIQUES

Mention : ELECTRONIQUE

MULTIPLICATION de FREQUENCE à HAUT
RANG d'HARMONIQUE par DIODE à AVALANCHE

par

Paul-Alain ROLLAND

Ingénieur I. S. E. N.



LILLE, le 13 Juillet 1971

S O M M A I R E

INTRODUCTION

CHAPITRE. I.

I. ETUDE THEORIQUE DE LA MULTIPLICATION DE FREQUENCE PAR DIODE A AVALANCHE, A HAUT RANG D'HARMONIQUE

- I.1. Multiplication de fréquence par diode à avalanche.
Rappel des principes.
- I.2. Etude analytique simplifiée.
- I.3. Etude numérique.

CHAPITRE. II.

II. ETUDE EXPERIMENTALE

- II.1. Etude expérimentale de l'influence du temps de transit
des porteurs dans la zone d'avalanche.
- II.2. Etude de structures hyperfréquences pour la multiplication
de fréquence par diode d'avalanche.

CONCLUSION

BIBLIOGRAPHIE

INTRODUCTION

La multiplication de fréquence par diode à avalanche a été étudiée depuis plus de deux ans au laboratoire d'Hyperfréquence et de Semiconducteurs. Il nous semble donc important de situer cette étude par rapport aux travaux antérieurs, réalisés en particulier par Messieurs ALLAMANDO, CHIVE et VANBORREN^(1,2,3,4,5).

Ces travaux ont montré l'intérêt de la multiplication de fréquence à haut rang d'harmonique en ondes millimétriques : il semble possible d'obtenir des taux de conversion élevés et des puissances utilisables susceptibles de donner lieu à des réalisations valables.

Nous nous sommes proposés de poursuivre ces travaux dans les directions suivantes :

1) Du point de vue théorique

- Formulation simplifiée, et par là plus utilisable, de la théorie analytique, valable en première approximation.
- Etude des possibilités des diodes à avalanche à l'Arséniure de gallium en multiplication de fréquence.
- Amélioration du modèle théorique par l'utilisation et le traitement numérique des équations de continuité au lieu de l'équation de READ.

2) Du point de vue expérimental

- Poursuite de l'étude entreprise par Monsieur VANBORREN en multiplication 3-30GHz.
- Détermination des paramètres à introduire dans l'étude théorique, en particulier α_y , déphasage fictif à attribuer au champ électrique dans la zone d'avalanche pour tenir compte du temps de transit des porteurs dans cette zone.
- Elaboration de dispositifs hyperfréquences pour diodes non encapsulées, les travaux antérieurs ayant montré l'intérêt de ces structures.

I. ETUDE THEORIQUE

I.1. Principe de la multiplication de fréquence par diode à avalanche :

Rappel

Moyennant certaines hypothèses simplificatrices, (taux d'ionisation identique pour les électrons et les trous, champ électrique périodique uniforme sur la zone d'avalanche ...) le courant de conduction dans la zone d'avalanche d'une diode est régi par l'équation de READ dont la solution est de la forme ^(3,5) :

$$I_c(t) = I_0 \exp \frac{m}{\tau \delta} \int_0^t |\psi(E) - 1| dt$$

avec : $2 < m < 3$

et où : $\tau \delta$ est le temps de transit des porteurs dans la zone d'avalanche
 $\psi(E)$ est une fonction non linéaire de E

$$\psi(E) = \int_0^S \alpha(E) dx$$

La dépendance non linéaire du courant de conduction par rapport au champ électrique entraîne que même si ce dernier est sinusoïdal, le courant de conduction présente de nombreuses composantes harmoniques. Cette génération de composantes harmoniques permet donc la multiplication de fréquence.

I.2. Théorie analytique simplifiée d'une diode à avalanche utilisée en multiplicateur de fréquence à haut rang d'harmoniques

Notre méthode d'étude est similaire à celle de Mr. VANBORREN mais nous employons un formalisme beaucoup plus simple et par là plus utilisable.

a) Principe

Nous appliquons le principe de conservation de l'énergie à deux régimes de fonctionnement successifs :

Le régime 1 est un régime sinusoïdal pur où la puissance dissipée à la fréquence fondamentale est P'_1 .

Le régime 2 est un régime périodique où la puissance dissipée à la fréquence fondamentale est P_1'' .

Nous supposons que le champ électrique à la fréquence fondamentale est le même dans les deux cas.

La différence des puissances dissipées dans la diode à la fréquence fondamentale est égale à la puissance produite à la fréquence harmonique :

$$P_n = P_1'' - P_1'$$

$$P_1' = 1/2 V_1 I'_{1r}$$

$$P_1'' = 1/2 V_1 I''_{1r}$$

I'_{1r} et I''_{1r} sont les composantes fondamentales du courant de conduction en phase avec la tension dans les deux régimes.

Nous pouvons alors définir un taux de conversion par :

$$\eta = \frac{P_n}{P_1''} = 1 - \frac{P_1'}{P_1''} = 1 - \frac{I'_{1r}}{I''_{1r}}$$

b) Méthode de calcul

Nous admettons que l'évolution du courant de conduction est régie par l'équation de READ et que les variations des taux d'ionisation en fonction du champ s'expriment par :

$$\alpha_n = \alpha_p = \alpha_0 \exp(\lambda E)$$

Le champ électrique est périodique et comporte deux composantes harmoniques différentes :

$$E = E_0 + E_1 \sin \omega t + E_n \sin(\eta \omega t + \phi_n)$$

avec $n \gg 1$ (en pratique $n > 6$).

Les travaux de Mr. VANBORREN ont montré que l'évolution temporelle du courant de conduction est obtenue en faisant le produit des évolutions temporelles de ce courant en régime sinusoïdal aux deux fréquences considérées :

$$I_c(t) = I_{c1}(t) \times I_{cn}(t)$$

$I_{cl}(t)$ est l'évolution temporelle du courant de conduction en présence d'un champ sinusoïdal seul à la fréquence fondamentale ω .

$I_{cn}(t)$ est l'évolution temporelle du courant de conduction en présence d'un champ sinusoïdal seul à la fréquence harmonique $n\omega$.

c) Calcul

Pour le calcul nous utilisons les expressions du courant de conduction développées dans Acta electronica⁽⁸⁾ ; elles sont obtenues à partir de la solution de l'équation de READ en développant en série $\psi(E)$:

$$I_c(t) = I_{00} e^Y e^{-Y \cos \omega t} e^{-Z \sin 2\omega t}$$

Dans les deux régimes considérés I_{00} sera déterminé en écrivant que la valeur moyenne du courant est égale au courant continu de polarisation.

Nous tiendrons compte de l'influence du temps de transit des porteurs dans la zone d'avalanche en affectant au champ électrique un déphasage fictif $\omega \tau_\gamma$ que nous introduisons au niveau de la décomposition en série de Fourier du courant de conduction.

Nous prendrons pour ce retard fictif τ_γ l'expression suivante :

$$\tau_\gamma = \frac{\tau_\delta}{4 + \frac{Y}{2}}$$

Cette expression sera justifiée par l'étude expérimentale de τ_γ .

Tout ceci conduit en définitive à un taux de conversion de la forme :

$$\eta = 1 - \frac{1 + (-1)^{n+1} \frac{Y}{n} \cos \phi_n \frac{B_n(Y)}{B_0(Y)}}{1 + \frac{2n\omega\tau_\gamma}{Z} \frac{B_1(Y)}{[B_1(Y) - B_3(Y)]} + (-1)^{n+1} \frac{Y}{nZ} \left[\sin \phi_n \frac{B_{n-1}(Y) - B_{n+1}(Y)}{B_1(Y) - B_3(Y)} + n\omega\tau_\gamma \cos \phi_n \frac{B_{n+1}(Y) + B_{n-1}(Y)}{B_1(Y) - B_3(Y)} \right]}$$

Le détail du calcul est donné en annexe.1. On effectue diverses approximations en considérant notamment que $\frac{Y}{n}$ est du premier ordre par rapport à 1 et que $\frac{Z}{n}$ est négligeable devant 1.

Nous avons considéré un régime périodique où les composantes du champ E_1 et E_n sont égales, ce qui constitue un régime de fonctionnement optimal d'après les travaux antérieurs.

d) Résultats

Cette expression analytique du taux de conversion bien qu'approchée permet de prévoir non seulement l'ordre de grandeur du taux de conversion mais aussi les valeurs optimales du déphasage ϕ_n .

Considérons par exemple le cas de n pair ; les déphasages optimaux sont alors compris entre $3\pi/2$ et 2π :

$$n \text{ pair} \quad \rightarrow \quad 3\pi/2 < \phi_n < 2\pi$$

et le taux de conversion est une fonction décroissante du champ appliqué. On voit donc tout de suite qu'il faudra chercher le meilleur compromis entre taux de conversion et puissance de sortie, cette dernière croissant avec le champ électrique.

Nous avons représenté figure.1. l'évolution du taux de conversion en fonction du déphasage ϕ_n pour différentes valeurs du paramètre Y , dans le cas de la multiplication par 10. Les paramètres physiques utilisés, Y et Z sont ceux du silicium.

Ces courbes sont en quelque sorte universelles puisque Y dépend de l'amplitude du champ, de la fréquence et de l'épaisseur de la jonction.

On pourra constater la bonne concordance de ces résultats avec ceux obtenus pour le silicium par une méthode numérique.

f) Validité de cette étude

Dans cette étude approchée nous avons effectué des développements limités au premier ordre qui ne sont théoriquement plus valables pour $Y > 10$.

En pratique cependant on constate que les résultats obtenus par cette méthode restent valables jusqu'à des valeurs de Y beaucoup plus élevées : $Y < 20$.

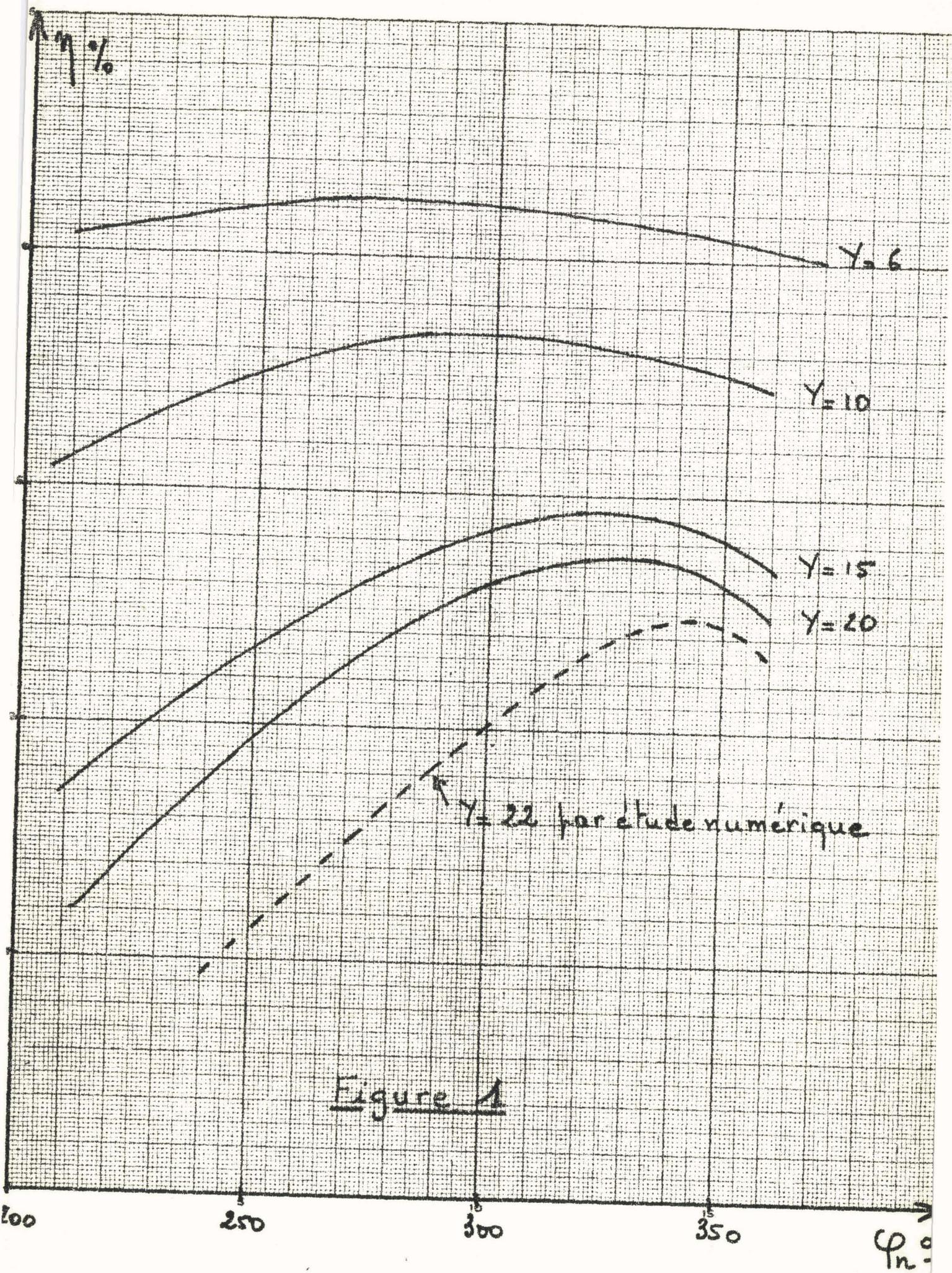


Figure 1

I.3. Etude numérique

L'étude numérique de la multiplication de fréquence a été faite jusqu'à présent en ne considérant que le cas du silicium et en utilisant les hypothèses suivantes :

. Les taux d'ionisation sont identiques pour les électrons et les trous (ce qui constitue une grosse approximation dans le cas du silicium) et sont donnés par la formule de Mc KAY.

