

UNIVERSITÉ DES SCIENCES
ET TECHNIQUES DE LILLE

CENTRE DE 3^e CYCLE D'ÉLECTRONIQUE

THÈSE DE 3^e CYCLE

Détermination théorique et expérimentale
des paramètres caractéristiques des structures
semiconductrices en régime d'avalanche
Application à l'étude de semiconducteurs
en champ électrique élevé



Membres du Jury	M. GABILLARD	Président
	M. CONSTANT	Rapporteur
	M. SALMER	Examineur
	M SEMICHON	Invité

Présentée à Lille, le 26 Novembre 1971

par

Joseph PRIBETICH

Maitre es-Sciences

S O M M A I R E

INTRODUCTION

CHAPITRE I METHODES GENERALES DE CARACTERISATION D'UNE DIODE SEMICONDUCTRICE

- 1.1 - Caractéristiques générales des échantillons semiconducteurs destinés à une utilisation en régime d'avalanche.
 - 1.1.1. - Profil de concentration en impuretés des diodes réelles
 - 1.1.1.1. Diodes en silicium
 - 1.1.1.2. Diodes à l'arséniure de gallium
 - 1.1.1.3. Barrières métal-semiconducteur
 - 1.1.2. - Modèles approchés étudiés
 - 1.1.2.1. La concentration en impuretés de la région N est constante selon Ox .
 - a) diode non confinée
 - b) diode confinée
 - 1.1.2.2. La concentration en impuretés de la région N est variable selon Ox .
- 1.2 - Détermination des paramètres caractéristiques en l'absence d'avalanche.
 - 1.2.1. - Etude théorique de la variation de la capacité C en fonction de la tension inverse appliquée V.
 - 1.2.2. - Détermination expérimentale de $(N_D - N_A)(x)$ et de la surface de la jonction.
 - 1.2.2.1. Etude de la courbe $NS^2 = f(X)$
 - 1.2.2.2. Détermination de la surface de la jonction par comparaison des courbes $C = f(V)$ théorique et expérimentale
 - 1.2.2.3. Détermination du profil de dopage $(N_D - N_A)(x)$ ou de la surface de la jonction par la courbe $C_{-5V} = f(N)$ théorique.
- 1.3 - Détermination des paramètres caractéristiques en régime d'avalanche
 - 1.3.1. - Etude de la tension d'avalanche
 - 1.3.1.1. Etude théorique
 - 1.3.1.2. Méthodes de détermination de la surface de la jonction
 - a) diode ayant une concentration en impuretés constante
 - b) diode ayant une concentration en impuretés variable.

- 1.3.2. - Etude de la caractéristique statique $I = f(V)$
 - 1.3.2.1. Etude théorique
 - 1.3.2.2. Détermination de l'épaisseur de la zone en avalanche δ .
 - 1.3.2.3. Détermination de la surface en avalanche S_a
- 1.3.3. - Détermination des paramètres thermiques
- 1.3.4. - Détermination théorique de l'impédance de la diode.

CHAPITRE II TECHNIQUES EXPERIMENTALES ET APPAREILLAGE

- II.1 - Techniques de mesures classiques
 - II.1.1. - Mesure de la tension d'avalanche
 - II.1.2. - Mesure de la capacité en fonction de la tension inverse
 - II.1.3. - Mesure de la résistance de charge d'espace
 - II.1.3.1. mesure au pont
 - II.1.3.2. mesure à l'analyseur de réseaux
 - II.1.3.3. mesure en impulsions
 - II.1.3.4. Détermination de R_{co}
- II.2. - Mesures de l'impédance de la diode
 - II.2.1. - Correction de directivité
 - II.2.2. - Mesures des éléments parasites
 - II.2.2.1. mesure de la capacité boîtier
 - II.2.2.2. mesure de L_s
 - II.2.2.3. mesure de la résistance série R_s
 - II.2.2.4. mesure de la résistance R_f
 - II.2.2.5. mesure de la capacité C_p
- II.3. - Mesures à température variable
 - II.3.1. régulation de la température
 - II.3.2. Détermination des paramètres thermiques
 - II.3.2.1. détermination de R_{th}
 - II.3.2.2. détermination de β

CHAPITRE III RESULTATS EXPERIMENTAUX ET THEORIQUES. INTERPRETATION

- III.1 - Résultats expérimentaux et théoriques
 - III.1.1. La concentration en impuretés est pratiquement constante selon Ox
 - III.1.1.1. Diode à jonction P^+NN^+ au GaAs
 - III.1.1.2. Barrière métal semiconducteur au GaAs
 - III.1.1.3. Diode à jonction au silicium

III.1.1.4. Barrière au silicium

III.1.2. La concentration en impuretés est variable selon O_x .

III.2.- Détermination du schéma équivalent permettant le calcul de l'impédance de la diode dans son boîtier

III.3.- Interprétation et discussion des résultats obtenus

III.3.1. Uniformité de l'avalanche

III.3.1.1. Résultats expérimentaux

III.3.1.2. Influence de la surface non en avalanche

a) influence sur la résistance négative

b) influence sur le courant d'avalanche I_x

III.3.1.3. Détermination de la surface effectivement en avalanche

III.3.2. Etude du rapport δ/w

CHAPITRE IV DETERMINATION DES PARAMETRES FONDAMENTAUX

IV.1. - Choix des paramètres fondamentaux à température ambiante

IV.1.1. Diodes au silicium

IV.1.2. Diodes au GaAs

IV.1.2.1. Taux d'ionisation

IV.1.2.2. Vitesse des porteurs

IV.2. - Détermination des paramètres fondamentaux du GaAs à 473°K

IV.2.1. Détermination du taux d'ionisation

IV.2.2. Détermination des vitesses.

CONCLUSION

INTRODUCTION

La parfaite compréhension des phénomènes qui régissent le comportement des diodes à avalanche nécessite la connaissance des paramètres caractéristiques des échantillons étudiés (dimensions géométriques, profil de dopage, dimensions des zones actives). Cependant, l'obtention de ces paramètres requiert la détermination des grandeurs physiques fondamentales (taux d'ionisation, vitesse des porteurs), correspondant au semiconducteur en champ électrique élevé, non seulement à la température ambiante, mais aussi à la température de fonctionnement des diodes.

Dans notre travail, nous nous proposons de résoudre ces deux problèmes, d'une part en effectuant des mesures systématiques de caractérisation en fonction de la température sur un grand nombre d'échantillons à l'arséniure de gallium (GaAs) et au silicium (Si) et, d'autre part, en recherchant les valeurs des grandeurs physiques des matériaux et des paramètres caractéristiques de la structure rendant compte de l'ensemble des résultats expérimentaux obtenus. Cette méthode est délicate, mais c'est à notre avis la seule possible vu la complexité du problème. Elle va nous permettre de développer un ensemble de méthodes de caractérisation des diodes semiconductrices et de déterminer l'évolution en fonction de la température des paramètres fondamentaux caractéristiques du matériau.

Dans une première partie, nous donnons les méthodes générales utilisées pour obtenir les paramètres caractéristiques d'une structure semiconductrice quelconque lorsque nous connaissons les paramètres physiques fondamentaux du matériau. Nous illustrons ces méthodes en traitant le cas de structures simples (modèles) et en présentant une série d'abaques qui, dans ces cas, permettent une caractérisation rapide.

Dans la seconde partie, nous décrivons les différentes techniques expérimentales qui permettent la caractérisation des échantillons (mesures de la capacité en fonction de la tension inverse appliquée, mesures d'impédances..)

Puis, dans la troisième partie, nous donnons et interprétons les résultats expérimentaux et théoriques obtenus pour des échantillons de différents types (jonction P^+N^+ , barrière métal-semiconducteur au silicium et au GaAs).

Enfin, dans la dernière partie, nous étudions dans quelle mesure il est possible d'utiliser nos résultats pour obtenir les paramètres fondamentaux caractéristiques du matériau semiconducteur en régime d'avalanche. Cette détermination est effectuée non seulement à la température ambiante, mais aussi aux températures plus élevées atteintes par le semiconducteur en régime de fonctionnement.

CHAPITRE I

METHODES GENERALES DE CARACTERISATION D'UNE

DIODE SEMICONDUCTRICE

Nous nous proposons dans ce chapitre de décrire un ensemble de méthodes permettant la caractérisation des diodes semiconductrices destinées à fonctionner en régime d'avalanche. Ces méthodes reposent sur différentes mesures :

- a) La capacité présentée par la jonction en fonction de la tension inverse appliquée.
- b) La variation du courant I avec la tension V mesurée ou non de façon isotherme.
- c) Les impédances hyperfréquences de la diode.

Bien que les méthodes de caractérisation proposées soient très générales et permettent (tout au moins théoriquement) d'étudier un échantillon quelconque, il est certain que les diodes étudiées ont des caractéristiques assez voisines (par exemple les expressions générales des lois de diffusion sont souvent connues). Dans ces conditions, il nous a paru intéressant d'illustrer nos méthodes en étudiant plus particulièrement le cas de structures simples et en traçant une série d'abaques pour ces modèles.

Au cours de ce travail, nous envisageons la caractérisation de deux types de structures : diodes à jonction P^+NN^+ , diodes à barrière métal-semiconducteur, réalisées soit en silicium, soit en GaAs. Ces structures sont les plus utilisées en régime d'avalanche et il semble intéressant d'en donner tout d'abord les caractéristiques générales.

I.1. CARACTERISTIQUES GENERALES DES ECHANTILLONS SEMICONDUCTEURS DESTINES A UNE UTILISATION EN REGIME D'AVALANCHE

Remarquons tout d'abord que pour la plupart des échantillons, le diamètre équivalent* de la jonction ou de la barrière (typiquement $\phi \neq 100 \mu\text{m}$) est beaucoup plus grand que l'épaisseur de la zone désertée (quelques microns). Dans ces conditions, nous pouvons utiliser un modèle unidimensionnel et admettre que toutes les grandeurs physiques du semiconducteur ne sont fonction que d'une seule variable géométrique x correspondant à l'abscisse, portée par un axe Ox perpendiculaire au plan de la jonction.

Ainsi, la structure de la diode sera essentiellement caractérisée par son profil de dopage $(N_D - N_A)(x)$ et la surface de la jonction S . Les propriétés électriques et hyperfréquences de l'échantillon dépendent principalement de ces deux grandeurs et il paraît important de développer les méthodes qui permettent de les obtenir.

Dans la plupart des cas, nous connaissons un certain nombre de renseignements sur le profil de dopage et nous nous proposons de les résumer.

I.1.1. Profil de concentration en impuretés des diodes réelles

I.1.1.1. Diodes en silicium

La technologie utilisée est la diffusion d'une couche P (diffusion de bore) dans une couche épitaxiée $N/N^+ \{1\}$

Pour la région P, la diffusion est généralement bien représentée par la relation :

$$N(x) = A e^{-Px^2}$$

Avec $A = \frac{Q}{\sqrt{4Dt}} = 2,1710^{20} \text{ Atomes/cm}^3$

D coefficient de diffusion

t durée de la diffusion

Q Constante ($\neq 10^{16}$)

$$p = \frac{1}{4Dt}$$

A est la densité superficielle de concentration en impuretés.

* En général, les jonctions des diodes n'ont pas une forme circulaire, mais s'en rapprochent fortement. Nous définissons alors le diamètre équivalent par la formule $\phi = \sqrt{\frac{4S}{\pi}}$, S étant la surface de la jonction.

Les paramètres de la diffusion sont assez mal déterminés. Il est souvent intéressant d'utiliser une autre méthode pour obtenir le coefficient p . Dans de nombreux cas, il est possible par révélation chimique d'atteindre le plan de la jonction et de connaître la profondeur de jonction x_j (où les concentrations des parties P et N sont égales). La valeur de p ne dépend alors que de la concentration superficielle A . Nous avons :

$$p = \frac{1}{(x_j)^2} \text{Log} \left(\frac{A}{N_D} \right)$$

où N_D est la concentration en impuretés de la partie N.

Généralement, pour des échantillons en silicium, la concentration en impuretés de la région N peut, avec une bonne précision, être supposée constante et la région de transition N/N^+ due à l'exodiffusion du substrat être représentée par une expression de la forme :

$$N(x) = \frac{N_D^+}{2} \text{erfc} \left(\frac{x}{2 \sqrt{Dt}} \right)$$

erfc étant la fonction complément de la fonction d'erreur {2}

$$N_D^+ = 10^{19} \text{ Atomes/cm}^3$$

$$\frac{1}{2 \sqrt{Dt}} = 1,925 \quad (\text{si } x \text{ est exprimé en microns})$$

Un exemple de profil de dopage (pour une diode de la série BK⁺) est représenté sur la figure I.1.

I.1.1.2. Diodes à l'arséniure de gallium:

Les diodes en GaAs sont réalisées selon le même processus que les diodes en silicium, mais la jonction P⁺/N est obtenue par diffusion de zinc.

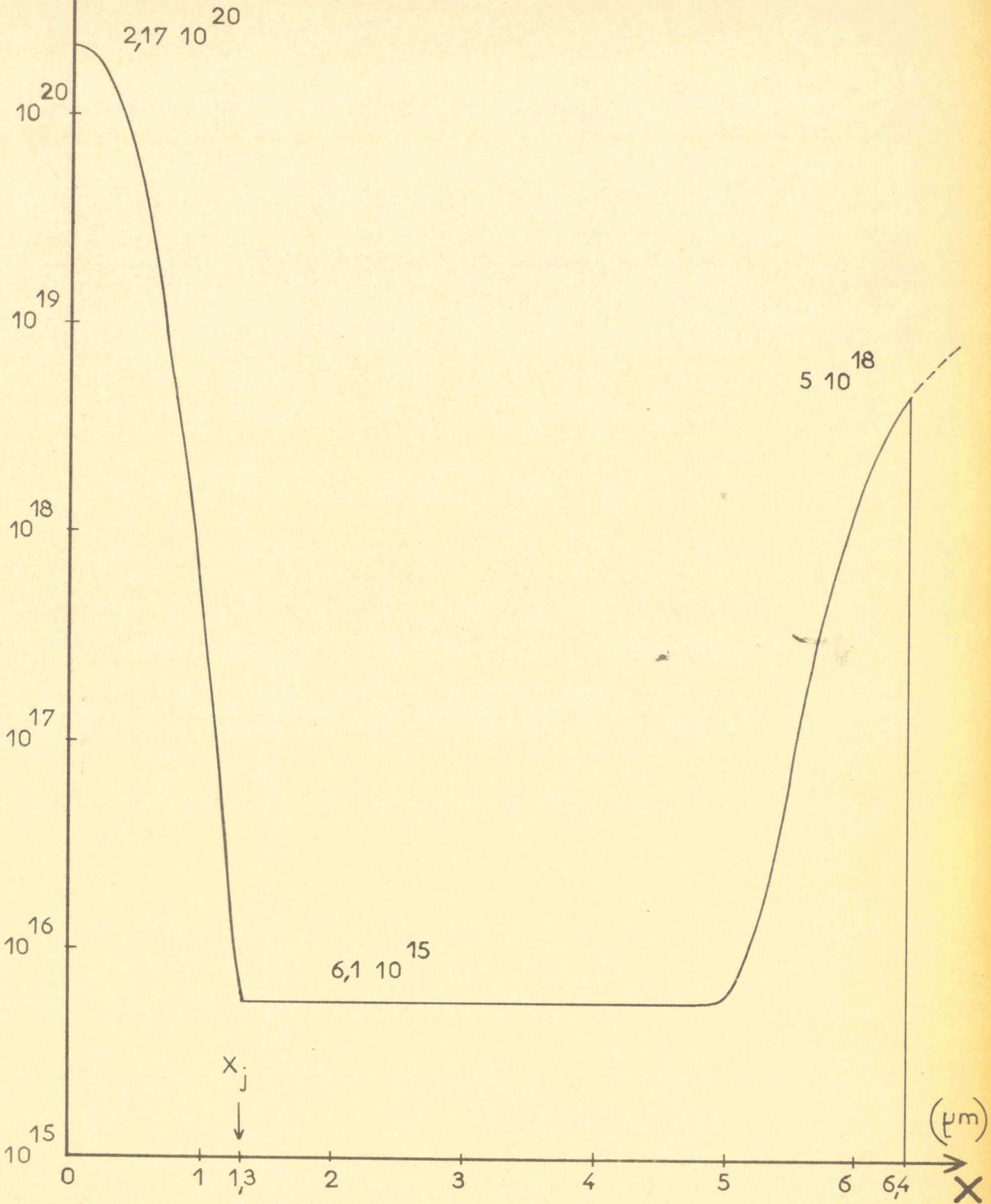
Cette diffusion est rapide et le front est très abrupt, ce qui s'interprète en supposant que le coefficient de diffusion est proportionnel au carré de la concentration en zinc {3} {4}.

En utilisant une distribution gaussienne des impuretés, nous avons :

$$C = \frac{N}{N_{\text{surf}}} = e^{-\frac{x^2}{4Dt}}$$

$|N_A - N_D| \text{ (CM}^{-3}\text{)}$

FIGURE I.1



avec $D = D_{\text{surf}} \cdot C^2$

C concentration en zinc

D_{surf} coefficient de diffusion à la surface ($x = 0$)

N_{surf} concentration en impuretés en surface

Soit
$$C = e^{-\frac{x^2}{4 D_{\text{surf}} \cdot C^2} - K \frac{x^2}{C^2}}$$

$$\text{Log } C = -K \frac{x^2}{C^2}$$

$$C^2 \cdot \text{Log } C = -Kx^2$$

Après résolution de cette équation par itérations, nous obtenons l'allure du profil de concentration en impuretés de la région P.

Celui-ci est représenté sur la figure 1.2.

Les premiers échantillons étudiés présentaient une concentration en impuretés de la région N quasi-constante. Par la suite, pour essayer d'optimiser la structure, le constructeur a réalisé des échantillons à profil variable. Pour toutes ces diodes, la région de transition N/N^+ est rarement atteinte.

1.1.1.3. Barrières métal-semi-conducteur

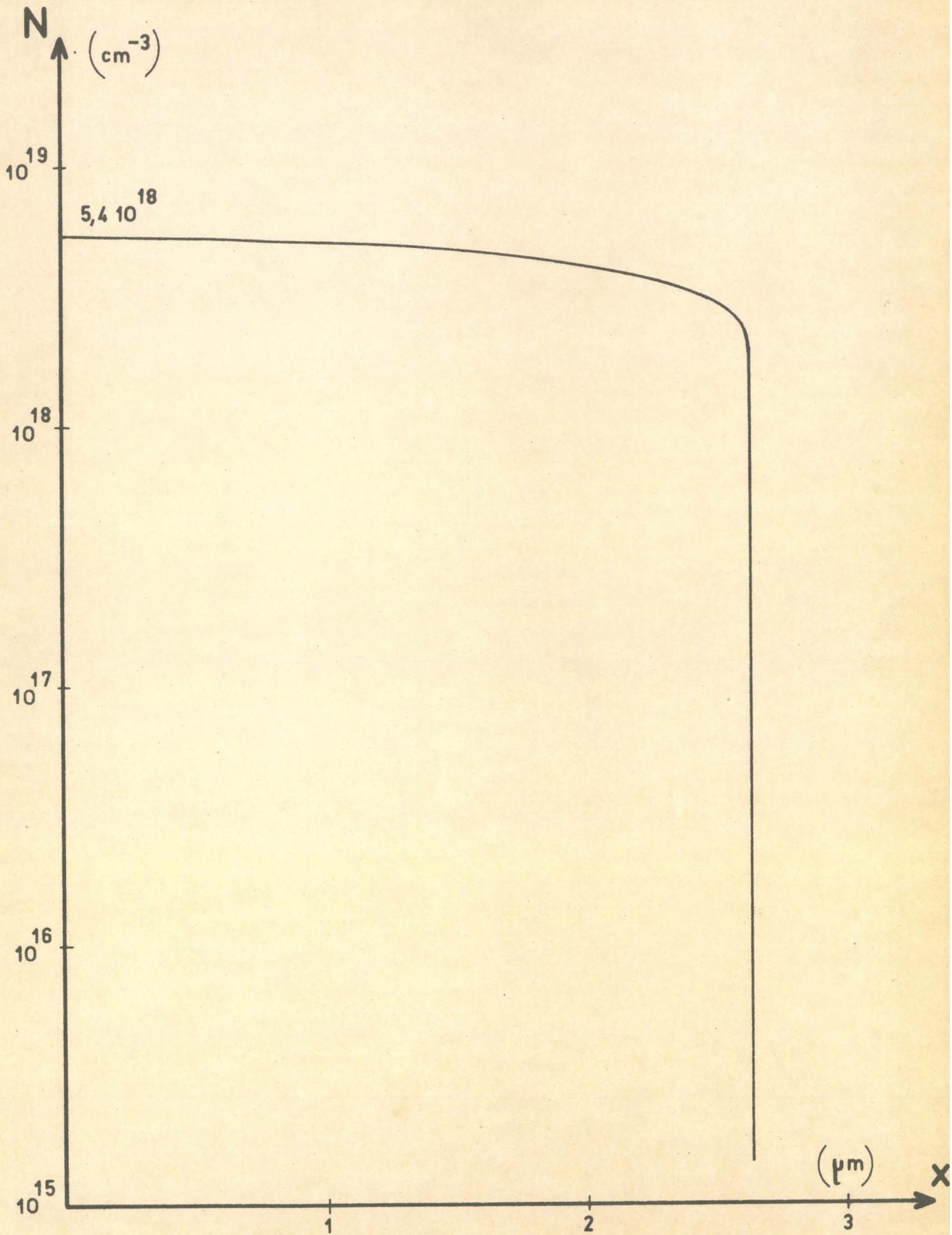
Il s'agit de déposer une couche métallique sur une plaquette épitaxiale (en silicium ou en GaAs). Le dépôt du métal peut s'effectuer selon plusieurs procédés. Nous obtenons :

- a) Une barrière d'or par dépôt électrolytique
- b) Une barrière de titane par sublimation
- c) Une barrière de platine par pulvérisation cathodique.

Dans le cas des barrières, la détermination du profil de dopage est relativement simple ; il suffit de connaître, en fonction de l'abscisse, la concentration en impuretés de l'épitaxie N et de la transition N/N^+ .

Les méthodes que nous allons exposer vont permettre la détermination de ces différents profils de dopage. Cependant, dans certains cas, les diodes réelles peuvent être approximées par des modèles simples. L'introduction de ces modèles et le calcul à priori de leurs caractéristiques nous permettront l'élaboration d'un ensemble d'abaques. Il sera alors possible d'effectuer, à partir de

FIGURE 1.2



ces abaques, lorsqu'une détermination précise des paramètres de la diode n'est pas nécessaire, une caractérisation rapide de l'échantillon.

I.1.2. Modèles approchés étudiés

Nous envisageons ici des modèles caractérisés par un profil de type P^+NN^+ ; les dopages des régions P^+ et N^+ seront admis très grands devant le dopage N_D de la couche épitaxiée N de telle sorte que, dans tous les cas, les épaisseurs désertées de ces deux zones puissent être négligées.

Ces modèles correspondent souvent aux diodes à jonction en GaAs. En effet, la transition P^+/N est très abrupte (figure 1.2.). De plus, la concentration en impuretés de la région N (celle-ci varie entre $5 \cdot 10^{15}$ et $3 \cdot 10^{16}$ Atomes/cm³) est faible devant celle de la partie P^+ ($5 \cdot 10^{18}$ à 10^{19} Atomes/cm³).

Les diodes à barrière métal semi-conducteur (Silicium et GaAs) peuvent également être représentées par ces modèles théoriques.

Pour les diodes à jonction en silicium, les modèles théoriques ne représentent pas exactement les échantillons à étudier. Néanmoins, il nous donne un ordre de grandeur des paramètres à caractériser. Pour une étude plus rigoureuse, il convient d'utiliser les méthodes générales de caractérisation.

Pour ce profil idéalisé, nous avons envisagé deux possibilités.

I.1.2.1. La concentration en impuretés de la région N est constante selon Ox

Nous pouvons encore considérer 2 cas :

a) diode non confinée

La distance séparant les parties P^+ et N^+ est assez grande pour que le champ électrique devienne nul avant la transition N/N^+ .

La carte du champ électrique est représentée à la figure 1.3.a)

b) diode confinée

La distance séparant les parties P^+ et N^+ est trop courte pour permettre au champ électrique de s'annuler avant la transition N/N^+ .

La carte du champ électrique est représentée sur la figure 1.3.b)

Pour ces deux modèles, nous avons tracé une série d'abaques donnant les variations des paramètres caractéristiques en fonction de la concentration en impuretés N. Nous en parlerons au fur et à mesure de l'introduction des méthodes de caractérisation.

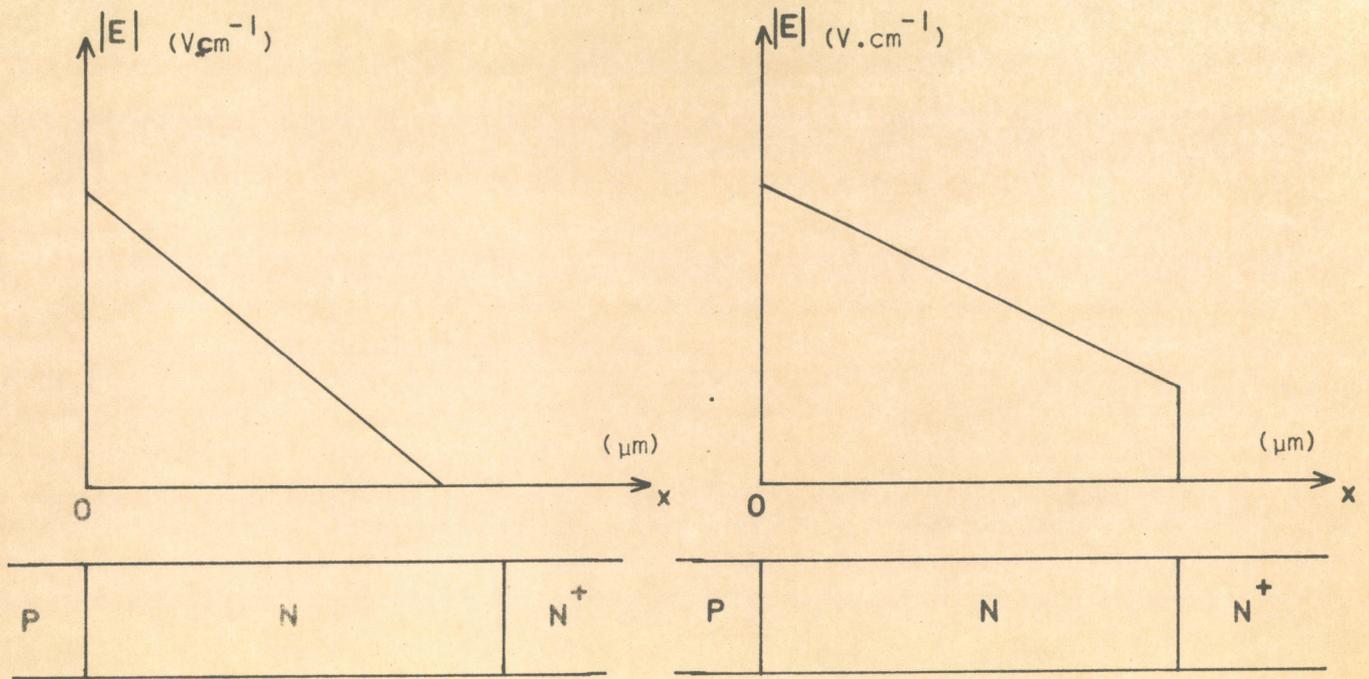


FIGURE 1.3 a)

FIGURE 1.3 b)

1.1.2.2. La concentration en impuretés de la région N est variable selon Ox

En général, le profil de dopage est quelconque. La détermination des paramètres caractéristiques est alors effectuée en tenant compte du profil de concentration en impuretés réel. Néanmoins, il paraît intéressant d'introduire un modèle théorique où la concentration en impuretés N varie linéairement en fonction de l'abscisse x, ce qui correspond souvent à la réalité.

Appelons (B) le modèle à variation décroissante et (C) celui à variation croissante. Il sera intéressant de comparer ces deux modèles avec la structure pour laquelle la concentration en impuretés est constante (que nous appelons modèle (A)).

La concentration des modèles (B) et (C) sera définie par l'équation

$$N(x) = N_0 (1 + ax)$$

N_0 concentration pour $x = 0$

x abscisse exprimée en microns

La figure 1.4.a) représente le profil de dopage et la carte du champ électrique en fonction de x pour les modèles (A) (en pointillé) et (B) (en trait plein). La figure 1.4.b) représente ces courbes pour les modèles (A) (en pointillé) et (C) (en trait plein).

