N° d'ordre 98

THÈSE

présentée à la

FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE LILLE

pour obtenir le titre de
DOCTEUR-INGÉNIEUR

par

Jean-Marc MARTINACHE

Ingénieur I. S. E. N.
LICENCIÈ ES SCIENCES

★

Etude théorique et expérimentale de l'avalanche dans une barrière métal-semiconducteur

Soutenue le Décembre 1969, devant la COMMISSION D'EXAMEN

MM.	GABILLARD	**Président**
	CONSTANT	**Rapporteur**
	SALMER	**Examinateur**
	RACZY	**Examinateur**
	SEMICHON	**Invité**

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

ASSESSEURS :

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 t 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
Mlle	LENOBLE	Physique
MM.	LIEBAERT	Electronique, Electrotechnique et Automatique, génie Electrique
	LINDER	Biologie Végétale
	LUCQUIN	Chimie
	MARION	Chimie
	MARTINOT LAGARDE	Mathématiques Appliquées
Mlle	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
TRIBOT	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 MARRE	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 Centre de Recherche sur les Propriétés Hyperfréquences des Semiconducteurs et des Milieux Condensés de la Faculté des Sciences de LILLE, en collaboration étroite avec le Laboratoire d'Electronique et de Physique Appliquée.

Je remercie vivement Monsieur le Professeur CONSTANT, et Monsieur SEMICHON, ingénieur au Laboratoire d'Electronique et de Physique Appliquée, pour m'avoir proposé ce sujet de recherche et m'avoir guidé et conseillé au cours des différentes étapes de cette étude.

J'exprime toute ma gratitude à Monsieur le Professeur GABILLARD qui me fait l'honneur de juger ce travail et de présider mon jury.

Messieurs les Professeurs RACZY et SALMER ont suivi mon travail avec intérêt. Ils ont bien voulu participer à mon jury et je leur en suis reconnaissant.

Ce travail a bénéficié du soutient de la D.G.R.S.T. et je remercie les directeurs de cet organisme qui ont rendu possible notre étude.

Une grande partie des mesures a été réalisée à partir de composants mis à notre disposition par le laboratoire d'Electronique et de Physique Appliquée Nous en remercions plus spécialement J. MICHEL qui a dirigé la fabrication de ces échantillons.

Nous remercions également Monsieur D. de NOBEL et ses collaborateurs des Laboratoires de Recherche Philips (Eindhoven, Pays Bas) pour les échantillons qu'ils nous ont fournis et qui ont permis une étude comparative intéressante.

J'ai bénéficié de l'aide de l'équipe Hyperfréquence et Semiconducteur, j'exprime en particulier ma reconnaissance à A. VANOVERSCHELDE et E. PLAYEZ pour leur participation à ce travail.

Enfin, je tiens à remercier tout le personnel administratif et technique du Laboratoire pour leur collaboration amicale et efficace.

N O T A T I O N S

A constante de Richardson ($A/cm^2\ {}^oK^2$)

k constante de Boltzmann

n "paramètre" sans dimension

m^* masse effective des porteurs

Nd densité d'atomes donneurs

e charge de l'électron (valeur absolue)

T température

ε_o permittivité du vide

ε permittivité du semiconducteur

W_o largeur de la zone désertée en présence d'états de surface

W largeur de la zone désertée

δ largeur de la zone d'avalanche

S surface de la jonction

Energies

E_F Energie correspondant au niveau de Fermi

E_c Energie correspondant au bas de la bande de conduction

E_v Energie correspondant au haut de la bande de valence

$$\left.\begin{array}{l}\phi_n = E_c - E_F \\ \phi_p = E_F - E_v\end{array}\right\}\text{ Différences d'énergie en volume}$$

$$\left.\begin{array}{l}\phi_{ns} \\ \phi_{ps}\end{array}\right\}\text{ Différences d'énergie en surface}$$

ϕ_m Travail de sortie d'un métal

V_ϕ potentiel d'extraction d'un métal

χ Affinité électronique d'un semiconducteur

ϕ_o Hauteur de barrière

$\Delta\phi_1$ Diminution de hauteur de barrière due à l'effet Schottky

$\Delta\phi_2$ Diminution de hauteur de barrière due à l'effet Tunnel

$\Delta\phi$ Diminution totale de hauteur de barrière

$\phi = \phi_o - \Delta\phi$ Hauteur effective de la barrière

V Différence de potentiel appliquée aux bornes de la jonction (comptée positivement en polarisation inverse).

V_D Potentiel de diffusion

Courants

I_f Courant direct

I_R Courant inverse

I_{so} Courant de saturation idéal

I_s Courant de saturation effectif

I_{ca} Courant de conduction dans la zone d'avalanche

i_{ca} Composante alternative du courant de conduction dans la zone d'avalanche

i_{da} Courant de déplacement dans la zone d'avalanche

i_{ct} Composante alternative du courant de conduction dans la zone de transit

i_{dt} Courant de déplacement dans la zone de transit

I_x Courant d'avalanche

I_{st} Courant de seuil

i_1 Courant hyperfréquence dans la diode.

Tensions, champs électriques

E_s Champ électrique à la surface du semiconducteur

E_δ Champ électrique total dans la zone d'avalanche

e_δ Champ électrique alternatif dans la zone d'avalanche

U_a Tension d'avalanche

u_δ tension alternative aux bornes de la zone d'avalanche.

Résistances

R_c Résistance de charge d'espace

R_s Résistance série (en polarisation directe)

r_s Résistance série (en polarisation inverse)

R_{th} Résistance thermique

R_T Résistance due aux effets thermiques

R_D Résistance différentielle de la diode

R_d Résistance dynamique en polarisation inverse

R_δ Résistance dynamique de la zone d'avalanche

R_t Résistance dyanmique de la zone de transit

R_p Résistance de charge ramenée dans le plan de la diode

R_{HF} Résistance due aux pertes du circuit.

Impédances

Z_D Impédance totale de la jonction

Z_δ Impédance dynamique de la zone d'avalanche

Z_t Impédance dynamique de la zone de transit

X_D Réactance de la jonction

X_p Réactance du circuit associé

L_s Self induction de la diode

L_δ Self induction de la zone d'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 boitier de la diode.

Divers

α_n, α_p Taux d'ionisation des électrons et des trous

v_n, v_p Vitesse limite des électrons et des trous

μ_n, μ_p Mobilité des électrons et des trous

$f_a = \frac{\omega_a}{2\pi}$ fréquence d'avalanche

f_c Fréquence de coupure d'une diode

T_j Température de la jonction

T_B Température du boitier

T_A Température ambiante

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

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

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

$\tau\delta$ Temps de transit dans la zone d'avalanche

$G(x,t)$ taux de génération des porteurs

$\sqrt{u^2}$ tension de bruit de la diode en circuit ouvert

$\sqrt{i^2}$ courant de bruit délivré par la diode

P_e Puissance émise par la diode

P_u Puissance utilisable dans le récepteur.

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

-:-:-

La possibilité de réaliser des oscillateurs hyperfréquences à l'état solide à partir de jonctions semiconductrices placées en régime d'avalanche est apparue dans la littérature en 1958 et depuis lors de nombreux travaux ont été consacrés à ce sujet. Cependant jusqu'à présent, la plupart des résultats publiés concernaient l'utilisation du phénomène d'avalanche dans une jonction.

Le but de notre travail est d'étudier dans quelle mesure il est possible d'une part d'obtenir l'avalanche dans une barrière métal semiconducteur en vue de réaliser un oscillateur hyperfréquence et d'autre part d'étudier les avantages que pourraient présenter l'utilisation d'une barrière métal semiconducteur par rapport à une jonction classique.

L'étude générale des barrières métal semiconducteur est sensiblement plus complexe que celle des jonctions PN, essentiellement à cause de la présence d'un interface dont les caractéristiques sont souvent très mal connues. De nombreuses études ont été consacrées à la formation et au comportement en polarisation directe de ces structures [1, 2]. Par contre, les recherches relatives à leur comportement en polarisation inverse sont très récentes et généralement limitées à des champs électriques de faible amplitude.

Nous nous intéressons ici plus particulièrement aux champs électriques élevés et au régime d'avalanche et nous nous proposons d'étudier dans quelle mesure les théories élaborées pour les jonctions PN en régime d'avalanche peuvent être adaptées au cas des barrières métal semiconducteur.

Dans une première partie, nous nous limiterons aux propriétés basses fréquences et exposerons comment on peut arriver à connaitre tant du point de vue théorique qu'expérimental les caractéristiques d'une barrière métal semiconducteur. Nous étudierons les différentes structures à barrière métal semiconducteur dont nous avons pu disposer et chercherons si nous pouvons les utiliser en régime d'avalanche.

Dans une deuxième partie, nous nous intéresserons plus particulièrement aux propriétés hyperfréquences de ces barrières : nous calculerons et déterminerons expérimentalement les impédances en régime linéaire et non linéaire et le bruit présentés par ces structures.

Enfin, dans la dernière partie, nous discuterons les résultats obtenus et en déduirons dans quelle mesure l'utilisation en régime d'avalanche d'une barrière métal semiconducteur peut être préférable à celle d'une jonction PN pour la production de microondes.

/ C H A P I T R E I /

ETUDE DES PROPRIETES ELECTRIQUES STATIQUES ET BASSE FREQUENCE D'UNE STRUCTURE METAL - SEMICONDUCTEUR.

.../...

/ CHAPITRE I /

ETUDE DES PROPRIETES ELECTRIQUES STATIQUES ET BASSE FREQUENCE D'UNE STRUCTURE METAL - SEMICONDUCTEUR.

INTRODUCTION

Nous nous proposons ici d'étudier le comportement en inverse et plus particulièrement en avalanche d'une barrière métal semiconducteur. Dans ces conditions, nous ne ferons que rappeler les mécanismes essentiels régissant la formation de ces barrières et nous insisterons surtout sur les phénomènes qui interviennent en polarisation inverse. Il est en effet essentiel de savoir si le champ nécessaire pour établir l'avalanche dans un semiconducteur n'entraine pas l'existence d'un courant inverse prohibitif.

Nous exposerons ensuite brièvement comment ont été élaborées les structures étudiées et quelles sont les mesures qui permettent de préciser leurs propriétés électriques basse fréquence.

I.1. ETUDE THEORIQUE DES BARRIERES METAL SEMICONDUCTEUR

I.1.1. Formation d'une barrière

I.1.1.1. Relations énergétiques à la surface libre d'un métal

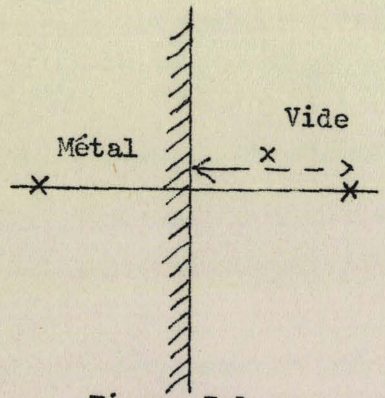


Figure I.1

Considérons une surface métallique et un électron arraché du métal. Cet électron est soumis à une force de rappel égale à la force coulombienne qui s'exerce entre l'électron et son image électrique par rapport à la surface du métal.

$$F = - \frac{1}{4 \pi \varepsilon_o} \frac{e^2}{4 x^2} = e \frac{dV}{dx}$$

d'où $$V = \int \frac{F\,dx}{e} + cste = - \frac{e}{4\pi\varepsilon_o} \frac{dx}{4x^2} + cste$$

La constante est déterminée par le fait que $V_\infty = - V_\phi$

$$V = \frac{e}{4\pi\varepsilon_o}\frac{1}{4x} - V_\phi$$

Cette expression s'annule pour $x = x_o = \frac{1}{4\pi\varepsilon_o}\frac{e}{4V_\phi}$ et tend vers ∞ si x tend vers 0. Ceci est du au caractère approximatif de la loi de Coulomb et l'équation précédente n'est valable que si x est supérieur aux distances intératomiques soit approximativement x_o. V peut encore s'écrire $V = V_\phi \left(\frac{x_o - x}{x}\right)$

En présence d'un champ électrique extracteur (dirigé vers le métal) le potentiel va diminuer et passer par un maximum inférieur à V_ϕ

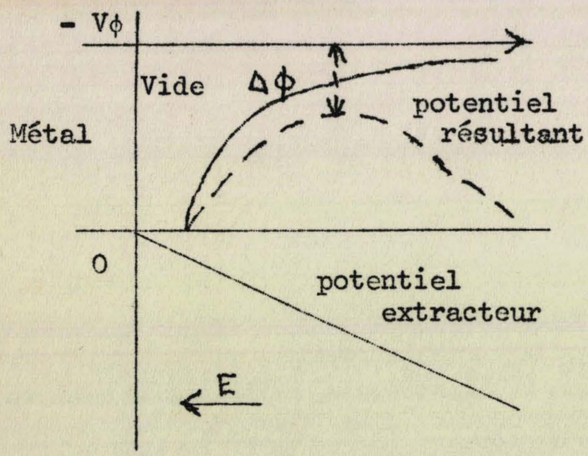


Figure I.2

En effet, dans ce cas

$$V = V_\phi \left(\frac{x_o - x}{x}\right) - Ex$$

Le maximum est obtenu pour

$\frac{dV}{dx} = 0$ soit pour

$$x = x_m = \sqrt{\frac{x_o V}{- E}}$$

En calculant $V(x_m)$ on déduit alors $\Delta\phi$,

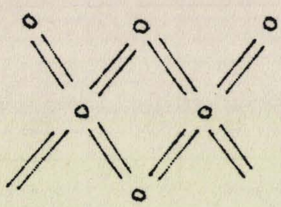
$$\Delta\phi = e\sqrt{\frac{- e E}{4\pi\varepsilon_o}}$$

Cette diminution de hauteur de barrière est généralement appelée effet Schottky.

I.1.1.2. Relations énergétiques au voisinage d'un semiconducteur

Nous ne considérerons ici que le cas d'un semiconducteur de type N ce qui correspond au fait qu'avec les semiconducteurs usuels (et en particulier le silicium) les barrières les plus élevées sont obtenues sur des matériaux de type N.

La surface d'un semiconducteur n'est pas généralement connue avec précision mais il est certain que les propriétés électriques du cristal sont assez différentes à son voisinage de ce quelles sont dans le volume. En effet il est probable qu'il y a en surface une modification du pas de réseau donnant lieu à une modification de la structure de bande. De plus la surface peut être affectée par la présence de dislocations et d'impuretés adsorbées qui donnent lieu à des phénomènes analogues à ceux qu'entrainent les donneurs et accepteurs dans le semiconducteur.



En outre, les atomes situés à la surface possèdent un électron qui n'est lié par aucune liaison de covalence avec le réseau cristallin [3].

Nous admettrons donc l'existence des états de surface et nous supposerons qu'ils soient tels que la surface prenne une charge négative.

Par ailleurs, nous pouvons définir un semiconducteur par plusieurs grandeurs caractéristiques qui sont :

- son affinité électronique χ , énergie nécessaire pour libérer un électron situé au bas de la bande de conduction,

- ϕ_n et ϕ_p différences énergétiques entre le niveau de Fermi et respectivement le bas de la bande de conduction et le haut de la bande de valence,

- ϕ_{ns} et ϕ_{ps} grandeurs définies de la même manière que ϕ_n et ϕ_p mais valables en surface.

Dans le semiconducteur apparait alors une charge d'espace positive numériquement égale et due essentiellement aux donneurs ionisés. Cette charge est supposée uniformément répartie sur une épaisseur W appelée épaisseur de la barrière suivant le schéma de la figure I.3. En conséquence, la distribution de potentiel se modifie et donne lieu à une barrière de hauteur V_D (figure I.3)

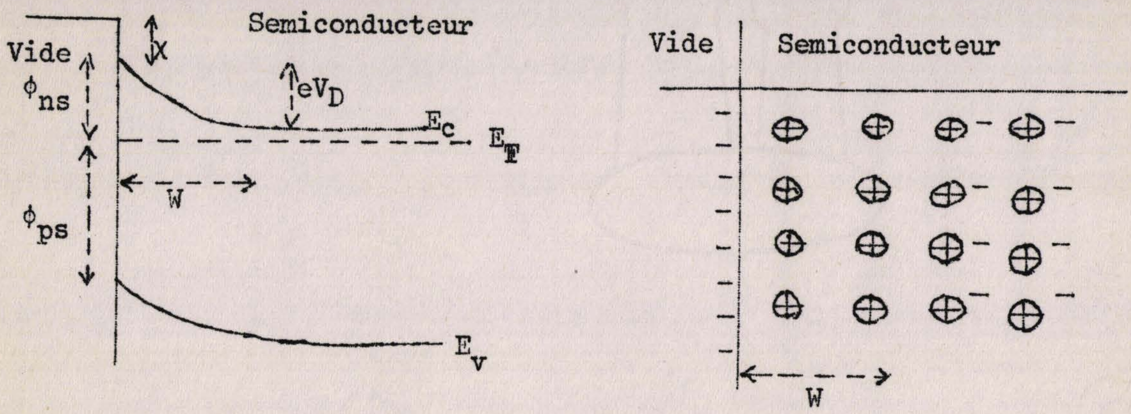


Figure I.3

La charge d'espace provient de 2 causes :

- Les atomes donneurs dans la barrière sont complètement ionisés mais contrairement à ceux du volume du semiconducteur leur charge positive n'est pas compensée par la présence d'électrons.

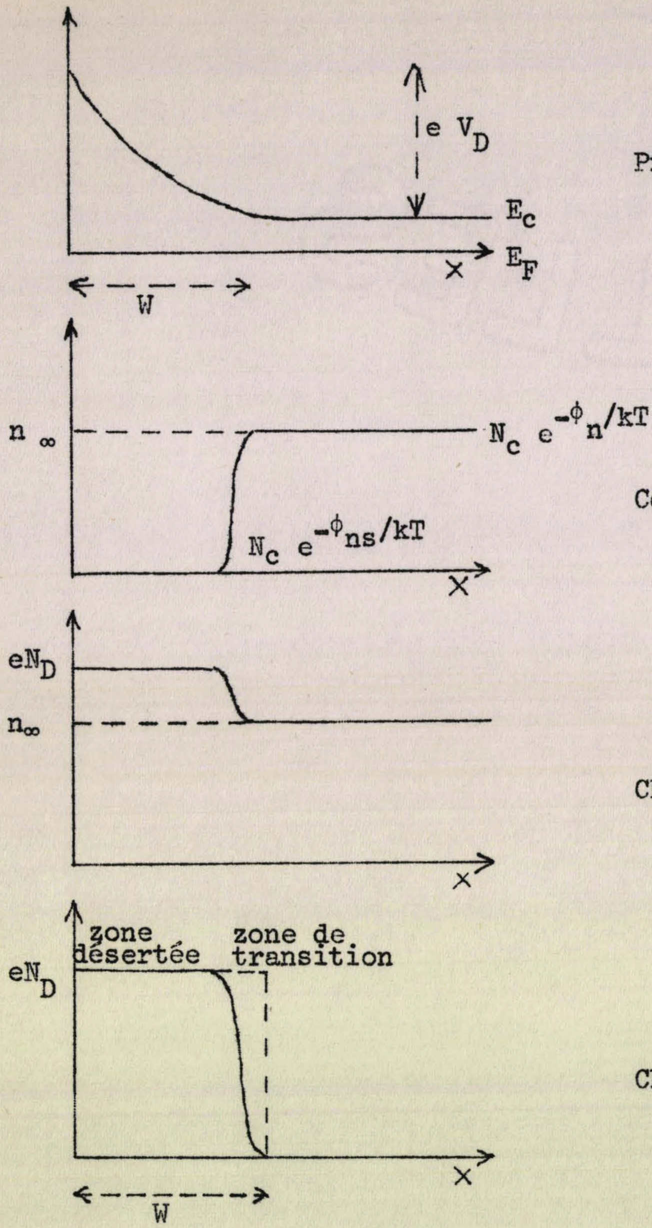
- La concentration en électrons dépend de leur énergie et diminue rapidement lorsque cette énergie augmente, ce qui confirme le fait qu'il n'y ait pas d'électron dans la barrière sauf au voisinage de x = W.

La concentration des trous au voisinage de la surface est :

$$n_p = N_c \, e^{-\phi_{ps}/kT}$$

ce qui permet de négliger les porteurs minoritaires lorsque ϕ_{ps} est grand vis à vis de kT.

Nous représentons le potentiel et la répartition des charges dans la barrière dans les diagrammes suivants (fig. I.4).



Profil énergétique de la barrière

Concentration électronique

Charge d'espace positive

Charge d'espace totale

Figure I.4.

Nous avons supposé la barrière constituée d'une zone unique d'épaisseur W. On voit en fait sur la figure I.4. qu'il y a dans la zone de charge d'espace deux régions : une zone désertée et une zone de transition. On peut négliger généralement la zone de transition dont l'épaisseur est faible par rapport à W. En supposant également qu'il n'y ait pas de couche d'inversion, c'est à dire que $\phi_{ns} > \phi_{ns}$ (concentration superficielle en électrons supérieure à la concentration en trous), nous pouvons calculer la relation entre la hauteur et la largeur de la barrière.

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = - \rho/\varepsilon \qquad \text{avec } \rho = e\, N_d \quad \text{pour } 0 < x < W_o$$

$$\rho = 0 \quad \text{pour } x > W_o$$

En intégrant :

$$\frac{\partial V}{\partial x} = - \frac{e\, N_d}{\varepsilon}\, x + \text{cste} \qquad \text{et} \qquad \frac{\partial V}{\partial x} = 0 \qquad \text{si } x = W$$

$$\frac{\partial V}{\partial x} = \frac{e\, Nd}{\varepsilon}\,(W - x)$$

d'où $V = \dfrac{e\, N_d}{\varepsilon}\left(W x - \dfrac{x^2}{2}\right) - \dfrac{\phi_{ns}}{e}$

En outre : $V(o) = - \dfrac{\phi_{ns}}{e}$ $\qquad V(W) = - \dfrac{\phi_n}{e}$

donc $\left|V_D\right| = V(o) - V(W) = \dfrac{e\, N_d\, W^2}{2\, \varepsilon} = V_D$

Remarque : Si $e\, V_D/kT$ est petit ou si la barrière est épaisse, on ne peut plus négliger la charge d'espace dans la région de transition. Il faut alors repartir de l'équation de Poisson avec :

$$\rho = e\, N_d \left(1 - e^{\frac{\phi_n + eV(x)}{kT}}\right)$$

et utiliser des méthodes approchées pour résoudre [27].

I.1.1.3. Relations énergétiques au contact métal semiconducteur

I.1.1.3.1. Différents types de contacts

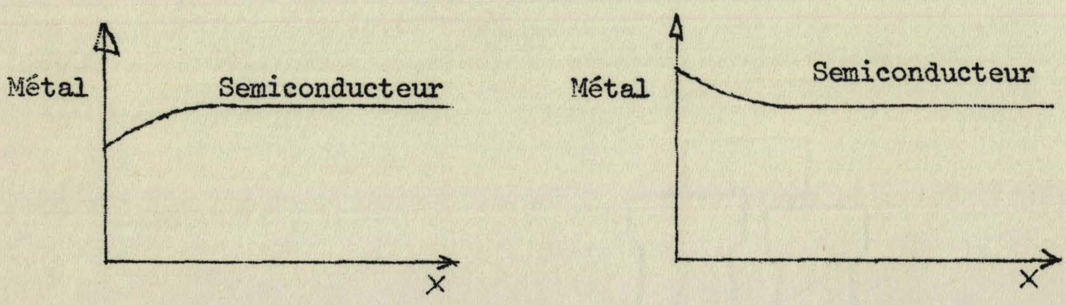
Si on approche une surface métallique de la surface d'un semiconducteur, il s'établit dans leur intervalle un champ électrique du à la différence des travaux de sortie et ce champ augmente lorsque les deux surfaces se rapprochent.

Dans le semiconducteur, la densité électronique proche de la surface sera régie essentiellement par le théorème de Gauss donc dépendra du champ électrique en surface tandis que la densité dans le volume sera fixée par la concentration en impuretés (ou dopage).

Ces deux quantités étant indépendantes, deux cas peuvent se présenter lorsqu'on met en contact un métal et un semiconducteur tels que le travail de sortie du métal soit supérieur à l'affinité électronique du semiconducteur :

- si dans le semiconducteur la densité en porteurs libres au voisinage de la surface est plus grande que la densité dans le volume, la résistivité diminue en surface, mais cette variation est sans influence car elle reste masquée par la résistivité du reste du matériau. Il n'y a généralement pas d'effet redresseur.

- si la densité en surface est plus faible que dans le volume, la zone superficielle est plus résistante et il y a formation d'une barrière de potentiel. Le contact est redresseur.



Contact redresseur

Contact ohmique

Figure I.5

Densité électronique dans le semiconducteur.

La charge d'espace dans le semiconducteur peut alors provenir de deux phénomènes :

- soit les impuretés ionisées, similairement à une jonction PN
- soit les états de surface dus à la terminaison du réseau cristallin.

Nous distinguerons donc deux catégories de barrières suivant le phénomène prédominant, et dans une première étape, nous négligerons l'influence de l'effet de force image ce qui revient à considérer la barrière de potentiel au voisinage d'un cristal comme une barrière abrupte.

I.1.1.3.2. Barrière avec états de surface négligeables

La charge induite dans le semiconducteur augmente lorsque la distance métal semiconducteur diminue. A la limite, toute la chute de potentiel se produit dans le semiconducteur.

Quand l'équilibre thermodynamique est établi (figure I.6.b) le niveau de Fermi du métal coincide avec celui du semiconducteur. Il se crée un potentiel de contact $\phi_m - (\chi + \phi_n)$. Sous l'influence de celui-ci, la surface du métal prend une charge négative Q_{ms} et il apparait dans le semiconducteur au voisinage de la surface une charge égale et opposée constituée par les atomes donneurs ionisés et ceci entraine une courbure de la structure de bande. Si la distance métal semiconducteur diminue, la charge superficielle croît, de même que l'épaisseur W de la zone désertée dans le semiconducteur. L'ensemble est analogue à un condensateur où l'intervalle métal semiconducteur joue le role d'un diélectrique et où le semiconducteur se comporte partiellement comme un diélectrique et partiellement comme une électrode car la charge n'est pas répartie en surface mais en profondeur.

Quand l'intervalle métal semiconducteur est suffisamment faible, il devient transparent aux électrons (figures 6 c et 6 d), et ϕ_{ns} vaut alors $\phi_{ns} = \phi_m - \chi$.

La hauteur de barrière dépend bien du travail de sortie du métal donc de la nature de celui-ci mais ce raisonnement n'est valable que si $\phi_n < \phi_m - \chi$.

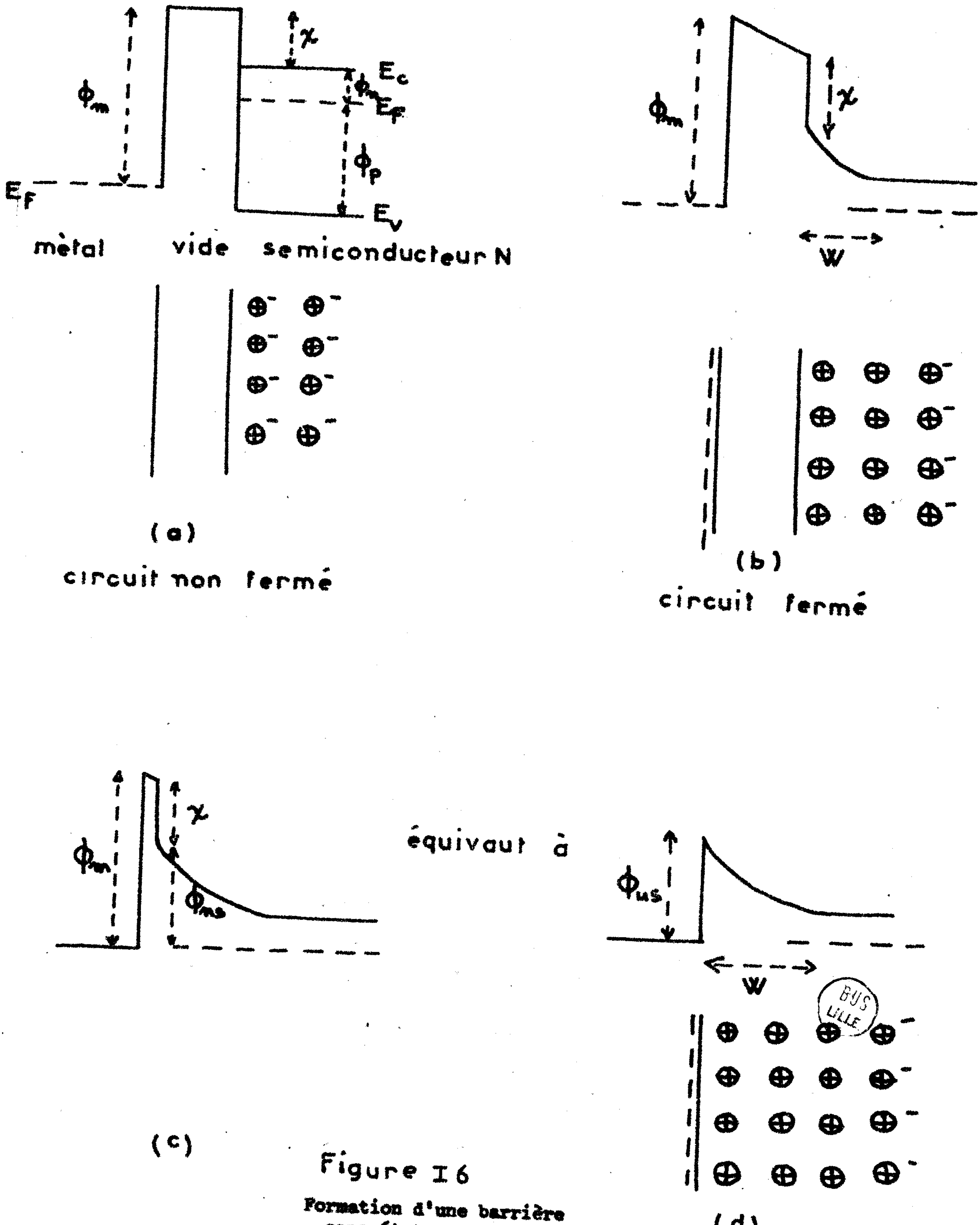


Figure I 6

Formation d'une barrière sans états de surface

Dans le cas contraire, $\phi_m - \chi < \phi_n$, et la concentration en électrons de conduction est alors plus grande au voisinage de la surface que dans le volume du semiconducteur, il n'y a plus de barrière de potentiel et on se trouve en présence d'un contact ohmique.

I.1.1.3.3. Relations en présence d'états de surface

Il existe déjà une barrière de potentiel avant la mise en contact. Lorsqu'on referme le circuit les niveaux de Fermi s'alignent et le potentiel de contact s'établit. Lorsque la distance métal semiconducteur diminue, la charge superficielle du métal croît mais la charge d'espace du semiconducteur demeure inchangée tant que la charge superficielle peut suivre les variations de la charge du métal. Cette charge superficielle sera positive et fournie par les états de surface initialement chargés qui auront perdu leurs électrons (fig. I.7).

La charge d'espace positive à l'intérieur de la barrière est compensée en partie par la faible charge négative en surface du semiconducteur et par la charge négative à la surface du métal. Si cette situation peut avoir lieu jusqu'à ce que l'espace métal-semiconducteur devienne transparent aux électrons la hauteur de la barrière sera déterminée uniquement par la barrière de surface du semiconducteur et sera indépendante du métal.

En pratique, la plupart des barrières réalisées ont un comportement intermédiaire entre les deux cas limites précédents (fig. I.7. d) dû au fait qu'il existe presque toujours des états superficiels mais que leur charge ne suffit pas à équilibrer la charge superficielle du métal. De ce fait, la hauteur et l'épaisseur de la barrière dépendant à la fois de la densité d'états de surface et du travail de sortie du métal [22].

Dans la suite de cette étude, nous raisonnerons sur une barrière de hauteur ϕ_o et de largeur W sans faire d'hypothèses supplémentaires sur l'origine de cette barrière.

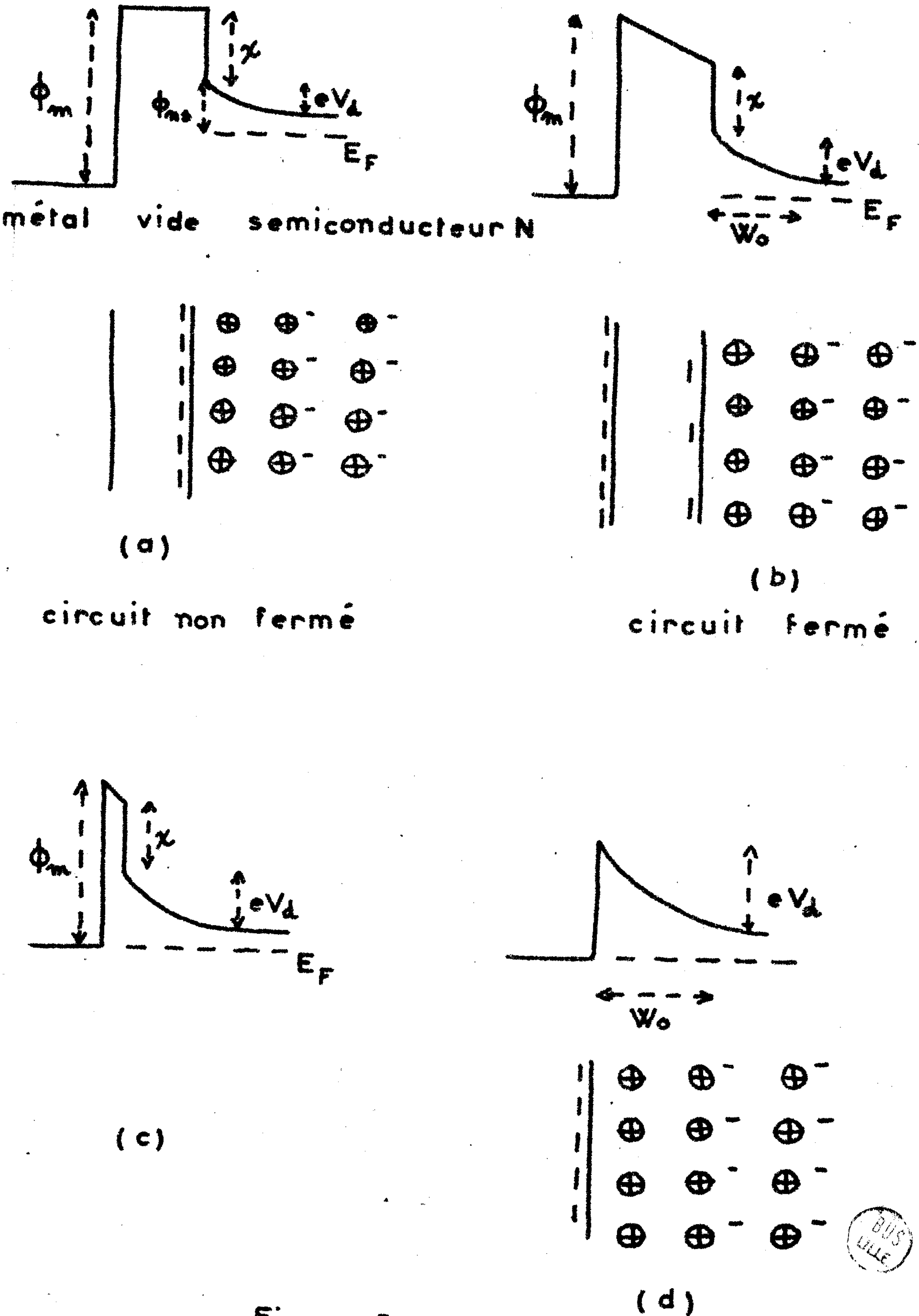


Figure I7

Formation d'une barrière en présence d'états de surface

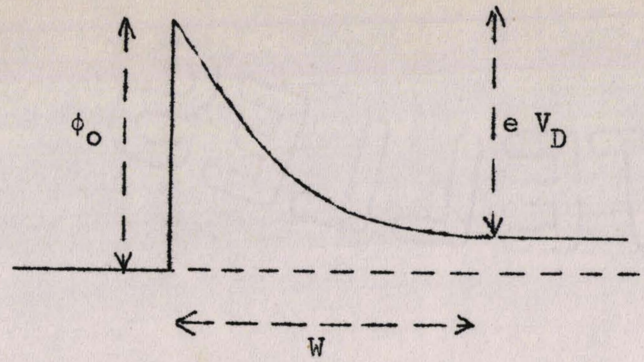


Figure I.8

I.1.1.3.4. Hauteur de la barrière

Quand on applique une tension au dispositif métal semi-conducteur, il apparait une tension V de part et d'autre de la barrière et qui correspond à la différence entre les niveaux de Fermi pour $x < 0$ et $x > W$, W désignant l'épaisseur de la barrière en présence de la tension appliquée. Nous supposerons V positif en polarisation inverse. Au dela de $x = W$, le semi-conducteur n'est pas perturbé et le niveau de Fermi y est uniquement défini. On peut alors calculer la distribution du potentiel.

$$V(x) = \frac{e N_d}{\varepsilon} \left(Wx - \frac{x^2}{2}\right) - \frac{\phi_{ns}}{e}$$

Les conditions aux limites sont telles que

en $x = W$ $\qquad V(x) = V(W) = eV - \phi_n$

$$\phi_{ns} + eV - \phi_n = e\,(V_D + V) = \frac{N_d\, e^2}{2\,\varepsilon}\, W^2$$

D'où la nouvelle relation entre la hauteur et l'épaisseur de la barrière.

$$V_D + V = \frac{e N_d}{2\varepsilon}\, W^2 \qquad (I.2)$$

L'épaisseur de la barrière est une fonction de la tension appliquée et on peut représenter schématiquement la déformation de la barrière en fonction de la tension toujours en négligeant l'effet de force image (fig. I.9).

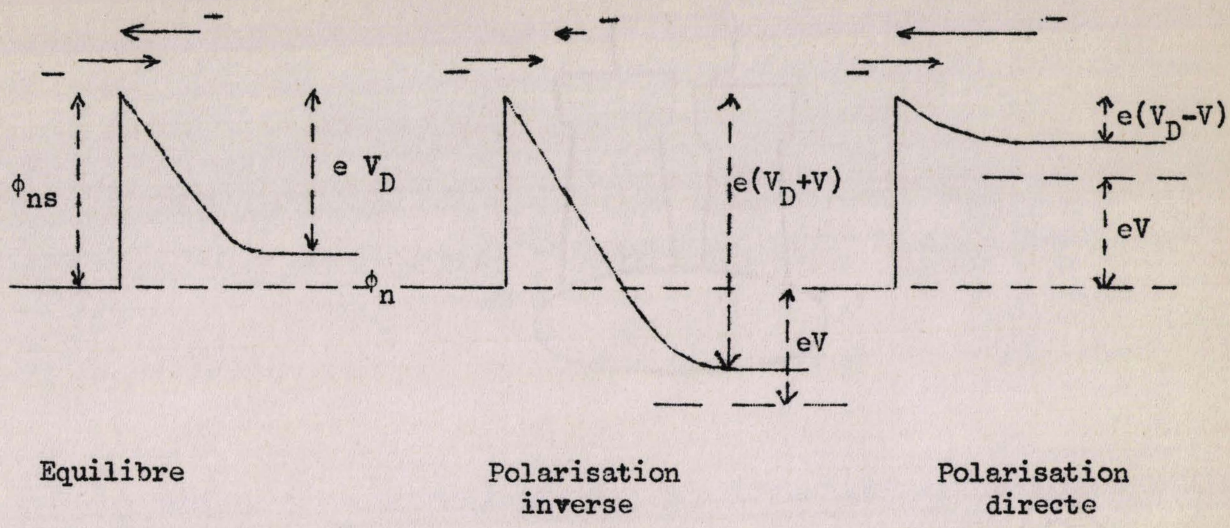


Figure I.9

I.1.2. Comportement en l'absence d'avalanche

I.1.2.1. Caractéristiques générales

Dans le cadre de nos préoccupations, nous ne détaillerons pas les théories conduisant à l'expression de la caractéristique courant tension des barrières métal semiconducteur (Henisch, Spenke). Nous remarquons cependant que l'on doit envisager plusieurs types de transports de charges suivant le dopage : la largeur de la barrière est inversement proportionnelle à la racine carrée du dopage (relation I.2) et il est alors nécessaire de distinguer :

- les barrières épaisses ($N_D < 10^{17}$ At/cm^3) où l'effet thermoionique est prédominant et qui sont décrites par la théorie de la diode et la théorie de la diffusion.

