

UNIVERSITÉ DE LILLE

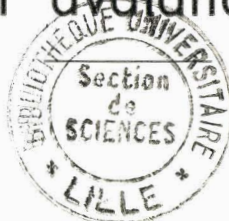
FACULTÉ DES SCIENCES

CENTRE DE 3^e CYCLE D'ELECTRONIQUE

THÈSE DE 3^e CYCLE

De l'impédance hyperfréquence
présentée par un semi-conducteur
en avalanche

INSTITUT RADIO-TECHNIQUE
BATIMENT P 3
B.P. 36
59 - Lille-Distribution



Membres du Jury : M. GABILLARD, Président
M. CONSTANT, Examineur
M. RACZY, Examineur
M. SEMICHON, Invité

Présentée à Lille, le 2 Octobre 1968

par

Bernard BOITTIAUX

Licencié es Sciences

UNIVERSITE DE LILLE

FACULTE DES SCIENCES

DOYENS HONORAIRES :

MM. LEFEBVRE, PARREAU

PROFESSEURS HONORAIRES :

MM. ARNOULT, BEGHIN, BROCHARD, CAU, CHAPPELON, CHAUDRON,
CORDONNIER, DEHEUVELS, DEHORNE, DOLLE, FLEURY, P. GERMAIN,
KAMPE DE FERIET, KOURGANOFF, LAMOTTE, LELONG, Mme LELONG, MM. MAZET
MICHEL, NORMANT, PARISELLE, PASCAL, PAUTHENIER, ROIG, ROSEAU,
ROUBINE, ROUELLE, WIEMAN, ZAMANSKY.

DOYEN :

M. DEFRETIN, Biologie et Physiologie Animales

ASSESEURS :

MM. HEUBEL, Professeur de Chimie Minérale
LEBRUN, Professeur en Electronique

PROFESSEURS :

MM. BACCHUS	Mathématiques Appliquées
BEAUFILS	Chimie
BONNEMAN	Chimie
BECART	Physique
BLOCH	Biologie et Physiologie Animales
BONTE	Sciences de la terre
BOUGHON	Mathématiques Pures
BOUISSET	Biologie et Physiologie Animales
BOURIQUET	Biologie Végétale
CELET	Sciences de la Terre
CONSTANT	Electronique, Electrotechnique et et Automatique
CORSIN	Sciences de la terre

MM. DECUYPER	Mathématiques Pures
DEDECKER	Mathématiques Pures
DEHORS	Electronique, Electrotechnique et Automatique
DELATTRE	Sciences de la terre
DELEAU	Sciences de la Terre
DELHAYE	Chimie
DESCOMBES	Mathématiques Pures
DURCHON	Biologie et Physiologie Animales
FOURET	Physiques
GABILLARD	Electronique, Electrotechnique et Automatique
GLACET	Chimie
GONTIER	Mathématiques Appliquées
HEIM DE BALSAC	Biologie et Physiologie Animales
HOCQUETTE	Biologie végétale
LEBEGUE	Botanique
Mme LEBEGUE	Physique
M ^{lle} LENOBLE	Physique
MM. LIEBAERT	Electronique, Electrotechnique et Automatique, génie Electrique
LINDER	Biologie Végétale
LUCQUIN	Chimie
MARION	Chimie
MARTINOT LAGARDE	Mathématiques Appliquées
M ^{lle} MARQUET	Mathématiques Pures
MENNESSIER	Géologie
MONTARIOL	Chimie
MONTREUIL	Chimie
MORIAMEZ	Physique
MOUVIER	Chimie
PEREZ	Physique
PHAM MAU QUAN	Mathématiques Pures
POUZET	Mathématiques Appliquées
PROUVOST	Sciences de la Terre
SAVARD	Chimie
SCHILTZ	Physique

MM. SCHALLER	Biologie et Physiologie Animale
Mme SCHWARTZ	Mathématiques Pures
MM. TILLIEU	Physique
TRIDOT	Chimie
VAZART	Botanique
VIVIER	Biologie et Physiologie Animales
WATERLOT	Sciences de la Terre
WERTHEIMER	Physique

MAITRES DE CONFERENCES

Mme BADIER	Physique
BASTIANT	Mathématiques
MM. BELLET	Physique
BENABOU	Mathématiques Pures
BILLARD	Physique
BOILLET	Physique
BUI TRONG LIEU	Mathématiques Pures
CHERRUAULT	Mathématiques Pures
CHEVALIER	Mathématiques
DERCOURT	Sciences de la Terre
DEVRAINNE	Chimie
Mme DIXMIER	Mathématiques
M. DOUCET	Chimie
Mme DRAN	Chimie
MM. DUQUESNOY	Chimie
GOUDMAND	Chimie
GUILBAULT	Biologie et Physiologie Animale
GUILLAUME	Biologie Végétale
HANGAN	Mathématiques
HENRY	Physique
HERZ	Mathématiques Appliquées
HEYMAN	Physique
HUARD DE LA MAPRE	Mathématiques Appliquées
JOLY	Biologie et Physiologie Animales

MM. LABLACHE COMBIER	Chimie
LACOSTE	Biologie Végétale
LAMBERT	Physique
LANDAIS	Chimie
LEHMANN	Mathématiques Pures
Mme LEHMANN	Mathématiques Pures
MM. LOUCHEUX	Chimie
MAES	Physique
METTETAL	Zoologie
MONTEL	Physique
NGUYEN PHONG CHAU	Mathématiques
PANET	Electronique, Electrotechnique et Automatique
PARSY	Mathématiques Pures
RACZY	Physique
ROBERT	Calcul Numérique
SAADA	Physique
SEGARD	Chimie
TUDO	Chimie Minérale Appliquée
VAILLANT	Mathématiques Pures
VIDAL	Electronique, Electrotechnique et Automatique
Mme ZINN-JUSTIN	Mathématiques Pures.

A MES PARENTS

Ce travail a été effectué au Département Electronique, Electrotechnique, Automatique - Service Radioélectricité et Electronique - Laboratoire "hyperfréquences et semi-conducteurs" - de la Faculté des Sciences de LILLE.

Monsieur le Professeur CONSTANT m'a proposé le sujet de ce travail et en a dirigé l'ensemble de la réalisation. Il m'a beaucoup guidé et conseillé ; c'est grâce à son activité inlassable et à ses directives judicieuses que j'ai pu mener cette étude à son terme. Ces quelques lignes traduisent imparfaitement la gratitude que j'éprouve envers ce maître pour la formation qu'il m'a donné.

Monsieur le Professeur GABILLARD m'a fait l'honneur de juger ce travail et de présider le Jury. Je le remercie vivement.

Monsieur le Professeur RACZY a suivi mon travail avec intérêt et a bien voulu faire partie de mon Jury. Je lui en suis très reconnaissant.

Cette étude a été faite sur des composants expérimentaux réalisés au Laboratoire d'Electronique et de Physique appliquée dont je remercie tous les collaborateurs en particulier Monsieur SEMICHON qui a bien voulu participer à mon Jury.

J'ai également bénéficié des conseils et de l'aide efficace de toute l'équipe "Semi-conducteur" et tout spécialement de Monsieur LEFEBVRE qui a élaboré toute la partie "programmation et calcul machine" de ce travail.

Je ne puis oublier les techniciens de l'atelier de Mécanique pour le soin qu'ils ont mis dans la réalisation des nombreuses pièces nécessaires à cette étude. A tous j'exprime ma reconnaissance.

Enfin je remercie tout le personnel administratif et technique du Laboratoire pour leur collaboration compétente et sympathique qui me fut d'un grand secours.

S O M M A I R E

<u>INTRODUCTION</u>	1
<u>CHAPITRE I.</u>	
Propriétés électriques d'un semi-conducteur en avalanche.	3
<u>CHAPITRE II.</u>	
Etude théorique de l'impédance.	14
<u>CHAPITRE III.</u>	
Techniques expérimentales.	55
<u>CHAPITRE IV.</u>	
Description et interprétation des résultats obtenus.	96
<u>CONCLUSION</u>	114
<u>BIBLIOGRAPHIE</u>	

NOTATIONS

De manière générale,

- les grandeurs purement alternatives (valeur moyenne nulle) sont en miniscule : i

- les grandeurs alternatives ayant une composante continue (valeur moyenne non nulle) sont en majuscule et portent un indice ν : I

- les grandeurs stationnaires continues, indépendantes du temps, sont en majuscule : I , ainsi que les amplitudes maximales des courants alternatifs (les indices 1, 2... n, indiquent qu'ils s'agit de la composante d'ordre 1, 2... n).

Densités de courants[#]

Continus

J courant dans le circuit de la jonction
 J_0 courant dans la diode
 J_s courant de saturation
 J_{ca} courant de conduction en zone d'avalanche

Alternatifs j courant total dans la diode

j_1 courant hyperfréquence à l'oscillation
 j_{ca} courant de conduction en zone d'avalanche
 j_{ct} courant de conduction en zone de transit
 j_{da} courant de déplacement en zone d'avalanche
 j_{dt} courant de déplacement en zone de transit

de bruit $\sqrt{i_n^2}$ courant de bruit délivré dans le circuit extérieur par la diode
 $\sqrt{i_{no}^2}$ courant de bruit généré par la zone d'avalanche en l'absence de champ alternatif.

[#] Grandeurs à multiplier par S , surface de la jonction, pour avoir les courants.

$\sqrt{i^2}$ générateur équivalent de courant de bruit de la diode
 $W(f)$ densité spectrale de courant de bruit.

tensions

U_z tension d'avalanche à faible courant
 U tension continue appliquée à la diode
 U_o tension continue aux bornes de la jonction
 U_a tension continue aux bornes de la zone d'avalanche
 U_t tension continue aux bornes de la zone de transit

 u_T tension alternative totale
 u_a tension alternative aux bornes de la zone d'avalanche
 u_t tension alternative aux bornes de la zone de transit

$\sqrt{u^2}$ générateur équivalent de tension de bruit de la diode.

champs

E champ électrique appliqué à la diode
 E_o champ continu aux bornes de la jonction
 E_M champ maximum au niveau de la jonction
 E_a champ continu en zone d'avalanche
 e_a champ alternatif en zone d'avalanche
 $e_t(x)$ champ alternatif en zone de transit.

Puissances

P_b puissance de bruit due à la diode
 P_e puissance émise par la diode
 P_u puissance utilisable dans le récepteur
 $N(f)$ densité spectrale de puissance

Résistances

R_o résistance caractéristique du guide ou du coaxial
 R_D résistance différentielle de la diode
 R_T résistance due aux effets thermiques
 R_c résistance différentielle due à l'effet de charge d'espace
 R_{th} résistance thermique
 R_s résistance ohmique série de la diode

- R_{δ} résistance dynamique en zone d'avalanche
 R_t résistance dynamique en zone de transit
 R_p résistance de charge du circuit dans le plan de la diode
 R_{HF} résistance due aux pertes HF dans le circuit

Impédances

- Z impédance totale du circuit
 Z_D impédance totale de la jonction
 $Z'_D = R'_D + j X'_D$ impédance de la diode dans son circuit hyperfréquence.
 Z_{δ} impédance dynamique en zone d'avalanche
 Z_t impédance dynamique en zone de transit

 X réactance
 X_D réactance de la jonction
 X_p réactance de la monture
 L_s self induction série de la diode
 L_{δ} self induction de la zone d'avalanche = $\frac{X_{\delta}}{\omega}$

 C capacité totale de la jonction à l'avalanche
 C_j capacité totale de la jonction
 C_t capacité de la zone de transit
 C_{δ} capacité de la zone d'avalanche
 C_{th} capacité thermique
 C_B capacité du boîtier de la diode

Divers

- $B_0(z), B_1(z) \dots B_n(z)$: fonctions de Bessel modifiées de première espèce.
 $C(\tau)$ fonction d'autocorrélation
 D_n, D_p constantes de diffusion des électrons et des trous
 $f = \frac{\omega}{2\pi}$ fréquence de travail
 $f_a = \frac{\omega_s}{2\pi}$ fréquence d'avalanche

 f_c fréquence de coupure de la diode

$f_a = \frac{\omega_0}{2\pi}$	fréquence d'oscillation
Δf	bande passante du récepteur
g	taux de génération des porteurs
$i = \sqrt{-1}$	
K	paramètre
M, M_n, M_p	taux de multiplication des porteurs
N_A, N_D	concentration des accepteurs et des donneurs
n, p	concentration des trous et des électrons
q	charge de l'électron
Q	coefficient de qualité
Q_s	coefficient de qualité de la diode
S	surface de la jonction
T	température absolue
T_B	température du boîtier
T_b	température équivalente de bruit
T_j	température de la jonction
v	vitesse de saturation des porteurs
v_n, v_p	vitesse des électrons et des trous
W	largeur de la jonction
y } z }	paramètres dépendant de l'amplitude des oscillateurs

α_n, α_p taux d'ionisation des électrons et des trous ($\alpha_p = k \alpha_n$)

$$\beta^2 = \frac{I_o}{I_x} = \frac{\omega_e^2}{\omega^2} \quad \text{paramètre}$$

$$\gamma = \frac{\Delta V}{\Delta T} \quad \text{coefficient}$$

δ largeur de la zone d'avalanche

ϵ permittivité diélectrique relative du matériau

η rendement en puissance

η_e rendement en puissance émise

η_u rendement en puissance utilisable

$\theta = \omega \tau_t$ angle de transit

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

$$\mu(\theta) = 1 - \frac{\sin \theta}{\theta} \quad \text{paramètre}$$

μ_n, μ_p mobilités des électrons et des trous

ρ_n, ρ_p charge d'espace des électrons et des trous

ρ_0 densité de charges fixes

$$\sigma = a + \omega \tau_j \quad \text{paramètre}$$

τ_x intervalle de temps moyen entre deux ionisations

τ_t temps de transit en zone de transit

τ_δ temps de transit en zone d'avalanche

τ_γ retard moyen du au transit des porteurs en zone de multiplication

ϕ phase

$$\chi(\theta) = \frac{1 - \cos \theta}{\theta} \quad \text{paramètre}$$

Remarque : Nous appelons diode A.T.T. une diode à Avalanche et à Temps de Transit.

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

En 1958, pour la première fois apparaissait dans la littérature scientifique l'idée de réaliser des oscillateurs hyperfréquences à partir de jonctions semi-conductrices placées en régime avalanche ⁽¹⁾. Malheureusement la réalisation pratique du modèle théorique élaboré présentait de très nombreuses difficultés technologiques. Ce n'est qu'en 1965 que les premières vérifications expérimentales étaient faites aux Etats Unis ⁽²⁾, en Russie ⁽³⁾ et en France ⁽⁴⁾.

Actuellement le laboratoire d'hyperfréquences et de Semiconducteurs de la Faculté des Sciences de LILLE en collaboration avec d'autres organismes a entrepris des recherches dans ce domaine. A partir des composants expérimentaux réalisés par le L.E.P. (Laboratoire d'Electronique et de Physique Appliquée) l'équipe de Monsieur le Professeur CONSTANT effectue un ensemble d'études et de recherches sur les semi-conducteurs en avalanche ^{(5) (6) (7) (8) (9)}. C'est dans ce cadre que nous avons étudié théoriquement et expérimentalement l'impédance présentée par des jonctions semi-conductrices en avalanche dans le domaine des micro-ondes.

De nombreux travaux ont déjà été réalisés permettant le calcul de l'impédance. Les hypothèses posées sont généralement trop restrictives et les résultats obtenus nécessitent souvent l'utilisation de calculatrices numériques. Nous avons pensé qu'il était intéressant de faire, d'une part une synthèse des théories déjà existantes afin d'obtenir une expression analytique de l'impédance valable pour un modèle de jonction aussi général que possible, et d'autre part de vérifier expérimentalement cette théorie.

En effet les études expérimentales sur ce sujet sont encore peu nombreuses et il nous semble intéressant de préciser les effets de la température et l'influence de la puissance du signal appliqué. A notre connaissance aucune étude systématique n'avait été entreprise sur la contribution de ces paramètres qui pourtant, sont fondamentaux dans le fonctionnement en oscillateur.

Dans une première partie nous effectuons une étude théorique de l'impédance présentée par un semi-conducteur en avalanche et nous essayons d'obtenir une expression analytique aussi générale que possible. Cette expression est discutée et elle est comparée à celles obtenues par différents auteurs (17) (18) (19).

Dans une seconde partie nous décrivons les différentes méthodes de mesure que nous avons employées pour étudier quantitativement les fréquences d'avalanche et les impédances de jonctions semi-conductrices de structures aussi connues que possible. Nous étudions ensuite l'influence de la température et de la puissance de l'onde U.H.F. incidente sur les grandeurs mesurées.

Dans une troisième partie, connaissant les caractéristiques du semi-conducteur et de la jonction, nous envisageons une comparaison quantitative des résultats expérimentaux et théoriques.

Nous déduisons de ces mesures certaines données fondamentales pour les différentes utilisations possibles de la résistance négative présentée par la jonction semi-conductrice (oscillateur, générateur de bruit, amplificateur etc...).

o - o - o - o - o

C H A P I T R E I

PROPRIETES ELECTRIQUES D'UN SEMI-CONDUCTEUR EN AVALANCHE

I.1. PHENOMENOLOGIE DE L'AVALANCHE

I.1.1. Introduction des taux d'ionisation $\alpha_n(E)$, $\alpha_p(E)$.

I.1.2. Condition d'avalanche.

I.2. EQUATIONS FONDAMENTALES

I.2.1. Equation du champ.

I.2.2. Equation des charges.

I.2.3. Equation du courant .

I.2.4. Limites de validité.

I.3. PRINCIPAUX MODELES THEORIQUES ENVISAGES .

I.3.1. Modèle de Misawa.

I.3.2. Modèle de Tager.

I.3.3. Modèle de Read.

C H A P I T R E I

PROPRIETES ELECTRIQUES D'UN SEMI-CONDUCTEUR EN AVALANCHE

I.1. PHENOMENOLOGIE DE L'AVALANCHE

L'émission de champ nécessaire à l'obtention d'une résistance négative peut être obtenue par différents mécanismes. En écartant les générations de porteurs libres par effet thermique, effet photoélectrique et ionisation des impuretés, il reste essentiellement l'effet Zener et l'ionisation par choc .

L'effet Zener se caractérise par une génération spontanée de paires électron-trou grâce à une transition isoénergétique d'électrons de la bande de valence à la bande de conduction.

L'ionisation par choc est la création de paires électron-trou par collision entre des électrons de valence du réseau et un porteur libre ayant acquis une certaine énergie. (10)(11)(12)

Les champs électriques nécessaires pour produire l'ionisation par choc sont du même ordre de grandeur que pour l'effet Zener (10^5 V cm⁻¹). Seul le diagramme d'énergie, qui se définit à l'aide du profil de distribution des impuretés et de la différence de potentiel appliquée détermine le phénomène prépondérant.

Dans toute la suite seule l'ionisation par choc dans une jonction semi-conductrice est considérée.

I.1.1. Introduction des taux d'ionisation : $\alpha_n(E)$, $\alpha_p(E)$

Le choc ionisant d'une particule de grande énergie sur un électron de valence d'un atome du réseau crée une paire électron-trou.

Les nouveaux porteurs ainsi que la charge initiale se déplacent dans le champ régnant dans le semi-conducteur. Tant que ce dernier est suffisamment important ils peuvent acquérir assez d'énergie pour créer de nouvelles paires électron-trou.

Il convient de définir deux grandeurs caractéristiques qui dépendent essentiellement du semi-conducteur considéré et du champ électrique régnant à l'intérieur de celui-ci. On désigne par :

$\alpha_n \Rightarrow$ taux d'ionisation des électrons,

$\alpha_p \Rightarrow$ taux d'ionisation des trous,

le nombre de paires électron-trou créées par chaque porteur et par unité de longueur parcourue dans la direction du champ E.

Il apparaît immédiatement que l'avalanche sera possible si le trou ou l'électron issu d'une collision ionisante peut, au cours de son transit créer en moyenne une autre paire de porteurs libres. L'expression analytique de cette condition permet d'écrire la condition d'avalanche à l'intérieur d'une jonction semi-conductrice.

I.1.2. Condition d'avalanche

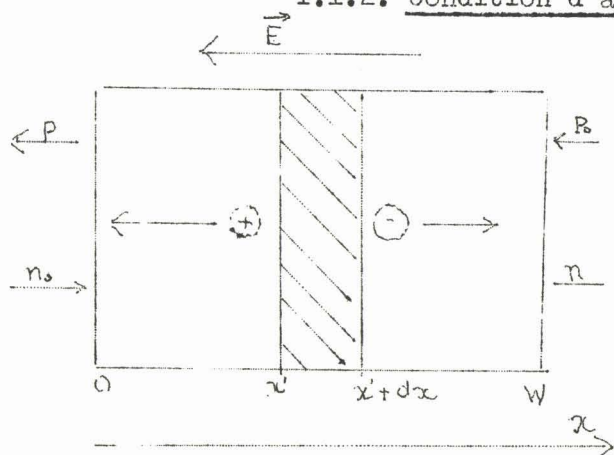


Figure I

Considérons dans un espace à une dimension une jonction PN de largeur W.

Si α_n et α_p sont les taux d'ionisation des électrons et des trous, le nombre total moyen de paires électron-trou créées à partir d'une paire initiale est une fonction de l'abscisse x que l'on désignera par M(x):

$$M(x) = 1 + \int_0^x \alpha_p M(x') dx' + \int_x^W \alpha_n M(x') dx'$$

En désignant par I_s le courant de saturation de la jonction, et I le courant total, un calcul simple ⁽¹³⁾ mène à l'expression de $M(x)$.

$$M(x) = \frac{I}{I_s} = \frac{e^{\int_0^x (\alpha_p - \alpha_n) dx'}}{1 - \int_0^x \alpha_n e^{-\int_0^x (\alpha_n - \alpha_p) dx'} dx}$$

lorsque le régime avalanche est établi, le quotient $\frac{I}{I_s}$ tend vers l'infini ce qui entraîne:

$$\int_0^x \alpha_n e^{-\int_0^x (\alpha_n - \alpha_p) dx'} dx \rightarrow 1 \quad (1)$$

Si $\alpha_p = k \alpha_n$

En posant $z = e^{(k-1) \int_0^x \alpha_n dx}$ nous obtenons :

- le coefficient de multiplication des électrons :

$$M_n = \frac{k-1}{k-z}$$

- le coefficient de multiplication des trous :

$$M_p = \frac{z(k-1)}{k-z}$$

dans les deux cas la condition d'avalanche ($M = \infty$) est donnée par :

$$k = z$$

soit

$$\int_0^x \alpha_n dx = \frac{\log k}{k-1} \quad \text{et} \quad (2)$$

$$k = \frac{M_p - 1}{M_n - 1}$$

Valeurs numériques (14) (15)

* Germanium $k = 2$

$$\text{condition d'avalanche } \int_0^W \alpha_n dx = 0,7$$

* Silicium $k = 0,1$

$$\int_0^W \alpha_n dx = 2,56$$

I.2. EQUATIONS FONDAMENTALES

Le calcul des propriétés électriques d'un semi-conducteur nécessite la détermination du champ électrique, les densités de charges, les vitesses de déplacement des porteurs libres en connaissant le profil de diffusion des impuretés et le potentiel appliqué au semi-conducteur.

Or les équations qui régissent le fonctionnement des diodes à avalanche sont les équations classiques de la physique des semi-conducteurs où l'on tient compte des conditions particulières à l'avalanche.

I.2.1. Equation du champ

Elle est donnée par l'équation de Poisson

$$\boxed{\nabla \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon}} \quad (3)$$

ρ = densité volumique des charges fixes et mobiles.

$$\rho = q (N_D - N_A + p - n)$$

N_D et N_A sont les charges fixes portées par les atomes accepteurs (densité N_A charge $- q$) et les atomes donneurs (densité N_D charge $+ q$).

Les charges mobiles sont dues aux électrons (négatives ; densité n) et aux trous (positives ; densité p).

$$\nabla E = \frac{q}{\epsilon} (N_D - N_A + p - n) \quad (3')$$

I.2.2. Equation des charges

On utilise l'équation de continuité du courant en tenant compte de l'apparition des paires électron-trou.

Le taux de formation des paires électron-trou par unité de temps s'exprime par :

$$g = g_{\text{photon}} + g_{\text{thermique}} + g_{\text{avalanche}}$$

$g_{\text{photonique}}$ est souvent très faible car le semi-conducteur est dans l'obscurité

$g_{\text{thermique}}$ est donné par une expression de la forme :

$$\frac{n_0 - n}{\tau_n} \quad \text{ou} \quad \frac{p_0 - p}{\tau_p}$$

τ_n et τ_p représentent la durée de vie des électrons et des trous et sont de l'ordre de la microseconde.

En conséquence la génération thermique des porteurs libres sera négligée en hyperfréquences.

Les équations des charges se résument donc à :

$$\begin{aligned} \frac{\partial p}{\partial t} &= - \frac{1}{q} \nabla \cdot \vec{J}_p + g \\ \frac{\partial n}{\partial t} &= \frac{1}{q} \nabla \cdot \vec{J}_n + g \end{aligned} \quad (4)$$

où \vec{J}_n et \vec{J}_p sont les densités de courant dues aux électrons et aux trous, et g le taux de génération.

$$g = \alpha_n |v_n| n + \alpha_p |v_p| p$$

I.2.3. Equations du courant

Le courant total est la somme d'un courant de diffusion et du courant de conduction ; le premier est dû au gradient de la charge d'espace, le second au déplacement des charges sous l'effet du champ électrique.

Mais comme ce dernier est intense, on peut négliger le courant de diffusion par rapport au courant de conduction.

D'où :

$$\begin{aligned} \vec{J}_p &= q \vec{v}_p p \\ \vec{J}_n &= -q \vec{v}_n n \end{aligned} \quad (5)$$

En associant l'équation des charges et l'équation de Poisson on obtient :

$$\nabla \cdot \left(\vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right) = 0$$

$\frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$ = courant de déplacement.

Pour le cas à une dimension, on obtient :

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(J_n + J_p + \frac{\partial D}{\partial t} \right) = 0 \quad (6)$$

Il faut remarquer que dans le circuit extérieur le champ est constant donc le courant de déplacement est nul et on peut écrire :

$$\boxed{J_p + J_n + \frac{\partial D}{\partial t} = J_{\text{ext.}}} \quad (7)$$

I.2.4. Limites de validité.

Dans toute l'étude qui va suivre, un certain nombre d'hypothèses vont être admises. Nous supposerons que :

a) les vitesses limites sont atteintes en tout point de la structure.
 Dans le cas du silicium on a : (16)

$$v_n = 1,1 \cdot 10^7 \text{ cm/sec} \quad \text{pour les électrons.}$$

$$v_p = 9,5 \cdot 10^6 \text{ cm/sec} \quad \text{pour les trous.}$$

b) les impuretés sont ionisées en permanence.

c) les variations du champ électrique sont : faibles le long du parcours d'un porteur entre deux chocs ionisants, lentes par rapport à la durée de ce parcours.

De plus le temps de relaxation du semi-conducteur doit être beaucoup plus petit que le temps de variation du champ.

Ces hypothèses sont satisfaites jusqu'aux environs de 10^{11} Hz ce qui correspond aux ondes millimétriques.

Dans ce cas les taux d'ionisation sont fonction du champ et de la température seuls. Mais nous devons négliger d'autres phénomènes annexes, tels que :

- la génération de porteurs par effet thermique.
- la génération par effet photoélectrique.
- la génération par rayonnements nucléaires.

De plus les porteurs étant soumis à des champs intenses ($E = 10^5$ V/cm) leur durée de vie est très supérieure au temps de transit, les courants de diffusion peuvent toujours être négligés.

Enfin dans toute l'étude qui suit, on se limitera à un modèle unidimensionnel ; c'est à dire que nous considérerons une jonction semi-conductrice plane et toutes les grandeurs envisagées ne seront fonction que d'une seule coordonnée x portée par un axe perpendiculaire au plan de la jonction.

I.3. PRINCIPAUX MODELES THEORIQUES ENVISAGES.

Le profil de dopage $N_D - N_A = f(x)$ d'une jonction semi-conductrice peut être déterminé à partir du procédé de fabrication et des lois de diffusion. En se rappelant que $\frac{\partial E}{\partial x}$ est proportionnel à $N_D - N_A$ on peut par intégration trouver le champ électrique fonction de x .

Connaissant le champ électrique le long de la jonction, (les taux d'ionisation ($\alpha_n ; \alpha_p$) étant des fonctions très rapidement croissantes de celui-ci) il est possible à partir des variations du dopage en impuretés de définir une zone en avalanche équivalente (dans laquelle le champ E et les fonctions $\alpha_n(E)$ et $\alpha_p(E)$ seront supposés constants) et une ou plusieurs zones de transit adjacentes à la zone de multiplication où les taux d'ionisation seront négligeables).

Nous appellerons δ l'épaisseur de la zone en avalanche, W l'épaisseur totale de la zone désertée. Ainsi les zones de transit des électrons et des trous W_n et W_p sont définies par :

$$W_n + W_p = W - \delta$$

Les principales structures se différencient par l'importance relative des paramètres δ et W .

I.3.1. Modèle de Mi'sawa (17)

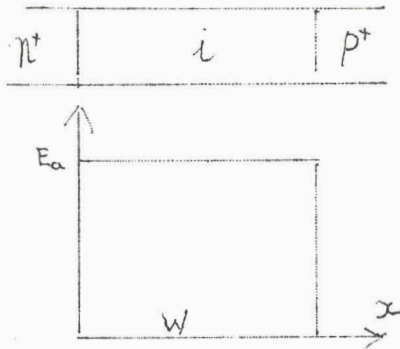


Figure 2

Il se caractérise par une zone avalanche qui s'étend sur toute la zone désertée, donc $\delta = W$.

La structure théorique est $p^+ i n^+$, en pratique on peut faire $p^+ p^- n^+$ ou $p^+ n^- n^+$.

I.3.2. Modèle de Tager (15)

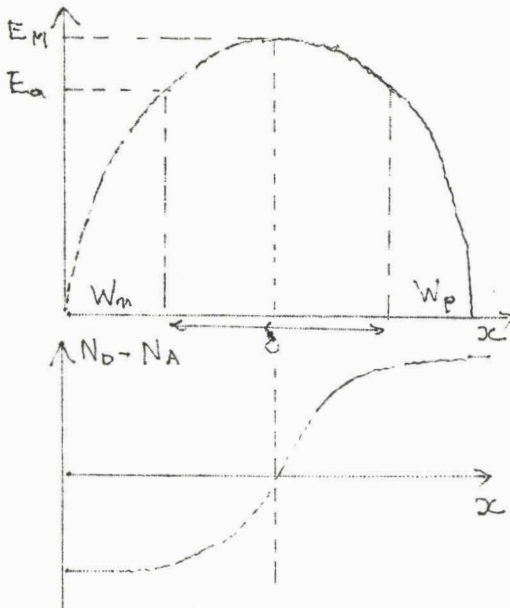


Figure 3

Dans ce cas la zone avalanche n'occupe qu'une partie de la zone désertée.

$$\delta < W$$

par exemple $\delta = 0,2 W$

La réalisation de ce modèle peut se faire à l'aide d'un profil $p^+ n^+ n^+$ ou par une jonction p n.

I.3.3. Modèle de Read (1)

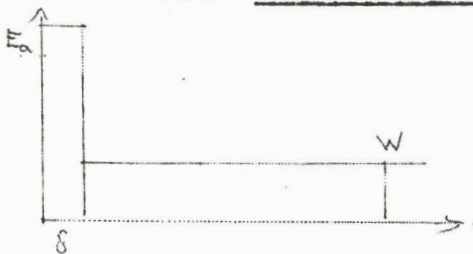
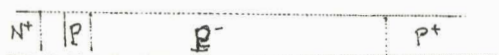


Figure 4

Ce modèle qui fut étudié le premier se caractérise par une zone avalanche extrêmement mince.

$$\delta \ll W$$

Cette condition est à peu près réalisée par une structure



$$p^+ n n^- n^+$$

ou

$$n^+ p p^- n^+$$

Remarque

Les modèles de Read et Misawa ne sont que des cas particuliers du modèle de Tager. Aussi dans l'étude théorique nous n'envisagerons que le modèle de Tager et les deux autres structures seront considérées comme des cas particuliers.

o - o - o - o - o

C H A P I T R E I I

ETUDE THEORIQUE DE L'IMPEDANCE

II.1. EXPRESSION ANALYTIQUE DE L'IMPEDANCE

II.1.1. Etude de la zone en avalanche.

- a) $\alpha_n = \alpha_p = \alpha$, $v_p = v_n$, $\omega \tau_\delta < 1$, $\tilde{J}_{ca}(x,t) = \tilde{J}_{ca}(t)$.
- b) $\alpha_n = \alpha_p = \alpha$, $v_p = v_n$, $\omega \tau_\delta < 1$.
- c) $\delta < W$, $\alpha_p = k \alpha_n$, $v_n \neq v_p$.
- d) expression de l'impédance de la zone en avalanche.

II.1.2. Etude des zones de transit.

II.1.3. Impédance totale de la jonction.

II.2. RESULTATS OBTENUS

II.2.1. Utilisation de l'expression analytique .

- paramètres = électriques.
- = caractéristiques du semi-conducteur utilisé.
- = caractéristiques de la structure étudiée.

II.2.2. Discussion de l'expression analytique

- a) $\sigma = 0$ diode de Read .
- b) Diode de Misawa .
- c) étude de la résonance ,

II.2.3. Exploitation numérique de l'expression analytique.

C H A P I T R E I I

PROPRIETES DYNAMIQUES EN HYPERFREQUENCE

D'UN SEMI-CONDUCTEUR EN AVALANCHE.

II.1. ETUDE THEORIQUE DE L'IMPEDANCE.

Pour étudier les propriétés des diodes en avalanche, en particulier l'impédance, on peut chercher à résoudre les équations définies précédemment soit par une méthode analytique soit par une méthode numérique.

Si cette dernière permet d'obtenir des résultats plus précis et d'optimiser les structures réelles, elle ne favorise guère la compréhension des phénomènes physiques. Aussi nous choisissons la méthode analytique qui permet d'interpréter théoriquement les résultats pratiques auxquels nous serons conduits.

Malheureusement le traitement analytique nécessite des simplifications. Dans cette étude nous essayons de développer le modèle le plus général et de justifier les approximations que la complexité des calculs exige.

L'étude en petits signaux de l'impédance à partir d'une zone de multiplication et d'une zone de transit fut envisagée pour la première fois par Read ⁽¹⁾. Les taux de multiplication furent considérés comme égaux ainsi que les vitesses de dérive ($v_n = v_p$). Puis le modèle fut de plus en plus élaboré dans les travaux de Misawa ⁽¹⁷⁾ ^p ⁽¹⁸⁾, Gilden et Hines ⁽¹⁹⁾. Les principaux stades furent franchis par Tager ⁽⁷⁾ ⁽¹⁴⁾ ⁽¹⁵⁾ (influence de la largeur de la zone en avalanche du courant de saturation) par Fisher ⁽²⁰⁾ ($v_n \neq v_p$, $\alpha_n \neq \alpha_p$, $\delta \ll W$) ainsi que E. Constant (effets thermiques) ⁽⁵⁾.

Dans notre étude nous avons essayé d'utiliser au mieux ces différentes théories en considérant plus particulièrement le cas des diodes que nous avons étudiées expérimentalement (diodes $p^+ n n^+$). Nous avons pris des hypothèses

simplificatrices aussi réduites que possible. Aussi nous considérons des taux d'ionisation différents pour électrons et pour les trous (en admettant $\alpha_p = k \alpha_n$).

