

BUU 20. 200069

50376
1968
173

W. J. Schone

Diplome d'Etudes Approfondies de Sciences Physiques
mention : électronique

LABORATOIRE
HYPERFREQUENCES ET SEMI-CONDUCTEURS

POSSIBILITE DE GENERATION DE PUISSANCE TRES HAUTE FREQUENCE
A RENDEMENT ELEVE.



Par Guy VAESKEN
Ingénieur I.S.E.N.

Lille, Juin 1968

S O M M A I R E

INTRODUCTION

I. CALCUL THEORIQUE ANALYTIQUE DE LA RESISTANCE DIFFERENTIELLE EN REGIME QUASI-STATIQUE D'UNE DIODE POLARISEE EN AVALANCHE.

I.1. Equations fondamentales régissant le comportement des charges dans un semi-conducteur en avalanche

I.2. Principe de calcul de la résistance différentielle

I.3. Expression de la résistance différentielle

I.3.1. Détermination de ρ_i

I.3.2. Mise en évidence d'une résistance négative

Application aux structures usuelles :

a) Diode N I P

b) Diode N⁺ P P⁺

I.3.3. Calcul de R_c dans l'approximation de Shotov

II. CALCUL NUMERIQUE EXACT DE LA RESISTANCE DIFFERENTIELLE

II.1. Programme du calcul

II.2. Résultats obtenus

III. ETUDE EXPERIMENTALE

III.1. Effets thermiques

III.2. Méthodes de mesure de la résistance différentielle

III.3. Courbes expérimentales

CONCLUSION

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

Nous nous proposons dans ce travail d'étudier la possibilité d'obtenir des oscillations haute fréquence de puissance élevée à partir de jonctions semi-conductrices en avalanche.

Nous envisageons, dans ce but, un fonctionnement reposant sur des mécanismes différents de ceux invoqués pour expliquer les oscillations dans les semi-conducteurs en avalanche.

La méthode proposée repose sur la réaction de la charge d'espace due aux porteurs mobiles sur l'émission de champ. Elle nécessite donc de fortes densités de courant ; par contre, l'existence d'un temps de transit n'est pas fondamental.

Ces oscillations seront liées à l'existence d'une résistance négative dans la caractéristique courant - tension de la jonction, et pourront être obtenues non seulement en hyperfréquences, mais aussi à des fréquences plus basses.

Dans une première partie, nous développons une théorie simplifiée mettant analytiquement en évidence l'existence d'une résistance différentielle statique négative pour une diode de structure NIP ou $N^+P P^+$

La seconde partie est l'exposé d'une méthode numérique sur calculateur permettant le calcul exact de la résistance différentielle, en fonction du courant injecté dans la diode.

Enfin, dans une troisième partie, nous étudions expérimentalement la résistance quasi-statique et essayons de comparer les résultats obtenus aux valeurs théoriques.

I. CALCUL THEORIQUE ANALYTIQUE DE LA RESISTANCE DIFFERENTIELLE EN REGIME QUASI-STATIQUE D'UNE DIODE POLARISEE EN AVALANCHE.

I.1. EQUATIONS FONDAMENTALES REGISSANT LE COMPORTEMENT DES CHARGES DANS UN SEMI-CONDUCTEUR EN AVALANCHE

Dans cette étude théorique nous utiliserons les équations de la physique des semi-conducteurs, compte tenu des conditions particulières à l'avalanche. Nous nous situons toujours en régime quasi-statique (c'est-à-dire indépendant du temps), et nous travaillons en modèle unidimensionnel.

a) l'équation de Poisson

$$\frac{dE}{dx} = \rho/\epsilon \quad \text{avec} \quad \rho = (N_D - N_A + p - n) \quad (1)$$

où N_D et N_A sont les concentrations des donneurs, des accepteurs (charges fixes)

n et p les concentrations des électrons et des trous (charges mobiles)

b) Les équations de continuité en régime quasi-statique

$$g - \frac{1}{q} \frac{d J_p}{dx} = 0 \quad (2)$$

$$g + \frac{1}{q} \frac{d J_n}{dx} = 0 \quad (3)$$

J_n et J_p sont les courants dus aux électrons, aux trous, et g est le taux de génération

$$g = \alpha |v_n| n + \beta |v_p| p$$

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

On supposera toujours les vitesses de saturation des porteurs

$$|v_n| = |v_p| = v = \text{cst}$$

et indépendantes du champ électrique.

c) La conservation du courant total

$$\frac{d}{dx} (J) = 0 \tag{4}$$

avec $J = J_n + J_p$

d) La condition d'avalanche

$$\int_0^w \alpha e^{-\int_0^x (\alpha - \beta) dx'} dx = 1 \tag{5}$$

où w est la largeur totale de la zone de charge d'espace.

I.2. PRINCIPE DU CALCUL DE LA RESISTANCE DIFFERENTIELLE (9) (10)

Soit une jonction unidimensionnelle polarisée en avalanche. Le champ électrique le long de la jonction, $E_0(x)$, dépend de la charge d'espace créée d'une part par les impuretés ionisées $\rho_0(x)$ (profil de diffusion), d'autre part par les charges mobiles ρ_1 dues au courant traversant la jonction

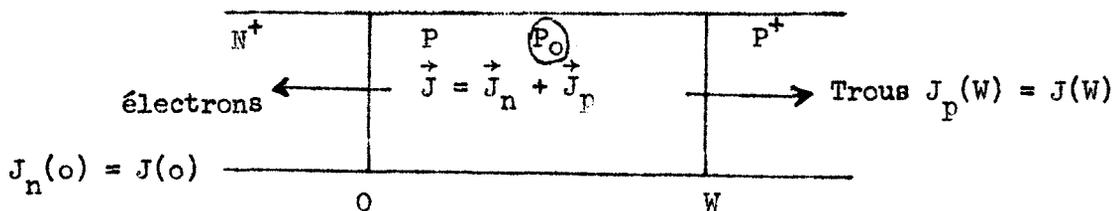


Figure 1

Au seuil de l'avalanche, ρ_1 est nul, et l'équation (1) donne

$$\frac{d E_0(x)}{dx} = \frac{\rho_0(x)}{\epsilon}$$

la tension aux bornes de la diode, U_a , s'obtient à partir de la relation

$$U_a = \int_0^w E_0(x) dx \quad (6)$$

En présence d'un courant d'avalanche $I = JS$ où S est la surface de la jonction), le champ électrique se modifie de $\Delta E(x)$, et l'on a

$$\frac{dE}{dx} = \frac{d(E_0 + \Delta E)}{dx} = \frac{\rho_0}{\epsilon} + \frac{\rho_1}{\epsilon} = \frac{\rho_0}{\epsilon} + \frac{q}{\epsilon} (p - n) \quad (7)$$

On constate alors une variation de tension aux bornes de la jonction

$$\Delta U = \int_0^w \Delta E dx \quad (8)$$

La résistance différentielle quasi-statique s'obtient immédiatement à partir de ΔU , soit

$$R_c = \frac{d(\Delta U)}{dI} \quad (9)$$

I.3. EXPRESSION DE LA RESISTANCE DIFFERENTIELLE : (9)(10)

I.3.1. Détermination de ρ_1 :

la détermination de R_c , comme l'indique le paragraphe précédent, nécessite la connaissance de la charge mobile ρ_1 ; le calcul peut se faire en introduisant la conservation du courant

$$J = (n + p) qv = \text{cste}$$

Les équations de continuité (2) et (3) s'écrivent alors

$$\left| \begin{array}{l} \frac{\partial n}{\partial x} + (\alpha - \beta) n = -\beta \frac{J}{qv} \\ \frac{\partial p}{\partial x} + (\alpha - \beta) p = \alpha \frac{J}{qv} \end{array} \right.$$

L'intégration de ce système d'équations par la méthode de variation de la constante, en tenant compte des conditions aux limites suivantes (fig.1)

$$\begin{array}{l|l} x = 0 & \begin{array}{l} n = n(0) \\ p = 0 \end{array} \\ & \begin{array}{l} J(n) = J(0) \\ J(p) = 0 \end{array} \\ \\ x = W & \begin{array}{l} n = 0 \\ p = p(W) \end{array} \\ & \begin{array}{l} J(n) = 0 \\ J(p) = J(0) = J(W) \end{array} \end{array}$$

nous donne

$$\left| \begin{array}{l} n = \frac{J}{qv} e^{\int_0^x (\beta - \alpha) dx} \left[1 - \int_0^x \beta e^{-\int_0^{x'} (\beta - \alpha) dx'} dx' \right] \\ p = \frac{J}{qv} e^{\int_0^x (\beta - \alpha) dx} \left[\int_0^x \alpha e^{-\int_0^{x'} (\beta - \alpha) dx'} dx' \right] \end{array} \right.$$

ces 2 relations permettent, connaissant J, le calcul de ρ_1

$$\rho_1(x) = \frac{J}{v} e^{\int_0^x (\beta - \alpha) dx} \left[\int_0^x (\alpha + \beta) e^{-\int_0^{x'} (\beta - \alpha) dx'} dx' - 1 \right] \quad (10)$$

Cette méthode peut s'appliquer quelle que soit la structure de diode utilisée, mais le calcul analytique n'est pas toujours possible : pour obtenir des formules littérales, il est nécessaire d'envisager des modèles simplifiés.