- les barrières minces ($N_D > 10^{17}$ At/cm^3) où on considère l'effet tunnel comme responsable du passage du courant.

Nous n'étudierons ici que le cas des barrières épaisses étant donné que le dopage des échantillons réalisés (1 à 5 10^{15} At/cm^3) rend l'effet tunnel secondaire).

L'émission thermoionique d'électrons au dessus d'une barrière de potentiel est semblable à l'émission d'une cathode dans le vide avec toutefois la différence que le maximum de potentiel est situé dans le semiconducteur et non dans le vide.

Le principe du redressement par une barrière de potentiel se conçoit d'après le profil de cette barrière (cf. figure I.9).

- En l'absence de tension externe, les électrons du métal sont en équilibre thermodynamique avec ceux du semiconducteur et la barrière est franchie de la même façon par ces deux types d'électrons. La probabilité de passage dépend du nombre d'électrons qui ont une énergie supérieure à ϕ_{ns} et qui se déplacent dans la bonne direction. C'est une fonction exponentielle de la hauteur de barrière.

- Si le semiconducteur est rendu positif par rapport au métal, la probabilité de transition des électrons du métal est la même ($e^{-\phi ns/kT}$) mais la probabilité de transition des électrons venant de la bande de conduction du semiconducteur est proportionnelle à $e^{-e(V_D+V)/kT}$ donc diminue rapidement lorsque V augmente et il y a passage d'un courant faible.

- inversement, si le semiconducteur est négatif par rapport au métal, la probabilité de passage d'un électron de la bande de conduction du semiconducteur vers le métal augmente, la probabilité de passage inverse étant toujours la même, il peut y avoir passage d'un courant important.

Lorsque l'épaisseur de la barrière est faible par rapport au libre parcours moyen, les collisions peuvent être négligées. Il suffit de calculer la concentration des électrons se déplaçant dans la direction correcte et ayant une énergie suffisante pour franchir la barrière de potentiel pour en déduire l'expression de la caractéristique courant tension.

$$I = A\,S\,T^2\, e^{-\frac{e\,\phi_o}{kT}} \left(e^{-\frac{eV}{kT}} - 1\right) \qquad (I.3)$$

où A représente la oonstante de Richardson, S la surface de la diode, k la constante de Boltzman et T la température, ϕ_o la hauteur de barrière est

supposée indépendante de T, ce qui vraisemblable si celle-ci est déterminée essentiellement par la nature du métal et du semiconducteur et non par les états de surface. Notons également que cette équation entraine l'existence d'un courant de saturation $I_{so} = A\ S\ T^2\ e^{-e\phi_o/kT}$ (I.4)
dépendant de la température et de la hauteur de barrière mais indépendant de la tension appliquée. Ses variations sont représentées sur la figure I.10.

Lorsque l'épaisseur de la barrière est grande par rapport au libre parcours moyen, les porteurs subissent des collisions avant d'atteindre le haut de la barrière et la caractéristique courant tension est déterminée par la théorie de la diffusion. Le courant dans la barrière est alors régi par la relation classique.

$$j_n = e\left(n(x)\ \mu_n\ E + D_n \frac{\partial n}{\partial x} \right)$$

qui peut encore s'écrire : $j_n = e\ D_n \left(\frac{e_n(x)}{kT} \frac{dV}{dx} + \frac{dn}{dx} \right)$

ceci supposant D_n indépendant du champ électrique. L'intégration de cette équation différentielle conduit à

$$I = Se\ \mu_n\ N_s\ E_s \frac{\left(e^{-eV/kT} - 1\right)}{\left(1 - e^{-\frac{2e(V_D+V)}{kT}}\right)}$$

E_s représente le champ électrique en surface soit :

$$E_s = \left(\frac{(V_D + V)\ 2\ N_d\ e}{\varepsilon} \right)^{1/2} \qquad \text{(I.5)}$$

et N_s la densité d'atomes donneurs en surface.

Pour les polarisations inverses et aussi pour les faibles polarisations directes, les termes exponentiels du dénominateur sont négligeables et l'équation se simplifie en

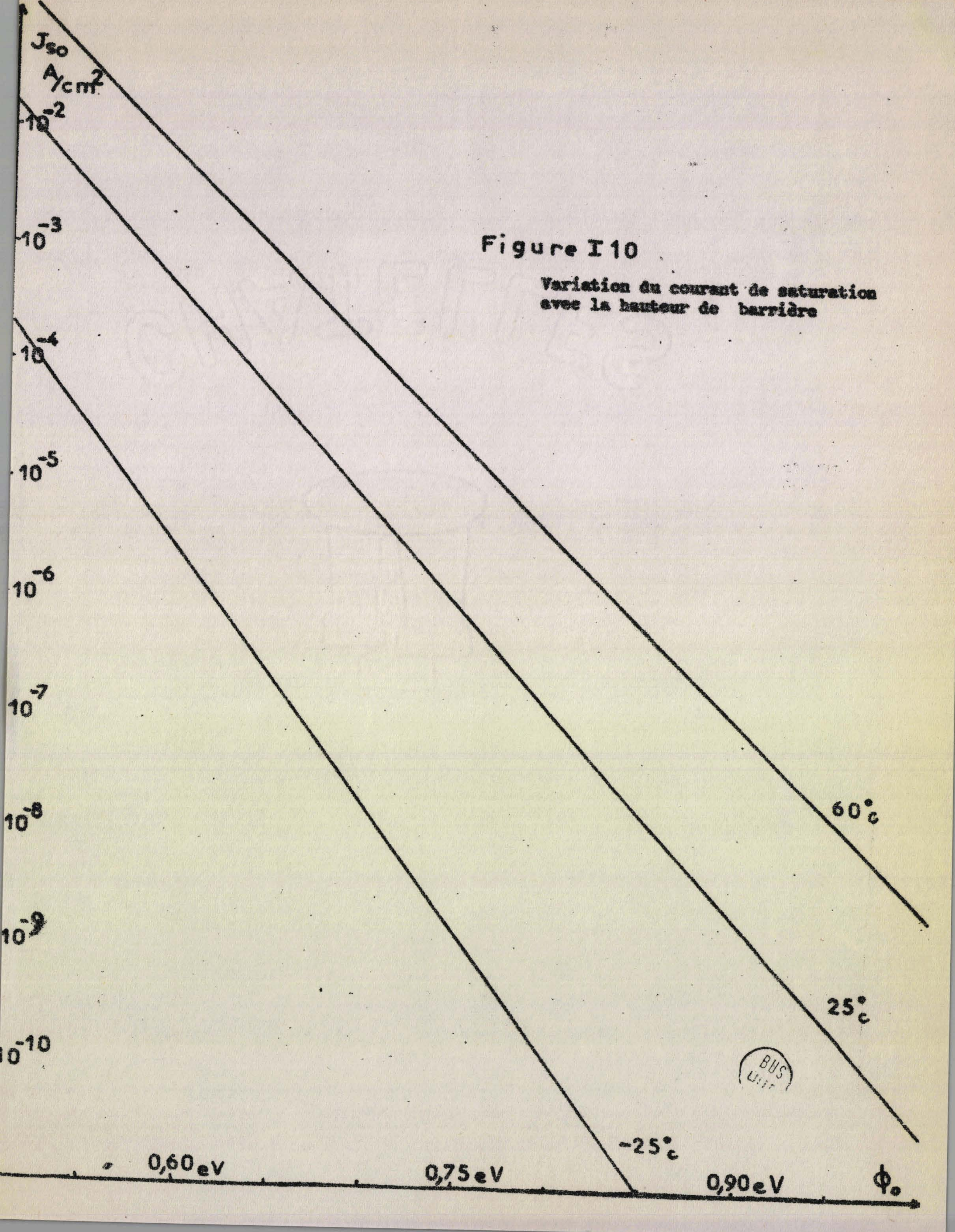


Figure I 10

Variation du courant de saturation avec la hauteur de barrière

$$I = S\, e\, N_s\, \mu_n \left(e^{-\frac{eV}{kT}} - 1 \right) E_s \qquad (I.6)$$

La caractéristique inverse déduite de cette expression ne présente pas de saturation parfaite : lorsque $eV >> kT$, le courant inverse augmente avec E_s soit en $(V_D + V)^{1/2}$.

D'autres études ont été entreprises pour compléter ces théories de façon à mieux expliquer les résultats expérimentaux, et tenir compte d'effets annexes tels que l'effet tunnel [10], les effets d'interface [12], l'intéraction électron phonon [12]. Remarquons cependant que toutes ces études conduisent à une relation courant tension de la forme I.3 ou I.6 mais où la valeur de la constante de Richardson est différente.

I.1.2.2. Influence d'un champ extérieur appliqué en inverse

Lorsque le champ électrique régnant dans la zone désertée de la barrière est élevé, ce qui a lieu en polarisation inverse, il est important d'étudier l'influence de phénomènes que nous pouvons négliger dans le cas où le champ est faible. Ces phénomènes modifient la forme de la barrière de potentiel et diminuent sa hauteur donc augmentent le courant de saturation. Ils sont particulièrement génants pour l'utilisation que nous envisageons car les performances d'un oscillateur A.T.T. sont liées à l'importance du courant de saturation [30].

Nous considérons ici un cas plus général que celui étudié jusqu'à présent : il s'agit d'une barrière réalisée à partir d'un matériau semiconducteur comportant une épaisseur W_e de dopage faible déposée sur un support fortement dopé (épitaxie). Nous montrerons par la suite que ce modèle correspond aux échantillons couramment réalisés. Remarquons que nous sommes alors dans un cas intermédiaire entre les barrières de Schottky (W_e grand) et les barrières de Mott (W_e et Nd faibles) : lorsque l'épaisseur de la zone désertée est inférieure à W_e, l'expression du potentiel est donnée par l'équation (I.1). Par contre si la tension appliquée est importante, l'épaisseur désertée reste limitée à W_e et nous devons rechercher la répartition du potentiel et du champ en tenant compte de cette nouvelle condition. La chute de tension se produit entièrement dans la zone d'épaisseur W_e car le dopage de la zone $x > W_e$ peut être très grand (fig. I.11).

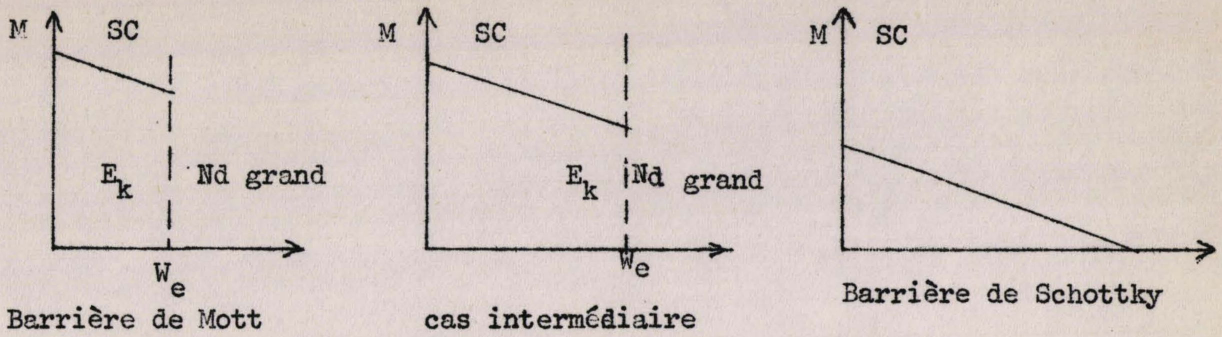


Figure I.11

Champ électrique dans différents types de barrières.

L'intégration de l'équation de Poisson donne

$$\frac{\partial V}{\partial x} = - \frac{e\ Nd}{\varepsilon}\ x + cste$$

Soit en faisant intervenir les conditions aux limites

$$\frac{\partial V}{\partial x} = \frac{e\ Nd}{\varepsilon}\ (W_e - x) + E_k$$

d'où $V = \dfrac{e\ Nd}{\varepsilon}\ (W_e\ x - \dfrac{x^2}{2}) + E_k\ x + cste$

et $\quad V(o) = - \dfrac{\phi_{ns}}{e}$ donc $\quad V(x) = \dfrac{e\ Nd}{\varepsilon}\ (W_e\ x - \dfrac{x^2}{2}) + E_k\ x - \dfrac{\phi_{ns}}{e} \qquad$ (I.7)

La relation liant la hauteur de la barrière à la tension appliquée est alors :

$$V(w) - V(o) = V_D + V = \frac{e\ Nd}{2\varepsilon}\ W_e^{\ 2} + E_k\ W_e \qquad \text{(I.8)}$$

L'intéraction coulombienne existant entre un électron arraché du métal et son image électrique entraine une diminution de la hauteur de barrière semblable à l'effet Schottky observé pour l'émission thermoionique dans le vide.

Nous pouvons définir par analogie avec un métal (I.1.1.1.) une abscisse x_o pour laquelle $V = 0$

$x_o = \frac{1}{4\pi\varepsilon} \frac{e^2}{4\,\phi_{ns}}$ ce qui correspond à 13 Å pour ϕ_{ns} = 1 eV, l'expression du potentiel devient :

$$V(x) = \frac{e\,Nd}{\varepsilon} \left(W_e(x - x_o) - \left(\frac{x - x_o}{2}\right)^2 \right) - \frac{\phi_{ns}}{e} \left(\frac{x - x_o}{x}\right) + E_k\,(x - x_o) \quad (I.9)$$

L'abscisse x_m du maximum de potentiel se déduit du calcul de

$$\frac{\partial V}{\partial x} = \frac{e\,Nd}{\varepsilon} (W_e - x) + E_k - \frac{\phi_{ns}}{e} \frac{x_o}{x^2}$$

Soit en supposant $x_o < x_m < W$

$$x_m^2 = \frac{e}{(e\,Nd\,W_e + E_k\,\varepsilon)\,16\,\pi}$$

x_m est de l'ordre de 10 Å pour Nd = 5 10^{15} At/cm^3 et W = 5 µ

En remplaçant x par x_m dans (I.9) on obtient :

$$V(x_m) \neq\neq \frac{e\,Nd}{\varepsilon} (W_e\,x_m) + E_k\,x_m - \frac{\phi_{ns}}{e} \left(\frac{x_m - x_o}{x_m}\right)$$

$$V(x_m) \neq\neq \frac{1}{4} \left(\frac{e}{e\,\pi\,Nd\,W_e + E_k\,\varepsilon}\right)^{1/2} \left(\frac{W_e\,Nd}{\varepsilon} + E_k\right) - \frac{\phi_{ns}}{e} \left(\frac{x_m - x_o}{x_m}\right)$$

La diminution de hauteur correspondante est :

$\Delta\phi_1 = V(x_m) + \frac{\phi_{ns}}{e}$, soit en remplaçant x_m et x_o par leurs valeurs

$$\Delta\phi_1 = \frac{1}{2} \left(\frac{e^2\,W_e\,Nd + E_k\,\varepsilon}{\pi\varepsilon^2}\right)^{1/2}$$

A partir de cette expression, nous remarquons :

- En annulant E_k dans cette formule et en prenant $V + V_D = \frac{e\,Nd\,W^2}{2\varepsilon}$ ce qui correspond au cas où le dopage est uniforme ou au cas où toute la zone

W_e n'est pas désertée, nous retrouvons l'expression classique pour une barrière de Schottky.

$$\Delta\phi_1 = \left(\frac{e^3\ Nd}{8\ \pi^2\ \varepsilon^3} (V_D + V) \right)^{1/4} \qquad (I.10)$$

- Si Nd et W_e sont faibles, de telle sorte que $\frac{e\ Nd\ W_e}{\varepsilon}$ soit négligeable vis à vis de E_k, le champ électrique est pratiquement constant dans une épaisseur W_e faible. Il s'agit alors d'une barrière de Mott et $\Delta\phi_1$ devient

$$\Delta\phi_1 = \frac{1}{2} \left(\frac{e\ (V + V_D)}{\pi\ W_e\ \varepsilon} \right)^{1/2} \qquad (I.11)$$

- Dans le cas intermédiaire où on ne peut utiliser les deux simplifications précédentes, nous avons :

$$\Delta\phi_1 = \frac{1}{2} \left(\frac{W\ e^2\ Nd}{2\ \pi\varepsilon^2} + \frac{e\ (V + V_D)}{\pi\ W_e\ \varepsilon} \right)^{1/2} \qquad (I.12)$$

Nous avons signalé précédemment que l'effet tunnel n'était pas le mécanisme principal expliquant le passage du courant dans le cas des barrières épaisses mais il peut cependant intervenir comme un mécanisme secondaire rendant plus ou moins transparent le haut de la barrière. Un traitement rigoureux nécessite la résolution de l'équation de Schrodinger dans la zone de barrière. La complexité de cette étude suggère de se contenter d'un modèle simplifié. Nous donnons par ailleurs (annexe I) un calcul approché du coefficient de transmission d'une barrière de Schottky.

Nous supposerons ici que pour un électron d'énergie donnée la barrière est :

- opaque si pour le niveau d'énergie correspondant l'épaisseur de la barrière est supérieure à x_c

- transparente si son épaisseur est inférieure à x_c

La hauteur effective de la barrière est alors $eV(x_c)$ et

$$V(x_c) = \left(\frac{e\ Nd}{\varepsilon}\ W_e + E_k \right) x_c - \frac{\phi_{ns}}{e}$$

La diminution de hauteur correspondante est :

$$\Delta\phi_2 = \left(\frac{e\, Nd\, W_e}{\varepsilon} + E_k \right) x_c$$

Remarquons :

- Pour une barrière de Schottky $E_k = 0$ $\qquad V + V_D = \dfrac{e\, Nd\, W^2}{2\varepsilon}$

$$\Delta\phi_2 = \left(\frac{2\, e\, Nd}{\varepsilon} (V + V_D) \right)^{1/2} x_c \qquad \text{(I.13)}$$

- Pour une barrière de Mott $\dfrac{e\, Nd\, W_e}{\varepsilon} << E_k$

$$\Delta\phi_2 = \left(x_c \frac{V + V_D}{W_e} \right) \qquad \text{(I.14)}$$

- Dans le cas intermédiaire

$$\Delta\phi_2 = \left(\frac{e\, Nd\, W_e}{2\varepsilon} + \frac{V_D + V}{W_e} \right) x_c \qquad \text{(I.15)}$$

La diminution totale de hauteur de barrière provient de l'effet Schottky et de l'effet tunnel : à la diminution $\Delta\phi_1$ due à l'effet Schottky s'ajoute la diminution fictive $\Delta\phi_2$ due à l'effet tunnel et la barrière réelle à l'allure de la figure I.12.

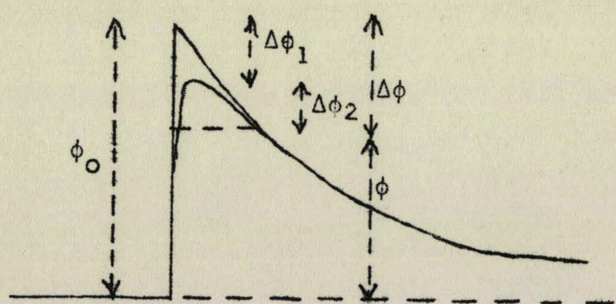


Figure I.12

Nous avons représenté sur la figure I.13, la diminution totale de hauteur $\Delta\phi$ en fonction de la tension pour les résistivités limites des échantillons réalisés soit 1 Ω cm et 5 Ω cm et des épaisseurs W_e de 3 μ et 4 μ.

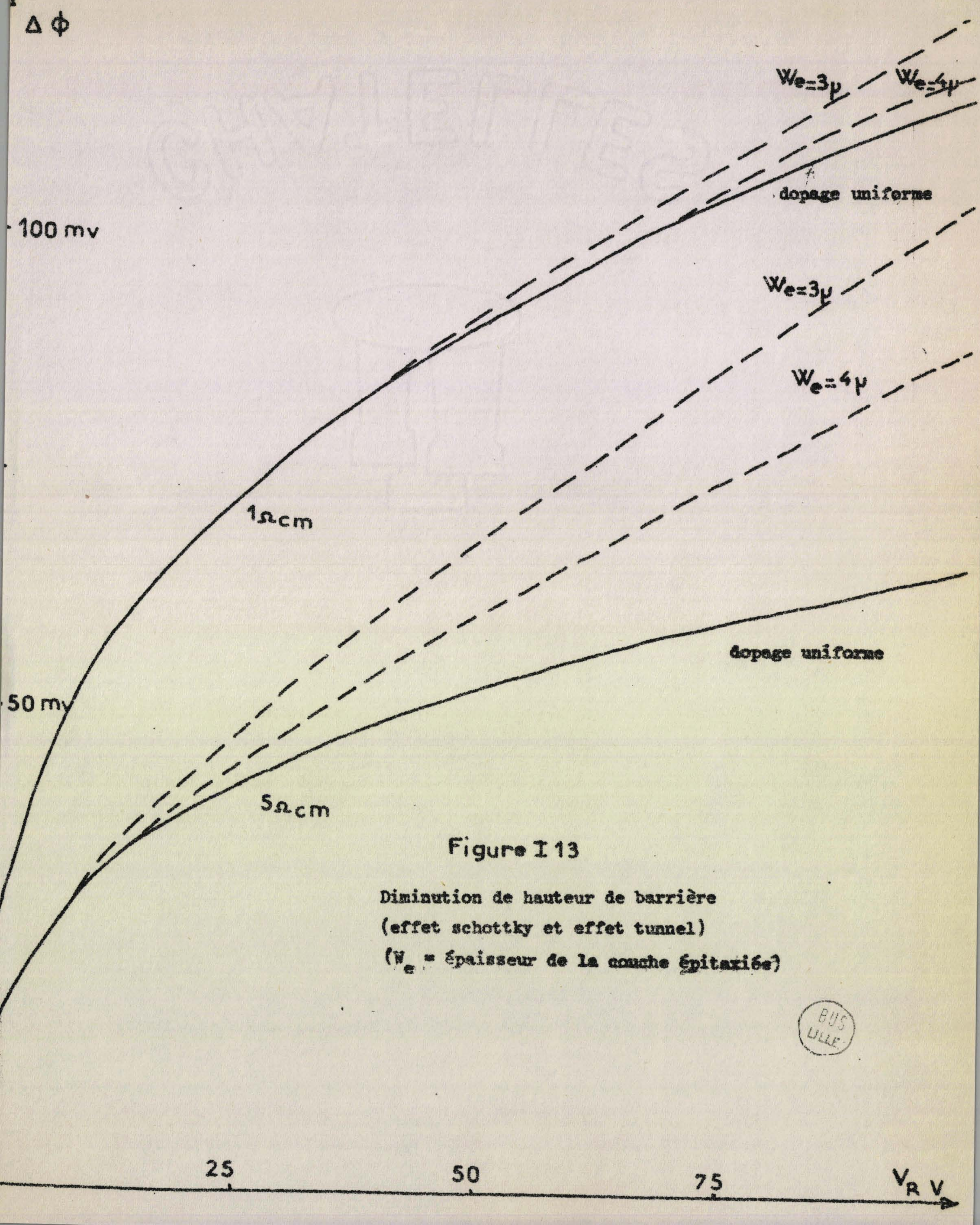


Figure I 13

Diminution de hauteur de barrière
(effet schottky et effet tunnel)
(W_e = épaisseur de la couche épitaxiée)

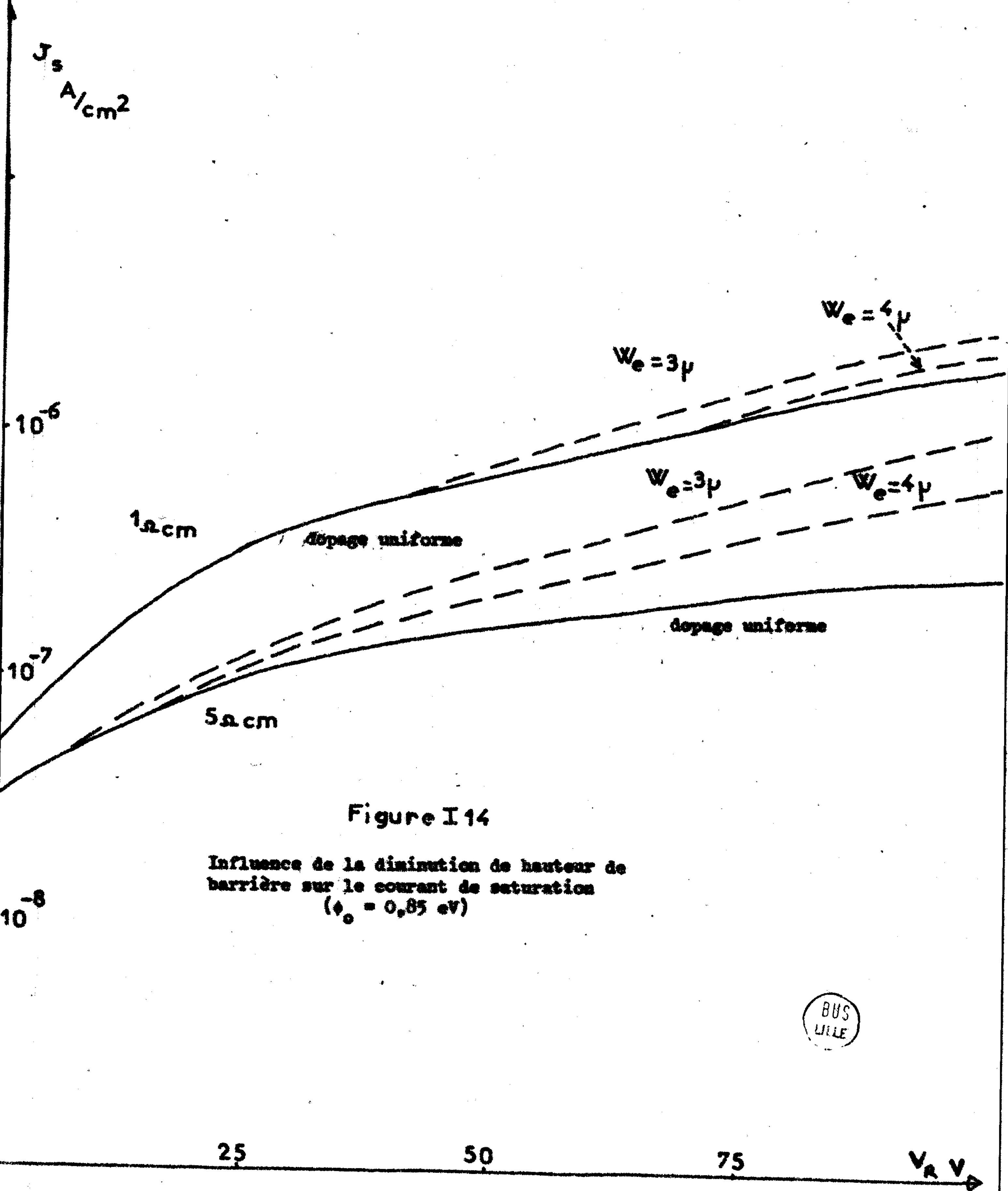


Figure I 14

Influence de la diminution de hauteur de barrière sur le courant de saturation (ϕ_o = 0,85 eV)

Dans ces conditions, le courant de saturation donné par la théorie de la diode :

$$I_{so} = A\ S\ T^2\ e^{-\frac{e\ \phi_o}{kT}}$$

dépend de la tension appliquée par l'intermédiaire de $\phi = \phi_o - \Delta\phi$ et doit s'écrire :

$$I_s = I_{so}\ e^{\frac{e\ \Delta\phi}{kT}} \qquad (I.16)$$

Cette relation a été représentée sur la figure I.14 en fonction des paramètres précédemment définis.

I.1.2.3. Capacité d'une barrière métal semiconducteur

Considérons tout d'abord le cas d'une barrière réalisée sur un semiconducteur de type n homogène.

La capacité statique est définie comme étant le rapport de la charge totale de la barrière à la différence de potentiel à ses bornes

$$C_{statique} = \frac{e\ Nd\ W}{(V_D+V)}$$

La capacité dynamique est

$$C_j = \frac{dQ}{dV} = \frac{e\ Nd\ dW}{dV} \qquad \text{or} \qquad V + V_D = \frac{Nd\ e\ W^2}{2\varepsilon}$$

soit en dérivant, $2\ W\ dW = \frac{2\varepsilon}{Nd\ e}\ dV$

$dW = \frac{\varepsilon}{Nd\ e\ W}\ dV$ donc $\quad C = \frac{\varepsilon}{W}$ et en remplaçant W par sa valeur

$$\frac{1}{C^2_j} = \left(\frac{2}{\varepsilon\ \ e\ Nd}\right)(V_D + V) \qquad (I.17)$$

La courbe $\frac{1}{C^2j}$ en fonction de V permet de déterminer Nd et V_D et la variation de C_j avec la température est due essentiellement à la variation de V_D.

Nous pouvons montrer que l'expression précédente reste valable si le semiconducteur de type n n'est pas homogène c'est à dire si le dopage n'est pas constant dans l'épaisseur de la barrière. La variation de charge due à une variation de tension se produit autour de x = W : si la tension appliquée varie, la largeur W varie de dW et la charge d'espace sera modifiée de $eN_d(W)$ dW qui représentera la variation totale de charge.

$$C_j = \frac{dQ}{dV} = \frac{e\, Nd(W)\, dW}{dV}$$

De l'équation générale reliant hauteur et épaisseur de la barrière

$$V_D + V = \frac{e}{\varepsilon} \int_0^W \int_x^W Nd(W)\, dx\, dx \qquad \text{(cf. Henisch)}$$

On déduit $dV = \frac{e}{\varepsilon}\, Nd(W)\, W\, dW$

Le report dans la relation précédente fournit de nouveau

$$\frac{1}{C^2_j} = \frac{4\, W^2}{\varepsilon^2}$$

ce qui montre bien que la capacité dynamique est indépendante du profil des impuretés.

$$\frac{1}{C^2_j} = \frac{2}{\varepsilon\, e\, Nd\,(W)}\,(V_D + V)$$

La pente de la relation $\frac{1}{C^2_j}$ en fonction de V n'est plus constante mais sa valeur locale est inversement proportionnelle à la concentration locale.

Remarque :

Dans le cas où il existe un interface isolant entre métal et semiconducteur (à cause de la présence d'une couche de silice par exemple), la capacité de l'ensemble équivaut à la mise en série de la capacité formée par la couche isolante et de la capacité de la zone désertée. Par conséquent

$$\frac{1}{C_{total}} = \frac{1}{C_{isolant}} + \frac{1}{C_{diode}}$$

et la capacité mesurée sera légèrement inférieure à la capacité de la diode. La capacité de l'isolant étant en général très grande.

I.1.3. *Propriétés en régime d'avalanche*

I.1.3.1. *Rappels sur les conditions d'avalanche dans une structure métal semiconducteur*

La possibilité d'obtenir une résistance dynamique négative en produisant simultanément une émission de champ et un temps de transit et l'utilisation de cette propriété pour la réalisation d'oscillateurs hyperfréquence a été vérifiée dans de nombreux cas (29) (3o).

En pratique, l'importance des champs nécessaires à l'émission de porteurs nécessite dans les semiconducteurs usuels un courant de conduction entrainant la destruction du matériau par échauffement. Il est donc essentiel si on veut établir l'avalanche dans un semiconducteur, d'utiliser une structure permettant d'obtenir des champs électriques élevés pour un courant faible.

Ces conditions sont réalisées dans une jonction PN ou une barrière métal semiconducteur polarisée en inverse : il est possible dans ce cas de créer un champ électrique intense, donc de créer des porteurs par effet Zener ou par effet d'avalanche tout en limitant le courant à une valeur correcte du point de vue échauffement. Dans le cas des barrières métal semiconducteur utilisées (10^{15} à 10^{16} At/cm^3), l'émission de porteurs due à l'effet tunnel est généralement négligeable et on doit pouvoir observer le mécanisme d'avalanche

Dans le cas d'une barrière, le courant en polarisation inverse est formé essentiellement par les électrons, les trous venant de l'extrémité de la zone désertée du semiconducteur sont en effet beaucoup moins nombreux et le rapport entre le courant du aux trous et le courant total est généralement faible (6). Lorsque le champ électrique est suffisant, les électrons peuvent acquérir assez d'énergie au cours de leur libre parcours pour ioniser des atomes et créer des paires électron trou. La multiplication du nombre de porteurs qui en résulte se traduit par le phénomène d'avalanche régi par la relation mathématique de Mac Kay :

$$\int_0^W \alpha_n \, dx = 1$$

où α_n représente le taux d'ionisation des électrons, c'est à dire le nombre de paires électron trou créées par unité de longueur par un électron se déplaçant sous l'action du champ électrique.

En réalité, il faut tenir compte de la différence entre les taux d'ionisation des électrons et des trous et la condition précédente s'écrit alors :

$\int_o^W \alpha_n \, d_x = 2{,}56$ (I.18) ceci supposant que le taux d'ionisation des trous α_p, peut s'exprimer par $\alpha_p = k \, \alpha_n$ avec $k = 0{,}1$ pour le silicium.

I.1.3.2. Calcul de la tension d'avalanche pour une structure unidimensionnelle

L'avalanche se produit pour une tension U_a créant dans la zone de déplétion un champ électrique tel que la condition I.18 soit satisfaite. Son calcul nécessite donc la connaissance du taux d'ionisation et du profil de champ.

- *Taux d'ionisation*

Diverses théories ont été proposées pour déterminer l'expression analytique des taux d'ionisation.

Citons simplement la théorie de Shookley qui prévoit

$$\alpha(E) = \frac{e\,E}{r\,\varepsilon_R} \exp - \frac{\varepsilon_i}{e\,E\,L_R}$$

où L_R est le libre parcours moyen entre deux collisions, ε_R, l'énergie des phonons optiques, ε_i l'énergie d'ionisation et r le rapport entre le libre parcours moyen entre collisions ionisantes et L_R

Les expressions déduites empiriquement sont de la forme

* $\alpha = \alpha_o \, e^{\lambda E}$ (Mac Kay) avec pour le silicium $\lambda = 2{,}05 \, 10^{-5}$ cm/V
$\alpha_o = 13{,}3 \text{ cm}^{-1}$

* $\alpha = a \, e^{-b/E}$ (Chynoweth) $\begin{cases} a_n = 2{,}6 \, 10^6 \text{ cm}^{-1} & a_p = 15 \, 10^6 \text{ cm}^{-1} \\ b_n = 1{,}65 \, 10^6 \text{ V cm}^{-1} & b_p = 3{,}13 \, 10^6 \text{ cm}^{-1} \end{cases}$

* $\alpha = C\,E^{g}$ (Fulop) $\begin{cases} c = 1{,}8\ 10^{-35}\ \mathrm{cm}^{-1} \\ g = 7 \end{cases}$

- *Profil de champ*

Nous n'envisageons ici qu'une seule variable géométrique x portée par un axe perpendiculaire au plan de la jonction, ce qui suppose que le champ est uniforme dans toute la jonction.

Le champ électrique dans la zone de dépletion est déterminé par l'équation de Poisson.

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{\rho}{\varepsilon}$$

En supposant les atomes donneurs de la zone désertée complétement ionisés et la densité des trous négligeable par rapport à celle des atomes donneurs, $\rho = e\,Nd$ et le champ électrique est linéaire (figure I.15).

$$E = -E_S + \frac{e\,Nd}{\varepsilon}\,x$$

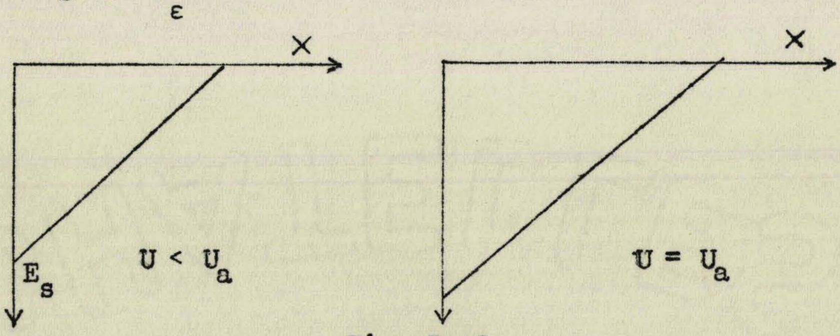


Fig. I.15

Le taux d'ionisation étant une fonction très rapidement croissante du champ électrique, seule une partie de la zone désertée est caractérisée par une ionisation importante : nous l'appellerons zone d'avalanche et noterons sa largeur δ .

Pour le calcul de U_a, il suffit de résoudre l'équation I.18 en explicitant α fonction de E et E fonction de x pour calculer E_s donc U_a.

En général, les expressions analytiques ne se prêtent pas à un traitement mathématique simple et il est nécessaire de faire une itération : on fixe une valeur de E_s, on en déduit W et on calcule la valeur correspondante de l'intégrale. Suivant le résultat, il faut alors modifier la valeur initialement choisie pour E_s pour se rapprocher de la condition d'avalanche [8].

Dans le cas où les expressions analytiques sont simples, l'intégration pourra se faire mathématiquement et on exprimera directement E_s. A titre d'exemple, nous détaillens le calcul de U_a en prenant pour α l'expression de Mac Kay.

La condition (I.18) s'écrit alors :

$$\int_0^W \alpha_o \, e^{\lambda |E|} \, dx = 2{,}56 \quad \text{soit} \quad \int_0^W \alpha_o \, e^{\lambda (E_s - \frac{\rho x}{\varepsilon})} \, dx = 2{,}56$$

en posant $E_s - \frac{\rho x}{\varepsilon} = u \qquad dx = - \frac{\varepsilon}{\rho} du$

$$\int_{E_s - \frac{\rho W}{\varepsilon}}^{E_s} \frac{\alpha_o \, \varepsilon}{\rho} \, e^{\lambda u} \, du = 2{,}56$$

or $E_s - \frac{\rho W}{\varepsilon} = 0$ (le champ est nul à l'extrémité de la zone d'avalanche)

d'où $\dfrac{\alpha_o \, \varepsilon}{\rho} \, \dfrac{e^{\lambda E_s}}{\lambda} = 2{,}56$

$$E_s = \frac{1}{\lambda} \operatorname{Log} \frac{2{,}56 \; e \; Nd \; \lambda}{\alpha_o \, \varepsilon}$$

et $\quad U_a = \dfrac{E_s \, W}{2}$

Le résultat numérique de ce calcul a été représenté sur la figure I.16 en fonction de la résistivité du semiconducteur. Les valeurs ainsi calculées concordent avec celles de Sze et Gibbons [8] déduites par itération.