En tenant compte des hypothèses simplificatrices énoncées précédemment et en combinant les différentes équations fondamentales on arrive au système :

$$\begin{aligned} q \frac{\partial p}{\partial t} &= - \frac{\partial J_p}{\partial x} + \alpha_n J_n + \alpha_p J_p \\ q \frac{\partial n}{\partial t} &= \frac{\partial J_n}{\partial x} + \alpha_n J_n + \alpha_p J_p \end{aligned} \quad (8)$$

qui doit être résolu avec l'équation de Poisson :

$$\frac{dE}{dx} = \frac{q}{\epsilon} \left(N_n - N_p + \frac{J_p}{q v_p} - \frac{J_n}{q v_n} \right) \quad (9)$$

et l'expression du courant total :

$$\epsilon \frac{\partial E(x,t)}{\partial t} + J_e(x,t) = J(t)$$

dans lequel :

$J(t)$ = densité du courant total.

J_c = densité du courant de conduction.

J_n = densité du courant électronique.

J_p = densité du courant de trous.

ϵ = constante diélectrique du semi-conducteur.

$\epsilon = 1,06$ pf/cm pour le Si.

$\epsilon = 1,41$ pf/cm pour le Ge.

q = valeur absolue de la charge de l'électron.

Ces différentes équations vont nous permettre de calculer l'impédance d'un semi-conducteur en avalanche.

Nous ferons ce calcul pour une structure semi-conductrice quelconque, nous utilisons donc le modèle le plus général : celui envisagé par TAGER et représenté figure 5. On distingue sur le schéma une zone de multiplication de largeur δ et deux zones de transit (celle des électrons et celle des trous) de largeur W_n et W_p que nous allons étudier successivement.

II.1.1. Etude de la zone en avalanche

Pour aborder ce calcul nous allons procéder par différentes étapes.

Nous prendrons d'abord l'hypothèse simple où :

$$\alpha_n = \alpha_p = \alpha$$

$$v_n = v_p = v$$

et J_{ca} (courant de conduction à travers la zone de multiplication) indépendant de x .

$$J_{ca}(x, t) = J_{ca}(t)$$

Ceci n'est vrai que si la zone en avalanche est de grandeur négligeable devant la zone déserte, et si l'angle de transit dans cette zone est petit.

Nous verrons ensuite comment tenir compte du fait que le courant J_{ca} n'est plus indépendant de x .

Dans une troisième partie nous envisagerons le cas plus général où l'on considère :

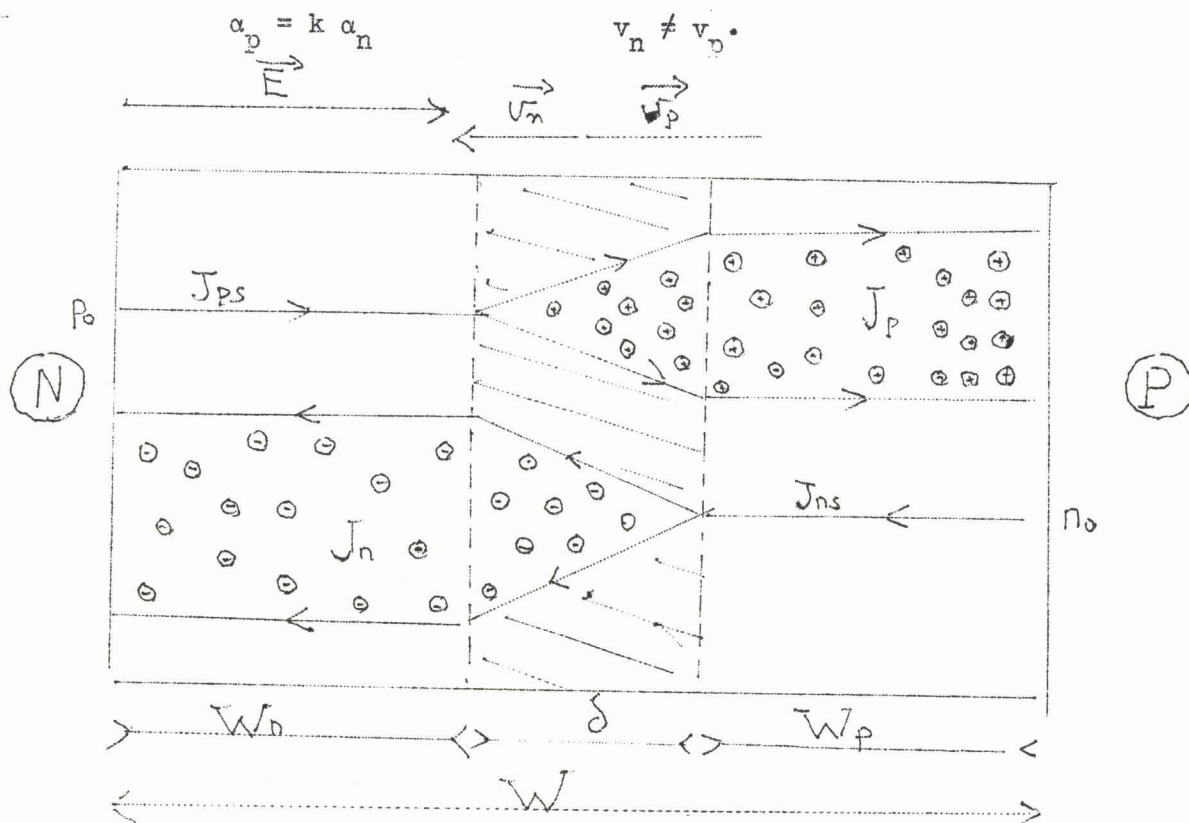


Figure 5

Dans tous les cas on suppose que le champ électrique régnant dans le semi-conducteur est formé d'une composante continue et d'une composante alternative sinusoïdale de pulsation ω .

$$\vec{E}(t) = E_0 + E e^{i \omega t} \quad (11)$$

Nous admettrons toujours ici (théorie ^{des} petits signaux ou régime linéaire) que

$$E \ll E_0$$

La théorie pour les grands signaux est envisagée par ailleurs. (8)

A partir de $\tilde{E}(t)$, nous calculons la tension et le courant alternatif traversant la jonction et nous en déduisons l'impédance $\hat{\epsilon}(\omega)$.

$$\underline{a) \alpha_n = \alpha_p = \alpha, v_n = v_p, \omega \tau_\delta < 1, \tilde{J}_{ca}(x, t) = \tilde{J}_{ca}(t).}$$

Les équations (8) deviennent :

$\frac{\partial p}{\partial t} = - \frac{1}{q} \frac{\partial \tilde{J}_p}{\partial x} + \alpha v(n+p)$	(8'-1)
$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q} \frac{\partial \tilde{J}_n}{\partial x} + \alpha v(n+p)$	(8'-2)

On additionne (8'-1) et (8'-2) en considérant les densités de courant de conduction en zone avalanche.

$$\tilde{J}_{ca}(t) = q v(n+p)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (n+p) = - \frac{1}{q} \left[\frac{\partial \tilde{J}_p}{\partial x} - \frac{\partial \tilde{J}_n}{\partial x} \right] + 2\alpha \tilde{J}_{ca}$$

on intègre de $x = 0$ à $x = \delta$, soit :

$$\tau_\delta \frac{d \tilde{J}_{ca}}{dt} = - \left[\tilde{J}_p - \tilde{J}_n \right]_0^\delta + 2 \tilde{J}_{ca} \int \alpha dx$$

$\tau_\delta = \frac{\delta}{v}$ = temps de transit dans la zone de multiplication.

pour $x = 0$ $\tilde{J}_p = \tilde{J}_{ps}$ = densité du courant de saturation des trous

pour $x = \delta$ $\tilde{J}_n = \tilde{J}_{ns}$ = densité du courant de saturation des électrons;

comme $\tilde{J}_{ca} = \tilde{J}_n + \tilde{J}_p$ on a :

$$-\left[\tilde{J}_p - \tilde{J}_n \right]_0^\delta = -2 \tilde{J}_{ca} + 2 J_s$$

L'équation précédente devient alors :

$$\frac{\tau_\delta}{2} \frac{d \tilde{J}_{ca}}{dt} = \tilde{J}_{ca} \left(\int_0^\delta \alpha dx - 1 \right) + J_s$$

posons :

$$\psi(E(t)) = \int_0^\delta \bar{\alpha}(E) dx$$

où $\bar{\alpha}$ est le taux d'ionisation moyen des électrons et des trous.

$$\boxed{\frac{\tau_\delta}{2} \frac{d \tilde{J}_{ca}}{dt} = \tilde{J}_{ca} \left[\psi(\tilde{E}(t)) - 1 \right] + J_s} \quad (12)$$

Comme E est beaucoup plus petit que E_0 , on peut négliger les termes du second ordre :

$$\psi(E) = \psi(E_0 + E) = \psi(E_0) + \left(\frac{\partial \psi}{\partial E_0} \right) E$$

l'équation (12) devient :

$$\frac{\tau_\delta}{2} \frac{d \tilde{J}_{ca}}{dt} = J_0 \left(\frac{d\psi}{dE_0} \right) E + \tilde{J}_{ca} \left[\psi(E_0) - 1 \right]$$

or $1 - \psi(E_0) = \frac{I_s}{I_0}$ et en posant $a = \frac{2 I_s}{\omega \tau_\delta I_0}$

$I_s =$ courant de saturation $= S(J_{ns} + J_{ps})$.

$I_0 =$ composante continue du courant traversant la diode.

$$\boxed{j_{ca} S = i_{ca} = \frac{u_a}{i\omega L_\delta} + i a j_{ca}} \quad (13)$$

$i_{ca} = I_{ca} e^{i \omega t}$ courant conduction en zone de multiplication.

$u_a =$ tension alternative aux bornes de la zone en avalanche $u_a = U_a e^{i \omega t}$

$$L_\delta = \delta L'_\delta = \delta \frac{\tau_\delta}{2 I_0 \left(-\frac{\partial \psi}{\partial E_0} \right)} = \text{grandeur ayant les dimensions}$$

d'un coefficient de self induction. Il faut aussi considérer le courant de déplacement dans la zone avalanche.

$$\begin{aligned} j_{da} S &= i \omega \frac{u_a}{\delta} \epsilon S = i \omega C_\delta u_a \\ \text{avec } C_\delta &= \frac{\epsilon S}{\delta} \end{aligned} \quad (14)$$

Le courant total étant la somme du courant de conduction et du courant de déplacement les équations (13) et (14), permettent de déterminer le circuit équivalent à la zone d'avalanche (figure 6).

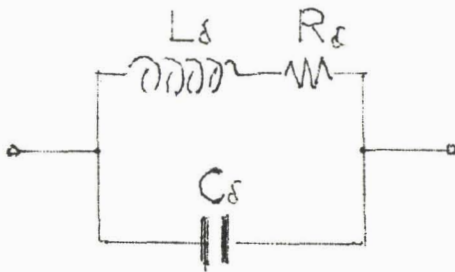


Figure 6

Un terme résistif se met en série avec la self :

$$R_\delta = \omega L_\delta = \frac{2 I_s \delta}{I_0^2 \left(\frac{\partial \psi}{\partial E_0} \right)} \quad (15)$$

L'expression (15) met en évidence l'influence du courant de saturation de la diode.

La zone en avalanche se comporte donc comme un circuit oscillant dont la pulsation de résonance est telle que :

$$\omega_a^2 = \frac{2 J_0 \left(\frac{\partial \psi}{\partial E_0} \right)}{\epsilon \tau_\delta} = \frac{1}{L_\delta C_\delta} \quad (16)$$

Elle est proportionnelle :

- à la racine carrée de la densité de courant J_0 .
- à la vitesse limite des porteurs.
- à $\left(\frac{\partial \psi}{\partial E_0} \right)_{E_a}$ paramètre que l'on ne peut déterminer directement.

$$b) \alpha_n = \alpha_p = \alpha, \quad v_n = v_p = v, \quad \omega \tau_\delta < 1.$$

Jusqu'à présent \tilde{J}_{ca} a été considéré comme indépendant de x . Dans le cas contraire la relation 12 n'est plus valable.

Pour tenir compte de la variation éventuelle de \tilde{J}_{ca} avec x il est commode d'introduire entre le champ électrique et le courant un retard τ_γ qui dépend de la distribution des impuretés et de l'amplitude des composantes alternatives (15). La valeur est généralement négative et d'autant plus importante que l'avalanche est uniforme.

Le calcul de τ_γ dans le cas où le rapport δ/W est quelconque, est difficile. Il a cependant été effectué dans les 2 cas particuliers suivants (15) :

$$\text{jonction p-n abrupte } \delta/W = 0,21 \quad \tau_\gamma = -0,0026 \tau'_\delta$$

$$\text{jonction p-n graduelle } \delta/W = 0,35 \quad \tau_\gamma = -0,1 \tau'_\delta$$

$$\text{avec } \tau'_\delta = \tau_\delta / 2 = \frac{\delta}{2v}$$

Dans le cas où δ/W est quelconque, on peut avoir une valeur assez proche de la réalité en extrapolant les deux valeurs précédentes à partir de la relation :

$$\tau_Y = - \tau'_\delta \left(\frac{\delta}{W} \right)^{0,8} W/\delta \quad (17)$$

On doit avoir dans le cas où $\delta = 0$ (diode de Read) $\tau_Y = 0$, ce qui est vérifié par la relation (17).

Dans le cas où $\delta = W$ (diode de Misawa) on obtient $\tau_Y = - \tau'_\delta$. En tenant compte de ce nouveau paramètre la relation 12 devient :

$$\frac{\tau_\delta}{2} \frac{d \tilde{J}_{ca}}{dt} = \tilde{J}_{ca} \left[\psi E(t + \tau_Y) - 1 \right] + J_s \quad (18)$$

La relation (18) montre que le courant d'avalanche subit un retard supplémentaire par rapport au champ régnant dans la zone de multiplication. Le déphasage entre $\tilde{J}_{ca}(t)$ et $\tilde{E}(t)$ n'est plus de $\frac{\pi}{2}$ comme dans le cas précédent mais il est égal à

$$\xi = \frac{\pi}{2} - \text{arc tg } \sigma$$

avec $\sigma = \omega \tau_Y + a$

$$a = \frac{2}{\omega \tau_\delta} \frac{I_s}{I_0} \quad (19)$$

c) $\delta < W, \alpha_p = k \alpha_n, v_n \neq v_p.$

On reprend le modèle où $\delta < W$ mais on considère des vitesses limites et des taux d'ionisation différents pour des trous et les électrons. On admet que $\alpha_p = k \alpha_n$ (avec k constante que nous supposons indépendante de E).

En résolvant les équations (8) selon une méthode décrite par Kaplan (20)(21) on trouve :

$$\boxed{\omega_a^2 = \frac{J_0 \phi}{\epsilon \bar{\tau}}} \quad (20)$$

avec :

$$\bar{\tau} = \frac{\text{Log } k}{2 \alpha_n (k-1)} \left(\frac{1}{v_n} + \frac{1}{v_p} \right)$$

$$\phi = \frac{\alpha_n'}{\alpha_n} \left[f \left(\frac{\alpha_n}{\alpha_p} \right) + g \left(\frac{\alpha_n}{\alpha_p} \right) \right] \text{ et :}$$

$$f \left(\frac{\alpha_n}{\alpha_p} \right) = \frac{-\text{Log } k}{2 \left[\frac{k+1}{k-1} \text{Log } k - 2 \right] \left[\frac{\text{Log } k}{k-1} - 1 \right]}$$

$$g \left(\frac{\alpha_n}{\alpha_p} \right) = \frac{-\text{Log } k}{2 \left[\frac{k+1}{k-1} \text{Log } k - 2 \right] \left[1 - \frac{k \text{Log } k}{k-1} \right]}$$

Pour le silicium $k = 0,1$ $\frac{\text{Log } k}{k-1} = 2,56$

(20) devient ^{*} :

$$\boxed{\omega_a^2 = \frac{2,2 J_0 \bar{\alpha}'}{\epsilon \left(\frac{1}{v_n} + \frac{1}{v_p} \right)}} \quad (20')$$

On peut comparer (20') avec (16) dans laquelle :

^{*} En réalité si on tient compte de la variation du courant de conduction dans la zone en avalanche, cette formule est modifiée d'un facteur 3/2 (22)(23).

$$\psi(E_0) = \int_{-W_n}^{+W_p} \bar{\alpha}(E) dx; \quad \frac{d\psi(E)}{dE_0} = \bar{\alpha}'(E) \delta$$

donc

$$\omega_a^2 = \frac{2 J_0 \bar{\alpha}'}{\epsilon \frac{1}{v}} = \frac{2 J_0 \alpha'}{\epsilon \frac{1}{v}} = \omega_a^2 \quad (16')$$

Nous voyons que (16') et (20') ne diffèrent que par un coefficient numérique et l'on peut chiffrer l'ordre de grandeur de l'erreur commise quand on fait :

$$v_n = v_p = v$$

$$\alpha_n = \alpha_p = \alpha$$

Remarque : De l'expression (20'), connaissant la relation qui relie le taux d'ionisation des électrons au champ électrique, on peut calculer $\bar{\alpha}' = \left(\frac{\partial \alpha}{\partial E} \right)_{E_a}$ et définir une grandeur fondamentale I_x telle que :

$$I_x = S J_x = \frac{S \omega^2 \left(\frac{1}{v_n} + \frac{1}{v_p} \right)}{2,2 \left(\frac{\partial \bar{\alpha}}{\partial E} \right)_{E_a}} \quad (21)$$

S = surface de la jonction

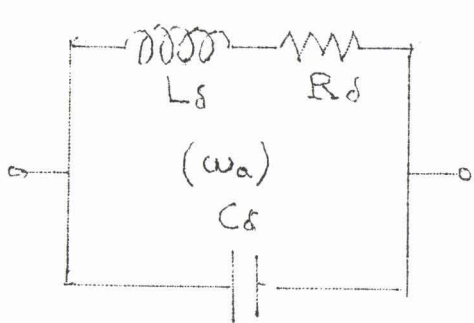
I_x est le courant continu de polarisation nécessaire pour que le circuit équivalent à la zone en avalanche résonne à une fréquence donnée :

$$F = \omega / 2 \pi$$

d) Expression de l'impédance de la zone en avalanche.

Si on reprend le schéma équivalent en tenant compte du courant

d'avalanche $\tilde{J}_{ca}(x, t)$ ainsi que $\alpha_p = k \alpha_n$ et $v_n \neq v_p$, un calcul identique à celui mené en a) donne à partir de l'équation (18) le schéma équivalent suivant : (figure 7)



$$\text{avec } L_\delta = \delta \frac{\tau_\delta}{2 I_0 \left(\frac{\partial \psi}{\partial E} E_a \right)}$$

$$C_\delta = \frac{\epsilon S}{\delta}$$

$$R_\delta = \sigma L_\delta \omega$$

$$\sigma = \omega \tau_\gamma + a$$

Figure 7

$$a = \frac{2 I_s}{\omega \tau_\delta I_0}$$

L'admittance présentée par ce circuit se met sous la forme :

$$Y_\delta = i\omega C_\delta + \frac{1}{R_\delta + i\omega L_\delta}$$

ce qui entraîne :

$$Z_\delta = \frac{\omega L_\delta (\sigma + i)}{(1 - \omega^2 L_\delta C_\delta) + i \sigma L_\delta C_\delta \omega^2}$$

Définissons le paramètre :

$$\beta^2 = \frac{\omega_a^2}{\omega^2} = \frac{I_0}{I_x}$$

avec $L_\delta C_\delta \omega_a^2 = 1$

$$Z_\delta = \frac{1}{C_\delta \omega} \frac{\sigma + i}{(\beta^2 - 1) + i\sigma} \quad (22)$$

Si on pose :

$$C = \text{capacité de la jonction} = \frac{\epsilon S}{W} .$$

$$C_{\delta} = \text{capacité de la zone de multiplication} = \frac{\epsilon S}{\delta} .$$

$$C_t = \text{capacité des zones de transit} = \epsilon S \left(\frac{1}{W_n} + \frac{1}{W_p} \right) .$$

En général on peut négliger σ^2 devant l'unité l'expression de l'impédance de la zone en avalanche devient :

$$Z = \frac{1}{C_{\delta}} \left(1 - \frac{C}{C_t} \right) \left[\frac{\sigma \beta^2 - i (1 - \beta^2)}{(\beta^2 - 1)^2 + \sigma^2} \right] \quad (22')$$

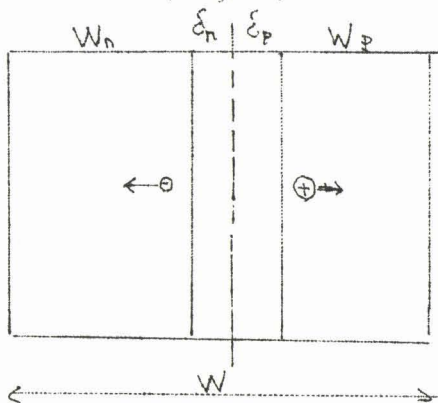
Remarque

Si dans l'expression précédente on fait $\sigma = 0$ on retrouve la valeur trouvée par Hines (19) :

$$Z_a = \frac{1}{i \omega C_{\delta}} \frac{1}{1 - \beta^2}$$

II.I.2. Etude des zones de transit

Pour l'étude de cette impédance nous allons considérer le modèle suivant : (fig. 8)



La jonction présente une zone désertée totale W .

Elle se divise en 3 zones distinctes :

Figure 8

1) Une zone de multiplication équivalente de largeur $\delta = \delta_n + \delta_p$ dans laquelle le courant d'avalanche est généré et où la charge d'espace totale est sensiblement nulle.

La fraction de la zone désertée qui est en avalanche peut être calculée (voir III.2) à partir de la caractéristique statique et de la résistance différentielle de la diode (13)(15)(24).

2) Deux zones de transit

* une zone d'épaisseur W_p où la conduction est assurée par les porteurs positifs (trous).

* une zone d'épaisseur W_n où la conduction est assurée par les porteurs négatifs (électrons).

Pour évaluer l'impédance totale on peut calculer l'impédance d'une zone en avalanche et d'une zone de transit et généraliser le résultat trouvé au modèle complet.

Envisageons le modèle suivant (fig. 9)

- une zone en avalanche de largeur δ .
- une zone où les porteurs se déplacent à une vitesse constante de largeur $W - \delta$.

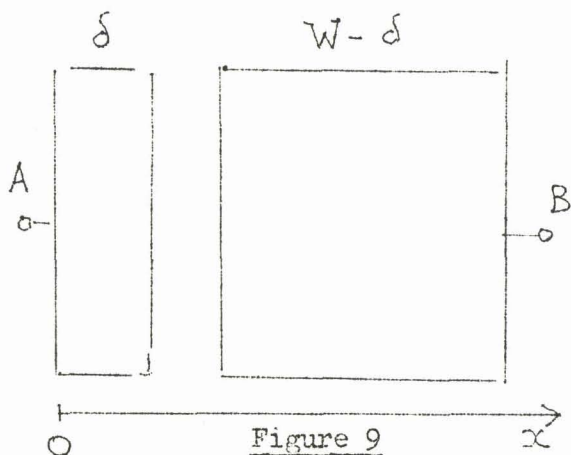


Figure 9

Appelons maintenant i le courant alternatif entrant en A et sortant en B. (fig. 9)

i est indépendant de la position x dans le semi-conducteur et il résulte de la superposition de plusieurs courants.

$$i = i_c(x) + i_d(x) \tag{23}$$

$i_d(x)$ = courant de déplacement .

$i_c(x)$ = courant de conduction .

Définissons maintenant le facteur de multiplication M comme le rapport entre le courant total et le courant de conduction.

$$\boxed{\frac{i_c}{i} = M} \quad (24)$$

On peut calculer le courant de conduction en zone de transit à partir du courant de conduction en zone avalanche $I_{ca}(t)$ en tenant compte du temps de transit.

En un point d'abscisse x on a :

$$i_c(x) = I_{ca} e^{-i \omega \frac{x}{v}}$$

donc si u_a est la tension aux bornes de la zone en avalanche d'impédance Z_δ on obtient :

$$M = \frac{u_a}{R_\delta + i \omega L_\delta} \frac{Z_\delta}{u_a}$$

En remplaçant Z_δ par sa valeur (22), M devient :

$$\boxed{M = \frac{-\beta^2}{(\beta^2 - 1)^2 + \sigma^2} \left[(1 - \beta^2) + i \sigma \right]} \quad (25)$$

D'autre part le courant de déplacement en zone de transit s'exprime par :

$$i_d(x) = j \omega \epsilon S E(x)$$

$E(x)$ = champ électrique alternatif en zone de transit .

S = surface de la jonction.

La nouvelle expression du courant traversant la diode est :

$$\tilde{I} = M e^{-i\omega \frac{x}{v}} + i \omega \epsilon S E(x) + I_s$$

$$E(x) = \frac{1}{i \omega \epsilon S} \left[1 - M e^{-i\omega \frac{x}{v}} - \frac{I_s}{I_0} \right]$$

On peut toujours négliger I_s/I_0 devant l'unité. Soit ϕ la différence de potentiel alternative apparaissant aux bornes de la zone de transit.

$$v_t = \int_0^{W-\delta} E(x) dx = \frac{1}{i \omega \epsilon S} \int_0^{W-\delta} (1 - M e^{-i\omega \frac{x}{v}}) dx$$

Posons $\theta = \frac{W-\delta}{v}$ angle de transit de la zone de déplacement :

l'impédance de cette zone s'écrit donc :

$$Z_t = \frac{M}{C_t \omega} \left(\frac{1 - \cos \theta}{\theta} \right) - \frac{i}{C_t \omega} \left(1 - \frac{M \sin \theta}{\theta} \right) \quad (26)$$

$$C_t = \text{capacité de la zone de transit} : C_t = \frac{\epsilon S}{W - \delta}$$

M = facteur de multiplication dont la valeur est donnée par l'expression (25)

II.1.3. Impédance totale de la jonction.

L'impédance totale est obtenue en regroupant les zones d'avalanche (δ_p) et de transit (W_p) pour les trous à celles relatives aux électrons (δ_n, W_p)

En définissant les angles de transit :

$$\theta_p = \frac{W_p - \delta_p}{v_p}, \quad \theta_n = \frac{W_n - \delta_n}{v_n}$$

et en remplaçant M par sa valeur on trouve :

- Impédance de la zone de transit des porteurs positifs

$$Z_{tp.} = \frac{1}{\omega C} \frac{W_p - \delta_p}{W} \frac{-\beta^2}{(\beta^2 - 1)^2 + \sigma^2} \left[A(\theta_p) + i B(\theta_p) \right]$$

avec

$$A(\theta_p) = (1 - \beta^2) \chi(\theta_p) - \sigma \left[1 - \mu(\theta_p) \right]$$

$$B(\theta_p) = \sigma \chi(\theta_p) + (1 - \beta^2) (1 - \mu(\theta_p)) + \frac{(\beta^2 - 1)^2 + \sigma^2}{\beta^2}$$

$$\chi(\theta_p) = \frac{1 - \cos \theta_p}{\theta_p} \quad \mu(\theta_p) = 1 - \frac{\sin \theta_p}{\theta_p}$$

- Impédance de la zone de transit des porteurs négatifs

$$Z_{tn} = \frac{1}{\omega C} \frac{W_n - \delta_n}{W} \frac{-\beta^2}{(\beta^2 - 1)^2 + \sigma^2} \left[A(\theta_n) + i B(\theta_n) \right]$$

$A(\theta_n)$ et $B(\theta_n)$ sont obtenus en remplaçant θ_p par θ_n dans les expressions $A(\theta_p)$ et $B(\theta_p)$

- Impédance totale

L'impédance totale en régime linéaire est obtenue en faisant la somme de l'impédance de la zone de multiplication et des deux zones de transit. Elle peut se mettre sous la forme d'une expression formée d'une partie réelle et d'une partie imaginaire.

$$R_D = \frac{1}{\omega C} \frac{\beta^2}{(\beta^2 - 1)^2 + \sigma^2} \left\{ \sigma - \frac{W_n - \delta_n}{W} \left[(1 - \beta^2) \chi(\theta_n) + \sigma \mu(\theta_n) \right] - \frac{W_p - \delta_p}{W} \left[(1 - \beta^2) \chi(\theta_p) + \sigma \mu(\theta_p) \right] \right\} \quad (27)$$

$$X_D = \frac{1}{\omega C} \frac{1}{(\beta^2 - 1)^2 + \sigma^2} \left\{ \beta^2 - 1 + \beta^2 \frac{(W_n - \delta_n)}{W} \left[(1 - \beta^2) \mu(\theta_n) - \sigma \chi(\theta_n) \right] \right. \\ \left. + \beta^2 \frac{W_p - \delta_p}{W} \left[(1 - \beta^2) \mu(\theta_p) - \sigma \chi(\theta_p) \right] \right\} \quad (28)$$

Rappelons que $\sigma = \omega \tau_Y + \frac{2}{\omega \tau_\delta} \frac{I_s}{I_0}$

$$\chi(\theta) = \frac{1 - \cos \theta}{\theta} \quad \mu(\theta) = 1 - \frac{\sin \theta}{\theta}$$

Les expressions (27) et (28) peuvent se représenter par le schéma équivalent simple de la figure 10.

Nous y trouvons :

$$C = \text{capacité de la jonction} = \frac{\epsilon S}{W}$$

$$R_\delta = \sigma \omega L$$

$$L \text{ étant défini par } LC \omega_a^2 = 1 \Rightarrow L = L_\delta \frac{W}{\delta} = L'_\delta W$$

$R(\theta_n, \theta_p)$ partie réelle de l'impédance des deux zones de transit.

$X(\theta_n, \theta_p)$ partie imaginaire de l'impédance des deux zones de transit.

II.2. RESULTATS OBTENUS

II.2.1. Utilisation de l'expression analytique

Les formules (27) et (28) nous donnent l'expression de l'impédance Z de la jonction en régime avalanche. On voit que $Z(\omega)$ dépend des paramètres suivants :

- paramètres électrique : I_0, I_s . Ces grandeurs se mesurent facilement.
- paramètres caractéristiques du semi-conducteur utilisé.

SCHEMAS EQUIVALENTS.

I CAS GENERAL.

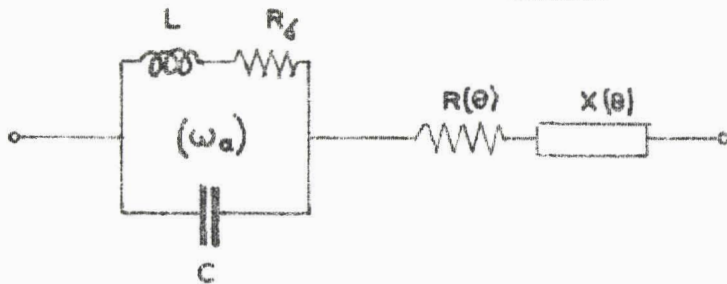


FIG. 10

II $\delta/w < 0,2$

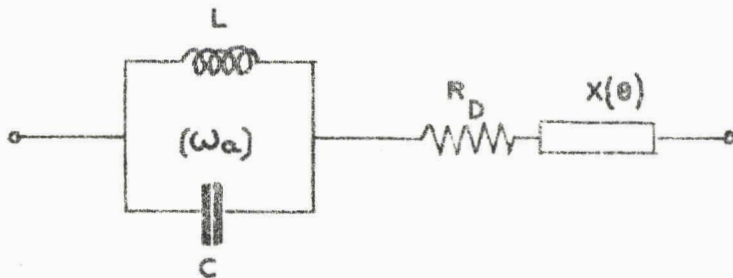


FIG. 11

III DIODE READ

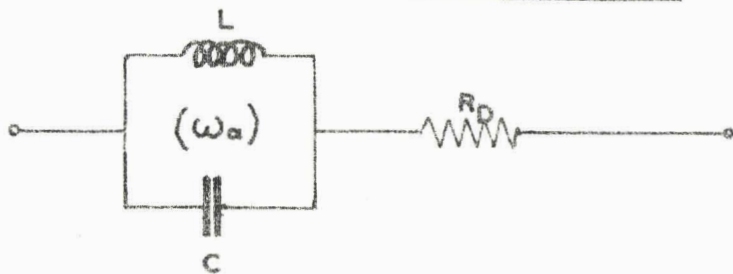


FIG. 12

IV DIODE MISAWA

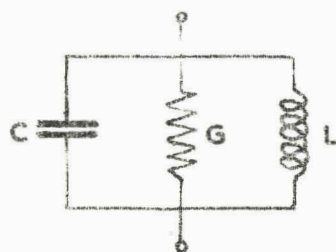


FIG. 13



$$k = \frac{\alpha_p}{\alpha_n} , v_n, v_p.$$

Ces paramètres sont nécessaires pour déterminer θ_n et θ_p et pour calculer ω_a (relation 20 et 20').

Il est possible de trouver les valeurs de ces grandeurs dans la littérature. (15)(16)

Ainsi pour le silicium, nous prendrons :

$$v_n = 1,1 \cdot 10^7 \text{ cm/sec.}$$

$$v_p = 9,5 \cdot 10^6 \text{ cm/sec.}$$

$$k = 0,1.$$

c) paramètres caractéristiques de la structure ou jonction semi-conductrice étudiée

$$\delta , W_n, W_p, \alpha'_{\max}$$

(Cette dernière donnée est nécessaire pour le calcul de ω_a). Ces paramètres peuvent se calculer à partir du profil de dopage de la diode.

1° Détermination de δ , W_n, W_p

Remarquons tout d'abord que $W = \delta + W_n + W_p$ peut se calculer à partir de mesures de la capacité de la jonction polarisée en inverse (25). Pour déterminer δ , W_n, W_p , il faut signaler que les diodes étudiées expérimentalement ont le plus souvent la structure $p^+ n n^+$. Dans ces conditions la zone en avalanche est d'autant plus étroite que le dopage de la partie n est important.

Les électrons créés dans la zone de multiplication se déplacent vers la droite (figure 14) et traversent la zone de transit dans laquelle leur concentration restera inchangée.

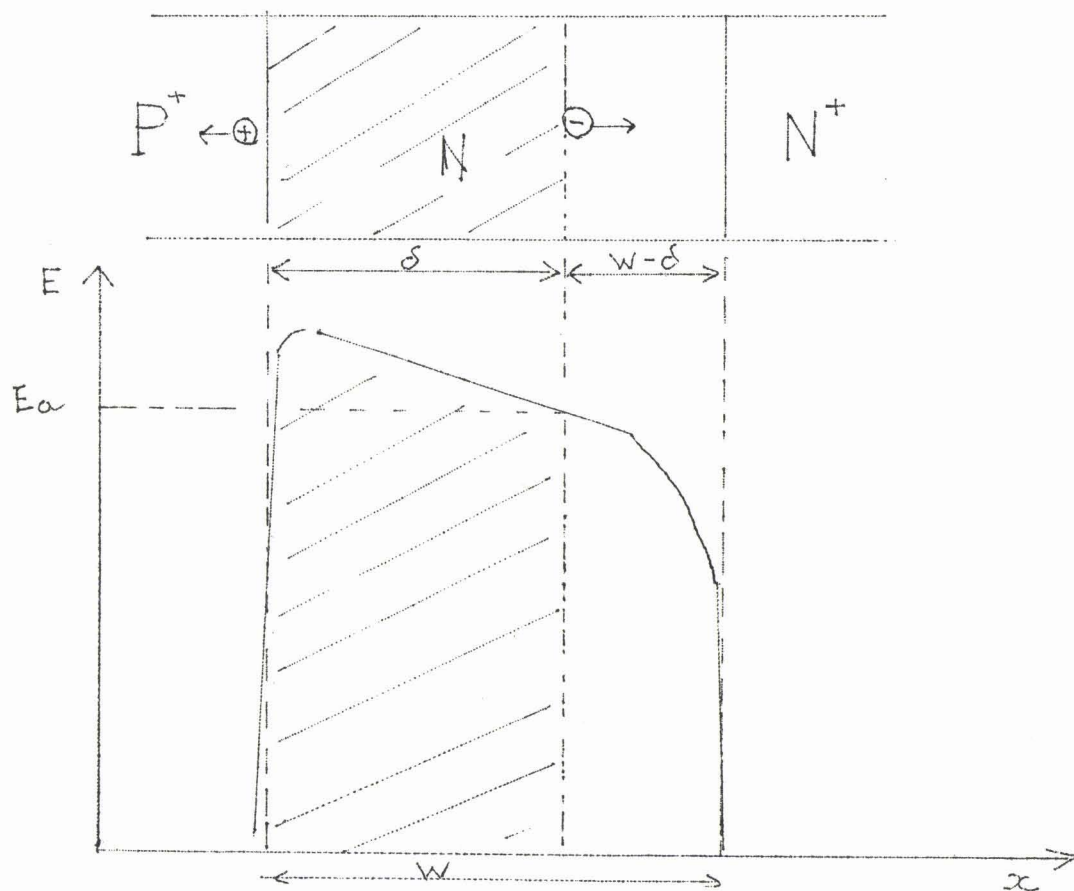


Figure 14

Les trous créés dans δ se déplacent vers la gauche et sortent de la jonction pratiquement sans transit. (figure 14).

