

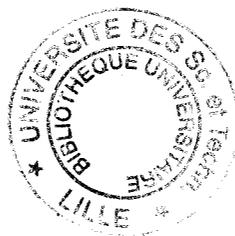
Diplome d'Etudes Approfondies en Sciences Physiques..

Mention ; ELECTRONIQUE.

ETUDE EXPERIMENTALE DES DIODES A INJECTION

THERMO-IONIQUE ET TEMPS DE TRANSIT

EN HYPERFREQUENCES..



Par Didier MEIGNANT

Maitre ès Sciences

Lille, le 9 juillet 1973

SOMMAIRE

INTRODUCTION

I - CARACTERISTIQUES BASSE FREQUENCE

I.1. Caractéristique I(V) d'une diode P⁺N P⁺

I.1.1. Principe de fonctionnement

I.1.2. Mécanisme d'injection

I.2. Capacité fonction de la tension

I.3. Résistance de charge d'espace R_c

I.3.1. Evolution de R_c fonction du courant

I.3.2. Détermination de la surface

II - PROPRIETES HYPERFREQUENCES

II.1. Impédance hyperfréquence petits signaux

II.1.1. Mesures

II.1.1.1. Schéma équivalent

II.1.1.2. Principe de la mesure de l'impédance

II.1.1.3. Résultats expérimentaux

II.1.2. Interprétation

II.1.2.1. Expression théorique de l'impédance de la diode
non encapsulée

II.1.2.2. Analyse des résultats

II.2. Impédance hyperfréquence non linéaire

II.2.1. Principe de mesure

II.2.2. Impédance non linéaire

II.2.3. Puissance émise et rendement

II.2.4. Effet de rectification.

CONCLUSION

INTRODUCTION

Depuis plusieurs années, les recherches sont orientées vers la réalisation d'un générateur hyperfréquence à l'état solide de performances comparables à celles des diodes à avalanche, mais dont le bruit soit plus faible. Ce bruit, dont l'origine est liée au mécanisme d'injection de porteurs dans une zone de transit, peut être notablement réduit en utilisant des types d'émission moins bruyants.

Différentes solutions ont été proposées telles que l'effet tunnel (12) et l'effet d'injection thermo-ionique (13). Des considérations technologiques et de récents résultats expérimentaux (2)(5)(14) nous ont amenés à étudier ce dernier type d'émission.

Le principe de fonctionnement de cette diode est analogue à celui des diodes ATT. Sous certaines conditions, le temps de transit des porteurs provoque un déphasage de π entre le courant et la tension et une résistance négative prend alors naissance.

Les diodes étudiées ici ont un profil de concentration variable $P^+N_0P^+$, cette structure devant nous donner les meilleurs résultats en grands signaux. Nos échantillons ont été réalisés par THOMSON CSF.

Ce rapport constitue un compte rendu de l'étude expérimentale de telles structures. L'étude quantitative théorique a exigé des calculs sur ordinateur qui ne seront pas décrits ici.

Dans une première partie, nous avons étudié les caractéristiques basse fréquence de la diode pour en déduire les paramètres de la structure semi-conductrice.

Dans une deuxième partie, nous donnons l'évolution de l'impédance hyperfréquence en petits et grands signaux avec une interprétation à partir d'une équation simplifiée.

I - CARACTERISTIQUES BASSE FREQUENCE

I.1. Caractéristique courant-tension d'une diode P⁺N P⁺

I.1.1. Principe de fonctionnement

Considérons une structure bipolaire symétrique P⁺N P⁺ sous l'action d'une polarisation extérieure, le champ électrique sera déterminé par la concentration en impuretés ionisées. En effet, d'après l'équation de POISSON, on a :

$$\frac{\partial E}{\partial x} = - \frac{\rho}{\epsilon} = \frac{e N_D}{\epsilon}$$

pour les régions désertées de la partie N.

Nous sommes alors en présence de deux jonctions, l'une en direct (zone désertée la plus faible), l'autre en inverse.

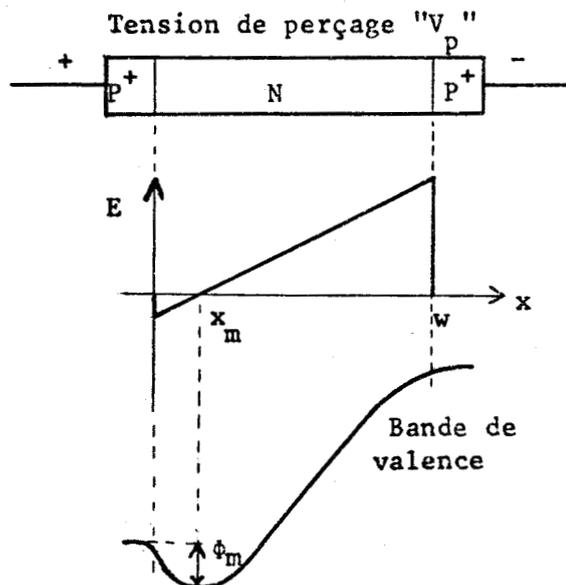
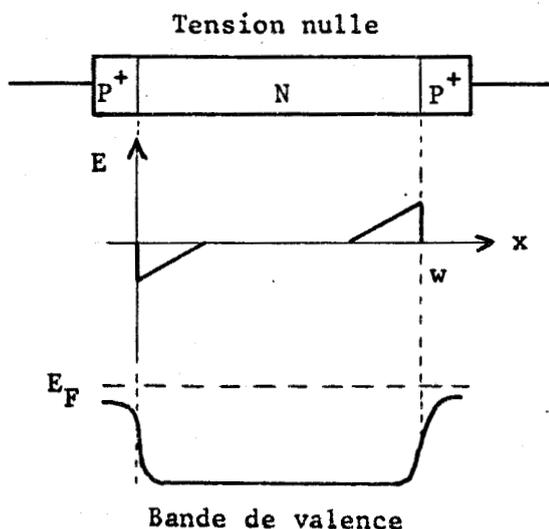
Lorsque la tension appliquée extérieurement augmente, la zone désertée de la diode en inverse augmente et celle de la jonction en direct diminue faiblement.

On dit qu'il y a phénomène de perçage ou "Punch-through" lorsque les deux zones désertées viennent en contact l'une de l'autre. Dans ce dernier cas, le champ électrique varie linéairement en fonction de x avec une pente égale à $\frac{e N_D}{\epsilon}$.

On peut en déduire approximativement la tension de perçage V_p en négligeant la partie en direct :

$$V_p \approx \frac{e N_D W^2}{2 \epsilon} \quad (1)$$

Nous avons représenté ci-dessous la forme du champ électrique et du potentiel pour deux valeurs extrêmes de la polarisation extérieure.



I.1.2. Mécanisme d'injection

Les trous émis de façon thermo-ionique au dessus de la barrière en direct ne pourront traverser la zone "N" sans se recombiner que pour des tensions supérieures à la tension de perçage " V_p ".

Les électrons émis au niveau de la jonction polarisée en inverse sont beaucoup moins nombreux que les trous et nous les négligerons dans notre étude.

Il est important de souligner que l'augmentation rapide du courant après le perçage n'est pas due à un phénomène d'avalanche mais à l'émission de trous par effet thermo-ionique au dessus de la barrière en direct. Cette émission est consécutive à l'abaissement considérable de cette hauteur " ϕ_m " à partir de " V_p " [1][2][3].

Ces trous, tout d'abord diffusent à partir du point où le champ électrique est nul (x_m), et ensuite se déplacent dans la zone à champ croissant avec une vitesse essentiellement fonction du champ électrique.

Cette variation $v(E)$ pour des trous peut être décrite par la loi empirique suivante [4] :

$$v(E) = \frac{\mu_p E}{1 + \frac{\mu_p \cdot E}{v_p \text{ sat}}} \quad (2)$$

avec $\mu_p = 4,5 \cdot 10^{-2} \text{ m}^2/\text{vs}$ pour $T = 300^\circ\text{K}$

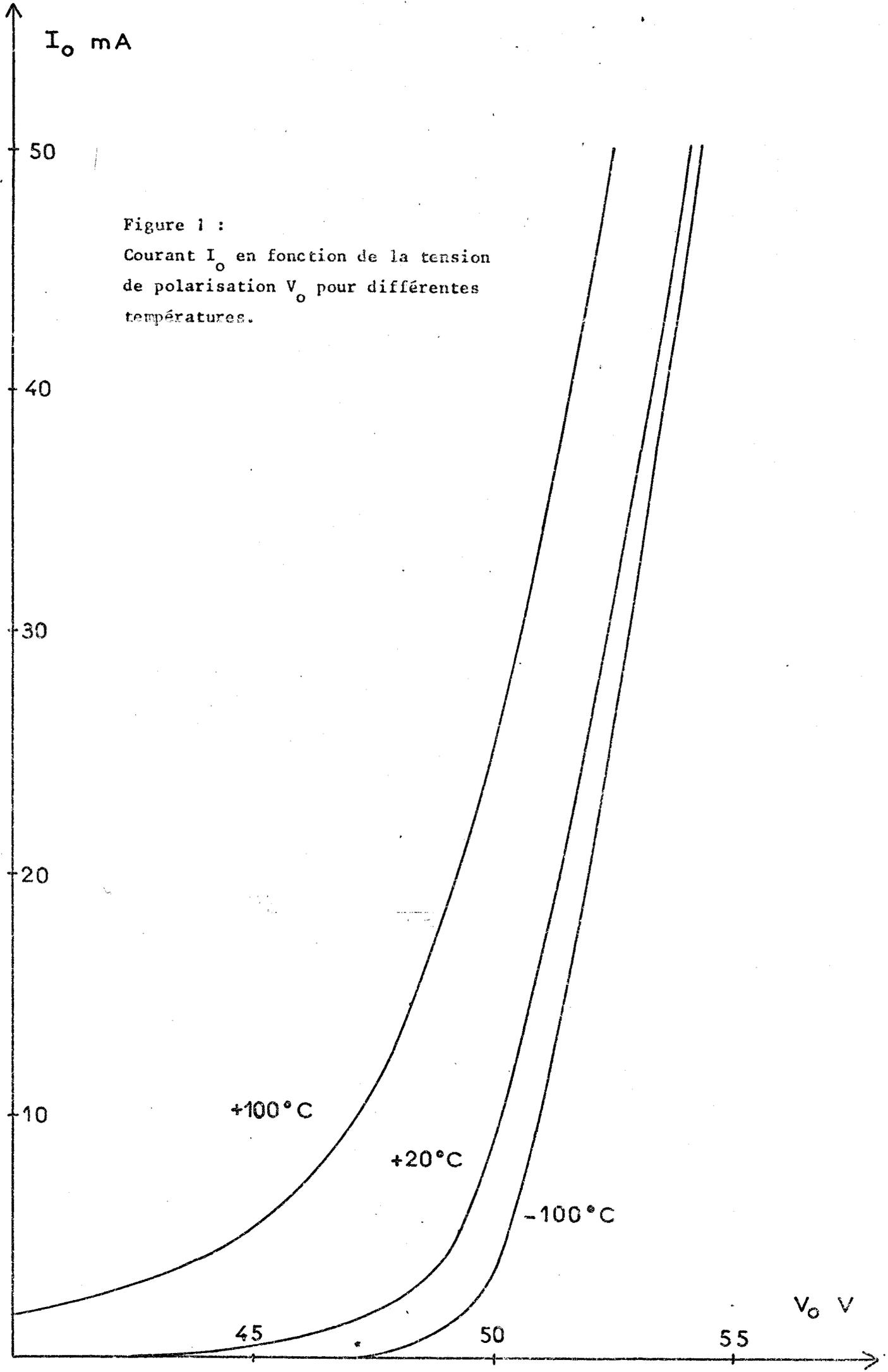
$v_p \text{ sat} = 9,5 \cdot 10^4 \text{ m/s}$ pour $T = 300^\circ\text{K}$

Le courant, dû à l'émission thermoionique de trous au dessus de la barrière de potentiel s'écrit [10]

$$I_0 = A \cdot T^2 \exp\left(-\frac{\phi_m}{kT}\right) \quad (3)$$

Pour illustrer cette relation, nous avons tracé sur la figure 1, la courbe I en fonction de V pour différentes températures. On remarque que lorsque la température augmente, la tension diminue à courant constant, cet effet étant caractéristique du type d'émission.