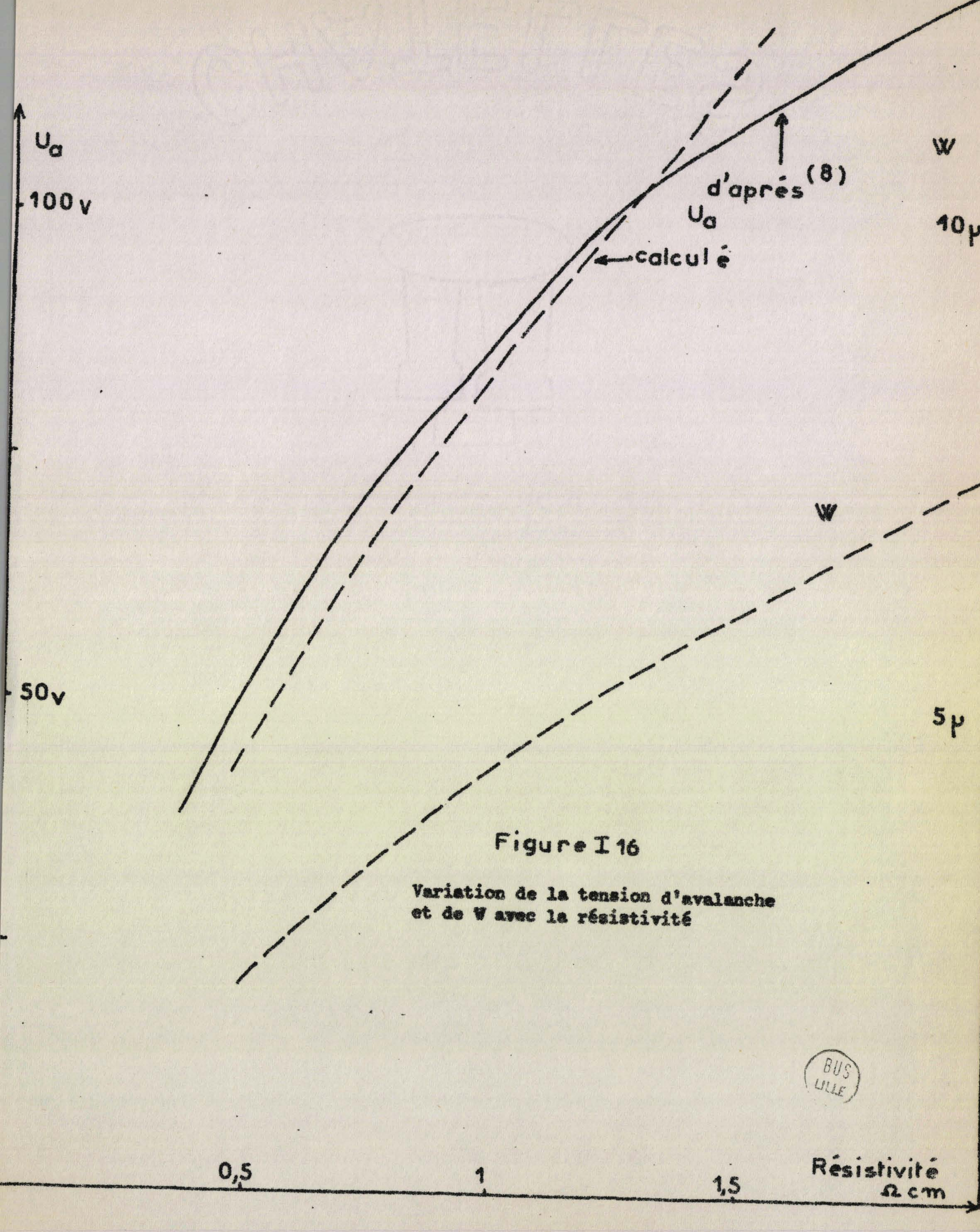


Figure I 16

Variation de la tension d'avalanche et de W avec la résistivité

I.1.3.3. Influence du passage du courant

Nous avons considéré jusqu'ici que les charges électrostatiques existant dans la zone de multiplication provenaient uniquement des atomes donneurs ionisés, autrement dit, nous avons négligé l'influence des charges mobiles liées au passage du courant. Ceci est d'autant moins justifié que le courant est important ; en particulier, dans le cas de l'avalanche le courant injecté modifie la charge d'espace donc le champ électrique et le potentiel.

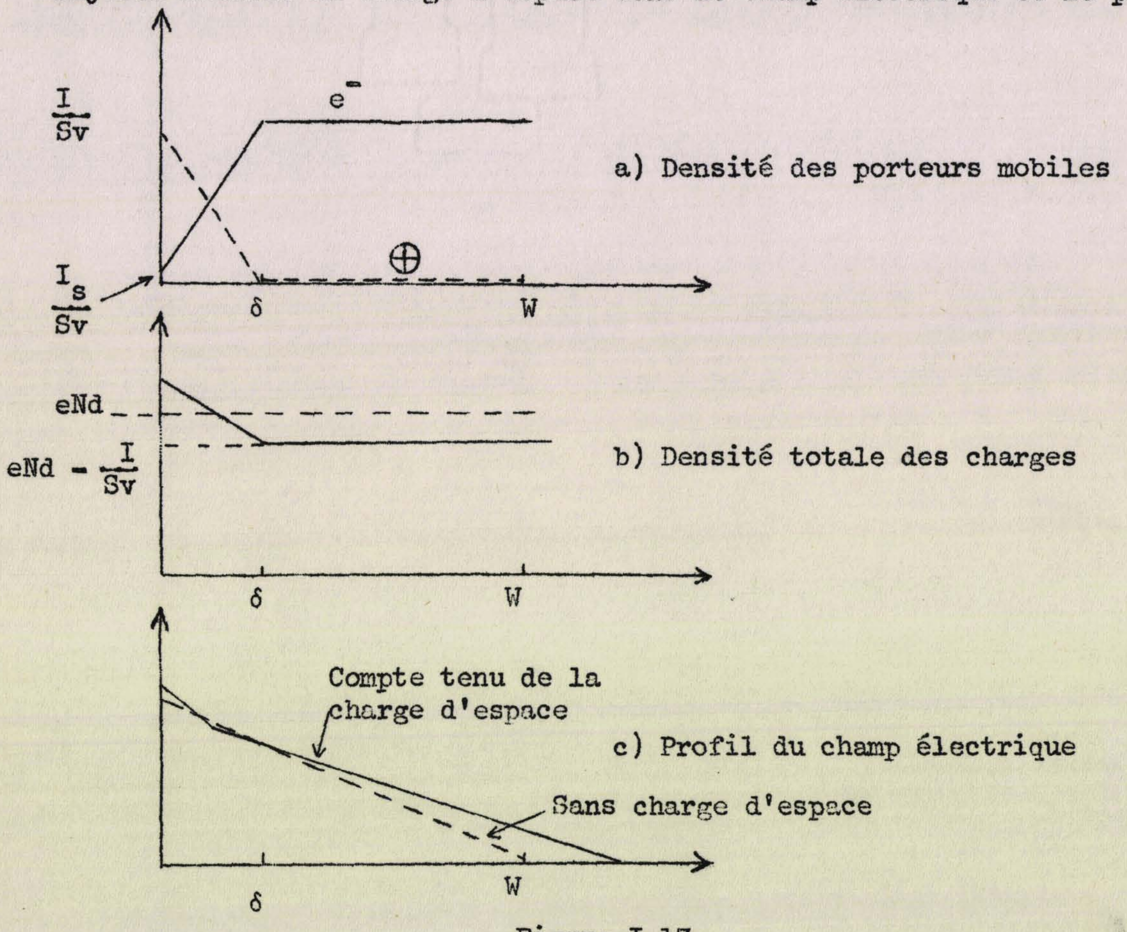


Figure I.17

Nous supposons que la vitesse des électrons est égale à celle des trous et comme le courant total est constant dans la zone désertée, la somme des densités de trous et d'électrons est constante. Dans la zone d'avalanche, l'accroissement du nombre d'électrons et du nombre de trous est supposé linéaire. En dehors de cette zone, la densité des porteurs reste constante : il y a uniquement transit des électrons dans une zone de largeur $W - \delta$ appelée zone de transit, la densité des électrons étant alors $\frac{I}{Sv}$ où I est le courant total traversant la diode et v la vitesse limite des porteurs soit 10^7 cm/S dans le cas du silicium. La densité totale de charges est schématisée sur la figure I.17 b et le profil du champ électrique déduit de l'équation de Poisson est représenté figure I.17 c.

La tension aux bornes de la zone d'avalanche est sensiblement la même que lorsqu'il n'y a pas de courant, par contre la tension aux bornes de la zone de transit augmente et on peut montrer facilement (29) qu'une augmentation de tension dV est reliée à l'augmentation de courant dI par la quantité.

$$\frac{dV}{dI} = R_c = \frac{(W - \delta)^2}{2 \varepsilon v S} \qquad (I.19)$$

appelée résistance de charge d'espace.

Le potentiel est également perturbé mais sa valeur sur l'interface métal semiconducteur sera toujours fixée par $V(o) = - \phi_{ns}/e$ et le courant de saturation reste constant lorsqu'il y a passage d'un courant inverse important.

- *Influence de la température*

Le passage du courant provoque également une augmentation de température par effet Joule.

Par ailleurs, le taux d'ionisation α_n dépend de la température, il variera donc avec le courant. La condition d'avalanche sera satisfaite pour un profil de champ différent d'où une perturbation du champ E(x) donc de la tension. Ceci peut être caractérisé par l'introduction d'une résistance supplémentaire due aux effets thermiques.

$$R_T = \frac{d\,U_T}{dI} = \gamma\, U\, R_{th} \qquad (I.20)$$

où R_{th} représente la résistance thermique U la tension appliquée et $\gamma = \frac{dU}{dT}$ la variation de tension avec la température.

Ceci est valable si l'échauffement est produit par le passage d'un courant continu. Dans le cas où l'échauffement est du à une variation alternative de courant, la diode se comporte alors au point de vue thermique comme une impédance possédant une partie réelle et une partie imaginaire [35].

$$Z_D = \frac{R_T}{1 + \omega^2 R^2_{th} C^2_{th}} - \frac{j\, C_{th} R_{th} R_T}{1 + \omega^2 C^2_{th} R^2_{th}} \qquad (I.21)$$

où C_{th} représente la capacité thermique, grandeur caractérisant la possibilité d'emmagasiner une certaine quantité de chaleur dans la diode.

I.1.3.4. Etude tridimensionnelle

Le fonctionnement d'un oscillateur A.T.T. nécessite un claquage par avalanche uniforme ce qui n'est pas toujours réalisé dans un modèle simple : les structures élaborées couramment présentent un axe de symétrie mais la distribution du champ électrique dans un plan de symétrie n'est pas nécessairement uniforme notamment à la périphérie du contact.

En effet, l'interface métal semiconducteur peut être considéré comme un cas limite d'une jonction PN ayant un rayon de courbure presque nul et dans ce type de jonction, le profil de champ électrique est susceptible d'établir l'avalanche pour une tension inférieure à la tension d'avalanche d'une jonction plane [8, 9].

Pour chiffrer ce phénomène de façon plus précise et montrer que la tension d'avalanche est déterminée par les régions périphériques, nous raisonnerons dans le plan de symétrie d'une jonction PN cylindrique formée d'une zone P^+ de profondeur x_j diffusée dans une couche de type N. Nous supposerons également dans ce modèle représenté sur la figure I.18 que les équipotentielles sont circulaires aux extrémités de la zone P^+ et nous appellerons W_c l'épaisseur de la zone désertée dans la région incurvée de la jonction.

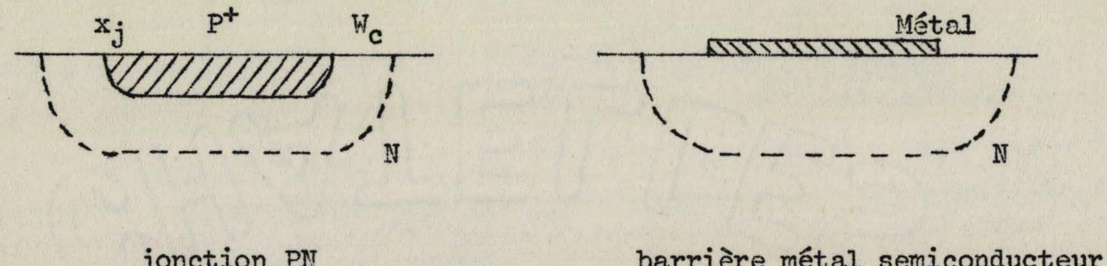


Figure I.18

L'équation de Poisson en coordonnées cylindriques donne l'expression du champ électrique dans la zone périphérique.

$$\Delta V = - \frac{\rho}{\varepsilon} = \frac{\partial^2 V}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 V}{\partial_\theta{}^2}$$

où V est indépendant de θ d'où l'équation :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{r\, \partial V}{\partial r} \right) = - \frac{\rho(r)}{\varepsilon} \qquad \text{où } \rho(r) = e\, Nd \quad x_j < r < x_j + W_c$$

$$\frac{\partial V}{\partial r} = - E(r) \text{ d'où}$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r\, E(r) \right) = \frac{e\, Nd}{\varepsilon} \qquad x_j < r < x_j + W_c$$

Une première intégration fournit

$$r\, E(r) = \int_{x_j}^{r} \frac{e\, Nd}{\varepsilon}\, r\, dr + cste$$

$$E(r) = \frac{1}{r} \int_{x_j}^{r} \frac{e\, Nd}{\varepsilon}\, r\, dr + \frac{cste}{r} = \frac{1}{r} \int_{x_j}^{r} \frac{e\, Nd}{\varepsilon}\, r\, dr + \frac{E_{xj}}{r}\, x_j \qquad (I.22)$$

La valeur de E_{xj} peut être déterminée par itération de telle sorte que la condition d'avalanche

$$\int_{x_j}^{x_j+W_c} \alpha(r)\, dr = 2{,}56$$

soit satisfaite.

Pour permettre un calcul analytique, il est nécessaire de procéder par étapes en calculant en premier lieu le champ électrique E_s régnant à l'interface P^+N dans une jonction plane polarisée en avalanche.

En écrivant ensuite que ce champ est le même lorsque la jonctinn est cylindrique, ce qui revient à négliger les variations de E_s avec le rayon de courbure de la fonction, on peut alors calculer E(r) et en déduire la tension d'avalanche.

En utilisant pour α l'expression de Mac Kay, E_s s'écrit :

$$E_s = \frac{1}{\lambda} \text{Log} \frac{2,56 \text{ e Nd } \lambda}{\alpha_o \, \varepsilon} \qquad \text{(d'après I.1.3.2.)}$$

D'après (I.22), $E(r) = E_s \dfrac{x_j}{r} + \dfrac{e \text{ Nd}}{2\varepsilon} \left(r - \dfrac{x_j^2}{r} \right)$

$$U_a = \int_{x_j}^{x_j+W_c} E(r)\, dr = \int_{x_j}^{x_j+W_c} \frac{E_s\, x_j}{r} + \frac{e \text{ Nd}}{2} \left(r - \frac{x_j^2}{r}\right) dr$$

Le calcul est détaillé dans l'annexe 2. On aboutit finalement à

$$U_a = \frac{1}{2} E_s\, x_j \left(\text{Log}\left(1 + \frac{2\, \varepsilon\, E_s}{e \text{ Nd } x_j}\right) - 1\right) + \frac{e \text{ Nd}}{4\varepsilon}\, x_j^2 \,\text{Log}\left(1 + \frac{2\, \varepsilon\, E_s}{e \text{ Nd } x_j}\right)$$

L'influence du rayon de courbure apparait immédiatement à partir de cette relation : la tension d'avalanche est d'autant plus faible que le rayon de courbure est faible comme le montre la figure I.19 et le claquage est localisé dans la zone cylindrique de la jonction. L'analogie avec les barrières métal semiconducteur est difficile à préciser quantitativement mais ce résultat indique qu'il sera indispensable de soigner la configuration des extrémités de l'interface métal semiconducteur de façon à éviter des effets de courbure identiques.

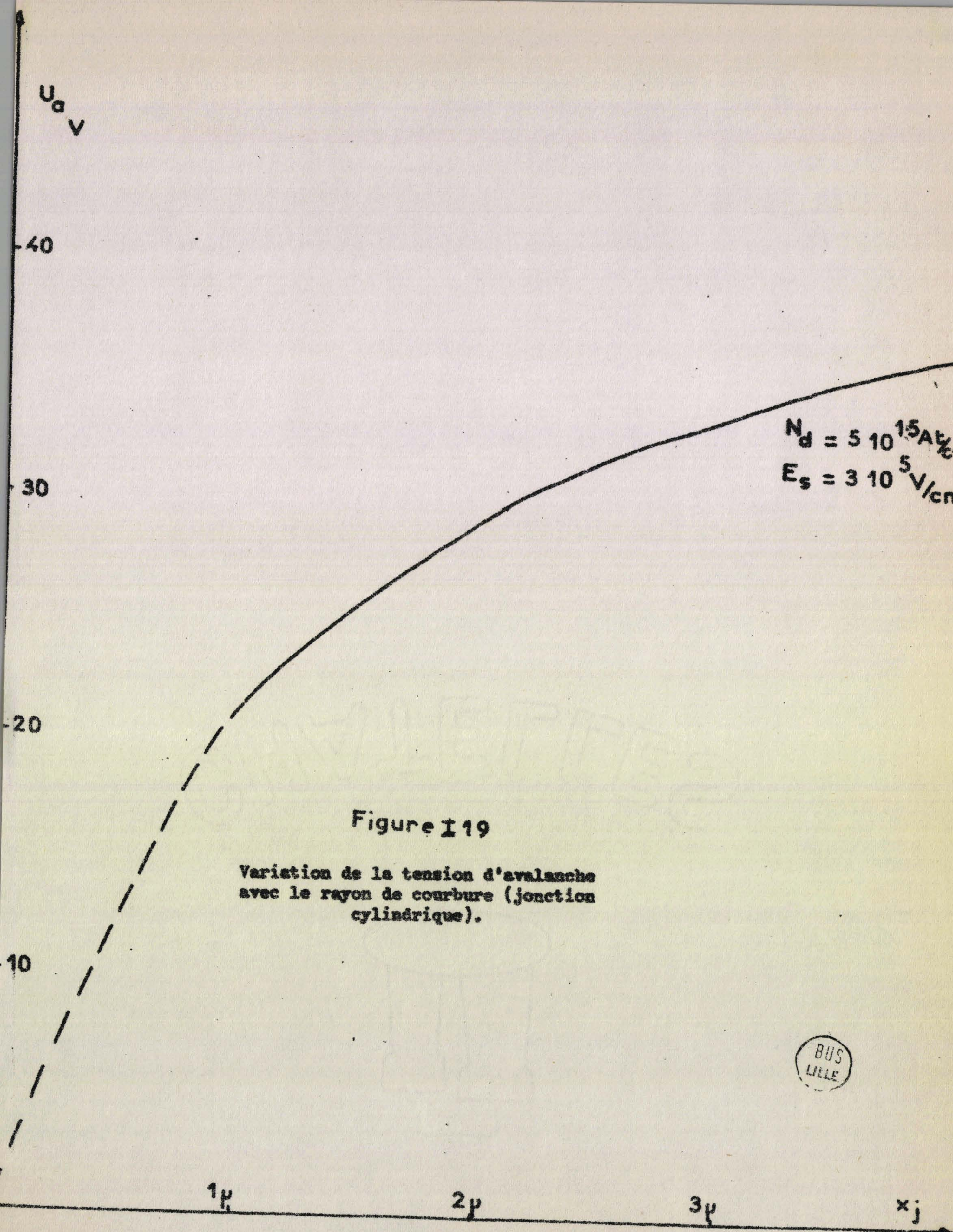


Figure I 19

Variation de la tension d'avalanche avec le rayon de courbure (jonction cylindrique).

Nous avons dégagé ici les principales propriétés des barrières métal semiconducteur en inverse : à partir de la description de la formation d'une barrière et de l'analyse des mécanismes de transport qui peuvent intervenir, nous avons montré théoriquement que ces structures étaient susceptibles de fonctionner en régime d'avalanche et que sous certaines conditions l'effet tunnel n'y jouait qu'un role secondaire.

Il est cependant nécessaire de préciser que le courant inverse est alors formé d'électrons, qu'il n'obéit pas à une loi de saturation idéale et qu'il est plus élevé que celui d'une jonction P^+N de même dopage N comme le montre le tableau suivant :

Structure	diamètre	V_R V	10	20	40	60	80	100
P^+N	100 µ	I_S A	$1,5\ 10^{-16}$	$1,5\ 10^{-16}$	$1,5\ 10^{-16}$	$1,5\ 10^{-16}$	$1,5\ 10^{-16}$	$1,5\ 10^{-16}$
Métal S.C. $\phi_o = 0,85$ eV	100 µ	I_S A	10^{-11}	$2\ 10^{-11}$	$4,7\ 10^{-11}$	$6,3\ 10^{-11}$	10^{-10}	$1,5\ 10^{-10}$

Tableau I

Signalons enfin que si l'obtention d'un régime d'avalanche est possible, il parait difficile dans le cas d'une barrière métal semiconducteur d'obtenir une avalanche uniforme. C'est en particulier le cas d'un contact réalisé à partir d'un plot métallique déposé sur une surface semiconductrice, l'avalanche se produit alors à la périphérie du contact pour une tension plus faible qu'au centre et l'uniformité de l'avalanche nécessite l'élimination de ces effets de bord.

I.2. CARACTERISATION EXPERIMENTALE DES STRUCTURES METAL SEMICONDUCTEUR

I.2.1. Structure et élaboration des échantillons

I.2.1.1. Généralités

Les techniques de fabrication des barrières métal semiconducteur font appel au dépôt d'un métal sur la surface d'un semiconducteur, décapée chimiquement ou polie. Ce semiconducteur est généralement constitué d'une plaquette de substrat fortement dopé donc de faible résistivité, dont l'épaisseur est de l'ordre d'une centaine de microns. Cette plaquette est recouverte d'une couche épitaxiée de plus grande résistivité et de faible épaisseur. Le métal est déposé par évaporation ou par pulvérisation cathodique sur cette couche épitaxiée, le substrat jouant le role d'un support mécanique permettant la manipulation des échantillons.

L'utilisation de ces barrières en oscillateurs à avalanche et temps de transit impose certaines conditions supplémentaires, notamment l'établissement d'un claquage par avalanche uniforme et l'obtention d'un courant de saturation faible.

En ce qui concerne ce dernier point, l'expression théorique du courant de saturation (I.4) nous oriente vers le choix d'un métal réalisant avec le silicium une hauteur de barrière assez élevée.

D'après les valeurs trouvées pour les métaux les plus utilisés (voir tableau II),

Métal	Au	Ti	Ni	Pt	PtSi
ϕ_{eV}	0,80	0,50	0,60	0,9(?)	0,85

Tableau II

nous voyons que l'or, le platine ou le platinure de silicium sont les plus indiqués.

A ce courant de saturation correspondant à l'émission thermoionique classique s'ajoutent des courants parasites dont l'existence a été vérifiée par différents auteurs. Ce sont en particulier :

- Les courants de fuite en surface, généralement dus à une protection insuffisante de la structure et qui évoluent avec le temps et avec les agents extérieurs (humidité et gaz environnants). L'encapsulation permet souvent de stabiliser ce courant.

- Les courants de génération recombinaison en surface et en volume (5)(13)(23) analogues à ceux d'une jonction PN (3).

- Le courant dû à l'effet tunnel d'autant plus grand que le dopage à la surface du semiconducteur est grand.

- Enfin, lorsque la tension inverse est plus élevée, le courant dû à l'effet d'avalanche qui nous intéresse plus particulièrement.

Par ailleurs, des inhomogénéités de champ électrique peuvent se produire à l'intérieur de la structure. Elles ont généralement peu d'importance lorsque le champ est faible (en polarisation directe par exemple) mais en polarisation inverse, elles entrainent une non uniformité de l'avalanche, qui est particulièrement importante lorsqu'il y a des effets de bord entrainant un claquage périphérique (*).

I.2.1.2. Elaboration des diodes

La réalisation des échantillons peut être envisagée à partir des deux techniques classiques mésa et planar, ce qui conduit aux modèles suivants :

(*) *Ce claquage périphérique présente de nombreux inconvénients ; d'une part il se traduit par une non uniformité de la densité de courant à la périphérie (très gênant pour une utilisation en hyperfréquence) et d'autre part, à la limite, il peut empêcher l'avalanche de s'étendre au centre de la structure : en effet l'échauffement produit au centre par le claquage périphérique y augmente la tension d'avalanche (30).*

I.2.1.2.1. Structure mésa (A)

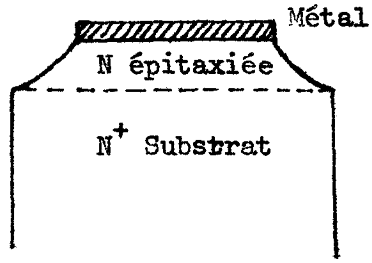


Figure I.20

Le dépôt de métal est réalisé sur toute la surface de la couche épitaxiale. On procède ensuite à l'attaque chimique de la couche métallique en protégeant des plots par une laque photo sensible. Les diodes sont ensuite découpées et montées dans des boitiers pour utilisation en hyperfréquences. Notons que le courant de fuite est sensible à l'état de la surface et à la méthode de passivation employée mais le champ électrique est uniforme. L'attaque chimique est assez délicate car le métal risque de retomber sur les bords et de court circuiter la barrière.

I.2.1.2.2. Structure mésa avec "anneau de garde" (B)

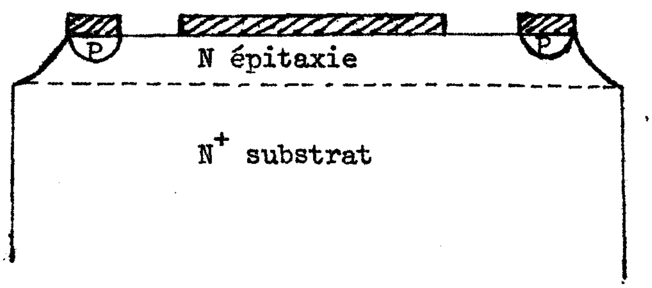


Figure I.21

Pour diminuer les courants de fuite, on peut compléter la structure A par un anneau de garde métallique ou diffusé [20], qui permet de concentrer les lignes de champ donc de conserver une avalanche uniforme.

Signalons que dans ce cas, l'anneau de garde doit être suffisamment proche du plot central pour agir correctement sur le champ électrique et sa tension de de claquage (dans le cas d'un anneau de garde diffusé) doit être supérieure à celle de la barrière métal semiconducteur centrale. Ces conditions posent des problèmes technologiques délicats : positionnement des masques pour un anneau de garde métallique, contrôle du rayon de courbure et du profil de diffusion pour un anneau de garde diffusé.

I.2.1.2.3. Structure planar classique (C)

Pour réaliser des barrières métal semiconducteur peu sensibles à l'environnement extérieur et présentant un courant de fuite superficiel faible, on peut envisager la technologie planar [7].

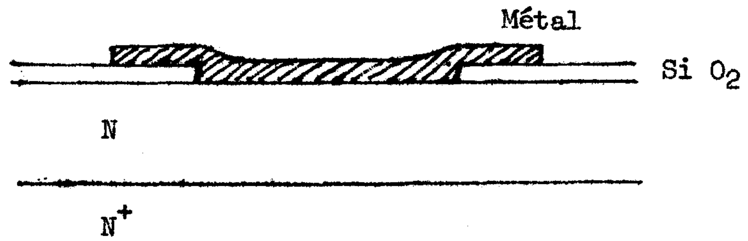


Figure I.22

Dans ce procédé, la couche épitaxiale est recouverte d'une couche de silice obtenue par oxydation thermique. Des fenêtres sont alors aménagées dans la silice par attaque chimique locale. On procède ensuite au dépôt uniforme de métal, puis à l'attaque sélective de la couche métallique.

Cette structure est alors protégée par l'oxyde mais les effets d'angle à la périphérie du contact nuisent à l'établissement d'une avalanche uniforme.

I.2.1.2.4. Structure planar modifiée (D)

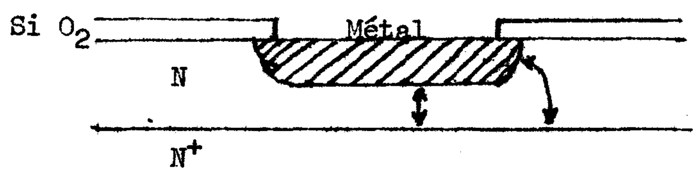


Figure I.23

Pour éviter la concentration du champ électrique à la périphérie du métal et le claquage qui en résulte, on peut concevoir une jonction de type planar avec une zone épitaxiée d'épaisseur faible de telle sorte que la zone désertée correspondant à la partie plane soit confinée entre le métal et le substrat.

Dans ce cas, le claquage se produit uniquement dans la partie plane de la jonction et la tension d'avalanche est déterminée par la distance entre le substrat et le métal.

Cette technique présente l'avantage de faire appel aux procédés planar bien développés mais elle est difficile à optimaliser car il faut maitriser avec précision la profondeur d'attaque.

I.2.1.2.5. Structure planar avec anneau de garde (E)

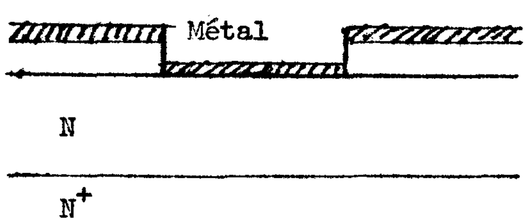


Figure I.24

Pour améliorer la caractéristique inverse, on peut également entourer le contact utile par un anneau de garde déposé sur la couche d'oxyde [23] ou diffusé [28, 31] mais cette technique est beaucoup plus difficile à mettre au point.

I.2.1.2.6. Structure mésa inversée (F)

La dissipation thermique est améliorée considérablement en évacuant la chaleur à travers le métal constituant la barrière ce qui conduit à la structure mésa inversée de la figure I.25).

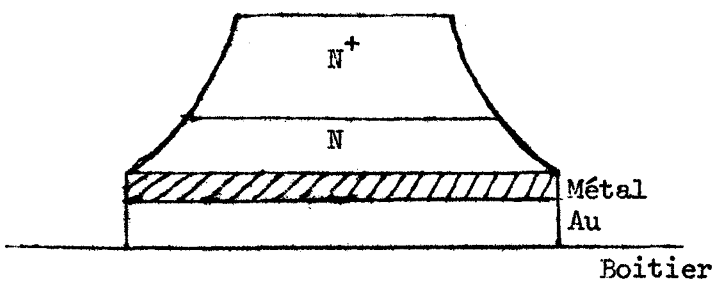


Figure I.25

Pour cela, on fait croître un dépôt d'or de quelques dizaines de microns au dessus du métal pour pouvoir souder cette face de l'échantillon sur un boitier sans détériorer la barrière.

Le substrat N^+ ne joue plus le rôle de support mécanique, on peut donc réduire son épaisseur et procéder à une attaque mésa classique.

Les propriétés sont les mêmes que celles de la structure A mais la résistance thermique est beaucoup plus faible et l'utilisation de cette structure paraît particulièrement intéressante pour la réalisation d'oscillateurs à avalanche.

I.2.2. *Caractérisation des échantillons*

Grace à la collaboration du Laboratoire d'Electronique et de Physique Appliquée (L.E.P.) et des Laboratoires Philips, nous disposons de la plupart des structures précédentes. Les méthodes expérimentales que nous allons décrire nous permettent alors de déterminer les propriétés de ces différentes structures et de définir ainsi la structure la mieux adaptée à l'utilisation en Hyperfréquence envisagée.

I.2.2.1. *Méthodes de caractérisation*

Ces méthodes doivent nous permettre de contrôler la barrière en comparant les résultats obtenus à ceux prévus par la théorie. Nous étudions successivement :

- la caractéristique directe
- la caractéristique inverse
- la résistance série et la variation de capacité avec la tension inverse
- la résistance de charge d'espace et la résistance thermique présentées en régime d'avalanche.

I.2.2.1.1. *Utilisation de la caractéristique directe*

Par rapport à la loi théorique, $I = I_s\ (e^{\frac{eV}{kT}} - 1)$, la caractéristique expérimentale d'une barrière métal semiconducteur se représente empiriquement par une relation du type

$I_f = I_s\ (e^{\frac{eV}{nkT}} - 1)$ où n est un paramètre sans dimension supérieur ou égal à 1. L'origine de ce paramètre n'est pas connue avec précision et plusieurs phénomènes tels que l'effet tunnel [10], les effets d'interface [12] ou le courant de génération recombinaison [23] ont été proposés pour l'expliquer.

D'une façon générale, nous pouvons dire que le facteur n renseigne sur la qualité de la barrière car il est dû à la présence d'un courant excédentaire dont la nature n'est pas bien déterminée.

Le tracé de Log I_f en fonction de V permet d'évaluer n : lorsque $V > \frac{3kT}{e}$ soit 0,075 V à température ambiante, la pente de la droite représente $\frac{e}{nkT}$ d'où n.

Lorsque n est voisin de 1, l'extrapolation de I en fonction de V fournit I_s. Par contre, en présence de courants excédentaires (n > 1) le calcul de I_s par extrapolation de la caractéristique directe n'est plus valable car ces courants ont une importance relative de plus en plus grande lorsque le courant total diminue. Lorsque I augmente, le courant thermoionique devient prépondérant mais la chute de tension dans la résistance série intervient et la relation courant tension s'écrit :

$$I_f = I_s\ e^{\frac{e}{kT}(V - R_s I_f)} \qquad \text{pour } V > \frac{3\ kT}{e}$$

Le courant excédentaire représenté empiriquement par le facteur n peut être négligé et nous obtenons :

$$\text{Log}\left(\frac{I_f}{e^{\frac{eV}{kT}}}\right) = \log I_s - \frac{e\ R_s}{kT}\ I_f$$

En traçant Log $\left(\frac{I_f}{e^{\frac{eV}{kT}}}\right)$ en fonction de I_f, nous déterminons I_s par l'ordonnée à l'origine et R_s d'après la mesure de la pente.

En déterminant la valeur du courant de saturation pour différentes températures et en comparant à l'expression théorique

$I_s = A\ S\ T^2\ e^{-\frac{e\phi}{kT}}$ nous pouvons calculer A et ϕ : la droite représentant les variations de $\mathrm{Log}\frac{I_s}{ST^2}$ en fonction de $\frac{1}{T}$ a pour ordonnée à l'origine Log A et pour pente $\frac{e\phi}{k}$.

I.2.2.1.2. Caractéristique inverse

Le tracé de la caractéristique inverse est essentiel pour évaluer l'importance des différentes composantes du courant inverse qui résulte de la superposition :

- du courant de saturation
- du courant de fuite superficiel ou du courant de génération recombinaison
- du courant d'avalanche.

La comparaison entre le courant inverse mesuré et le courant de saturation théorique calculé compte tenu de l'effet Schottky et de l'effet tunnel nous permet d'estimer la contribution totale du courant superficiel et du courant d'avalanche. L'étude du courant inverse en fonction de la température permet d'évaluer facilement l'importance relative de ces deux effets. On sait, en effet, que si la température diminue, le taux d'ionisation augmente et la condition d'avalanche sera satisfaite pour un champ électrique plus faible, donc une tension plus petite. Dans ces conditions en présence d'un mécanisme d'avalanche prépondérant on doit, à courant constant, observer une diminution de la tension avec la température.

Par ailleurs, lorsque le phénomène d'avalanche est prépondérant, on peut, nous le verrons par la suite (I.21), déterminer à partir de la résistance dynamique de la caractéristique, la résistance thermique de la diode.

I.2.2.1.3. Tracé de $C_j = f(V_R)$

L'étude de la variation de capacité avec la tension inverse est très utile pour caractériser un échantillon. Plus précisément, la réprésentation de $\frac{1}{C^2_j}$ en fonction de V_R renseigne sur le dcpage des échantillons et sur le potentiel de diffusion V_D conformément à la relation :

$$\frac{1}{C_j^2} = \frac{2}{\varepsilon\ e\ Nd} (V_D + V_R)$$

Cette formule est relative à la capacité par unité de surface de la diode. Elle permet, connaissant le dopage, la détermination de la surface S de la jonction ou inversement connaissant S, le calcul du dopage.

Le dopage Nd se déduit de la pente de la courbe représentant les variations de $\frac{1}{C^2}$ en fonction de V_R ; le potentiel de diffusion s'obtient par une extrapolation de la courbe à l'origine. Cette méthode peut également servir à déterminer le profil de diffusion des impuretés lorsque celui-ci n'est pas constant : pour une tension inverse donnée, la pente de la tangente à la courbe fournit alors la valeur du dopage existant à l'extrémité de la zone désertée pour la tension considérée [34].

- Si la capacité est inférieure à 2 pf et la conductance de fuite grande, la mesure est effectuée à l'aide d'un pont automatique très précis [34].

- Par contre, si la conductance parasite doit être compensée ou si la capacité est supérieure à 2 pf, on utilise un pont d'impédance classique ; le résultat est alors moins précis.

Dans les deux cas, la fréquence de travail est 1 MHz et la tension alternative faible (respectivement 100 mV et 50 mV) de façon à rester dans une zone pratiquement linéaire de la courbe $C_j(V)$.

- Il est parfois plus intéressant de déduire la capacité à partir de la mesure de l'impédance totale de la diode en hyperfréquence car cette méthode présente l'avantage de fournir également la valeur de la résistance série r_s.

En effet, en l'absence de courant d'avalanche, l'impédance de la diode se réduit à la capacité inverse en série avec la résistance due au substrat et à la zone désertée. La connaissance de cette résistance permet d'évaluer l'épaisseur de la zone désertée.

Nous détaillons par la suite (II.21) les techniques de mesure propres à ces fréquances.

I.2.2.1.4. Mesure de la résistance de charge d'espace

Dans le cas où le phénomène d'avalanche est prépondérant, la partie réelle de l'impédance dynamique de la diode s'écrit d'après (I.21)

$$R_D = R_c + \frac{\gamma\, U\, R_{th}}{1 + \omega^2\, C^2_{th}\, R^2_{th}} \quad \text{où} \quad \gamma = \frac{dU}{dT}$$

et la mesure de R_D permet d'obtenir des renseignements importants :

a) Pour des fréquences suffisamment élevées, la résistance dynamique se réduit à la résistance de charge d'espace que l'on peut ainsi déterminer.

A partir de la courbe représentant les variations de R_c en fonction de I, on peut contrôler l'uniformité de l'avalanche. En effet, si l'on définit un coefficient k tel que

$$k = \frac{\text{surface en avalanche}}{\text{surface totale de la jonction}}$$

la résistance de charge d'espace s'exprime d'une façon plus générale par :

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

et cette relation permet la détermination de k. En général, lorsque le courant traversant la diode augmente, k augmente, R_c diminue et tend vers une valeur constante correspondante à $k = 1$. L'avalanche est alors uniforme et à partir de R_c, on peut déterminer $W - \delta$ donc δ.

b) En très basses fréquences, R_D tend vers $R_c + R_T = R_d$ (qui est également la résistance dynamique calculée d'après la pente de la caractéristique statique) et l'on peut, ayant mesuré au préalable γ, en déduire la résistance thermique de la diode.

c) Par ailleurs, l'étude de R_d en fonction de la fréquence (relation I.21) permet le calcul de la constante de temps thermique, donc de la capacité thermique.

Une description détaillée des techniques expérimentales permettant la mesure de R_D a été donnée par ailleurs [35] ; rappelons simplement que nous utilisons :

- une méthode de comparaison dans la gamme 2 Hz - 300 KHz
- un pont d'impédance GR 916 A valable de 300 KHz à 60 MHz.

La méthode de comparaison consiste à mettre en série avec la diode correctement polarisée, une résistance de valeur connue et à appliquer une tension alternative aux bornes de l'ensemble. Le rapport entre la tension alternative totale et la tension alternative apparaissant directement aux bornes de la diode permet de connaître la résistance dynamique de celle-ci. Ce raisonnement suppose toutefois que la partie imaginaire de l'impédance est négligeable vis à vis de la partie réelle.

Remarque : Il est également possible de mesurer la résistance de charge d'espace à partir de la courbe I(V) tracée à l'aide d'impulsions de courant et de tension, de durée inférieure à la constante de temps thermique. Le matériau ne s'échauffe pas et la résistance dynamique ne contient que le terme R_c.

I.2.2.2. Résultats et interprétation

I.2.2.2.1. Caractéristiques directes

Nous avons sélectionné sur la figure I.26 les caractéristiques directes de plusieurs types de diodes en vue de leur comparaison. La représentation en coordonnées semilogarithmiques fait apparaître immédiatement la linéarité de ces courbes pour les courants suffisamment faibles où la résistance série n'intervient pas.