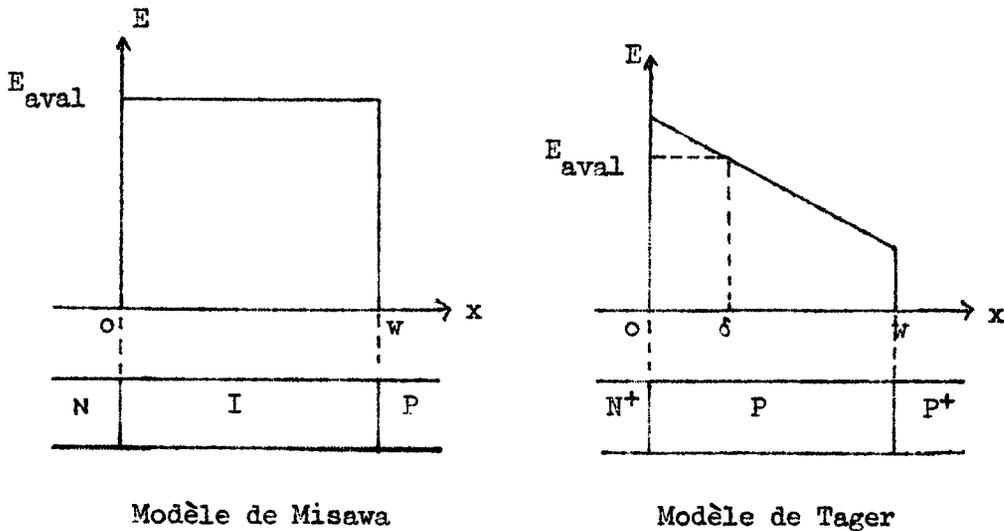


Figure 2

Pour le modèle de Misawa, la zone d'avalanche s'étend à toute la zone désertée.

Pour le modèle de Tager, la zone d'avalanche est localisée à une extrémité de la zone désertée, et supposée infiniment mince $\delta \ll w$.

1.3.2. Mise en évidence d'une résistance négative

La méthode précédente est envisagée dans le cas réel et général où $\alpha(x)$ est différent de $\beta(x)$; cependant les expressions obtenues sont difficiles à calculer. Une approximation commode, permettant de donner à R_c une forme littérale simple, est de considérer $\alpha(x) = \beta(x)$ tout au long de la zone de multiplication des porteurs. (Nous verrons ensuite comment opérer si $\alpha \neq \beta$)

La charge d'espace due aux porteurs mobiles s'écrit

$$\rho_1(x) = \frac{2J}{v} \left[\int_0^x \alpha \, dx - \frac{1}{2} \right] \quad (11)$$

L'expression (7) devient :

$$\Delta E(x) = \Delta E(0) + \frac{2J}{\epsilon v} \int_0^x \left| \int_0^{x'} \alpha dx' \right| dx - \frac{J}{\epsilon v} x \quad (11 \text{ bis})$$

La variation de champ électrique à l'origine, $\Delta E(0)$, se détermine à partir de la condition d'avalanche, qui doit être satisfaite quel que soit I , (si I_s est négligeable).

Nous admettrons dans cette étude préliminaire que le courant d'avalanche I est faible; $\Delta E(x)$ est alors petit, et nous pouvons développer α en série de Taylor, en nous limitant au second ordre

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

On utilise la condition d'avalanche (à savoir $\int_0^w \alpha dx = 1$) et l'on obtient

$$\int_0^w \alpha'_0(x) \Delta E(x) dx + \int_0^w \alpha''_0(x) \frac{\Delta E^2(x)}{2} dx = 0 \quad (12)$$

De cette équation, on déduira $\Delta E(0)$, ΔU , d'où R_c

Application aux structures usuelles

a) Diode NIP (Modèle de Misawa)

Le matériau de la jonction est intrinsèque, et $\rho_0(x) = 0$; $E_0(x)$, $\alpha_0(x)$, $\alpha'_0(x)$, $\alpha''_0(x)$ sont des constantes. De la condition d'avalanche on tire

$$\alpha_0 = \frac{1}{W}$$

ce qui permet d'exprimer, à partir de (11 bis)

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

En reportant dans l'expression (12), on en déduit

$$\Delta E(o) = \frac{JW}{6\epsilon v}$$

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

$$\boxed{R_c = - \frac{\lambda I W^3}{18D \epsilon^2 v^2 S^2}} \quad \text{où } \lambda = \frac{\alpha''_o}{\alpha'_o} \quad (13)$$

Il apparaît que la résistance est toujours négative, et proportionnelle à I .

b) diode N⁺P P⁺ (Modèle de Tager)

Si $\delta \ll W$, la diode peut être décomposée en une diode NIP d'épaisseur δ , associée à une zone de transit d'épaisseur $(W - \delta)$.

La résistance différentielle R_{c1} de la NIP est donnée par l'expression précédente.

Pour la zone de transit, où J est une constante, on a

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

d'où

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

avec

$$\Delta E(\delta) \neq \Delta E(o) = \frac{JW}{6\epsilon v}$$

$$\boxed{R_{c2} \neq \frac{(W - \delta)^2}{2\epsilon vS}} \quad (14)$$

La résistance totale est $R_c = R_{c1} + R_{c2}$; positive pour les faibles densités de courant, elle peut devenir négative pour les densités élevées.

Nous présentons figure 3 les caractéristiques théoriques de ces 2 modèles.

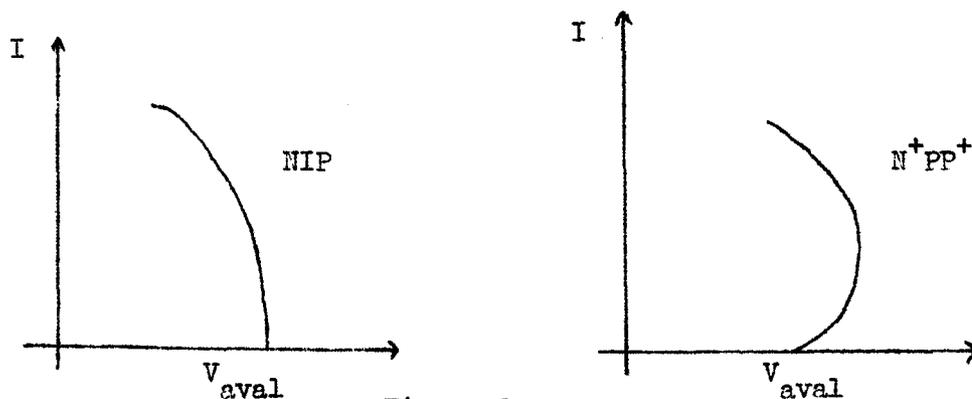


Figure 3

Nous insistons sur le fait que les hypothèses précédentes ont été formulées pour donner une valeur approchée de R_c et pour rendre compte à la fois de son signe et de son sens de variation. Les calculs effectués ne sont valables que pour les faibles densités de courant, et pour $\alpha = \beta$

I.3.3. Calcul de R_c dans l'approximation de Snotov

Les taux d'ionisation des porteurs sont des expressions de la forme $a e^{\lambda E(x)}$, donc des fonctions très rapidement croissantes du champ électrique, mais ils diffèrent très nettement suivant la nature des porteurs pour un même matériau. Néanmoins, il est possible de les calculer simplement et d'obtenir une valeur satisfaisante de R_c en posant :

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

Cette approximation a déjà été utilisée par certains auteurs [2] Remarquons que le champ électrique est généralement une fonction de l'abscisse x ; en conséquence, α est aussi une fonction de x

L'expression (10) devient :

$$\rho_1 = (p - n) q = \frac{2J}{v} \left| \frac{\int_0^x \alpha(k-1) dx}{k-1} - \frac{k+1}{2(k-1)} \right| \quad (15)$$

Il est apparu au paragraphe précédent qu'une diode de type NIP est la plus favorable à l'obtention d'une résistance négative. Nous conduirons donc nos calculs pour une structure de ce type, (la réalisation technologique de ces diodes est possible).