Figure 1 :
Courant I_0 en fonction de la tension
de polarisation V_0 pour différentes
températures.



I.2. Capacité en fonction de la tension ($V < V_p$)

La détermination exacte de la concentration en impuretés à partir de la courbe $C(V)$ (figure 2) est malheureusement difficile à obtenir directement. En effet, comme nous l'avons montré précédemment, la structure, lorsqu'elle est polarisée avant " V_p " se compose de deux capacités mises en série, l'une grande correspondant à la jonction en direct et l'autre faible pour la jonction en inverse.

La capacité qu'il est intéressant de connaître est cette dernière et on peut relier la capacité de la jonction en inverse " C_I " à la capacité totale mesurée " C_m " par la relation :

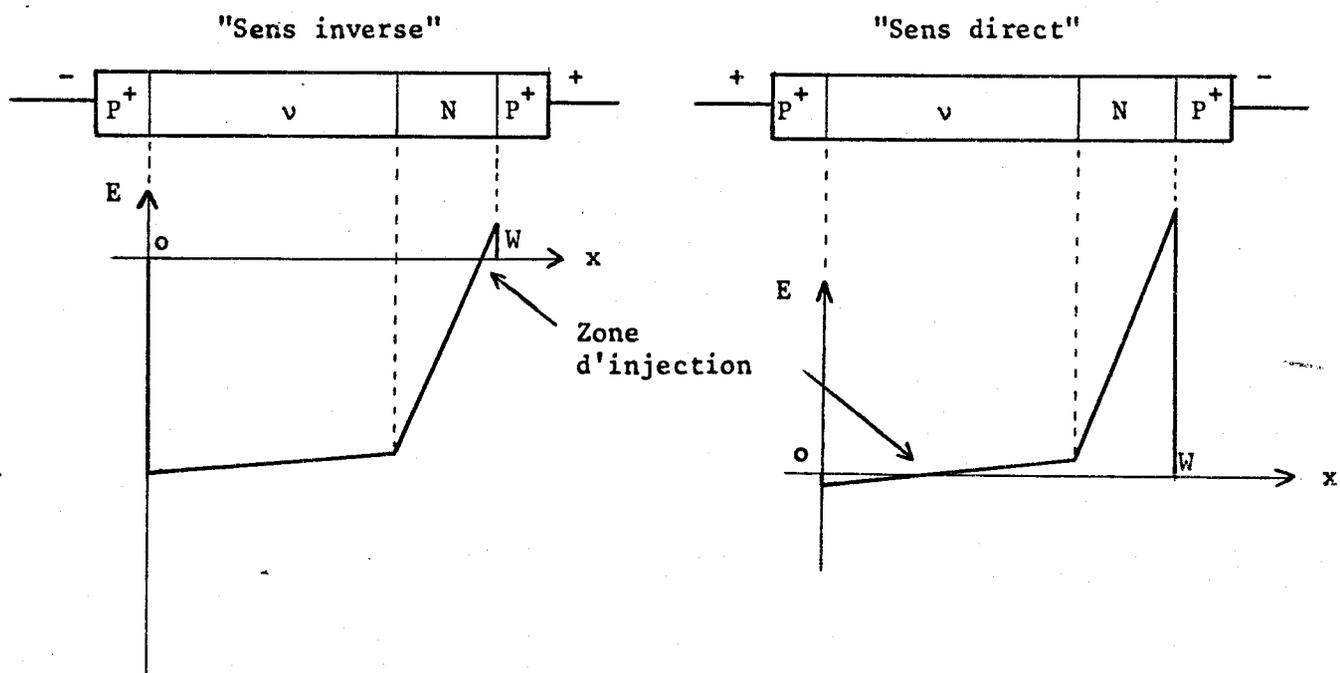
$$C_I = \frac{C_m \cdot C_D}{C_D - C_m} \quad (4)$$

où C_D , capacité de la jonction en direct est prise très peu différente de la capacité pour une tension extérieure nulle, soit :

$$C_D = \frac{\epsilon S}{\sqrt{\frac{2\epsilon}{q} V_D \left(\frac{1}{N_D} + \frac{1}{N_A}\right)}} \neq \frac{\epsilon S}{\sqrt{\frac{2\epsilon}{q} V_D}} \quad (\text{si } N_A \gg N_D) \quad (5)$$

D'autre part, du point de vue expérimental, les diodes que nous avons étudiées avaient un profil de concentration largement variable et présentaient deux paliers distincts.

Il en résulte les modifications suivantes pour la carte du champ au perçage.



D'après ces courbes, il est évident que suivant le sens de polarisation, la capacité en direct est très différente.

Néanmoins, une première approximation peut être faite dans le cas de la "polarisation inverse" en considérant la capacité directe grande en raison du dopage élevé de cette région [5].

Le profil de concentration déduit en différenciant la relation (6) s'écrit :

$$N(x) = \frac{1}{q\epsilon} \frac{C^3}{S^2} \frac{dV}{dC} \quad (6)$$

et se transforme dans le cas présent en :

$$N'(x) = \frac{1}{q\epsilon S^2} \frac{C_m^3}{(1 - \frac{C_m}{C_D})} \frac{dV}{dC} \quad (7)$$

L'erreur faite sur la détermination de $N(x)$ dépend du rapport $\frac{C_m}{C_D}$ et si $\frac{C_m}{C_D} \ll 1$, on a alors $N'(x) \neq N(x)$.

En dépouillant les mesures de $C(V)$ (dans le cas où $\frac{C_m}{C_D} \ll 1$) on a trouvé pour les diodes étudiées $N_v = 2 \cdot 10^{20}$ At/ m³ et $N_D = 5 \cdot 10^{21}$ At/ m³. Ceci nous donne $C_D \neq 10$ pF.

Or C_m est de l'ordre de 1 pF, l'erreur sur $N(x)$ est donc de 10% environ.

La courbe du dopage en fonction de x est donnée sur la figure 2. Sur la même figure, est représenté le graphe du champ électrique en fonction de x , obtenu à l'aide d'un appareil automatique [6] avec la même hypothèse : $C_m \ll C_D$.

On voit que les résultats obtenus par les deux méthodes sont tout à fait concordants.

1.3. Résistance de charge d'espace " R_c "

1.3.1. Evolution de R_c en fonction du courant

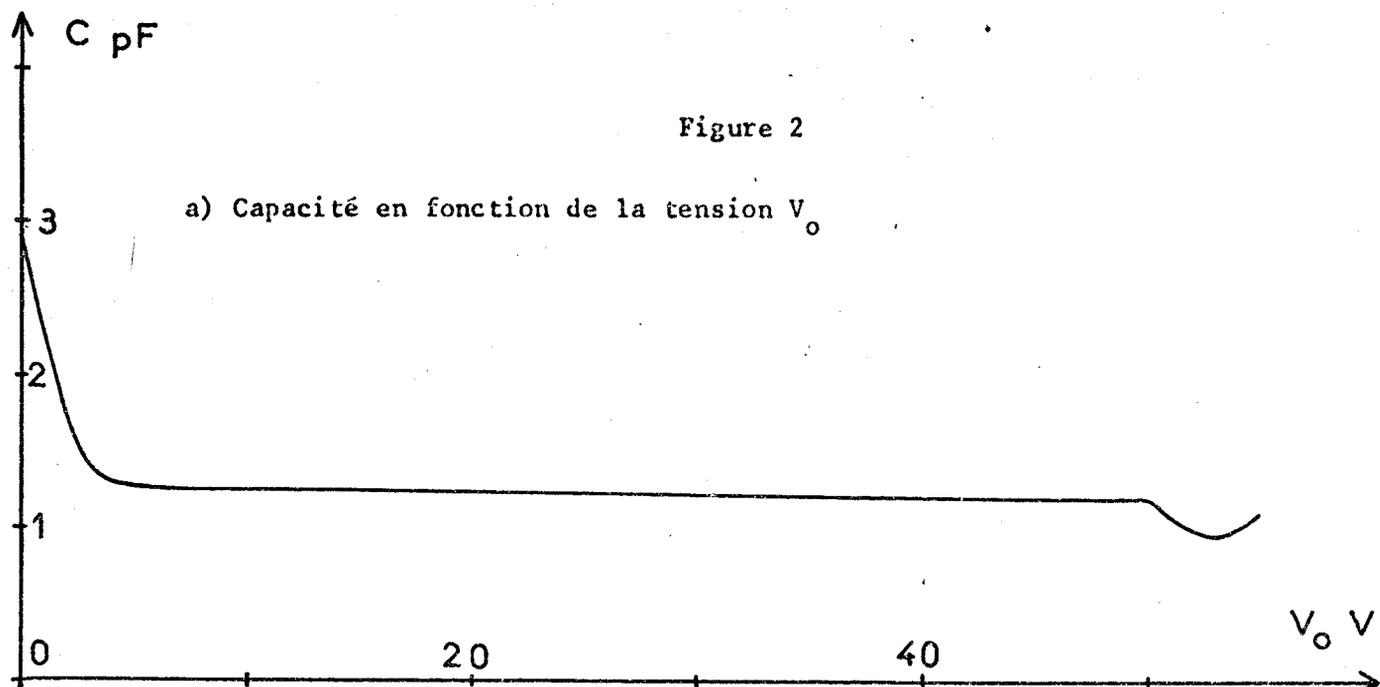
A partir de l'expression théorique de la résistance de la diode (11), on obtient la valeur de R_c lorsque $\omega \rightarrow 0$:

$$R_c = \frac{W^2}{2 \epsilon \langle v \rangle S} + \frac{W \cdot V_{0s}}{\mu J_0 S} \quad (8)$$

