

THÈSE

présentée à la

FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE LILLE

pour obtenir le titre de
DOCTEUR-INGÉNIEUR

par

Guy VAESKEN

Ingénieur I. S. E. N.



Régime transitoire et permanent dans une diode avalanche semi-conductrice en hyperfréquence



Soutenue le 30 Juin 1970, devant la COMMISSION D'EXAMEN

MM. LEBRUN	Président
SALMER	Rapporteur
CONSTANT	Examineur
DORMONT	Invité
SEMICHON	Invité

UNIVERSITE DE LILLE

FACULTE DES SCIENCES

DOYENS HONORAIRES :

MM. LEFEBVRE, PARREAU

PROFESSEURS HONORAIRES :

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

DOYEN :

M. DEFRETIN, Biologie et Physiologie Animales

ASSESEURS :

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

PROFESSEURS :

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

MM. DECUYPER	Mathématiques Pures
DEDECKER	Mathématiques Pures
DEHORS	Electronique, Electrotechnique et Automatique
DELATIRRE	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
GLACER	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
GOUDMEND	Chimie
GUILBAULT	Biologie et Physiologie Animale
GUILLAUME	Biologie Végétale
HANGAN	Mathématiques
HENRY	Physique
HERZ	Mathématiques Appliquées
HEYMAN	Physique
HUARD DE LA MAPRE	Mathématiques Appliquées
JOLY	Biologie et Physiologie Animales

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

A MA FEMME

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.

Je tiens à témoigner toute ma reconnaissance envers Messieurs les Professeurs CONSTANT et SALMER pour m'avoir conseillé et guidé efficacement tout au long de ce travail.

J'exprime ma gratitude envers Monsieur le Professeur LEBRUN, qui me fait l'honneur de juger ce mémoire, et de présider mon jury.

L'étude expérimentale a été faite à l'aide de composants mis à notre disposition par le Laboratoire d'Electronique et de Physique Appliquée ; j'en remercie vivement les collaborateurs, en particulier Messieurs DORMONT et SEMICHON, qui me font le plaisir de participer à mon jury.

Je remercie les membres de l'équipe Semiconducteur, et en particulier Monsieur LETEBVRE, avec qui j'ai eu de fructueuses discussions.

Je remercie enfin tout le personnel du Laboratoire et spécialement Madame DUPONT, pour sa collaboration efficace.

NOTATIONS

DENSITES DE COURANTS : [∞]

J	courant continu d'avalanche
J_0	courant continu dans la diode
J_s	$\left. \begin{array}{l} J_{sn} \\ J_{sp} \end{array} \right\}$ courant continu de saturation
J_p	courant continu de trous dans la diode
J_m	courant continu d'électrons dans la diode
$J(t)$	courant total dans la diode
$J_c(t)$	courant de conduction généré dans la zone d'avalanche
$\Delta J_c(t)$	variation du courant de conduction
$J_d(t)$	courant de déplacement dans la zone d'avalanche.

TENSIONS :

U	tension continue
U_0	tension continue aux bornes de la diode
U_a	tension continue d'avalanche
$\Delta U_0(t)$	variation de tension aux bornes de la diode
$\Delta U_\delta(t)$	variation de tension aux bornes de la zone d'avalanche
U_{a1}	amplitude de la variation alternative de tension aux bornes de la zone d'avalanche.

CHAMPS ELECTRIQUES :

$E(x)$	champ continu dans la jonction
E_0	champ continu dans la zone d'avalanche
ΔE_0	variation du champ continu dans la zone d'avalanche

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

$\Delta E_o(t)$	variation temporelle de champ dans la zone d'avalanche
$E(t)$	champ total dans la zone d'avalanche
E_1	amplitude de la variation sinusoidale de champ dans la zone d'avalanche.

RESISTANCES

R_D	résistance totale de la diode
R_T	résistance due aux effets thermiques
R_{th}	résistance thermique de la diode
R_s	résistance "série" de la diode
R_c	résistance de charge d'espace.

CAPACITES

C_{th}	capacité thermique de la diode
C_B	capacité du boitier
C_δ	capacité de la zone d'avalanche

DIVERS

L	self induction des fils de connexion
$f = \frac{\omega}{2\pi}$	fréquence de travail
$w \begin{cases} W_n \\ W_p \end{cases}$	largeur de la zone de transit
$\delta \begin{cases} \delta_n \\ \delta_p \end{cases}$	largeur de la zone d'avalanche
τ_δ	temps de transit des porteurs dans la zone d'avalanche
S	surface d'une section droite de la jonction
α	taux d'ionisation des électrons
β	taux d'ionisation des trous
k	rapport entre les taux d'ionisation
$n(x)$	densité d'électrons
$p(x)$	densité de trous

q	charge élémentaire
$\rho(x)$	densité des charges
$\Delta\rho(x)$	variation de la densité de charges
$\rho_0(x)$	densité de charges fixes
v_n	vitesse de saturation des électrons
v_p	vitesse de saturation des trous
ϵ	permittivité diélectrique relative du matériau.

S O M M A I R E

PREMIERE PARTIE : CARACTERISATION STATIQUE

INTRODUCTION

<u>I. BASE DE L'ETUDE THEORIQUE :</u>	4
I.1. Hypothèses de départ	
I.2. Equations fondamentales.	
<u>II. ETUDE ANALYTIQUE SIMPLIFIEE :</u>	6
II.1. Introduction des modèles théoriques de diode	6
II.2. Méthode de calcul. Application aux modèles théoriques	8
<u>III. ETUDE NUMERIQUE GENERALE :</u>	12
III.1. Elaboration du calcul	12
a) But	
b) Hypothèses générales	
c) Principe : méthode. Equations générales	
III.2. Données du calcul	17
a) taux d'ionisation	
b) Profils de dopage réels	
c) Champ électrique	
III.3. Résultats du calcul	18
a) Variations du champ électrique	
b) Cartes de densité de courant	
c) Expressions de la zone d'avalanche δ	
d) Caractéristiques statiques $I = f(U)$	

<u>IV. ETUDE EXPERIMENTALE :</u>	28
IV.1. Introduction	
IV.2. Méthodes de mesure	29
a) Mesures en haute fréquence	
b) Mesures en impulsions	
c) Mesure de la résistance série de la diode	
d) Comparaison des méthodes de mesure.	
IV.3. Caractéristiques physiques des diodes utilisées	32
IV.4. Résultats expérimentaux	33
a) diodes de la série AP	
b) diodes de la série BL	

DEUXIEME PARTIE : CARACTERISATION TEMPORELLE

<u>INTRODUCTION</u>	38
<u>I. EXPRESSION DU COURANT DE CONDUCTION PRODUIT PAR AVALANCHE ; GENERALISATION DE L'EQUATION DE READ :</u>	39
I.1. Modèle de diode, approximations et conventions de signe	39
I.2. Détermination du courant de conduction	41
<u>II. VARIATION DU COURANT D'AVALANCHE SOUS L'INFLUENCE D'UNE PERTURBATION DE CHAMP ELECTRIQUE</u>	44
II.1. Etude théorique	44
a) Expression de la variation du courant d'avalanche	
b) Exploitation de cette étude	
II.2. Etude expérimentale	47
a) Montage expérimental	
b) Allure des courbes obtenues - conséquences	
c) Exploitation des résultats.	

III. COURANT D'AVALANCHE PRODUIT PAR UNE PERTURBATION SINUSOÏDALE DE
CHAMP ELECTRIQUE

52

III.1. *Etude théorique du courant produit dans la diode*

- a) *Introduction*
- b) *Hypothèses de départ ; notations*
- c) *Calcul du courant de conduction dans la zone d'avalanche*
- d) *courant de déplacement*
- e) *Influence de la zone de transit et des éléments parasites de la diode*
- f) *conclusion.*

III.2. *Dispositif expérimental*

58

- a) *Introduction*
- b) *Mesure des courants et tensions dans la diode*
- c) *Dispositifs d'excitation de la diode*
- d) *Dispositifs annexes*
- e) *Conditions expérimentales*

III.3. *Résultats expérimentaux - comparaison avec la théorie*

64

- a) *Etude qualitative ; forme des courbes*
- b) *Etude quantitative*

IV. COURANT PRODUIT PAR UNE DIODE EN OSCILLATION

CONCLUSION

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

Les diodes à avalanche sont essentiellement utilisées comme générateurs d'ondes hyperfréquences. Les progrès réalisés dans la compréhension des phénomènes qui régissent le comportement de ces diodes ont permis d'accroître sensiblement la puissance de l'oscillation à une fréquence donnée. Cependant, la limitation fondamentale du rendement de ces dispositifs réside dans le caractère non linéaire de l'émission de champ, c'est-à-dire de la dépendance entre le courant généré dans la zone d'avalanche et le champ électrique qui y règne.

Il semble donc intéressant d'entreprendre une étude détaillée des caractéristiques du courant d'avalanche, tant en régime statique qu'en régime dynamique, afin de mettre en évidence ses propriétés les plus importantes. Pour cela, il sera souhaitable de placer la diode dans des conditions de fonctionnement voisines du régime d'oscillation.

De plus, la connaissance des caractéristiques du courant de conduction doit permettre de mieux comprendre les mécanismes fondamentaux qui régissent les modes de fonctionnement nouveaux, ou modes à haut rendement.

Cette étude peut présenter également un certain intérêt dans le domaine de la physique du semiconducteur ; en effet, un des paramètres qui régit l'évolution du courant dans la diode est le taux d'ionisation des porteurs, dont la dépendance en fonction du champ est encore assez mal connue. A partir des caractéristiques de la diode en régime statique ou dynamique, on peut espérer obtenir des indications intéressantes sur l'évolution de ce taux d'ionisation.

Dans une première partie, nous envisageons le fonctionnement en régime statique de la diode : l'application d'une tension inverse continue et constante aux bornes de la diode est à l'origine d'un courant d'avalanche continu. Nous

déterminons dans ce cas la courbe $I = f(U)$ et les principaux paramètres qui caractérisent ce mode de fonctionnement. Les résultats expérimentaux obtenus seront comparés aux conclusions d'une étude théorique, effectuée pour une grande part sur ordinateur. Elle nous permet de déterminer certains paramètres de la diode, notamment δ et W qui sont d'une très grande utilité pour prévoir et optimaliser le fonctionnement de la diode en oscillation.

Dans une seconde partie, nous étudions le comportement de la diode polarisée en inverse et soumise à une perturbation de tension variable en fonction du temps : cette perturbation est soit impulsionnelle, soit sinusoidale. Ceci nous permet d'envisager successivement les deux régimes caractéristiques du fonctionnement d'une diode en oscillation, le régime transitoire et le régime permanent. Par ailleurs, à partir de l'évolution du courant d'avalanche en fonction du temps quand la diode est soumise à une impulsion de tension, nous déterminons les variations du taux d'ionisation avec le champ électrique.

Enfin, nous complétons cette étude en donnant les formes de courbes du courant et de la tension aux bornes d'une diode réellement en oscillation.

PREMIERE PARTIE
CARACTERISATION STATIQUE

INTRODUCTION

Nous nous proposons d'étudier le fonctionnement d'une diode à avalanche polarisée en inverse, en régime statique : en particulier nous essayerons de déterminer la forme de la caractéristique inverse, la répartition spatiale du champ électrique et de la densité de porteurs mobiles. Dans un tel mode de fonctionnement les effets thermiques ont une influence notable, par ailleurs assez bien connue ; nous n'en tiendrons pas compte dans l'étude théorique, et les méthodes utilisées dans la vérification expérimentale permettront d'éliminer leur influence.

L'étude théorique sera effectuée à partir des équations fondamentales de l'électrostatique et de l'électrocinétique appliquées au semiconducteur en régime d'avalanche.

Moyennant quelques hypothèses simplificatrices, nous envisagerons tout d'abord une résolution analytique du problème. Elle permet de mettre en évidence l'influence notable de la réaction de charge d'espace des porteurs mobiles qui peut entraîner l'existence d'une résistance différentielle négative pour des courants élevés.

Si cette étude analytique met en évidence l'existence de phénomènes physiques intéressants, l'introduction de nombreuses hypothèses simplificatrices limite la précision des résultats obtenus. Nous la compléterons donc par une analyse numérique plus rigoureuse, qui permettra de plus une détermination quantitative de la plupart des paramètres statiques de la diode, dont la connaissance est essentielle pour toute autre étude sur les diodes à avalanche (oscillation, multiplication, bruit, ... etc).

Grâce à diverses méthodes expérimentales, nous pourrons mesurer les caractéristiques essentielles des diodes, et montrer la validité des études théoriques effectuées.

I. BASE DE L'ETUDE THEORIQUE

I.1. Hypothèses de départ :

- Nous admettrons qu'en tout point d'un plan de section droite perpendiculaire à la direction du courant, les caractéristiques de la structure sont les mêmes, et les phénomènes se produisent de la même façon.

- Etant données les fortes valeurs de champ électrique envisagées nous admettrons que les porteurs ont atteint leur vitesse limite, vitesses que nous supposerons égales. $v_n = v_p = v$

- Enfin, nous négligerons le courant de saturation de la diode.

I.2. Equations fondamentales :

Pour déterminer les propriétés du régime statique et en particulier la caractéristique $I = f(U)$ de la diode, nous utiliserons les équations générales des porteurs dans un semiconducteur, les dérivées des grandeurs en fonction du temps étant nulles.

On obtient alors le système suivant :

. *Equations de continuité :*

$$\begin{cases} \frac{1}{q} \frac{d J_p}{dx} = (n \alpha + p \beta) v \\ - \frac{1}{q} \frac{d J_n}{dx} = (n \alpha + p \beta) v \end{cases} \quad (I.1)$$

. *Equation de Poisson :*

$$\frac{dE(x)}{dx} = \frac{\rho}{\epsilon} = (N_d - N_a + p - n) \quad (I.2)$$

. *Equation de conservation du courant :*

$$\frac{d}{dx} (J) = \frac{d}{dx} (J_n + J_p) = 0 \quad (I.3)$$

$E(x)$ représente le champ électrique total dans la diode.

α et β sont les taux d'ionisation respectifs des électrons et des trous dans

le semiconducteur.

N_d et N_a sont respectivement les concentrations en impuretés de type donneur et accepteur, p et n les concentrations en trous et en électrons.

$J_p = pqv$ et $J_n = nqv$ sont les courants dûs aux trous et aux électrons.

II. ETUDE ANALYTIQUE SIMPLIFIEE :

Dans cette étude, nous admettrons que les taux d'ionisation des électrons et des trous sont égaux, hypothèse souvent admise en première approximation.

$$\alpha = \beta$$

II.1. Introduction des modèles théoriques de diode :

Soit W l'épaisseur de la zone désertée lorsque la tension appliquée à la diode est égale à la tension d'avalanche. Nous considérons un modèle unidimensionnel, dans lequel l'étendue de la zone désertée est limitée par la présence de zones très dopées de type N^+ ou P^+ , et où W est égale à la distance entre les deux zones.

La génération de porteurs due à l'ionisation par choc ne se produit que dans une fraction de cette zone. En effet, les taux d'ionisation sont des fonctions rapidement croissantes du champ électrique :

- si le champ est constant (cas d'une diode PIN), α est constant, et l'avalanche s'étendra à toute la zone désertée.

- si le champ est une fonction monotone, généralement linéaire de l'abscisse, il est possible de définir en première approximation une zone de multiplication d'épaisseur δ , où α est supposé constant, et une zone de transit d'épaisseur $(W - \delta)$, où α est nul. Ce sera le cas en particulier pour des structures du type P^+NN^+ ou N^+PP^+ .

La figure (I.1) représente les deux types de modèles précités.

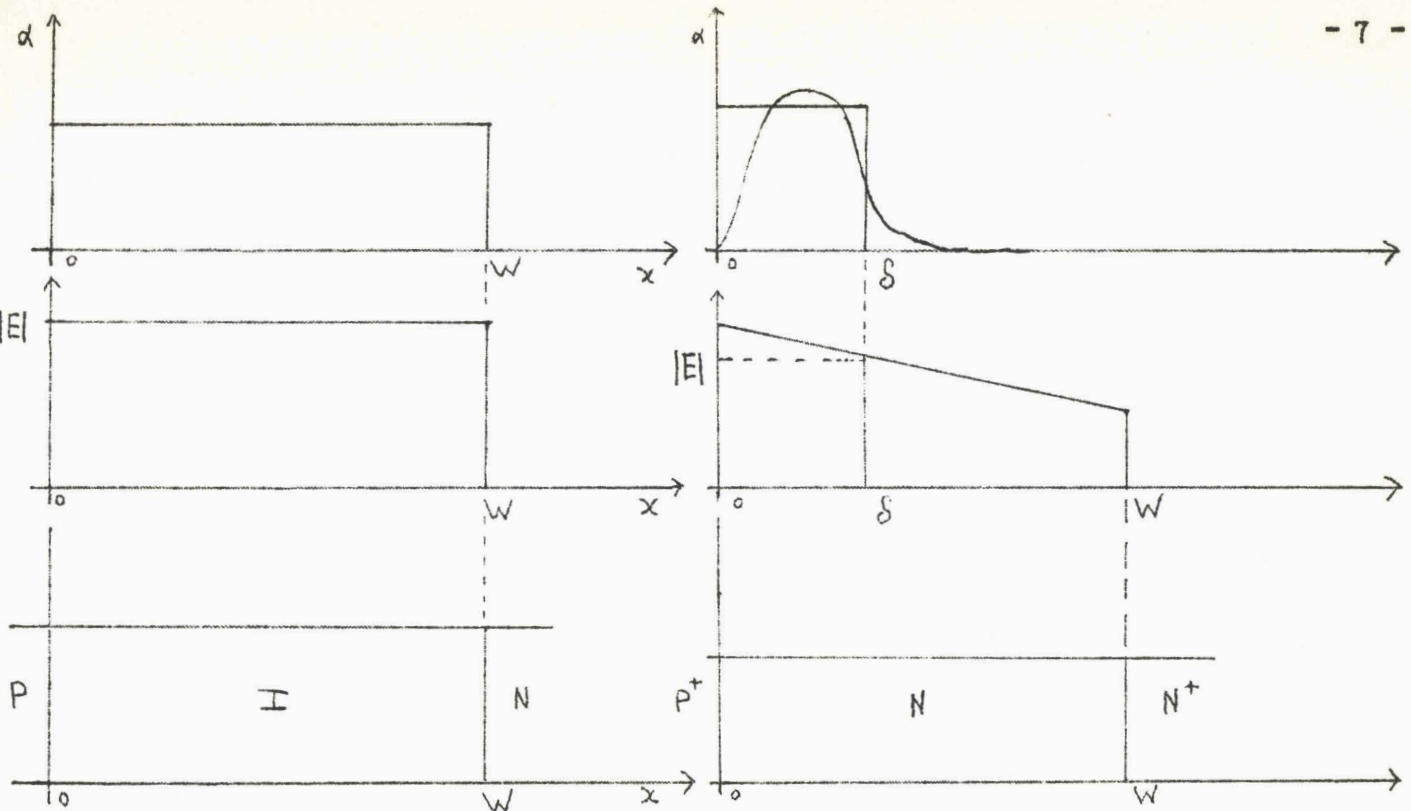
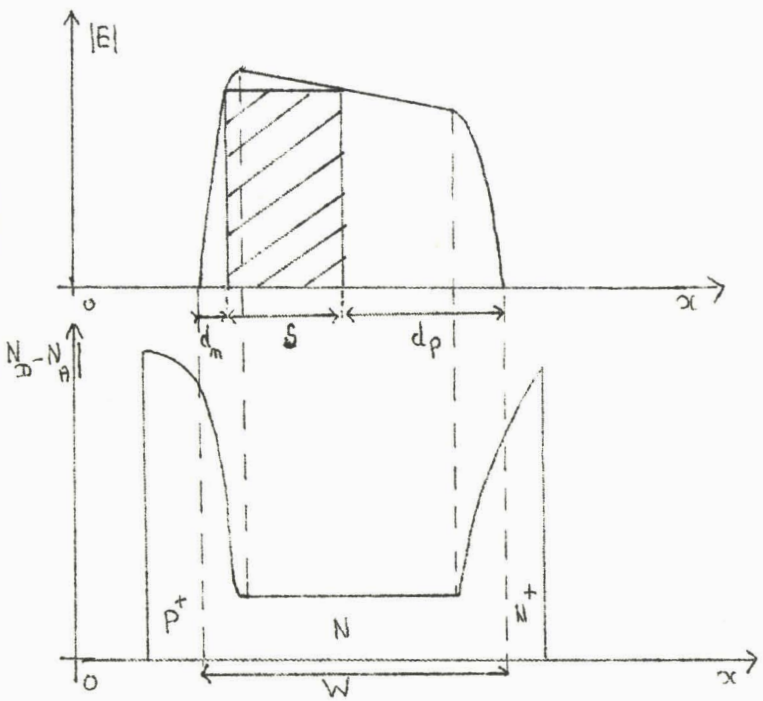


Figure I.1

En pratique, une telle jonction n'est pas réalisable. La variation du dopage, et par là celle du champ électrique, n'est pas brutale, mais progressive (fig. I.2).



Nous devons définir dans ce cas deux zones de transit relatives aux électrons et aux trous, situées de part et d'autre de la zone d'avalanche, d'épaisseurs d_n et d_p .

Figure I.2

II.2. Méthode de calcul (1) :

Considérons une jonction quelconque, polarisée au seuil du régime d'avalanche. Le champ électrique $E_0(x)$, lié à la distribution $\rho_0(x)$ de la charge d'espace des impuretés ionisées, est tel que

$$\int_0^W E_0(x) dx = U_a \quad \text{tension aux bornes de la diode.}$$

Si l'on injecte un courant I ($I = JS$, où S est la surface d'une section droite de la jonction), les porteurs mobiles modifient la charge d'espace, donc la distribution du champ ; soient $\Delta E(x)$ et $\Delta \rho(x)$ les perturbations résultantes. La tension aux bornes de la diode varie, et l'on peut définir une résistance différentielle.

$$R_c = d(U)/dI \tag{I.4}$$

Nous nous proposons de calculer cette grandeur pour les modèles de diode précités.

- Expression de $\Delta \rho(x)$ et $\Delta E(x)$

L'introduction de $J = (n + p) qv$ dans les équations de continuité conduit à

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dn}{dx} = -\alpha \frac{J}{qv} \\ \frac{dp}{dx} = \alpha \frac{J}{qv} \end{array} \right.$$

Faisons la somme de ces équations, et intégrons, en tenant compte de la condition à l'origine ($\Delta \rho(0) = J/v$)

$$\Delta \rho(x) = \frac{2J}{v} \left(\int_0^x \alpha dx - \frac{1}{2} \right) \tag{I.5}$$

Appliquons la loi de Poisson, en tenant compte de l'expression (I.5)

$$\Delta E(x) = \Delta E(0) + \frac{2J}{\epsilon v} \int_0^x \int_0^{x'} \alpha \, dx'' \, dx' - \frac{J}{\epsilon v} x \quad (I.6)$$

Si la variation $\Delta E(x)$ est faible, nous pouvons développer α en série, et nous limiter au second ordre.

$$\alpha(x) = \alpha_0(x) + \alpha'_0(x) \Delta E(x) + \alpha''_0(x) \frac{\Delta E^2(x)}{2} \quad (I.7)$$

Ecrivons la condition d'avalanche de Mac Kay ⁽²⁾, en présence d'un courant I

$$\int_0^W \alpha \, dx = 1 = \int_0^W \alpha_0 \, dx$$

On obtient :

$$\int_0^W \alpha'_0(x) \Delta E(x) \, dx + \int_0^W \alpha''_0(x) \frac{\Delta E^2(x)}{2} \, dx = 0 \quad (I.8)$$

De ces expressions, on déduit la relation entre la variation ΔU de tension aux bornes de la diode, et le courant I qui en est la cause ; le calcul de R_c est alors immédiat.

- Application aux modèles précédents

. Modèle PIN

Le matériau est intrinsèque ($\rho_0(x) = 0$) ; $E_0(x)$, $\alpha_0(x)$, $\alpha'_0(x)$ et $\alpha''_0(x)$ sont des constantes. On déduit de (I.6)

$$\Delta E(x) = \Delta E(0) + \frac{J}{\epsilon v} \left(\frac{x^2}{W} - x \right)$$

En reportant dans (I.8), on trouve $\Delta E(0) = \frac{JW}{6 \epsilon v} \left(1 - \frac{\lambda JW}{60 \epsilon v} \right)$

L'intégration de $\Delta E(x)$ donne ΔU , et

$$R_c = - \frac{\lambda I W^3}{180 \epsilon^2 v^2 S^2} \quad \text{où } \lambda = \frac{\alpha''_0(x)}{\alpha'_0(x)}$$

La formule I.9 peut être contestable, car nous avons considéré que le taux d'ionisation restait constant pour calculer la variation du champ électrique.

Cependant, si la valeur exacte de R_c n'est pas strictement donnée par (I.9) elle est bien négative, comme l'indique la formule I.8 ; par ailleurs, il semble tout à fait admissible qu'elle soit proportionnelle au courant et au cube de la largeur de la zone désertée.

Dans les matériaux usuels, l'avalanche se produit pour des champs tels que $\alpha''(E)$ soit positif ; comme $\alpha'(E)$ est toujours positif, R_C est négatif.

La résistance de charge d'espace est donc susceptible de donner lieu à des instabilités dans une large gamme de fréquences, puisque son module est théoriquement indépendant de la fréquence. Remarquons que R_C est extrêmement sensible à l'épaisseur de la zone en avalanche ; toutefois, elle ne prend des valeurs notables que pour des courants très élevés, puisque pour les diodes usuelles, R_C ne devient égale à -1Ω environ que pour un courant supérieur à 500 mA ($S = 10^{-4} \text{ cm}^2$, $W = 3 \mu$).

. Modèle P^+NN^+ à jonction abrupte

En tenant compte des remarques introduites pour ce type, la diode peut être décomposée en une diode PIN en avalanche, d'épaisseur δ , associée à une zone de transit d'épaisseur $(W - \delta)$.

La résistance différentielle liée à la zone d'avalanche est donnée par

$$R_{C1} = - \frac{\lambda I \delta^3}{180 \epsilon^2 v^2 S^2} \quad (I.10)$$

Dans la zone de transit, où $J(x)$ est une constante, on a :

$$\Delta E(x) = \Delta E(\delta) + \frac{J}{\epsilon v} (x - \delta)$$

soit
$$\Delta U = \frac{J}{\epsilon v} \frac{(W - \delta)^2}{2} + (W - \delta) \Delta E(\delta)$$

Or, d'après (I.6)
$$\Delta E(\delta) = \Delta E(0) \approx \frac{J}{6\epsilon v}$$

La résistance différentielle de la zone de transit est :

$$R_{C2} = \frac{(W - \delta)^2}{2 \epsilon v S} \quad (I.11)$$

La résistance différentielle totale de la diode est :

$$R_C = R_{C1} + R_{C2} \quad (I.12)$$

Contrairement au cas précédent, cette résistance est positive pour les faibles densités de courant, et peut devenir négative pour une valeur suffisante du courant.

. Modèle P⁺NN⁺ réel, à jonction graduelle

En première approximation, les calculs sont analogues à ceux de la jonction précédente : il existe deux zones de transit, de part et d'autre de la zone d'avalanche, pour lesquelles les résistances de charge d'espace sont R'_{c2} et R''_{c2}.

La résistance différentielle totale est :

$$R_c = R_{c1} + R'_{c2} + R''_{c2}$$

avec R_{c1} donnée par (I.10) et R_{c2} = R'_{c2} + R''_{c2} donnée par (I.11).

Remarque générale :

Ces résultats supposent que l'épaisseur de la zone désertée n'évolue pas avec la charge d'espace des porteurs mobiles, ce qui est le cas pour les modèles P⁺NN⁺ ou PIN à jonction abrupte, mais qui n'est plus valable pour une jonction réelle.

Ceci sera montré dans l'étude numérique, mais on peut donner une formule établie par Tager ⁽³⁾ pour une jonction graduelle.

$$R_{c2} = \frac{1}{2 \epsilon v S} \left[\frac{d_n^2}{1 - \frac{J}{J_{mn}}} + \frac{d_p^2}{1 - \frac{J}{J_{mp}}} \right] \quad (I.13)$$

J est la densité de courant d'avalanche, J_{mn,p} la densité de courant pour laquelle la charge d'espace des porteurs mobiles neutralise exactement celle des impuretés ionisées.

En conclusion, ce modèle de diode nous a permis de définir trois régimes principaux sur la caractéristique statique (fig. I.3).

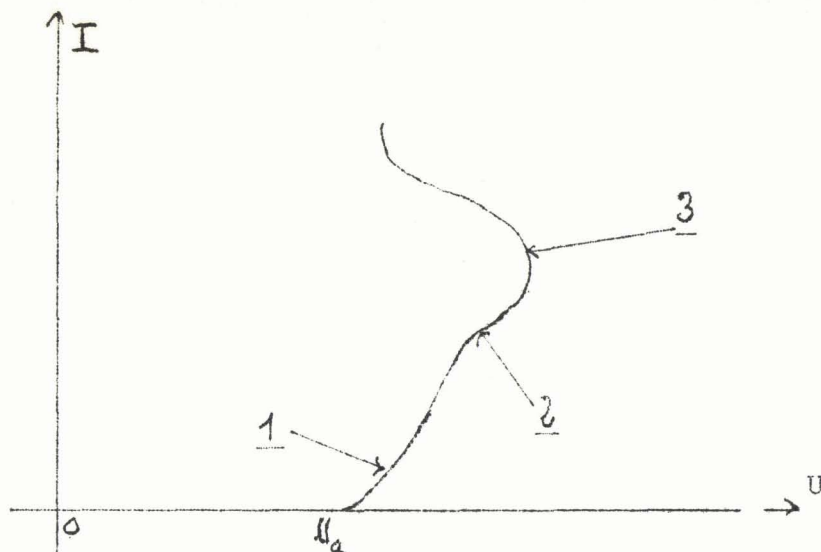


Figure I.3

Régime 1 : Le courant est faible, la résistance différentielle est essentiellement définie par (I.11).

Régime 2 : Le courant inverse croît, neutralise la charge d'espace des porteurs ionisés, ce qui a pour effet d'augmenter l'épaisseur de la zone désertée ; la résistance différentielle est définie par (I.13).

Régime 3 : Si l'effet précédent est limité par la présence d'une zone dégénérée et si le courant augmente, la résistance négative due à la zone en avalanche devient prépondérante.

III. ETUDE NUMERIQUE GENERALE :

L'étude analytique précédente nous a permis de montrer l'existence d'une résistance différentielle statique négative pour certains modèles de diode. Il est évident que les hypothèses simplificatrices introduites ne permettent de donner que l'ordre de grandeur et le sens de variation de cette résistance.

La suppression des approximations de départ rendrait le calcul analytique peu exploitable ; il semble nécessaire d'envisager un traitement numérique du problème à l'aide d'un ordinateur.

III.1. Elaboration du calcul ⁽⁴⁾

a) But

La méthode proposée consiste à déterminer :

- La répartition du champ électrique dû aux porteurs ionisés, pour une tension continue égale à la tension d'avalanche, ce qui permet de définir la largeur W de la zone désertée.

- La perturbation $\Delta E(x)$ apportée par la charge d'espace des porteurs mobiles.

- La répartition des densités de courant $J_n(x)$ et $J_p(x)$ le long de la zone désertée.

- L'intensité de l'ionisation en tout point, cette courbe délimitant la zone théorique d'avalanche

- La caractéristique $I = f(U)$ de la diode, la pente de celle-ci nous renseignant sur la valeur de R_c

Cette détermination s'effectue à partir des éléments suivants :

- Le profil réel de concentration en impuretés de la diode (ce profil peut être déduit des lois de la diffusion et des conditions de déroulement des opérations de métallurgie, ou calculé numériquement à partir de la caractéristique expérimentale $C(U)$ ⁽⁵⁾).

- Une loi analytique de multiplication des porteurs

- La condition d'avalanche.

b) Hypothèses générales :

- Nous conservons un modèle de diode unidimensionnel.

- Les variations de champ électrique $\Delta E(x)$ autour de $E_0(x)$ sont suffisamment faibles pour que les porteurs ne déplacent toujours à leur vitesse limite ; cette hypothèse est justifiée pour $E > 10^4$ V/cm ; remarquons que les champs maxima à l'avalanche seront de l'ordre de 3 à 4 10^5 V/cm.

- Nous supposons que les taux d'ionisation des électrons et des trous sont dans un rapport constant

$$k \alpha(x) = \beta(x)$$

En effet, α et β sont différents dans la plupart des semiconducteurs ; le rapport k , en pratique, varie d'un matériau à l'autre, et il est fonction

du champ électrique ; cependant, pour les champs d'avalanche, on pourra considérer $k = \text{cte.}$

c) Principe du calcul

Méthode : A partir du profil de concentration en impuretés et de la condition d'avalanche, on détermine pour le seuil de l'avalanche les grandeurs caractéristiques de la diode :

- distribution du champ $E(x)$.
- taux d'ionisation $\alpha_0(x)$.
- tension d'avalanche.

On introduit ensuite une perturbation sous la forme d'un courant I , qui modifie la charge d'espace. Pour calculer la variation de charge d'espace, on utilise la valeur précédente du taux d'ionisation ; on en déduit la variation du champ $\Delta E_1(x)$. A cette nouvelle répartition du champ, il correspond un nouveau taux d'ionisation $\alpha_1(x)$. Cette valeur est alors utilisée pour évaluer une répartition plus exacte de la charge d'espace : le processus se poursuit par itérations successives ; le calcul est interrompu lorsque la variation relative de champ est suffisamment faible.

$$\frac{\Delta E_n(x) - \Delta E_{n-1}(x)}{\Delta E_n(x)} \leq \epsilon \quad (\text{I.14})$$

Equations générales :

1) Calcul de $\Delta \rho(x)$

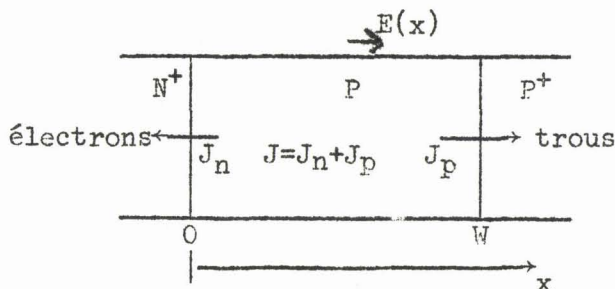
L'expression des équations de continuité en régime statique permet de déterminer la répartition des porteurs mobiles le long de la jonction, c'est à dire $n(x)$ et $p(x)$, dans le cas où $\beta(x) = k \alpha(x)$

On en déduit la charge d'espace correspondante $\Delta \rho(x) = (p-n) q$, en fonction de la densité de courant J injectée dans la diode.

Nous indiquons ci-après, pour chaque type de structure envisagée, les conditions aux limites imposées, et les formules générales donnant les variations de charge d'espace.

Nous indiquons par ailleurs les expressions des densités de courant en tout point de la diode, grandeurs qui nous serviront dans la détermination des paramètres statiques.

Structure N⁺PP⁺



Conditions aux limites : en $x = 0$ $\left\{ \begin{array}{l} J_n = J(0) \\ J_p = 0 \end{array} \right.$ en $x = W$ $\left\{ \begin{array}{l} J_n = 0 \\ J_p = J(W) \end{array} \right.$
 avec $J(W) = J(0)$

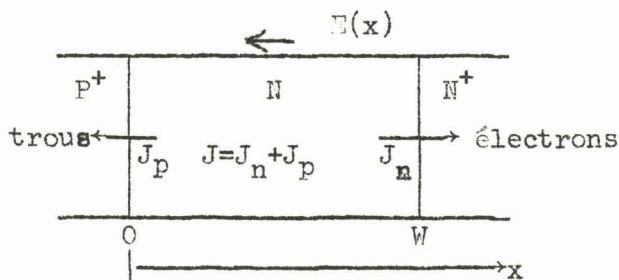
Densité de porteurs :

$$\Delta p(x) = \frac{2J}{v} \left(\frac{e^{\int_0^x \alpha(k-1) dx}}{k-1} - \frac{(k+1)}{2(k-1)} \right) \quad (I.15)$$

Courants

$$\left\{ \begin{array}{l} J_n(x) = J \frac{k - e^{\int_0^x \alpha(k-1) dx}}{k-1} \\ J_p(x) = J - J_n(x) \end{array} \right. \quad (I.16)$$

Structure P⁺NN⁺



Conditions aux limites : en $x = 0$ $\left\{ \begin{array}{l} J_n = 0 \\ J_p = J(0) \end{array} \right.$ en $x = W$ $\left\{ \begin{array}{l} J_n = J(W) \\ J_p = 0 \end{array} \right.$

Densité de porteurs

$$\Delta\rho(x) = \frac{2J}{v} \left[\frac{(k+1)}{2(k-1)} - \frac{k}{k-1} e^{-\int_0^x \alpha(k-1) dx} \right] \quad (I.17)$$

Courants

$$\left\{ \begin{aligned} J_n(x) &= \frac{Jk}{k-1} \left[1 - e^{-\int_0^x \alpha(k-1) dx} \right] \\ J_p(x) &= J - J_n(x) \end{aligned} \right. \quad (I.18)$$

2) Calcul de la variation de champ électrique

Elle est donnée par l'intégrale suivante, issue de la loi de Poisson ;

$$\frac{1}{\epsilon} \int_0^W \Delta\rho(x) dx = \Delta E(x) - \Delta E(0) \quad (I.19)$$

La constante $\Delta E(0)$ est donnée par la condition d'avalanche; Shotov (6) a montré qu'avec l'hypothèse de calcul précédente ($\beta = k\alpha$), cette condition s'écrit :

$$\int_0^W \alpha dx = \frac{\text{Log } k}{k-1} = A \quad (I.20)$$

Ceci revient à définir un taux moyen d'ionisation pour les électrons et les trous égal à

$$\bar{\alpha} = \alpha \frac{k-1}{\text{Log } k} \quad (I.21)$$

Si l'on utilise, comme de nombreux auteurs, une loi du type $a e^{\lambda E(x)}$ pour la variation du taux d'ionisation avec le champ, la condition d'avalanche s'écrit :

$$\int_0^W a e^{\lambda E(x)} dx = \int_0^W a e^{\lambda(E_0 + \Delta E(0) + \Delta E(x))} dx = A$$

d'où $a e^{\lambda E_0} e^{\lambda \Delta E(0)} \int_0^W \frac{\lambda}{\epsilon} e^{\lambda \Delta E(x)} \Delta\rho(x) dx = A$

Le calcul de

$$K = \int_0^W e^{\lambda/\varepsilon} \int_0^{x'} \Delta\rho(x') dx' dx \quad (I.22)$$

permet de déterminer

$$\Delta E(0) = \frac{1}{\lambda} \text{Log} \frac{A}{K \alpha_0} \quad \text{avec } \alpha_0 = a e^{\lambda E_0} \quad (I.23)$$

L'intégration de $\Delta E(x)$ donne la variation de tension ΔU aux bornes de la diode.

Nous présentons fig. I.4 le diagramme de ce calcul, et en annexe le listing correspondant.

III.2. Données du calcul :

a) taux d'ionisation

Cet élément revêt une grande importance pour le taux d'ionisation, qui varie rapidement avec le champ électrique : toute forme analytique de représentation ne peut être valable que dans un domaine restreint de champ électrique, et ne constitue qu'une solution approchée. Scharfetter ⁽⁷⁾ a montré l'importance de ce choix.

Nous adoptons pour α et β les valeurs expérimentales de LEE ⁽⁸⁾ employées par de nombreux auteurs ; elles peuvent être représentées par une loi analytique de la forme

$$\alpha = a e^{\lambda E(x)}$$

Les constantes a et λ sont choisies afin d'obtenir des valeurs de α les plus voisines possible des valeurs expérimentales pour les champs électriques les plus élevés. Les valeurs moyennes sont indiquées sur le tableau I.1.