A partir de ces courbes, on peut déterminer I_s et connaissant la surface des échantillons, en déduire la hauteur de barrière correspond à chaque couple métal semiconducteur. Les résultats rassemblés dans le tableau III sont

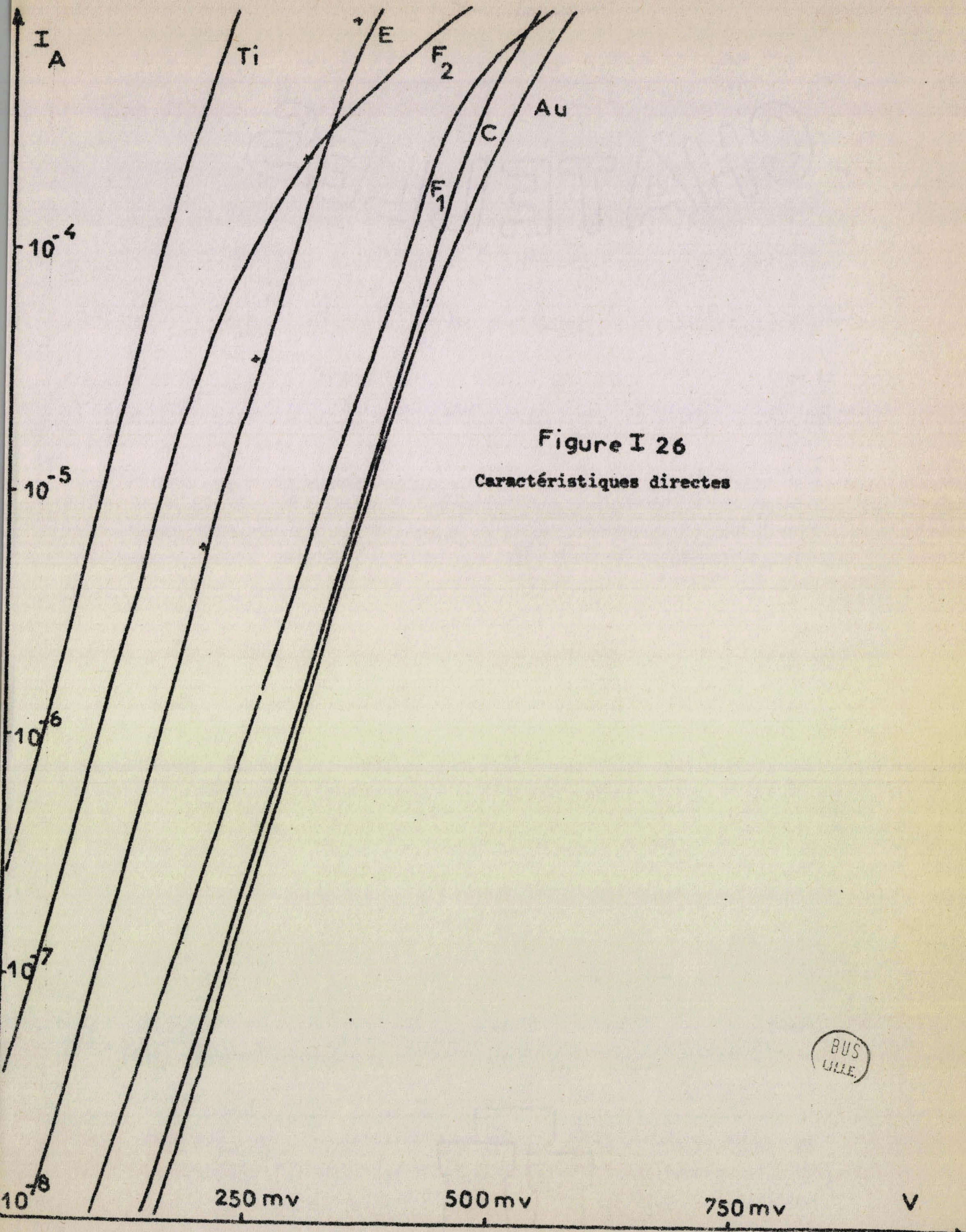


Figure I 26

Caractéristiques directes

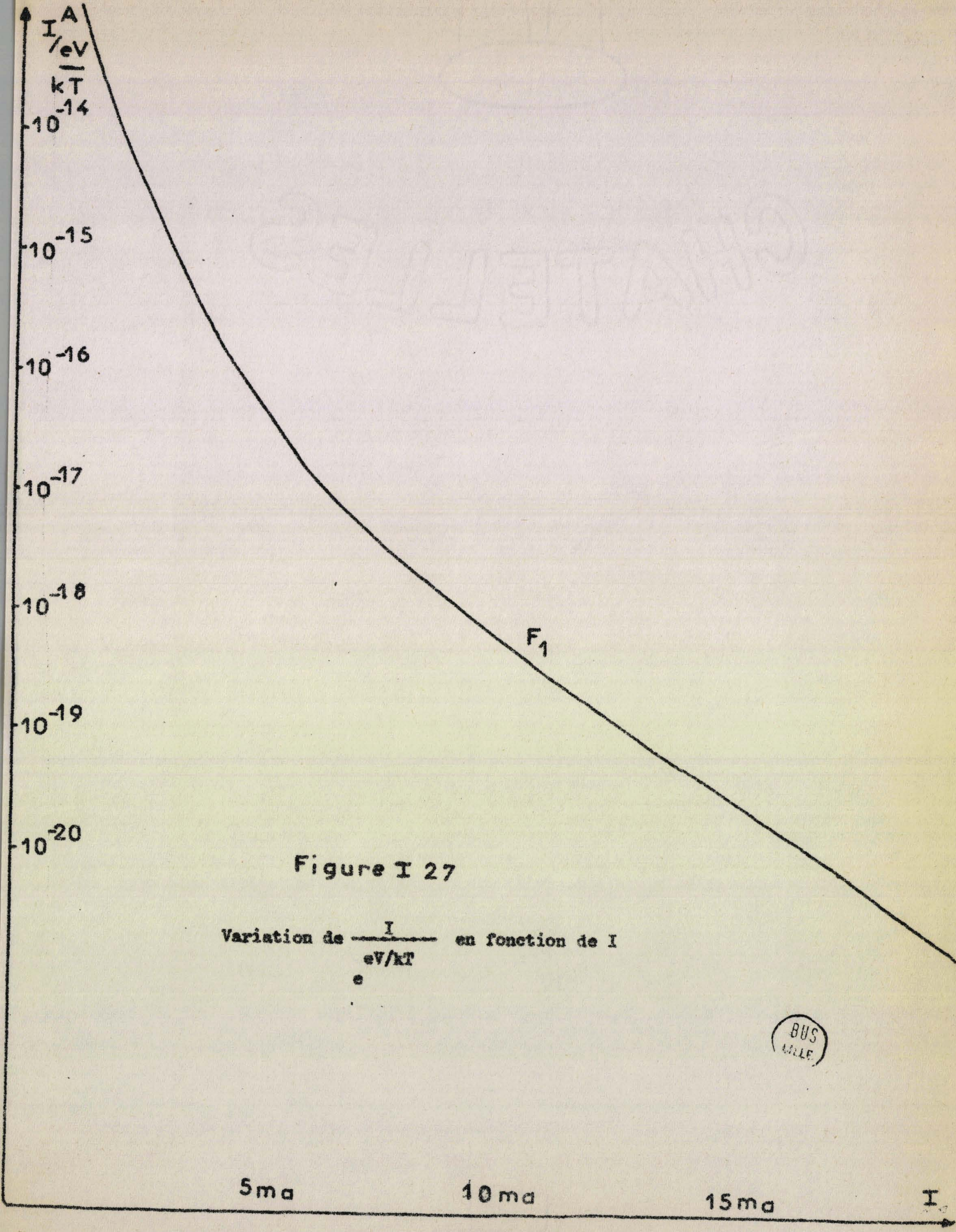


Figure I 27

Variation de $\frac{I}{e^{eV/kT}}$ en fonction de I conformes aux résultats théoriques et l'accord obtenu montre la validité des barrières réalisées.

On peut cependant remarquer que dans le cas du Ti (structure C), la hauteur déterminée expérimentalement est nettement plus élevée que la valeur théorique. Cette différence pourrait résulter de la présence d'impuretés au moment de l'évaporation du métal.

Métal Structure	Au *	Ti *	Ni F_2	Mo E	Pt F_1	Ti C
n défini en I.2.2.1.1	1,14	1,02	1,04	1,06	1,35	1,05
I_S A	$3{,}5\ 10^{-11}$	$2{,}5\ 10^{-7}$	$2\ 10^{-8}$	$3\ 10^{-9}$	10^{-11}	$5\ 10^{-12}$
$\phi_{mesuré}$	0,71 eV	0,45 eV	0,59 eV	0,63 eV	0,82 eV	0,78 eV
$\phi_{théorique}$	0,80 eV	0,50 eV	0,60 eV	0,57 à 0,68 eV	0,85 eV	0,50 eV
R_s Ω	48	20	180	25	65	23

Tableau III

Nous donnons également dans ce tableau les valeurs de la résistance série R_s calculée à partir de la caractéristique directe. Les valeurs trouvées sont élevées car R_s est fixée par la résistivité de l'épitaxie et l'épaisseur de la couche épitaxiée non désertée. La résistance série r_s mesurée en inverse pour des tensions voisines de la tension d'avalanche est généralement plus faible car la zone désertée a une épaisseur plus grande.

* *La structure de ces échantillons n'a pas été définie précédemment car ils ont été réalisés uniquement pour vérifier la hauteur de barrière et ne sont pas prévus pour fonctionner en polarisation inverse.*

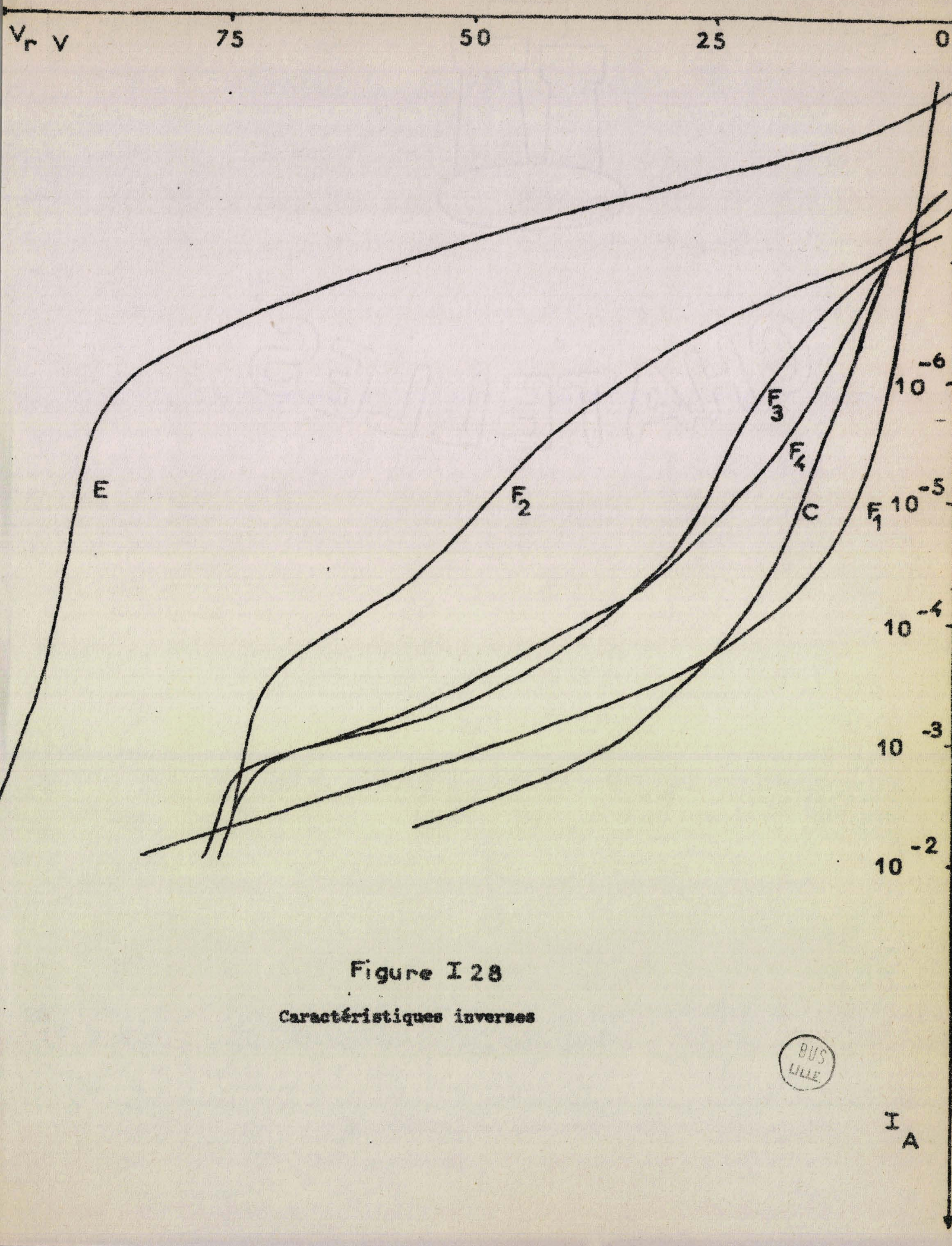


Figure I 28

Caractéristiques inverses

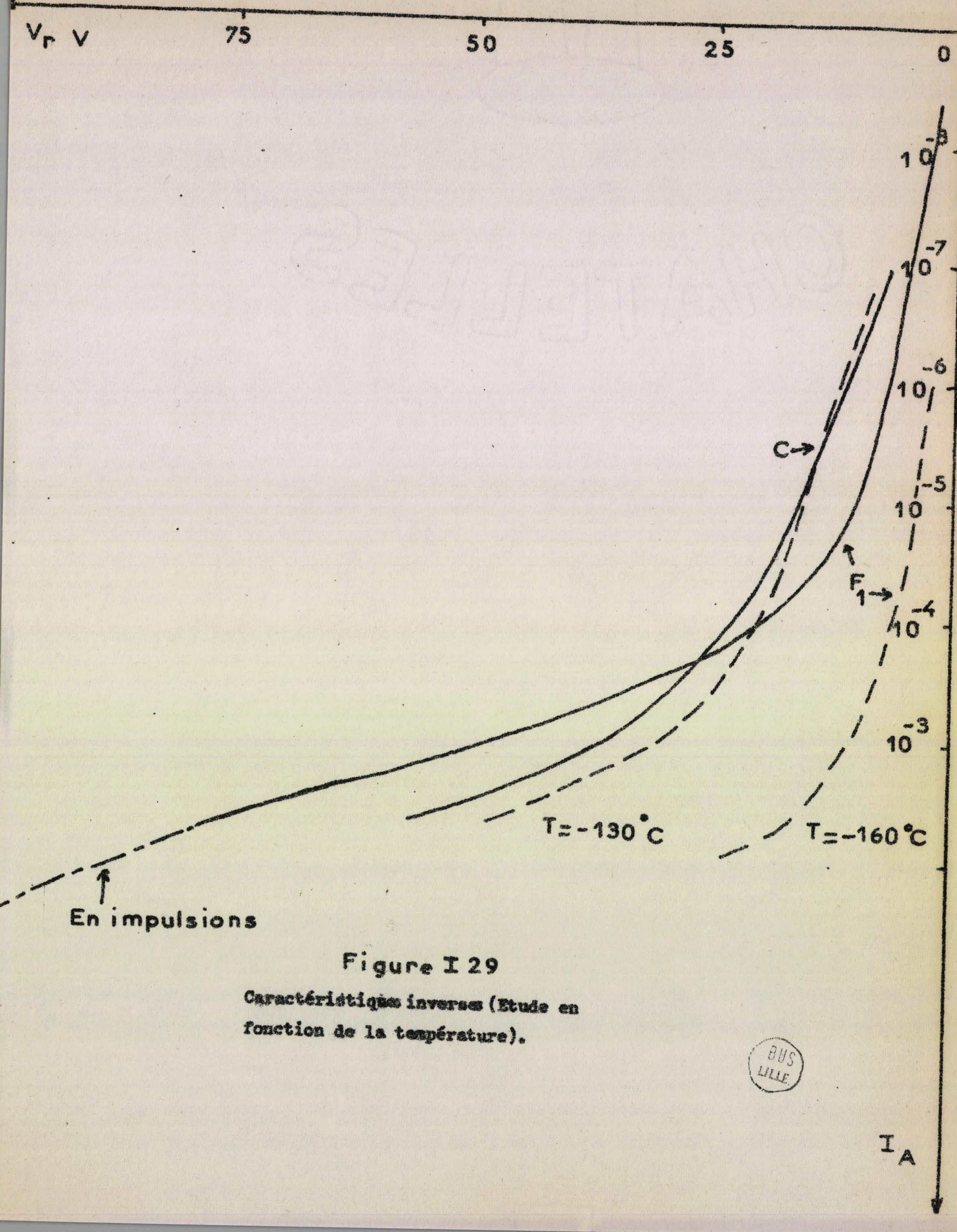


Figure I 29

Caractéristiques inverses (Etude en fonction de la température).

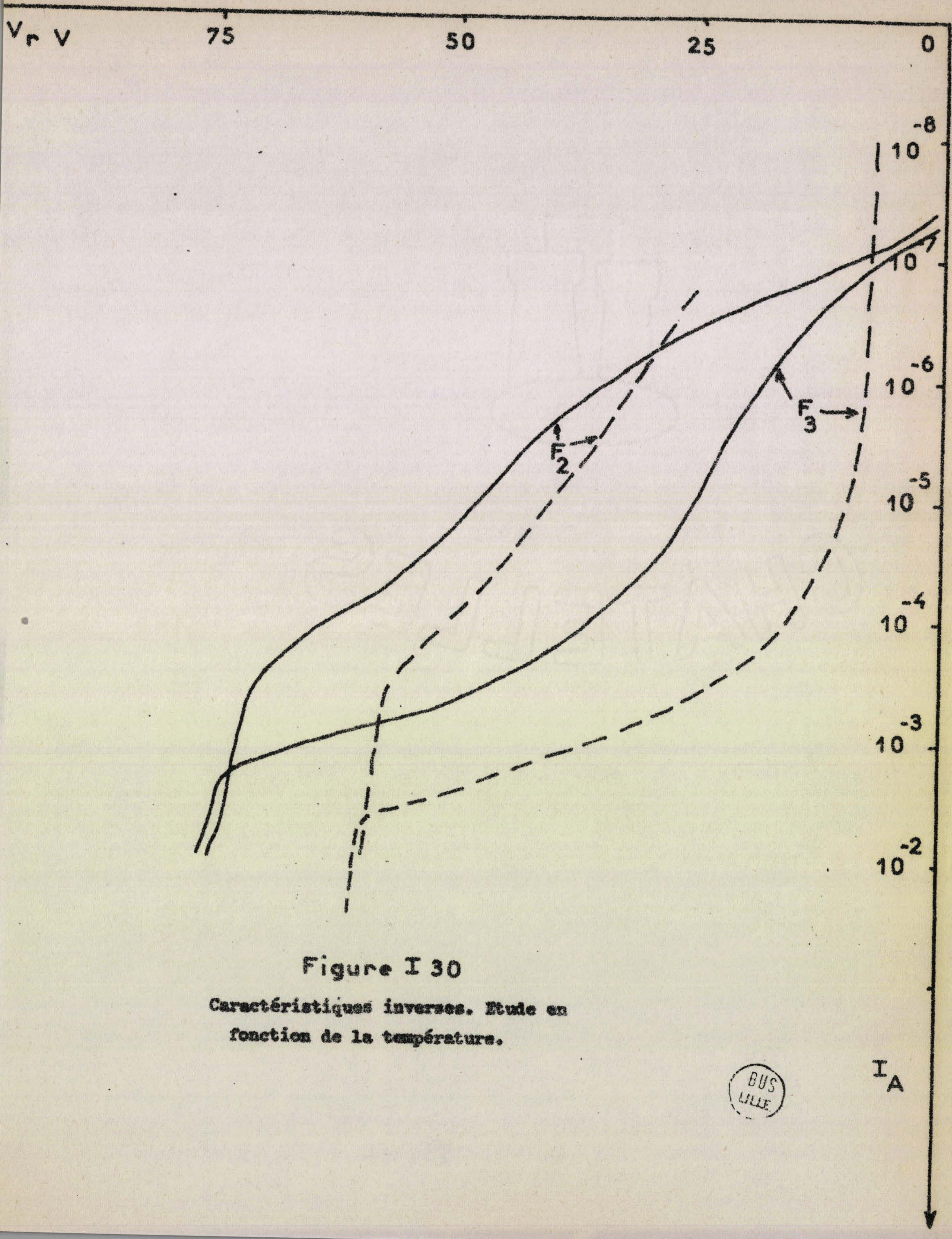


Figure I 30

Caractéristiques inverses. Etude en fonction de la température.

I.2.2.2.2. *Caractéristiques inverses*

Nous avons représenté sur la figure I.28 les caractéristiques inverses les plus typiques. On peut remarquer qu'en dehors de la diode E à anneau de garde diffusé, le courant est plus important que le courant de saturation prévu d'après la caractéristique directe (Tableau III) ou d'après la relation I.11 tenant compte de l'effet tunnel et de l'effet Schottky, illustrée sur la figure I.14.

Cette différence peut s'expliquer par l'existence d'un courant de fuite et d'un mécanisme d'avalanche. Nous pouvons distinguer ces deux effets en étudiant les variations de la caractéristique inverse avec la température.

Dans le cas d'un courant superficiel, on constate généralement à tension constante une augmentation du courant inverse avec la température alors qu'il s'agit d'une diminution lorsque le courant d'avalanche est prépondérant. Ces différents phénomènes sont illustrés sur les figures I.29 et I.30.

Pour la diode F_1, l'augmentation du courant lorsque la température diminue montre que cette structure est pratiquement toujours en avalanche : ce mécanisme se produit pour des tensions très faibles alors que la tension d'avalanche théorique (30 V à $T_{ambiante}$) a une valeur beaucoup plus élevée. Cette avalanche partielle se produit vraisemblablement à la périphérie du contact métal semi-conducteur, et un tel échantillon est inutilisable en hyperfréquence.

Le comportement de la diode C est un peu plus satisfaisant : nous observons également une augmentation rapide du courant inverse avec la tension et l'étude en fonction de la température prouve l'apparition de l'avalanche à partir de 10 V. Ce résultat s'explique en considérant que la courbure des équipotentielles à la périphérie du plot métallique crée dans cette zone un courant d'avalanche sous une tension faible. Cette hypothèse sera confirmée ultérieurement par les mesures d'impédances qui mettent en évidence un terme capacitif élevé dû à l'importance de la zone restant en parallèle sur la surface en avalanche. Cette diode se met "progressivement" en avalanche sans présenter de claquage brutal et ne peut convenir à l'application que nous envisageons.

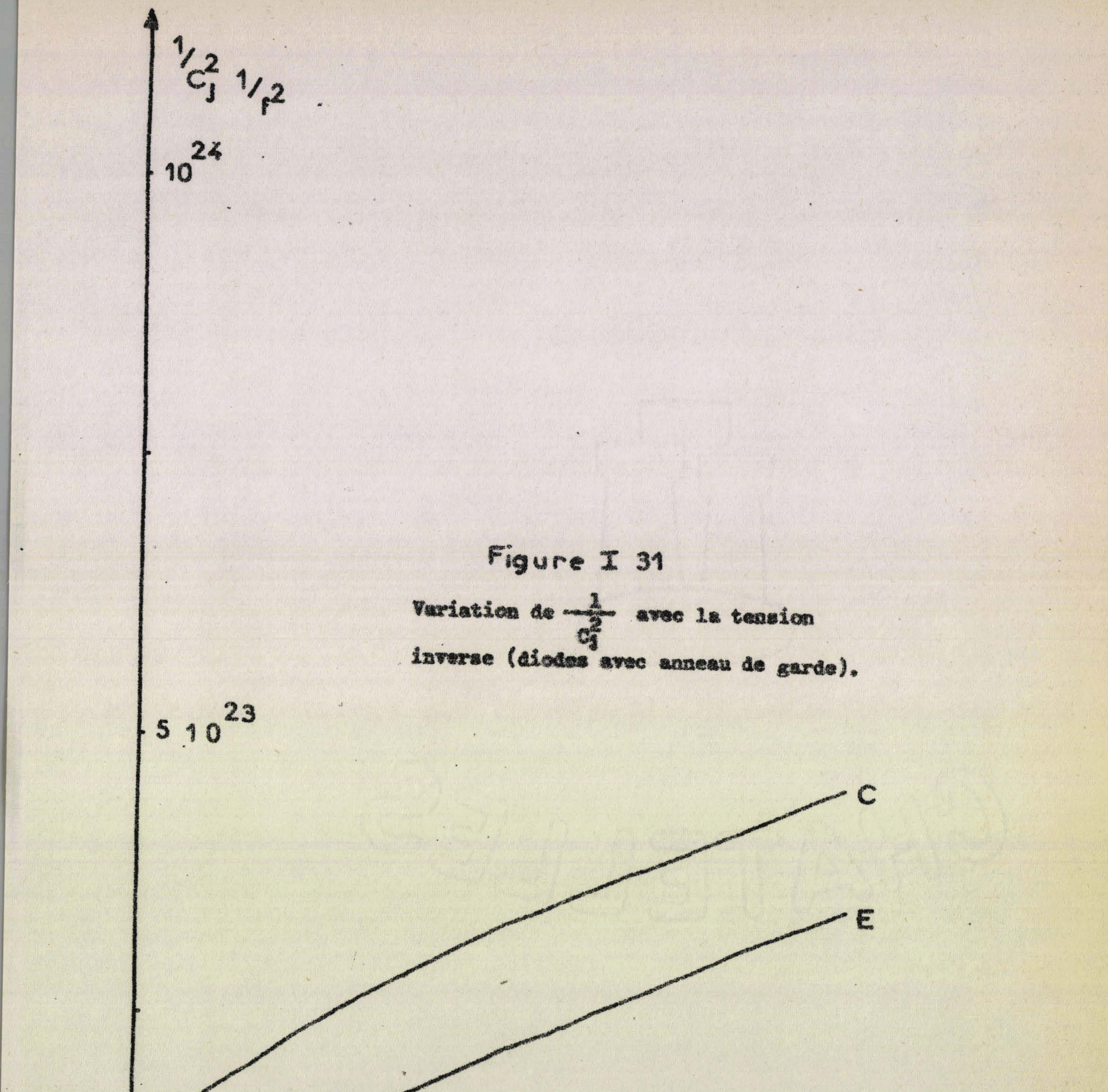


Figure I 31

Variation de $\frac{1}{C_j^2}$ avec la tension inverse (diodes avec anneau de garde).

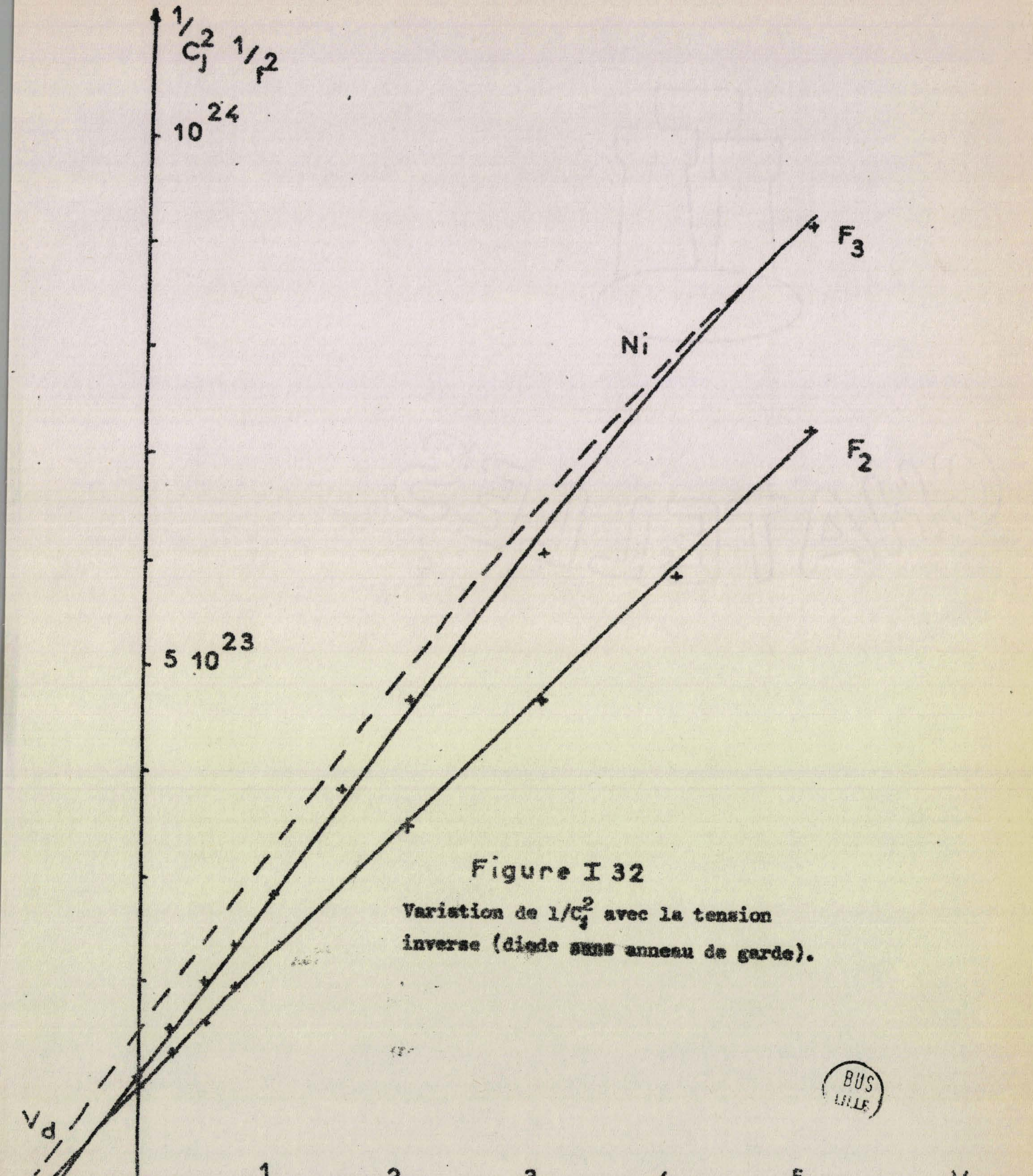


Figure I 32

Variation de $1/C_j^2$ avec la tension inverse (diode sans anneau de garde).

Enfin pour les diodes F_2 et F_3 (identiques au point de vue dimensions et dopage) la variation de la caractéristique inverse en fonction de la température montre la présence d'avalanche à partir de 30 V et 10 V respectivement, alors que le changement de pente brutal indiquant la mise en avalanche de toute la structure se produit vers 75 V conformément à la tension théorique à température ambiante. Il est alors logique d'attribuer l'origine du courant inverse à un phénomène d'avalanche localisée. L'importance de la résistance dynamique pour les tensions inférieures à 70 V prouve que le claquage reste limité à une faible zone de la surface contrairement aux échantillons précédents et le courant observé dans ces conditions n'atteint au maximum qu'une valeur de l'ordre de 1 mA. L'utilisation en hyperfréquence de ces diodes présentant un claquage relativement uniforme peut être envisagée.

I.2.2.2.3. Capacité en polarisation inverse

La relation capacité tension est représentée sur les figures I.31 et I.32 pour quelques échantillons parmi les plus caractéristiques.

On sait que le tracé de $\frac{1}{C_j^2} = f(V_R)$ est très utile pour déterminer le potentiel de diffusion V_D et le profil de dopage . Dans le cas des échantillons C et E comportant un surplomb métallique jouant le rôle d'un anneau de garde, ce tracé n'est pas tout à fait linéaire et la mesure de l'abscisse à l'origine, V_D n'est pas précise. En effet, ces diodes équivalent au point de vue capacitif au schéma de la figure I.33 où seul C_j obéit à la relation I.17.

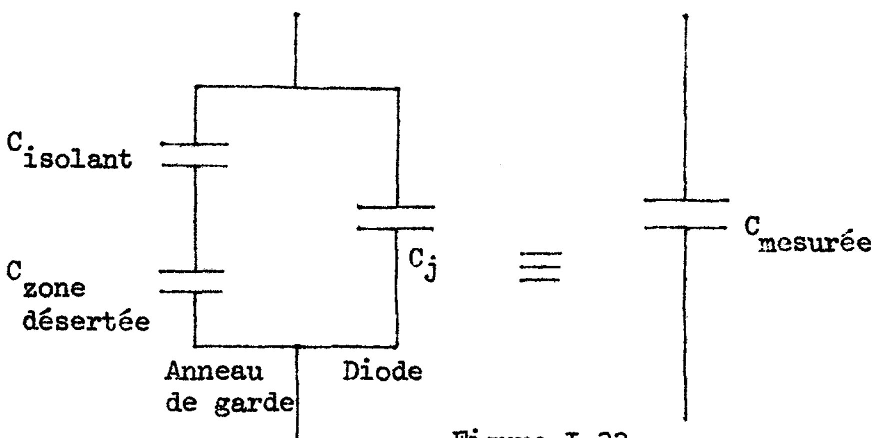


Figure I.33

Il n'en est pas de même en ce qui concerne les diodes inversées F_2 et F_3 pour lesquelles $\frac{1}{C_j^2} = f(V_R)$ sont bien linéaires et conduisent aux résultats du tableau IV.

DIODE	F_3(Ni)	F_2(Ni)	Ni	E(Mo)
V_D V	0,60	0,70	0,80	0,70
Nd At/cm^3	3,3 10^{15}	5,2 10^{15}	2 10^{16}	
Nd fabriquant	7 10^{15}	7 10^{15}	9 10^{15}	

Tableau IV

Nous voyons que cette méthode est moins précise que la précédente pour le contrôle d'une barrière mais elle est néanmoins intéressante à titre de comparaison ou de vérification.

I.2.2.2.4. Résistance dynamique en régime d'avalanche

Pour compléter la caractérisation de nos échantillons il est important de connaître leurs possibilités de dissipation thermique dans la mesure où l'on envisage de les polariser par des courants élevés. Ces renseignements peuvent être déduits de l'impédance basse fréquence présentée par la barrière, d'une part en fonction du courant inverse à fréquence fixe, et d'autre part en fonction de la fréquence à courant fixe.

La résistance de charge d'espace étant inversement proportionnelle à la surface effectivement en avalanche, elle ne devient indépendante du courant que lorsque cette surface est égale à la surface totale de la diode soit au delà de 10 mA pour les échantillons représentés sur la figure I.34.

Pour de tels courants, l'influence de la fréquence est liée aux phénomènes thermiques : en T.B.F. (F < 10 Hz) la résistance dynamique comprend un terme dû

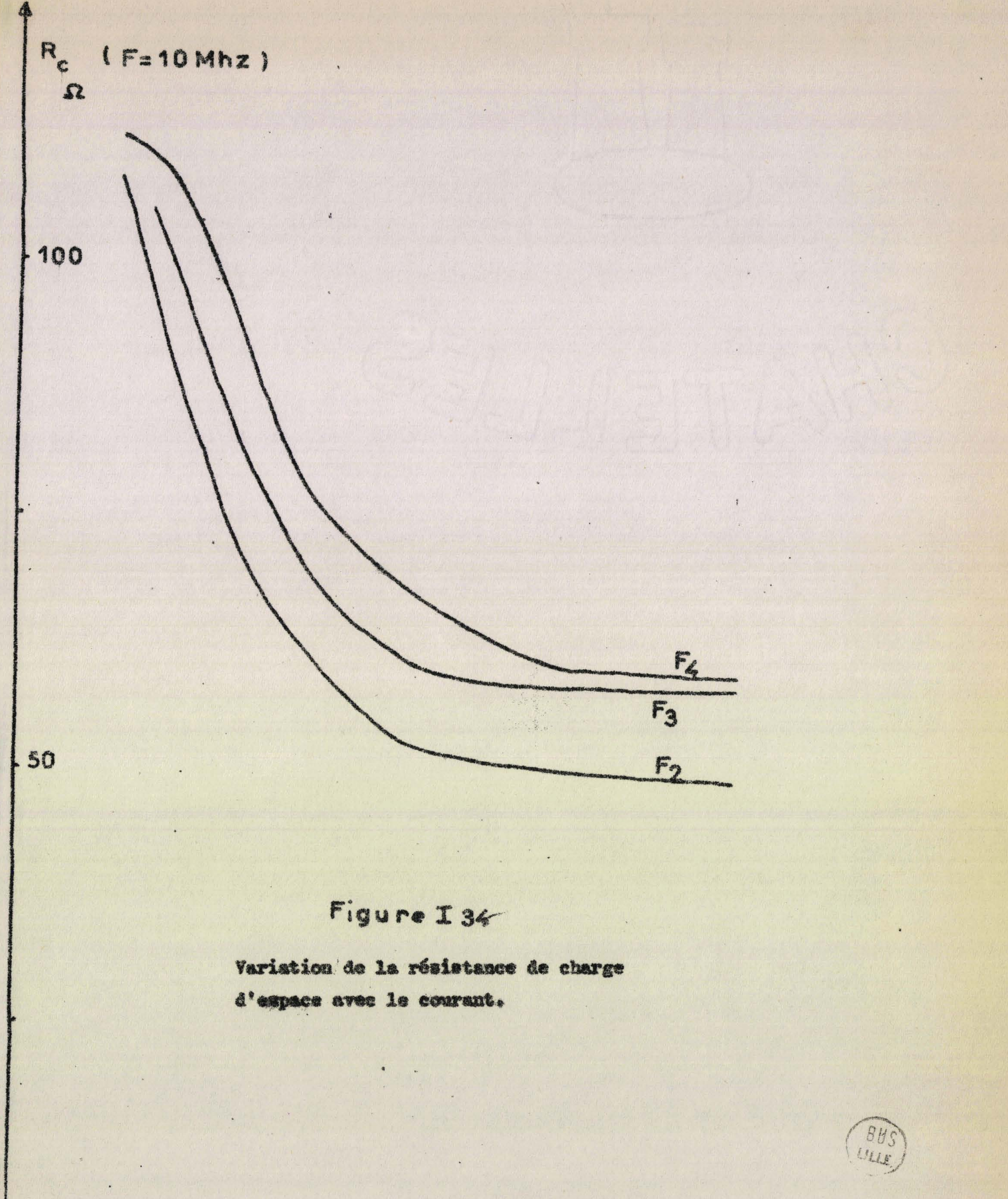


Figure I 34

Variation de la résistance de charge d'espace avec le courant.

à l'échauffement et est d'ailleurs identique à la pente de la caractéristique statique. Par contre, pour des fréquences supérieures à 10 MHz, la résistance dynamique ne comprend que le terme dû à la résistance de charge d'espace. La figure I.35 représentant les variations de R_D en fonction de f contient donc les informations nécessaires à la connaissance de la résistance thermique et nous les avons rassemblées dans le tableau V.

Diode	F3	F4	F2	C
Rd Ω	220	300	180	4000
R_c Ω	58	61	50	600
$R_{th} = \dfrac{R_d - R_c}{\gamma U_a}$	31 °/W	46 °/W	25 °/W	

Tableau V

Nous donnons également dans ce tableau les valeurs obtenues par Rd et R_c pour la diode C. Les valeurs anormalement élevées obtenues résultent d'un claquage non uniforme qui ne concerne qu'une faible partie de la surface totale de la jonction.

Le coefficient γ se déduit du relevé de la variation de tension inverse en fonctinn de la température pour un courant constant. Un exemple est donné sur la figure I.36.