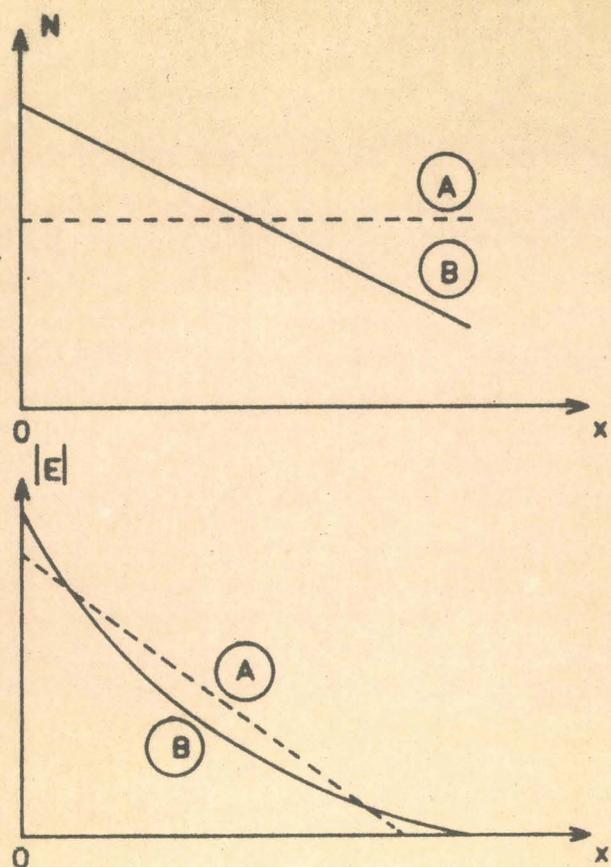


FIGURE 1.4 a)

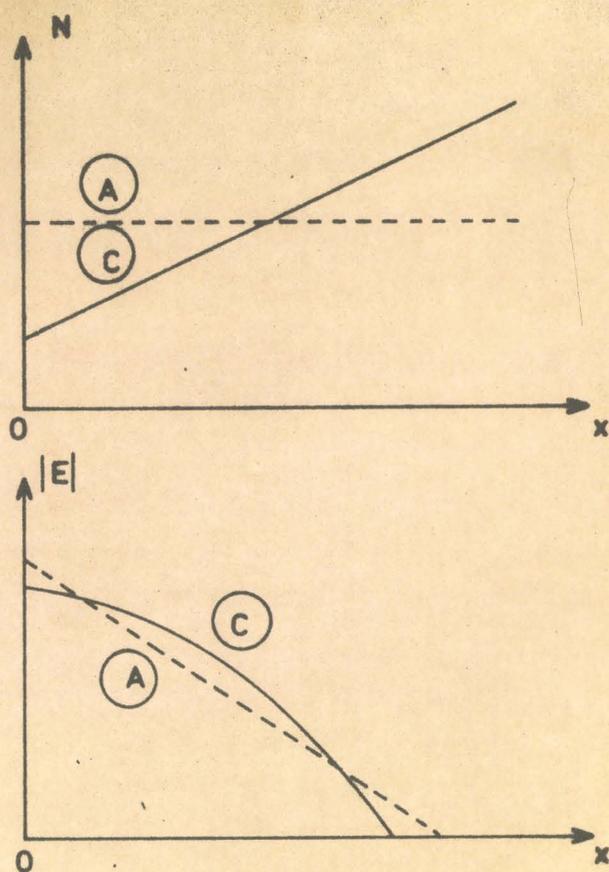


FIGURE 1.4 b)

1.2. DETERMINATION DES PARAMETRES CARACTERISTIQUES EN L'ABSENCE D'AVALANCHE

Il s'agit ici de déterminer le profil de dopage et la surface de la jonction lorsque la diode n'est pas encore en régime d'avalanche.

1.2.1. Etude théorique de la variation de la capacité C en fonction de la tension inverse appliquée V

Supposons tout d'abord le profil de dopage et la surface de la jonction connus et examinons comment il est possible de calculer la courbe $C = f(V)$.

Les calculs du champ électrique et du potentiel dans la jonction se font à partir de l'équation de POISSON qui s'écrit :

$$\frac{dE(x)}{dx} = \frac{q}{\epsilon} \{(N_D - N_A)(x)\} \quad (1)$$

- q charge électrique élémentaire
- ϵ constante diélectrique du matériau
 $\epsilon = 1,06 \cdot 10^{-12}$ F/cm pour le silicium
 $\epsilon = 1,11 \cdot 10^{-12}$ F/cm pour le GaAs
- $(N_D - N_A)(x)$ profil de dopage.

Nous supposons ici qu'il n'existe pas, en première approximation de porteurs mobiles.

Par intégration de l'équation de POISSON, nous obtenons la carte du champ électrique. La largeur de la zone désertée W est déterminée à partir des conditions aux limites pour le champ qui est nul aux extrémités de cette zone.

Par ailleurs, à l'aide de la relation (2) reliant le champ électrique et le potentiel, nous pouvons obtenir le potentiel par une seconde intégration :

$$E(x) = - \frac{dV}{dx} \quad (2)$$

La capacité de la jonction est donnée par la relation :

$$C = \frac{\epsilon S}{W} \quad (3)$$

S surface de la jonction
W largeur de la zone désertée.

Il est possible, si nous connaissons la concentration en impuretés et la surface de la jonction d'une diode de calculer analytiquement la variation de la capacité en fonction de la tension inverse appliquée.

En général, le profil de dopage de la diode n'est pas simple et le calcul devient compliqué : il est nécessaire de faire appel au calcul numérique et de programmer les trois équations sur ordinateur. Le diagramme de ce calcul est donné sur l'organigramme I

1.2.2. Détermination expérimentale de $(N_D - N_A)(x)$ et de la surface de la jonction S

1.2.2.1. Etude de la courbe $NS^2 = f(x)$

Le relevé expérimental de la courbe donnant les variations de la capacité en fonction de la tension inverse permet d'en déduire le profil de dopage de la diode étudiée $N_T(W)$ défini par :

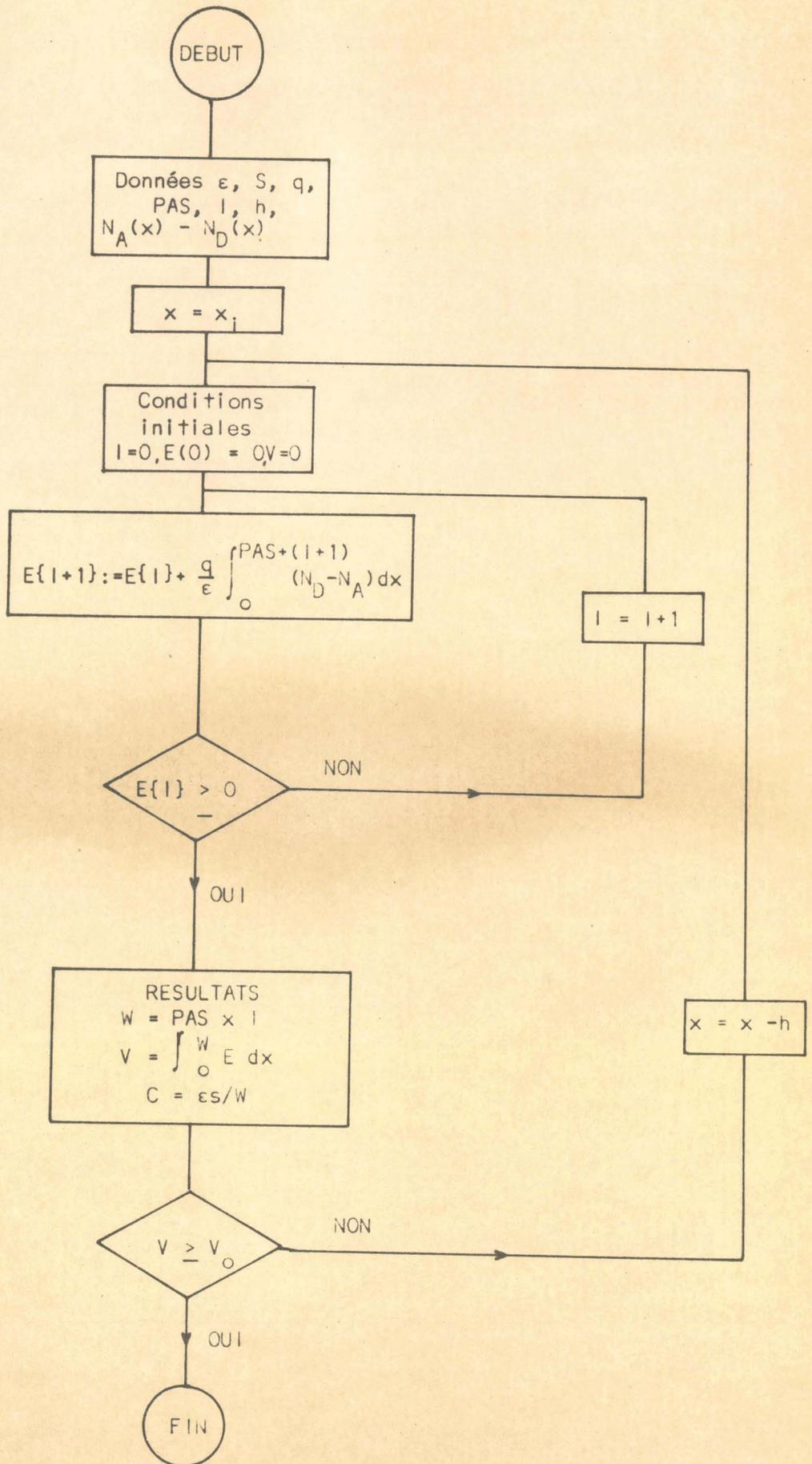
$$\frac{1}{N_T(W)} = \frac{1}{N_A(x_1)} + \frac{1}{N_D(x_2)} \quad (4)$$

où

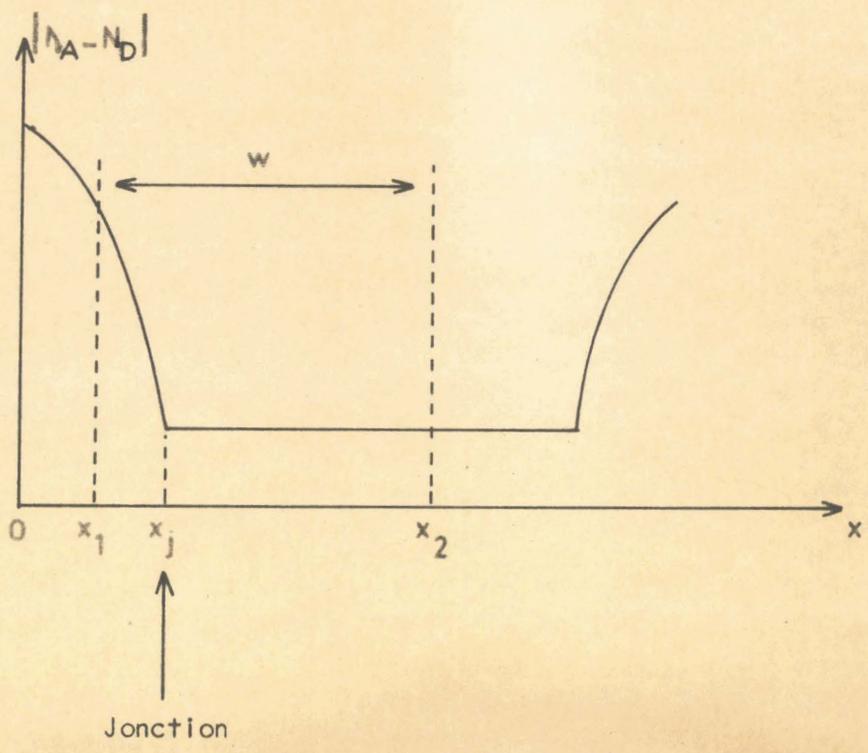
- $N_A(x_1)$ et $N_D(x_2)$ sont les concentrations en impuretés aux extrémités de la zone désertée.
- x_1 et x_2 sont les abscisses des extrémités de la zone désertée respectivement des côtés P et N.
- $W = x_2 - x_1 = \frac{\epsilon S}{C}$ est la largeur de la zone désertée.

Nous avons en effet la relation {5} {6}

ORGANIGRAMME I



$$N_T(W) = \frac{-2}{q \cdot \epsilon \cdot S^2 \cdot \frac{d}{dV} \left(\frac{I}{C} \right)} = \frac{C^3}{q \cdot \epsilon \cdot S^2 \left(\frac{dC}{dV} \right)} \quad (5)$$



Dans de nombreux cas, nous avons

$$N_A(x_1) \gg N_D(x_2)$$

La relation (4) se réduit alors à

$$N_T(W) \approx N_D(x_2)$$

Nous pouvons écrire l'équation (5) sous la forme

$$N_D(x_2) \cdot S^2 = \frac{C^3}{q \cdot \epsilon \left(\frac{dC}{dV} \right)} \quad (6)$$

Les mesures expérimentales donnent une série de valeurs pour le couple (C,V). A partir de ces valeurs, nous pouvons calculer dV et dC (dans notre méthode de mesures, dC est constant et égal à 0,025 pF). Ainsi le produit $N \cdot S^2$ sera parfaitement déterminé et indépendant de la surface de la jonction, dans la mesure où cette surface ne varie pas avec la tension.

$$N \cdot S^2 = \frac{C^3 dV}{q \cdot \epsilon \cdot dC} = \frac{C^3 dV}{K} \quad (7)$$

où

$$K = 4,2453 \cdot 10^{-9} \text{ pour le silicium}$$

$$K = 4,4455 \cdot 10^{-9} \text{ pour le GaAs}$$

C est exprimé en picofarads et dV en volts.

Nous définissons en outre une grandeur X indépendante de la surface de la jonction par la relation :

$$X = \frac{\epsilon}{C} = \frac{W}{S} \quad (8)$$

Les variations de NS^2 en fonction de X nous renseignent sur les variations de la concentration en impuretés des diodes étudiées. Si NS^2 est pratiquement constant, nous en concluons que le dopage N sera, dans toute l'épithaxie, indépendant de l'abscisse x.

Connaissant le produit NS^2 , nous pourrions penser déterminer très facilement la concentration en impuretés N. Malheureusement, la surface S de la jonction est généralement mal connue. Une première estimation est obtenue par planimétrie (photo). Nous verrons que la surface mesurée de cette façon peut différer de la surface réelle de la jonction.

1.2.2.2. Détermination de la surface de la jonction par comparaison des courbes $C = f(V)$ théorique et expérimentale

Dans une première étape de calcul, nous prenons comme première estimation de la surface celle obtenue par planimétrie sur photographie ou celle donnée par le constructeur. A partir des variations relevées expérimentalement de NS^2 avec X, nous pouvons obtenir une première estimation du profil de dopage $N(x)$. Connaissant le potentiel de diffusion V_D de la jonction ou la hauteur de potentiel ϕ_0 de la barrière, nous pouvons alors calculer les variations que doit présenter la capacité de la jonction C en fonction de la tension inverse V.

Nous avons en effet la relation :

$$C = S \cdot \left(\frac{q \cdot \epsilon \cdot N_D}{2} \right)^{1/2} \cdot (V + V_D)^{-1/2} \quad (9)$$

V_D dépend de la concentration en impuretés N et de la nature du matériau. Le tableau I nous donne les valeurs que nous avons utilisées {7}

Tableau I

$N \cdot (\text{cm}^{-3})$	10^{15}	10^{16}	10^{17}
V_D GaAs	1,28	1,34	1,40
V_D Si	0,87	0,92	0,98

De V_D nous obtenons ϕ_0 par l'équation :

$$\phi_0 = V_D + \delta E_n$$

δE_n est la différence d'énergie entre le niveau de FERMI et le bas de la bande de conduction du semi-conducteur. La comparaison entre valeurs théoriques et expérimentales de la capacité C permet la détermination de S . Il suffit d'essayer d'obtenir la superposition des courbes théorique et expérimentale $C(V)$ en ajustant la surface de la jonction qui peut ainsi être déterminée. Cette méthode est cependant longue et nécessite un temps de passage machine assez important car il s'agit de faire coïncider deux courbes, l'une expérimentale, l'autre théorique. La méthode utilisée est résumée sur l'organigramme II.

1.2.2.3. Détermination du profil de dopage $(N_D - N_A)(x)$ ou de la surface de la jonction par la courbe $C_{-5V} = f(N)$ théorique.

Dans le cas où le produit NS^2 est pratiquement constant, il est possible de déterminer le profil de dopage ou la surface de la jonction par une méthode plus simple. Il suffit de comparer la valeur expérimentale de la capacité à - 5 volts* à sa valeur théorique calculée à partir de la relation (9). Pour faciliter cette comparaison, nous avons tracé des abaques donnant les variations de cette capacité en fonction de la concentration en impuretés N

* Plusieurs raisons justifient le choix de cette tension :

- La capacité est encore suffisamment élevée pour minimiser l'influence des capacités parasites.
- Nous sommes encore loin de l'avalanche : le courant de fuite est négligeable.
- Etant donné la valeur élevée de la concentration de la partie P^+ , la diode ne s'élargit pratiquement pas de ce côté. De plus, la zone désertée de la partie P^+ est négligeable devant celle de l'épitaxie N .

(celle-ci variant entre 10^{15} à 10^{17} Atomes/cm³) pour les diodes en GaAs (figure 1.5) et en silicium (figure 1.6). Nous avons considéré que la jonction est circulaire et a un diamètre $\phi = 100 \mu\text{m}$.

Si la concentration en impuretés N est connue, nous déduisons directement par lecture sur ces abaques la valeur de C_{-5V} pour une jonction de diamètre $\phi = 100 \mu\text{m}$. La comparaison de cette valeur théorique à la valeur expérimentale nous permet de déduire le diamètre équivalent de la jonction (obtenu en microns) par la relation :

$$\phi = 100 \sqrt{\frac{C_{-5V \text{ exp}}}{C_{-5V \text{ th.}}}} \quad (10)$$

Inversement, si la surface de la jonction est bien déterminée, nous en déduisons la valeur de la concentration en impuretés à l'aide des abaques $C_{-5V} = f(N)$.

Remarque

Nous avons étudié l'influence de la partie P^+ sur la valeur de la capacité C_{-5V} pour le silicium et le GaAs (figures 1.5 et 1.6, courbes en pointillé). Nous constatons que lorsque le rapport de la concentration de la partie P^+ à celle de la partie N est élevé, cette influence est négligeable. Cette condition est pratiquement toujours réalisée, au moins pour les diodes en GaAs.

1.3. DETERMINATION DES PARAMETRES CARACTERISTIQUES EN REGIME D'AVALANCHE

Nous avons mis au point deux programmes de calcul numérique :

- L'un calcule la tension d'avalanche V_a et la largeur de la zone désertée à l'avalanche w_a . Il va nous permettre de déterminer par une nouvelle méthode, la concentration en impuretés de l'épitaxie et d'en déduire la surface de la jonction (connaissant, par exemple, le produit NS^2).

- L'autre, absolument général, nous donne la caractéristique statique $I = f(V)$. A partir de ce programme, nous pouvons calculer tous les paramètres caractéristiques.

1.3.1. Etude de la tension d'avalanche

1.3.1.1. Etude théorique

A l'équation de POISSON citée précédemment, il faut adjoindre la condition d'avalanche qui permet le calcul de la tension d'avalanche.

GaAs

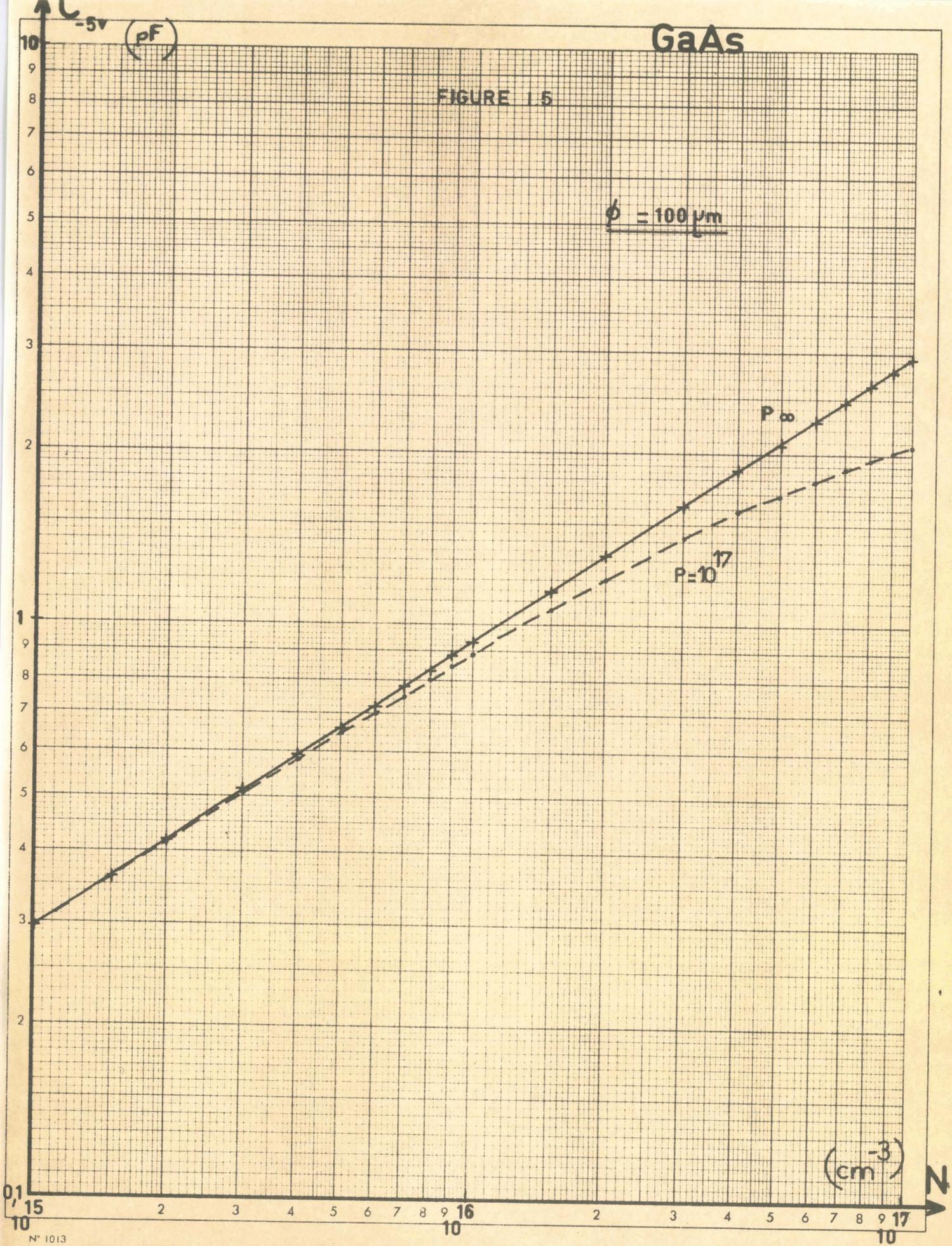
FIGURE 15

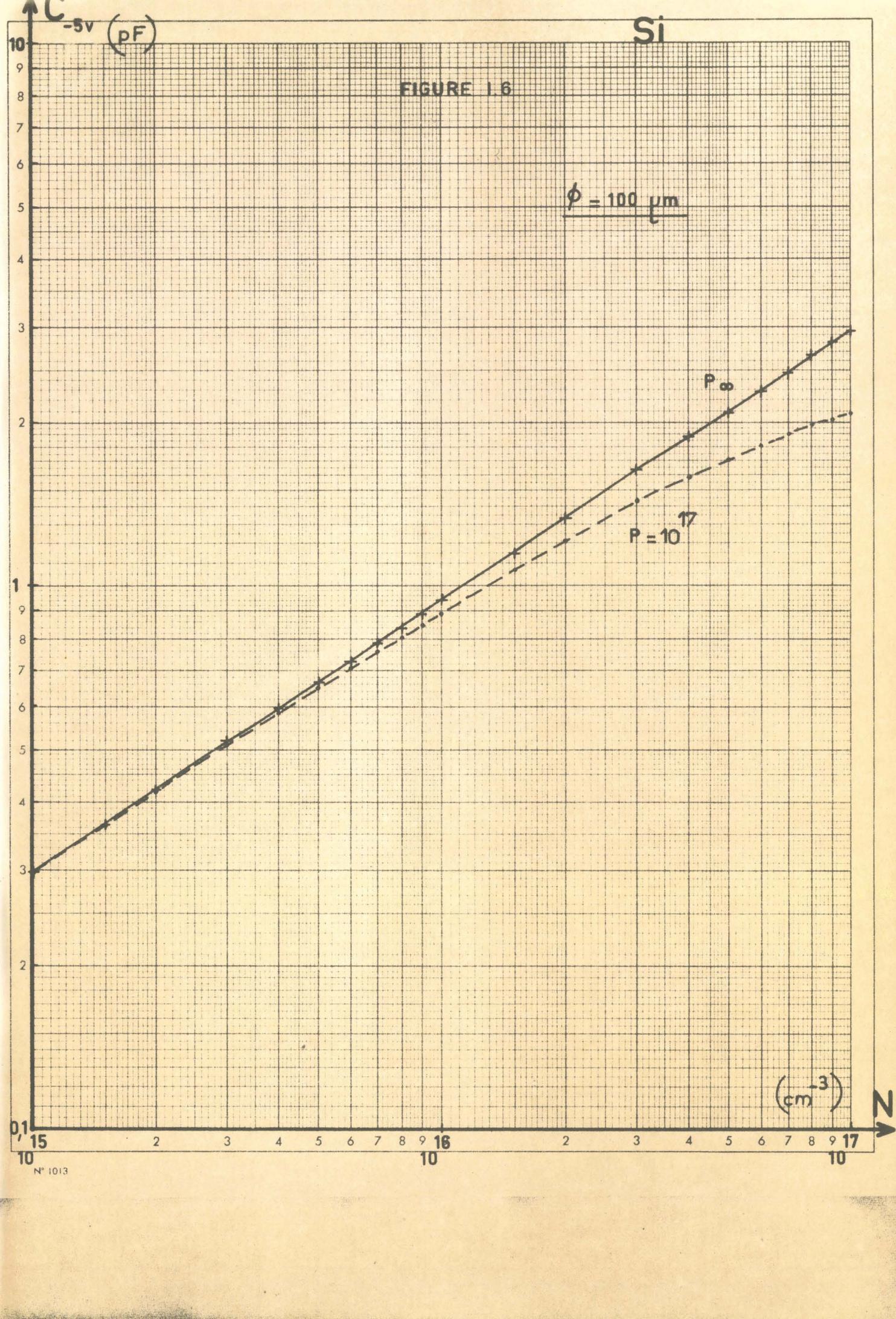
$\phi = 100 \mu\text{m}$

P_{∞}

$P=10^{17}$

(cm^{-3})





Dans le cas général, la condition d'avalanche pour une structure P⁺NN⁺ ou une barrière s'écrit :

$$\int_0^W \alpha_n \exp \left(- \int_0^x (\alpha_n - \alpha_p) dx' \right) dx = 1 \quad (11)$$

α_n et α_p étant respectivement les taux d'ionisation des électrons et des trous.

Dans le cas où les taux d'ionisation des porteurs sont égaux ($\alpha_n = \alpha_p = \alpha$), la condition d'avalanche est donnée par :

$$\int_0^W \alpha dx = 1 \quad (12)$$

Nous avons adopté pour le taux d'ionisation l'expression analytique suivante {8}

$$\alpha = a e^{-\left(\frac{b}{E}\right)^m} \quad (13)$$

m dépend du matériau

m = 1 pour le silicium.

m = 2 pour le GaAs.