On peut donc avec une bonne approximation ne considérer qu'une seule zone de transit, celle des électrons. Nous admettrons donc que $W_p = 0$, comme l'on connaît $W = \delta + W_n$ il suffit de déterminer δ pour obtenir W_n .

Le calcul numérique de la largeur δ de la zone en avalanche à partir de la concentration en impuretés de la partie 'n' de la jonction a été effectué au laboratoire (24). Nous en rappelons ici brièvement le processus.

En partant des données initiales qui sont :

- les taux d'ionisation des impuretés (26)

$$\alpha_p = k \alpha_n \quad k = 0,1$$

$$\alpha_n = a e^{\lambda E(x)} \quad a = 9,85 \text{ cm}^{-1} \quad \lambda = 2,22 \cdot 10^5 \text{ (V/cm)}^{-1}$$

- la vitesse de saturation des porteurs libres

$$v = 10^7 \text{ cm/sec}$$

- la condition d'avalanche

$$\int_0^W \bar{\alpha} dx = 2,56$$

- la surface de la jonction $S = 10^{-4} \text{ cm}^2$

- la largeur de la zone désertée W .

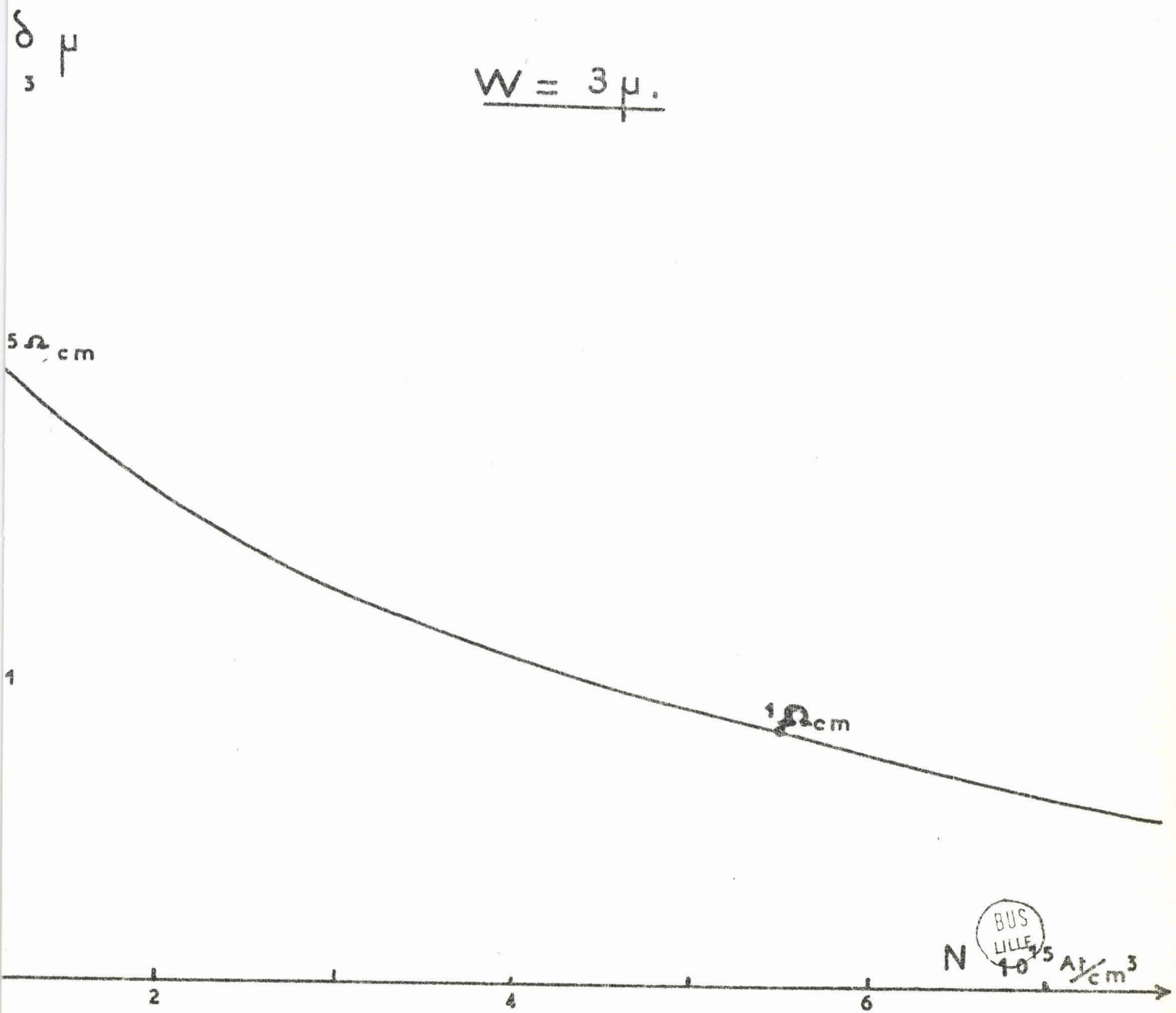
nous utilisons une méthode itérative qui nous donne la caractéristique statique $I = f(V)$ de la jonction. Pour des courants faibles nous voyons que sa pente est constante : c'est la résistance caractéristique ou résistance de charge d'espace R_c .

D'autre part on peut retrouver R_c à l'aide de la théorie faite précédemment :

$$R_c = \frac{(W - \delta)^2}{2 \epsilon v S}$$

De la valeur numérique nous en déduisons une valeur théorique de δ pour différentes concentrations en impuretés de la partie "n" de la jonction. Nous donnons figure 15 les variations de la largeur de la zone en avalanche fonction de la concentration en impureté de la partie "n" pour une jonction de largeur $W = 3 \mu$

FIGURE 15. VARIATION DE LA ZONE EN AVALANCHE FONCTION DE LA CONCENTRATION EN ATOMES D'IMPURETES.



2° La grandeur α'_{\max} est difficile à mesurer mais nous verrons qu'il est possible de mesurer rapidement ω_a (cf. IV.2°) et à partir des relations 20 et 20' on peut en déduire α'_{\max} .

Connaissant la valeur des paramètres énumérés précédemment, il est possible de calculer $Z(\omega)$. Les relations nécessaires sont cependant compliquées, ce n'est que dans quelques cas particuliers que nous allons étudier maintenant qu'il est possible de simplifier les expressions de $Z(\omega)$.

II.2.2. Discussions des résultats obtenus

a) $\sigma = 0$, courant de saturation nul, temps de transit en zone avalanche négligeable.

S'il en est ainsi d'après la relation :

$$\sigma = \omega \tau_{\gamma} + \frac{2}{\omega \tau_{\delta}} \frac{I_s}{I_0}$$

nous avons :

- I_s courant de saturation négligeable.

- τ_{γ} très petit : pour cela il faut que le rapport δ/W soit suffisamment faible (relation (17)). C'est le cas d'une jonction abrupte où :

$$\delta/W = 0,21, \quad \tau_{\gamma} = - 0,0013 \tau_{\delta}$$

Si ces deux conditions sont réalisées, l'impédance de la jonction devient $Z = R_D + i X_D$

$$\begin{aligned} R_D &= \frac{1}{C_t \omega} \frac{\beta^2}{\beta^2 - 1} \chi(\theta) \\ X_D &= \frac{1}{C\omega} \left[\frac{1}{1 - \beta^2} - \frac{W - \delta}{W} \frac{\beta^2}{\beta^2 - 1} \psi(\theta) \right] \end{aligned} \quad (29)$$

Ces expressions correspondent au schéma équivalent représenté figure 11 dans lequel :

$$R(\theta) = R_D$$

$$X(\theta) = \frac{1}{C\omega} \left[\frac{W - \delta}{W} \frac{\beta^2}{\beta^2 - 1} \mu(\theta) \right]$$

où $L = L'_{\delta} W$

$$C = \frac{\epsilon S}{W}$$

= Pour $f \approx 0$ \longrightarrow $R_D = R_c = \frac{(W - \delta)^2}{2\epsilon vS}$

= Pour $f > f_a$, la partie réelle devient négative et R_D sera maximum négatif pour $\theta = \pi$ ce qui correspond à $(W - \delta) = \frac{\pi v}{\omega}$.

Remarquons en outre que les relations (29) ne sont valables que si $\delta \ll W$. Nous pouvons négliger δ devant W . Nous obtenons alors :

$C_t = C$ (capacité totale de la jonction à l'avalanche)

$$R_D = \frac{1}{\omega C} \left[\frac{1}{1 - \omega^2/\omega_a^2} \frac{1 - \cos \theta}{\theta} \right]$$

$$X_D = - \frac{1}{\omega C} \left[1 - \frac{\beta^2}{\beta^2 - 1} \frac{\sin \theta}{\theta} \right]$$

Dans le cas où les fréquences considérées sont assez faibles pour que l'angle de transit $\theta = \frac{\omega W}{v} < \pi/4$ les quantités $\frac{\sin \theta}{\theta} \Rightarrow 1$
 $\frac{1 - \cos \theta}{\theta} \Rightarrow \frac{\theta}{2}$ et l'impédance de la jonction devient :

$$Z_D = \frac{W^2}{2\epsilon vS} \frac{1}{1 - \omega^2/\omega_a^2} + \frac{1}{i \omega C} \frac{1}{1 - \frac{\omega^2}{\omega_a^2}} \quad (29')$$

Ces expressions sont identiques à celles de Hines (19). Le schéma équivalent (figure 12) ne comporte plus qu'un circuit résonnant parallèle accordé sur la fréquence d'avalanche avec en série une résistance :

$$R_D = \frac{w^2}{2\varepsilon vS} \frac{1}{1 - \omega^2/\omega_a^2}$$

qui devient négative pour $f > f_a$.

b) Diode de Misawa $\delta = W$.

Si nous envisageons une diode de structure P.I.N. la zone de multiplication s'étend sur toute la zone déserte et les expressions (28) prennent une nouvelle forme :

$$\begin{aligned} R_D &= \frac{1}{\omega C} \frac{\beta^2}{(\beta^2 - 1)^2 + \sigma^2} \\ X_D &= \frac{1}{\omega C} \frac{1 - \beta^2}{(\beta^2 - 1)^2 + \sigma^2} \end{aligned} \quad (30)$$

car $\chi(\theta)$ et $\mu(\theta)$ tendent vers 0 quand l'angle de transit devient négligeable.

L'impédance est la même que celle trouvée en (22) et peut se mettre sous la forme

$$Z_\delta = \frac{1}{C\omega} \frac{\sigma + j}{(\beta^2 - 1) + j\sigma}$$

ou en négligeant σ^2 devant l'unité :

$$Y = C\omega \left[\sigma \beta^2 + j (1 + \sigma^2 - \beta^2) \right] \quad (31)$$

C'est l'admittance d'un circuit résonnant représenté par le schéma équivalent de la figure 13.

Dans ce schéma où la conductance est donnée par la relation :

$$G = \sigma \beta^2 C \omega$$

la fréquence de résonance répond à la condition :

$$\beta^2 = 1 + \sigma^2 \approx 1$$

On voit que cette fréquence est proportionnelle comme dans le cas limite opposé (Read : $\delta = 0$) à la racine carrée du courant de polarisation.

Si on néglige dans l'expression :

$$\sigma = \omega \tau_\gamma + \frac{2}{\omega \tau_\delta} \frac{I_s}{I_0}$$

le second terme par rapport au premier (τ_γ prend ici une valeur élevée : ($\tau_\gamma = -\tau_\delta/2$) on a :

$$\sigma = -\omega \frac{\tau_\delta}{2}$$

$$\beta^2 = \frac{\omega_a^2}{\omega^2}$$

$$\omega_a^2 = \frac{2 J_0 \left(-\frac{\partial \psi}{\partial E} \right)_{E_a}}{\epsilon \tau} \quad \text{relation (16) où } \tau_\delta = \tau$$

La conductance de la figure 13 devient :

$$G = - \frac{I_0 \left(\frac{\partial \psi}{\partial E} \right)_{E_a}}{W} \quad (32)$$

or on a $\psi(E_0) = \int_0^W \bar{\alpha}(E) dx$ donc :

$\left(\frac{\partial \psi}{\partial E} \right)_{E_a} = \bar{\alpha}' W$ nous voyons que la conductance G est directement proportionnelle au courant de polarisation et à la variation du taux d'ionisation moyen autour du champ d'avalanche.

$$G = - I_0 \bar{\alpha}'(E) \quad (33)$$

c) Etude de la résonance.

Rappelons que la fréquence d'avalanche est celle pour laquelle le circuit équivalent à la zone de multiplication entre en résonance.

$$f_a = \frac{1}{2\pi \sqrt{L_\delta C_\delta}} \quad (34)$$

Le paramètre $\beta^2 = \frac{\omega_a^2}{\omega^2} = \frac{I_0}{I_x}$ prend dans ce cas la valeur 1.

Le courant I_x est le courant de polarisation nécessaire pour avoir la résonance à la pulsation ω considérée.

Donc pour étudier cette résonance nous pouvons procéder de deux manières différentes:

- soit à fréquence fixe et à courant de polarisation variable.
- soit à courant fixe et on fait varier la fréquence.

Dans les 2 cas, il est intéressant d'envisager la condition $\beta^2 = 1$

L'expression (27) devient :

$$R_D = \frac{1}{\omega C} \frac{1}{\sigma} \left[1 - \frac{W - \delta}{W} \left(1 - \frac{\sin \theta}{\theta} \right) \right] \quad (36)$$

$$X_D = \frac{1}{\sigma} \frac{1}{\omega C} (1 - \delta/W) \chi(\theta)$$

Si θ l'angle de transit est suffisamment faible on obtient :

$$R_D = \frac{1}{\omega C} \frac{1}{\sigma}$$

$$X_D = - \frac{1}{\sigma} R_c \quad (37)$$

Nous remarquons que pour $\sigma = 0$ (R_D et $X_D \rightarrow \infty$) la résonance passe par des valeurs infinies.

Par ailleurs lorsque σ est différent de zéro mais petit, il est intéressant pour étudier cette résonance de déterminer le courant où la fréquence nécessaire pour obtenir l'annulation de la partie réactive de Z_D .

Dans ce but calculons les conditions pour obtenir :

$$\omega C X_D = 0$$

Soit :

$$X_D = 0 = (\beta^2 - 1) + \beta^2 \frac{W - \delta}{W} \left[(1 - \beta^2) \mu(\theta) - \sigma \chi(\theta) \right]$$

Supposons que la relation (28) soit vérifiée pour

$$\beta^2 = 1 + \varepsilon$$

ε étant un nombre petit ainsi que σ .

$$0 = \varepsilon + (1 - \varepsilon) \frac{W - \delta}{W} \left[-\varepsilon\mu(\theta) - \sigma\chi(\theta) \right]$$

Si l'on néglige les termes en $\varepsilon\sigma$ et ε^2 qui sont du second ordre il apparait :

$$\varepsilon = \frac{-\sigma\chi(\theta)}{\mu(\theta) - \frac{W}{W - \delta}}$$

ce qui donne pour la valeur de β^2 qui vérifie la relation (28)

$$\beta^2 = 1 - \sigma \frac{\chi(\theta)}{\mu(\theta) - \frac{W}{W - \delta}}$$

que l'on peut mettre sous la forme :

$$\boxed{\frac{\omega_3^2}{\omega^2} = \frac{I_o}{I_x} = \beta^2 = 1 - \sigma U(\theta)} \quad (38)$$

où $U(\theta)$ est une fonction de l'angle de transit :

$$U(\theta) = - \frac{1 - \cos \theta}{\omega \tau_\delta + \sin \theta}$$

Si maintenant on considère $\theta < \pi/4$

$$U(\theta) = - \frac{1}{2} \theta \frac{W - \delta}{W} \quad \text{et :}$$

$$\beta^2 = 1 + \sigma \frac{\theta}{2} \left(1 - \frac{\delta}{W}\right) \quad (39)$$

II.2.3. Exploitation numérique de l'expression analytique

Nous avons vu précédemment que $\omega_a = k\sqrt{J.S}$. Le coefficient de proportionnalité K est supposé connu, $Z(\theta)$ ne dépend que de : δ , W , I_s , I_0 et α'_{\max} .

Afin d'étudier l'allure générale des variations de $Z(\omega)$ on peut se fixer W (nous prendrons ici 3μ) et étudier l'évolution de l'impédance pour différentes valeurs des paramètres δ et I_s . Dans ce but on peut opérer de différentes manières :

- a) étude de l'impédance $Z(\omega) = R_D + i X_D$
 - à fréquence constante fonction d'un courant de polarisation variable
 - à fréquence de mesure variable pour un courant de polarisation constant.
- b) étude l'admittance $Y = G + i B$ à fréquence variable.
- c) étude du coefficient de qualité.

Pour réaliser ces études nous avons porté les formules (27) et (28) sur programme afin de connaître les variations de R_D et X_D en fonction de β^2 *.

Nous considérons une jonction $p^+ n n^+$ dont la largeur de la zone désertée à la tension d'avalanche est prise égale à 3μ . La capacité inverse dans ces condition est fixée à $0,2 \text{ pf}$ et nous avons $v = 10^7 \text{ cm/sec}$ vitesse de saturation des électrons.

* Ces calculs ont été effectués au laboratoire de Calcul Numérique de la Faculté des Sciences de LILLE.

Nous représentons (figure 16) les courbes d'impédance en fonction de la fréquence pour différentes valeurs de la largeur de la zone en avalanche. (le paramètre β^2 représente ici f_g^2/f^2 donc pour $\beta^2 > 1$ $f < f_g$ et le paramètre σ change de valeur pour chaque valeur de la fréquence).

Sur la figure 17 nous voyons pour les mêmes largeurs de la zone de multiplication les courbes d'impédance obtenues à fréquence fixe (1 GHz) fonction du courant de polarisation traversant la jonction. Le paramètre σ est ici constant quelque soit I_0 . Nous représentons R_D et X_D en fonction du rapport I_0/I_x . I_x est le courant qui, traversant la diode donne une fréquence d'avalanche de 1 GHz, il peut se calculer à partir de la relation 21.

La détermination de la valeur exacte I_s est très difficile car ce paramètre est très sensible à la température et lorsque le courant de polarisation I_0 est suffisamment important il provoque un échauffement de la jonction ce qui augmente fortement la valeur du courant de saturation. Pour éviter cette difficulté nous avons noté sur chaque courbe la valeur de σ et nous remarquons que lorsque δ passe de la valeur $0,1\mu$ à 1μ , σ change de signe ce qui entraîne le changement de signe de la résistance aux environs de la fréquence d'avalanche.

Nous étudions figure 18 l'influence du courant de saturation dans le cas d'une structure telle que $\delta = 1\mu$. Nous étudions deux cas :

a) $I_s/I_0 = 10^{-5}$

b) $I_s/I_0 = 10^{-3}$

Dans le second cas, nous voyons que l'influence du courant de saturation est suffisamment importante pour changer le signe de la résistance.

Nous étudions également figure 19 l'admittance d'une jonction, semi-conductrice fonction de la fréquence à un courant de polarisation fixe.

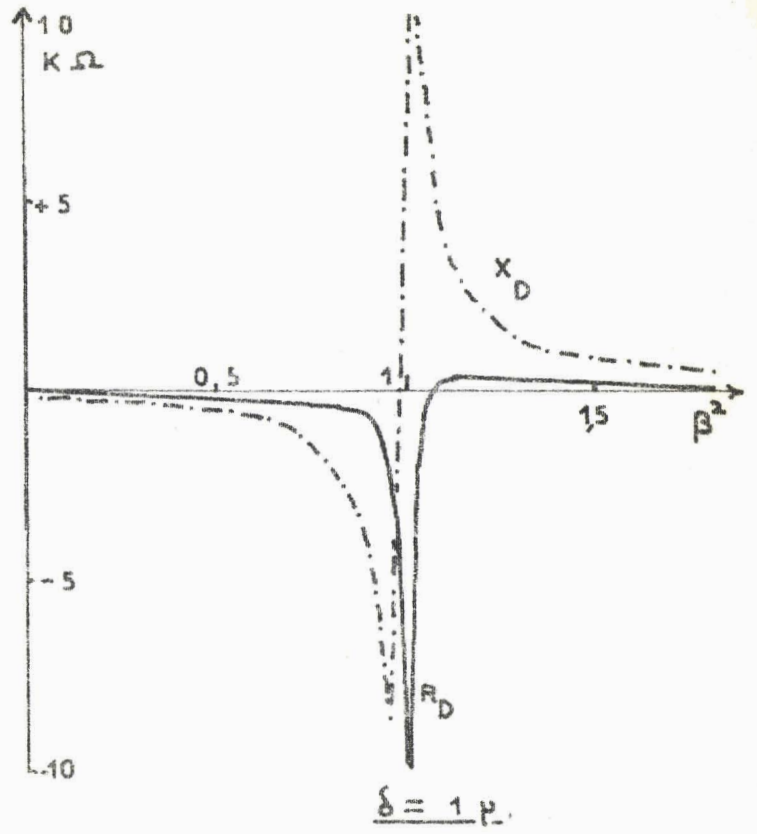
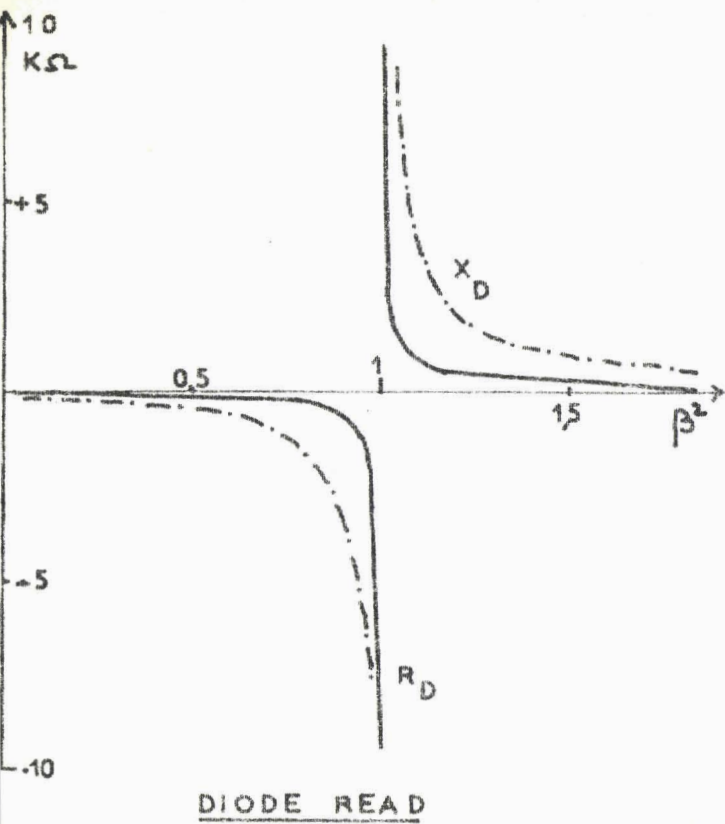
Nous précisons figure 20 les variations de la conductance fonction de la fréquence.

Nous envisageons trois densités de courant de polarisation correspondant à trois fréquences d'avalanche différentes, repérées par une flèche sur la courbe.

60 A/cm² ----- 2 GHz
240 A/cm² ----- 4 GHz
540 A/cm² ----- 6 GHz

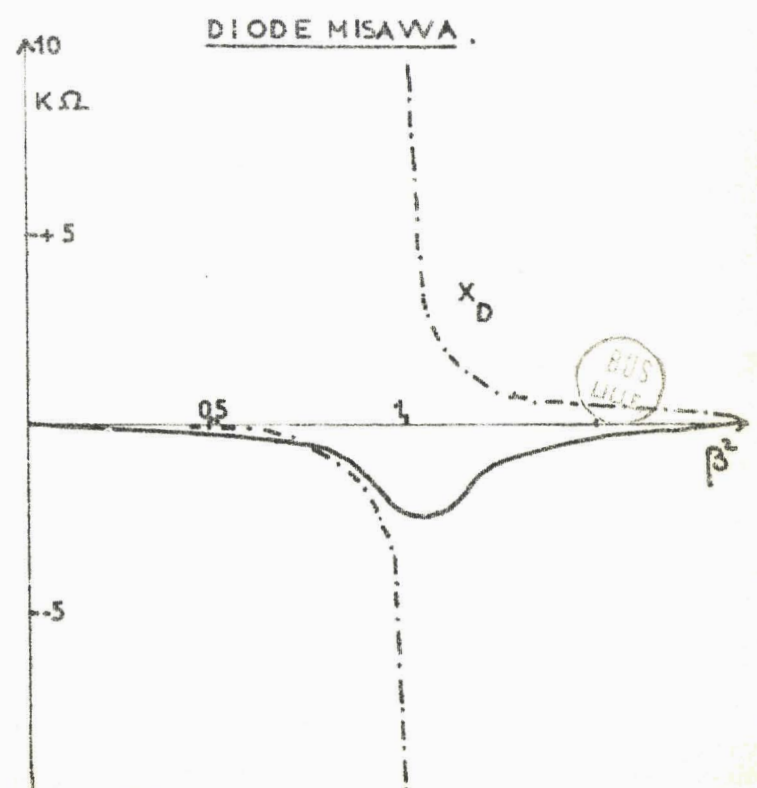
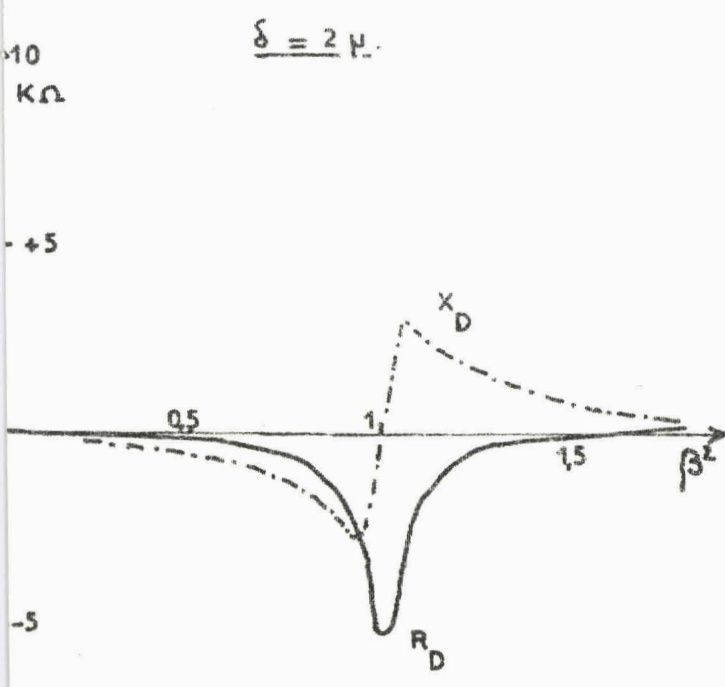
La figure 21 représente la variation du coefficient de qualité en fonction de la fréquence. C'est un paramètre très important car il donne des renseignements sur le seuil et la croissance des oscillations quand la résistance négative est utilisée comme oscillateur. Sa définition le fait apparaître comme le rapport de l'énergie emmagasinée à l'énergie dissipée par unité de temps (donc si la résistance est négative : il est négatif). Des coefficients de qualité négatifs de faibles valeurs sont préférables car l'oscillateur est composé d'une jonction avec un coefficient négatif et d'une cavité avec un coefficient positif, les oscillations n'apparaîtront que lorsque le coefficient de qualité de l'ensemble sera infini (27). Nous voyons figure 21 que plus le courant de polarisation est important meilleur est le coefficient de qualité à une fréquence donnée. La figure 22 représente l'altération du coefficient de qualité de cette diode lorsque le courant de saturation devient plus important.

En conclusion, connaissant les concentrations en impuretés des différentes régions de la diode et leur loi de diffusion, on peut déterminer le profil de dopage et le champ électrique maximum régnant dans la jonction à l'avalanche. Possédant ces renseignements, les lois de multiplication des porteurs fonction du champ électrique, il est possible à partir de la théorie élaborée dans ce chapitre d'en déduire l'impédance complexe de la jonction semi-conductrice en avalanche. Il reste maintenant à comparer ces résultats théoriques aux données expérimentales.



$W = 3 \mu$. $I_s = 0$. $F_0 = 2 \text{ GHz}$.

FIGURE 16. VARIATION DE L'IMPEDANCE FONCTION DE LA FREQUENCE.



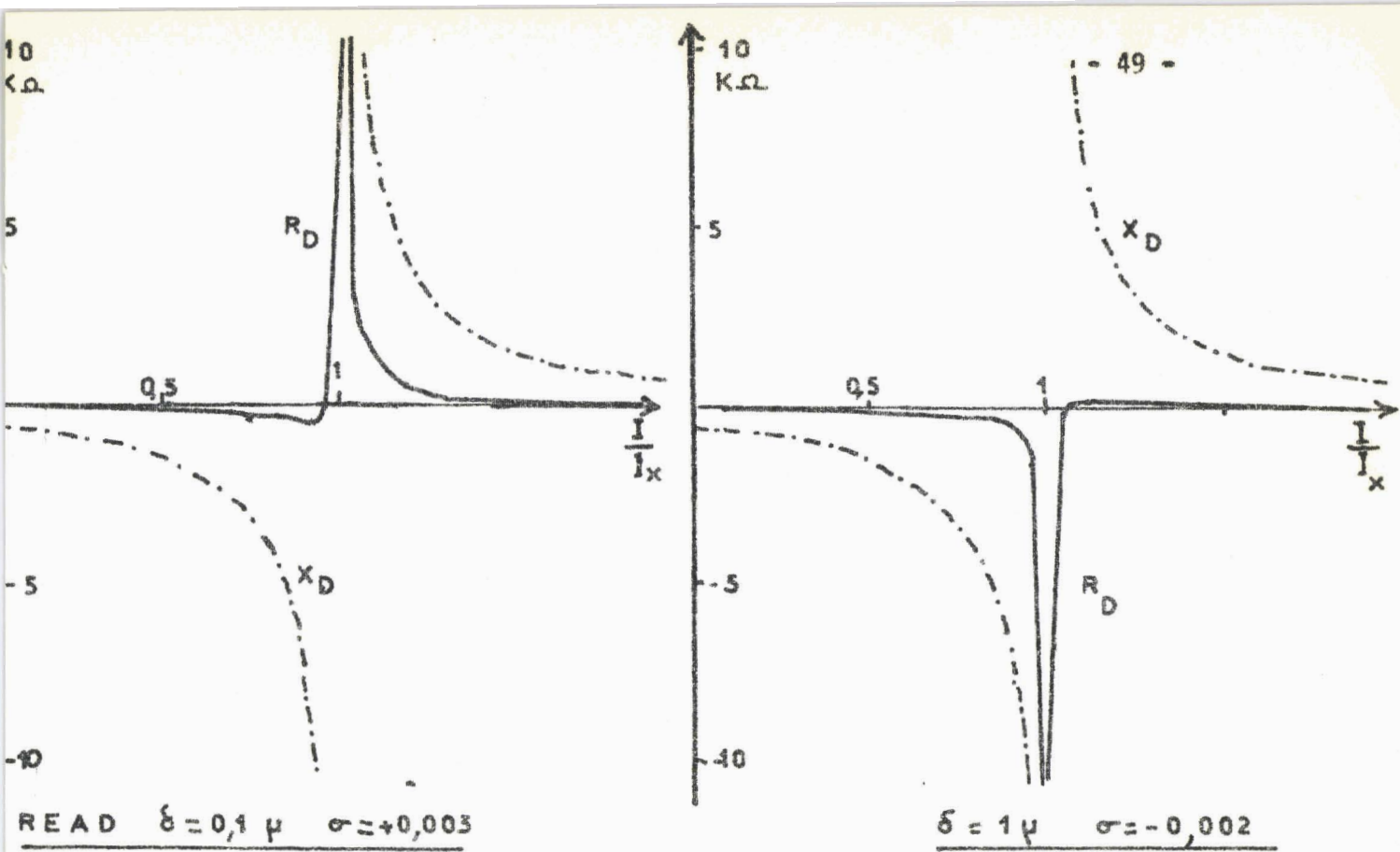
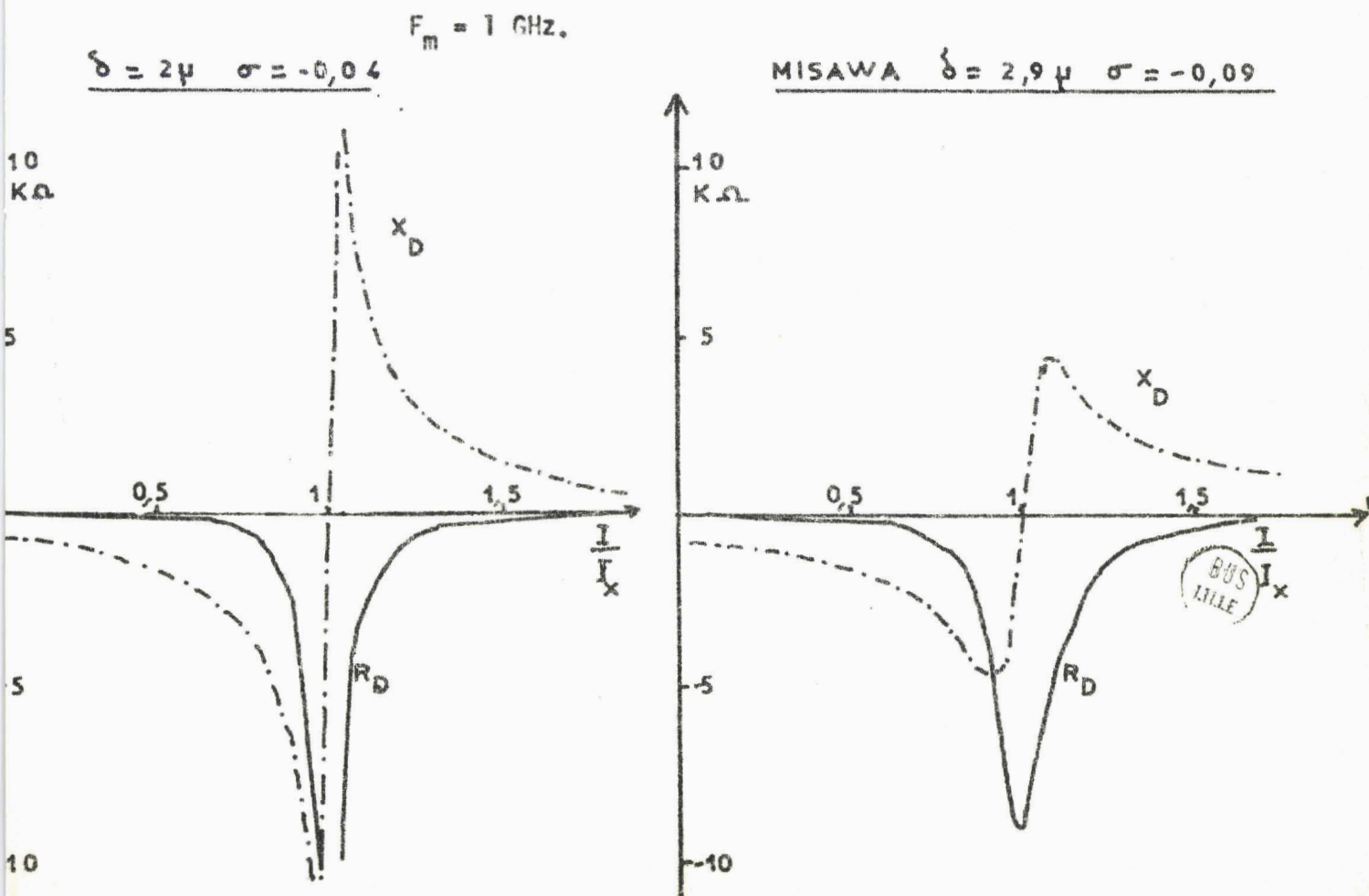


FIGURE 17. VARIATION DE L'IMPEDANCE FONCTION DU COURANT DE POLARISATION.