Comme $\alpha = \text{cste}$, l'expression (15) se transforme en

$$\rho_1 = \frac{2J}{v} \left| \frac{e^{-\alpha(k-1)x}}{k-1} - \frac{k+1}{2(k-1)} \right| \quad (16)$$

Le champ électrique constant E_0 se modifie de la quantité

$$\Delta E(x) = \Delta E(0) + \frac{2J}{\epsilon v} \left[\frac{e^{(k-1)\alpha x} - 1}{\alpha(k-1)^2} - \frac{(k+1)x}{2(k-1)} \right]$$

$\Delta E(0)$ s'obtient en écrivant que la condition d'avalanche reste toujours satisfaite. Shotov (2) a montré que dans le cas envisagé ici, elle s'écrit

$$\int_0^w \alpha dx = \frac{\text{Log } k}{k-1} = A \quad (17)$$

d'où

$$\begin{aligned} \int_0^w \frac{\lambda E(x)}{ae} dx &= \int_0^w \frac{\lambda(E_0 + \Delta E_0 + \frac{1}{\epsilon} \int_0^{x'} \rho(x') dx')}{ae} dx = A \\ &= \underbrace{\frac{\lambda E_0}{ae}}_{\alpha_0} e^{\lambda \Delta E_0} \underbrace{\int_0^w \frac{\lambda/\epsilon}{e} \left(\int_0^{x'} \rho(x') dx' \right) dx}_K \end{aligned}$$

$$\text{et } \Delta E_0 = \frac{1}{\lambda} \text{Log} \frac{A}{\alpha_0 K} \quad (18)$$

On peut alors en déduire $\Delta U = f(I)$

Remarquons que nous ne pouvons aboutir à une forme littérale simple pour R_c . Par ailleurs, il faut nécessairement déduire la résistance différentielle de la pente de la caractéristique statique.

En vue de mener à bien ce calcul, nous avons mis au point un traitement numérique, que nous décrivons dans le chapitre suivant.

II. CALCUL NUMERIQUE EXACT DE LA RESISTANCE DIFFERENTIELLE

II.1. PROGRAMME DU CALCUL

Le calcul de R_c est effectué à partir des relations précédentes, difficilement exploitables analytiquement. En effet l'expression (18) nécessite deux intégrations successives, connaissant $\rho_1(x)$; une nouvelle intégration est nécessaire pour ΔU , pour chaque valeur du courant I . Par ailleurs le champ électrique se modifie de la quantité $\Delta E(x)$ lorsque l'on injecte un courant I , et α ne conserve pas une valeur constante tout au long de la zone de charge d'espace.

Pour traiter ce problème, nous emploierons une calculatrice numérique (BULL M 40). L'avantage d'un tel procédé est de permettre une étude systématique, et une extension possible du calcul à toutes les structures unidimensionnelles (quel que soit le profil de dopage).

Pour aboutir à une valeur aussi exacte que possible de R_c , nous utilisons une méthode itérative : la répartition $\Delta E(x)$ du champ électrique, déduite de α_0 (valeur initiale du taux d'ionisation) est à l'origine d'une fonction $\alpha_1(x)$ du taux d'ionisation, elle-même responsable d'une nouvelle modification $\Delta E_2(x)$ du champ. Après n itérations successives, la variation relative

$$\frac{\Delta E_n(x) - \Delta E_{n-1}(x)}{\Delta E_n(x)}$$

est suffisamment faible pour assurer une détermination précise de ΔU , et, partant, de R_c .

Nous donnons ci-après un organigramme général précisant les données introduites dans la machine, et les différentes étapes du calcul.

DONNEES

$a, \lambda, \epsilon, v, k, N(x)$
 pas W/N $0 < m < N$
 itération j

$$\frac{dE}{dx} = \frac{q N(x)}{E}$$

$$E_0 = \text{Log} \left[\frac{2,56}{aW} \right]$$

$$\alpha_{mj} = a e^{\lambda [E_0 + \Delta E_{mj}]}$$

$$\int_0^m \frac{W}{N} \alpha_{mj}(k-1) dx' = \sum_0^m \alpha_{mj}(k-1)$$

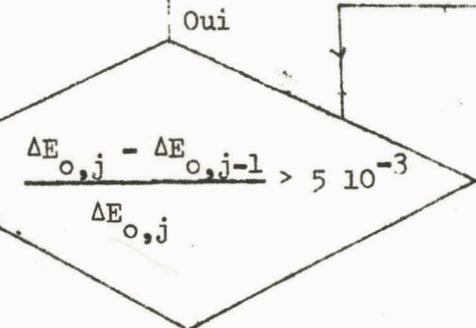
$$\rho_{mj} = \frac{2J}{v} \left[\frac{\int_0^m \frac{W}{N} \alpha_{mj}(k-1) dx'}{k-1} - \frac{k+1}{2(k-1)} \right]$$

$$\Delta E_{mj} - \Delta E_{j(0)} = \frac{1}{\epsilon} \int_0^m \frac{W}{N} \rho_{mj} dx'$$

$$K = \int_0^w \frac{1}{e} \lambda [\Delta E_{mj} - \Delta E_{j(0)}] dx'$$

$$\Delta E_{j(0)} = \frac{1}{\lambda} \text{Log} \frac{2,56}{K \alpha_{00}}$$

$$\Delta E_{mj}$$



$$\Delta U_j = \int_0^W \Delta E_{mj} dx' = \sum_{m=0}^N \Delta E_{mj}$$

Le problème important à résoudre est la convergence de ce procédé itératif. Pour obtenir une convergence rapide, il faut d'une part définir un pas d'intégration assez faible (les intégrations seront faites par la méthode des trapèzes avec un pas de 1/20 ou de 1/50), d'autre part procéder par étapes, en introduisant dans le calcul des courants croissant progressivement.

Nous avons porté fig.4 la variation du ΔU calculé, pour un courant donné, en fonction du nombre d'itérations : la convergence est d'autant moins rapide que le courant injecté est plus important. Il faut donc limiter à un nombre N le nombre d'itérations possibles.

II.2. RESULTATS OBTENUS

II.2.1. Données initiales

La détermination numérique de R_c ne peut se faire qu'a partir des données suivantes

a) données relatives au semi-conducteur

taux d'ionisation $\beta = k\alpha$

$$\text{avec } k = 0,1 \text{ et } \alpha = a e^{\lambda E(x)} \quad \left| \begin{array}{l} a = 9,85 \text{ cm}^{-1} \\ \lambda = 2,22 \cdot 10^{-5} \end{array} \right.$$

vitesse de saturation des porteurs $v = 10^{+7} \text{ cm/s}$

$A = 2,56$ (condition d'avalanche)

b) Caractéristiques de la jonction

W et S (nous fixons S à 10^{-4} cm^2 , ce qui correspond aux jonctions utilisées dans la partie expérimentale).

II.2.2. Cartes de variation du champ électrique

La figure (5) représente les courbe $E_0 + \Delta E(x)$ pour une jonction de largeur W égale à 2 μ et pour des densités de courant de $5 \cdot 10^2 \text{ A/cm}^2$ et $5 \cdot 10^3 \text{ A/cm}^2$. On voit très nettement l'accroissement de la modification $\Delta E(x)$

La forme du tracé peut s'expliquer succinctement :