Pour le silicium ($\alpha_n \neq \alpha_p$) nous utilisons les valeurs résumées dans le tableau II (valeurs données pour la température T = 300°K) Les variations des taux d'ionisation des électrons et des trous en fonction du champ électrique E sont représentées à la figure 1.7

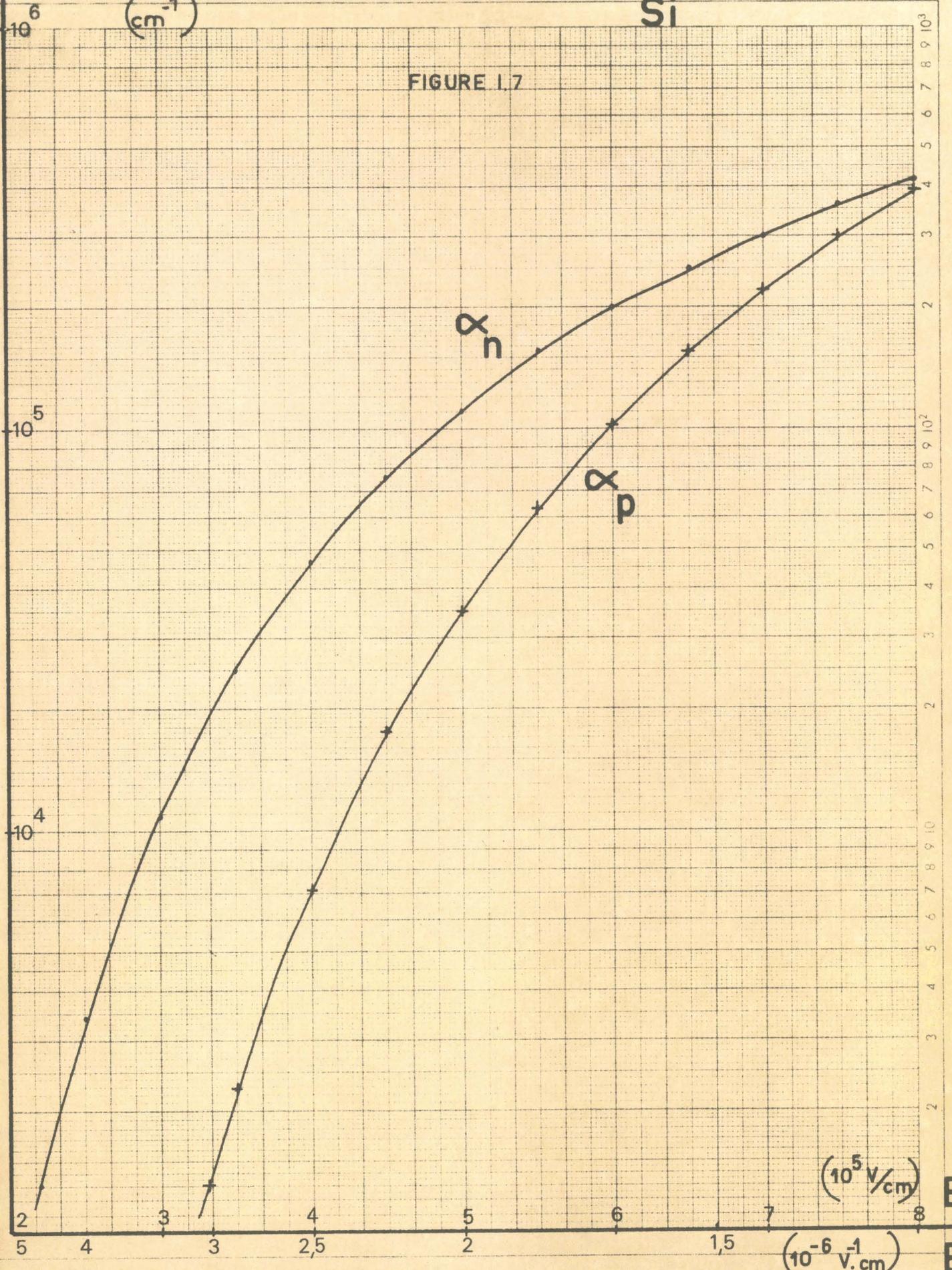
Tableau II

<p>électrons</p> $\alpha_n = a_n \cdot e^{-\frac{b_n}{ E }}$	$a_n = 3,7 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-1}$
	$b_n = 1,75 \cdot 10^6 \text{ V/cm}$
$\alpha_p = a_p \cdot e^{-\frac{b_p}{ E }}$	$a_p = 2,13 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-1}$
	$b_p = 3,2 \cdot 10^6 \text{ V/cm}$

Si

FIGURE 1.7

(cm^{-1})



(10^5 V/cm)

(10^{-6} V.cm)

$E \rightarrow$

Pour le GaAs ($\alpha_n = \alpha_p = \alpha$) nous utilisons les valeurs déduites des courbes expérimentales de CHANG ^{P{9}} (pour la température T = 300°K). Le tableau III résume les valeurs utilisées pour les températures T = 300°K et T = 473°K (La méthode employée pour obtenir la valeur du taux d'ionisation du GaAs à T = 473°K et la justification du choix des valeurs de CHANG seront exposées au chapitre IV).

La variation du taux d'ionisation en fonction du champ électrique E sont données sur la figure 1.8.

Tableau III

$\alpha_n = \alpha_p = \alpha = a e^{-\left(\frac{b}{ E }\right)^2}$		
T = 300°K	a = 1,18 10 ⁵ cm ⁻¹	b = 5,55 10 ⁵ V/cm
T = 473°K	a = 2,05 10 ⁵ cm ⁻¹	b = 7,10 10 ⁵ V/cm

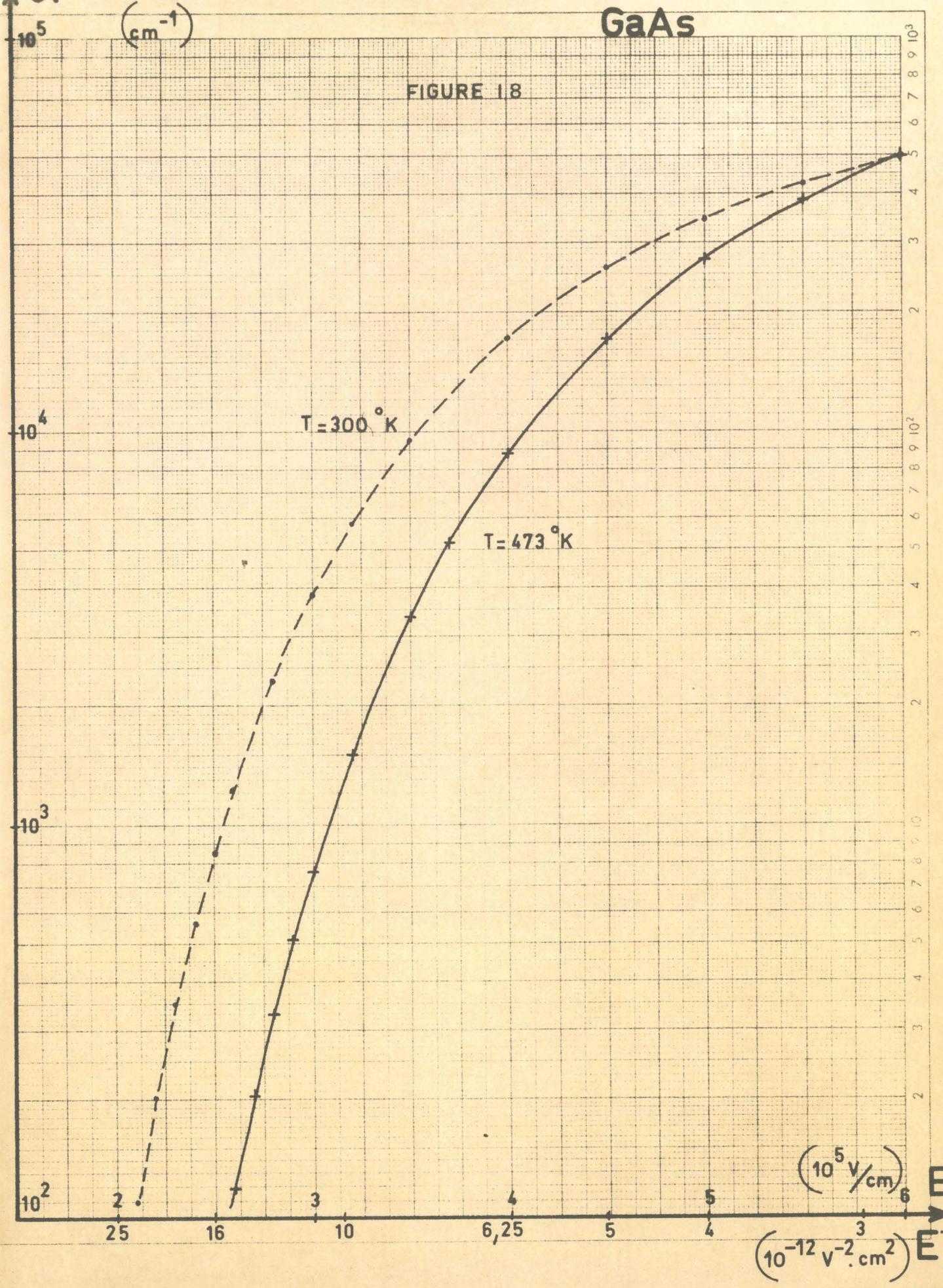
Le calcul numérique nous permet de déterminer la tension d'avalanche et la largeur de la zone désertée à l'avalanche des diodes ayant un profil de dopage quelconque. Le diagramme du calcul est donné sur l'organigramme III.

Nous avons étudié plus particulièrement les diodes ayant un profil de dopage constant (représentées par les modèles de la figure 1.3). A partir des valeurs obtenues par le calcul numérique, nous avons tracé des courbes donnant les variations de la tension d'avalanche pour des diodes confinées (W_a variant entre 2 μ m et 7 μ m) et non confinées en fonction de la concentration en impuretés N (N variant entre 10¹⁵ et 10¹⁷ Atomes/cm³) pour le GaAs (figures 1.9 et 1.10) et le silicium (figure 1.11).

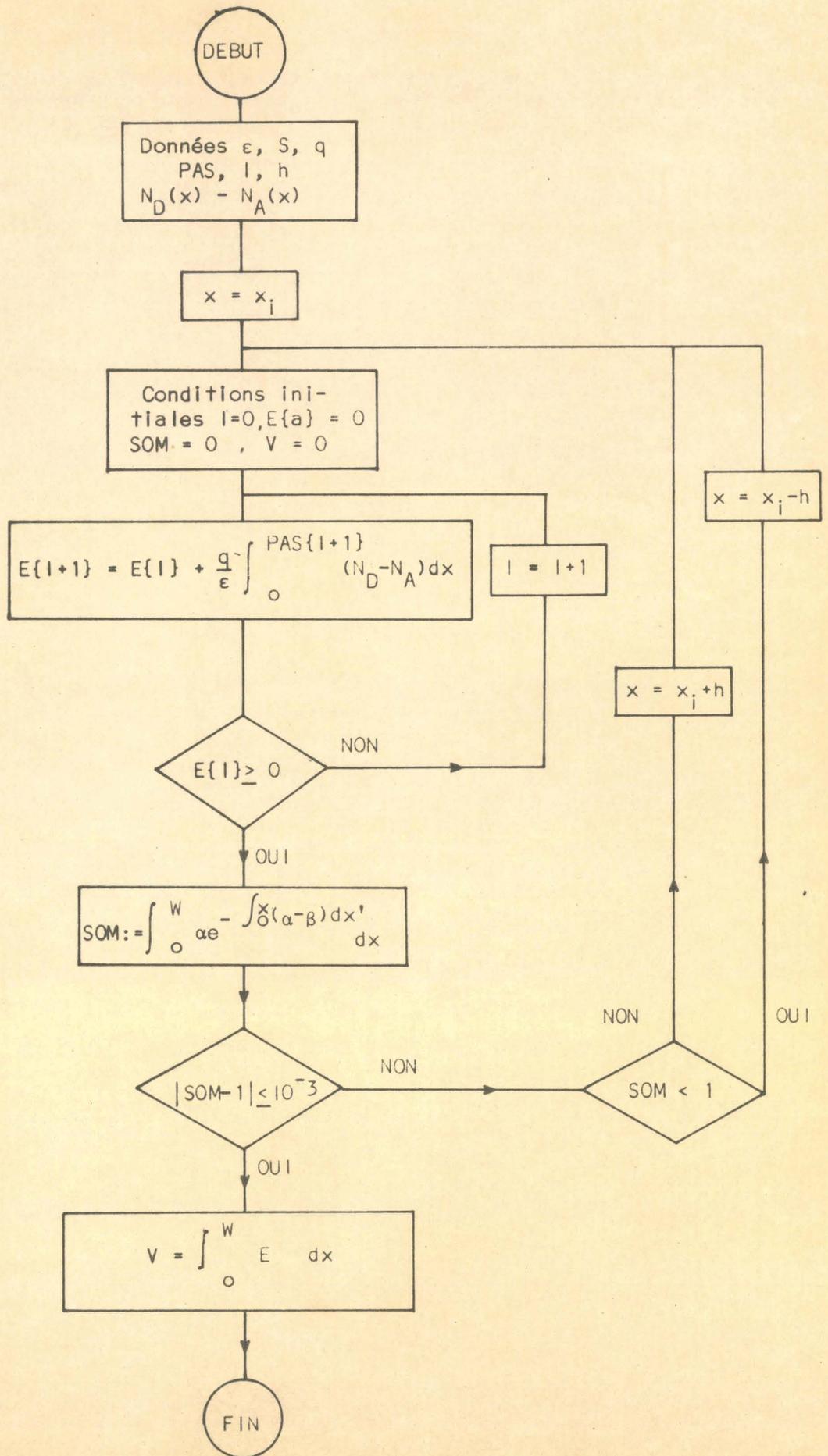
Sur les figures 1.9 et 1.11, nous avons également représenté les variations de la tension d'avalanche d'une diode dont la concentration en impuretés de la partie P⁺ est égale à 10¹⁷ Atomes/cm³. En pratique, le dopage de la partie P⁺ est toujours au moins cent fois plus élevé que celui de l'épitaxie N. Comme la concentration de la partie N est de l'ordre de 10¹⁵ Atomes/cm³, nous avons choisi cette valeur afin de déterminer l'erreur maximale commise sur la tension en négligeant la partie P⁺.

GaAs

FIGURE 18

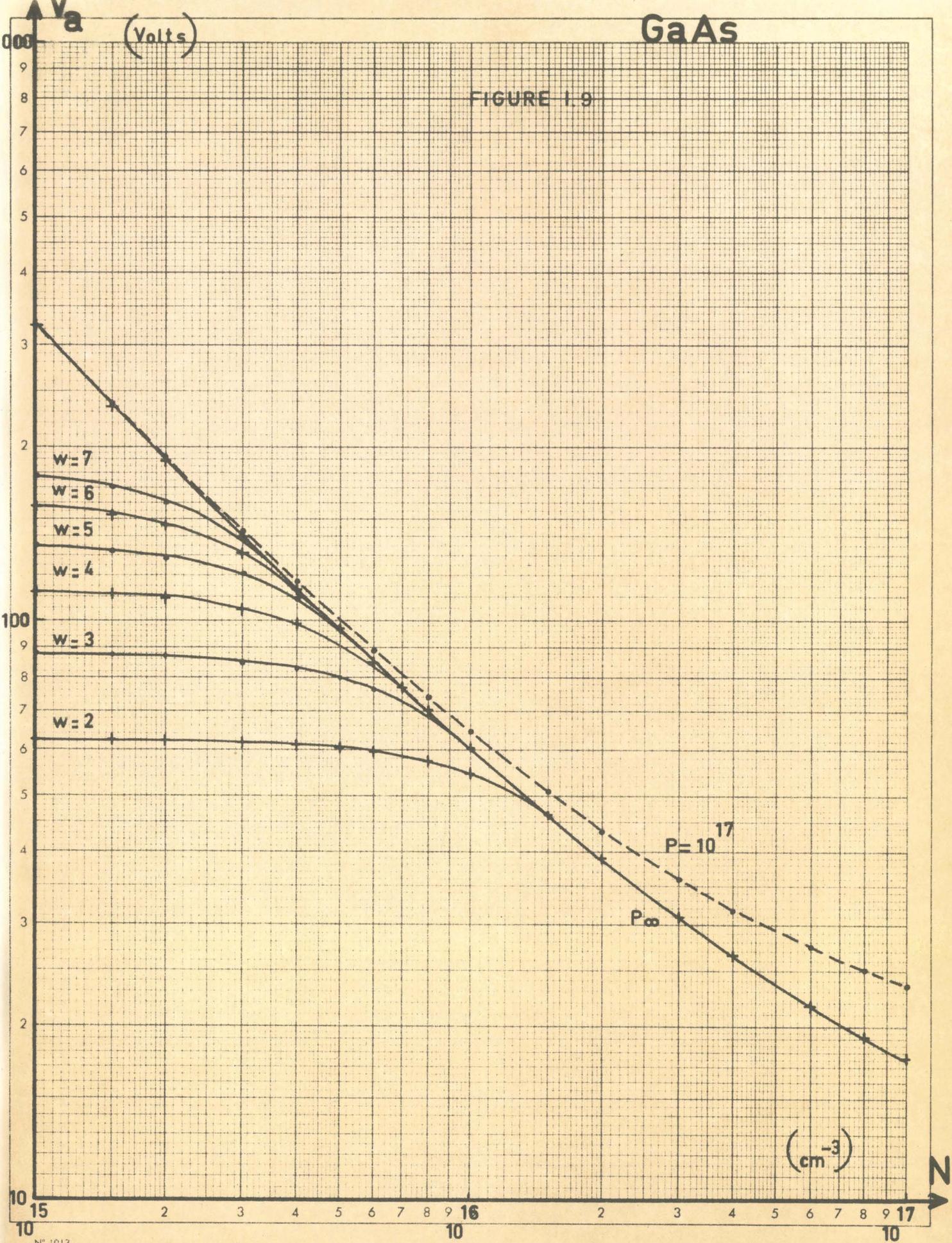


ORGANIGRAMME III



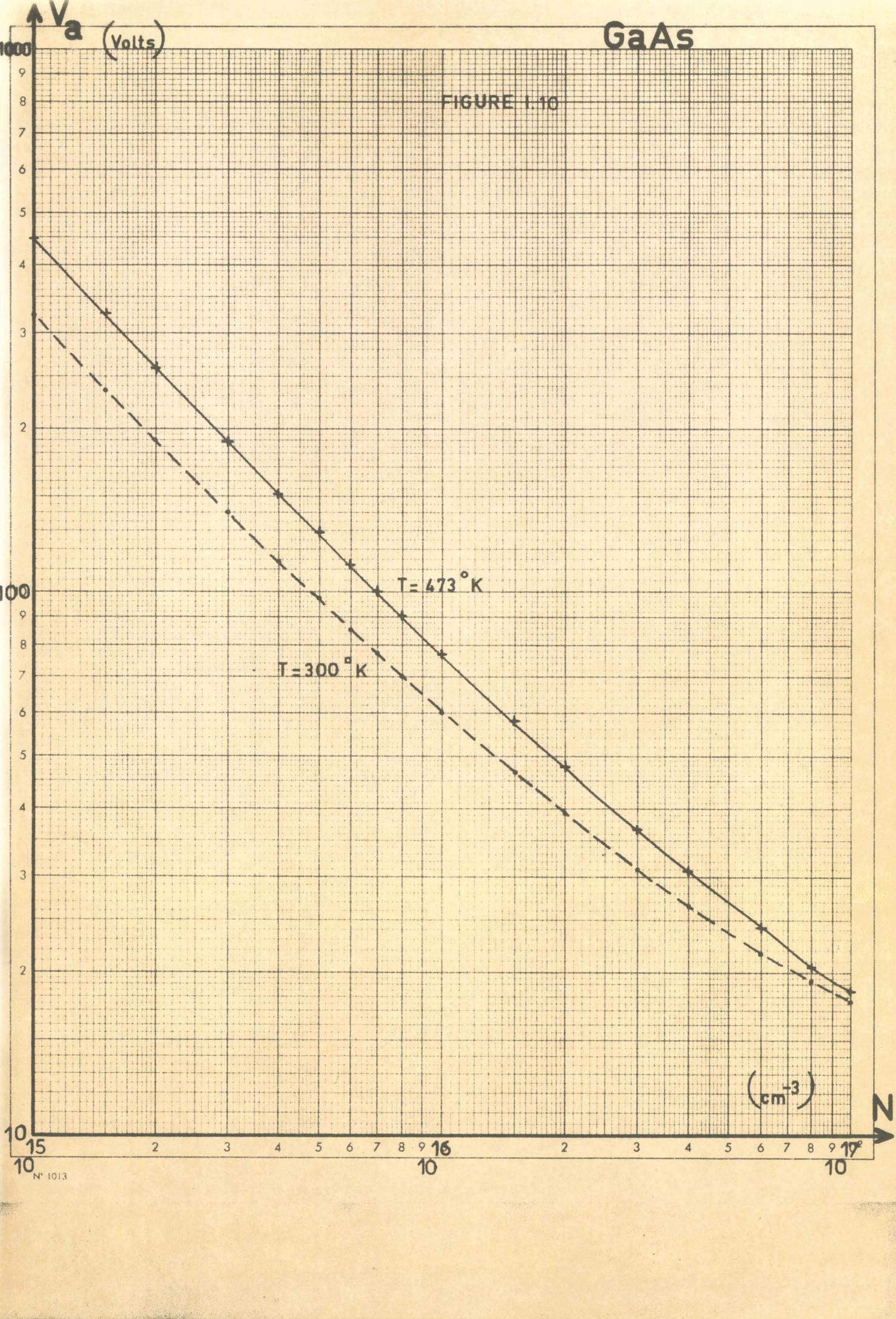
GaAs

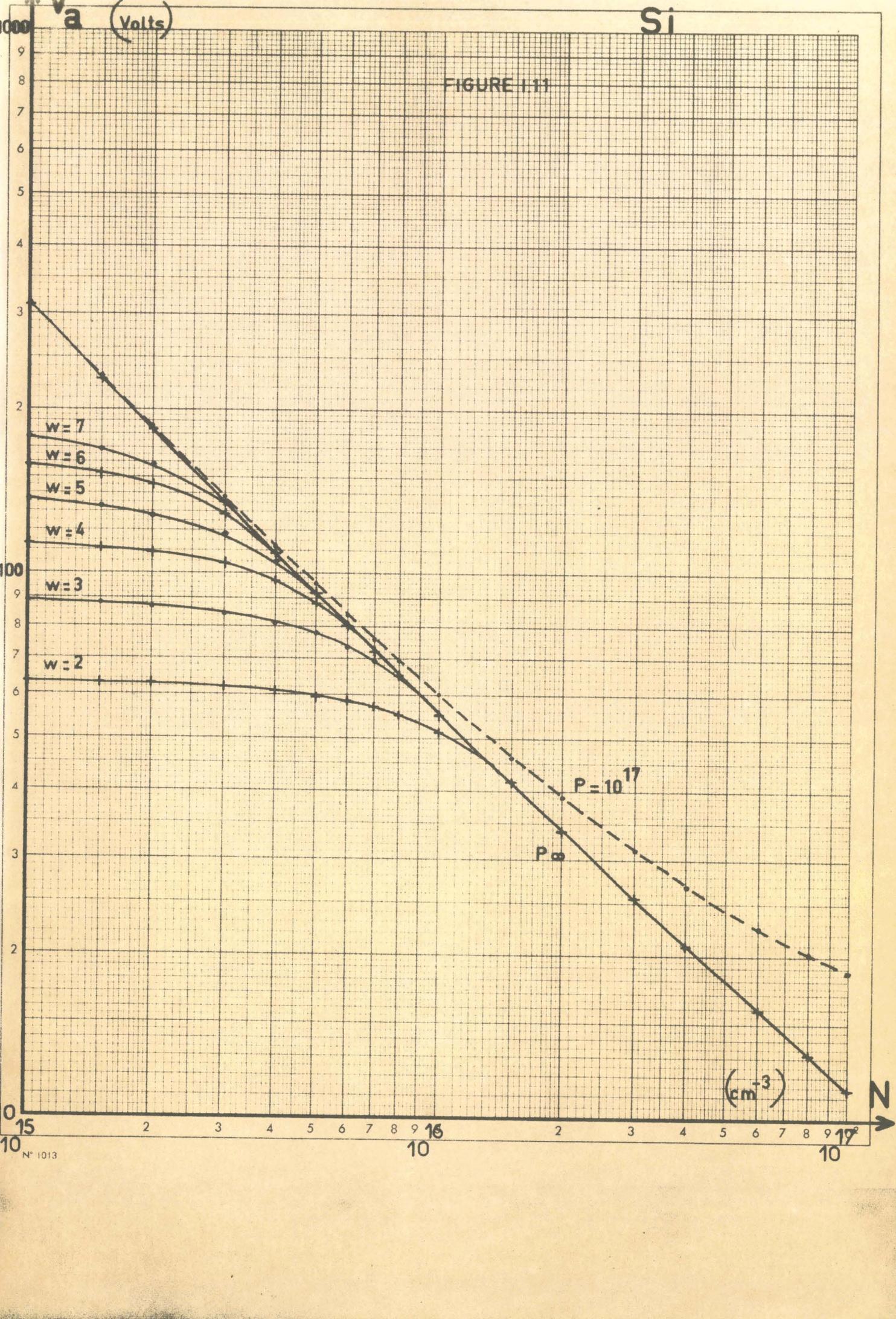
FIGURE 1.9



GaAs

FIGURE 1.10





D'autres courbes ont également été tracées :

- Courbes donnant les variations de la largeur W_a de la zone désertée au seuil de l'avalanche pour des diodes non confinées en fonction de la concentration en impuretés N (variant entre 10^{15} et 10^{17} Atomes/cm³) pour le GaAs (figure 1.12) et le silicium (figure 1.13).
- Courbes donnant les variations du champ électrique maximum à l'avalanche toujours en fonction de N pour le GaAs (figure 1.14) et le silicium (figure 1.15).

1.3.1.2. Méthodes de détermination de la surface de la jonction

a) Diodes ayant une concentration en impuretés constante

Lorsque l'étude des variations de la capacité en fonction de la tension inverse nous montre que le produit NS^2 est pratiquement constant, il est possible à partir de la tension d'avalanche V_a de déterminer simplement la surface de la jonction S^* . La valeur expérimentale de V_a reportée sur l'abaque donnant les variations de V_a en fonction de N nous donne la valeur de la concentration en impuretés N de la diode. Il est alors facile, connaissant NS^2 et N , de déterminer la surface de la jonction S .

Appelons S_1 la surface déterminée par cette méthode.

Une seconde détermination est possible par comparaison des valeurs expérimentale et théorique de la capacité C_{-5V} . (la concentration en impuretés N étant déterminée comme précédemment). Soit S_2 la surface obtenue par cette seconde méthode.

La comparaison entre ces deux valeurs S_1 et S_2 nous permet une estimation de la précision obtenue dans la détermination de la surface de la jonction.

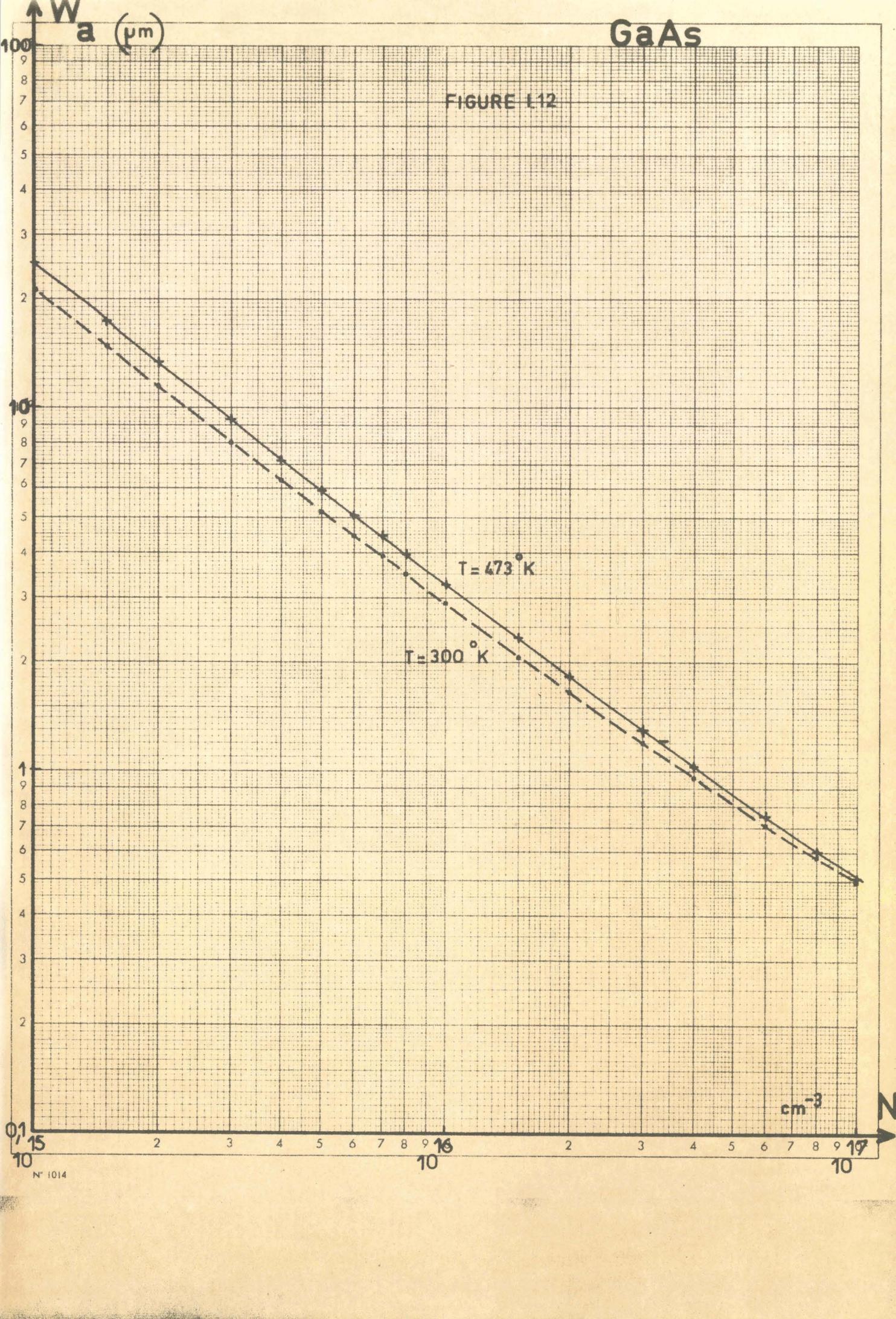
b) Diode ayant une concentration en impuretés variable

Il faut alors procéder autrement. Nous utilisons tout d'abord une valeur approchée de la surface de la jonction (surface donnée par le constructeur par exemple). A partir de cette valeur et du produit NS^2 déterminé expérimentalement, nous obtenons le profil de dopage $N(x)$. Nous injectons ce profil de dopage dans le programme permettant le calcul numérique de la tension d'avalanche. Si la valeur de la surface est bien choisie, nous devons retrouver la tension d'avalanche mesurée expérimentalement. Dans le cas contraire, il faut modifier la valeur

* Ce procédé n'est possible que dans le cas où la zone désertée n'est pas confinée.

