



HAL
open science

Contribution à l'étude de l'influence des centres recombinaux sur les performances électriques des redresseurs de puissance

Mohamed Derdouri

► **To cite this version:**

Mohamed Derdouri. Contribution à l'étude de l'influence des centres recombinaux sur les performances électriques des redresseurs de puissance. Micro et nanotechnologies/Microélectronique. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 1978. Français. NNT: . tel-00178416

HAL Id: tel-00178416

<https://theses.hal.science/tel-00178416>

Submitted on 11 Oct 2007

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THÈSE

présentée

DEVANT L'UNIVERSITÉ PAUL SABATIER DE TOULOUSE (SCIENCES)

pour l'obtention

du Grade de DOCTEUR de 3^e CYCLE
Spécialité : Electronique, Electrotechnique, Automatique
Mention : Matériaux et Composants actifs

par

Mohamed DERDOURI

Maitre ès Sciences

**Contribution à l'étude de l'influence des centres
recombinants sur les performances électriques
des redresseurs de puissance**

Soutenue le 12 Juin 1978 devant la Commission d'Examen :

MM. G. REY

Président

Ph. LETURCQ

B. SANSAL

M. BROUSSEAU

A. SENES

A. MUÑOZ-YAGÜE

}
Examineurs

AVANT PROPOS

A mes parents,

avec toute ma reconnaissance

Nous ne saurions entreprendre l'exposé de notre travail sans remercier tous ceux qui nous ont fait bénéficier de leurs enseignements, ou simplement de leur amitié.

Nous exprimons, en tout premier lieu notre gratitude à Monsieur le Professeur G. GRATELOUP, Directeur du Laboratoire d'Automatique et d'Analyse des Systèmes ; ainsi qu'à Monsieur D. ESTEVE Directeur Adjoint, pour la confiance qu'ils nous ont accordée en nous accueillant au Laboratoire.

Que Monsieur le Professeur G. REY, trouve ici l'expression de notre reconnaissance pour nous avoir fait l'honneur d'accepter la présidence de notre jury de thèse.

Monsieur le Professeur Ph. LETURCQ, Directeur du Département de Génie Electrique de l'Institut National des Sciences Appliquées a tenu à diriger nos travaux, et Monsieur A. MUÑOZ-YAGÜE, attaché de Recherche au C.N.R.S., a suivi et aidé l'avancement de nos recherches avec une toute particulière attention. Qu'ils trouvent ici l'expression de notre vive reconnaissance.

Nous sommes très honorés de la participation au jury de Monsieur le Professeur B. SANSAL de l'Université d'Alger, de Monsieur M.BROUSSEAU Directeur du Département de Génie Physique de l'Institut National des Sciences Appliquées de Toulouse, et de Monsieur A. SENES, Ingénieur à la Société "Silicium semi-conducteur" à TOURS.

Nous les remercions pour l'intérêt qu'ils ont porté à ce travail.

Enfin que le Service de Documentation du L.A.A.S. trouve ici l'expression de nos sincères remerciements pour sa participation à la réalisation matérielle de ce mémoire.



SIGNIFICATION DES PRINCIPAUX SYMBOLES UTILISES

C	Capacité de transition d'une jonction
D	Coefficient de diffusion
E	Force électrostatiques
E_F	Niveau de Fermi
I	Courant
J	Densité de courant
J_S	Densité de courant de saturation
k	Constante de Boltzmann
L	Inductance
N_A, N_D	Concentration d'atomes accepteur et donneurs
N_T	Concentration des centres profonds totale
N_T^+, N_T^0, N_T^-	Concentrations des centres profonds dans l'état de charge positif neutre et négatif
n	Concentration d'électrons
p	Concentration de trous
q	Charge élémentaire
S	Surface
T	Température
t	Temps
U	Taux net de recombinaison
U_T	Potentiel thermodynamique
V	Tension
V_a	Tension appliquée

W	Profondeur d'une région de semi-conducteur
X	Abscisse de position
μ	Mobilité
ρ	Résistivité
τ	Durée de vie
τ_{HN}	Durée de vie haut niveau d'injection
τ_{BN}	Durée de vie faible niveau d'injection
I	Relatif à la zone faiblement dopée
i	Relatif au matériau intrinsèque
n	Relatif aux électrons
p	Relatif aux trous
O	Relatif à l'équilibre thermodynamique
Au	Or
Pt	Platine
e^-	Défauts créés par irradiation aux électrons

INTRODUCTION

Les redresseurs PIN et PNP de puissance trouvent des applications en nombre croissant dans les domaines de l'électronique industrielle et d'électrotechnique, et le développement considérable de ces dispositifs entraîne des exigences de plus en plus sévères sur les performances électriques :

- faibles pertes de puissance en régime direct
- rapidité de commutation
- forte tension bloquée en régime inverse

La conception d'un dispositif doit donc s'efforcer de respecter ces contraintes. Cependant, les relations entre les paramètres technologiques d'une structure et ses caractéristiques électriques montrent qu'il n'est pas possible d'optimiser simultanément toutes ces performances. Le problème se pose plutôt en termes de recherche de compromis acceptables entre les différentes contraintes.

En ce qui concerne la tenue en tension inverse, elle est surtout déterminée par la distribution des impuretés dopantes, et donc fixée dès la première étape du travail de conception. La réalisation d'un composant avec la distribution d'impuretés retenue se fait suivant des procédés technologiques bien établis, tout en préservant autant que possible certaines caractéristiques du matériau semi-conducteur de départ, notamment la durée de vie des porteurs. Le composant qui en résulte présente alors une faible chute de tension en régime direct et est donc en accord avec la première des contraintes citées. Cependant la durée de vie des porteurs est la plus importante des constantes de temps en ce qui concerne l'évolution dans le temps de la charge stockée par les porteurs dans le dispositif, et en conséquence ce dispositif est peu performant du point de vue dynamique.

Il faut donc pour obtenir des dispositifs rapides, diminuer la valeur de la durée de vie τ des porteurs de façon contrôlée. Cela ne peut se faire qu'en acceptant une augmentation consécutive

de la chute de tension en régime direct.

Le contrôle de τ vise donc la réalisation d'un compromis entre les deux premières contraintes qui ne peuvent pas être satisfaites simultanément.

La valeur de τ qui permet d'aboutir à un bon résultat s'obtient donc à partir d'une évaluation de l'impact de ce paramètre sur les performances électriques du dispositif les plus importantes.

La façon de réaliser en pratique la valeur choisie pour τ est d'introduire dans le composant en quantités contrôlées, des impuretés ou des défauts créant des états localisés à niveau d'énergie profond dans la bande interdite du semiconducteur.

Le choix entre les différents moyens que l'on peut envisager doit se faire d'une part en fonction des possibilités de la technologie, d'autre part en fonction des effets secondaires de ces impuretés ou défauts sur les performances électriques du composant moins importantes que celles déjà citées.

Enfin, on doit considérer le problème du contrôle du résultat. Si bien les performances électriques observées sur le comportement fini, contiennent l'information nécessaire, une mesure plus directe de la durée de vie des porteurs doit être envisagée.

Ces considérations montrent bien l'importance dans les redresseurs de puissance des problèmes liés :

- au choix d'une valeur de la durée de vie des porteurs, compte tenu de l'influence de ce paramètre sur les caractéristiques électriques du composant.

- aux différents moyens technologiques qui permettent de réaliser ce choix.

- aux méthodes de mesure de la durée de vie sur les composants finis.

Ce mémoire présente notre contribution à l'étude de ces problèmes.

Dans le premier chapitre nous considérerons les différentes impuretés métalliques et défauts qui sont à l'heure actuelle utilisés pour le contrôle de la durée de vie des porteurs dans les dispositifs de puissance au silicium : or, platine, défauts créés par irradiation aux électrons. Nous rappelons tout d'abord la théorie de Shockley-Read-Hall pour la recombinaison sur un seul niveau énergétique, ensuite nous donnons la formulation du problème pour les impuretés amphotères (or, platine), et nous appliquons ces formulations pour calculer les relations entre la concentration de centres profonds et de la durée de vie des porteurs, en fonction du type de semi-conducteur, de sa résistivité et des conditions de polarisation (faible niveau d'injection, fort niveau d'injection, déplétion). Nous considérons aussi la perturbation de la résistivité du matériau de départ, provoquée par l'introduction de ces centres. Nous avons effectué ces calculs sur la base des données disponibles dans la littérature pour les paramètres physiques de ces centres. Les résultats présentés permettent déjà de comparer les différents moyens de contrôle en ce qui concerne leurs caractéristiques intrinsèques.

Dans le deuxième chapitre, nous effectuons une analyse comparative des différentes méthodes électriques de mesure de la durée de vie sur les diodes PIN de puissance. Nous basons cette analyse d'une part sur les résultats expérimentaux obtenus sur une série de redresseurs présentant une large gamme de variation des paramètres physiques, et d'autre part sur les résultats obtenus au moyen de la simulation numérique du comportement dynamique d'un redresseur dans des circuits analogues à ceux utilisés dans l'expérimentation .

Cela nous permet de mettre en évidence dans les résultats présentés, les limitations ou les avantages de chacune des méthodes considérées.

Enfin, dans le troisième chapitre nous étudions l'influence de la durée de vie des porteurs sur les performances électriques des redresseurs PIN. Nous présentons des résultats de calcul permettant de guider le choix d'une valeur de τ réalisant un bon compromis entre les différentes contraintes considérées. Nous donnons aussi sur la base de ces résultats et de ceux présentés au premier chapitre les critères déterminants dans le choix d'un centre profond optimal pour le contrôle de la durée de vie des porteurs.

oOo

CHAPITRE I

LES CENTRES PROFONDS UTILISES POUR LE CONTROLE DE LA
DUREE DE VIE DES PORTEURS DANS LES DISPOSITIFS DE
PUISSANCE AU SILICIUM



La recombinaison des porteurs de charge dans un semi-conducteur est un processus bien connu, qui peut s'effectuer suivant différents mécanismes physiques [I.1] .

Dans les semi-conducteurs à large bande interdite tels que le germanium et le silicium etc ..., la recombinaison s'effectue principalement à travers des centres situés énergétiquement dans la bande interdite du matériau semi-conducteur. On doit donc tout d'abord identifier et caractériser les centres profonds et leur origine dans le processus d'élaboration pour obtenir des semi-conducteurs de grande pureté et avec une valeur élevée de la durée de vie des porteurs minoritaires.

Dans les dispositifs de puissance, le mécanisme de recombinaison joue un rôle prépondérant pour déterminer les plus importantes propriétés électriques de ces dispositifs. On comprend alors que de nombreux efforts aient porté dans le passé vers l'étude de ces processus physiques et vers leur contrôle au stade de la fabrication.

Ensuite dans les applications, on doit disposer des composants rapides, c'est à dire où l'évolution des charges stockées lorsque les conditions de polarisation varient, est aussi rapide que possible. Pour cela on introduit au dernier pas du processus d'élaboration des quantités contrôlées avec précision de centres profonds ; ces centres sont choisis en fonction de leurs caractéristiques physiques et de leur impact sur les diverses performances électriques du dispositif fini, mais aussi compte tenu des aspects technologiques de leur introduction : possibilité d'avoir des éléments purs, facilité et contrôle fin du processus, dispersion du résultat etc ...

Pendant longtemps, et encore aujourd'hui, l'impureté donnant des niveaux d'énergie profonds qui est le plus largement utilisée c'est l'or, introduit par déposition sous vide suivie de diffusion à l'état solide. L'utilisation du platine présente, en principe quelques avantages, et a aussi été envisagée. Enfin, plus récemment, la création de défauts par irradiations électroniques du dispositif fini est aussi employée pour créer des centres profonds efficaces du point de vue de la recombinaison

Dans ce chapitre nous considérons ces trois possibilités dans le contrôle de la durée de vie, sans prendre en considération les problèmes technologiques liés à leur utilisation.