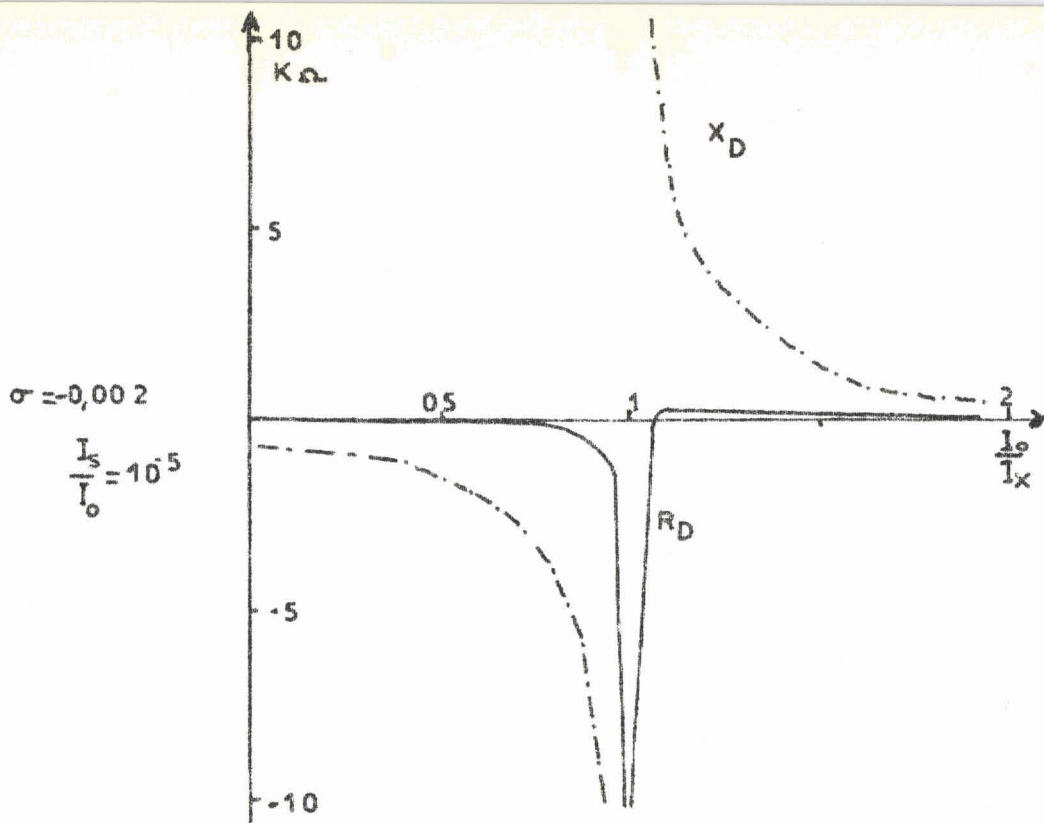


FIGURE 18. INFLUENCE DU COURANT DE SATURATION SUR LES VARIATIONS DE L'IMPEDANCE EN FONCTION DU COURANT DE POLARISATION. $F_m = 1$ GHz

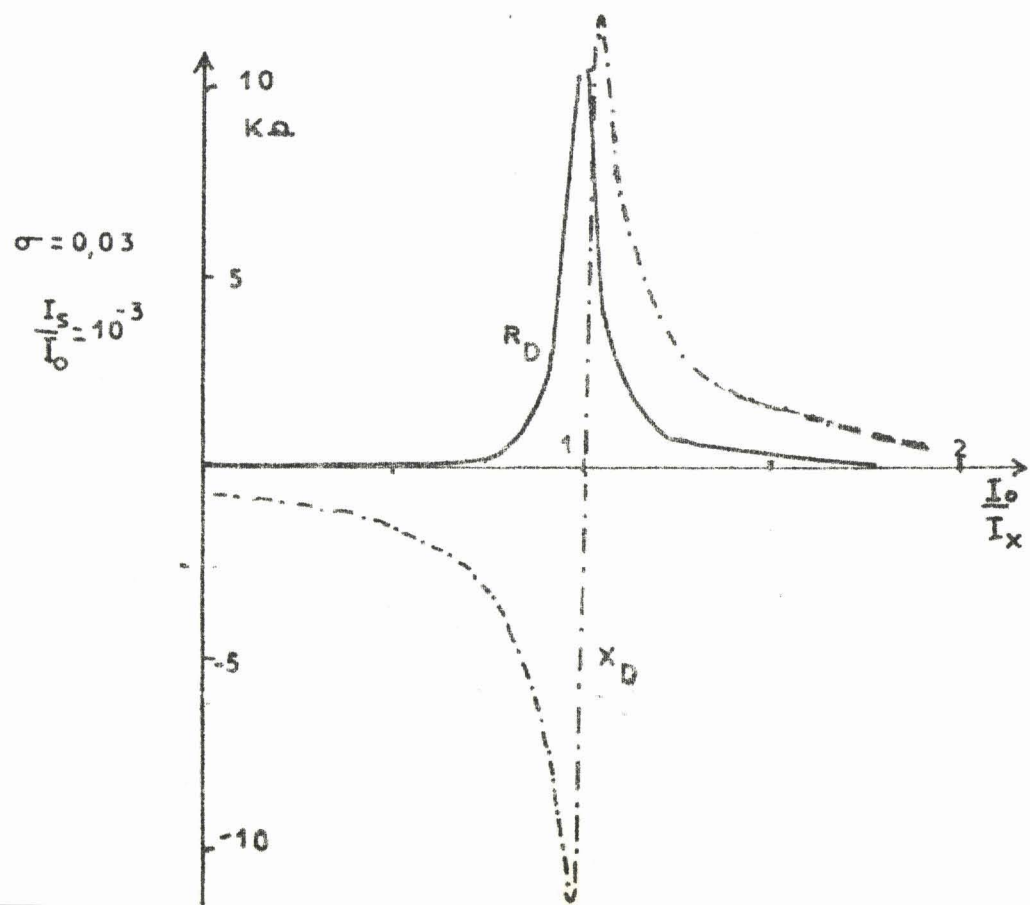
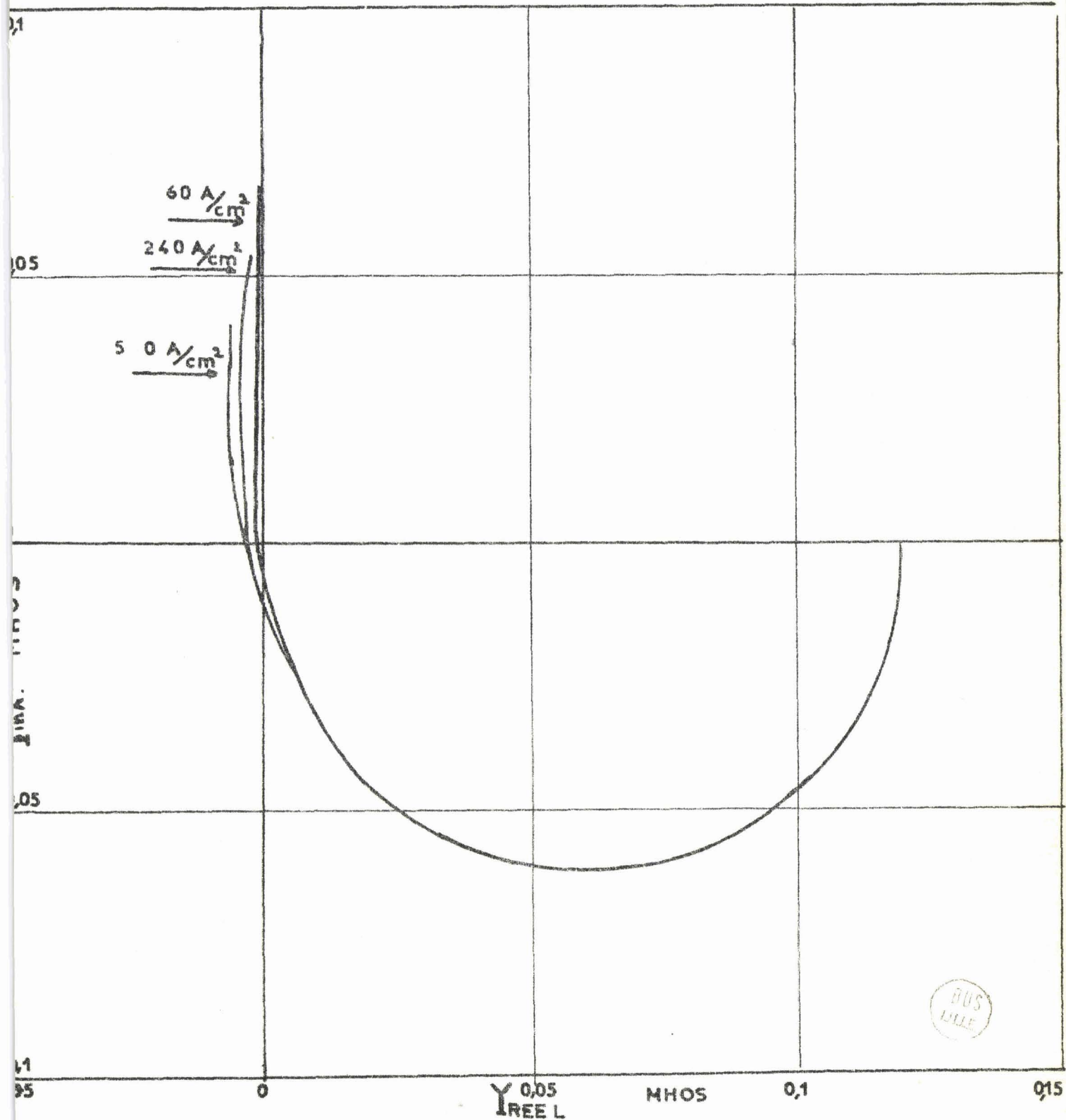


FIGURE 19. VARIATION DE L'ADMITTANCE FONCTION DE LA FREQUENCE.



$W = 3 \mu. \quad \delta = 2 \mu. \quad I_s = 0.$

G
mV

$\delta = 2 \mu$ $I_s = 0$

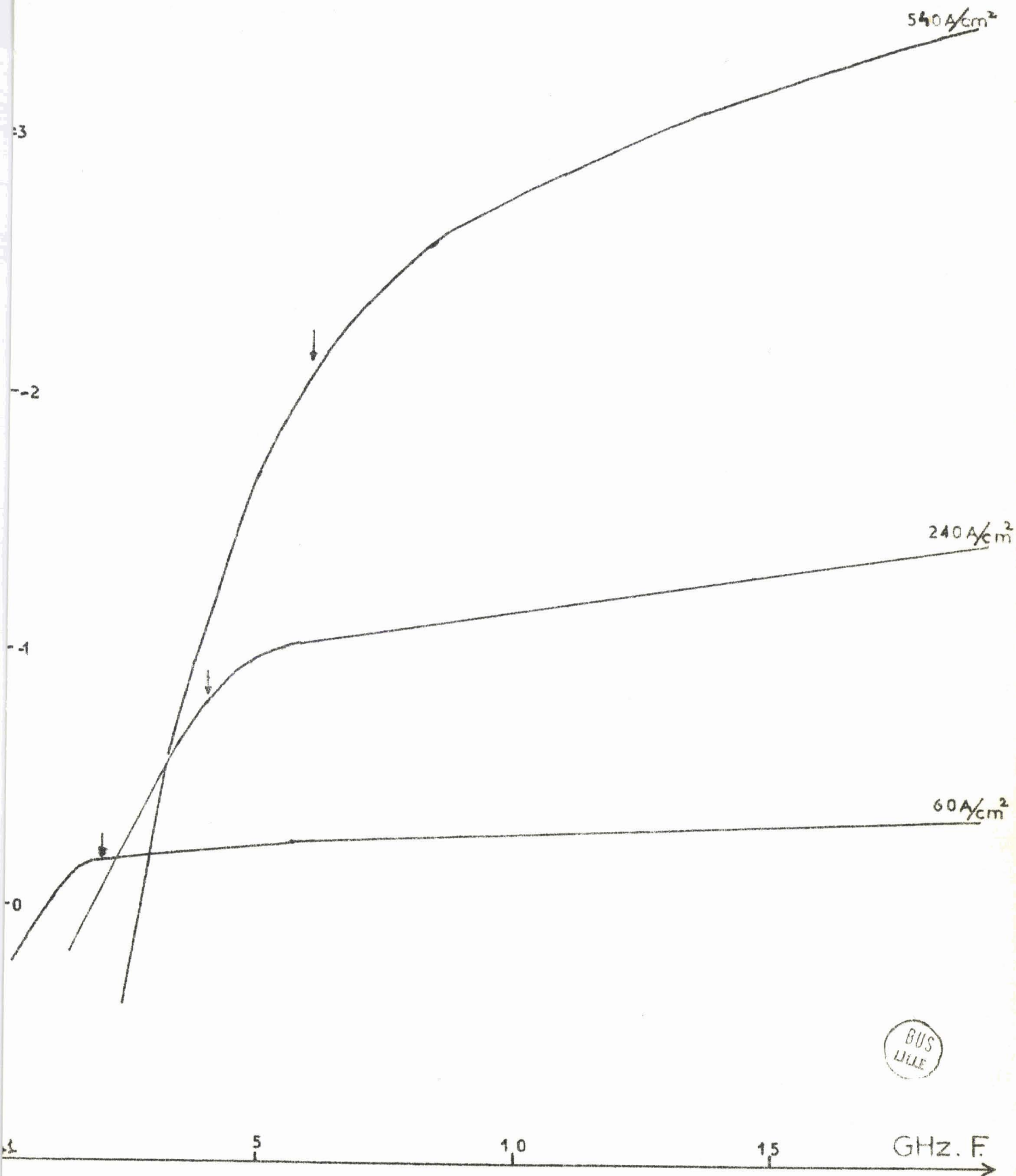


FIGURE 20.

FIGURE 21. COEFFICIENT DE QUALITE DE LA JONCTION FONCTION DE LA FREQUENCE.

$w = 3 \mu$ $\delta = 2 \mu$ $I_s / I_0 = 0$

Q

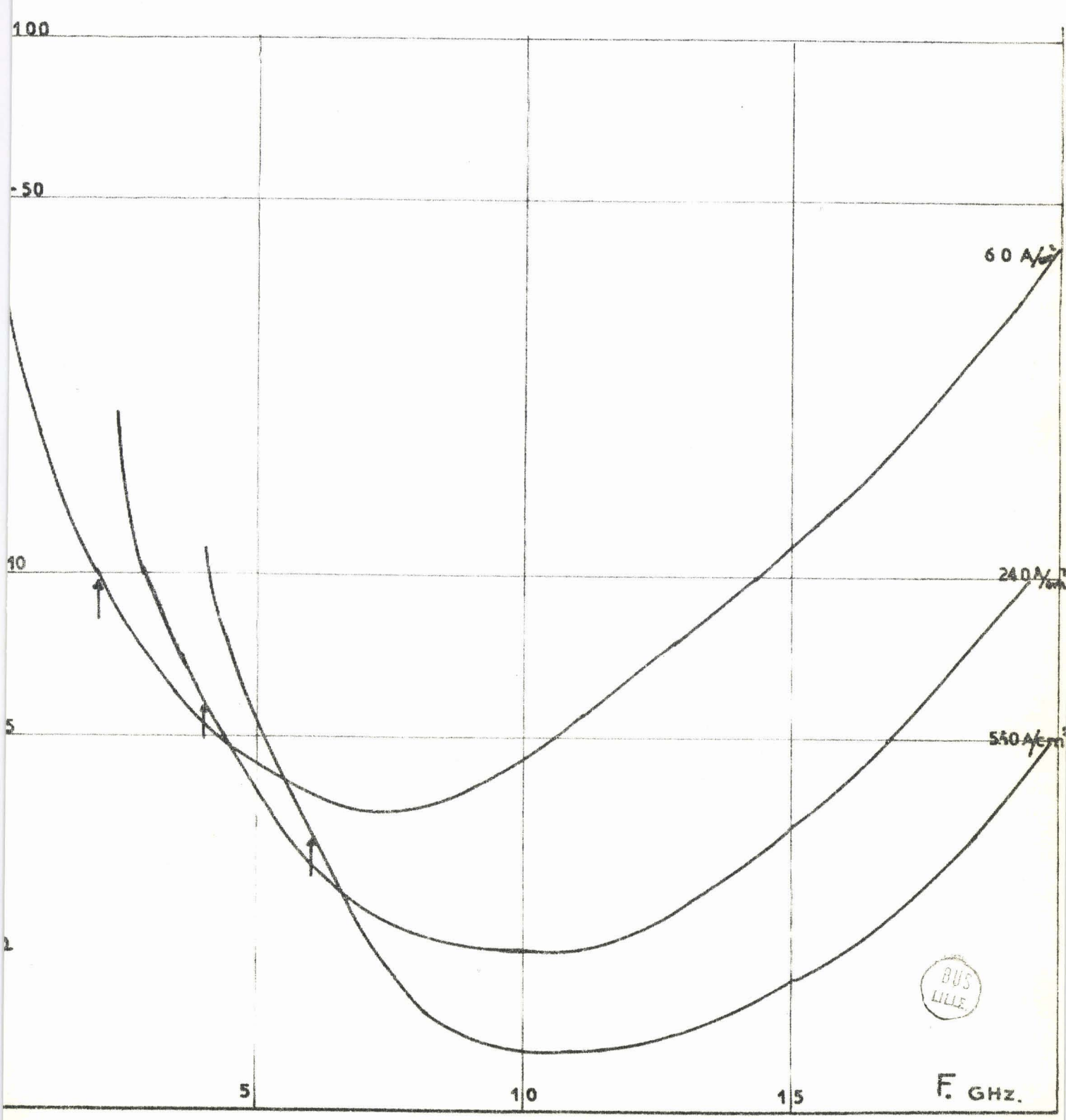
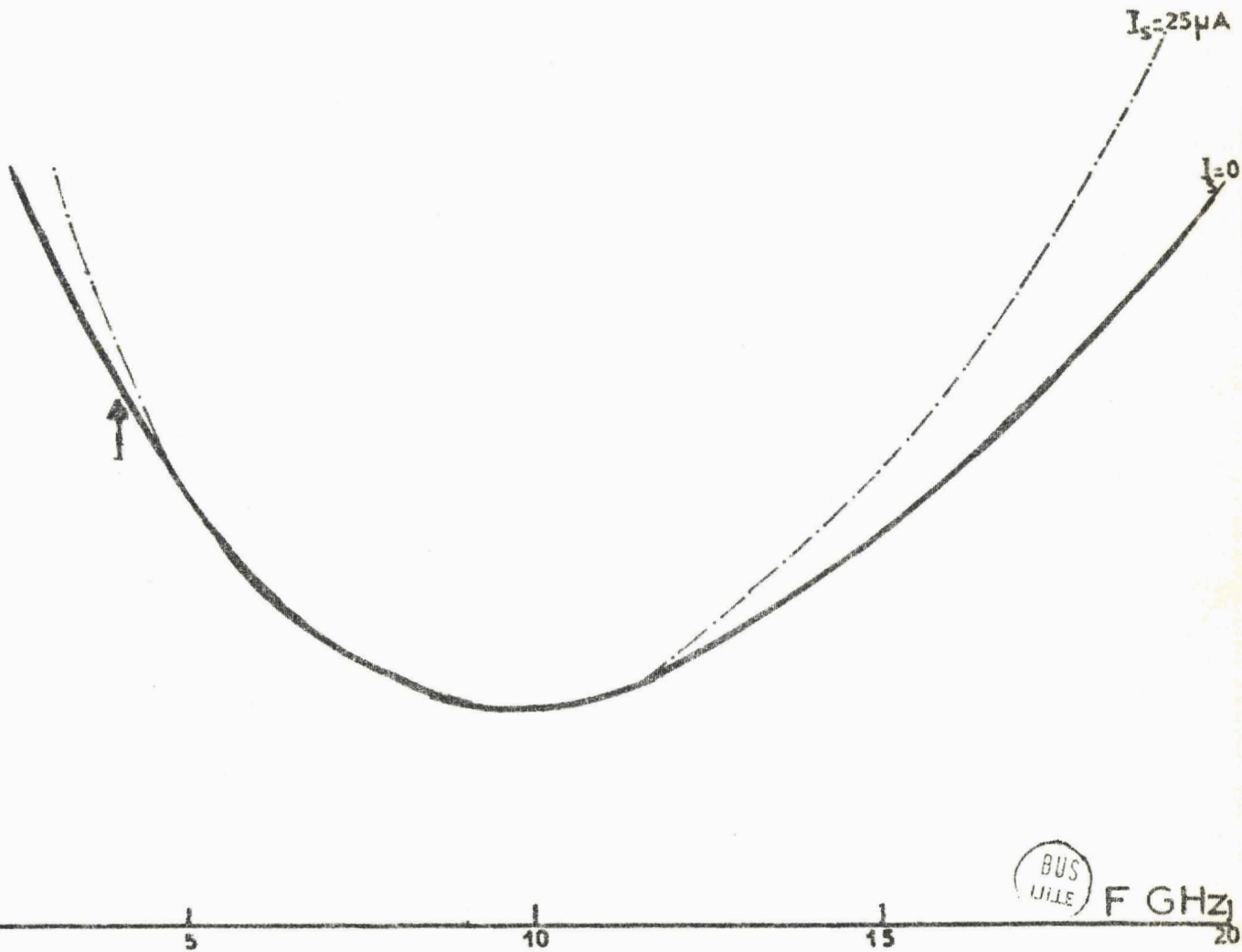


FIGURE 22. INFLUENCE DU COURANT DE SATURATION SUR LE COEFFICIENT DE QUALITE.

$\delta = 2 \mu.$ $F_a = 4 \text{ GHz}.$



BUS
LILLE F GHz

C H A P I T R E I I I

TECHNIQUES EXPERIMENTALES

III.1. PRINCIPAUX CONSTITUANTS D'UNE DIODE

III.2. MESURE PAR TRANSMISSION

III.2.1. Principe

III.2.2. Résistance apparente, résistance vraie de la jonction
semi-conductrice.

Détermination de la fréquence d'avalanche

III.2.3. Réalisation pratique et mode opératoire

III.2.4. Résultats obtenus

III.3. MESURE A LA LIGNE FENDUE

III.3.1. Principe de la mesure

III.3.2. Montage et réalisation pratique

III.3.3. Mode opératoire

a) détermination de v

b) détermination de u

c) étude de la résonance

III.3.4. Résultats obtenus

III.4. MESURE A LA CAVITE RESONNANTE

III.4.1. Principe

III.4.2. Mode opératoire

III.4.3. Résultats obtenus.

C H A P I T R E I I I

TECHNIQUES EXPERIMENTALES

Nous nous proposons dans ce chapitre de montrer comment il est possible de déterminer expérimentalement l'impédance hyperfréquence d'une jonction semi-conductrice en avalanche. Nous étudions tout d'abord l'influence de l'encapsulation sur cette impédance et nous décrivons ensuite les différentes techniques de mesure utilisées pour déterminer la fréquence d'avalanche et l'impédance.

III.1. PRINCIPAUX CONSTITUANTS D'UNE DIODE

Au chapitre précédent, nous avons exposé le calcul de l'impédance Z_D présentée aux micro-ondes par une jonction semi-conductrice placée en régime avalanche. En pratique, nous ne pouvons jamais mesurer Z_D car la jonction semi-conductrice est la partie centrale d'un ensemble comprenant différents éléments indispensables à l'utilisation pratique du composant.

Pour pouvoir extraire de la valeur mesurée expérimentalement, la contribution de l'impédance de la jonction, il est nécessaire de trouver un schéma équivalent qui représente au mieux le "composant" aux fréquences où nous travaillons.

La figure 23(a) représente la coupe du modèle de diode que nous avons utilisé le plus souvent, ainsi que son schéma équivalent.

Nous y trouvons :

a) La capacité C_B ou "capacité boîtier" tient compte de la présence de la céramique et du condensateur formé par le support et le couvercle. On la mesure aux fréquences faibles (1 MHz) ou aux U.H.F. en évaluant la variation de la réactance entre un boîtier vide et une "diode court-circuit" entièrement en métal ayant les mêmes dimensions.

Pour les différents modèles de boîtiers que nous avons utilisés, la valeur de C_B mesurée est toujours voisine de 0,2 pF.

b) L_s est l'inductance présentée par les fils de prise de contact sur la pastille de semi-conducteur. Elle varie entre 0,3 et 0,5 nH et peut se déterminer à l'aide de la fréquence de résonance du boîtier dans lequel on a directement soudé les fils sur le support.

$$L_s C_B \omega^2 = 1$$

c) C_c est une capacité répartie le long des fils de contact, elle est toujours de valeur très faible (quelques centièmes de pf). En général on ne commet qu'une erreur minime en ne considérant que C_B .

d) R_s est la résistance qui tient compte des pertes de contact et des pertes ohmiques à l'intérieur du semi-conducteur (figure 24).

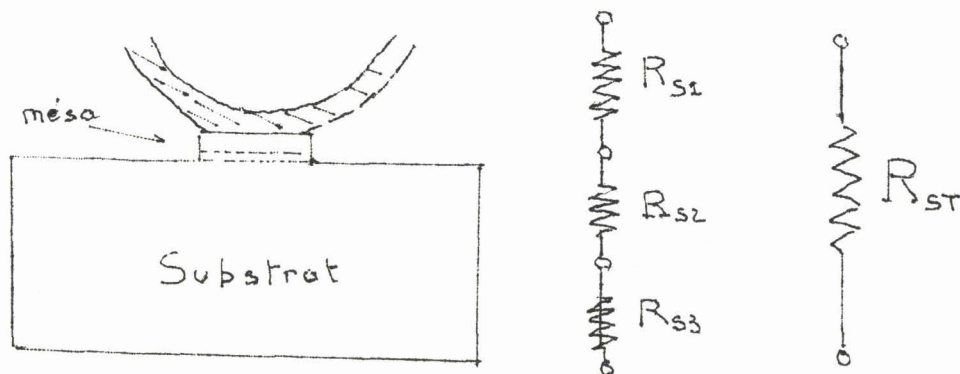
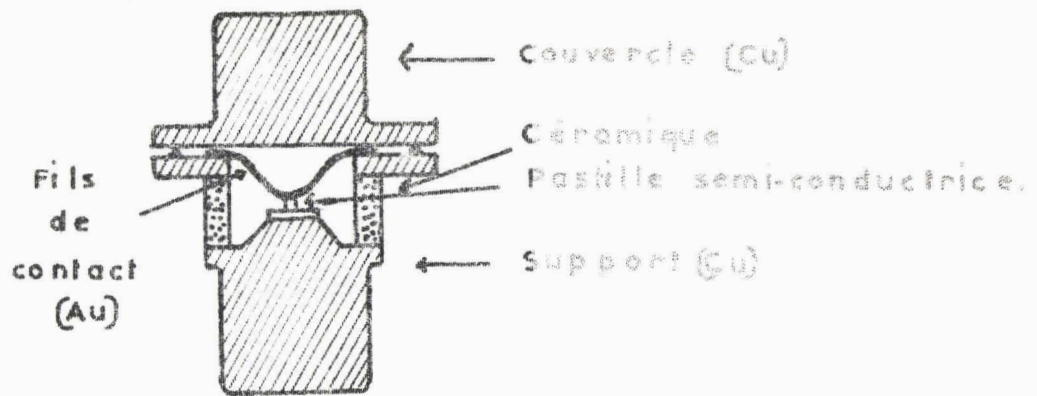


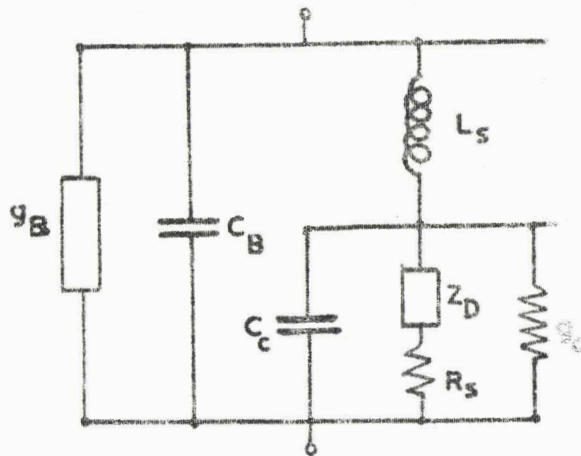
Figure 24

Par exemple si nous considérons une diode $p^+ n n^+$ de structure mésa, la résistance R_s comprend plusieurs termes :

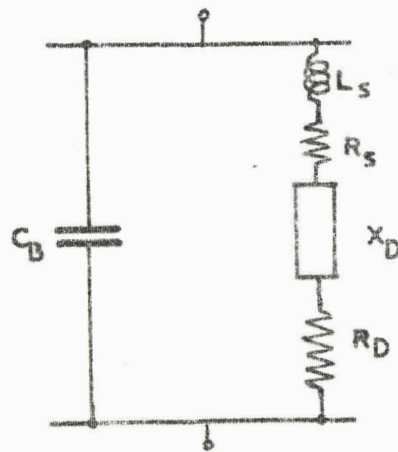
- le premier R_{s1} dû à la résistance de prise de contact sur le mésa
- le second R_{s2} : résistance de constriction, est un paramètre très critique. Elle est due à la convergence des lignes de courant entre le mésa et le substrat : le calcul de R_{s2} dépend des dimensions géométriques.



A) COUPE D'UNE DIODE.



B) SCHEMA EQUIVALENT.



C) SCHEMA SIMPLIFIE VALABLE POUR $F < 6$ GHz

FIGURE 23.

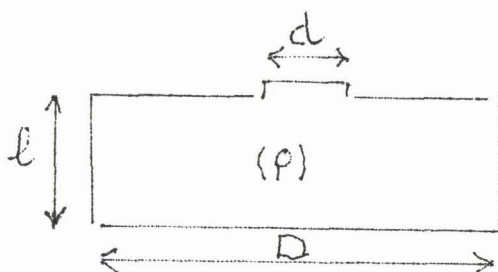


Figure 25

Si on considère un méssa de diamètre d sur un support de diamètre D , de hauteur l (fig. 25) et de résistivité ρ , on a dans le cas où D est grand et $l \gg d$:

$$R_{s2} = \frac{\rho}{2d} \quad (40)$$

C'est la valeur la plus couramment rencontrée dans la littérature. Dans le cas où il n'en n'est plus ainsi on a de façon plus précise :

$$R_{s2} = \frac{\rho}{\pi d} \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{4l}{d} \quad (40')$$

- le troisième terme R_{s3} est la résistance due aux pertes ohmiques dans le substrat.

De nombreux travaux ont été effectués sur la mesure de ces résistances ainsi que leur variation en fonction de la fréquence et de la tension (28) (29) (30) (31) (32) (33) (34).

Dans notre cas les valeurs sont très faibles (de l'ordre de 1'ohm) et nous en tiendrons compte dans la résistance R_D .

e) g_B est la conductance parasite (figure 23 b) qui traduit les pertes introduites par la céramique du boîtier. Ce terme prend une importance réelle aux fréquences élevées (100 GHz) il sera systématiquement négligé dans notre étude.

f) g_c par contre est un élément parasite important. Il met en évidence les courants de fuite présentés par la jonction dus aux effets de surface. Sa valeur est très difficile à déterminer car elle dépend de la réussite technologique du composant (passivation), de la température à laquelle on effectue la mesure.

Le schéma représenté figure 23 b est d'un emploi difficile. Dans la gamme de fréquence qui nous concerne on peut simplifier et utiliser le schéma représenté figure 23c où R_D et X_D sont les deux composants de l'impédance complexe de la jonction.

En rassemblant les schémas équivalents du boîtier, de la pastille de semi-conducteur avec la représentation théorique de la jonction nous obtenons la représentation de "la diode à avalanche" valable dans la gamme de fréquence qui s'étend du continu aux ondes millimétriques *.

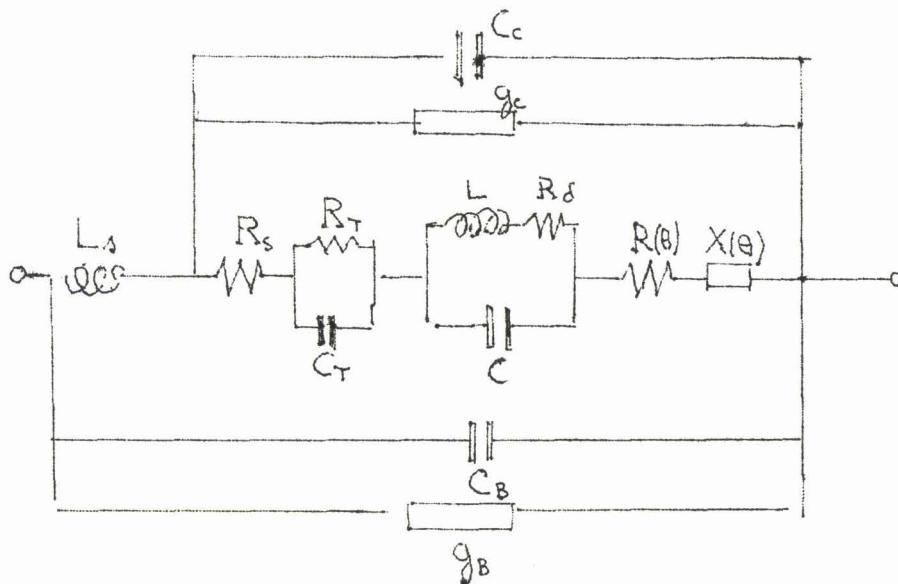


Figure 26

Eléments parasites

- L_s inductance des connexions = 0,4 nH
- R_s résistance série de la diode.
- C_B capacité du boîtier = 0,2 pF.
- C_c capacité des fils de connexions = 0,04 pF.
- R_T résistance thermique *
- C_T capacité thermique *
- g_B pertes hyperfréquences dans le boîtier
- g_c conductance de fuite (effets de surface).

Impédance dynamique Cas des petits signaux

- R(θ) résistance de la zone de transit
- X(θ) réactance de la zone de transit
- C capacité de la zone en avalanche
- L inductance due à "l'inertie" de l'émission de champ
- R _{δ} résistance équivalente à la zone en avalanche due au courant de saturation à τ_γ , et τ_δ (positive ou négative).