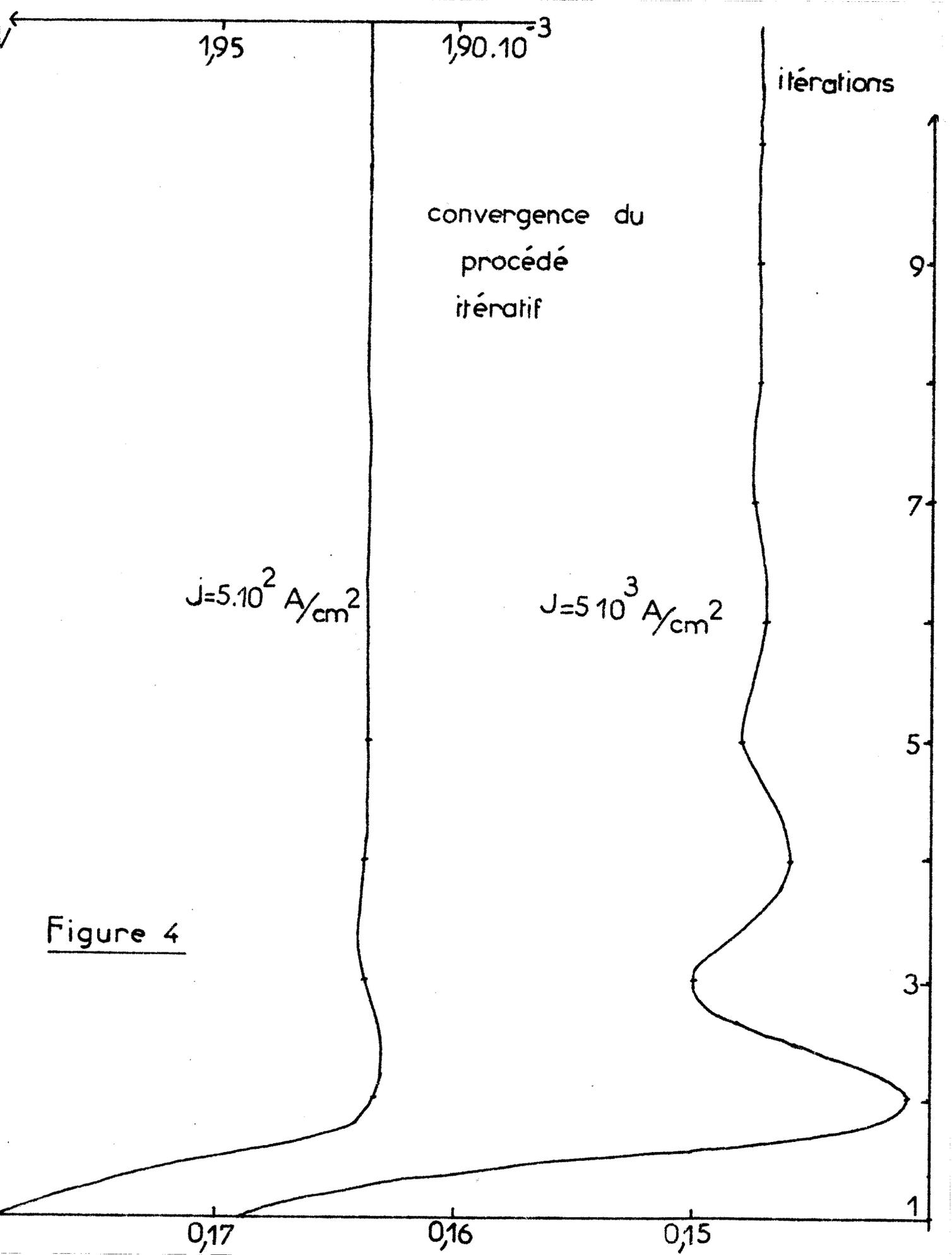
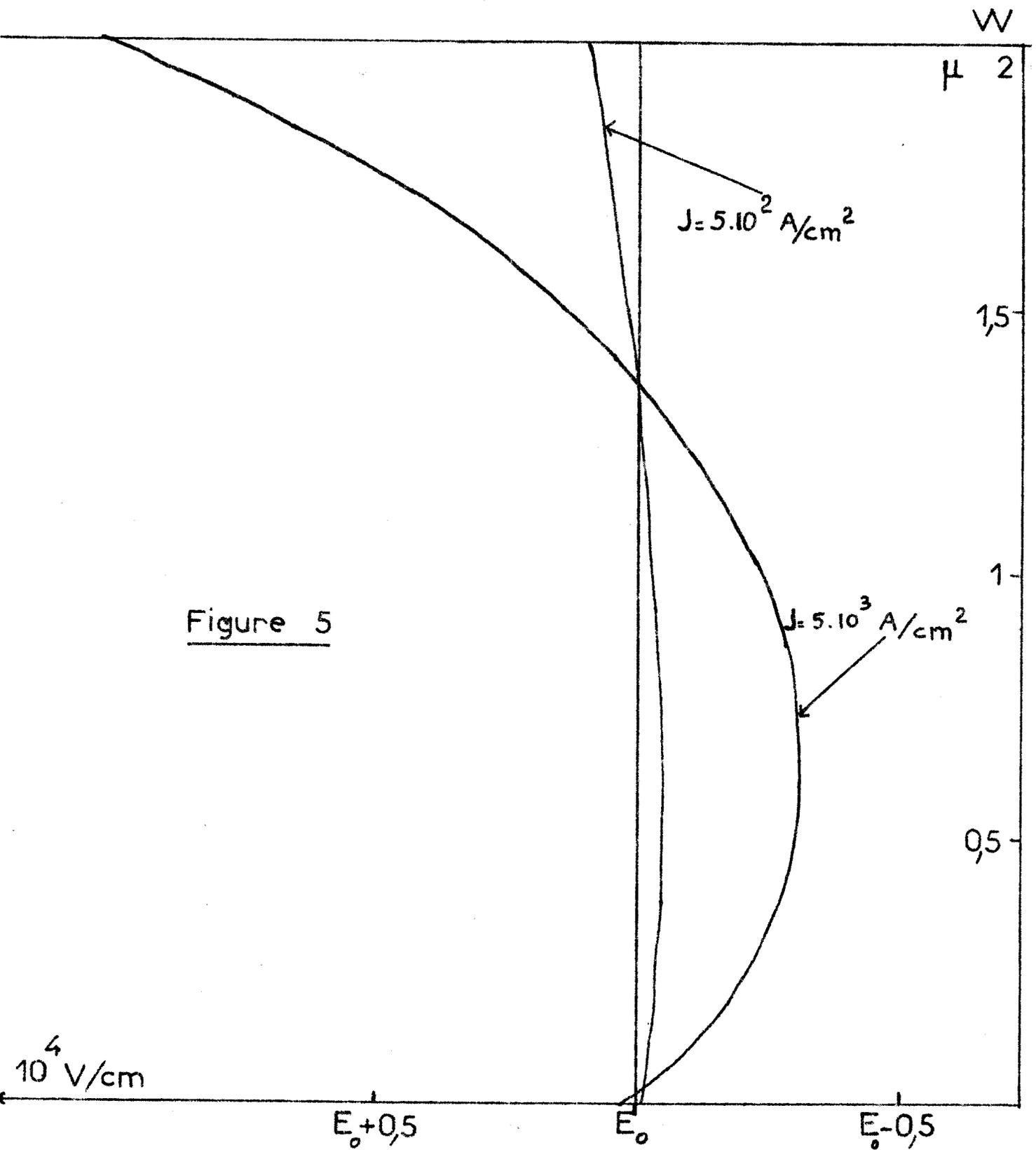


Figure 4

Modification $\Delta E(x) = f(J)$



la loi de Poisson s'exprime sous la forme

$$ve \frac{dE}{dx} = q N_i v + J_p - J_n$$

Pour la diode NIP, $N_i = 0$, et aux extrémités de la jonction $J = J_n(0)$ d'une part, $J = J_p(W)$ d'autre part.

La dérivée est toujours négative du côté N, et toujours positive du côté P. Le champ électrique doit passer par un minimum.

II.2.3. Caractéristiques statiques $\Delta U(I)$

Rappelons que ΔU est la variation de tension aux bornes de la diode due à l'injection d'un courant I.

La figure (6) représente les caractéristiques statiques comparées pour une diode de 2μ de zone de charge d'espace, et une diode de 10μ . Il apparaît que R_c est toujours négative, et croît avec le courant.

Par ailleurs, nous portons fig. (6 bis) la dérivée $\frac{d(\Delta U)}{dI} = f(I)$. On voit que R_c croît linéairement pour les faibles courants, en accord avec notre étude théorique, où $R_c = -A W^3 I$.