Nous rappelons tout d'abord la théorie de Shockley-Read-Hall (SRH), pour la recombinaison à travers un seul centre ou plusieurs centres indépendants. Nous considérons ensuite le cas de plusieurs niveaux dépendants, et plus particulièrement le cas des impuretés amphotères. Les caractéristiques physiques des centres considérés sont données d'après une étude bibliographique ; sur ces bases nous calculons l'influence de la nature du centre profond et de sa concentration, sur différentes caractéristiques du semi-conducteur :

- résistivité
- durée de vie dans des conditions de neutralité électrique en fonction du niveau de porteurs en excès
- durée de vie dans des conditions de charge d'espace

A partir de ces résultats nous établirons enfin quelques comparaisons entre les avantages et inconvénients relatifs de ces centres.

I.1. CINÉTIQUE DE RECOMBINAISON PAR UN SEUL CENTRE : MODELE DE SHOCKLEY - READ - HALL [I.1], [I.2]

Considérons un semi-conducteur de type N dont le schéma de bandes est donné sur la figure 1.1. Les impuretés dopantes introduisent des états localisés à niveaux d'énergie E_D peu profonds par rapport à la bande de conduction E_C .

Certains défauts cristallins et certaines impuretés introduisent des états localisés à niveaux d'énergie profonds, c'est à dire distants de plusieurs unités thermodynamiques par rapport aux bandes intrinsèques.

Les interactions entre les centres profonds et les porteurs (électrons de la bande de conduction et trous de la bande de valence) se font suivant les quatre processus élémentaires schématisés sur la figure 1.2.

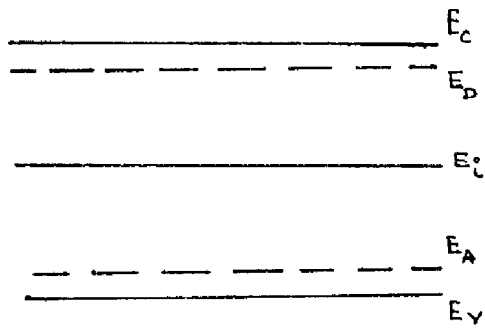


FIGURE 1 - 2 Schéma des bandes du semi-conducteur avec les niveaux peu profonds

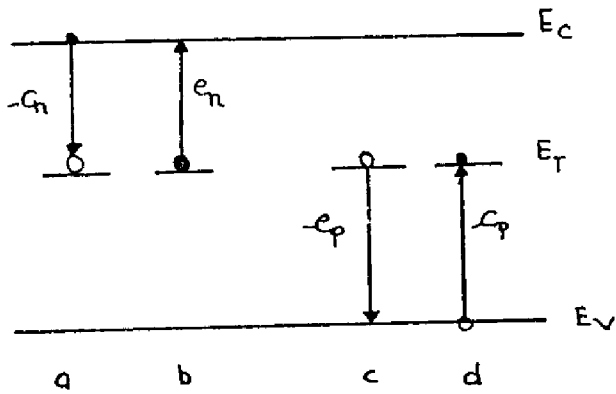


FIGURE 1 - 3 Schéma des bandes avec un niveau profond E_T avec les 4 processus élémentaires de capture et d'émission des 2 types de porteurs

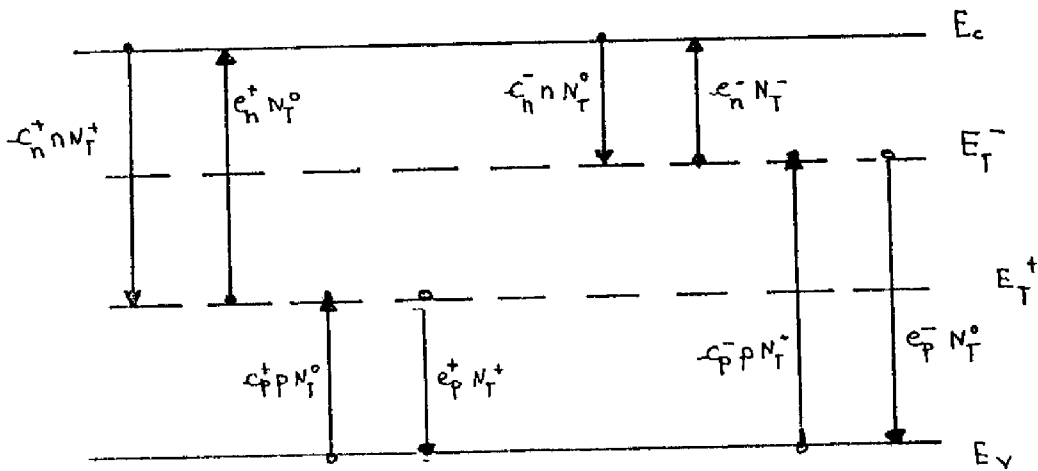


FIGURE 1 - 3 Schéma des bandes montrant les 2 niveaux de l'or et les 8 processus mis en jeu.

a- Capture d'un électron par un centre inoccupé ;

Ce processus est caractérisé par la section efficace de capture σ_n . Le paramètre que nous allons utiliser est le coefficient de capture C_n , qui est la moyenne du produit $\sigma_n v_{th}$, pondérée par la fonction des états d'énergie, où v_{th} est la vitesse thermique du porteur de charge.

Pour un semi-conducteur non dégénéré, c'est à dire que la statistique classique de Boltzmann est applicable on montre que :

$$c_n = \sigma_n v_{th} \quad \text{avec } v_{th} = \sqrt{3kT/m^*} \quad (1.1.)$$

où k est la constante de Boltzmann, T la température absolue et m^* est la masse effective du porteur de charge.

b- Le processus inverse, c'est à dire l'émission d'un électron à partir d'un centre occupé vers la bande de conduction, qui est caractérisée par le coefficient d'émission e_n .

En appliquant le principe de la balance détaillée on montre que :

$$e_n = c_n n_1 \quad (1.2.)$$

où

$$n_1 = n_i \exp (E_T - E_i)/kT \quad (1.3.)$$

avec n_i la concentration intrinsèque, E_T le niveau d'énergie du Centre profond, E_i le niveau de Fermi intrinsèque.

c- Capture d'un trou de la bande de valence par un Centre occupé, processus caractérisé par le coefficient c_p

d- Le processus inverse du précédent c'est à dire l'émission de trou par un centre inoccupé vers la bande de valence. Le coefficient c_p correspondant est relié à e_p par :

$$e_p = c_p p_1 \quad (1.4.)$$

$$\text{où } p_1 = n_i \text{ Exp } (E_i - E_T)/kT \quad (1.5.)$$

n_1 et p_1 sont donc les concentrations d'électrons et de trous respectivement qu'il y aurait si le niveau de Fermi E_F coïncidait avec le niveau E_T .

Le modèle S.R.H. [I.1.] est développé en émettant les trois hypothèses suivantes :

- les gaz d'électrons et de trous sont non dégénérés et sont en équilibre thermique.

- le temps mis par un porteur de charge dans la transition bande-centre profond est faible devant le temps qui sépare deux états de charges successifs du centre

- tout processus faisant intervenir plus de deux porteurs est négligeable.

Dans ce cadre et dans des conditions de régime permanent, le taux net de recombinaison d'électrons trous s'écrit :

$$U = \frac{N_T (pn - n_i^2)}{C_p^{-1} (n+n_1) + C_n^{-1} (p+p_1)} \quad (1.6.)$$

avec N_T la concentration totale de centres profonds et

$$p = p_0 + \delta p \quad (1.7.)$$

$$n = n_0 + \delta n \quad (1.8.)$$

où δn et δp sont les porteurs en excès par rapport aux concentrations à l'équilibre thermodynamique n_0 et p_0 , respectivement.

On définit la durée de vie τ des porteurs par :

$$\tau \equiv \frac{\delta n}{U} \quad (1.9.)$$

I.2. VARIATION DE LA DUREE DE VIE AVEC LE NIVEAU D'INJECTION

D'après les expressions (1.6), (1.7), (1.8) et (1.9) on peut écrire [I.1]

$$\tau = \tau_0 \left\{ \frac{1 + (n - n_0) (\tau_{p_0} + \tau_{n_0}) / \tau_{p_0} (n_0 + n_1) + \tau_{n_0} (p_0 + p_1)}{1 + \frac{n - n_0}{n_0 + p_0}} \right\} \quad (1.10.)$$

où $\tau_{p_0}^{-1} = C_p N_T$, $\tau_{n_0} = C_n N_T$ et

τ_0 est la valeur de τ à très faible niveau d'injection c'est à dire quand δn tend vers zéro.

L'expression (1.10) peut s'écrire sous la forme :

$$\tau = \tau_0 \left\{ 1 + A(n-n_0) / \left\{ 1 + B(n-n_0) \right\} \right\} \quad (1.11.)$$

avec $A = \frac{C_p + C_n}{C_n(n_0 + n_1) + C_p(p_0 + p_1)}$ et $B^{-1} = n_0 + p_0$

D'après l'expression (1.11.) on voit que si $A > B$ soit encore, si

$$C_n n_1 + C_p p_1 < C_p n_0 + C_n p_0 \quad (1.12.)$$

La durée de vie croît avec le niveau d'injection ; par contre si $A < B$ soit encore si :

$$C_n n_1 + C_p p_1 > C_p n_0 + C_n p_0 \quad (1.13.)$$

la durée de vie décroît avec le niveau d'injection.

1.3. DUREE DE VIE EN PRESENCE DE PLUSIEURS NIVEAUX PROFONDS INDEPENDANTS

D'une manière générale si on a plusieurs centres d'énergie $E_1, E_2 \dots E_i$ monovalents, en les supposant indépendants alors à chaque centre correspond une contribution de taux net de recombinaison U_i ; ainsi le taux net de recombinaison U_T total s'écrit :

$$U_T = \sum_i U_i \quad (1.14.)$$

soit encore l'expression de la durée de vie résultante τ_T

$$\tau_T^{-1} = \sum_i \tau_i^{-1} \quad (1.15.)$$

Pour un niveau d'injection donné, la durée de vie résultante est donc plus petite que la plus faible des durées de vie τ_i , à ce niveau d'injection.

I.4. MODELE DE RECOMBINAISON POUR DEUX NIVEAUX DEPENDANTS : CAS DES IMPURETES AMPHOTERES

Il est bien connu qu'une même impureté peut introduire plusieurs niveaux d'énergie profonds ; les impuretés amphotères tels que l'or dans le silicium ont trois états de charge (-, 0, +) et introduisent deux niveaux profonds, l'un donneur d'énergie E_T^+ et l'autre accepteur d'énergie E_T^- . Les densités d'impuretés dans chacun des trois états de charge sont : N_T^- , N_T^0 et N_T^+ , la densité totale N_T des impuretés doit être conservée soit

$$N_T = N_T^- + N_T^0 + N_T^+ \quad (1.16)$$

Huit processus interviennent lors des interactions entre les centres et les bandes de valence et de conduction ; ces processus sont indiqués sur la figure 1.3. La conservation du nombre total de centre permet d'écrire à partir de la relation (1.16)

$$\frac{dN_T^0}{dt} = - \frac{dN_T^-}{dt} - \frac{dN_T^+}{dt} \quad (1.17)$$

qui montre que la variation de la densité d'impuretés neutres est liée aux variations des densités d'impuretés dans les deux autres états de charge. Les centres neutres sont communs aux deux niveaux d'énergie E_T^- et E_T^+ et participent aux huit processus élémentaires montrés sur la figure 1.3.