Conclusion :

La plupart des techniques de mesures utilisées pour les jonctions PN en avalanche s'avèrent valables pour les barrières métal semiconducteur et nos résultats expérimentaux confirment l'existence du phénomène d'avalanche dans ces structures. Il apparaît cependant que la réalisation pratique des échantillons joue un rôle extrêmement important en ce qui concerne l'uniformité du claquage et la maîtrise des courants de fuite. La technologie des barrières

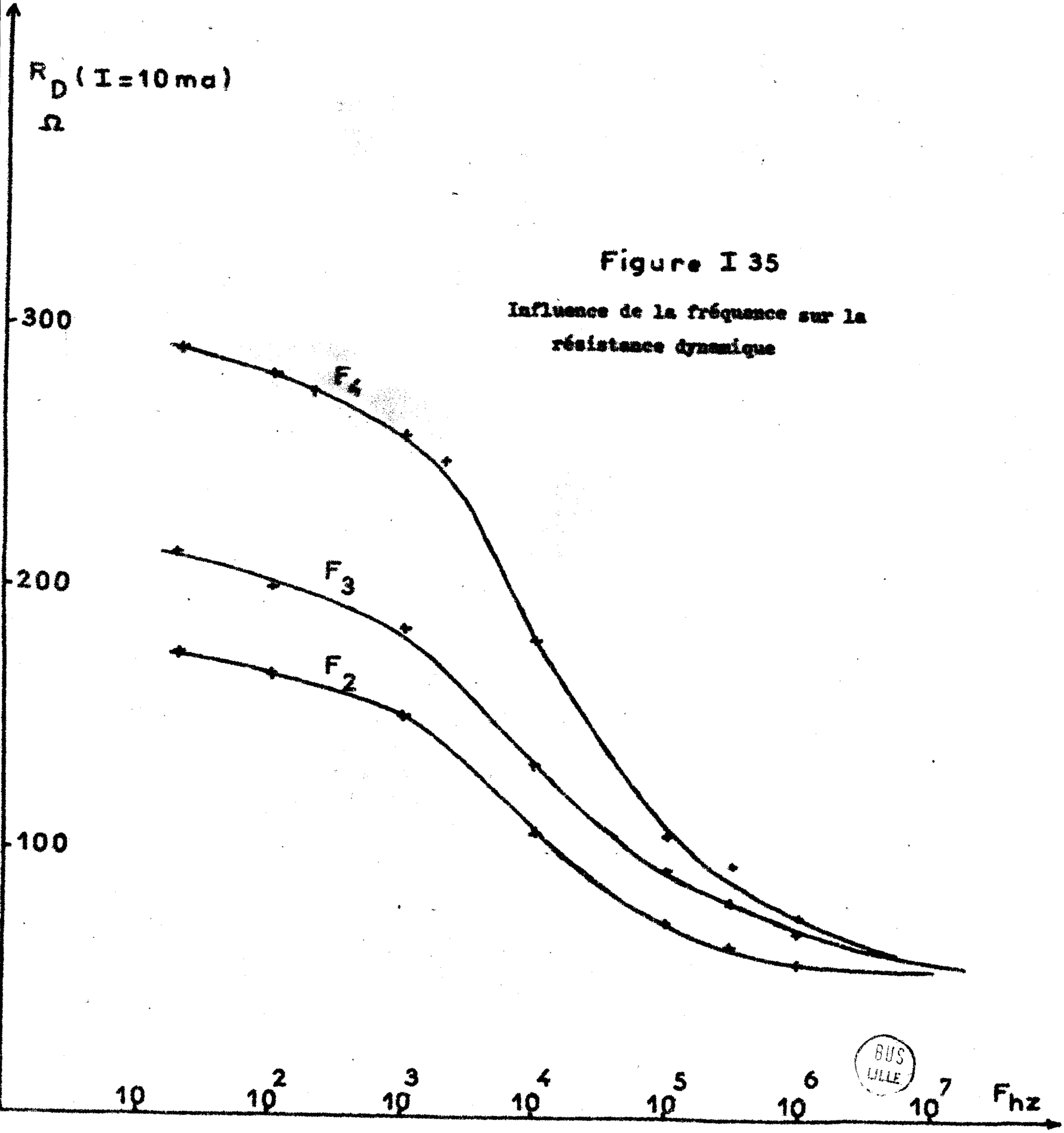


Figure I 35

Influence de la fréquence sur la résistance dynamique

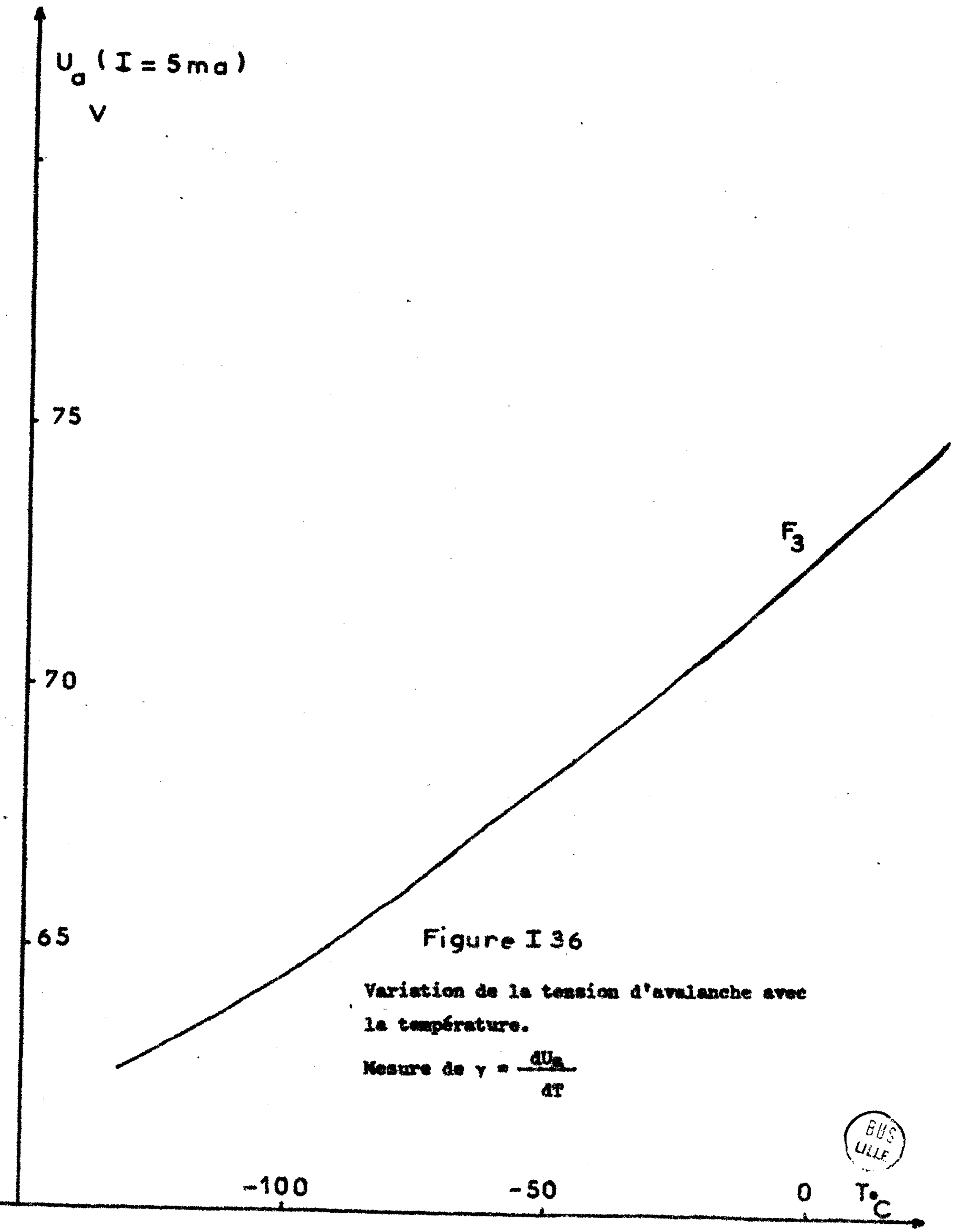


Figure I 36

Variation de la tension d'avalanche avec la température.

Mesure de $\gamma = \frac{dU_a}{dT}$

métal semiconducteur destinées à fonctionner en régime d'avalanche est encore assez peu courante et son développement n'est pas arrivé à un stade aussi avancé que celui des jonctions.

Diode C	U_a	Rd	R_c	γ	R_{th}	I_R (-1V)	C - 30 V	r_s -(50 V)
Expérimental	74,5 V	180Ω	50 Ω	80 mV/₀	25 °/W	32nA	0,58 pf	2,5 Ω
théorique	75 V		52 Ω				0,47 pf	

Tableau VI

Caractérisation théorique et expérimentale d'une diode métal semiconducteur en régime d'avalanche

Néanmoins, les résultats très valables obtenus dans le cas des structures F prouvent que de tels échantillons sont susceptibles de fonctionner correctement en régime d'avalanche. Ces échantillons doivent pouvoir être utilisés en hyperfréquence, et c'est ce que nous allons essayer de montrer dans le chapitre suivant.

/ CHAPITRE II /

ETUDE DES PROPRIETES HYPERFREQUENCES D'UNE BARRIERE METAL SEMICONDUCTEUR EN AVALANCHE

CHAPITRE II

ETUDE DES PROPRIETES HYPERFREQUENCES D'UNE BARRIERE METAL SEMICONDUCTEUR EN AVALANCHE

Pour utiliser au mieux les possibilités offertes par un oscillateur ou un amplificateur, il importe de connaître les caractéristiques de ces systèmes au point de vue impédance, fréquence de fonctionnement, puissance et performances de bruit.

L'article fondamental de Read a montré la possibilité d'obtenir une résistance différentielle négative, donc de réaliser des amplificateurs et des oscillateurs hyperfréquences dont le fonctionnement repose sur la création de porteurs par avalanche et sur la durée de leur transit à travers une zone désertée.

Nous allons ici essayer d'appliquer la théorie de Read et les résultats fournis par des théories plus récentes au cas d'une barrière métal semiconducteur. Nous espérons obtenir ainsi, les expressions théoriques permettant le calcul des caractéristiques hyperfréquences d'un oscillateur A.T.T.

Nous nous proposons de décrire ensuite, les méthodes employées pour mesurer expérimentalement ces caractéristiques et d'interpréter les résultats obtenus.

II.1. RESULTATS THEORIQUES

II.1.1. Impédance présentée par une barrière métal semiconducteur en avalanche

II.1.1.1. Relations fondamentales

Nous avons montré précédemment que l'on pouvait distinguer dans la zone désertée d'une barrière métal semiconducteur en régime d'avalanche deux régions :

- une zone d'avalanche où se produit la multiplication des porteurs à partir du courant de saturation,
- une zone de transit où les porteurs se déplacent à leur vitesse limite.

A partir des lois de conservation du courant et des équations de transport, on peut relier [29] le courant de conduction sortant de la zone d'avalanche, I_{ca} et le champ électrique hyperfréquence, E_δ régnant dans cette même zone, par la relation :

$$\frac{\tau_\delta}{2} \frac{\partial I_{ca}}{\partial t} = I_{ca} \left(\psi(E_\delta) - 1 \right) + I_s \qquad \text{(II.1)}$$

où $\tau_\delta = \frac{\delta}{v}$ = temps de transit dans la zone d'avalanche

et $\psi(E_\delta) = \int_0^\delta \alpha(E_\delta)\, dx$

Cette expression est le point de départ de l'étude du comportement en hyperfréquence d'un oscillateur A.T.T. mais elle implique plusieurs hypothèses simplificatrices :

- les taux d'ionisation des électrons et des trous sont identiques $\alpha_n = \alpha_p$
- les vitesses limites de ces deux types de porteurs sont aussi identiques $v_n = v_p$
- le courant de conduction I_{ca} et sa dérivée par rapport au temps sont indépendants de x, ce qui est légitime si $\frac{\delta}{W} << 1$.

En négligeant le courant de saturation et en intégrant l'équation (II.1) on obtient :

$$I_{ca} = I_{oo} \exp \frac{2}{\tau_\delta} \int_0^t (\psi(E_\delta) - 1)\, dt \qquad \text{(II.2)}$$

On voit ici apparaitre la double non linéarité entre le courant et le champ électrique : I_{ca} est une fonction non linéaire de $\psi(E_\delta)$ qui est elle même une fonction de E_δ par l'intermédiaire de $\alpha = \alpha_o\, e^{\lambda E_\delta}$ (relation de Mac Kay).

II.1.1.2. *Impédance en régime linéaire*

Dans le cas où l'on envisage la production ou l'amplification de petits signaux hyperfréquences, il est intéressant de linéariser l'équation (II.2) en posant :

- $E_\delta = E_a + e_\delta$ où e_δ désigne la composante alternative de E_δ, $e_\delta < E_a$

- $\psi(E_\delta(t)) = \psi(E_a) + \left(\frac{\partial\psi}{\partial E_a}\right) e_\delta$

- $I_{ca} = I_o + i_{ca}$

ce qui permet de calculer analytiquement l'impédance présentée par la zone d'avalanche et la zone de transit. Ces calculs ont été détaillés par ailleurs [36] et nous allons simplement rappeler les résultats qui nous intéressent.

* *Etude de la zone en avalanche*

En utilisant l'équation (II.2), le courant de conduction s'écrit :

$$i_{ca} = \frac{u_\delta}{i\omega L_\delta} + ia\ i_{ca} \qquad \text{(II.3)}$$

où u_δ =tension alternative aux bornes de la zone en avalanche

$$L_\delta = \frac{\delta\ \tau_\delta}{2\ I_o \dfrac{\partial\psi}{\partial E_a}} \qquad \text{(II.4)}$$

$$a = \frac{2\ I_s}{\omega\ \tau_\delta\ I_o} \qquad \text{(II.5)}$$

Le courant de déplacement s'écrit :

$$i_{da} = i\ \omega\ C_\delta\ u_a \qquad \text{avec} \qquad C_\delta = \frac{\varepsilon S}{\delta}$$

En conséquence, la zone d'avalanche se comporte comme une self de valeur L_δ en série avec une résistance $R_\delta = a\ \omega\ L_\delta$, l'ensemble étant en parallèle sur la capacité C_δ (figure II.1)

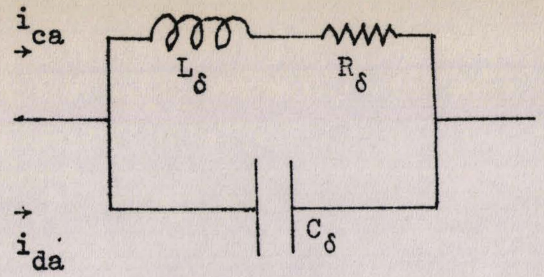


Figure II.1

Nous voyons en particulier, l'influence du courant de saturation qui apparait sous la forme d'une résistance R_δ

La fréquence de résonance de ce circuit bouchon est appelée fréquence d'avalanche et vaut :

$$f_a = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{2 \frac{\partial \psi}{\partial E_a}}{\varepsilon \, \tau_\delta} \right)^{1/2} \sqrt{J_o} \qquad \text{(II.6)}$$

Si on définit I_x comme étant le courant continu de polarisation produisant la résonance à une fréquence donnée $f = \frac{\omega}{2\pi}$, on a

$$\beta^2 = \frac{\omega_a^2}{\omega^2} = \frac{I_o}{I_x}$$ et l'impédance de la zone en avalanche peut s'écrire :

$$Z_\delta = \frac{1}{C_\delta \omega} \; \frac{a + i}{(\beta^2 - 1) + i \, a} \qquad \text{(II.7)}$$

* *Etude de la zone de transit*

Le courant $i_{ca} + i_{da}$ sortant de la zone d'avalanche est injecté dans la zone de transit. Le courant de conduction s'y propage avec déphasage et son expression en un point d'abscisse x, comptée à partir de l'entrée de la zone de transit est :

$$i_{ct}(x) = i_{ca} \, e^{- i\omega \frac{x}{v}} \qquad \text{(II.8)}$$

Quant au courant de déplacement, il est toujours proportionnel à la dérivée par rapport au temps du champ électrique, ce qui conduit à

$$i_{dt}(x) = i \, \omega \, \varepsilon \, S \, E_t(x) \qquad \text{(II.9)}$$

La somme de ces deux équations donne le courant total qui reste constant et indépendant de x d'où

$$i_T = i_{ca}\, e^{-\frac{i\omega x}{v}} + i\,\omega\,\varepsilon\, S\, E_t(x)$$

en posant : $M = \dfrac{i_{ca}}{i_T} = \dfrac{i_{ca}}{i_{ca} + i_{da}}$, on extrait

$$E_t(x) = i_T \frac{1 - M\, e^{-\frac{i\,\omega\, x}{v}}}{i\,\omega\,\varepsilon\, S} \tag{II.10}$$

dont l'intégration entre 0 et δ fournit la tension aux bornes de la zone de transit.

Il suffit ensuite de diviser per le courant i_T pour avoir la valeur de l'impédance de cette zone

$$Z_t = \frac{1}{i_T} \int_0^{W-\delta} E_t(x)\, dx = R_t + i\, X_t$$

$$Z_t = \frac{M}{C_t\, \omega} \left(\frac{1 - \cos\theta}{\theta}\right) - \frac{i}{C_t \omega}\left(1 - \frac{M \sin\theta}{\theta}\right) \tag{II.11}$$

On remarque que si la fréquence est inférieure à la fréquence d'avalanche i_{ca} tend à être en phase avec i_T, la partie réelle de M est positive ainsi que R_t. Par contre, si $f > f_a$, la partie réelle de M devient négative, il en est de même pour R_t, d'où la possibilité de compenser les pertes du circuit et de produire des oscillations. Si le courant de saturation est suffisamment faible, on peut négliger le terme a et l'impédance totale de la jonction devient :

$$R_D = \frac{1}{C_t \omega} \frac{\beta^2}{\beta^2 - 1} \chi(\theta)$$

$$X_D = \frac{1}{C_t \omega} \left(\frac{1 - \beta^2 \mu(\theta)}{\beta^2 - 1} + \frac{\delta}{W - \delta} \frac{1}{\beta^2 - 1}\right) \tag{II.12}$$

où $\chi(\theta) = \dfrac{1 - \cos\theta}{\theta}$ $\qquad \mu(\theta) = 1 - \dfrac{\sin\theta}{\theta}$

On peut remarquer que si $\beta^2 < 1$, R_D est négatif et que si $\beta^2 > 1$, R_D tend vers R_c.

II.1.1.3. Impédance en régime non linéaire

La théorie précédente n'est valable que si les tensions et courants alternatifs sont très petits vis à vis des grandeurs continues correspondantes. Dans la mesure où l'on s'écarte de ces conditions, par exemple quand on recherche des puissances hyperfréquences importantes, il faut résoudre l'équation (II.1) en évitant de la linéariser.

Il est nécessaire alors d'envisager des développements limités plus complets, ou des calculs numériques sur ordinateur faisant intervenir les composantes alternatives du signal aux fréquences harmoniques de la fréquence fondamentale.

Si l'on impose à la diode un courant de polarisation continu, I_o (ce qui est le cas en pratique), le champ électrique E_δ dans la zone d'avalanche sera périodique (en régime stationnaire). On peut l'écrire sous la forme suivante

$$E_\delta = E_o^* + E_{\delta 1} \sin \omega_1 t + E_{\delta_2} (\sin 2\omega_1 t + \phi_2) + \dots + E_{\delta_i} (\sin i\, \omega_1 t + \phi_i) + \dots$$

A partir de cette expression et de la relation II.2, il est possible de calculer le courant de conduction i_{ca} et les composantes de son développement en série de Fourier, $i_{ca_1} \dots i_{ca_n}$. En tenant compte du courant de déplacement, on obtient finalement les composantes du courant total i_n . Si l'on écrit, par ailleurs, que le courant moyen traversant la diode doit être constant et égal à I_o, on constate que E_o^* est une fonction de E_{δ_1} et des $E_{\delta i}$, E_o^* diminue lorsque l'amplitude des champs hyperfréquences augmente.

Connaissant les composantes de Fourier du courant total et du courant de conduction, on peut utiliser la relation II.10 pour calculer les composantes du champ à l'intérieur de la zone de transit et la tension aux bornes de la diode L'impédance de la diode à l'harmonique n, définie par

$$Z_n = \frac{U_n}{i_n}$$

peut alors se calculer ; on en déduit les puissances obtenues lorsque la diode est associée à un circuit dont l'impédance présentée aux différents harmoniques est Z^*_n. On a :

$$P_n = Re\left(\frac{U_n\, i_n^*}{2}\right)$$

Les calculs de ce type font actuellement l'objet de nombreux travaux (37) et leur complexité rend nécessaire l'utilisation d'ordinateur. Il n'existe généralement pas d'expressions analytiques simples et nous nous limiterons ici au cas de l'impédance présentée à la fréquence fondamentale, lorsque le champ dans la zone avalanche est purement sinusoidal.

Dans ce cas simple, la fréquence d'avalanche introduite en (II.12) devient une fonction de l'amplitude du courant alternatif i_1 traversant la diode à la fréquence fondamentale : on a

$\omega_{a_1}^{\;2} = \omega_a^{\;2}\,\Gamma(Ki_1)$ où $f_a = \dfrac{\omega_a}{2\pi}$ est la fréquence d'avalanche en régime linéaire et à $\Gamma(Ki_1)$ une fonction décroissante de i_1 (37)

$$\Gamma(Ki_1) = \frac{2}{K\, i_1} \cdot \frac{B_1(K\, i_1)}{B_o(K\, i_1)}$$

où $K \neq\!\!\neq \dfrac{1}{I_{xo}\,(1 - \beta_1^{\;2})}$

On peut alors poser

$\beta_1^{\;2} = \dfrac{\omega_{a1}^{\;2}}{\omega^2}$ par analogie avec $\beta^2 = \dfrac{\omega_a^{\;2}}{\omega^2}$ et l'impédance de la diode à la fréquence $f_1 = \dfrac{\omega_1}{2\,\pi}$ devient :

$$R_{D_1} = \frac{1}{\omega Ct}\;\frac{\beta_1^{\;2}}{\beta_1^{\;2} - 1}\,\chi(\theta) \qquad \text{(II.13)}$$

$$X_{D1} = \frac{1}{\omega C_t} \left(\frac{1 - \beta_1^2 \, \mu(\theta)}{1 - \beta_1^2} + \frac{\delta}{W - \delta} \, \frac{1}{\beta_1^2 - 1} \right) \qquad \text{(II.14)}$$

On voit que R_{D1} et X_{D1} sont fonctions de i_1 par l'intermédiaire de β_1^2 et on peut écrire sans entrer dans le détail des calculs [30].

$$R_{D1} = R_D \, f(i_1)$$

$$X_{D1} = X_D \, g(i_1)$$

La théorie précédente peut être généralisée en tenant compte du temps de transit des porteurs dans la zone d'avalanche et du courant de saturation mais les expressions sont beaucoup plus complexes. Les résultats récents obtenus dans ce domaine au laboratoire ont permis de mettre en évidence l'influence sur la puissance délivrée à la fréquence fondamentale d'un champ électrique à la fréquence sous harmonique [38, 40] et la possibilité de réaliser des multiplications de fréquence à taux de conversion élevé [39]

II.1.2. Bruit présenté par un semiconducteur en avalanche

Nous ne ferons ici que donner les différentes étapes du raisonnement permettant de formuler mathématiquement le bruit d'avalanche et son influence sur un oscillateur A.T.T. Le calcul est en effet relativement long et a été détaillé par ailleurs [41] [42].

II.1.2.1. Origine physique. Principe du calcul

Nous avons considéré jusqu'ici le taux de génération des porteurs $G = \alpha_n \, n \, v_n + \alpha_p \, p \, v_p$ comme une grandeur constante. En réalité, le caractère discret des ionisations par choc rend cette grandeur fluctuante et sa valeur instantanée s'écrit :

$G(x, t) = \overline{G(x, t)} + g(x, t)$ où $g(x, t)$ est une variable aléatoire centrée.

En reprenant les équations de base et en y introduisant cette nouvelle relation, nous obtenons l'équation fondamentale suivante qui tient compte des fluctuations du taux de génération et permet le calcul du bruit généré par le phénomène d'avalanche :

$$\frac{\tau\delta}{2} \; \frac{\partial I_{ca}}{\partial t} = I_{ca} \left(\psi(E_\delta) - 1 \right) + I_s + eS \int_0^\delta g \, dx \qquad \text{(II.15)}$$

Il est commode de poser $\int_0^\delta eS \, g \, dx = ig$

i_g représente le courant de bruit résultant des fluctuations de G dans toute la zone de multiplication.

Ici encore, pour faciliter la compréhension des phénomènes et alléger l'écriture des expressions mathématiques, nous nous limitons au cas simple où $\alpha_n = \alpha_p = \alpha$. Il est évident que le calcul général est possible en adoptant le même principe et une étude en ce sens est d'ailleurs en cours au laboratoire [44].

i_g est caractérisé par sa valeur moyenne $\overline{i_g} = 0$ (car $\overline{g(x,t)} = 0$) et son écart quadratique moyen $\overline{i^2_g} = \int_0^\delta \overline{dig^2} \, dx$ qui résulte de l'intégration dans la zone d'avalanche de toutes les fluctuations élémentaires de courant.

$\overline{dig^2}$, écart quadratique du courant généré dans une épaisseur dx est relié à l'écart quadratique $\overline{g^2(x,t)}$ par $\overline{dig^2} = e2 \, S^2 \, g^2(t,x) \, dx^2$.

En se limitant à une bande passante Δf et en explicitant $\overline{g^2(x,t)}$, $\overline{dig^2}$ peut s'écrire [42].

$$\overline{dig^2} = 2e \, \alpha \, I_o \, dx \quad \Delta f$$

et dans ces conditions, quand le régime d'avalanche est établi, on obtient

$$\overline{i_g^{\,2}} = \int_0^\delta \overline{dig^2} \;\; dx = 2 \; e \; I_o \; \Delta f$$

Les fluctuations du taux de génération produisent donc un bruit analogue à un bruit de grenaille classique.

Cette théorie ne fait pas intervenir le courant de saturation et elle n'est valable que dans la mesure où les fluctuations de ce courant sont négligeables vis à vis du bruit d'avalanche.

Le courant de saturation s'écrit d'une façon générale $I_s = \overline{I_s} + i_s$, i_s étant une variable aléatoire centrée dont les fluctuations peuvent provenir de plusieurs origines physiques. Dans le cas d'une jonction PN, il n'existe qu'un bruit de grenaille et i_s est caractérisé par $\overline{i_s^2} = 2e\, I_s\, \Delta f$. En outre I_s est faible vis à vis de I_o ce qui rend $\overline{i_s^2}$ très souvent négligeable par rapport à $\overline{i_g^2}$.

Par contre dans le cas d'une barrière de Schottky, le courant de saturation est d'une part plus important et d'autre part il est vraisemblable que les fluctuations de ce courant se traduisent par un terme de bruit en 1/f du à un phénomène de surface et qui par conséquent devient prépondérant en basse fréquence. Dans ces conditions, l'équation (II.15) s'écrit :

$$\frac{\tau_\delta}{2} \frac{\partial I_{ca}}{\partial t} = I_{ca} \left(\psi(E_\delta) - 1 \right) + i_g + \overline{I_s} + i_s \qquad \text{(II.16)}$$

Cette expression nous sert de point de départ pour le calcul du bruit d'avalanche.

II.1.2.2. Bruit en régime linéaire

Une décomposition des différentes grandeurs limitée au premier ordre permet de linéariser l'équation (II.16) et d'en déduire deux relations, l'une concernant les grandeurs continues et l'autre les grandeurs alternatives.

Les composantes alternatives obéissent alors à la relation suivante :

$$(j\omega \frac{\tau_\delta}{2} + \frac{1}{M})\, i_{ca} = I_o\, \psi'_o\, e_\delta + i_g + i_s \qquad \text{(II.17)}$$

avec $\psi'_o = \int_o^\delta \alpha'_o\, dx$

On en déduit aisément le générateur de courant de bruit équivalent à la zone d'avalanche, c'est à dire le courant de bruit obtenu lorsque $e_\delta = 0$

$$\overline{i_\delta^2} = \frac{\overline{i_g^2} + \overline{i_s^2}}{\left| j\omega \frac{\tau_\delta}{2} + \frac{1}{M} \right|^2} \tag{II.18}$$

Les fluctuations de i_g sont en effet indépendantes de celles de i_s donc leurs écarts quadratiques s'ajoutent.

De façon équivalente, le générateur de tension de bruit sera défini par

$$\overline{u_\delta^2} = \frac{(\overline{i_g^2} + \overline{i_s^2})}{C_\delta^2 \left| \frac{\tau_\delta}{2} (\omega_a^2 - \omega^2) + j \frac{\omega}{M} \right|^2} \tag{II.19}$$

où $C_\delta = \frac{\varepsilon S}{\delta}$ représente la capacité de la zone d'avalanche.

Pour traduire le comportement de l'ensemble de la diode au point de vue bruit, il faut ensuite faire intervenir la zone de transit, et on peut montrer [42] que l'expression précédente devient :

$$\overline{u^2} = (\overline{i_g^2} + \overline{i_s^2}) \left| \frac{\frac{1}{C_\delta} + \frac{F(\theta)}{C_t}}{\frac{\tau_\delta}{2} (\omega_a^2 - \omega^2) + j \frac{\omega}{M}} \right|^2 \tag{II.20}$$

où $F(\theta) = \frac{1 - e^{-i\theta}}{i\,\theta}$ et $C_t = \frac{\varepsilon\, S}{W - \delta}$ (II.21)

A partir de cette formule, nous remarquons :

- le bruit passe par un maximum pour $\omega = \omega_a$

- si $\omega \ll \omega_a$, c'est à dire en basses fréquences, le terme $j \frac{\omega}{M}$ devient négligeable devant $\frac{\tau_\delta}{2} (\omega_a^2)$ et l'expression (II.20) se réduit à

$$\overline{u^2} = \frac{\overline{i_g^{\,2}} + \overline{i_s^{\,2}}}{C^2_j \ \frac{\tau^2{}_\delta}{4} \ \omega_a^{\,4}} \qquad \text{(II.22)}$$

où $\frac{1}{C_j} = \frac{1}{C_\delta} + \frac{1}{C_t}$

$\overline{u^2}$ est alors inversement proportionnel à I_o et peut dépendre de la fréquence par l'intermédiaire de $\overline{i_s^{\,2}}$.

- Si $\omega \gg \omega_a$ en haute fréquence, nous aurons :

$$\overline{u^2} = \frac{\overline{i_g^{\,2}} + \overline{i_s^{\,2}}}{\frac{\tau^2_\delta}{4} \ C^2_j \ \omega^4} \qquad \text{(II.23)}$$

Comme pour ces fréquences, le bruit en 1/f est négligeable, nous pouvons expliciter $i_s^{\,2}$ et l'écrire sous la forme $\overline{i_s^{\,2}} = 2\ e\ I_s\ \Delta f$. L'expression (II.23) devient :

$$\overline{u^2} = \frac{2e\ (I_o + I_s)\ \Delta f}{\frac{\tau^2_\delta}{4} \ C^2_j \ \omega^4}$$

$\overline{u^2}$ varie alors proportionnellement au courant I_o et décroit très rapidement avec la fréquence.

II.1.2.3. Bruit en régime non linéaire

Il s'agit ici du bruit concernant un amplificateur ou un oscillateur, l'équation fondamentale (II.15) s'écrit :

$$\frac{\tau_\delta}{2} \ \frac{\partial I_{ca}}{\partial t} = I_{ca}\ (\psi(E_\delta) - 1) + \overline{I_s} + i_g + i_s$$

et on écrit cette fois : $I_{ca} = I_o + Ic_1(t) + i_{c_b}(t)$

où $I_{c1}(t)$ représente le courant alternatif à la fréquence de travail $f_o = \frac{\omega_o}{2\pi}$ et $i_{cb}(\omega_1)$ le courant de bruit à la pulsation $\omega_1 = \omega_o + \omega_m$. De même $E = E_o + E_{a1}(t) + e_a(t)$.

En décomposant $\psi(E_\delta)$ en série de Taylor limitée au premier ordre et en appliquant l'équation (II.15) aux composantes de bruit i_{cb} à la fréquence $\frac{\omega_o + \omega_m}{2\pi} = \frac{\omega_1}{2\pi}$, Le courant de bruit autour de la fréquence $\frac{\omega_1}{2\pi}$ s'écrit :

$$\overline{i_{cb}^{\,2}(\omega_1)} = \frac{\overline{i_g^{\,2}(\omega_1)} + (\psi'_o\, E_{a1})^2\, \overline{i_{cb}^{\,2}(\omega_m)}}{\omega_1^{\,2}\, \frac{\tau^2_\delta}{4}} \qquad \text{(II.24)}$$

et nous pouvons expliciter $\overline{i_g^{\,2}(\omega_1)}$ et $\overline{i_{cb}2(\omega_m)}$

- $i_g(\omega_1)$ représente le courant de bruit à la fréquence ω_1 du aux fluctuations du taux de génération et nous pouvons le définir par

$$\overline{i_g^{\,2}(\omega_1)} = 2e\,(I_o + I_s)$$

- $i_{cb}(\omega_m)$ représente le courant de bruit généré à la fréquence ω_m par le phénomène de multiplication. Son expression précise est donnée par la formule (II.18)

$$\overline{i_{cb}^{\,2}(\omega_m)} = \frac{\overline{i_g^{\,2}} + \overline{i_s^{\,2}}}{\left| j\omega_m \frac{\tau_\delta}{2} + \frac{1}{M} \right|^2}$$

Pratiquement le terme $\frac{\omega\,\tau\delta}{2}$ est négligeable vis à vis du terme $\frac{1}{M}$ tout au moins pour les barrières métal semiconducteur . En effet, pour f = 100 KHz, $\omega\,\tau_\delta$ est de l'ordre de 10^{-6} et 1/M de l'ordre de 10^{-4} pour I_s = 1 µA et I_o = 10 mA.

Dans ces conditions, $\overline{i^2_{cb}(\omega_m)} \neq\neq (\overline{i_g^{\,2}} + \overline{i_s^{\,2}(\omega_m)})\, M^2$

et l'expression II.24 devient :

$$\overline{i_{cb}^{2}(\omega_1)} = \frac{2e\,(I_o + I_s) + (\psi'_o\, E_{a_1})^2\,(\overline{i_g^{2}} + \overline{i_s^{2}}(\omega_m))M^2}{\omega_1^{2}\,\frac{\tau_\delta^{2}}{4}} \qquad \text{(II.25)}$$

$i_s(\omega_m)$ représente le bruit de grenaille ainsi que le bruit du aux états de surface qui peut varier avec la fréquence.

Cette formule ne concerne que le courant de bruit équivalent à la zone d'avalanche et une étude plus approfondie est en cours au laboratoire (44) pour tenir compte de la zone de transit. Néanmoins nous pouvons remarquer dès maintenant :

- d'une part le bruit en régime non linéaire est plus fort qu'en régime linéaire à cause de la présence d'un terme supplémentaire qui croit avec la non linéarité

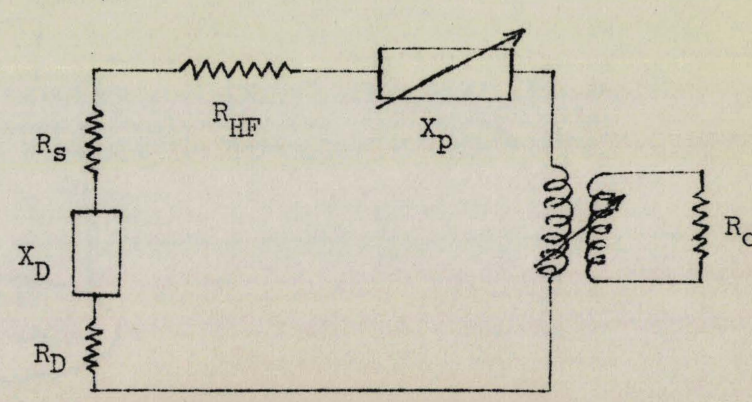
- d'autre part, nous voyons l'influence du bruit B.F. qui dépend aussi bien des fluctuations de $\overline{i_g^{2}}$ que des fluctuations de $\overline{i_s^{2}}$ et ceci permettra ultérieurement d'expliquer qualitativement les résultats obtenus en bruit de modulation de fréquence.

II.1.3. Régime d'oscillation

- Principe de fonctionnement

Du fait de l'existence d'une résistance négative, il est possible d'envisager la réalisation d'un oscillateur. Il suffit pour cela d'associer la diode à un circuit hyperfréquence approprié. Sans entrer dans le détail de ce circuit, nous nous bornerons à le caractériser par une résistance d'utilisation R_o, une réactance variable X_p, un transformateur d'adaptation, et une résistance R_{HF} représentant les pertes (figure II.2).

Figure II.2



Quant à la diode, elle comprend la résistance série R_s et les éléments R_D et X_D du dipole équivalent déjà calculés. R_p représente la résistance R_o ramenée au primaire du transformateur.

L'impédance totale du circuit se décompose en une partie réelle

$$R_T = R_D + R_s + R_{HF} + R_p$$

et une partie imaginaire

$$X_T = X_D + X_p$$

La condition d'obtention d'une oscillation auto entretenue s'écrit :

$$R_D + R_s + R_{HF} + R_p = 0 \qquad \text{(II.26)}$$

$$X_D + X_p = 0 \qquad \text{(II.27)}$$

Il suffit que R_D et R_p vérifient la relation (II.26) pour que l'oscillation soit possible, la fréquence étant alors définie par (II.27). Il est maintenant facile d'exprimer la puissance émise par la diode :

$P_E = |R_D| \dfrac{i_1^2}{2}$ où i_1 est le courant hyperfréquence traversant le circuit, ainsi que la puissance recueillie à l'extérieur ou puissance utile.

$$P_u = P_E - (R_s + R_{HF}) \frac{i_1^2}{2}$$

En explicitant R_D (relation II.12) nous obtenons immédiatement :

$$R_D = \frac{1}{Ct\omega} \frac{\beta^2}{\beta^2 - 1} \chi(\theta) = \frac{1}{C\omega} (1 - \frac{\delta}{W}) \frac{\beta^2}{\beta^2 - 1} \chi(\theta)$$

et dans le cas qui nous interesse $\beta^2 << 1$.

$$P_E = \frac{1}{2\ C\omega} (1 - \frac{\delta}{W}) \frac{I_o}{I_x} \chi(\theta)\ i_1^2$$

La validité de cette relation est limitée aux faibles amplitudes de i_1 car l'expression de R_D utilisée n'est valable qu'en régime linéaire, en réalité nous devons faire intervenir un facteur supplémentaire $f(i_1)$ dépendant du niveau hyperfréquence généré et tel que $f(i_1)$ tende vers 1 si i_1 tend vers 0. On a alors

$$P_E = \frac{1}{2\,C\,\omega}\left(1 - \frac{\delta}{W}\right)\frac{I_o}{I_x}\,\chi(\theta)\,i_1^2\,f(i_1) \qquad \text{(II.28)}$$

L'expression mathématique de $f(i_1)$ est très complexe et ALLAMANDO (30, 37) en a donné un développement assez précis. Il est cependant possible de résumer simplement les conséquences que cela implique.

- Si $I_o < I_x$ la puissance hyperfréquence augmente avec i_1 mais pour des niveaux alternatifs importants, l'augmentation est moins rapide et il se produit même une diminution de la puissance émise.

- Si $I_o > I_x$ la diode n'oscille que si l'amplitude du signal hyperfréquence dépasse un certain seuil, ensuite la puissance croit avec i_1, passe par un maximum et décroit rapidement. Autrement dit, l'oscillation peut se poursuivre pour $I_o > I_x$ si toutefois elle a été "amorcée" pour $I_o < I_x$ de telle sorte que son niveau soit suffisant pour que R_D reste négatif.

Pratiquement, la puissance émise passe par un maximum au voisinage de I_x et ce maximum peut être évalué en calculant la dérivée de P_E par rapport à i_1 et à I_o.

D'après l'expression (II.28), nous remarquons que P_E est proportionnel à $(1 - \frac{\delta}{W})\,\chi(\theta)$, il est donc intéressant de rendre $\chi(\theta)$ maximum, ce qui revient à prendre $(W - \delta)$ tel que $\theta = 2{,}3$ et à obtenir des valeurs de $\frac{\delta}{W}$ aussi faibles que possible. Cette condition implique l'utilisation de jonctions abruptes et en ce sens les barrières métal semiconducteur semblent indiquées.

- <u>Puissance utile</u> :

Pour ce calcul, il est intéressant de faire intervenir les pertes par l'intermédiaire du coefficient de qualité $Q = \dfrac{1}{\omega C(R_s + R_{HF})}$ de la diode chargée par le circuit hyperfréquence.

* Pour des courants I_o faibles, nous avons $\beta^2 << 1$

$$P_u = \left(\frac{I_o}{2\,\omega\, C\, I_x} (1 - \frac{\delta}{W})\, \chi(\theta)\, f(i_1) - \frac{1}{2\,\omega\, C\, Q} \right) i_1^2 \qquad (II.29)$$

Cette expression nous amène à définir un courant I_{st} dit courant de seuil qui est la valeur minimale de I_o pour qu'il y ait oscillation. I_{st} correspond donc à $P_u = 0$ (i_1 est alors faible, on a $f(i_1) = 1$ et $R_p = 0$), soit :

$$I_{st} = \frac{I_x}{Q(1 - \frac{\delta}{W})\, \chi(\theta)} \qquad (II.30)$$

Ce courant dépend fortement de la qualité du circuit hyperfréquence et de la fréquence de coupure $f_c = \frac{1}{2\,\pi\, r_s\, C}$ de la diode.