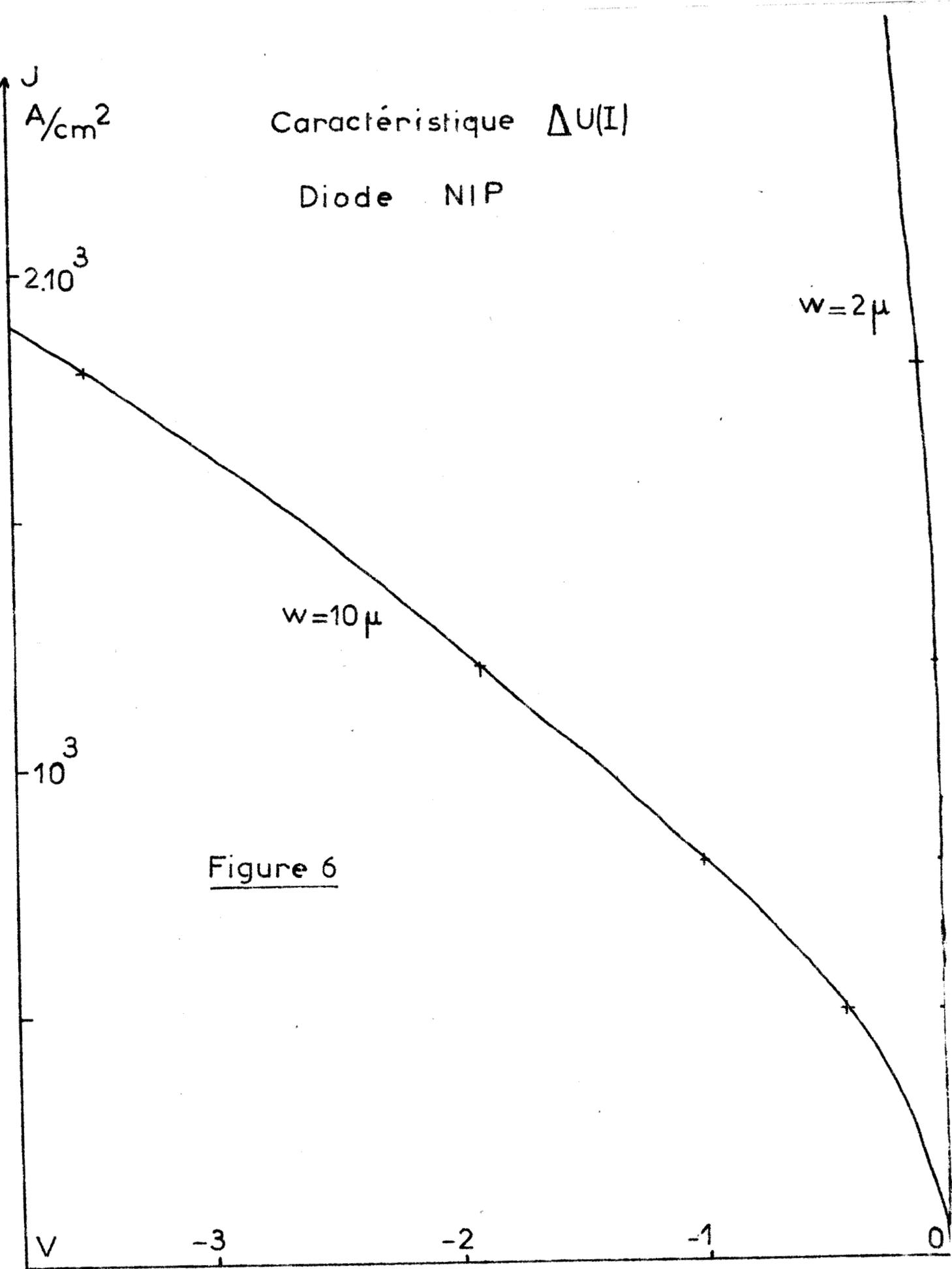
Pour deux courants égaux, et très faibles, le rapport de $R_{c10 \mu}$ et de $R_{c2 \mu}$ est pratiquement égal au rapport des cubes de W (10μ et 2μ), comme l'indique la relation précédente.

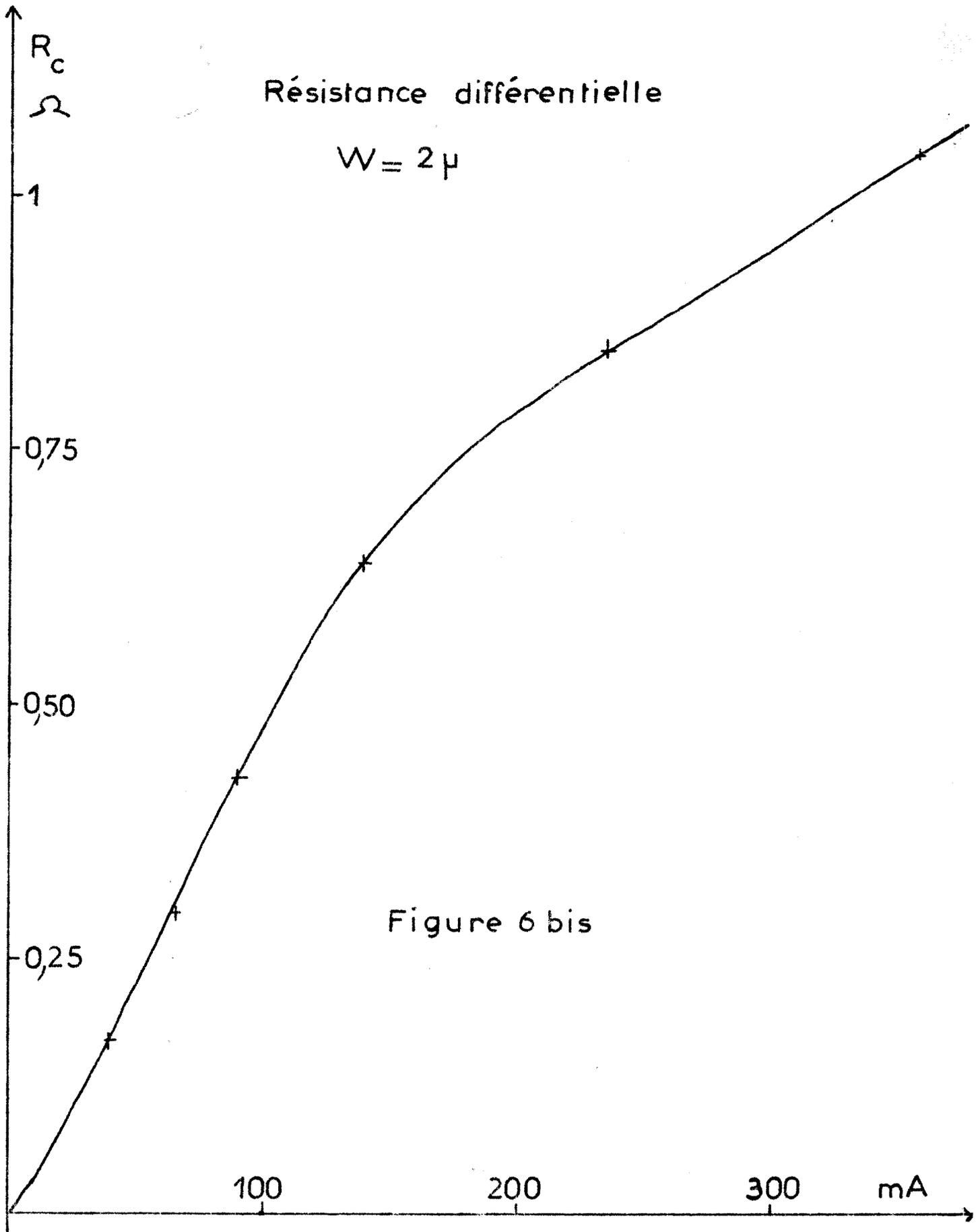
Pour un courant supérieur à 30 mA, il y a divergence totale avec la formule (13); ceci est normal car cette formule n'est valable que pour $\alpha = \beta$ et J faible.

