

600 2020057

Vano

50376
1969
143

DIPLOME D'ETUDES APPROFONDIES
DE SCIENCES PHYSIQUES

Mention : Electronique



DETERMINATION DES IMPEDANCES HARMONIQUES
PRESENTÉES PAR UNE DIODE EN RÉGIME D'avalanche

par Issa DOUMBIA

Jury : MM. les Professeurs R. GABILLARD Président
A. LEBRUN Examinateur
E. CONSTANT "

LILLE, le 12 Juillet 1969

INTRODUCTION

Les jonctions semiconductrices en régime d'avalanche ont été l'objet de nombreux travaux ces dernières années. De nombreux chercheurs ont étudié plus particulièrement l'utilisation de ces éléments pour la réalisation d'oscillateurs hyperfréquences.

Le laboratoire hyperfréquences et semiconducteurs de la Faculté des Sciences de LILLE effectue depuis 1965 des recherches dans ce domaine. L'analyse des "propriétés générales des diodes semiconductrices" ⁽¹⁾ a montré que ces éléments pouvaient présenter une résistance différentielle négative et qu'ils étaient donc susceptibles de produire des oscillations. Dans de récentes études ⁽²⁾, nous avons dégagé une théorie assez approfondie qui tient compte notamment des phénomènes résultant des relations non linéaires entre la génération de porteurs et le champ électrique.

Dans le cadre de ces recherches nous proposons d'étudier les principales propriétés de la diode en régime non linéaire. Certains résultats nous ont conduit à penser que les champs appliqués sur la diode ne peuvent être purement sinusoïdaux, mais doivent comporter des harmoniques, ce qui rend l'étude théorique assez délicate.

Dans une première partie, nous rappellerons brièvement les expressions théoriques obtenues quand la diode est soumise à un champ sinusoïdal. Dans le cas où le champ est seulement périodique, la complexité du problème nous oblige à faire de grosses approximations pour résoudre les équations fondamentales. Une étude numérique sur ordinateur s'avère nécessaire si l'on veut mettre pleinement en évidence les effets des différents paramètres. Nous exposerons donc la méthode utilisée à cet effet.

Dans une deuxième partie nous présenterons les résultats de nos travaux expérimentaux ainsi que les différents montages utilisés pour leur réalisation.

De même nous ferons une étude comparative des résultats théoriques et expérimentaux.

Enfin en conclusion, nous donnerons un aperçu des perspectives d'avenir qu'ouvre une telle étude.

I. ETUDE THEORIQUE

INTRODUCTION

Pour cette étude nous avons défini dans une diode semiconductrice polarisée en inverse, moyennant certaines hypothèses (3) une zone d'avalanche et une zone de transit d'épaisseurs δ et $W - \delta$. Les effets non linéaires se produisent essentiellement dans la zone d'avalanche : ceci est une conséquence du processus de multiplication. Nous nous attacherons plus particulièrement à étudier les propriétés de cette zone et pour ce faire, nous utiliserons dans l'étude expérimentale des diodes à temps de transit très réduit.

I.1. NOTATIONS - HYPOTHESES - EQUATION DE DEPART

a) Notations

Nous utiliserons les mêmes notations que dans les précédentes publications de notre laboratoire⁽¹⁾. Nous rappelons les principaux indices utilisés :

- a grandeur fonction de l'abscisse dans la zone d'avalanche $E_a(x)$
- δ grandeur caractérisant globalement la zone d'avalanche (Z_δ)
- θ grandeur caractérisant globalement la zone de transit (Z_θ)
- D grandeur liée à la diode
- c grandeur liée au courant de conduction
- d grandeur liée au courant de déplacement
- o grandeur liée aux champs et courants continues
- 1,2 harmoniques des courants ou des champs.

b) Hypothèses simplificatrices

- Le temps de transit dans la zone d'avalanche est très inférieur à la période du champ électrique

$$\left| \frac{\omega\delta}{V} \right| \ll 1$$

- Les taux d'ionisation des électrons et des trous sont égaux :
 $\alpha_n = \alpha_p = \alpha$

- Les vitesses des électrons et des trous sont égales à la vitesse limite.

$$v_n = v_p = v$$

c) Equation de départ

L'expression générale du courant de conduction établie à partir des hypothèses faites et des équations générales de l'électrocinétique s'écrit⁽⁴⁾ :

$$\frac{\tau_\delta}{2} \frac{d I_{ca}}{dt} = \frac{1}{2} I_{ca} \left\{ \psi_{E_a}(t) - 1 \right\} + \frac{1}{2} I_s \quad (1)$$

avec $\tau_\delta = \frac{\delta}{v}$ et $\psi_{E_a}(t) = \int_0^\delta a_{E_a}(t) dt$ (2)

en négligeant le courant de saturation I_s l'équation (1) devient après intégration :

$$I_{ca} = I_{oo} \exp \frac{2}{\tau_\delta} \int_0^t \left\{ \psi_{E_a}(t) - 1 \right\} dt \quad (3)$$

avec I_{oo} courant de conduction à l'instant $t = 0$.

L'équation (3) fait apparaître le caractère non linéaire des relations entre le courant et le champ électrique dans la zone d'avalanche.

I.2. IMPEDANCE DE LA DIODE SOUMISE A UN CHAMP SINUSOIDAL

a) Principe du calcul

Nous donnons figure 1 le schéma équivalent à la diode et à son boîtier :

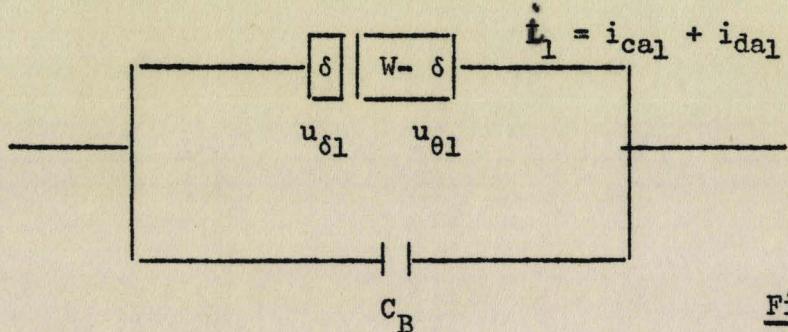


Figure 1

Nous admettons que le champ électrique dans la zone d'avalanche est donné par la relation :

$$E_a = E_{ao} + e_{al} = E_{ao} + E_{al} \sin \omega t \quad (4)$$

A la fréquence fondamentale, on peut déduire de l'équation (1) l'expression des courants de conduction et de déplacement : i_{ca1} et i_{dal}

en posant $M = \frac{i_{ca1}}{i_{ca1} + i_{dal}} = \frac{i_{ca1}}{i_1}$ (5)

Un calcul simple nous permet d'obtenir :

$$Z_\delta = \frac{u_{\delta 1}}{i_1} = \frac{1 - M}{j\omega C_\delta} \quad (6)$$

$$Z_\theta = \frac{u_{\theta 1}}{i_1} = \frac{1}{\omega C} \left(1 - \frac{\delta}{W} \right) \left(M \chi_\theta - j \left(1 - \frac{M \sin \theta}{\theta} \right) \right) \quad (7)$$

avec $\chi_\theta = \frac{1 - \cos \theta}{\theta}$ et $\theta = \frac{\omega (w - \delta)}{v}$

Nous voyons donc qu'il nous suffit de calculer M pour déduire les expressions de Z_δ et Z_θ .

b) Variation du champ statique dans la diode

On polarise la diode par une tension continue suffisante pour provoquer l'existence du phénomène d'avalanche dans la zone : le champ continu est E_{ao} . On peut lui superposer un champ alternatif du même ordre de grandeur. A cause de la variation exponentielle de α en fonction du champ (5) il apparaît qu'une petite augmentation du champ entraîne une augmentation considérable du courant. Si l'on impose un courant moyen constant dans la diode le champ continu nécessaire E_{ao} pour maintenir l'avalanche doit décroître au fur et à mesure que e_{al} augmente. Nous écrirons cette variation sous la forme ΔE_o fonction de e_{al} . Ecrivons :

$$E_a(t) = E_{ao} + \Delta E_o + E_{al} \sin \omega t \quad (8)$$

soit $\psi(E_a(t)) = \int_0^\delta \alpha_o e^{\lambda E_a(t)} dx = \alpha_o \delta e^{\lambda E_a(t)}$ (9)

Pour le calcul de ΔE_0 nous faisons un développement en série de Fourier de $\psi_{E_a}(t)$, ce qui nous donne :

$$\psi_{E_a}(t) = \alpha_0 \delta e^{\frac{\lambda(E_{ao} + \Delta E_0)}{\tau_\delta}} (B_0(\lambda E_{al}) + 2B_1(\lambda E_{al}) \sin \omega t - 2B_2(\lambda E_{al}) \cos 2 \omega t + \dots) \quad (10)$$

où $B_1(\lambda E_{al})$ est la fonction de BESSEL modifiée de 1ère espèce d'ordre n avec

$$B_n(Y) = \frac{1}{T} \int_0^T e^Y \cos \omega t \cos n \omega t dt \quad (11)$$

En reportant l'expression (10) de $\psi_{E_a}(t)$ dans notre équation (3) et en intégrant nous obtenons :

$$I_{ca} = I_{co} \exp \frac{2}{\tau_\delta} \left\{ (\alpha_0 \delta e^{\frac{\lambda(E_{ao} + \Delta E_0)}{\tau_\delta}} B_0(\lambda E_{al}) - 1) t + \alpha_0 \delta e^{\frac{\lambda(E_{ao} + \Delta E_0)}{\tau_\delta}} \left(\frac{\lambda E_{al}}{\omega} (1 - \cos \omega t) - \frac{\lambda^2 E_{al}^2}{8\omega} \sin 2 \omega t \right) \right\} \quad (12)$$

Remarquons que pour cette intégration nous avons utilisé les développements limités de $B_1(\lambda E_{al})$ et $B_2(\lambda E_{al})$.

La condition de stabilité du courant impose que le coefficient de t dans le terme linéaire de (12) soit nul. Ce qui nous permet d'écrire :

$$\alpha_0 \delta e^{\frac{\lambda(E_{ao} + \Delta E_0)}{\tau_\delta}} B_0(\lambda E_{al}) - 1 = 0 \quad (13)$$

La condition d'avalanche en régime continu montre que $\psi_{(E_{ao})} = 1$ soit $\alpha_0 \delta e^{\lambda E_{ao}} = 1$; en tenant donc compte de cette condition nous aurons :

$$e^{\frac{-\lambda \Delta E_0}{\tau_\delta}} = B_0(\lambda E_{al})$$

soit $\boxed{\Delta E_0} = -\frac{1}{\lambda} \log B_0(\lambda E_{al}) \quad (14)$

c) Composantes du courant dans la zone d'avalanche

Pour la simplicité de l'écriture nous utiliserons les paramètres suivants déduits de l'expression (12)

$$Y = \frac{2 \lambda E_{a1}}{\tau_\delta \omega} \quad (15)$$

$$Z = \frac{\lambda^2 E^2}{4\omega \tau_\delta} \quad (16)$$

Nous obtenons après développement en série de Fourier de l'expression (12) la composante à l'harmonique 1 du courant de conduction :

$$i_{ca1} = - \frac{2 B_1(Y)}{B_0(Y)} \frac{I_0}{\cos \phi_1} \cos(\omega t + \phi_1) \quad (17)$$

avec

$$\operatorname{tg} \phi_1 = \frac{Z}{2} \left(1 - \frac{B_3(Y)}{B_1(Y)} \right) \quad (18)$$

Pour l'obtention de cette formule nous avons supposé Z petit et nous avons remplacé I_{ca0} par $\frac{I_0}{B_0(Y)e^Y}$ égalité obtenue en écrivant que la valeur moyenne de I_{ca} est I_0 valeur du courant continu de polarisation.

Pour un champ $E_{a1} \ll 0,3 E_{a0}$ nous pouvons considérer $Z \ll 1$, soit $\cos \phi_1 \neq 1$. On a dans ce cas :

$$i_{ca1} = - \frac{2 B_1(Y)}{B_0(Y)} I_0 \cos(\omega t + \phi_1) \quad (19)$$

La généralisation de cette formule donne :

$$i_{ca_n} = (-1)^n \frac{2 B_n(Y)}{B_0(Y)} \frac{I_0}{\cos \phi_n} \cos(n \omega t + \phi_n) \quad (20)$$

avec $\operatorname{tg} \phi_n = \frac{Z}{2} \frac{(B_{n-2}(Y) - B_{n+2}(Y))}{B_1(Y)}$ (21)

d) Impédance de la zone d'avalanche

Des expressions du courant et de la tension dans la zone d'avalanche nous pouvons déduire le schéma électrique équivalent à cette zone :

Nous pouvons écrire :

$$e_{al} = E_{al} e^{j \omega t} \quad (22)$$

$$u_{al} = \delta e_{al} = \delta E_{al} e^{j \omega t} \quad (23)$$

$$\text{et} \quad i_{cal} = -2 I_o \frac{B_1(Y)}{B_o(Y)} e^{j(\omega t + \pi/2 + \phi_1)} \quad (24)$$

$$\text{On en déduit l'impédance } Z_{c\delta 1} = \frac{\delta e_{al}}{i_{cal}} = -\frac{\delta E_{al}}{2 I_o \frac{B_1(Y)}{B_o(Y)}} e^{-j(\phi_1 + \pi/2)} \quad (25)$$

Nous voyons donc qu'elle équivaut à une impédance $L_{\delta 1}$ en série avec une résistance positive $R_{\delta 1}$. Nous obtenons :

$$\underline{L_{\delta 1}} \neq \frac{\tau_{\delta} \delta}{2 \lambda I_o \Gamma(Y)} \quad (26)$$

$$\underline{R_{\delta 1}} = \frac{\lambda \delta E_{al}^2}{16 I_o \Gamma(Y)} \quad (27)$$

$$\text{et} \quad \Gamma(Y) = \frac{2}{Y} \frac{B_1(Y)}{B_o(Y)} \quad (28)$$

Remarquons que pour des champs faibles $\Gamma(Y) \rightarrow 1$, et pour des champs forts $\Gamma(Y) \rightarrow \frac{2}{Y}$