III.2. MESURE PAR TRANSMISSION

Cette méthode répond aux besoins du laboratoire de posséder une évaluation simple et aussi précise que possible de la fréquence d'avalanche. Dans ce but, il est intéressant de pouvoir déterminer rapidement les variations de l'impédance de la diode en fonction de la fréquence ou du courant de polarisation. Nous choisissons une méthode basée sur la transmission. Remarquons qu'il s'agit de mesurer Z_D en régime linéaire. Le signal de mesure doit être obligatoirement d'amplitude faible. Cette remarque est importante et valable pour tous les dispositifs que nous allons envisager.

En effet, si la puissance de l'onde hyperfréquence incidente est trop importante il se produit plusieurs effets :

- production d'harmoniques par effet paramétriques
- apparition d'oscillations paramétriques
- variation de la valeur de Z_D

III.2.1. Principe

Le principe général repose sur un procédé de transmission et résonance

* Dans ce travail l'impédance due aux effets thermiques n'a jamais été envisagée. Une étude complète entreprise au laboratoire (5) (13) a permis de montrer que les effets thermiques pouvaient se traduire dans le schéma équivalent par une résistance et une capacité "thermique" en série avec l'impédance de la jonction. C'est cette impédance dont nous avons tenu compte figure 26.

parallèle dans lequel la partie réactive de l'impédance présentée par la diode est modifiée au moyen d'un tronçon de ligne court-circuitée de longueur variable.

La diode est montée comme l'indique la figure 27 a) et on détecte l'onde transmise à l'aide d'un détecteur aperiodique large bande. (le schéma de principe du montage est décrit figure 27 b) dans lequel Z est l'impédance du tronçon de ligne variable en série avec la diode, Z_0 est l'impédance caractéristique du circuit (50 Ω).

La figure 27 c représente le détail des éléments de Z. Comme nous effectuons la mesure à des fréquences basses (0,9 GHz < f < 4 GHz), nous pouvons négliger l'influence de la self série, et des pertes dans la céramique. Pour la même raison, le tronçon de ligne peut être représenté par une inductance variable X_s dépourvue de perte.

La ligne coaxiale principale est alimentée par un générateur adapté Elle est terminée par un cristal détecteur large bande permettant de mesurer la tension de l'onde hyperfréquence transmise. En agissant sur la position du court-circuit mobile de la ligne secondaire, on peut donner une réactance infinie à l'impédance Z (figure 27 b). Dans ce cas la tension détectée est maximum car la transmission est maximum. On a :

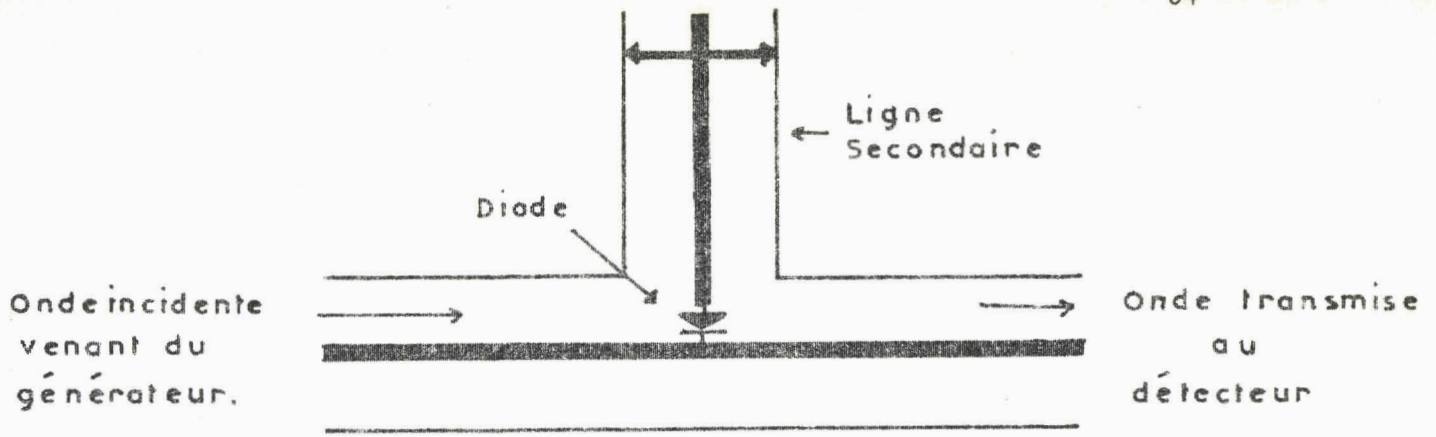
$$V_M = Z_0 \frac{i}{2} \quad (Z = \infty, i_1 = 0)$$

En faisant varier ensuite la longueur de la ligne secondaire, on rend la réactance de Z nulle. Si le court-circuit mobile est sans perte la valeur de Z est alors minimale et égale à R' (figure 27 c).

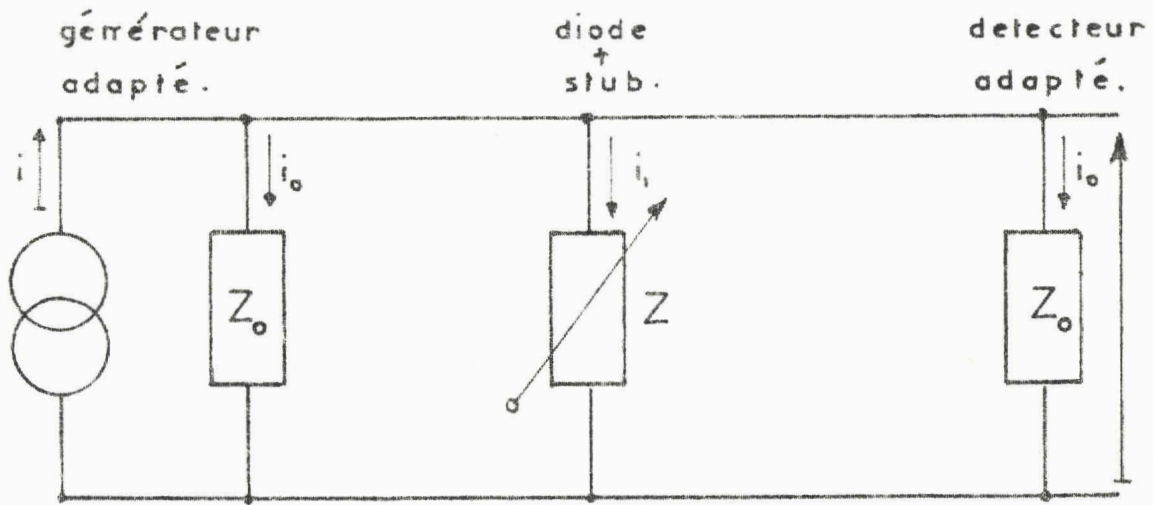
La transmission est alors la plus faible et la tension détectée est minimale (V_m). En faisant l'équation des courants on obtient :

$$i = 2 i_0 + i_1 = 2 \frac{V_m}{Z_0} + \frac{V_m}{R}$$

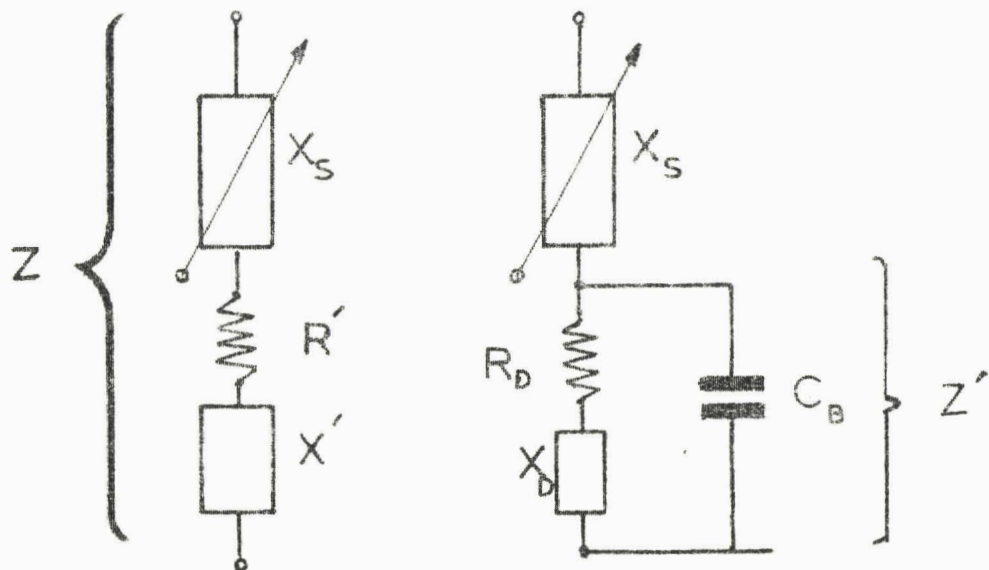
Pour un même débit du générateur, en appelant S le rapport $\frac{V_M}{V_m}$, on peut évaluer les deux valeurs de i



A) SCHEMA DU MONTAGE DE LA DIODE.



B) SCHEMA ELECTRIQUE DU BANC DE MESURE.



C) SCHEMA RECAPITULATIF DE Z.

FIGURE 27.



L'équation obtenue entraîne :

$$R' = \frac{Z_0}{2(S-1)} \quad (41)$$

III.2.2. Résistance apparente, résistance vraie de la jonction semi-conductrice.

Détermination de la fréquence d'avalanche

La méthode proposée permet de déterminer les variations de l'impédance de la jonction dans son encapsulation en fonction du courant de polarisation à fréquence fixe ou de la fréquence de mesure à courant de polarisation constant. Pour en déduire les caractéristiques hyperfréquences de la jonction considérée (par exemple la fréquence d'avalanche) il faut déterminer les relations qui lient la résistance apparente R' à la résistance vraie de la diode R_D . En particulier on détermine la fréquence f_m (où lorsqu'on travaille à fréquence fixe le courant de polarisation) qui donne R' infini ou maximum. Il est important d'établir la relation qui lie f_m à la fréquence d'avalanche de la diode.

Un calcul simple donne : (figure 27 c).

$$R' = \frac{R_D}{(1 - \omega C_B X_D)^2 + \omega^2 C_B^2 R_D^2} \quad (42)$$

$$X' = \frac{X_D (1 - \omega X_D C_B) - \omega C_B R_D^2}{(1 - \omega X_D C_B)^2 + \omega^2 C_B^2 R_D^2}$$

Ces relations montrent que la détermination de R_D connaissant C_B nécessite l'évaluation de X_D ou de X' . Ces grandeurs ne sont malheureusement pas mesurables de façon précise dans la méthode simplifiée décrite précédemment dont le but est de déterminer la fréquence d'avalanche. Si l'on veut tenir

compte de la capacité de l'encapsulation il faut opérer de façon approchée. Pour cela nous considérons une diode ou $\delta < W$ (modèle READ).

Dans ce cas l'impédance de la jonction est donnée par :

$$R_D = \frac{R_c}{1 - \omega^2 / \omega_a^2} \qquad X_D = \frac{1}{\omega C} \frac{1}{\frac{\omega_a^2}{\omega^2} - 1}$$

En reportant ^{**} R_D et X_D dans les relations (42) on voit que R' et X' tendent vers l'infini pour une fréquence de mesure liée à la fréquence d'avalanche par la relation :

$$\boxed{\frac{f_m^2}{f_a^2} = \frac{1}{1 + \frac{C_B}{C}}} \qquad (43)$$

Expérimentalement la fréquence f_m peut être déterminée aisément. En effet lorsque $f = f_m$ la position du court circuit mobile n'a plus aucune influence et le rapport S défini en III.2.1. tend vers 1.

Si l'on opère à courant constant et à fréquence variable il est facile de déterminer f_m et d'en déduire la fréquence d'avalanche.

Si maintenant on considère le cas d'une diode de structure quelconque (modèle de Tager) les valeurs de R_D et X_D sont données par les relations 27 et 28. Le calcul précédent devient plus difficile. Cependant les courbes 29 et 30 montrent que R' ne tend plus vers l'infini mais passe par un maximum très accusé.

^{**} On néglige les termes en $\omega_a C_B R_c$ qui apparaissent en remplaçant R_D et X_D par leur valeur dans les expressions (42).

Exemple : $R_c = 10 \Omega$ $C_B = 0,2 \text{ pF}$ $f_a = 4 \text{ GHz}$

$\omega_a C_B R_c = 5 \cdot 10^{-2}$

En première approximation, nous admettons que la relation 43 reste valable.

III.2.3. Réalisation pratique et mode opératoire

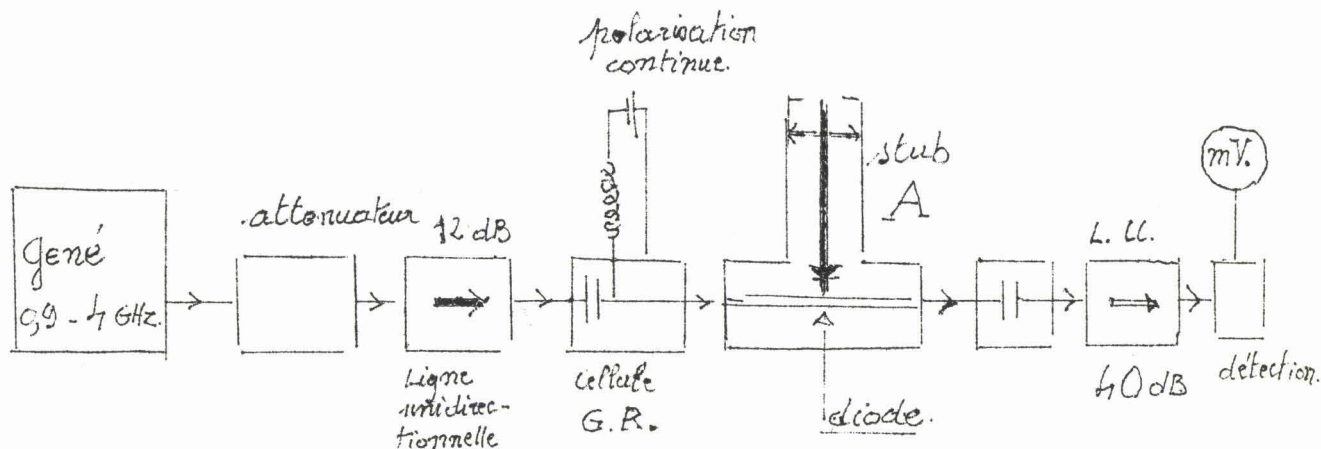


Figure 28

L'appareillage est représenté schématiquement figure 28. Nous trouvons un générateur très découplé afin que les variations de l'impédance du système ne réagissent pas sur la puissance délivrée. Un atténuateur permet de réduire la puissance hyperfréquence reçue par la diode car ce paramètre est très important. On remarque aussi une cellule de polarisation (G.R.) qui permet de fermer le circuit continu en perturbant le moins possible le trajet de l'onde hyperfréquence. Puis viennent ensuite un isolateur et un détecteur qui permettent de mesurer la tension de l'onde transmise sans réaction sur l'élément à étudier.

La mesure de R' se fait en agissant sur le stub A et on détermine les indications maximales du détecteur. On a (détection quadratique) :

$$S = \frac{D_M}{D_m}$$

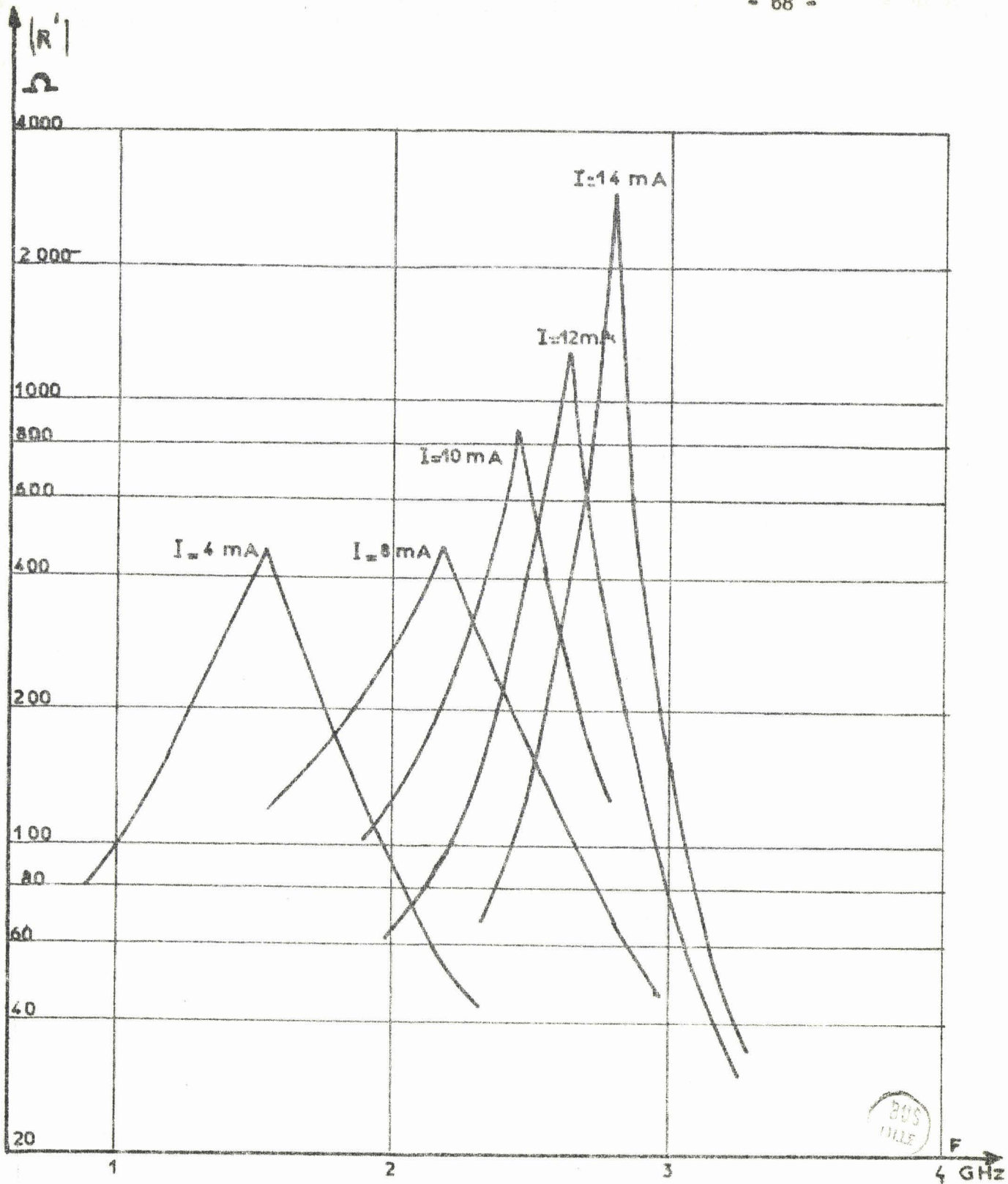


FIGURE 29. VARIATION DE R' FONCTION DE LA FREQUENCE.

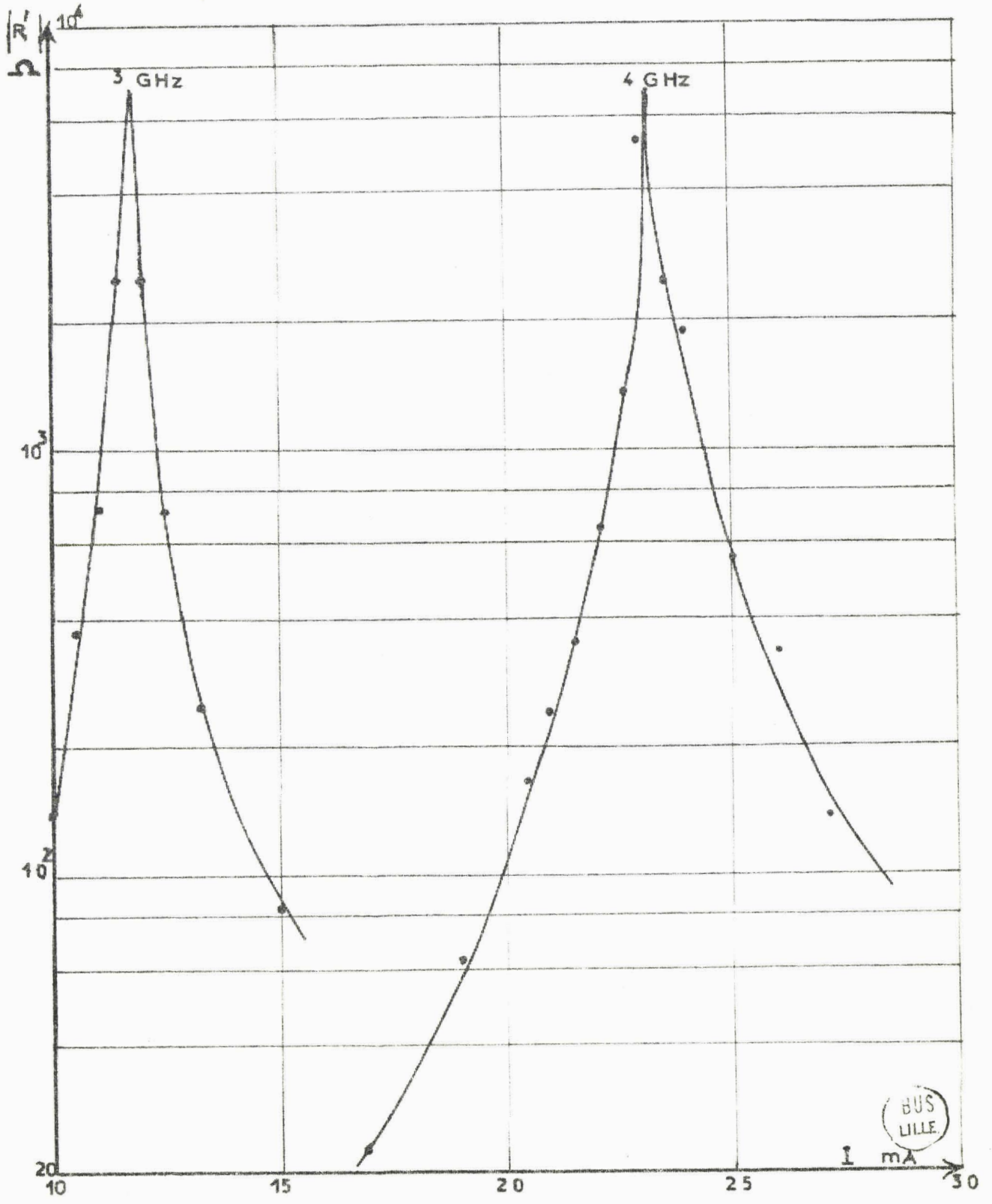


FIGURE 30. VARIATION DE R' FONCTION DU COURANT DE POLARISATION.

$$\left. \begin{array}{l} D_f = \text{d\u00e9viation maximum} \\ D_m = \text{d\u00e9viation minimum} \end{array} \right\} \text{lues sur le millivoltm\u00e8tre.}$$

A partir de S on d\u00e9termine R' (relation 41). Le maximum de R' nous donne la fr\u00e9quence f_m . A partir de la relation 43 on calcule la fr\u00e9quence d'avalanche.

Si l'on veut travailler \u00e0 forts courants, il faut \u00e9viter l'\u00e9chauffement excessif de la diode provoqu\u00e9 par la puissance continue appliqu\u00e9e. On peut alors travailler en r\u00e9gime impulsionnel, mais la pr\u00e9cision est un peu moins bonne.

III.2.4. R\u00e9sultats obtenus

La courbe (29) montre la variation de R' en fonction de la fr\u00e9quence pour diff\u00e9rents courants de polarisation. On voit que R' passe par un maximum pour une fr\u00e9quence de mesure (f_m) qui est une fonction du courant de polarisation traversant la jonction semi-conductrice. On peut ainsi d\u00e9terminer la fr\u00e9quence d'avalanche en tenant compte des \u00e9l\u00e9ments parasites selon la relation (43).

La courbe (30) repr\u00e9sente les variations de R' fonction du courant de polarisation \u00e0 une fr\u00e9quence de mesure fixe pour une autre diode. L'interpr\u00e9tation th\u00e9orique de ces r\u00e9sultats sera faite ult\u00e9rieurement (cf. III.1).

III.3. MESURE A LA LIGNE FENDUE

Les mesures par transmission permettent la d\u00e9termination de la valeur absolue de la partie r\u00e9elle de l'imp\u00e9dance d'un semi-conducteur en avalanche. Mais pour d\u00e9terminer avec pr\u00e9cision les propri\u00e9t\u00e9s hyperfr\u00e9quences de la jonction il faut disposer d'une m\u00e9thode plus pr\u00e9cise susceptible de nous donner la valeur exacte de cette imp\u00e9dance.

Pour la gamme de fr\u00e9quence qui nous int\u00e9resse (1 - 6 GHz) nous disposons au laboratoire du mesureur de pr\u00e9cision G\u00e9n\u00e9ral Radio 900 LB. Cet appareil

est intéressant car il permet de mesurer des taux d'ondes stationnaires importants avec une assez bonne précision. Par ailleurs la diode à étudier est placée dans une monture métallique directement enfichable à l'extrémité du banc de mesure. On peut ainsi envisager de réaliser une étude fonction de la température.

III.3.1. Principe de la mesure

Le principe repose sur la mesure d'une impédance à l'aide de la ligne fendue. Nous rappelons ici brièvement les formules importantes pour la détermination d'une impédance inconnue à l'aide du taux d'ondes stationnaires et de la variation de la position du minimum de tension détectée.

Supposons que l'on désire mesurer une impédance inconnue dont la valeur réduite est :

$$z = \frac{Z}{Z_0} = r + i x$$

Z_0 = impédance caractéristique de la ligne de mesure.

Z = valeur de l'impédance.

Comme dans notre cas le taux d'ondes stationnaires est toujours très grand nous pouvons prendre les formules simples suivantes :

Si Δl est la variation de la position du minimum de tension détectée quand dans le plan de référence on a remplacé le court-circuit par l'impédance à mesurer, on peut définir la quantité :

$$v = - 2 \pi \frac{\Delta l}{\lambda}$$

Δl étant négatif quand le minimum se déplace vers l'obstacle, positif dans le cas contraire.

λ longueur d'onde dans la ligne de mesure, ici comme nous travaillons en structure coaxiale nous avons : $\lambda = c/F$

δl étant la largeur du double du minimum nous pouvons définir :

$$u = \frac{l}{s} = \frac{\pi \delta l}{\lambda}$$

s = taux d'ondes stationnaires

A partir des grandeurs u et v on peut calculer les termes de l'impédance réduite avec :

$$r = \frac{2 u}{1 + \cos 2 v} \quad x = \frac{\sin 2 v}{1 + \cos 2 v} \quad (44)$$

Remarque :

Connaissant Δl et δl la méthode habituelle pour déterminer la valeur de l'impédance consiste à se servir de l'abaque de Smith. Mais dans notre cas les valeurs importantes prises par le taux d'ondes stationnaires enlève toute précision à la lecture sur un tel abaque. De plus la partie réelle de l'impédance à mesurer peut devenir négative et dans ce cas il faut faire des modifications importantes dans les graduations de l'abaque. Il faut donc calculer numériquement les valeurs de r et x .

III.3.2. Montage et réalisation pratique

La détermination de l'impédance d'une diode avalanche à temps de transit est très délicate à effectuer car la partie réelle surtout quand elle est négative est fortement sensible à la température et au niveau de l'onde hyperfréquence de mesure. Aussi a-t-il fallu adapter la méthode classique de mesure au fait que nous devons travailler à des niveaux extrêmement faibles.

Pour répondre à ces exigences nous avons procédé de la façon suivante.

L'onde hyperfréquence est injectée dans le mesureur par la sonde.

Dans ces conditions la puissance d'incidente de mesure arrivant sur le semi-conducteur en essai est très faible.

Les faibles niveaux employés nécessitent une sensibilité à la détection très importante. Nous avons employé une détection hétérodyne utilisant un mélangeur à cristaux équilibrés directement branché sur la ligne principale. L'avantage supplémentaire d'une telle détection est sa sélectivité. Dans le cas où par effets non linéaires, il y a production d'harmoniques ou d'oscillations paramétriques dans le semi-conducteur en avalanche, le détecteur ne reçoit que le signal de mesure à la fréquence fondamentale.

Nous obtenons le montage dont le schéma de principe est donné par la figure 31.

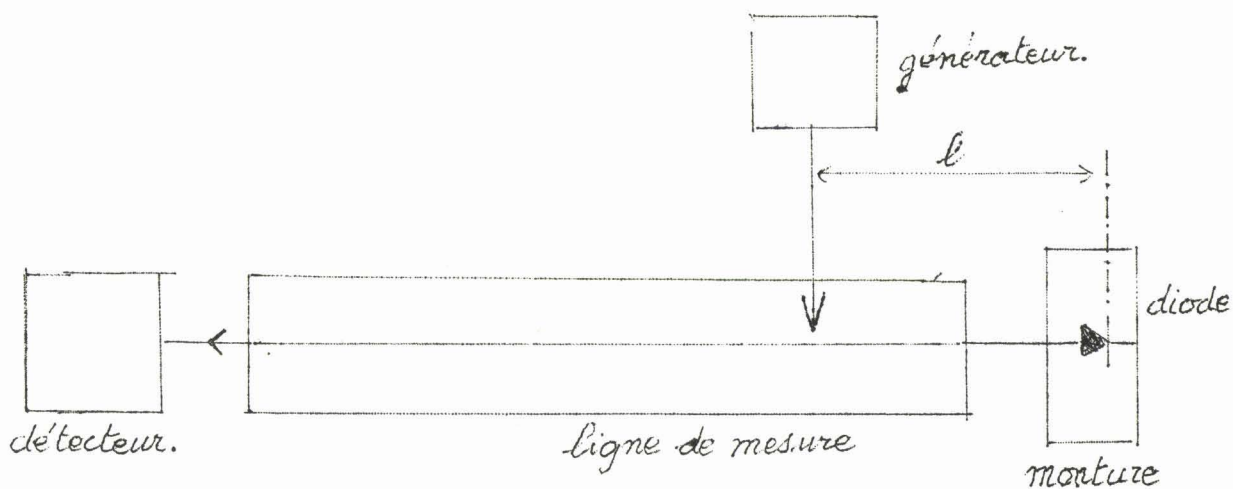


Figure 31

Afin de s'affranchir de la loi de détection du récepteur nous utilisons un atténuateur variable étalonné qui nous permet de varier le niveau d'entrée de 3 dB lorsqu'il s'agit de déterminer la largeur au double du minimum.

Nous intercalons dans la ligne principale une cellule de polarisation dont le rôle est d'amener le courant continu dans la diode et de découpler le circuit hyperfréquence.

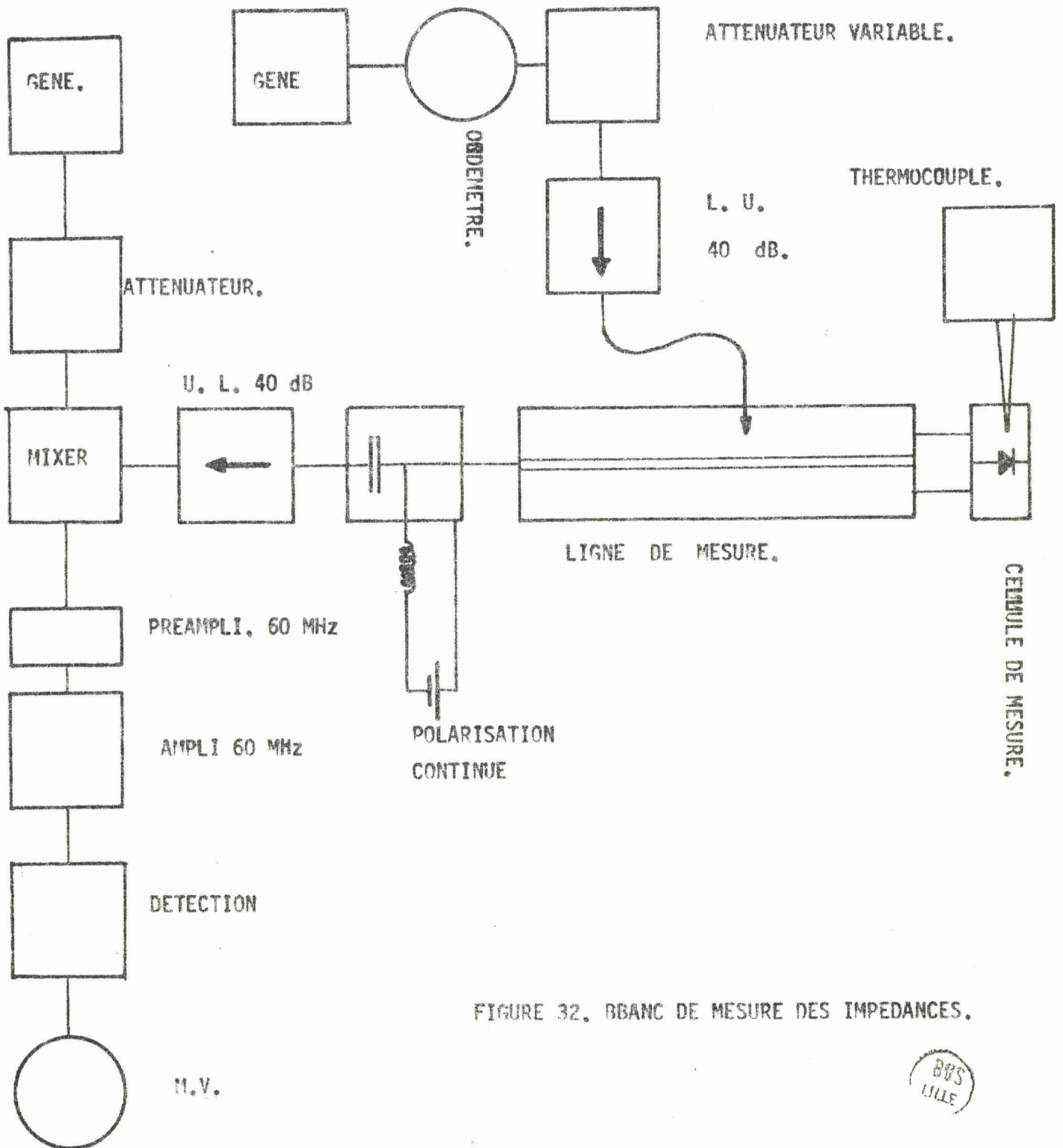


FIGURE 32. BBANC DE MESURE DES IMPEDANCES.



La diode est placée dans une monture qui se fixe au bout de la ligne fendue à l'aide d'un connecteur de précision dont le taux d'ondes stationnaires d'insertion peut être évalué à $1,001 + 0,001 \times F$ (GHz).

Les principales caractéristiques de la ligne de mesure sont les suivantes :

- impédance caractéristique $50,0 \Omega + 0,1 \%$
- course de la sonde : 50 cm.

Taux d'ondes stationnaires résiduel $1,001 + 0,001 \times F$ (GHz)

- reproductivité des mesures de l'ordre de 0,05 %

Le schéma général du banc de mesure est donné figure 32. L'une des parties importantes du montage est la cellule de mesure contenant le semi-conducteur en essai. La réalisation de cette cellule doit en effet présenter plusieurs caractéristiques impératives :

- D'une part la diode, placée en bout de ligne, est montée en série dans le conducteur central. Pour qu'il n'y ait pas de discontinuités, il faut garder la même impédance caractéristique que le mesureur Général Radio (50).