. les électrons et les trous se déplacent à des vitesses limites identiques

. le champ électrique et le courant sont constants dans la zone avalanche

. le temps de transit des porteurs dans la zone d'avalanche est très inférieur à la période du champ hyperfréquence. On en tient compte en introduisant un déphasage fictif $\omega\tau_\gamma$ pour le champ électrique, la valeur de τ_γ étant basée sur des estimations peu précises.

Avec ces hypothèses simplificatrices les variations du courant de conduction étaient régies par l'équation de READ :

$$\frac{\tau\delta}{2} \frac{\partial I_{ca}(t)}{I_{ca}(t)\partial t} = \psi |E(t+\tau_\gamma)| - 1$$

permettant un calcul simple et rapide des composantes du courant de conduction^(3,5).

Il était donc intéressant de poursuivre cette étude en essayant d'une part de l'étendre au cas de l'arséniure de gallium dont les caractéristiques peuvent apparaître préférables, et ensuite d'élaborer un modèle plus complet en éliminant les hypothèses les moins justifiables.

a) *Multiplication de fréquence par diode à avalanche à l'arséniure de gallium*

L'utilisation des diodes ATT à l'arséniure de gallium a permis d'atteindre des rendements très importants en oscillation. Il nous a donc semblé intéressant de voir si leurs performances en multiplication de fréquence étaient supérieures à celles des diodes au silicium. Les résultats de l'étude analytique sembleraient l'indiquer : en effet le taux de conversion est d'autant plus grand que le paramètre Z est plus faible.

Or ce paramètre fait intervenir les dérivées premières α' et seconde α'' du taux d'ionisation par rapport au champ appliqué : Z est proportionnel à α''/α'^2 . D'après les expressions les plus récentes des taux d'ionisation⁽⁷⁾, il semblerait que ce rapport soit plus faible pour l'arséniure de gallium que pour le silicium.

Dans cette étude nous utilisons l'équation de READ quelque peu modifiée. L'utilisation de l'équation de READ est plus justifiée pour une diode à l'arséniure de gallium que pour une diode au silicium car les taux d'ionisation des électrons et des trous sont égaux. Si donc le champ continu est constant dans la zone d'avalanche, les porteurs mobiles (électrons et trous) ont une répartition symétrique. On peut tenir compte de façon sommaire du temps de transit des porteurs dans la zone d'avalanche et de la réaction de charge d'espace par l'introduction du déphasage fictif $\omega\tau_\gamma$. De plus l'importance de la simplification effectuée en supposant $\partial I_{ca}/\partial x=0$ est atténuée en remplaçant le facteur 2 de l'équation de READ par un facteur M :

$$\frac{\tau\delta}{M} \frac{\partial I_{ca}}{\partial t} = I_{ca} \{ \psi |E(t-\tau_\gamma)| - 1 \}$$

En ajustant convenablement les coefficients M et τ_γ il semble possible de rendre compte assez correctement des phénomènes. Leur détermination a été faite par MM. ALLAMANDO⁽⁶⁾ et DOUMBIA en comparant systématiquement les résultats de la méthode numérique utilisée ici et ceux d'un programme numérique traitant les équations de continuité par discrétisation (voir I.3.b.).

Les valeurs les plus correctes pour les amplitudes de champ et les caractéristiques de diodes utilisées dans cette étude sont :

$$M = 2,7$$

$$\tau_\gamma \neq \tau\delta/9$$

Nous admettons que les taux d'ionisation pour le Ga As évoluent avec le champ suivant la loi :

$$\alpha_n = \alpha_p = \alpha_0 e^{-|b/E|^2}$$

Nous nous sommes intéressés spécialement à la multiplication de fréquence par 10 entre 3 et 30 GHz pour des diodes présentant les caractéristiques suivantes :

- . épaisseur de la jonction : $\delta = 0,8\mu$
- . diamètre de la jonction : $\phi = 50\mu$

Nous avons représenté figure.2. l'évolution du taux de conversion théorique maximal en fonction de la puissance d'entrée et figure.3. l'évolution du taux de conversion utile (introduction de la résistance série) en fonction de puissance d'entrée. Ces deux courbes ont été tracées dans les conditions suivantes :

$$F = 3 \text{ GHz}$$

$$I_0 = 300\text{mA}$$

$$r_s = 0,5 \Omega$$

pour des amplitudes de champ égales $E_1 = E_{10}$ et variant entre $0,6 \cdot 10^5 \text{V/cm}$ et $2 \cdot 10^5 \text{V/cm}$.

Comparaison Arséniure de gallium - silicium

Sur les figures.2. et.3. nous avons représenté également des taux de conversion théoriques et utiles pour des diodes au silicium de même dimension. Ces résultats ont été obtenus à partir de calculs numériques effectués en utilisant la méthode élaborée par M. VANBORREN^(1,5) (Equation de READ, $\alpha_n = \alpha_p = \alpha_0 e^{\lambda E}$). Ces figures laissent entrevoir une nette supériorité des diodes à l'arséniure de gallium qui doivent permettre d'atteindre des taux de conversion beaucoup plus importants et surtout constants en fonction du niveau. Comme de plus on peut utiliser des champs hyperfréquences beaucoup plus élevés dans le GaAs que dans le Si, et donc obtenir des puissances plus importantes, on voit tout l'intérêt de ce nouveau matériau.

Cette comparaison peut cependant être critiquable, car le modèle théorique utilisé pour traiter le cas du silicium peut apparaître relativement éloigné de la réalité physique. Dans le silicium les taux d'ionisation sont différents pour les électrons et les trous, ce qui fait que la formule de Mc KAY est très approximative, et l'équation de READ n'est pas très satisfaisante.

Pour résoudre cette difficulté, nous avons voulu utiliser un autre modèle plus exact et voir dans quelle mesure les résultats diffèrent.

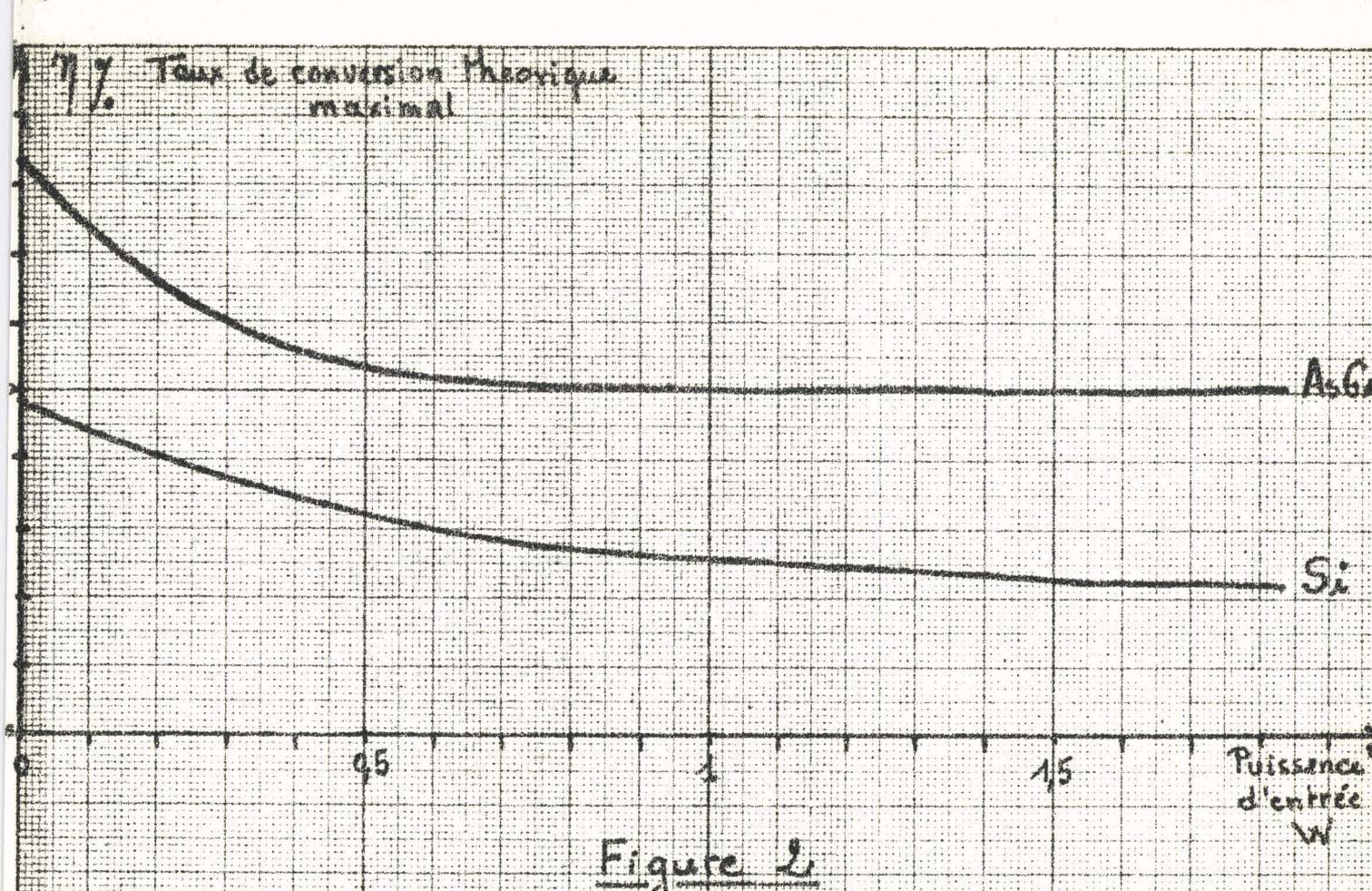


Figure 2

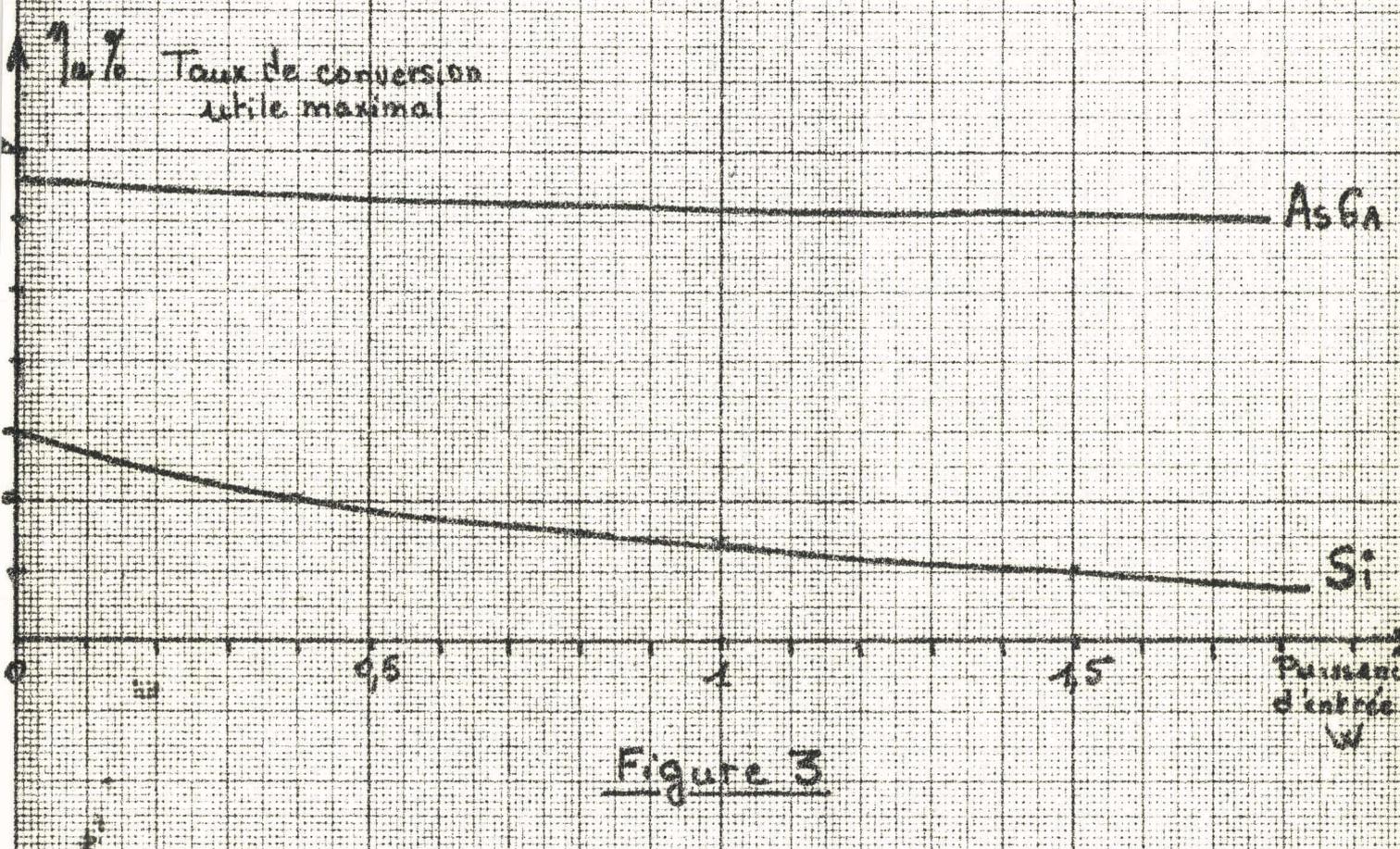


Figure 3

Dans cette étude numérique, nous utilisons les équations fondamentales de continuité dans un semiconducteur en régime d'avalanche :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = - \frac{\partial n}{\partial x} v_n + g$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = + \frac{\partial p}{\partial x} v_p + g$$

Nous écrivons ces équations en discrétisant toutes les grandeurs à la fois sur le temps et sur l'espace (à une dimension). Ce modèle discrétisé mis au point par M. ALLAMANDO pour l'étude des oscillateurs ATT a été adapté au problème particulier de la multiplication de fréquence.