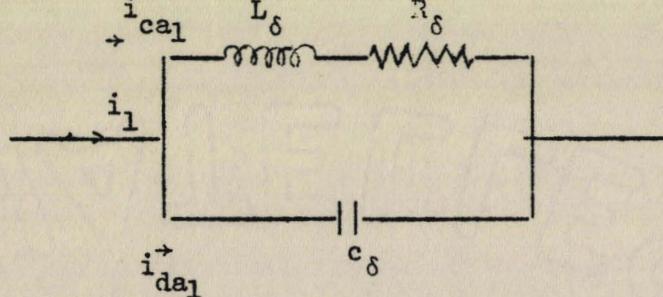


Figure 2

Nous devons tenir compte également du courant de déplacement dans la zone d'avalanche donc d'une capacité C_δ équivalente à cette zone. Le schéma final est donné figure 2.

e) Impédance de la diode

Nous devons évaluer maintenant l'impédance de la zone de transit pour déterminer l'impédance de la diode. Cette détermination nécessite le calcul du facteur $M = \frac{i_{cal}}{I_1}$ qui peut être effectué à partir du schéma équivalent à la zone d'avalanche (en négligeant R_{61}). Si l'on définit la fréquence d'avalanche ω_{al} comme la fréquence de résonance du circuit oscillant parallèle $L_{\delta 1}$, C_δ

$$\text{On a : } \omega_{al}^2 = \frac{1}{L_{\delta 1} C_\delta} = \frac{2\lambda I_0}{\tau_\delta \delta C_\delta} \Gamma(Y) \quad (29)$$

$L_{\delta 1}$ dépend du champ e_{al} ; il en est de même pour ω_{al}^2 . Aux très faibles niveaux

$$L_{\delta 1} \rightarrow \frac{\tau_\delta \delta}{2\lambda I_0} \quad (30)$$

$$\omega_{al}^2 \rightarrow \omega_{ao}^2 = \frac{2\lambda I_0}{\tau_\delta \delta C_\delta} \quad (31)$$

$$\text{On a donc } \omega_{al}^2 = \omega_{ao}^2 \Gamma(Y) \quad (32)$$

Si nous posons :

$$\beta_1^2 = \frac{\omega_{al}^2}{\omega_{ao}^2} \quad (33)$$

$$\text{et } \beta_0^2 = \frac{\omega_{ao}^2}{\omega^2} \quad (34)$$

Le terme M s'écrit :

$$M = \frac{i_{cal}}{i_1} = \frac{\beta_1^2}{\beta_1^2 - 1} = \frac{\beta_0^2 \Gamma(Y)}{\beta_0^2 \Gamma(Y) - 1} \quad (35)$$

Ce calcul nous permet de déduire directement des expressions (6) et (7)

$$Z_\delta = \frac{1}{j\omega C_\delta} - \frac{1}{1 - \beta_1^2} \quad (36)$$

$$Z_\theta = \frac{1}{\omega C} \left(1 - \frac{\delta}{W}\right) \left\{ \frac{-\beta_1^2}{1 - \beta_1^2} x_\theta - j \left(1 + \frac{\beta_1^2}{1 - \beta_1^2} \frac{\sin \theta}{\theta}\right) \right\} \quad (37)$$

En écrivant pour l'impédance de la diode

$$Z_D = R_D + j X_D$$

Il vient :

$$\underline{R_D} = - \frac{1}{\omega C} \left\{ \left(1 - \frac{\delta}{W}\right) \frac{\beta_1^2}{1 - \beta_1^2} \right\} \quad (38)$$

$$\underline{X_D} = - \frac{1}{\omega C} \left(\left(1 - \frac{\delta}{W}\right) \frac{\beta_1^2}{1 - \beta_1^2} \lambda(\theta) + 1 \right) \quad (39)$$

avec

$$\lambda(\theta) = \frac{\sin \theta}{\theta} + \frac{\delta}{W - \delta}$$

Remarque : Dans cette étude nous avons négligé les influences du temps de transit dans la zone d'avalanche, de $R_{\delta 1}$ et du courant de saturation. Si l'on tient compte de tous ces effets les formules donnant la valeur de l'impédance deviennent :

$$R_D = \frac{1}{\omega C} \left(1 - \frac{\delta}{W}\right) \frac{-\beta_1^2}{(1 - \beta_1^2)^2 + \sigma^2} \left((1 - \beta_1^2) x_\theta - \sigma \lambda(\theta) \right) \quad (40)$$

$$X_D = - \frac{1}{\omega C} \left\{ 1 + \beta_1^2 \left(1 - \frac{\delta}{W}\right) \frac{\sigma x_\theta + (1 - \beta_1^2) \lambda(\theta)}{(1 - \beta_1^2)^2 + \sigma^2} \right\} \quad (41)$$

avec $\sigma = \frac{\omega \tau_\delta}{\gamma} + \frac{\omega \tau_\delta}{32} Y^2 \left(1 - \frac{B_3(Y)}{B_1(Y)}\right) + \frac{1}{2 \omega \tau_\delta} \frac{I_s}{I_o} \left(1 - \frac{B_3(Y)}{B_1(Y)}\right)$ (42)

f) Existence de composantes harmoniques du courant

Les éléments non linéaires de la zone d'avalanche font apparaître des composantes harmoniques dans le courant de conduction. Ces composantes par-courant le circuit extérieur à la diode entraînent l'existence de tensions harmoniques aux bornes de celle-ci. On ne peut plus considérer que le champ électrique appliqué est purement sinusoïdal, les composantes harmoniques pouvant être de même ordre de grandeur que la composante fondamentale. Une étude analytique s'avère très difficile et pour la mener à bien il est nécessaire de faire plusieurs approximations qui ne sont pas toujours justifiées. Pour cette raison nous avons utilisé une méthode de calcul numérique sur ordinateur pour s'affranchir des approximations signalées précédemment.

II. ETUDE NUMERIQUE

II.1. PRINCIPE DU CALCUL

L'expression du champ total dans la zone d'avalanche s'écrit :

$$E_{aT} = E_{ao} + \Delta E_o + E_{a1} \sin \omega t + E_{a2} \sin (2 \omega t + \phi) \quad (43)$$

En tenant compte de la condition d'avalanche ($\alpha_o \delta e^{\lambda E_{ao}} = 1$) l'équation de Read devient :

$$\frac{\tau_\delta}{2} \frac{d I_{ca}}{dt} = I_{ca} (e^{\lambda (\Delta E_o + E_{a1} \sin \omega t + E_{a2} \sin (2 \omega t + \phi))} - 1) \quad (44)$$

L'intégration de (44) nous donne :

$$I_{ca} = I_{oo} \exp \left\{ \frac{2}{\tau_\delta} \left(\int_0^t (e^{\lambda (\Delta E_o + E_{a1} \sin \omega x + E_{a2} \sin (2 \omega x + \phi))} - 1) dt \right) \right\} \quad (45)$$

Nous déterminons ΔE_o en écrivant que la condition d'avalanche est satisfaite en moyenne sur une période du signal alternatif : ceci nous permet d'écrire :

$$\frac{1}{T} \int_0^T \left(\int_0^\delta \alpha_o e^{\lambda E_{aT}} dx \right) dt = 1 \quad (46)$$

Pour $E_{a1} = 0 \Rightarrow \alpha_o \delta e^{\lambda E_{ao}} = 1$ (régime continu)

Nous obtenons :

$$e^{\lambda \Delta E_o} = \frac{1}{\frac{1}{T} \int_0^T e^{\lambda (E_{a1} \sin \omega t + E_{a2} \sin (2 \omega t + \phi))} dt} \quad (47)$$

soit :

$$\Delta E_o = -\frac{1}{\lambda} \log \frac{1}{\frac{1}{T} \int_0^T e^{\lambda (E_{a1} \sin \omega t + E_{a2} \sin (2 \omega t + \phi))} dt} \quad (48)$$

De même, I_{oo} sera déterminé en écrivant que la valeur moyenne du courant de conduction $I_{ca}(t)$ est égale au courant de polarisation I_o :

$$\frac{1}{T} \int_0^T I_{ca}(t) dt = I_o \quad (49)$$

Nous réalisons numériquement l'intégration de $\int_0^t e^{\lambda E_a t} dt$ ce qui nous permet d'obtenir les valeurs de $I_{ca}(t)$. Pour trouver les composantes du courant de conduction, nous faisons un développement en série de Fourier de $I_{ca}(t)$. On obtient alors :

$$I_{ca_n} = A_n \cos n \omega t + B_n \sin n \omega t = c_n \cos (n \omega t + \phi_n) \quad (50)$$

Connaissant les courants et les champs dans la zone d'avalanche, nous pouvons déduire les valeurs des conductances et susceptances équivalentes pour chacune des fréquences. En effet, nous avons les relations :

$$G_1 + j B_1 = \frac{c_1 e^{+j(\omega t + \phi_1 + \pi/2)}}{\delta E_{a1} e^{j \omega t}} \quad (51)$$

$$G_2 + j B_2 = \frac{c_2 e^{+j(2 \omega t + \phi_2 + \pi/2)}}{\delta E_{a2} e^{j(2 \omega t + \phi)}} \quad (52)$$

Nous en déduisons :

$$G_1 = - \frac{c_1}{\delta E_{a1}} \sin \phi_1 \quad (53)$$

$$B_1 = \frac{c_1}{\delta E_{a1}} \cos \phi_1 \quad (54)$$

$$G_2 = - \frac{c_2}{\delta E_{a2}} \sin (\phi_1 - \phi) \quad (55)$$

$$B_2 = \frac{c_2}{\delta E_{a2}} \cos (\phi_1 - \phi) \quad (56)$$

Nous tenons compte du courant de déplacement dans la zone d'avalanche. Ceci nous permet d'obtenir l'admittance totale de la zone d'avalanche aux fréquences 1 et 2.

$$Y_{1\delta} = G_1 + j(B_1 + C_\delta \omega) = G_1 + j B_{1\delta} \quad (57)$$

$$Y_{2\delta} = G_2 + j(B_2 + 2 C_\delta \omega) = G_2 + j B_{2\delta} \quad (58)$$

Nous représentons figure 3 le schéma synoptique du processus général de calcul numérique utilisé.

II.2. RESULTATS OBTENUS

Les calculs numériques ont été effectués avec une diode dont les caractéristiques sont les suivantes :

$\delta = 1,4 \cdot 10^{-6} \text{ m}$ épaisseur de la zone d'avalanche

$W = 2 \cdot 10^{-6} \text{ m}$ " " " désertée

$S = 10^{-8} \text{ m}^2$ section de la diode

La constante $\lambda = 1,68 \cdot 10^{-5} \text{ cm/V}$

Les valeurs numériques introduites pour les principaux paramètres ont été choisies assez voisines des valeurs expérimentales :

- courant de polarisation $I_0 = 12,5 \text{ mA} > I_{X_0} (9 \text{ mA})$

- fréquence fondamentale $f_1 = 2,6 \text{ GHz}$

- champ à la fréquence fondamentale $E_1 = 0,55 \cdot 10^4 \text{ V/cm}$

Nous avons étudié l'évolution des différentes grandeurs, le champ E_1 étant constant et le champ E_2 variable en amplitude, le déphasage ϕ étant pris pour paramètre.

Nous présentons ici quelques résultats obtenus dans cette étude numérique.

a) Variation ΔE_0

Les variations (ΔE_0) du champ statique E'_0 nécessaire, pour maintenir un courant constant quand le champ alternatif E_2 varie, sont représentées figure 4. On constate qu'aux faibles valeurs de E_2 , l'harmonique 2 n'a aucune influence sur ΔE_0 ; au fur et à mesure que E_2 augmente, ΔE_0 est négatif et sa valeur absolue croît.

b) Admittance de la zone d'avalanche à l'harmonique 1 : $G_1 + j B_{61}$

Les figures 5 et 6 représentent les variations de G_1 et B_{61} en fonction de E_2 pour différentes valeurs de la phase ϕ .