Matériau	a	λ	k
Silicium	9,85	$2,25 \cdot 10^{-5}$	0,2
Germanium	54	$2,77 \cdot 10^{-5}$	1,2

Tableau I.1

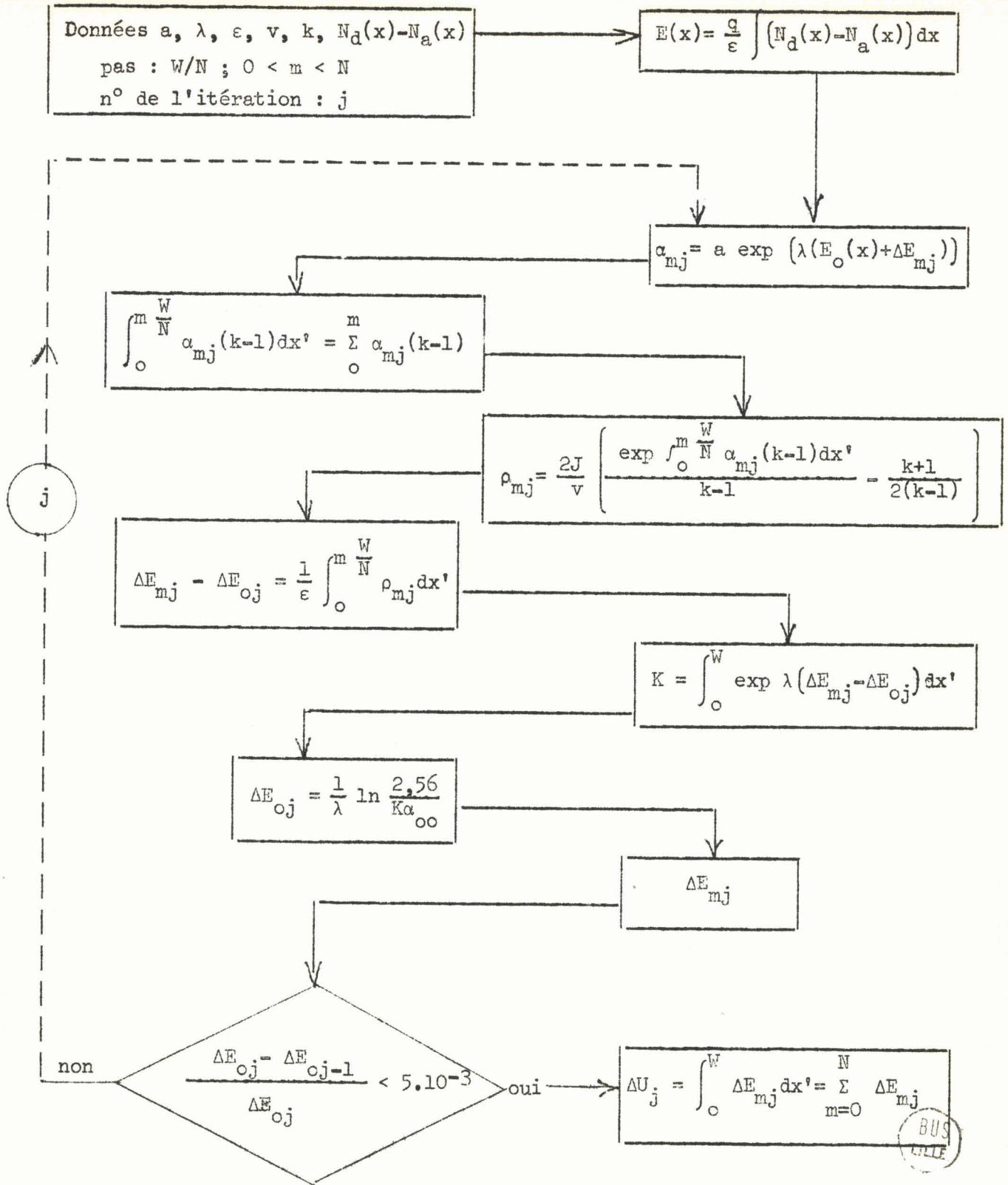


Fig. I.4 : Diagramme du calcul

La figure (I.7) montre la validité de cette hypothèse. Sur ce diagramme nous avons porté les valeurs expérimentales de α , et les courbes déduites des expressions analytiques choisies, dans 2 cas distincts : le premier est relatif aux conditions habituelles de champ électrique, et l'autre à un type de diode (BL) où les champs électriques sont beaucoup plus élevés. Pour les champs faibles, l'ionisation n'est pas assez importante pour que l'écart entre les courbes théorique et expérimentale ait des conséquences notables pour le résultat du calcul.

b) Profils de dopage :

Nous avons effectué une série d'études numériques sur des structures idéalisées de type P^+IN^+ , et sur des diodes réelles de type $P^+\gamma N^+$ (l'indice γ indique un faible dopage dans la zone intermédiaire) P^+NN^+ et N^+PP^+ ; pour ces dernières, deux matériaux ont été utilisés : le germanium et le silicium.

Les profils de dopage sont représentés sur les figures (I.5) et (I.6).

La section droite de ces diodes est circulaire, et son diamètre moyen est de 110 μ .

c) Champ électrique :

Les valeurs numériques du champ électrique à l'avalanche nous sont données par une autre étude, qui sera publiée prochainement ⁽⁹⁾. Le champ est calculé à partir du profil de diffusion et de la condition d'avalanche.

III.3. Résultats du calcul

a) Variations du champ électrique :

Elles sont représentées sur les figures (I.8), et sont établies pour des densités de courant respectives de 10 A/cm² et 10⁴ A/cm², ce qui correspond à des courants de 1 mA et 1 A pour les structures généralement utilisées.

Diodes P^+IN^+ et $P^+\gamma N^+$

Pour la diode P^+IN^+ idéale, le champ électrique à courant très faible est rigoureusement constant en fonction de la distance.

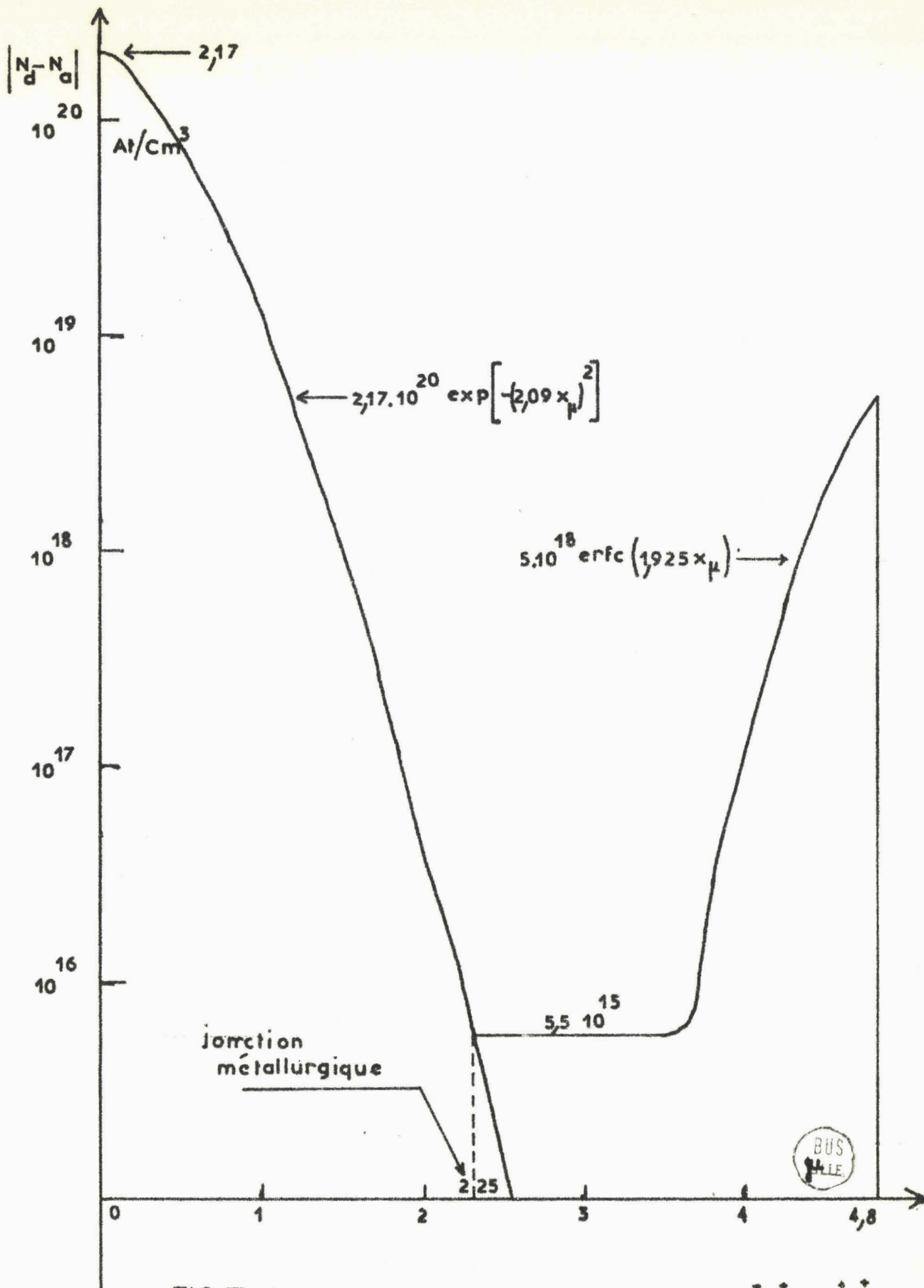


FIG I-6 Profil de Dopage de la diode de type PNP ou NPP

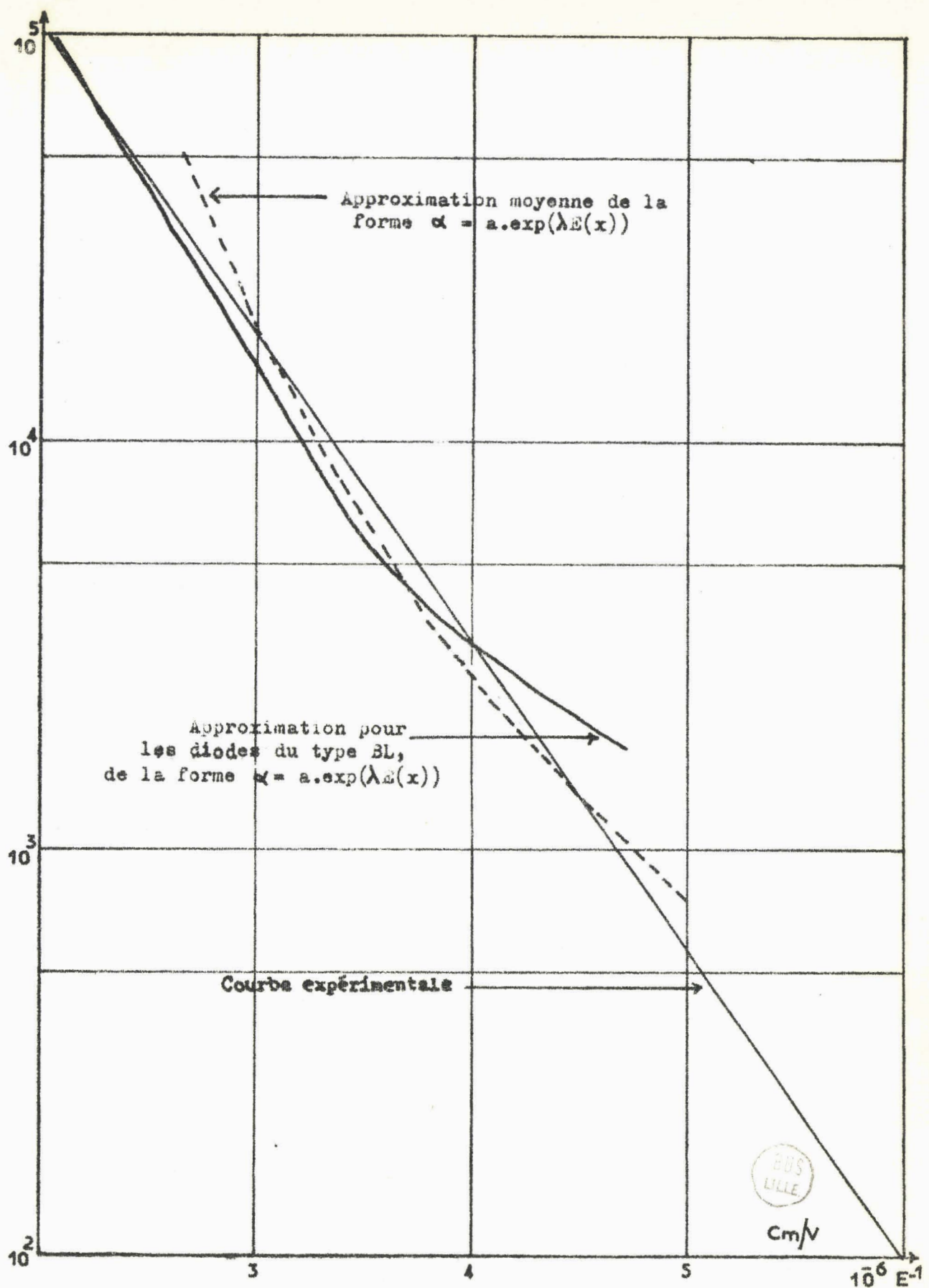


FIG I-7

Taux d'ionisation α dans le silicium, d'après Lee

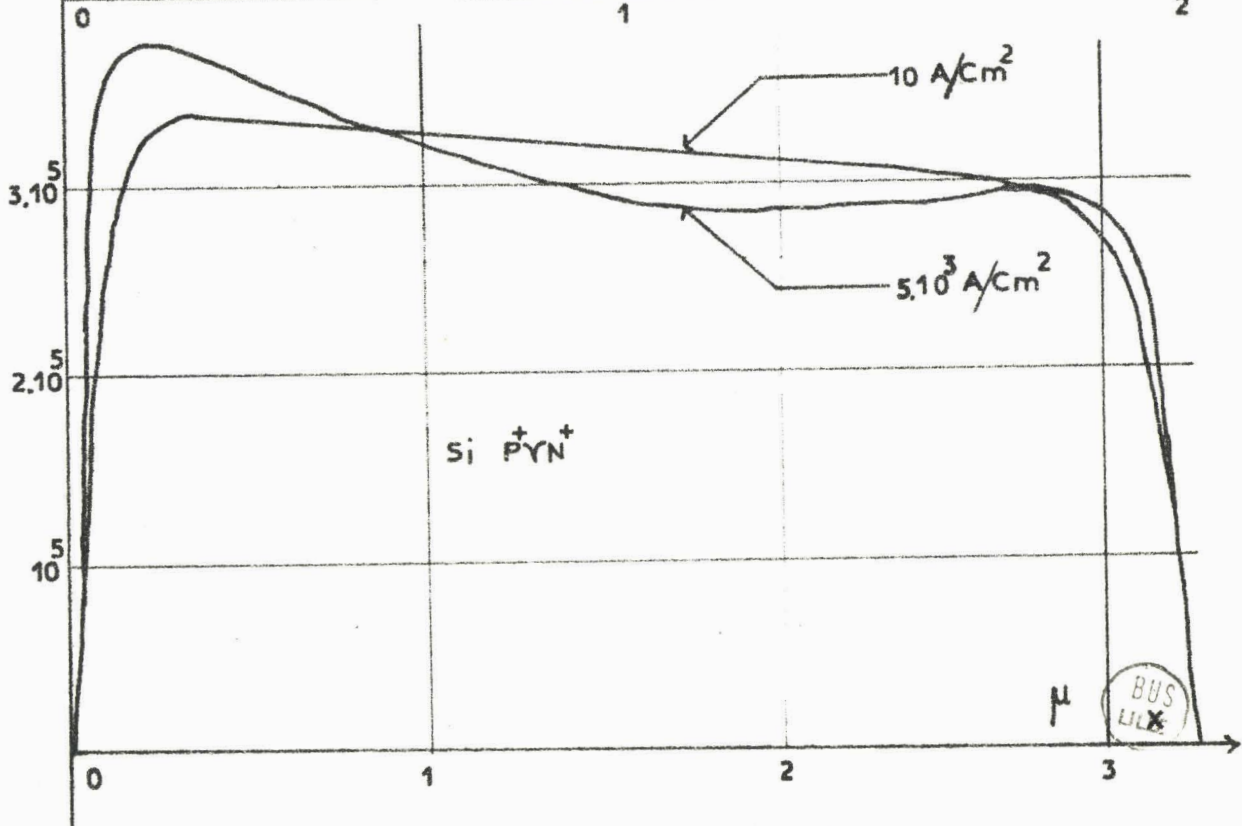
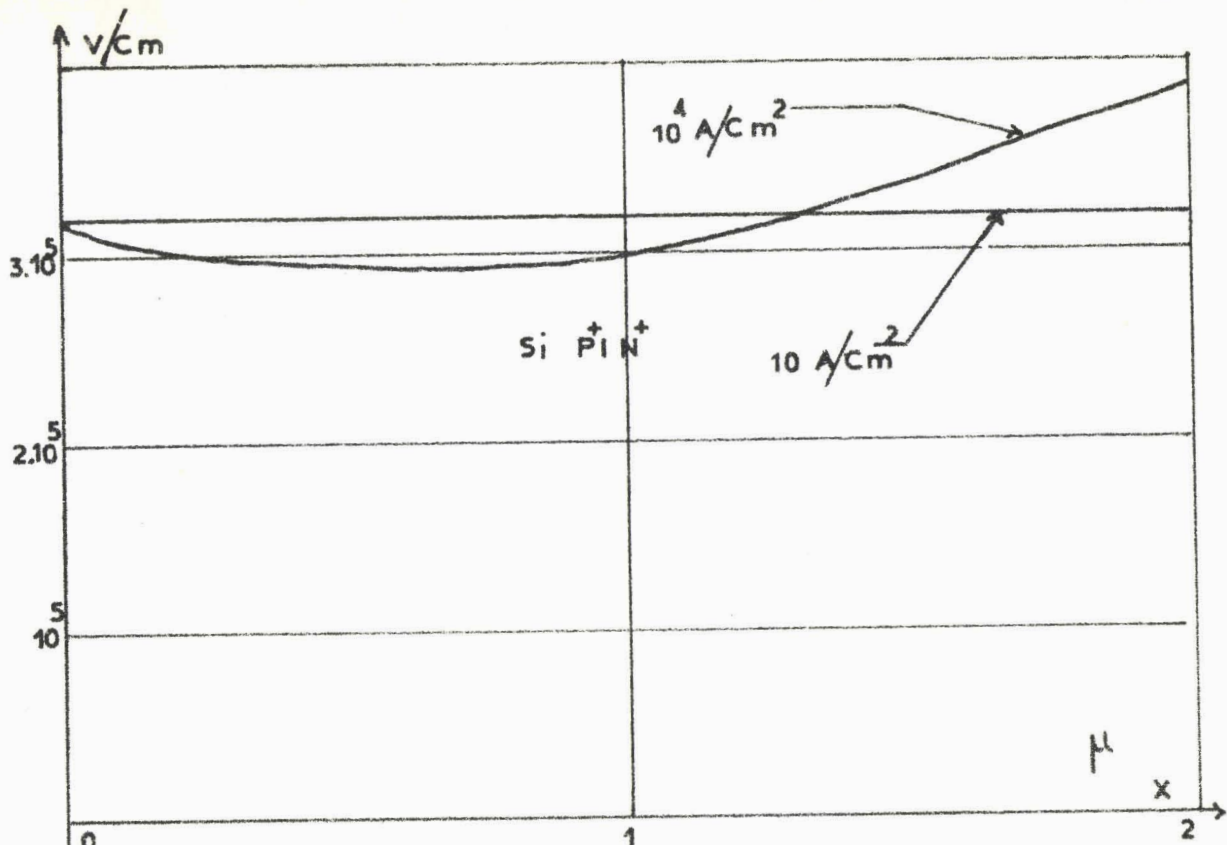


FIG I-8a

Cartes de champ électrique

BUS
LIX

Pour la diode P^+N^+ , la faible densité de donneurs impose au champ électrique une variation linéaire d'amplitude faible, si le courant reste peu important. Pour la densité de 10^{15} at/cm³, qui correspond à une limite technologique habituelle, la variation est de 15 %. Nous devons remarquer que les zones de transition (variations non linéaires du champ électrique) sont de dimensions réduites.

Lorsque le courant qui traverse la diode correspond à une densité de porteurs non négligeable devant les atomes ionisés, une nette déformation apparaît ; d'une façon générale, le champ se relève aux extrémités, et passe par un minimum dans la zone intermédiaire. Il apparaît des zones où la variation du champ électrique par rapport à sa valeur initiale est positive, et des zones où elle est négative.

L'explication de ces évolutions est simple : en effet, le champ doit satisfaire en tout point à l'équation de Poisson

$$\frac{dE}{dx} = ((N_D - N_A)_x + (J_p/v - J_n/v)_x) / \epsilon \quad (I.24)$$

Par ailleurs, nous devons rappeler que dans la structure P^+N^+ envisagée, il est négatif ; les figures (I.8) donnent le module de E.

En l'absence de courant, le champ électrique augmente en fonction de x (sa pente est positive). Pour un courant important, à l'origine, la pente devient plus forte, puisque le courant est constitué essentiellement de trous. Par contre, à l'autre extrémité, les porteurs majoritaires sont des électrons ; la variation du champ tend à diminuer, et même à s'inverser.

Diodes P^+NN^+ et N^+PP^+

Dans ces structures, la densité de porteurs de la zone désertée est beaucoup plus élevée que précédemment. Le champ électrique y varie donc de manière plus notable : il présente un maximum très net au voisinage de l'origine.

Le passage d'un type de structure à un autre n'entraîne pas de différence sur le champ, mais uniquement sur son signe.

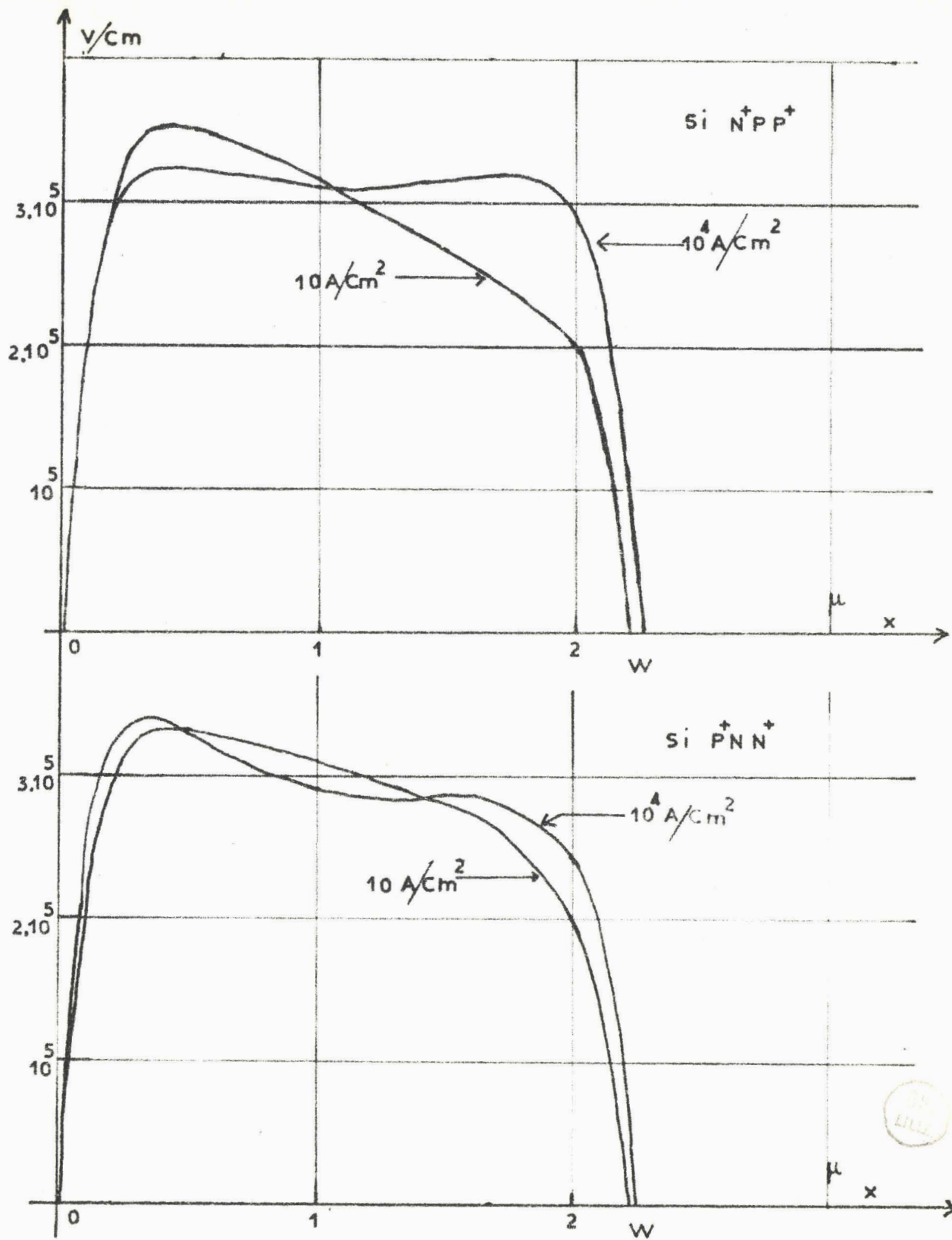
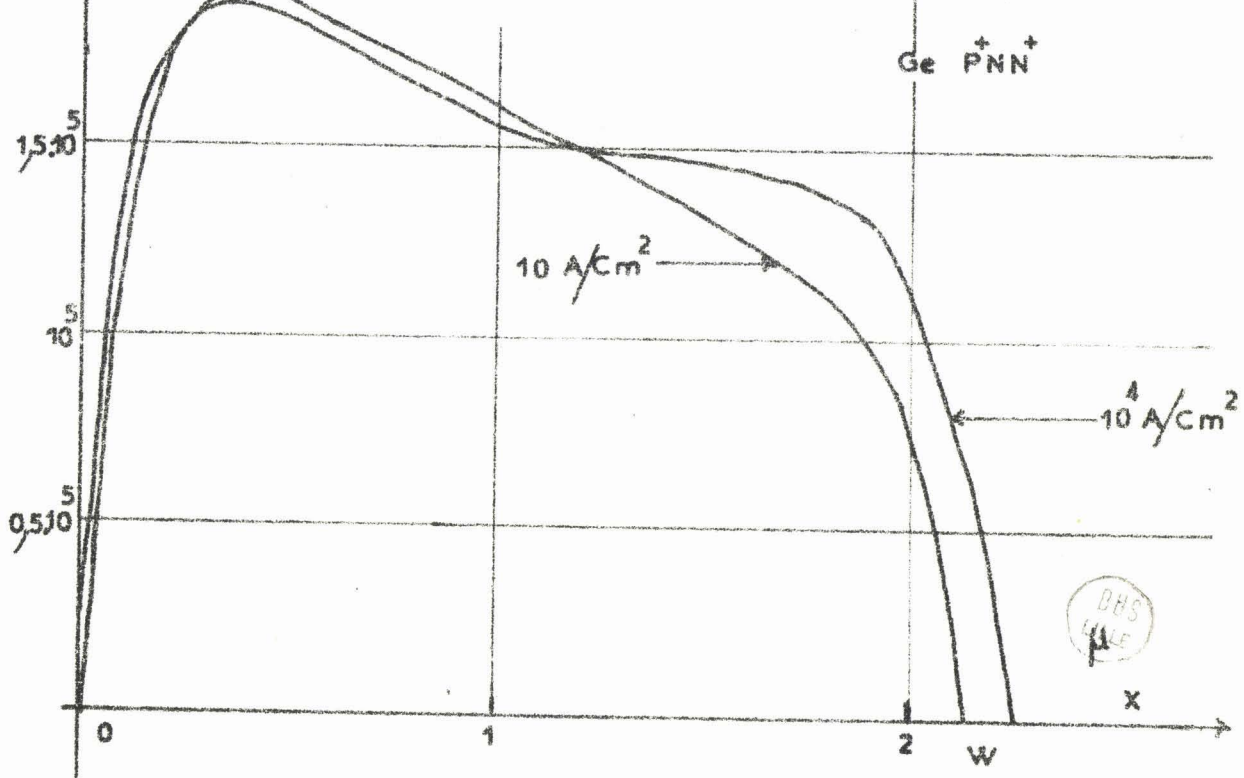
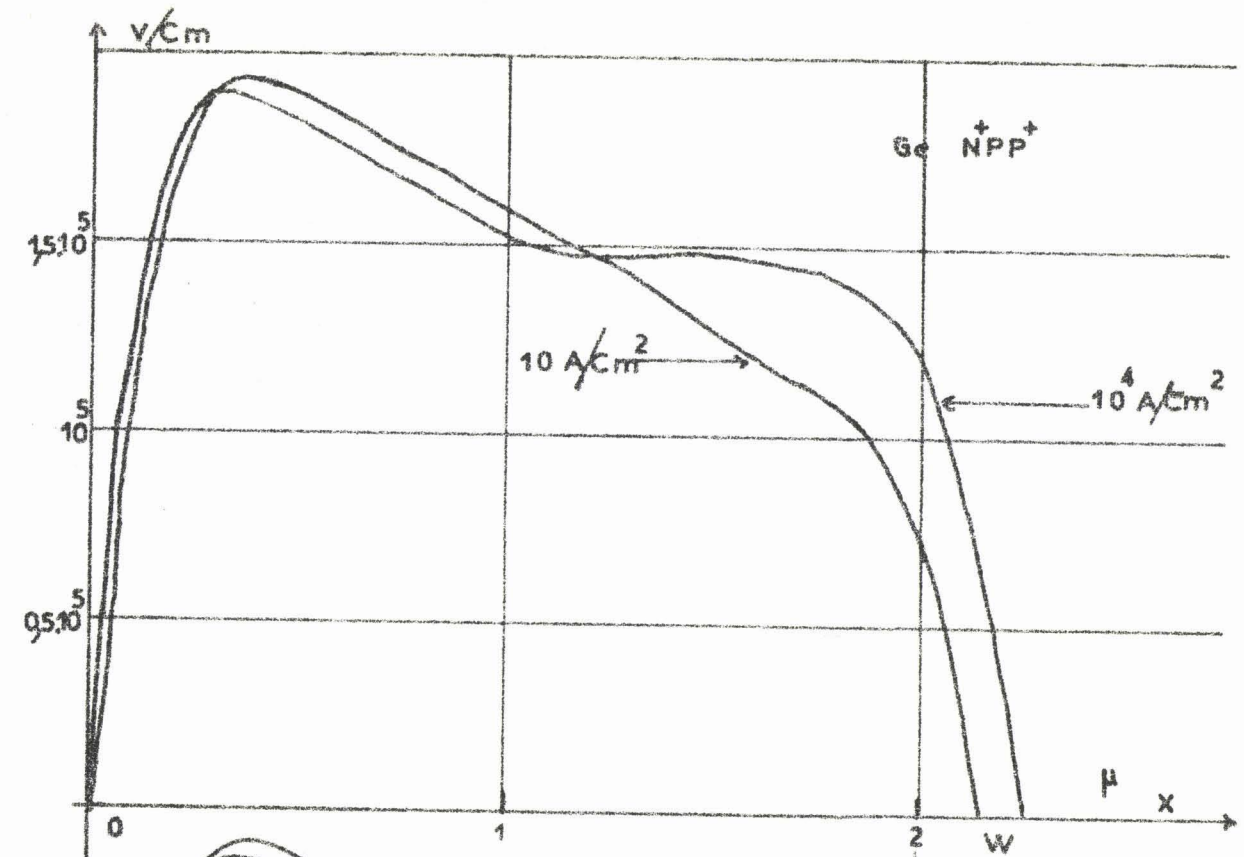


FIG I-8 b

Cartes de champ électrique.



FIGI-8c

Cartes de champ électrique



Nous retrouvons le même type d'évolution dans le germanium et le silicium, mais comme les taux d'ionisation sont plus importants dans le premier, les champs y sont plus faibles. En conséquence, les tensions d'avalanche sont plus faibles.

Les modifications apportées par l'existence de porteurs mobiles sont tout à fait similaires à celles que nous avons trouvées précédemment. Pourtant un nouvel effet se manifeste, à courant important, effet que nous avons signalé dans l'étude analytique, à savoir l'extension de la zone désertée.

La variation de champ électrique aux limites de la zone désertée est due à la présence de donneurs ou accepteurs ionisés, dont la densité croît rapidement avec l'abscisse. Si ces charges sont neutralisées par celles des porteurs mobiles, la variation est plus lente, et le champ électrique devient nul pour une abscisse plus importante. Ce phénomène d'extension de W sous l'influence de I est d'autant plus important, qu'à courant nul, E s'annule en un point où le dopage est plus faible. Ceci explique que ce phénomène peut avoir plus ou moins d'ampleur suivant les types de diode.

Diode $P^+ \gamma N$	$E = 0$ pour $N_o = 2 \cdot 10^{18}$ at/cm ³	extension faible
Diode $P^+ NN^+$		
- Silicium	$E = 0$ pour $N_o = 5,7 \cdot 10^{17}$ at/cm ³	extension moyenne
- Germanium	$E = 0$ pour $N_o = 3 \cdot 10^{17}$ at/cm ³	extension importante

La figure (I.9), superposition du champ électrique et du profil de dopage, illustre d'ailleurs la différence de comportement entre les diodes au germanium et au silicium.

Le tableau I.2 résume les variations de W correspondantes pour ces deux types.

	10 A/cm ²	10 ⁴ A/cm ²
Ge	2,11 μ	2,20 μ
Si	2,23 μ	2,30 μ

Tableau I.2

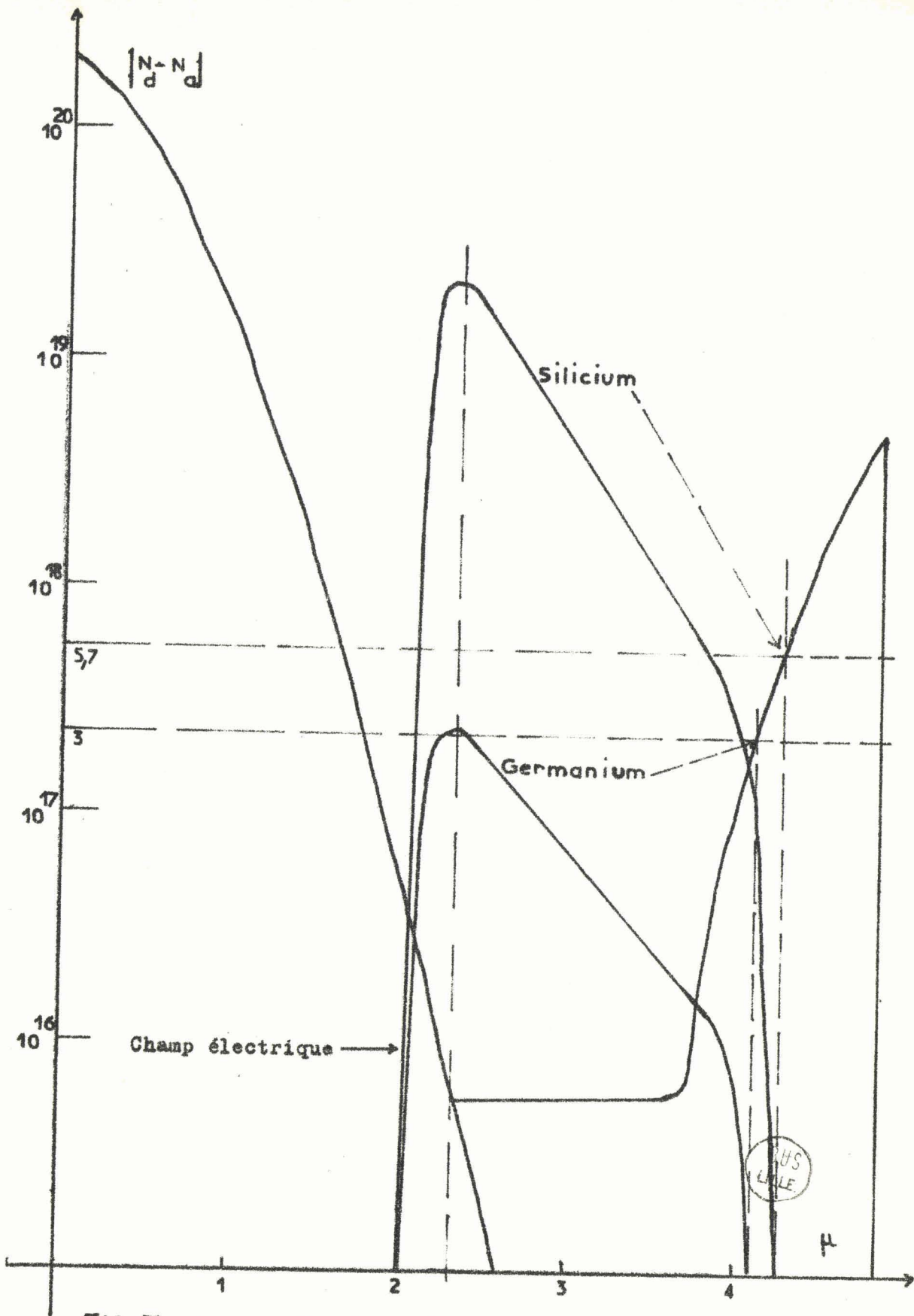


FIG I-9

Possibilité d'extension de la zone désertée

b) Distribution des densités de courant :

Les courbes caractéristiques sont représentées sur les figures (I.10) ; ces tracés correspondent aux valeurs numériques et aux profils de dopage envisagés précédemment.

L'abscisse pour laquelle $J_n(x) = J_p(x)$ dépend des taux d'ionisation des porteurs et de l'abscisse du champ maximum : si le champ était constant et les taux d'ionisation égaux, on aurait $J_n(x) = J_p(x)$ pour $x = W/2$.

Pour le silicium, si l'on prend $\alpha = 5 \beta$ (6), ce point a tendance à se déplacer en direction de la zone N^+ . Le champ est constant (cas de la diode P^+IN^+). Par ailleurs, pour les diodes P^+NN^+ et N^+PP^+ , le champ présente un maximum dans le même plan ; le taux d'ionisation y est maximum, et suivant les structures, $J_n(x) = J_p(x)$ en des points totalement différents.

Pour la structure N^+PP^+ , les effets agissent dans le même sens : le point se déplace fortement vers la zone N^+ .

Pour la structure P^+NN^+ , les effets agissent en sens contraire : l'égalité des courants a lieu pratiquement au centre de la zone désertée.

Par contre, pour le germanium, $\alpha \neq \beta$: les 2 structures sont quasiment similaires.

L'égalité des courants dûs à des porteurs de type n ou de type p définit le "plan d'avalanche" véritable ; cette abscisse est généralement distincte de celle du champ électrique maximum, et permet de scinder la zone désertée en un espace d'épaisseur W_n où l'influence des électrons est prépondérante, et en un espace d'épaisseur W_p où l'influence des trous est prépondérante. Cette notion de plan d'avalanche fait apparaître une différence avec le modèle théorique à jonction graduelle où l'on scindait à priori la zone désertée par rapport à l'abscisse du champ maximum.

La figure (I.10-d) illustre cette différence.

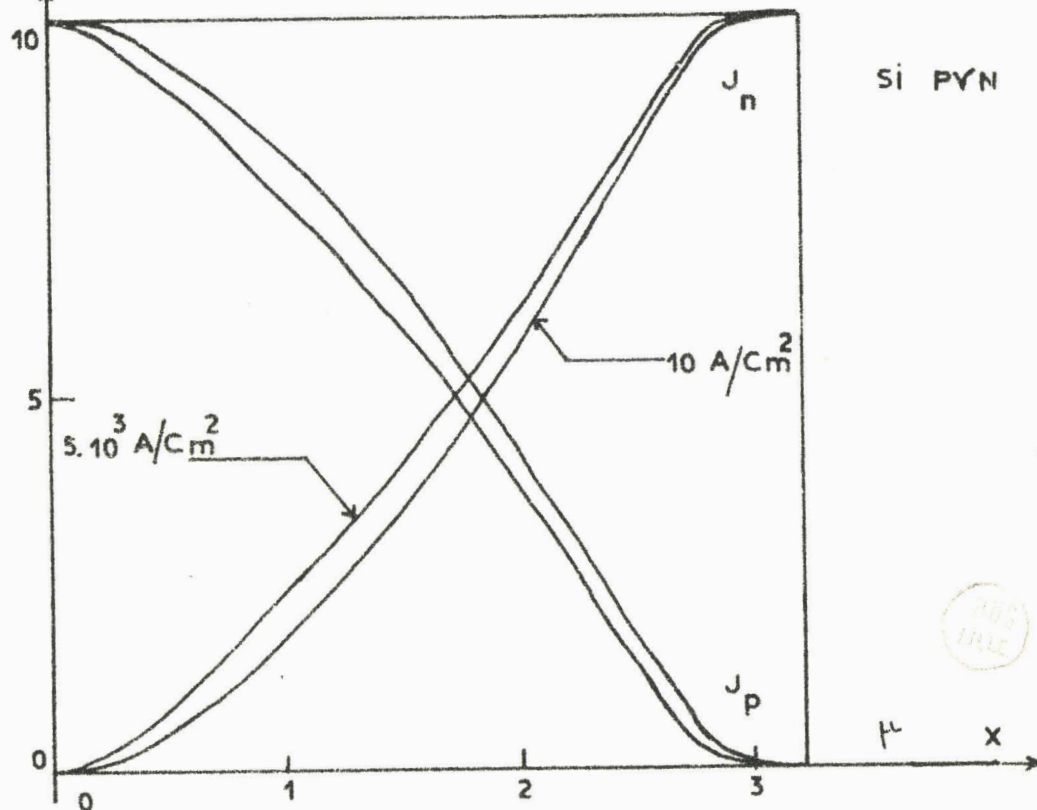
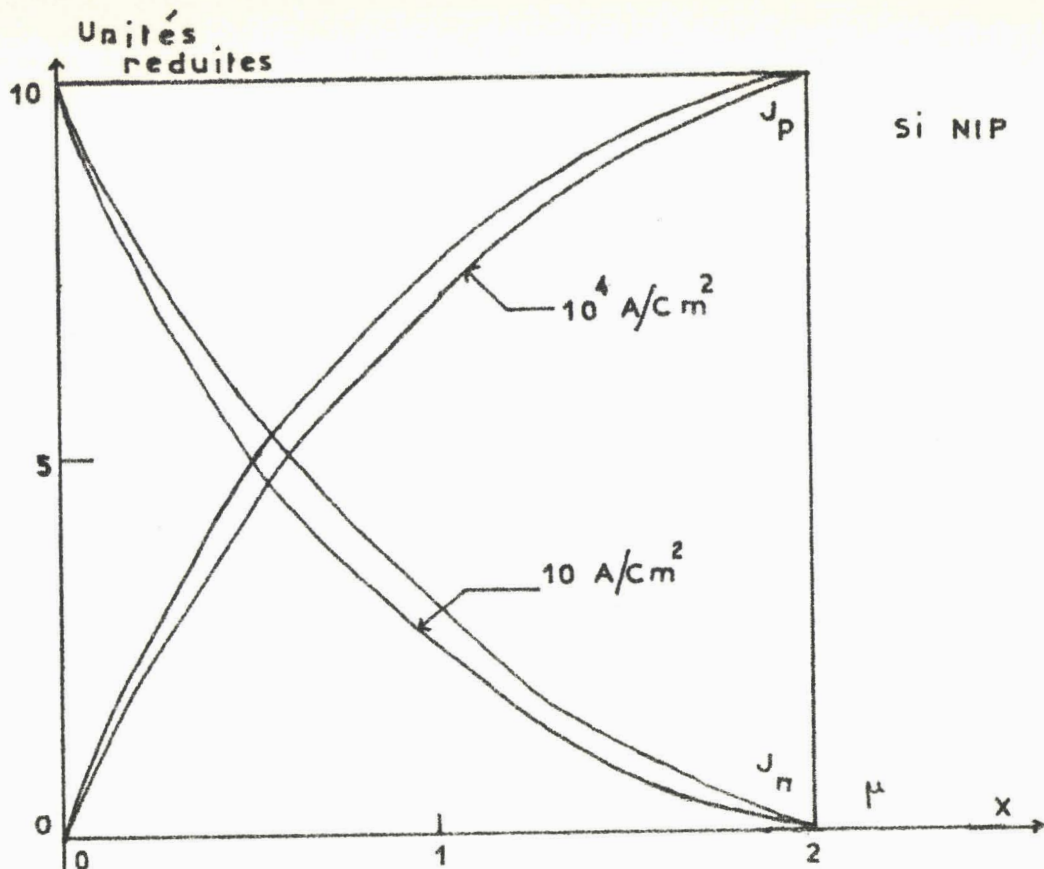


FIG I-10 a Cartes de courant.