L'approximation majeure qui subsiste réside dans le fait que l'on néglige la réaction de charge d'espace car on ne considère par l'équation de POISSON ; ceci revient à admettre que le champ alternatif périodique est uniforme dans la zone d'avalanche. Il en résulte que la loi de conservation des courants n'est pas satisfaite, le courant de conduction dépendant de l'abscisse :

$$I(t) = \epsilon S \frac{\partial E(x_1, t)}{\partial t} + I_c(x_1, t)$$

Ce traitement est valable lorsque le courant de conduction $I_c(\omega)$ est petit devant le courant de déplacement $\epsilon S \omega E_1$, c'est-à-dire pour des fréquences très supérieures à la fréquence d'avalanche. Or en multiplication de fréquence à haut rang d'harmonique, si cette hypothèse est valable pour la fréquence de sortie nf elle ne l'est peut être pas pour la fréquence d'entrée f .

Nous lèverons donc partiellement cette approximation en considérant les valeurs moyennes du courant sur l'abscisse.

Dans ce programme d'autre part, nous ne considérerons pas le même taux d'ionisation pour les électrons et les trous, mais pour simplifier les expressions, nous relierons α_n et α_p par un coefficient k indépendant du champ électrique instantané :

$$\alpha_p = k \alpha_n$$

nous avons pris $k = 0,13$ pour le silicium.

De plus l'expression du taux d'ionisation en fonction du champ appliqué n'est plus donnée par la formule de Mc KAY mais par une relation plus correcte, du type :

$$\alpha' = \alpha_0 e^{-b/E}$$

Nous avons appliqué cette étude au cas de diodes au silicium dont les caractéristiques sont les suivantes :

$$\delta = 0,8\mu$$

$$\phi = 50\mu$$

Nous nous sommes limités au cas de la multiplication de fréquence par 10, entre 3 et 30GHz dans les mêmes conditions que précédemment.

Signalons une des difficultés de cette étude numérique : le fait de ne pas tenir compte de l'équation de POISSON nous oblige à faire varier le champ continu jusqu'à ce que le courant de conduction soit stable. Cette opération doit être réalisée par essais successifs pour chaque configuration de champ électrique alternatif et donc pour chaque valeur du déphasage ϕ_{10} . Il est très difficile d'introduire une boucle dans le programme pour réaliser automatiquement cette opération que l'on effectue donc à la main. Or chaque passage machine est assez long car nous avons été obligés de diviser la période de la composante fondamentale du champ en 1000 intervalles pour conserver une précision suffisante : la période de la composante harmonique n'est divisée qu'en 100 intervalles distincts. Pour obtenir un résultat utilisable pour une phase donnée, il faut compter en moyenne 100 centième de temps calcul. Il faut faire ensuite plusieurs essais pour des phases différentes de façon à prévoir la puissance optimale pour un couple de valeur E_1, E_{10} . On voit donc l'intérêt de l'étude analytique qui permet de déterminer de façon assez précise la zone de phase optimale.

Sur la figure.4. nous avons représenté les variations du taux de conversion théorique et utile maximal en fonction de la puissance d'entrée, obtenu par cette méthode numérique. Sur le même graphique nous avons représenté les résultats déduits de la méthode numérique classique (équation de READ avec τ_γ élevé). Des divergences relativement notables apparaissent, notamment à haut niveau, l'ampleur de ces divergences ne justifie pas cependant à notre avis l'utilisation systématique de la méthode par discrétisation, beaucoup plus lourde et longue à mettre en oeuvre.

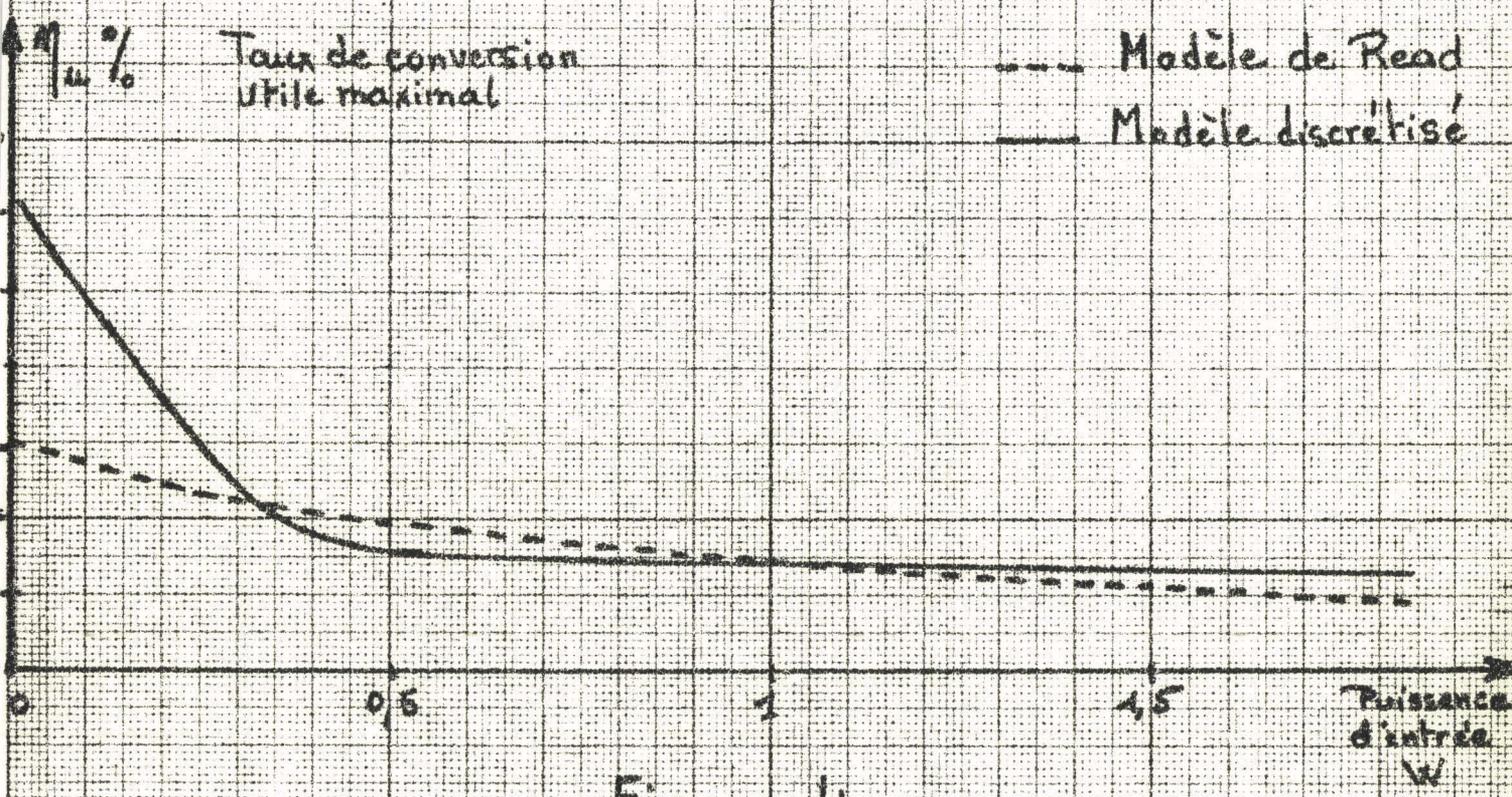
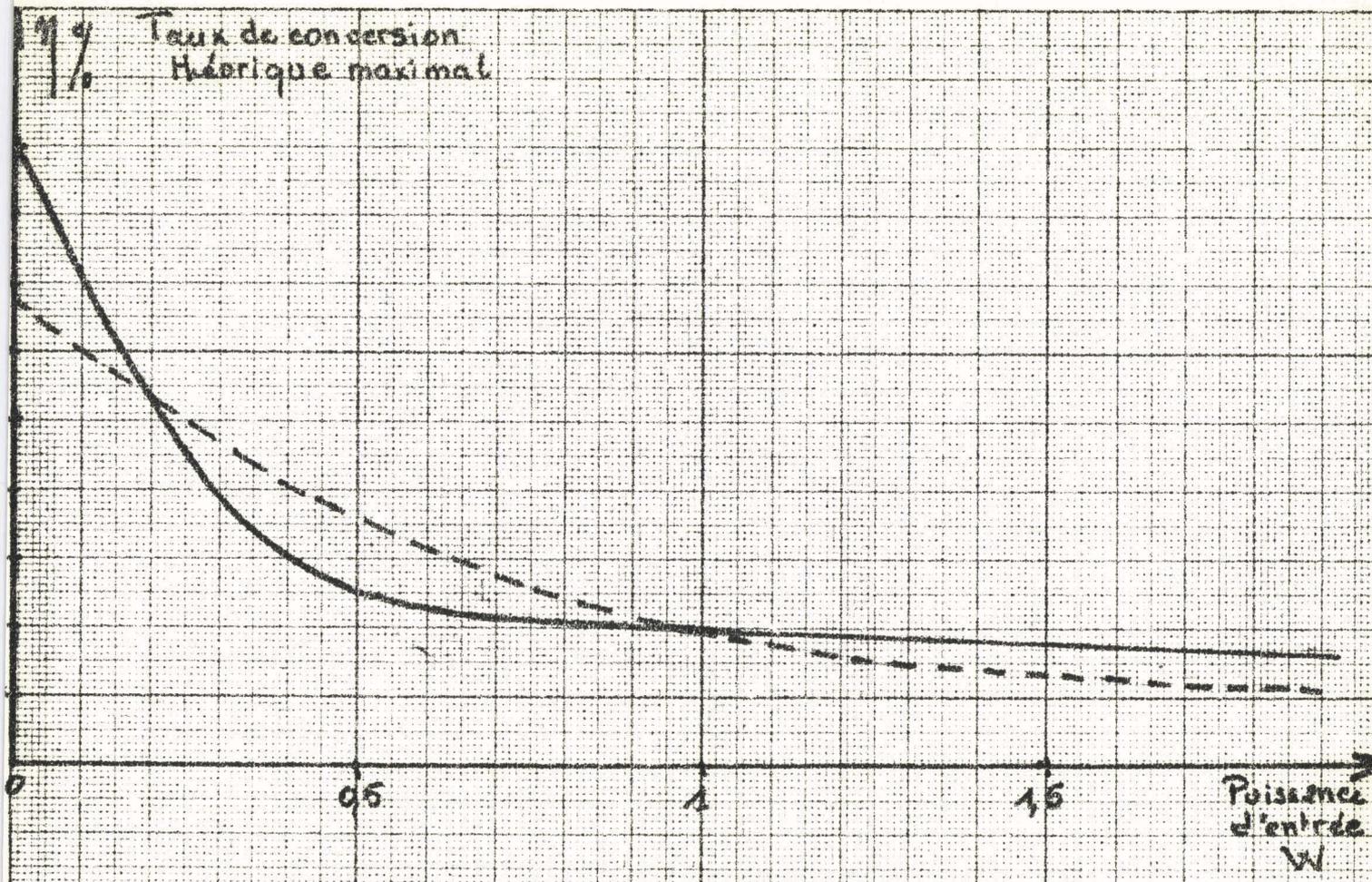


Figure 4

Nous avons par ailleurs tracé la courbe donnant le taux de conversion utile en fonction du courant de polarisation I_0 pour des champs $E_1 = E_{10} = 10^5$ V/cm. On voit que ce rendement est maximum pour I_0 voisin de 220mA, qui est la valeur du courant d'avalanche, ce qui est conforme à la théorie.