Le maximum de P_u s'obtient en annulant la dérivée $\frac{\partial P_u}{\partial i_1}$, le calcul est assez long à cause de l'expression de $f(i_1)$ et nous n'en donnerons que le résultat.

$$P_{um} = \frac{I_o^2}{2\,\omega\, C}\, Q(1 - \frac{\delta}{W})^2\, \chi^2(\theta)\, F(\frac{I_o}{I_{st}}) \qquad (II.31)$$

où $F(\frac{I_o}{I_{st}})$ est une fonction nulle pour $\frac{I_o}{I_{st}} = 1$, qui augmente rapidement avec $\frac{I_o}{I_{st}}$ et tend vers 1 lorsque $\frac{I_o}{I_{st}}$ est grand.

On peut rechercher la valeur de R_p qui rend P_u maximum : on trouve alors $R_p = (R_s + R_{HF})\, F(\frac{I_o}{I_{st}})$.

P_{um} est donc obtenue lorsque R_p est voisin de $R_s + R_{HF}$, c'est à dire quelques ohms d'où l'intérêt d'utiliser des circuits ramenant dans la plan de la diode une résistance faible.

* Pour des courants I_o moyens $\beta^2 < 1$

$$P_u = \frac{K(i_1)\, I_o}{2\, C\omega} \left(1 - \frac{\delta}{W}\right) \chi(\theta)\, i_1 - \frac{i_1^{\,2}}{2\, \omega\, C\phi} \qquad \text{(II.32)}$$

et P_{u_m} (obtenue en annulant $\frac{\partial P_u}{\partial i_1}$) vaut :

$$P_{u_m} = \frac{K(i_1)^2\, I_o^{\,2}}{2\omega\, C}\, Q\left(1 - \frac{\delta}{W}\right)^2 \chi^2(\theta) \qquad \text{(II.33)}$$

$$R_{pm} = K(i_1)^2\, (R_s + R_{HF})$$

où $K(i_1)$ est une fonction qui tend vers 1 lorsque i_1 augmente, ici encore R_p est voisin de $R_s + R_{HF}$.

Enfin, d'un point de vue plus général, en utilisant le principe de calcul introduit en II.1.1.3., il est possible de calculer les puissances P_n aux différentes fréquences harmoniques de la fréquence fondamentale et d'envisager des transferts de puissance entre plusieurs fréquences lorsque les conditions d'amplitude et de phase sont remplies.

II.2. ETUDE EXPERIMENTALE

II.2.1. Mesures d'impédances

II.2.1.1. Techniques de mesure

En pratique, nous ne pouvons mesurer directement l'impédance du dipole équivalent à la partie active de la diode du fait des éléments parasites amenés par l'encapsulation.

Le schéma équivalent complet d'une diode a été représenté sur la fig. II.3

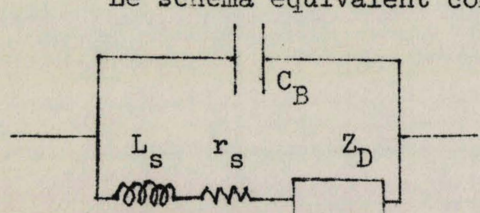


figure II.3

C_B = capacité boitier ≃ 0,2 pf
L_s = self série ≃ 0,5 nh
r_s = résistance série de la diode

Les mesures sont généralement faites en prenant comme référence un boitier circuit ouvert (Co) et la capacité C_B est automatiquement éliminée dans le résultat. Par contre il est nécessaire de tenir compte de la self série, tout au moins lorsque la fréquence est suffisamment élevée ($f \geq 1$ GHz).

Nous utilisons les techniques classiques en hyperfréquences, en particulier la ligne coaxiale fendue pour les fréquences allant de 500 MHz à 4 GHz environ et l'admittancemètre pour les fréquences de 50 à 500 MHz et nous nous limitons à des signaux de faible amplitude (régime linéaire).

Le mode opératoire et les précautions à prendre ont été détaillés par ailleurs (36, 43) et nous ne ferons que schématiser les appareillages sur les figures (II.4 et II.5).

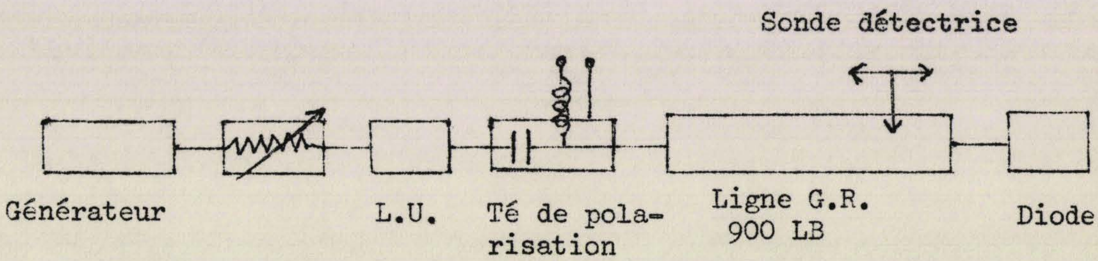


Figure II.4

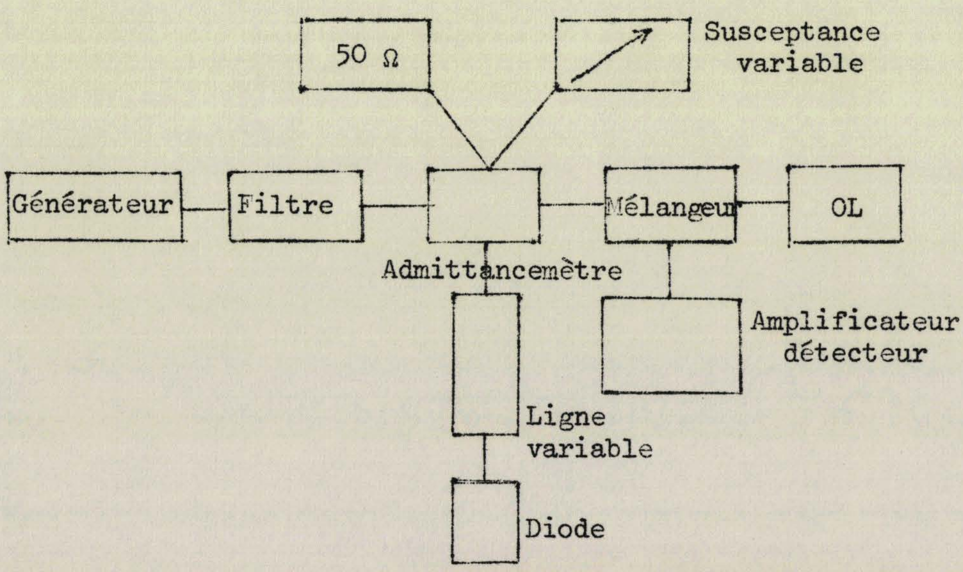


Figure II.5

II.2.1.2. Résultats et interprétation

Nous analysons séparément les résultats obtenus avec les échantillons de structure C et les échantillons de structure F.

* Echantillons C

Nous avons vu lors de l'étude statique que ces structures présentaient un courant d'avalanche pour une tension inverse faible, ceci à cause des claquages périphériques. Dans ces conditions, les mesures d'impédance s'avèrent plus difficiles à exploiter car il subsiste en parallèle sur la zone effectivement en avalanche, une zone présentant une capacité répartie C'_j importante et le schéma équivalent (figure II.6) devient d'autant plus complexe qu'il faut tenir compte des courants de fuite (représentés ici par une conductance G_f).

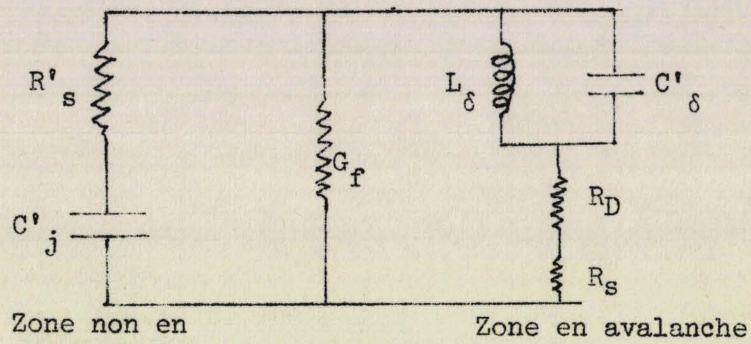
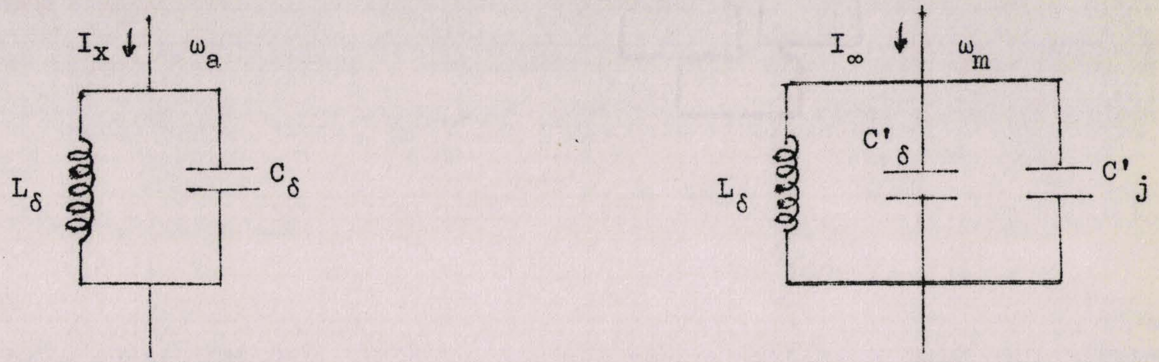


Figure II.6

La pulsation ω_a a été définie précédemment comme étant la pulsation de résonance de la zone en avalanche (représentée par le circuit oscillant L_δ , C_δ).

Remarquons que le coefficient de self induction dans ce schéma ne dépend (relation II.4) que du courant total d'avalanche traversant la diode et est indépendant de la surface de la jonction effectivement en avalanche.

En pratique, il est commode de travailler à fréquence fixe $f = \frac{\omega}{2\pi}$ et de mesurer le courant d'avalanche I_x qui produit la résonance à la fréquence ω . Le plus souvent les parties réelles G_f, R'_s, R_D, R_s ont des valeurs faibles par rapport aux termes imaginaires correspondants et dans ces conditions le schéma de la figure II.6 se réduit lorsque l'on ne s'intéresse qu'aux parties imaginaires au schéma b) de la figure II.7. Il est facile de montrer à partir de cette figure que le courant de résonance I_∞ du schéma équivalent complet est sensiblement égal au courant de résonance I_x d'une structure identique en avalanche uniforme.



(a) Avalanche uniforme

(b) avalanche non uniforme

Figure II.7

En effet : $\omega_a^2 = \dfrac{1}{L_\delta\, C_\delta}$ et $\omega_m^2 = \dfrac{1}{L_\delta\,(C'_\delta + C'_j)}$

et comme les structures ont les mêmes dimensions géométriques,

$$C_\delta = C'_\delta + C'_j \text{ et } \omega_a^2 = \omega_m^2 \qquad \text{si } I_x = I_\infty$$

La réactance de l'ensemble est capacitive pour $I < I_\infty$, passe par une valeur nulle pour $I = I_\infty$ et devient selfique pour $I > I_\infty$.
Nous avons représenté de telles variations sur les figures II.8 et II.9.
Lorsque $I \ll I_\infty$, le mécanisme d'avalanche a une influence négligeable et la réactance correspond à la capacité totale de la diode.

Si l'on représente maintenant les variations de la partie réelle R_D en fonction du courant, on constate que R_D (figure II.10) passe par un maximum au voisinage de I_∞ conformément à l'expression (II.12). Lorsque $I_o \gg I_\infty$ (ce qui est réalisable pratiquement si ω_a est suffisamment faible), R_D tend vers R_c et l'on peut ainsi évaluer l'importance de la zone effectivement en avalanche. On a en effet :

$$R_c = \frac{(W - \delta)^2}{2\, \varepsilon\, v\, S\, k}$$ où k est le rapport entre la surface effectivement en avalanche et la surface totale de la jonction.

DIODE C

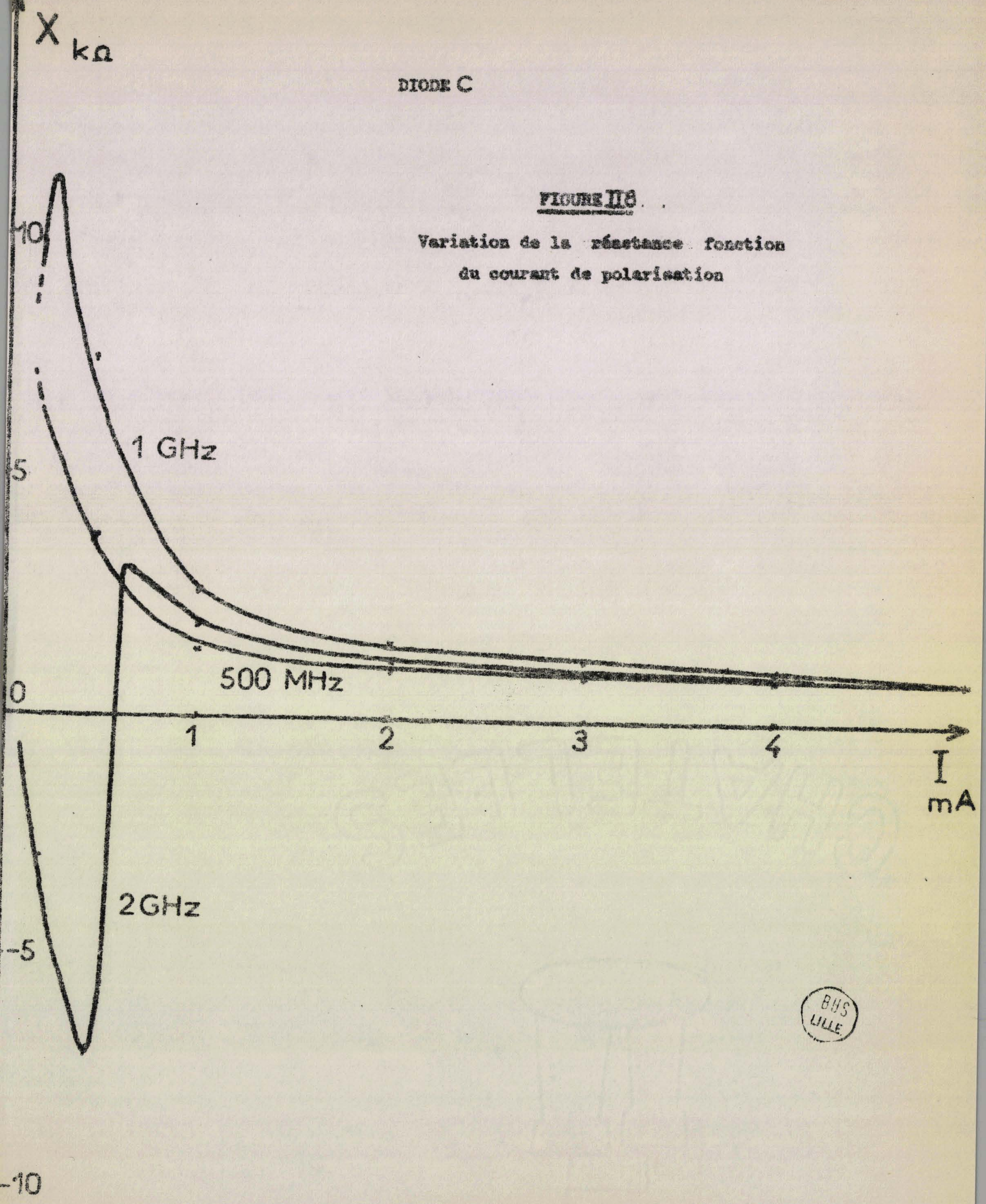
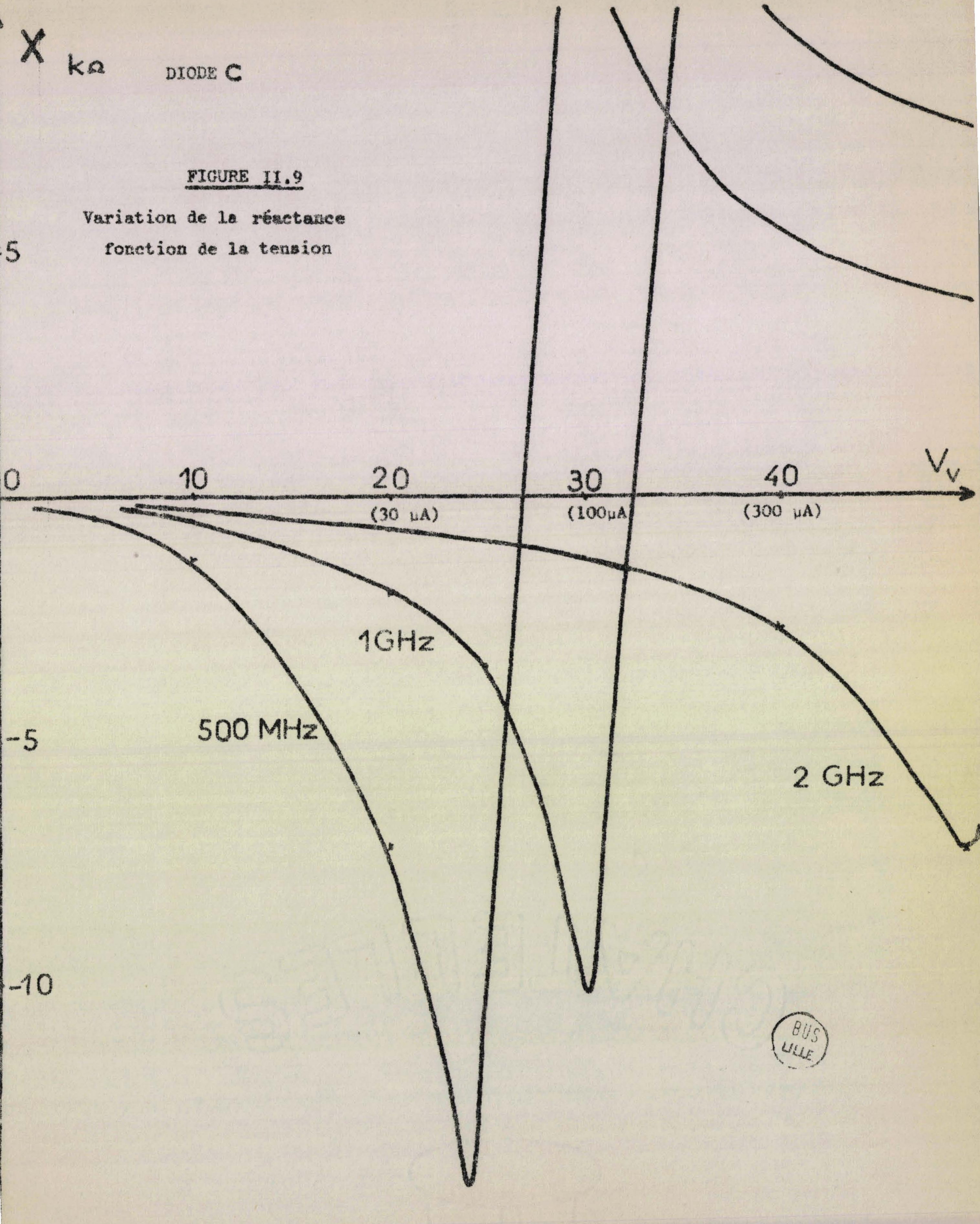
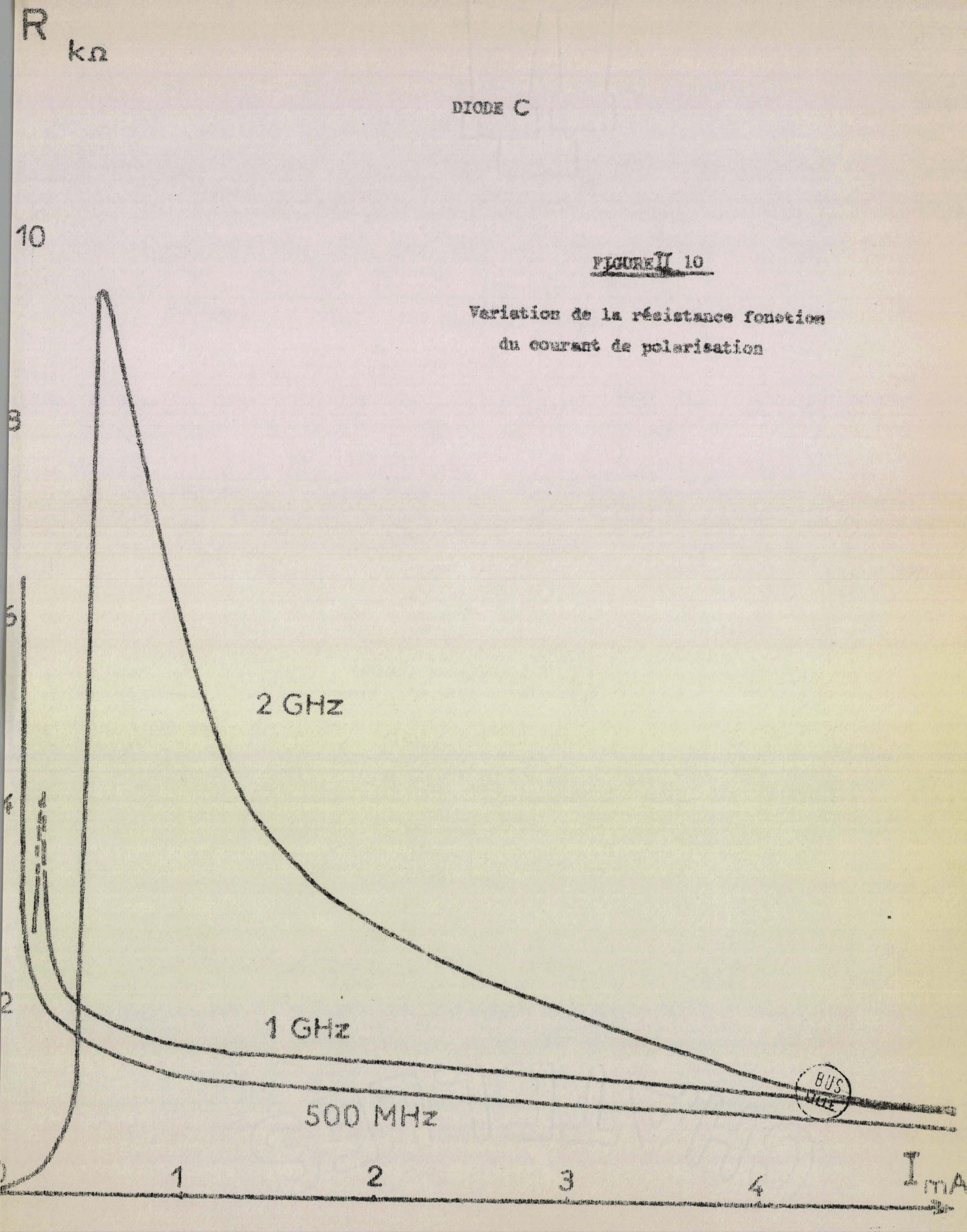


FIGURE II8

Variation de la réactance fonction du courant de polarisation


X kΩ
DIODE C
FIGURE II.9
Variation de la réactance
fonction de la tension
5
0
10
20
30
40
V_V
(30 µA)
(100µA)
(300 µA)
1GHz
500 MHz
2 GHz
-5
-10



DIODE C

FIGURE II 10

Variation de la résistance fonction du courant de polarisation

Dans le cas des résultats représentés sur la figure (II.10), R_c est de l'ordre de 600 Ω alors que la valeur théorique est 160 Ω, donc la surface en avalanche représente environ le quart de la surface totale.

Signalons que pour de telles diodes, la valeur élevée de R_c ainsi que l'importance de la capacité résiduelle rend la mesure d'impédance difficile à l'aide d'un pont classique à 10 MHz et les résultats obtenus en très haute fréquence sont très utiles.

* Echantillons F

Les résultats obtenus dans le cas des structures mésa inversées (par exemple F_2) sont beaucoup plus significatifs et plus faciles à interpréter.

Nous pouvons ici séparer nettement le cas où la diode n'est pas en avalanche et le cas où elle est en avalanche uniforme.

Dans la première hypothèse, le dipole équivalent à la diode comprend la résistance série r_s du substrat et la capacité C_j de la zone désertée. Nous avons représenté sur la figure II.11 les variations, relevées expérimentalement, de r_s et de C_j avec la tension de polarisation. La résistance série diminue lorsque la tension augmente car l'épaisseur désertée augmente avec la tension. En ce qui concerne la réactance, le décalage par rapport à la courbe théorique représentée en pointillés et déduite de la relation (I.17) est lié à l'imprécision sur la connaissance de la surface et à la non uniformité du dopage.

Dans la seconde hypothèse, les mesures à 500 MHz, 2 GHz et 4 GHz conduisent aux figures II.12, II.13 et II.14.

- 500 MHz, le courant I_x est trop faible pour que sa détermination soit précise, la partie imaginaire est donc selfique à partir d'un courant faible et elle décroit approximativement en $1/I_o$. La partie réelle tend rapidement vers R_c pour des courants élevés et nous en déduisons R_c = 48 Ω, valeur qui rejoint la valeur théorique (52 Ω) et les résultats obtenus précédemment dans l'étude des propriétés basses fréquences.

- 2 GHz, les variations de R et X traduisent correctement les relations (II-12) et I_x peut être déduit très précisément.

- 4 GHz, Pour cette fréquence, I_x est plus grand et il est possible d'obtenir une résistance négative pour $I < I_x$ comme le prévoit la théorie. Il existe une méthode rapide pour évaluer I_x : pour ce courant l'impédance de la diode est uniquement résistive et sur la ligne de mesure, la position du minimum de tension est alors la même que lorsque la diode équivaut à un circuit ouvert. Il suffit donc de repérer cette position initialement (*) et de rechercher le courant de polarisation qui donne une tension détectée minimale au même endroit Les mesures faites en ce sens vérifient bien la proportionnalité entre I_x et F^2. Tableau VII.

F_{GHz}	2	3	4
I_x mA	7,8	17	31
$\frac{I_x}{F^2}$	1,95	1,90	1,92

Tableau VII

La théorie de l'impédance en régime linéaire permet d'interpréter les résultats obtenus dans le cas d'une barrière du type C et prouve l'existence d'une avalanche localisée qui rend ces structures impropres à l'utilisation en hyperfréquence. Par ailleurs l'accord entre la théorie et l'expérience est correct pour les barrières de type F et leur comportement au point de vue impédance est voisin de celui d'une jonction PN classique.

(*) *On utilise dans ce but un boitier hyperfréquence "circuit ouvert" ne comportant pas d'échantillon semiconducteur.*

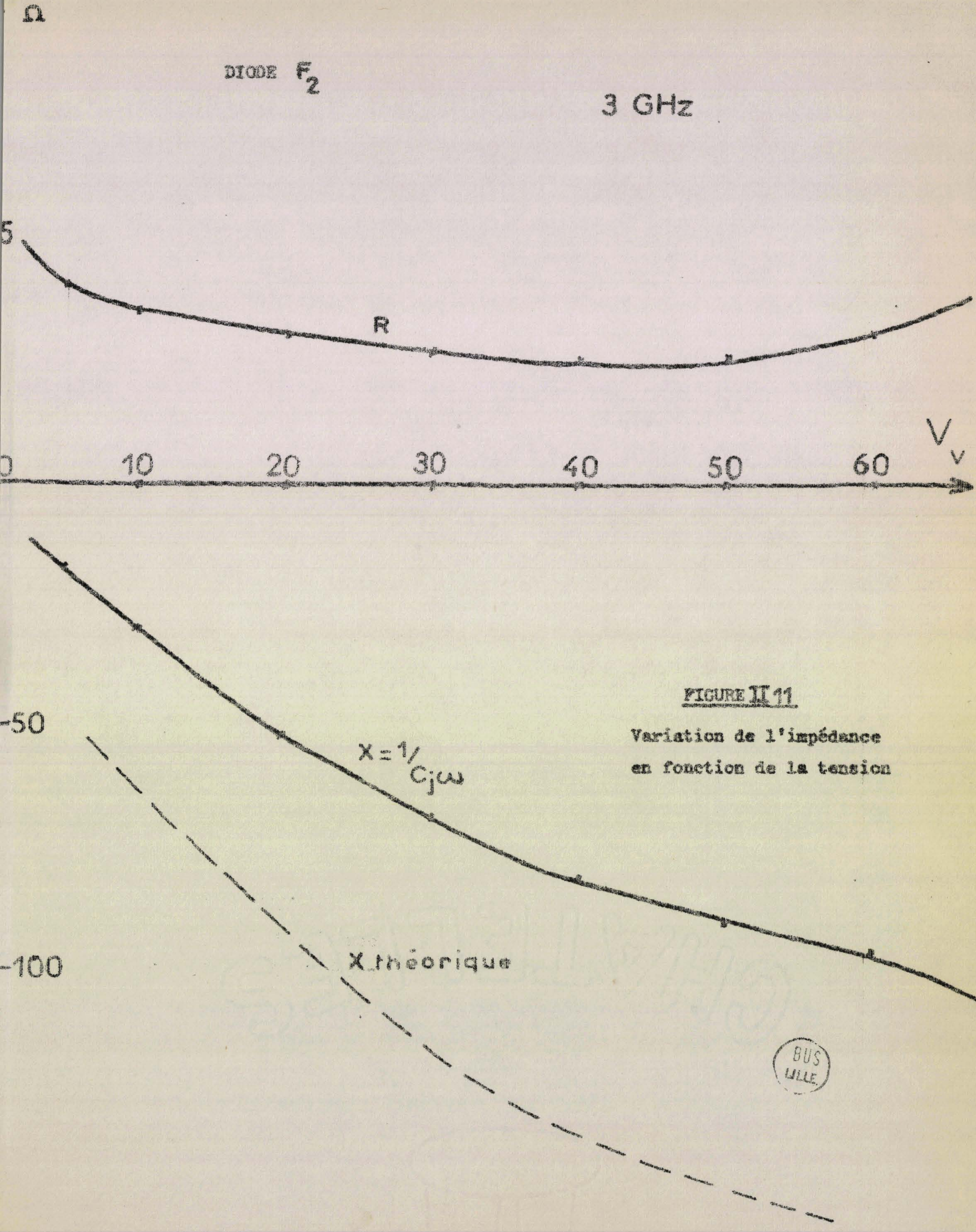


FIGURE II 11

Variation de l'impédance en fonction de la tension

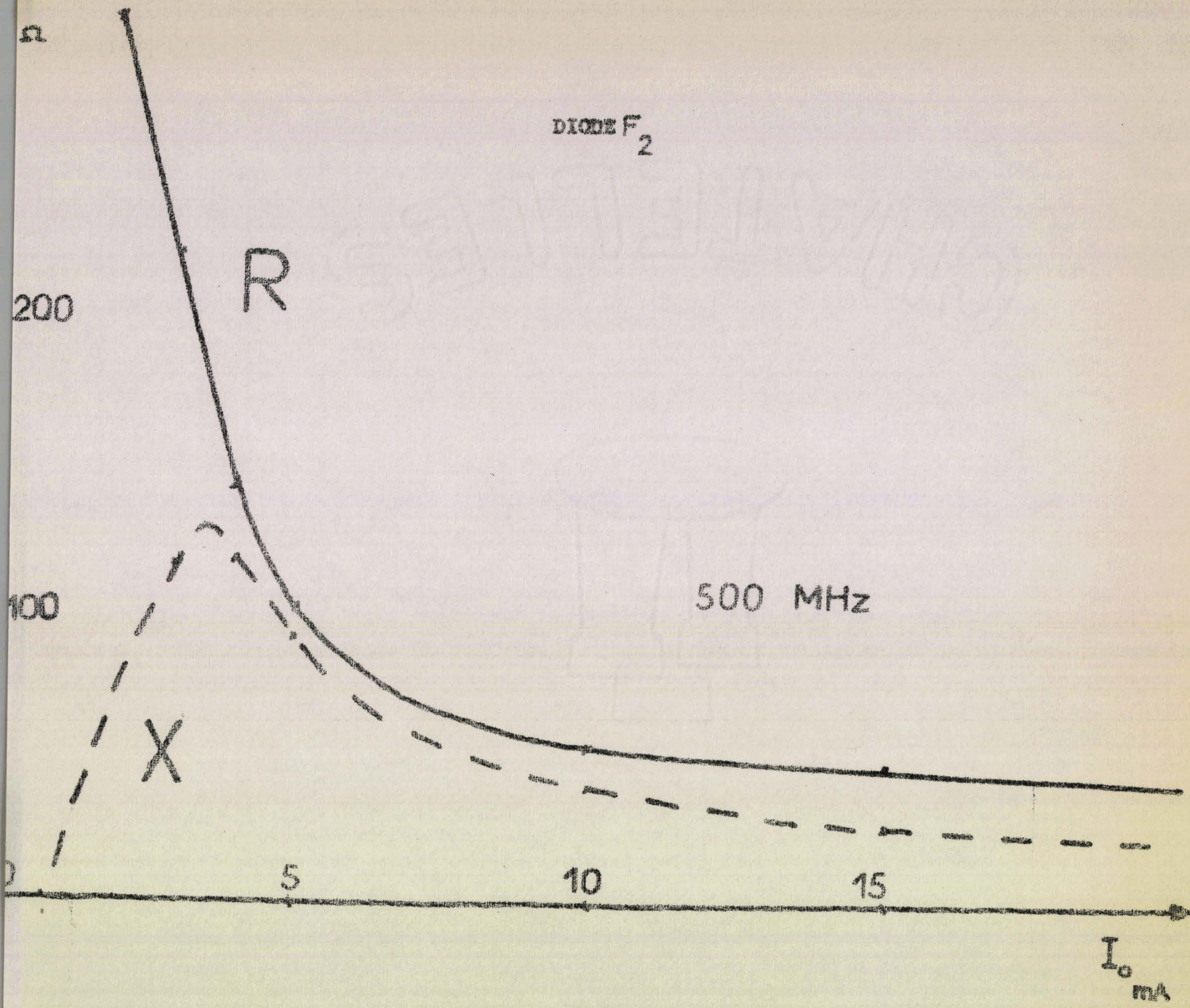


FIGURE II 12

Variation de l'impédance
fonction du courant de
polarisation à 500 MHz

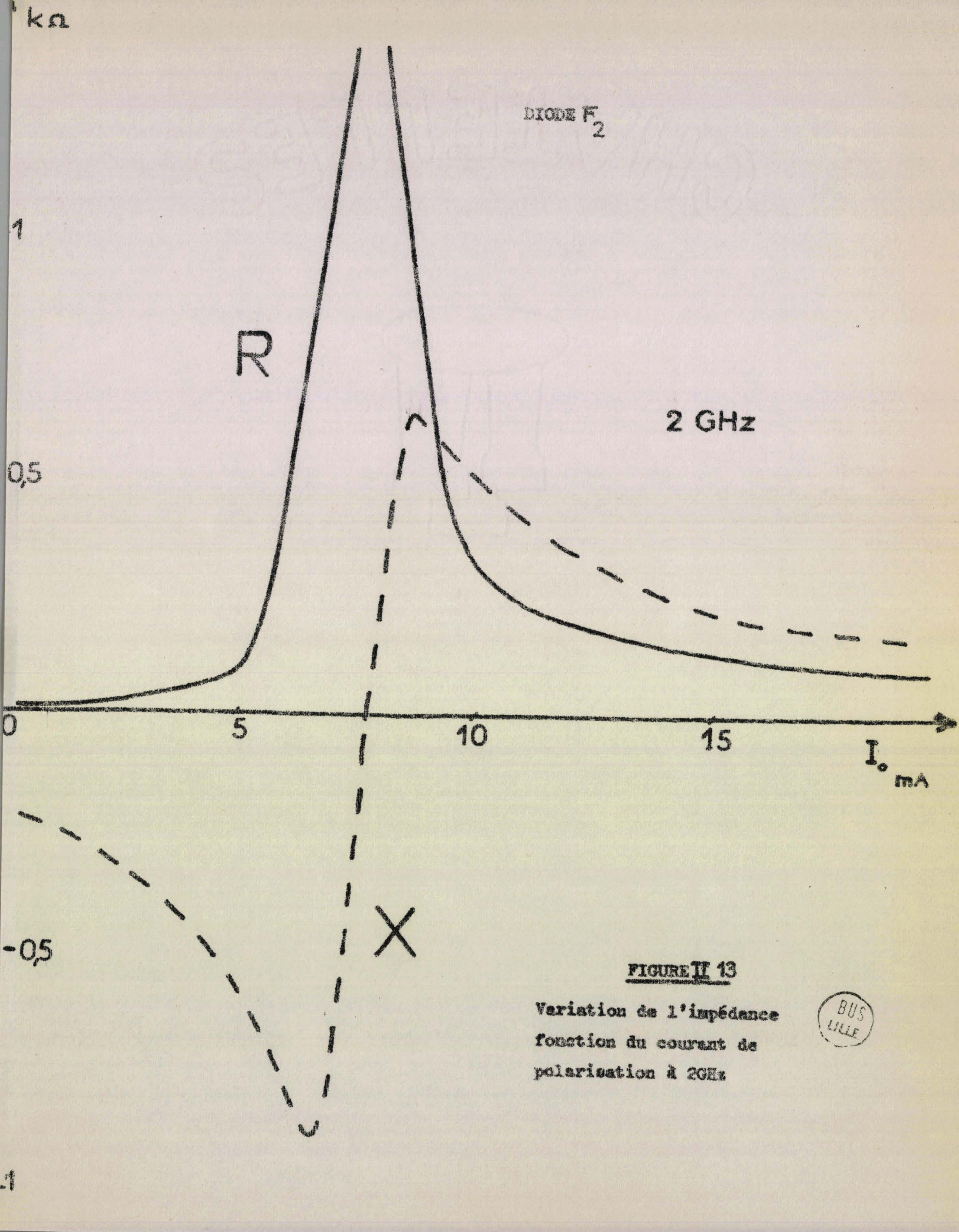


FIGURE II 13

Variation de l'impédance fonction du courant de polarisation à 2GHz

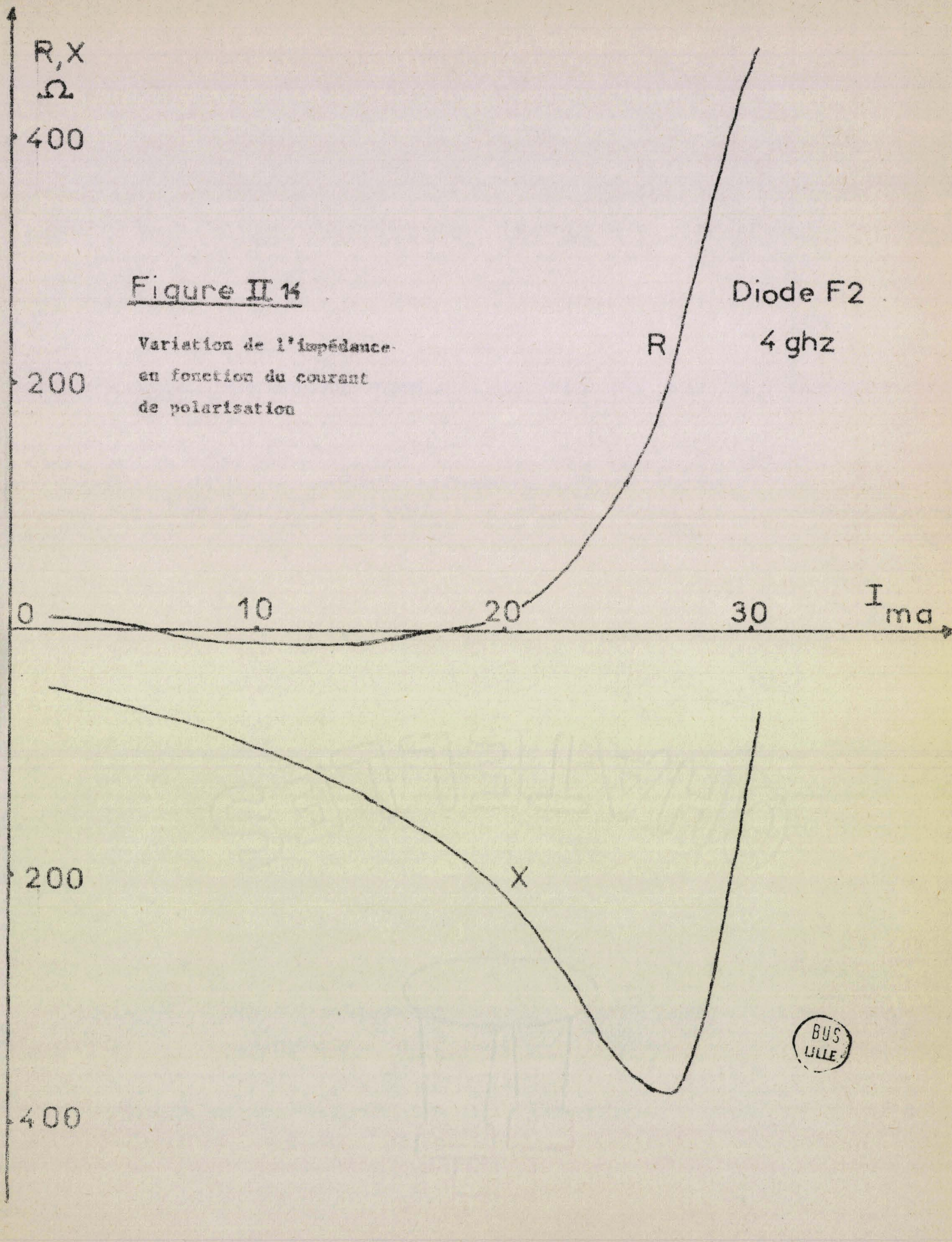


Figure II 14

Variation de l'impédance en fonction du courant de polarisation

II.2.2. Mesures de bruit

II.2.2.1. Techniques de mesure

II.2.2.1.1. Régime linéaire

En régime linéaire, les dispositifs expérimentaux conçus pour couvrir la gamme 1 KHz à 12 GHz ont été largement décrits par Kramer [41]. Le principe réside dans la comparaison du bruit présenté par la barrière métal semiconducteur avec une source de bruit de caractéristique spectrale connue.