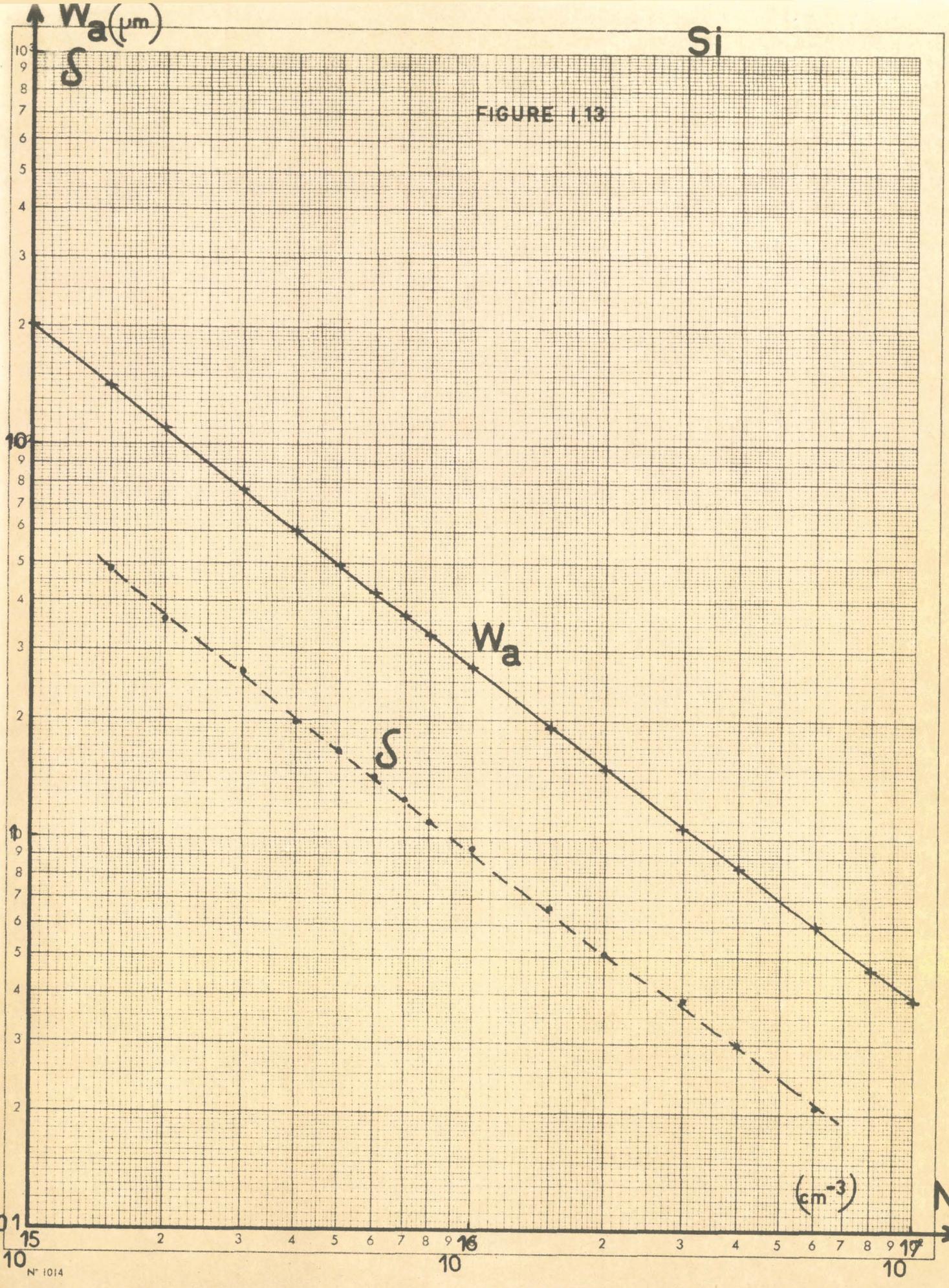
GaAs

FIGURE L12



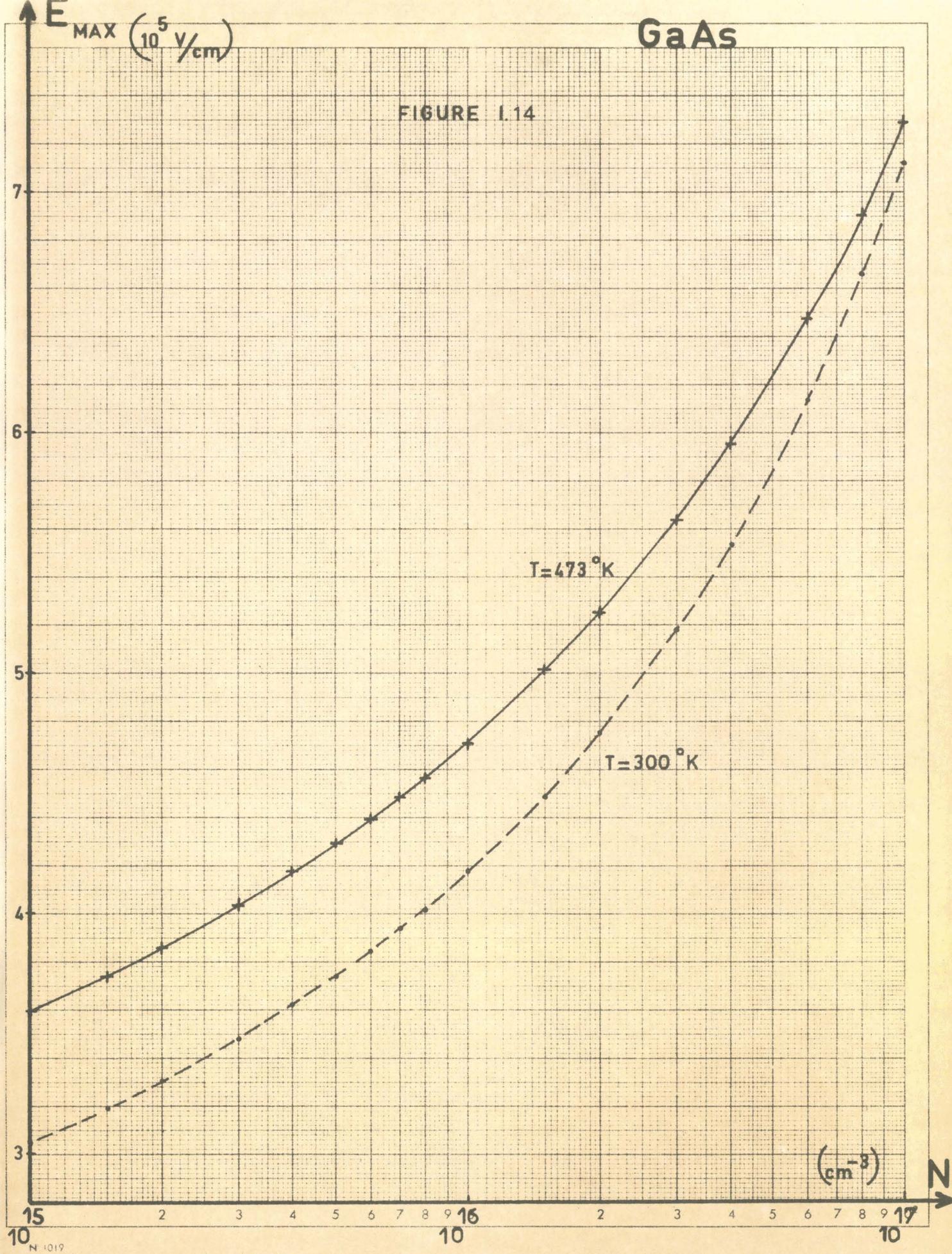
Si

FIGURE 1.13



GaAs

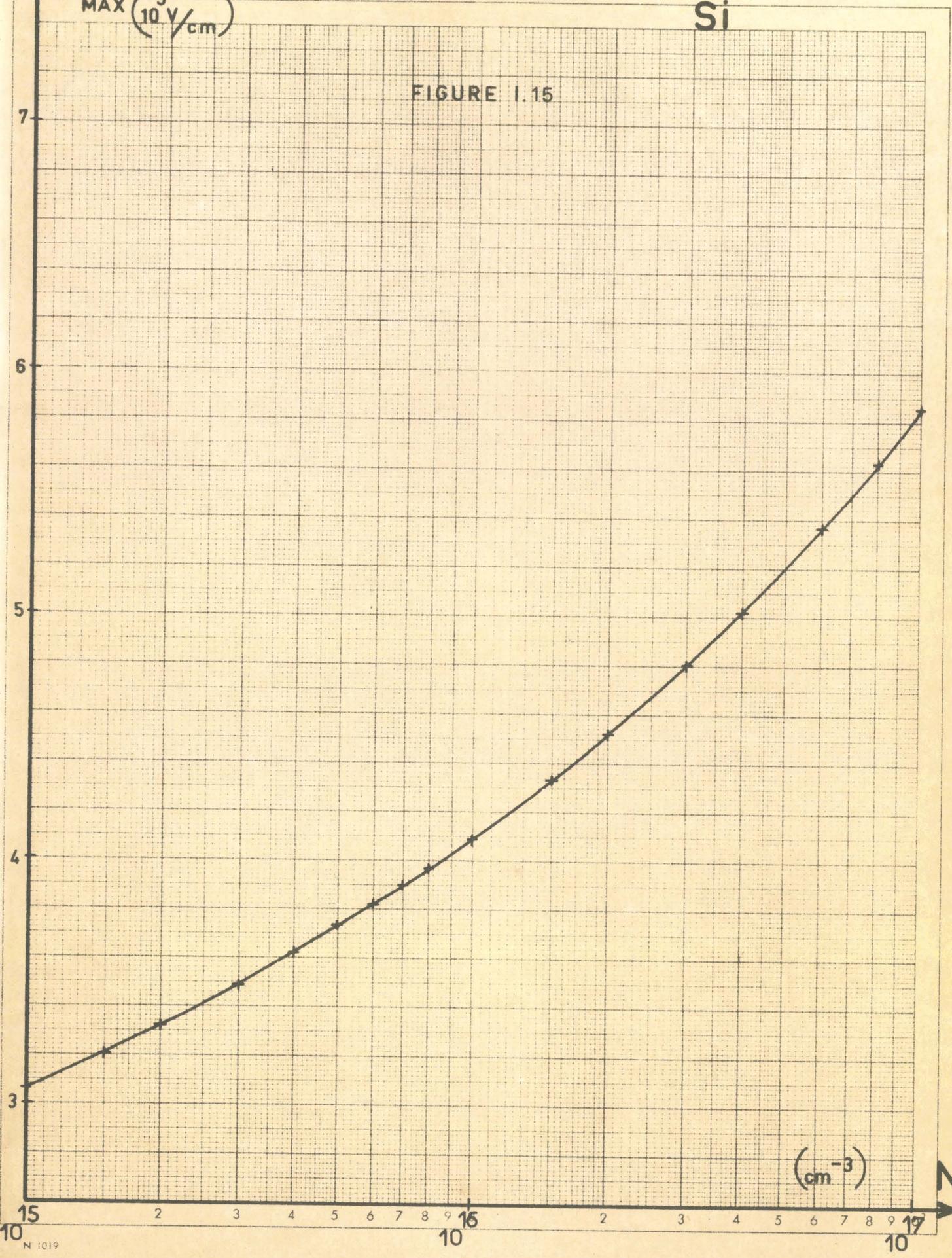
FIGURE 1.14



Si

FIGURE I.15

MAX $\left(\frac{5}{10} \text{ V/cm}\right)$



(cm^{-3})

N 1019

N

de la surface jusqu'à concordance entre valeurs théorique et expérimentale de la tension d'avalanche. Remarquons que la concentration en impuretés N est proportionnelle à $\frac{1}{S^2}$ alors que l'abscisse W est proportionnel à S. Un exemple concret de détermination de la surface S sera traité au chapitre III.

Cette méthode donne une meilleure détermination de la surface de la jonction que celle liée à la comparaison des courbes $C = f(V)$ théorique et expérimentale. En outre, elle est plus rapide puisqu'il s'agit d'obtenir la concordance entre deux valeurs théorique et expérimentale et non entre deux courbes.

1.3.2. Etude de la caractéristique statique inverse $I = f(V)$

Nous proposons une étude numérique permettant d'obtenir la caractéristique statique inverse $I = f(V)$ correspondant à la diode maintenue à température constante (caractéristique isotherme).

Cette caractéristique est rarement observée (excepté pour des mesures en impulsions) car l'augmentation du courant traversant la diode entraîne généralement une élévation de température du semiconducteur. Le calcul théorique de cette caractéristique est fondamental pour déterminer la résistance de charge d'espace présentée par la diode en l'absence d'effets thermiques.

1.3.2.1. Etude théorique

L'étude théorique des diodes à avalanche est basée sur l'utilisation des équations fondamentales suivantes (nous considérons seulement le régime statique).

- Equation de POISSON

$$\frac{d E(x)}{dx} = \frac{q}{\epsilon} \{ (N_D - N_A)(x) + (p(x) - n(x)) \} \quad (14)$$

$p(x)$ et $n(x)$ représentent les concentrations de charges mobiles (trous et électrons)

- Equations de continuité

Pour une diode de structure P^+NN^+ ou une barrière

$$\frac{d J_n(x)}{dx} = \alpha_n |J_n(x)| + \alpha_p |J_p(x)| \quad (15)$$

$$-\frac{d J_p(x)}{dx} = \alpha_n |J_n(x)| + \alpha_p |J_p(x)| \quad (16)$$

$J_n(x)$ et $J_p(x)$ sont les densités de courant d'électrons et de trous.

Dans ces équations, nous ne tenons pas compte de la diffusion et de la recombinaison des porteurs.

- Equation de conservation du courant

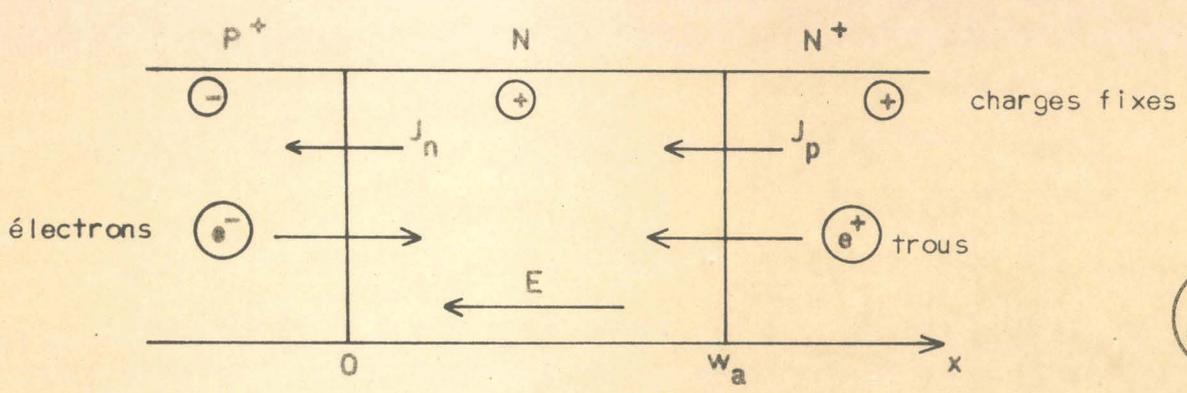
$$\frac{d}{dx} (J_n + J_p) = 0 \quad (17)$$

Cette équation s'écrit encore sous la forme :

$$J_n(x) + J_p(x) = J = \text{constante} \quad (18)$$

J est la densité de courant continu traversant la diode.

Rappelons ici les conventions de signes utilisées dans toutes les formules citées



Les conditions aux limites sont :

à <u>x = 0</u>	$J_n = J_{ns}$	à <u>x = w_a</u>	$J_n = J$
	$J_p = J$		$J_p = J_{ps}$

J_{ps} et J_{ns} étant les densités de courant de saturation des trous et des électrons.

En utilisant l'équation (18), nous pouvons réduire au nombre de deux les trois équations (14), (15) et (16).

En considérant que $J_n(x) = q \cdot v_n \cdot n(x)$

$$J_p(x) = q \cdot v_p \cdot p(x)$$

où v_n et v_p sont les vitesses des électrons et des trous, nous obtenons le système d'équations suivant :

$$\frac{d E(x)}{dx} = \frac{q}{\epsilon} \{ (N_D - N_A)(x) \} + \frac{1}{\epsilon} \left(\frac{1}{v_n} + \frac{1}{v_p} \right) J_p(x) - \frac{J}{\epsilon v_n} \quad (19)$$

$$\frac{d J_p(x)}{dx} = \{ \alpha_n(x) - \alpha_p(x) \} J_p(x) - \alpha_n(x) \cdot J \quad (20)$$

avec $J = J_n(x) + J_p(x)$ (18)

Pour le silicium, les vitesses des porteurs semblent bien déterminées {10}. Par contre, dans le cas du GaAs, les résultats varient selon les auteurs {11} {12} {13} {14}.

Les valeurs que nous avons utilisées sont résumées dans le tableau IV.

Tableau IV

SILICIUM	T = 300°K	$v_n = 1,1 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$
		$v_p = 9,5 \cdot 10^6 \text{ cm/s}$
ARSENIURE DE	T = 300°K	$v_n = 0,8 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$
		$v_p = 10^7 \text{ cm/s}$
GALLIUM	T = 473°K	$v_n = 0,65 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$
		$v_p = 0,8 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$

Le système d'équations différentielles est résolu par la méthode pas à pas de RUNGEKUTTA {15}.

Le programme de calcul numérique que nous avons mis au point est absolument général. Il permet de calculer, non seulement la caractéristique statique inverse $I = f(V)$, mais aussi la courbe $C = f(V)$ et la tension d'avalanche, quelles que soient les lois de variation en fonction du champ électrique des taux d'ionisation et des vitesses des porteurs.

L'organigramme IV expose les différentes étapes de ce programme et le listing détaillé est donné en annexe I.

Nous donnons à titre d'exemple les variations du champ électrique E (Figure 1.16) et celles de J_n et J_p (figure 1.17) en fonction de l'abscisse x pour des densités de courant J respectives de $10A/cm^2$ et $10^4A/cm^2$. Ces résultats ont été obtenus à l'aide du programme de calcul numérique précédent pour une diode au silicium (série BK⁺) dont le profil de dopage est représenté sur la figure 1.1.

Un programme de calcul numérique permettant de déterminer la caractéristique statique inverse $I = f(V)$ avait été mis au point par VAESKEN {16}. Mais ce programme est moins général que le nôtre. En effet :

- Il est nécessaire d'introduire la carte du champ électrique au seuil de l'avalanche comme donnée du programme.
- La structure étudiée est bloquée, c'est-à-dire que, quel que soit le courant injecté (et en particulier un courant élevé), la zone désertée a toujours la même largeur W_a qu'à l'avalanche.
- la loi adoptée pour le taux d'ionisation est celle donnée par la formule de MAC KAY {17} ($\alpha = a e^{\lambda E(x)}$). Cette relation est moins générale que celle que nous avons utilisée. De plus, les taux d'ionisation des électrons et des trous sont reliés par une approximation de la forme $\alpha_p = k \alpha_n$ où le terme k est pris constant ($k = 0,2$) alors qu'il varie avec le champ électrique {18}.
- Enfin, les vitesses des porteurs sont supposées égales.

A partir de la caractéristique statique inverse $I = f(V)$ obtenue par le calcul numérique, il est possible de déterminer la résistance de charge d'espace R_c .

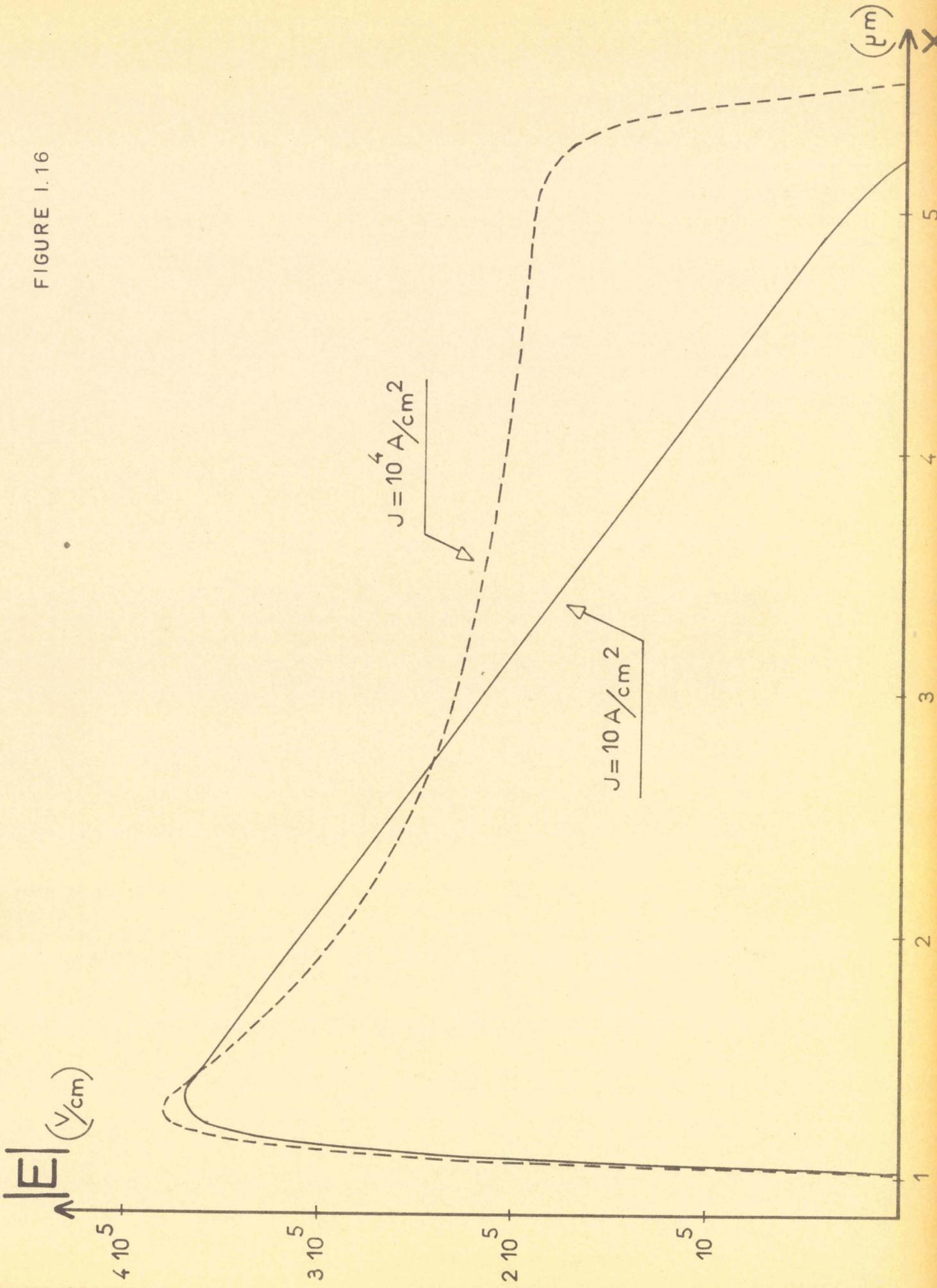
Pour chaque valeur de la densité de courant, le calcul nous donne la valeur du potentiel appliqué à la jonction et la largeur de la zone désertée. Nous obtenons ainsi un ensemble de valeurs pour le couple (J, V) . Pour déterminer à partir de ces résultats la caractéristique statique inverse $I = f(V)$, il est nécessaire de connaître la surface de la jonction en avalanche S_a ; nous avons en effet :

$$I = J \cdot S_a$$

La résistance de charge d'espace (ou résistance différentielle) est définie par la relation :

$$R_c = \frac{dV}{dI} = \frac{dV}{dJ} \cdot \frac{1}{S_a} \quad (21)$$

FIGURE I.16



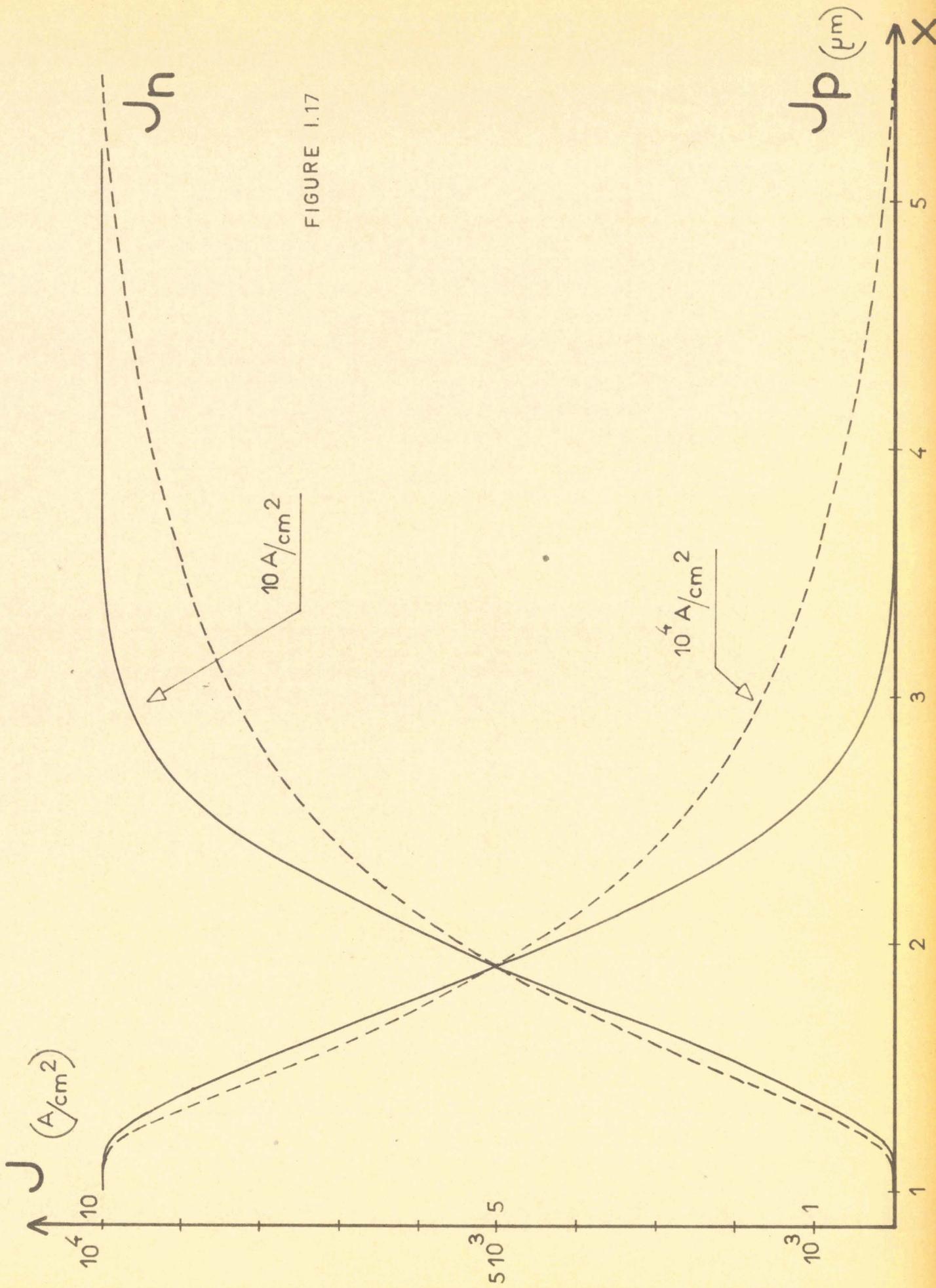
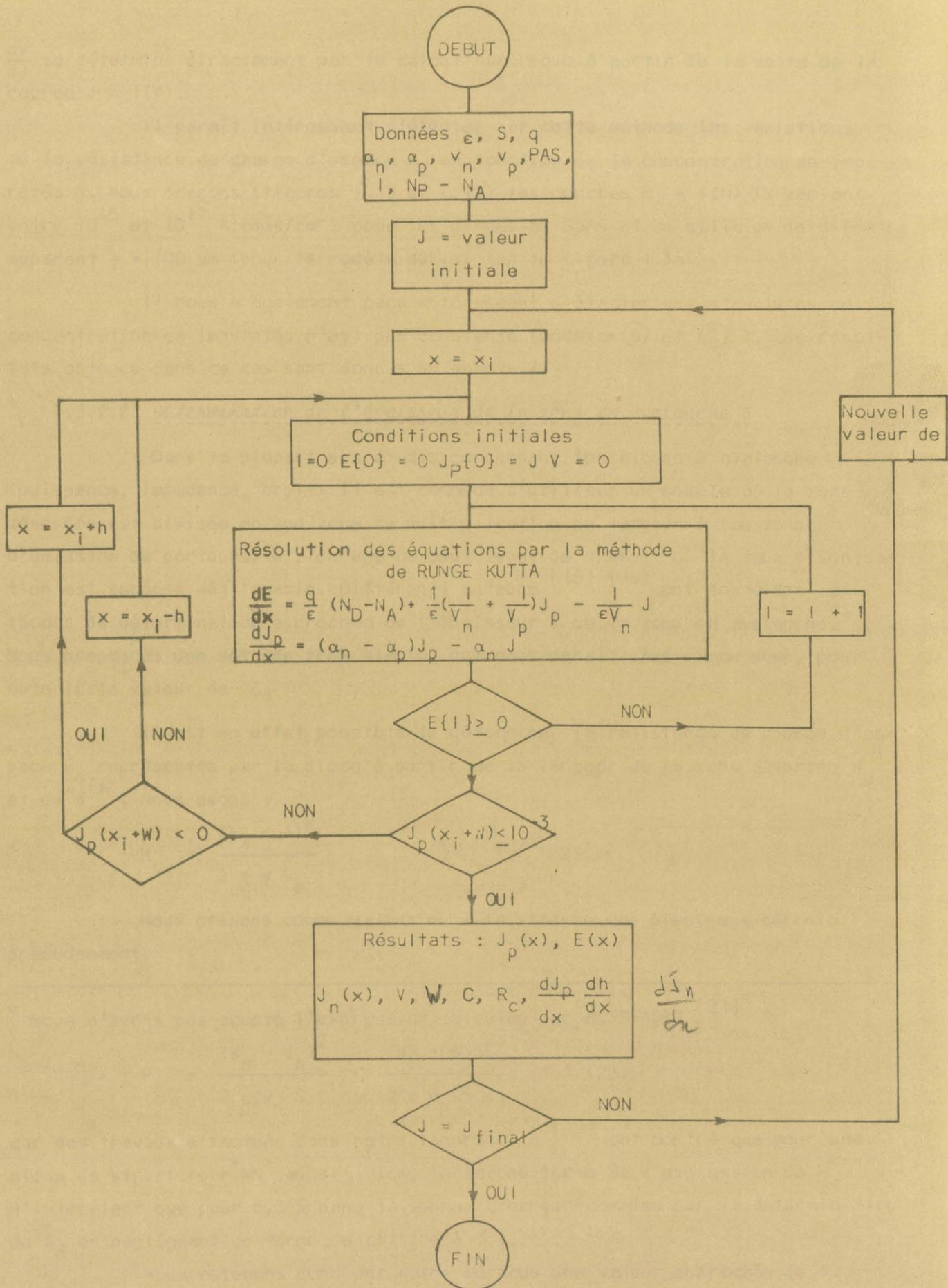


FIGURE I.17

ORGANIGRAMME IV



$\frac{dV}{dJ}$ se détermine directement par le calcul numérique à partir de la pente de la courbe $J = f(V)$.