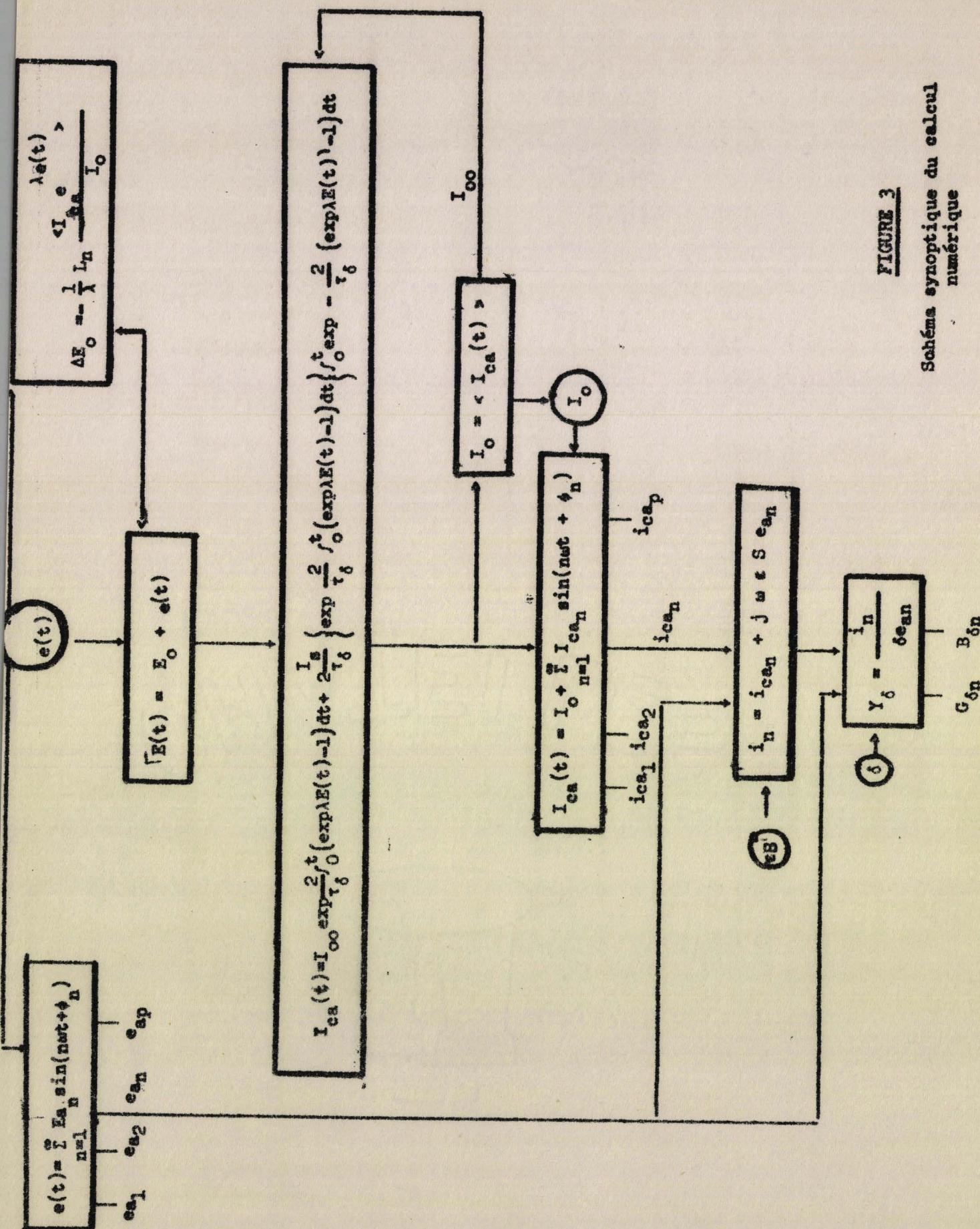


FIGURE 3

Schéma synoptique du calcul numérique

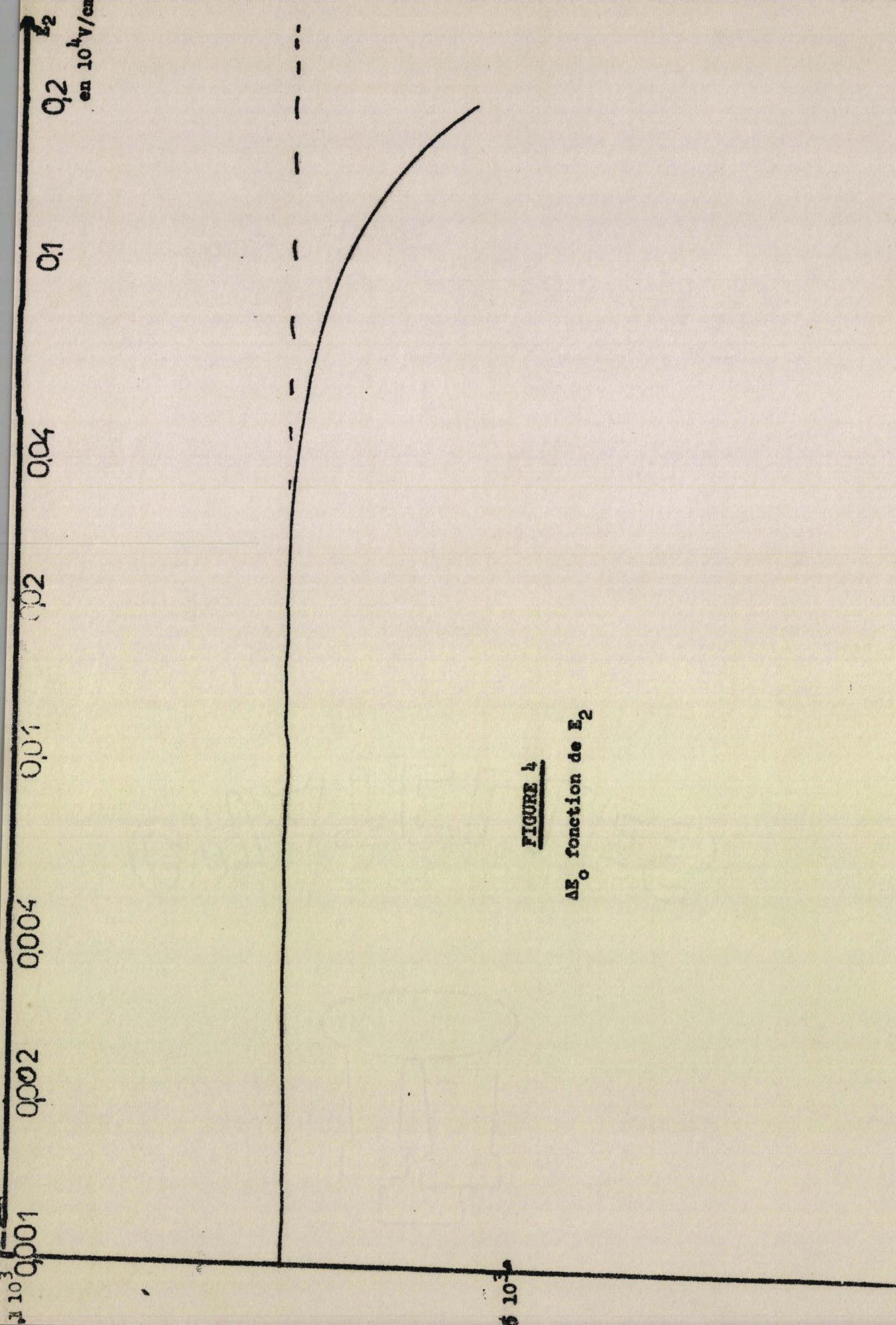
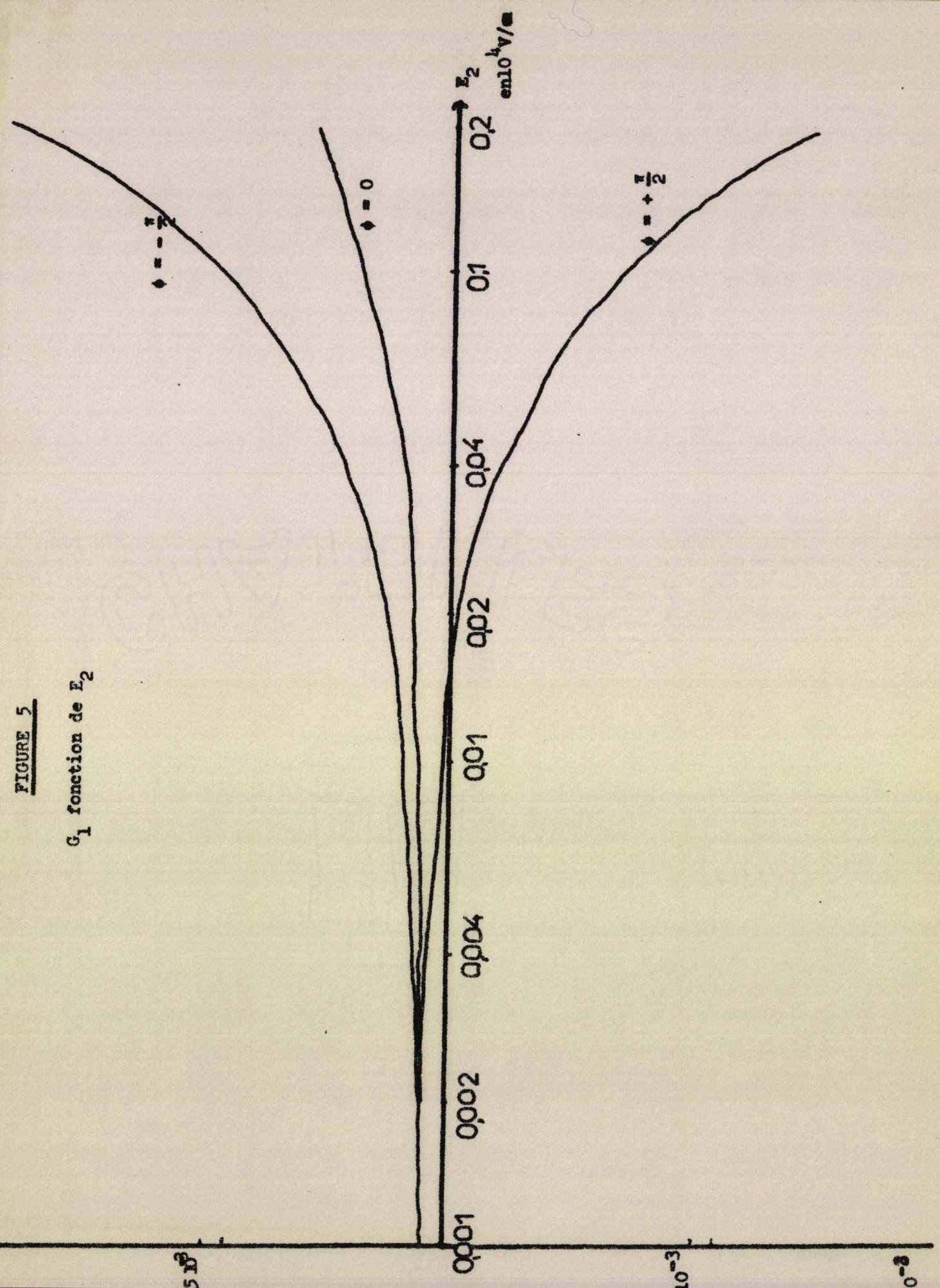


FIGURE 4
 ΔE_0 fonction de E_2

FIGURE 5

C_1 fonction de E_2



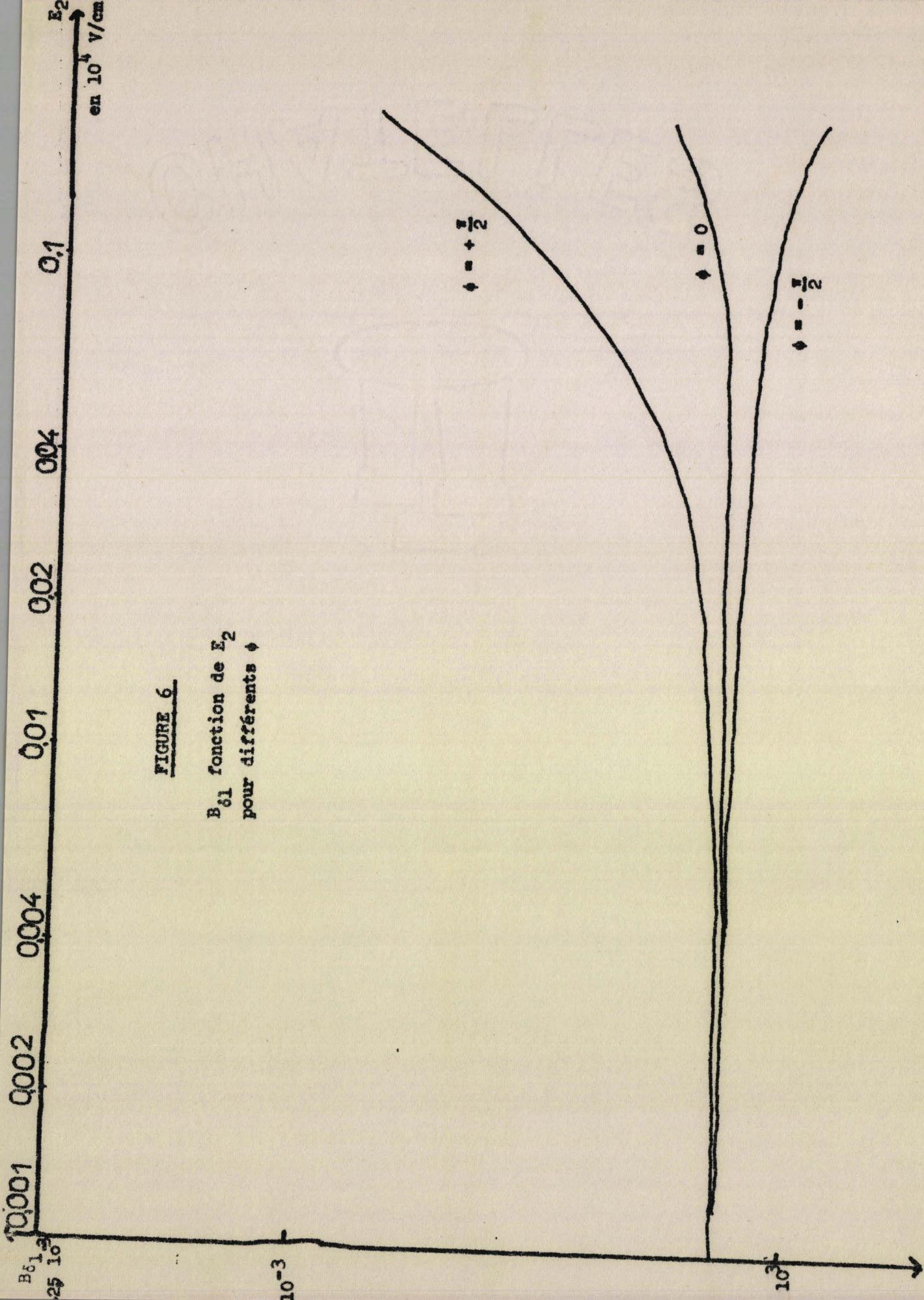


FIGURE 6

B_{61} fonction de E_2
pour différents ϕ

Pour $\phi = \frac{\pi}{2}$ et pour des valeurs bien déterminées de E_2 la conductance G_1 d'abord positive devient négative. Ce cas est très intéressant, car nous voyons qu'en superposant un champ E_2 de phase appropriée nous arrivons à annuler la conductance positive présentée par la zone d'avalanche (due à la non linéarité de l'équation de Read). Ceci peut ainsi permettre une meilleure utilisation des diodes à avalanche comme multiplicateur à haut rendement (6).