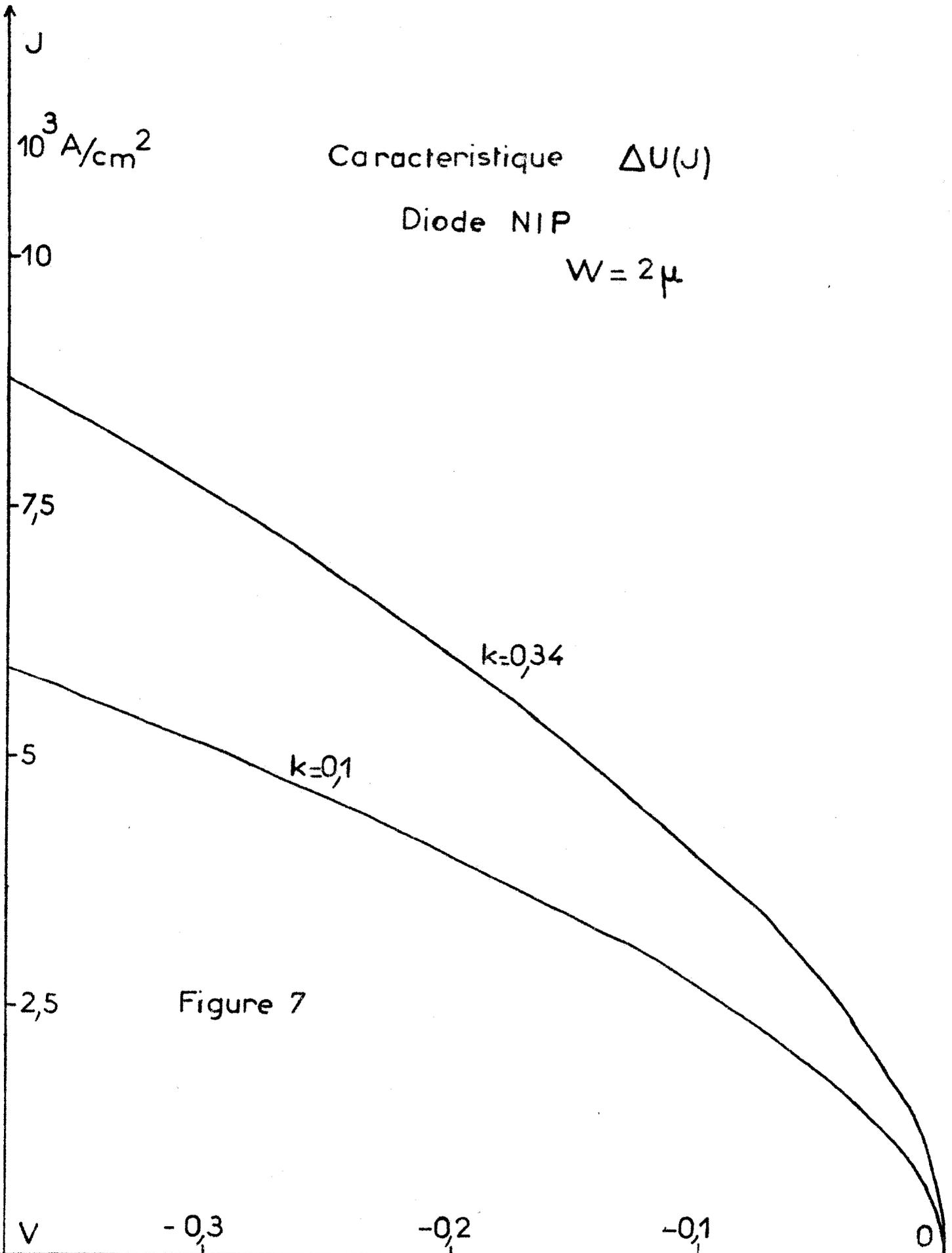
Nous avons aussi envisagé d'étudier l'influence des caractéristiques du matériau : suivant sa nature, α et β diffèrent, il en est de même de k . La figure (7) représente les caractéristiques statiques d'une

même diode calculées pour 2 valeurs différentes de k , respectivement $k = 0,1$ et $k = 0,34$.

On remarque que la résistance est d'autant moins négative que k est élevé. Il semble donc que le germanium (pour lequel k vaut environ 2) est beaucoup moins favorable à l'obtention d'une résistance négative que le silicium.







III. ETUDE EXPERIMENTALE

Nous envisageons dans cette étude la possibilité de vérifier expérimentalement l'étude théorique préliminaire de la résistance différentielle. Cette détermination est difficile, car il faut tenir compte des effets thermiques.

III.1. EFFETS THERMIQUES

Dans l'étude théorique, nous n'avons pas fait mention des effets dus à l'élévation de la température du semi-conducteur, sous l'influence de la puissance continue appliquée. En effet, le taux d'ionisation est fonction de la température de la jonction, et toute variation de la puissance continue entraîne une variation de la température, donc une modification de α . Ce phénomène va se traduire par un changement des caractéristiques $\Delta U(I)$ observées. En particulier, la résistance différentielle que l'on observera,

$\frac{d(\Delta U)}{dI}$, ne sera plus R_c , mais

$$R_D = R_c + R_T$$

R_T est une résistance due uniquement aux effets thermiques. Sa valeur a été calculée [9] : $R_T = \gamma U R_{th}$

où

U	est la tension continue appliquée à la diode
R_{th}	est la résistance thermique jonction - milieu extérieur
γ	un coefficient dépendant de la variation de α

Pour mesurer R_c , il faut donc éliminer R_T . R_c est en somme la résistance différentielle "isotherme".

Remarquons aussi que si nous voulons observer une résistance négative de valeur suffisamment élevée, il faut injecter une densité de

courant importante dans la diode.

Ici encore, il est nécessaire de travailler en impulsions de courte durée et de faible récurrence, pour éviter tout emballement thermique entraînant la destruction de la jonction.

Remarque : [12] on peut déterminer, pour une densité de courant donnée, et une température limite θ_{max} de jonction, la durée maximale des impulsions à utiliser (la récurrence étant faible, on suppose qu'il y a retour à l'équilibre thermique entre deux impulsions.)

Ce calcul peut s'effectuer pour le modèle représenté fig. 8. On suppose que l'on applique à la diode, à l'instant zéro, une impulsion de durée t .

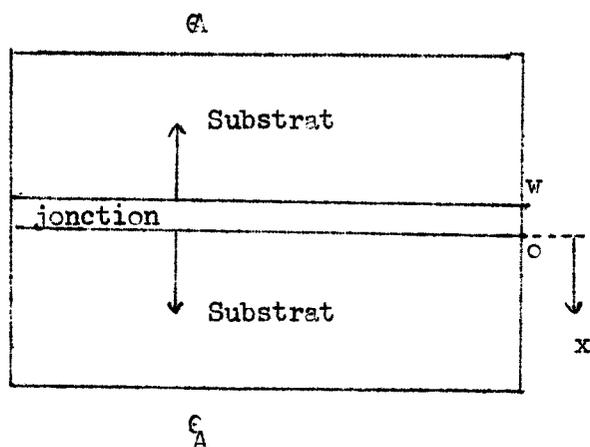


Figure 8

En utilisant l'équation de la chaleur
$$\frac{\partial \theta (x, t)}{\partial t} = \eta \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2}$$

(où η est le coefficient de diffusion thermique) le calcul de la température en tout point du semi-conducteur est possible; on a

$$\theta(x, t) = \theta_A + R_{th} P \left[1 - \frac{x}{L} - \frac{8}{\pi^2} \sum_1^{\infty} \cos \frac{n\pi x}{2L} \frac{e^{-t/\tau_{th} n}}{n^2} \right]$$

La température est maximale dans la zone de charge d'espace

$$\theta_{\max}(0, t) = \theta_A + R_{th} P \left[1 - \frac{\theta}{\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{e^{-t/\tau_{th} n}}{n^2} \right]$$

Dans ces expressions

θ_A est la température ambiante

R_{th} la résistance thermique jonction - milieu ambiant

P la puissance continue appliquée

$\tau_{th} n$ (s) = $\frac{0,58 L^2}{n^2}$ la constante de temps thermique du matériau (ici le silicium)

L est l'épaisseur du substrat (mesurée en cm)

(on prendra $\frac{P}{2}$ si l'on considère qu'il y a diffusion symétrique de la chaleur de chaque côté de la jonction).

On peut en déduire une relation très approchée pour θ_{\max}

$$\theta_{\max} = \theta_A + P R_{th} \sqrt{\frac{t}{2 \tau_{th} 1}}$$

Application numérique : pour une diode LEP de la série W utilisée dans l'étude expérimentale

- la section de la diode a un diamètre de 95 μ
- le substrat a une épaisseur de 190 μ
- R_{th} vaut environ 60°/W

La tension d'avalanche étant de 50 V, injectons une densité de courant de 10⁵ A/cm², ce qui correspond à une puissance continue appliquée de 70 W.

En autorisant une température maximale de jonction de 300°, on

trouve

$$t_{\max} = 80 \text{ ns}$$

La production d'impulsions de quelques dizaines de nanosecondes ne présente pas de difficultés. Il est donc possible d'injecter dans le semi-conducteur des courants de densité supérieure à 10^5 A/cm^2

III.2. METHODES DE MESURE DE LA RESISTANCE DIFFERENTIELLE

La mesure de R_c en fonction du courant injecté dans la diode peut se faire de deux façons différentes, en évitant au maximum l'influence des effets thermiques

a) Mesure au pont : [9]

On mesure la résistance différentielle de la diode autour d'un point de polarisation variable, avec un signal de mesure haute fréquence ($f = 10 \text{ MHz}$). On peut admettre que ce signal ne se traduit pas par une variation haute fréquence de la température de la jonction. En conséquence la résistance thermique R_T est nulle, et l'on mesure directement par cette méthode la valeur de R_c

Cette méthode ne peut évidemment s'envisager qu'à faible courant continu (en général inférieur à 20 mA , soit $I < 2 \cdot 10^2 \text{ A/cm}^2$ pour les diodes utilisées).

b) Pour les densités de courant plus fortes on utilise une autre méthode. On trace ici la caractéristique statique $U = f(I)$ en appliquant à la diode des impulsions de très courte durée. Par exemple des impulsions de 10 à 50 ns , de temps de montée inférieur à 500 ps , et de récurrence faible, 500 Hz . Leur tension, variable d'une façon continue de 0 à 300 V , permet d'obtenir $I = 10^5 \text{ A/cm}^2$

L'étude se fait en structure coaxiale : la diode est introduite en série avec le conducteur central, et on la polarise au seuil de l'avalanche.