Il paraît intéressant d'étudier par cette méthode les variations de la résistance de charge d'espace R_C en fonction de la concentration en impuretés N . Nous traçons (figures 1.18 et 1.19) les courbes $R_C = f(N)$ (N variant entre 10^{15} et 10^{17} Atomes/cm³) pour les diodes au GaAs et au silicium de diamètre apparent $\phi = 100 \mu\text{m}$ (pour le modèle défini sur la figure 1.3a)).

Il nous a également paru intéressant d'étudier des structures où la concentration en impuretés n'est pas constante (modèles (B) et (C)). Les résultats obtenus dans ce cas sont donnés en annexe 2.

1.3.2.2. Détermination de l'épaisseur de la zone en avalanche δ

Dans la plupart des études concernant les diodes à avalanche (puissance, impédance, bruit) il est commode d'utiliser un modèle où la zone désertée est divisée en une zone de multiplication de largeur δ (ou zone d'émission de porteurs) et, en une ou deux zones de transit où le taux d'ionisation est supposé négligeable. Différents auteurs {16} {19} ont donné des méthodes de détermination approchée de l'épaisseur δ de la zone en avalanche. Nous proposons une méthode très simple, qui nous paraît plus rigoureuse, pour obtenir la valeur de δ .

Il est en effet possible de déterminer la résistance de charge d'espace R_C représentée par la diode à partir de la largeur de la zone désertée W_a et de δ *. Nous avons :

$$R_C = \frac{(W_a - \delta)^2}{2 \epsilon v S_a} \quad (22)$$

Nous prenons comme valeur de v la vitesse des électrons définie précédemment.

* Nous n'avons pas adopté l'expression calculée par A. STAGER {21}

$$R_C = \frac{(W_n - \delta_n)^2}{2 \epsilon v_n S} + \frac{(W_p - \delta_p)^2}{2 \epsilon v_p S} \quad (23)$$

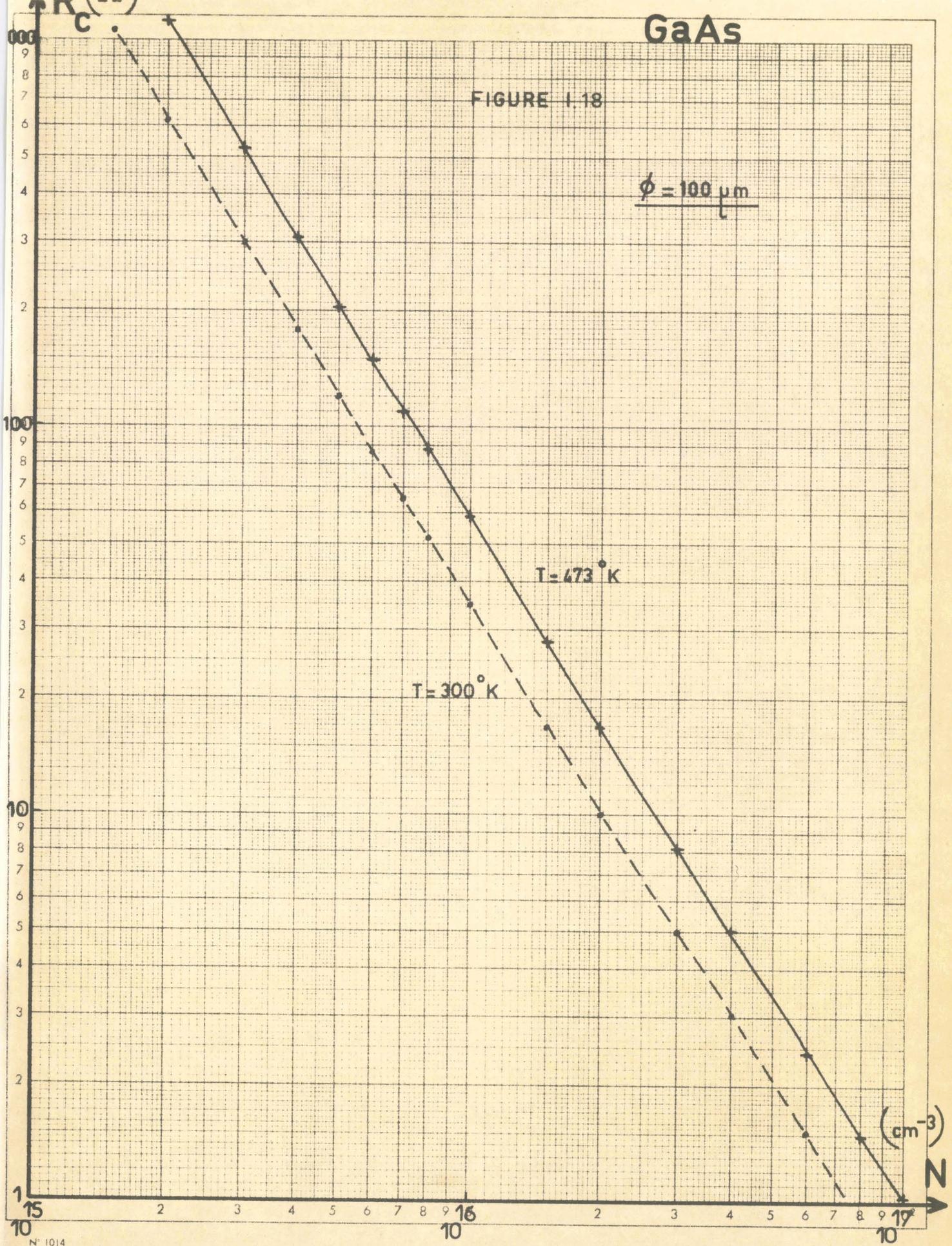
car des travaux effectués dans notre laboratoire {20} ont montré que pour une diode de structure P^+NN^+ au silicium, le second terme de l'expression de R_C n'intervient que pour 6,3 % dans la somme. L'erreur commise sur la détermination de δ_n en négligeant ce terme se chiffre à 3 %.

Nous obtenons donc par notre méthode une valeur approchée de δ .

GaAs

FIGURE 1.18

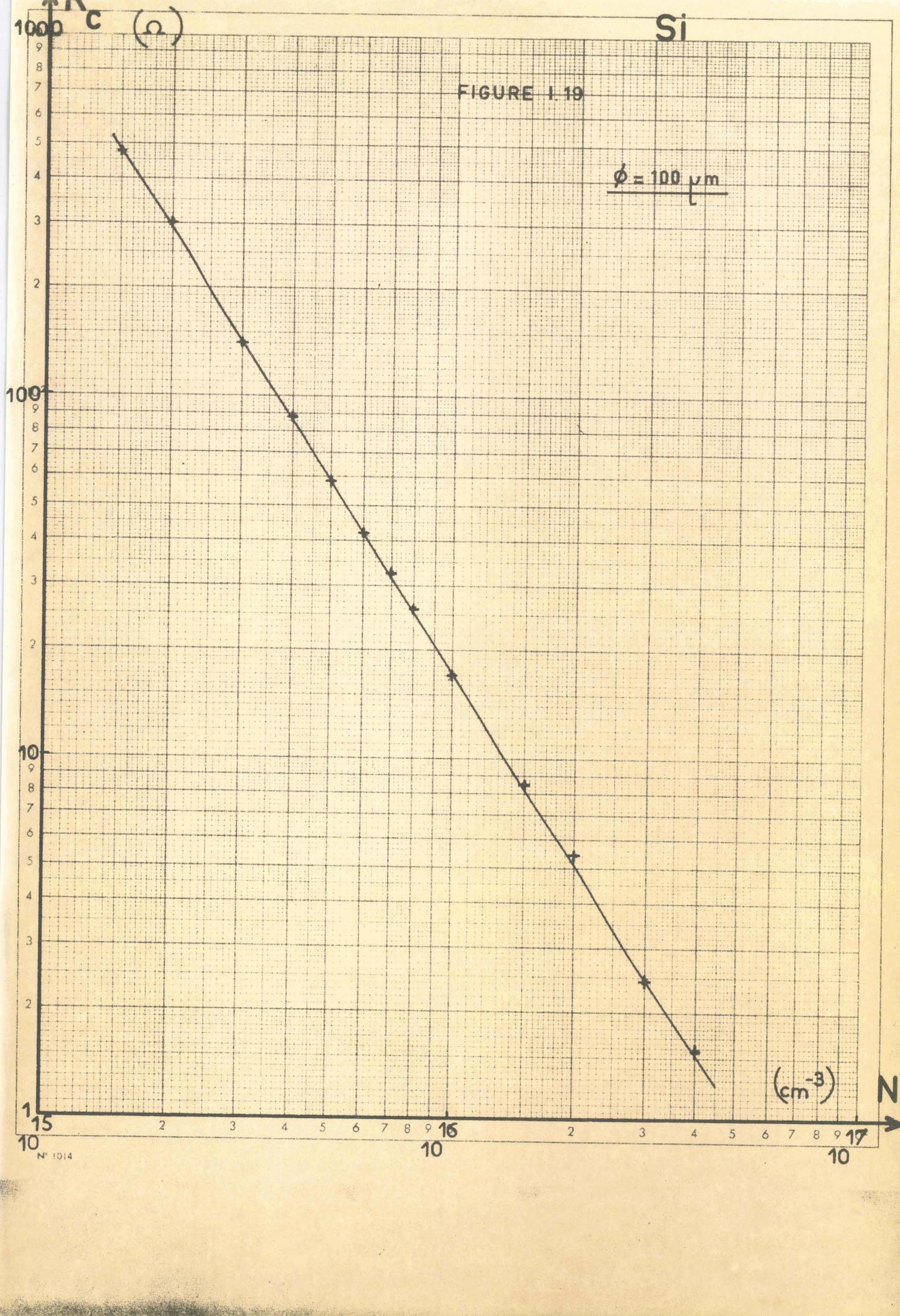
$\phi = 100 \mu\text{m}$



Si

FIGURE I.19

$\phi = 100 \mu\text{m}$



La résistance R_C peut, par ailleurs, être calculée pour une diode de structure quelconque à partir de notre programme.

Connaissant W_a et v , nous en déduisons facilement δ par la relation :

$$\delta = W_a - \sqrt{2 \epsilon v S_a R_C} \quad (24)$$

Nous traçons les courbes donnant les variations de l'épaisseur de la zone en avalanche δ en fonction de la concentration en impuretés N (N variant entre 10^{15} et 10^{17} Atomes/cm³) pour les diodes au GaAs (figure 1.20) et au silicium (figure 1.13). Nous remarquons que la largeur de la zone en avalanche δ est plus faible pour le GaAs que pour le silicium (pour la structure étudiée).

Nous avons également étudié l'influence d'un profil différencié sur l'épaisseur de δ . Les résultats obtenus sont discutés en annexe 2.

1.3.2.3. Détermination de la surface en avalanche S_a

Nous avons déterminé précédemment par mesure capacitive la surface électrostatique de la jonction. Lorsque la diode se met en régime d'avalanche, celle-ci s'étend de façon graduelle à une partie de la surface de la jonction ou, dans le meilleur des cas, à l'ensemble.

Il est donc intéressant de déterminer la surface de la jonction en avalanche S_a (ou ce qui revient au même, le diamètre équivalent ϕ_a). Dans ce but, la comparaison entre la valeur expérimentale de la résistance de charge d'espace $R_{C\text{exp}}$ et la valeur théorique $R_{C\text{th}}$ obtenue par le calcul numérique (connaissant le profil de dopage de l'échantillon étudié), nous permet de déterminer expérimentalement ϕ_a .

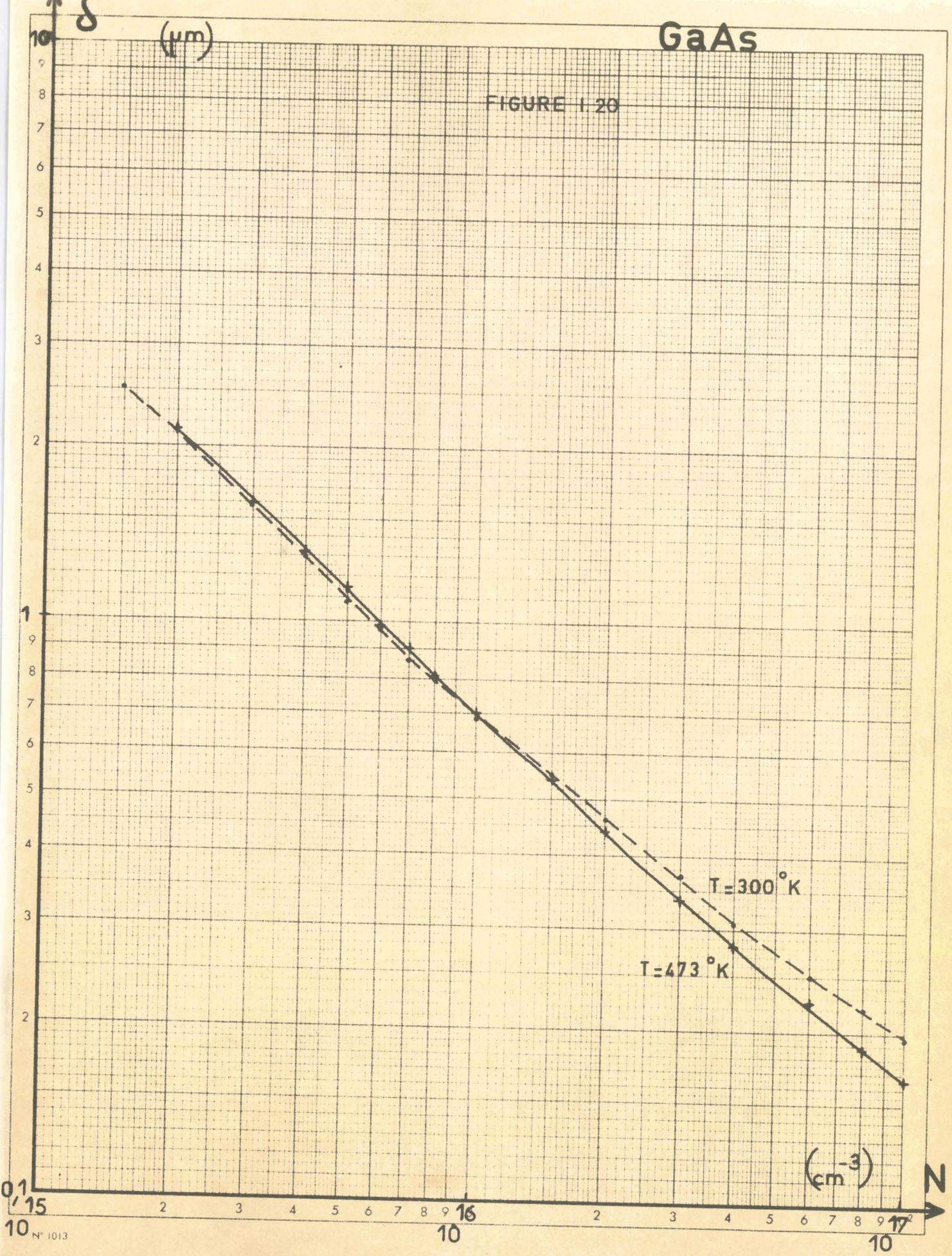
Nous avons simplement :

$$R_{C\text{th}} = \frac{(W_a - \delta)^2}{2 \epsilon v \left\{ \frac{\pi(100)^2}{4} \right\}} \quad \Rightarrow \quad \phi_a = 100 \sqrt{\frac{R_{C\text{th}}}{R_{C\text{exp}}}} \quad (25)$$

$$R_{C\text{exp}} = \frac{(W_a - \delta)^2}{2 \epsilon v \left\{ \frac{\pi\phi_a^2}{4} \right\}}$$

GaAs

FIGURE 1.20



0.1
10¹⁵ N° 1013

10

10

N

1.3.3. Détermination des paramètres thermiques

Jusqu'à présent, nous n'avons pas mentionné les effets thermiques dus à l'élévation de la température du semiconducteur sous l'influence de la puissance continue appliquée. Une augmentation trop importante de la température de la jonction peut entraîner la destruction de la diode (la température maximale admissible est voisine de 350°C pour le GaAs et de 250°C pour le silicium). Il est donc nécessaire de déterminer en toutes circonstances la température T_j de la jonction, ce qui permettra de fixer la puissance maximale applicable à la diode.

Dans ce but, il est indispensable de connaître la résistance thermique jonction-milieu extérieur R_{th} de la diode. La température T_j de la jonction d'une diode soumise à une tension V et à un courant I est liée à la température extérieure T_E (ou à la température du boîtier T_B) par la relation :

$$T_j = T_B + R_{th}(I, T_j) \cdot V \cdot I \quad (26)$$

$R_{th}(I, T_j)$ désigne la résistance thermique jonction-milieu extérieur, qui peut être une fonction du courant appliqué I et de la température T_j du semiconducteur (ou, ce qui revient au même, de T_B).

La détermination de R_{th} est basée sur le fait suivant : une élévation de la température de la jonction se traduit par une augmentation de la tension d'avalanche. Ce phénomène va déterminer en grande partie les caractéristiques statiques $I(V)$ présentées par la diode. Le relevé de cette caractéristique va donc permettre d'obtenir R_{th} pour peu que nous connaissons les variations de la tension d'avalanche avec la température.

La caractéristique statique d'une diode semiconductrice est définie par la fonction :

$$V_a = V_a(I, T_j)$$

où V_a et I sont la tension et le courant appliqués à la diode dont la jonction est à la température T_j .

Il est commode d'introduire les grandeurs suivantes :

- le coefficient thermique β représentant les variations de la tension d'avalanche V_a en fonction de la température T_j , relevées à courant I constant :

$$\beta(I, T_j) = \left(\frac{\partial V_a}{\partial T_j} \right)_I \quad (27)$$

- la résistance de charge d'espace présentée par la diode, obtenue à partir des caractéristiques isothermes (mesure en impulsions ou mesure de la résistance dynamique en haute fréquence {voir chapitre II}).

$$R_c (I, T_j) = \left(\frac{\partial V_a}{\partial I} \right)_{T_j} \quad (28)$$

- la résistance dynamique de la diode déterminée de façon statique (le boîtier étant à température constante)

$$R_D (I, T_j) = \frac{d V_A}{d I} \quad (29)$$

Connaissant ces trois paramètres, il est possible de déterminer la résistance thermique R_{th} . Nous avons les relations suivantes (démonstrées en annexe 3).

$$R_{th} = \frac{R_D (I, T_j) - R_c (I, T_j)}{\beta (I, T_j) \cdot V_a \left(1 + \frac{I dV}{V dI} \right)} \quad (30)$$

$$R_{th} = \frac{T_{B2} - T_{B1}}{V_o \cdot I_o} \quad (31)$$

Dans cette deuxième expression,

- T_{B1} et T_{B2} représentent deux températures du boîtier telles que $T_{B2} > T_{B1}$.

- V_o et I_o sont la tension et le courant au point d'intersection des caractéristiques $I(V)$ obtenues aux températures T_{B1} et T_{B2} (ce point correspond à une même température sur la jonction).

1.3.4. Détermination théorique de l'impédance de la diode

Les méthodes que nous venons de décrire nous ont permis d'obtenir les paramètres caractéristiques des diodes étudiées. Il est intéressant de vérifier ces paramètres en comparant les valeurs théoriques qui en résultent pour l'impédance, aux valeurs expérimentales.

De nombreux auteurs {21} {22} {23} {24} {25} ont étudié l'impédance présentée en régime linéaire par une diode en avalanche. L'expression de l'impédance, sans tenir compte des éléments ramenés par l'encapsulation peut se

mettre sous la forme {26}

$$Z_D = R_D + j X_D$$

$$R_D = \frac{1}{C \cdot \omega} \left(\frac{W_a - \delta}{W_a} \right) \left(\frac{1}{1 - \frac{\omega^2}{\omega_a^2}} \right) \chi(\theta)$$

(32)

$$X_D = \frac{1}{C \cdot \omega} \left\{ \frac{1}{\frac{\omega_a^2}{\omega^2} - 1} - \left(\frac{W_a - \delta}{W_a} \right) \left(\frac{1}{1 - \frac{\omega^2}{\omega_a^2}} \right) \mu(\theta) \right\}$$

C capacité de la jonction

θ angle de transit défini par $\theta = \left(\frac{W_a - \delta}{v} \right) \cdot \omega$

ω_a fréquence angulaire d'avalanche

ω fréquence angulaire de travail

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

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

Cette expression analytique de l'impédance est obtenue en utilisant les hypothèses simplificatrices suivantes :

- $\delta \ll W_a$ zone d'avalanche très mince comparée à l'épaisseur de la zone de transit (ce modèle correspond à celui défini par READ {24}).

- $\omega \tau \delta \ll 1$ ($\tau \delta = \frac{\delta}{v}$) durée du transit dans la zone d'avalanche faible par rapport à la période du signal électrique.

- $v_n = v_p = v$ égalité des vitesses des porteurs

- $\alpha_n = \alpha_p = \alpha$ égalité des taux d'ionisation des électrons et des trous

- $I_s = 0$ courant de saturation négligeable.

Si nous voulons lever certaines hypothèses restrictives, nous aboutissons à une formule peu exploitable analytiquement.

Afin de permettre cette étude plus générale, un programme de calcul numérique a été mis au point en collaboration avec CASTELAIN^{27}. Ce programme permet d'obtenir l'impédance de la diode à partir de l'équation de READ : la solution de cette équation

$$I_{ca}(t) = I_0 \exp \left\{ \frac{2}{\tau \delta} \int_0^t \left(\int_0^\delta \alpha(E(t + \tau \gamma)) dx - 1 \right) dt \right\}$$

$I_{ca}(t)$ courant de conduction dans la zone d'avalanche

I_0 valeur du courant à l'origine des temps

$\tau \delta = \frac{\delta}{v}$ temps de transit des porteurs dans la zone d'émission

$\tau \gamma$ retard fictif

donne l'impédance de la zone d'avalanche. Il suffit d'y ajouter celle de la zone de transit pour obtenir l'impédance totale de la diode. Le programme permet de tracer directement sur abaque de SMITH les impédances : nous pouvons ainsi comparer par superposition les courbes expérimentale et théorique. De plus, il présente l'avantage de définir une impédance en régime non linéaire.

L'expression (32) nous permet surtout d'effectuer les calculs analytiques : elle donne l'impédance théorique présentée par la pastille semi-conductrice seule. Or, la mesure permet d'accéder à l'impédance globale de la diode. Il est donc nécessaire de définir un schéma équivalent de la diode tenant compte des éléments parasites apportés par l'encapsulation. En les faisant intervenir dans le calcul théorique de l'impédance, nous devons retrouver les résultats expérimentaux. La bonne concordance entre résultats théoriques et expérimentaux permet alors de vérifier que les paramètres obtenus à partir de la caractérisation sont corrects (dans la mesure où le schéma équivalent utilisé est exact).

Parmi les paramètres qui déterminent les variations de la diode en fonction du courant et de la fréquence, nous pouvons aussi définir une autre grandeur particulièrement intéressante : le courant d'avalanche I_x défini par :

$$I_x = \frac{\epsilon \cdot S \omega^2}{2 \bar{\alpha}' v} \quad (33)$$

C'est le courant continu de polarisation nécessaire pour obtenir dans la zone en avalanche l'égalité en module du courant de conduction et du courant de déplacement *

Cette valeur I_x est doublement intéressante :

- d'une part, elle est proportionnelle à la surface de la jonction et donne une information supplémentaire pour la détermination de cette surface.
- d'autre part, le courant I_x peut nous permettre d'obtenir des renseignements sur la vitesse des porteurs et sur le taux d'ionisation.

On définit parfois la fréquence d'avalanche donnée par

$$\frac{\omega_a^2}{a} = \frac{2 \bar{\alpha}' I_0 v}{\epsilon S} \quad (34)$$

où I_0 est le courant de polarisation de la diode.

CONCLUSION

Nous avons exposé les méthodes générales de caractérisation des diodes à avalanche qui permettent la détermination du profil de dopage de l'échantillon, de la surface électrostatique de la jonction et de la surface effectivement en régime d'avalanche. Dans le cas où le dopage de l'épitaxie est suffisamment constant et le dopage de la partie P⁺ très élevé, la caractérisation est facilitée par une série d'abaques donnant la variation des principaux paramètres en fonction de la concentration en impuretés N. Dans les autres cas, un programme de calcul numérique général permet d'obtenir ces mêmes paramètres.

Nous nous proposons maintenant de décrire les techniques qui nous permettent d'accéder aux grandeurs expérimentales nécessaires pour cette caractérisation.

* Autrement dit, I_x est le courant pour lequel l'impédance de la zone en avalanche est maximale (résonance à la fréquence angulaire ω).

CHAPITRE II

TECHNIQUES EXPERIMENTALES ET APPAREILLAGE

Nous nous proposons de décrire ici l'ensemble de l'appareillage utilisé pour la caractérisation des diodes à avalanche. Les techniques employées sont très diverses. Certaines d'entre elles ont déjà été mentionnées par ailleurs {16} {28} {29} : nous les rappelons rapidement en insistant essentiellement sur les aspects nouveaux.

II.1 TECHNIQUES DE MESURES CLASSIQUES

Ces mesures permettent d'obtenir la tension d'avalanche, les variations de la capacité en fonction de la tension inverse ainsi que la résistance de charge d'espace des diodes à caractériser.

II.1.1. Mesure de la tension d'avalanche

Nous relevons la caractéristique statique de la diode à étudier polarisée en inverse à l'aide du montage de la figure 11.1.