Le taux net de recombinaison total dû à la présence de ces deux niveaux sera la somme des deux taux de recombinaison résultants de chaque

niveau profond. Comme l'indique la figure 1.3, [I.3], le taux net de recombinaison pour les électrons est

$$U_n = c_n^- (n N_T^0 - n_1^- N_T^-) + c_n^+ (n N_T^+ - n_1 N_T^0) \quad (1.18)$$

et le taux net de recombinaison pour les trous est :

$$U_p = -c_p^- (p N_T^- - p_1 N_T^0) + -c_p^+ (p N_T^0 - p_1 N_T^+) \quad (1.19)$$

Le premier terme des expressions (1.18) et (1.19) correspond à la contribution, au taux de recombinaison du niveau accepteur E_T^- ; avec c_n^- et c_p^- ses coefficients de capture d'électrons et de trous respectivement, n_1^- et p_1^- sont définis par (1.3) et (1.5) en remplaçant dans ces expressions E_T par E_T^- .

Le second terme de (1.18) et (1.19) correspond à la contribution du niveau donneur E_T^+ , avec c_n^+ et c_p^+ ses coefficients de capture d'électrons et de trous ; n_1^+ et p_1^+ sont aussi définis par (1.3) et (1.5) en remplaçant E_T par E_T^+ . Comme la recombinaison se fait par paires électron-trou, on a donc le taux net de recombinaison.

$$U = U_n = U_p$$

pour pouvoir calculer U on doit tout d'abord connaître la statistique des porteurs, c'est à dire les valeurs des concentrations N_T^0 , N_T^- , N_T^+ pour des conditions d'injection données (p, n).

Pour cela on écrit les taux de variation de N_T^- et N_T^+ : la variation au cours du temps t , de la densité de centres relatifs à l'état de charge (-) est

$$\frac{dN_T^-}{dt} = c_n^- (n N_T^0 - n_1^- N_T^-) - c_p^- (p N_T^- - p_1^- N_T^0) \quad (1.20)$$

et la variation des centres relatifs à l'état de charge (+) est

$$\frac{dN_T^+}{dt} = -c_p^+ (p N_T^0 - p_i^+ N_T^+) - c_p^+ (n N_T^+ - n_i^+ N_T^0) \quad (1.21)$$

Dans des conditions de régime permanent on calcule ainsi la densité de centres dans chaque état de charge, pour chaque valeur de n et p donnée on obtient :

$$N_T^- = \frac{N_T}{B} (-c_n^- n + c_p^- p_i^-) (c_n^+ n + c_p^+ p_i^+) \quad (1.22)$$

et

$$N_T^+ = \frac{N_T}{B} (-c_p^+ p + c_n^+ n_i^+) (c_p^- p + c_n^- n_i^-) \quad (1.23)$$

avec

$$B = (c_n^- n + c_p^- p_i^-) (c_n^+ n + c_p^+ p_i^+) + (c_n^+ n + c_p^+ p_i^+) (c_p^- p + c_n^- n_i^-) + (c_p^+ p + c_n^+ n_i^+) (c_p^- p + c_n^- n_i^-)$$

La relation de quasi-neutralité doit être satisfaite soit

$$p + N_D - N_A + N_T^+ - N_T^- - n = 0 \quad (1.24)$$

Pour N_A , N_D données, on fixe aussi le niveau d'injection par la valeur de p (ou n). Il reste alors à calculer les valeurs de n (ou p), N_T^- , N_T^+ , en résolvant les équations (1.16), (1.22, 23, 24).

On peut calculer alors le taux de recombinaison U par les expressions (1.18) ou (1.19).

Pour accéder à la durée de vie des porteurs

$$\tau = \frac{p - p_0}{U} \quad (1.25)$$

on doit calculer les valeurs p_0 et n_0 de la concentration de porteurs à l'équilibre thermodynamique, compte tenu, non seulement de la concentration des impuretés dopantes mais aussi de la concentration de centres profonds.

L'équation de neutralité devient dans ces conditions

$$p_0 + N_D + N_{T0}^+ - n_0 - N_A - N_{T0}^- = 0 \quad (1.26.)$$

où l'indice "0" est relatif à l'équilibre thermodynamique. De la même façon, on réécrit les équations (1.22) et (1.23), et avec la loi d'action de masse.

$$p_0 n_0 = n_i^2 \quad (1.27)$$

on obtient un système de cinq équations dont la solution fournit les valeurs de p_0 , n_0 , N_{T0}^- , N_{T0}^+ , N_{T0}^0 .

I.5. CARACTERISTIQUES DES CENTRES PROFONDS UTILISES DANS LE CONTROLE DE LA DUREE DE VIE DES PORTEURS DANS LES DISPOSITIFS DE PUISSANCE

Dans le but de contrôler la durée de vie des porteurs dans un matériau semi-conducteur on introduit des impuretés ou on crée des défauts adéquats dans le cristal.

Dans chacun de ces cas il faut connaître les différents paramètres qui permettent de relier les conditions d'élaboration à la durée de vie des porteurs obtenue. Il faut tout d'abord connaître les différents niveaux d'énergie introduits dans la bande interdite et pour chacun de ces niveaux, les coefficients de capture ou d'émission pour les deux types de porteurs. En outre, dans le cas de plusieurs niveaux il faut connaître leur mode d'interaction qui doit être pris en compte dans le calcul de la cinétique de recombinaison des porteurs.

Les méthodes pour déterminer ces différentes grandeurs sont très variées [I.4.]

Les paramètres indépendants dont on dispose expérimentalement sont la tension appliquée, la température et le flux lumineux ; les grandeurs mesurées sont le courant électrique et la capacité de transition dans le cas d'une jonction. Généralement on observe l'évolution transitoire de ces

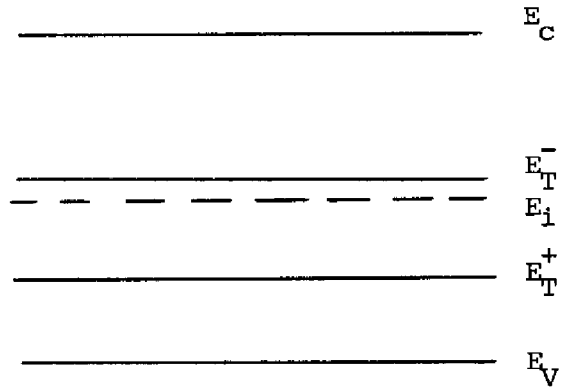


FIGURE 1.4. : Niveaux d'énergie introduits par l'or dans le silicium.

NIVEAU D'ENERGIE (eV)	$E_C - 0.54$	$E_V + 0.35$
Coefficients de capture des électrons ($\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$)	$1.65 \cdot 10^{-9}$	$6.3 \cdot 10^{-8}$
Coefficients de capture des trous ($\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$)	$1.15 \cdot 10^{-7}$	$2.4 \cdot 10^{-8}$

TABLEAU 1.1.

dernières grandeurs lorsque l'on fait varier un ou plusieurs des paramètres indépendants. Il faut noter, qu'expérimentalement on est conduit à utiliser plusieurs méthodes pour caractériser complètement le centre ; en particulier le coefficient d'émission relatif aux porteurs minoritaires est difficile à obtenir. Ces difficultés expliquent la dispersion des résultats publiés dans la littérature, même en ce qui concerne les centres qui, par leur grand intérêt pratique ont été l'objet de nombreux travaux.

Nous présentons ici un résumé de ces résultats pour les centres recombinants utilisés dans les dispositifs de puissance.

a- L'or dans le silicium

L'or est une impureté amphotère présentant trois états de charge (-, 0, +). Il introduit deux niveaux profonds, l'un accepteur situé à 0,54 eV de la bande de conduction, l'autre, donneur à 0,35 eV de la bande de valence (figure 1.4.)

L'obtention des valeurs numériques des coefficients cinétiques relatifs aux deux niveaux, a fait l'objet de nombreux travaux.

Le tableau 1.1. présente les valeurs obtenues par Fairfield et Gokhale [I.5], que nous avons retenu et qui par ailleurs ont été vérifiées par d'autres travaux [I.6] , [I.7]

b- Le platine dans le silicium

Les résultats expérimentaux publiés en ce qui concerne les niveaux d'énergie introduits par le platine dans la bande interdite du silicium sont reportés sur la figure 1.5.

Ces résultats montrent une certaine disparité ; quelques uns des niveaux reportés sont liés au mode de préparation (diffusion à partir d'un dépôt métallique, ou à partir d'un oxyde dopé au Pt etc), et leur concentration

<u>.24</u>	<u>.25</u>	<u>.25</u>	<u>.26</u>	<u>.192</u>	<u>.23</u>	<u>.23</u>	<u>.242</u>	<u>.23</u>	
				<u>.316</u>					
								<u>.41</u>	
<u>.45</u>									
	<u>.355</u>	<u>.36</u>				<u>.36</u>			
<u>.34</u>			<u>.32</u>		<u>.32</u>		<u>.323</u>	<u>.33</u> <u>.28</u> <u>.19</u>	
		<u>.30</u>		<u>.26</u>		<u>.29</u>			
[I.8]	[I.9]	[I.10]	[I.11]	[I.12]	[I.13]	[I.14]	[I.15]	[I.16]	[I.17]

FIGURE 1.5. Différents niveaux d'énergie associés au platine dans le silicium

relative est variable ; c'est là peut être une des difficultés de l'utilisation industrielle de ce métal, qui conduit à des résultats bien inférieurs à ce que l'on pourrait attendre, particulièrement en ce qui concerne le courant de génération thermique.

Cependant, un certain nombre de travaux [I.9, 10, 12, 14, 16] fait état seulement de deux niveaux d'énergie ; l'un accepteur situé entre 0,23 et 0,26 eV de la bande de conduction et l'autre donneur sortie entre 0,32 et 0,35 eV de la bande de valence. Sur la base de ces résultats nous considérons le platine comme une impureté de même type que l'or c'est à dire amphotère. Les valeurs que nous avons prises, aussi bien pour les deux niveaux d'énergie que pour les coefficients de capture correspondants sont celles déterminées par Conti et Ponchieri [I.9]. Ces auteurs ont fait une étude expérimentale analogue à celle de Fairfield et Gokhale sur l'or. Ces valeurs numériques sont données sur le tableau 1.2.

c- Défauts créés par dans le silicium par irradiation électronique

De nombreuses études ont été consacrées à ce problème, et il y a une grande diversité dans les résultats en ce qui concerne les niveaux énergétiques créés par irradiations aux électrons. Le résultat d'un processus de ce type dépend en effet du matériau de départ, des conditions d'irradiation et du traitement thermique postérieur. Tout d'abord donc, on a supposé [I.18] et vérifié expérimentalement [I.31], l'existence d'impuretés métalliques (Au, Fe, Cu, etc...) présentés dans le matériau de départ en position interstitielle qui piègent des lacunes et passent en position substitutionnelle par suite de l'irradiation. Ceci donne lieu à une grande variété de niveaux [I.28],[I.29]. Ce processus est par ailleurs utilisable dans le contrôle de la durée de vie en combinant la diffusion d'impuretés profondes et l'irradiation [I.32]. D'autres niveaux profonds peuvent aussi être créés : lacune, dilacunes, associations lacune-oxygène etc... Enfin ces défauts sont plus ou moins stables : des traitements thermiques permettent d'éliminer ou de transformer certains de ces défauts.

Ces considérations soulignent l'embarras d'associer avec précision

NIVEAUX D'ENERGIE eV	$E_c - 0.24$	$E_v + 0.34$
COEFFICIENT DE CAPTURE DES ELECTRONS cm^3/s	$6.3 \cdot 10^{-8}$	$1.56 \cdot 10^{-8}$
COEFFICIENT DE CAPTURE DE TROUS cm^3/s	$5.15 \cdot 10^{-8}$	$1.62 \cdot 10^{-8}$

TABLEAU 1.2.

p_t : Niveaux d'énergie et leurs coefficients de capture retenus [I.9]

NIVEAU D'ENERGIE eV	$E_c - 0.17$	$E_v + 0.27$
COEFFICIENT DE CAPTURE DES ELECTRONS cm^{-3}/s	$1.1 \cdot 10^{-8}$	$9 \cdot 10^{-8}$
COEFFICIENT DE CAPTURE DES TROUS cm^{-3}/s	$4 \cdot 10^{-7}$	$8 \cdot 10^{-6}$

TABLEAU 1.3.