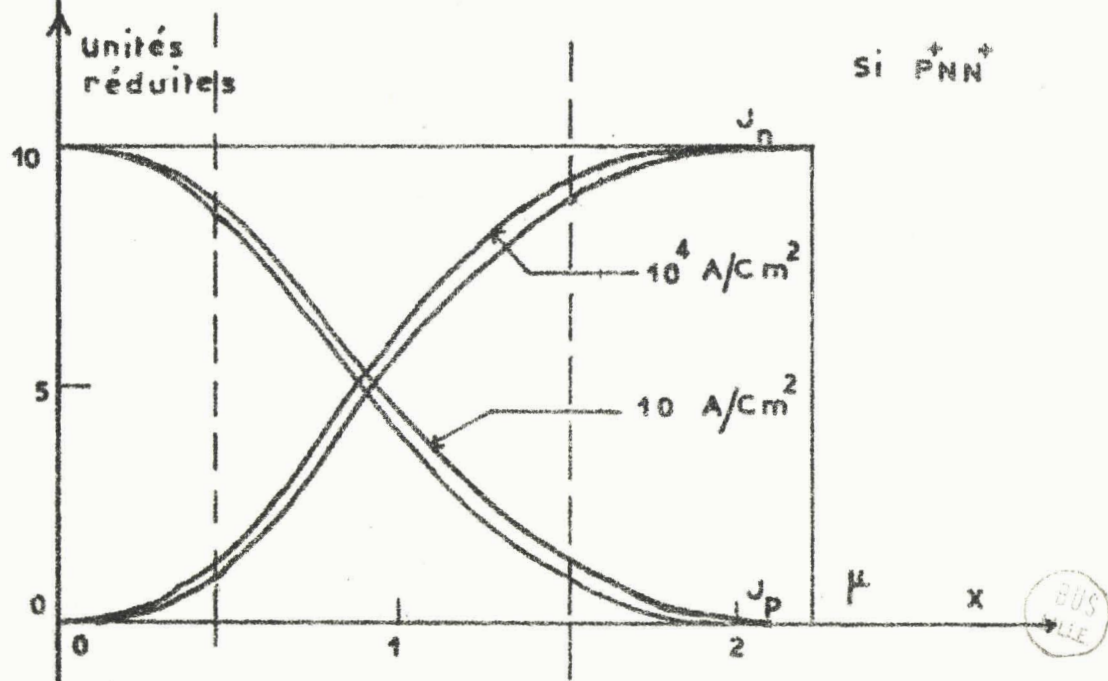
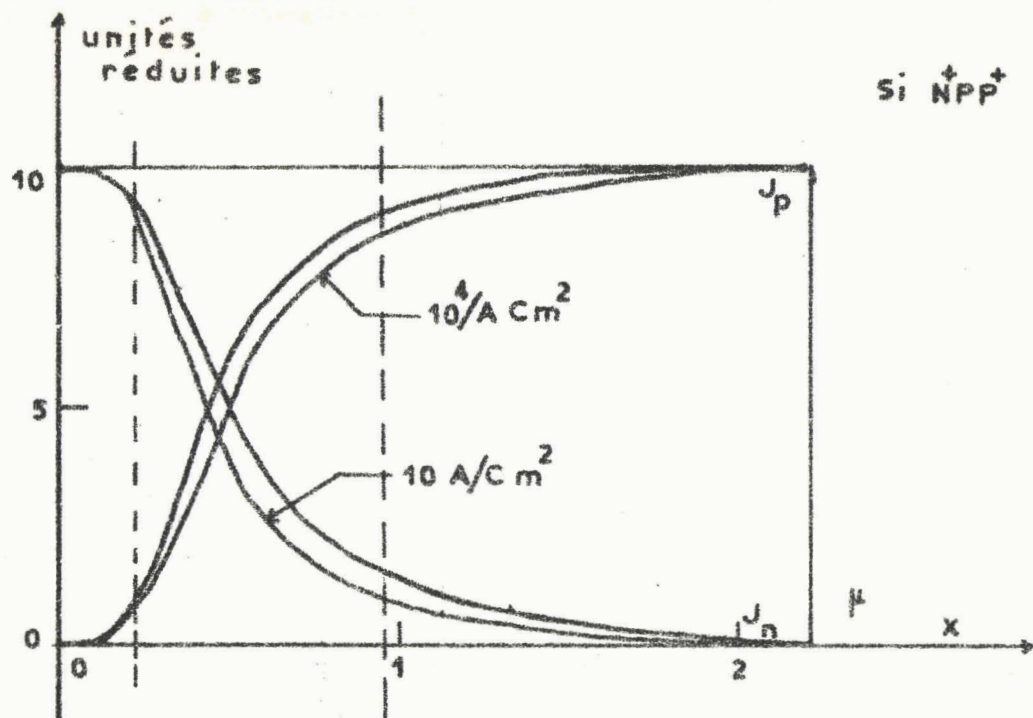


FIG I-10 b Cartes de courant.

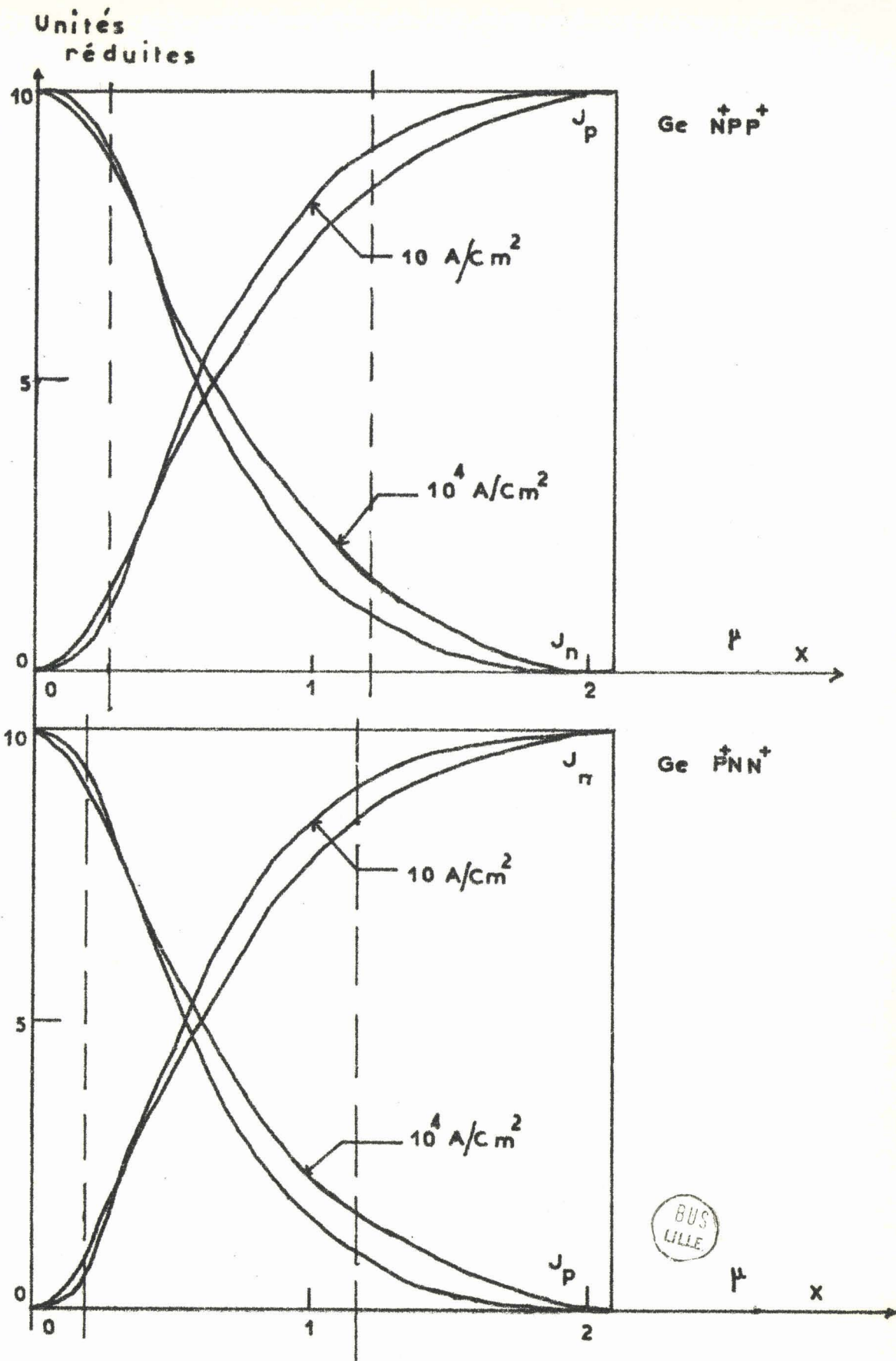


FIG I-10 c Cartes de courant

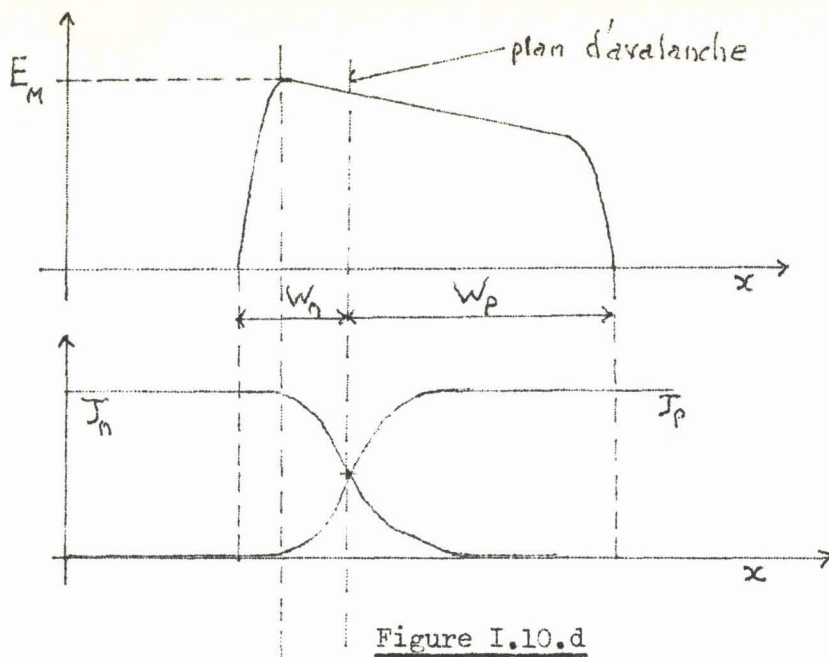


Figure I.10.d

c) Détermination de la zone d'avalanche δ

Il est important de déterminer avec précision la valeur de l'épaisseur équivalente δ de la zone d'avalanche. En effet, dans toutes les études concernant les diodes à avalanche en oscillation, on utilise un modèle où la zone désertée est divisée en une zone de multiplication, et en une ou plusieurs zones de transit adjacentes.

Dans un cas réel, il est possible de donner trois définitions de la zone d'avalanche.

1) Considérons les courbes de densité d'ionisation des figures (I.11). Elles sont déduites immédiatement des cartes de champ électrique à l'avalanche. On peut définir δ comme la largeur à mi-hauteur de cette courbe ; les résultats sont résumés dans le tableau (I.3).

		$W_n \mu$	$W_p \mu$	$\delta \mu$
Silicium	N ⁺ PP ⁺	0,43	1,80	0,70
	P ⁺ NN ⁺	1,26	0,97	0,70
Germanium	N ⁺ PP ⁺	0,65	1,46	0,85
	P ⁺ NN ⁺	1,52	0,59	0,85

Tableau I.3

Nous pouvons remarquer que les résultats obtenus sont strictement équivalents pour une structure P⁺NN⁺ ou une structure N⁺PP⁺, ce qui peut paraître curieux, eu égard aux résultats du paragraphe précédent.

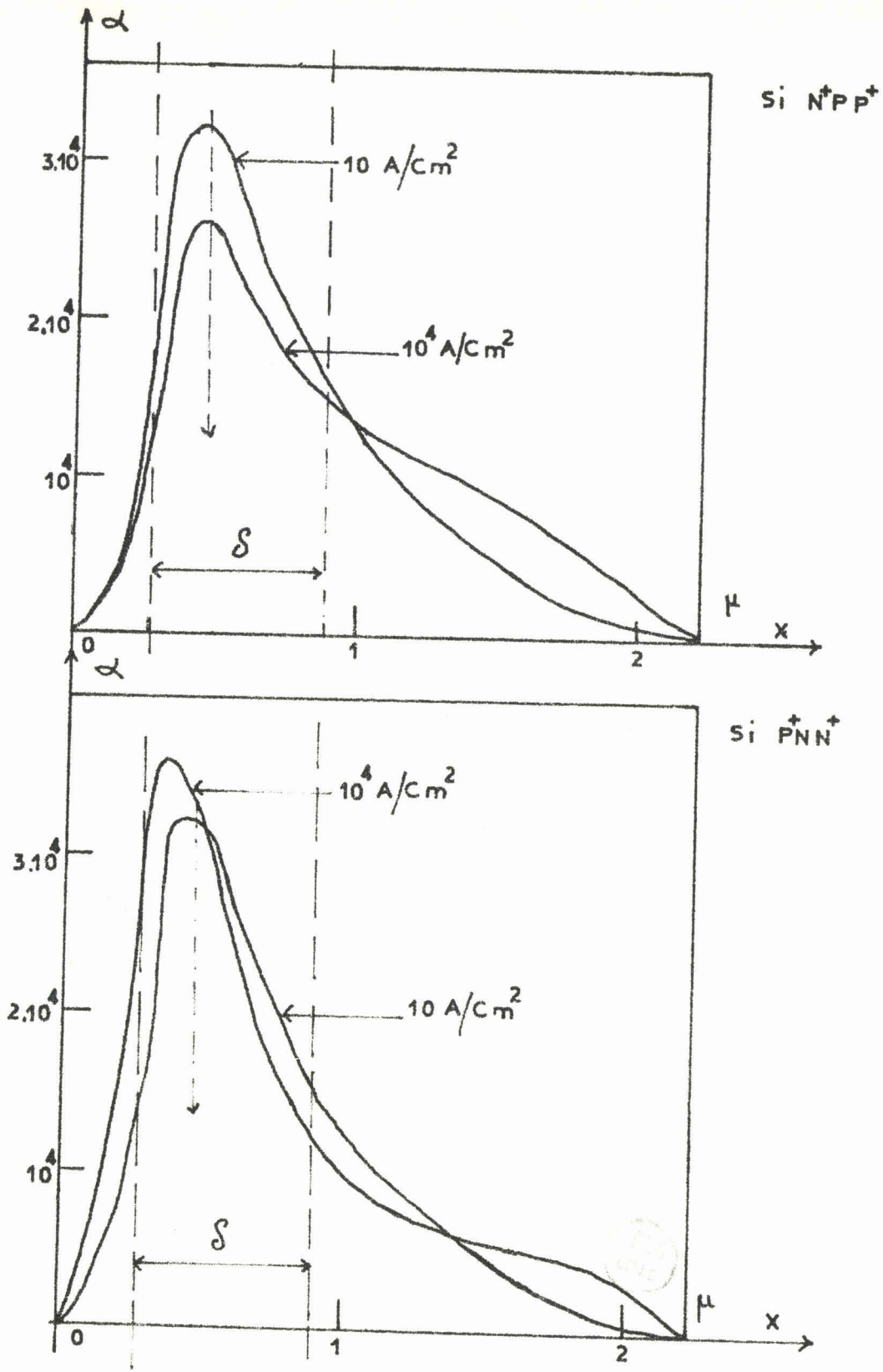


FIG I- 11 a Courbes de densité d'ionisation

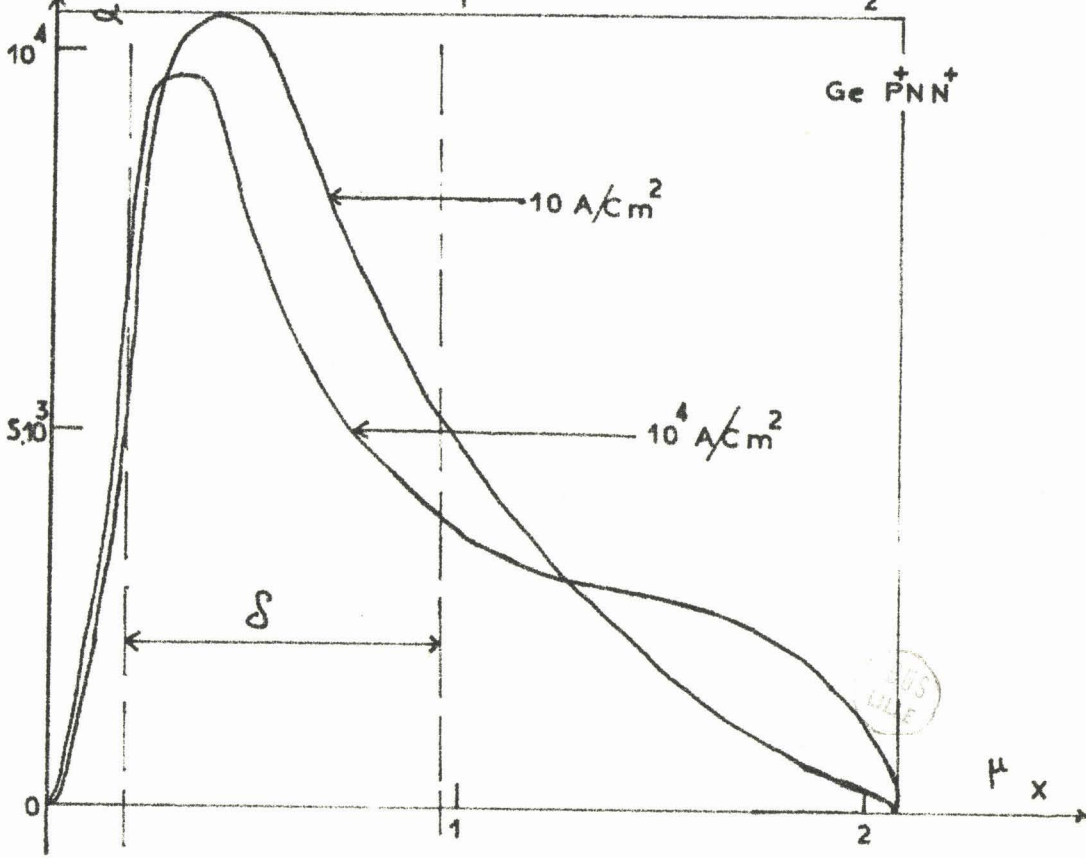
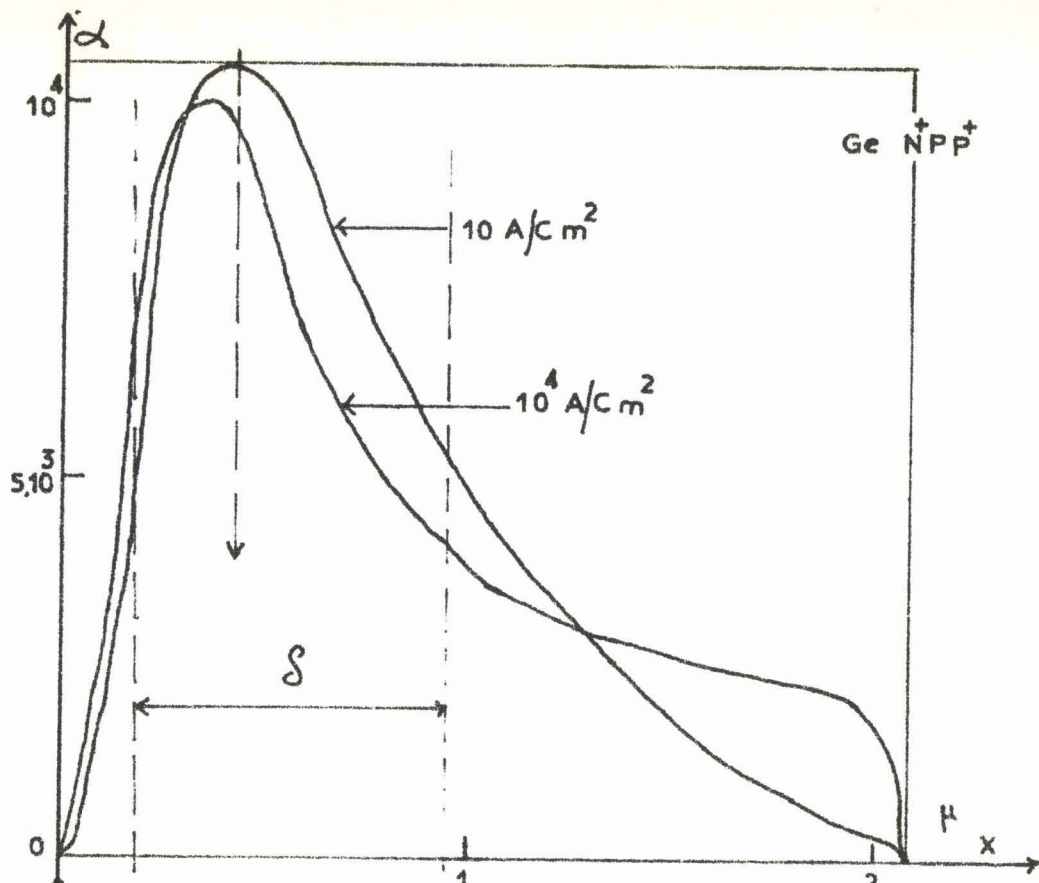


FIG I- 11 b Courbes de densité d'ionisation

En effet, l'avalanche est définie non seulement par le taux d'ionisation, mais encore par le gradient de porteurs d'un type donné en fonction de l'abscisse. Ceci suggère une seconde définition de δ .

2) La largeur de la zone d'avalanche est égale à la distance de croissance des porteurs de type p ou de type n, prise arbitrairement entre 10 % et 90 % de la valeur maximum du courant. Nous pouvons supposer qu'en dehors de cette zone, la multiplication est tout à fait négligeable. On utilise pour cette définition la variation de la densité de courant en fonction de l'abscisse. (figures (I.10)).

Par ailleurs, ceci permet de diviser la zone δ en deux parties ; une région d'épaisseur δ_n où le courant d'électrons est prépondérant, et une région d'épaisseur δ_p où le courant de trous est prépondérant.

Les résultats obtenus sont résumés dans le tableau (I.4).

		$W_n \mu$	$W_p \mu$	$\delta_n \mu$	$\delta_p \mu$
Silicium	N ⁺ PP ⁺	0,43	1,80	0,18	0,61
	P ⁺ NN ⁺	1,26	0,97	0,64	0,50
Germanium	N ⁺ PP ⁺	0,65	1,46	0,28	0,64
	P ⁺ NN ⁺	1,52	0,59	0,65	0,25

Tableau I.4

Notons que cette méthode permet de distinguer les structures au silicium

3) Une dernière possibilité consiste à déterminer δ directement à partir de la valeur de la résistance différentielle de la diode à faible courant. En effet, pour ce régime de fonctionnement,

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

W est donnée par la carte de champ électrique.

Les résultats obtenus sont résumés dans le tableau I.5.

	Silicium		Germanium	
	$N^+PP^+ \mu$	$P^+NN^+ \mu$	$N^+PP^+ \mu$	$P^+NN^+ \mu$
δ	0,72	1,31	1,05	1,05

Tableau I.5

Cette méthode ne permet pas d'évaluer δ_n et δ_p , mais la détermination globale de δ est en bon accord avec les mesures précédentes.

En conclusion, les résultats donnés par la seconde méthode nous apparaissent comme les plus cohérents, car ils reposent sur une considération globale du phénomène d'avalanche.

Cette étude montre que l'utilisation du silicium permet d'obtenir des diodes de propriétés très différentes suivant la structure, ce qui n'est pas possible pour le germanium. Il est donc plus facile de trouver une structure optimale pour un mode de fonctionnement donné dans le premier cas que dans le second :

- Pour un mode de fonctionnement qui nécessite une large zone de multiplication, une structure de type P^+NN^+ convient mieux : c'est le cas du mode quasistatique à réaction de charge d'espace.

- Si nous désirons au contraire une zone d'avalanche confinée, associée à une large zone de transit, une structure de type N^+FP^+ convient mieux : c'est en particulier une des conditions d'obtention de la résistance négative en mode A.T.T.

d) Caractéristiques statiques $I = f(U)$

Les caractéristiques obtenues pour les différentes structures sont représentées sur les figures (I.12).

L'examen de ces caractéristiques nous conduit à définir deux régimes de courant pour lesquels les propriétés sont très différentes ; nous nous intéressons surtout à la valeur de la résistance différentielle et à ses variations en fonction du courant.

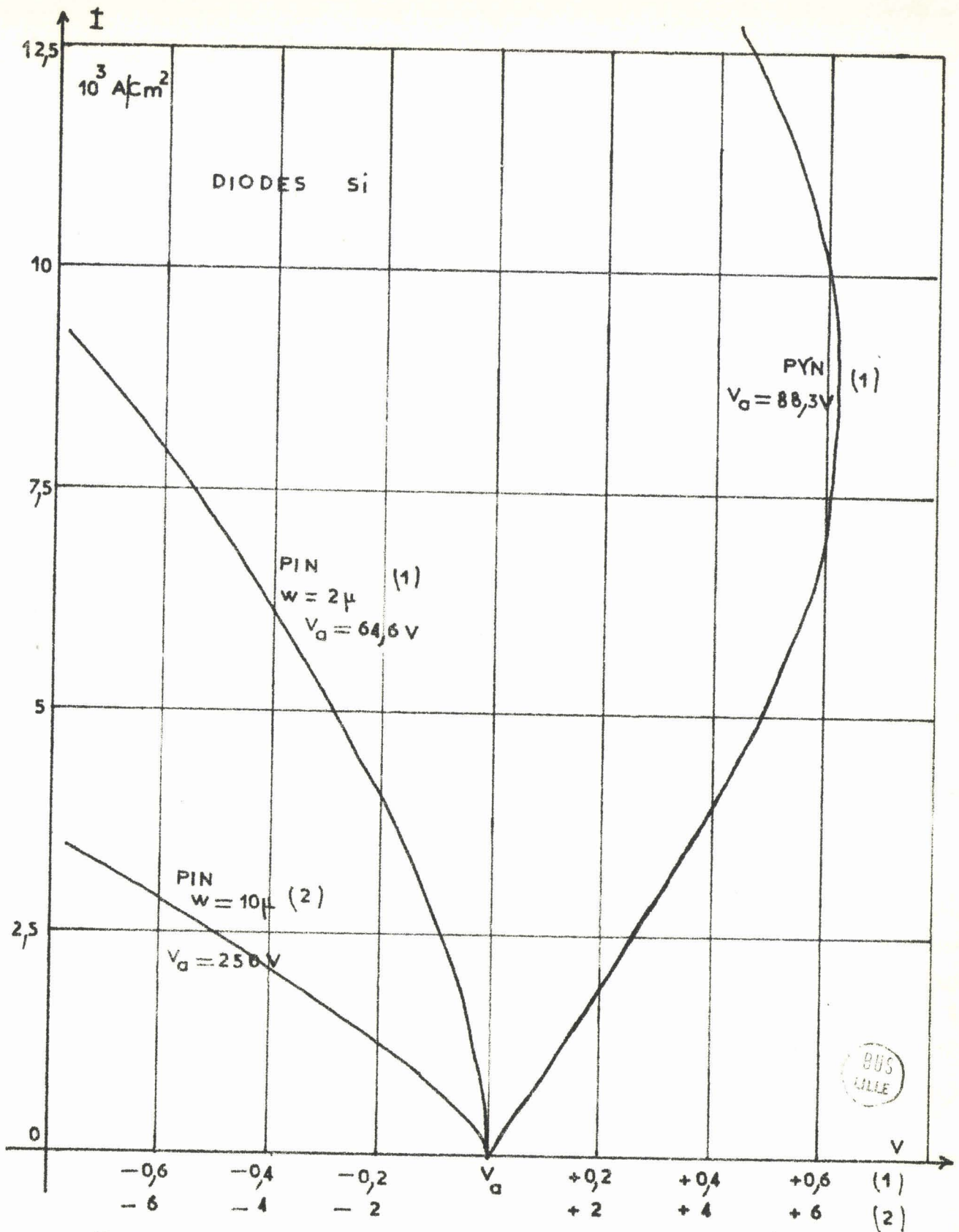


FIG I-12 a

Caractéristiques statiques.

Courants faibles :

Le tableau (I.6) résume l'essentiel des résultats obtenus dans ce domaine.

Matériau	type de diode	tension d'avalanche V	R_c numérique Ω	R_c analytique Ω
Silicium	PIN	64,6	< 0	< 0
	P γ N	88,3	1	1,5
	P ⁺ NN ⁺	62,3	4	5,5
	N ⁺ PP ⁺	62,3	11	10
Germanium	P ⁺ NN ⁺	29,6	4	5
	N ⁺ PP ⁺	29,6	4	5

Tableau I.6

Dans l'avant dernière colonne figurent les valeurs de R_c obtenues à partir des caractéristiques calculées numériquement. (pente à l'origine). Les valeurs de la dernière colonne sont calculées au moyen des formules analytiques approchées, données précédemment (I.11).

Ces résultats prouvent qu'en l'absence de réaction de la charge d'espace des porteurs mobiles, l'évaluation de R_c par la formule analytique $(W - \delta)^2 / 2\epsilon v S$ est suffisante. La détermination expérimentale de cette grandeur permettra une caractérisation rapide et satisfaisante d'une diode quelconque.

Notons la diversité de comportement des différentes structures au silicium, due aux fortes inégalités des taux d'ionisation ; le type N⁺PP⁺ présente une résistance différentielle importante pour les faibles courants, puisqu'il possède une zone de multiplication réduite.

Courants élevés :

D'une façon générale, on constate que la résistance différentielle diminue lorsque la densité de courant injectée dans la diode croît, et qu'elle peut devenir négative.

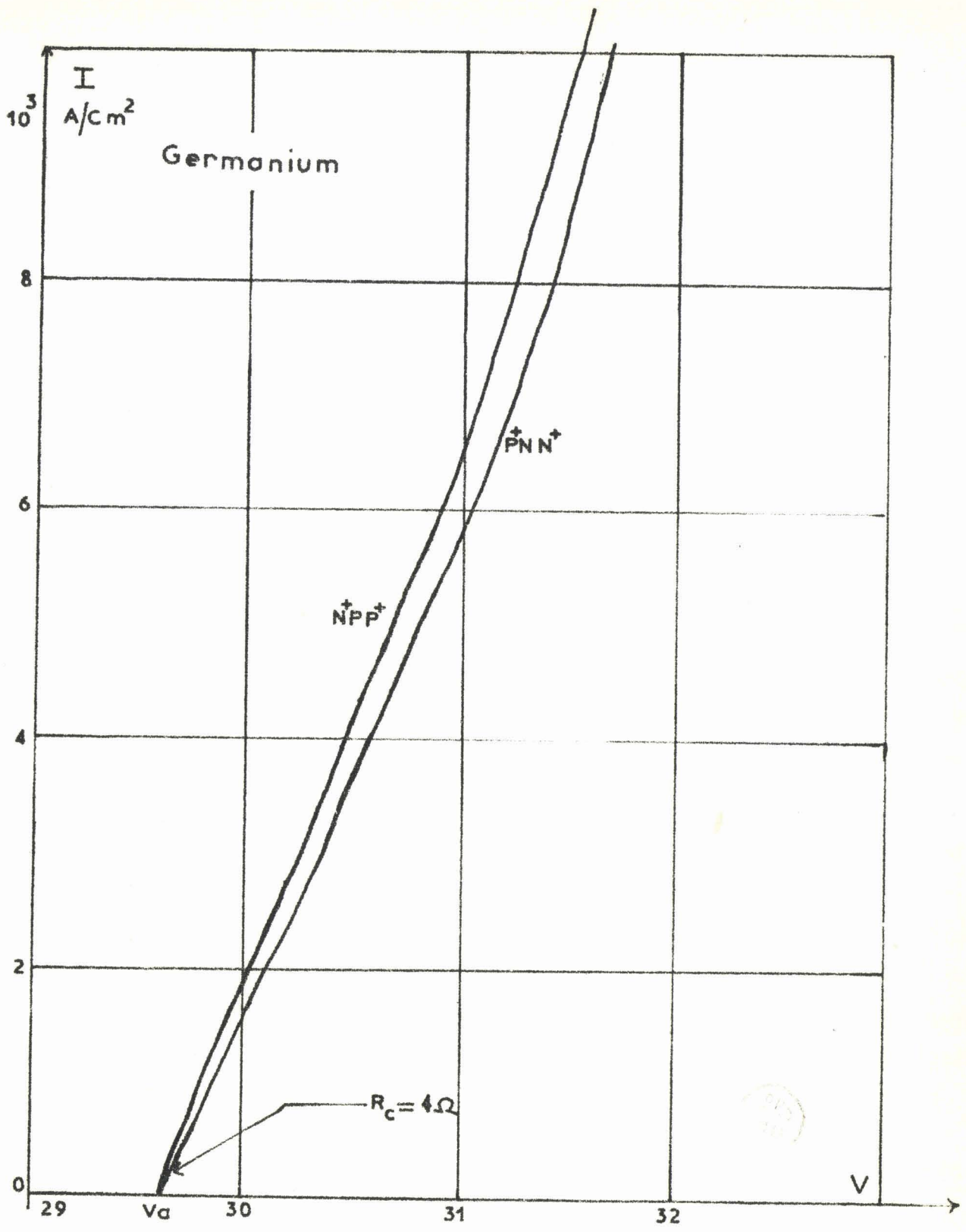


FIG I-12 b Caractéristiques statiques.

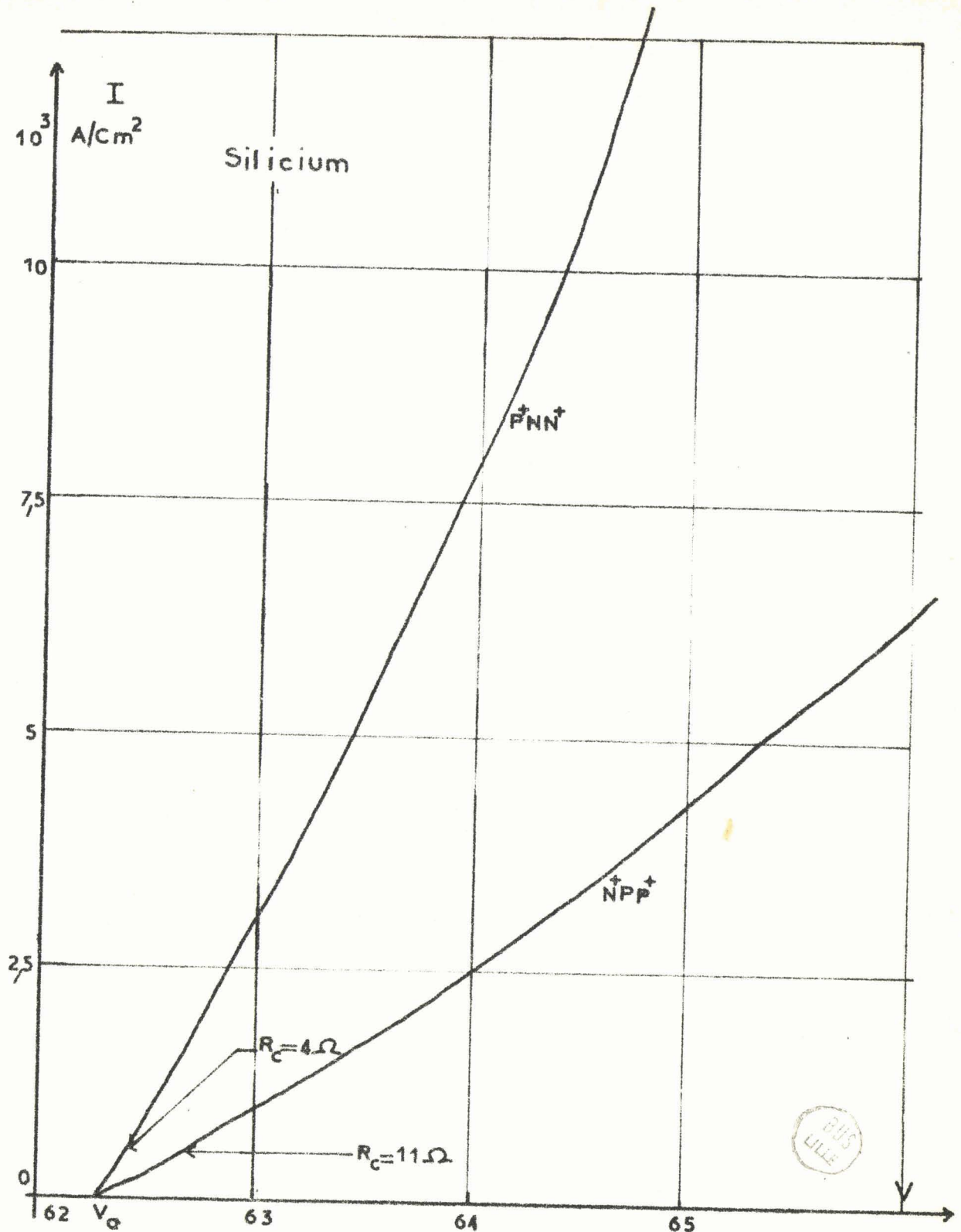


FIG I-12 c

Caractéristiques statiques.

Cet effet, dû à la réaction de la charge d'espace des porteurs mobiles confirme la validité de la théorie analytique élaborée plus haut.

Les résultats de notre étude montrent que l'obtention d'une résistance différentielle négative dépend essentiellement de trois facteurs.

- Ce sont : - le dopage N_0 dans la zone intermédiaire.
- l'épaisseur W de la zone désertée.
- les valeurs de N_0 et de dN_0/dx pour l'abscisse où le champ électrique s'annule (importance plus ou moins grande des variations de W avec I).

Ces considérations sont en bon accord avec les conclusions obtenues par Bowers (11), un des rares auteurs, avec Scharfetter (7), à avoir abordé numériquement ce problème.

Dans le tableau (I.7), nous donnons les résultats les plus caractéristiques de cette étude.

Matériau	type de diode		U_a V	dopage de la zone intermédiaire at/cm3	W μ		Résistance différentielle Ω	
	n°				faible niveau	fort niveau	150mA	750 mA
Silicium	PIN	1	64,6	0	2	2	-0,4	- 1
	PIN	2	250	0	10	10	-27,5	
	P _y N	3	88,3	10^{15}	3,20	3,20	+ 1	0
	P ⁺ NN ⁺	4	62,3	$7,5 \cdot 10^{15}$	2,23	2,30	3,5	2
	N ⁺ PP ⁺	5	62,3	$5,5 \cdot 10^{15}$	2,23	2,30	8,5	4
Germanium	P ⁺ NN ⁺	6	29,6	$5,5 \cdot 10^{15}$	2,11	2,20	4	2,5
	N ⁺ PP ⁺	7	29,6	$5,5 \cdot 10^{15}$	2,11	2,20	4	2,5

Tableau I.7

Ces valeurs numériques nous suggèrent un certain nombre de remarques :

- Pour des jonctions très abruptes (c'est le cas des trois premières diodes) la valeur du courant I_C pour lequel la résistance différentielle devient nulle dépend fortement du dopage de la zone intermédiaire : la résistance différentielle d'une diode PIN idéale est toujours négative, comme le prévoyait la théorie. En pratique de telles structures ne sont pas réalisables, et le dopage de la zone intermédiaire ne peut être très inférieur à 10^{15} At/cm³ ; dans le cas n° 3 une résistance négative n'apparaîtra que pour un courant supérieur à 750 mA.

- La comparaison des diodes n° 1 et n° 2 montre la nécessité de fortes valeurs d'épaisseurs W si l'on veut une résistance négative notable ; l'augmentation correspondante de la tension d'avalanche sera de toute façon un facteur limitatif du rendement en oscillation.

- Enfin, le troisième facteur à envisager est la possibilité d'extension de W quand le courant augmente. Ceci se produit pour les quatre derniers types de diode, et cet effet ralentit la diminution de R_C avec le courant. Nous avons vu précédemment que cet effet était d'autant plus important que le dopage et son gradient étaient grands pour l'abscisse où le champ s'annule. Ces diodes ne présentent donc que très peu d'intérêt pour un fonctionnement quasistatique. Il est donc essentiel, pour obtenir des conditions favorables, que le champ électrique atteigne à l'avalanche les régions dégénérées du substrat ; ce sont alors des "punch through diodes", selon la dénomination américaine ⁽¹²⁾.

e) Conclusion

Cette étude théorique aboutit à la définition et à l'évaluation d'un certain nombre de paramètres, qu'il est possible de déterminer expérimentalement. Il semble donc intéressant d'effectuer une étude expérimentale pour confirmer la validité de ces considérations théoriques.