En pratique, il suffit d'atténuer plus ou moins le bruit de la source ou celui produit par la diode pour obtenir la même déviation à la sortie de la chaine de mesure. Connaissant l'atténuation et la valeur du bruit de référence, on en déduit $\overline{i^2}$ ou $\overline{u^2}$. La figure II.15 schématise le principe de la mesure.

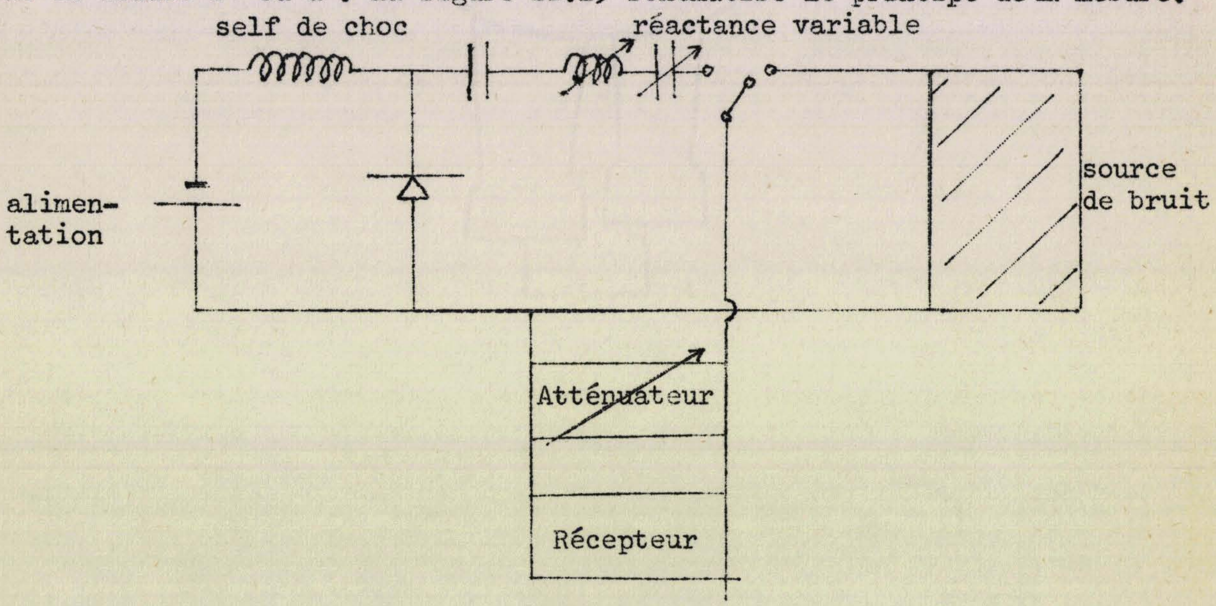


Figure II.15

- aux basses fréquences, c'est à dire pour f $\leqslant$ 60 MHz la partie réactive de l'impédance de la diode, X_D est négligeable et la puissance de bruit mesurée est alors :

$$P_b = \frac{R_p}{(R_p + R_D)^2} \overline{u^2} \qquad \text{(II.34)}$$

Lorsque $R_p \gg R_D$, il n'est pas nécessaire de connaitre les variations de R_D et on peut déterminer directement $\overline{u^2}$. Ceci est valable lorsqu'on utilise comme récepteur, un amplificateur sélectif accordable précédé d'un adaptateur d'impédances.

A 30 MHz et 60 MHz, les mesures sont effectuées à l'aide d'amplificateurs sélectifs à impédance d'entrée trop faible pour que l'on puisse faire la même simplification. Il est alors commode de normaliser l'impédance d'entrée à 50 Ω et de mesurer $\overline{i^2}$ dans 50 Ω pour pouvoir comparer les courbes obtenues avec des appareils différents. Connaissant R_D, on peut facilement en déduire $\overline{u^2} = (R_D+R_p)\overline{i^2}$.

- En hautes fréquences, on compense la réactance de la diode au moyen d'un accord série et la relation (II.34) reste valable. Les dispositifs de détection conduisent généralement à une valeur de R_p voisine de 50 Ω, (impédance caractéristique d'un coaxial ou d'un guide sous dimensionné) et on mesure directement $\overline{i^2}$.

II.2.2.1.2. Régime non linéaire

En régime non linéaire; il s'agit ici de mesurer les perturbations affectant l'amplitude et la phase du signal hyperfréquence émis, lorsque la diode présentant une résistance négative est placée dans une cavité hyperfréquence de façon à réaliser un oscillateur. Les techniques de mesure sont plus délicates et font appel soit à une détection simple, à une détection superhétérodyne ou un discriminateur [41, 44, 45]. Enfin, l'utilisation d'un analyseur de spectre permet de visualiser rapidement le spectre.

II.2.2.2. Résultats et interprétation

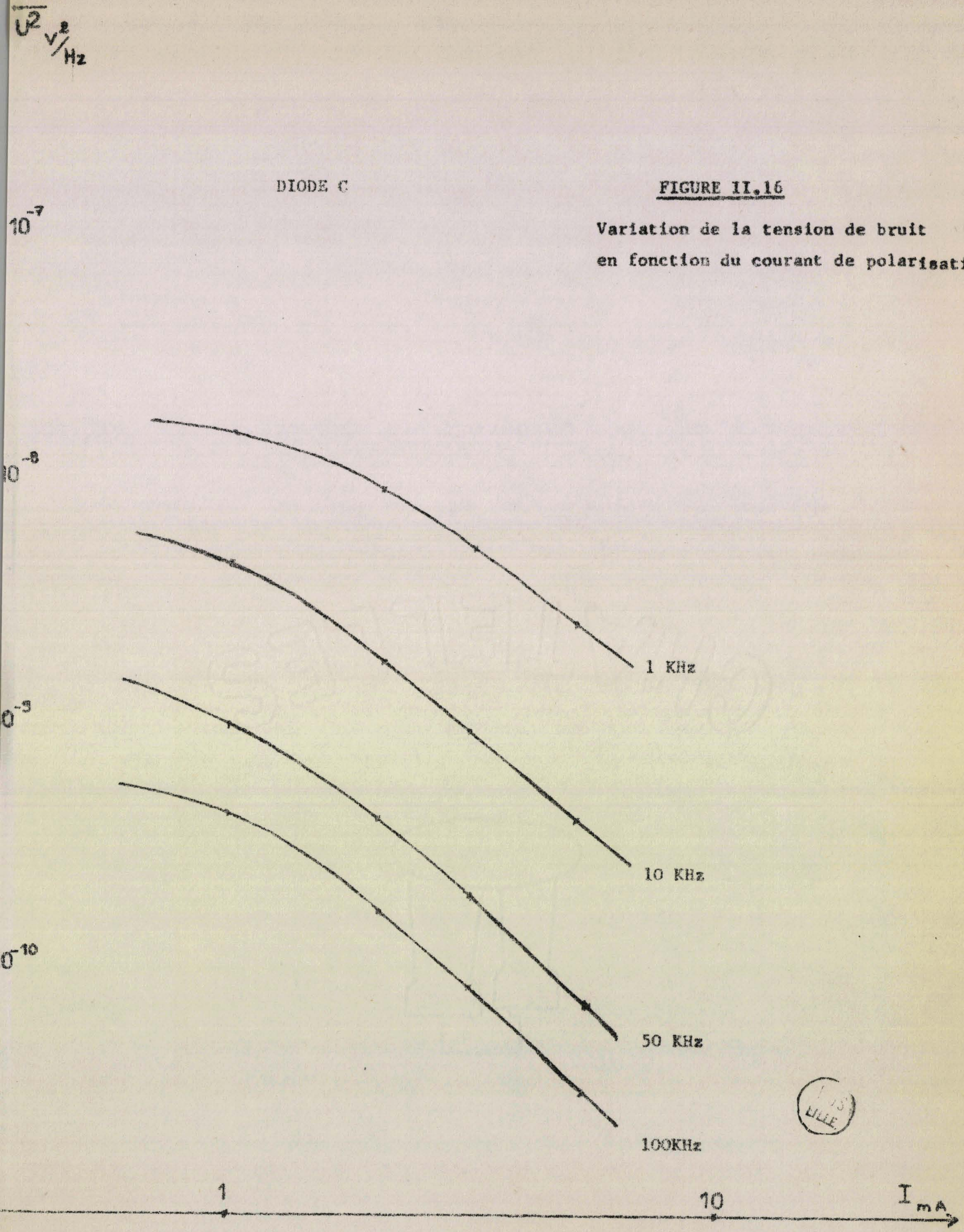
Nous séparons ici encore la structure C et la structure F pour mieux mettre en évidence l'influence du claquage non uniforme sur le bruit.

- Structure C : En basse fréquence, $\overline{u^2}$ décroit lorsque I augmente conformément à la relation (II.22). D'autre part, la figure (II.16) montre que la tension de bruit diminue lorsque la fréquence augmente. Nous attribuons cette dépendance avec la fréquence au bruit créé par les fluctuations du courant de

DIODE C

FIGURE II.16

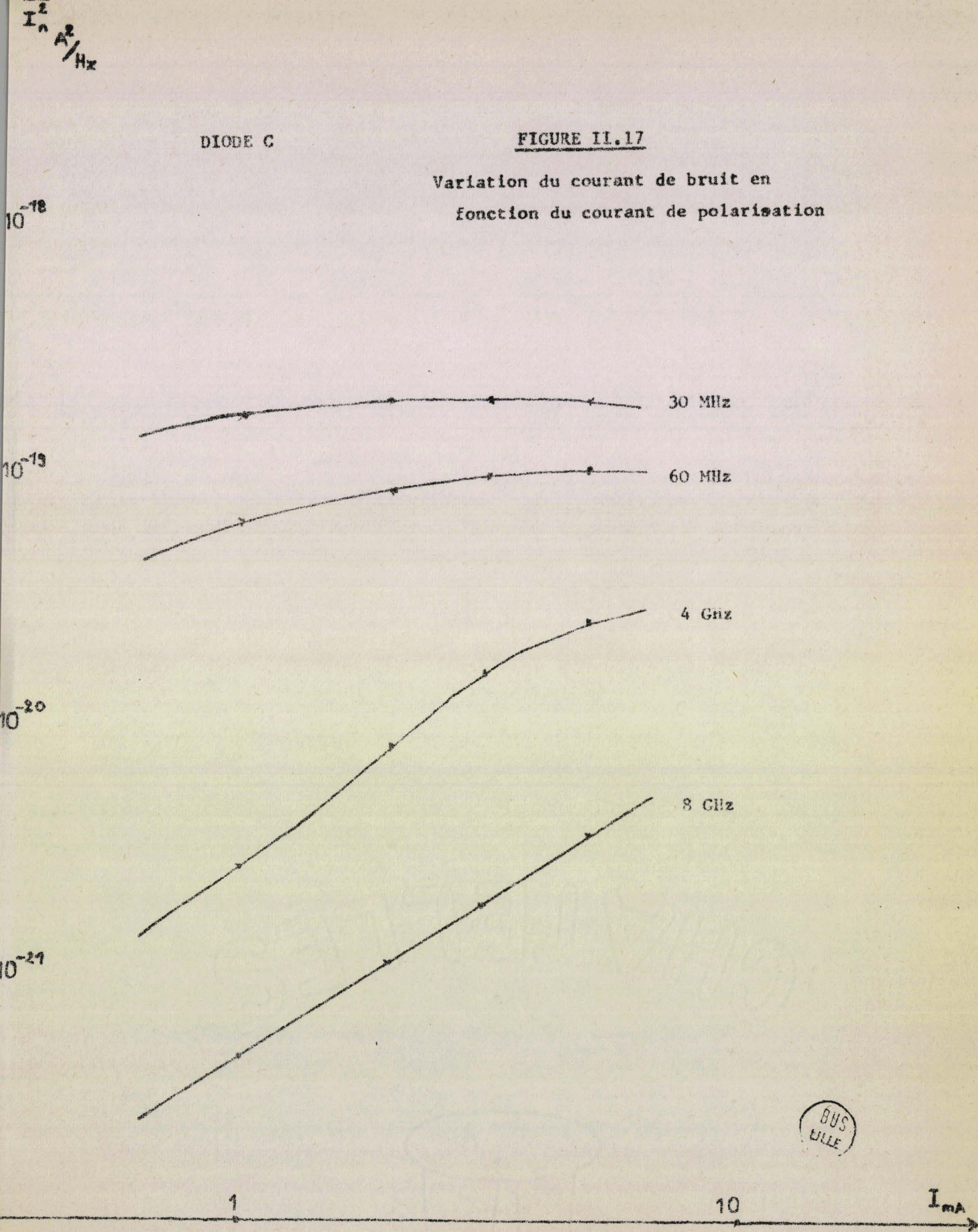
Variation de la tension de bruit en fonction du courant de polarisation



DIODE C

FIGURE II.17

Variation du courant de bruit en fonction du courant de polarisation



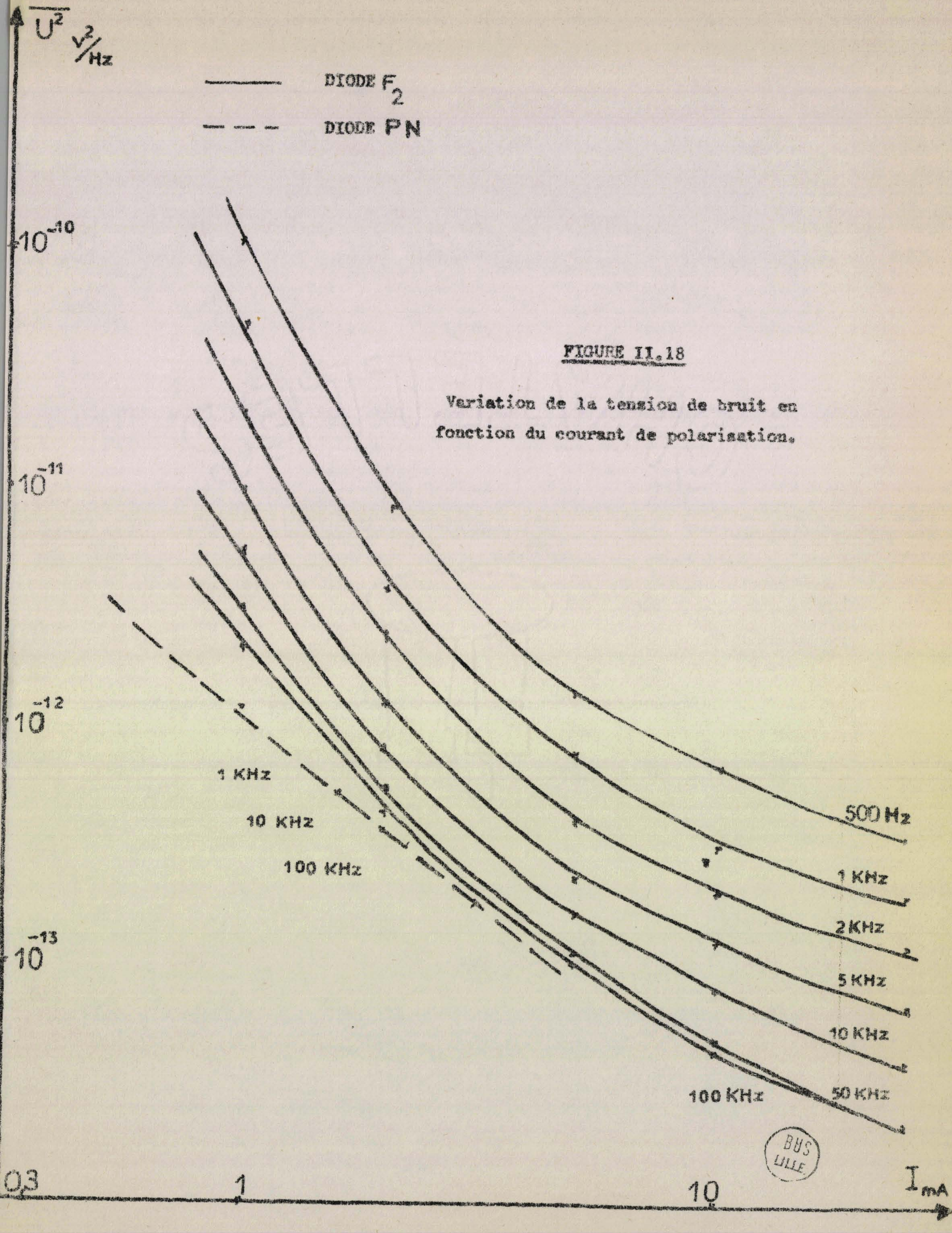


FIGURE II.18

Variation de la tension de bruit en fonction du courant de polarisation.

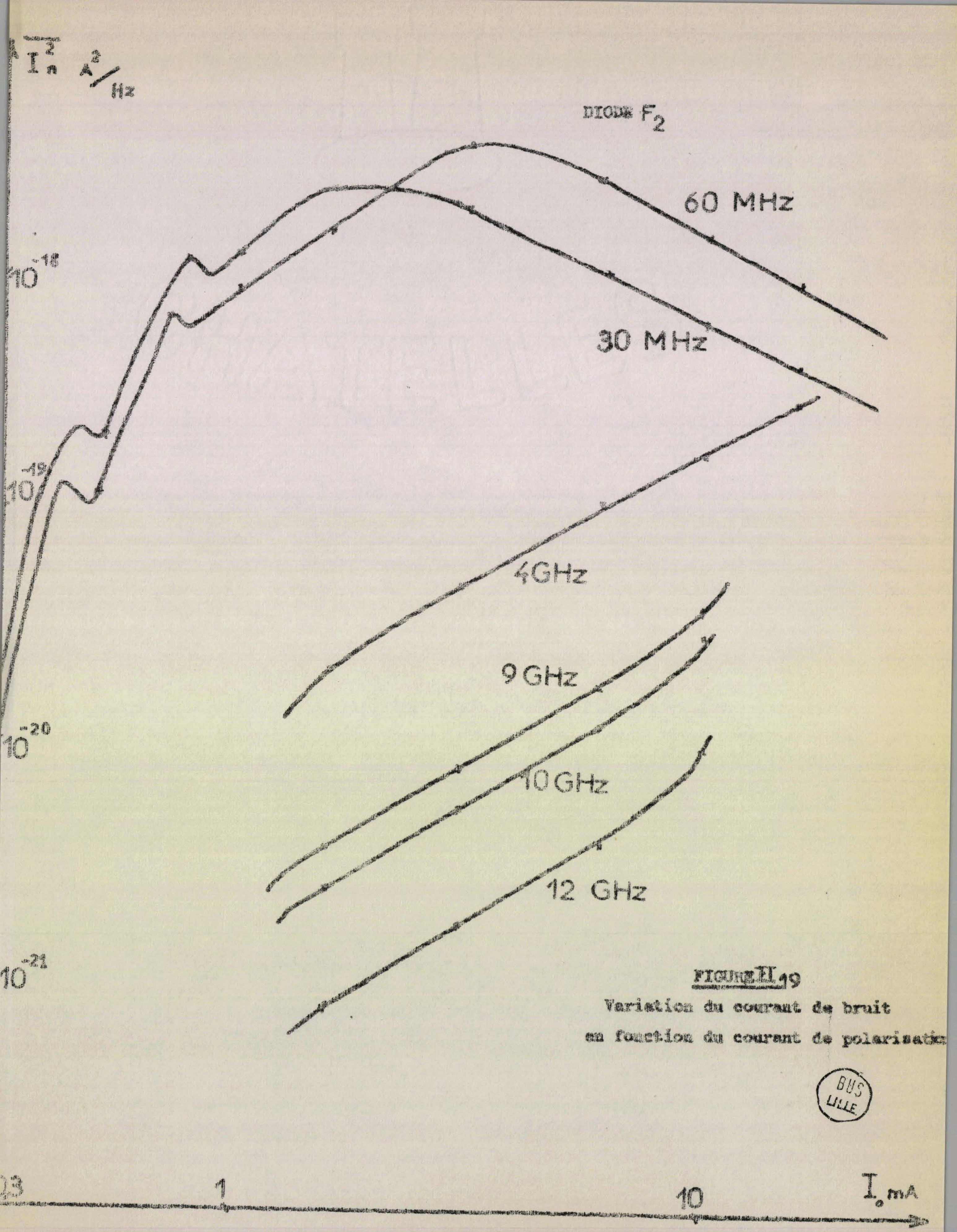


FIGURE II 19
Variation du courant de bruit
en fonction du courant de polarisation

saturation. En effet, nous avons signalé précédemment (II.1.2.1.) que pour une barrière métal semiconducteur, le bruit dû au courant de saturation se composait d'une part d'un bruit de grenaille classique et d'autre part d'un bruit en 1/f dû aux phénomènes de surface qui devient prépondérant en basse fréquence. Remarquons que le bruit généré est plus élevé que celui d'une jonction PN (représenté en pointillés sur la figure II.18) car le courant de saturation d'une barrière métal semiconducteur est plus important.

Pour les fréquences plus élevées (30 et 60 MHz), $\overline{i^2}$ varie peu en fonction du courant car on se trouve au voisinage du courant d'avalanche (figure II.17). Pour de telles fréquences, le bruit en a/f devient négligeable et l'influence de la fréquence s'explique à partir de la relation II.20 De même pour 4 et 8 GHz, cette relation prévoit une augmentation de bruit en fonction du courant jusque $I = I_x$ puis une diminution lorsque $I > I_x$. Nous n'observons ici que l'augmentation car le courant d'avalanche à ces fréquences est trop élevé pour que la diode supporte la dissipation thermique qui en résulte.

- Structure F : En basse fréquence (figure II.18) la tension de bruit décroit lorsque le courant I augmente et l'influence de la fréquence est encore ici très nette.

Au point de vue quantitatif, la tension de bruit est comparable mais supérieure à celle obtenue avec une jonction PN, ce qui tend à prouver comme dans le cas précédent l'existence d'un bruit supplémentaire en a/f. Pour les fréquences supérieures à 100 KHz, ce bruit devient négligeable et les résultats de la figure (II.19) sont comparables à ceux d'une jonction PN. Notons également, pour des courants inférieurs à 1 mA, la présence de claquages partiels repérables par la variation brutale de bruit qu'ils produisent.

Lorsque cette diode fonctionne en oscillateur, nous avons relevé le spectre de bruit FM et la figure II.20 représente nos résultats. Nous retrouvons entre la déviation moyenne de fréquence $\sqrt{\overline{\Delta F^2}}$ et l'écart de fréquence avec la porteuse, fm la variation en a/f déjà visible sur le spectre B.F. [49].

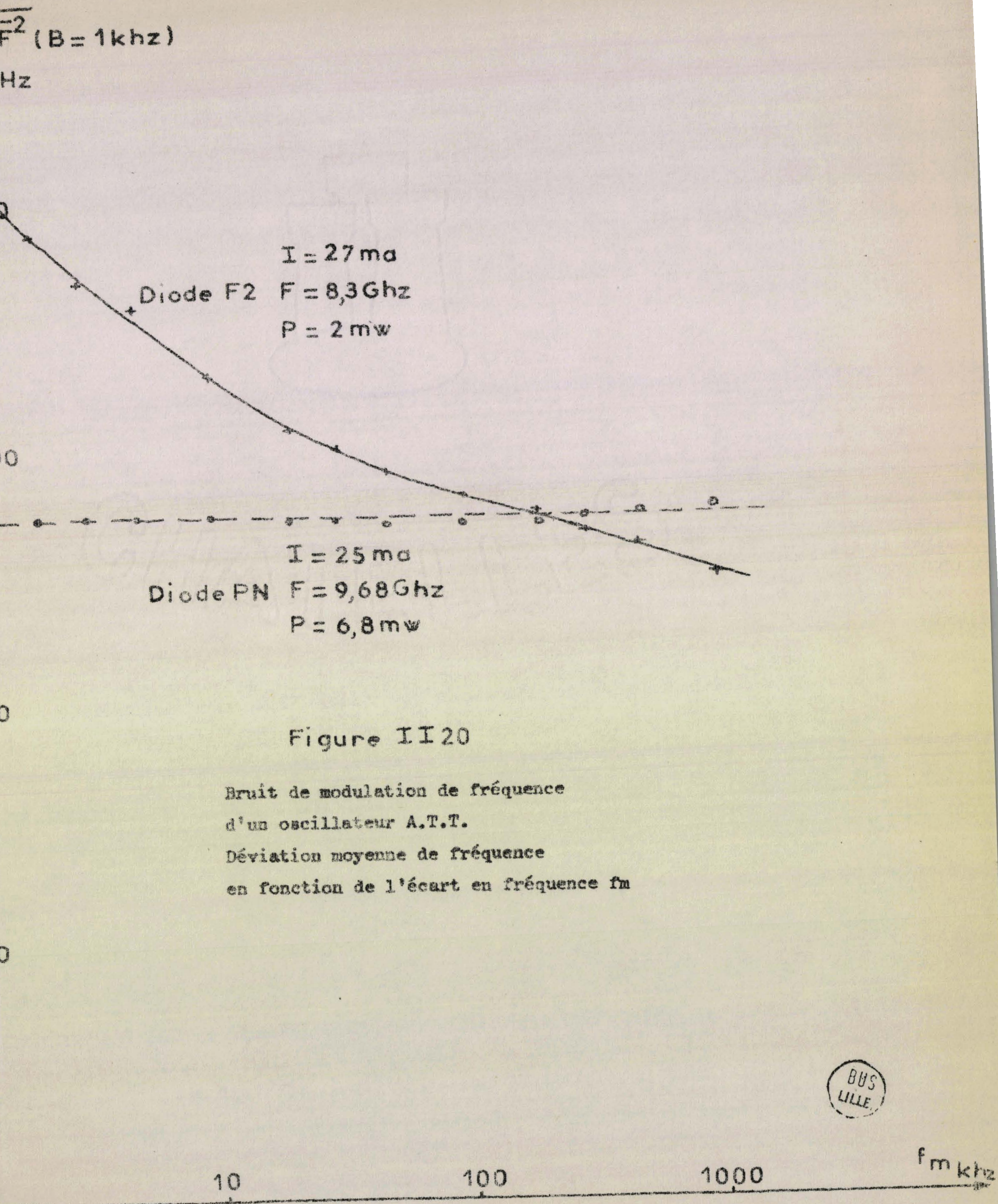


Figure II 20

Bruit de modulation de fréquence
d'un oscillateur A.T.T.
Déviation moyenne de fréquence
en fonction de l'écart en fréquence fm

La relation (II.25) laissait prévoir une telle dépendance entre le bruit B.F. $i_{cb}^2(\omega_m)$ et le bruit H.F. $i^2_{cb}(\omega_1)$.

Remarquons également que le bruit FM pour une barrière de Schottky fonctionnant en oscillateur devient inférieur à celui d'une jonction PN lorsque l'écart entre la fréquence de mesure et la fréquence centrale est suffisamment élevé.

En conclusion, les mesures de bruit permettent de mettre en évidence, tout au moins d'une façon qualitative, le phénomène d'avalanche dans une barrière métal semiconducteur et montrent en particulier la présence d'un bruit B.F. anormal que l'on ne rencontre pas dans une jonction PN. L'étude théorique précédente nous permet d'expliquer l'origine de ce bruit de fond en tenant compte des fluctuations du courant de saturation.

II.2.3. Utilisation en oscillateur

II.2.3.1. Réalisation pratique

x Circuit hyperfréquence

La diode est placée dans un circuit hyperfréquence accordable qui est susceptible d'être adapté au circuit extérieur. Un ensemble possible est schématisé sur la figure II.21.

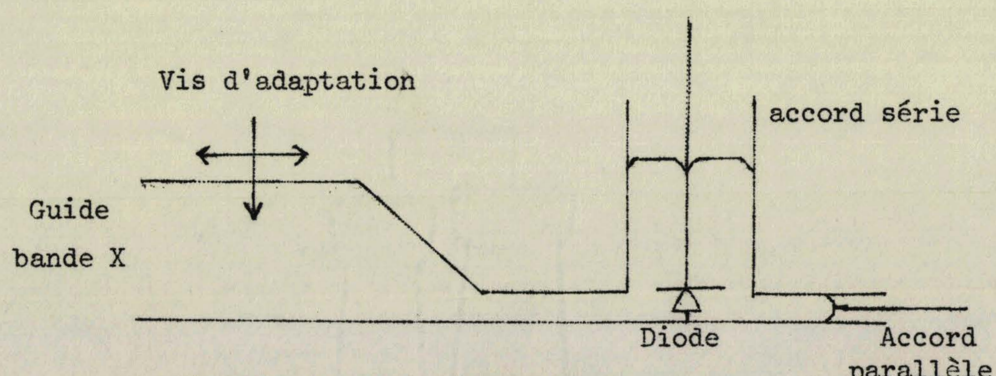


Figure II.21

L'utilisation d'un guide sous dimensionné facilite l'adaptation en diminuant l'impédance caractéristique. On sait en effet (II.13) que la diode doit débiter dans une résistance de charge faible. Cette résistance ramenée dans le plan de la diode dépend de la position et de l'enfoncement de la vis d'adaptation ainsi que de l'impédance caractéristique du guide.

L'accord parallèle (court circuit guide d'onde) compense la capacité parasite du boitier tandis que l'accord série (coaxial) fait varier la susceptance du circuit d'utilisation, donc la fréquence de fonctionnement. Une description détaillée d'une telle réalisation a été donnée par ailleurs [30]. Il est également possible d'utiliser d'autres types de circuits hyperfréquences qui diffèrent par leurs dimensions et leurs dispositifs d'accord. Ces circuits sont généralement plus simples et moins encombrants que celui de la figure II.21. Néanmoins au stade du laboratoire, il est souvent préférable de s'en tenir à ces derniers car ses nombreux réglages permettent de l'utiliser avec des échantillons de caractéristiques différentes.

Enfin, si on veut tirer parti des effets non linéaires, il est nécessaire de controler à la fois le signal émis et ses harmoniques ou sous harmoniques et on est conduit à un circuit accordable sur plusieurs fréquences. Il s'agit le plus souvent d'une cavité coaxiale accordable par des slugs dont la longueur est prévue en fonction des fréquences de résonance recherchées [47, 48]. Un exemple d'un tel circuit a été schématisé sur la figure II.22.

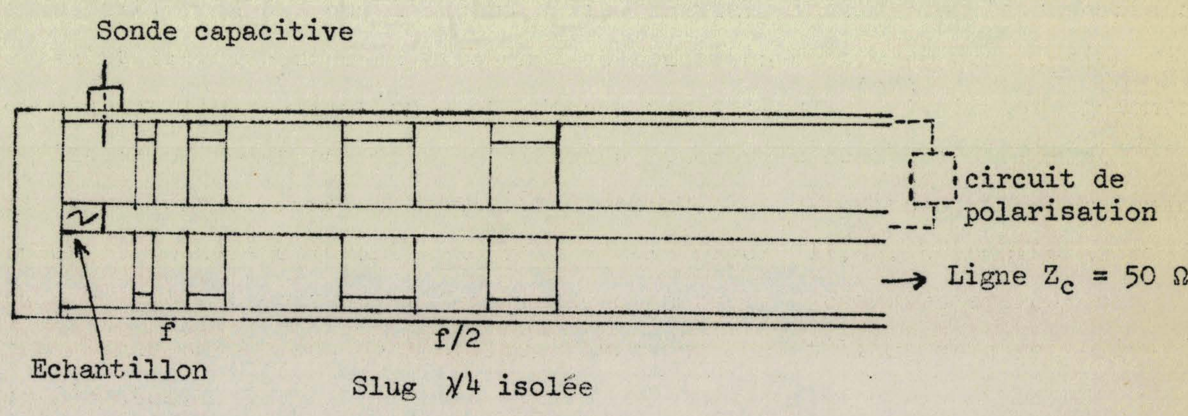


Figure II.22

x *Banc de mesure*

Pour relever les performances d'un oscillateur, nous utilisons le montage schématisé sur la figure II.23

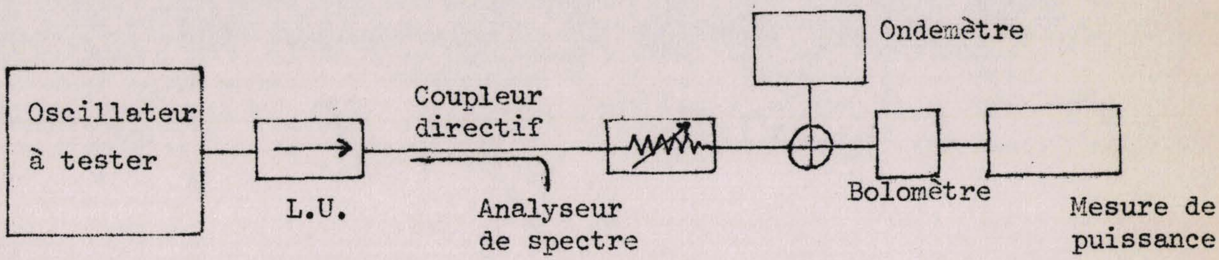


Figure II.23

Ce dispositif permet de mesurer facilement la puissance et la fréquence émises. L'analyseur de spectre sert à évaluer l'importance du bruit de fond et à vérifier la qualité spectrale du signal.

II.2.3.2. Résultats

Seules les diodes réalisées suivant la structure Font donné un résultat valable et nous présentons sur la figure II.24 la puissance hyperfréquence fournie en fonction du courant de polarisation pour un échantillon de structure F. Il s'agit ici de la puissance obtenue lorsque l'adaptation est réalisée.

La fréquence est voisine de 8 GHz, elle varie légèrement avec le courant car il est nécessaire de retoucher les différents réglages pour obtenir la puissance maximale à chaque courant. Dans le cas étudié, la largeur spectrale à 3 dB est de l'ordre de 30 KHz. Nous observons l'oscillation à partir d'un courant de seuil variable suivant les échantillons. On sait en effet (II.30) que le courant de seuil dépend fortement de la résistance série et la dispersion dans les valeurs de r_s (voisin de 2,5 Ω pour les diodes F_2 et F_3) peut expliquer les différences observées.