Niveaux d'énergie créés par les défauts dûs aux irradiations électroniques (retenus pour notre étude) [I.20]

et généralité des niveaux d'énergie aux défauts créés par irradiations. Cependant, abstraction faite des niveaux liés aux impuretés métalliques on obtient d'après la littérature [I.19] à [I.30] les niveaux reportés sur la figure 1.6.

Du point de vue de la recombinaison tous ces niveaux ne jouent pas du même poids. Wertheim [I.20] Hill [I.21] et Rai-Choudury [I.22] trouvent que ce processus est dominé par le niveau ($E_v+0,27$ eV) associé à la dilacune chargée positivement ; Baliga et al [I.27] trouvent que c'est le niveau ($E_c-0,40$ eV), qui est le plus efficace ; Galkin et al [I.33] et Carter [I.34] suggèrent enfin que le niveau dominant est celui situé à ($E_c-0,16$ eV) relatif à l'association lacune-oxygène chargée négativement [I.35], [I.36] ; enfin Baiker [I.23] trouve que les deux niveaux ($E_v+0,27$ eV) et ($E_c-0,16$ eV) contrôlent la recombinaison. Dans notre étude nous avons pris en compte ces deux niveaux d'énergie dont les coefficients de capture sont donnés sur le tableau 1.3.

1.6. INFLUENCE DES CENTRES PROFONDS SUR LES PROPRIETES DU SEMI CONDUCTEUR

L'introduction de centres profonds dans un semi-conducteur par un procédé quelconque (diffusion de métaux, création de défauts) modifie les propriétés du matériau : tout d'abord en ce qui concerne la recombinaison des porteurs mais aussi en ce qui concerne le dopage effectif et donc le niveau de Fermi. Ces modifications sont bien entendu d'autant plus importantes que la concentration de centres profonds est importante, comparable à celle des impuretés dopantes du matériau de départ. En conséquence ces effets doivent être étudiés en détail car ils peuvent être importants dans les dispositifs où il existe une région faiblement dopée et où l'on veut en outre atteindre des valeurs faibles de durée de vie des porteurs. C'est le cas notamment des redresseurs de puissance destinés à la commutation rapide.

I.6.1. Variations du niveau de Fermi et de la résistivité

Considérons le cas d'une impureté amphotère de concentration totale N_T . Pour des valeurs données de N_A , N_D , N_T , et, à l'équilibre thermodynamique ($p = p$ et $n = n$) les équations (1.22), (1.23), (1.26) et (1.27), permettent de calculer N_{TO}^- , N_{TO}^+ , p_0 et n_0 et le niveau de Fermi E_F . Ainsi on peut évaluer la résistivité du matériau.

$$\rho = q (\mu_n n_0 + \mu_p p_0) \quad (1.28)$$

Lorsque la concentration des centres profonds est suffisamment élevée le niveau de Fermi est pratiquement déterminé par les niveaux E_T^+ et E_T^- et par leur occupation relative ; il tend à se placer entre les deux niveaux. La résistivité du matériau augmente, et on peut éventuellement avoir inversion du type de matériau ; on atteint une résistivité limite de l'ordre 10^4 à 10^5 ohm cm dans le cas de l'or [I.37.]

Les figures 1.7 et 1.8 montrent les résultats obtenus pour ρ et E_F dans le cas du silicium de type N et P faiblement dopé ($N_A = N_D = 10^{14} \text{cm}^{-3}$) en fonction de la concentration d'or ou de platine introduite.

On peut observer sur ces résultats les points suivants :

- dans le silicium dopé à l'or, la variation de la résistivité est très rapide pour le type N, lorsque $N_T > \frac{N_D}{2}$ (figure 1.7 a) et on a même une inversion de type pour $N_T > 3 N_D$ (dans la figure 1.7 b, E_F passe de l'autre côté du niveau intrinsèque). Pour le type P la variation de résistivité est moins grande et il n'y a pas d'inversion de type.

- dans du silicium dopé au platine, la situation est inverse : c'est pour le type P que la variation de résistivité est plus rapide lorsque N_T augmente (figure 1.8 a). Il faut noter que les variations sont toutefois plus faibles que dans le cas précédent, et qu'il n'y a pas d'inversion, comme le montre la figure 1.8 b. Ceci est en bon accord avec Miller et al [I.12] qui n'observent pas de variations sensibles de la résistivité, en diffusant de plus en plus de platine, dans les deux types de silicium.

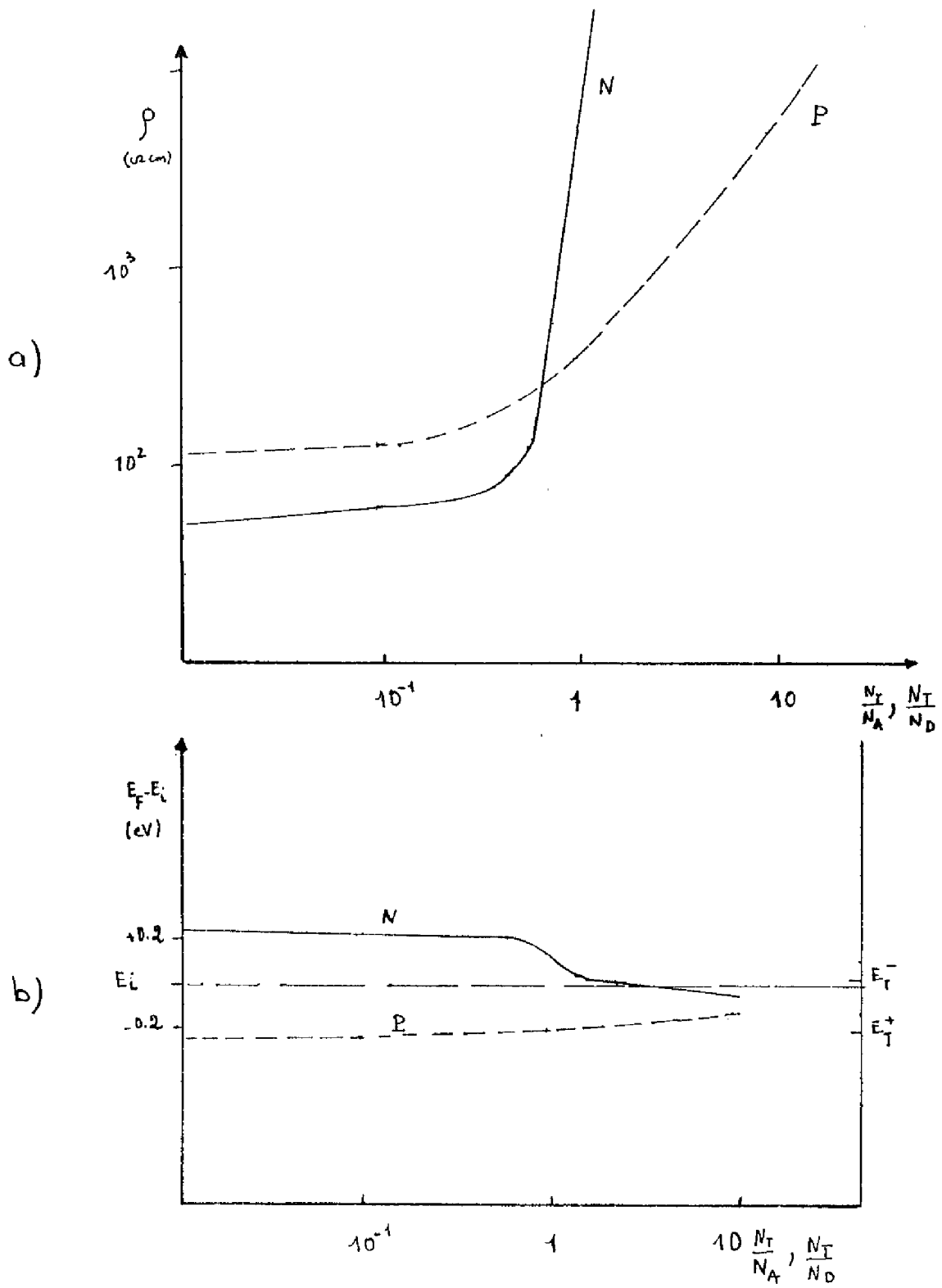


FIGURE 1-7 Variation de la résistivité ρ et du niveau de Fermi E_F en fonction de la valeur relative de N_T d'or par rapport au substrat

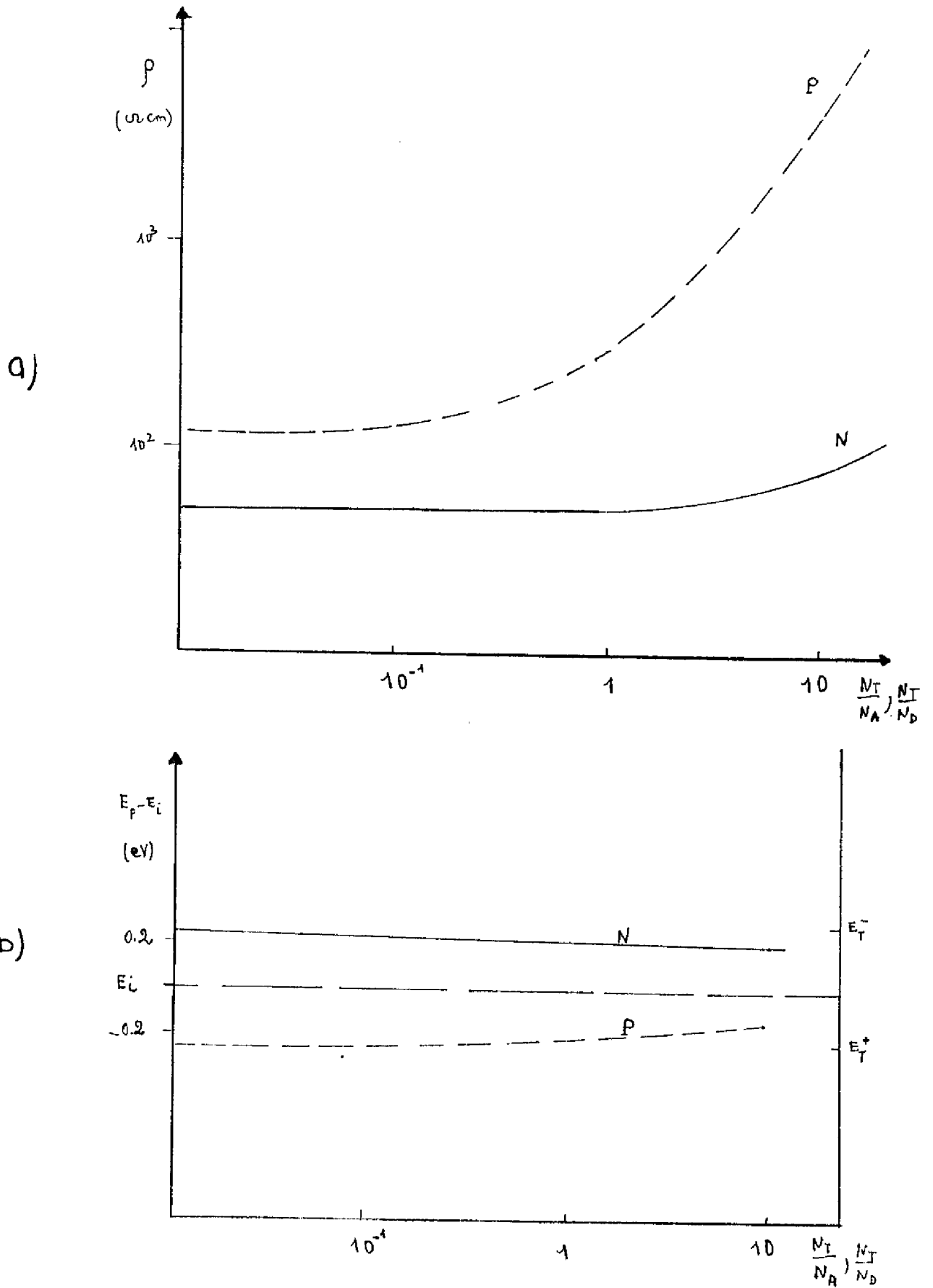


FIGURE 1-8 Variation de la résistivité ρ et du niveau de Fermi E_F en fonction de la valeur relative de N_T de platine par rapport au substrat

Les irradiations ont plusieurs effets : elles créent des défauts qui peuvent introduire des niveaux profonds et peu profonds ; elles peuvent déplacer des impuretés déjà existantes, de leur position et donner lieu à d'autres niveaux énergétiques. Outre le matériau de départ, les conditions d'irradiation ont aussi une grande influence. Ainsi on peut dire que le niveau de Fermi, la résistivité, n'est pas seulement déterminé par les niveaux profonds que l'on considère comme responsables de la recombinaison. C'est pour ces raisons, nous n'avons pas considéré, ici, le cas du silicium irradié aux électrons.