IV. ETUDE EXPERIMENTALE

IV.1. Introduction

L'étude expérimentale vise à déterminer la plupart des caractéristiques de la diode ; parmi celles-ci, R_C semble la plus accessible. En effet, il est possible d'étudier ses variations en fonction du courant injecté dans la diode, soit par l'intermédiaire du tracé de la courbe $I = f(U)$, soit par une mesure de résistance dynamique autour d'un point de polarisation donné. Cependant, la mesure de R_C n'est possible que si nous nous affranchissons des phénomènes thermiques inhérents au passage d'un courant dans le semiconducteur. Ce courant échauffant le semiconducteur, il en résulte une modification du taux d'ionisation due à la variation des échanges d'énergie dans les collisions. Si dU est la variation de tension aux bornes de la diode, qui résulte de l'accroissement dI du courant d'avalanche, la résistance différentielle totale de la diode s'écrit ⁽¹⁴⁾ :

$$R_D = \frac{dU}{dI} = R_C + R_T \quad (I.25)$$

avec $R_T = \beta R_{th} U$

où β est la résistance différentielle thermique $\left(\frac{dU}{dI}\right)_{I=Cte}$

et R_{th} la résistance thermique jonction-ambiante.

Il nous semble important de donner un ordre de grandeur de ces résistances.

$$\beta = 80 \text{ mV}/^\circ\text{C} \quad R_{th} = 40^\circ\text{C}/\text{W} \quad U = 50 \text{ V}$$

D'où $R_T = 160 \Omega$, valeur en général très supérieure à R_C .

Pour éviter l'apparition de R_T , il est donc nécessaire d'empêcher l'échauffement de la diode; donc de tracer la caractéristique $I = f(U)$ au moyen d'impulsions courtes, de durée inférieure à la constante de temps thermique de l'ensemble.

Lorsque l'on détermine R_C par une méthode dynamique, il faut que la fréquence du signal soit assez élevée pour que l'inertie thermique de la diode rende négligeable la variation de température due à la fluctuation du courant total.

Autrement dit, l'impédance thermique de la diode doit avoir une valeur négligeable devant R_c . Celle-ci s'exprime par ⁽¹⁴⁾

$$Z_T = \frac{R_T}{1 + R_{th}^2 C_{th}^2 \omega^2} - i \frac{R_T R_{th} C_{th}}{1 + R_{th}^2 C_{th}^2 \omega^2} \ll R_c \quad (I.26)$$

où C_{th} est la capacité thermique de la diode.

Avec les valeurs numériques habituelles :

$$R_T = 160 \, \Omega \quad R_{th} = 40^\circ\text{C/W} \quad C_{th} = 5 \cdot 10^{-7} \text{ J/}^\circ\text{C}$$

et pour $f = 10 \text{ MHz}$

$Z_T \neq 10^{-4} \, \Omega$ ce qui est parfaitement négligeable.

IV.2. Méthodes de mesure :

a) Mesures en haute fréquence :

La résistance différentielle est mesurée au moyen d'un signal alternatif de faible amplitude. La caractéristique statique peut être décrite en modifiant le courant continu de polarisation. L'excursion est toutefois fortement limitée par la dissipation thermique, la diode étant alimentée en permanence en régime d'avalanche.

Nous avons utilisé deux méthodes de mesure différentes suivant la fréquence :

- Nous avons effectué des mesures à 10 MHz au moyen d'un pont Général Radio type 916 A.

Pour éviter les erreurs dues aux éléments parasites introduits par l'encapsulation et par le circuit de polarisation, on équilibre d'abord le pont avec une diode factice réalisée en plaçant dans un boîtier un parallélépipède de métal de dimensions identiques à celles du semiconducteur.

- Pour les fréquences supérieures, nous avons utilisé un analyseur automatique de réseaux Hewlett Packard, type 8410 S (fig. I.13).

C'est un réflectomètre fonctionnant dans les gammes de fréquence 100 MHz - 2 GHz et 2 GHz - 12 GHz. Il affiche directement le module et la phase du coef-

ficient de réflexion du dipôle à mesurer. La précision de mesure est de beaucoup supérieure à celle du pont à 10 MHz.

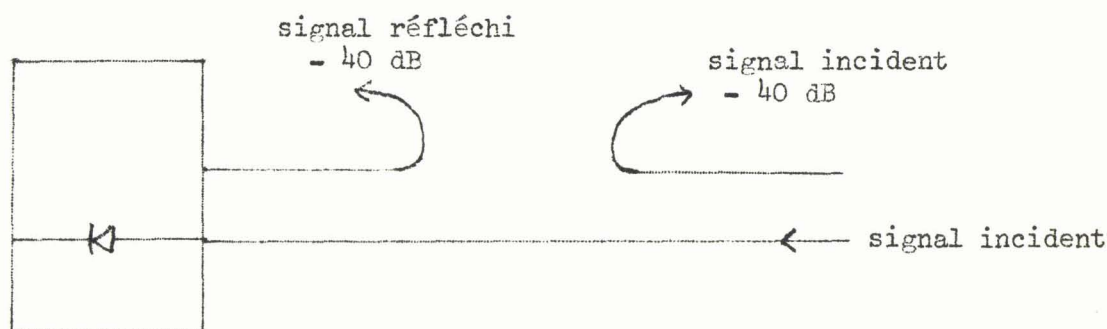


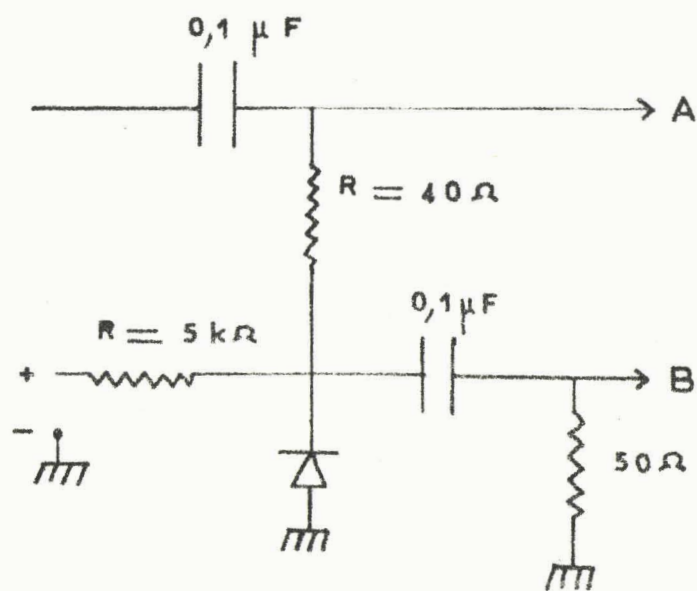
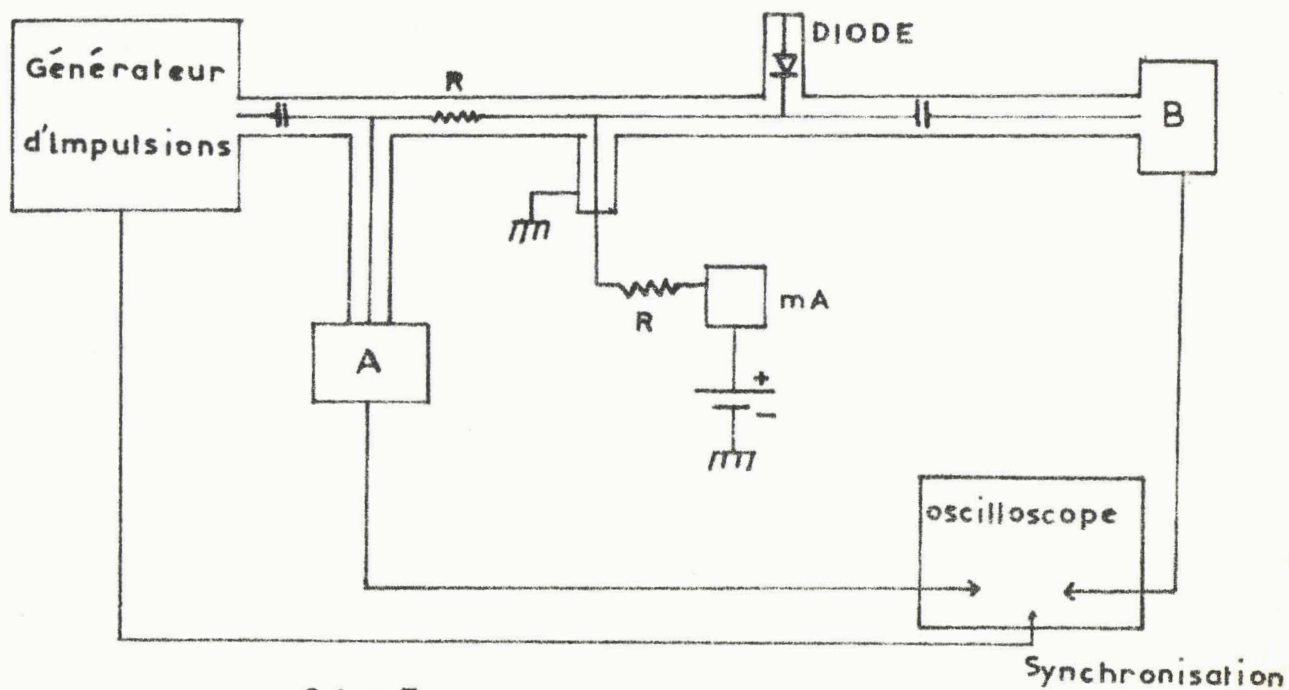
Figure I.13

b) Mesures en impulsions:

On trace la caractéristique statique de la diode en impulsions, la durée et la fréquence de ces dernières étant limitées pour éviter l'échauffement de la diode. Le générateur fournit des impulsions de très faible temps de montée, de durée variable (20 ns à 500 ns) et de fréquence variable (on choisira généralement une période de 1 ms). Il est nécessaire d'utiliser un circuit de mesure dont l'impédance équivalente soit proche de 50 Ω , pour que le générateur soit adapté.

Le circuit de mesure est du type coaxial (fig. I.14), ce qui évite l'influence des éléments parasites qui risquent de modifier la forme des impulsions. La diode est placée dans un T, en shunt entre le conducteur central et la masse. Une résistance de 40 Ω est disposée dans le conducteur central, en série avec la diode ; elle permet de mesurer le courant impulsionnel à partir de la valeur de la tension à ses bornes. La résistance statique de la diode étant généralement faible, la résistance précédente adapte le générateur et transforme pour la diode les impulsions de tension en impulsions de courant. Un oscilloscope performant à deux voies permet de mesurer la tension aux bornes de la diode, et, en fonctionnement différentiel, la tension aux bornes de la résistance R. A l'aide d'un circuit de polarisation à forte impédance, on impose dans la diode un faible courant d'avalanche (généralement 1 mA).

Banc de mesure



BUS
LILLE

FIG I-14

Caractérisation statique

Cette méthode permet de tracer la caractéristique $I = f(U)$, et on en déduit la résistance différentielle par la pente de la tangente à la courbe. Le procédé de mesure est évidemment moins précis, puisque la résistance différentielle nous est donnée par une méthode dérivée ; mais il permet d'atteindre sans danger pour la diode (sous réserve que celle-ci supporte un régime transitoire de très forte intensité) un courant très intense, nécessaire pour apprécier les variations de R_C .

c) Mesure de la résistance série de la diode :

Les méthodes expérimentales exposées plus haut nous permettent de mesurer l'ensemble des résistances ($R_C + R_S$) ; R_S est la résistance série de la diode, présentée par la portion de zone désertée non atteinte par le champ électrique, par le substrat et par les différents contacts métalliques.

La mesure de R_S est cependant possible : il suffit de déterminer l'impédance hyperfréquence de la diode à une tension de polarisation inférieure à la tension d'avalanche. En effet, la valeur de l'impédance dynamique de la diode est à toute fréquence :

$$Z_d = Z + R_S \quad (I.27)$$

L'impédance propre de la diode Z est un terme complexe, nul pour $I = 0$; pour $I \neq 0$, Z tend vers R_C lorsque la fréquence tend vers zéro.

La résistance R_S se mesure à 3 GHz avec une ligne de mesure coaxiale, ou à l'aide du pont automatique de mesure d'impédances.

d) Comparaison des méthodes de mesure :

La figure (I.15) montre, pour une diode pouvant supporter sans danger un courant continu important, l'excellente concordance des résultats obtenus pour les mesures en haute fréquence et les mesures en impulsions. La précision de cette dernière méthode sera donc largement suffisante dans le cadre de notre étude.

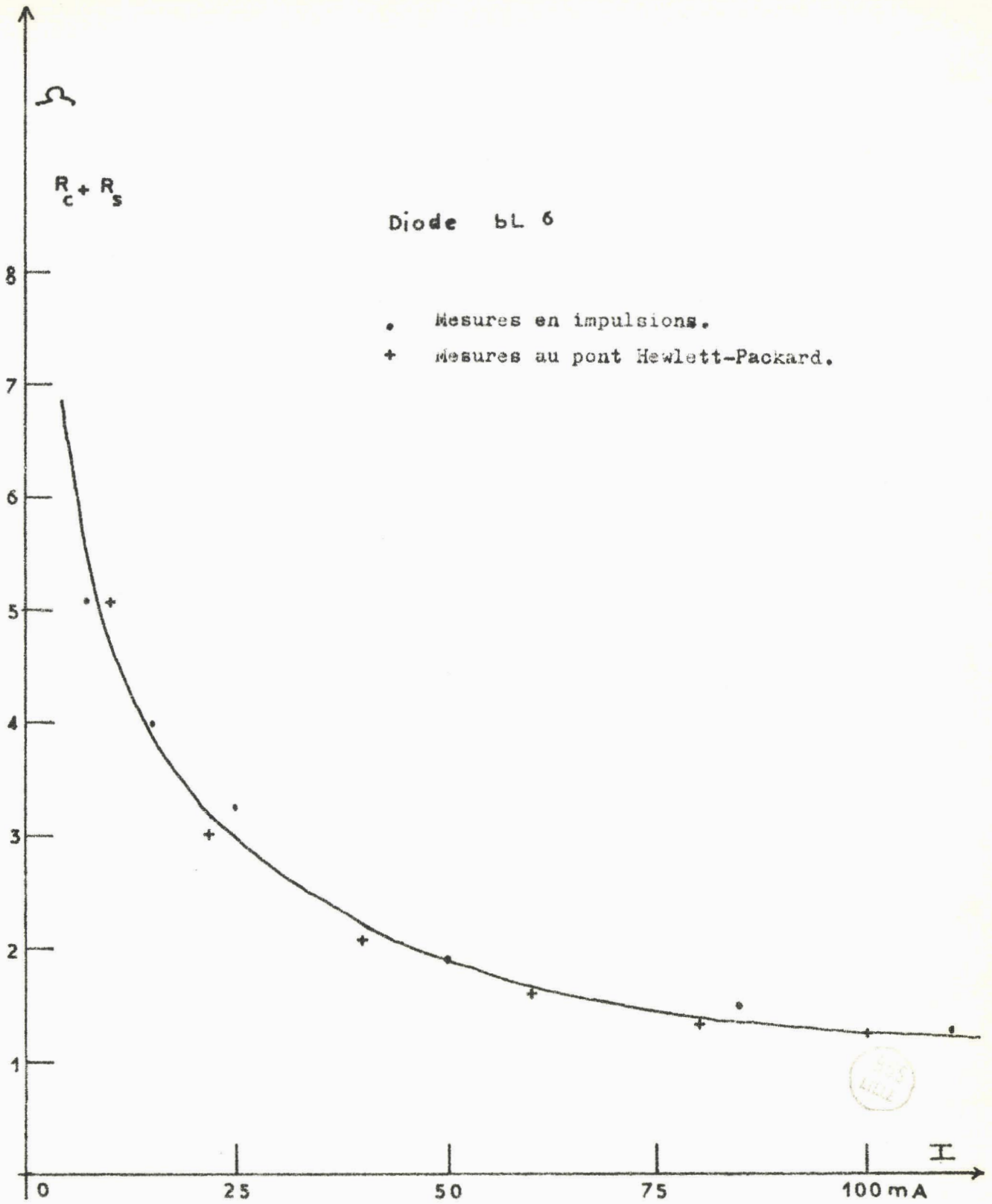


FIG I-15

Comparaison des méthodes de mesure.

IV.3. Caractéristiques physiques des diodes utilisées

Les mesures ont été faites avec des diodes fournies par les Laboratoires d'Electronique et de Physique Appliquée de Limeil Brevannes. Remarquons que ces échantillons ne sont pas optimisés pour un fonctionnement à résistance négative statique, mais leur structure permet l'application de fortes intensités impulsionnelles.

Afin d'effectuer une comparaison avec les principaux résultats expérimentaux, nous donnons fig. (I.16) et (I.17) les principales courbes caractéristiques obtenues numériquement sur ces structures.

Diodes AP :

- Ce sont des diodes en silicium, de type $P^{+}NN^{+}$.
- La résistivité de la zone N est de $1 \Omega.cm$, ce qui correspond à un dopage de $5,5 \cdot 10^{15} \text{ at/cm}^3$.
- Le champ électrique s'annule pour une abscisse où le dopage reste faible, l'épaisseur de la zone désertée ne sera donc pas limitée, et augmentera avec le courant.
- La zone d'avalanche occupe plus de la moitié de la zone désertée.

Diodes BL :

- Ce sont des diodes en silicium, de type $P^{+}NN^{+}$.
- La résistivité de la zone N est de $0,32 \Omega.cm$, ce qui correspond à un dopage de $2,3 \cdot 10^{16} \text{ at/cm}^3$.
- De ce fait, le champ électrique ne comporte pratiquement pas de zone linéaire : comme pour le type précédent, l'épaisseur de la zone désertée n'est pas limitée.

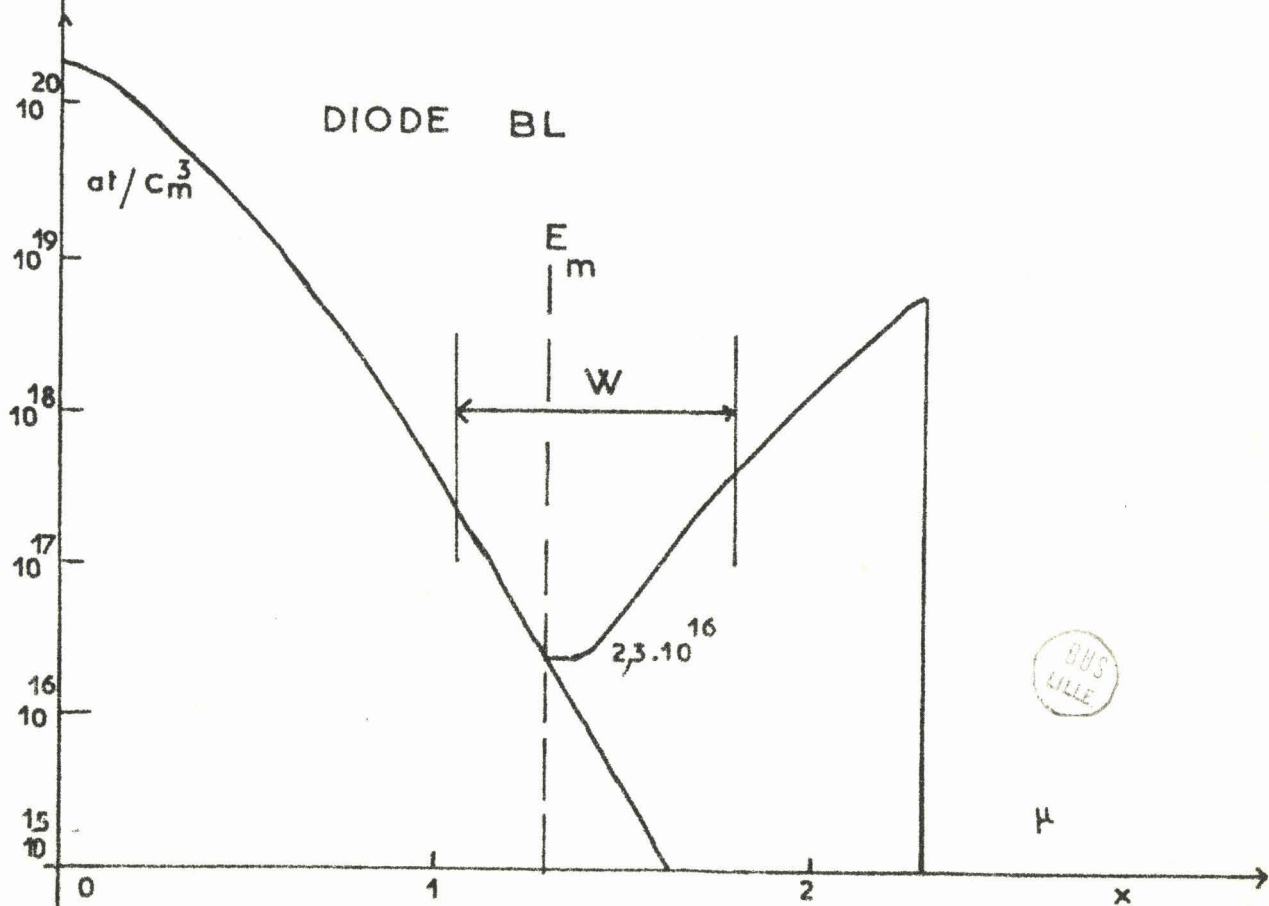
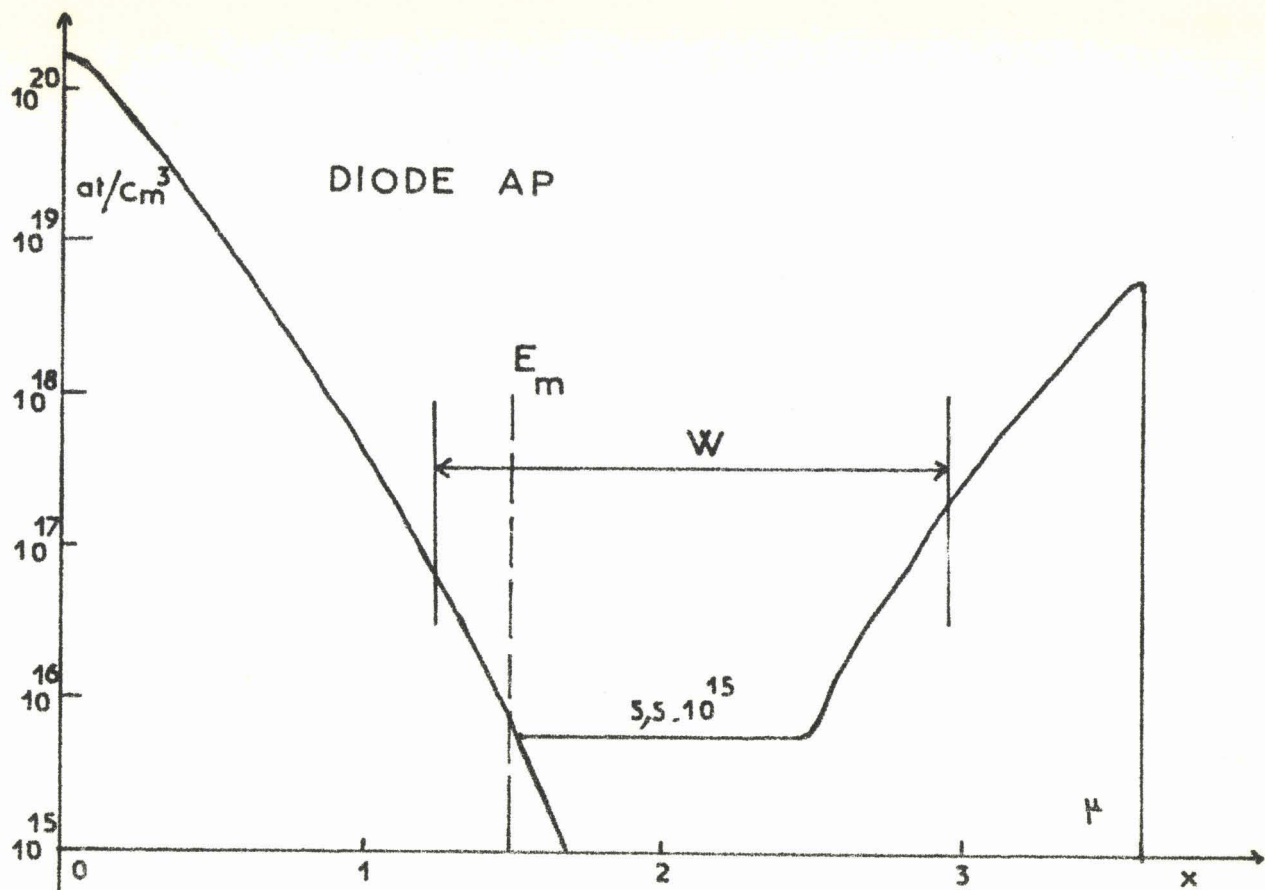
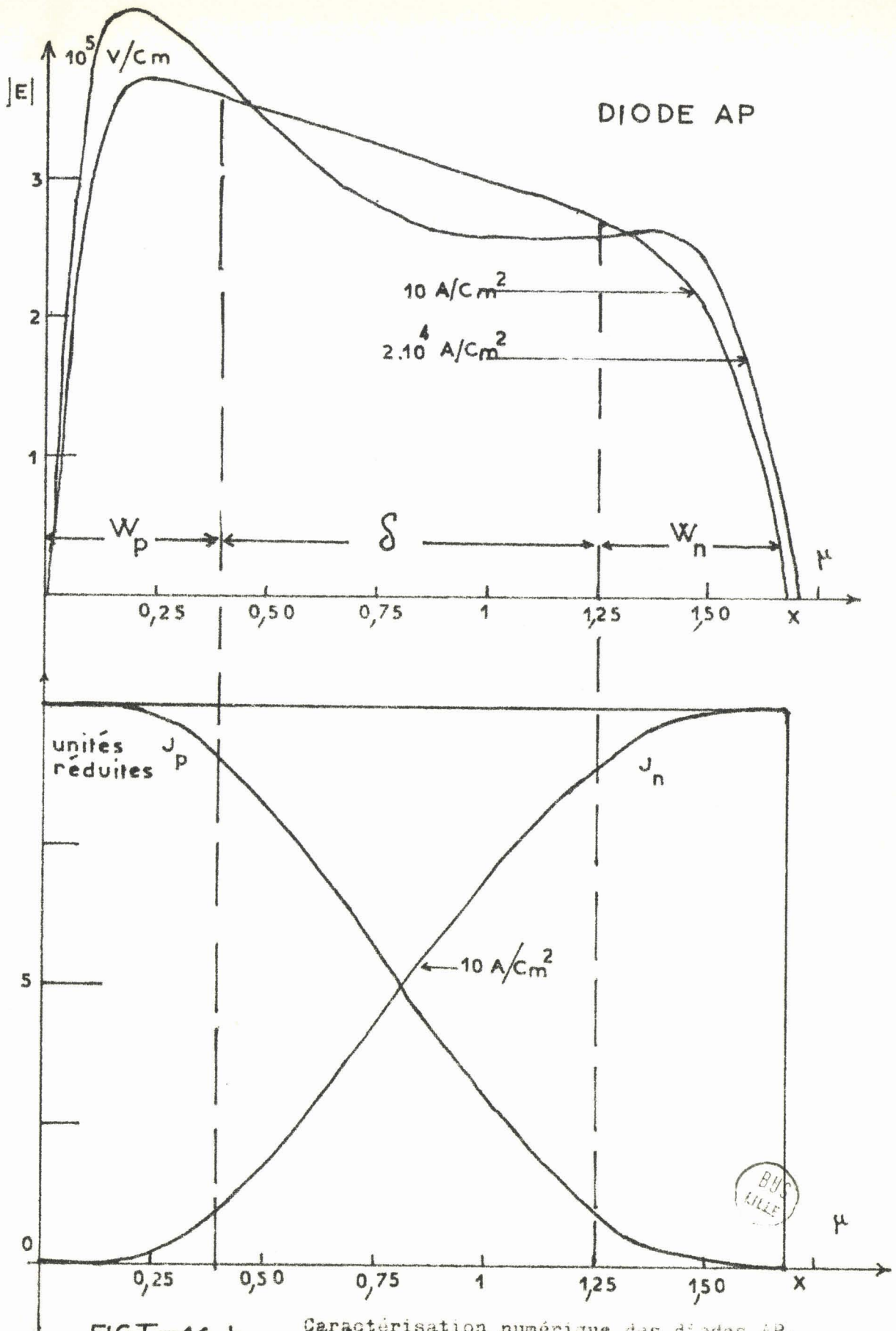
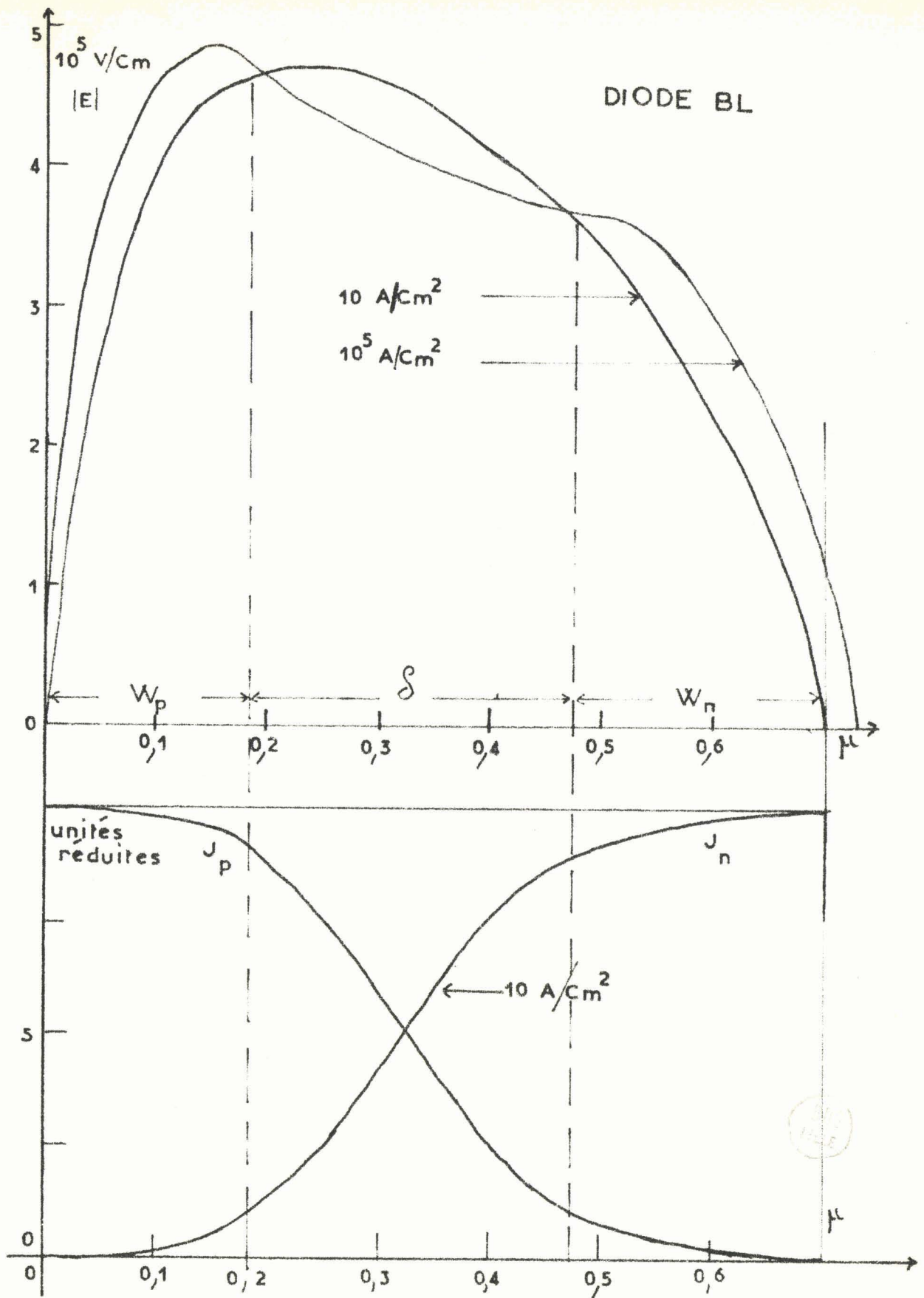


FIG I-16a Profils de concentration.



FIGI-16 b

Caractérisation numérique des diodes AP.



FIGI-17

Caractérisation numérique des diodes BL.

IV.4. Résultats expérimentaux (16-17-18)

Diodes de la série AP :

Les courbes de la figure (I.18) représentent les caractéristiques $I = f(U)$ tracées à partir des mesures en impulsions pour deux diodes de la série AP, et la caractéristique déduite de l'étude théorique. Par ailleurs, nous avons représenté sur la figure (I.19) la variation de la résistance différentielle en fonction de I pour ces trois diodes.

On constate que pour des courants supérieurs à 30 mA, la concordance entre les courbes théoriques et expérimentales s'avère satisfaisante. Par contre, ces courbes font apparaître des différences notables pour les faibles courants : expérimentalement, R_c prend d'abord une valeur importante, et décroît très vite avec le courant. Ceci n'était pas prévu par l'étude théorique, mais peut être interprété facilement. En effet, l'avalanche ne s'établit pas uniformément dans toute la section droite d'une diode : cet effet a pu être mis en évidence expérimentalement par des mesures de bruit (19).

Nous avons résumé dans le tableau (I.8) les principaux résultats relatifs à ce type de diode.

	U_a à 1 mA V	R_c à 10^3 A/cm ² 10 mA Ω	R_c à 10^4 A/cm ² 1 A Ω	R_{th} °C/W
AP 11	49,35	1,5	1,3	69,4
AP 17	49,53	1,9	1,3	74,2
AP théorique	49,34	1,6	1,4	

Tableau I.8

La comparaison des résultats qui y figurent nous suggère les remarques suivantes :

- Les valeurs des tensions d'avalanche obtenues concordent bien, ce qui constitue un des critères essentiels de validité du programme numérique : cela

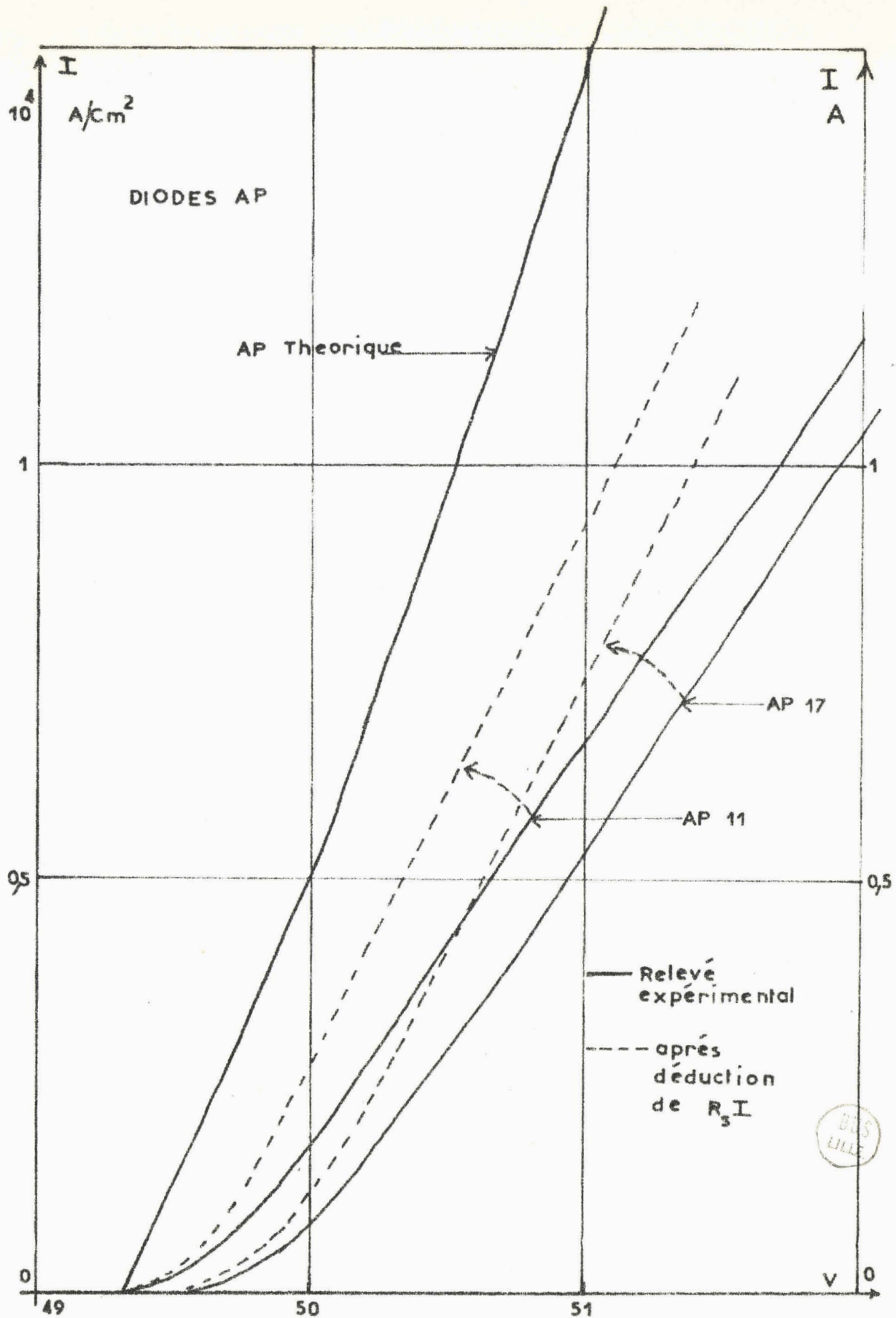


FIG I-18

Caractéristiques statiques expérimentales
mesures en impulsions.

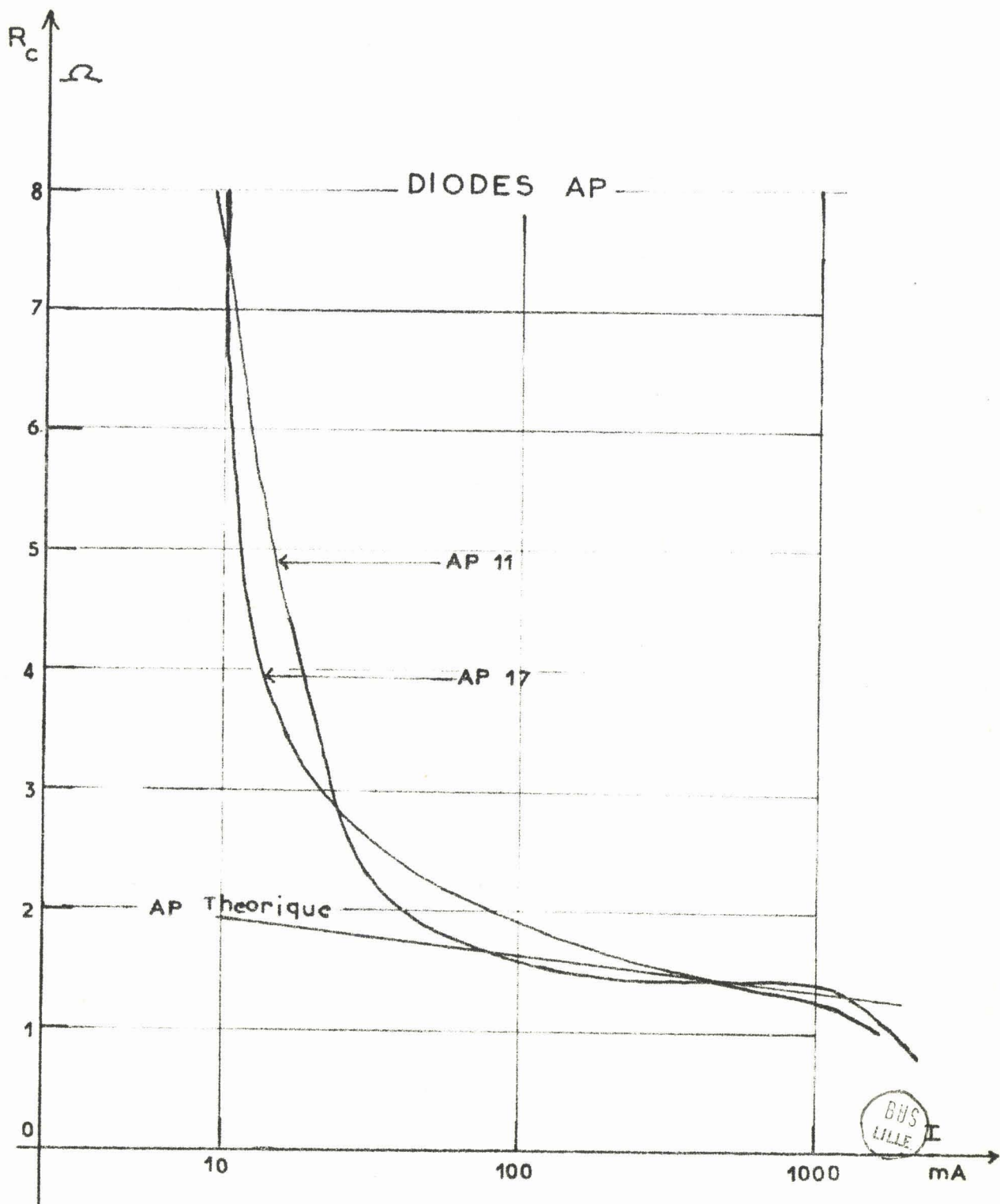


FIG I-19

Courbes $R_c = f(I)$ déduites des caractéristiques statiques.



prouve en effet que la condition d'avalanche imposée à priori est juste (sous réserve que les diodes expérimentées aient bien le profil de dopage envisagé).

- Les variations de R_c sont en bon accord dans toute la gamme de courant étudiée.