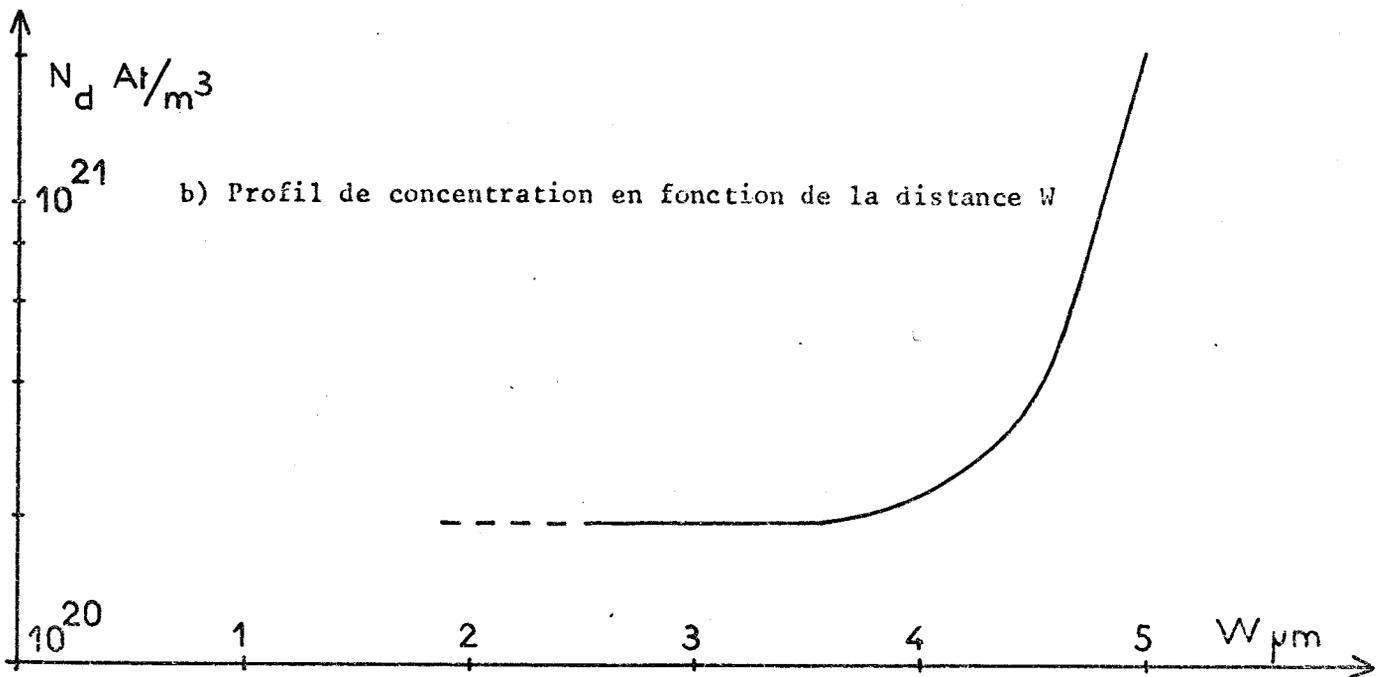
où $\langle v \rangle$ représente la vitesse moyenne des trous (voir relation (13)).

Figure 2

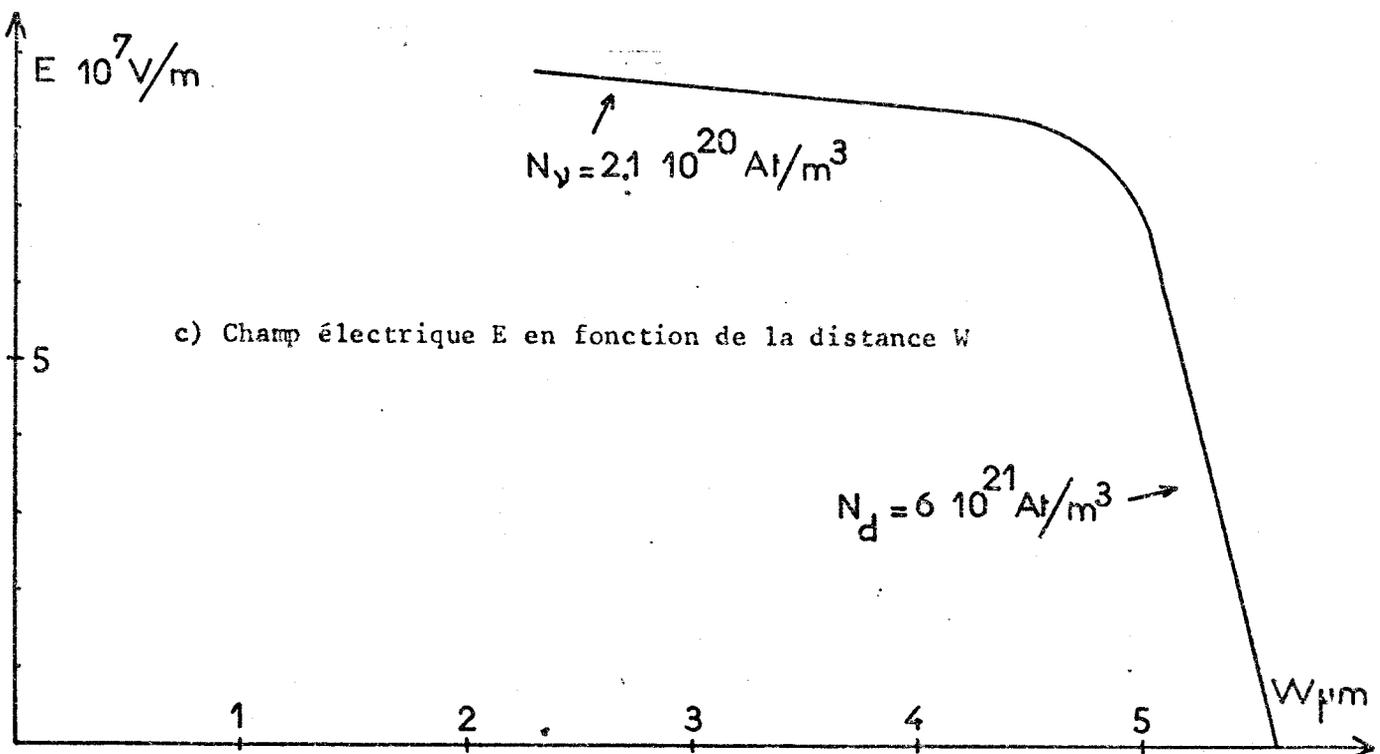
a) Capacité en fonction de la tension V_0



b) Profil de concentration en fonction de la distance W



c) Champ électrique E en fonction de la distance W



Dans le cas expérimental qui nous intéresse, c'est à dire dans le but d'un fonctionnement en hyperfréquence, l'injection se fera du côté le plus dopé. Nous avons calculé par ailleurs la vitesse d'injection V_{os} des trous au minimum de la barrière de potentiel (ϕ_m). Celle-ci s'avère pratiquement indépendante du courant pour des dopages suffisamment élevés ($> 3.10^{21}$ At/ m³). On peut donc dire que R_c aura la forme suivante :

$$R_c = A + \frac{k}{I_o}$$

L'allure des courbes expérimentales de la figure 3 représentées avec la courbe théorique de la diode "250" nous montre bien la véracité de cette relation.

1.3.2. Détermination de la surface

L'expression précédente de R_c montre également que pour des courants suffisamment importants, R_c tend vers une valeur limite :

$$\frac{W^2}{2 \epsilon \langle v \rangle S}$$

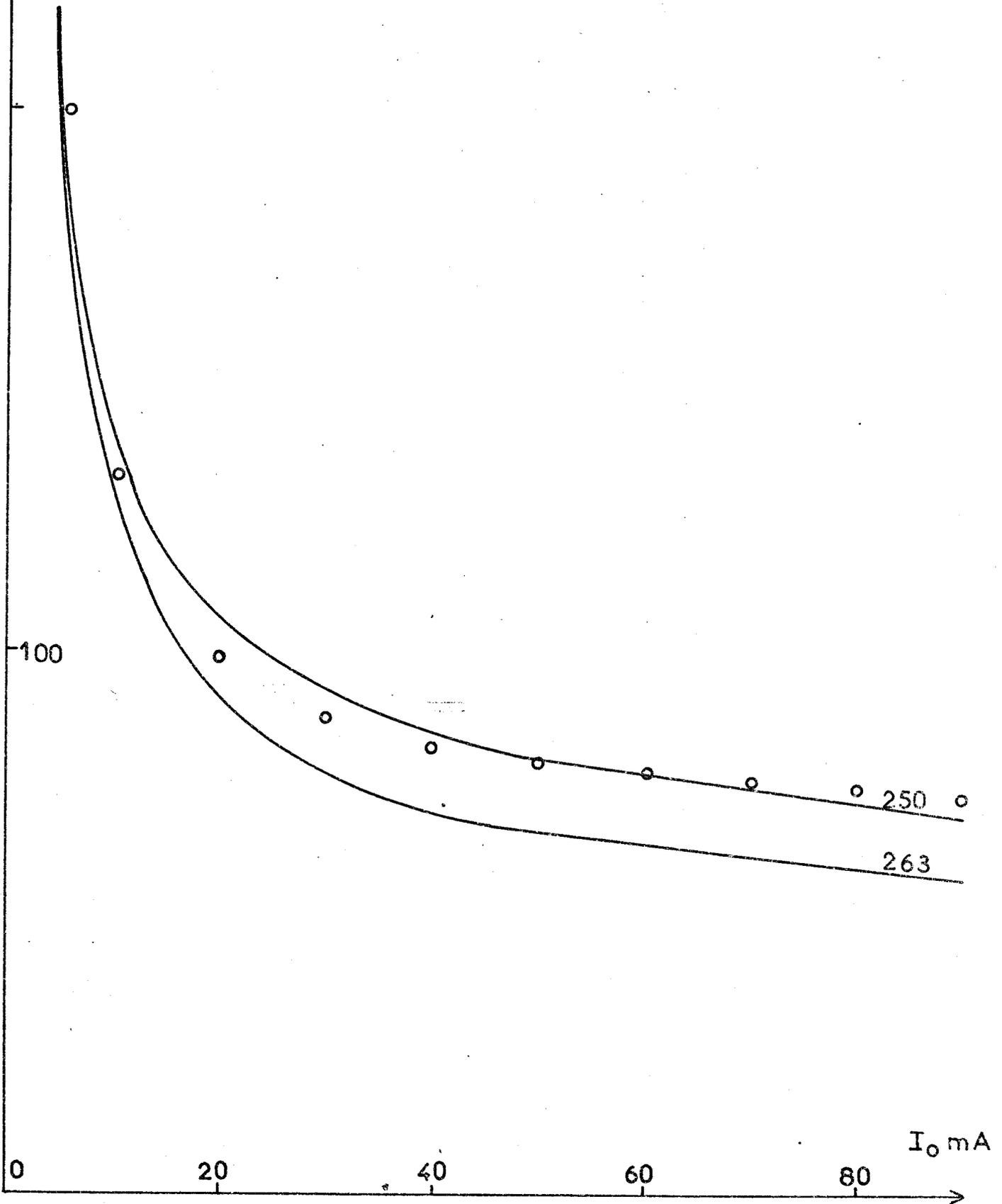
La capacité étant proportionnelle à S, le produit $R_c \cdot C$ doit être constant pour une série de diodes de longueurs égales si la surface est bien choisie.

C'est ce que l'on peut remarquer dans le tableau ci-dessous.