- D'autre part nous avons fait des mesures fonction de la température. Il nous faut donc réaliser un isolement thermique important entre la partie (1) de la cellule (figure 33) qui est en contact thermique étroit avec la ligne fendue et la partie (2) qui est le thermostat réglant la température du boîtier de la diode (T_B)

Dans ce but nous utilisons un joint en céramique. (partie 3). Dans ces conditions il est possible de faire varier T_B de $+ 50^\circ\text{C}$ à $- 100^\circ\text{C}$ sans provoquer de variations importantes de T_D (température de la ligne considérée comme température ambiante). Pour les très basses températures, nous plaçons un

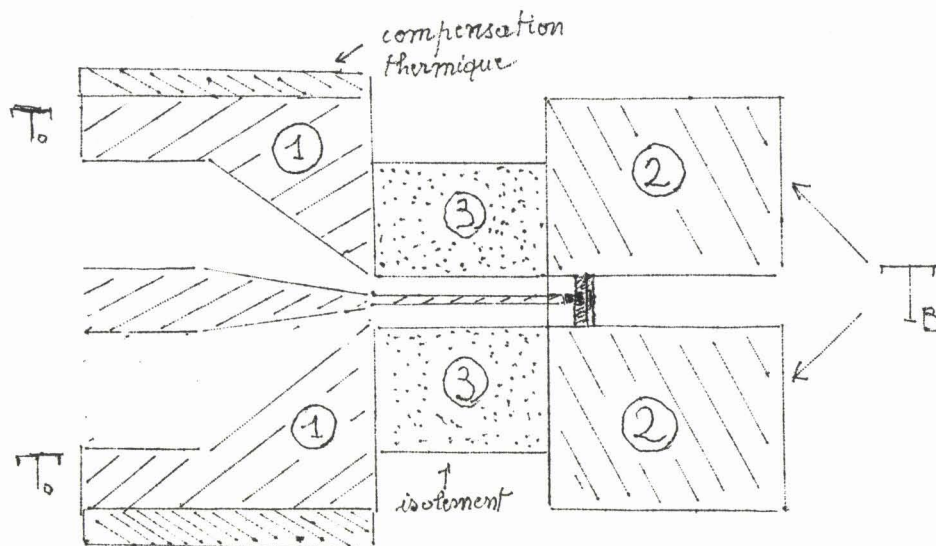


Figure 33

dispositif de compensation thermique qui empêche la formation de givre dans la partie (1) ce qui fausserait complètement les mesures. Enfin dans la partie (2) un logement permet d'introduire un thermocouple dont la soudure est en contact avec le boîtier de la diode. On peut ainsi déterminer la température du boîtier avec précision. Nous représentons figure 34 le dessin de la monture qui permet de mesurer les impédances dans une gamme de fréquence allant de 1 à 6 GHz pour des températures boîtier allant de - 100 °C à + 50 °C.

III.3.3. Mode onérateur

Si l'on veut déterminer l'impédance du semi-conducteur en essai il faut mesurer les deux composantes circulaires u et v de l'impédance réduite (relation 44), de la jonction dans son encapsulation placée dans la monture précédente.

Pour en déduire l'impédance effective Z_D de la jonction semi-conductrice, il faut tenir compte des éléments parasites (capacité du boîtier, selfs des connections) et des différentes pertes (en ligne et dans les connections).

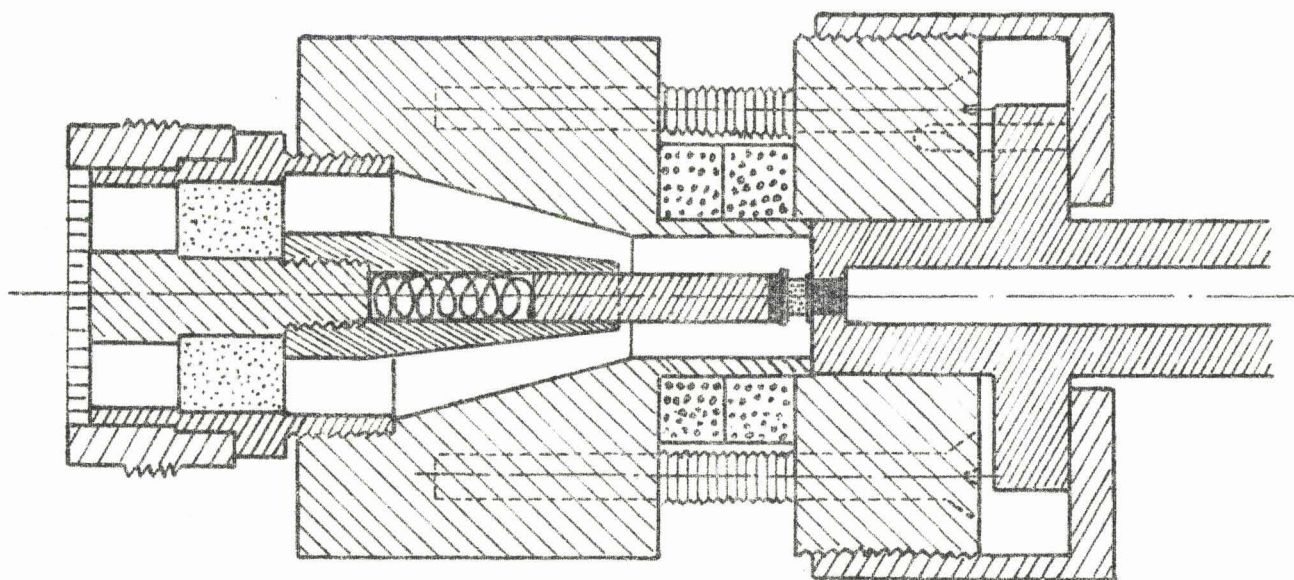


FIGURE 34.

CELLULE DE MESURE.

a) Détermination de v

v se calcule à partir de la position de la sonde donnant un minimum de tension à la détection (figure 31). Cependant le fait que la diode soit montée dans le conducteur central entraîne inévitablement une rupture d'impédance et provoque en particulier une indétermination sur le plan de référence. On peut remédier à ce grave inconvénient en mesurant au préalable une impédance de valeur bien connue et voisine de l'impédance du semi-conducteur en essai. On peut, par exemple, mesurer la capacité d'un "boitier-circuit ouvert" ^{**} dont la valeur est connue à partir de mesures basses fréquences. On peut ainsi évaluer l'argument circulaire v_0 correspondant.

Connaissant v_0 il est alors facile de déterminer la composante circulaire v. On a :

$$v = v_0 - 2 \pi \frac{(l - l_0)}{\lambda} \quad (45)$$

λ = longueur d'onde du signal de mesure.

l_0 = position d'un minimum lue sur la ligne quand l'impédance est constituée du boitier circuit ouvert.

l = position du même minimum quand on mesure l'impédance d'une diode.

La valeur $l - l_0$ est évaluée à l'aide d'un vis micrométrique ce qui nous donne des mesures à 0,01 mm près.

b) Détermination de u

L'évaluation des pertes, c'est à dire de u se fait à partir de la largeur δl de la courbe U(l) au double du minimum. Cette largeur est mesurée à l'aide de la vis micrométrique précédente.

^{**}Un boitier circuit ouvert" est un boitier dans lequel les fils de contact ne sont pas soudés sur la pastille de semi-conducteur.

On a

$$u = \frac{l}{s} = \frac{2\pi \delta l}{\lambda} \quad (46) \quad \text{pour } s > 10$$

Dans le cas étudié, les pertes mesurées peuvent être très faibles. Quand la résistance de la jonction est négative, elles deviennent inférieures aux pertes à vide. Il faut donc opérer avec soin et évaluer de façon précise les pertes initiales. Les pertes sont introduites :

α - par la longueur de la ligne de mesure comprise entre le plan de la sonde et le plan de référence P où l'on mesure l'impédance de la jonction semi-conductrice. (figure 35).

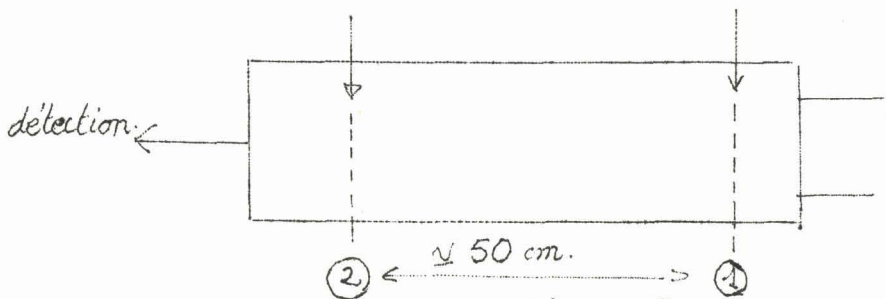


Figure 35

β - par les connexions comprises entre la fiche de sortie de mesureur Général Radio et le boîtier du semi-conducteur.

γ - par la résistance série envisagée en III.1.

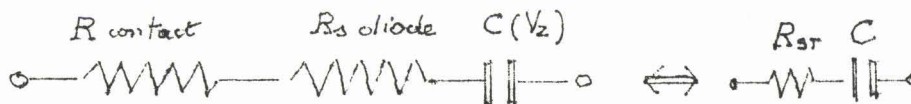
Ces pertes selon les cas α , β , ou γ se répercutent différemment sur la valeur mesurée de u (correspondant à l'impédance de la diode). Il faut donc déterminer séparément les pertes décrites en α de celle décrites en β et γ

La détermination des pertes en ligne s'effectue en plaçant à l'extrémité du mesureur le court-circuit Général Radio. Il suffit alors de pointer

la largeur du double minimum pour deux positions de la sonde ((1) et (2) figure 35) les plus éloignées possibles, (séparées en pratique de 50 cm). Soient δl_1 et δl_2 les valeurs correspondantes des largeurs au double du minimum. On en déduit les résultats suivants :

F (GHz)	R équivalent Ω
2	0,07
4	0,31

La détermination des pertes séries dans la diode et la monture (cas β, γ) se fait directement sur la diode en essai lorsque celle-ci est polarisée juste au seuil de l'avalanche. Le schéma équivalent est alors le suivant :



A partir des relations (44) on peut déterminer facilement la résistance série totale (R_{ST}) après avoir soustrait les pertes en lignes.

Ayant évalué les pertes en ligne et les pertes séries il devient assez facile d'en tenir compte dans le calcul de l'impédance de la diode. Cette correction ne va pas sans quelques difficultés lorsque la résistance de la jonction semi-conductrice devient négative.

Dans ce cas le taux d'ondes stationnaires "s" devient de plus en plus grand pour être infini quand la résistance apparente ramenée dans le plan de la sonde compense exactement les pertes. Ensuite si la résistance continue à devenir plus négative, l'amplitude de l'onde réfléchie par la diode est plus importante que l'amplitude de l'onde incidente (amplification). Or la définition de s nous dit :

$$s = \frac{|V'| + |V''|}{|V'| - |V''|} = \frac{1 + |\Gamma|}{1 - |\Gamma|}$$

- V' amplitude de l'onde incidente
- V'' amplitude de l'onde réfléchie
- T coefficient de réflexion

Le taux d'ondes stationnaires ne nous renseigne pas sur le signe de la partie réelle de l'impédance mesurée. Dans ces conditions il y a ambiguïté si l'on se contente d'une seule détermination. Par contre on peut résoudre cette difficulté en faisant 2 mesures, la sonde étant placée dans deux plans différents (1) et (2) (figure 34). On évalue alors les deux taux d'ondes stationnaires correspondant. Si la valeur de s'' est plus importante dans le plan (2) que dans le plan (1) nous sommes certains que la résistance placée en bout de ligne est suffisamment négative pour compenser les pertes comprises entre le plan du court-circuit et le plan (2). Dans ce cas il n'y a plus d'ambiguïté sur le signe de R_D et nous comptons la grandeur mesurée $u = \frac{\pi \delta l}{\lambda} = \frac{1}{s}$ comme négative.

Ayant relevé les valeurs de δl et $(1 - l_0)$ pour tous les courants de polarisation, il suffit d'effectuer les calculs suivants :

- 1° - Soustraire les pertes en ligne
- 2° - Calculer u et v (relations 45 et 46)
- 3° - Calculer r et x (relation 44)
- 4° - Passer de $z = r + ix$ en $y = g + ib$
- 5° - tenir compte de la capacité parasite introduite par l'encapsulation. C'est à dire :

$$y' = g + i (b - C_B \omega) = g + i b'$$

- 6° - Calculer $z' = r' + i x' = \frac{1}{y'}$ (valeurs réduites)

$$\text{et } z' = 50 (r' + i x') = R' + i X'$$

7° - Soustraire de toutes les valeurs de R' , la valeur trouvée pour R_{sT} lorsque la diode est polarisée à la tension d'avalanche et traversée par un courant nul. On tient compte ainsi des pertes de la monture, des résistances de contact et de la résistance série de la diode.

On peut ainsi soustraire du terme X' la contribution de L_{sw} quand celle-ci n'est plus négligeable.

Finalement on obtient :

$$Z_D = R_D + i X_D = (R' - R_{sT}) + i(X' - L_s \omega)$$

c) Etude de la résonance

Cette méthode de mesure nous permet d'étudier plus finement la résonance du semi-conducteur en avalanche. Considérons le schéma de la diode dans son boîtier (figure 36).

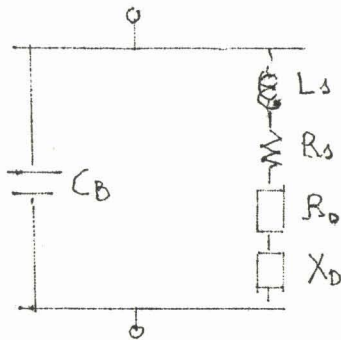


Figure 36

Supposons que les fréquences soient suffisamment basses pour pouvoir négliger la contribution de L_s . Lorsqu'il y a résonance, la valeur de l'impédance $Z_D = R_D^2 + X_D^2$ est toujours très grande quelque soit la structure envisagée (courbes 15 et 16). Dans ces conditions l'étude de la résonance est particulièrement simple. Il suffit de placer

la sonde du mesureur de taux d'ondes stationnaires dans une position qui correspond à un minimum de tension détectée pour le boîtier circuit ouvert.

Ensuite on fait varier le courant de polarisation traversant la diode jusqu'au moment où l'on obtiendra un minimum du signal détecté sur la sonde. On peut de cette manière pointer finement la valeur du courant de polarisation traversant la jonction provoquant la résonance. Nous avons pu observer les variations de ce courant en fonction de la température du

boitier ou en fonction de la puissance de l'onde hyperfréquence incidente.

III.3.4. Résultats obtenus

La méthode décrite précédemment nous a permis de réaliser de très nombreuses mesures d'impédance de semi-conducteurs en avalanche et de vérifier les résultats théoriques obtenus au chapitre II. L'interprétation de ces résultats expérimentaux sera effectuée au chapitre IV.

Nous représentons figure 37 et 38 les variations de R_D et X_D fonction du courant de polarisation à deux fréquences de mesure (2 et 4 GHz) pour 2 échantillons différents. Nous précisons figure 39 l'évolution de la résistance négative pour les faibles courants de polarisation d'un échantillon dont le courant d'avalanche à la fréquence de mesure est de 27,5 mA. Tous ces résultats ont été obtenus à la température ambiante mais d'autres mesures ont été réalisées à des températures de boitier différentes. Dans tous les cas, la puissance de l'onde hyperfréquence incidente est très faible. Nous avons étudié figure 40 l'influence de l'amplitude VHF de l'onde de mesure sur la résistance d'une jonction traversée par un courant de polarisation de 6 mA à 4 GHz. L'expression de V_{HF} est déterminée en mesurant à l'aide d'un milliwattmètre Helwett Packard la puissance hyperfréquence incidente.

Enfin nous avons vu que la méthode se prêtait particulièrement bien à la détermination de la fréquence d'avalanche ou du courant de polarisation I_x donnant la résonance pour la fréquence de mesure envisagée. Nous avons pu ainsi étudier les variations de I_x pour $f = 4$ GHz.

Figure 41, nous avons fait varier la puissance de l'onde incidente. C'est la température du boitier de la diode qui a été choisie comme paramètre figure 42, les mesures étant faites à 2 fréquences différentes.

AB 11

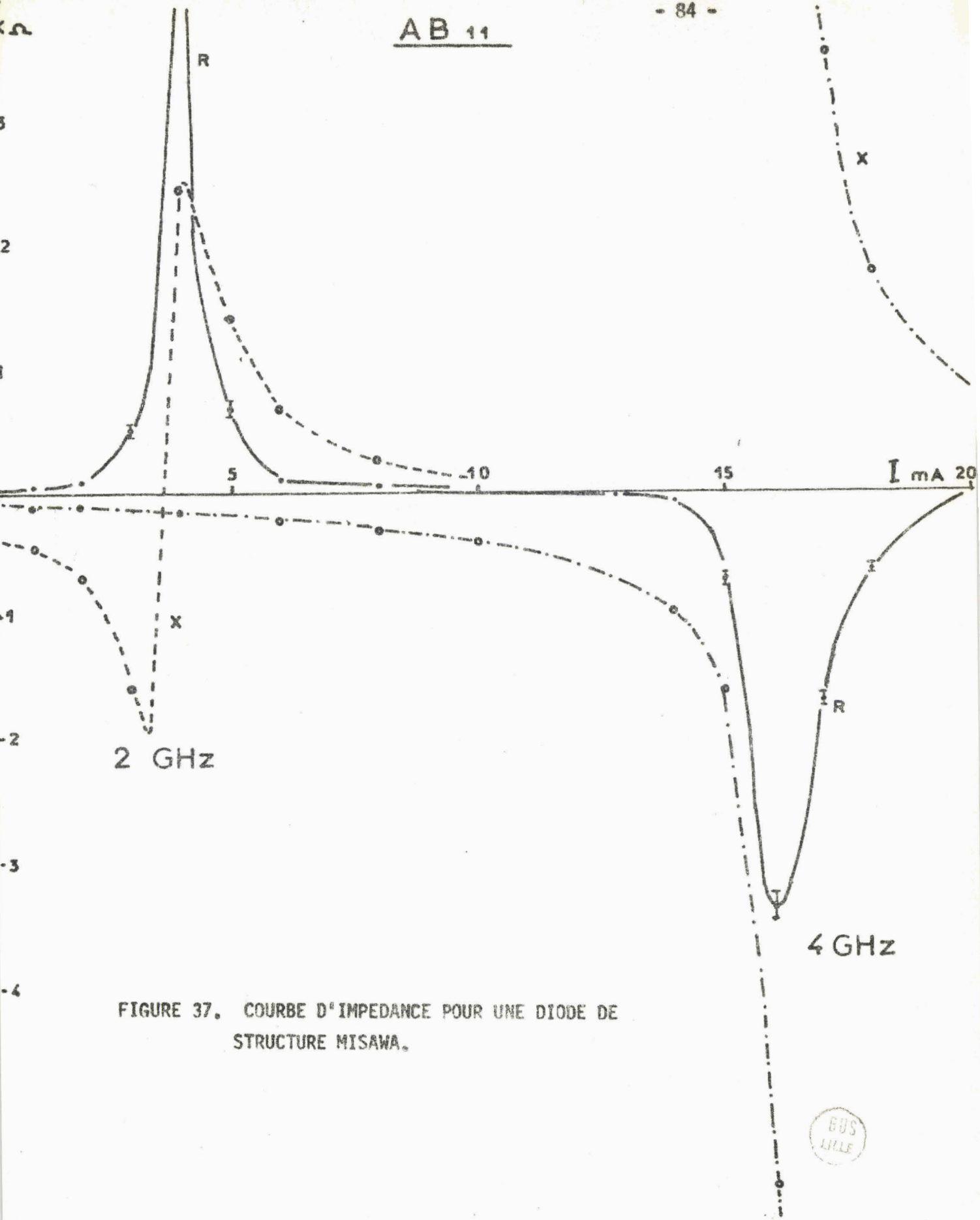


FIGURE 37. COURBE D'IMPEDANCE POUR UNE DIODE DE STRUCTURE MISAWA.

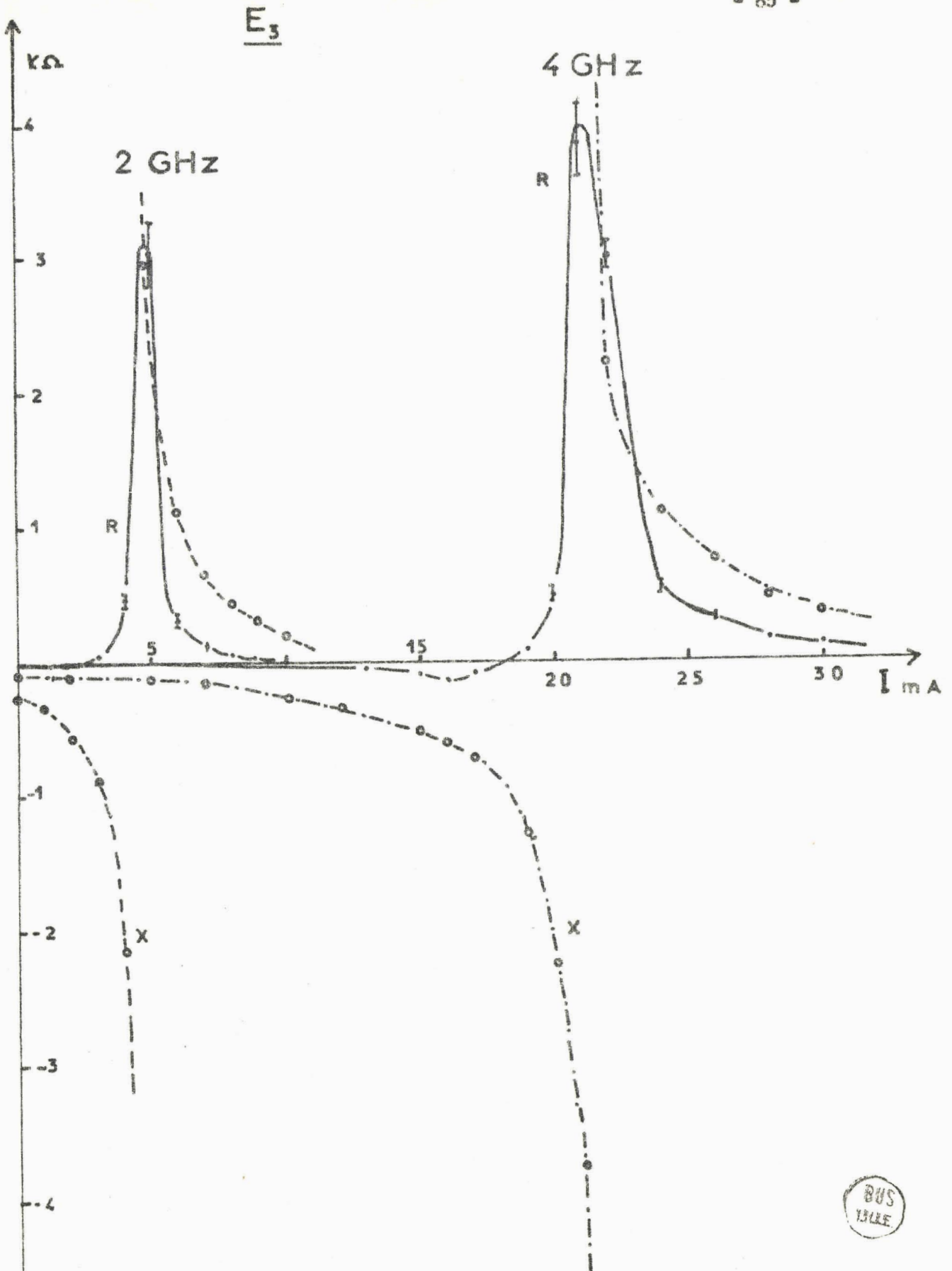


FIGURE 38. COURBE D'IMPEDANCE POUR UNE DIODE DE STRUCTURE READ.



DIODE UB₁

F = 4 GHz I_A = 27,5 mA

ΩR_D

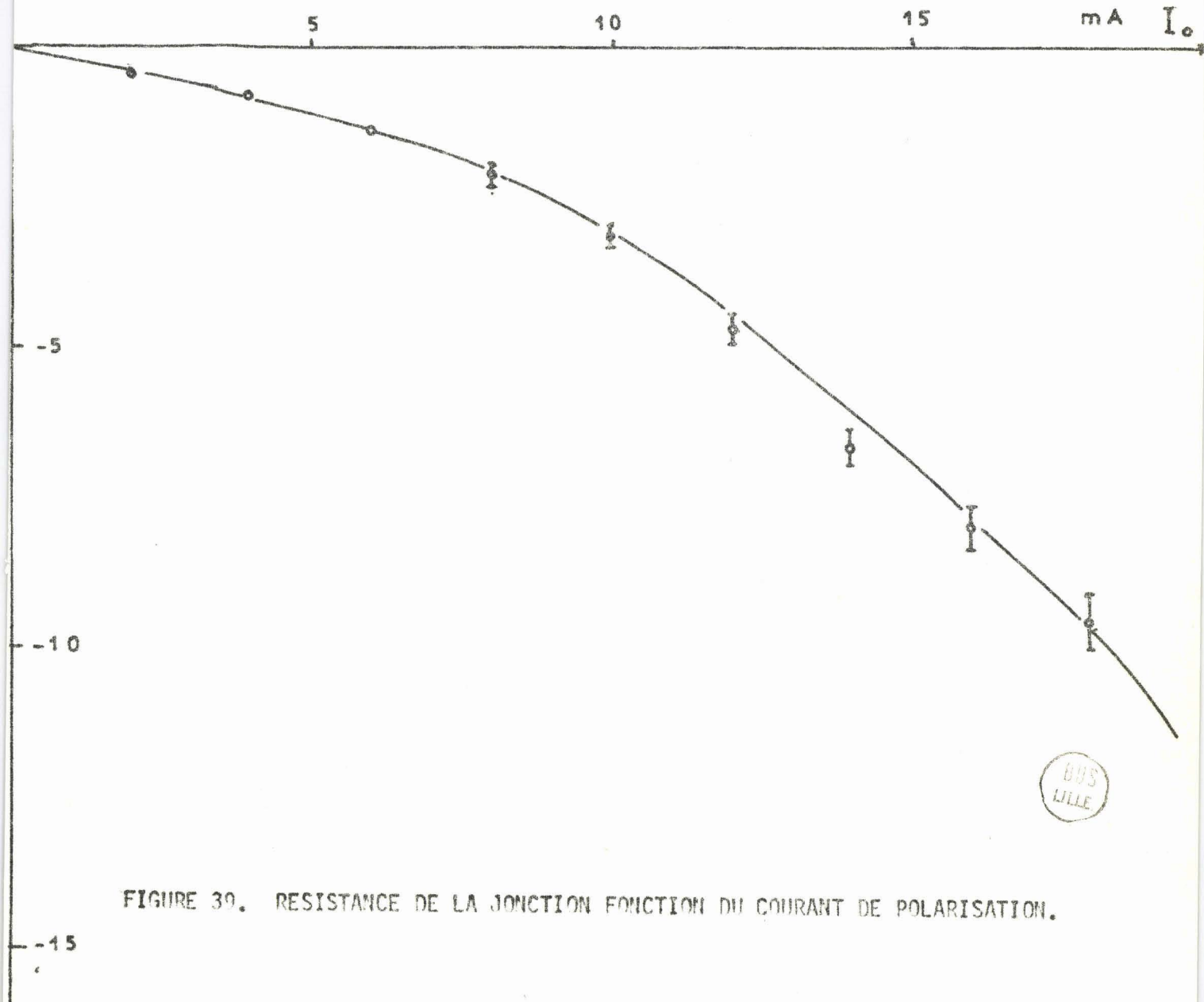


FIGURE 39. RESISTANCE DE LA JONCTION FONCTION DU COURANT DE POLARISATION.

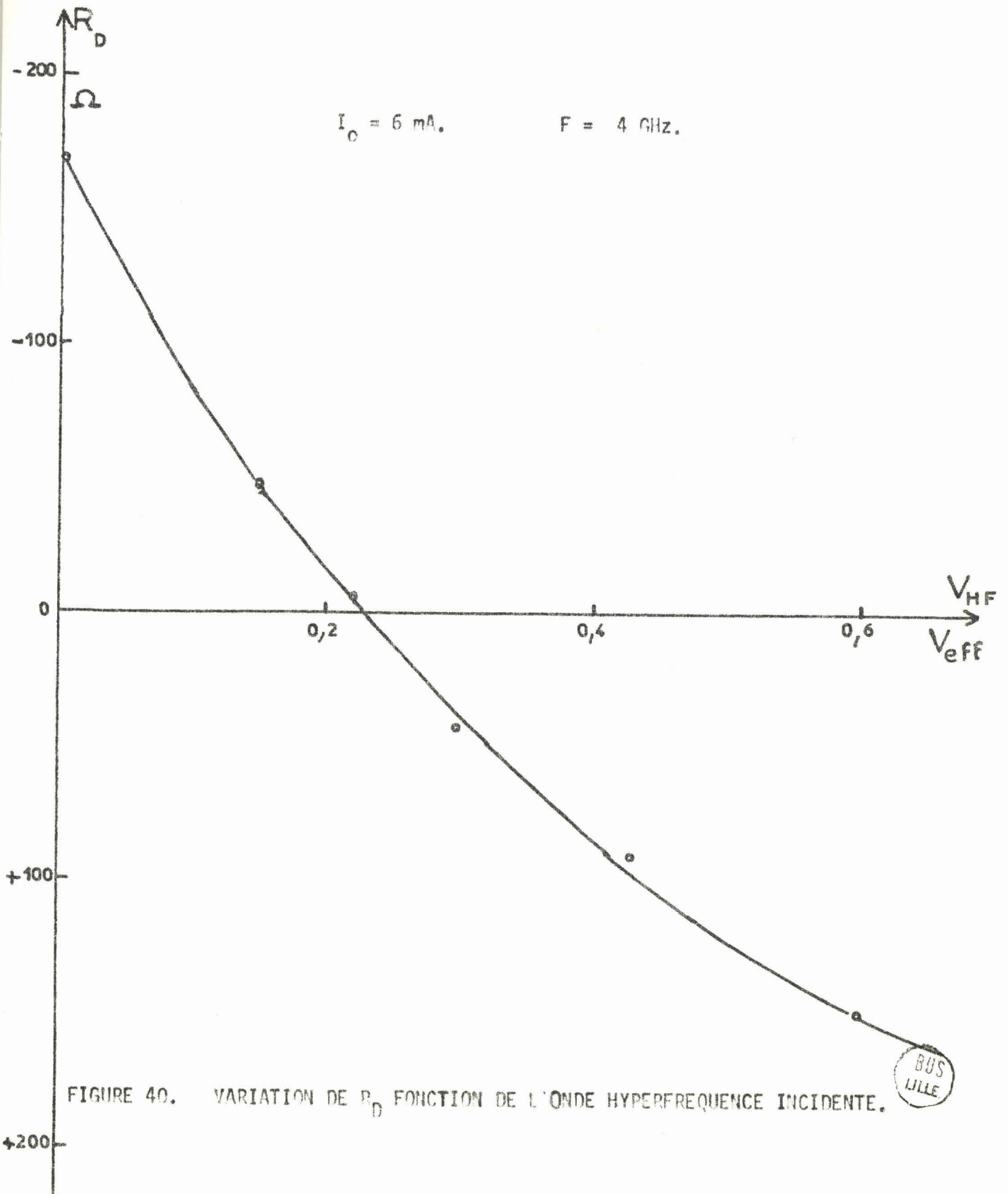


FIGURE 40. VARIATION DE R_D FONCTION DE L'ONDE HYPERFREQUENCE INCIDENTE.



F = 4 GHz

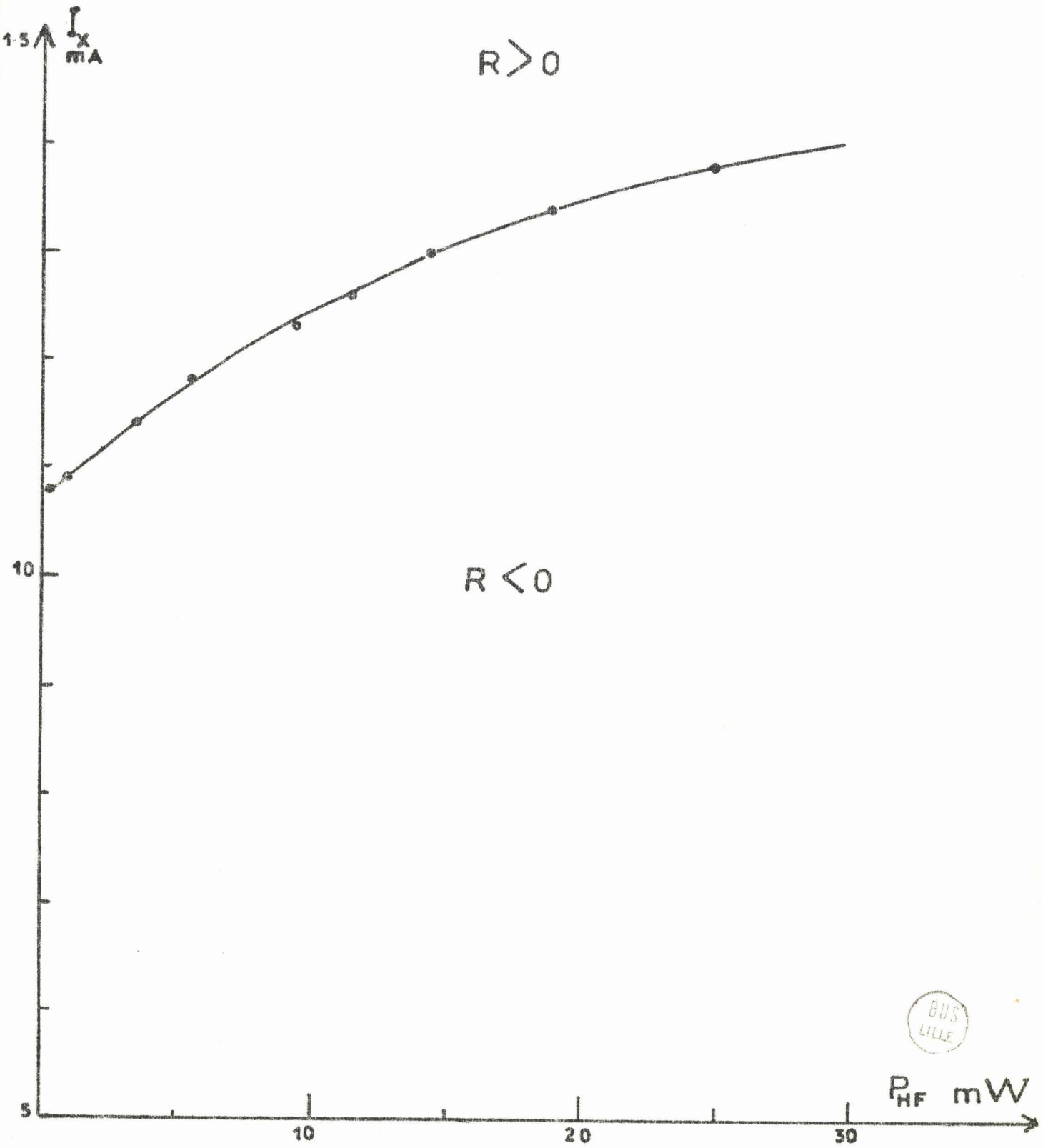
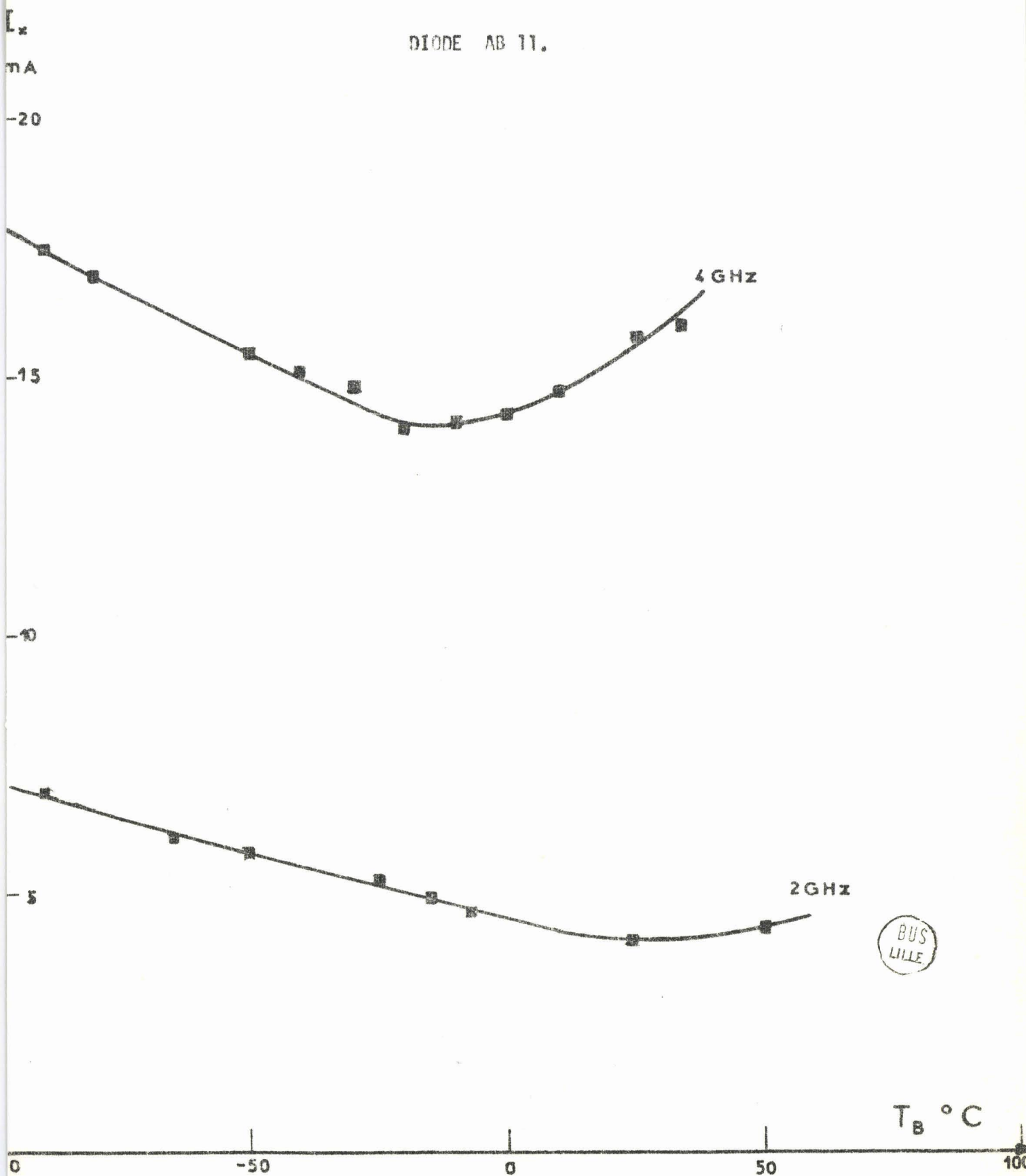


FIGURE 41. COURANT DE RESONANCE FONCTION DE LA POISSANCE DE L'ONDE HYPERFREQUENCE INCIDENTE.