Ces divers éléments semblent confirmer la validité de la théorie et de son traitement numérique. Par ailleurs, l'ensemble des mesures de résistance différentielle effectuées au laboratoire sur les diodes AP montrent la reproductibilité des caractéristiques des diodes d'une même série.

Il est évident qu'avec ce type de diode, il faudrait un courant de plusieurs ampères pour voir apparaître une résistance différentielle négative. Si cette constatation est défavorable, le fait que de fortes impulsions n'ont provoqué ni modification, ni destruction des diodes, montre l'intérêt qu'elles peuvent présenter pour un fonctionnement en oscillations à haut niveau.

Diodes de la série BL :

Il apparaît expérimentalement une résistance négative non prévue par la théorie, pour des courants supérieurs à 200 mA ou 300 mA suivant les diodes. la mesure directe de la résistance n'est pas possible au delà de ces valeurs et on ne donnera donc les courbes expérimentales que dans la zone où la résistance différentielle est positive.

Les courbes de la figure (I.20) représentent les caractéristiques $I = f(U)$ tracées à partir des mesures en impulsions pour trois diodes de la série, et la caractéristique déduite de l'étude théorique. Par ailleurs, nous avons représenté sur la fig.(I.21) la variation de la résistance différentielle en fonction de I pour ces quatre diodes. Compte tenu de l'effet de l'établissement progressif de l'avalanche dans la section droite de la diode, remarquons la bonne concordance des résultats pour les faibles courants. Par contre, la théorie ne prévoit l'apparition d'une résistance différentielle négative que pour des courants très importants ($I > 10$ A).

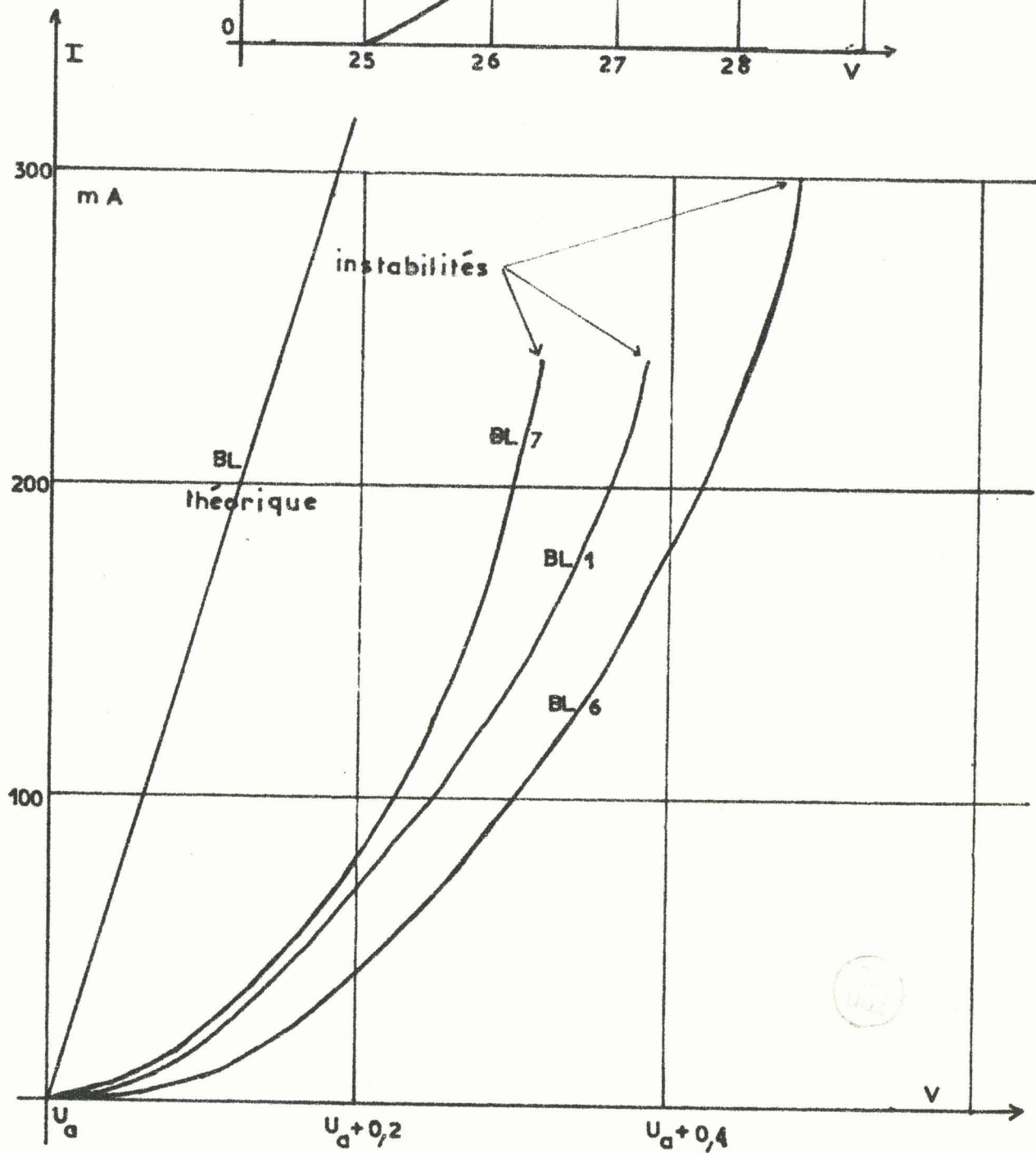
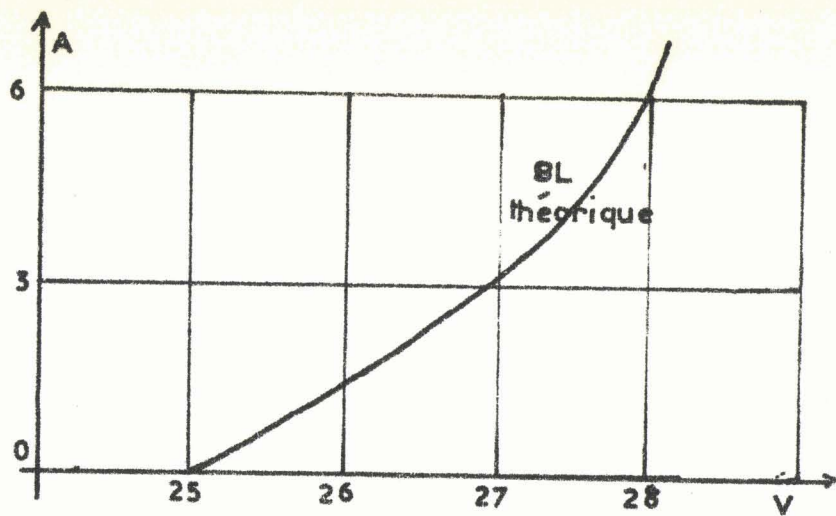
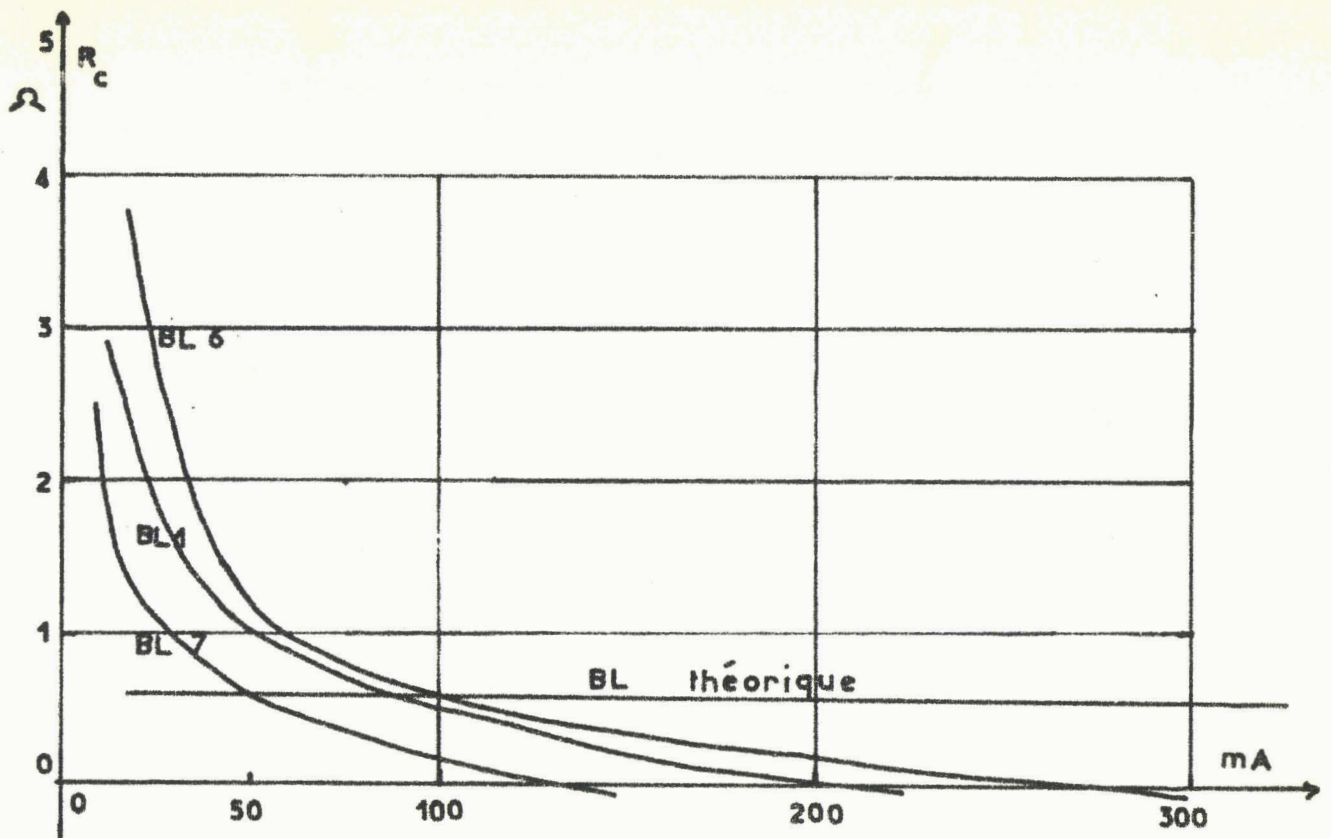


FIG I-20 caractéristiques statiques expérimentales.



Courbes $R_c = F(I)$ déduites des courbes expérimentales.

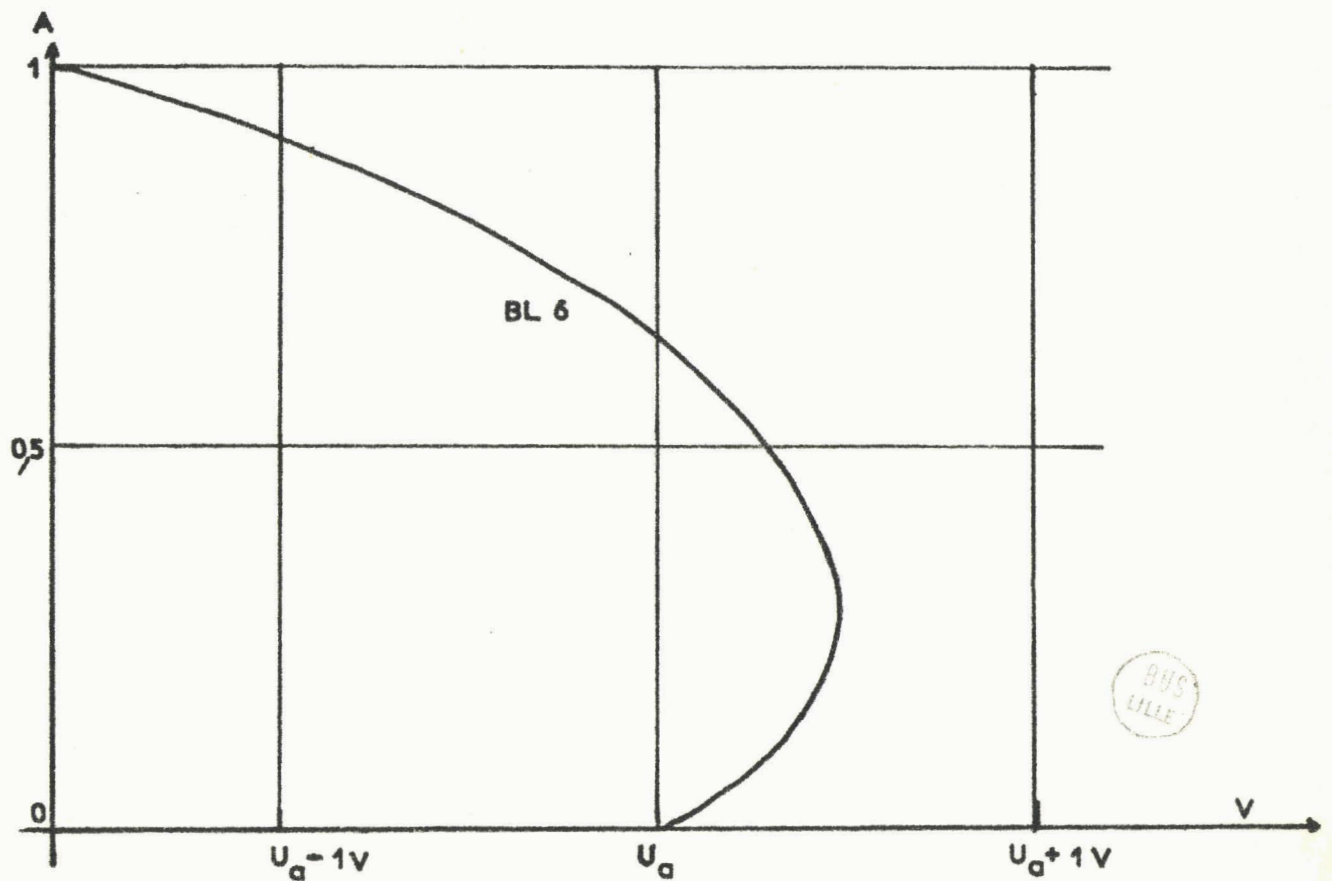


FIG I - 21 Caractéristique statique expérimentale.

Le tableau (I.9) résume les principaux résultats relatifs à ce type de diode. Pour les faibles courants, la comparaison des résultats qui y figurent nous suggère les mêmes remarques que pour les diodes de la série AP.

	U_a à 1 mA V	R_c à 100 mA au pont 100MHz	R_c en impulsions		R_{th} °C/W
			10^3 A/cm ² 100 mA	10^4 A/cm ² 1A	
BL 1	26,96	0,57	0,6	< 0	37
BL 6	27,13	0,30	0,30	< 0	32
BL 7	24,90	0,15	0,20	< 0	28
BL théorique	25	0,60	0,60	0,60	

Tableau I.9

Il semble donc que la résistance négative observée pour toutes les diodes expérimentées ait une origine tout à fait différente des phénomènes physiques envisagés dans cette étude. Nous avons d'ailleurs pu déduire sa valeur de mesures expérimentales; à l'aide d'une résistance placée en série entre la diode et la masse, nous avons tracé la caractéristique statique de l'ensemble (diode + résistance), et déduit ainsi la caractéristique propre de la diode ; le résultat de ces mesures fait l'objet du second tracé de la figure (I.21).

Notons que la résistance négative peut prendre une valeur importante

$$R = - 6,5 \Omega \text{ pour } I = 1 \text{ A}$$

Nous pouvons essayer d'interpréter l'apparition de cette résistance négative. Rappelons que la différence essentielle entre les diodes des séries BL et AP est l'existence, en régime d'avalanche, de champs électriques beaucoup plus élevés :

$$\begin{cases} E_M = 4,6 \cdot 10^5 \text{ V/cm} & \text{pour les BL} \\ E_M = 3,6 \cdot 10^5 \text{ V/cm} & \text{pour les AP} \end{cases}$$

Toutefois, ces valeurs ne semblent pas suffisantes pour provoquer l'apparition de l'effet Zener, qui nécessite des champs de l'ordre de 10^6 V/cm.

On peut penser que des courants aussi importants entraînent l'existence de modes d'oscillation à haut rendement, du type Trapatt par exemple ; d'après Clorfeine ⁽²⁰⁾ la densité de courant critique pour de tels modes est

$$q v N_0 = 3,6 \cdot 10^4 \text{ A/cm}^2 \quad \text{pour les diodes de ce type}$$

ce qui est 10 fois supérieur aux valeurs relevées.

La forme de la courbe $I = f(U)$ (courbe en S) nous conduit à penser que cette résistance négative provient d'inhomogénéités spatiales dans une section droite du semiconducteur. D'après Muller ⁽¹³⁾ et Volkov ⁽²¹⁾, ce type de courbe est caractéristique de tels phénomènes. Ces inhomogénéités entraînent des variations du courant dans une section droite, et elles peuvent être la source d'instabilités pour les courants élevés.

DEUXIEME PARTIE

CARACTERISATION TEMPORELLE

C A R A C T E R I S A T I O N T E M P O R E L L E

INTRODUCTION

Dans l'étude précédente, nous avons envisagé le fonctionnement d'une diode à avalanche en régime statique : ceci nous permet de déterminer la plupart des paramètres fondamentaux qui caractérisent la diode, et dont la connaissance est nécessaire pour toute autre étude.

Nous allons nous attacher maintenant à étudier le fonctionnement de la diode en régime dynamique, chacune des grandeurs caractéristiques (I, U, E, etc..) dépendant du temps. Cette étude constituera une approche des conditions réelles d'oscillation de la diode.

Ce mode de fonctionnement comporte habituellement deux aspects : une phase transitoire, et un régime permanent ; nous nous proposons de les envisager successivement.

Dans le premier cas, la diode sera soumise à une variation brutale de tension, et dans le second, à une perturbation quasiment sinusoidale. Ces deux phases se retrouvent également dans cet ordre quand une oscillation s'établit dans la diode.

Cette étude peut donc apporter des éléments intéressants quant à la compréhension des phénomènes qui caractérisent le fonctionnement de la diode en état d'oscillation. De plus, la mesure des caractéristiques du régime transitoire de la diode peut conduire à la détermination des variations du taux d'ionisation avec le champ électrique.

Elle nécessite le calcul de l'expression du courant de conduction dans une diode à avalanche soumise à un champ électrique variable en fonction du temps.

I. EXPRESSION DU COURANT DE CONDUCTION PRODUIT PAR AVALANCHE ; GENERALISATION DE L'EQUATION DE READ :

Considérons une diode quelconque polarisée à une tension inverse U_0 , égale au seuil de l'avalanche ($I \neq 0$) ; il s'établit dans la zone désertée un champ électrique $E_0(x)$. Appliquons à la diode une variation de tension $U(t)$: il en résulte une perturbation de champ électrique $E(t)$, qui l'amène en régime d'avalanche. La multiplication des porteurs crée dans la zone d'avalanche un courant $I_c(t)$, qui se décompose en un courant de trous $I_p(t)$ et un courant d'électrons $I_n(t)$, tels que $I_c(t) = I_n(t) + I_p(t)$.

Nous recherchons la relation entre $I_c(t)$ et $U(t)$ (ou $E(t)$). Habituellement, cette relation est traduite par l'équation de Read ⁽²²⁾ :

$$\frac{\tau_\delta}{2} \frac{dI_c}{dt} = I_c \left(\int_0^\delta \alpha dx - 1 \right) + I_s \quad (II.1)$$

Cependant, cette expression est obtenue en effectuant certaines approximations, notamment $\alpha(E) = \beta(E)$, dont la validité est contestable, surtout dans le cas du silicium.

Nous nous proposons donc d'obtenir une relation plus générale en n'utilisant pas cette hypothèse simplificatrice.

Les composantes du courant sont données par les équations différentielles de continuité :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{1}{v_n} \frac{\partial I_n}{\partial t} = - \frac{\partial I_n}{\partial x} + \alpha I_n + \beta I_p \\ \frac{1}{v_p} \frac{\partial I_p}{\partial t} = - \frac{\partial I_p}{\partial x} + \alpha I_n + \beta I_p \end{array} \right. \quad (II.2)$$

II.1. Modèle de diode, approximations et conventions de signe

Nous calculerons $I_c(t)$ à partir du modèle unidimensionnel de diode défini fig. (II.1). Il s'agit d'une structure P^+NN^+ à jonction abrupte. Ce choix n'enlève rien à la généralité de l'étude ; des expressions similaires seraient

obtenues pour toute autre structure. Ceci permet simplement de préciser les conventions de signe.

Nous admettons par ailleurs que les composantes continues et variables du courant de conduction sont constantes en fonction de l'abscisse à l'intérieur de la zone d'avalanche. Ceci constitue l'hypothèse fondamentale de l'équation de Read générale ; la validité de cette hypothèse a été discutée par ailleurs ⁽²³⁾.

Ceci entraîne que si l'on décompose E en une composante continue et une composante variable en fonction du temps, la première peut être fonction de x , mais la seconde ne l'est pas. Toutes les autres grandeurs sont à la fois fonction de x et de t .

Le courant de saturation de la diode polarisée en inverse se décompose en un courant de trous et un courant d'électrons tels que :

$$I_s = I_{sn} + I_{sp}$$

avec
$$\begin{cases} I_{sn} = I_n(0) \\ I_{sp} = I_p(W) \end{cases}$$

Le sens positif choisi est celui du vecteur champ électrique.

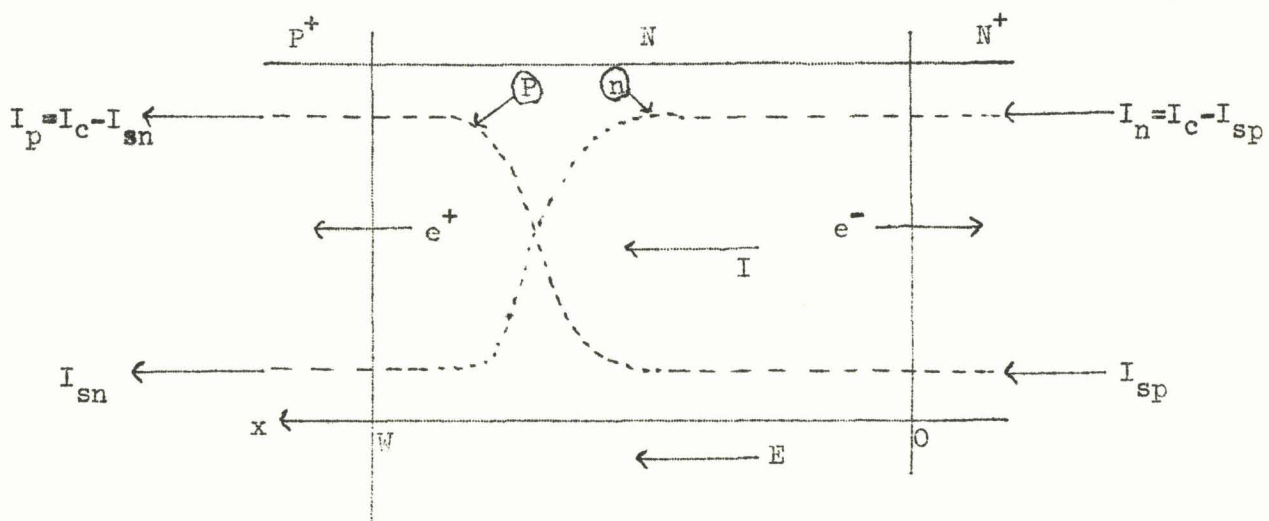


Figure II.1

I.2. Détermination du courant de conduction

Après transformation et addition des deux équations de continuité (II.2) on obtient la formule suivante :

$$\frac{dI_c}{dt} = \frac{\partial}{\partial x} (v_n I_n - v_p I_p) + (\alpha - \beta) (v_n I_n - v_p I_p) + I_c (\beta v_n + \alpha v_p) \quad (II.3)$$

C'est une équation différentielle où figurent la dérivée entière de I_c par rapport au temps, et les dérivées partielles de I_n et de I_p par rapport à x .

La résolution de cette équation par rapport à x est difficile puisqu'elle est linéaire à coefficients non constants. Pour la réaliser, il est commode d'introduire un facteur intégrant $M(x)$ tel que l'équation prenne la forme :

$$M \frac{dI_c}{dt} = \frac{\partial}{\partial x} M (v_n I_n - v_p I_p) + M I_c (\beta v_n + \alpha v_p) \quad (II.4)$$

Le facteur intégrant étant :

$$M(x) = \exp \left(\int_0^x (\alpha - \beta) dx \right)$$

Il est alors facile d'intégrer (II.4) par rapport à la variable x sur toute l'épaisseur de la zone désertée, en tenant compte des conditions aux limites

$$\begin{cases} M(0) = 1 \\ M(W) = \exp \int_0^W (\alpha - \beta) dx \end{cases}$$

$$\begin{cases} I_p(0) = I_c - I_{sn} \\ I_p(W) = I_{sp} \end{cases} \quad \begin{cases} I_n(0) = I_{sn} \\ I_n(W) = I_c - I_{sp} \end{cases}$$

On obtient :

$$\frac{dI_c}{dt} = \frac{I_c (v_n + v_p) \left[\int_0^W \beta \exp \left(\int_0^x (\alpha - \beta) dx' \right) dx - 1 \right]}{\int_0^W \exp \left(\int_0^x (\alpha - \beta) dx' \right) dx} + \frac{\left[I_{sp} + I_{sn} \exp \left(\int_0^W (\alpha - \beta) dx \right) \right] (v_n + v_p)}{\int_0^W \exp \left(\int_0^x (\alpha - \beta) dx' \right) dx} \quad (II.5)$$

N.B. : La résolution détaillée de cette équation est donnée en annexe 2.

L'exploitation analytique de la formule (II.5) n'est pas simple, puisque les taux d'ionisation sont des fonctions sensiblement exponentielles du champ électrique, et dépendent par là-même de l'abscisse x . Par contre, l'exploitation numérique est tout à fait possible si l'on connaît la variation du champ électrique avec l'abscisse, ce que nous révélait l'étude du régime statique de la diode.

Pour poursuivre l'étude analytique, il est commode d'introduire ici l'approximation couramment admise, et dont le domaine de validité est important.

$$\beta(x) = k \alpha(x)$$

(II.5) s'écrit alors :

$$\frac{dI_c}{dt} = \frac{I_c (v_n + v_p) \left[\int_0^W k \alpha \exp \left(- \int_0^x (k-1)\alpha dx' \right) dx - 1 \right]}{\int_0^W \exp \left(- \int_0^x (k-1)\alpha dx' \right) dx} \quad (II.6)$$

$$\frac{\left[I_{sp} + I_{sn} \exp \left(- \int_0^W (k-1)\alpha dx \right) \right] (v_n + v_p)}{\int_0^W \exp \left(- \int_0^x (k-1)\alpha dx' \right) dx}$$

C'est cette expression que nous utiliserons dans l'étude expérimentale qui suit, pour interpréter les résultats de nos mesures et en déduire des grandeurs caractéristiques du semiconducteur utilisé.

Remarques : Equation de Read

Nous allons montrer que l'équation de Read est obtenue à partir de (II.6) en introduisant des approximations qui ne sont pas toujours justifiées, notamment pour le silicium.

On peut d'abord admettre qu'en régime d'avalanche, les électrons et les trous se déplacent à leur vitesse de saturation, et qu'elles sont égales.

$$v_n \neq v_p = v$$

On admet que dans le matériau semiconducteur les taux d'ionisation α et β sont égaux $k \neq 1$ (ceci n'est valable que pour l'AsGa et le Ge).

L'expression précédente prend la forme :

$$\frac{dI_c}{dt} = \frac{2v}{W} I_c \left(\int_0^W \alpha dx - 1 \right) + \frac{2v}{W} I_s \quad (\text{II.7})$$

La résolution de cette équation différentielle linéaire est immédiate, et le courant de conduction s'exprime par :

$$I_c = \exp \left(\int_0^t \frac{2v}{W} \left(\int_0^W \alpha dx - 1 \right) dt \right) \left(I_0 + \frac{2v I_s}{W} \int_0^t \exp \left(- \int_0^{t'} \frac{2v}{W} \left(\int_0^W \alpha dx - 1 \right) dt' \right) dt \right) \quad (\text{II.8})$$

I_0 étant le courant de conduction à l'instant $t = 0$.

Si l'on peut négliger dans ce même cas le courant de saturation devant le courant de conduction, l'expression (II.7) se simplifie,

$$\frac{d I_c}{dt} = \frac{2v}{W} I_c \left(\int_0^W \alpha dx - 1 \right) \quad (\text{II.9})$$

et
$$I_c = I_0 \exp \left(\int_0^t \frac{2v}{W} \left(\int_0^W \alpha dx - 1 \right) dt \right) \quad (\text{II.10})$$

Enfin, comme nous l'avions admis dans l'étude statique, la zone désertée de la diode peut être décomposée en une zone d'avalanche, et une ou deux zones de transit dans lesquelles aucune multiplication de porteurs n'a lieu.

Dans ce cas $\int_{\delta}^W \alpha dx = 0$; en appelant τ_{δ} le temps de transit des porteurs dans la zone d'avalanche, l'expression (II.6) prend la forme de l'équation de Read habituelle

$$\frac{dI_c}{dt} = \frac{2}{\tau_\delta} \left[I_c \left(\int_0^\delta \alpha dx - 1 \right) + I_s \right] \quad (II.11)$$

C'est à partir de cette formule très simplifiée que l'on effectue généralement les études concernant le courant de conduction dans la zone d'avalanche. Vue l'importance des approximations, elle ne rend compte des phénomènes que de façon approchée, et nous ne l'utiliserons que dans des cas où l'étude analytique à partir des formules générales deviendrait trop lourde et inexploitable.

II. VARIATION DU COURANT D'AVALANCHE SOUS L'INFLUENCE D'UNE PERTURBATION DE CHAMP ELECTRIQUE :

Nous nous proposons d'étudier le comportement de la diode en régime transitoire, c'est à dire soumise à une variation brutale de la tension à ses bornes. Cette étude peut nous permettre également de déterminer les variations du taux d'ionisation avec le champ électrique, au voisinage du champ d'avalanche.

II.1. Etude théorique

a) Expression de la variation du courant d'avalanche

Considérons une diode P^+NN^+ , conforme au modèle précité (fig. I.1) on admet que la zone désertée est constituée d'une zone d'avalanche d'épaisseur δ , adjacente à une zone de transit d'épaisseur $(W - \delta)$. Elle est polarisée à une tension inverse continue U_0 ; le champ électrique, supposé constant dans la zone d'avalanche, est égal à E_0 , et le courant de conduction a pour valeur initiale I_0 .

Appliquons à l'instant $t = 0$ une variation de tension $\Delta U_0(t)$; il en résulte une variation du champ $\Delta E_0(t)$. Dans la zone d'avalanche, le champ est constant en fonction de x , et égal à

$$E(t) = E_0 + \Delta E_0(t)$$

A l'aide de l'équation générale du courant de conduction donnée précédemment, nous pourrions connaître l'évolution du courant en fonction du temps.

$$\frac{dI_c}{dt} = \frac{2v I_c \left[\int_0^\delta k \alpha \exp \left(- \int_0^x (k-1)\alpha dx' \right) dx - 1 \right]}{\int_0^\delta \exp \left(- \int_0^x (k-1)\alpha dx' \right) dx} + \frac{2v \left[I_{sp} + I_{sn} \exp \left(- \int_0^\delta \alpha(k-1) dx \right) \right]}{\int_0^\delta \exp \left(- \int_0^x (k-1)\alpha dx' \right) dx} \quad (\text{II.12})$$

Si ΔE_0 est très petit devant E_0 , on peut développer $\alpha(E(t))$ sous la forme :

$$\alpha(E(t)) = \alpha(E_0 + \Delta E_0(t))$$

$$\neq \alpha(E_0) + \Delta\alpha(t)$$

Les calculs correspondants sont donnés en annexe 3, et aboutissent à

$$\frac{dI_c}{dt} = \frac{2v I_c (\alpha + \Delta\alpha) \left[\exp \left(\delta(1-k) \Delta\alpha \right) - 1 \right]}{\frac{1}{k} \exp \left(\delta(1-k) \Delta\alpha \right) - 1} + \frac{\left[I_{sp} + I_{sn} \exp \left(\delta(1-k) \Delta\alpha \right) (\alpha + \Delta\alpha) (1-k) \right] 2v}{\exp \left(\delta(1-k) \Delta\alpha \right) - k} \quad (\text{II.13})$$

Pour obtenir des expressions qui soient facilement utilisables dans les vérifications expérimentales, nous avons fait deux types d'approximation :

1) Nous avons admis que $\Delta\alpha$ était suffisamment petit devant α pour que :

$$\exp \left(\delta(1-k) \Delta\alpha \right) \neq 1 + \delta(1-k) \Delta\alpha$$

ceci sera justifié par ailleurs dans le cadre de l'étude expérimentale.

2) Nous négligeons les courants de saturation, en admettant qu'ils sont très petits devant les courants de conduction envisagés.

Nous obtenons alors une expression simplifiée, donnant l'évolution des courants de saturation

$$\frac{dI_c}{dt} = I_c (2v) \frac{k \text{ Log } k}{(k-1)} \Delta\alpha(t) \quad (\text{II.14})$$

$\Delta\alpha(t)$ est une fonction de la variation de tension aux bornes de la zone d'avalanche $\Delta U_\delta(t)$, puisque $\Delta U_\delta(t) = \Delta E_O(t)\delta$

On peut donc écrire :

$$\frac{dI_c}{I_c} = 2v \frac{k \text{ Log } k}{(k-1)} \Delta\alpha (\Delta U_\delta(t)) dt \quad (\text{II.15})$$

b) Exploitation de cette étude

Il apparaît, à partir de l'expression (II.15), que la dérivée du courant de conduction permet de déterminer la loi de variation de $\Delta\alpha$ avec la tension aux bornes de la zone d'avalanche, c'est-à-dire en fonction du champ électrique.

Dans cette direction, on peut envisager deux types d'étude différents :

1. Cas où la zone d'avalanche est soumise à un échelon de tension $\Delta U_\delta(t) = cte.$

L'accroissement $\Delta\alpha(t)$ est alors constant, et l'intégration de (II.15) est immédiate ; le courant évolue de façon exponentielle

$$I_c(t) = I_0 \exp \left(2v \frac{k \text{ Log } k}{(k-1)} \Delta\alpha \right) \quad (\text{II.16})$$

On peut définir une constante de temps :

$$\tau = \frac{1}{2v} \frac{(k-1)}{k \text{ Log } k} \frac{1}{\Delta\alpha} = \frac{A}{\Delta\alpha} \quad (\text{II.17})$$

telle que $I_c(t) = I_0 \exp (t/\tau)$

Cette grandeur est directement mesurable, et nous permet de déterminer $\Delta\alpha$ pour une valeur de ΔU_δ donnée. En repetant la mesure pour plusieurs valeurs de ΔU_δ , on peut tracer la courbe $\Delta\alpha = f(\Delta U_\delta)$ ou $\Delta\alpha = f(\Delta E_0)$.

Une telle étude peut paraître impossible, puisque le courant de conduction augmenterait indéfiniment en fonction du temps. On peut cependant envisager des dispositifs limiteurs de courant qui permettent l'observation de la croissance du courant dans des limites suffisantes pour apprécier la constante τ , et qui seraient tels que la tension reste constante aux bornes de la zone d'avalanche.

2. Cas où la zone d'avalanche est soumise à une tension variable $\Delta U_\delta(t)$:

En vérité, même si le générateur est une source de tension, il est très difficile de maintenir une tension constante aux bornes de la zone d'avalanche quand le courant varie ; en effet, à cause des résistances présentées par la zone de transit, le substrat et les connexions, $\Delta U_\delta(t)$ est une fonction continûment variable du temps. Et il n'est plus possible de définir une constante de temps τ pour le courant de conduction.

En fait, on pourra toujours mesurer le rapport $\frac{dI_c}{I_c dt} = 2v \frac{k \text{ Log } k}{(k-1)} \Delta\alpha$ et étudier ses variations en fonction de $\Delta U_\delta(t)$.

Cette méthode est beaucoup plus rapide que la précédente, puisque la détermination de l'accroissement $\Delta\alpha$ en fonction de $\Delta U_\delta(t)$ peut se faire à l'aide d'un seul tracé de $I_c(t)$. La méthode précédente nécessitait un tracé pour chaque valeur de ΔU_δ .

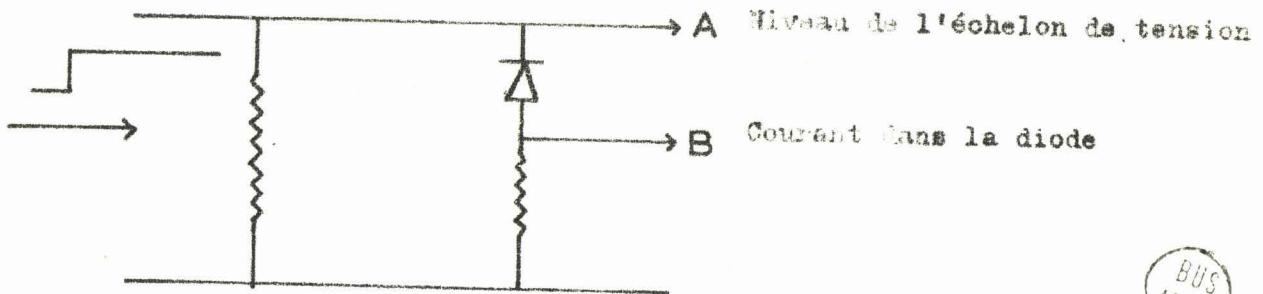
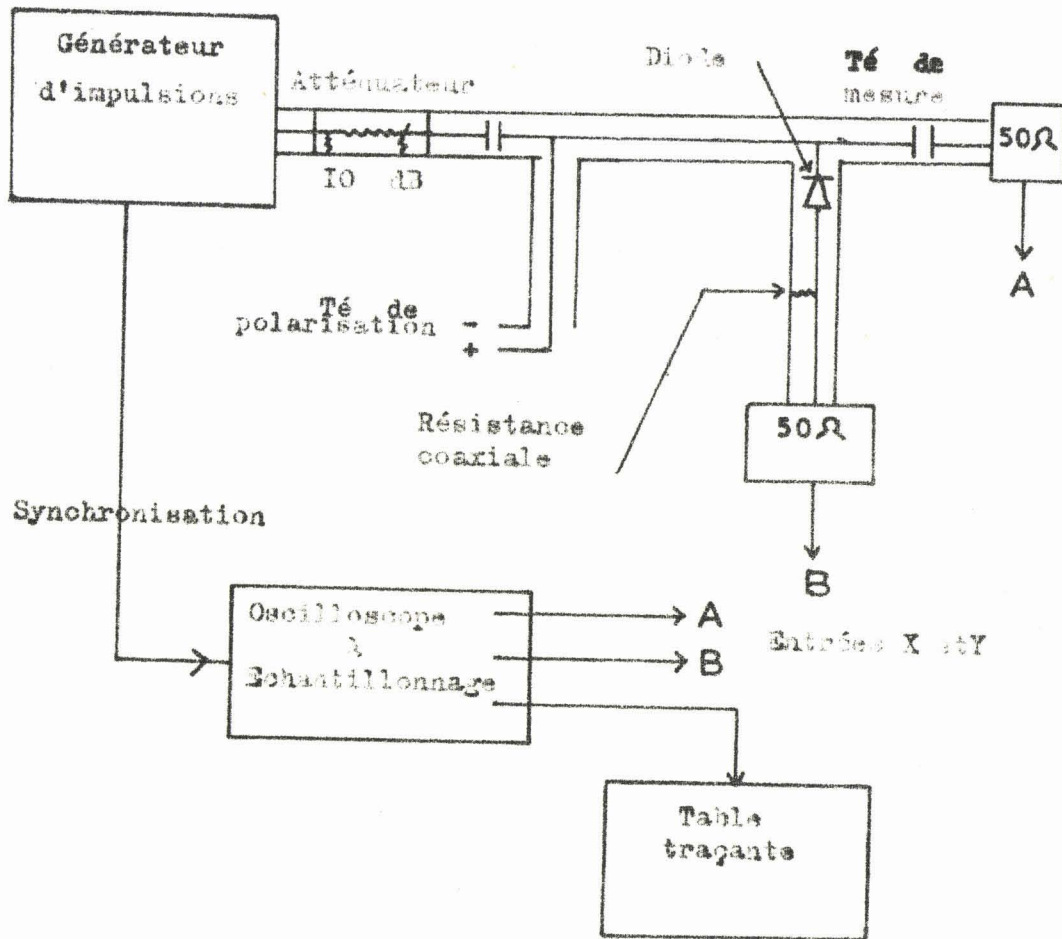
Remarque : La détermination de $\alpha(E)$ ne sera suffisamment précise que si l'on connaît A avec assez d'exactitude.

II.2. Etude expérimentale

a) Montage expérimental

Des études préliminaires ont montré que la durée du régime transitoire peut être très faible, de l'ordre de la nanoseconde. Nous devons donc

Banc de mesure



BUS
LILLE

FIG II-3 Etude du régime transitoire

appliquer à la diode des impulsions de tension dont le temps de montée soit le plus faible possible.

Ces impulsions, délivrées par un générateur, sont produites par la décharge d'une ligne coaxiale ouverte, alimentée par une tension continue, lorsqu'on coupe le circuit d'alimentation. Les temps de montée sont de l'ordre de 300 ps, et la durée des impulsions de 10 ns.

L'étude des signaux obtenus ne peut se faire que par une technique d'échantillonnage : nous utilisons un oscilloscope Tektronix dont les têtes d'échantillonnage ont des temps de montée inférieurs à 50 ps. La base de temps associée permet une lecture du signal à 20 ps par cm d'écran. Une sortie "recorder" permet d'enregistrer la forme des signaux sur table traçante.