Les impulsions sont visualisées à l'entrée et à la sortie du système sur un oscilloscope à échantillonnage.

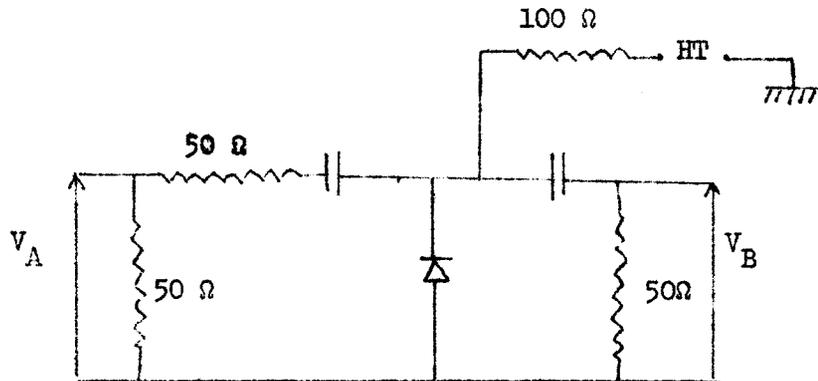


Figure 9

$$\left. \begin{aligned} V_{\text{diode}} &= V_B \\ I_{\text{diode}} &= \frac{V_A - 2 V_B}{50} \end{aligned} \right\}$$

Nous donnons figure 10 un schéma synoptique de l'ensemble.

III.3 COURBES EXPERIMENTALES

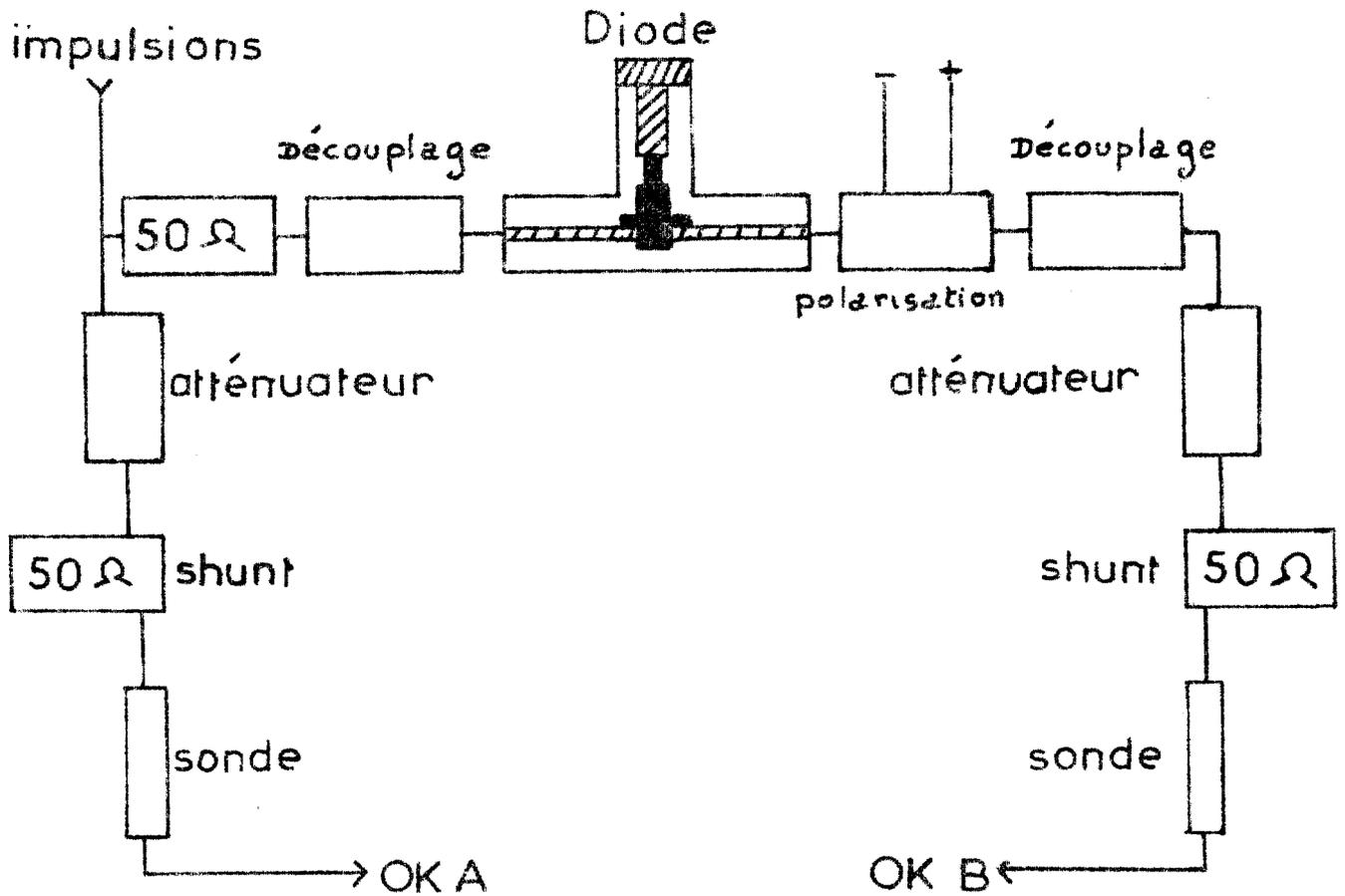
Les études ont été menées sur des diodes de type $P^+ N N^+$ disponibles au laboratoire, et les courbes présentées concernent une diode dont la jonction a un diamètre de 100μ , et une largeur de 2μ , le dopage de la zone N est de $10^{15}/\text{cm}^3$.

La figure (11) représente la caractéristique statique de la diode. Elle vérifie bien le sens de variation de R_c envisagé dans l'étude théorique D'abord positive, R_c s'annule pour une densité de courant de 210^4 A/cm^2 , puis devient négative ; pour $I > 410^4 \text{ A/cm}^2$, R_c tend de nouveau vers une valeur positive : ceci est dû sans doute aux effets thermiques, non négligeables pour de tels courants.

La figure (12) représente de façon plus précise les variations de la résistance de charge en fonction du courant de polarisation.