Pour poursuivre des études dans ce domaine, il nous semble logique d'utiliser l'équation de READ modifiée, en ajustant correctement les paramètres M et τ_γ , et de ne se servir de la méthode de discrétisation qu'à titre de vérification dans les cas intéressants.

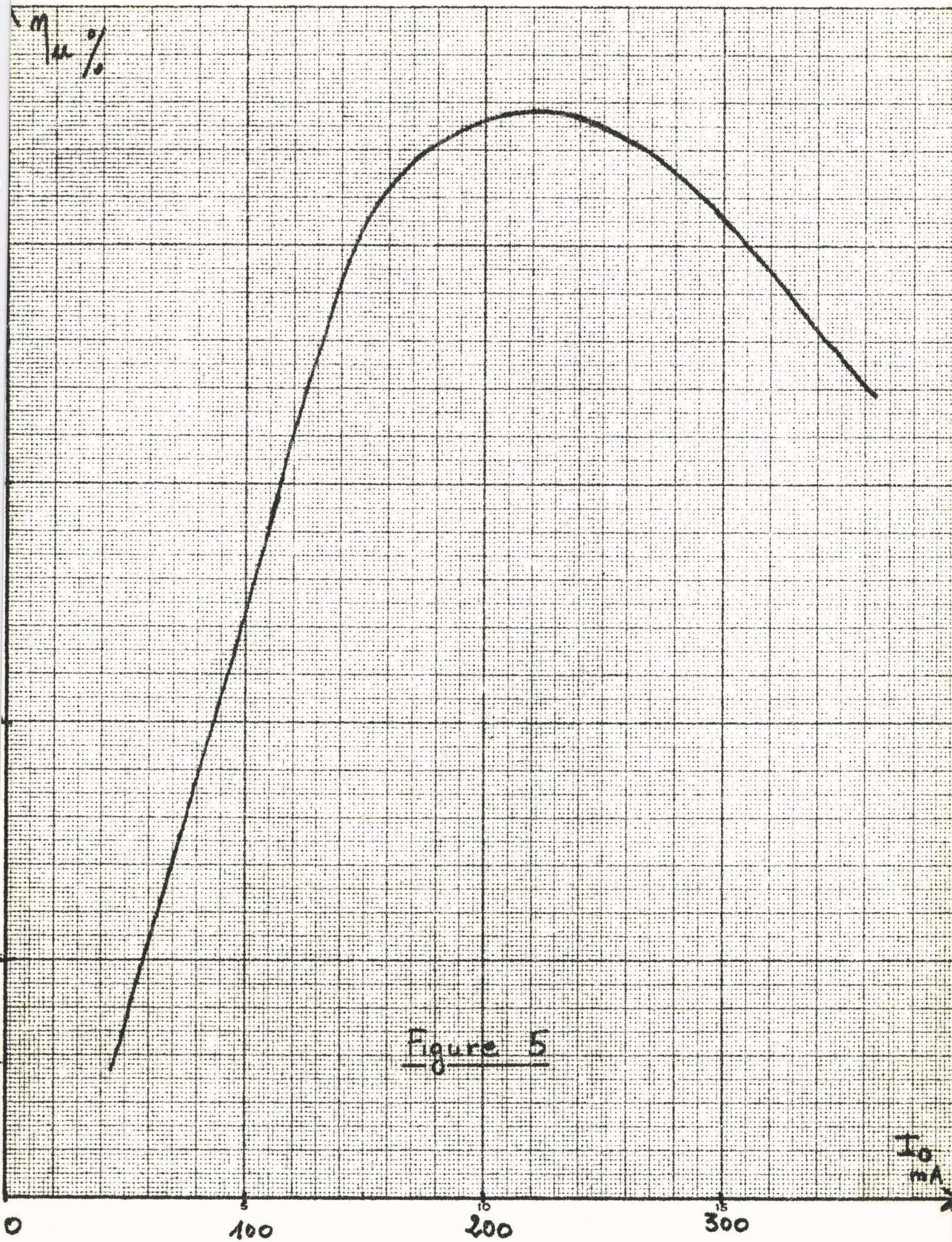


Figure 5

II. ETUDE EXPERIMENTALE

II.1. Etude expérimentale de l'influence du temps de transit des porteurs dans la zone d'avalanche

Dans l'étude théorique précédente, nous avons vu que l'on pouvait tenir compte de l'influence du temps de transit des porteurs dans la zone d'avalanche en affectant un retard supplémentaire τ_Y au courant de conduction. Cet élément a une influence considérable sur les performances des multiplicateurs en haute fréquence comme l'a montré M. VANBORREN⁽⁵⁾. Sa valeur exacte reste encore mal connue.

Ce retard τ_Y est évidemment une fonction du temps de transit τ_δ , mais dépend également du profil de la jonction et du rapport entre les taux d'ionisation des électrons et des trous. Certains auteurs, dont A.S. TAGER⁽¹⁰⁾ ont admis que τ_Y variait avec le niveau du champ appliqué. A cet effet nous allons utiliser la théorie de l'impédance présentée par E. ALLAMANDO⁽⁹⁾ pour déduire τ_Y de mesures hyperfréquences effectuées en régime non linéaire ($Y < 6$).

En régime linéaire la zone d'avalanche est équivalente à une self pure $L\delta_1$, si l'on ne tient pas compte du temps de transit des porteurs. L'existence du terme τ_Y a pour conséquence l'introduction d'une résistance négative $R''\delta_1$ en série avec $L\delta_1$ (fig.8.a.).

En régime non linéaire $L\delta_1$ est légèrement modifiée ainsi que $R''\delta_1$ et il apparaît en plus une résistance positive $R'\delta_1$ due à la variation de phase du courant de conduction. D'après E. ALLAMANDO⁽⁹⁾, la résistance totale $R\delta_1$ s'exprime par :

$$R\delta_1 = R'\delta_1 + R''\delta_1 = (\sigma' + \sigma'')L\delta_1\omega = \sigma L\delta_1\omega$$

En schéma équivalent parallèle (figure.8.b.), la zone d'avalanche est équivalente à une conductance $G\delta_1$ en parallèle sur une self $L\delta_1 \neq L\delta_1$ car le coefficient de qualité de la diode est important tant que le niveau n'est pas trop élevé, d'où :

$$\sigma = G\delta_1 L\delta_1\omega$$

*manuscrit figure
v. n° 6-14 et...*

avec :

$$\sigma = \left| 1 - \frac{B_2(Y)}{B_1(Y)} \right| \frac{\omega \tau \delta}{32} Y^2 \frac{\psi''}{\psi'^2} + \omega \tau_Y$$

où ψ' et ψ'' sont des dérivées de $\psi(E) = \int_0^\delta \alpha(E) dx$.

En remplaçant Y par sa valeur en fonction de la composante fondamentale de la tension aux bornes de la zone d'avalanche V_{a1} , il vient :

$$\omega \tau_Y = \sigma - \frac{V_{a1}^2}{8\delta^2} \frac{\psi''}{\omega \tau \delta} \left| 1 - \frac{B_3(Y)}{B_1(Y)} \right|$$

Avec des taux d'ionisation de la forme $\alpha = \alpha_0 e^{-b/E}$, ψ'' s'exprime par :

$$\psi'' = \frac{b}{2\bar{E}^3} \left| \frac{b}{2\bar{E}} - 2 \right|$$

où \bar{E} est le champ satisfaisant à la condition d'avalanche.

$$\int_0^\delta \alpha(E) dx = 1 \rightarrow \bar{E} = \frac{b}{2 \log(\alpha_0 \delta)}$$

Donc la connaissance des caractéristiques de la diode et la mesure de $G\delta_1$, $L\delta_1$ permettent la détermination de τ_Y .

Les mesures ont été faites sur des diodes au silicium du type B.O. et plus spécialement sur la diode BO_{22} . Le schéma du banc de mesure est donné figure.6. et celui du schéma équivalent à la diode, utilisé, figure.7.

Nous mesurons les composantes de l'impédance réduite de la diode complète $z = r + jx$ à l'analyseur de réseau HEWLETT PACKARD 8401A. Pour faire les mesures en régime non linéaire nous avons légèrement modifié le dispositif de mesure par l'introduction d'atténuateurs sur les voies "onde incidente" et "onde réfléchie" afin d'étendre sa gamme de fonctionnement.

Par une succession de passage en schéma parallèle, schéma série, nous supprimons dans l'ordre, l'influence de la capacité parasite du boîtier C_B , puis celle de l'impédance série $r_s + jL_s\omega$ et enfin celle de la capacité de la jonction $C\delta$. Ceci permet la détermination de :

$$\sigma = G\delta_1 L\delta_1 \omega$$

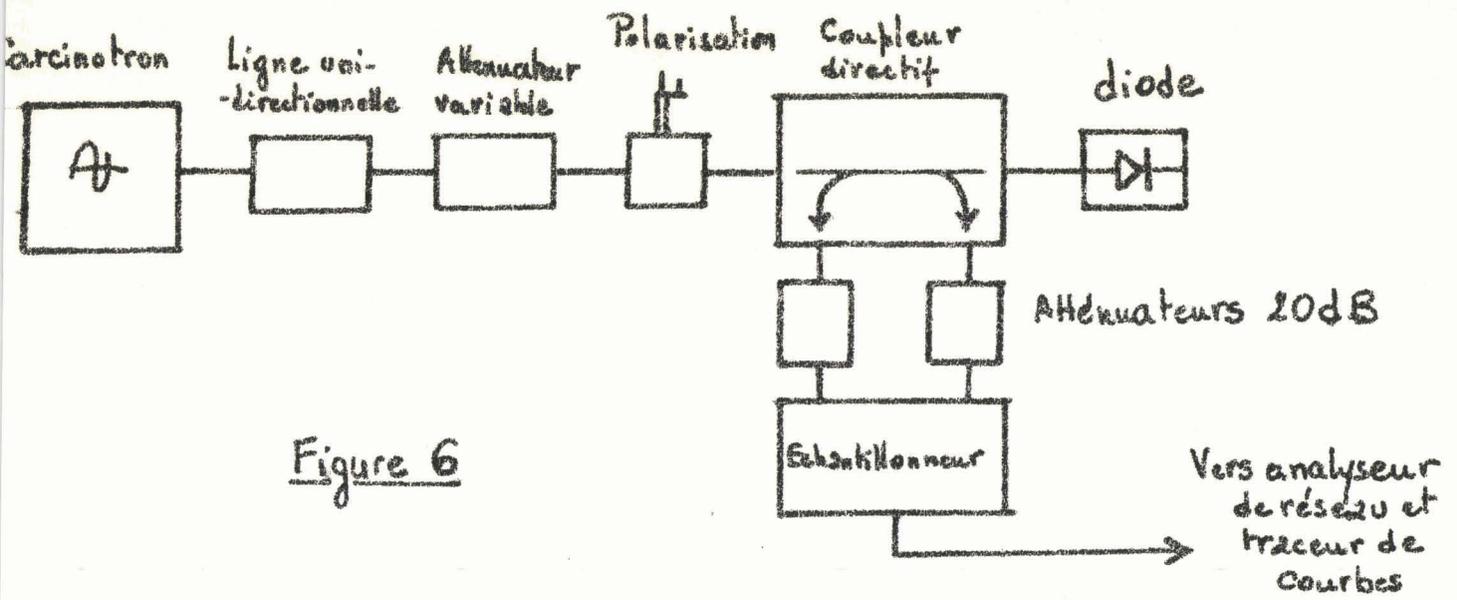
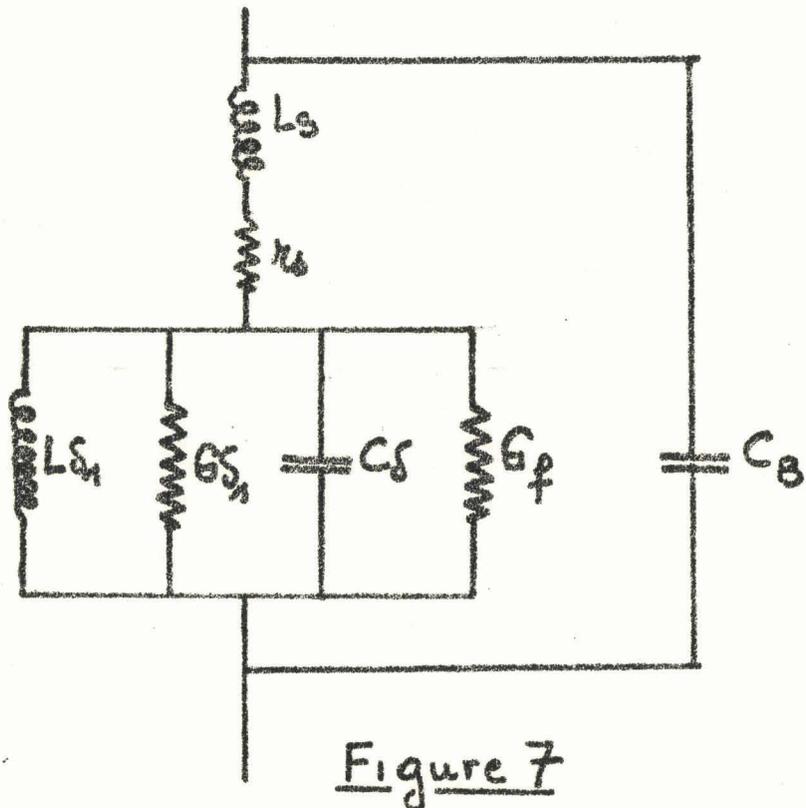
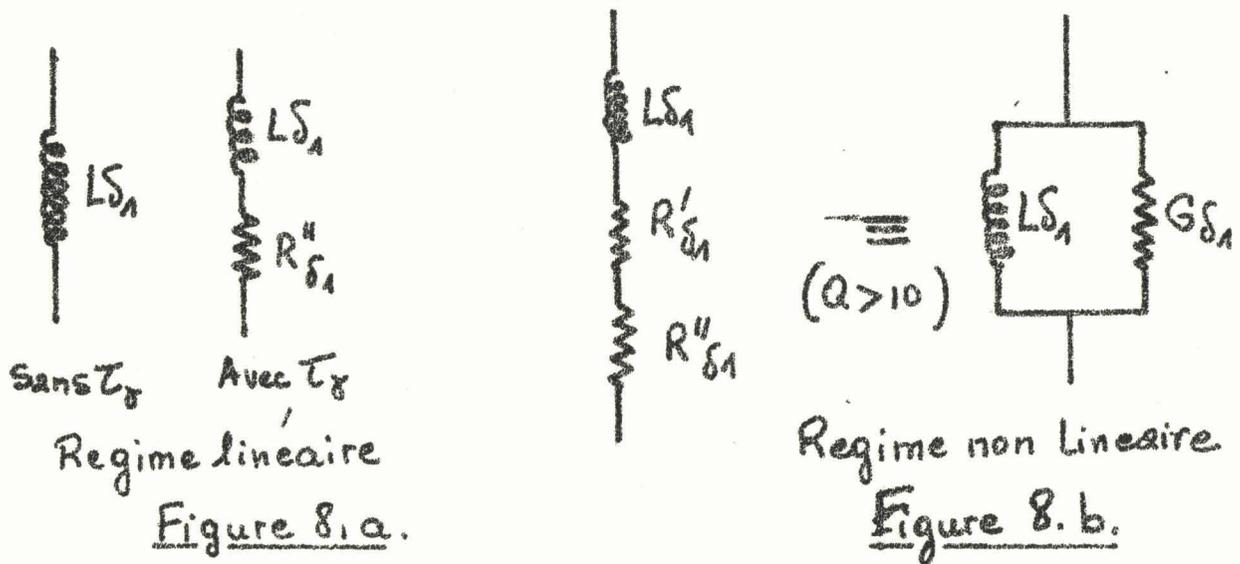