Pour $\phi = 0$ et $\phi = -\frac{\pi}{2}$, G_1 décroît mais reste positive quand E_2 augmente. La susceptance $B_{\delta 2}$ reste toujours négative, sa valeur absolue décroît pour les phases 0 et $\frac{\pi}{2}$ tandis qu'elle croît pour $\phi = -\frac{\pi}{2}$.

c) Admittance de la zone d'avalanche à l'harmonique 2 : $G_2 + j B_{\delta 2}$

Nous représentons figures (7) et (8) les variations de G_2 et $B_{\delta 2}$ en fonction de E_2 .

Pour $\phi = -\frac{\pi}{2}$ et $\phi = 0$ la conductance G_2 est toujours négative, elle décroît en valeur absolue au fur et à mesure que E_2 augmente.

Pour $\phi = +\frac{\pi}{2}$ elle reste toujours positive et décroît quand E_2 croît.

Pour $\phi = 0$ et $\phi = +\frac{\pi}{2}$ la susceptance $B_{\delta 2}$ est toujours positive et décroît quand le champ E_2 croît. Pour $\phi = -\frac{\pi}{2}$ elle est d'abord négative aux faibles niveaux E_2 puis ensuite devient légèrement positive pour les forts niveaux E_2 . Remarquons que pour $\phi = 0$ sa valeur (13) est relativement grande pour les champs E_2 faibles.

Remarque :

La possibilité de transfert de puissance entre harmoniques apparaît nettement sur les figures 5 et 7. Pour une même phase $\phi = -\frac{\pi}{2}$

- G_2 est négative : la diode peut engendrer une certaine puissance P_2 à l'harmonique 2.

- G_1 est positive : la diode absorbe de la puissance P_1 à la fréquence fondamentale.

Il y a ainsi transfert de puissance $P_1 \rightarrow P_2$

Pour $\phi = \frac{\pi}{2}$ le phénomène est strictement inverse il y a transfert de puissance $P_2 \rightarrow P_1$.

Echelle semi-logarithmique

FIGURE 7
 G_2 fonction de E_2

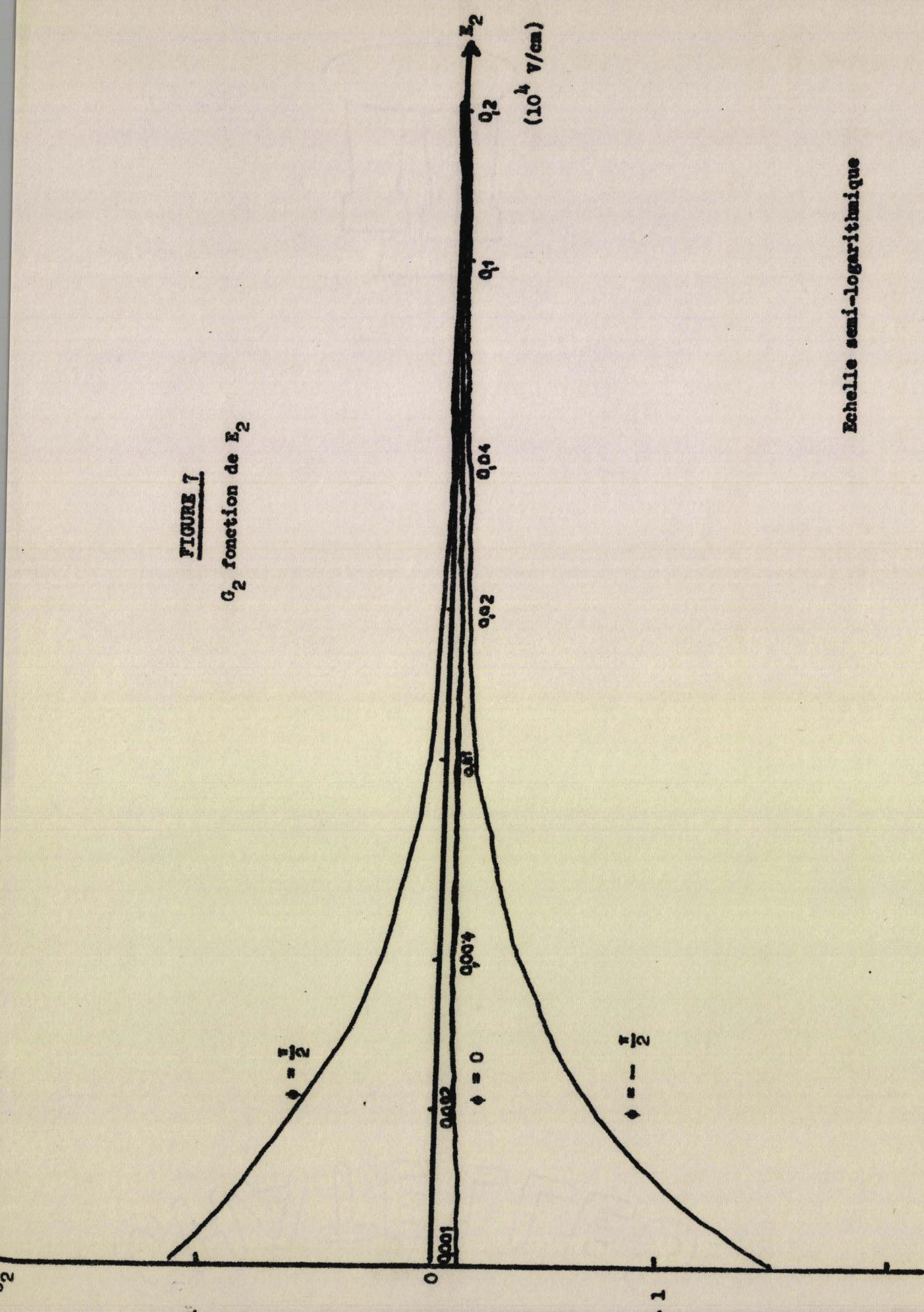
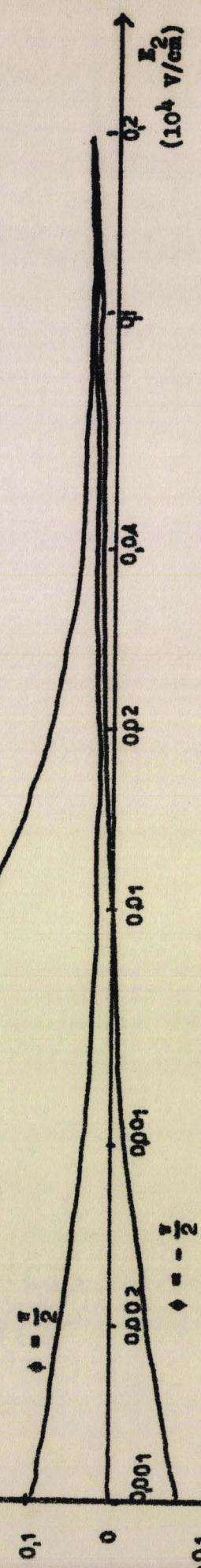


FIGURE 8

B_{d2} fonction de E_2

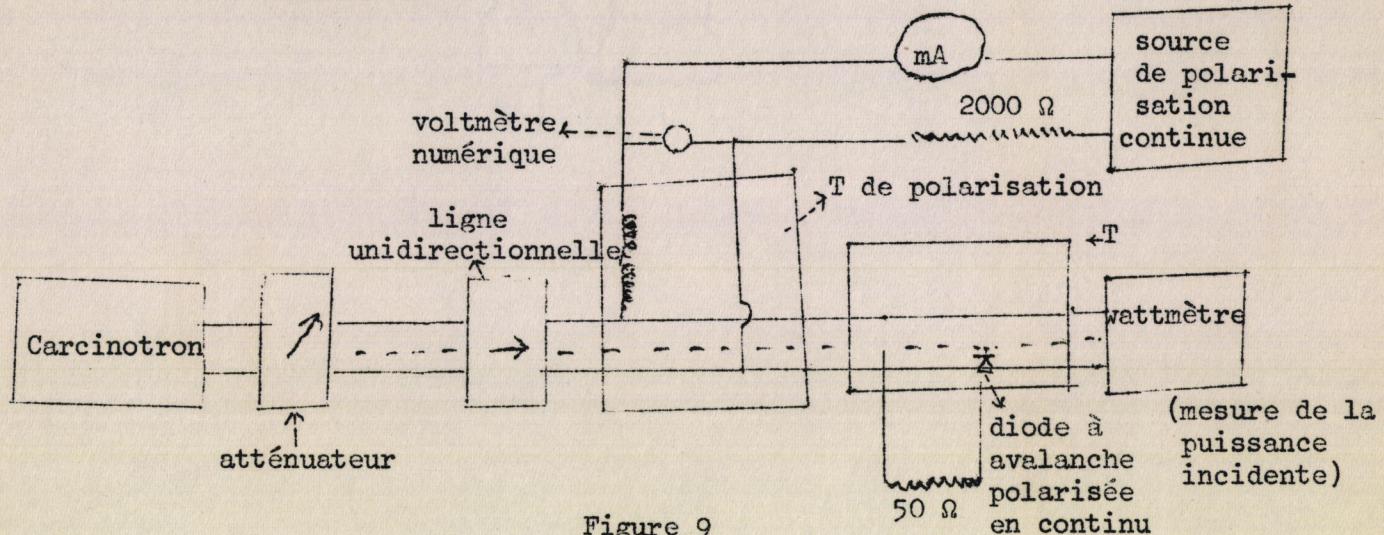


Echelle semi-logarithmique

III. ETUDE EXPERIMENTALE

III.1. PROPRIETES EN REGIME NON LINEAIRE : CHAMP ELECTRIQUE QUASI SINUSOIDAL

a) Variation ΔE_0



Pour cette étude, nous utilisons un carcinotron comme source hyperfréquence. On fait varier la puissance hyperfréquence au moyen d'un atténuateur variable. L'impédance présentée par la diode étant très grande la quasi-totalité de la puissance hyperfréquence est absorbée dans le wattmètre. Il est possible de connaître ainsi la tension hyperfréquence aux bornes de la diode. On peut d'ailleurs apprécier l'erreur introduite par l'approximation précédente en mesurant la tension aux bornes de la résistance de 50Ω en série avec la diode (avec un analyseur de spectre par exemple).

La tension continue aux bornes de la diode est mesurée à l'aide d'un voltmètre numérique.

Le circuit de polarisation comprend, outre la source de tension continue; un milliampèremètre, une résistance de protection de 2000Ω et un T de polarisation

Résultats et comparaisons avec la théorie

Ils sont relatifs à la diode dont les caractéristiques sont les suivantes :

$$\delta = 1,4 \cdot 10^{-6} \text{ m}$$

$$W = 2 \cdot 10^{-6} \text{ m}$$

Les conditions de travail :

$$f = 2,75 \text{ GHz}$$

$$I_o = 12,5 \text{ mA}$$

La figure (10) nous donne les variations ΔU_o de la tension continue en fonction de la tension U_{HF} aux bornes de la diode. On constate qu'aux forts niveaux ΔU_o peut devenir très important.

Nous présentons sur la même figure la courbe obtenue à l'aide de notre expression théorique.

L'accord avec la courbe expérimentale est assez satisfaisant, l'écart peut s'expliquer par les approximations que nous avons faites, et la présence d'harmoniques dans la tension appliquée.