1.6.2. Variations de la durée de vie des porteurs avec la concentration des centres profonds

La durée de vie τ des porteurs dépend de la nature du centre profond et de sa concentration. Par ailleurs dans chaque cas τ varie avec le niveau d'injection des porteurs dans le semi-conducteur ; on peut distinguer deux cas limites :

- Aux forts niveaux d'injection on a $p, n \gg N_D, N_A$ et la durée de vie correspondante τ_{HN} ne dépend que des coefficients cinétiques du centre profond et de sa concentration.

- Aux faibles niveaux d'injection la durée de vie correspondante τ_{BN} dépend aussi de la position relative des niveaux énergétiques du centre et de Fermi, c'est à dire de la concentration en impuretés (N_D, N_A, N_T) du matériau. Différents comportements sont alors possibles suivant les positions relatives de E_F et de E_T .

Enfin il faut considérer le cas $p = n = 0$ qui correspond aux régions de charge d'espace des jonctions ; nous l'appellerons τ_{SC} la valeur de τ dans ce cas.

a- Cas de l'or dans le silicium

Les variations de τ_{HN} et τ_{BN} en fonction de N_T sont représentés sur la figure 1.9 (type N) et sur la figure 1.10 (type P), on voit que τ_{HN} à la même valeur dans les deux types et qu'elle est inversement proportionnelle à N_T

$$\tau_{HN} = \frac{5.4 \cdot 10^7}{N_T \text{ (cm}^{-3}\text{)}} \quad (1.29.)$$

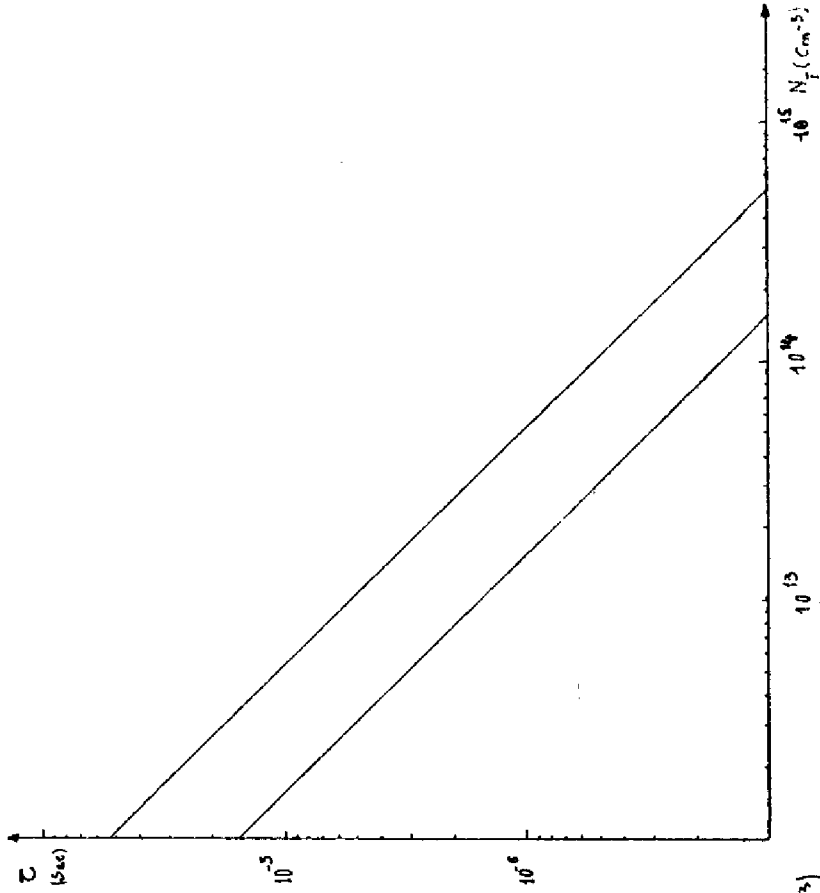


FIGURE 1-10 : Variation de la durée de vie haut niveau et bas niveau en fonction de la concentration d'or N_T dans le silicium de type P.

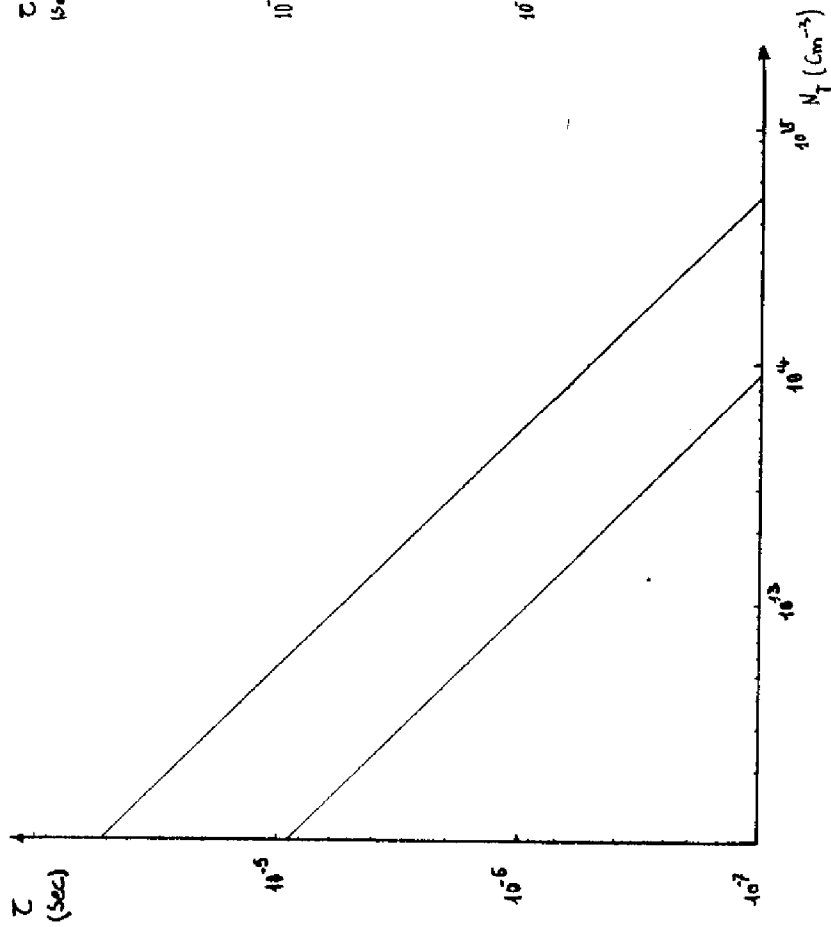


FIGURE 1-9 : Variation de la durée de vie haut niveau τ_{HN} et bas niveau τ_{BN} en fonction de la concentration d'or N_T dans le silicium de type N.

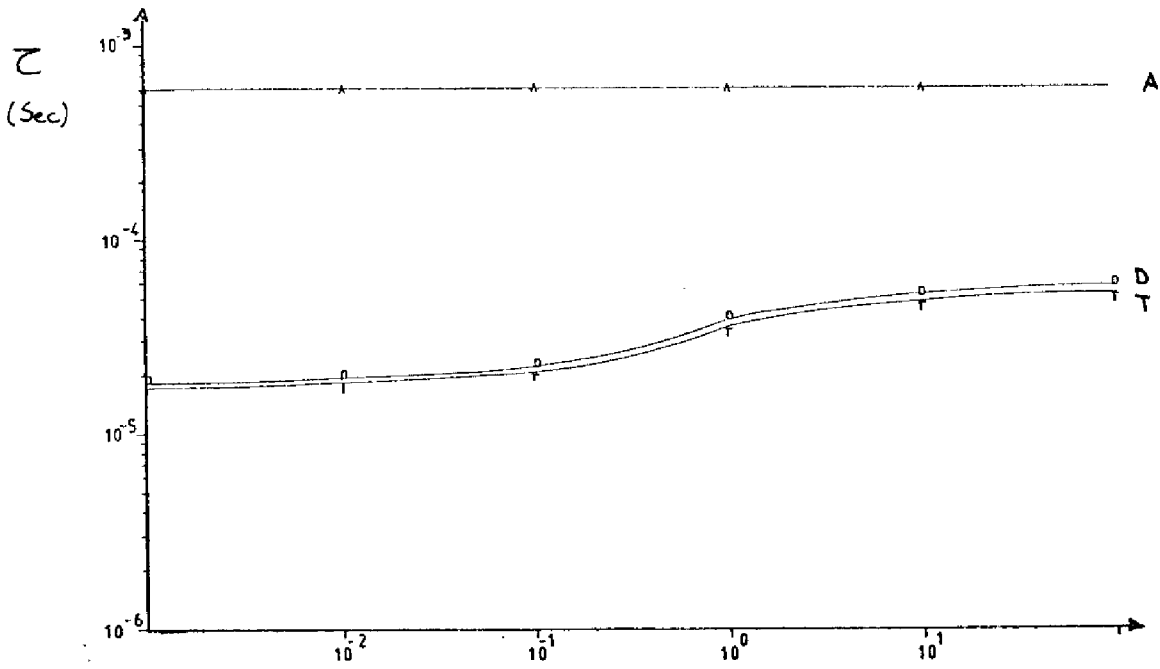


figure:1-11 Variation de la durée de vie τ $\Delta P/P_0$ en fonction du niveau d'injection matériau de type P