FIGURE 42. COURANT DE RESONANCE FONCTION DE LA TEMPERATURE DU BOITIER.



III.4. MESURE A LA CAVITE RESONNANTE

Nous avons envisagé chapitre II les variations du coefficient de qualité d'une jonction en fonction de la fréquence à différents courants de polarisation. Il est intéressant de pouvoir déterminer expérimentalement ce coefficient. Nous avons donc essayé de mettre au point une méthode permettant l'évaluation rapide du Q .

III.4.1. Principe

Le principe de base repose sur la mesure de la surtension d'un circuit accordé comprenant la diode à étudier.

Le montage est représenté figure 43.

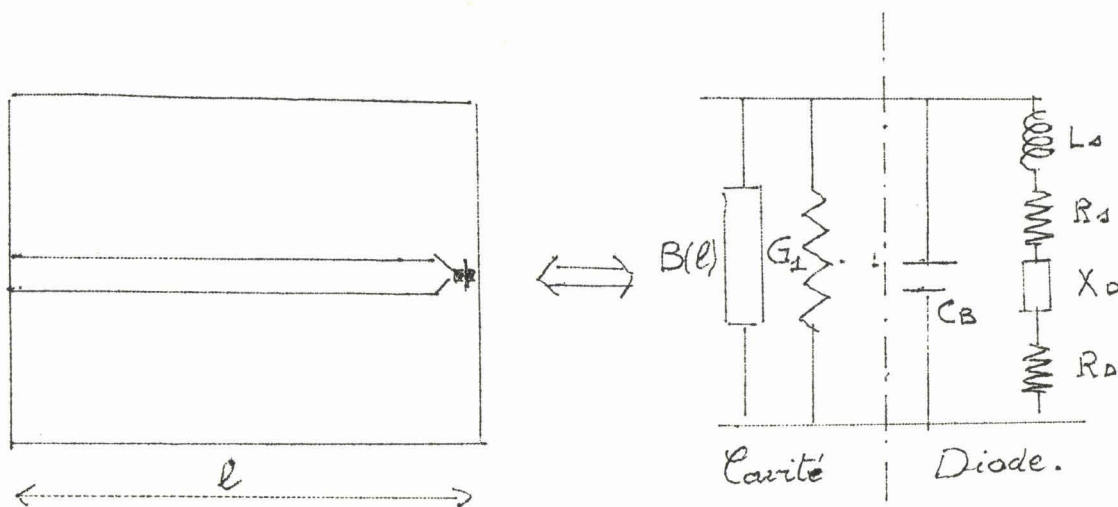


Figure 43

La cavité est essentiellement constituée par une ligne coaxiale idéale de longueur l et d'impédance caractéristique 50Ω

Le schéma équivalent (figure 43) comporte :

- une susceptance $B(l)$ qui représente le stub de longueur l .
- une conductance G_1 pour tenir compte des pertes dans la cavité.
- le schéma équivalent de la jonction dans son encapsulation.

Nous voyons qu'il est très difficile de déterminer la résistance de la diode à partir d'une mesure de résonance car les éléments parasites sont trop nombreux et masquent les composants de la jonction.

Par contre on peut obtenir rapidement l'évolution du coefficient de qualité de l'ensemble (cavité + diode) quand on fait varier le courant continu traversant la jonction semi-conductrice. Si :

- Q_v est le coefficient de qualité mesuré quand la diode est polarisée juste à la tension d'avalanche ($I_0 = 0$).

- Q_m le coefficient de qualité lorsque la diode est en avalanche (I_0 quelconque) on peut écrire en première approximation.

$$\boxed{\frac{1}{Q_D(I_0)} = \frac{1}{Q_m} - \frac{1}{Q_v} \qquad Q_D(I_0) = \frac{Q_v Q_m}{Q_v - Q_m} \qquad (47)}$$

$Q_D(I_0)$ = coefficient de qualité de la jonction semi-conductrice traversée par un courant I_0 .

Si $Q_m > Q_v$ nous avons une multiplication du coefficient de qualité et $Q_D(I_0) < 0$.

III.4.2. Mode opératoire

Pour effectuer ces mesures nous avons utilisé une ligne résonante RHODE et SCHWARTZ B.N. 3931 d'impédance caractéristique 50Ω dont les fréquences d'utilisation s'étendent de 1650 à 6350 MHz.

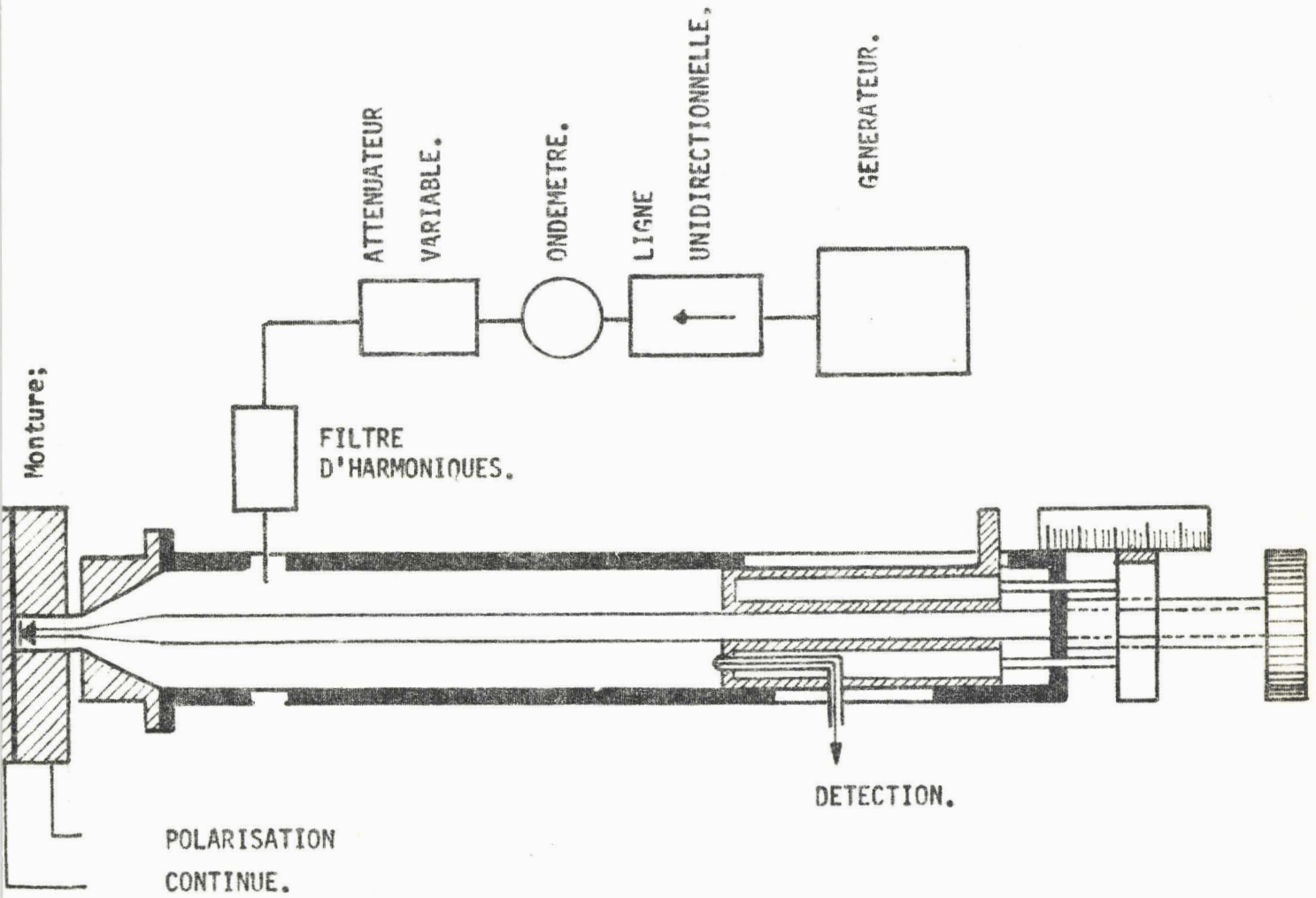


FIGURE 44. BANC DE MESURE DU COEFFICIENT DE QUALITE.

La diode est placée dans une monture qui se fixe à la sortie de la cavité à l'aide d'une transition "N". (figure 44). L'erreur maximum sur la longueur l de la cavité peut être évaluée à 0,1 mm mais les discontinuités présentées par les transitions ne permettent pas de connaître avec précision les valeurs de R_0 et G_1 .

La largeur à demi-puissance est déterminée à l'aide d'un comparateur ce qui permet de réduire l'erreur de mesure à 0,005 mm. La cavité est excitée à l'aide d'une sonde graduée à enfoncement variable, elle même précédée d'un filtre d'harmonique pour éviter les accords sur des fréquences parasites. La détection s'effectue par une boucle placée sur le court-circuit mobile, son enfoncement est réglable pour permettre de garder des niveaux de détection faibles.

La puissance hyperfréquence est fournie par un montage classique comprenant un générateur, un ondemètre et un atténuateur variable.

La monture de la diode est directement vissable sur la fiche N de la transition de la cavité. On a gardé dans la mesure du possible l'impédance caractéristique de 50 Ω . La diode se place dans le conducteur central et il y a possibilité de monter en série avec elle une résistance hyperfréquence de 1,1 Ω . La polarisation s'effectue directement sur la monture car elle est composée de deux parties séparées par un film de téflon de très faible épaisseur, ce qui donne une capacité de découplage d'environ 100 pf largement suffisante pour la gamme de fréquence utilisée.

III.4.3. Résultats obtenus

On obtient une valeur approchée du coefficient de qualité par la relation :

$$Q = \frac{l}{\Delta l}$$

(48)

l = longueur de la cavité

Δl = largeur à demi puissance.

Nous donnons figure 45 les variations du coefficient de qualité de l'ensemble cavité + monture + diode fonction du courant de polarisation traversant la jonction à la fréquence de 4 GHz. Nous remarquons (courbe 1) que la diode étudiée se met à osciller pour un courant d'environ 3,5 mA. Par contre si nous plaçons en série sur le conducteur central une résistance hyperfréquence de 1,1 Ω nous voyons qu'à 9 mA courant continu maximum que peut supporter cette diode les oscillations ne sont pas encore apparues.

A partir des variations de Q_m en fonction de I_0 on peut estimer les variations de Q_D . Ainsi pour 3 mA Q_D est de l'ordre de - 500 et pour 9 mA sa valeur atteint - 150.

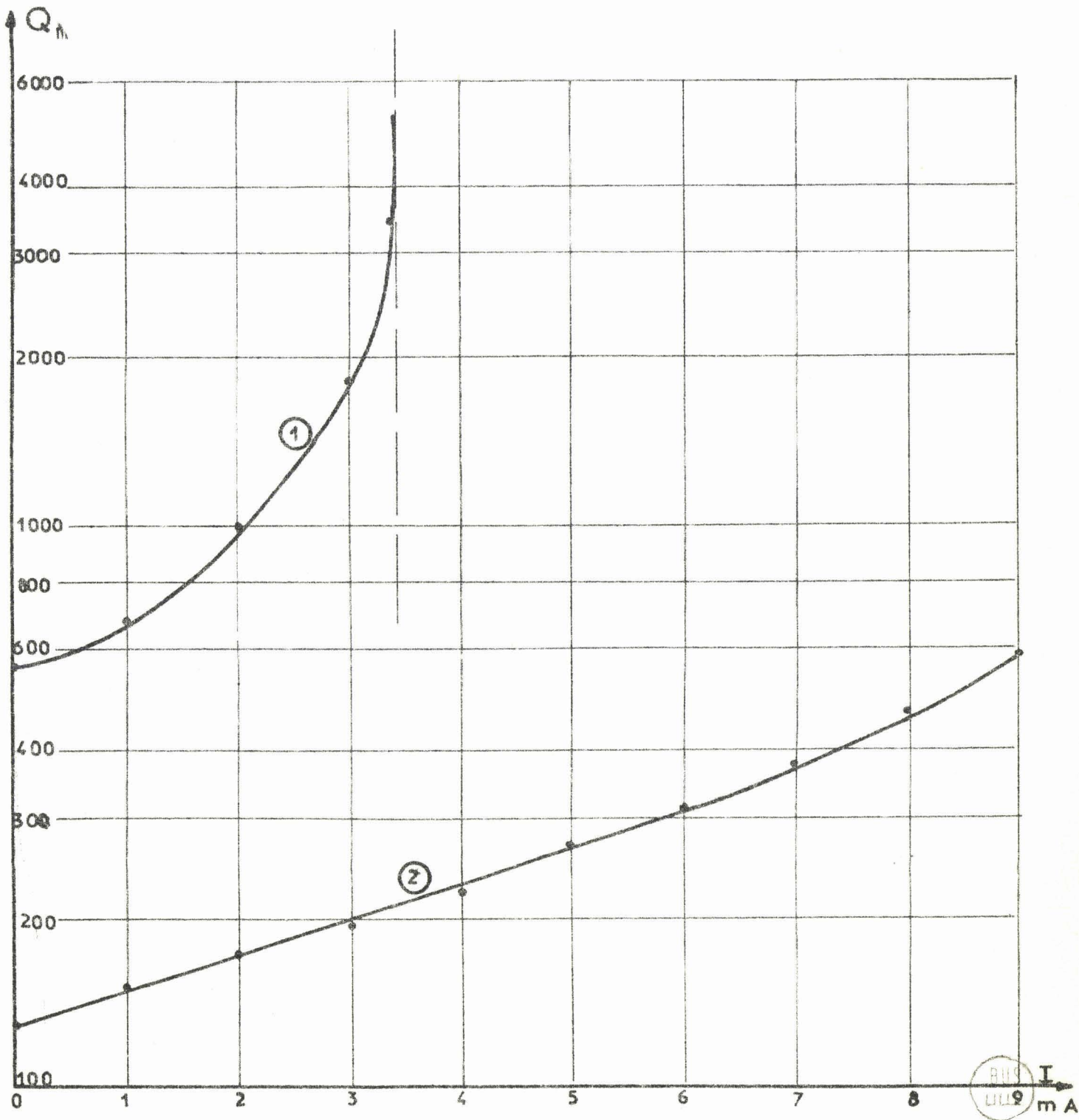


FIGURE 45. VARIATION DU COEFFICIENT DE QUALITE EN FONCTION DU COURANT DE POLARISATION.

Courbe 1 : sans résistance d'amortissement.

Courbe 2 : avec une résistance de $1,1 \Omega$

CHAPITRE IV

DESCRIPTION ET INTERPRETATION DES
RESULTATS OBTENUS

IV.1. ETUDE DE LA RESONANCE DANS UN SEMI-CONDUCTEUR EN AVALANCHE.

- IV.1.1. Variation de la fréquence en fonction du courant de polarisation
- IV.1.2. Influence de la puissance de l'onde de mesure
- IV.1.3. Influence de la température sur la fréquence d'avalanche

IV.2. ETUDE DE LA RESISTANCE PRESENTEE PAR LA JONCTION.

- IV.2.1. Etude de la résistance loin de la fréquence d'avalanche
- IV.2.2. Etude du comportement de la résistance autour de la fréquence d'avalanche
- IV.2.3. Influence de la puissance de l'onde hyperfréquence de mesure
- IV.2.4. Influence de la température.

IV.3. ETUDE DE L'INDUCTANCE.

- IV.3.1. Etude de l'inductance loin de la fréquence d'avalanche
- IV.3.2. Etude de la réactance près de la fréquence d'avalanche.

C H A P I T R E I V

DESCRIPTION ET INTERPRETATION DES RESULTATS OBTENUS

Nous avons chapitre III donné les résultats expérimentaux à partir des différentes techniques de mesure que nous avons mis au point. Nous nous proposons maintenant à la lumière de ces résultats expérimentaux de vérifier si les lois théoriques exposées précédemment sont exactes.

IV.1. ETUDE DE LA RESONANCE DANS UN SEMI-CONDUCTEUR EN AVALANCHE.

Parmi toutes les relations décrivant le phénomène d'avalanche, l'une des plus riches en renseignements sur les constantes physiques et même sur le fonctionnement en oscillateur est celle donnant la fréquence d'avalanche. L'expression générale est calculée dans la première partie. Nous la rappelons ici :

$$\omega_a^2 = \frac{J_o \phi}{\epsilon \tau}$$

C'est à partir de cette relation que nous allons essayer d'interpréter théoriquement les variations expérimentales de ω_a avec le courant, la tension appliquée et la température.

IV.1.1. Variation de la fréquence en fonction du courant de polarisation

D'après la relation précédente ω_a est proportionnel à la racine carrée du courant de polarisation traversant la jonction. Nous représentons figure 46 la variation de la fréquence d'avalanche fonction de la densité de courant en A/cm² pour deux diodes de structures différentes.

F_A
GHz

- 98 -

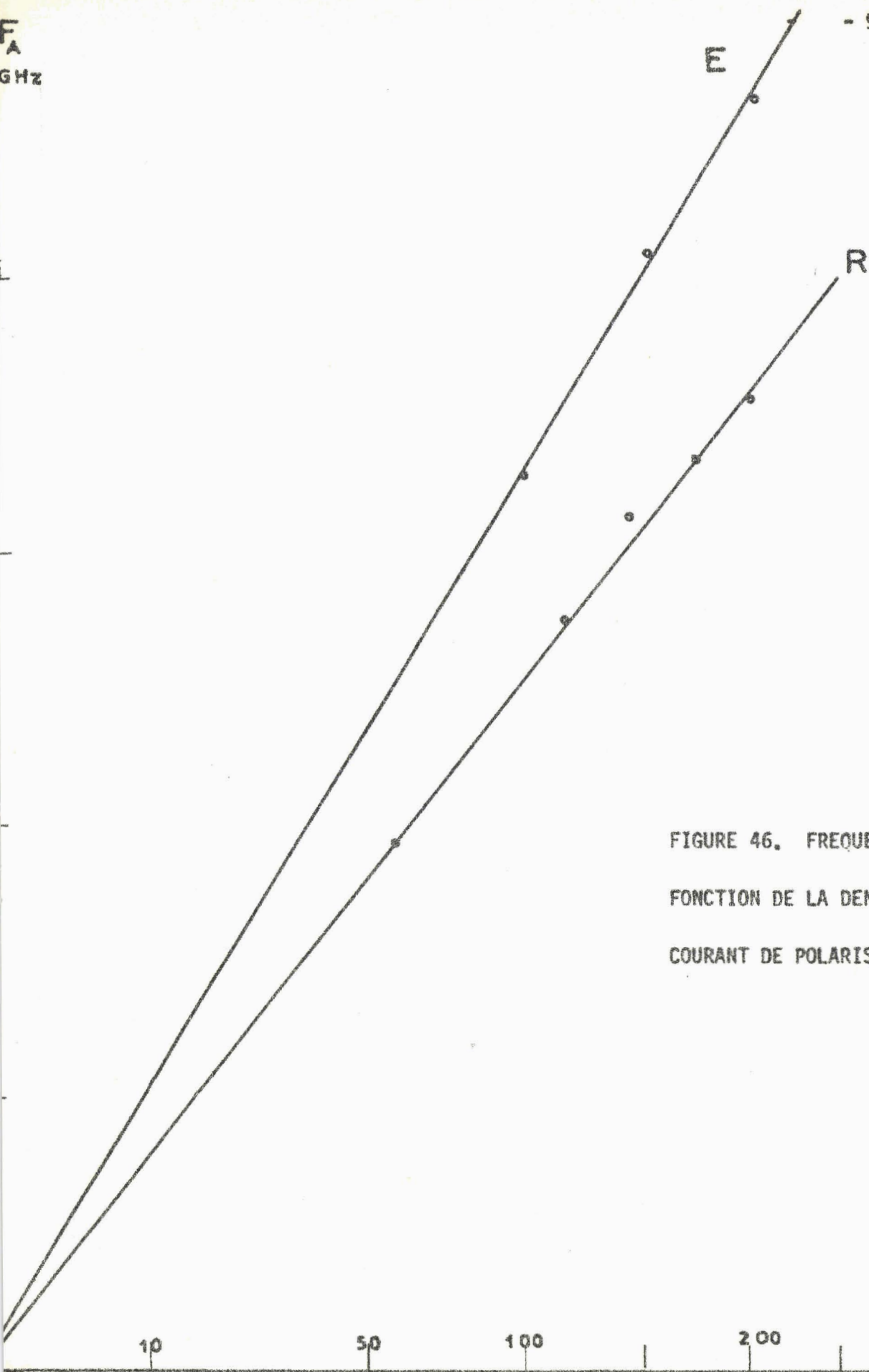


FIGURE 46. FREQUENCE D'AVALANCHE
FONCTION DE LA DENSITE DU
COURANT DE POLARISATION.

BUS
LILLE

J A/cm^2

On constate une variation en \sqrt{J} comme le prévoit la théorie. A partir de la pente des courbes, on détermine le coefficient K de la relation

$$f_a = K\sqrt{J} \quad \text{avec} \quad K = \frac{\phi}{\epsilon \tau}$$

On trouve pour les diodes :

$$R_{10} \text{ ----> } K = 250 \text{ MHz pour } 1 \text{ A/cm}^2$$

$$E_3 \text{ ----> } K = 330 \text{ MHz pour } 1 \text{ A/cm}^2$$

Le facteur ϕ intervenant dans l'expression de K a été calculé en fonction du champ électrique régnant dans la zone de multiplication de la jonction (20). A partir de ce calcul nous avons pu déduire le champ maximum régnant dans la zone en avalanche pour les deux structures étudiées. Nous avons obtenu :

$$\text{série R} \quad E_{\text{MAX}} = 3,18 \cdot 10^5 \text{ V/cm}$$

$$\text{série E} \quad E_{\text{MAX}} = 3,7 \cdot 10^5 \text{ V/cm}$$

Si nous avons adopté le facteur 3/2 introduit dans la relation 20' par Gummel et Emmons (22) (23) nous aurions trouvé une valeur du champ plus faible d'environ 10 %. On peut comparer les valeurs ainsi obtenues aux valeurs calculées numériquement selon la méthode exposée au paragraphe II.2.1.**

L'accord obtenu paraît satisfaisant. La différence peut s'expliquer facilement car certaines de ces grandeurs sont difficiles à déterminer avec précision. Ce sont :

- 1° La surface de la jonction effectivement en avalanche
- 2° La loi donnant les taux d'ionisation fonction du champ électrique régnant dans le semi-conducteur.

** Ces valeurs calculées avec un profil de dopage simplifié sont un peu forte.

3° La constante k . En effet dans le programme de calcul numérique on pose $\alpha_n = k \alpha_n$ avec $k = 0,1$ constante supposée indépendante du champ. Ceci n'est vrai que dans une faible gamme de valeurs du champ électrique. Une étude publiée par Moll ⁽³⁵⁾ donne k variant de 0,06 à 0,3 pour E passant de 2,5 à $5 \cdot 10^5$ V/cm.

En conclusion, nous voyons que la loi de variation de la fréquence d'avalanche fonction de la racine carrée du courant de polarisation est très bien vérifiée.

Dans ces conditions, nous pouvons facilement déterminer la valeur du courant I_x pour une fréquence d'utilisation quelconque. Ainsi par exemple pour $F = 9$ GHz on trouve :

série R $J_x = 1300 \text{ A/cm}^2 \rightarrow I_x = 91 \text{ mA}$

série E $J_x = 745 \text{ A/cm}^2 \rightarrow I_x = 74,5 \text{ mA}$

A partir de cette évaluation de I_x , on peut calculer le bruit délivré par la diode et le courant d'accrochage dans le fonctionnement en oscillateur. Dans le cas où l'on tient compte des variations de I_x avec l'amplitude de la tension hyperfréquence appliquée, on peut également déterminer la puissance, le rendement et les limites d'oscillation. En effet on voit facilement sur la figure 16 que la résistance sera négative (donc oscillations possibles) que si f voisin ou supérieur à f_a ou I_0 voisin ou inférieur à I_x .

Enfin notons que les résultats gagneraient beaucoup en précision si nous pouvions mesurer la jonction semi-conductrice sans encapsulation. Nous n'aurions plus à tenir compte du facteur correctif $\sqrt{1 + CB/C}$ et nous pourrions étendre la gamme des fréquences de mesure.

IV.1.2. Influence de la puissance de l'onde de mesure.

Nous représentons figure 41 les variations du courant de résonance de la jonction en fonction de la tension crête de l'onde hyperfréquence. On voit

que I_x augmente rapidement avec la tension appliquée sur la diode. Il n'est pas possible d'expliquer cet effet à partir de la théorie du chapitre II, qui n'est valable que pour les petits signaux. En effet la tension hyperfréquence de l'onde incidente est suffisante pour provoquer des phénomènes non linéaires. Leur étude complète a été effectuée par Allamando ⁽⁹⁾ en partant d'hypothèses énoncées par Tager ⁽¹⁵⁾. Dans ce travail il est démontré que le courant d'avalanche à forts niveaux I_{x1} est relié au courant d'avalanche en régime linéaire par la relation :

$$\boxed{I_{x1} = \frac{I_{x0}}{\phi(y)}} \quad (49) \quad \text{avec}$$

$$y = \frac{V_1 C \omega}{I_{x0}}$$

V_1 = amplitude crête de la tension hyperfréquence.

C = capacité de la jonction.

$$\phi(y) = \frac{2}{y} \frac{B_1(y)}{B_0(y)}$$

$\left. \begin{matrix} B_1(y) \\ B_0(y) \end{matrix} \right\}$ sont les fonctions de Bessel modifiées de première espèce.

Nous avons essayé de vérifier la relation 49. Pour cela nous portons sur un même graphique (figure 47) les valeurs expérimentales mesurées à 4 GHz (courbe 1) sur un échantillon de structure connue et la courbe théorique (courbe 2) calculée à partir de la relation 49. On voit que l'accord entre la théorie et l'expérience est assez satisfaisant.

En résumé, nous avons montré théoriquement et expérimentalement que le courant d'avalanche varie avec la tension hyperfréquence appliquée. Ce résultat est très intéressant. En effet la résistance est négative (tout au moins lorsque $\delta/W \ll 1$) que pour des courants de polarisation plus petits que le courant d'avalanche. Si I_x augmente avec la tension appliquée, il sera donc possible à forts niveaux d'obtenir une résistance négative dans une jonction présentant en régime linéaire une résistance positive.

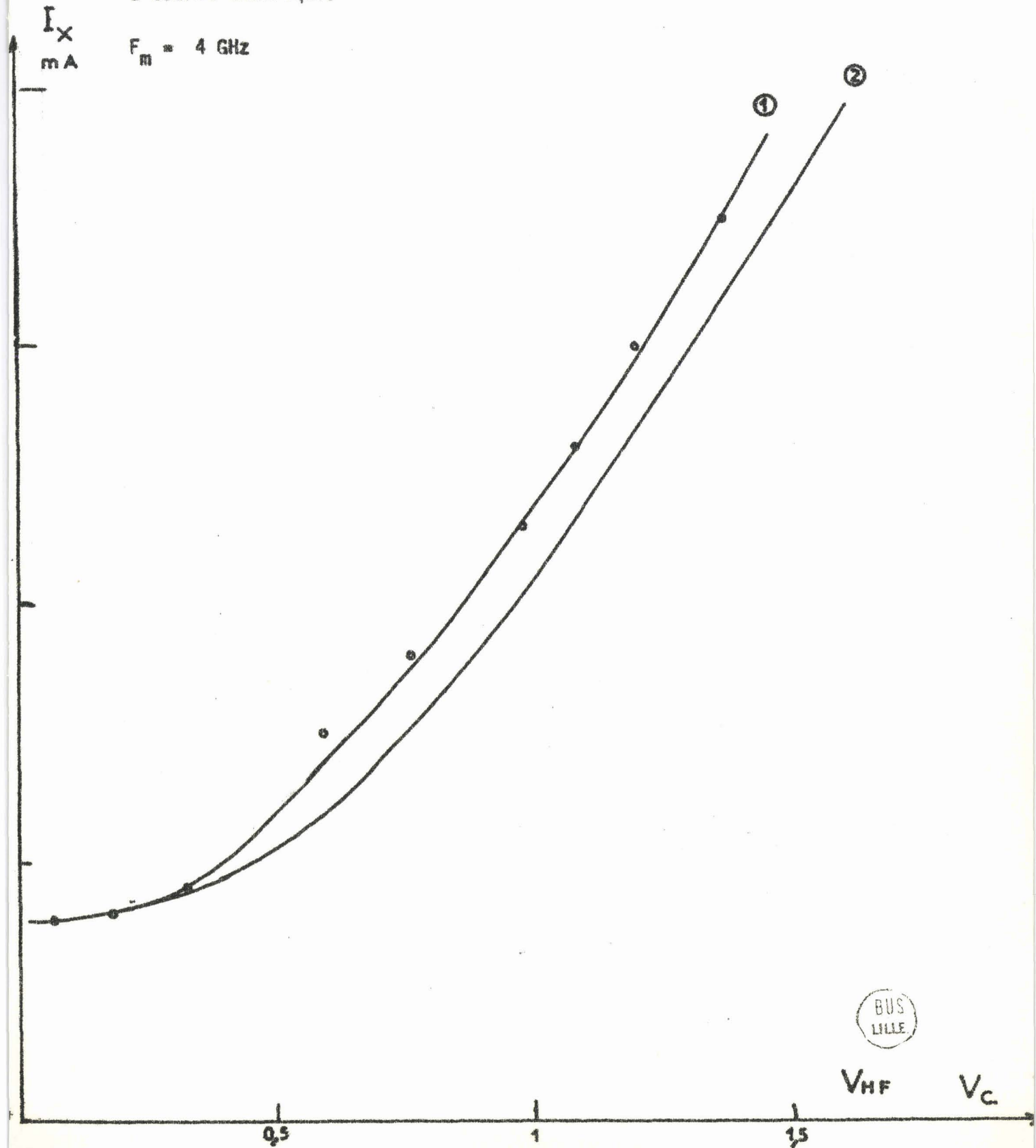
FIGURE 47. COURANT DE RESONANCE FONCTION DE LA TENSION HYPERFREQUENCE INCIDENTE.

1 courbe expérimentale.

2 courbe théorique.

I_x
mA

$F_m = 4 \text{ GHz}$



BUS
LILLE

VHF V_C

IV.1.3. Influence de la température sur la fréquence d'avalanche

Nous avons signalé chapitre III que la température du boîtier de la diode provoque des variations du courant de résonance à la fréquence de mesure (figure 42).

Nous portons figure 48 les variations de I_x en fonction de la température de la jonction^{**}. On observe que I_x varie sensiblement avec T. Pour interpréter théoriquement ces variations on peut utiliser la relation :

$$I_x = \frac{\omega^2}{2 \alpha'} \frac{\epsilon S}{v} \quad (50)$$

Dans cette expression v , α' et éventuellement S (surface de la jonction effectivement en avalanche) sont des fonctions de la température. Elles sont cependant difficiles à déterminer précisément. Seule, les variations de la vitesse des porteurs libres en fonction de la température sont relativement bien connues (16) (37) (38). On sait que v diminue lorsque la température augmente (variation de 10 % de v pour $\Delta T = 100$ °C). Dans ces conditions I_x doit augmenter avec la température. C'est bien ce que l'on observe pour la diode HB 1 ainsi que pour la diode AB 11 aux températures élevées.

Cependant pour l'échantillon AB 11 on constate pour les faibles températures que I_x croît quand la température diminue. Cette variation est difficile à expliquer car il faudrait connaître exactement les variations des autres paramètres α' et S avec T_j . Ainsi pour une jonction parfaitement uniforme, la surface en avalanche est indépendante de la température. Pour la diode AB 11 l'avalanche n'occupe sans doute pas toute la surface effective de la jonction et une variation de S avec l'échauffement est possible.