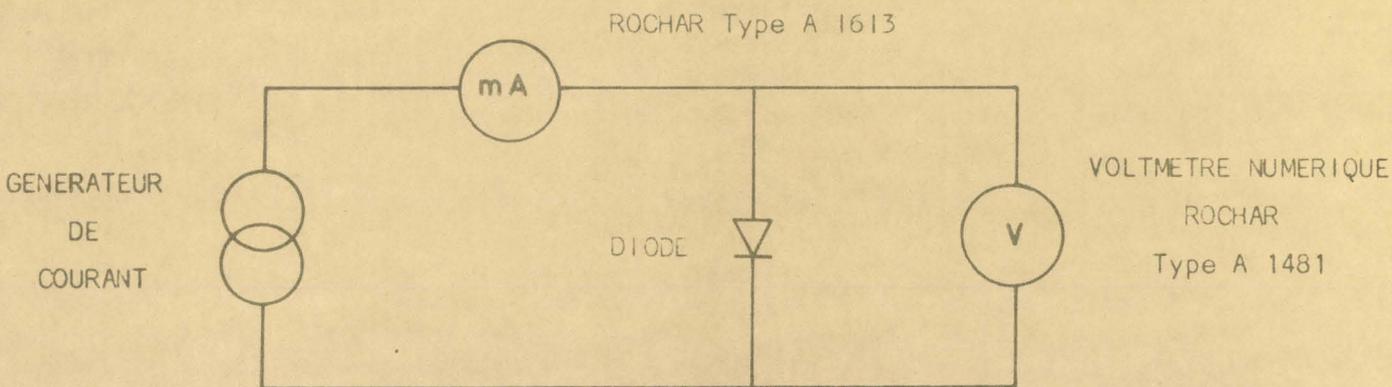
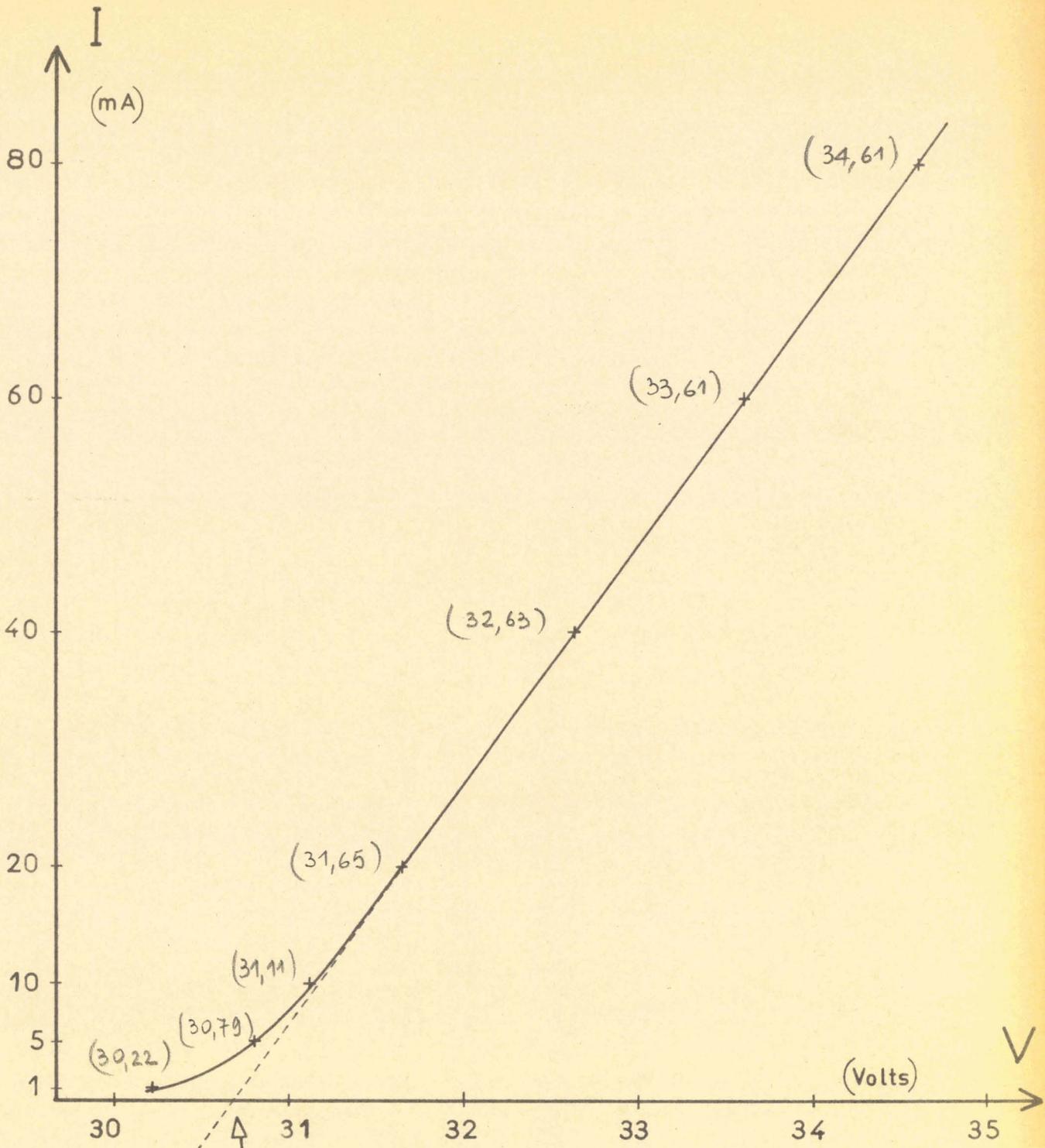


FIGURE 11.1 - Montage permettant le relevé de la caractéristique statique inverse.



$V_d = 30,7 \text{ v.}$

$R_D = 49,5 \Omega$

$V_d = 32,63 - (49,5 * 0,04)$

$V_d \approx 30,7 \text{ volts}$

FIGURE II.2 DETERMINATION DE LA TENSION D'AVALANCHE

Le problème de cette mesure réside dans le choix du courant d'avalanche pour lequel on définit la tension d'avalanche. Certains auteurs déterminent cette tension pour un courant de 1 mA, d'autres pour 100 μ A. Nous avons adopté une autre définition : nous extrapolons la tension d'avalanche pour un courant nul. Pour obtenir cette valeur, nous utilisons deux méthodes très voisines donnant des résultats sensiblement identiques.

a) Nous prolongeons la partie linéaire de la caractéristique statique expérimentale $I = f(V)$ jusqu'à l'intersection avec l'axe des abscisses, ce qui nous donne la valeur de la tension d'avalanche.

b) Nous mesurons la tension aux bornes de la diode pour un courant donné (40 mA par exemple). De cette valeur, il suffit de retrancher la chute de tension dans la résistance dynamique R_D de la diode.

$$V_a = V_{(40 \text{ mA})} - R_D \cdot I \quad (\text{avec } I = 40 \text{ mA})$$

Un exemple concret est traité sur la figure 11.2.

Cette méthode permet dans une certaine mesure de nous affranchir des courants de fuite et de l'influence d'avalanche extrêmement localisée.

11.1.2. Mesure de la capacité en fonction de la tension inverse

Ces mesures permettent la détermination du profil de dopage des diodes étudiées et, il est nécessaire d'avoir un grand nombre de points de mesure pour obtenir une meilleure précision dans le calcul de la concentration en impuretés.

La mesure de la capacité est effectuée à 1 MHz à l'aide d'un pont automatique de grande précision réalisé au laboratoire par OUDART ^{29} et représenté sur la figure 11.3.

Certaines modifications ont été apportées pour tenir compte des caractéristiques des diodes actuelles et améliorer encore la précision des mesures.

a) le niveau de la tension H.F. a été diminué pour éliminer les effets paramétriques sur la diode ($V < 20 \text{ mV}$)

b) l'extension de la gamme de mesures a été obtenue par l'emploi de capacités additionnelles : il est maintenant possible de mesurer des diodes ayant des capacités comprises entre 0,2 pF (valeur des capacités parasites) et 6 pF.

c) Pour améliorer la précision des mesures et les automatiser, un moteur élec-

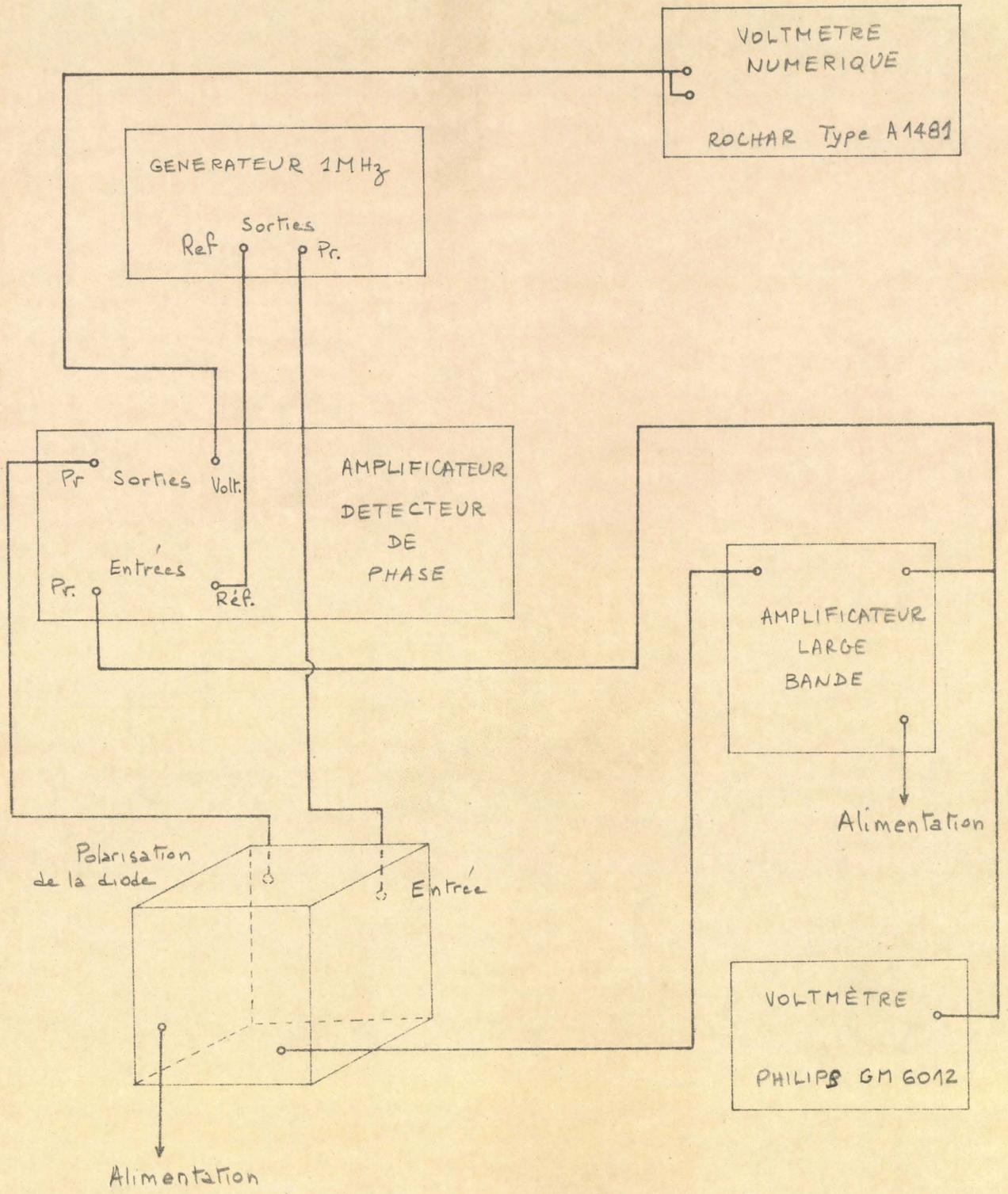


FIGURE II.3 SCHEMA D'INTERCONNECTIONS DU PONT AUTOMATIQUE DE MESURE DES CAPACITES

trique entraîne la vis micrométrique et fait varier la capacité étalon. Une butée placée sur cette vis déclenche à chaque tour un contracteur permettant ainsi d'échantillonner la valeur de la tension qui s'affiche sur un voltmètre numérique.

La vitesse de rotation du moteur est d'un tour par minute, ce qui correspond à une variation de capacité de 0,025 pF.

Nous relevons ainsi pour chaque valeur de la capacité, la valeur de la tension aux bornes de la diode.

Remarque

Certaines diodes ont une capacité supérieure à 6 picofarads. Dans ce cas, nous utilisons un pont de mesures de construction plus ancienne (Pont IR7) réalisé selon le même principe (comparaison avec une capacité étalon). Ce pont manuel est moins précis que le précédent, mais donne des résultats exploitables compte tenu des valeurs élevées des capacités mesurées dans ce cas. De plus, il permet un accord en conductance ce qui rend possible la mesure de capacité des diodes présentant de fortes fuites.

II.1.3. Mesure de la résistance de charge d'espace

Pour déterminer la résistance de charge d'espace R_c , il faut éviter d'échauffer la diode par le courant de mesure. Trois méthodes sont actuellement utilisées au laboratoire.

II.1.3.1. Mesure au pont {28}

Nous mesurons la résistance différentielle au moyen d'un signal alternatif de faible amplitude. La caractéristique statique peut être décrite en modifiant le courant continu de polarisation. Afin d'éviter l'échauffement alternatif de la diode, il faut que la fréquence du signal soit assez élevée : pour cela, la fréquence de travail est fixée à 10 MHz.

Des erreurs dues aux éléments parasites introduits par l'encapsulation et par le circuit de polarisation risquent de fausser les mesures. Il est nécessaire d'équilibrer d'abord le pont avec une diode factice constituant un court-circuit.

Ce pont d'impédance permet la mesure des résistances pouvant atteindre 1000 Ω avec une bonne précision (1 %).

Le schéma du banc de mesure et du pont est représenté sur la figure II.4.

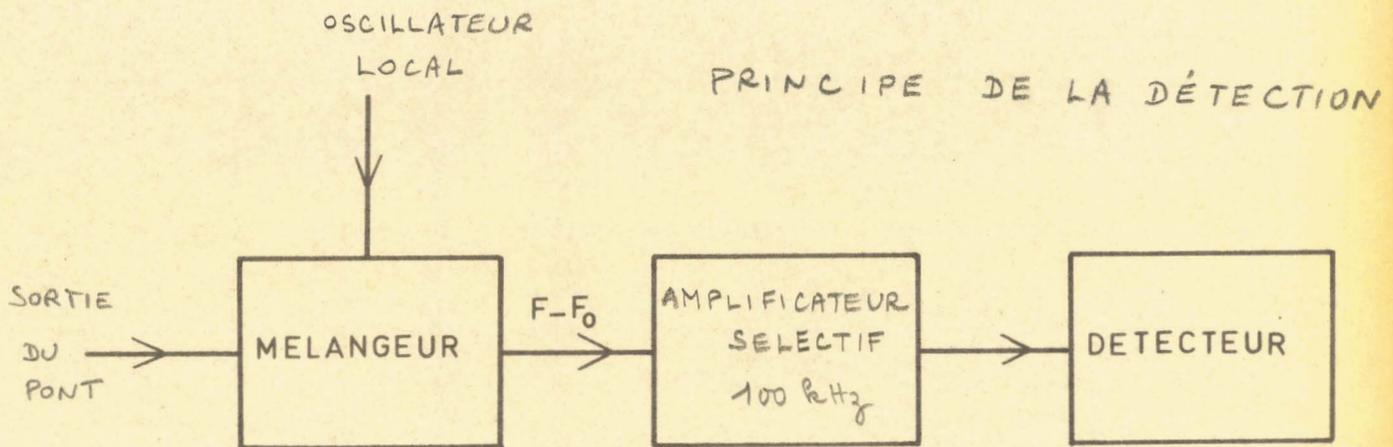
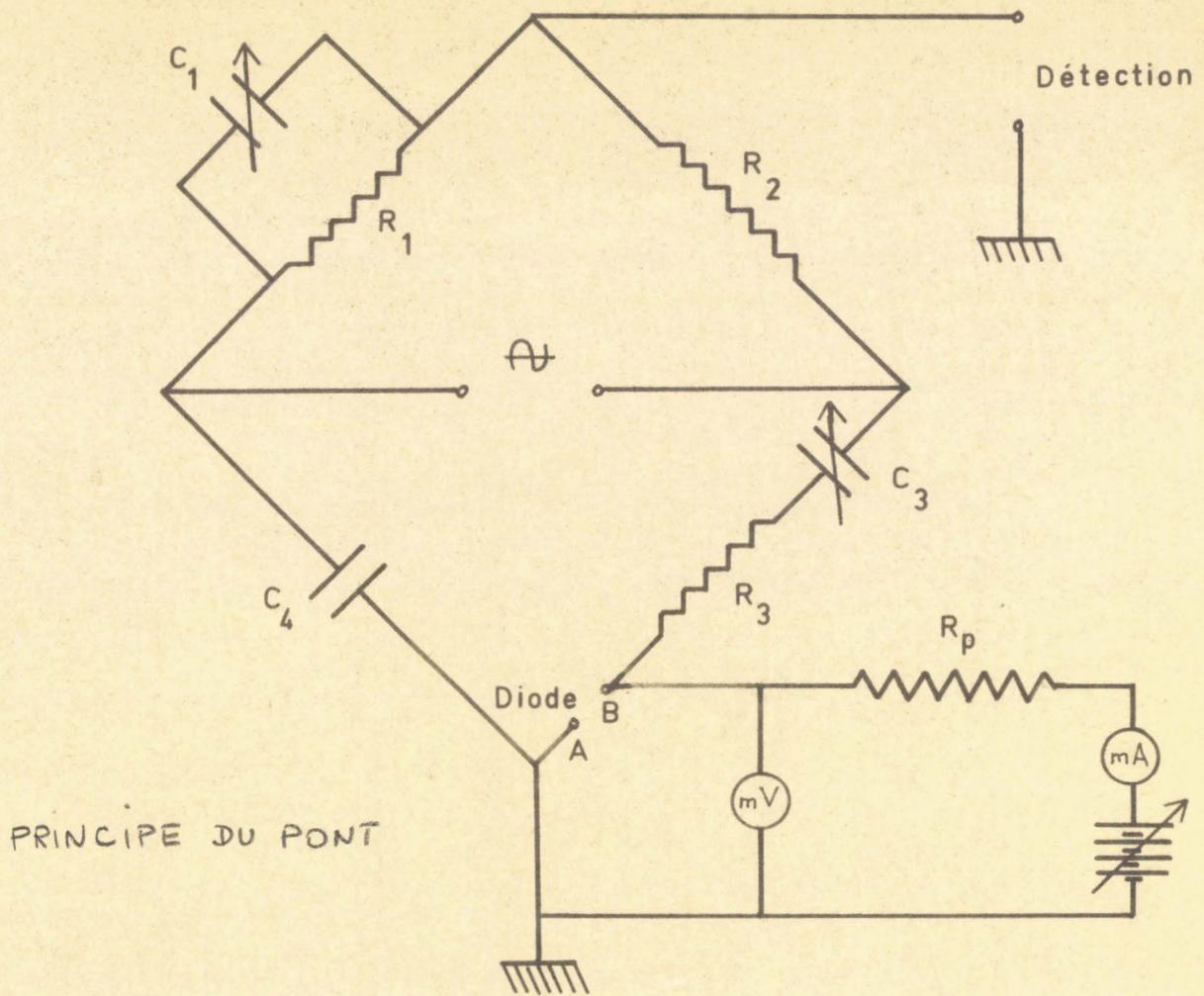


FIGURE II.4 BANC DE MESURE DE R_C A 10 MHz

II.1.3.2. Mesure à l'analyseur de réseaux

L'appareillage utilisé sera décrit au paragraphe II.2. Il permet d'obtenir avec une bonne précision la résistance de charge d'espace à la fréquence de 100 MHz. Cette impédance peut être directement représentée sur une abaque de SMITH et il est ainsi possible de voir rapidement si la résistance de charge d'espace est indépendante du courant I , donc, si la diode est en avalanche uniforme. Nous donnons figure II.5. la courbe obtenue pour une diode en avalanche uniforme (diode au silicium BK⁺).

II.1.3.3. Mesure en impulsions

La méthode a été mise au point au laboratoire par VAESKEN [16]. Nous traçons 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. La résistance différentielle pour une valeur du courant de mesure est obtenue en prenant la pente de la tangente à la courbe en ce point.

Le schéma du banc de mesure est donné à la figure II.6. Cette méthode est moins précise que les deux précédentes. En effet, les mesures de la tension aux bornes de la diode se font à l'aide d'un oscilloscope. De plus, la résistance de charge d'espace est obtenue par une méthode indirecte ($R_c = \frac{\Delta V}{\Delta I}$). Mais elle a l'avantage de permettre la mesure de la résistance différentielle pour des valeurs élevées du courant de polarisation, ce qui rend possible l'étude des variations de l'épaisseur de la zone désertée sous l'effet de la réaction de charge d'espace.

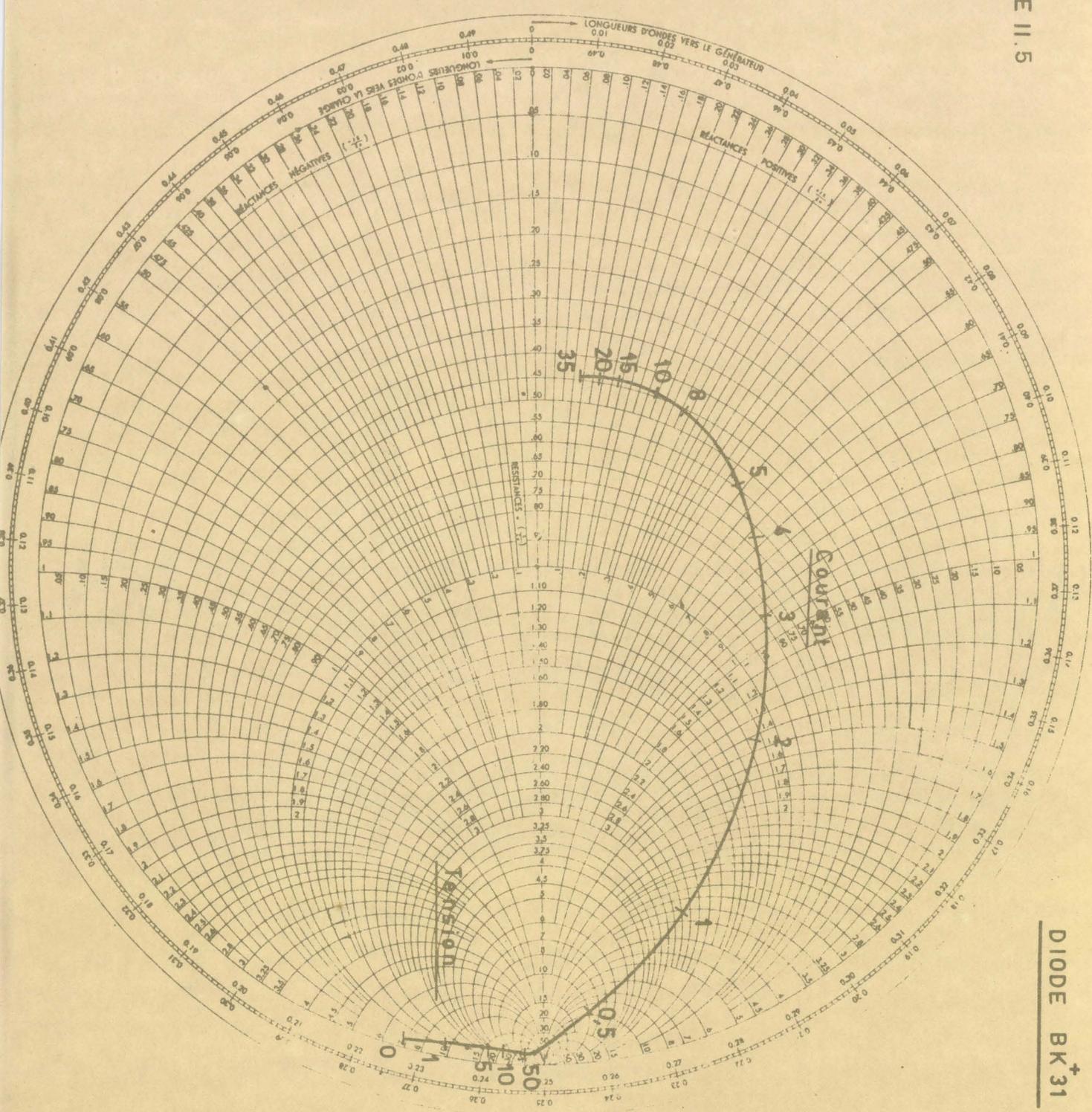
II.1.3.4. Détermination de R_{co}

Nous avons surtout utilisé les deux premières méthodes, beaucoup plus précises, pour la détermination de la résistance de charge d'espace.

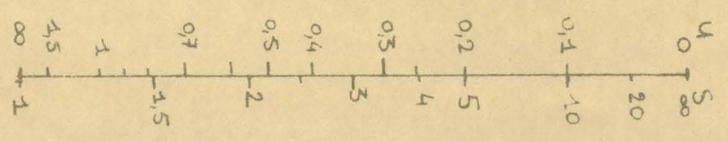
Remarquons cependant que, dans le cas de la mesure en impulsions, la détermination de R_{co} est effectuée à température constante (généralement température ambiante) : nous obtenons ainsi $R_c(I, T_j = T_a)$. Il n'en est pas de même des mesures effectuées au pont ou à l'analyseur. La température de l'échantillon mesuré varie alors avec le courant continu. Cette élévation de température du semiconducteur va se traduire sur la valeur de R_{co} . Nous observons alors deux effets thermiques :

- diminution de la vitesse limite des porteurs
- élargissement de la zone désertée lorsque la diode n'est pas confinée. Le

FIGURE 11.5



DIODE BK31⁺



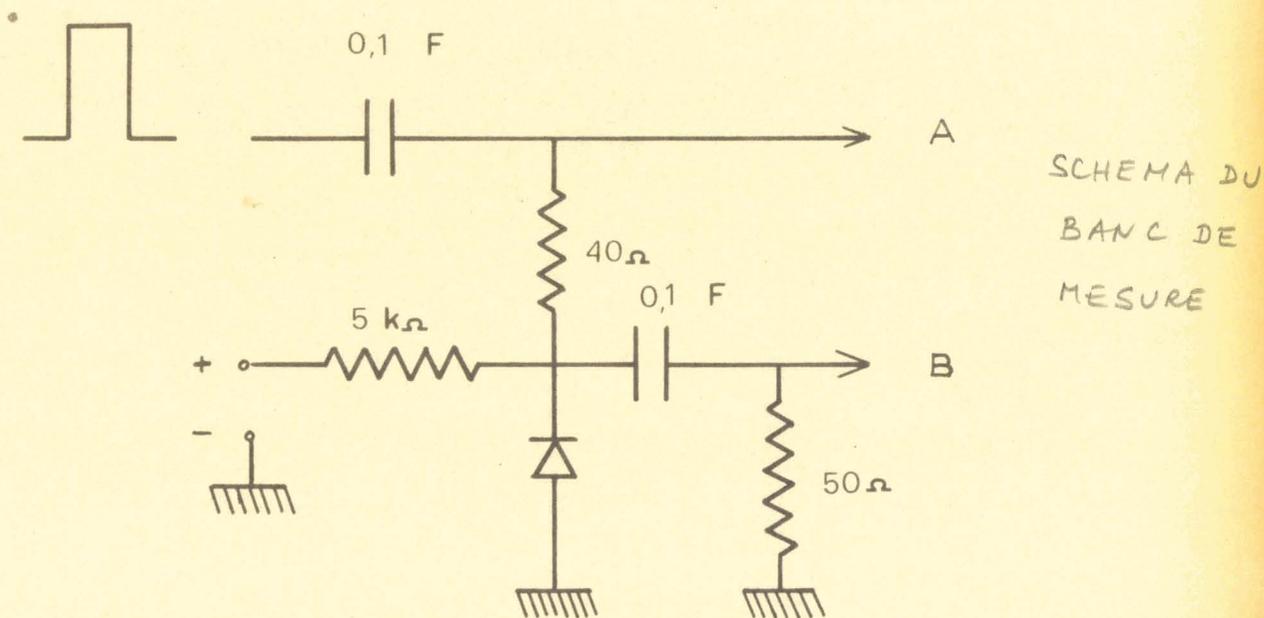
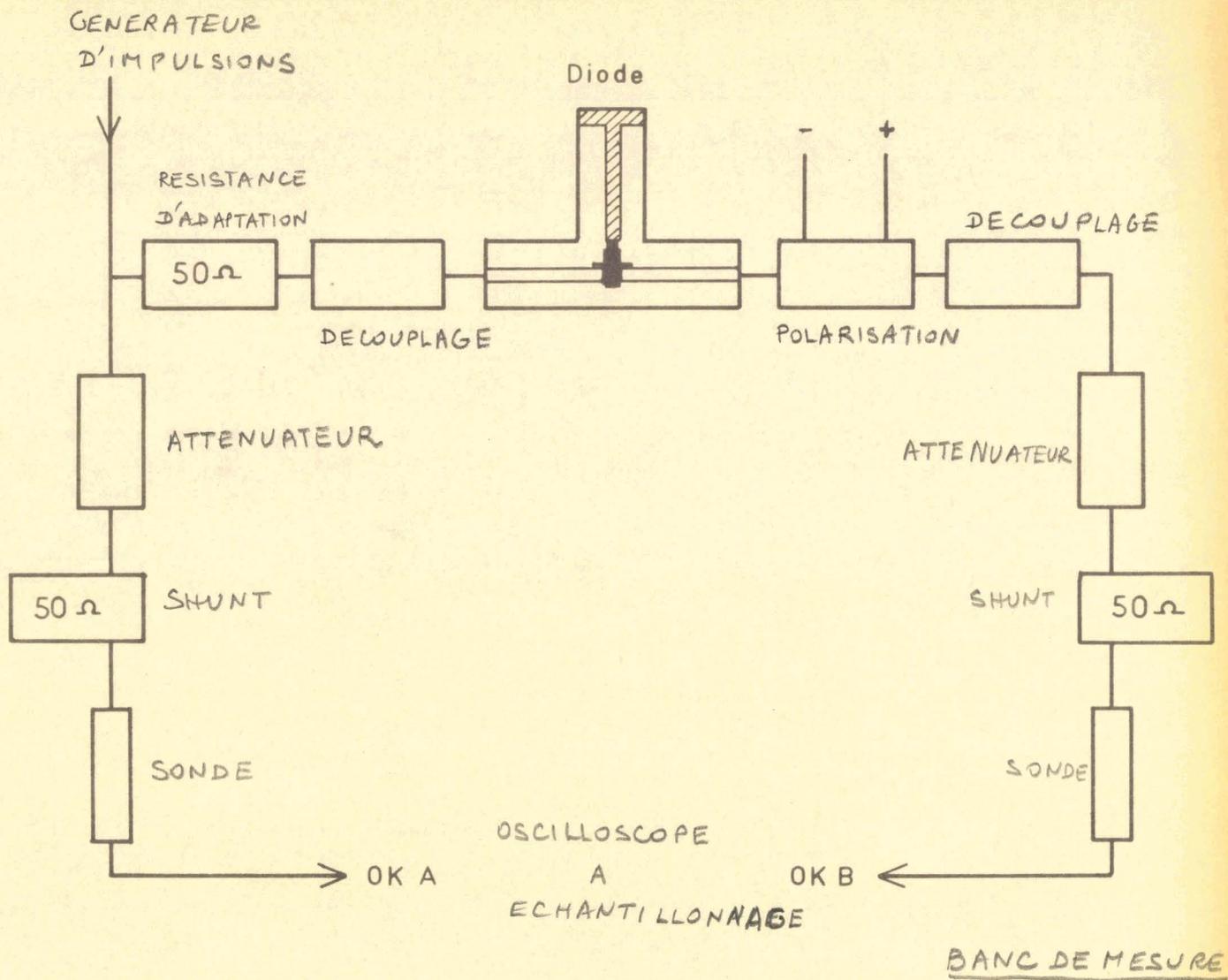


FIGURE II.6 BANC DE MESURES EN IMPULSIONS

champ électrique nécessaire pour obtenir la condition d'avalanche est en effet plus élevé lorsque la température augmente.