Figure 6



La composante fondamentale de la tension aux bornes de la zone d'avalanche est déterminée à partir de la mesure de la puissance hyperfréquence appliquée à la diode totale par la relation :

$$V_{a1} = 0,316 |1+\rho| \sqrt{P_m W} \times \left| \frac{Z_a}{Z_a + Z_s} \right|$$

où ρ est le coefficient de réflexion présenté par la diode, Z_a l'impédance totale de la zone d'avalanche compte tenu de C_δ et G_f et Z_s l'impédance série $r_s + jL_s\omega$.

Nous avons effectué deux types de manipulation correspondant à deux régimes différents :

. Régime linéaire

Théoriquement en régime linéaire les diodes à avalanche doivent présenter une résistance négative qui devient d'autant plus notable que la fréquence est élevée car c'est le produit $\omega\tau_\gamma$ qui intervient.

En opérant à 7,7GHz nous avons constaté que si c'était le cas pour un certain nombre de diodes, d'autres par contre présentent une résistance positive. Nous expliquons ce phénomène par la présence aux bornes de la zone d'avalanche d'une conductance de fuite G_f positive (dont l'origine n'est pas très bien explicitée) qui vient masquer la résistance négative de la zone d'avalanche. En effet en défalquant cette conductance, que l'on peut déterminer par des mesures en HF (500MHz), on retrouve bien la résistance négative de la zone d'avalanche.

Nous avons donc évalué cette conductance de fuite pour toutes les diodes de la série B.O. et nous avons mesuré la conductance G_δ équivalente à la zone d'avalanche à 7,7GHz, la puissance appliquée à la diode étant très faible ($\neq 100\mu V$).

Nous avons admis que la conductance réelle $G_{\delta 1}$ de la zone d'avalanche était :

$$G_{\delta 1} = G_\delta - G_f$$

Nous avons pris d'autre part comme diamètre des jonctions la valeur moyenne du diamètre des diodes de la série.

Diode	$\sigma'' = \omega \tau_{\gamma}$	Gf	$\eta = \tau \delta / \tau_{\gamma}$
BO ₂	-0,382	0,00615	8
BO ₃	-0,0398	0,005	7,5
BO ₆	-0,049	0,0044	6
BO ₇	-0,0518	0,00307	5,8
BO ₈	-0,06183	0,0029	4,9
BO ₉	-0,0481	0,00526	6,25
BO ₂₁	-0,0043	0,00625	7
BO ₂₂	-0,00607	0,008	5

Les résultats obtenus sont réunis dans ce tableau.

On constate donc qu'en régime linéaire on obtient sensiblement la même valeur de $\tau_{\gamma} / \tau \delta$ pour les diodes de la série : les écarts constatés pouvant être imputables au manque de précision avec laquelle sont connus les diamètres des jonctions.

La valeur moyenne de τ_{γ} est très voisine de $\tau \delta / 6$ en régime linéaire, valeur qui semble en accord avec les évaluations théoriques de A.S.TAGER⁽¹⁰⁾.

. Régime non linéaire

Nous recherchons dans ce cas l'évolution de τ_{γ} en fonction du niveau hyperfréquence appliqué à la diode.

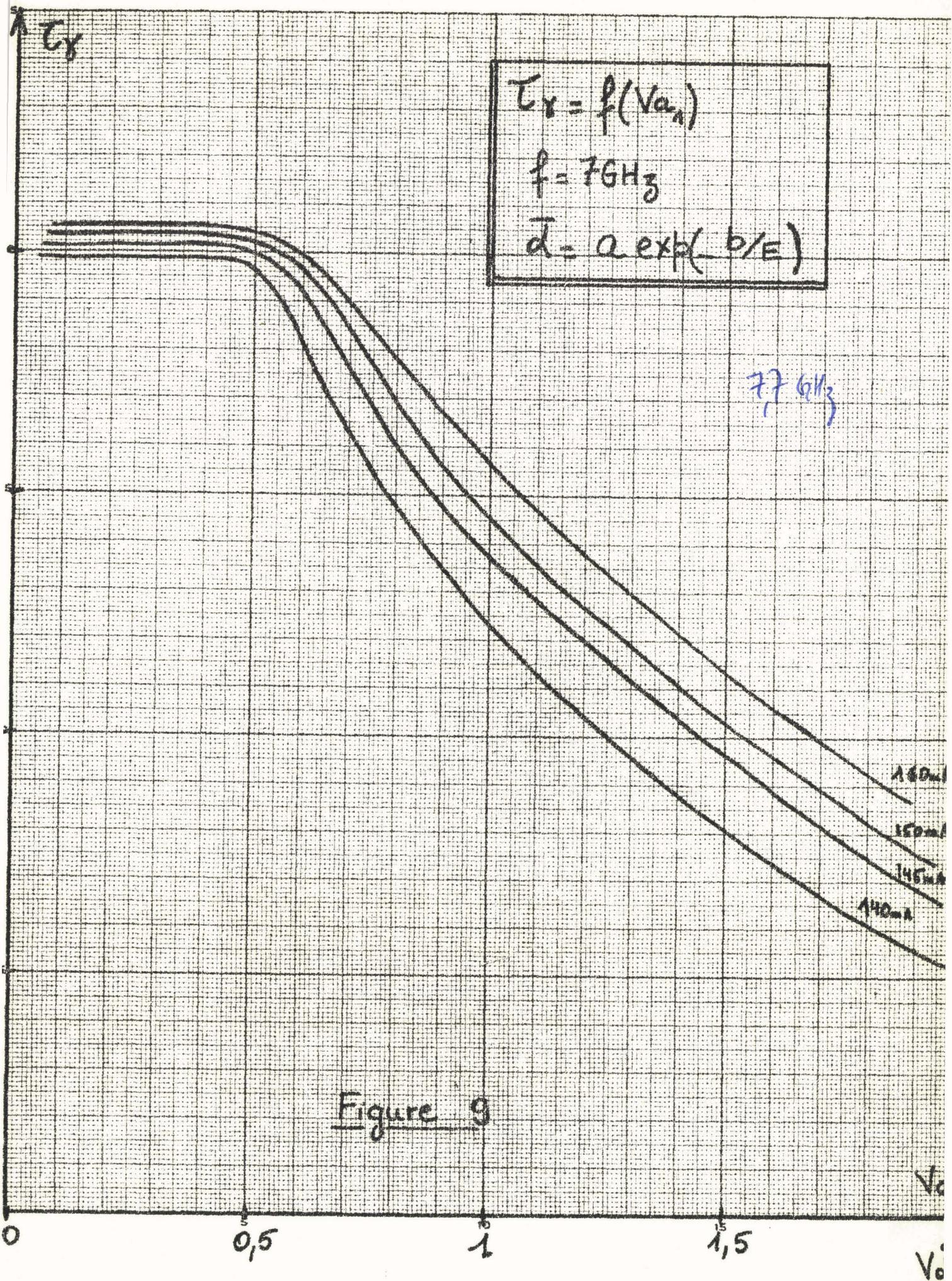
La figure.9. montre les variations de τ_{γ} en fonction de la tension hyperfréquences aux bornes de la zone d'avalanche, pour la diode BO₂₂ dans les conditions suivantes :

$$F = 7,7\text{GHz}$$

$$I_0 = 140; 145; 150; 160\text{mA}$$

On constate deux choses :

- Le facteur τ_{γ} décroît avec le niveau appliqué. Il varie en première approximation de $\tau \delta / 5$ à $\tau \delta / 20$. Cet effet peut être imputé à la variation de charge d'espace avec le niveau.



- Le facteur τ_y croît avec le courant de polarisation de la jonction. 

Le sens de ces variations est en bon accord avec les estimations de A.S. TAGER. Cependant elles ne semblent pas concorder absolument avec les résultats numériques obtenus par ailleurs au laboratoire par I. DOUMBIA et E. ALLAMANDO. Ce point semble mériter une étude plus complète tant du point de vue théorique qu'expérimental.

II.2. Etude de structures hyperfréquences pour multiplication de fréquence à diode à avalanche : premiers résultats obtenus

Nous nous sommes essentiellement intéressés à la multiplication à haut rang d'harmonique entre 3 et 30GHz environ.

La possibilité d'utilisation des propriétés non linéaires d'une diode à avalanche dépend de façon critique de l'interaction entre la diode et le circuit hyperfréquence associé : il faut d'une part que la plus grande partie de la puissance à la fréquence fondamentale soit appliquée à la diode et que d'autre part la diode soit convenablement couplée au circuit hyperfréquence pour la fréquence de sortie. Cette dernière condition est la plus difficile à remplir car l'impédance équivalente des diodes est beaucoup plus faible que l'impédance caractéristique des guides standards utilisés. Ce couplage optimal peut être obtenu en réalisant un guide réduit ou un circuit résonnant localisé au niveau de la diode. En ondes millimétriques ce dernier dispositif présente deux inconvénients majeurs : il demande une grande précision mécanique et est à bande étroite.

Nous allons exposer ici les différentes structures utilisées et leur évolution.

a) Structures pour diodes encapsulées

Nous sommes partis de structures déjà existantes (3,5) dont le schéma de principe est donné figure.10. Ce type de multiplicateur utilise une transition coaxial-guide. Le guide d'onde utilisé est sous dimensionné afin de faciliter l'adaptation d'impédance pour la fréquence de sortie et de concentrer les lignes du champ électrique sur la diode. Un slug $\lambda/4$ évite la réjection du signal de sortie dans le circuit d'entrée.

Comme nous ne disposions pas à l'époque de diodes susceptibles de nous donner de bons résultats en multiplication entre 3 et 30 GHz, nous nous sommes efforcés de définir les paramètres qui influent sur les performances du dispositif.

Nous avons tout d'abord constaté que les meilleurs résultats étaient obtenus lorsque la partie active de la diode était placée au milieu du guide réduit; ce facteur a une influence très importante sur le taux de conversion du dispositif.

Nous avons ensuite essayer de déterminer la position optimale du slug à $\lambda/4$. Les meilleurs résultats ont été obtenus quand le slug arrivait au ras de la face supérieure du guide sous dimensionné sans pénétrer dans le guide.

Nous avons également réalisé une monture utilisant un guide de hauteur standard. Les résultats ont été nettement moins bons l'adaptation s'avérant pratiquement impossible.