Diode	261	263	256	253	250
R_c (Ω)	53	58	64	69	70
C (pF)	1,2	1,1	0,98	0,9	0,87
$R_c \cdot C$	64	64	63	62	61
$S(10^{-8} \text{ m}^2)$	6,75	6	5,25	5	4,8

Figure 3 : Résistance de charge d'espace R_c en fonction du courant I_0

- Courbes expérimentales pour 2 diodes
- Points théoriques pour diode 250



II - PROPRIETES HYPERFREQUENCES

II - 1 - Impédance hyperfréquence petits signaux

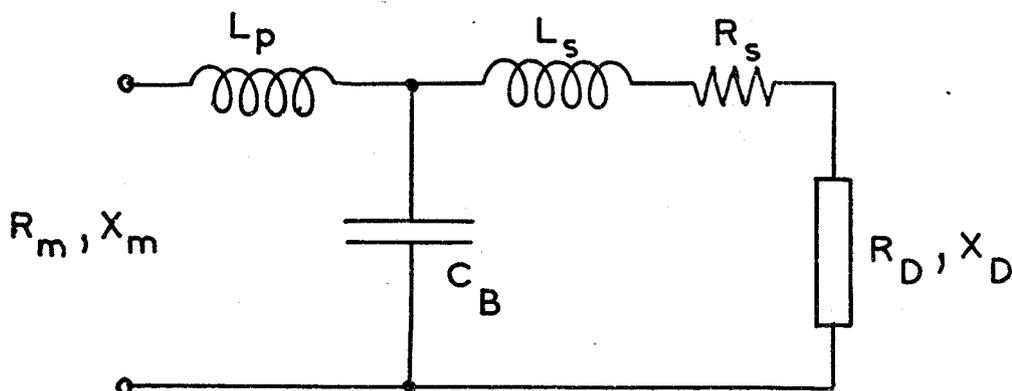
L'étude du comportement de la diode en petits signaux nous apporte des renseignements importants pour tout ce qui concerne les études ultérieures en oscillation et en amplification.

Dans ce chapitre, nous décrirons d'abord la méthode de mesure à l'analyseur de réseau HEWLETT PACKARD et ensuite, nous tournerons notre attention vers les résultats expérimentaux pour une large gamme de fréquences, de courants et de températures.

II.1.1. Mesures

II.1.1.1. Schéma équivalent

Le circuit équivalent généralisé pour une diode encapsulée montée dans une ligne à air de 7 mm de précision est donné ci-dessous :



Les contributions à la réactance apportées par le boîtier et la monture sont représentées par les inductances L_p , L_s et la capacité C_B . Toutes les pertes sont englobées dans R_s .

Nous avons accès à R_m et X_m et ce que nous voulons connaître, c'est R_D et X_D .

La méthode de détermination du schéma équivalent est originale et sera détaillée par ailleurs [7].

Le principe est basé sur le fait que nous connaissons parfaitement la variation de X_D en fonction de la tension (pour $V < V_p$) par des mesures en basse fréquence, ce qui nous permet d'étalonner X_m à travers le quadripôle de transformation et ce quelle que soit la fréquence.

Le calcul nous montre que si l'on fait varier R_D de ΔR_D et X_D de ΔX_D , il en résulte une variation correspondante ΔR_m , ΔX_m et la relation qui les relie est :

$$k = \frac{\Delta R_D}{\Delta R_m} = \frac{\Delta X_D}{\Delta X_m} \neq \left[1 + \frac{C_B}{C_P} (1 - L_S C_B \omega^2) \right]^2 \quad (9)$$

" C_p " étant la capacité à la tension de perçage " V_p ".

La courbe 4 nous montre les variations de "k" expérimentales en fonction de la fréquence. Les points obtenus suivent bien la courbe de "k" théorique et on peut déduire les valeurs suivantes :

$$L_S = 0,38 \text{ nH} \quad C_B = 0,43 \text{ pF}$$

on a trouvé par ailleurs $R_S = 0,15 \Omega$.

II.1.1.2. Principe de la mesure de l'impédance

La méthode de mesure est analogue à celle exposée précédemment en ce qui concerne la détermination du schéma équivalent. La différence étant qu'ici la mesure de R_D et X_D est obtenue directement à partir de la valeur du module et de l'argument du coefficient de réflexion, informations que donne directement le mesureur d'impédances HEWLETT PACKARD.

En effet, pour les diodes considérées au moment du perçage, on a $R_D \neq 0$ et $X_D = X_p$, c'est à dire que le module de ρ est peu différent de 1 et que l'argument est quelconque.

Si l'on fait passer un courant I_0 dans la diode, on voit que $|\rho|$ et ϕ se modifient peu. Soient $1 + \Delta\rho$ et $\Delta\phi$ correspondants à une variation de $r_D = \Delta r_D$ et $x_D = x_p + \Delta x_D$ (en valeurs réduites).

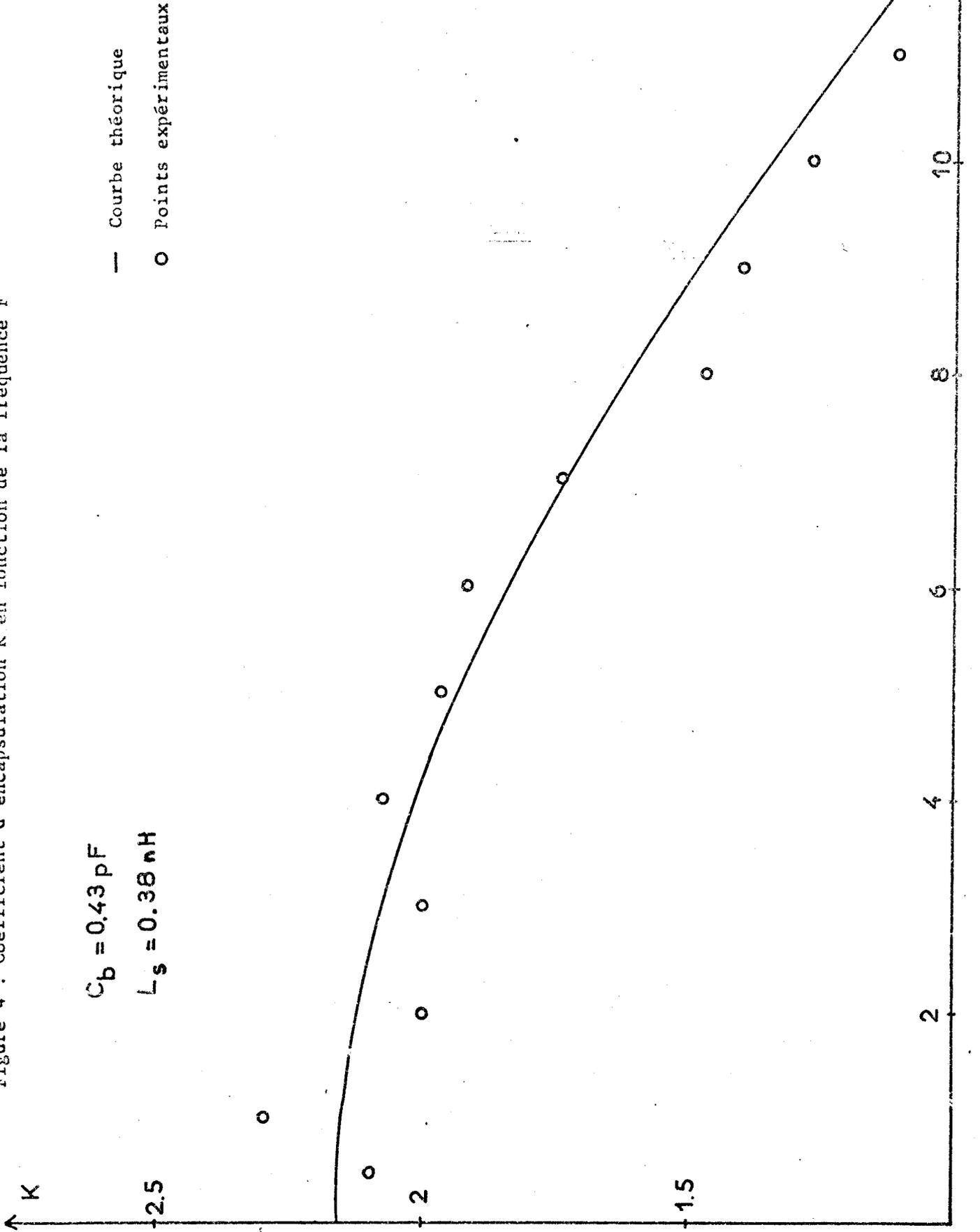
A partir de la relation : $\rho = \frac{z - 1}{z + 1}$, on en déduit :

$$\Delta\phi \neq - \frac{2 \Delta x_D}{x_D^2 + 1} = A \cdot \Delta x_D \quad \text{et} \quad \Delta\rho \neq - \frac{2 \Delta r_D}{x_D^2 + 1} = A \cdot \Delta r_D \quad (10)$$

On voit donc qu'il suffit d'envoyer les informations ρ et ϕ sur table traçante pour obtenir directement les variations de R_D et X_D en fonction du courant.

L'étalonnage en x_D se faisant comme précédemment par la valeur connue en BF de X_D pour $V < V_p$.

Figure 4 : Coefficient d'encapsulation K en fonction de la fréquence F



II.1.1.3. Résultats expérimentaux

Nous avons représenté tout d'abord sur la figure (5) l'évolution de l'impédance de la diode en traçant les variations de X_D et de R_D en fonction du courant obtenues par la méthode ci-dessus.

A partir de ces courbes tracées pour différentes fréquences et différentes températures, nous en avons déduit :

- figure (6a) : les variations de R_D en fonction de la fréquence avec I_0 comme paramètre,

- figure (6b) : les variations de R_D en fonction de la fréquence avec la température comme paramètre ($I_0 = 30$ mA).

II.1.2. Interprétation

Une interprétation quantitative des variations de l'impédance de la diode en fonction des différents paramètres ci-dessus ne peut être réalisée qu'à partir de programmes numériques.

Nous nous limiterons ici à une explication à partir d'une expression analytique simplifiée de l'impédance où nous considérons que les porteurs se déplacent à vitesse moyennée dans la zone désertée, alors qu'en réalité, cette vitesse évolue constamment en fonction de la position.