b) Mesure de l'admittance de la diode $g + jb$

- Montage d'étude

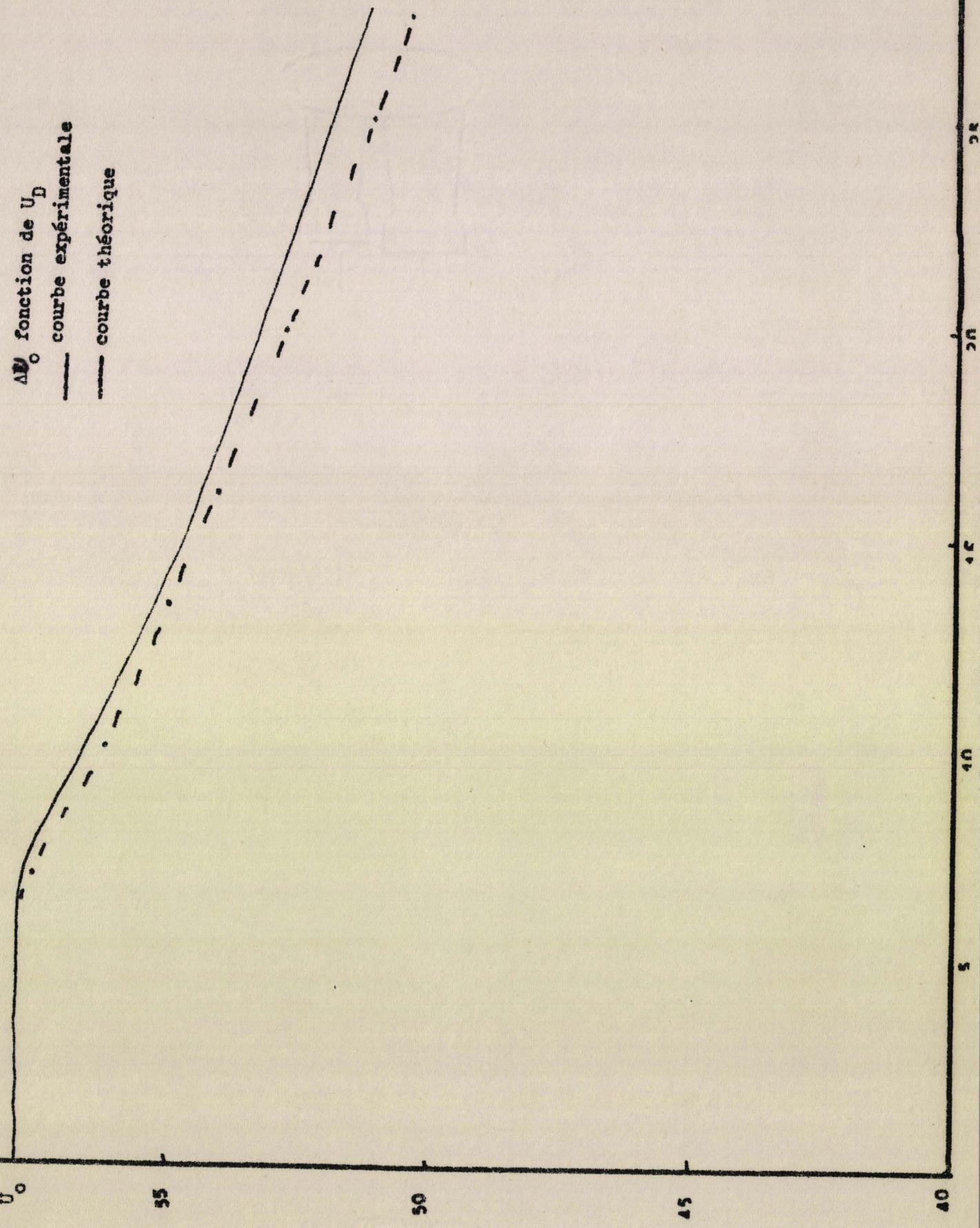
1. Régime impulsif

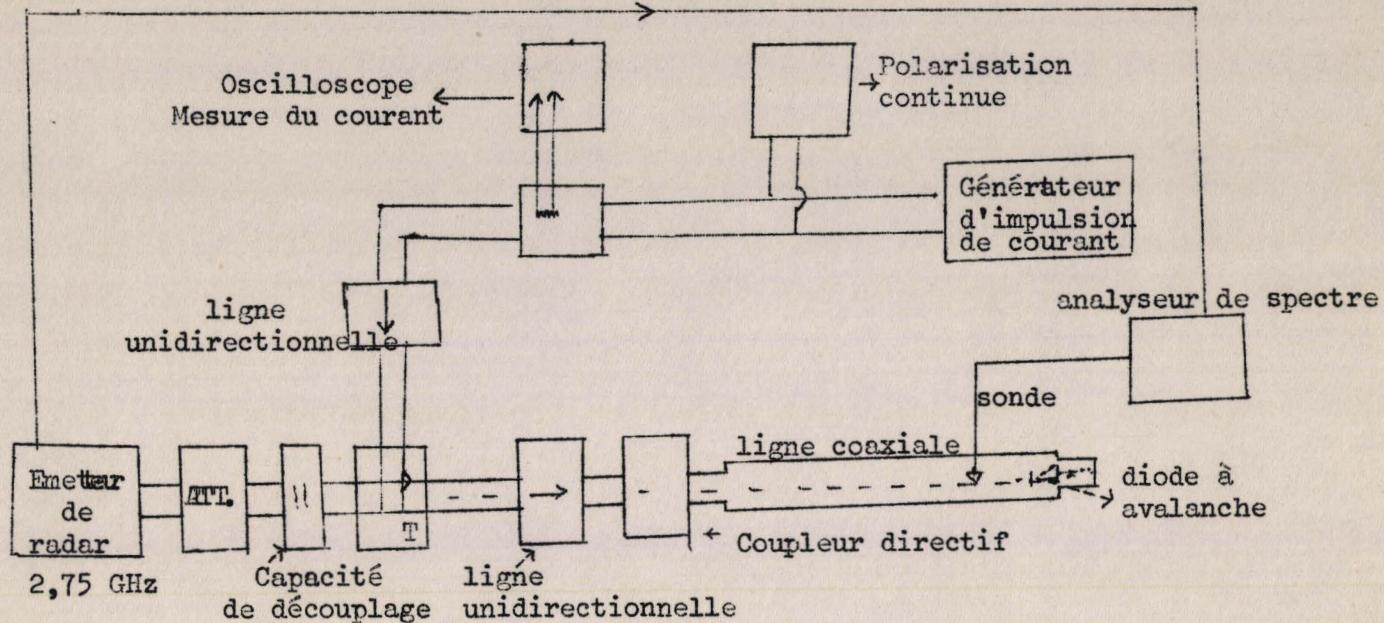
Nous utilisons l'émetteur d'un radar pour obtenir un signal hyperfréquence de grande amplitude. La diode est polarisée en régime d'avalanche par une impulsion de courant synchronisée sur l'impulsion émise par le radar. Le schéma de montage est représenté fig. 11.

L'impédance hyperfréquence de la diode est déterminée au moyen d'une ligne de mesure de T.O.S. La sonde de la ligne est reliée à un analyseur de spectre, ce qui accroît la sensibilité de la détection. Ceci est nécessaire quand la puissance crête est relativement faible, étant donné le rapport cyclique de l'impulsion de puissance H.F. émise par le radar (10^{-3}).

Le coupleur directif permet la mesure de la puissance incidente sur la diode.

FIGURE 10



Schéma synoptique du banc de mesureFigure 11

La mesure du courant de polarisation impulsuel de la diode est effectuée au moyen d'un oscilloscope à entrée différentielle branché sur une résistance en série avec le circuit de polarisation. Une ligne unidirectionnelle isole le circuit hyperfréquence et le circuit de polarisation.

2. Régime continu

Un magnétron délivre la puissance H.F. Le schéma de montage est identique au précédent, excepté le générateur d'impulsion, la diode étant polarisée en continu.

Résultats obtenus

La ligne de mesures nous permet de déterminer b et g par la mesure du T.O.S. et du déplacement du minimum par rapport à un élément de référence.

1°) Conductance g

Les figures 12 et 13 indiquent les variations de la conductance g de la diode en fonction de la tension U_{HF} . Ces mesures se sont avérées très délicates : particulièrement en régime impulsif, elles sont assez peu précises. Néanmoins comme le prévoit la théorie on constate que g augmente en même temps que la tension U_{HF} .

Nous avons aussi tracé les courbes théoriques de g pour différents courants de polarisation. Nous avons dû faire des approximations pour rendre l'expression théorique de g facilement exploitable. Nous admettons notamment que la zone de transit est très réduite : à partir des relations 40 et 41 nous obtenons l'expression de g :

$$g = \left(\frac{\omega \tau_\delta}{32} \right) (\omega C_\delta) V(Y) \Gamma(Y) \frac{I_O}{I_{XO}} \quad (52)$$

avec $V(Y) = \left(1 - \frac{B_3(Y)}{B_1(Y)} \right) \Gamma(Y) \quad (53)$

I_{XO} courant de polarisation aux faibles niveaux.

L'écart entre les courbes théoriques et expérimentales peut s'expliquer par les approximations que nous avons faites et aussi par le fait que le champ n'est plus sinusoïdal à cause des courants harmoniques générés dans la diode.

2°) Susceptance b

Nous donnons figures 14 et 15 b en fonction de U_{HF} . On remarque que pour les courants de polarisation I_O supérieurs au courant d'avalanche I_{XO} b est négatif (selfique) pour les faibles niveaux et devient positif (capacitif) quand la tension hyperfréquence croît.

On a également représenté sur les mêmes graphiques les courbes théoriques correspondantes.

L'expression simplifiée de b :