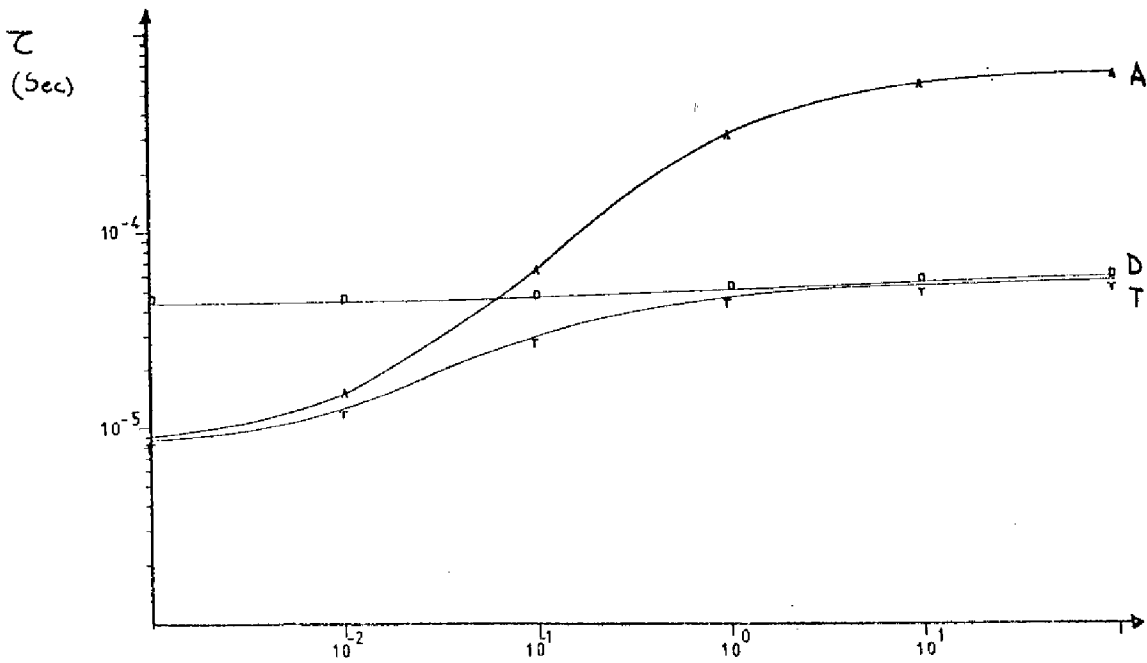


figure:1-12 Variation de la durée de vie τ $\Delta V/V_0$ contrôlée par l'or en fonction du niveau d'injection dans le type N
 $N_T = 10^{12}$, $M_D = M_R = 10^{14}$

- A- désigne la durée de vie contrôlée par le niveau accepteur seul, -D- donneur seul
- T- durée de vie effective tenant compte de leur interaction.

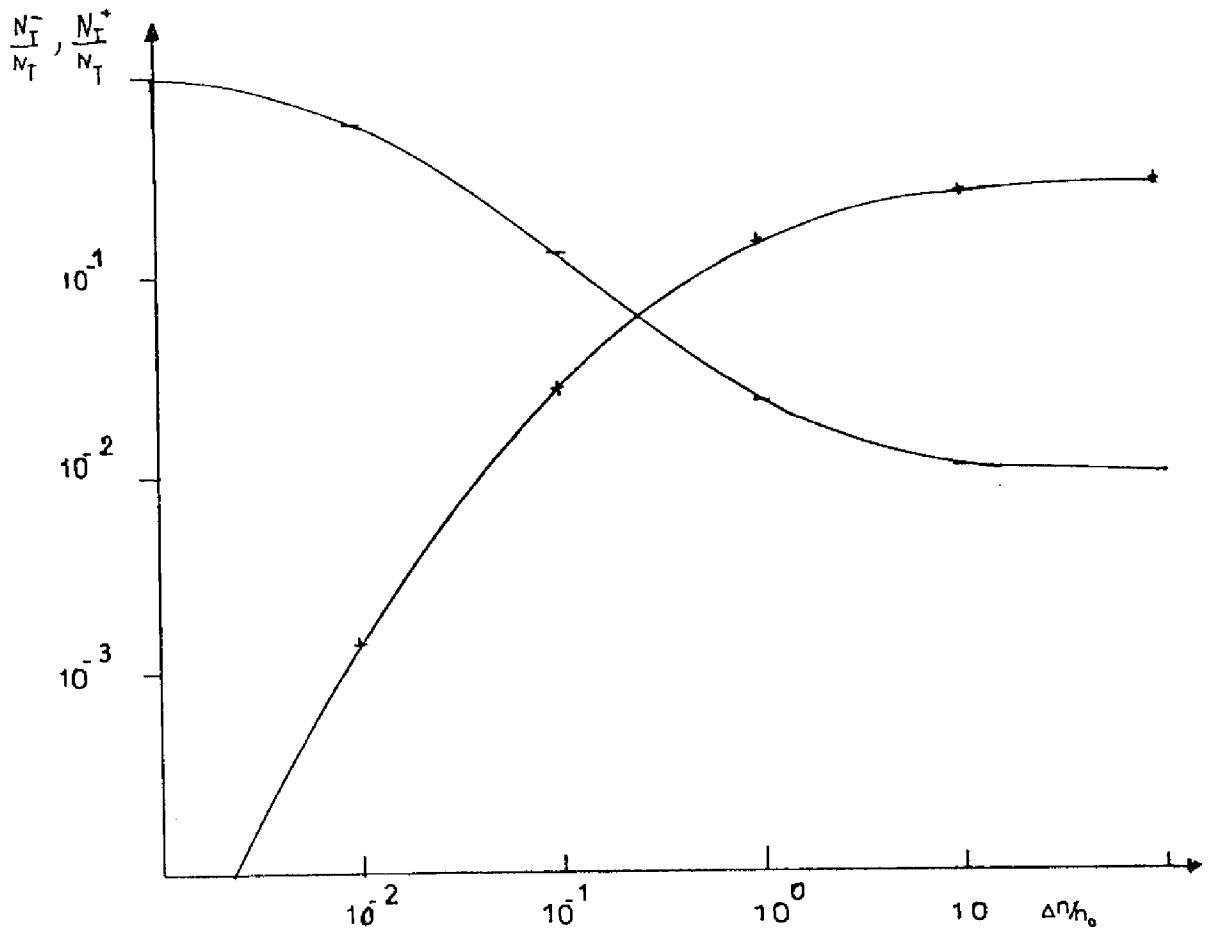


FIGURE 1-13 : Variation des densités d'état de charge N_T^+ , N_T^- , d'or en fonction du niveau d'injection, dans du matériau du type N.

Par contre la valeur de τ_{BN} est différente dans les deux cas :
on a

$$\frac{\tau_{HN}}{\tau_{BN}} \approx 6 \text{ (type N)}$$

$$\frac{\tau_{HN}}{\tau_{BN}} \approx 3 \text{ (type P)}$$

Ces résultats s'expliquent par l'intervention et le poids relatif des deux niveaux créés par l'or suivant le type et le niveau d'injection.

Les figures 1.11 et 1.12 montrent la durée de vie τ associée à chacun de ces niveaux en fonction du niveau d'injection, ainsi que la durée de vie effective calculée en prenant en compte la dépendance de ces niveaux. On remarque que pour le type P le niveau donneur de l'or domine la recombinaison à tout niveau d'injection. Par contre, pour le type N c'est l'accepteur, mais seulement aux faibles niveaux d'injections ; aux fortes injections l'or donneur contrôle la recombinaison comme dans le cas précédent, ceci est clairement montré par les variations (figure 1.13) de N_T^+ et N_T^- avec le niveau d'injection.

L'ensemble de ces résultats s'applique aux cas $N_T < N_D, N_A$. Si la concentration des centres profonds devient comparable ou supérieure à celles des impuretés dopantes, nous avons vu au paragraphe précédent que la position du niveau de Fermi est remarquablement modifiée. La durée de vie à bas niveau d'injection est fortement modifiée lorsque E_F approche le niveau d'énergie du centre qui domine la recombinaison, comme l'illustre la figure 1.14.

Dès que le niveau de Fermi approche le niveau d'énergie du centre profond, τ_{BN} commence à prendre une variation importante. Pour le type P (figure 1.14) τ_{BN} augmente quand $|E_F - E_i|$ avoisine $|E_T^+ - E_i|$, et pour le type N quand $|E_F - E_i|$ approche $|E_T^- - E_i|$; lorsque $|E_F - E_i| < |E_T^- - E_i|$ τ_{BN} devient supérieur à τ_{HN} , ainsi que l'illustrent les figures 1.15 (théorie) et la figure 1.16 représentant des mesures expérimentales faites sur du matériau très dopé à l'or [I.39.]

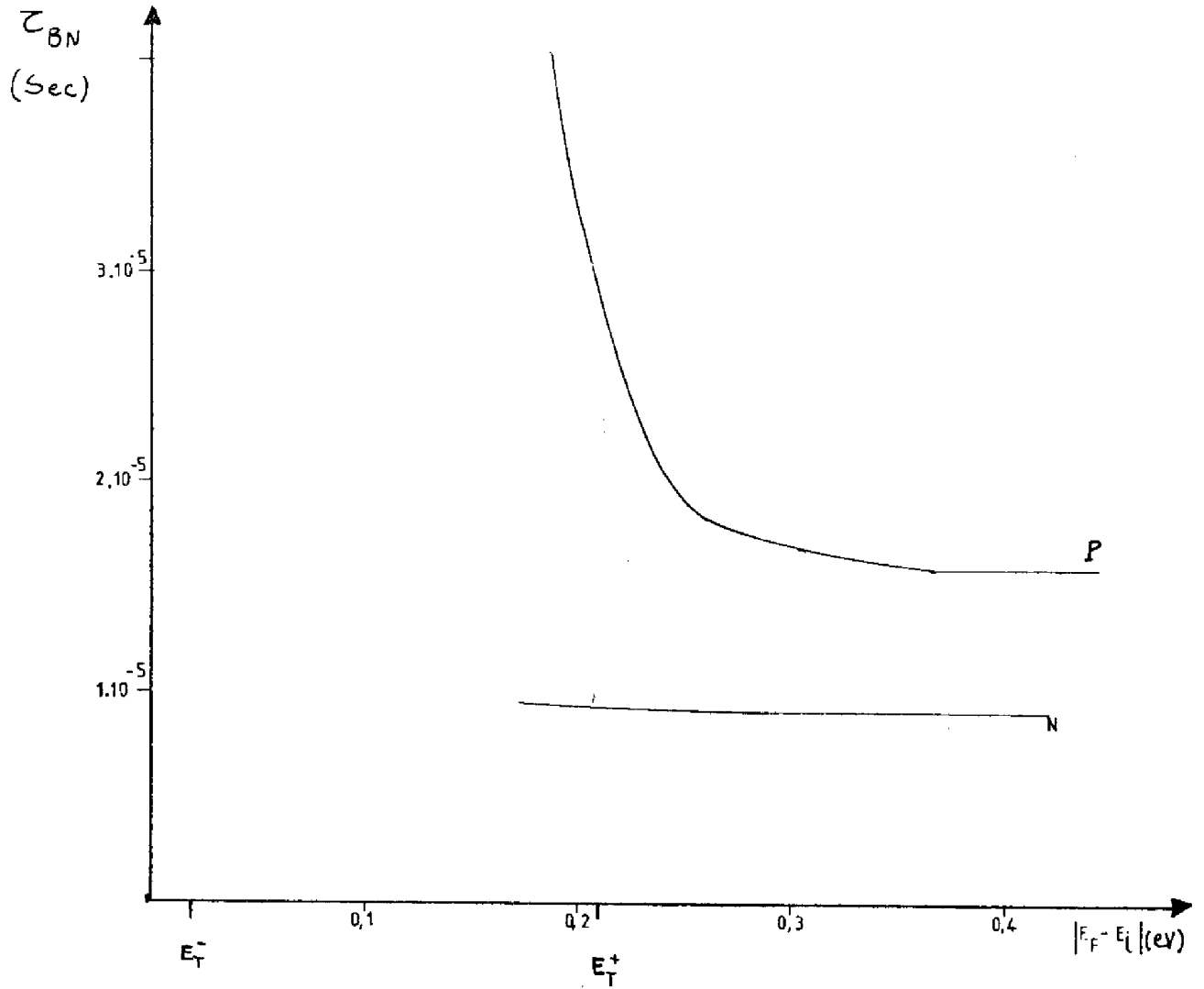


FIGURE 1.14 : Variation de la durée de vie bas niveau τ_{BN} en fonction de la position relative du niveau de Fermi