Ces différents effets sont illustrés sur la figure 11.7., qui représente les courbes donnant les variations de la résistance de charge d'espace R_C en fonction du courant de polarisation I .

- La courbe (a) donne les variations de R_C en fonction du courant que nous observons pour une diode uniforme dont la zone désertée est confinée. La résistance R_C décroît d'abord, ce qui correspond à une mise en avalanche progressive de la surface. Elle passe ensuite par un minimum (toute la surface S_a est en avalanche) puis présente une légère remontée due à la diminution de la vitesse des porteurs lorsque la température augmente. En effet, nous n'observons plus cette remontée si la diode est étudiée en impulsions.

Nous appelons R_{CO} la résistance de charge d'espace à courant nul obtenue en extrapolant la courbe $R_C = f(I)$.

- La courbe (b) diffère de la courbe (a) par l'allure de la remontée qui présente deux parties distinctes. La première partie, de pente assez raide, est due à une augmentation, avec la température de la largeur de la zone désertée (ce qui laisse supposer que la diode est alors non confinée). La seconde, de pente plus douce, indique les effets liés à la variation de la vitesse des porteurs avec T : l'épaisseur de la zone désertée, confinée par le substrat, est alors constante.

Nous avons convenu de définir comme valeur R_{CO} l'extrapolation à courant nul obtenue en prolongeant à l'origine la parallèle à la seconde partie de la courbe, menée à partir du minimum de R_C .

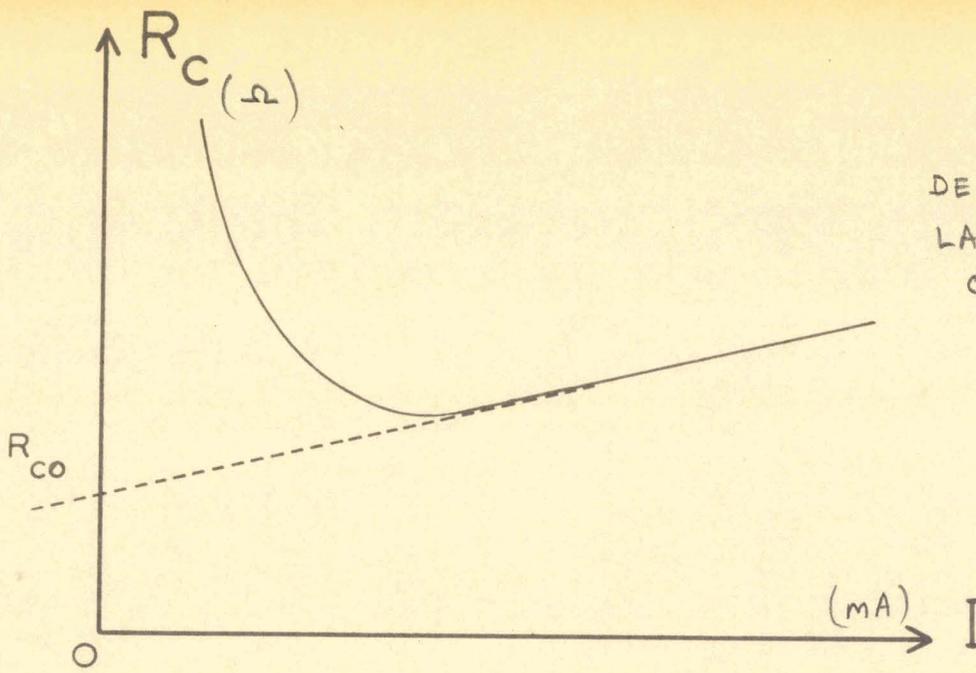
- La courbe (c) donne la variation de R_C en fonction du courant d'une diode dont la surface en avalanche S_a augmente constamment avec le courant appliqué.

La détermination de R_{CO} est alors difficile ; nous pouvons néanmoins en obtenir une estimation en prenant la dernière valeur de la résistance mesurée (nous précisons alors le courant correspondant), mais les valeurs obtenues ne sont généralement pas exploitables. Pour obtenir une donnée plus sûre, il faut

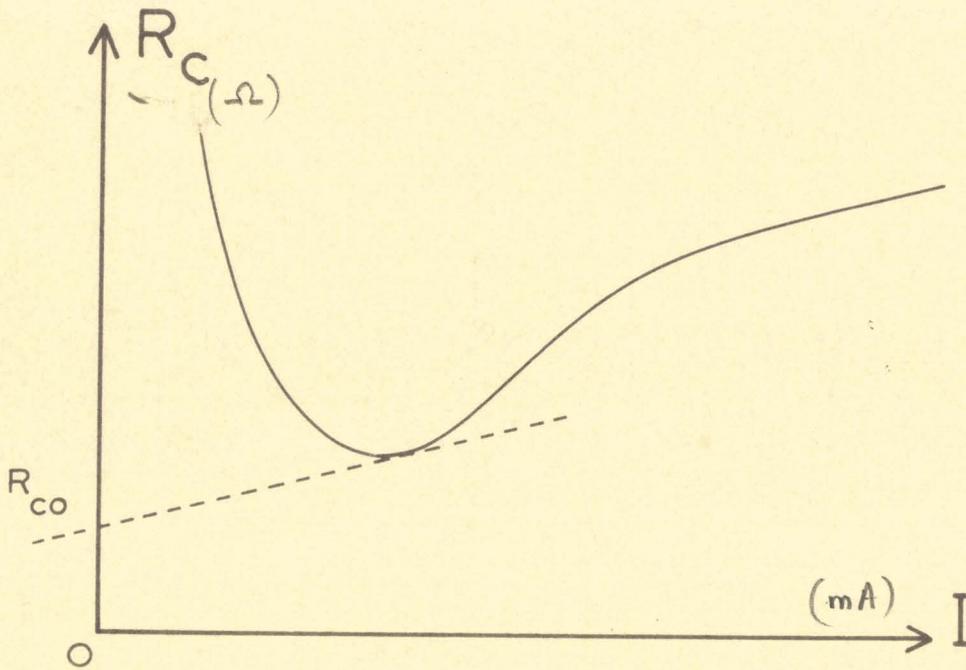
- Soit mesurer la diode en impulsions ce qui permet d'obtenir la valeur de R_C pour des courants plus élevés et donc pour une avalanche plus uniforme.
- soit tracer la courbe $R_C = f(I)$ obtenue pour des mesures effectuées à des températures inférieures à l'ambiante ($T = 193^\circ\text{K}$ par exemple). Nous déterminons la valeur de R_{CO} à cette température (la diode peut dissiper une puissance plus im-

FIGURE II.7

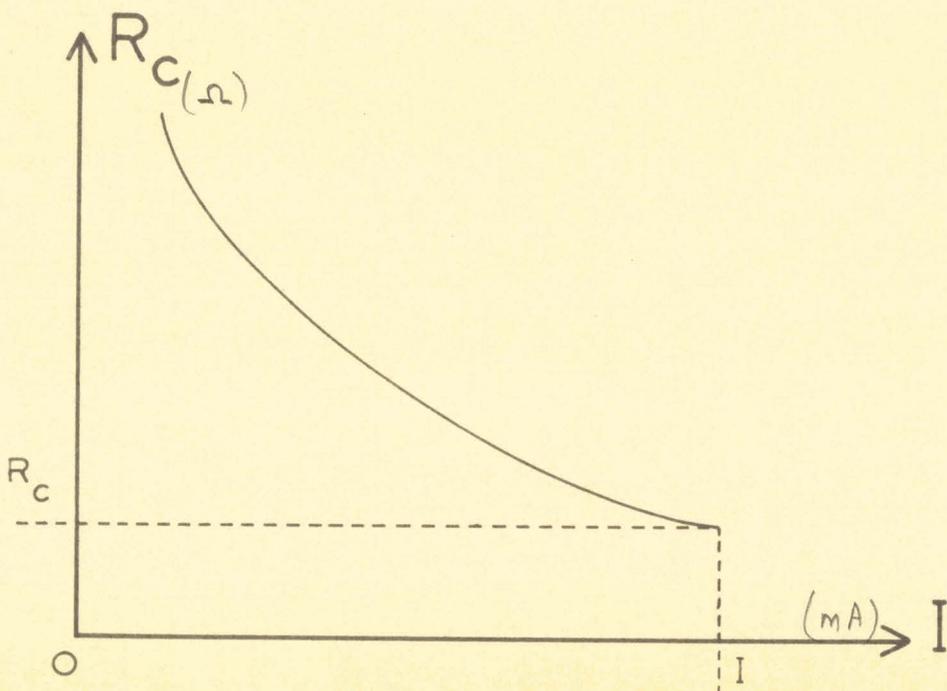
DETERMINATION DE
LA RESISTANCE DE
CHARGE D'ESPACE



(a)



(b)



(c)

portante et admet donc un courant plus élevé qu'à température ambiante). Il faut alors connaître les lois de variations de R_C en fonction de T pour déterminer R_{CO} à température ambiante (cette loi dépend essentiellement de la variation de la vitesse avec T).

En général, nous nous contentons de donner la dernière valeur de R_C obtenue pour le courant maximal admissible par la diode.

II.2. MESURES DE L'IMPEDANCE DE LA DIODE

La mesure permet d'accéder à l'impédance totale de la diode et d'étudier ses variations avec la fréquence et le courant de polarisation.

Pour cette mesure, nous utilisons l'analyseur de réseaux HEWLETT PACKARD 8410A. C'est un réflectomètre permettant de mesurer l'impédance d'une diode dans les gammes de fréquences 100 MHz - 2 GHz et 2 GHz - 12,4 GHz. La tension de polarisation maximale applicable à la diode en cours de mesure est de 100 volts. La puissance hyperfréquence appliquée à la diode est généralement de 100 μ Watts et le régime peut être considéré comme linéaire.

Nous travaillons à fréquence fixe en faisant varier le courant traversant la diode. Les résultats peuvent être obtenus sous deux formes :

- a) Un voltmètre numérique nous délivre des tensions proportionnelles à la phase, puis au module du coefficient de réflexion pour chaque point de mesure.
- b) Le point représentatif de l'impédance est reporté sur une abaque de SMITH avec une table traçante. Cette méthode nécessite un réglage préalable de l'appareil à l'aide d'une diode en circuit ouvert et d'un court-circuit de référence. Cette méthode est moins précise que la précédente, mais présente l'avantage d'être plus "parlante" et plus rapide. Ainsi par exemple, elle permet de savoir immédiatement si la diode est en avalanche uniforme ou pas (paragraphe 11.1.3.2.). Par ailleurs, nous obtenons de façon continue les variations de l'impédance en fonction du courant de polarisation.

Les mesures effectuées à l'analyseur de réseaux sont entachées d'erreurs ; la principale est due à la directivité des coupleurs. Nous présentons une méthode de correction qui permet de nous en affranchir.

II.2.1. Correction de directivité

Le coefficient de réflexion, représenté vectoriellement, mesuré à

l'analyseur de réseaux résulte en réalité de la somme du vecteur directivité et du coefficient de réflexion de l'échantillon étudié (figure 11.8.)

$$\vec{O'A_1} = \vec{O'O} + \vec{OA_1}$$

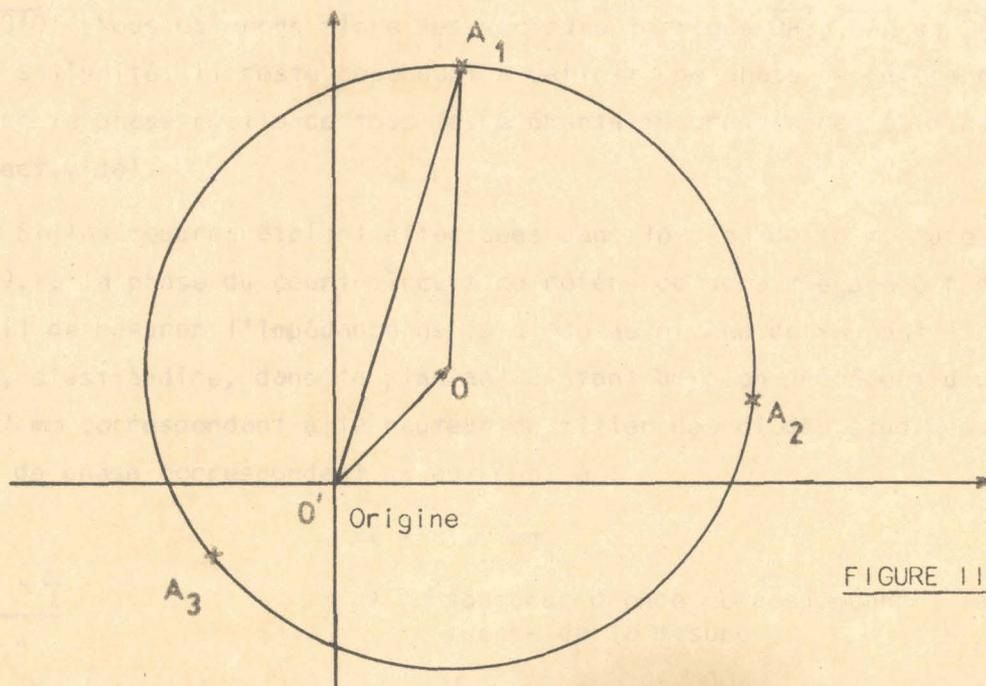


FIGURE 11.8

Il s'agit ici de déterminer $\vec{OA_1}$ et non $\vec{O'A_1}$ et donc de pouvoir nous affranchir du vecteur \vec{OO} .

Pour éliminer ce vecteur directivité, nous mesurons trois éléments purement réactifs :

- une diode en circuit ouvert (équivalent à une capacité)
- un court-circuit de référence *
- un circuit-ouvert (monture reliée au connecteur APC7 sans diode).

Si nous considérons le diagramme polaire représentant le coefficient de réflexion, nous déterminons ainsi les vecteurs $\vec{O'A_1}$, $\vec{O'A_2}$ et $\vec{O'A_3}$ correspondant aux éléments de référence. Ces vecteurs sont repérés par rapport à l'origine O' . Ces trois éléments dont le module du coefficient de réflexion est égal à

* Le court-circuit de référence est un cylindre en laiton de même hauteur que les diodes et dont le diamètre d est égal à celui du conducteur central du connecteur APC-7 reliant la monture de la diode à l'analyseur de réseaux.

l'unité, doivent être situés sur un cercle dont le centre O est l'extrémité du vecteur directivité. Un traitement numérique sur calculatrice (HEWLETT-PACKARD 9100 B) effectue le calcul de la position du centre O par rapport à l'origine O' et nous donne la phase et le module du coefficient de réflexion du vecteur directivité ($\overrightarrow{O'O}$). Nous obtenons alors les vecteurs corrigés $\overrightarrow{OA_1}$, $\overrightarrow{OA_2}$ et $\overrightarrow{OA_3}$ de module égal à l'unité. Il reste cependant à définir une phase de référence afin de déterminer la phase réelle de tous les éléments mesurés (après élimination du vecteur directivité).

Si les mesures étaient effectuées dans le plan de la monture (figure 11.9.), la phase du court-circuit de référence serait égale à $\pm 180^\circ$. Or, il s'agit de mesurer l'impédance de la diode au niveau de la pastille semiconductrice, c'est-à-dire, dans le plan aa' distant du plan précédent d'une distance de 1,7 mm correspondant à la hauteur du pilier des diodes étudiées. Le déplacement de phase correspondant $\Delta\phi$ est égal à :

$$\Delta\phi = \frac{360 \times \frac{\ell}{\lambda}}{0,5}$$

$$\ell = 1,7 \text{ mm}$$

λ longueur d'onde correspondant à la fréquence de la mesure

Ce déplacement de phase est une fonction linéaire de la fréquence : il est d'environ 4 degrés par GHz.

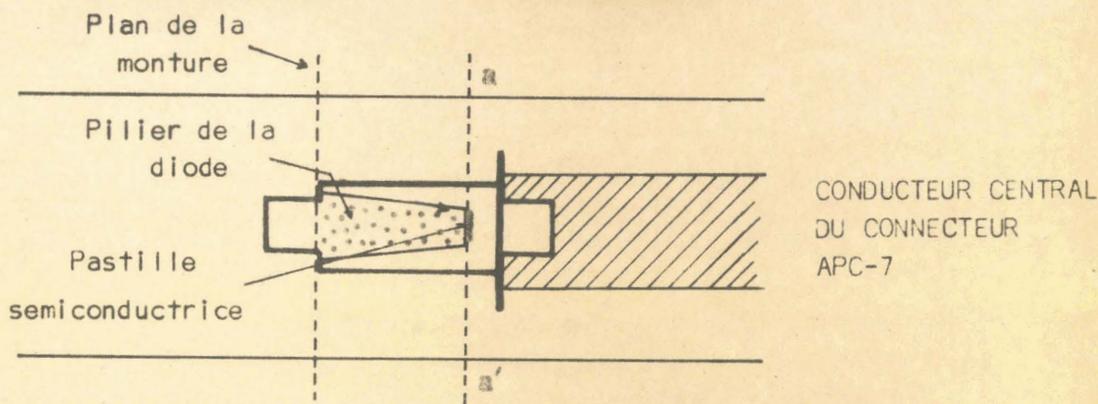


FIGURE 11.9

Connaissant alors le vecteur directivité en module et en phase, un traitement sur ordinateur permet de corriger toutes les mesures d'impédances : nous obtenons alors soit le module et la phase du coefficient de réflexion corrigé, soit les parties réelle et imaginaire de l'impédance de la diode (encapsulation comprise).

Une autre méthode de correction a été proposée par DUNN et DALLEY {30} {31}.

L'erreur introduite dans la mesure est représentée par une matrice symétrique $\bar{Z} \begin{vmatrix} Z_{11} & Z_{12} \\ Z_{21} & Z_{22} \end{vmatrix}$. Soient Z_{Ri} ($i = 1, 2, 3$) les impédances connues de trois éléments de référence et Z_{Si} ($i = 1, 2, 3$) ces mêmes impédances mesurées à l'analyseur de réseaux. Les éléments de la matrice \bar{Z} peuvent être calculés en fonction de Z_{Ri} et Z_{Si} .

Soit Z_S une impédance inconnue mesurée à l'analyseur de réseau. La valeur corrigée Z_R de cette impédance est donnée par la formule :

$$Z_R = \frac{Z_{12}^2}{Z_{11} - Z_S} - Z_{22}$$

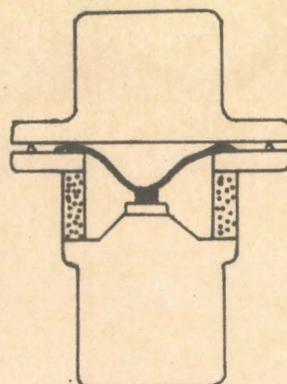
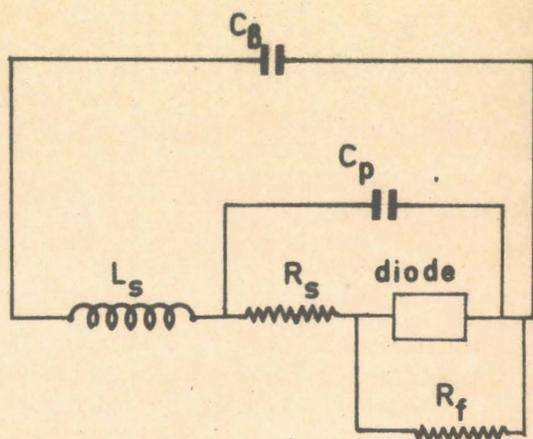
Cette méthode n'a pas été utilisée au laboratoire car nous n'avons pas pu réaliser des impédances étalon de valeurs connues avec suffisamment de précision.

II.2.2. Mesures des éléments parasites

Pour obtenir l'impédance présentée par la pastille semiconductrice à partir des mesures à l'analyseur de réseaux, il faut tenir compte des éléments parasites apportés par l'encapsulation :

- a) la capacité boîtier C_B qui tient compte de la présence de la céramique et du condensateur formé par le support et le couvercle de la diode
- b) l'inductance L_S présentée par les fils de prise de contact sur la pastille de semiconducteur
- c) la résistance R_S qui tient compte des pertes de contact et des pertes ohmiques à l'intérieur du semiconducteur.
- d) la résistance R_f qui tient compte des courants de fuite
- e) la capacité C_p qui est due aux fils de connexions

Le schéma équivalent de la diode encapsulée est donc le suivant. Nous donnons également la coupe d'une diode.



Voyons les méthodes utilisées pour mesurer chacun de ces éléments.

II.2.2.1. Mesure de la capacité boîtier

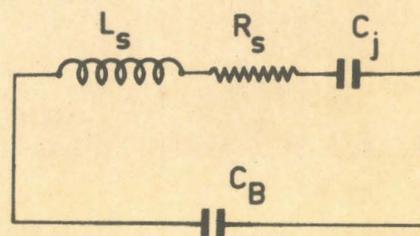
La capacité du boîtier C_B se mesure en basse fréquence (1 MHz) au pont de mesure de capacité avec une diode montée en circuit ouvert après décapage.

II.2.2.2. Mesure de L_S

Nous mesurons la fréquence de résonance série de la diode polarisée pour une tension inverse V donnée. Cette mesure est réalisée en comparant la variation de la phase de l'impédance présentée par un court-circuit de référence* à celle de l'impédance de l'échantillon à étudier (figure 11.10). Nous déterminons ainsi la fréquence de résonance série de la diode pour différentes tensions inverses de polarisation. Connaissant la capacité C_j de la diode pour ces tensions, nous pouvons en déduire la valeur de L_S par la relation

$$L_S \cdot C_j \cdot \omega^2 = 1$$

ω fréquence angulaire donnant la résonance série.

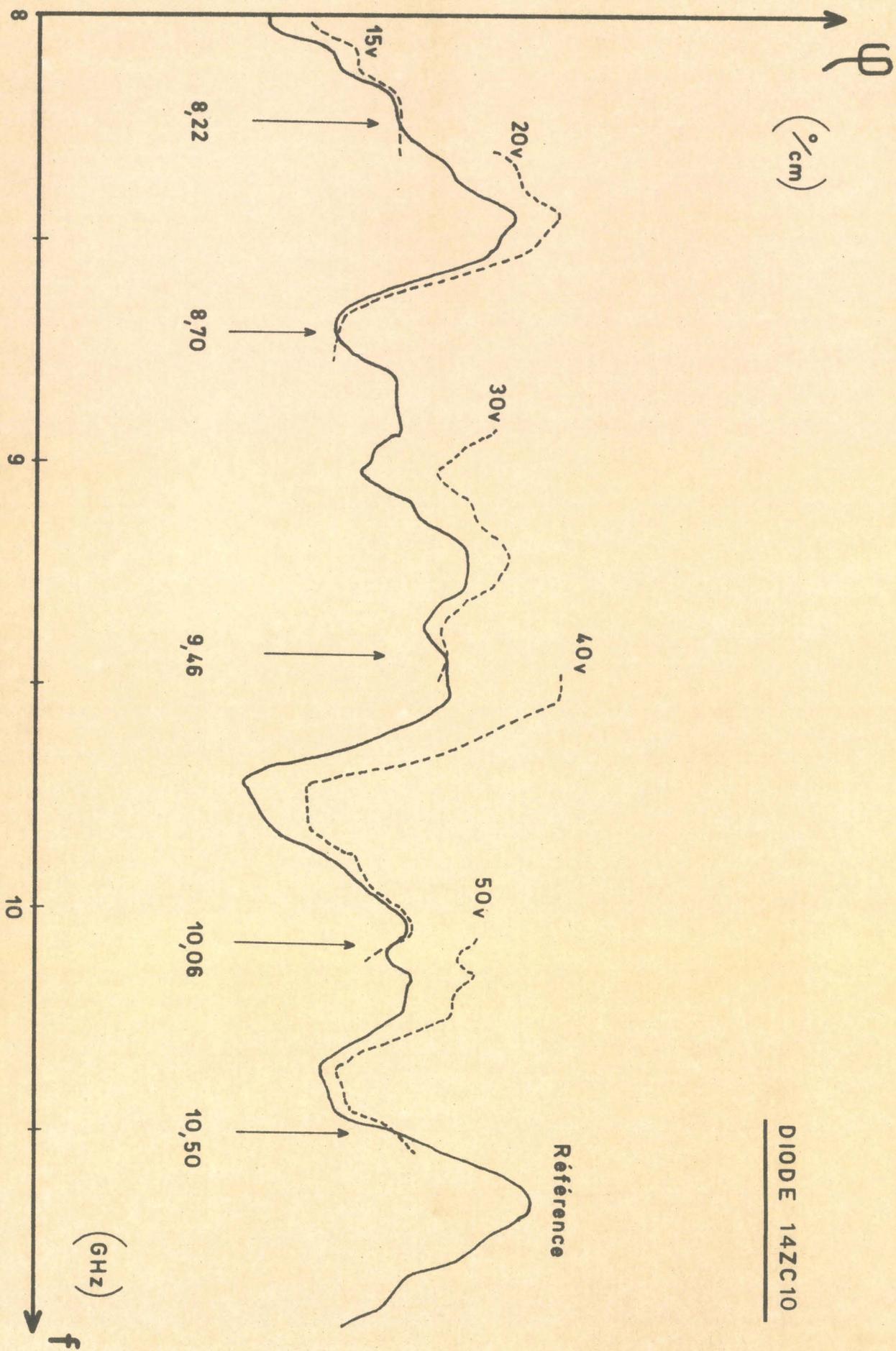


Par cette méthode, nous obtenons une valeur approchée de L_S : nous admettons en effet que la capacité du boîtier C_B est un circuit ouvert à la fréquence de travail. Dans la majorité des cas, cette détermination de L_S est cependant suffisante.

*Ce court-circuit peut tenir compte éventuellement de l'influence du pilier de la diode.