En fait le gros inconvénient de ce système réside dans le fait que ce n'est pas la structure qui impose le rang d'harmonique et la fréquence de sortie mais essentiellement la diode et tous ses éléments parasites d'encapsulation. Ceci explique que les résultats sont très différents pour les diodes d'une même série, ayant des caractéristiques identiques.

Le tableau ci-dessous résume l'essentiel des résultats obtenus avec ces structures :

Diode	Diamètre de la jonction μ	Fréquences GHz	Courant mA	Puissance de sortie mW	Taux de conversion%
BO ₁₈	200	3 - 30	195	3,5	1,2
BO ₂₂	250	3 - 30	220	5	3
BO ₂₃	230	3,3 - 33	270	5	1,5
BTA ₂	50	3,3 - 33	285	18	7
BTA ₁₄	50	3,3 - 33	260	7	5

On voit que la première série B.O. du fait des diamètres importants n'a pas pu fournir de résultats intéressants.

La série des BTA de petit diamètre a permis d'obtenir des résultats du même ordre de grandeur que ceux annoncés par G. VANBORREN⁽⁵⁾. Il n'y a donc eu pratiquement aucune amélioration avec ce type de monture.

b) Structures pour diodes non encapsulées

Les problèmes rencontrés dans les réalisations précédentes et la modestie des résultats obtenus nous ont amené à envisager l'utilisation de diodes non encapsulées. En effet, à cause de l'encapsulation l'influence de la résistance série est plus importante. D'autre part l'impédance présentée par la self série est si grande en ondes millimétriques qu'elle joue pratiquement le rôle de self de choc et limite sérieusement le couplage : l'excitation du guide devient quasiment du type optique comme le montre l'influence de la position de la diode sur les performances.

L'utilisation de diodes non encapsulées pose de nombreux problèmes : le plus délicat réside dans la prise du contact électrique sur une pastille de semiconducteur de très faible dimension (50 μ de diamètre sur 20 de haut). Il faut en effet que l'élément de prise de contact puisse

être appliqué doucement sur la diode sans l'écraser, tout en assurant un contact électriquement bon. Ceci nécessite une partie mobile dont on puisse régler la hauteur à quelques microns près et qui n'exerce pas une force supérieure à une vingtaine de grammes. Enfin il est ~~est~~ nécessaire que ce contact reste stable, même si la diode s'échauffe fortement, ce qui est le cas dans les régimes de fonctionnement utilisés. Signalons également que vu leur mode de fabrication les diodes se présentent rarement de façon correcte : les pastilles de silicium sont soudées sur leur pilier par un procédé qui ne garantit ni un bon centrage ni une surface plane. Si le premier problème semble résolu les deux autres ne le sont que de façon partielle et inégale dans les deux types de réalisation dont nous allons parler. La partie mobile est réalisée comme l'indique la figure.11., et nous l'avons adaptée aux deux types de montures suivantes :

1) Monture à lame : figure.12.

Nous avons essayé de concilier la réalisation d'un guide sous dimensionné à transition très progressive et l'obtention d'un contact souple, de bonne qualité électrique : nous utilisons une lame au bronze au béryllium de $2/10^\circ$ d'épaisseur et de 3,5mm de large ; elle a été recouverte au préalable de couches successives de chrome, de cuivre et d'or afin de diminuer les pertes hyperfréquences. La lame est montée sur un slug $\lambda/4$ par lequel est appliqué le signal d'entrée et la tension de polarisation. Le découplage entre la lame et le guide bande Q est assuré par de petites lamelles de mica dont l'épaisseur a été choisie afin d'obtenir une capacité suffisamment faible ($< 0,2\text{pf}$) pour ne pas court-circuiter le signal d'entrée et permettre une bonne liaison à la fréquence de sortie.

2) Monture à "cap" : figure.13.

Le "cap" agit comme un transformateur d'impédance large bande entre la diode et le guide d'onde⁽¹¹⁾. Le volume résonnant sous le "cap" se comporte pratiquement comme une cavité cylindrique en mode $\text{TM}_{0,1,0}$ dont la fréquence de résonance est donnée par :

$$\lambda = \frac{2\pi a}{2,405} \quad \text{a étant le rayon du cap}$$

Plusieurs auteurs ont étudié ce dispositif⁽¹¹⁾ : nous rappellerons brièvement leurs conclusions. Grâce à la réalisation d'un modèle à échelle plus importante, ils ont pu mesurer l'impédance ramenée au niveau de la diode par l'ensemble du dispositif. Si l'on représente sur l'abaque

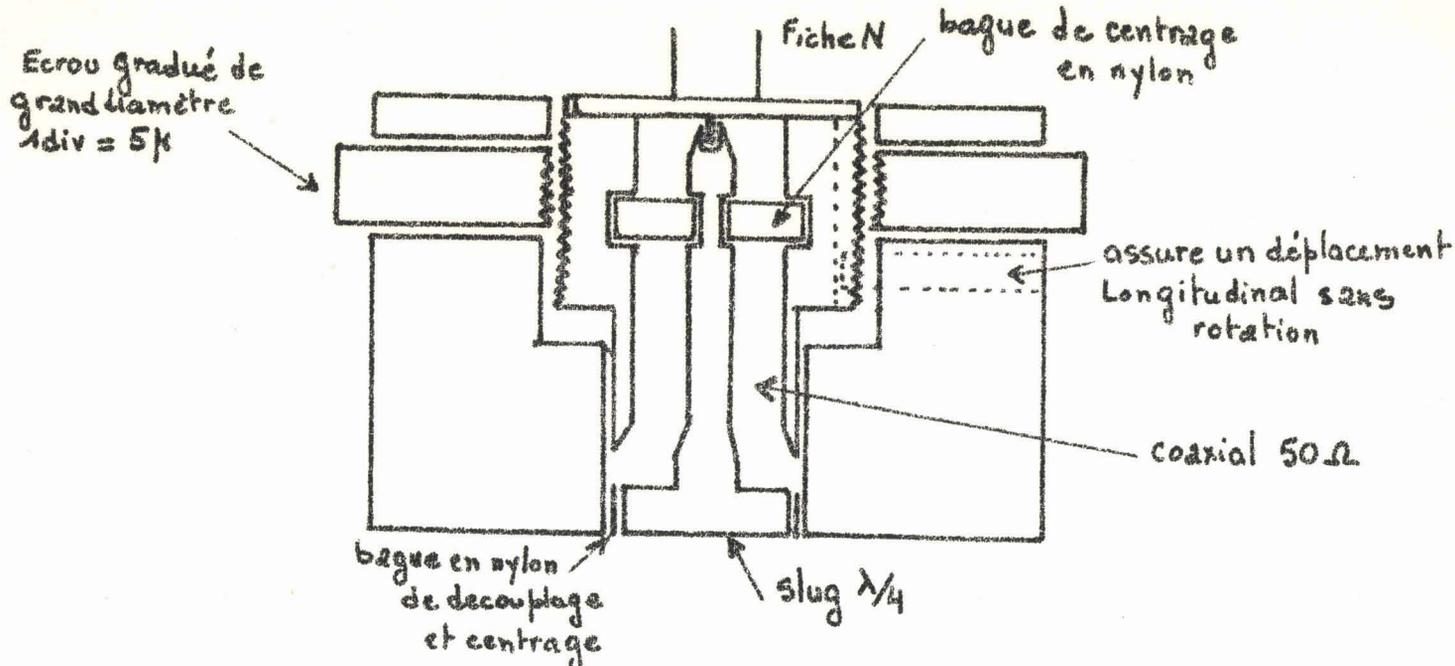


Figure 11

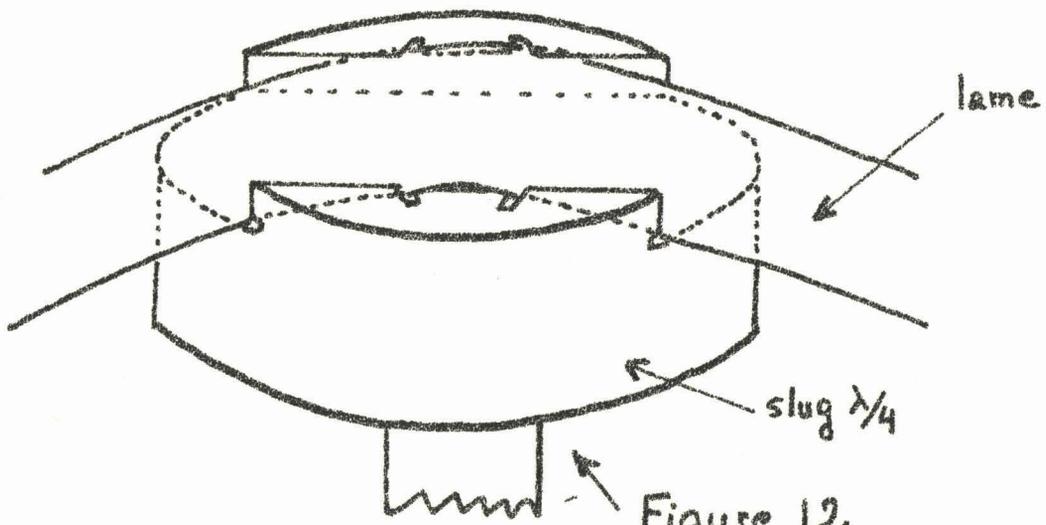


Figure 12

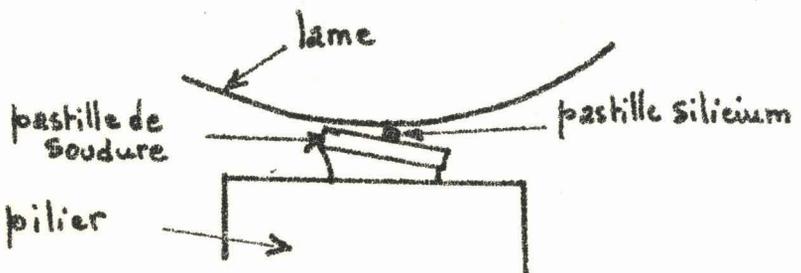
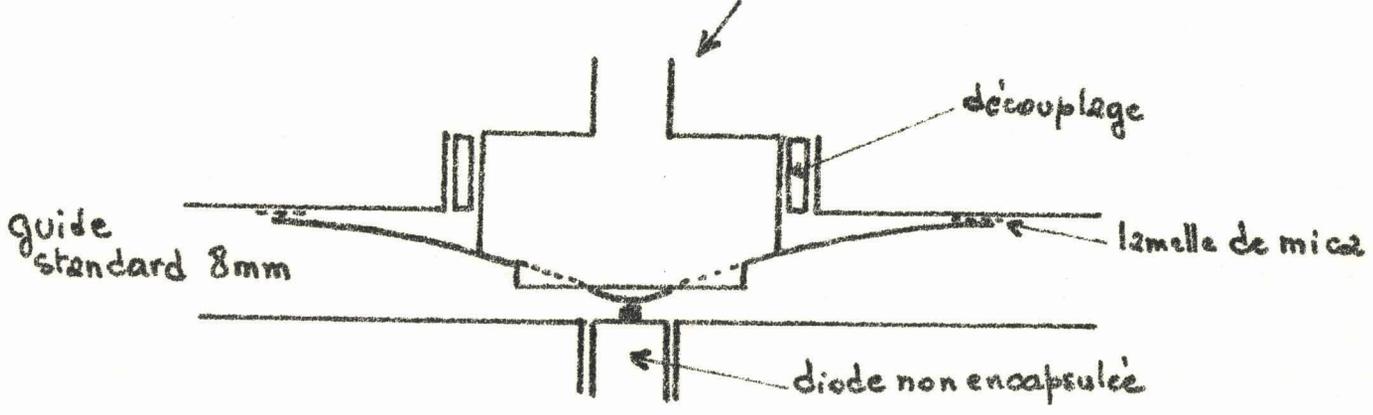