Les impulsions de tension sont appliquées sur la première branche d'un Té coaxial et superposées à la tension continue de polarisation mettant la diode en régime d'avalanche. Nous plaçons la diode à étudier dans la seconde branche du Té ; elle en constitue le conducteur central ; elle est placée en série avec une résistance coaxiale reliée au conducteur extérieur. La mesure de la tension aux bornes de cette résistance permet de connaître le courant qui traverse la diode (première voie de l'oscilloscope). La troisième branche du Té est connectée à l'autre voie de l'oscilloscope, et permet de déterminer la tension aux bornes de la diode. La figure (II.3) représente le dispositif de mesure utilisé.

Un réglage préliminaire de l'égalité des longueurs électriques des deux voies est nécessaire ; il est réalisé à l'aide d'une diode factice en laiton.

b) Allure des courbes obtenues - conséquences :

Nous donnons fig. (II.2) un exemple de courbes obtenues dans une expérience type.

Les courbes 1a et 1b représentent la tension aux bornes de la diode et le courant, en l'absence de courant continu. Nous pouvons remarquer que la tension appliquée à la diode a la forme d'un échelon de temps de montée $\tau = 350\text{ps}$ et qu'un faible courant de déplacement parcourt la diode.

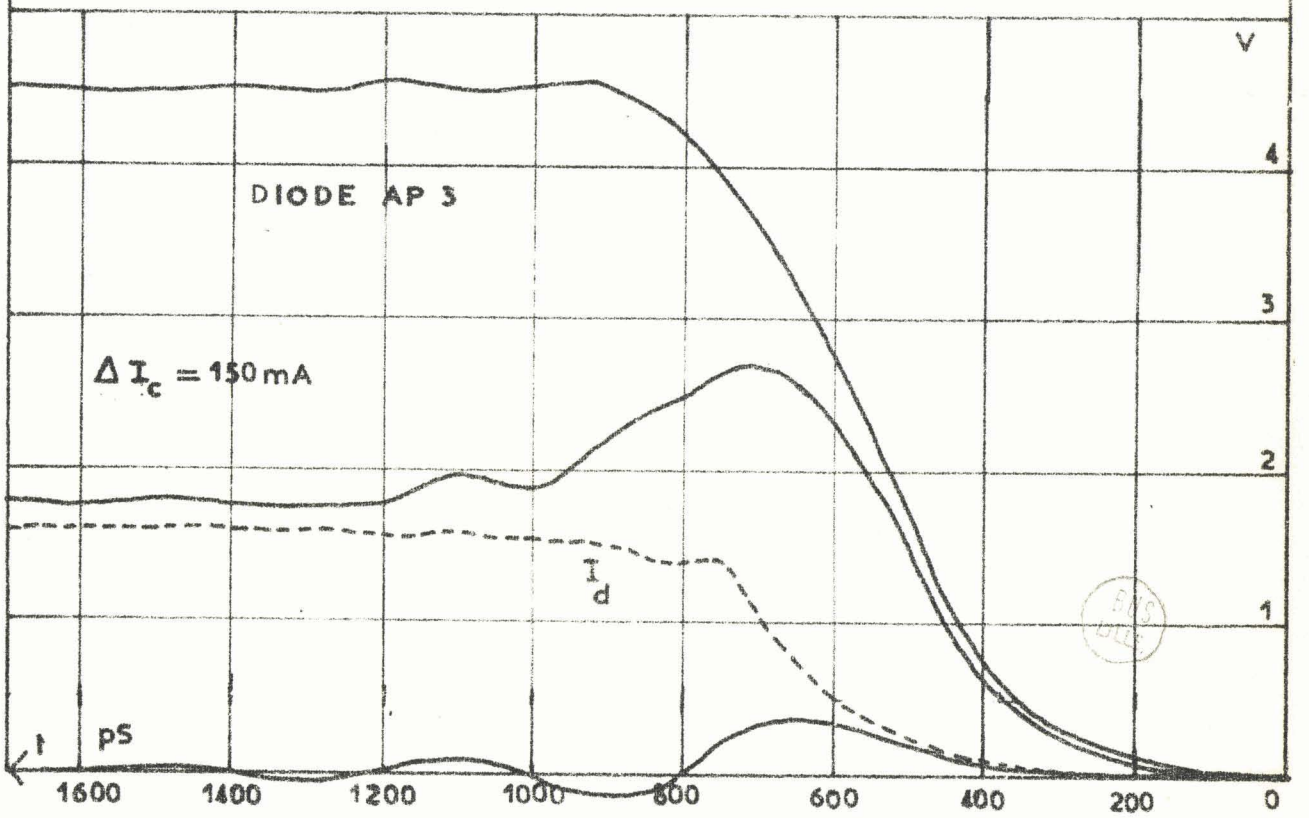
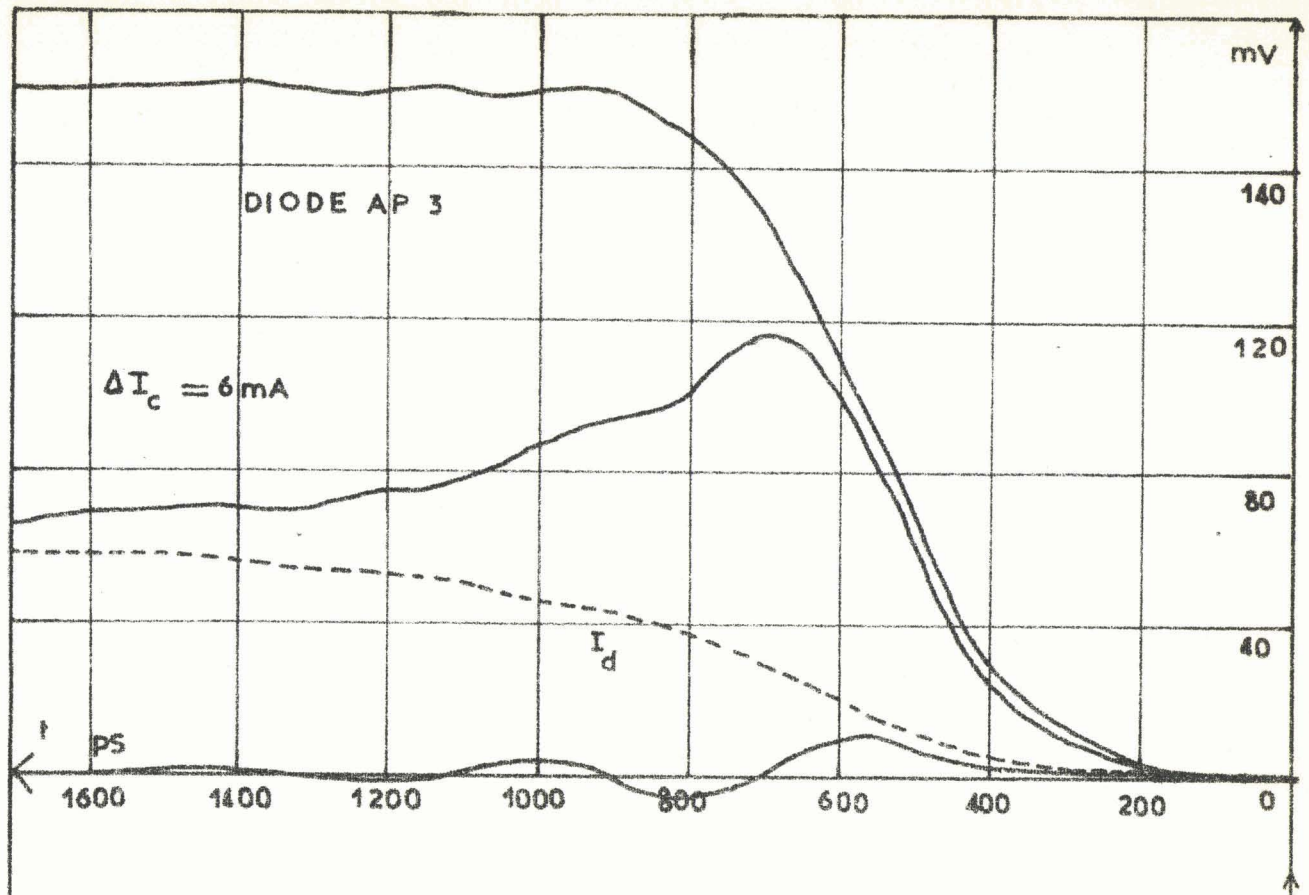


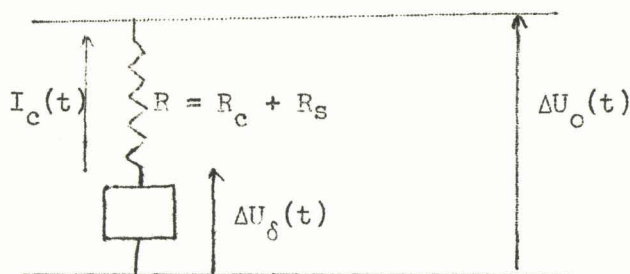
FIG II-5 Régime transitoire — Variation du temps de montée du courant d'avalanche.

Les courbes 2a et 2b représentent l'évolution de ces mêmes grandeurs en présence d'un courant d'avalanche initial $I_0 = 5 \text{ mA}$. L'allure de ces courbes appelle les remarques suivantes :

. La tension aux bornes de la diode n'est pas constante, mais passe par un maximum, décroît, et tend vers une limite. Ceci semble dû au fait que la résistance interne équivalente du générateur d'impulsions n'est pas nulle.

. Le courant de conduction ne croît pas indéfiniment, mais tend vers une limite ; ceci signifie que la variation de tension aux bornes de la zone d'avalanche devient nulle lorsque $t \rightarrow \infty$. La variation de tension aux bornes de la diode se retrouve donc intégralement aux bornes de la zone de transit et des éléments parasites de la diode.

Le schéma équivalent est le suivant :



BUS
LILLE

Figure II.4

Ceci nous permettra par ailleurs de déterminer à tout instant $\Delta U_\delta(t)$ en fonction de la tension aux bornes de la diode, et du courant qui la traverse.

$$\text{On aura donc : } R = R_c + R_s = \left(\frac{\Delta U_o(t)}{\Delta I_c(t)} \right)_{t \rightarrow \infty}$$

et $\Delta U_\delta(t) = \Delta U_o(t) - R \Delta I_c(t)$

$\Delta I_c(t)$ représentant la variation instantanée du courant de conduction.

Remarque : La mesure initiale, effectuée pour un courant de polarisation nul , nous permet de soustraire la contribution du courant de déplacement au courant total $I_d(t)$ observé.

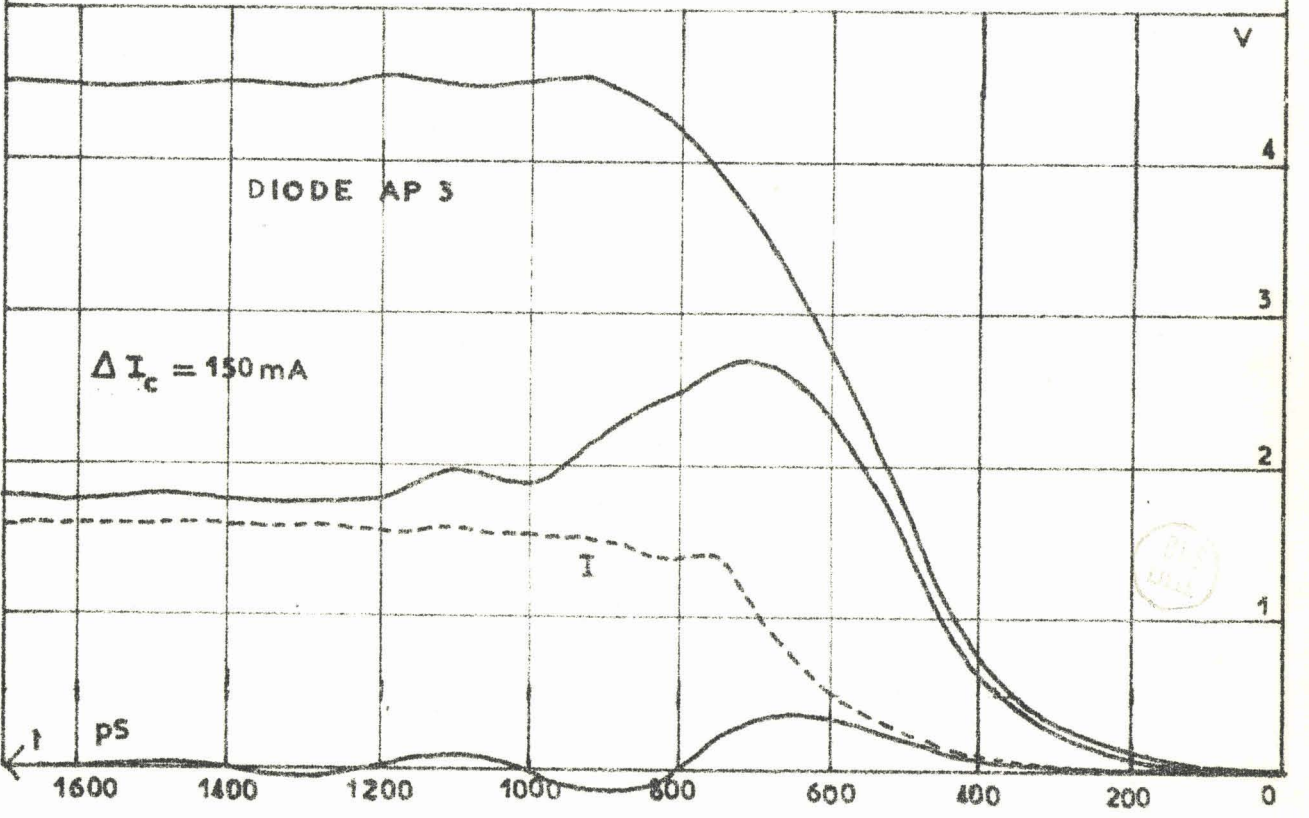
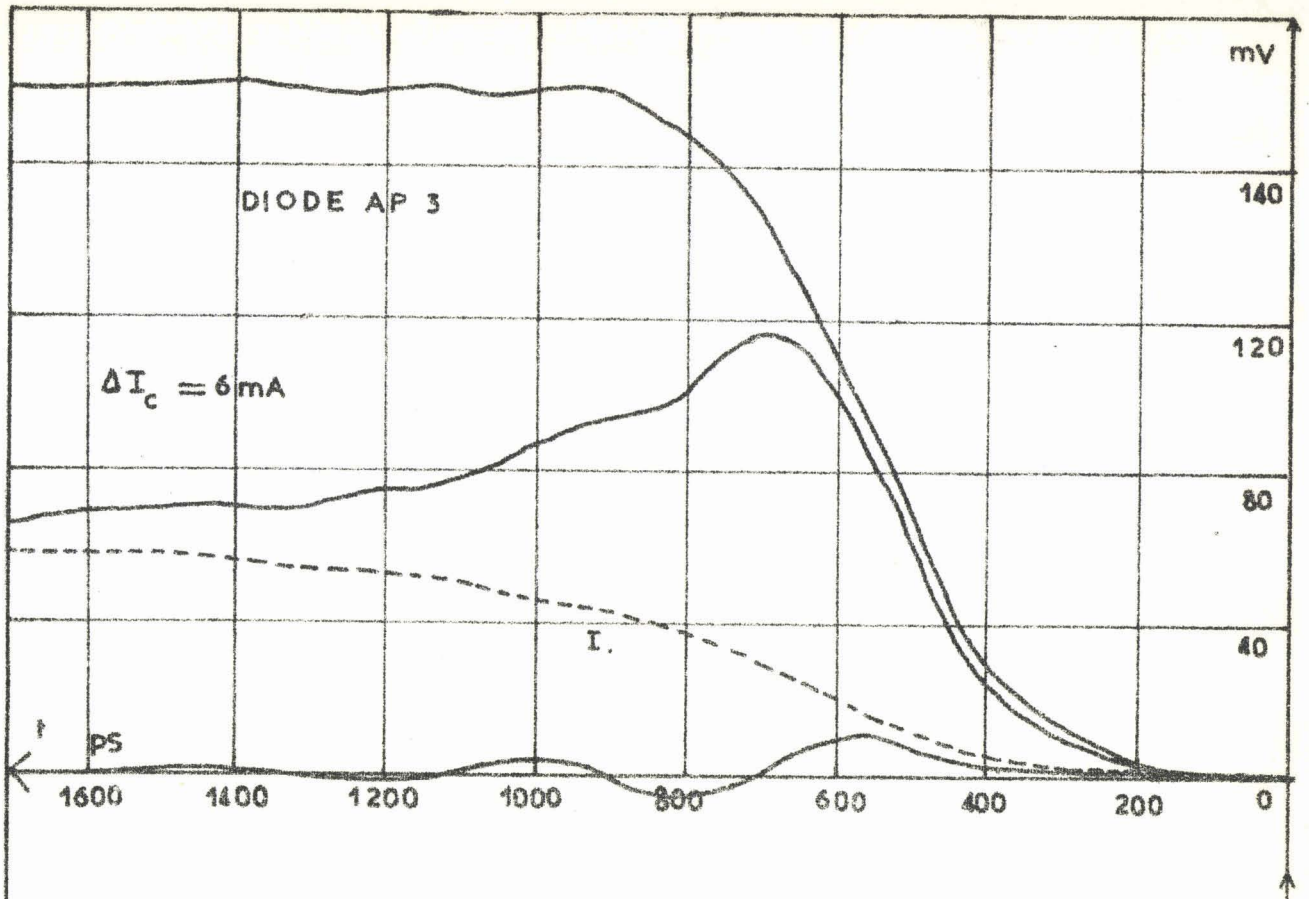


FIG II-5 Régime transitoire — Variation du temps de montée du courant d'avalanche.

c) Exploitation des résultats :

L'étude a été menée avec des diodes de la série AP, dont les paramètres statiques fondamentaux sont connus.

Il a été effectué un ensemble d'expériences dans des conditions très diverses (courants continus initiaux I_0 différents, et variations de tension aux bornes de la diode de 0,15 V à 4,5 V).

Nous présentons fig.(II.5) les courbes obtenues dans des conditions extrêmes ; nous constatons que la variation de I_c est d'autant plus rapide que $(\Delta U_0(t))_{t \rightarrow \infty}$ est grand ; ceci apparaît nettement au vu de l'expression (II.15).

Nous avons cherché ensuite à déterminer la relation entre $\Delta\alpha$ et ΔU_0 . Pour une valeur donnée de ΔU_0 , calculée par la méthode indiquée au paragraphe b), nous mesurons la pente de la courbe $I_c(t)$, soit $\frac{dI_c(t)}{dt}$. Il est possible d'en déduire

$$\Delta\alpha = \frac{1}{A} \times \frac{1}{I_c(t)} \times \frac{d I_c(t)}{dt}$$

avec $A = 2v \frac{k \text{ Log } k}{(k-1)}$

et de tracer la courbe $\Delta\alpha = f(\Delta U_0)$, ou, ce qui est équivalent $\Delta\alpha = f(\Delta E_0)$, puisque $\Delta E_0 = \frac{\Delta U_0}{\delta}$

Remarques : 1) La variation du courant mesuré $I(t)$ ne correspond pas exactement à celle du courant réel $I_c(t)$, puisque ce signal est intégré dans l'oscilloscope. Il faut donc effectuer une correction due au temps de montée τ_0 de l'oscilloscope (50 ps) pour connaître la valeur de $I_c(t)$.

Nous reproduisons en annexe 4 le calcul de cette correction :

$$\frac{d I_c}{dt} \neq \frac{dI}{dt} \left(1 + \tau_0 \frac{dI}{I dt} \right) \quad (\text{II.18})$$

Le terme d'erreur n'est pas négligeable, puisque la constante de temps équivalente du signal mesuré, $\frac{dI}{I dt} = \frac{1}{\tau_{cm}}$, atteint 200 ps pour $\Delta U_0 = 0,4$ V, et 100 ps

pour $\Delta U_\delta = 1,7$ V. Les corrections effectuées seront donc dans ces deux cas de 25 % et 50 %.

2) Le tracé de la courbe $\Delta\alpha = f(\Delta U_\delta)$ suppose connue la valeur du coefficient k , rapport entre les taux d'ionisation α et β .

Nous reproduisons fig. (II.6) la courbe expérimentale $k = f(E)$ déterminée récemment par R. VAN OVERSTRAETEN et H. DE MAN ⁽²⁵⁾ pour le silicium.

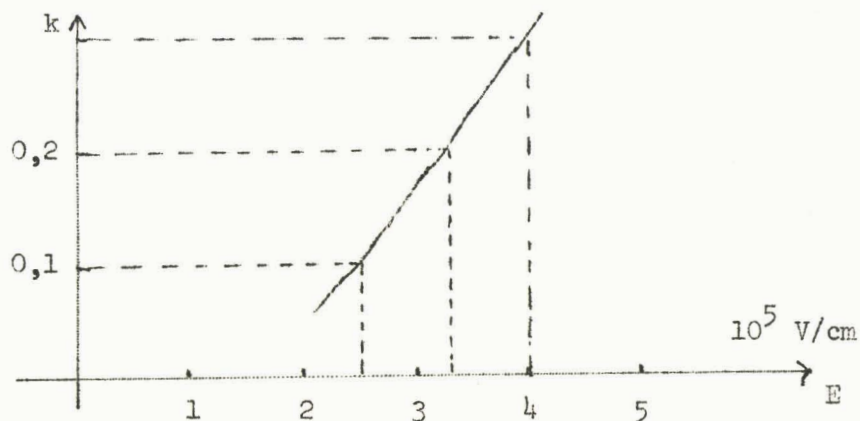


Fig. II.6

Il semble raisonnable de prendre la valeur moyenne $k = 0,2$ pour les champs d'avalanche d'une diode de type AP.

Courbe $\Delta\alpha = f(\Delta E_0)$

Les valeurs de $\Delta\alpha$ en fonction de ΔE_0 sont représentées sur la figure (II.7). Nous avons reporté sur le même graphique la courbe expérimentale donnée par LEE ⁽⁸⁾.

Remarquons la bonne concordance de nos résultats avec ceux de cet auteur ; ceci confirme la validité de l'étude théorique.

La différence qui apparaît pour les valeurs élevées de ΔE_0 s'explique facilement à partir de l'approximation faite dans l'étude théorique, et qui consistait à considérer $\Delta\alpha$ négligeable devant α_0 .

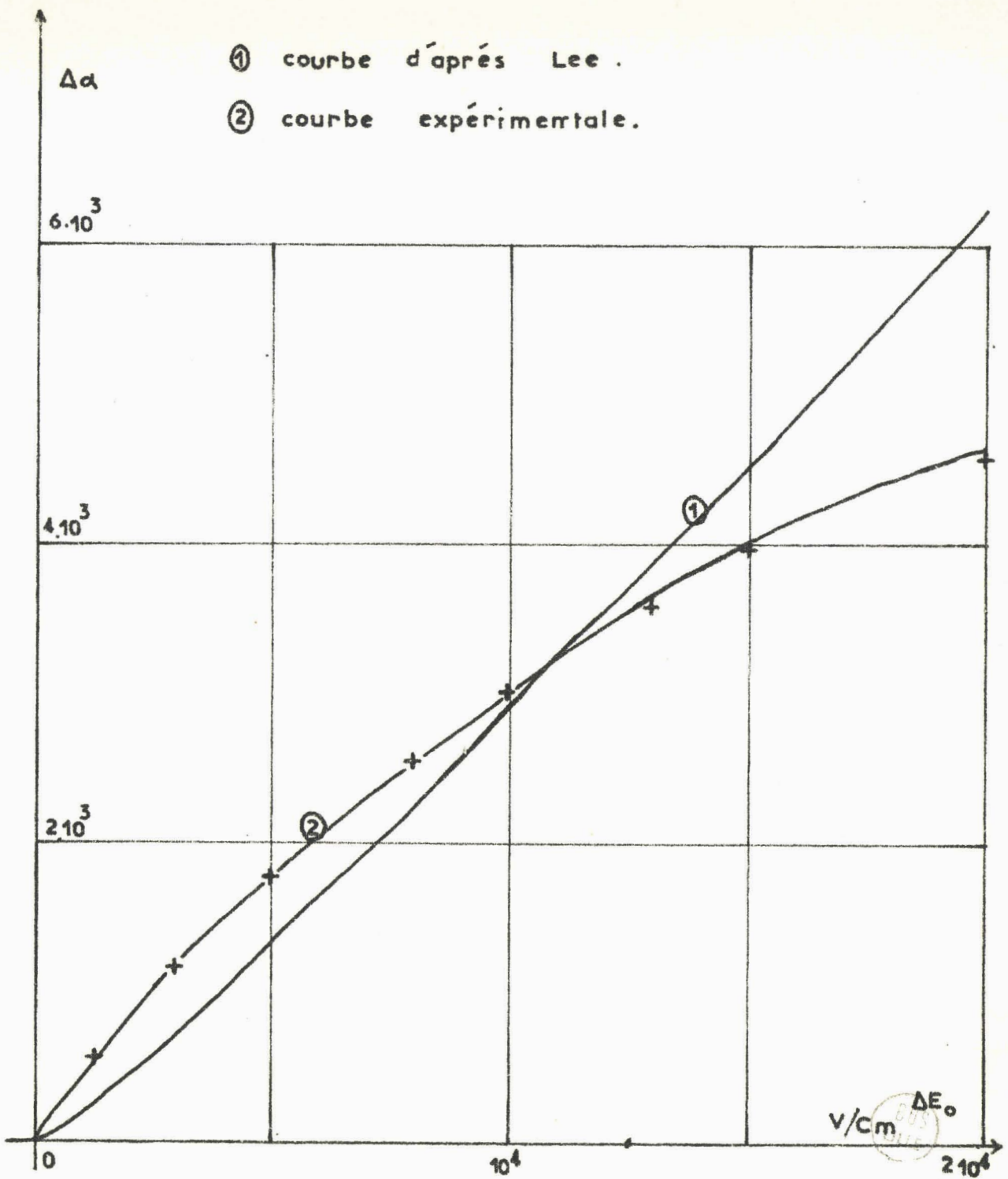


FIG II-7 Variation du taux d'ionisation avec le champ électrique.

III. COURANT D'AVALANCHE PRODUIT PAR UNE PERTURBATION SINUSOIDALE DE CHAMP ELECTRIQUE.

Nous nous intéressons maintenant au régime de fonctionnement permanent de la diode, c'est-à-dire lorsqu'on superpose à la tension de seuil une perturbation sinusoidale de tension. Nous sommes amenés, ici encore, à calculer la variation de courant dans la diode engendrée par cette perturbation.

III.1. Etude théorique du courant produit dans la diode

a) Introduction

La diode est initialement polarisée à une tension inverse U_0 , et parcourue par un courant d'avalanche I_0 . On superpose une perturbation de tension sinusoidale $\Delta U_0(t)$; soit $\Delta E(t)$ la variation de champ électrique correspondante dans la diode.

Pour connaître la variation de courant de conduction qui en résulte, nous pourrions utiliser l'équation de Read généralisée, dans laquelle

$$\alpha (E(t)) = \alpha (E_0 + \Delta E(t))$$

Mais, cette fois, il ne sera plus possible de limiter le développement de α au premier ordre; nous nous situerions alors dans le cadre de la théorie purement linéaire de la zone d'avalanche, qui a été envisagée par de nombreux auteurs, et qui ne rend pas compte des caractéristiques essentielles de l'émission de champ. Si nous désirons rendre compte réellement de ces phénomènes, il faut faire intervenir les termes du second ordre dans le développement de α .

Mais le traitement analytique devient très lourd, et dépasse le cadre de cette étude. Une étude numérique de ce problème est envisagée au laboratoire, et paraîtra prochainement ⁽²⁶⁾.

De ce fait, nous utiliserons uniquement l'équation de Read simplifiée.

b) Hypothèses de départ ; notation

Le modèle de diode utilisé est celui de l'étude précédente, c'est-à-dire comprenant une zone d'avalanche d'épaisseur δ , et une zone de transit

adjacente d'épaisseur ($W - \delta$).

L'équation de Read simplifiée est obtenue avec les hypothèses suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} \alpha(x) = \beta(x) \\ v_n = v_p = v \\ \text{le courant de saturation } I_s \text{ est négligeable.} \end{array} \right.$$

Le courant de conduction et la composante sinusoïdale du champ électrique sont indépendants de x dans la zone d'avalanche.

Le champ électrique variable est toujours inférieur, en valeur absolue, au champ statique.

$$|\Delta E| < E_0$$

Aux fréquences considérées, le temps de transit des porteurs dans la zone d'avalanche est très inférieur à la période du champ électrique

$$\omega \frac{\delta}{v} \ll 1$$

Dans ce cas, l'équation de Read simplifiée s'écrit :

$$\frac{dI_c}{dt} = \frac{2}{\tau_\delta} I_c \left(\int_0^\delta \alpha dx - 1 \right) \quad (\text{II.19})$$

ou
$$\frac{dI_c}{dt} = \frac{2}{\tau_\delta} I_c \left(\psi (E(t)) - 1 \right) \quad (\text{II.20})$$

avec
$$\psi (E(t)) = \int_0^\delta \alpha (E(t)) dx$$

c) Calcul du courant de conduction dans la zone d'avalanche (27)

Le courant de conduction est donné par la solution de l'équation de Read ; il s'écrit :

$$I_c(t) = I_{00} \exp \left(\frac{2}{\tau_\delta} \int_0^t \left[\psi (E(t)) - 1 \right] dt \right) \quad (\text{II.21})$$

avec $E(t) = E_0 + e_1$ et $e_1 = E_1 \sin \omega t$

Si E_1 n'est pas négligeable devant E_0 , la composante continue de I_c sera une fonction de E_1 . Réciproquement, si on impose à la diode un courant de polarisation constant (ce qui est généralement le cas), la composante continue du champ sera une fonction de E_1 . En effet, la condition d'avalanche doit être maintenue en moyenne pendant une période de signal haute fréquence

$$\frac{1}{T} \int_0^T \left(\int_0^\delta \alpha(E(t)) dx \right) dt = 1$$

Il apparaît donc une variation ΔE_0 du champ statique.

On peut calculer cette variation : elle est toujours négative, et s'exprime par

$$\Delta E_0 = - \frac{\lambda E_1^2}{4}, \text{ si l'on admet que } \alpha(E) = a e^{\lambda E(x)}$$

Ceci signifie que la tension continue aux bornes de la diode diminue quand on applique une perturbation sinusoidale.

Le champ électrique dans la zone d'avalanche s'exprime donc par :

$$E(t) = E_0 + \Delta E_0 + E_1 \sin \omega t$$

On développe ψ en série de Taylor, et on pose

$$Y = \frac{2 E_1}{\omega \tau_\delta} \psi'' (E_0 + \Delta E_0) \neq \frac{2 v \alpha' E_1}{\omega} \tag{II.22}$$

$$Z = \frac{\omega \tau_\delta}{16} Y^2$$

Le courant de conduction s'écrit :

$$I_c(t) = I_{00} e^Y e^{-Y \cos \omega t} e^{-Z \sin 2 \omega t} \tag{II.23}$$

On peut déterminer la constante I_{00} en écrivant que la valeur moyenne du courant de conduction est égale à I_0 , courant continu de polarisation.

$$I_c(t) = \frac{I_o}{B_o(Y)} \exp \left(- Y \cos \omega t - Z \sin 2 \omega t \right) \quad (\text{II.24})$$

L'évolution du courant en fonction du temps se présente sous la forme d'impulsions périodiques. Si on le compare à la forme du champ dans la zone d'avalanche, on voit immédiatement le caractère non linéaire de la dépendance entre ces deux grandeurs (fig. II.8). Le maximum du courant de conduction est obtenu environ un quart de période après le maximum du champ électrique.

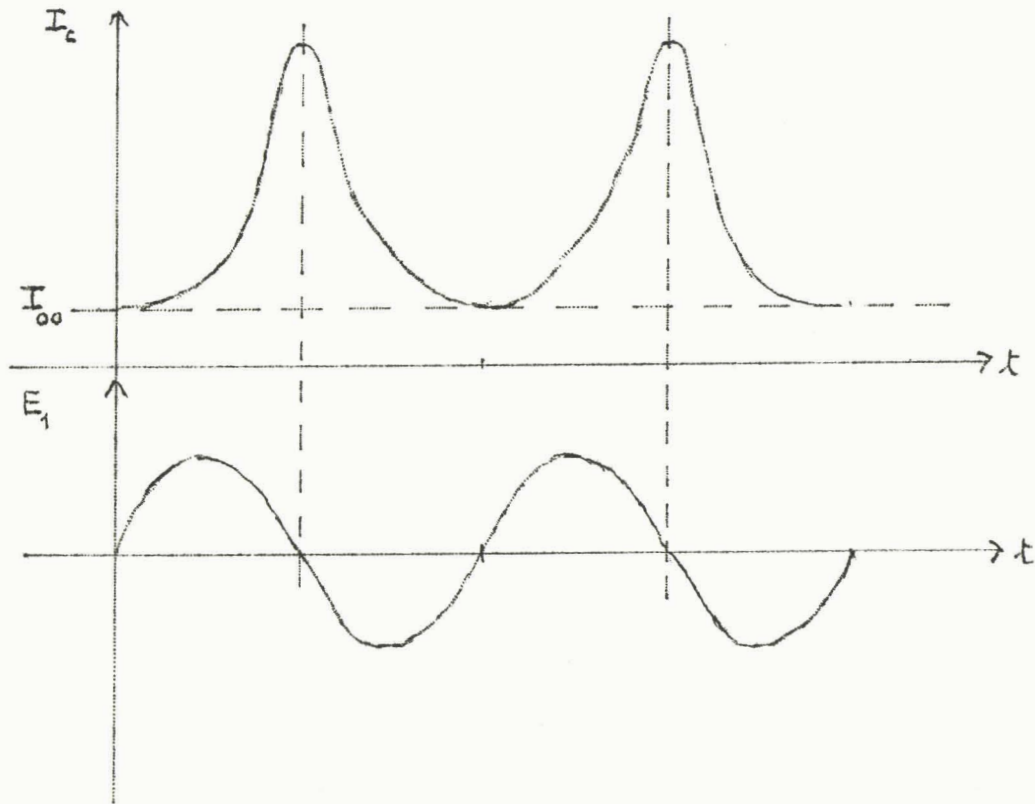


Figure II.8

d) Courant de déplacement :

Dans la zone d'avalanche, la variation sinusoidale de champ électrique est à l'origine d'un courant de déplacement :

$$I_d = \omega \epsilon S E_1 \cos (\omega t) \quad (\text{II.25})$$

Ce courant est en quadrature avance avec la composante variable du champ électrique fondamental, et s'ajoute au courant de conduction déterminé plus haut.

Le courant total sera donc :

$$I(t) = I_c(t) + I_d(t)$$

e) Influence de la zone de transit et des éléments parasites de la diode :

La zone de transit est en série avec la zone d'avalanche ; elle est donc traversée par le courant I_c , qui ne subit qu'un simple déphasage. La variation sinusoidale e_{t_1} du champ électrique y est à l'origine d'un courant de déplacement.

L'influence de cette zone ne pourra être négligé que si le temps de transit des porteurs est très faible devant la période du champ électrique, c'est-à-dire si la structure de la diode se rapproche de celle des types P^+IN^+ ou N^+IP^+ ou si la fréquence de la tension sinusoidale reste faible.

La jonction proprement dite n'est pas le seul élément constitutif de la diode : elle est reliée à un boîtier par des fils de connexion d'une part, et par un semiconducteur dégénéré d'autre part. En négligeant la zone de transit, on peut représenter la diode par le schéma équivalent de la figure (II.9).

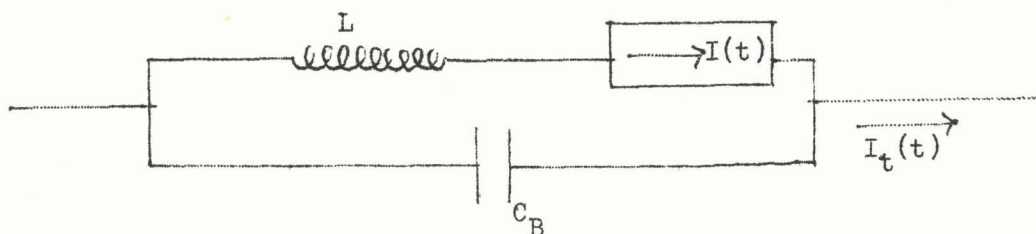


Figure II.9

L est la self-induction des fils de connexion

C_B est la capacité équivalente du boîtier

Pour les types de composants utilisés, la valeur moyenne de C_B est de 0,2 pF, la valeur moyenne de L est de 0,6 nH.

f) Conclusion

La formule (II.24) montre que le courant de conduction dû à une perturbation sinusoidale de champ électrique est fonction de trois paramètres : l'amplitude, la fréquence de ce champ et le courant continu de polarisation.

Il semble donc intéressant d'effectuer une étude numérique de ce courant, en faisant varier ces différents paramètres. Dans cette étude numérique, nous introduisons les caractéristiques de la diode AP ainsi que les valeurs des champs et des courants utilisés dans la partie expérimentale. Les courbes (II.10) (II.11) (II.12) résument les résultats obtenus.

Influence de l'amplitude de e_1 (courbes II.10)

La fréquence est de 1,4 GHz et le courant continu de 23 mA. Ce dernier est très nettement supérieur au courant d'avalanche correspondant à la fréquence choisie ; l'effet selfique de la zone d'avalanche est alors très net.

Pour $E_1 = 10^3$ V/cm, soit environ 0,1 V aux bornes de la diode, le courant de conduction est sinusoidal ; le fonctionnement est encore quasi linéaire. Il devient nettement non linéaire pour $E_1 = 5 \cdot 10^3$ V/cm, soit 0,5 V aux bornes de la diode.

En régime linéaire, le courant est maximum quand E_1 devient nul (retard de phase de $\frac{\pi}{2}$) ; en régime non linéaire, le déphasage ϕ entre le maximum du courant et le zéro du champ électrique croît avec le champ électrique, mais reste faible

$$\phi = 5,5^\circ \quad \text{pour } E_1 = 10^4 \text{ V/cm}$$

Influence du courant de polarisation I_0 (courbes II.11)

L'étude est effectuée pour une fréquence de 1,4 GHz et une amplitude $E_1 = 10^4$ V/cm

L'amplitude du courant de conduction est directement proportionnelle à I_0 , et le déphasage ϕ reste constant.