II.1.2.1. Expression théorique de l'impédance de la diode non encapsulée

L'expression analytique de l'impédance d'une diode à émission et temps de transit est donnée par les relations suivantes (8) :

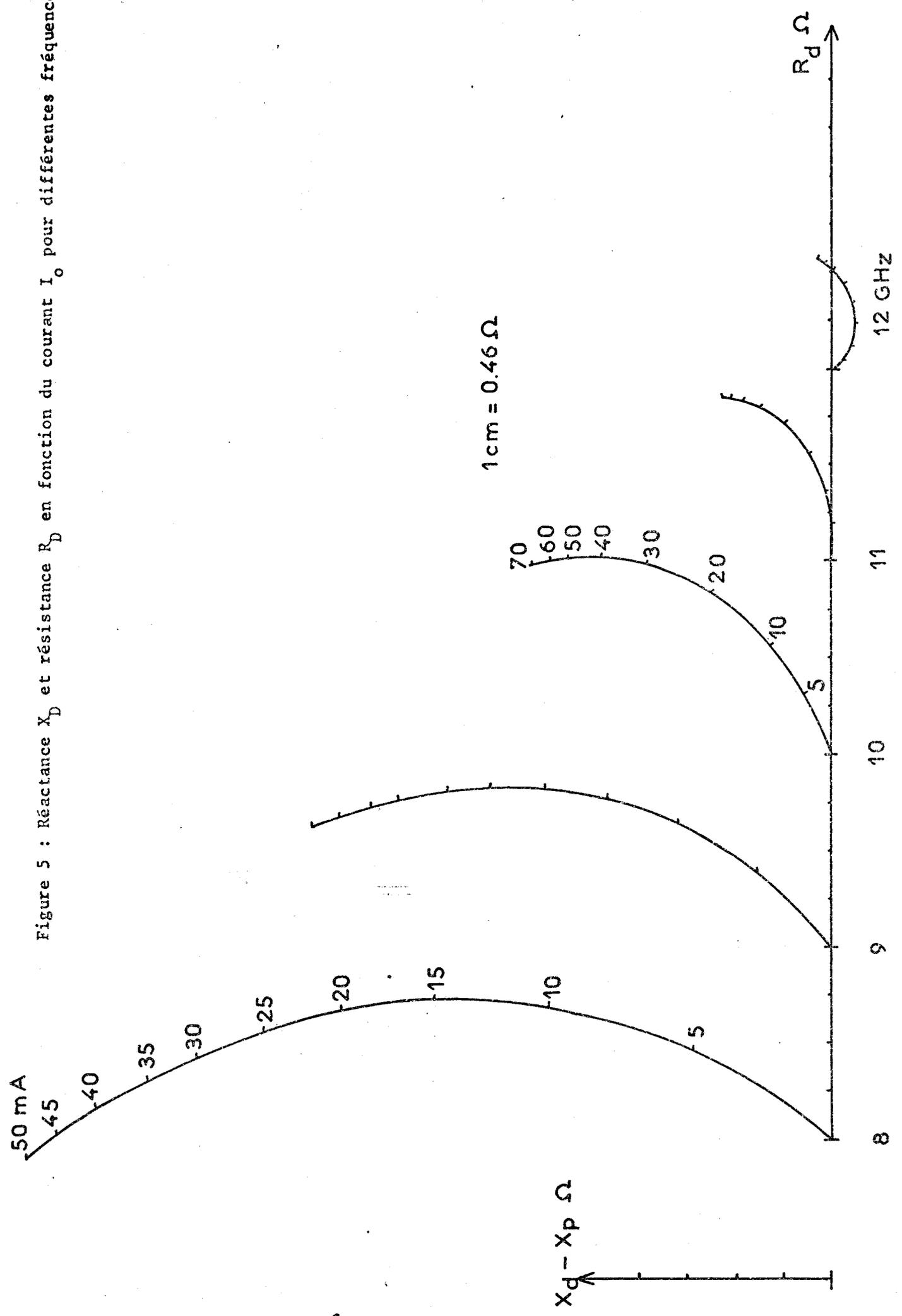
$$R_D = \frac{1}{C\omega} \cdot \frac{k_c}{1 + 2k_c \sin \psi + k_c^2} \left[\frac{1 - \cos \theta}{\theta} (k_c + \sin \psi) + \cos \psi \cdot \frac{\sin \theta}{\theta} \right] \quad (9)$$

$$X_D = -\frac{1}{C\omega} + \frac{1}{C\omega} \cdot \frac{k_c}{1 + 2k_c \sin \psi + k_c^2} \left[\frac{\sin \theta}{\theta} (k_c + \sin \psi) - \cos \psi \cdot \frac{1 - \cos \theta}{\theta} \right] \quad (10)$$

(12)

$$X_P = -\frac{1}{C\omega} = \text{réactance au perçage.}$$

Figure 5 : Réactance X_D et résistance R_D en fonction du courant I_0 pour différentes fréquences



θ est l'angle de transit défini par : $\theta = \omega \frac{W}{\langle v \rangle}$

$$\langle v \rangle = \frac{1}{W} \int_0^W v(E(x)) dx, \text{ est la vitesse moyenne des trous} \quad (13)$$

Le courant de conduction dans le plan d'injection J_{c1} à la fréquence f_1 est donné par : $J_{c1} = \sigma \cdot e^{j\psi} \cdot e_1$

On a posé

$$k_c = \frac{\sigma}{\omega \epsilon} \quad (14)$$

Si on exprime k_c en fonction de J_0 (courant continu), on obtient (9) ;

$$k_c = \frac{\mu J_0}{\omega \epsilon v_{os}} \quad (15)$$

k_c est donc directement proportionnel au courant (avec $v_{os} \neq c^{te}$)

II.1.2.2. Analyse des résultats

Une première approximation peut être faite en considérant que le courant initial de particules J_{c1} est injecté en phase avec le champ électrique " e_1 " dans le plan d'injection " x_m ".

Dans ce cas, nous avons $\psi = 0$ et R_D se simplifie en :

$$R_D = \frac{1}{C\omega} \cdot \frac{k_c}{1 + k_c^2} \left[\frac{1 - \cos \theta}{\theta} \cdot k_c + \frac{\sin \theta}{\theta} \right] \quad (16)$$

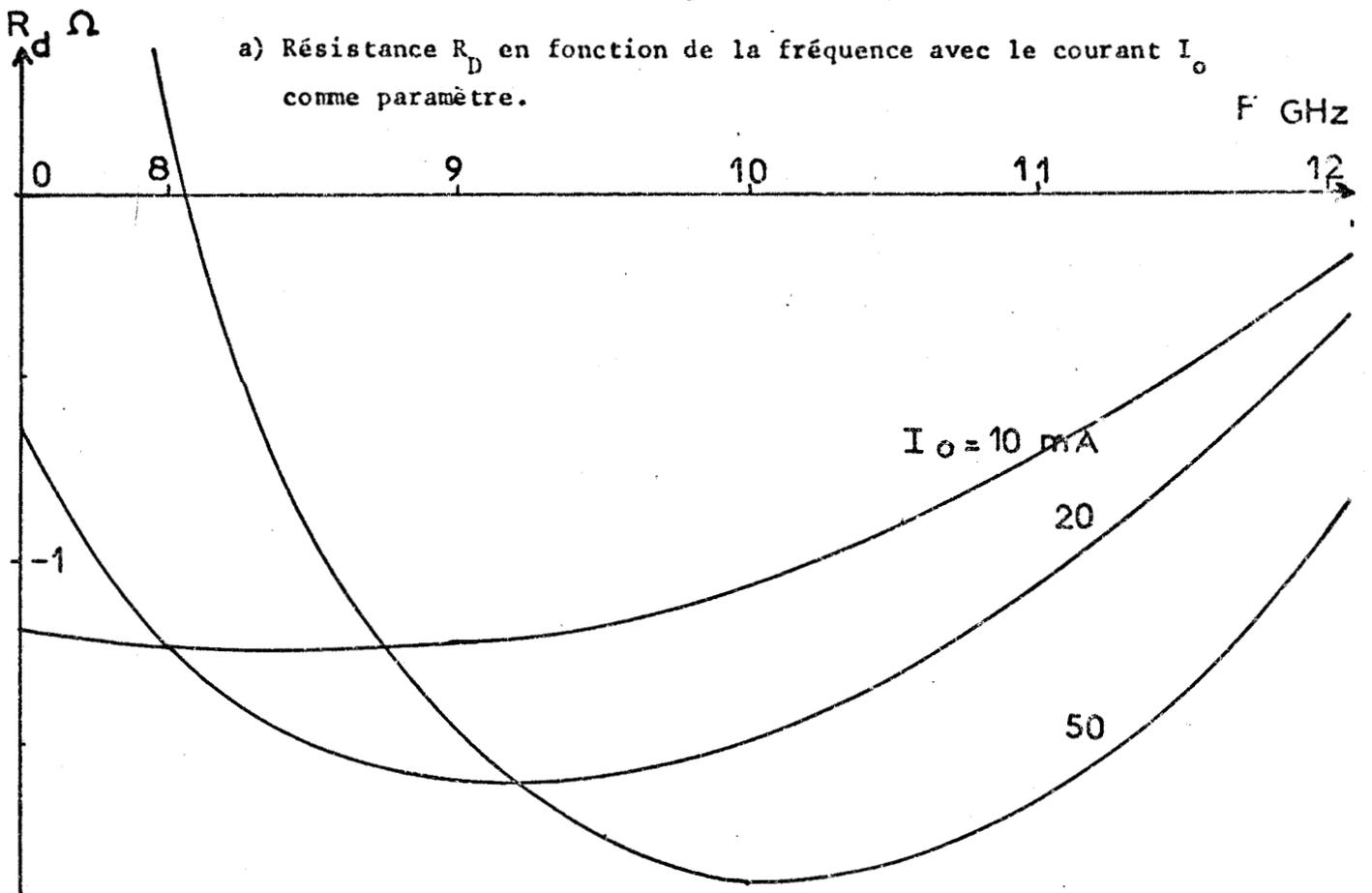
Cette expression nous permet de rendre compte de la variation de R_D en fonction de I_0 (par k_c). En effet, seul $\frac{\sin \theta}{\theta}$ peut être négatif (pour $\pi < \theta < 2\pi$). Dans ce cas, aux courants faibles, la résistance négative R_D varie linéairement avec I_0 . Puis, lorsque I_0 croît, le terme positif $\frac{1 - \cos \theta}{\theta} k_c$ augmente et tend à être supérieur à $\frac{\sin \theta}{\theta}$. La résistance négative disparaît alors et c'est ce que l'on observe expérimentalement sur la figure 5.

L'approximation $\psi = 0$, nous permet aussi de vérifier l'évolution de la résistance " R_D " en fonction de la fréquence. On constate sur la figure 7 un accord satisfaisant tout au moins pour la forme de la courbe.