$$b = C\omega \left(1 - \frac{I_O}{I_{XO}} \right) \Gamma(Y) \quad (54)$$

FIGURE 12

I_D en fonction de U_D

— — courbe théorique

— — courbe expérimentale

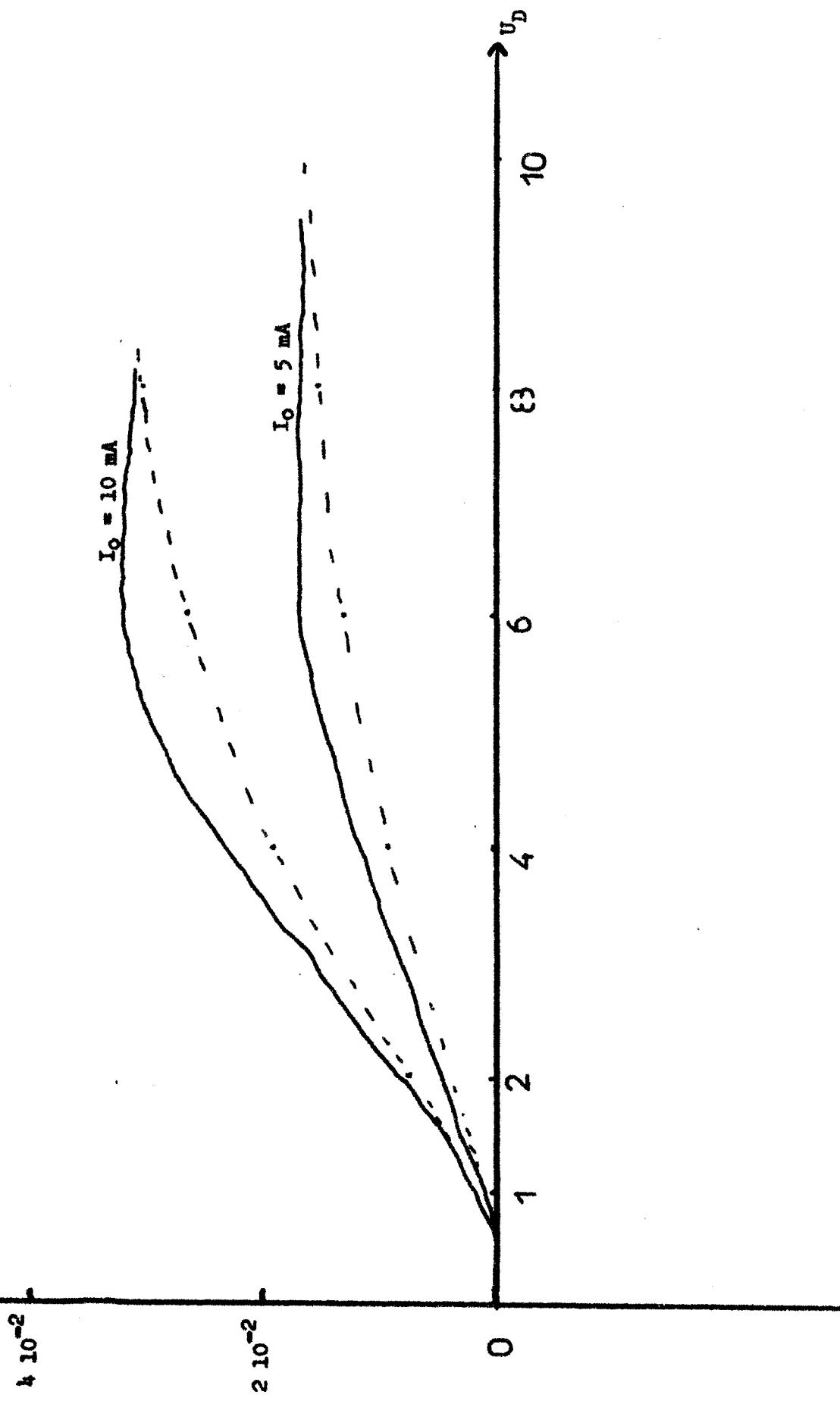


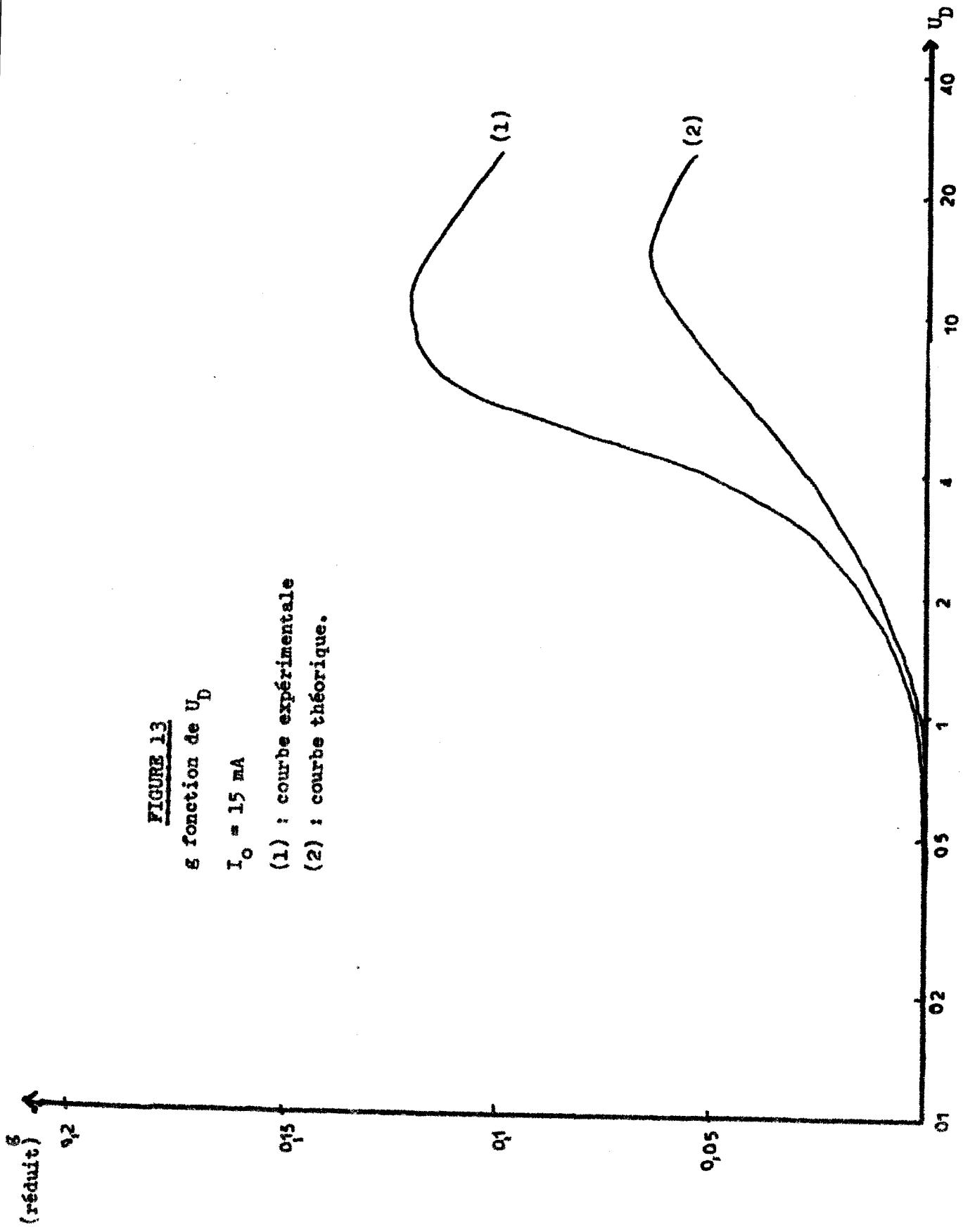
FIGURE 13

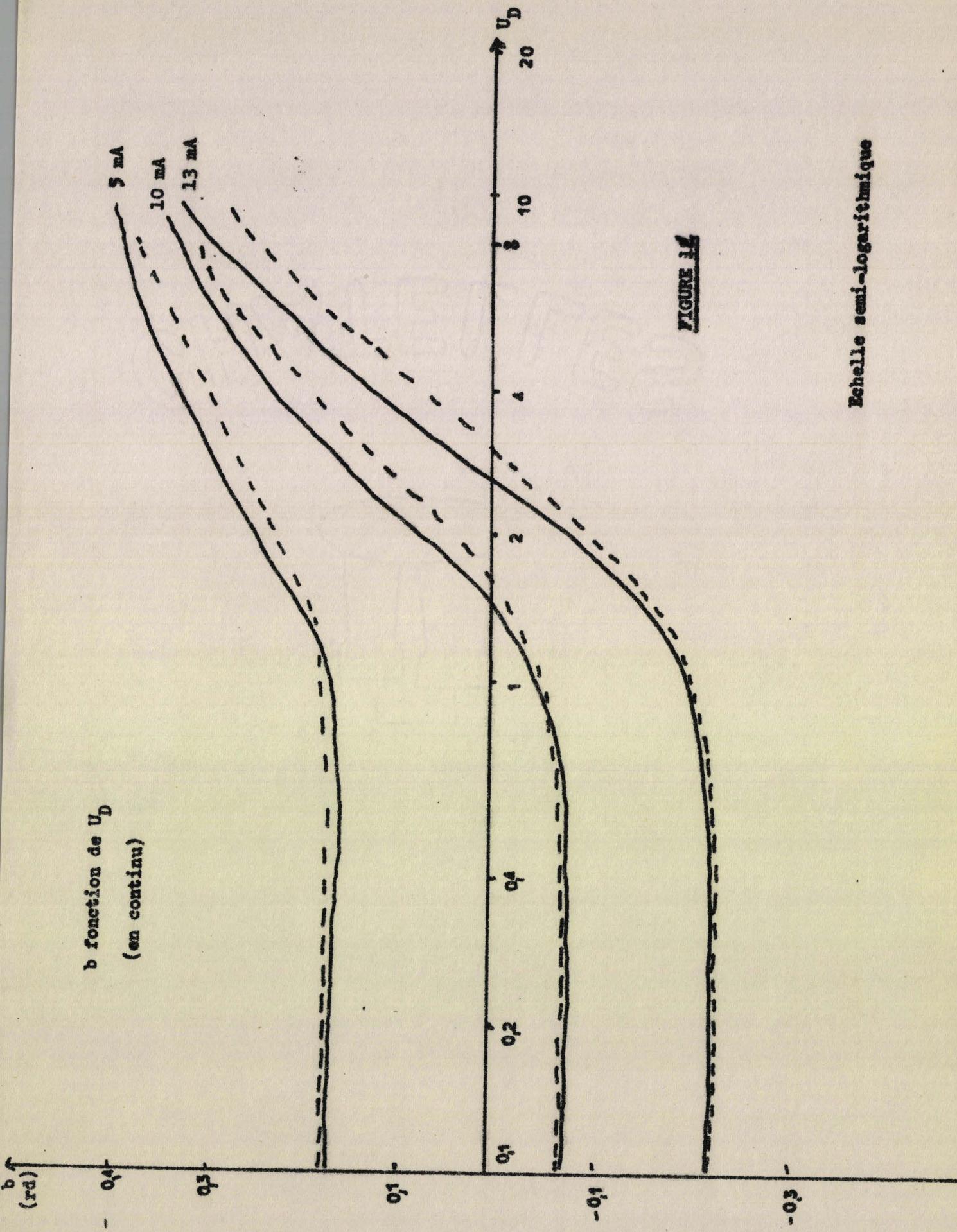
g fonction de U_D

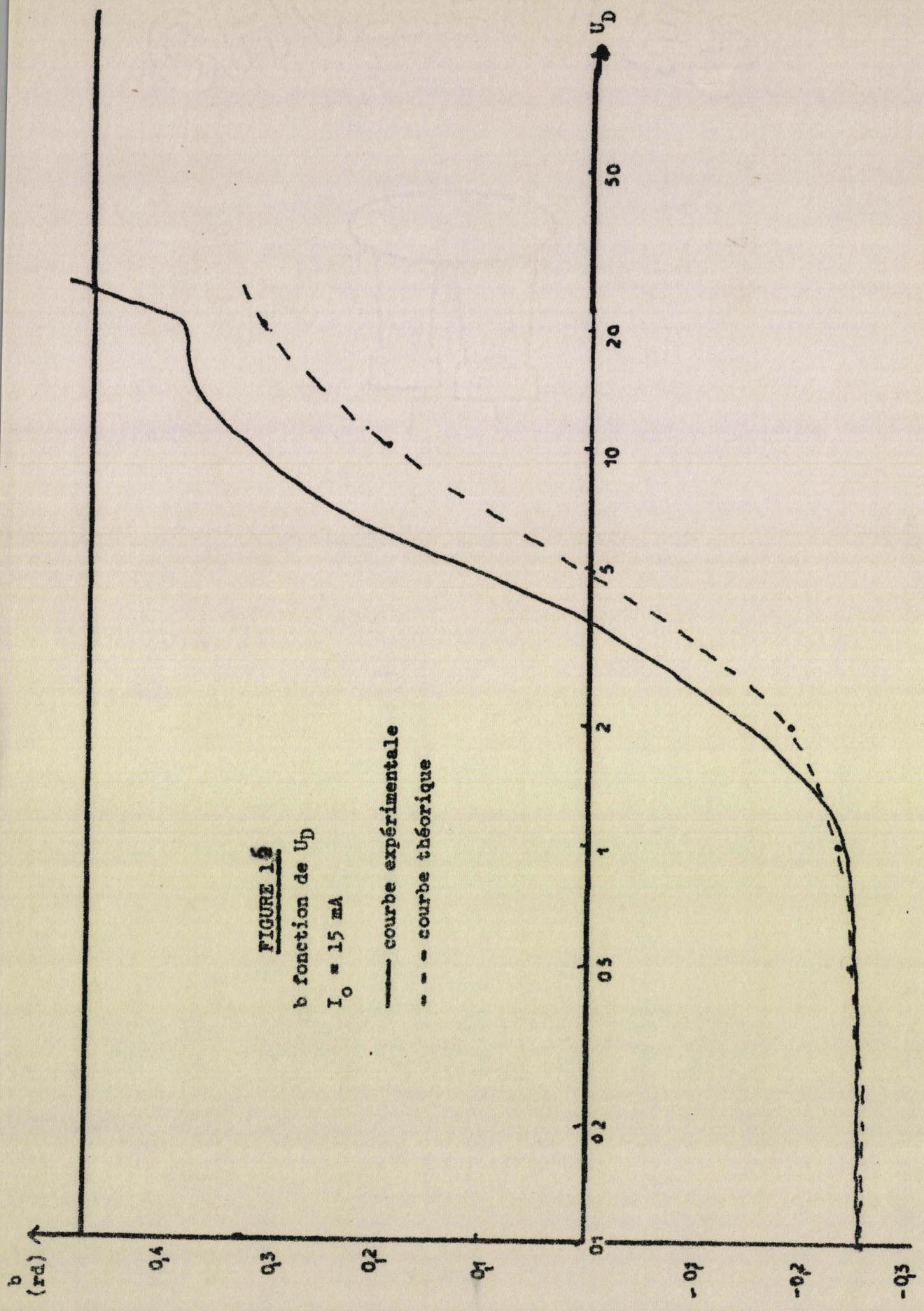
$I_O = 15 \text{ mA}$

(1) : courbe expérimentale

(2) : courbe théorique.







Les résultats expérimentaux semblent en bon accord avec la théorie, des divergences apparaissent pour des niveaux élevés. Elles peuvent s'expliquer de la même manière que précédemment.

Il semble intéressant de préciser l'évolution de la résistance et de la self équivalente à la zone d'avalanche. On peut les obtenir facilement à partir des valeurs de g et de b en tenant compte de la capacité équivalente à la zone

$$R_\delta = \frac{g}{g^2 + (C_{\delta R} \omega - b)^2} \quad \text{et} \quad L_\delta \omega = \frac{C_{\delta R} \omega - b}{g^2 + (C_{\delta R} \omega - b)^2}$$

Les figures 16 et 17 représentent l'évolution de ces deux grandeurs en fonction de la tension U_{HF} .

Remarque : Le paramètre Y qui intervient fréquemment dans nos expressions théoriques n'est pas directement accessible à l'expérience. De l'expression (15) nous pouvons l'exprimer en fonction de la tension U_{D1} aux bornes de la diode.

$$Y = \frac{2\lambda U_D}{\tau_\delta \omega W K_1} \quad (55)$$

$$\text{avec } K_1 = \frac{\delta}{W} \left| \frac{Z_D}{Z_\delta} \right| \quad (56)$$

La représentation graphique de ce facteur K_1 en fonction de β_1^2 (2) nous a révélé qu'il est très voisin de 1 dans nos conditions de travail. Il vient donc :

$$Y = \frac{2\lambda U_{D1}}{\tau_\delta \omega W} \quad (57) \quad \text{soit } Y = K_2 U_D$$

Pour $\delta = 1,4 \cdot 10^{-6} \text{ m}$

$$W = 2 \cdot 10^{-6} \text{ m}$$

$$v = 10^5 \text{ m/s}$$

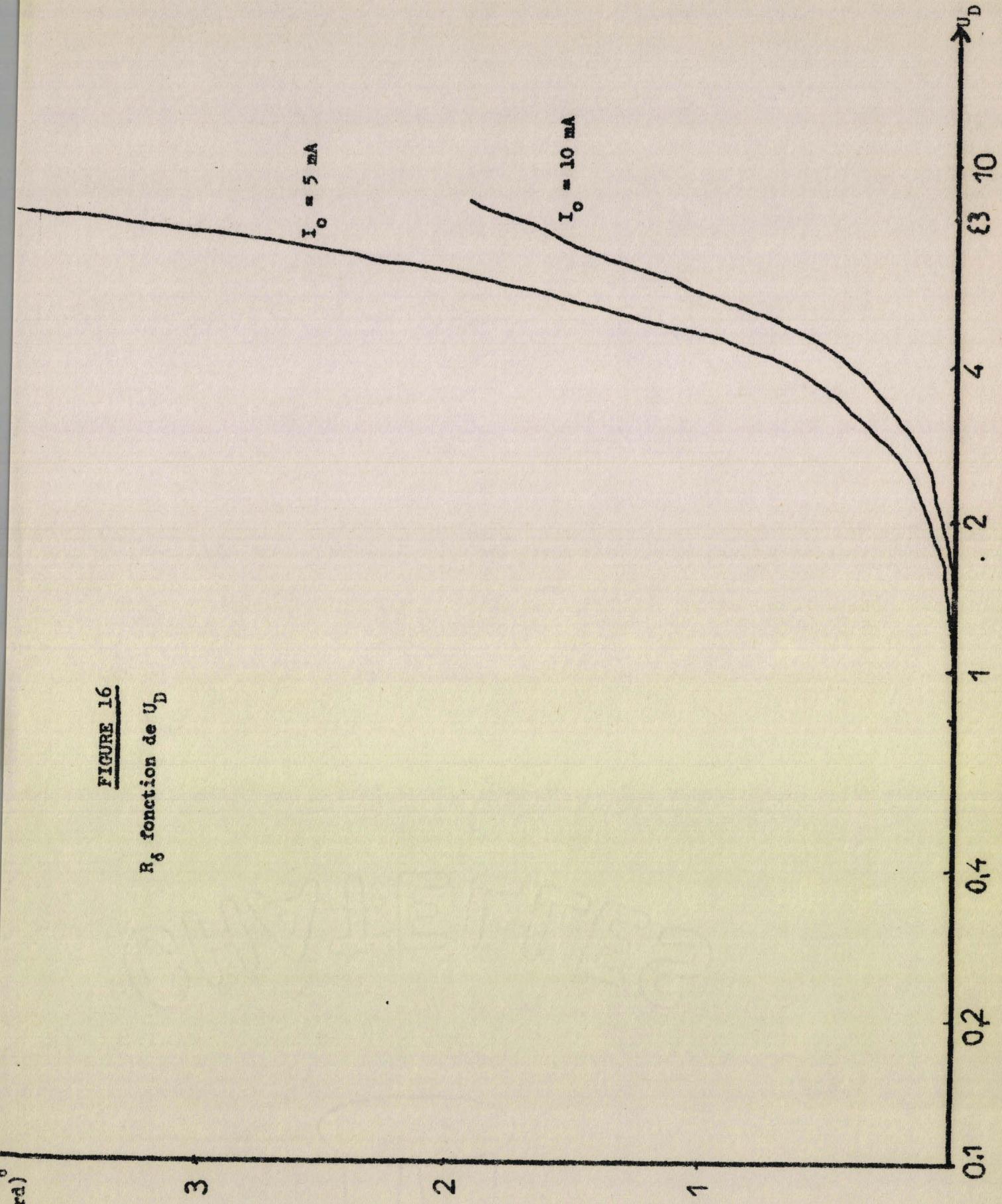
$$\lambda = 1,68 \cdot 10^{-5} \text{ cm/V}$$