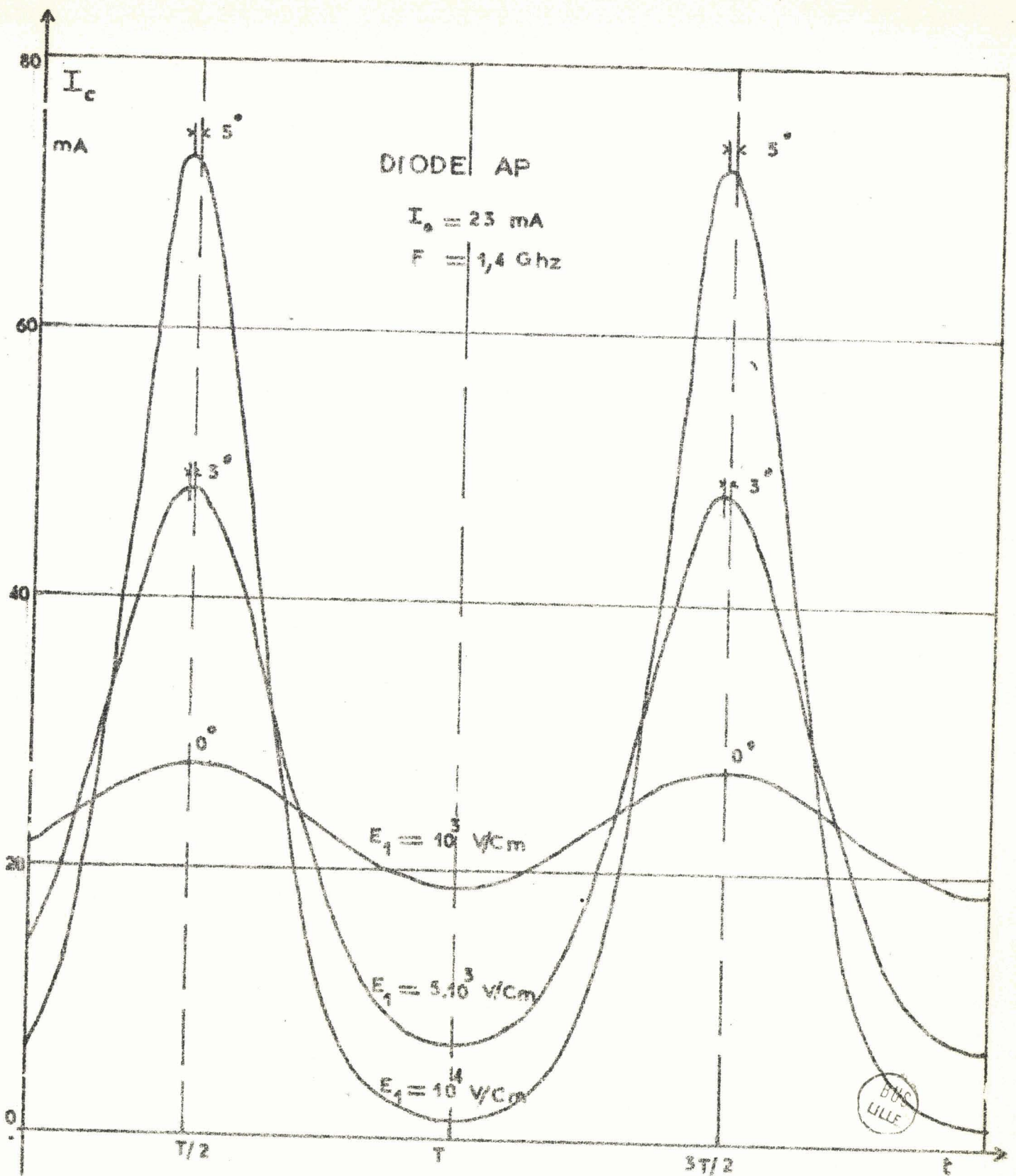


FIG II-17 Etude théorique de $I_C = f(t)$

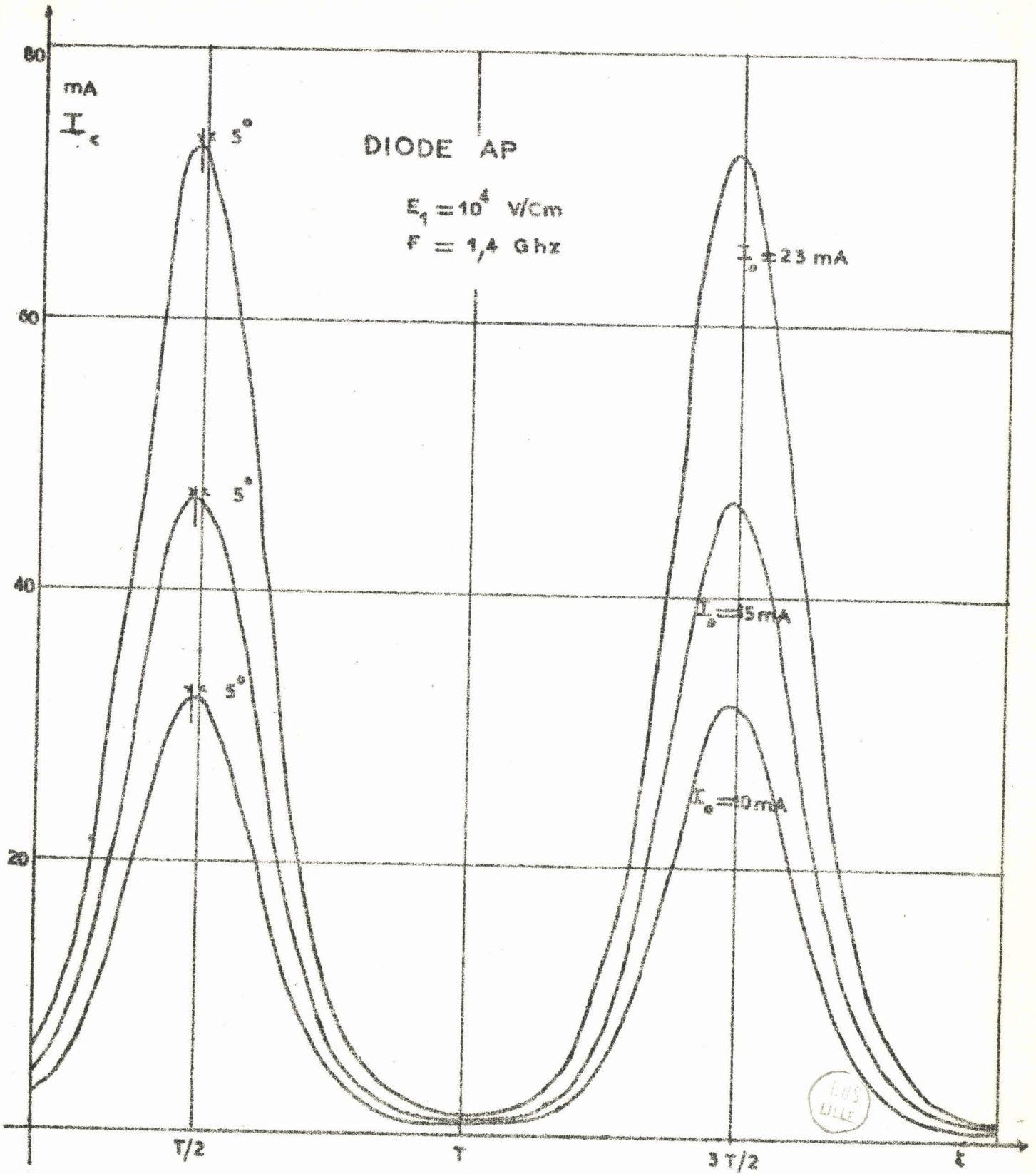


FIG II - 16 Etude théorique de $I_c = f(t)$

Influence de la fréquence (courbes II.12)

L'étude est effectuée pour un courant de polarisation $I_0 = 23$ mA et une amplitude $E_1 = 10^4$ V/cm.

On fait varier la fréquence entre 1 et 2 GHz. L'amplitude de I_c , et par là le caractère non linéaire du courant, est d'autant plus important que la fréquence est faible.

Le déphasage ϕ croît avec la fréquence.

Notons que cette étude théorique concerne uniquement l'évolution du courant de conduction produit dans la zone d'avalanche. Nous pouvons alors envisager une comparaison avec les résultats de l'étude expérimentale, à condition de pouvoir négliger l'influence de la zone de transit, et de tenir compte des éléments parasites.

III.2. Dispositif expérimental

a) Introduction

Le problème consiste donc à observer et à mesurer à la fois la perturbation de champ électrique à laquelle est soumise la diode et le courant total qui en résulte. Il semblerait évident à résoudre si l'on pouvait effectuer des mesures à des fréquences relativement faibles. En fait, il apparaît dans les formules précédentes qu'à tension égale aux bornes de la diode, son comportement est d'autant plus non linéaire que la fréquence est basse. Or, nous voulons étudier le comportement de la diode aussi bien en régime linéaire qu'en régime non linéaire. Pour des fréquences basses, ceci ne serait possible que pour des tensions très faibles, et très difficiles à mesurer ; de plus, nous nous écarterions notablement des conditions réelles d'oscillation de telles diodes.

Nous effectuerons donc cette étude dans la bande des 1 à 5 GHz, où les conditions précédentes semblent sensiblement réalisées, mais où la mesure du courant et de la tension sont relativement difficiles.

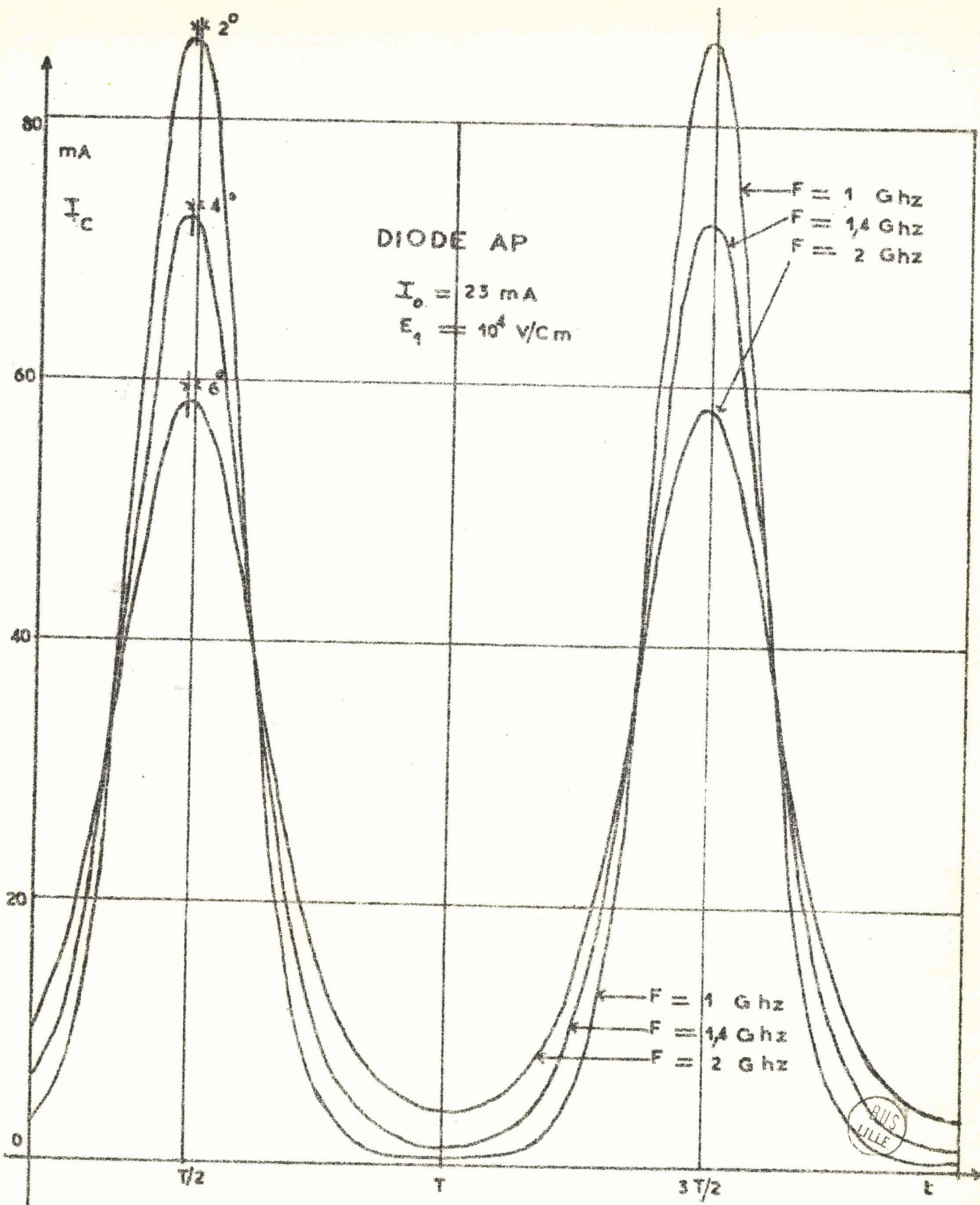


FIG II-18 Etude théorique de $I_C = f(t)$

Pour conserver dans les mesures la phase relative entre la variation sinusoidale de champ électrique et le courant total délivré par la diode, il convient de relever ces grandeurs dans le plan même de la diode.

b) Mesure des courants et tensions dans la diode

Des éléments capteurs délivrent des signaux liés à la tension et au courant dans le plan de la diode ; les signaux sont observés sur un oscilloscope à échantillonnage.

Ces capteurs sont soumis à certaines exigences :

- Ils doivent avoir une réponse constante sur une gamme de fréquences suffisamment large pour ne pas atténuer ou amplifier les composantes harmoniques des signaux obtenus.

- Leur sensibilité doit être suffisante pour effectuer des mesures à des niveaux de puissance injectée sur la diode relativement faibles: ils doivent permettre l'étude du régime linéaire.

Capteur de courant :

Pour mesurer le courant hyperfréquence parcourant la diode, plusieurs solutions sont possibles.

. On peut placer en série avec la diode une résistance coaxiale et mesurer la tension à ses bornes ; cependant, même si l'on réduit au maximum la longueur des liaisons, la rotation de phase reste trop importante à ces fréquences pour que la mesure soit valable.

. On peut placer la diode dans le conducteur central d'une ligne coaxiale, et obtenir un signal lié au courant qui la traverse à l'aide d'une boucle. Nous avons effectué plusieurs essais dans ce sens : les mesures ne sont valables que dans une faible gamme de fréquences, à cause des résonances parasites dues à ces boucles.

. La solution retenue, après de nombreux essais, est celle du détecteur de paroi : la diode est placée à l'extrémité d'une cellule coaxiale court-

circuitée, d'impédance caractéristique $Z_c = 50 \Omega$, dans le conducteur central. Le détecteur, conforme au schéma de la fig. (II.13), est situé dans la paroi du conducteur extérieur ; les courants HF parcourant les parois de la structure sont concentrés par cet élément, et captés par le conducteur central d'une ligne coaxiale perpendiculaire. Le signal obtenu est directement proportionnel au courant total parcourant la diode.

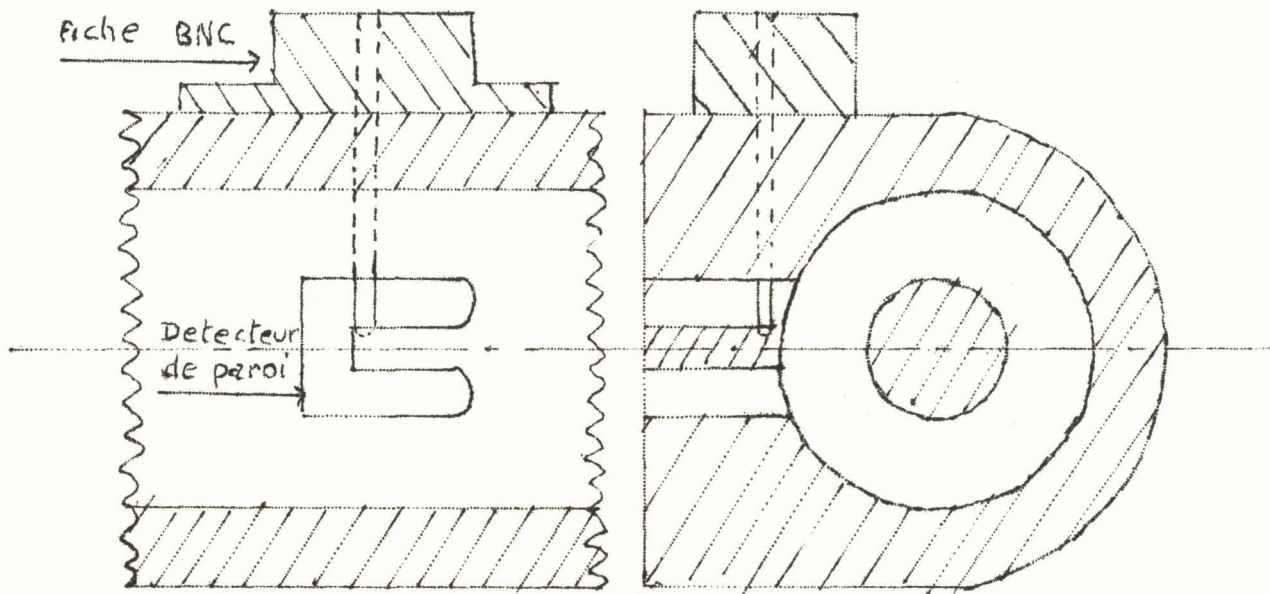


Figure II.13

Capteur de tension

La mesure de la tension à large bande de fréquence pose moins de problèmes. Elle s'effectue à l'aide d'une sonde filiforme traversant le conducteur extérieur et pénétrant légèrement dans l'espace interconducteur, dans le plan de la pastille semiconductrice. Elle délivre un signal lié au champ électrique existant dans la structure, donc proportionnel à la tension aux bornes de la diode.

Etude des caractéristiques du dispositif de mesure :

1°) Réponse en fréquence :

A une fréquence donnée, un signal produit par un générateur UHF est envoyé sur la cellule ; son niveau est mesuré à

l'aide d'un Wattmètre. Le signal correspondant délivré par un des capteurs est appliqué à un oscilloscope à échantillonnage. Pour que la mesure soit correcte, il est nécessaire que l'onde soit progressive dans le coaxial : à cette fin, la diode a été remplacée par un élément factice de mêmes dimensions, contenant une résistance miniature de 50Ω . La figure (II.14) représente la variation du TOS de cette charge, et montre, dans la bande de fréquence utilisée, la validité de notre méthode de mesure.

La figure (II.15) représente l'évolution du signal obtenu à la sortie des détecteurs en fonction de la fréquence pour une puissance constante de l'ordre de 40 mW . On voit qu'entre 1 et 5 GHz la sonde délivre un signal quasiment constant à mieux que 10 % ; pour le détecteur de paroi, la variation est un peu plus importante, mais les résultats restent acceptables entre 1 et 4,5 GHz, compte-tenu de la difficulté de la mesure.

2°) Etalonnage des capteurs :

L'étalonnage est réalisé à fréquence fixe, en faisant varier la puissance délivrée par le générateur.

La fig. (II.16) représente la variation de tension délivrée par les 2 capteurs en fonction de la tension aux bornes de la résistance de 50Ω ou du courant qui la traverse ; la linéarité des courbes obtenues montre la validité de la méthode de mesure.

3°) Etude des phases respectives des signaux délivrés :

Il est important de vérifier si les capteurs délivrent des signaux qui conservent les phases respectives du courant et de la tension dans la diode ; on relie pour cela les deux capteurs à la même entrée de l'oscilloscope, au moyen du même câble de liaison.

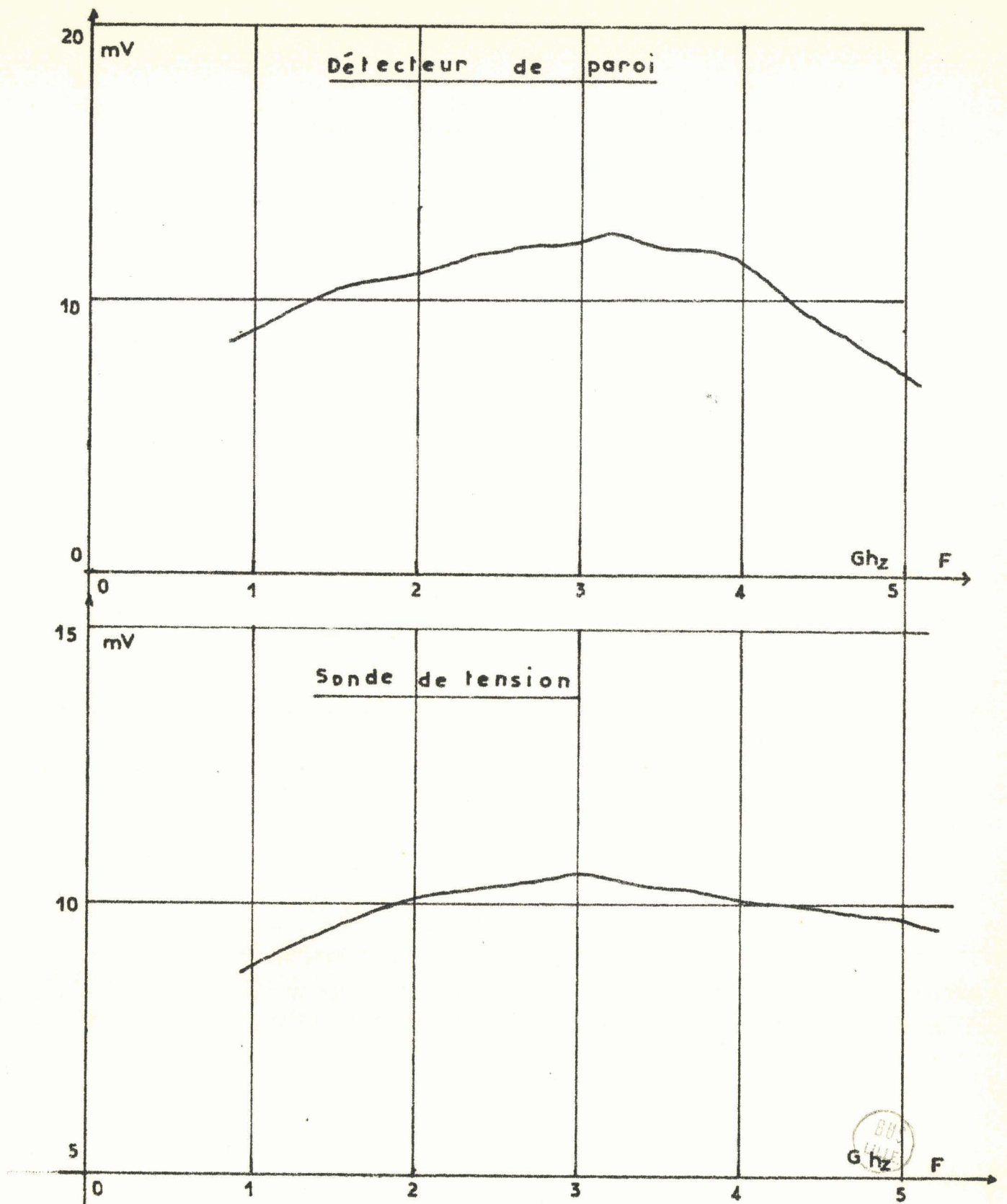


FIG II-15 Etalonnage en fréquence.

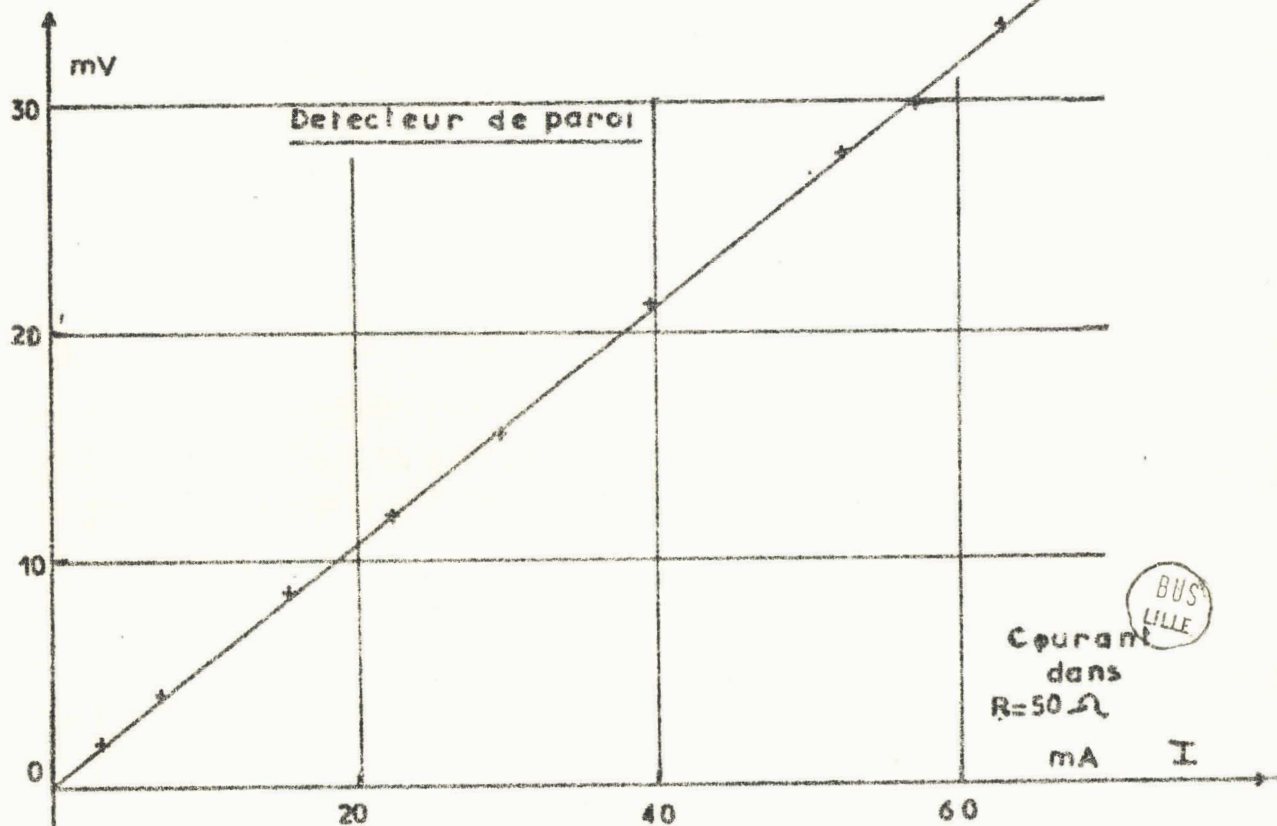
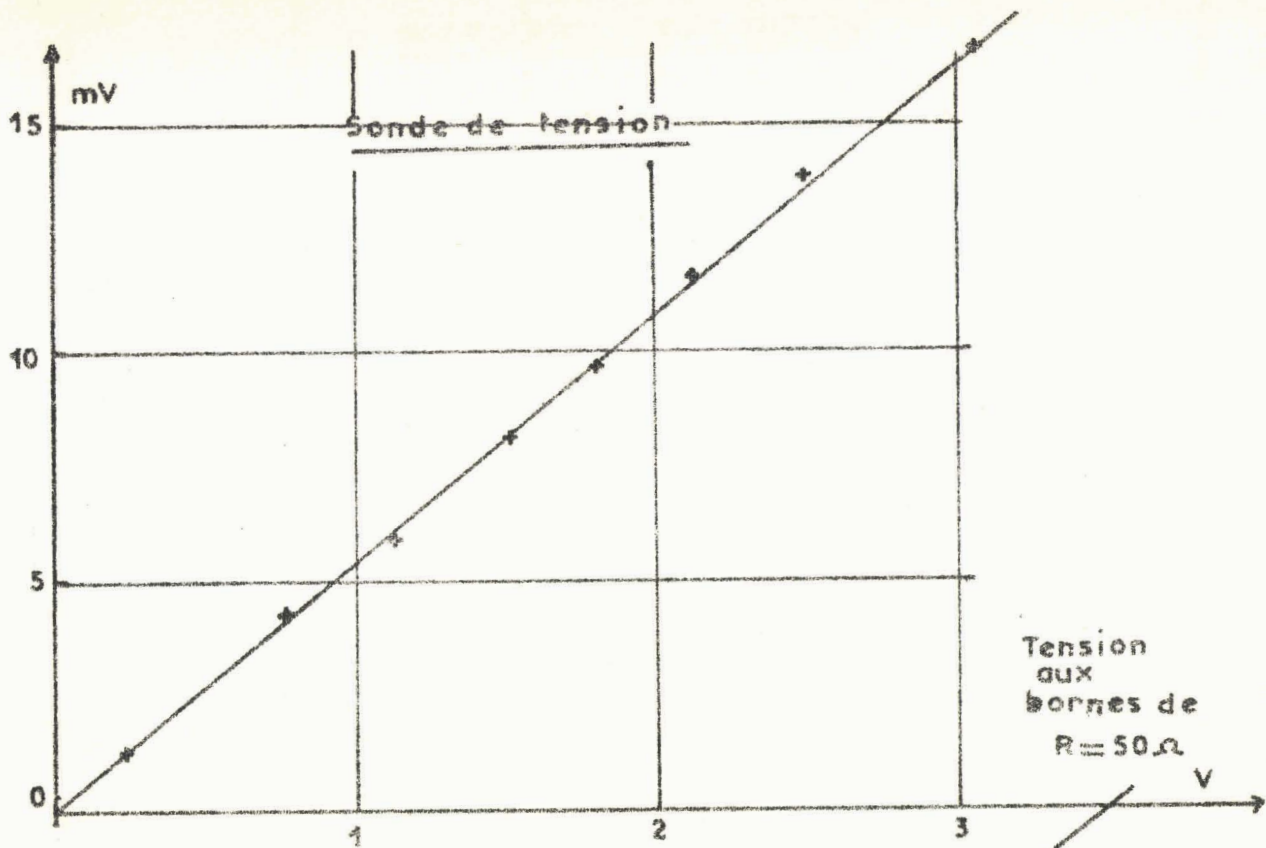


FIG II-- 16 Etalonnage en niveau.

Pour des fréquences comprises entre 1 et 5 GHz, on vérifie que le déphasage entre courant et tension est nul, si on remplace la diode par une charge adaptée, et qu'il est de $\frac{\pi}{2}$ pour une diode polarisée en inverse à une tension inférieure à la tension d'avalanche (la diode se comporte alors comme une capacité pure).

4°) Problème de la liaison avec l'oscilloscope :

Ces capteurs ne se présentent pas comme des charges adaptées et de plus l'impédance d'entrée de l'oscilloscope n'est pas rigoureusement égale à 50 Ω

Pour obtenir un fonctionnement satisfaisant du dispositif en fonction de la fréquence, nous avons placé des atténuateurs de 10 dB entre les capteurs et l'oscilloscope.

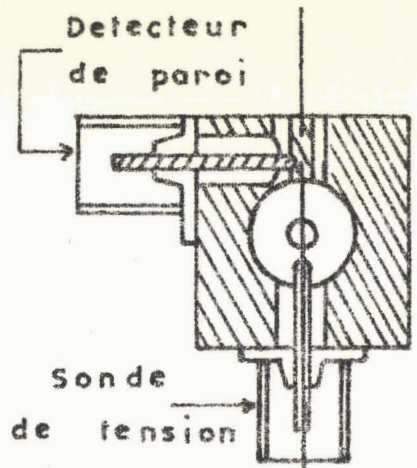
c) Dispositifs d'excitation de la diode :

Il s'agit d'appliquer à la diode une tension, donc un champ électrique rigoureusement sinusoïdal. Le problème est complexe, car la diode se présente comme un élément non linéaire ; il faut donc que, vu de la diode, le générateur se présente comme une source de tension, donc de faible impédance interne. Ceci est facilement réalisable à une fréquence donnée, en utilisant par exemple des slugs de longueur égale à $\lambda/4$, mais le courant traversant la diode étant composé de nombreux harmoniques, il faut que cette condition reste vraie à toutes les fréquences harmoniques du signal. Il faut donc avoir un transformateur d'impédance valable à large bande. Dans ce but, nous avons réalisé dans la cellule une transition progressive qui fait passer l'impédance caractéristique de 50 Ω à une valeur faible. Le schéma est donné figure (II.17).

La transition brutale dans le plan (aa') ramène en parallèle sur la diode une capacité parasite non négligeable dont il faudra tenir compte dans les mesures.

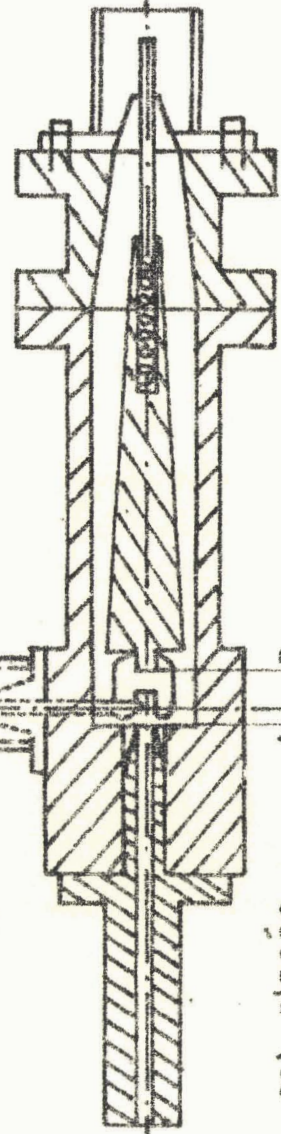
La cellule complète est représentée (fig. II.18).

FIG II-18



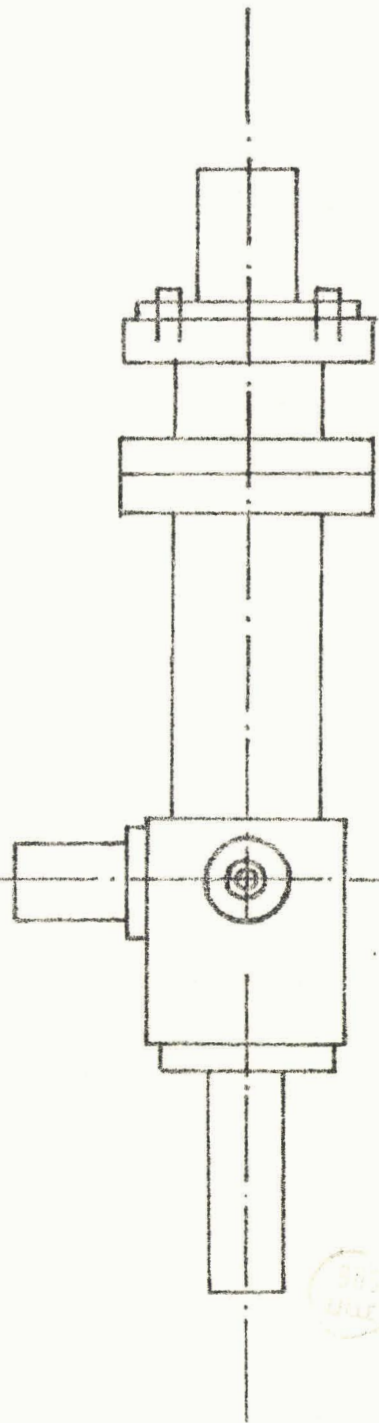
COUPE XY

Cellule de mesure



COUPE LONGITUDINALE

La diode est placée entre A et B



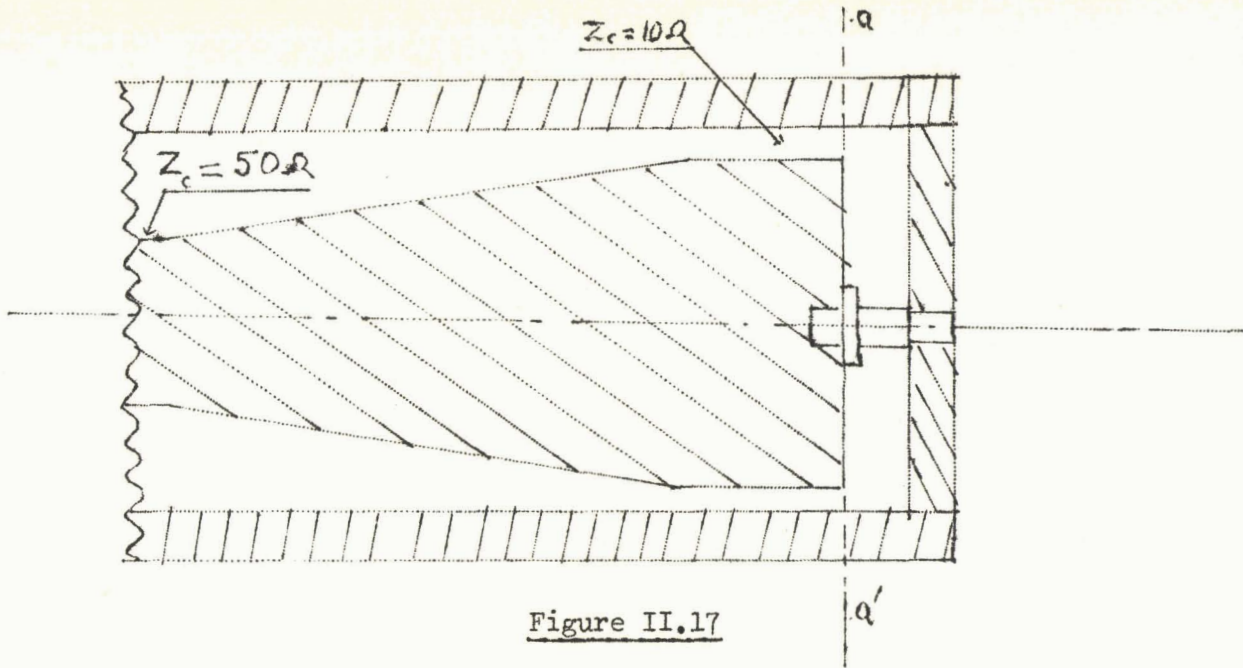


Figure II.17

d) Dispositifs annexes

Le schéma synoptique du circuit de mesure est représenté (fig. II.19).

Pour appliquer à la diode un courant continu, nous utilisons un Té coaxial de polarisation General Radio.

Pour observer les déphasages successifs des signaux au cours des mesures, il est nécessaire de synchroniser l'oscilloscope directement par le signal de sortie du générateur.

L'oscilloscope possédant deux sorties "enregistreur", toutes les courbes sont relevées sur table traçante ; cette dernière évite les imprécisions de visualisation à faible niveau, inhérentes à la technique d'échantillonnage.

e) Conditions expérimentales

Diodes utilisées : Nous menons l'étude avec des diodes au silicium de type P^+NN^+ de la série AP. Nous renvoyons à la première partie pour les résultats de leur étude statique ; nous rappelons cependant quelques caractéristiques essentielles :

$$\left. \begin{array}{l} W = 1,6 \mu \\ = 1,1 \mu \end{array} \right\} \implies R_c = 1,7 \Omega$$

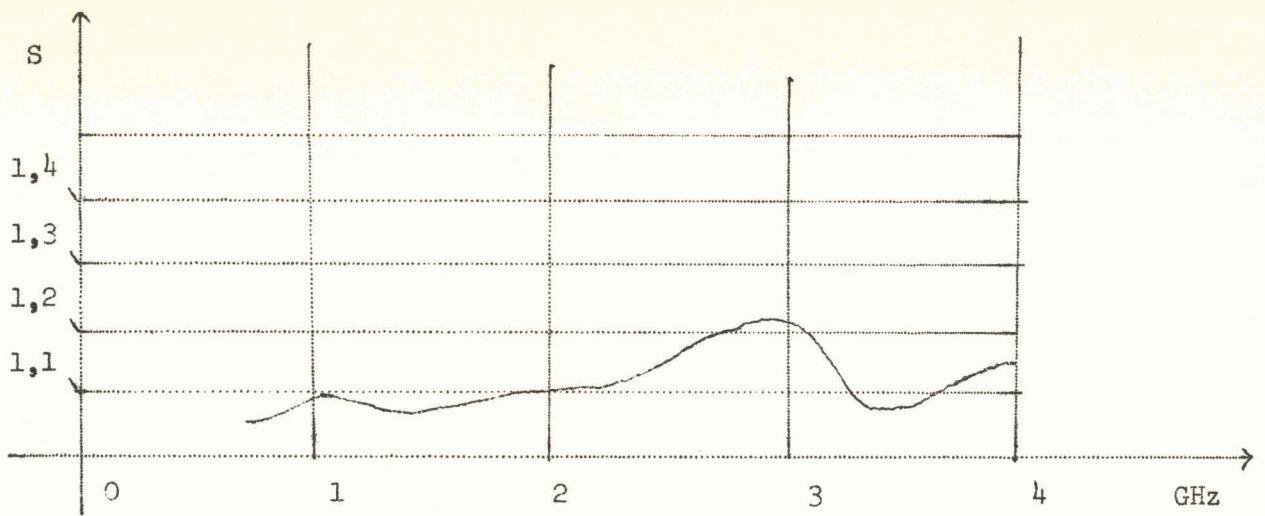


Fig. II.14 : TOS de la charge de mesure.

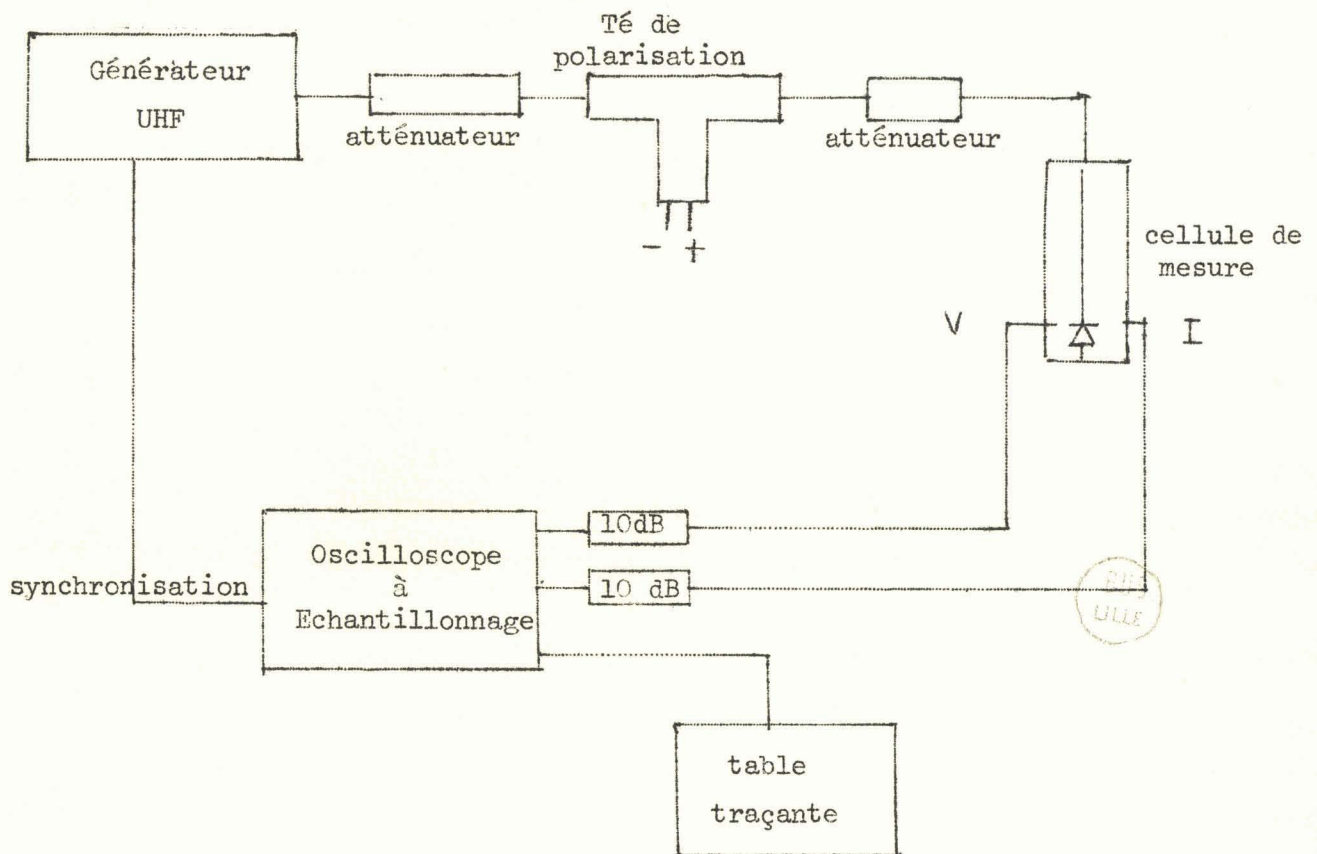


Fig. II.19 : Dispositif de mesure de $I_c(t)$

$$E_M = 3,6 \cdot 10^5 \text{ V/cm}$$

$$C_{\text{aval}} = 0,5 \text{ pF}$$

$$C_B = 0,2 \text{ pF}$$

En première approximation, il sera donc possible de négliger pour ces diodes l'influence de la zone de transit.

Cellule :

Le conducteur central de la cellule de mesure présente une capacité équivalente qui se met en parallèle sur la diode. La mesure de cette capacité équivalente a été faite avec l'analyseur de réseaux Hewlett Packard : $C_P = 0,6 \text{ pF}$.