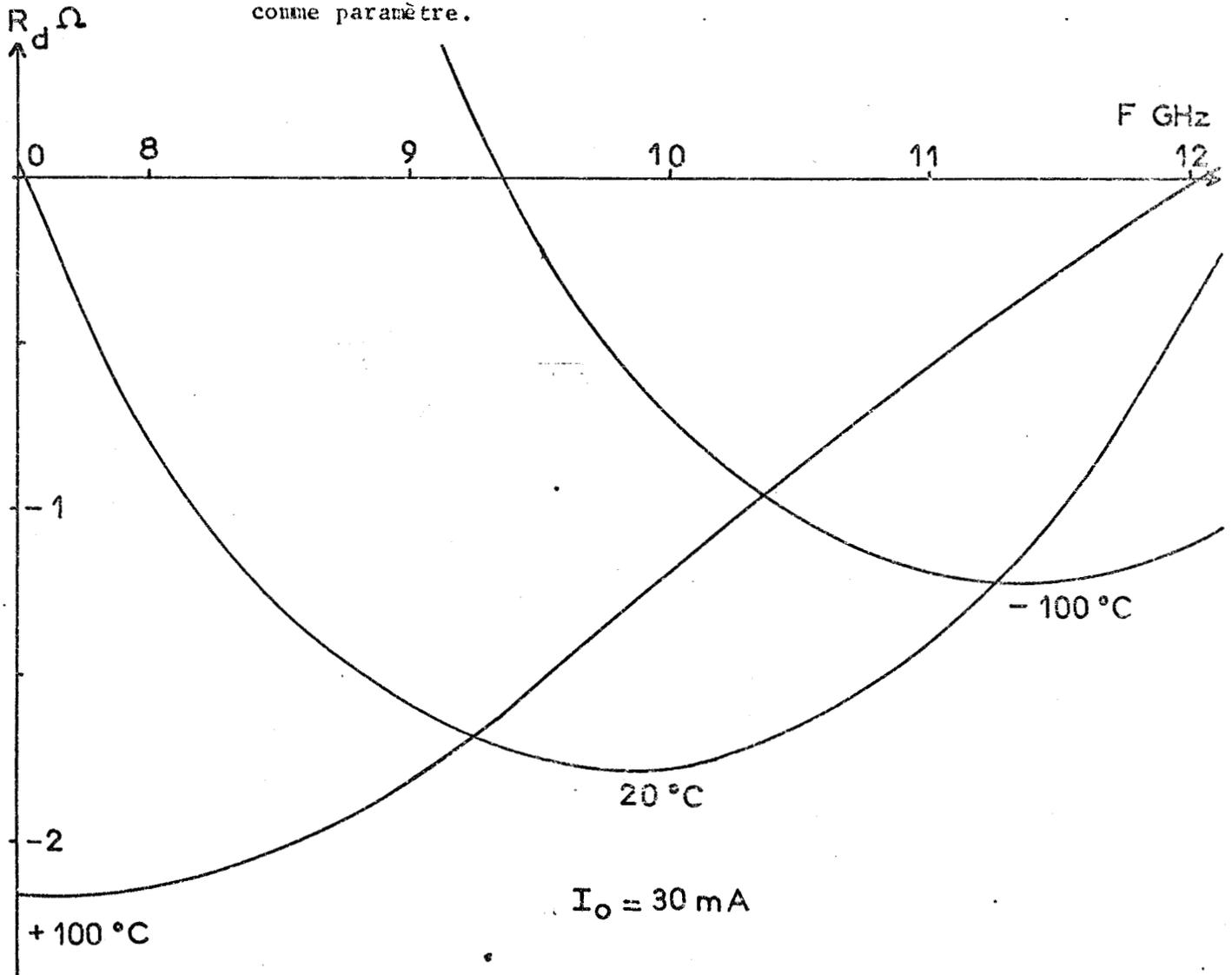
Cependant, on peut remarquer : d'une part, une différence quant à l'amplitude de la résistance négative, d'autre part l'expression précédente de $X_D - X_p$ ne lui donne pas la possibilité d'être positive pour $\psi = 0$.

Figure 6

a) Résistance R_D en fonction de la fréquence avec le courant I_0 comme paramètre.



b) Résistance R_D en fonction de la fréquence avec la température T comme paramètre.



Par ailleurs, l'optimisation du terme " $R_D C\omega$ " en fonction du courant et de la fréquence nous a donné une valeur théorique nettement inférieure à la valeur déduite des courbes (figure 5).

Ces considérations nous ont amenés à prendre une phase d'injection ψ différente de zéro et négative. Cette phase peut s'expliquer par un effet de modulation de vitesse des trous dans la zone à mobilité variable.

Les résultats obtenus avec différentes phases d'injection sont représentés à la figure (7). On peut en déduire une phase d'injection la plus probable de -20°

Lorsque l'on fait varier la température, il en résulte une variation de $\langle v \rangle$, $\langle v \rangle$ diminuant quand la température augmente car la vitesse de saturation v_{sat} diminue (11). Or, si l'on se place à $I_0 = C^{te}$, il existe un angle de transit pour lequel la résistance négative est maximale. Le déplacement de ce maximum en fonction de la fréquence nous donne la variation de $\langle v \rangle$ pour maintenir $\theta = C^{te}$.

Sur la courbe expérimentale (6 b), on en déduit la vitesse moyenne pour :

$$T = + 100^\circ\text{C} \rightarrow \langle v \rangle = 6,5 \cdot 10^4 \text{ m/s}$$

$$T = + 20^\circ\text{C} \rightarrow \langle v \rangle = 7,6 \cdot 10^4 \text{ m/s}$$

$$T = - 100^\circ\text{C} \rightarrow \langle v \rangle = 8,8 \cdot 10^4 \text{ m/s}$$

II.2. Impédance hyperfréquence non linéaire

II.2.1. Principe de mesure

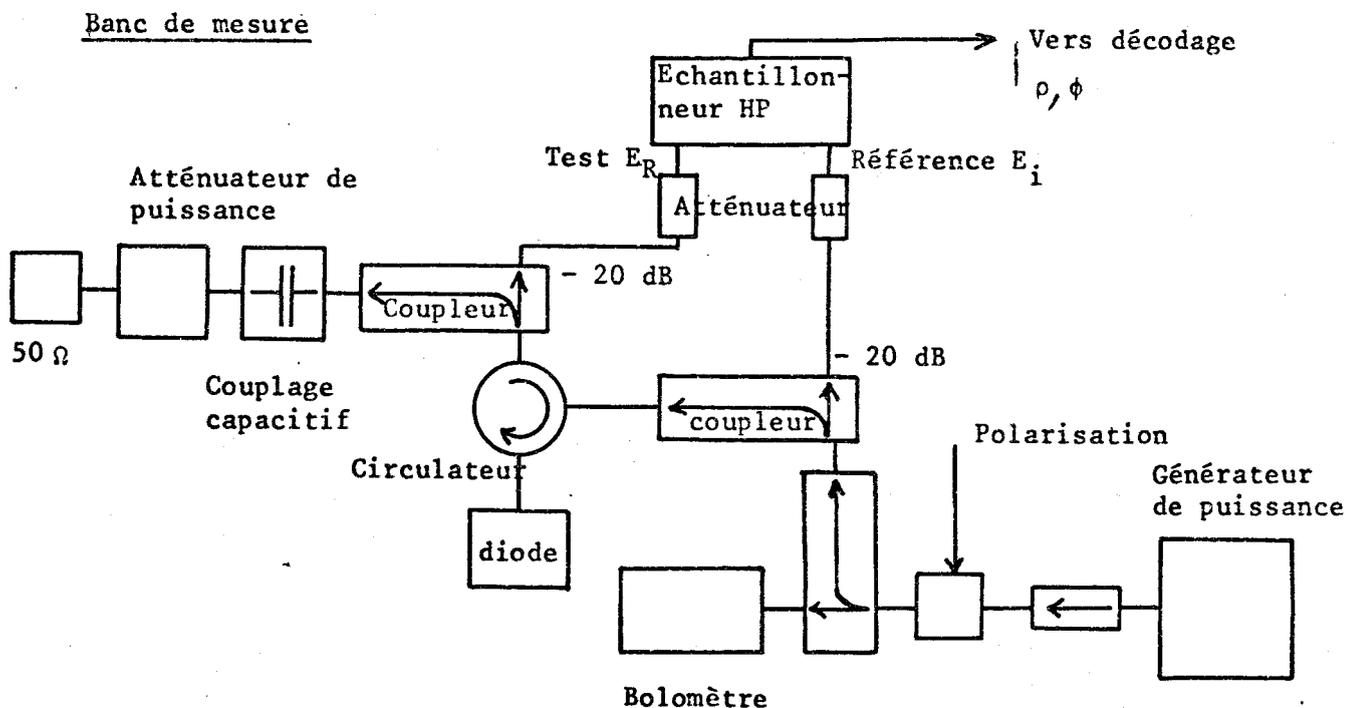
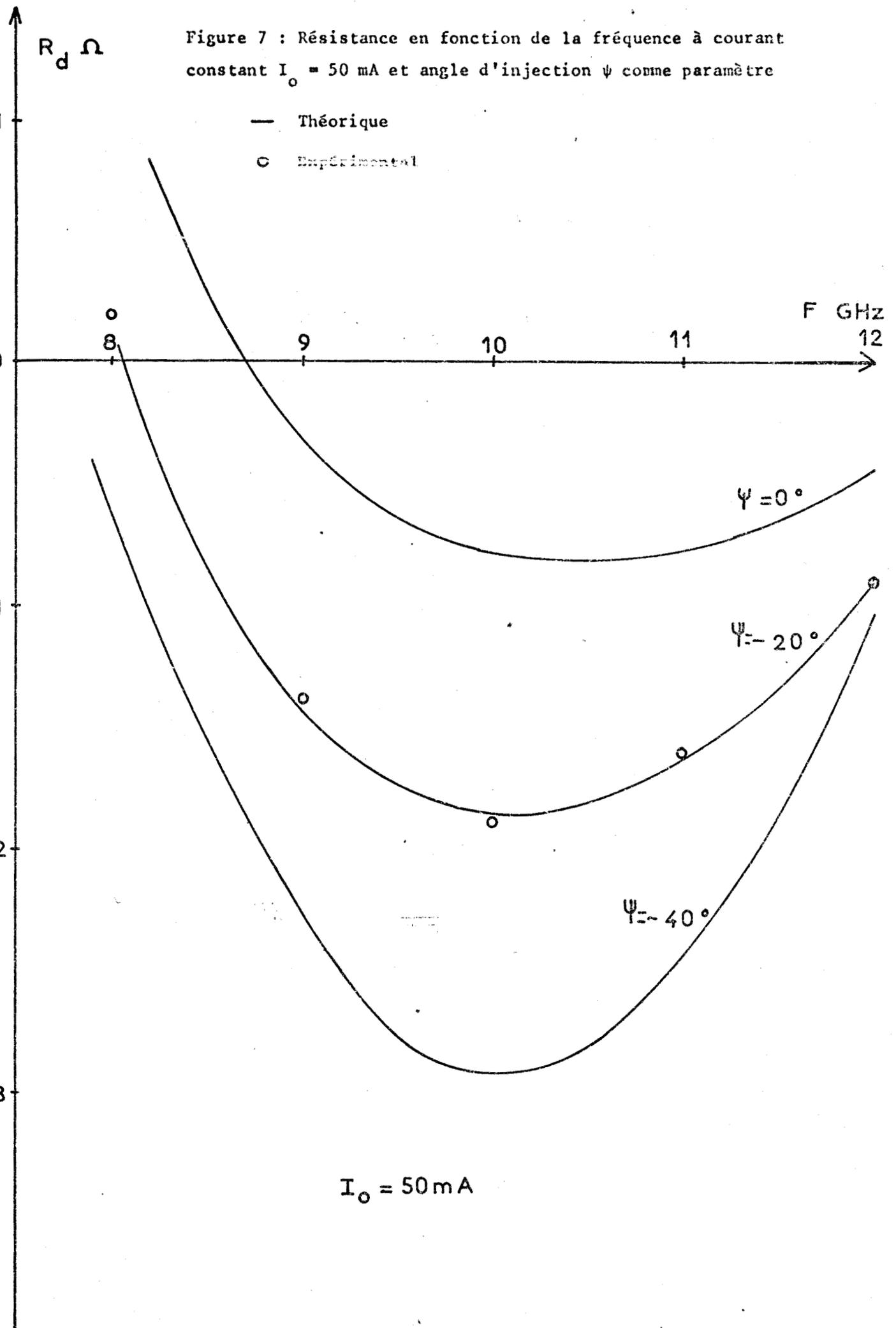


Figure 7 : Résistance en fonction de la fréquence à courant constant $I_0 = 50 \text{ mA}$ et angle d'injection ψ comme paramètre



Le principe de la mesure est analogue à celui du mesureur d'impédance linéaire HEWLETT PACKARD qui utilise un coupleur bidirectionnel pour la mesure du coefficient de réflexion.