FIGURE II.10

DIODE 14ZC10



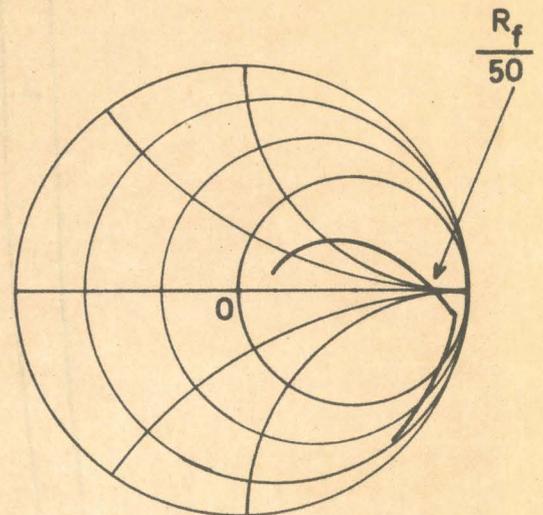
II.2.2.3. Mesure de la résistance série R_s

Cette méthode consiste à mesurer la différence de résistance à la résonance série de la diode, entre le court-circuit de référence et la diode semiconductrice polarisée à la tension inverse correspondant à cette résonance. (figure 11.11). Cette mesure est répétée plusieurs fois afin d'éliminer les résistances de contact.

Le schéma du montage utilisé pour la détermination de L_s et R_s est représenté sur la figure 11.12.

II.2.2.4. Mesure de la résistance R_f

Cette mesure se fait directement sur abaque de SMITH à la fréquence 500 MHz. Lorsque la courbe de variation de l'impédance coupe l'axe horizontal de l'abaque, nous obtenons une estimation de la résistance de fuite R_f .



II.2.2.5. Mesure de la capacité C_p

La détermination de cette capacité est obtenue à partir d'une autre méthode de détermination des éléments parasites (L_s , R_s et C_B). Nous mesurons l'impédance de la diode polarisée en tension inverse. Dans ce cas, cette impédance se réduit à :

$$Z_D = R_s - \frac{j}{C_j \cdot \omega}$$

R_s résistance série de la diode

C_j capacité de la diode mesurée à 1 MHz.

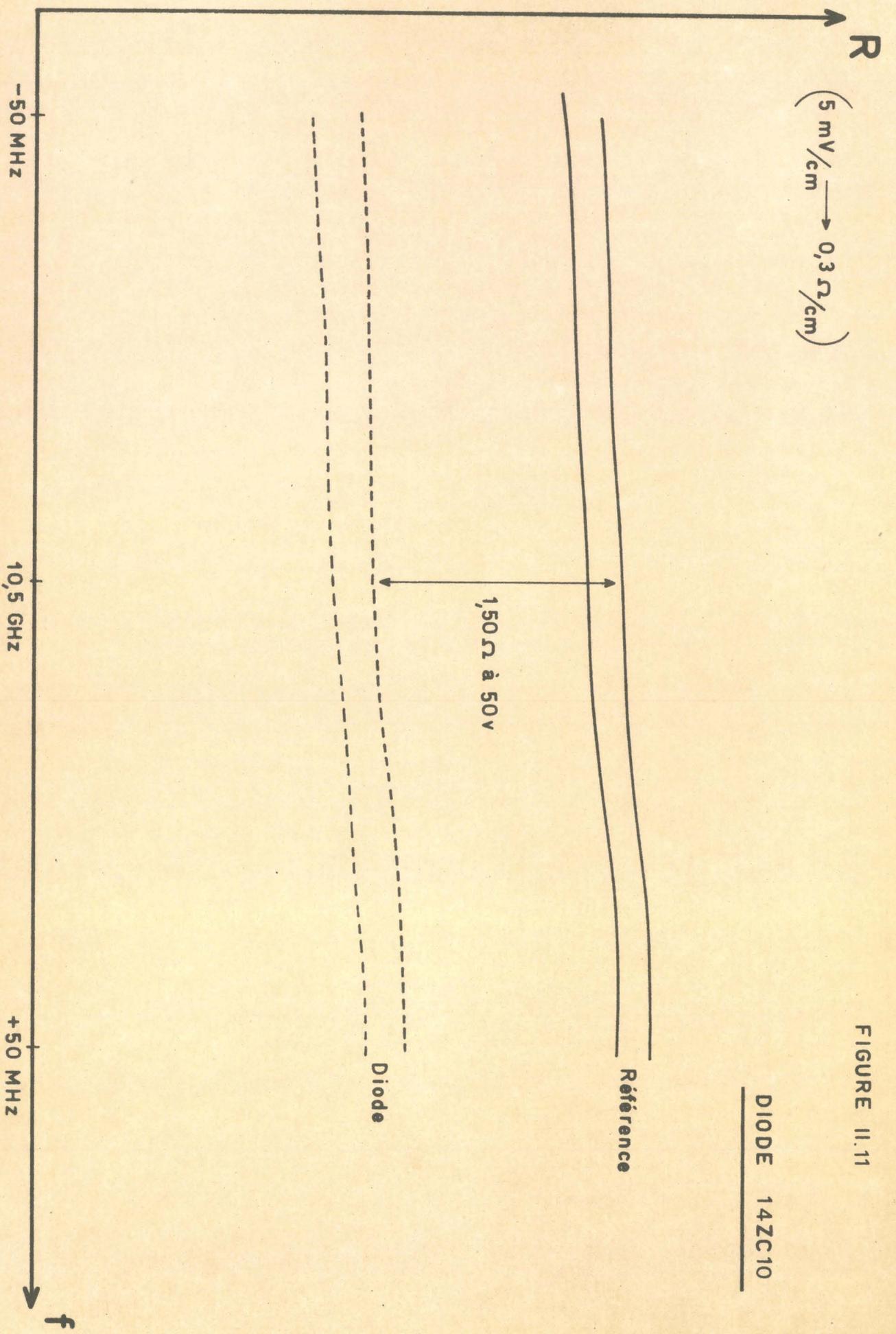
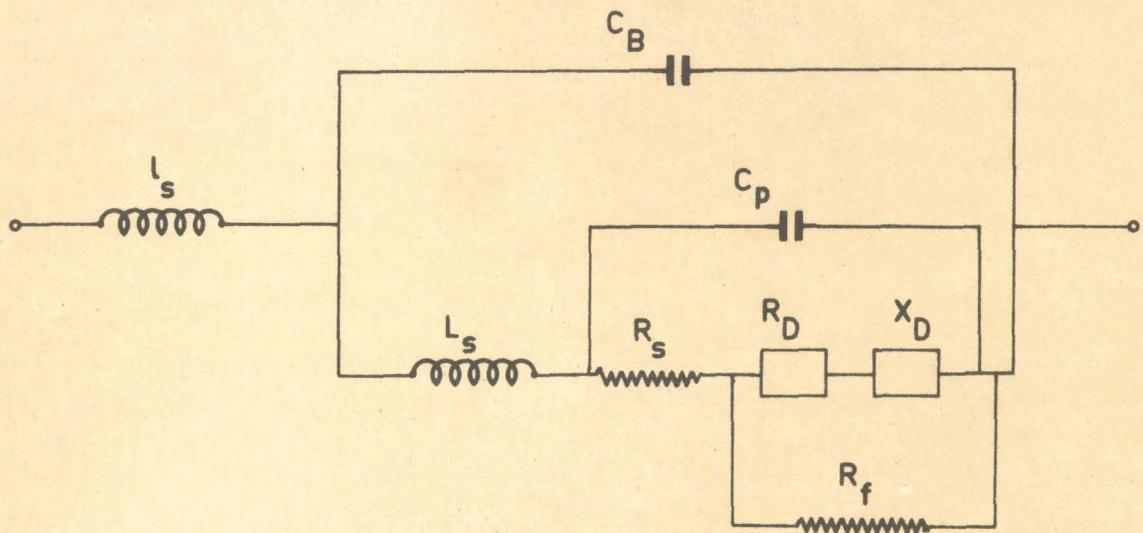


FIGURE II.11

DIODE 14ZC10

L'impédance, mesurée à l'analyseur de réseaux, correspond à celle de la diode dans sa monture. Nous avons vu précédemment qu'il existe un décalage entre le plan de la monture et celui de la pastille semiconductrice qui correspond à la hauteur du pilier. De plus, il y a rupture d'impédance caractéristique au niveau de la diode : en effet, le diamètre du pilier de la diode est plus faible que celui du conducteur central du connecteur APC7 reliant la monture à l'analyseur de réseaux (les conducteurs extérieurs ont même diamètre). Pour tenir compte de ces effets, nous ajoutons un self ℓ_s en série avec la diode. Les dimensions géométriques du boîtier étant bien reproductibles, nous prenons cette self constante. Le schéma de la diode encapsulée devient donc le suivant :



A partir de l'impédance de la diode encapsulée mesurée à l'analyseur de réseaux, nous calculons l'impédance présentée par la pastille semiconductrice seule en faisant intervenir les différents éléments parasites.

$$Z_D = R_D + j X_D$$

Avec
$$X_D = \frac{1}{C_j \omega}$$

A l'aide d'un calculateur (HEWLETT PACKARD 9100 B) nous ajustons la capacité parasite C_B de façon à retrouver ce résultat, en procédant par approximations successives.

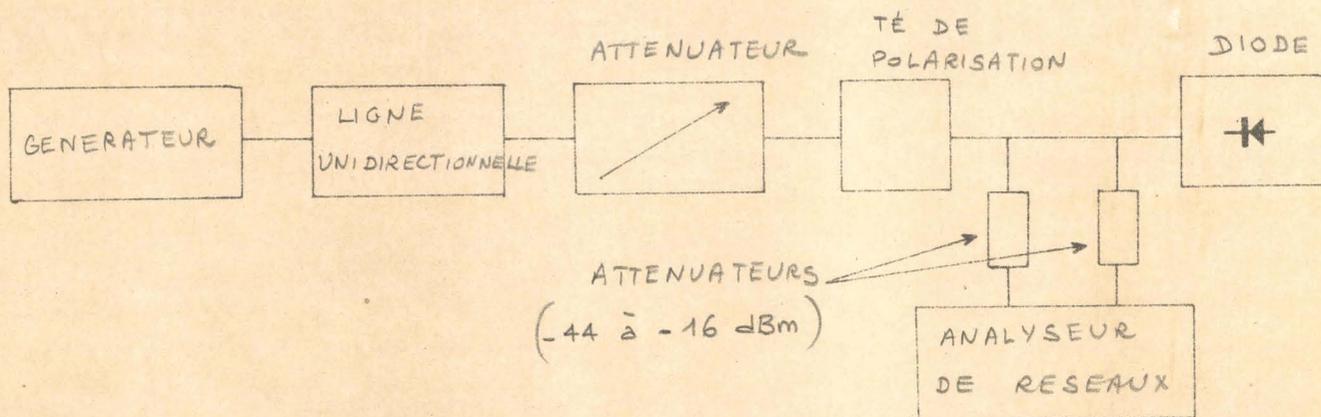


FIGURE II.12 MONTAGE UTILISÉ POUR LA DETERMINATION DE L_s ET R_s

II.3. MESURES A TEMPERATURE VARIABLE

Afin de caractériser entièrement une structure semiconductrice, il est nécessaire d'étudier les variations avec la température de certains paramètres mesurés (tension d'avalanche, résistance de charge d'espace, etc...). Pour cette étude, il est nécessaire de maintenir à une température constante le boîtier de la diode. Dans ce but, nous avons réalisé un système de régulation de températures en nous inspirant de travaux antérieurs [32].

II.3.1. Régulation de la température

Le principe de cette régulation est le suivant :

Le régulateur compare la température T donnée par un thermocouple placé au voisinage du boîtier à la température de consigne affichée T_c .

La cellule de mesure est placée dans un manchon de masse thermique assez importante. Deux résistances sont disposées dans cette pièce métallique et permettent le réchauffement de la cellule (figure II.13). Le refroidissement est assuré par une résistance plongée dans l'azote liquide qui produit une évaporation forcée d'azote.

Si la température de la cellule T est supérieure à la température de consigne, le régulateur commande le système de refroidissement. Dans le cas contraire ($T < T_c$), le régulateur commande le réchauffement. Le système est conçu de façon à obtenir deux vitesses de variation de température. Tant que la température de la cellule T est éloignée de la température de consigne T_c , les puissances calorifiques dissipées pour le refroidissement ou le réchauffement sont importantes et la variation de la température est rapide.

Lorsque l'écart ΔT (en valeur absolue) entre les températures T et T_c devient inférieur à une valeur fixée, un relais déclenche les faibles puissances de refroidissement ou de réchauffement. La température de la cellule se trouve donc constamment maintenue à sa valeur de consigne à $\pm 1^\circ\text{C}$ près. Le système nous permet de réguler la température du boîtier dans l'intervalle compris entre $- 100^\circ\text{C}$ et $+ 100^\circ\text{C}$.

II.3.2. Détermination des paramètres thermiques

II.3.2.1. Détermination de R_{th}

Deux techniques de mesures sont possibles, car nous pouvons déterminer la résistance thermique à partir de l'une ou l'autre des expressions données au premier chapitre.

A partir de la formule (31) $R_{th} = \frac{T_{B2} - T_{B1}}{V_o I_o}$

il faut relever

- d'une part la caractéristique statique de la diode, le boîtier étant maintenu à température constante T_{B1} .
- d'autre part la caractéristique obtenue en impulsions, le boîtier étant à la température T_{B2} telle que $T_{B2} > T_{B1}$.

L'intersection de ces deux caractéristiques nous donne la valeur de la tension V_o et du courant I_o .

Pour calculer R_{th} d'après la formule (30)

$$R_{th} = \frac{R_D(I, T_j) - R_c(I, T_j)}{\beta(I, T_j) V_a \left(1 + \frac{I}{V} \frac{dV}{dI}\right)}$$

il faut mesurer :

- la résistance dynamique de la diode $R_D(I, T_j)$
- la résistance de charge d'espace $R_c(I, T_j)$
- la tension d'avalanche V_a .
- le coefficient thermique $\beta(I, T_j)$

Les déterminations des trois premiers paramètres ont été décrites précédemment ; il suffit donc de mesurer β .

11.3.2.2. Détermination de β

Afin d'obtenir la valeur de $\beta(I, T_j)$, nous relevons la caractéristique statique de la diode $V_a(I, T_B)$ pour deux températures de boîtier différentes T_{B1} et T_{B2} (maintenues constantes quel que soit le courant I , par un refroidissement approprié).

La mesure nous permet de tracer la courbe donnant les variations en fonction du courant de polarisation I du coefficient thermique β_m tel que :

$$\beta_m(I, T_B) = \left(\frac{\partial V_a}{\partial T_B}\right)_I \neq \frac{\Delta V_a}{\Delta T_B}$$

dans la mesure où ΔV_a et ΔT sont suffisamment petits.

Ce coefficient est différent du facteur β intervenant dans le calcul de R_{th} . Nous pouvons cependant relier β et β_m . En effet, différencions la relation (26) en maintenant le courant I constant.

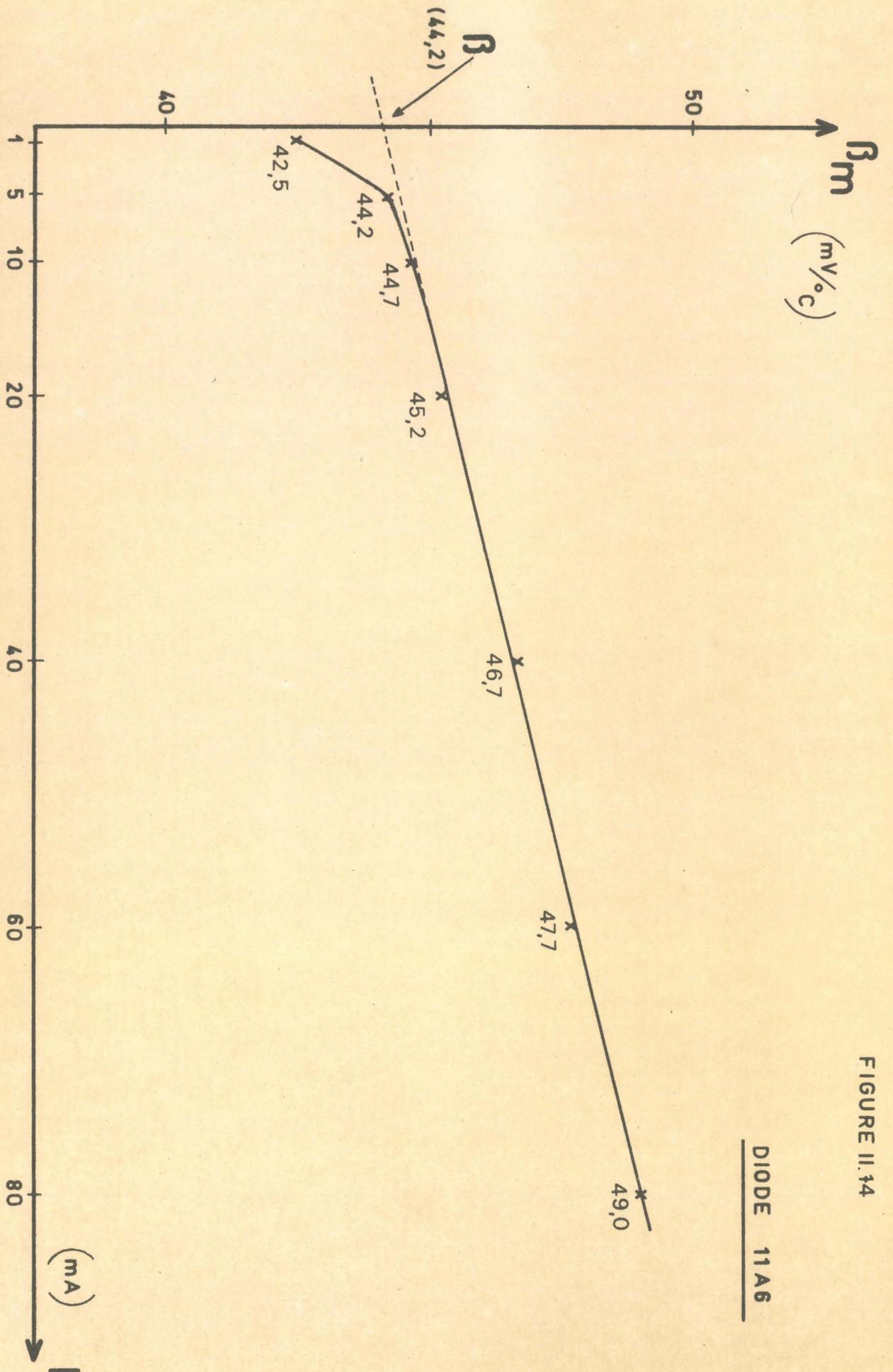


FIGURE II.14

DIODE 11A6

Nous avons alors :

$$dT_j = dT_B + R_{th} I \cdot dV$$

Soit

$$\frac{dT_j}{dV} = \frac{dT_B}{dV} + R_{th} I$$

Or $\beta_m = \left(\frac{\partial V_a}{\partial T_B} \right)_I$ et $\beta = \left(\frac{\partial V_a}{\partial T_j} \right)_I$

$$\frac{1}{\beta} = \frac{1}{\beta_m} + R_{th} I$$

soit

$$\beta = \frac{\beta_m}{1 + \beta_m R_{th} I} \quad (35)$$

Cette relation permet le calcul de $\beta(I, T_j)$ par approximations successives. Le facteur $\beta_m R_{th} I$ est en effet voisin de 0,1. Il est alors possible de calculer β et de l'introduire dans la relation (30) pour obtenir une détermination plus exacte de R_{th}^* . Le procédé peut être répété si nécessaire

L'expérience montre que très souvent le coefficient β est indépendant du courant I . Dans ces conditions, nous pouvons également obtenir β en extrapolant à courant nul la courbe représentant les variations de β_m en fonction de I . En effet, lorsque I tend vers zéro, β_m tend vers β (relation (35)). La figure 11.14 nous montre un exemple de détermination.

* Prenons un exemple (diode 11A6)

$$R_D \neq 52 \ \Omega \qquad \beta_m \neq 46,7 \text{ mV}/^\circ\text{C} \quad (\text{à } 40 \text{ mA})$$

$$R_{co} \neq 10,6 \ \Omega \qquad V_a \neq 30,6 \text{ volts}$$

Nous obtenons après 4 itérations

$$\beta \neq 44,45 \text{ mV}/^\circ\text{C}$$

Par extrapolation de la courbe $\beta_m = f(I)$ (figure 11.14)

$$\beta \neq 44,2 \text{ mV}/^\circ\text{C}$$

Nous obtenons le même résultat par les deux méthodes.

CONCLUSION

Nous avons présenté dans ce chapitre les différentes techniques expérimentales utilisées pour la détermination des paramètres caractéristiques d'un échantillon ainsi que l'appareillage nécessaire pour effectuer les mesures. Nous nous proposons dans le chapitre suivant de décrire les résultats obtenus pour la caractérisation des diodes semiconductrices au silicium et au GaAs.

C O N C L U S I O N

Ce travail constitue une contribution à l'étude des structures semiconductrices destinées à fonctionner en régime d'avalanche. Nous proposons un ensemble de méthodes permettant la détermination des paramètres caractéristiques des échantillons étudiés. La détermination théorique des paramètres est obtenue par calcul numérique à partir d'un programme absolument général permettant de traiter toutes les structures. Dans certains cas, les diodes réelles peuvent être approximées par des modèles simples : l'introduction de ces modèles et le calcul à priori de leurs caractéristiques nous ont permis l'élaboration d'un ensemble d'abaques qui rend possible la caractérisation rapide de l'échantillon.

L'interprétation de l'ensemble des résultats obtenus nous a permis de mettre en évidence le fait qu'une partie de la surface ne se met pas en régime d'avalanche. Nous avons étudié l'influence de cette surface non en avalanche et montré qu'elle n'est pas, en général, un facteur défavorable pour la résistance négative présentée par la diode.

Par ailleurs, nous avons montré que les puissances et les rendements plus élevés obtenus pour des échantillons à l'arséniure de gallium par comparaison aux échantillons au silicium, peuvent s'expliquer à partir du rapport $\frac{\delta}{W}$ plus faible dans le cas du GaAs.

Enfin, nous avons déterminé les paramètres fondamentaux du GaAs à la température de fonctionnement des diodes ($T = 473^\circ\text{K}$) et justifié le choix de ces paramètres à température ambiante ($T = 300^\circ\text{K}$).

Ce travail constitue le point de départ d'une étude plus complète concernant la détermination des paramètres fondamentaux du GaAs. Il faudra d'abord en obtenir une meilleure détermination en utilisant les mesures d'impédances. Nous pourrions alors étudier leur évolution en fonction de la température et décrire ainsi, de façon plus correcte les phénomènes thermiques dus à une augmentation du courant de polarisation dans l'échantillon. Cette étude pourra être étendue à d'autres matériaux (Silicium, Germanium).

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

--oooOooo--

(1)

J. MICHEL, R. PETIT et A. SEMICHON

"Elaboration des diodes à avalanche"

ACTA ELECTRONICA Vol. 12, N° 3, Juillet 1969 p 255-273

(2)

A. ANGOT

"Compléments de Mathématiques" p 353 (352-357)

Editions du C.N.E.T. (1965)

(3)

L.R. WEISBERG et J. BLANC

Physical Review Vol. 131 N° 4, August 1963

(4)

CUNNEL et GOOCH

J. Phys. Chem. Solids Vol. 15 1960 p 127

(5)

D.R DECKER

"Measurement of epitaxial doping density vs depth" p 1085-1089

J. Electrochem. Soc. Solid state Science Vol. 115, N° 10 Octobre 1968

(6)

C. VAN OPDORP

"Evaluation of doping profiles from capacitance measurements"

Solid State Electronics. Vol. 11, N° 4, avril 1968, pp 397-406

(7)

S. M. SZE

"Physics of semiconductor devices"

J. WILEY 1969

(8)

C.A. LEE, R.A. LOGRAN, R.L. BATDORF, J.J. KLEIMACK et W. WIEGMANN

"Ionization rates of holes and electrons in silicon"

Phys. Rev Vol.134, N° 3A Mai 1964, pp A 761-A773

(9)

Y.F. CHANG et S M SZE

"Température dependance of ionization rates in GaAs"

(10)

C. Y. DUH et JL. MOLL

"Température dependence of hot electrons drift velocity in silicon at high electric field"

Solid State Electronics Vol.11, N° 10, Octobre 1968 p 917 à 932

(11)

C. K. KIM

"A GaAs avalanche diode analysis and an approximate indirect measurement of hole saturation velocity"

I.E.E.E. Trans. on El.Devices Vol.E.D. 16, N° 11, Novembre 1969, p 917 à 922

(12)

J.J. BARANOWSKI, V.J HIGGINS, C.K. KIM et L.D. ARMSTRONG

"Gallium arsenide impatt diodes"

Microwave journal, Vol.12, N° 7 Juillet 1969 p 71 à 76

(13)

V.L. DALAL

"Hole velocity in p-GaAs"

Appl. Phys. Letters Vol.16, N° 12, juin 1970 p 489 à 491

(14)

V.L. DALAL, A.B. DREEBEN et A. TRIANO

"Température dependence of hole velocity in P-Ga-As"

J. of Appl. Physics Vol.42, N° 7 Juin 1971 p 2864 à 2867

(15)

J.M. VILAIN

"Systèmes différentiels, équations intégrales et intégrodifférentielles"
Publication du Laboratoire de calcul

(16)

G. VAESKEN

"Régime transitoire et permanent dans une diode avalanche semi-conductrice en hyperfréquence"
Thèse Docteur Ingénieur, LILLE, Juin 1970

(17)

K.G MAC KAY

"Avalanche breakdown in Silicon"
Phys. rev. Vol. 94, N° 4, Mai 1954, pp 877-884

(18)

R. VAN OVERSTRAETEN et H. DEMAN

"Measurements of the ionization rates in diffused silicon PN junctions"
Solid State Electronics, Vol. 13, N° 5, Mai 1970, pp 583-608

(19)

G. GIBBONS et S.M SZE

"Avalanche breakdown in READ diodes and PIN diodes"
Solid State Electronics Vol. 11, N° 2, février 1968 pp 225-232

(20)

B. BOITTIAUX, E. CONSTANT, B. KRAMER, M. LEFEBVRE, G. VAESKEN et A. SEMICHON

"Propriétés générales des diodes semiconductrices en régime d'avalanche"
ACTA ELECTRONICA Vol. 12, N° 2 Avril 1969 p 157 à 200

(21)

A. S TAGER

"The avalanche-transit diode and its use in microwaves"
Soviet Physics Uspekhi Vol. 9, N° 6, Mai-Juin 1967 p 892 à 912

(22)

T. MISAWA

"Negative resistance in P.N. junctions under avalanche breakdown conditions"
I.E.E.E. Trans, Vol. ED-13, N° 1, Janvier 1966, p 137 à 151

(23)

M. GILDEN et M.E. HINES

"Electronic timing effects in the READ microwave avalanche diode"
I.E.E.E. Trans. on Elec. Devices Vol.ED 13, N° 1, janvier 1966,
p 169 à 173

(24)

W.T. READ

"A proposed high frequency négative résistance diode"
Bell Syst. Tech. J. 37 p 401-406 (1958)

(25)

S.T. FISCHER

"Small signal impédance of avalanching junctions with unequal electron and hole ionization rates and drift velocities"
I.E.E.E. Trans. on Elec. Devices Vol.ED-14, N° 6, Juin 1967, pp 313-322

(26)

B. BOITTIAUX

"De l'impédance hyperfréquence présentée par un semiconducteur en avalanche"
Thèse 3ème cycle, LILLE, Octobre 1968

(27)

A. CASTELAIN

"Etude théorique et expérimentale de l'impédance des diodes en régime d'avalanche"
D.E.A., LILLE, Juin 1971

(28)

J. PAUQUET

"Sur la réalisation d'un dispositif électronique permettant la détermination des propriétés (thermiques, électriques et structurales) des diodes semiconductrices polarisées en régime d'avalanche"
Mémoire C.N.A.M., LILLE, Juin 1968

(29)

M. OUDART

"Détermination expérimentale du profil de concentration en impuretés des structures semiconductrices"
Mémoire C.N.A.M., LILLE, 1969

(30)

J.E. DALLEY

"Computer-aided microwave impedance measurements"

I.E.E.E. Trans. on Micro. Th and Tech, Vol.MTT-17, N° 8, Août 1969
pp 572-576

(31)

C.N. DUNN et J.E. DALLEY

"Computer-aided small signal characterization of IMPATT diodes"

I.E.E.E. Trans, Vol.MTT-17, N° 9, Septembre 1969, pp 691-695

(32)

M. DEBLIQUI

"Sur les dispositifs de mesure, aux basses températures, de la permittivité complexe d'un échantillon diélectrique dans le domaine hertzien"

Mémoire C.N.A.M., LILLE, 1968

(33)

A. LEBORGNE

"Etude expérimentale des barrières métal-semiconducteur en régime d'avalanche"

D.E.A., LILLE, Juillet 1971