Paramètres :

Ces dispositifs ne permettent pas de faire des mesures correctes au-delà de 5 GHz. Or, on admet que la forme des courants est bien reproduite si les composantes harmoniques d'ordre 3 ou 4 sont correctement mesurées. Ceci impose que la fréquence du signal d'excitation soit de l'ordre de 1,5 GHz.

Ceci permettra par ailleurs d'observer des régimes non linéaires, bien que le champ électrique sinusoïdal reste faible devant E_0 . En effet, le générateur utilisé permet d'appliquer sur la diode un champ électrique maximum $E_1 = 1,5 \cdot 10^4 \text{ V/cm}$, alors que $E_0 = 3,6 \cdot 10^5 \text{ V/cm}$.

Nous pouvons appliquer aux diodes AP un courant continu d'avalanche maximum de 25 mA.

III.3. Résultats expérimentaux - comparaison avec la théorie :

L'étude expérimentale du courant de conduction sera considérée à la fois sous un aspect qualitatif et un aspect quantitatif. On vérifiera d'une part si la forme réelle du courant correspond aux formes théoriques ; on étudiera d'autre part deux grandeurs importantes qui caractérisent ce courant : son amplitude, et

la phase de son maximum par rapport au champ électrique. Les résultats expérimentaux obtenus seront systématiquement comparés à ceux qui découlent de l'étude théorique précédente.

a) Etude qualitative ; forme des courbes :

Courant total :

Expérimentalement, on observe l'évolution temporelle du courant total, c'est à dire la superposition des courants de conduction et de déplacement. On peut faire apparaître successivement ces deux courants de la façon suivante : pour une fréquence et une amplitude de champ électrique données, on relève la forme du courant au seuil de l'avalanche ; on constate que ce dernier de type capacitif, est bien en avance de $T/4$ sur le champ électrique ; on polarise ensuite la diode à un courant I_0 donné, et on relève la forme du courant total observé. Il est possible de faire une comparaison avec les résultats de l'étude théorique, en ajoutant au courant de conduction calculé précédemment la grandeur $C \frac{dU}{dt}$, où $C = C_p + C_B + C_{aval}$. La figure (II.20) représente les allures du courant total déduit de l'étude théorique, et observé expérimentalement : la concordance de forme est indéniable.

Courant de conduction :

Il semble plus intéressant d'obtenir, à partir des courbes expérimentales relatives au courant total, l'évolution de $I_c(t)$ en soustrayant point par point la contribution de $I_d(t)$; on peut le faire de deux façons : soit en soustrayant directement $I_d(t)$, soit en prenant la dérivée de la tension aux bornes de la diode.

La figure (II.21) donne un exemple d'évolution de $I_c(t)$, calculé par la méthode précédente, pour différentes valeurs de I_0 ; sur cette figure, on représente également les courbes théoriques. Les formes restent voisines, bien que des différences notables apparaissent quant au déphasage ϕ . Pour préciser ces aspects, nous avons entrepris une étude quantitative systématique en fonction des trois paramètres fondamentaux : l'amplitude E_1 du champ électrique, sa fréquence f , et le courant I_0 .

DIODE AP

$F = 1,4 \text{ GHz}$

$I_0 = 10 \text{ mA}$

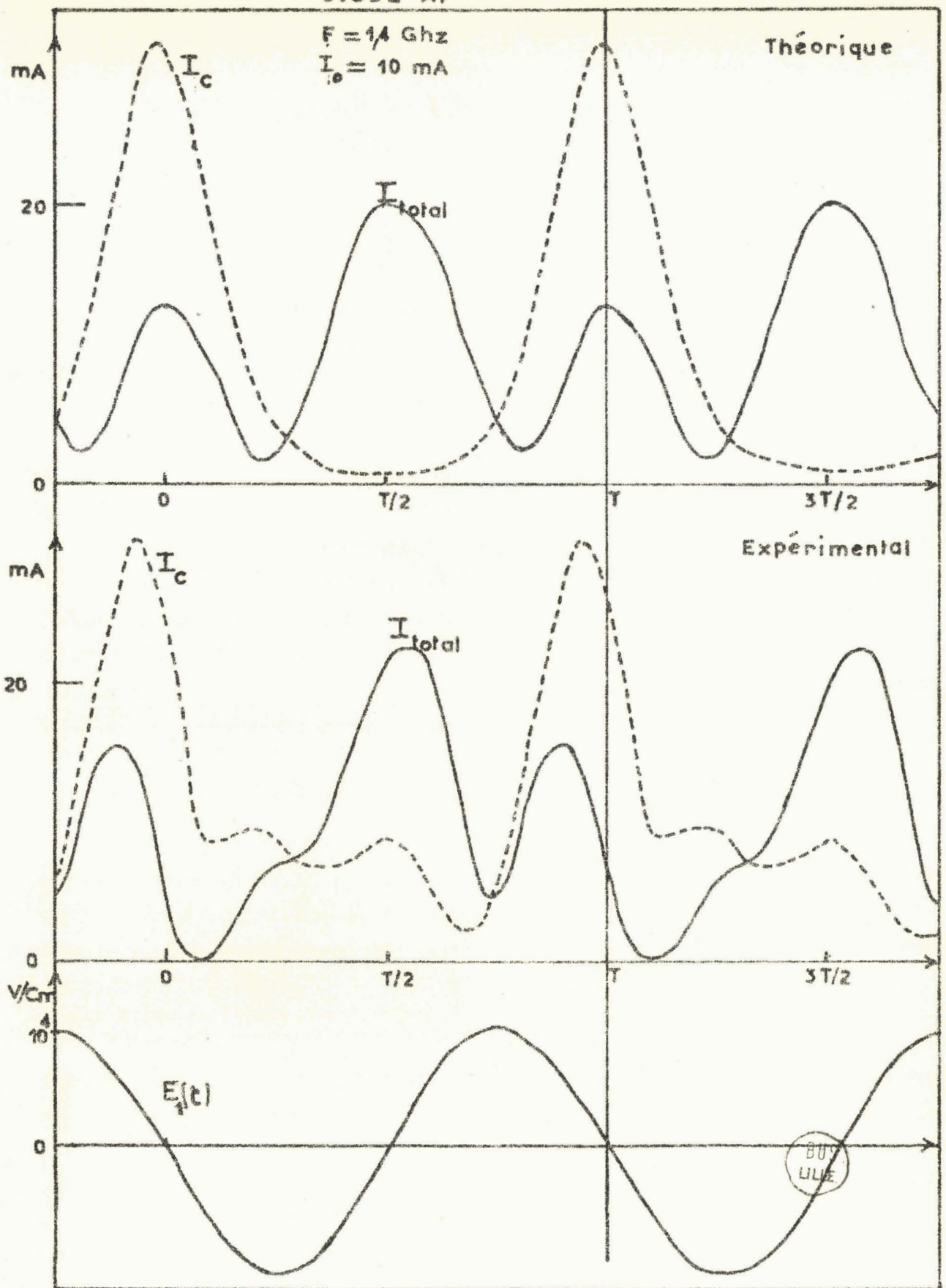


FIG II-20 Comparaison entre les courants théoriques et expérimentaux.

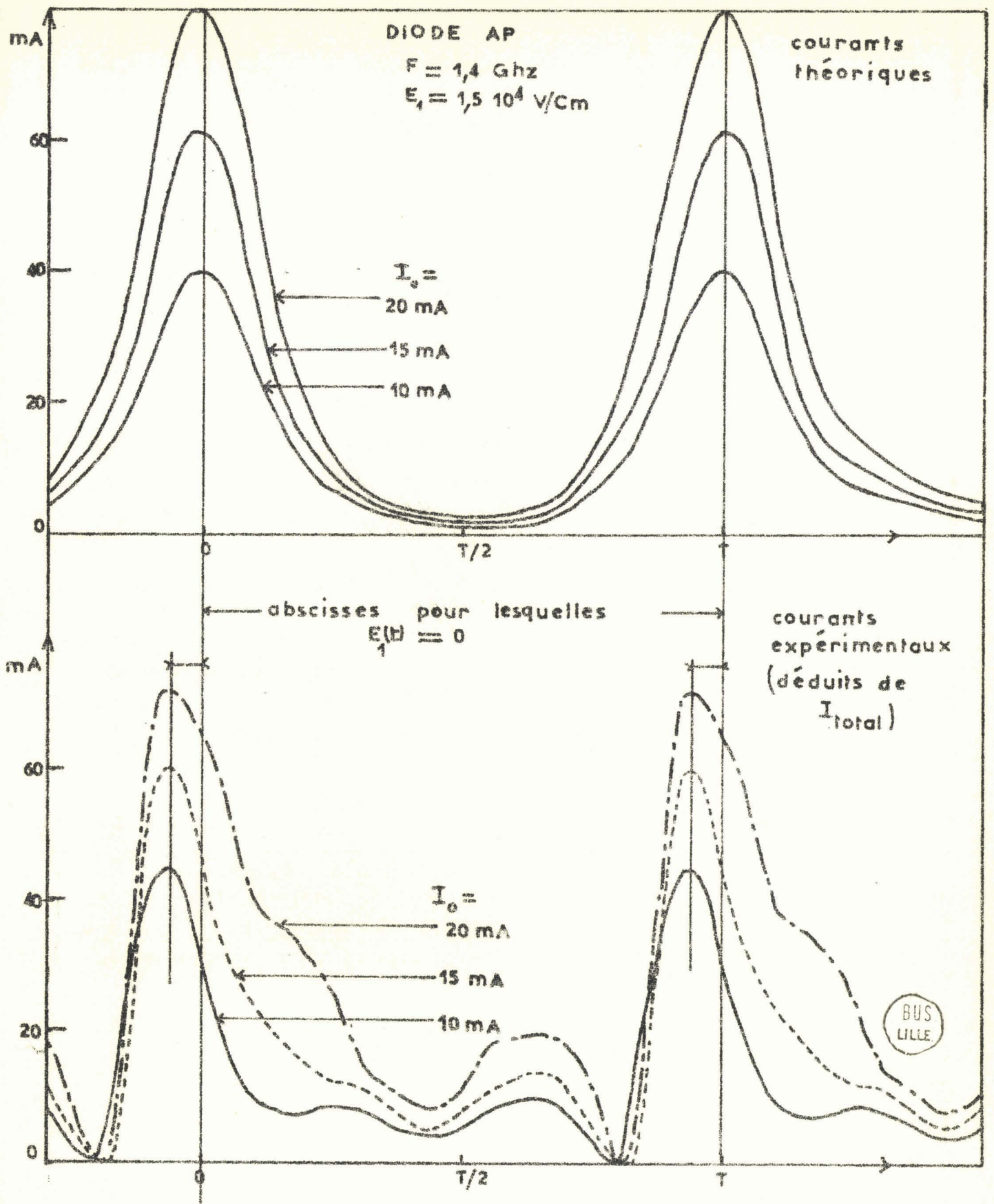


FIG II -21

Comparaison entre les courants de conduction.

b) Etude quantitative

Nous ne reproduisons pas ici l'ensemble des courbes relevées, mais nous donnons uniquement les résultats caractéristiques de l'étude de $I_C(t)$, et nous les comparons systématiquement aux résultats théoriques ; les grandeurs caractéristiques sont :

- . la valeur du maximum de $I_C(t)$
- . le déphasage ϕ entre ce maximum et le zéro du champ électrique e_1 .

1) Influence de l'amplitude du champ électrique

Fréquence du champ : 1,4 GHz, courant de polarisation : 23 mA.

E_1 10^4 V/cm	I_{CMax} mA		ϕ	
	théorique	expérimental	théorique	expérimental
0,2	26	16	0	0
0,3	35	23	1°	4°
0,4	44	31,5	2°	7°
0,5	48	38,5	3°	11°
0,55	50	42,5	3,5°	13°
0,8	62	51	4°	19°
1,35	85	73	5°	25°

2) Influence du courant de polarisation :

Fréquence du champ : 1,4 GHz , $E_1 = 1,5 \cdot 10^4$ V/cm

$$\phi \begin{cases} \text{théorique } 5,5^\circ \\ \text{expérimental } 28^\circ \end{cases}$$

I ₀ mA	I _c Max	
	théorique	expérimental
2,5	10	9
5	20	22
10	40	45
15	60	61
20	80	72

3) Influence de la fréquence :

Courant de polarisation I₀ = 23 mA, E₁ = 10⁴ V/cm

f GHz	I _c Max		φ	
	théorique	expérimental	théorique	expérimental
1,2	78	68	2°	20°
1,4	71	60	4°	22°
1,7	63	53	6°	25°

4) Conclusion

De la comparaison entre les résultats théoriques et expérimentaux, on peut tirer les conclusions suivantes :

. La concordance entre les valeurs des amplitudes de I_c est très bonne compte tenu de l'imprécision des mesures expérimentales et des approximations effectuées pour mener à bien l'étude théorique. De plus, la variation expérimentale de cette amplitude en fonction de E₁, de I₀ et de f est tout à fait similaire à l'évolution théorique prévue, comme le montrent les tableaux précédents.

. Par contre, si l'évolution des déphasages suit le sens indiqué par la théorie, les valeurs correspondantes sont très différentes. On peut fournir quelques éléments d'explication de cette différence :

- d'une part, le champ électrique peut contenir une faible proportion d'harmonique 2 et 3, comme le montrent des études faites à l'analyseur de spectre ; ceci peut expliquer partiellement que les formes ne soient pas similaires.
- si le déphasage dû à la zone de transit est négligeable pour la composante fondamentale du courant de conduction, il devient notable pour les harmoniques, et il en résulte une déformation des pics de courants.
- Il est possible que la tension aux bornes de la diode (celle que l'on mesure effectivement) ne soit pas exactement en phase avec la tension aux bornes de la zone en avalanche, ceci à cause des comportements très différents de l'élément actif et de la zone de transit. Nous avons effectué des calculs d'impédance de ces deux zones en régime non linéaire ⁽²⁷⁾, avec les conditions expérimentales précédentes ; ils ont montré que si la tension totale était effectivement en retard sur la tension aux bornes de la zone en avalanche, comme le suggèrent les résultats expérimentaux, ce déphasage était en fait beaucoup plus faible : il atteint 3° pour une amplitude de champ électrique égale à $E_1 = 1,5 \cdot 10^4$ V/cm, et un courant continu de 20 mA.

Pourtant, ce résultat expérimental nous apparaît très intéressant pour la prévision des régimes d'oscillation dans une diode à avalanche. En effet, à cause du déphasage ϕ , le fonctionnement de la diode en régime non linéaire entraîne une dissipation d'énergie dans la zone d'avalanche qui limite le rendement et la puissance émise ; cet effet, croissant avec le déphasage, permet d'expliquer partiellement que les rendements obtenus avec les diodes à avalanche restent inférieures aux valeurs théoriques.

IV. COURANT PRODUIT PAR LA DIODE EN OSCILLATION

Les études théoriques de l'oscillation dans une diode à avalanche (27) ont montré que suivant la valeur du courant et des résistances de charge R_p , on pouvait obtenir des régimes de fonctionnement très différents :

- . Régime quasi-linéaire : oscillation à faible niveau si R_p et I_0 sont faibles.
- . Régime violemment non linéaire : oscillation à haut niveau si I_0 et P_p sont relativement grands.

Nous nous proposons d'étudier qualitativement ces différents régimes d'oscillation.

Dans ce but, on peut facilement transformer la cellule de mesure décrite au paragraphe précédent en une cavité coaxiale dans laquelle une diode est susceptible d'osciller, quand elle est polarisée à un courant d'avalanche I_0 .

Nous remplaçons le conducteur central de la structure fig. (II.18) par un conducteur de diamètre constant ; nous introduisons dans la cellule un slug de faible impédance caractéristique ($Z_c = 10 \Omega$), placé à une distance l_0 du plan de la diode.

La diode, polarisée à un courant d'avalanche I_0 , présente une impédance $R_D + j X_D$ variable en fonction de la fréquence ; si R_D contient un terme négatif, pour une fréquence donnée, elle est susceptible de fournir une oscillation. Le slug ramène dans le plan de la diode une impédance $R_p + j X_p$. L'oscillation sera obtenue si les conditions suivantes sont réalisées.

$$\begin{cases} R_p + R_D \leq 0 \\ X_p + X_D = 0 \end{cases}$$

L'étude a été entreprise avec une diode de la série BK (BK 31). La structure est du type P^+NN^+ au silicium ; la zone désertée à une épaisseur d'environ 5μ , et la résistance de charge d'espace est de l'ordre de 30Ω ; elle fournit une très bonne puissance en mode A.T.T. en bande X (300 mW).

Nous présentons sur les photographies suivantes la forme du courant délivré par la diode (tracé supérieur), et de la tension à ses bornes (tracé inférieur), pour des régimes d'oscillation particuliers. L'échelle de temps est de 0,2 ns par carreau du réticule.

a) Sur la photographie n° 1, le régime d'oscillation est quasi linéaire ;

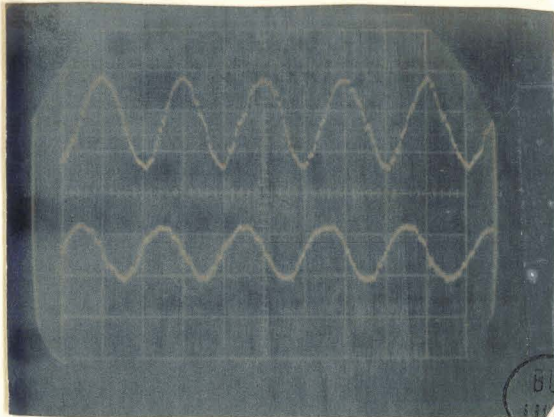


Photo. n° 1

la diode, polarisée à un courant de 10 mA, oscille à 2,5 GHz ; elle délivre une puissance d'environ 1 mW.

$$(U_{\text{Max}} = 0,5 \text{ V}, I_{\text{total Max}} = 10 \text{ mA})$$

$$E_1 = 10^3 \text{ V/cm}$$

Le courant et la tension sont alors parfaitement sinusoidaux. Remarquons que le courant de conduction est négligeable devant le courant de déplacement.

b) La photographie n° 2 présente un régime d'oscillation faiblement non

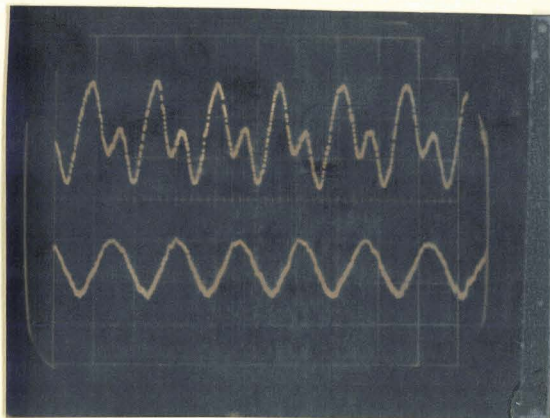


Photo. n° 2

linéaire ; la diode polarisée à un courant de 25 mA, oscille à une fréquence de 3 GHz ; elle délivre une puissance d'environ 25 mW

$$(U_{\text{Max}} = 2 \text{ V}, I_{\text{total Max}} = 30 \text{ mA})$$

$$E_1 = 4 \cdot 10^3 \text{ V/cm}$$

Si la tension reste sinusoidale, la contribution du courant de conduction apparaît nettement dans le courant total.

c) Sur la photographie n° 3, le régime d'oscillation est fortement non linéaire ; la diode, polarisée à un courant de 40 mA, oscille à une fréquence de 3 GHz ; elle délivre une puissance d'environ 150 mW)

$$U_{\text{Max}} = 4 \text{ V}, I_{\text{total Max}} \neq I_{\text{CMax}} = 40 \text{ mA}$$

$$E_1 = 8 \cdot 10^3 \text{ V/cm}$$

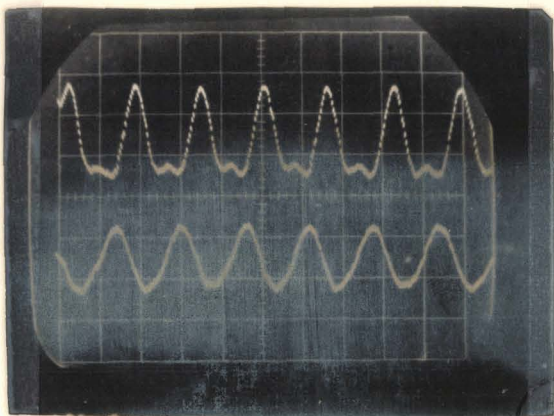


Photo. n° 3

US
LILLE

La tension est toujours sinusoidale mais cette fois le courant de conduction est nettement supérieur au courant de déplacement : on n'aperçoit pratiquement plus que les impulsions périodiques dues au courant d'avalanche.

Cette étude reste évidemment qualitative, mais la concordance des formes de courant avec celles de l'étude précédente montre que le fait d'imposer à la diode une perturbation sinusoidale de champ électrique réalise une bonne simulation des conditions réelles d'oscillation. Cette simulation présente l'avantage de permettre une variation aisée de tous les paramètres fondamentaux et donc la réalisation d'une étude beaucoup plus complète.



C O N C L U S I O N

Ce mémoire présente une étude détaillée des propriétés du courant de conduction dans une diode à avalanche. Elle nous a amenés à envisager les nombreux problèmes posés par le fonctionnement d'une telle diode dans ses différents régimes d'oscillation.

La détermination de la répartition spatiale des courants de porteurs dans la zone désertée a permis de définir avec précision la zone d'avalanche, c'est-à-dire de délimiter la partie réellement active de la diode. La connaissance de cette grandeur est essentielle pour le calcul de la puissance émise par la diode en oscillation ; nous avons pu définir les paramètres physiques qui influent sur sa valeur, et montrer dans ce domaine la grande souplesse d'emploi du silicium.

L'étude de la caractéristique temporelle du courant de conduction a permis tout d'abord de montrer que le temps d'établissement du courant d'avalanche restait de l'ordre de 1 ns ; cet élément est important pour les oscillateurs millimétriques qui fonctionnent nécessairement en régime impulsionnel, étant donnée la valeur des courants d'alimentation.

Par ailleurs, nous avons abordé l'étude de la variation du taux d'ionisation avec le champ électrique dans le silicium, à partir de la caractéristique temporelle du courant d'avalanche ; les résultats obtenus semblent très encourageants et montrent que cette méthode est utilisable pour d'autres matériaux tels que le germanium et l'arséniure de gallium.

Enfin, nous avons pu mettre nettement en évidence le caractère non linéaire de la dépendance entre le courant de conduction et le champ électrique en soumettant la diode à une tension sinusoidale. Les résultats que nous avons obtenus montrent que le phénomène est plus important que ne le suggéraient les théories actuellement en cours. Il semble donc nécessaire d'envisager un modèle

théorique beaucoup plus complet qui permette de mieux rendre compte de ces phénomènes qui ont une influence capitale sur le rendement et la puissance en oscillation.

Notre travail peut donc constituer le point de départ d'une étude plus vaste concernant les différents modes d'oscillation dans une diode à avalanche. Elle pourra déboucher non seulement sur une connaissance plus approfondie du mode A.T.T. mais aussi des modes à haut rendement et à forte puissance, pour lesquels aucune interprétation complète n'a été donnée à ce jour.

ANNEXES

Nous devons résoudre par rapport à x l'équation aux dérivées partielles

$$\frac{dI_c}{dt} = \frac{\partial}{\partial x} (v_n I_n - v_p I_p) + (\alpha - \beta) (v_n I_n - v_p I_p) + I_c (\beta v_n + \alpha v_p) \quad (A_2-1)$$

pour obtenir une expression où ne figure que la dérivée de I_c par rapport au temps.

Dans ce but, il est intéressant d'introduire un facteur intégrant M tel que l'équation différentielle par rapport à x devienne homogène.

Multiplions les deux membres de (A₂-1) par M , de sorte que le terme

$$M \frac{\partial}{\partial x} (v_n I_n - v_p I_p) + M (\alpha - \beta) (v_n I_n - v_p I_p)$$

puisse être considéré comme la dérivée entière de :

$$M (v_n I_n - v_p I_p)$$

Il faut pour cela satisfaire à l'égalité

$$\frac{\partial M}{\partial x} = (\alpha - \beta) M$$

$$\text{soit } M(x) = \exp \left[\int_0^x (\alpha - \beta) dx \right] \quad (A_2-2)$$

L'équation (A₂-1) prend alors la forme

$$M \frac{dI_c}{dt} = \frac{\partial}{\partial x} M (v_n I_n - v_p I_p) + M I_c (\beta v_n + \alpha v_p) \quad (A_2-3)$$

qu'il est facile d'intégrer par rapport à la variable x .

Intégrons (A₂-3) sur toute l'épaisseur de la zone désertée, en tenant compte des conditions aux limites

$$\begin{cases} M(0) = 1 \\ M(W) = \exp \int_0^W (\alpha - \beta) dx \end{cases}$$

$$\begin{cases} I_p(0) = I_c - I_{sn} \\ I_p(W) = I_{sp} \end{cases} \quad \begin{cases} I_n(0) = I_{sn} \\ I_n(W) = I_c - I_{sp} \end{cases}$$

$$\begin{aligned} \frac{dI_c}{dt} \int_0^W M dx &= - I_c (v_n + v_p \exp \int_0^W (\alpha - \beta) dx) \\ &+ I_c \int_0^W M (\beta v_n + \alpha v_p) dx + (v_n + v_p) (I_{sp} + I_{sn} \exp \int_0^W (\alpha - \beta) dx) \end{aligned}$$

Après transformation des termes facteurs de I_c , on obtient :

$$\begin{aligned} \frac{dI_c}{dt} \int_0^W M dx &= I_c v_n \int_0^W \beta \exp \left[\int_0^x (\alpha - \beta) dx' - 1 \right] dx \\ &+ I_c v_p \exp \left[\int_0^W (\alpha - \beta) dx \right] \left(\int_0^W \alpha \exp \left(- \int_x^W (\alpha - \beta) dx' \right) dx - 1 \right) \\ &+ (v_n + v_p) \left(I_{sp} + I_{sn} \exp \int_0^W (\alpha - \beta) dx \right) \end{aligned} \quad (A_2-4)$$

Introduisons les termes A et B tels que

$$\frac{1}{A} = 1 - \int_0^W \alpha \exp \left(- \int_x^W (\alpha - \beta) dx' \right) dx$$

$$\frac{1}{B} = 1 - \int_0^W \beta \exp \left(\int_0^x (\alpha - \beta) dx' \right) dx$$

L'expression (A₂-4) devient :

$$\begin{aligned} \frac{dI_c}{dt} \int_0^W M dx &= - \frac{I_c v_n}{B} - \frac{I_c v_p}{A} \exp \int_0^W (\alpha - \beta) dx \\ &+ (v_n + v_p) \left(I_{sp} + I_{sn} \exp \int_0^W (\alpha - \beta) dx \right) \end{aligned} \quad (A_2-5)$$

Remarquons que $\frac{1}{A} = \frac{1}{B} \exp \left(- \int_0^W (\alpha - \beta) dx \right)$ (24)

L'expression précédente prend alors la forme :

$$\frac{dI_c}{dt} \int_0^W M dx = I_c (v_n + v_p) \left[\int_0^W \beta \exp \left(\int_0^x (\alpha - \beta) dx' \right) dx - 1 \right] + (v_n + v_p) \left[I_{sp} + I_{sn} \exp \left(\int_0^W (\alpha - \beta) dx \right) \right] \quad (A_2-6)$$

On en déduit :

$$\frac{dI_c}{dt} = \frac{I_c (v_n + v_p) \left[\int_0^W \beta \exp \left(\int_0^x (\alpha - \beta) dx' \right) dx - 1 \right]}{\int_0^W \exp \left(\int_0^x (\alpha - \beta) dx' \right) dx} + \frac{\left[I_{sp} + I_{sn} \exp \left(\int_0^W (\alpha - \beta) dx \right) \right] (v_n + v_p)}{\int_0^W \exp \left(\int_0^x (\alpha - \beta) dx' \right) dx} \quad (A_2-7)$$

Remarque : Cette équation différentielle a été obtenue en utilisant le facteur intégrant :

$$M = \exp \left[\int_0^x (\alpha - \beta) dx \right]$$

Il était possible de conduire le calcul avec l'expression

$$M = \exp \left[- \int_x^W (\alpha - \beta) dx \right]$$

On obtient alors une équation équivalente

$$\frac{dI_c}{dt} = \frac{I_c (v_n + v_p) \left[\int_0^W \alpha \exp \left(- \int_x^W (\alpha - \beta) dx' \right) dx - 1 \right]}{\left[\int_0^W \exp \left(- \int_x^W (\alpha - \beta) dx' \right) dx \right]} + \frac{\left[I_{sp} + I_{sn} \exp \left(\int_0^W (\alpha - \beta) dx \right) \right] (v_n + v_p)}{\left[\int_0^W \exp \left(\int_0^x (\alpha - \beta) dx' \right) dx \right]} \quad (A_2-8)$$

Partant de l'équation générale du courant de conduction, avec l'hypothèse $\beta = k\alpha$, il s'agit d'obtenir une expression simplifiée donnant l'évolution du courant de conduction dû à une perturbation brutale de tension appliquée sur la diode.

$$\frac{dI_c}{dt} = \frac{2v I_c \left[\int_0^\delta k \alpha \exp \left(\int_0^x \alpha (1 - k) dx' \right) dx - 1 \right]}{\int_0^\delta \exp \left(\int_0^x \alpha (1 - k) dx' \right) dx} + \frac{2v \left[I_{sp} + I_{sn} \exp \left(\int_0^\delta \alpha (1 - k) dx' \right) \right]}{\int_0^\delta \exp \left(\int_0^x \alpha (1 - k) dx' \right) dx} \quad (A_3-1)$$

Dans le modèle de diode considéré, le champ continu est constant dans la zone d'avalanche. Le taux d'ionisation $\alpha (E(t))$ ne dépend donc pas de la variable x ; cette expression se simplifie et prend la forme :

$$\frac{dI_c}{dt} = \frac{2v I_c \alpha \left[k \exp (\alpha \delta (1 - k)) - 1 \right]}{\exp (\alpha \delta (1 - k)) - 1} + \frac{2v \alpha (1 - k) \left[I_{sp} + I_{sn} \exp (\alpha \delta (1 - k)) \right]}{\exp (\alpha \delta (1 - k)) - 1} \quad (A_3-2)$$

Si ΔE_0 est petit devant E_0 , on peut développer $\alpha (E(t))$ sous la forme

$$\begin{aligned} \alpha (E(t)) &= \alpha (E_0 + \Delta E_0(t)) \\ &= \alpha (E_0) + \Delta \alpha (t) \\ &= \alpha + \Delta \alpha \end{aligned}$$

A₃₂ s'écrit alors :

$$\frac{dI_c}{dt} = \frac{2v I_c (\alpha + \Delta\alpha) \left[k \exp(\alpha\delta(1-k)) \exp(\delta(1-k)\Delta\alpha) - 1 \right]}{\exp(\alpha\delta(1-k)) \exp(\delta(1-k)\Delta\alpha) - 1} \quad (A_{33})$$

$$+ \frac{(\alpha + \Delta\alpha)(1-k) 2v \left[I_{sp} + I_{sn} \exp(\delta\alpha(1-k)) \exp(\delta(1-k)\Delta\alpha) \right]}{\exp(\alpha\delta(1-k)) \exp(\delta(1-k)\Delta\alpha) - 1}$$

Or, la condition d'avalanche s'écrit :

$$\int_0^\delta \alpha (E_0) dx = \frac{\text{Log } k}{(k-1)}$$

soit $\alpha (E_0) = \alpha = \frac{1}{\delta} \frac{\text{Log } k}{(k-1)}$

Il vient alors :

$$\frac{dI_c}{dt} = \frac{2v I_c (\alpha + \Delta\alpha) \left[\exp(\delta(1-k)\Delta\alpha) - 1 \right]}{\frac{1}{k} \exp(\delta(1-k)\Delta\alpha) - 1} \quad (A_{34})$$

$$\frac{\left[I_{sp} + I_{sn} \exp(\delta(1-k)\Delta\alpha) (\alpha + \Delta\alpha) (1-k) \right] 2v}{\exp(\delta(1-k)\Delta\alpha) - k}$$

Hypothèses simplificatrices :

1) Si l'on admet que $\Delta\alpha$ est suffisamment petit devant α pour que $\exp(\delta(1-k)\Delta\alpha) \neq 1 + \delta(1-k)\Delta\alpha$, l'expression précédente devient :

$$\frac{dI_c}{dt} = 2v I_c \frac{k \text{Log } k}{(k-1)} \Delta\alpha \quad (A_{35})$$

$$+ 2v \left(I_{sp} \left(\Delta\alpha + \frac{\text{Log } k}{\delta(k-1)} \right) + I_{sn} \left(\frac{\text{Log } k}{\delta(k-1)} + \Delta\alpha \left(1 + \text{Log } \frac{1}{k} \right) \right) \right)$$

2) Influence des courants de saturation

Cherchons un ordre de grandeur de la contribution des courants de saturation à la dérivée $\frac{dI_c}{dt}$.

Pour cela, simplifions l'écriture de A₃₄, en faisant k = 1

$$\frac{d I_c}{dt} = 2v I_c \Delta\alpha + 2v I_s (\alpha + \Delta\alpha)$$

$$\frac{d I_c}{dt} = 2v (I_c + I_s) \Delta\alpha + 2v I_s \alpha$$

Si on satisfait à la condition $I_c \gg I_s$, l'expression précédente s'écrit :

$$\frac{d I_c}{dt} = 2v (I_c \Delta\alpha + I_s \alpha)$$

On pourra donc négliger l'influence des courants de saturation si, de plus,

$$\frac{\Delta\alpha}{\alpha} \gg \frac{I_s}{I_c}$$

Dans l'étude expérimentale, nous utilisons des diodes de la série AP, dont les courants de saturation sont inférieurs à 1 nA. Il faudra donc satisfaire à $\frac{\Delta\alpha}{\alpha} \gg \frac{10^{-9}}{I_c}$ et pour $I_c = 10$ mA, par exemple, $\frac{\Delta\alpha}{\alpha} \gg 10^{-7}$. Ceci est toujours réalisé.

(Les ordres de grandeur de ces courants de saturation sont tels que même si on considère $k \neq 1$, leur influence sera toujours négligeable).

Dans ce cas, l'expression A₃₄ peut s'écrire

$$\frac{dI_c}{dt} = 2v I_c \frac{k \text{ Log } k}{(k-1)} \Delta\alpha \quad (A_{35})$$

Soit $I_c(t)$ le courant de conduction réel produit par la diode ; le signal de tension correspondant est intégré par un oscilloscope dont le temps de montée est τ . Le signal obtenu a pour variation $I(t)$.

Nous cherchons à calculer la dérivée $\frac{dI_c}{dt}$ en fonction de $\frac{dI}{dt}$

La réponse transitoire de l'oscilloscope, (réponse à un échelon unité) est :

$$A(t) = (1 - e^{-t/\tau})$$

L'application du théorème de Vaschy permet d'écrire :

$$I(t) = \int_{-\infty}^t I_c(t') \frac{dA(t-t')}{dt} dt'$$

c'est à dire :
$$I(t) = \int_{-\infty}^t \frac{I_c(t')}{\tau} e^{-\frac{(t-t')}{\tau}} dt' \quad (A_4 - 1)$$

d'où
$$\frac{dI(t)}{dt} = \int_{-\infty}^t -\frac{1}{\tau} I_c(t') e^{-\frac{(t-t')}{\tau}} dt' + \frac{I_c(t)}{\tau}$$

$$\frac{dI(t)}{dt} = -\frac{1}{\tau} I(t) + \frac{1}{\tau} I_c(t)$$

Dérivons cette expression par rapport au temps :

$$\frac{d I_c(t)}{dt} = \frac{dI(t)}{dt} + \frac{d^2 I(t)}{dt^2} \quad (A_4 - 2)$$

En fait, il est difficile d'apprécier sur la courbe $I(t)$ la dérivée seconde $\frac{d^2 I(t)}{dt^2}$.

Mais on peut considérer que pour un faible intervalle de temps autour du point où l'on mesure la pente $\frac{dI(t)}{dt}$, le courant croît de façon exponentielle :

en effet, la tension $\Delta U_{\delta}(t)$ reste pratiquement constante.

$$I(t) \neq A e^{t/\tau_{cm}}$$

D'où
$$\frac{d^2 I(t)}{dt^2} = \frac{1}{\tau_{cm}} \frac{dI(t)}{dt}$$

Remplaçons cette expression par sa valeur dans A₄₂

$$\frac{dI_c(t)}{dt} = \frac{dI(t)}{dt} \left(1 + \frac{\tau}{\tau_{cm}} \right)$$

or
$$\frac{1}{\tau_{cm}} = \frac{1}{I(t)} \frac{dI(t)}{dt}$$

D'où
$$\frac{dI_c(t)}{dt} = \frac{dI(t)}{dt} \left(1 + \frac{\tau}{I} \frac{dI(t)}{dt} \right)$$

Connaissant le temps de montée τ de l'oscilloscope, il sera facile d'apprécier le terme correctif $\frac{\tau}{I(t)} \frac{dI(t)}{dt}$.

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

- (1) B. BOITTEAUX, E. CONSTANT, B. KRAMER, M. LEFEBVRE, G. VAESKEN, "Propriétés générales des diodes semiconductrices en régime d'avalanche". *Acta Electronica*, vol. 12, n° 2, 1969, pp. 157-200.
- (2) K.G. MAC KAY, "Avalanche breakdown in silicon", *Phys. Rev.*, Vol. 9, n° 4, pp. 877-884
- (3) A.S. TAGER, "The avalanche transit diode and its use in microwave", *Sov. Phys. uspekhi*, Vol. 9, 6, Mai-Juin 1967, pp. 892-912.
- (4) G. VAESKEN, "Possibilité de génération de puissance très haute fréquence à rendement élevé", D.E.A. LILLE, Juin 1968
- (5) F. OUDART, *Mémoire C.N.A.M., LILLE 1969.*
- (6) SHOTOV, "Sur l'ionisation dans les jonctions PN au germanium", *Jour. of tech. Phys.*, Vol. XXVII, n° 3, pp. 437-446.
- (7) SCHARFETTER, BARTELINK, DE LOACH, "Comments on static negative resistance in avalanching silicon p^+in^+ junctions", *I.E.E.E. Trans. on E.D.*, ED 16, pp. 970-971, 1969.
- (8) C.A. LEE, "The Read diode. An Avalanching neg. resist. oscillator", *Appl. Phys. Let.*, Vol. 6, n° 5, 89-91, Mars 1965.
- (9) J. PRIBETICH, *Thèse de 3ème cycle, Lille (à paraître).*
- (10) H.C. BOWERS, "Static resistance in avalanche diodes", *Proc. of the I.E.E.E.* 1968, pp. 222-224.
- (11) H.C. BOWERS, "Space charge induced negative resistance in avalanche diodes" *I.E.E.E. Trans. on E.D.*, ED 15, 343-50, 1968
- (12) S.G. LIU, J.J. RISKO, "High power through avalanching diode oscillators", *Microwave Journ.* 12-3, pp. 101-116, 1969.

- (13) M.W. MULLER, H.G. GUCKEL, "negative resistance and filamentary currents in avalanche silicon PIN junctions", *I.E.E.E. Trans. E.D.*, ED 15, pp. 560-68, 1968.
- (14) J. PAUQUET, "Sur la réalisation d'un dispositif électronique permettant la détermination des propriétés thermiques des diodes en régime d'avalanche" *Mém. C.N.A.M.*, Juil. 1968, LILLE.
- (15) B. BOITTIAUX, "De l'impédance hyperfréquence présentée par un semiconducteur en avalanche", *Thèse 3ème cycle, Lille*, Oct. 1968.
- (16) B. HOEFFLINGER, "High frequency oscillations of $p^+n^+nn^+$ avalanche diodes below the transit time cutoff", *I.E.E.E. Trans. on E.D.*, ED 13, pp. 151-157, 1966.
- (17) AL. W. CARLSON, "negative resistance in current voltage curves of aval. diodes". *Proc. I.E.E.E.*, pp. 351-354, 1969.
- (18) A.S. CLORFEINE, "Induced DC negative resistance in aval. diodes", *Proc. I.E.E.E. Let.*, pp. 841-842, 1969.
- (19) B. KRAMER, "Sur le bruit d'avalanche dans les semiconducteurs", *Thèse de 3ème cycle, Oct. 1968, LILLE*.
- (20) A.S. CLORFEINE and al., "A theory for the high-efficiency mode of oscillation in avalanche diodes", *R.C.A. Review*, Sept. 1969, pp. 397-421.
- (21) A.F. VOLKHOV, "Physical phenomena in semiconductors with negative differential conductivity", *Sov. Phys. Uspekhi*, Vol. 11, n° 6, Mai-Juin 1969, pp. 881-903
- (22) PEAD, "A proposed high-frequency negative resistance", *BSTJ*, Mars 1958, Vol. 37, pp. 401-446.
- (23) R. PERICHON, "Fluctuation du taux de generation par avalanche dans un semiconducteur. Application au calcul du bruit délivré par une diode en régime d'avalanche", *D.E.A.*, Lille, Juil. 1969.
- (24) C.A. LEE, and al., "Ionization rates of holes and electrons in silicon", *Phys. Rev.* Vol. 134, n° 3A, Mai 1964, pp. 761-768.

- (25) R. VAN OVERSTRAETEN, H. DE MAN, "Measurement of the ionization rates in diffused silicon PN junctions", *Solid State Electronics*, vol. 13, p. 583 - 608, 1970
- (26) E. ALLAMANDO, *Thèse de Doctorat d'Etat, LILLE, à paraître*
- (27) E. ALLAMANDO, E. CONSTANT, G. SALMER, A. SEMICHON, "Propriétés hyperfréquences des diodes à avalanche. Modes d'oscillation". *Acta Electronica* Vol. 12, n° 3, pp. 211-254, Juillet 1969.