La voie référence porte les informations sur l'onde incidente, et la voie test les informations sur l'onde réfléchie.

La différence avec le montage prévu par le constructeur se situe au niveau de l'amplitude de la tension HF de l'onde incidente qui nécessite la présence d'atténuateur dans les voies test et référence.

Le choix du montage de mesure est dicté par trois impératifs :

1°) La directivité d'un coupleur n'est jamais parfaite et risque de perturber la mesure,

2°) Le générateur de puissance (TPO + générateur) n'admet pas un TOS supérieur à 3.

Pour satisfaire ces conditions, on adapte la ligne de mesure et on utilise un circulateur pour séparer l'onde incidente et réfléchie.

3°) L'atténuation d'un atténuateur de puissance dépend du niveau. Son emplacement est choisi tel qu'il n'influe pas sur la mesure.

II.2.2. Impédance non linéaire

Nous avons représenté sur la figure (8) la courbe obtenue directement à partir du mesureur d'impédances donnant l'évolution de $X_D - X_p$ et de R_D pour différentes puissances appliquées sur la diode. Pour cela, nous avons tracé, d'une part les variations de Z_D en fonction de I_0 à faible puissance, d'autre part l'évolution de cette impédance en fonction de la puissance appliquée " P_i " à I_0 constant.

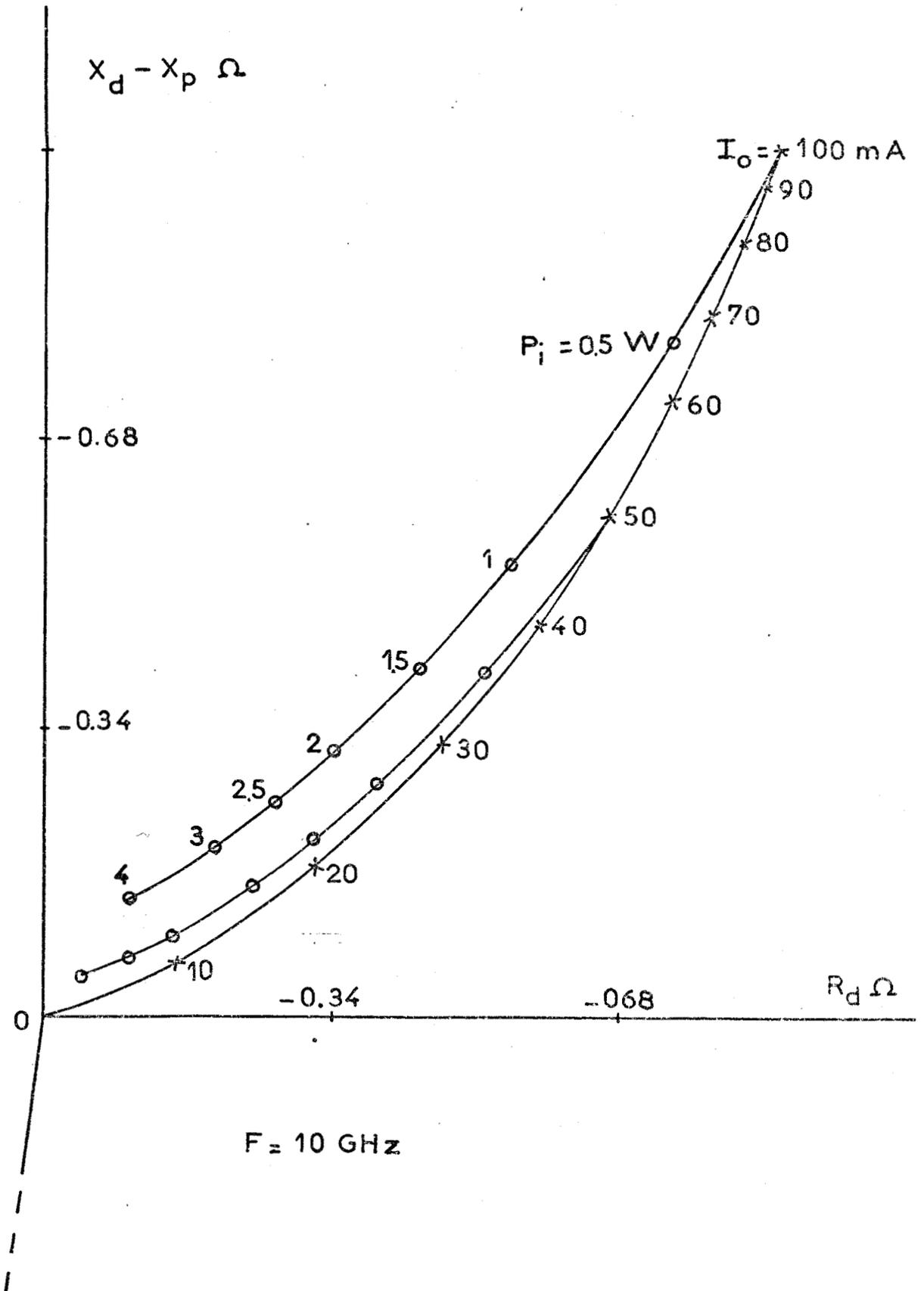
On montre (10), (8) que seule la zone d'émission est fonction du niveau hyperfréquence et ceci se traduit par une diminution de " k_c " dans les expressions de R_D (11) et X_D (12) quand la puissance augmente. Cet effet est du même type qu'une diminution du courant pour R_D et X_D et devrait donc donner les mêmes résultats. C'est bien ce que l'on observe sur la figure (8) où les deux types de courbes sont pratiquement confondus, le faible écart pouvant être imputé à une variation de ψ en fonction du niveau.

II.2.3. Puissance émise et rendement

Il est possible de déduire la puissance émise " P_E " par la diode par la relation suivante :

$$P_E = (\rho^2 - 1) \cdot P_i \quad (17)$$

Figure 8 : Evolution de l'impédance de la diode en fonction du courant I_o et en fonction de la puissance incidente P_i à $I_o = \text{Constante}$.



Sur la figure (9a), on a tracé la courbe P_E en fonction de R_D avec la fréquence comme paramètre.

On voit que la puissance passe par un maximum pour des R_D différents en fonction de la fréquence. Ce sont ces valeurs qu'il faudrait choisir en oscillation pour obtenir la puissance maximale. Cependant P_E et R_D ainsi déterminés ne tiennent pas compte des pertes (R_s) et en fait, la puissance P_E obtenue correspond à une puissance maximum potentielle émise par la diode.

Sur la figure (9b), on a tracé aussi la courbe de rendement en fonction de R_D et on constate que le rendement maximum coïncide avec la puissance maximum à I_o constant.

II.2.4. Effet de rectification

La tension HF aux bornes de la diode est donnée par la relation

$$V_{HF} = \sqrt{P_E \cdot \frac{R_D^2 + X_D^2}{|R_D|}} \quad (18)$$

On a tracé sur la figure (10) la courbe de la tension de polarisation V_o en fonction de V_{HF} pour

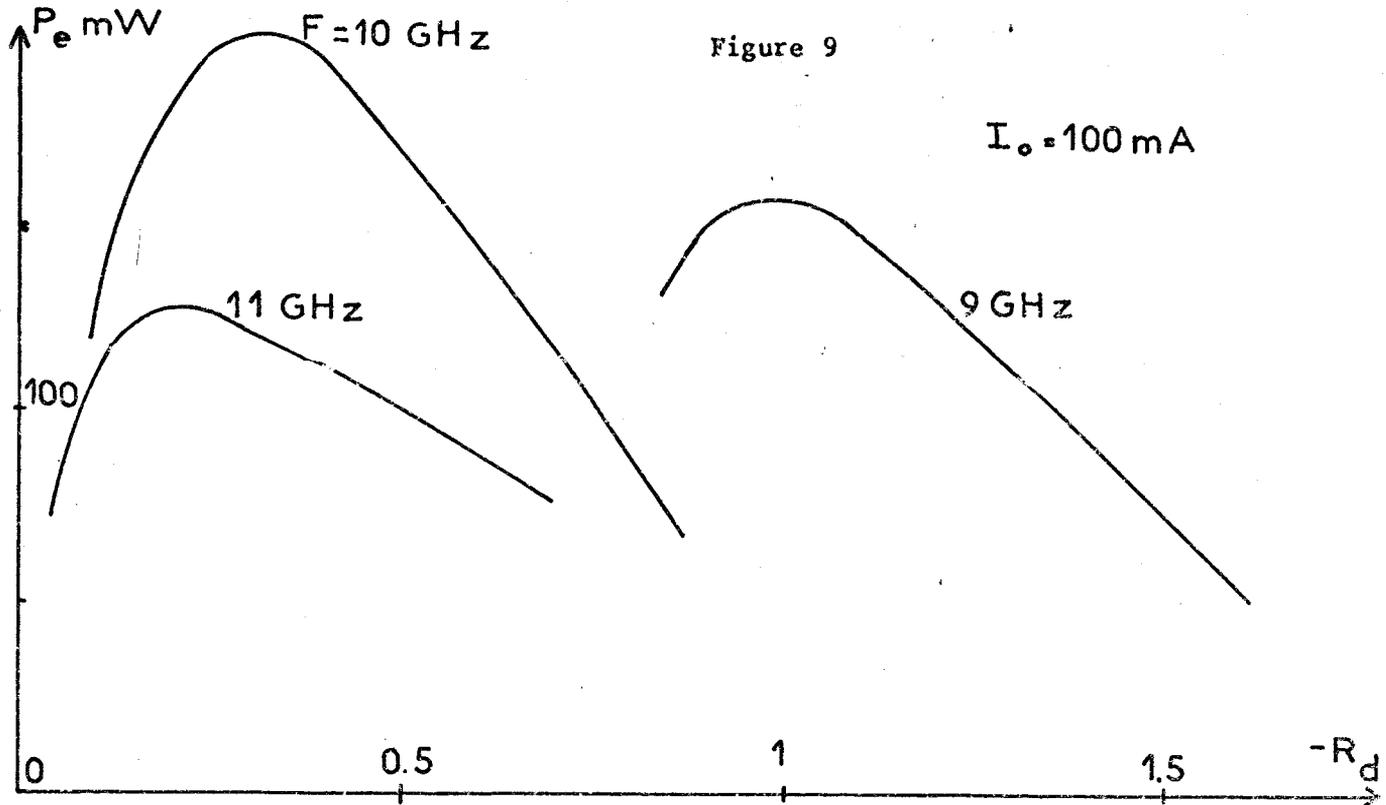
$$I_o = 50 \text{ mA et } 100 \text{ mA}$$