Le calcul donne $K_2 \approx 0,5$

(rd)
°

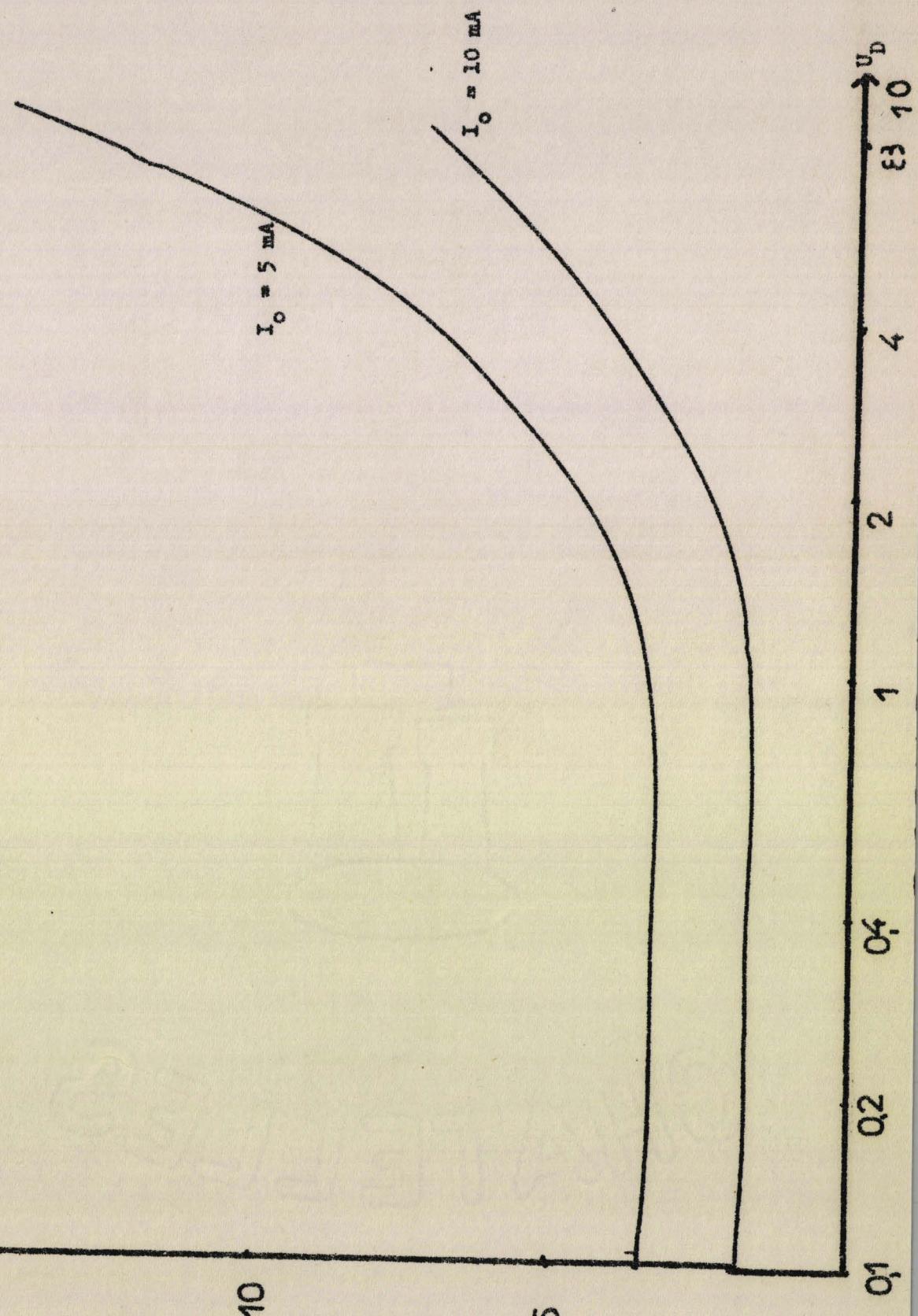
FIGURE 16

R_d fonction de U_D



L_{ds}
(rd)

FIGURE 17
 L_{ds} fonction de U_D



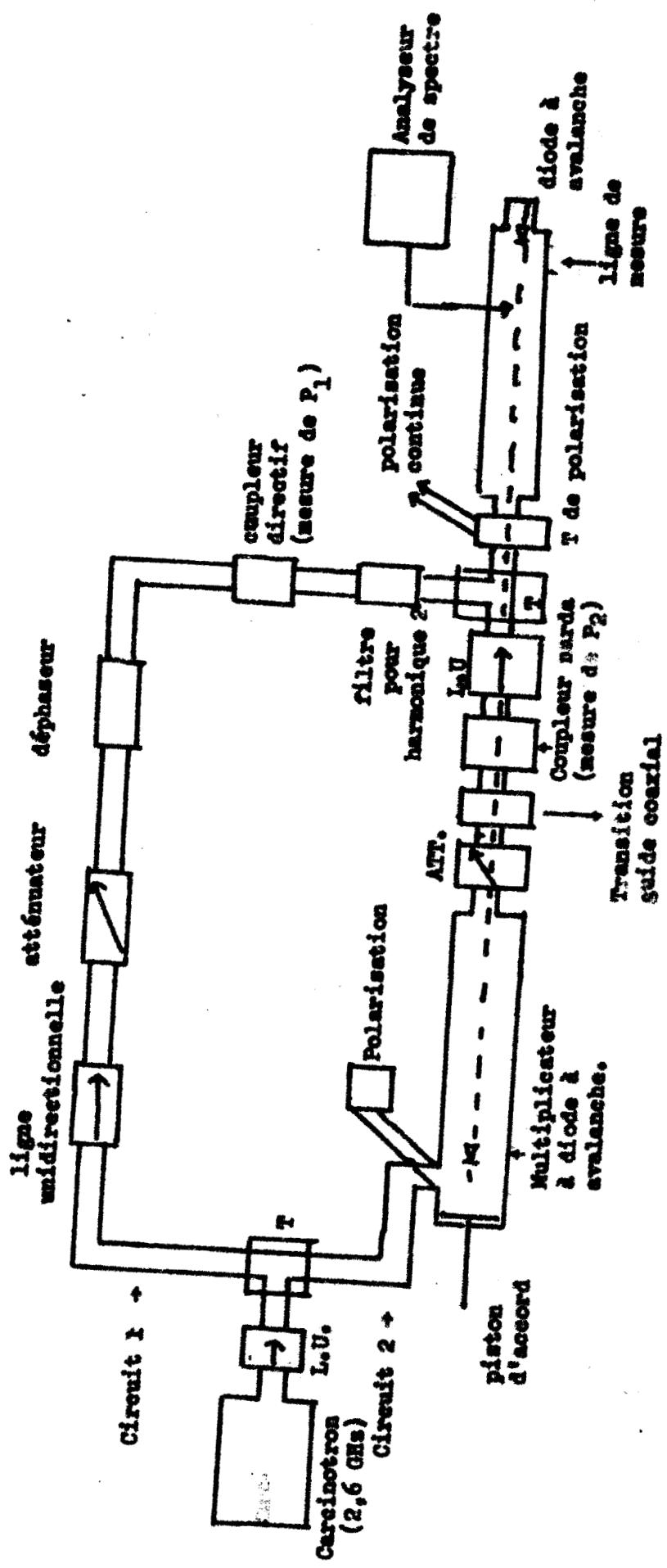


FIGURE 18

III.2. ETUDE DES IMPEDANCES AUX HARMONIQUES 1 ET 2

Nous appliquons sur la diode un champ E_1 à la fréquence fondamentale d'amplitude et de phase ϕ constantes. Nous superposons à E_1 un champ E_2 à l'harmonique 2 d'amplitude variable. Nous mesurons ainsi les admittances apparentes présentées par la diode aux deux fréquences en fonction de E_2 . Pour mieux apprécier l'influence de la phase ϕ nous avons effectué ces mesures pour différentes valeurs de ϕ .

a) Montage d'étude

Le dispositif d'étude est indiqué fig. 18

La diode étudiée est placée à l'extrémité d'une ligne de mesures de T.O.S.. coaxiale (G.R.). La source primaire de puissance hyperfréquence est un carcinotron fonctionnant sur 2,6 GHz. On remarque deux parties principales dans le schéma.

La première voie permet d'appliquer une certaine puissance à la fréquence fondamentale sur la diode. Ce circuit comporte essentiellement un atténuateur variable et un déphaseur permettant d'introduire un certain déphasage entre le fondamental et l'harmonique 2. La mesure de la puissance appliquée au fondamental est effectuée au moyen d'un coupleur directif.

La deuxième voie permet, d'une part la génération d'un signal à l'harmonique 2 par multiplication de fréquence, et d'autre part d'appliquer ce signal sur la diode à étudier.

La multiplication de fréquence est obtenue à partir d'une diode placée dans un guide d'onde dimensionné pour la propagation de l'harmonique 2 (fréquence de coupure 4,3 GHz). Un atténuateur permet le réglage du niveau de l'harmonique 2 qui est repéré sur un coupleur directif et déterminé à l'aide d'un mesureur de puissance.

Enfin un T coaxial permet d'appliquer simultanément le signal fondamental et l'harmonique 2 sur la diode.