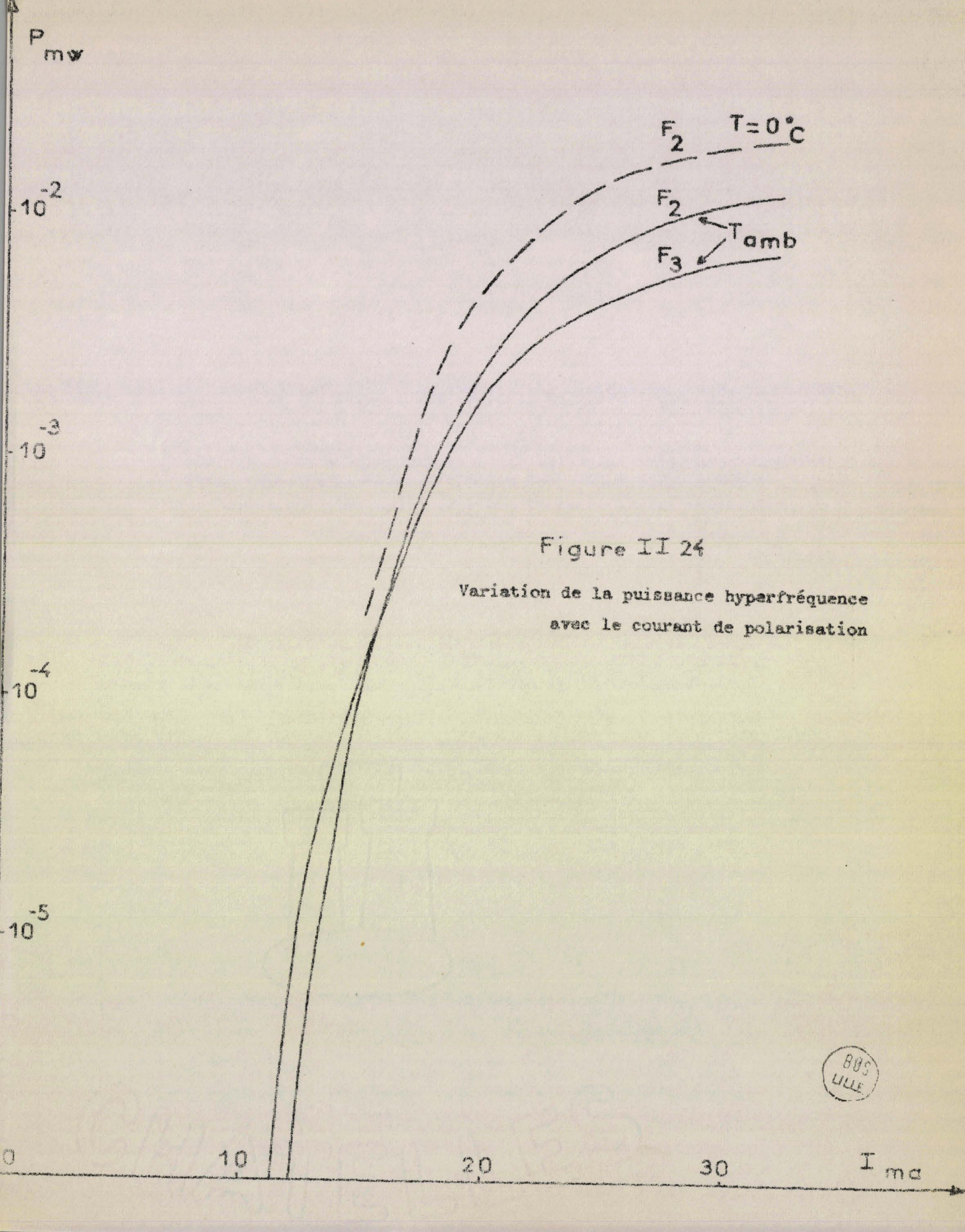
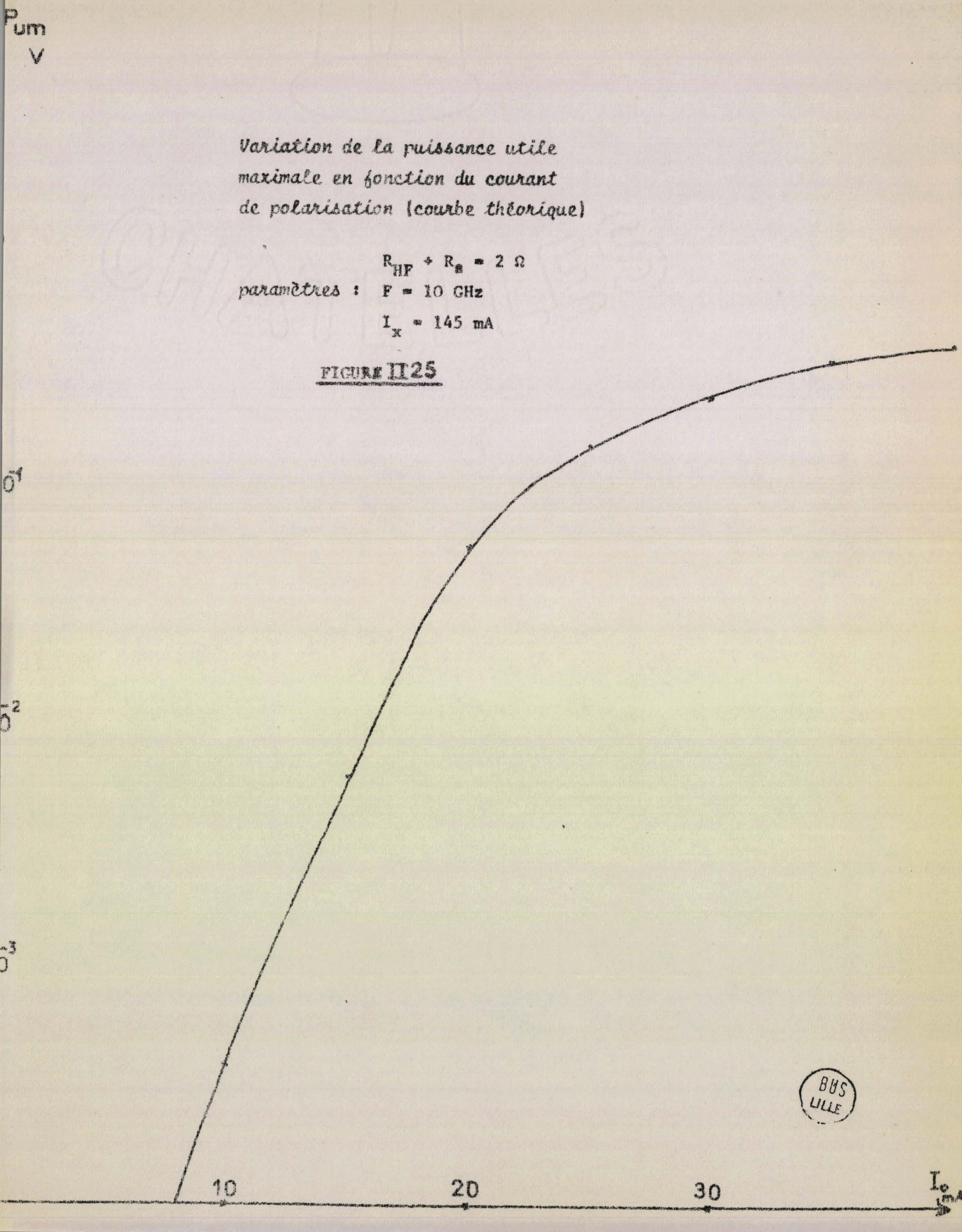


Figure II 24

Variation de la puissance hyperfréquence avec le courant de polarisation



Variation de la puissance utile maximale en fonction du courant de polarisation (courbe théorique)

paramètres : $R_{HF} + R_s = 2\ \Omega$

$F = 10$ GHz

$I_x = 145$ mA

FIGURE II25

A titre de comparaison, nous avons calculé la puissance utile maximale déduite de la relation II.29 en prenant les paramètres caractéristiques de la structure F (W, δ, S) et les valeurs numériques suivantes : $r_s = 2\ \Omega$, $F = 10$ GHz et $I_X = 145$ mA.

D'après la relation II.30, ces valeurs conduisent à un courant de seuil de l'ordre de 7 mA et nous voyons sur la figure II.25 que la puissance utile croit rapidement pour des courants de polarisation supérieurs à cette valeur. L'augmentation devient ensuite plus lente et la puissance tend à se stabiliser à partir de $I_o = 100$ mA.

Les variations expérimentales concernant la puissance maximale fournie par les diodes F_2 et F_3 (figure II.24) ont une allure identique pour les courants de polarisation réalisables en pratique. L'importance de la résistance série et des pertes du circuit hyperfréquence expliquent la valeur plus élevée (11 mA environ) du courant de seuil et les performances, au point de vue puissance, inférieures aux précisions théoriques.

Nous remarquons également une amélioration très sensible de la puissance recueillie lorsque la température diminue (courbe en pointillés) et nous reviendrons plus en détail sur ce point dans le chapitre suivant.

CONCLUSION :

Les mécanismes physiques très voisins (avalanche et temps de transit) mis en jeu dans une jonction PN et dans une barrière métal semiconducteur en avalanche conduisent à des résultats théoriques comparables en ce qui concerne l'impédance présentée par la diode et la puissance hyperfréquence délivrée.

Par ailleurs, la théorie du bruit d'avalanche élaborée à propos de jonctions PN peut être élargie au cas des barrières métal semiconducteur de façon à rendre compte tout au moins quantitativement des différences observées entre ces deux dispositifs.

Les performances obtenues en oscillation sont encore modestes mais nous autorisent à penser qu'une technologie plus évoluée permettrait d'optimaliser les structures et donnerait des résultats comparables ou peut être supérieurs à ceux d'une jonction PN.

CHAPITRE III

DISCUSSION COMPARATIVE DES PROPRIETES D'UNE BARRIERE METAL SEMICONDUCTEUR ET D'UNE JONCTION PN EN AVALANCHE

III.1. EXPRESSIONS DU COURANT DE SATURATION.

III.2. CALCUL DE LA RESISTANCE THERMIQUE

III.3. INFLUENCE DE LA LARGEUR DE LA ZONE EN AVALANCHE

III.4. COMPARAISON DU BRUIT D'AVALANCHE

CHAPITRE III

DISCUSSION COMPARATIVE DES PROPRIETES D'UNE BARRIERE METAL SEMICONDUCTEUR ET D'UNE JONCTION PN EN AVALANCHE.

Après avoir montré la possibilité de réaliser l'avalanche dans une diode à barrière métal semiconducteur et l'utilisation de ce dispositif en tant qu'oscillateur A.T.T., il semble intéressant de discuter dans cette troisième partie les avantages que peut présenter cette structure vis à vis des jonctions PN en avalanche.

Pour cela, il est nécessaire de préciser les phénomènes qui différentient ces deux structures et qui peuvent se révéler en faveur de l'une ou l'autre suivant les cas. Nous serons amenés à comparer plus particulièrement les différentes grandeurs qui peuvent influer sur la puissance émise, à savoir :

- le courant de saturation
- le courant limite de fonctionnement compte tenu des possibilités de dissipation thermique.
- la largeur de la zone d'avalanche

Par ailleurs, il sera intéressant de rappeler et de comparer les résultats obtenus pour le bruit.

III.1. EXPRESSIONS DU COURANT DE SATURATION

La résistance R_δ du schéma équivalent à la zone d'avalanche augmente avec le courant de saturation et cet effet diminue la résistance négative présentée par la diode. Il est donc intéressant de réduire ce courant pour améliorer la puissance fournie.

En dehors des courants de fuite qui eux peuvent être éliminés par une technologie adéquate, le courant inverse provient du courant de saturation et du courant de génération recombinaison dans la zone de charge d'espace. Dans le cadre d'une comparaison entre les courants inverses d'une barrière métal semiconducteur et d'une jonction PN, nous ne calculerons pas ce dernier courant car il est vraisemblablement le même dans les deux dispositifs : il dépend en effet de la largeur de la zone désertée et des caractéristiques physiques (durée de vie des porteurs... etc) du matériau semiconducteur, grandeurs qui sont identiques si ces deux structures sont réalisées à partir de semiconducteurs de mêmes caractéristiques.

Pour ce qui est du courant de saturation proprement dit, sa valeur est donnée dans le cas d'une jonction PN par l'expression

$$I_s = e\,S\,N_c^2\,e^{-\frac{Eg}{kT}} \left(\frac{D_n}{L_n\ N_a} + \frac{D_p}{L_p\ Nd}\right) \qquad \text{(III.1)}$$

qui se simplifie pour une jonction P^+N ($N_a \to \infty$) où le courant de saturation est formé essentiellement de trous

en $$I_s = eS\,N_c^2\,e^{-\frac{Eg}{kT}} \left(\frac{D_p}{L_p\ Nd}\right)$$

Pratiquement, pour le silicium et à température ambiante

$$J_s = \frac{I_s}{S} = 37{,}1\ 10^{23}\ T^3\ e^{-\frac{14000}{T}} \left(\frac{D_p}{L_p\ N_d}\right)$$

Pour $Nd = 5\ 10^{15}$ At/cm^3 soit 1 Ω cm, nous obtenons :

$$J_s = 1{,}9\ 10^{-12}\ \text{A/cm}^2$$

Pour une diode à barrière métal semiconducteur de même dopage N, nous avons montré précédemment (I.12) que le courant inverse d'origine thermoionique était donné par :

$J_s = A\,T^2\,e^{-\frac{e\,\phi_o}{kT}\,\frac{e\,\Delta\phi}{kT}}$, ce qui numériquement, pour $\phi_o = 0{,}85$ eV conduisait à des valeurs allant de $5\ 10^{-8}$ à $2\ 10^{-6}$ A/cm^2 suivant la tension.

Il semble donc que la jonction PN soit préférable au point de vue courant inverse mais il convient d'étudier plus particulièrement l'importance du courant de saturation dans la limitation en puissance d'un oscillateur A.T.T.

Signalons également qu'il est possible de trouver des structures métal semiconducteur créant des hauteurs de barrière plus élevées donc des courants de saturation plus faibles.

III.2. CALCUL DE LA RESISTANCE THERMIQUE

La température intervient de plusieurs façons dans le fonctionnement d'un oscillateur A.T.T. et nous pouvons ici préciser rapidement que lorsque la température augmente :

- la vitesse des porteurs diminue d'où une augmentation de l'angle de transit θ qui entraine une variation de la puissance émise par l'intermédiaire du terme $\chi(\theta)$ (relation II.29).

- le courant de saturation augmente rapidement ce qui entraine une diminution de la puissance hyperfréquence émise.

- Enfin, pour éviter la destruction de la jonction, il ne faut pas dépasser une température maximale qui pour le silicium se situe vers 250°C et il est donc nécessaire de limiter le courant de polarisation.

La température T_j de la jonction s'exprime en fonction de la puissance dissipée P par une relation de la forme

$T_j = T_A + R_{th}.P$ où T_A est la température ambiante et R_{th} P une fonction de P qui dépend des possibilités de dissipation thermique et que nous pouvons expliciter à partir des relations régissant l'écoulement du flux de chaleur. Nous considérerons dans ce but le modèle de diode P^+N schématisé sur la figure III.1 et qui correspond pratiquement à la structure mésa inversée (F). Nous étudierons l'influence de l'épaisseur P^+ en utilisant le raisonnement introduit par Clorfeine (32).

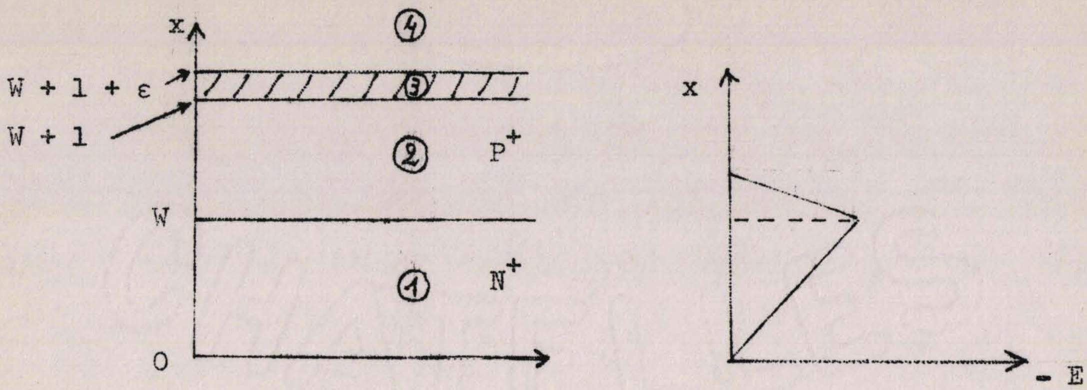


Figure III.1

Nous distinguons quatre régions :

1. Zone désertée où le flux de chaleur est dégagé et commence à se propager
2. Zone où le flux de chaleur se propage,
3. Soudure réalisant le contact avec le radiateur,
4. Radiateur.

Nous supposons également que toute la chaleur est évacuée suivant une seule direction Ox, ce qui revient à négliger la distribution radiale de température.

Nous admettons [30] enfin que la conductibilité thermique d'un semiconducteur varie avec la température suivant la loi.

$K_i = \frac{a_i}{T}$ où a_i est une constante caractéristique du matériau (compte tenu de son dopage).

L'équation de propagation de la chaleur en régime stationnaire et pour un semiconducteur s'écrit :

$$\frac{\partial^2}{\partial_{..}^{2}} \operatorname{Log} T = -\frac{Q(x)}{x\, a_i} \qquad \text{(III.2)}$$

où T est la température absolue et Q(x) la chaleur générée par unité de volume.

Dans ces conditions, l'équation (III.2) appliquée à la région 1 donne

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} \text{Log } T = -\frac{Q(x)}{a_1} \quad \text{soit } T(x) = T(o)\ e^{-\xi(x)} \tag{III.3}$$

avec $$\xi(x) = \int_o^x \int_o^{x'} \frac{1}{a_1} Q(x'')\ dx''\ dx' \tag{III.4}$$

Pour la région 2, nous avons $Q(x) = 0$ et

$$T(x) = T(w)\ e^{-y\left(\frac{x - w}{a_2}\right)} \tag{III.5}$$

où $y = \int_o^w Q(x)\ dx = \frac{P}{S}$ = puissance dissipée par unité de surface

En particulier à l'interface entre les régions 2 et 3

$$T(w + 1) = T(o)\ e^{-\left(\xi(w) + y \frac{1}{a_2}\right)} \tag{III.6}$$

La région 3 (soudure) se comporte thermiquement comme une résistance de contact ce qui donne

$$T(w + 1 + \varepsilon) = T(w + 1) - \frac{\varepsilon y}{k_3} \tag{III.7}$$

Enfin la région 4 concerne la résistance thermique du radiateur dont les dimensions sont en général plus importantes que celles de la diode, cette résistance vaut d'après [33]

$$R_{th} = \frac{1}{2\ d\ k_4} \quad \text{et } T(w + 1 + \varepsilon) = T_A + \frac{1}{2d\ k_4}\ P \tag{III.8}$$

T_A étant la température du milieu où se trouve le radiateur. Nous éliminons maintenant $T\ (w + 1 + \varepsilon)$ et $T(w + 1)$ entre les expressions (III.6) (III.7) (III.8)

$$T(o) = \left\{T_A + \left(\frac{\varepsilon}{k_3} + \frac{S}{2d\ k_4}\right) y\right\} \exp^{\left(\xi(w) + y \frac{1}{a_2}\right)} \tag{III.9}$$

$\xi(w)$ se calcule en explicitant $Q(x)$ en fonction de $E(x)$

$Q(x) = I\, E(x)$ et pour une jonction abrupte $\xi(w) = \dfrac{WP}{3\, a_1\, S}$

<u>Discussion</u> :

Si la soudure a une bonne conductibilité thermique et une épaisseur faible, le terme $\dfrac{\varepsilon}{k_3\, S}$ sera négligeable par rapport à la résistance de constriction et nous écrirons :

$$T(o) = (T_A + \frac{1}{2d\, k_4})\, e^{(\frac{1}{a_2} + \frac{w}{3\, a_1}) \frac{P}{S}} \qquad \text{(III.10)}$$

Nous avons représenté cette relation sur la figure III.2 pour les dimensions géométriques courantes en prenant l'épaisseur l de la zone P^+ comme paramètre. Nous voyons en particulier l'influence de cette épaisseur sur la température atteinte par la jonction : par exemple pour une même température de jonction égale à 200°C, la puissance dissipée sera 9 W pour la jonction P^+N mais peut atteindre 11 W pour la structure métal semiconducteur.

L'utilisation d'une diode métal semiconducteur, en remplaçant la région P^+ par une couche métallique permet de s'approcher du cas où $l = 0$ et de réduire la température de fonctionnement donc d'augmenter la puissance dissipable.

III.3. <u>INFLUENCE DE LA LARGEUR DE LA ZONE EN AVALANCHE</u>

La relation (II.28) montre que la puissance émise est proportionnelle à $(1 - \frac{\delta}{w})$. A ce sujet, nous pouvons signaler que le terme $\frac{\delta}{w}$ est de l'ordre de 0,25 pour une jonction abrupte parfaite, ce qui est pratiquement le cas d'une barrière métal semiconducteur. Par contre, pour une jonction abrupte P^+N, il y a toujours une diffusion plus ou moins importante de la zone P^+ vers la zone N et l'évaluation théorique de $\frac{\delta}{w}$ compte tenu du profil de dopage réel de la jonction conduit à une valeur voisine de 0,34.

La diminution du rapport $\frac{\delta}{w}$ est favorable à l'augmentation de la puissance émise mais l'état actuel de nos résultats expérimentaux ne nous autorise pas encore à confirmer cette amélioration.

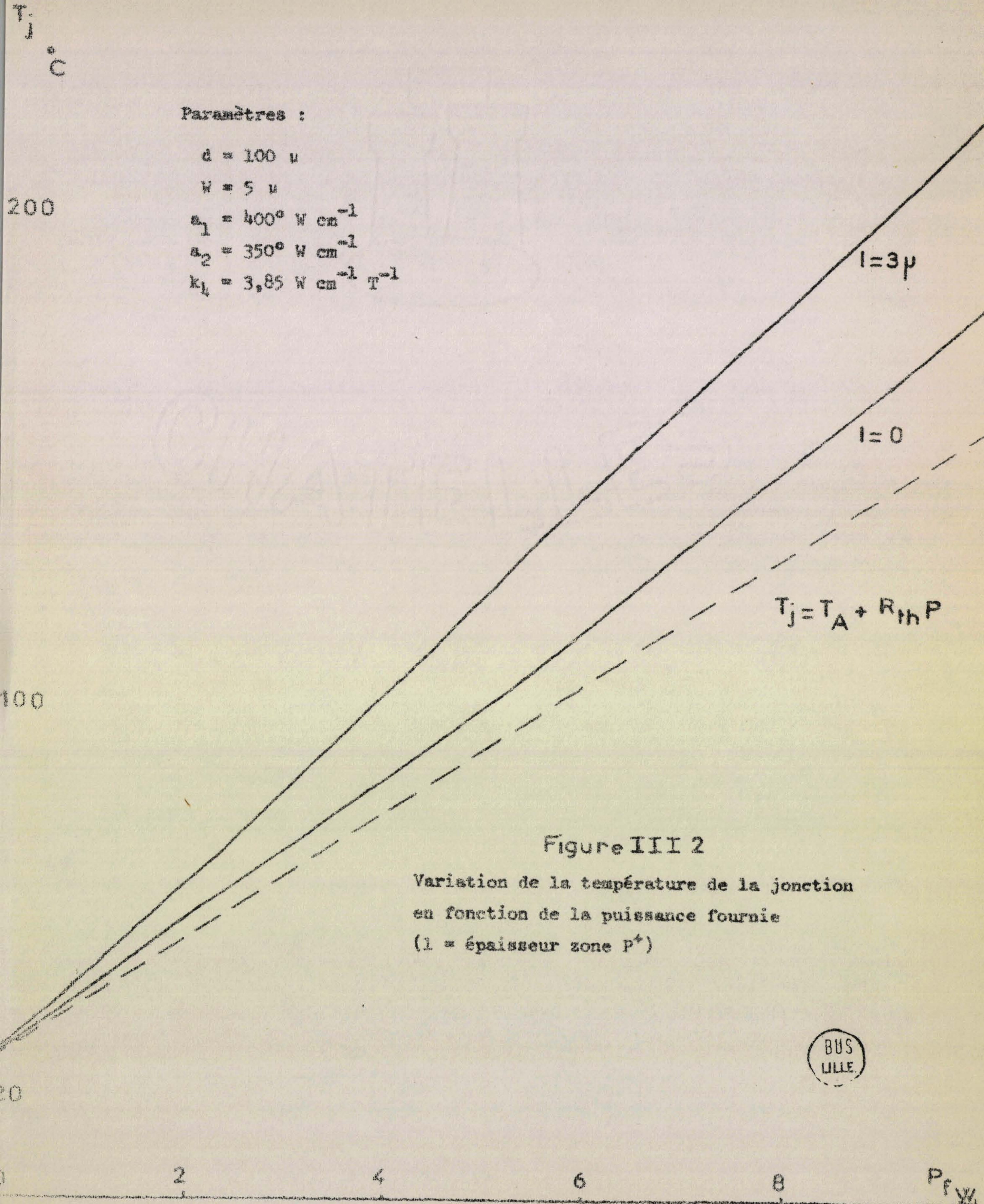


Figure III 2

Variation de la température de la jonction en fonction de la puissance fournie (l = épaisseur zone P^+)

Par ailleurs, la technologie des barrières métal semiconducteur lorsqu'elle sera convenablement au point devrait donner des résultats plus reproductibles que ceux des jonctions PN et semble plus favorable à l'intégration des composants.

III.4. COMPARAISON DU BRUIT D'AVALANCHE

La présence d'un bruit B.F. supplémentaire propre aux barrières métal semiconducteur est à priori génante mais les résultats expérimentaux présentés dans le chapitre précédent sur les figures II.18 et II.20 indiquent que pour les fréquences suffisamment élevées où ce bruit devient négligeable, le bruit résiduel est alors plus faible que celui d'une jonction PN. Les études actuelles ne nous permettent pas encore de préciser l'origine physique de ce résultat et une confirmation théorique serait souhaitable. Il est néanmoins intéressant de constater que lorsque la diode fonctionne en oscillateur, cette diminution du bruit d'avalanche se traduit par une diminution du bruit de modulation de fréquence pour des écarts entre la fréquence centrale d'oscillation et la fréquence de mesure, suffisamment grands, c'est à dire supérieurs à 100 KHz. Cette différence par rapport au bruit F.M. obtenu avec une jonction PN permettrait d'élargir les applications des oscillateurs A.T.T.

CONCLUSION

Le travail présenté ici avait pour but d'étudier la possibilité d'utiliser des barrières métal semiconducteur polarisées en avalanche pour réaliser des oscillateurs A.T.T.

Les études théoriques et expérimentales que nous avons effectuées sur les propriétés électriques basse fréquence de ces structures ont montré qu'il était possible d'obtenir un fonctionnement correct en régime d'avalanche uniforme à condition d'employer une technologie adéquate.

Par ailleurs, dans le domaine hyperfréquence, nous avons vérifié le fonctionnement en oscillateur suivant le mode A.T.T.

Il semble que les structures métal semiconducteur soient plus intéressantes au point de vue dissipation thermique et bruit de modulation de fréquence, et les résultats obtenus à ce sujet se révèlent encourageants. Des publications récentes [28, 46] ont d'ailleurs confirmé l'intérêt du sujet ainsi que nos conclusions concernant les technologies utilisables, mais il est encore trop tôt pour préciser dans quelle mesure de tels composants peuvent remplacer avantageusement les dispositifs à jonction classique.

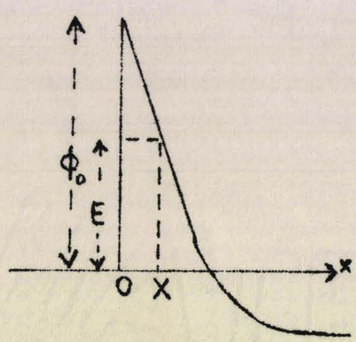
En effet, en raison du degré de perfection qu'ont atteint actuellement les diodes à jonction, de nombreux progrès restent à accomplir dans la technologie des barrières métal semiconducteur pour faire une comparaison significative..

Nous pensons que ce travail constitue une bonne introduction pour une analyse plus complète et que la poursuite de notre étude tant sur le plan théorique qu'expérimental permettra de confirmer nos prévisions et élargira les applications possibles des oscillateurs A.T.T., notamment dans le cadre des circuits intégrés.

A N N E X E 1

IMPORTANCE DE L'EFFET TUNNEL SUIVANT L'EPAISSEUR DE LA BARRIERE

On calcule la probabilité de passage d'un électron à travers une barrière triangulaire, ce qui est approximativement le cas en polarisation inverse. Le champ électrique en surface E_s représente ici la pente de la barrière.



La probabilité de passage donnée par l'approximation W K B ( ) est

$$D(E) = e^{-\frac{4\pi}{h}\sqrt{2\,m^*\,(\phi(x) - E)}}$$

$\phi(x)$ représente la forme de la barrière soit ici $\phi(x) = \phi_o - e\,E_s\,x$. Si on se limite à la zone triangulaire, Soit X l'épaisseur de la barrière pour une énergie E.

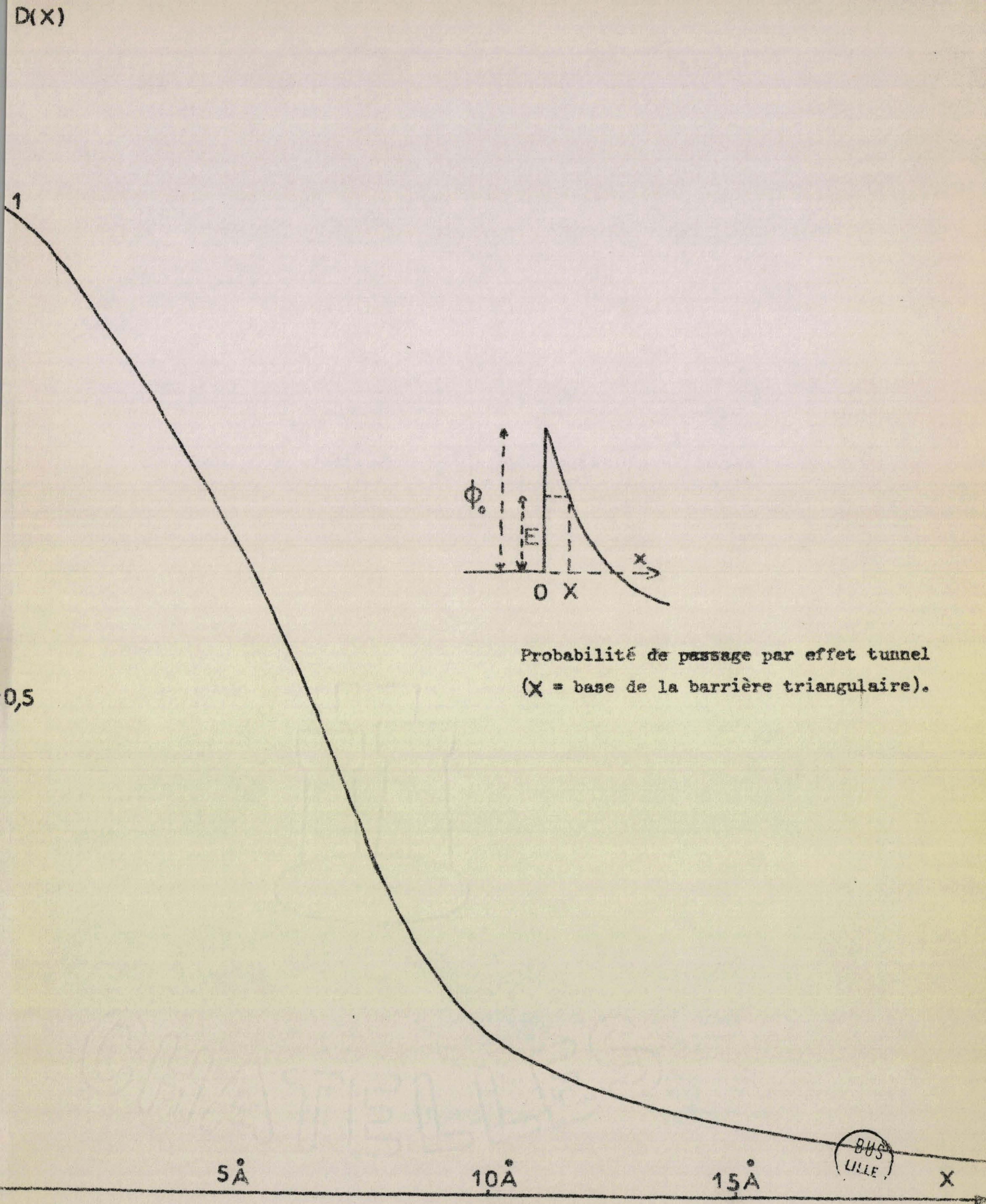
$$E = \phi_o - e\,E_s\,X$$

D'où $$D(E) = e^{-\frac{4\pi}{h}\sqrt{2\,m^*\,(e\,E_s\,(X - x))}}$$

et la probabilité de passage pour tous les électrons d'énergie $\geqslant$ E est donnée en intégrant de 0 à X

$$D(E)_{total} = e^{-\frac{4\pi}{h}\sqrt{2\,m^*\,e\,E_s}\int_o^X (X - x)^{1/2}\,dx}$$

$$D(E)_{total} = e^{-\frac{8\pi}{3h}\sqrt{2\,m^*\,e\,E_s}\,.X^{3/2}}$$



Probabilité de passage par effet tunnel
(X = base de la barrière triangulaire).

Nous avons représenté cette relation en fonction de X pour $E_s = 3\ 10^7$ V/cm Nous voyons en particulier que pour X inférieur à 10 Å, le passage par effet tunnel devient important.

ANNEXE 2

$$U_a = \int_{x_j}^{x_j + W_c} \frac{E_s\, x_j}{r} + \frac{e\, Nd}{2\varepsilon} \left(r - \frac{x_j^2}{r}\right) dr$$

Le premier terme vaut : $\displaystyle\int_{x_j}^{x_j + W_c} \frac{E_s\, x_j}{r} = E_s\, x_j \log \frac{x_j + W_c}{x_j}$

en $\quad r = x_j + W_c \qquad E(r) = 0$

donc $\quad \displaystyle E_s \frac{x_j}{x_j + W_c} + \frac{e\, Nd}{2\varepsilon} \left(x_j + W_c - \frac{x_j^2}{W_c + x_j}\right) = o$

$$\frac{E_s\, x_j}{x_j + W_c} = - \frac{e\, N_d}{2\varepsilon} \left(x_j + W_c - \frac{x_j^2}{W_c + x_j}\right)$$

$$E_s\, x_j = \frac{e\, N_d}{2\varepsilon} \left((x_j + W_c)^2 - x_j^2\right) \qquad \text{(A.1)}$$

donc $\quad \displaystyle\left(\frac{x_j + W_c}{x_j}\right)^2 = 1 + \frac{2\, \varepsilon\, E_s}{e\, Nd\, x_j}$ ce qui permet d'écrire

$$\text{Log} \left(\frac{x_j + W_c}{x_j}\right) = \frac{1}{2} \text{Log} \left(1 + \frac{2\, \varepsilon\, E_s}{e\, Nd\, x_j}\right)$$

Le deuxième terme de U_a s'écrit :

$$- \int_{x_j}^{x_j + W_c} \frac{e\, Nd}{2\varepsilon}\, r\, dr = - \frac{e\, Nd}{2\varepsilon} \left(\frac{r^2}{2}\right)_{x_j}^{x_j + W_c}$$

$= - \dfrac{e\, Nd}{4\varepsilon} \left((x_j + W_c)^2 - x_j^2\right)$ et en utilisant l'expression (A.1) ceci vaut :

$$- 2\, \varepsilon \frac{E_s\, x_j}{e\, Nd} \frac{e\, Nd}{4\varepsilon} = \frac{- E_s\, x_j}{2}$$

Enfin le dernier terme de U_a

$$\int_{x_j}^{x_j + W_c} \frac{e\ Nd}{2\varepsilon}\ \frac{x_j^2 . dr}{r} = \frac{e\ Nd}{2\varepsilon}\ x_j^2 \ \mathrm{Log}\ \left(\frac{x_j + W_c}{x_j}\right)$$

soit $$\frac{e\ Nd}{4\varepsilon}\ x_j^2 \ \mathrm{Log}\ \left(1 + \frac{2\ \varepsilon\ Es}{e\ Nd\ x_j}\right)$$

donc $$U_a = \frac{1}{2}\ E_s\ x_j\ \left(\mathrm{Log}\ \left(1 + \frac{2\ \varepsilon\ Es}{e\ Nd\ x_j}\right) - 1\right) + \frac{e\ Nd}{4\varepsilon}\ x_j^2 \ \mathrm{Log}\ \left(1 + \frac{2\ \varepsilon\ Es}{e\ Nd\ x_j}\right)$$

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

(1) H.K. HENISCH, Rectifying semiconductor contacts, 1957

(2) E. SPENKE, Semiconducteurs électroniques, Dunod 1959

(3) M.J.O. STRUTT, Semiconductor devices, Acad. Press 1966

(4) D. KALTING, Conduction properties of the Au n type Si schottky barrier, SSE 6, 1963, p. 281 - 295

(5) D. KALTING, Au n type GAAS schottky barrier and its varactor application BSTJ, Janvier 1964, p. 215 - 224

(6) D. KALTING et D'ASARD, Gold epitaxial silicon high frequency diodes BSTJ, Janvier 1964, p. 225 - 232

(7) D. KALTING, H.P. LEPSELTER, Planar epitaxial silicon schottky barrier diodes, BSTJ, Sept. 1965, p. 1525 - 1528

(8) S.M. SZE, G. GIBBONS, Effect of junction curvature at breakdown voltage in semiconductors, SSE, 9, n° 9, 1966

(9) O. LEISTIKO, A.S. GROVE : Breakdown voltage of planar silicon junctions SSE, 9, n° 9, 1966

(10) F.A. PADOVANI, R. STRATTON, Field and thermionic field emission in schottky barrier, SSE 9, n° 7, 1966

(11) C.E. MEAD, Metal semiconductor surface barrier, SSE 9, n° 11 - 12, 1966

(12) C.R. CROWELL and S.M. SZE, Current transport in metal semiconductor barrier SSE 9, n° 11 - 12, 1966

(13) A.S. GROVE and D.J. FITZGERALD, Surface effects on pn junctions characteristics of surface space charge regions under non equilibrium conditions SSE, n° 8, 1966

(14) D.V. SPEENCY and G.P. GAREY, Experimental study of the effect of junction curvature on breakdown voltage in Si, SSE 10, n° 3, 1967

(15) F. FORLANI, Contribution to the study of metal contacts on semiconductor real surfaces, Electronics Letters, Mai 1967, vol. 3, n° 5

(16) T. SUGANO, A. MORINO, Characteristics of contacts between silicon and a few kinds of metals, Electronics and communication in Japan, 50, n°6, 1967

(17) T. SUGANO, A. MORINO, Design and fabrication of schottky diodes, Electronics and communication in Japan, 50, n° 6, 1967

(18) T. ARIZUMI, M. MIROSE, Conduction phenomena of the Ag - Si schottky barrier Electronics and communication in Japan, n° 9, 50, 1967

(19) G. KANO, S. TAKAYANAGI, Reverse characteristics of Mo-Si epitaxial schottky diodes, I.E.E.E. Trans. on E.D., ED 14, n° 12, p. 822 - 829, 1967

(20) M.P. LEPSELTER and S.M. SZE, Silicon schottky barrier diodes with nearly ideal IV characteristics, BSTJ, Fevr. 1968, p. 195-208

(21) F.A. PADOVANI, Thermionic emission in Au GAAS schottky barrier, SSE, 11, n° 2 1968

(22) M.J. TURNER and E.M. RHODERICK, Metal silicon schottky barrier, SSE, 11, n° 3, 1968

(23) A.Y.C. YU and E.H. SNOW, Surface effects on metal silicon contacts, JAP, vol. 19, n° 7, 1968, p. 3008-3016

(24) B.L. SMITH, GAAS schottky diodes with linear log I/V behaviour over height decades of current, Electronics letters, Aout 1968, vol. 17, n° 16

(25) P. BROOK, C.S. WHITEHEAD, Hyperabrupt junctions in Au Si schottky diodes by ion implantation, Electronics letters, Aout 1968

(26) C.P. GORADIA, New results on the gold silicon surface barrier, I.E.E.E. Trans. on nuclear science, vol.15, n° 13, p. 281-289, 1968

(27) M.C. TOBIN Approximate expressions for the potential distribution in junction semiconductor devices, American Journal of Physics, vol. 36, n°11, 1968

(28) SZE, LEPSELTER, MAC DONALD, Metal semiconductor impatt diode, SSE, vol.12, p.107-109, Fevr. 1969

(29) E. CONSTANT, A. SEMICHON, Diodes semiconductrices en régime d'avalanche. Application aux hyperfréquences, Onde Electrique, Juillet Aout 1968, p.703-721

(30) E. ALLAMANDO, Etude théorique et expérimentale de la puissance hyperfréquence délivrée par un semiconducteur en avalanche. Thèse 3ème cycle, Lille 1968

(31) R.R. ZETTLER, A.M. COWLEY, Hybrid hot carrier diodes, Hewl. Pack. J. Fév.1969

(32) A.S. CLORFEINE, Power dissipations limits in solid state oscillator diodes, Microwave Journ., Mars 1968, p. 93 - 97

(33) R. HOLM, Electric contacts Handbook

(34) M. OUDART, Mémoire C.N.A.M. Lille, Juillet 1969

(35) J. PAUQUET, Mémoire C.N.A.M., Juillet 1968

(36) B. BOITTIAUX, Sur l'impédance hyperfréquence présentée par un semiconducteur en avalanche, Thèse 3ème cycle, Lille, Octobre 1968

(37) E. ALLAMANDO, E. CONSTANT, G. SALMER, A. SEMICHON, "Propriétés hyperfréquences des diodes à avalanche, Acta Electronica, (à paraître)

(38) G. SALMER, M. LEFEBVRE, E. ALLAMANDO, G. VANBORREN, C.R. Acad. Sc. 1969 (à paraître)

(39) G. VANBORREN, D.E.A. Electronique, Lille, Juillet 1969

(40) A. SEMICHON, E. CONSTANT, E. ALLAMANDO, Proc. I.E.E.E. (à paraître).

(41) B. KRAMER, Sur le bruit d'avalanche dans les semiconducteurs, Thèse 3ème cycle Lille Octobre 1968

(42) R. PERICHON, D.E.A. Electronique, Lille, Juillet 1969

(43) A. VANOVERSCHELDE, D.E.A. Electronique, Lille, Juillet 1969

(44) R. PERICHON, Thèse Docteur Ingénieur, Lille, à paraître

(45) B.F. BOSCH, W.A. GAMBLING, Journ. Brit. I.R.E., juin 1961

(46) D. de NOBEL, H.G. KOCK, P.I.E.E.E., vol. 57, 1969 (à paraître)

(47) DE IGLESIAS, High efficiency C W impatt operation, Proc. I.E.E.E. Letters, p. 1610, Septembre 1968

(48) R. GABILLARD, Effets non linéaires dans les diodes à avalanche, XVI, assemblée générale de l'U.R.S.I. Ottawa, Aout 1969

(49) E. CONSTANT, J.M. MARTINACHE, A. VANOVERSCHELDE, A. SEMICHON, C.R. Acad. Sc. 1969 (à paraître).