Figure 15

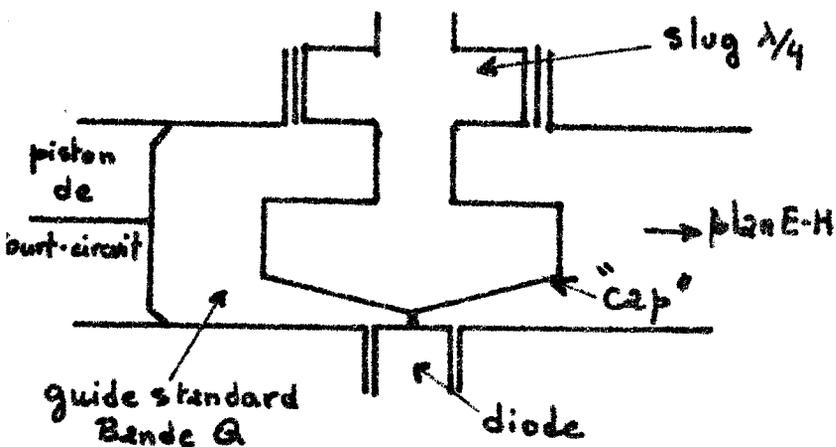


Figure 13

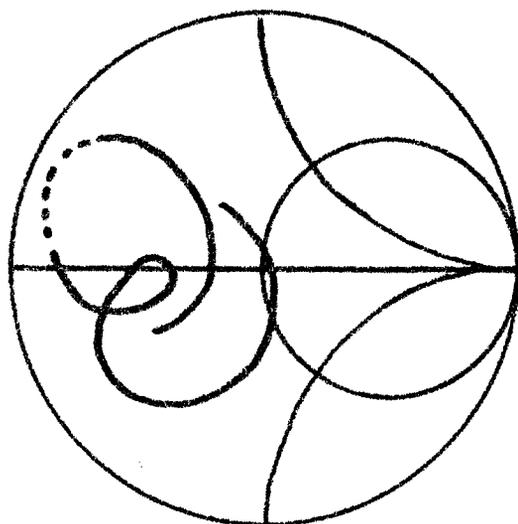


Figure 14

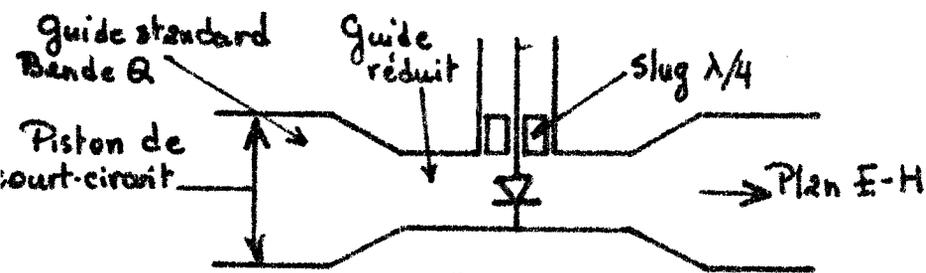


Figure 10

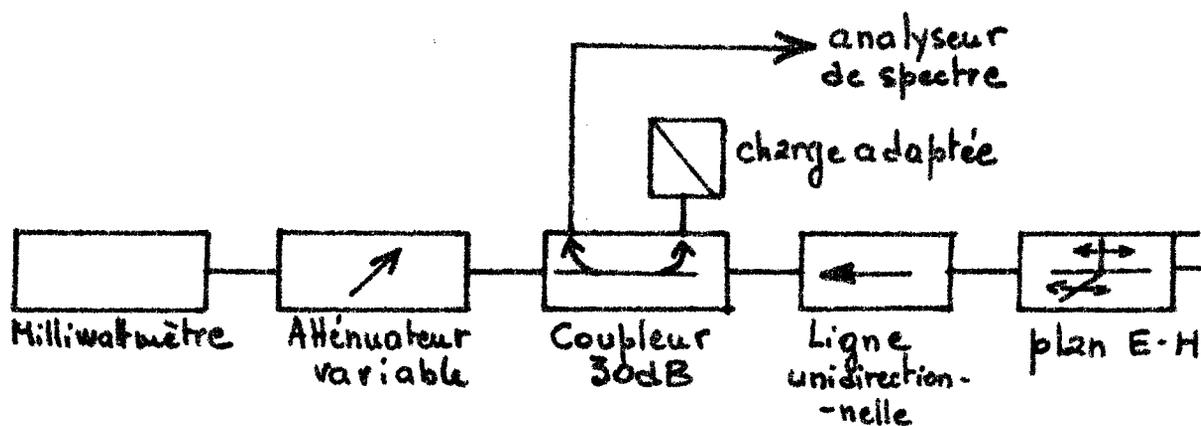
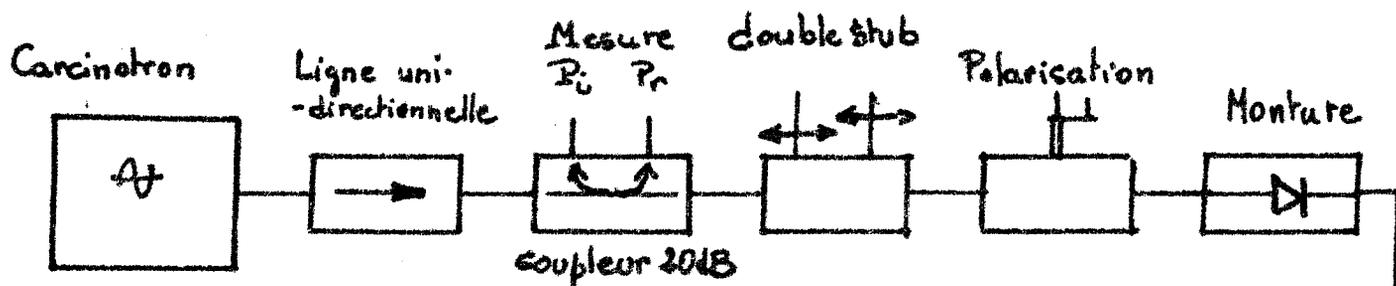


Figure 16

de Smith l'impédance vue par la diode en fonction de la fréquence, on a une courbe de la forme indiquée figure.14. On voit que dans la zone en pointillés, la partie réelle de cette impédance pourra être du même ordre de grandeur que la résistance négative présentée par la diode à la fréquence harmonique considérée : on pourra donc recueillir un signal à cette fréquence.

Ce dispositif est à large bande car le déplacement du piston de court-circuit ne modifie pratiquement pas l'allure du lieu de l'impédance mais décale par contre l'échelle des fréquences.

Ce dispositif est d'ailleurs susceptible de plusieurs utilisations : multiplication de fréquence pure, oscillation pure ou mode hybride. On peut en effet renforcer l'oscillation par l'application d'un signal de fréquence sous harmonique.

La surface du "cap" en contact avec la diode n'est pas plate mais légèrement conique : ceci permet d'améliorer le couplage entre la diode et le guide par l'intermédiaire du champ électrique sensiblement perpendiculaire à la surface du "cap".

c) Résultats

Les résultats obtenus avec ces structures sont pour l'instant surtout qualitatifs :

. L'utilisation du dispositif à lames souples nécessite de disposer de diodes absolument plates. En effet la figure.15. illustre les deux problèmes rencontrés : suivant l'angle d'inclinaison de la pastille de soudure sur laquelle est montée la diode on obtient soit un court-circuit, soit un arc électrique à la mise en tension. Nous avons cependant pu vérifier pour des diodes relativement plates que ce système permettait d'obtenir de bons contacts non destructifs pour la pastille de semiconducteur en régime statique. Nous n'avons pu effectuer que quelques essais de multiplication de fréquence et les résultats ne sont guère encourageants, les taux de conversion étant de l'ordre de un pour cent. Cependant dans ces expériences la lame n'avait pas été traitée et nous pensons que les pertes hyperfréquences sont en partie responsables de ces mauvais résultats. Nous pensons de plus dans l'avenir modifier le dispositif de façon à ce que la lame occupe une plus grande largeur du guide.

. L'utilisation de la structure à "cap" impose des conditions plus draconiennes à la géométrie des diodes : elle nécessite des diodes plates et parfaitement centrées.

Nous avons réalisé deux types de "cap" différents :

- . Réalisation à partir d'un matériau unique, laiton ou cuivre
- . Présence d'une pastille d'indium à son extrémité en contact avec la diode.

L'utilisation du premier système entraîne une contrainte mécanique importante sur le semiconducteur et des risques de destruction à la prise de contact. Dans le deuxième cas, à cause de la présence du métal mou, ces risques sont minimes ; par contre les courants d'utilisation sont plus faibles que pour une diode encapsulée. Plusieurs diodes ont été détruites à 50mA. Il semble que l'élévation de température au niveau du contact entraîne un ramollissement important de l'indium : la pastille de semiconducteur s'enfonce dans le "cap" et la jonction se trouve en court-circuit. Cette structure cependant présente un intérêt certain : avec des courants de polarisation beaucoup plus faibles (60mA au lieu de 200) nous sommes arrivés à des taux de conversion identiques à ceux obtenus par G. VANBORREN, soit environ 7%. Or nous avons constaté que la puissance de sortie augmentait quasi linéairement avec le courant, à puissance d'entrée constante, ce qui nous laisse espérer des taux de conversion supérieurs à 20% à 200mA. Par ailleurs nous devons signaler que la structure ne présente plus de fréquence préférentielle et que les résultats semblaient identiques pour des fréquences d'entrée variant de 2,5 à 4GHz. Le problème qui reste à résoudre pour augmenter la puissance du dispositif est celui du maintien du contact à courant élevé.

Pour vérifier le fonctionnement de cette structure nous l'avons quelque peu modifiée pour pouvoir l'utiliser avec des diodes encapsulées.

d) Utilisation d'une monture à cap avec des diodes encapsulées

Le schéma du banc de mesure est donné figure.16. Le cap utilisé a un diamètre de 5mm, ce qui correspond théoriquement à une fréquence de résonance de 45GHz. Les diodes utilisées sont du type BV_{α} , (diamètre : 50 μ , épaisseur de la jonction : 0,8 μ , tension d'avalanche : 30V, silicium).

Nous avons fait un grand nombre de manipulations avec ce dispositif et nous avons obtenu les trois types de régime signalés précédemment :

. Régime d'oscillation pure

On règle les différents dispositifs d'accord et le courant de polarisation pour avoir le maximum de puissance. Les puissances obtenues

sont de l'ordre de 15 à 16mW pour un courant de 140mA. La fréquence d'oscillation dépend étroitement de la position du court-circuit comme indiqué figure.17. Ceci est en bon accord avec les prévisions théoriques.

. Régime de multiplication pure

On modifie les réglages afin de ne plus avoir d'oscillation, et on applique une puissance d'entrée variable. La courbe représentée figure.18. est un exemple typique des résultats obtenus par multiplication par 10. Pour une fréquence d'entrée de 2,95GHz on peut obtenir une puissance de 43mW à 29,5GHz avec un taux de conversion de 16,5%. Les taux de conversion obtenus sont très supérieurs à tous les résultats antérieurs.

. Régime hybride

Nous avons essayé de renforcer le régime d'oscillation en appliquant à la diode un signal à une fréquence sous harmonique. La diode oscillant à 26,5GHz et délivrant une puissance de 15,5mW pour un courant de 145mA, on lui applique un signal de fréquence 2,65GHz et en ajustant convenablement son niveau nous avons obtenu 98mW à 26,5GHz, la puissance d'entrée étant de 250mW environ.