^{**} On déduit T_j de T_p à partir de la relation :

$$T_j = T_B + R_{TH} P_o$$

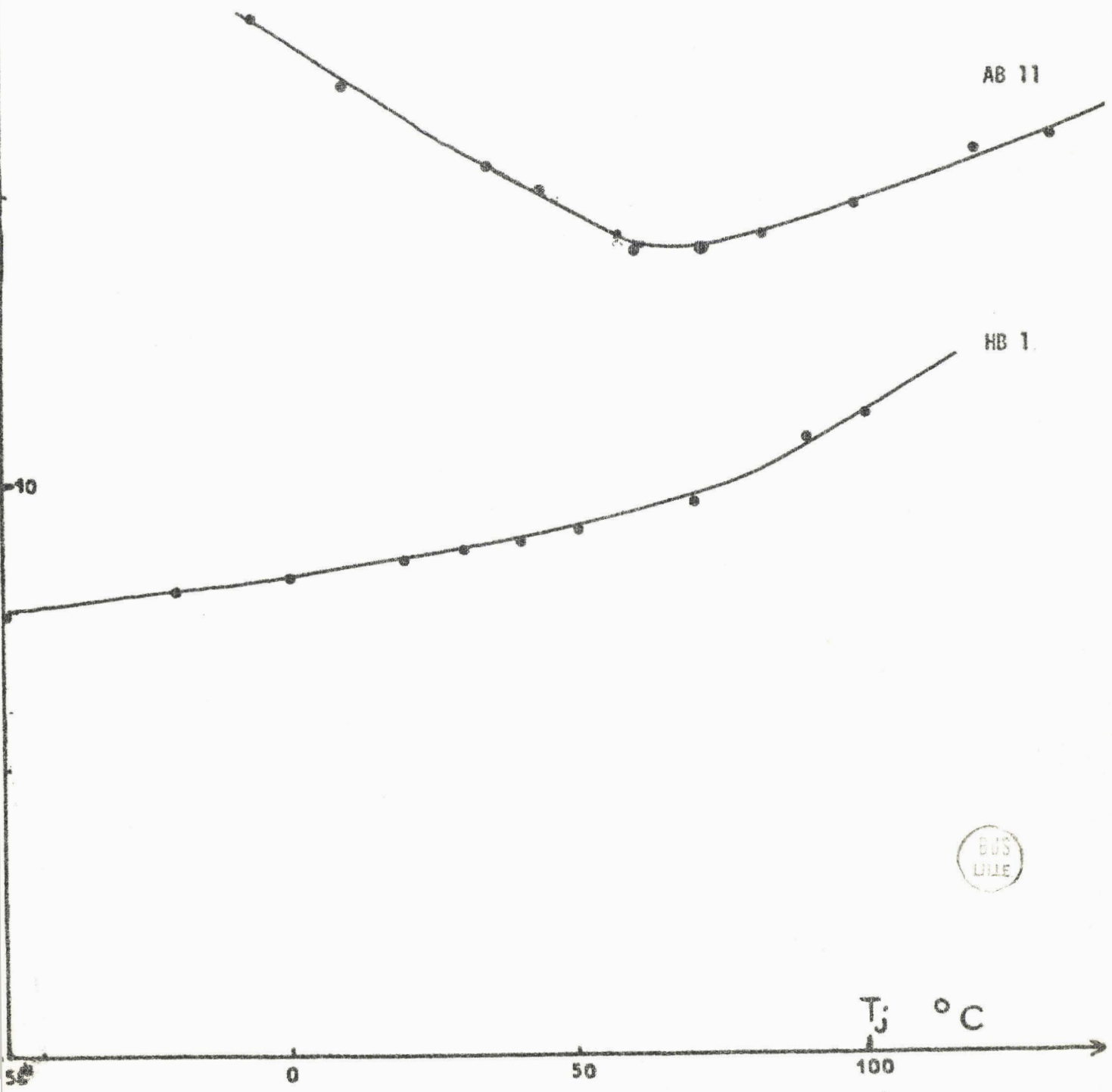
R_{TH} = résistance thermique

P_o = puissance continue appliquée

FIGURE 48. VARIATION DU COURANT DE RESONANCE FONCTION DE LA TEMPERATURE.
DE LA JONCTION.

I_x
mA
20

$F_m = 4 \text{ GHz}$



Par ailleurs, on peut estimer les variations $\alpha' = (\partial\alpha/\partial E)$ avec la température. On sait que α' est pratiquement proportionnel à $\alpha(E)$ (taux d'ionisation des électrons en zone avalanche) c'est à dire en première approximation à $1/\delta$. Les variations de δ avec la température ont été étudiées par Allamando (8). Les résultats obtenus ne sont pas suffisamment nombreux pour établir une loi rigoureuse mais semblent indiquer que δ augmenterait à température croissante^{**}. Dans ces conditions α' diminuerait et I_X devrait croître quand la température augmente.

En résumé les variations en fonction de la température sont difficiles à interpréter de façon quantitative. Il semble néanmoins que l'allure des courbes expérimentales observées puisse s'expliquer à partir de l'expression théorique de w_a .

IV.2. ETUDE DE LA RESISTANCE PRESENTEE PAR LA JONCTION

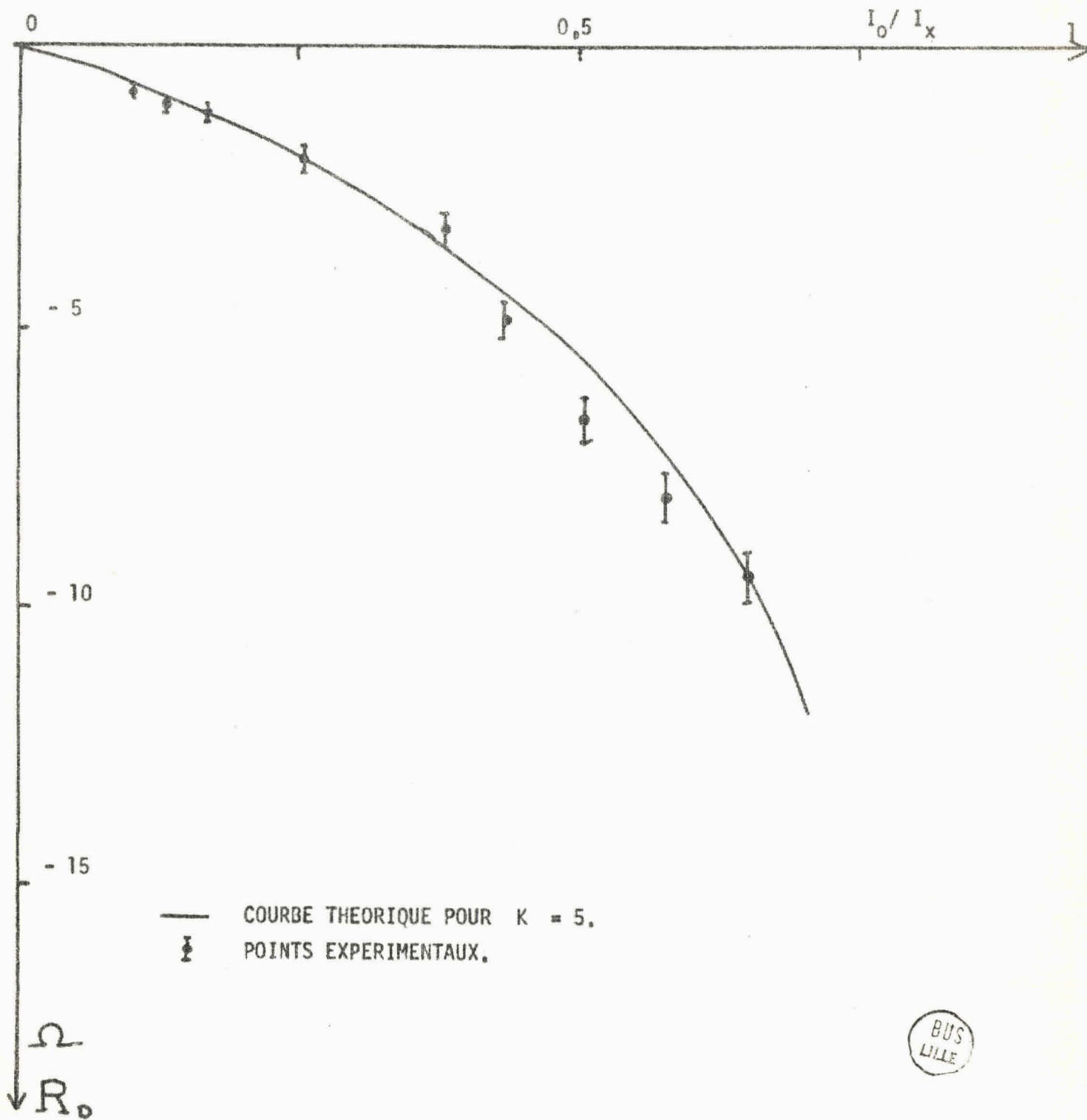
IV.2.1. Etude de la résistance loin de la fréquence d'avalanche

Il est intéressant tout d'abord de comparer les variations de la résistance du semi-conducteur en avalanche observées expérimentalement à celles prévues par la théorie. Dans le cas d'une étude en fonction du courant de polarisation nous pouvons modifier l'expression de R_D (27). Si σ peut être négligé on obtient :

$$R_D = \frac{1}{C\omega} \left[\left(1 - \frac{\delta}{V}\right) \chi(\theta) \frac{\frac{I_0}{I_X}}{1 - \frac{I_0}{I_X}} \right] \quad (51)$$

^{**} On pourrait penser que $\alpha' \sim 1/\delta$ diminue avec la température puisque le taux d'ionisation α sensiblement proportionnel à α' diminue avec T. Ceci n'est vrai que pour un champ électrique constant. En pratique quand la température de la jonction augmente la tension d'avalanche de la diode croît et le champ électrique dans la jonction est plus élevé.

FIGURE 49. VARIATION DE LA RESISTANCE POUR LES FAIBLES COURANTS DE POLARISATION.



ou encore :

$$R_D = K \frac{I_0}{I_x - I_0} \quad (52)$$

On peut essayer à partir des résultats expérimentaux de vérifier cette relation. Dans ce but nous portons figure 49 les variations expérimentales de R_D pour des faibles courants de polarisation ainsi que la courbe théorique (calculée à partir de (52) en prenant $K = 5$).

On peut comparer la valeur obtenue pour K à la valeur théorique calculée à partir :

$$K = \frac{1}{C\omega} \left(1 - \frac{\delta}{W}\right) \chi(\theta) \quad (53)$$

Pour la diode étudiée ici nous avons :

$$C = 0,4 \text{ pf} \quad \delta = 2 \mu \quad W = 3 \mu \quad \text{on trouve } K \approx 8$$

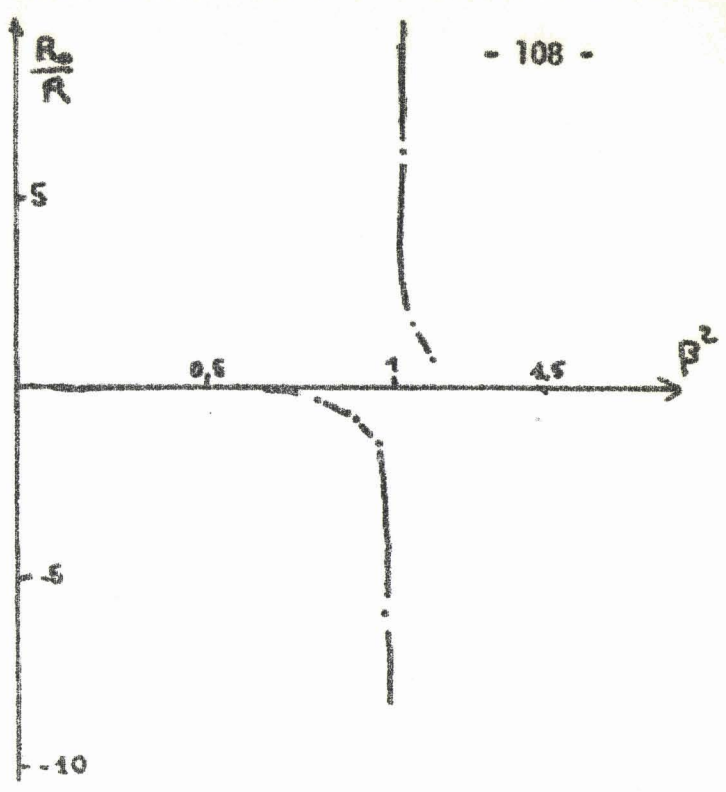
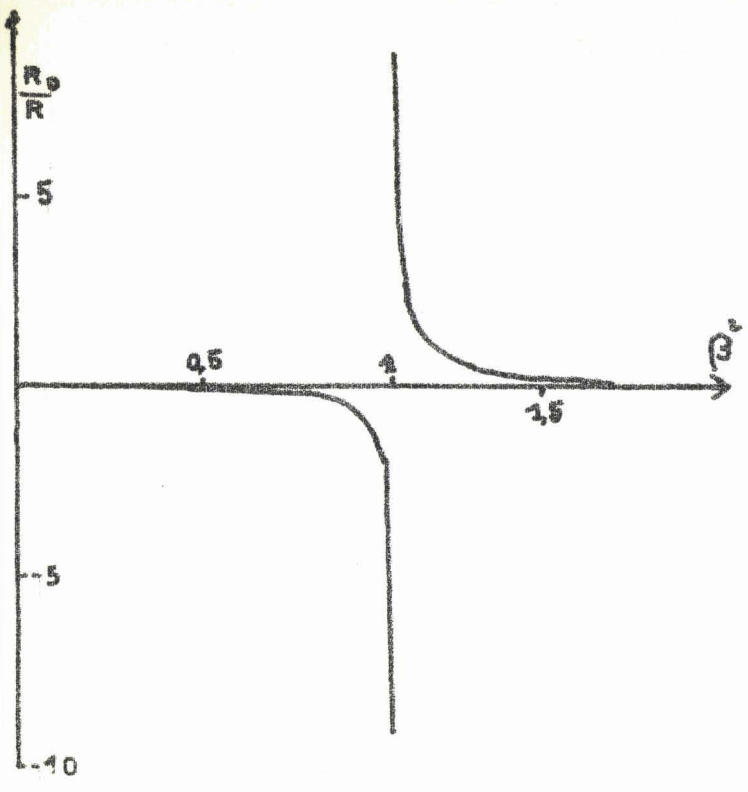
La différence entre la valeur théorique et la valeur expérimentale s'explique par l'indétermination sur les grandeurs précédentes.

IV.2.2. Etude du comportement de la résistance autour de la fréquence d'avalanche

Pour étudier R_D autour de la fréquence d'avalanche nous avons choisi deux structures de diode aussi différentes que possible :

- 1'une où $\delta/W = 0,25$ (jonction abrupte)
- 1'autre où $\delta/W = 0,7$ (jonction p.v.n.)

On sait en effet d'après la théorie précédente qu'autour de f_a la variation de R_D fonction du courant de polarisation est très différente pour ces deux types de structure.

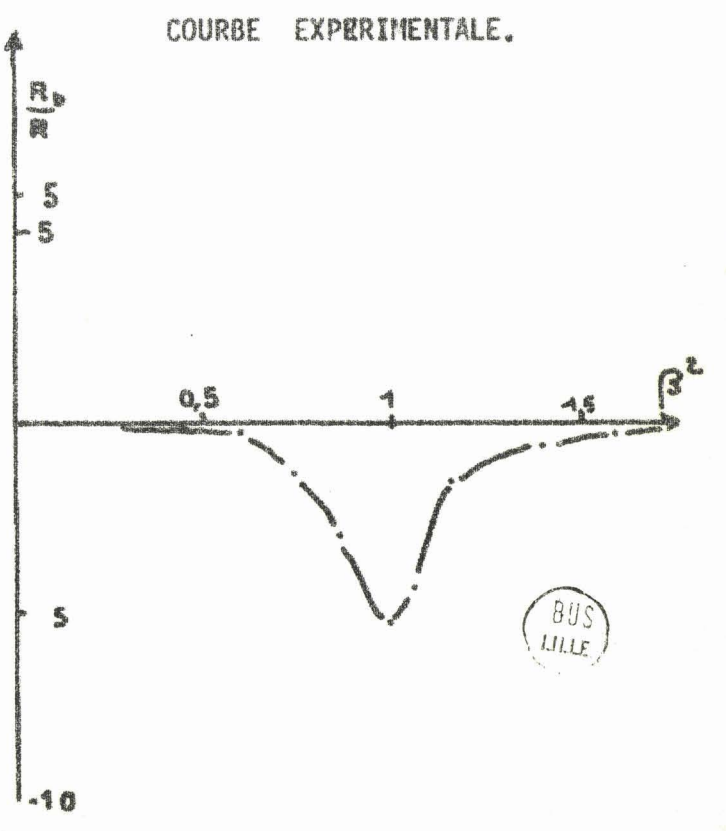
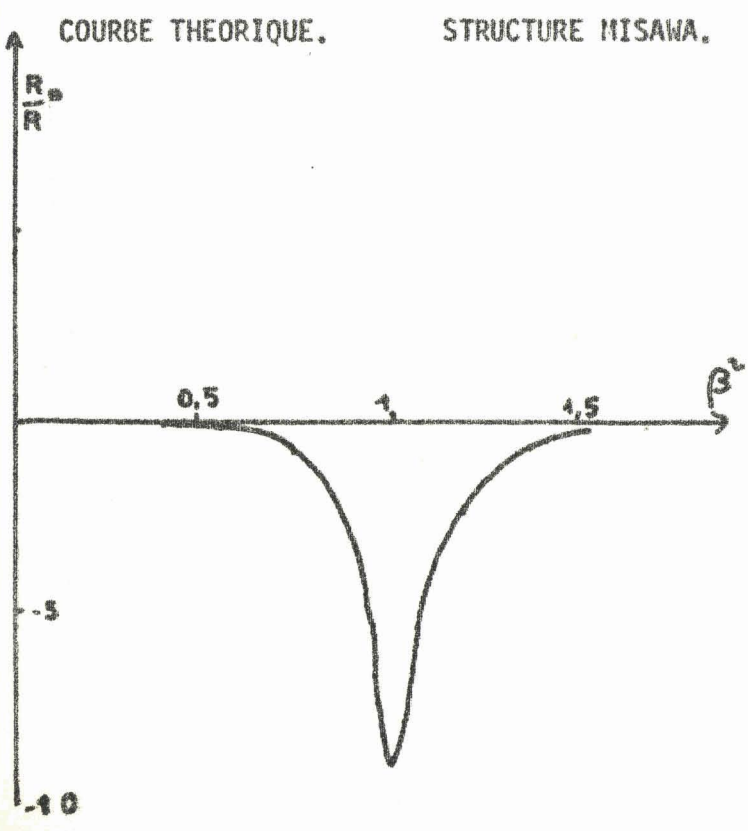


COURBE THEORIQUE.

STRUCTURE READ

COURBE EXPERIMENTALE.

FIGURE 50. VARIATION DE LA RESISTANCE AUTOUR DE LA FREQUENCE D'AVALANCHE.



COURBE THEORIQUE.

STRUCTURE MISAWA.

COURBE EXPERIMENTALE.



Les résultats expérimentaux obtenus sont représentés figure 50. Afin de faciliter la comparaison avec les résultats théoriques nous avons portés sur le même graphique les courbes théoriques obtenues pour les valeurs de δ/W comparables. Nous observons une bonne vérification qualitative de la théorie.

Ces résultats ont été obtenus à 4 GHz. Si l'on diminue la fréquence on constate qu'il n'est plus toujours possible d'obtenir une résistance négative. Ainsi pour la diode AB 11 (figure 37) la résistance R_D reste toujours positive autour de la fréquence d'avalanche, à 2 GHz. On peut expliquer qualitativement cet effet en tenant compte :

1°) du temps de transit beaucoup plus faible à 2 GHz

2°) du courant de saturation qui intervient par le terme "a" de σ . En effet $a = 2/\omega \tau_g \cdot I_s/I_0$ montre que l'importance de I_s est beaucoup plus décisive aux fréquences inférieures.

IV.2.3. Influence de la puissance de l'onde hyperfréquence de mesure

Nous avons étudié les variations de la résistance négative en fonction du niveau appliqué. Les théories élaborées par différents auteurs (8) (15) montrent que le rapport R_D/R_{D0} :

(R_D = résistance à niveau incident, quelconque)

(R_{D0} = résistance à faible niveau)

pour $I_0 < I_x$ diminue avec la tension hyperfréquence appliquée sur la diode. La décroissance est d'autant plus rapide que le courant de polarisation est voisin du courant d'avalanche.

Nous avons représenté figure 40 la variation de R_D en fonction de l'amplitude du signal hyperfréquence appliquée. Dans le cas étudié et représenté sur cette figure nous avons un courant de polarisation I_0 assez proche du courant d'avalanche et l'on constate qu'effectivement la décroissance R_D est très rapide.

On remarque que la résistance devient positive pour des tensions incidentes suffisamment importantes. Cet effet peut s'expliquer en faisant intervenir le courant de saturation, mais d'autres phénomènes peuvent devenir prépondérants (conversion de fréquence ...).

IV.2.4. Influence de la température

Nous avons vu précédemment (IV.1.3.) que le courant d'avalanche était fonction de la température de la jonction. En général (quand la température de fonctionnement est suffisamment importante) le courant I_x augmente avec la température, la résistance R_D (proportionnelle à I_0/I_x) diminue.

C'est effectivement ce que nous avons constaté en décrivant des courbes d'impédance fonction du courant de polarisation pour différentes températures du boîtier.

IV.3. ETUDE DE L'INDUCTANCE

IV.3.1. Etude de l'inductance loin de la fréquence d'avalanche

Les expressions théoriques obtenues (28) montre que dans le cas où le courant de polarisation I_0 traversant la jonction est très faible. La réactance présentée par la diode en avalanche est très voisine de celle présentée quand il n'y a pas d'avalanche.

Nous rappelons le schéma simplifié de la diode figure 51 ($\delta < W$, angle de transit faible) où :

$$L = \frac{I_x}{I_0} \frac{1}{C \omega^2} \quad (54)$$

Le courant I_x est le courant de résonance correspondant à la pulsation ω . On peut l'évaluer en première approximation selon la relation 16' :

$$I_x = \frac{S \omega^2 \epsilon}{2 \alpha'} \frac{1}{v} \quad (55)$$

En reportant la valeur de I_x dans 54 nous obtenons :

$$L = \frac{1}{I_0} \frac{\tau}{2 \alpha'} \quad (55)$$

Si I_0 est très petit on voit que la self est très grande. Seule la capacité de la jonction intervient dans le calcul de l'inductance présentée par la jonction. Ce résultat nous avons pu le constater pour la plupart des échantillons mesurés. Nous donnons le tableau de la capacité mesurée en absence d'avalanche (tension $V_Z - \epsilon$) et la capacité mesurée pour un courant d'avalanche de l'ordre du milliampère.

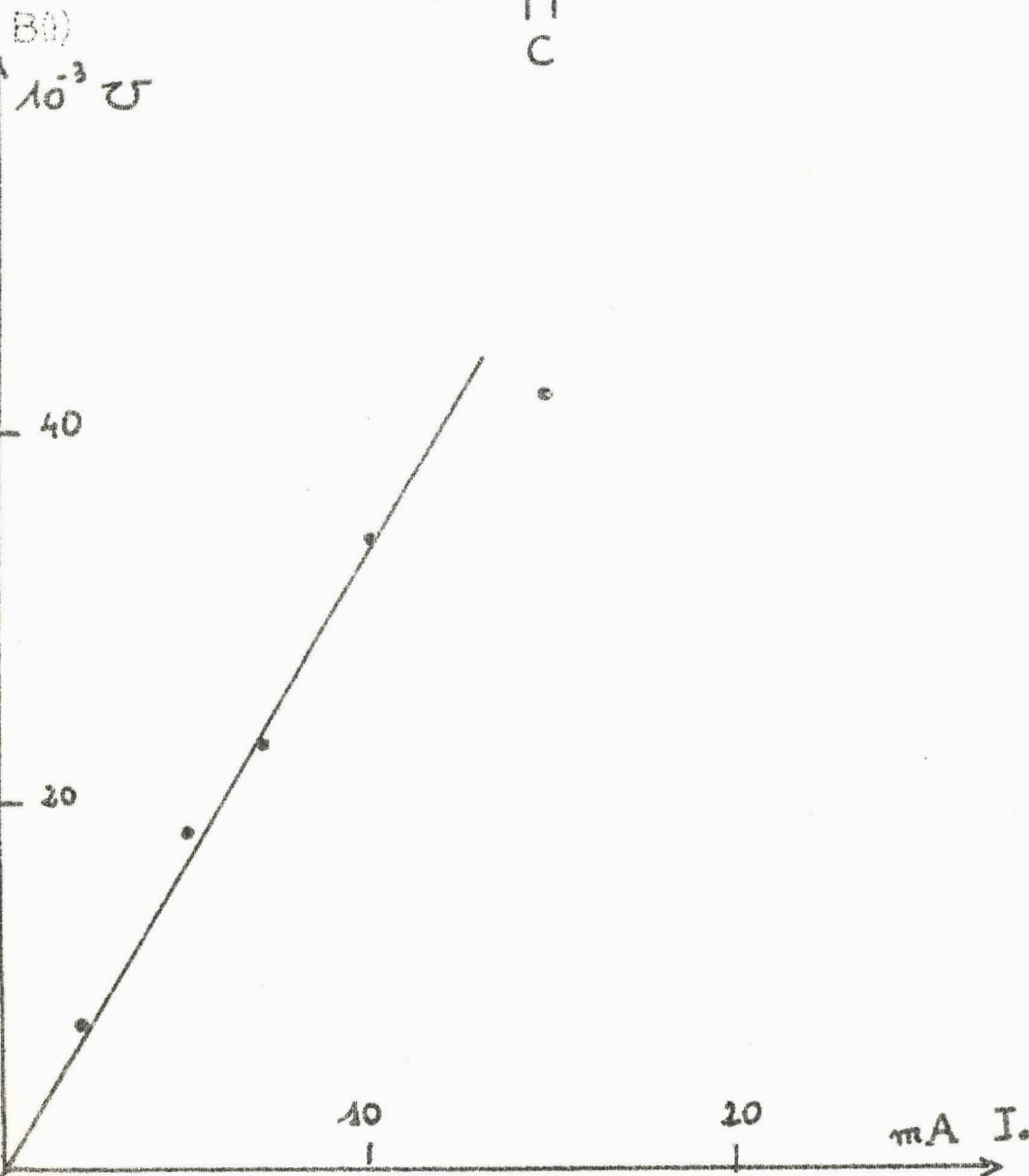
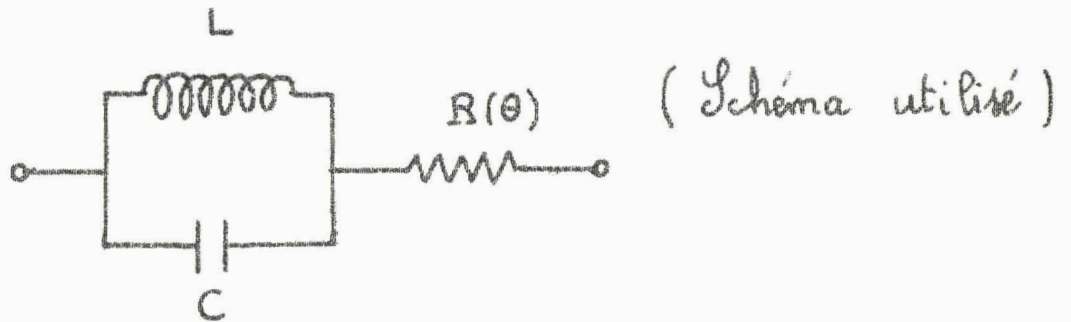
Diodes	$C(V_Z - \epsilon)$	$C(I_0)$
E ₃ (Read)	0,47 pf	0,42 pf (2 mA)
AB ₄ (Misawa)	0,31 pf	0,30 pf (1 mA)

Lorsque le courant augmente, l'influence de la self se fait de plus en plus sentir et la valeur apparente de la capacité diminue. Un calcul simple permet, connaissant la capacité de la jonction, de déterminer la self présentée par le semi-conducteur en avalanche.

Théoriquement L doit être proportionnel à $1/I_0$. Nous avons tracé figure 51 la valeur expérimentale $B(I) = \frac{1}{L\omega}$ fonction du courant de polarisation. On voit que la proportionnalité n'est cependant pas rigoureuse car pour les faibles courants la surface effectivement en avalanche peut varier avec I_0 .

SUCEPTANCE DE LA ZONE EN AVALANCHE FONCTION DU COURANT DE POLARISATION.

FIGURE 51.



IV.3.2. Etude de la réactance près de la fréquence d'avalanche

Théoriquement le comportement de X_D , près de ω_g dépend énormément de la structure étudiée (valeur de δ/W). Nous avons donc envisagé deux structures différentes. Les résultats obtenus expérimentalement sont représentés figures 37 et 38 afin de permettre une comparaison qualitative avec les résultats théoriques représentés figure 17.

o - o - o - o - o

C O N C L U S I O N

Au cours de ce travail, il nous a été possible de caractériser le comportement en hyperfréquence de jonctions semi-conductrices placées en régime avalanche. La méthode analytique choisie pour calculer l'impédance de la jonction a favorisé la compréhension des phénomènes physiques mis en jeu et a facilité l'interprétation des résultats expérimentaux obtenus. Ainsi nous avons pu élaborer un circuit équivalent à la diode dont les éléments sont définis par des relations explicites entre les paramètres caractéristiques du matériau semi-conducteur, la géométrie de la jonction et le courant de polarisation. Les expressions obtenues ont été établies dans les conditions les plus générales possibles.

L'étude expérimentale a nécessité la réalisation de montages particuliers pour la détermination des propriétés hyperfréquences. Les éléments de l'encapsulation ont été mesurés à l'aide de techniques classiques ; cependant un soin particulier a dû être apporté dans nos mesures en raison de la multiplicité des éléments mis en jeu. La concordance entre les prévisions de la théorie et les comportements effectivement observés est bonne, et le travail effectué permet le calcul avec une bonne précision du circuit équivalent à la diode. L'intérêt de la recherche d'un tel circuit pour la mise en oeuvre du composant est suffisamment évident pour qu'il ne soit pas nécessaire d'insister sur ce point.

Notre étude permet d'envisager des développements intéressants. Ainsi à partir de la mesure des variations de l'impédance du semi-conducteur en fonction de la température, on peut espérer étudier l'influence de ce paramètre sur les processus fondamentaux de l'ionisation. Par ailleurs, notre travail porte surtout sur la détermination de l'impédance en régime linéaire (petits signaux), il semble intéressant d'étendre nos investigations pour des signaux hyperfréquences beaucoup plus intenses et ainsi d'obtenir des renseignements sur les nouveaux modes d'oscillations mis en évidence récemment.

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

- (1) READ W.T., A proposed high frequency negative resistance diode
Bell. Syst. Tech. J. 37, p.401-406, 1958
- (2) JOHNSTON R.L., A silicon diode microwave oscillators
Bell. Syst. Tech. J. 44, 1965, p. 369-372
- (3) TAGER A.S., HEL'NIKOV A.I., KOBEL'KOV G.P., TSEBIEV A.H., Brevet Russe
185, 965, 1965
- (4) HAUTDUCOEUR A., Communication Soc. de Phys. déc. 1965
- (5) CONSTANT E., SEMICHON A., Diodes semi-conductrices en régime d'avalanche.
Applications aux hyperfréquences.
Onde Electrique Vol. 48, n° 496-497, Juill. 1968, p. 703-721
- (6) CONSTANT E., GABILLARD R., Sur la réalisation d'un oscillateur pulsé à
l'état solide dans la bande 2 mm
C.R. Acad. Sci. 262, 1966, p. 664-666
- (7) CONSTANT E., GABILLARD R., Amplification hyperfréquence à partir de diodes
au silicium polarisées en zone avalanche.
C.R. Acad. Sciences 263, 1966, p. 13-15
- (8) ALLAMANDO E., Thèse 3ème cycle, Lille, Octobre 1968
- (9) KRAMER B., Thèse Ingénieur Docteur, Lille Octobre 1968
- (10) WOLFF P.A., Phys. Rev. 1954, 95, p. 1415
- (11) SHOCKLEY W., Sol. State Elect. 1961, 2, p. 35

- (12) BARAFF G.A., Phys. Rev. 1962, 128, p. 2507
- (13) PAUQUET J., Mémoire C.N.A.M., Lille Juillet 1968
- (14) TAGER A.S., Sov., Phys. Sol. St. 6, p. 1913
- (15) TAGER A.S., The avalanche transit Diode and its uses in microwave
Soviet Physic Uspekki, vol. 9, n° 6, Mai Juin 1967, p. 892-912
- (16) DUH C.Y., Electron Drift velocity in avalanching silicon diodes
1967, ED 14, 1, p. 47-49
- (17) MISAWA T., Negative resistance in P.N. junction Under avalanche Breakdown
condition.
I.E.E.E. Trans. on Elec. Dev. Vol. ED 13, n° 1, Janv. 1966, p.137-151
- (18) MISAWA T., Microwave Si avalanche diode with Nearly - Abrupt - Type junction
I.E.E.E. Trans. on Elect. Dev. Vol. ED 14, n° 9, Sept. 1967, p.580-584
- (19) GILDEN M., HINES M.E., Electronic Tuning Effect in the Read Microwave Diode
I.E.E.E. Trans. on Elect. Dev. Vol. ED 13, Janv. 1966, p. 169-175
- (20) FISHER T.S., Small Signal impedance of avalanching junction with unequal
Electron and hole ionization rates and drift velocities.
I.E.E.E. Trans. on Elect. Dev. Vol. ED 14, n° 6, Juin 1967, p. 313-322
- (21) KAPLAN, Advanced calculus 2 nd. ed. Read . Mass
Addison Wesley - August 1953, pp. 468-472
- (22) GUMMEL K., BLUE J.L., A small signal theorie of avalanche noise in
I.M.P.A.T.T. Diode.
I.E.E.E. Trans. Elect. Dev., ED 14, n° 9, Sept. 1967, p. 569-580

- (23) EMMONS R.B., LUCCVSKY, The frequency reponse of avalanching photo-diodes
I.E.E.E. Trans. Elec. Dev., Vol. ED 13, Mars 1966, p. 297-305
- (24) VAESKEN G., D.E.A. Electronique, Lille, Juin 1968
- (25) LOUDART M., Mémoire C.N.A.M. Lille (A paraître)
- (26) LEE C.A., Ionization rates of holes and electrons in silicon
Phys. Rev. 134, May 1964, p. A 761 - A 773
- (27) MARTINACHE J.M., D.E.A. Electronique, Lille Juin 1968
- (28) SUIRE J. Mesures de diodes varactors
Thèse Orsay, Octobre 1966
- (29) HENRY R., Mesures effectuées sur les varactors, Revue Tech. C.F.T.H.
Déc. 1966, n° 43 bis, p. 7-29
- (30) TOKER C., HYDE F.J., The serie resistance of varactor diodes
The radio and Elect. Eng. Sept. 1966, p. 165-168
- (31) DEROY H., VASSEUR J.P., Mesure de diodes paramètriques
Ann. de Rad. T. XVII, n° 69, Juillet 1962, p. 211-222
- (32) LAWRENCE E.D., Spreading resistance as a function of frequency
I.E.E.E. Trans. on Microwave Theo. and Techn. Vol. MTT 15, n° 2
Fev. 1967, p. 101-109
- (33) VANDER-VORST A., Basic varactor diode parameters and then measurement
Revue H.F. (tydschrift) VII.2, 1967, p. 33-43
- (34) THOMPSON Ph. D., Microwave absorption and series resistance of silicon-mesa
parametric amplifier diodes
P.I.E.E., vol. 112, n° 11, Nov. 1965, p. 2013-2018

- (35) MOLL Physic of semi-conductor
New-York 1964, p. 212-228
- (36) CONSTANT E., VAESKEN G., MARTINACHE J.M., Rapport I.R.E.L., Mars 1968
- (37) DUH and MOLL, Electron velocity in avalanching silicon diodes
I.E.E. Trans. n° 4, Janv. 1967
- (38) CROWELL and SZE, Temperature dependance of avalanche multiplication in
semi-conductors
Appl. Phys. Letter 9, n° 6, p. 242, 1966