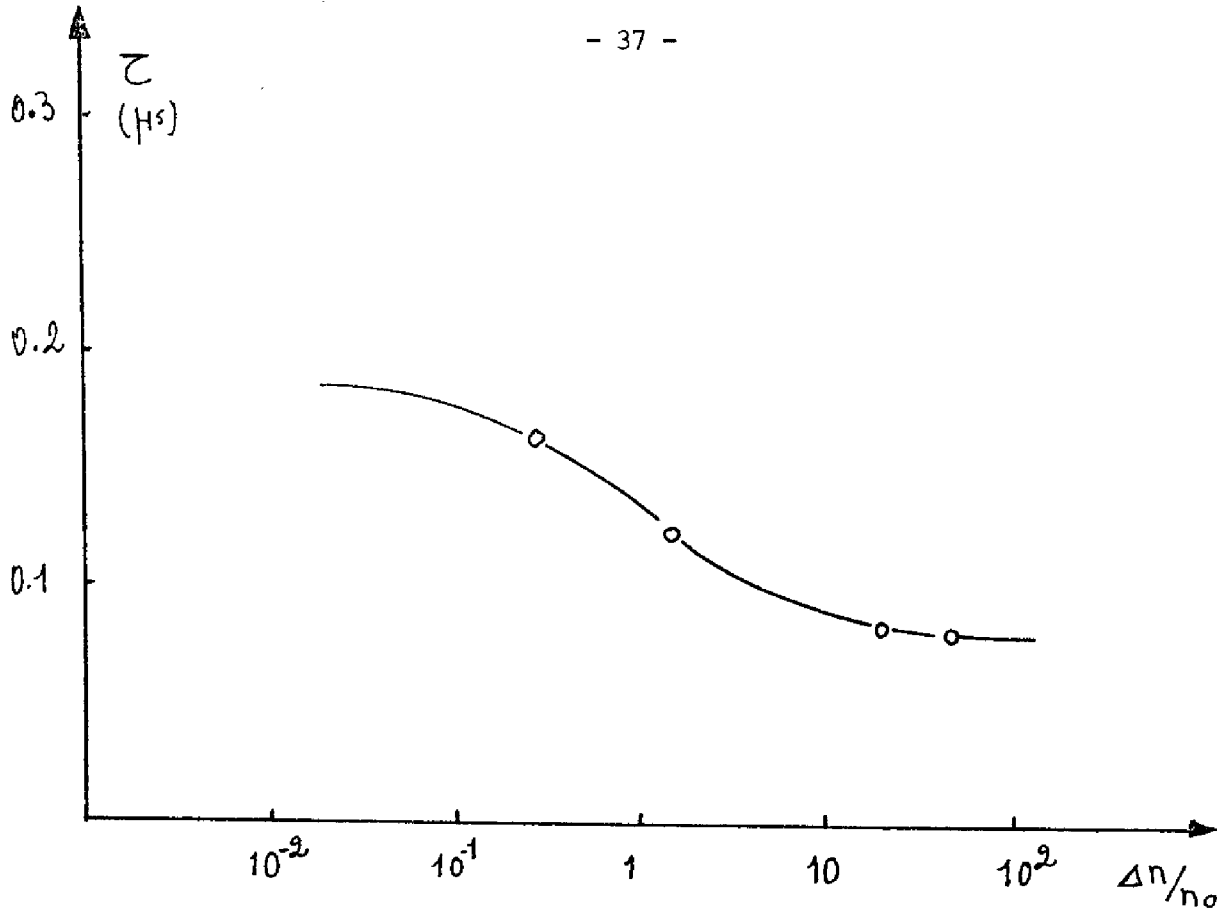


FIGURE 1-16 : Exemple de variation de ζ en fonction du niveau d'injection ou expérience [1.39]
 $\zeta_{BN} > \zeta_{HN}$

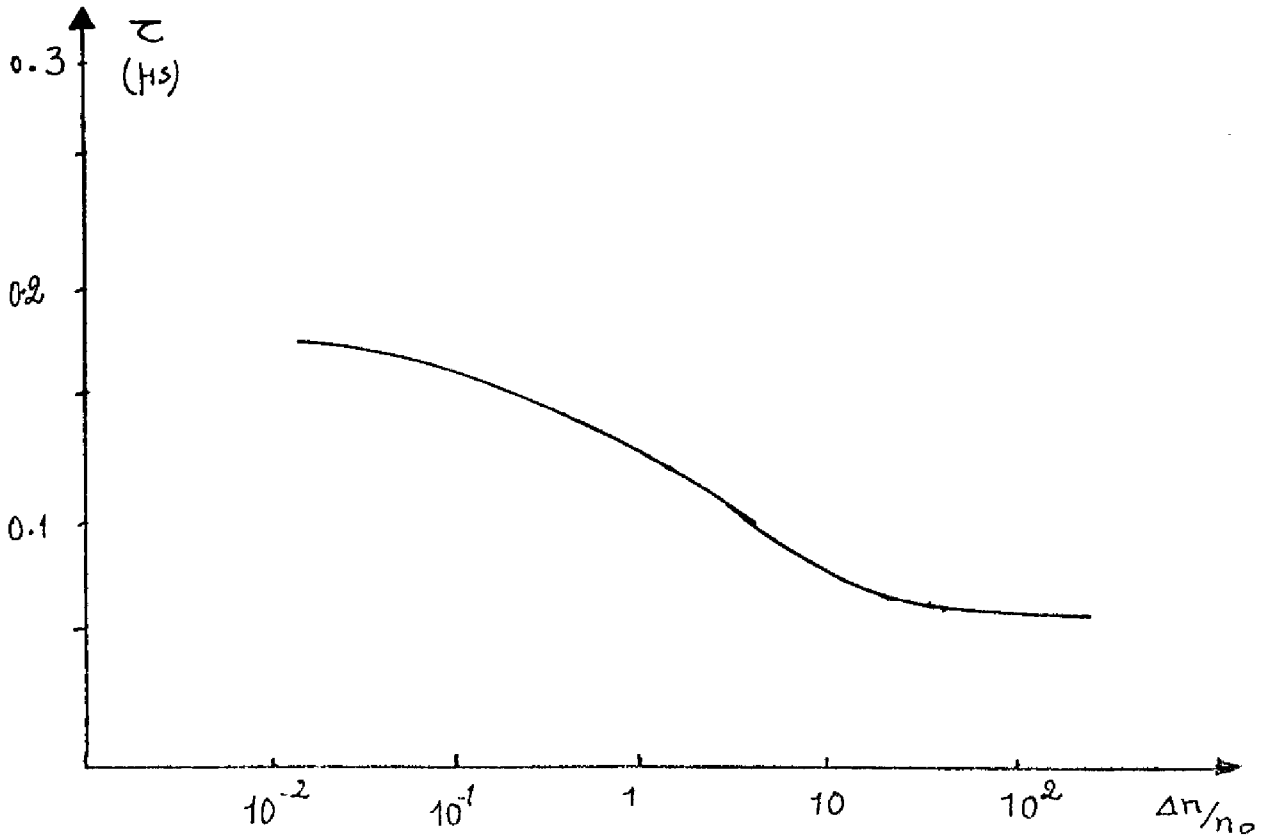


FIGURE 1-15 : Exemple de variation de ζ en fonction du niveau d'injection ou calcul théorique $N_T = 3 \cdot 10^{15}$, $N_D = 2 \cdot 10^{14}$
 $\zeta_{BN} > \zeta_{HN}$

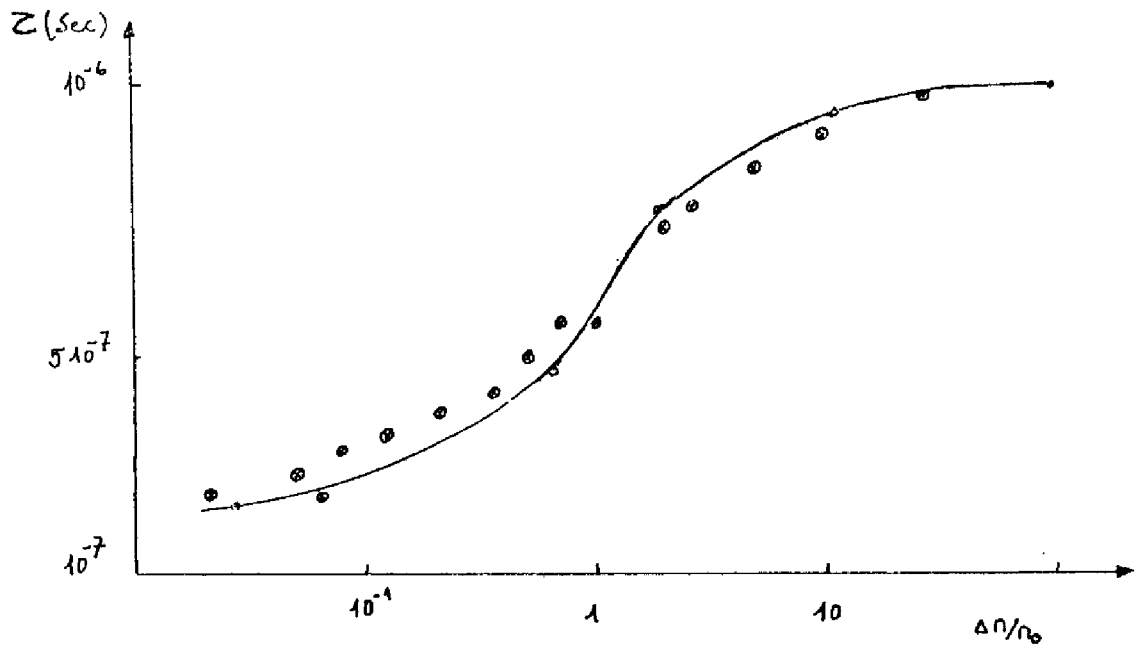


FIGURE 1-17 : Comparaison, théorie et expérience [I.38]

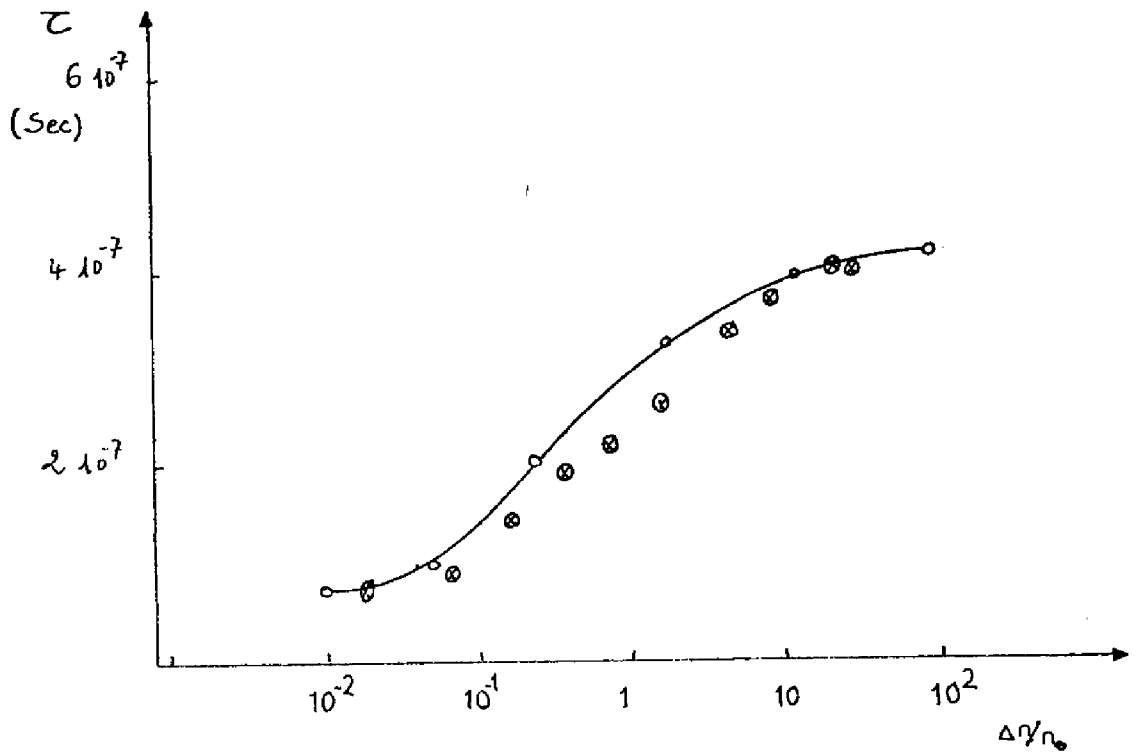


FIGURE 1-18 : Comparaison, théorie et expérience [I.39]