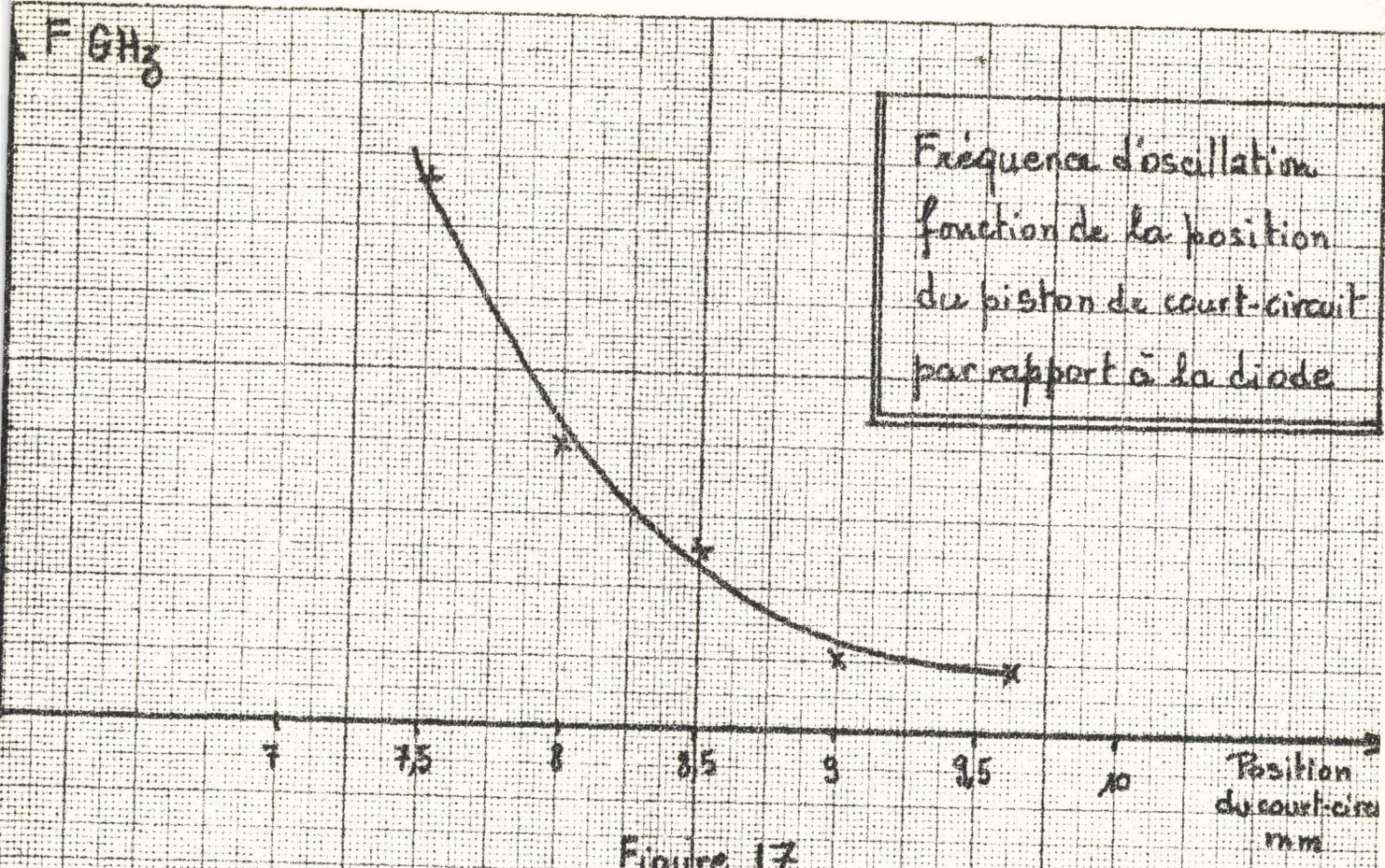


Figure 17

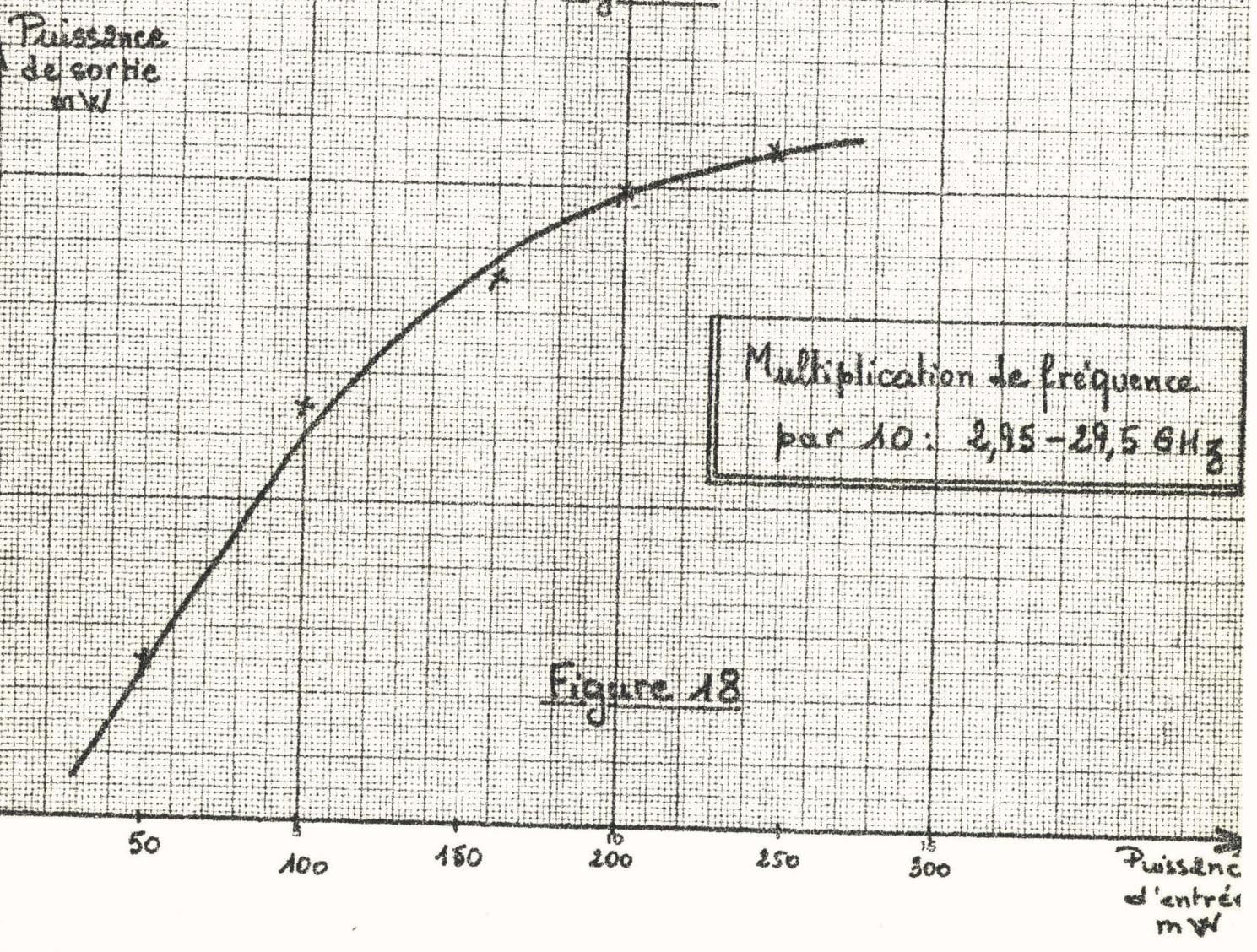


Figure 18

C O N C L U S I O N

Les résultats obtenus, tant théoriques qu'expérimentaux semblent suffisamment intéressants pour envisager des développements importants de ce sujet de recherche.

D'un point de vue théorique, il semble nécessaire d'entreprendre une étude systématique pour optimiser les différents paramètres des diodes, tension d'avalanche, surface des jonctions ... Par ailleurs l'étude comparative des différents matériaux, en particulier arséniure de gallium et silicium devra être poursuivie. Dans ce but, il semble que les modèles théoriques dont nous disposons soient relativement satisfaisants et permettent d'effectuer correctement cette étude.

D'un point de vue expérimental, la supériorité des structures à diodes non encapsulées n'étant absolument pas prouvée, il semble nécessaire de continuer à travailler avec les deux types de dispositifs pour effectuer un choix valable. Enfin nous devons essayer d'autres matériaux en particulier l'arséniure de gallium et améliorer la qualité des structures hyperfréquences dont l'influence sur les performances est déterminante.

ANNEXE. 1.

CALCUL DES COURANTS DE CONDUCTION EN REGIME SINUSOIDAL ET EN REGIME PERIODIQUE

a) Régime sinusoïdal

$$I(t) \neq I_{00} e^Y e^{-Y \cos \omega t} (1 - Z \sin 2\omega t)$$

posons $\theta = \omega t$.

Ecrivons que la valeur moyenne de ce courant est I_0 courant continu de polarisation :

$$I_0 = \frac{1}{T} \int_{\theta}^{\theta+T} I(\theta) d\theta$$

nous en tirons :

$$I_{00} = \frac{e^{-Y} I_0}{B_0(Y)}$$

où B_0 est la fonction de Bessel modifiée de première espèce et d'ordre 0.
D'où :

$$I'(t) = \frac{I_0}{B_0(Y)} e^{-Y \cos \theta} (1 - Z \sin 2\theta)$$

La composante fondamentale en phase avec le champ électrique est :

$$I'_{1r} = \frac{2}{T} \int_{\theta}^{\theta+T} I'(t) \sin \theta d\theta$$

si nous prenons un champ de la forme : $E = E_0 + E_1 \sin \theta$

d'où l'expression de I'_{1r} :

$$I'_{1r} = \frac{I_0}{B_0(Y)} \times Z |B_1(Y) - B_3(Y)|$$

où les B_n sont les fonctions de Bessel modifiées de première espèce et d'ordre n .

b) Régime périodique

Nous prenons un champ de la forme :

$$E = E_0 + E_1 \sin \theta + E_{10} \sin(n\theta + \phi_n)$$

Le courant de conduction s'écrit :

$$I''(\theta) = I_{oo} e^{-(Y+Y_n)} e^{-\left[Y \cos \theta + Y_n \cos(n\theta + \phi_n) \right]} \times e^{-Z \sin 2\theta + Z_n \sin(2\theta + 2\phi_n)}$$

$$Y_n = \frac{Y}{n} \ll 1$$

$$Z_n = \frac{Z}{n} \lll 1$$

Un développement limité au premier ordre des exponentielles donne :

$$I''(\theta) \neq I_{oo} e^{-(Y+Y_n)} e^{-Y \cos \theta} \left(1 - \frac{Y}{n} \cos(n\theta + \phi_n) \right) \times (1 - Z \sin 2\theta)$$

soit :

$$I''(\theta) \neq I_{oo} e^{-(Y+Y_n)} e^{-Y \cos \theta} \left| 1 - Z \sin 2\theta - \frac{Y}{n} \cos(n\theta + \phi_n) \right|$$

Ecrivons que la valeur moyenne de ce courant est I_o , il vient alors :

$$I_{oo} = I_o e^{-(Y+Y_n)} \times \frac{1}{B_o(Y) + (-1)^n \frac{Y}{n} \cos \phi_n B_n(Y)}$$

d'où le courant de conduction :

$$I''(\theta) = \frac{I_o e^{-Y \cos \theta}}{B_o(Y) + (-1)^{n+1} B_n(Y) \times \frac{Y}{n} \cos \phi_n} \times \left| 1 - Z \sin 2\theta - \frac{Y}{n} \cos(n\theta + \phi_n) \right|$$

La composante fondamentale de ce courant en phase avec le champ, s'écrit en tenant compte du temps de transit des porteurs dans la zone d'avalanche :

$$I''_{1r} = \frac{2}{T} \int_{\theta}^{\theta+T} I''(\theta) \times \sin|\theta - n\omega\tau_Y| d\theta$$

Le calcul de cette intégrale nous donne :

$$I''_{1r} = 2B_1(Y) \sin(n\omega\tau_Y) + Z |B_1(Y) - B_3(Y)| - \frac{Y}{n} \left| \cos \phi_n \sin(n\omega\tau_Y) \times \right. \\ \left. |B_{n-1}(Y) + B_{n-1}(Y)| + \sin \phi_n \cos n\omega\tau_Y \times |B_{n-1}(Y) - B_{n+1}(Y)| \right|$$

Comme le déphasage $n\omega\tau_Y$ est faible, nous prendrons :

$$\cos(n\omega\tau_Y) \neq 1$$

$$\sin(n\omega\tau_Y) \neq n\omega\tau_Y$$

d'où :

$$I''_{lr} = 2n\omega\tau_\gamma B_1(Y) + Z|B_1(Y) - B_3(Y)| \\ - \frac{Y}{n} \{ n\omega\tau_\gamma \cos\phi_n |B_{n+1}(Y) + B_{n-1}(Y)| + \sin\phi_n |B_{n-1}(Y) - B_{n+1}(Y)| \}$$

D'où le taux de conversion :

$$\eta = 1 - \frac{I'_{lr}}{I''_{lr}}$$

$$\eta = \frac{1 + (-1)^{n+1} \frac{Y}{n} \cos\phi_n \frac{B_n(Y)}{B_0(Y)}}{1 + 2n\omega\tau_\gamma \frac{B_1(Y)}{Z|B_1(Y) - B_3(Y)|} + (-1)^{n+1} \frac{Y}{nZ} \left| n\omega\tau_\gamma \cos\phi_n \frac{B_{n+1}(Y) + B_{n-1}(Y)}{B_1(Y) - B_3(Y)} + \sin\phi_n \frac{B_{n-1}(Y) - B_{n+1}(Y)}{B_1(Y) - B_3(Y)} \right|}$$

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



- (1) G. SALMER, M. LEFEBVRE, E. ALLAMANDO, G. VANBORREN
Effets non linéaires dans un semiconducteur en régime d'avalanche
C.R. Acad. Sci. fr., 1969
- (2) G. VANBORREN, Etude des transferts de puissance d'un signal fondamental à ses harmoniques dans un semiconducteur en régime d'avalanche
D.E.A., LILLE, 1969
- (3) E. ALLAMANDO, G. SALMER, G. VANBORREN
Théorie analytique et numérique de la génération de courants harmoniques dans un semiconducteur en avalanche
Contrat D.G.R.S.T., n°69.02.044, Annexes I, II, III
- (4) G. SALMER, E. ALLAMANDO, E. CONSTANT
Multiplication de fréquence par diode à avalanche
Publication M.O.G.A., Septembre 1970
- (5) G. VANBORREN, Multiplication de fréquence dans un semiconducteur en régime d'avalanche
Thèse 3ème Cycle, LILLE, 1971
- (6) E. ALLAMANDO
Thèse de Doctorat d'Etat, à paraître
- (7) J. PRIBETICH
Thèse 3ème Cycle, à paraître
- (8) E. ALLAMANDO, E. CONSTANT, G. SALMER, A. SEMICHON
Propriétés hyperfréquences des diodes à avalanche. Mode d'oscillation
Acta Electronica, 12, 3 Juillet 1969, pp.211-253
- (9) E. ALLAMANDO, Etude théorique et expérimentale de la puissance hyperfréquence délivrée par un semiconducteur en avalanche
Thèse 3ème Cycle, LILLE, 1968
- (10) A.S. TAGER, Diode ATT et leur utilisation en hyperfréquences
Soviet Phys., Uspekhi, Vol.9, n°6, mai-juin 1967, pp.892-912
- (11) T. MISAWA, N.D.KENYON, An oscillator circuit with cap structures for millimeter wave IMPATT diodes
I.E.E.E. Trans. on microwave theory and techniques, Vol.MTT-18, n°11, Nov. 1970, pp.969-970