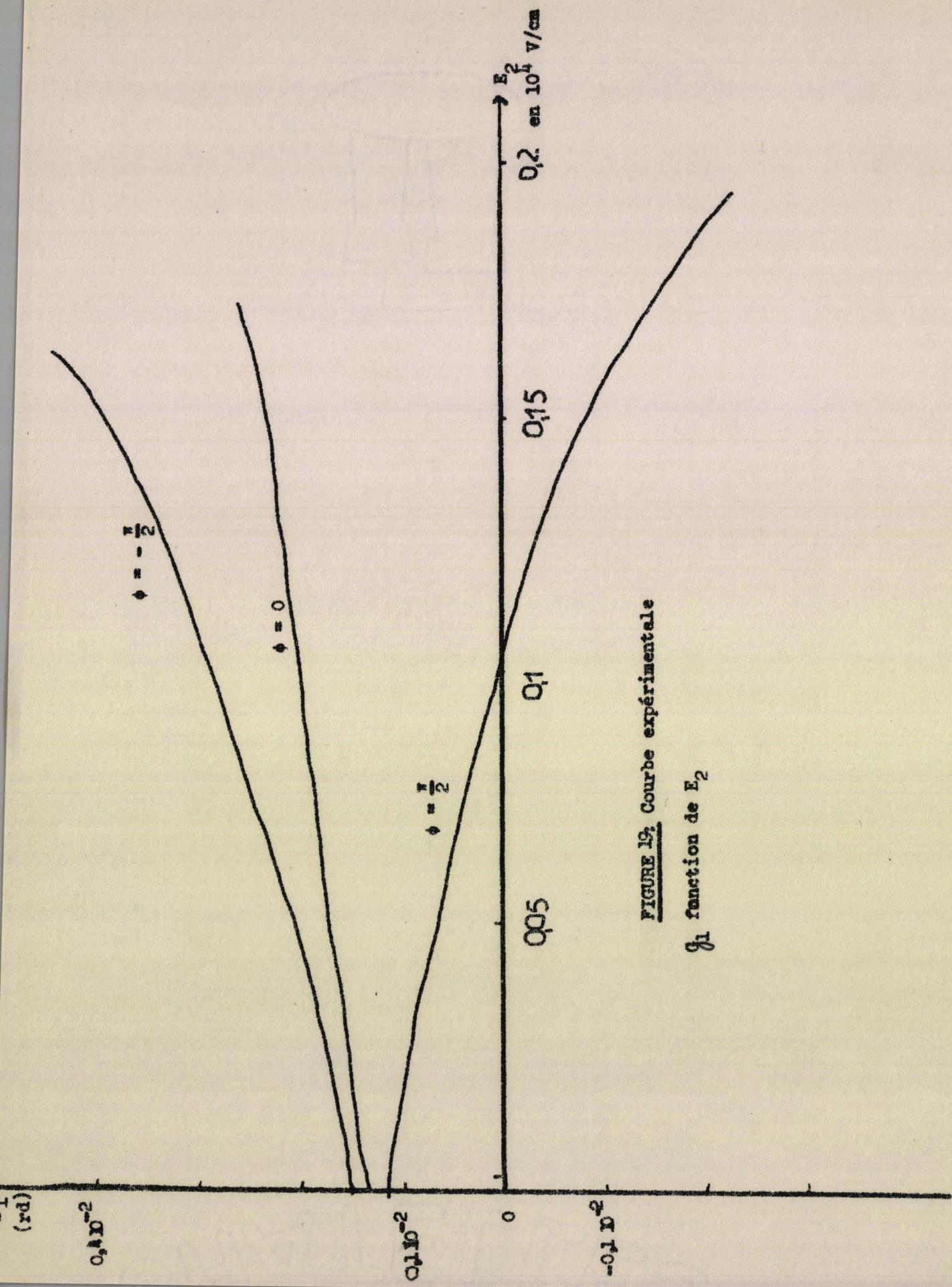


FIGURE 19: Courbe expérimentale

g_1 fonction de E_2

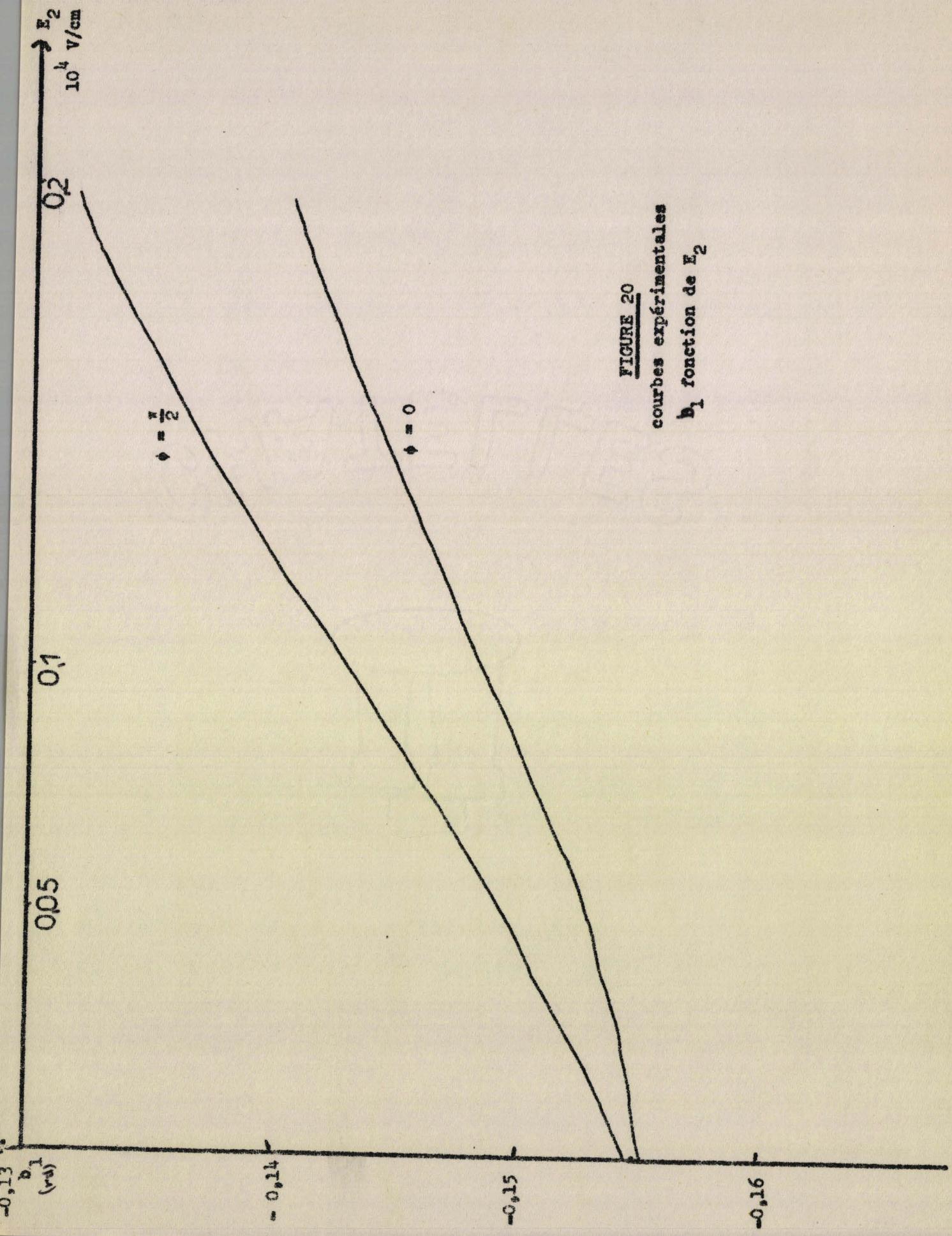


FIGURE 20
courbes expérimentales
 b_1 fonction de E_2

Des éléments (filtre, lignes unidirectionnelles) évitent les interactions entre les deux voies.

b) Méthode de mesure

La mesure d'admittance s'effectue comme précédemment (p. 18 b) à l'aide de la ligne de mesures et de l'analyseur de spectre. Cependant un réglage préalable est nécessaire pour fixer la phase de référence. Pour cela on superpose le signal fondamental et le signal harmonique sur un oscilloscope à échantillonnage. Le déphasageur étalonné permet d'obtenir la phase $\phi = 0$.

c) Résultats obtenus

Nous avons utilisé pour cette manipulation une diode ayant les mêmes caractéristiques que celle de l'étude numérique.

- courant continu de polarisation $I_o = 12,5 \text{ mA} > I_{xo} (9 \text{ mA})$
- champ à la fréquence fondamentale $E_1 = 0,55 10^4 \text{ V/cm}$

- Admittance de la diode à la fréquence fondamentale : $g_1 + j b_1$

Les figures 19 et 20 représentent les variations de la conductance g_1 et de la susceptance b_1 de la diode en fonction du champ E_2 pour différentes valeurs de la phase ϕ .

On constate que pour $\phi = \frac{\pi}{2}$, comme le prévoit l'étude numérique (fig. 5) la conductance g_1 décroît et devient négative quand E_2 croît.

Pour $\phi = 0$ et $\phi = -\pi/2$, elle croît et reste toujours positive.

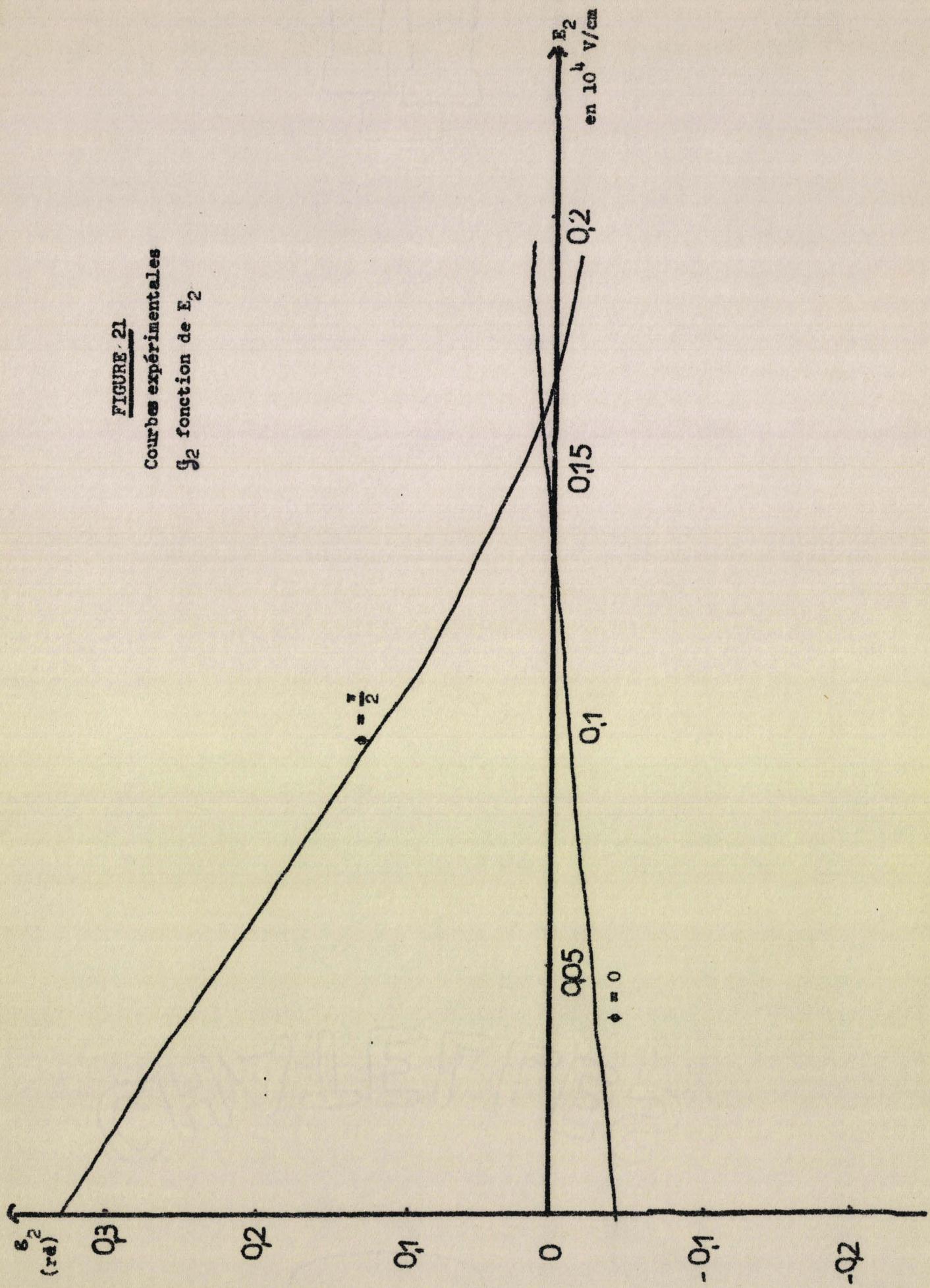
De même la susceptance b_1 décroît en valeur absolue pour $\phi = 0$ et $\phi = \frac{\pi}{2}$, mais reste toujours négative.

- Conductance g_2 de la diode à l'harmonique 2

Dans ce cas aussi l'évolution de la courbe expérimentale indiquée figure 21 est analogue à celle prévue par l'étude numérique (fig. 7) quand $\phi = \frac{\pi}{2}$ et $\phi = 0$.

FIGURE 21

Courbes expérimentales
 g_2 fonction de E_2



Remarque

Les résultats expérimentaux donnés ici servent uniquement pour une étude qualitative des phénomènes. En effet d'une part nous ne déterminons pas exactement le champ à l'harmonique 2 dans la zone d'avalanche : nous mesurons la tension U_{D2} aux bornes de la diode et nous supposons qu'elle est en relation linéaire avec le champ E_2 dans la zone d'avalanche. D'autre part l'étude numérique ne tient pas compte de l'influence de la zone de transit. C'est pour ces raisons qu'il ne nous a pas été possible actuellement de faire une comparaison quantitative avec les courbes déduites de l'étude numérique. Nous espérons dans un proche avenir réaliser complètement cette étude tant du point de vue théorique qu'expérimental.

CONCLUSION

Dans le cadre de ce travail nous avons étudié en régime non linéaire les impédances présentées par une diode semiconductrice en avalanche.

Dans le cas où le champ appliqué est sinusoïdal d'amplitude moyenne, l'accord entre l'expérience et la théorie analytique est assez satisfaisant.

Pour des champs périodiques où les composantes harmoniques interviennent il s'avère nécessaire d'utiliser les méthodes de calcul numérique pour expliquer de façon exhaustive le caractère de non linéarité propre à la zone d'avalanche. En effet dans ce cas plusieurs paramètres interviennent et l'étude numérique a révélé notamment l'importance de la phase qui peut constituer un facteur déterminant dans le processus de transfert de puissance (amélioration du rendement en oscillation).

Le dispositif que nous avons réalisé pour cette étude, s'il ne permet pas actuellement une analyse quantitative des phénomènes permet cependant de mettre en évidence l'influence des différents paramètres sur les impédances.

Nous espérons que cette étude contribuera à justifier pleinement l'intérêt tout particulier accordé aux structures semiconductrices en régime d'avalanche dont les applications potentielles apparaissent de plus en plus nombreuses (oscillateur (7), détecteur (8), multiplicateur à haut rendement, amplificateur (9), mesures industrielles (10)).

BIBLIOGRAPHIE

- (1) E. CONSTANT, A. SEMICHON, Diodes semiconductrices en régime d'avalanche.
Ondes électriques, p. 703-721, (1968)
- (2) E. CONSTANT, Propriétés hyperfréquences des diodes à avalanche
Acta Electronica (à paraître)
- (3) E. ALLAMANDO, Thèse 3ème cycle, Lille (Octobre 1968)
- (4) READ, "A proposed high frequency negative resistance diode"
The Bell system technical journal, p. 401-445 (1968)
- (5) MAC KAY, Phys. Rev. 94, p. 887 (1954)
- (6) G. VANBORREN, D.E.A. Electronique, Lille, (1969)
- (7) HOEFFLINGEN, Recent developments on avalanche diode oscillators, Microwave
Journal, vol. 12, n° 3, p. 101 - 116 (Mars 1969)
- (8) G. KELL and H. BERNT, Infrared detection by avalanche discharge in silicon
p-n junctions.
Solid state electronics, p. 321-326 (Sept. 1965)
- (9) CROWE-SIE, The use of aval diodes in a amplifying mode to increase source
out put power
Microwave journal, p. 67-69 (Fevrier 1969)
- (10) J. BAYARD, Etude et réalisation d'un ensemble de mesure de la température
(400 à 4°K) utilisant une diode à avalanche
Rapport de fin de stage I.U.T., (Juin 1969) Lille

TABLE DES MATIERES

<u>INTRODUCTION</u>	1
<u>CHAPITRE I : ETUDE THEORIQUE</u>	3
1. Notations - hypothèses - Equation de départ	3
2. Impédance de la diode soumise à un champ sinusoïdal	4
a) Principe du calcul	4
b) variation du champ statique dans la diode	5
c) composantes du courant dans la zone d'avalanche	7
d) Impédance de la zone d'avalanche	8
e) Impédance de la diode	9
f) Existence de composantes harmoniques du courant	10
<u>CHAPITRE II : ETUDE NUMERIQUE</u>	12
1. Principe du calcul	12
2. Résultats obtenus	14
<u>CHAPITRE III : ETUDE EXPERIMENTALE</u>	17
1. Propriétés en régime non linéaire : champ électrique quasi-sinusoidal	17
a) variation ΔE_0	17
b) admittance de la diode	18
2. Impédances aux harmoniques 1 et 2	22
a) montage d'étude	22
b) Méthode de mesure	23
c) résultats obtenus	23
<u>CONCLUSION</u>	
<u>BIBLIOGRAPHIE</u>	