La diminution de V_o quand V_{HF} augmente s'explique à partir de l'expression du courant continu

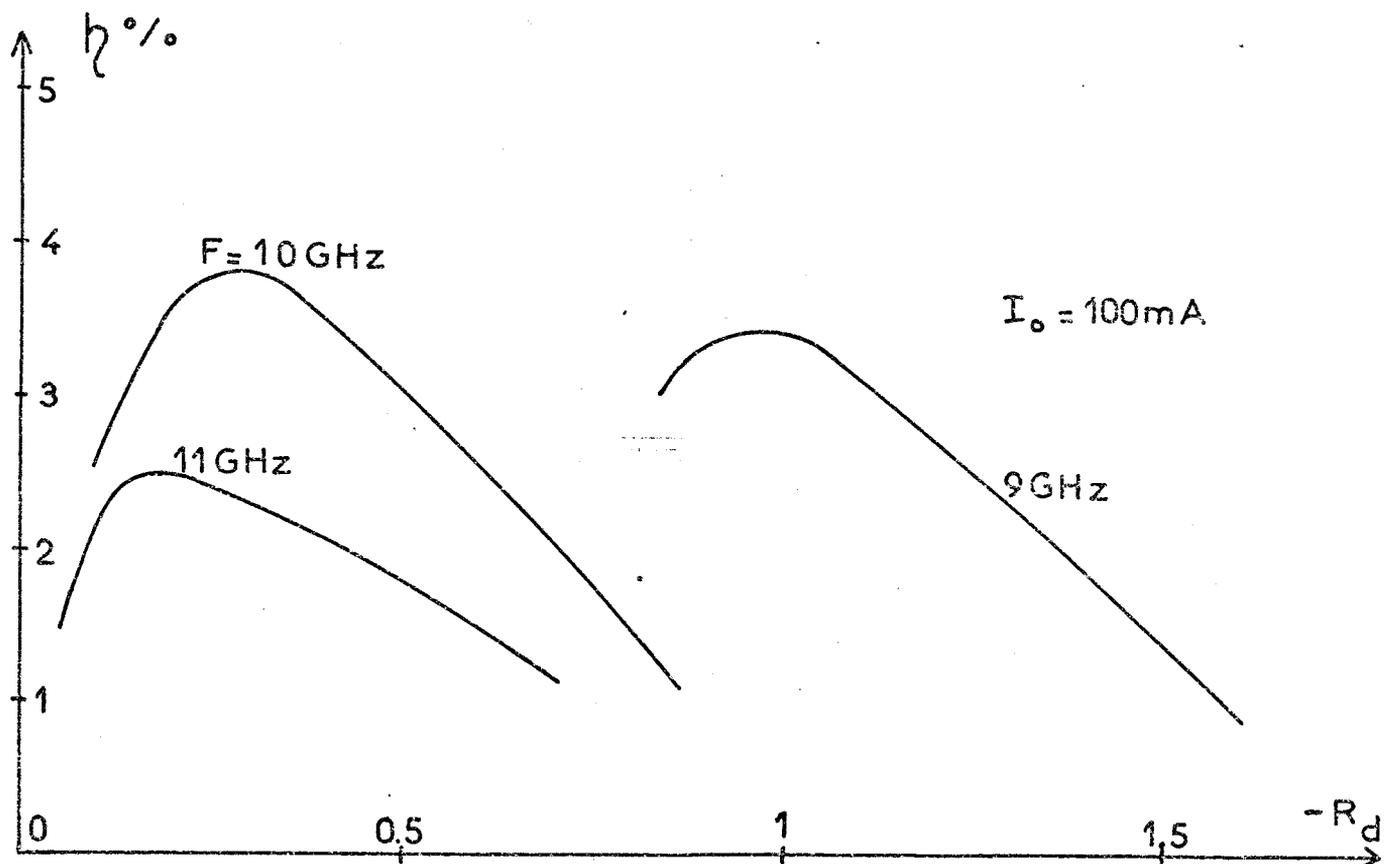
$$I_o = AT^2 \exp - \frac{e V_m}{kT}$$

où V_m , hauteur de la barrière de potentiel, est modulée au même rythme que la tension HF : le courant présente des pics pour V_{HF} maximum et peut même devenir nul pour V_{HF} minimum ($V_{HF} + V_o < V_p$).

Pour maintenir $I_o = C^{te}$, il faut donc diminuer la valeur moyenne de V_m ou encore la valeur moyenne de V_o .

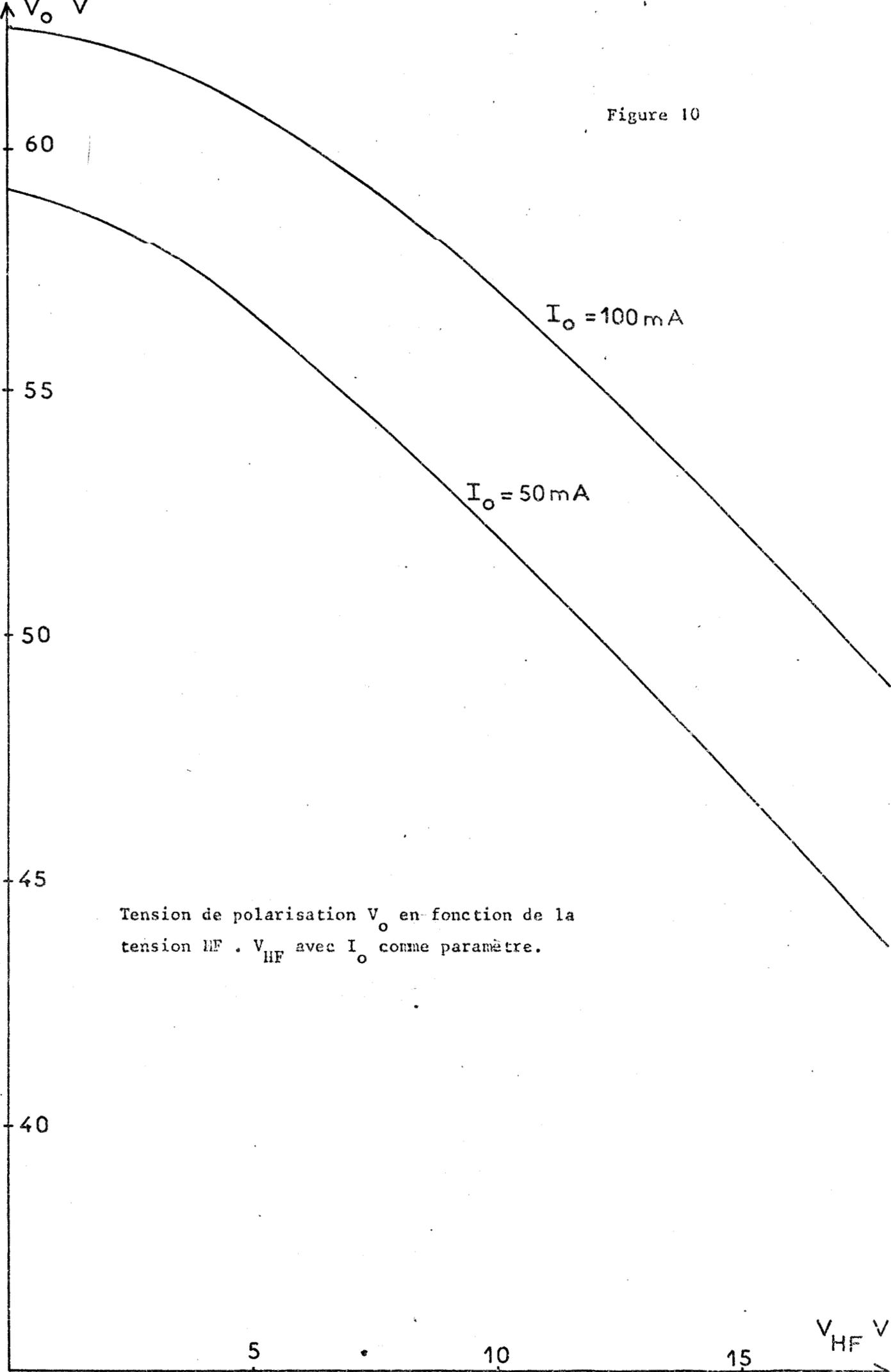


a) Puissance émise P_e en fonction de la résistance de la diode R_D à différentes fréquences



b) Rendement η en fonction de la résistance de la diode R_D à différentes fréquences.

Figure 10



Tension de polarisation V_o en fonction de la tension HF V_{HF} avec I_o comme paramètre.

CONCLUSION

Nous avons présenté dans ce rapport les résultats expérimentaux de l'impédance hyperfréquence du dispositif à injection thermo-ionique et temps de transit.

La résistance négative expérimentale petits signaux supérieure à la résistance théorique prévue pour un transit de porteurs à vitesse constante nous permet de conclure qu'il existe un retard supplémentaire. Ce retard a pour origine un phénomène de modulation de vitesse des porteurs dans la zone à champ faible. Cet effet et la détermination du nombre de porteurs injectés nous ont conduits par ailleurs à une étude numérique dont les résultats sont en bon accord avec l'expérimentation.

Il nous reste donc à étudier, d'une part quantitativement l'impédance théorique grands signaux, d'autre part, le bruit présenté par la structure.

Ces différents résultats doivent nous permettre de définir les applications possibles des diodes étudiées ici par rapport aux diodes ATT, par exemple comme oscillateur local et amplificateur à faible bruit.

BIBLIOGRAPHIE

- (1) S.M. SZE, D.J. COLEMAN, A. LOYA - SSE, Vol 14 pp1209-18, 1971
- (2) D.J. COLEMAN - JAP, vol 43, n°4, pp 1812-18, 1972
- (3) J.L. CHU, G. PERSKY, S.M. SZE - JAP, Vol 43, n°8, pp 3510-5, 1972
- (4) D.M. CAUGHEY, B.E. THOMAS - PIEEE, vol 55, pp 2192-3, 1967
- (5) C.P. SNAPP, P. WEISSGLASS - IEEE, ED 19, n°10, pp 1109-18, 1972
- (6) E. PLAYEZ - Mémoire CNAM, LILLE (à paraître)
- (7) A. CASTELAIN - Thèse 3e Cycle (à paraître)
- (8) A. VANOVERSHELDE - Thèse 3e Cycle, LILLE 1972
- (9) G.I. WRIGHT, N.B. SULTAN - SSE, Vol 16, pp 535-44, 1973
- (10) J. LACOMBE - Revue Technique Thomson CSF, Vol 4, n°3, 1972
- (11) C. CANALI, G. OTTAVIANI, A. ALBERIGI - J. Phys. Chem. Solids, Vol 32, pp 1707,20, 1971
- (12) A. SEMICHON, J. MICHEL, E. CONSTANT, A. VANOVERSHELDE - MOGA 1970
- (13) W. SHOCKLEY, B.S.T.J., vol 23, pp 799-826, 1954
- (14) D.J. COLEMAN, S.M. SZE - B.S.T.J., Vol 50, n°5, pp 1695-9, 1971