Etude de la caractéristique statique en impulsions

tektronix 109



tektronix 561 A

circuit coaxial GR

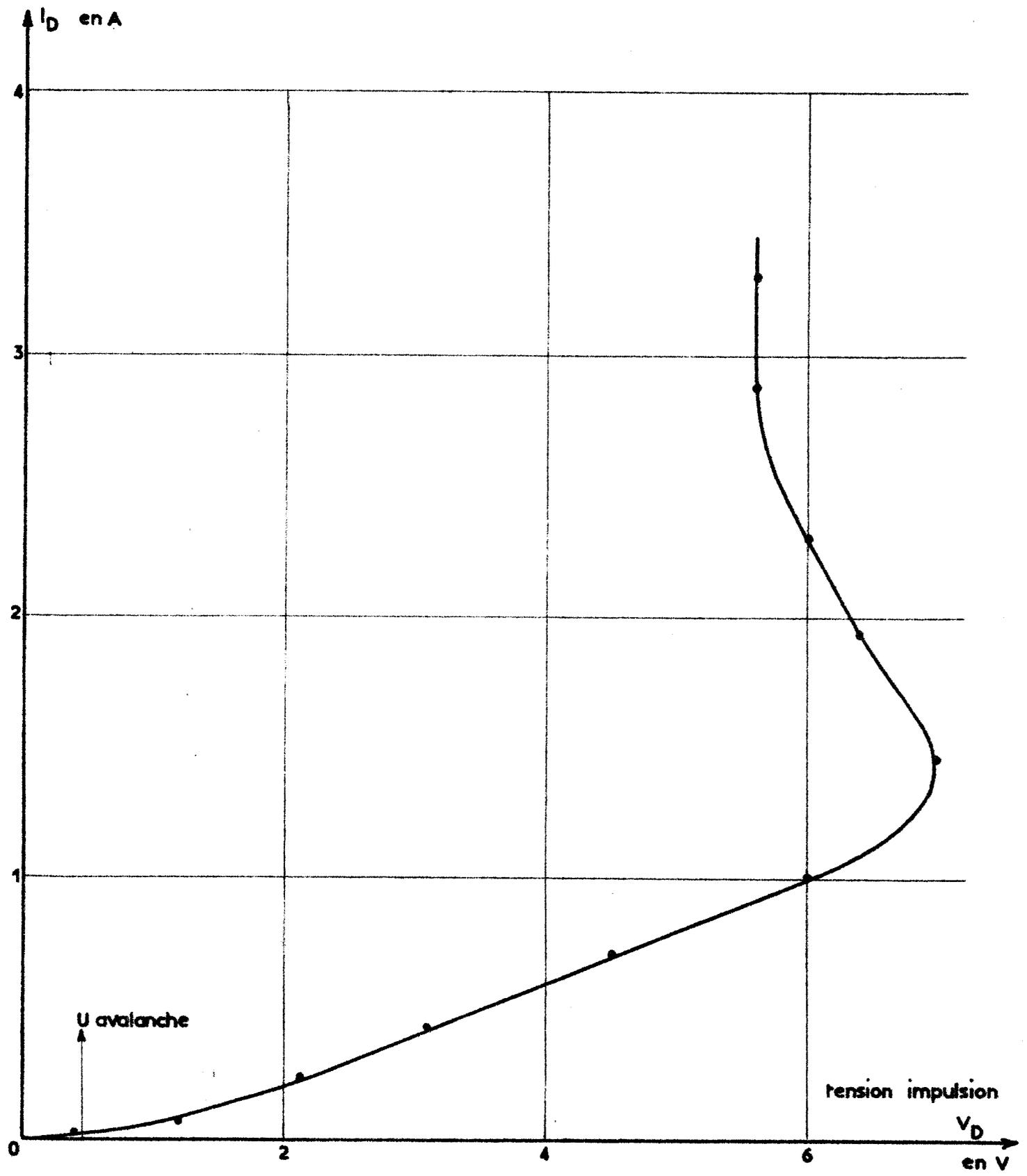
Figure 10

A) Lorsque le courant commence à croître, R_c diminue : l'avalanche, initialement localisée, s'étend progressivement à toute la section de la jonction.

B) A courant plus élevé, R_c est pratiquement indépendante du courant.

C) Dans cette zone, l'influence de la résistance due à la réaction de la charge d'espace devient prépondérante.

Figure : Caractéristique inverse $I = f(V)$ à température constante
(Impulsions de durée 30 ns).



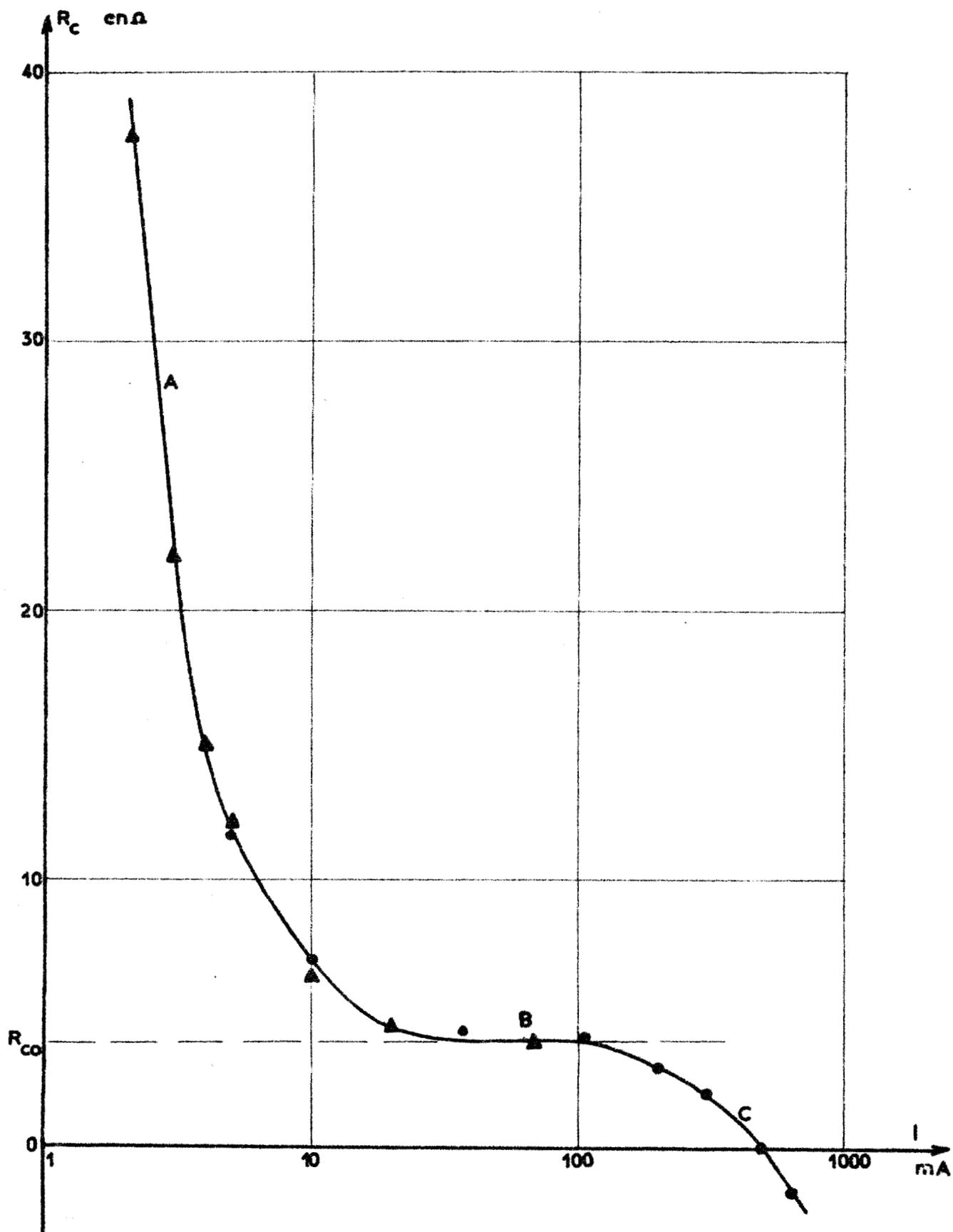


Figure : Variation de la résistance de charge d'espace en fonction du courant de polarisation.
 ● Mesures en impulsions
 ▲ Mesures à 10 MHz

C O N C L U S I O N

Au cours de ce travail, nous avons montré théoriquement et expérimentalement qu'une diode semi-conductrice en avalanche peut présenter une résistance négative; ce phénomène est particulièrement net dans le cas des diodes de type PIN, et on peut également l'observer pour des densités de courant très élevées dans le cas de structures plus complexes.

Ce travail permet d'envisager la réalisation d'oscillateurs haute fréquence délivrant à partir de semi-conducteurs en avalanche des puissances très élevées avec un bon rendement. Malheureusement, l'obtention d'une résistance négative nécessite des densités de courant élevées, et il semble que ces oscillateurs ne pourront fonctionner qu'en impulsions. Des applications intéressantes peuvent néanmoins être envisagées dans le domaine des télécommunications et des techniques radar.

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

- (1) K.G. Mc KAY, Phys. Rev., 94, p. 877, (1954)
- (2) A.P. SHOTOV, Sov. Phys., 3, p. 413, (1958)
- (3) B. HOFFLINGER, IEEE Trans. Ed.13, p. 151, (1966)
- (4) B. HOFFLINGER, IEEE Trans. ED 14, p. 563, (1967)
- (5) A.S. TAGER, Sov. Phys., 9, p. 892, (1967)
- (6) T. MISAWA, IEEE Trans., ED 14, p. 580, (1967)
- (7) L.S. BOWMAN, IEEE Trans., ED 14, p. 411, (1967)
C.A. BURRUS
- (8) R.A. GIBLIN, Electr. Let., 4, n° 3, (1968)
- (9) J. PAUQUET, Mémoire C.N.A.M., LILLE (1968)
- (10) E. CONSTANT, Rapport I.R.E.L. (1968)
- (11) I.R.E.L. - L.E.P., Onde Electrique (juillet 1968)
- (12) E. ALLAMANDO, Thèse 3ème cycle (à paraitre 1968)