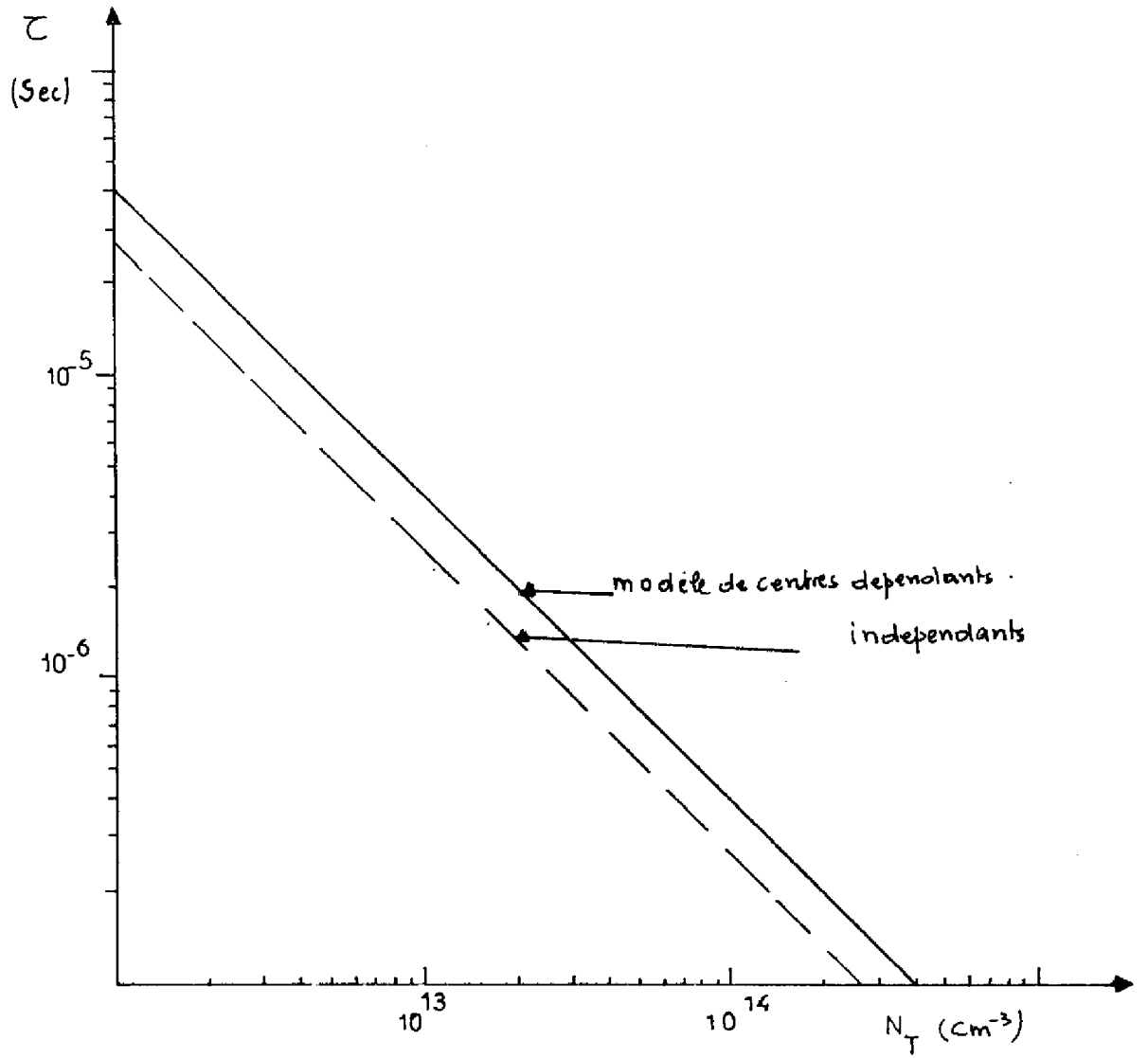


FIGURE 1-19 : Variation de τ_{HN}
en fonction de la concentration de platine N_T

Les résultats du calcul que nous avons présenté sous forme graphique sont en accord quantitatif avec les observations expérimentales ; les figures 1.17 et 1.18 permettent de comparer quelques résultats expérimentaux [I.38], [I.39] et les calculs que nous avons effectués à partir des données fournies par les auteurs respectifs. Il faut noter enfin qu'en ce qui concerne l'or, les calculs basés sur des niveaux profonds indépendants (expression 1.15) conduisent à des valeurs relativement peu différentes (20 %) des valeurs calculées compte tenu du caractère amphotère de l'impureté.

Par contre si l'on ne tient compte que d'un seul niveau, l'accepteur [I.40], les résultats sont qualitativement et quantitativement erronés.

b- cas du platine dans le silicium

Les variations de τ_{HN} en fonction de la concentration de platine N_T sont représentées sur la figure 1.19, calculées dans deux hypothèses : niveaux dépendants et niveaux indépendants ; on voit ici que l'interaction entre les deux niveaux introduits par le platine est plus importante que dans le cas de l'or et doit être prise en compte.

On a pour τ_{HN} :

$$\tau_{HN} = \frac{4.1 \cdot 10^7}{N_T \text{ (cm}^{-3}\text{)}} \quad (1.30.)$$

Les figures 1.20 et 1.21 représentent les variations avec le niveau d'injection de la durée de vie associée à chaque niveau et de la durée de vie effective compte tenue de l'interaction entre les deux niveaux. On observe que pour le type N, c'est l'accepteur qui domine la recombinaison à tout niveau d'injection. Pour le type P, le donneur contrôle la valeur de τ_{BN} alors qu'aux forts niveaux d'injection c'est l'accepteur qui domine : la figure 1.22 montre dans ce cas les variations correspondantes des deux états de charge N_T^+ et N_T^- du platine. Nous n'avons pas porté sur la figure 1.19 les variations de τ_{BN} avec N_T car cette valeur dépend fortement de la concentration en impuretés dopantes, comme la figure 1.23 l'illustre : lorsque cette concentration diminue τ_{BN} augmente ; ce qui explique l'observation [I.12] de τ plus faible sur un substrat plus dopé.

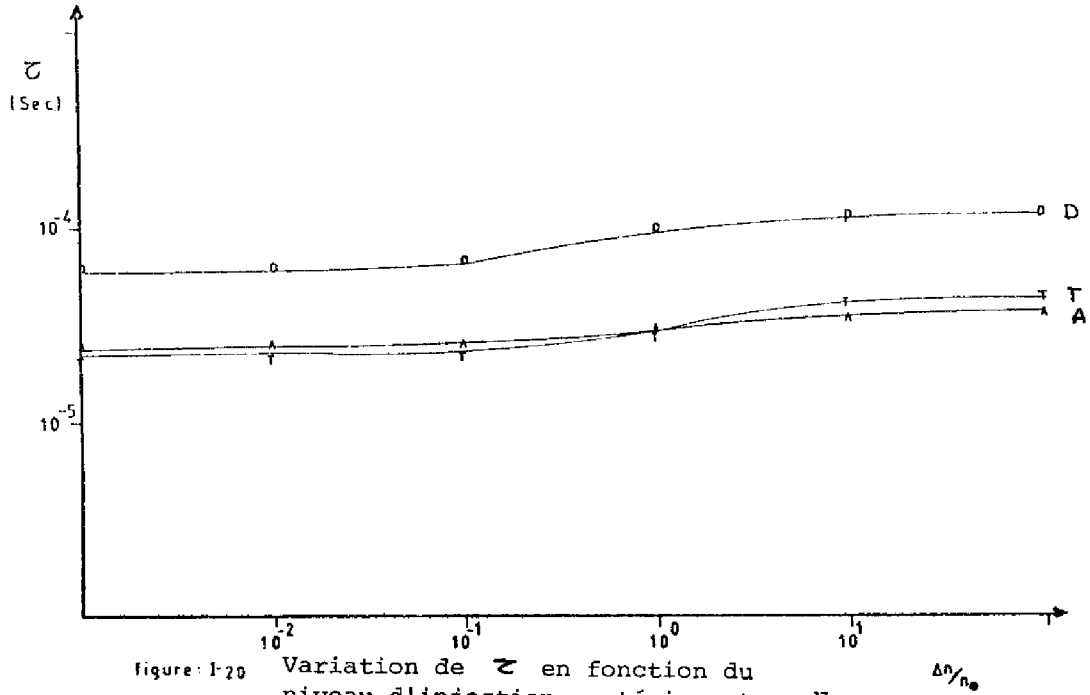


Figure: 1-20 Variation de ζ en fonction du niveau d'injection, matériau, type N

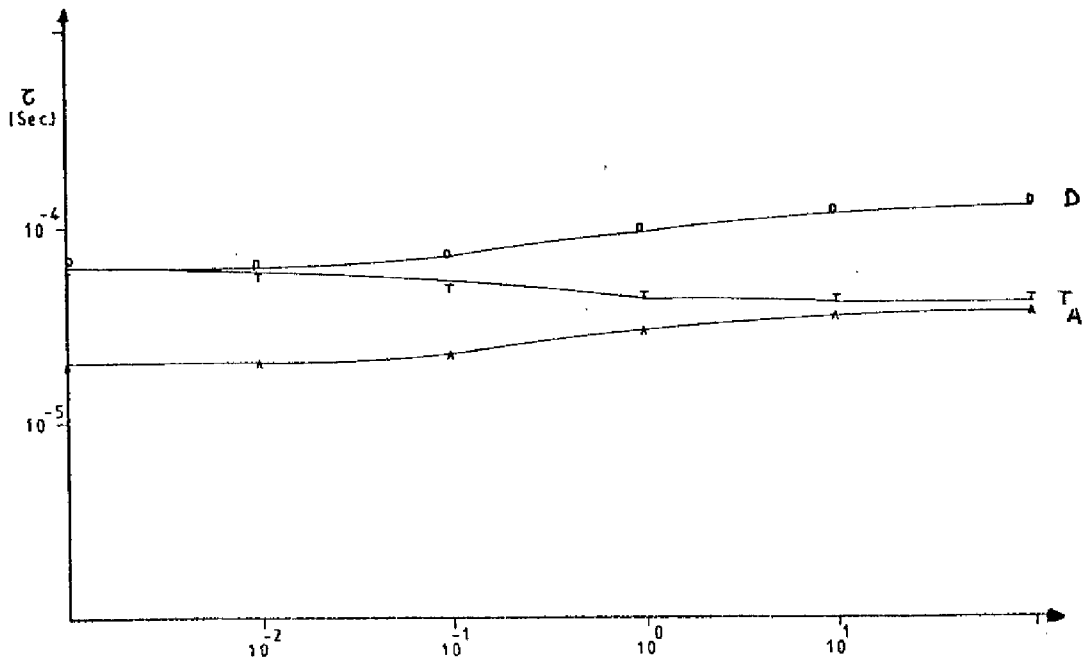


Figure: 1-21 Variation de ζ en fonction du niveau d'injection, matériau type P

$$N_T = 10^{12}, N_D = N_R = 10^{16}$$

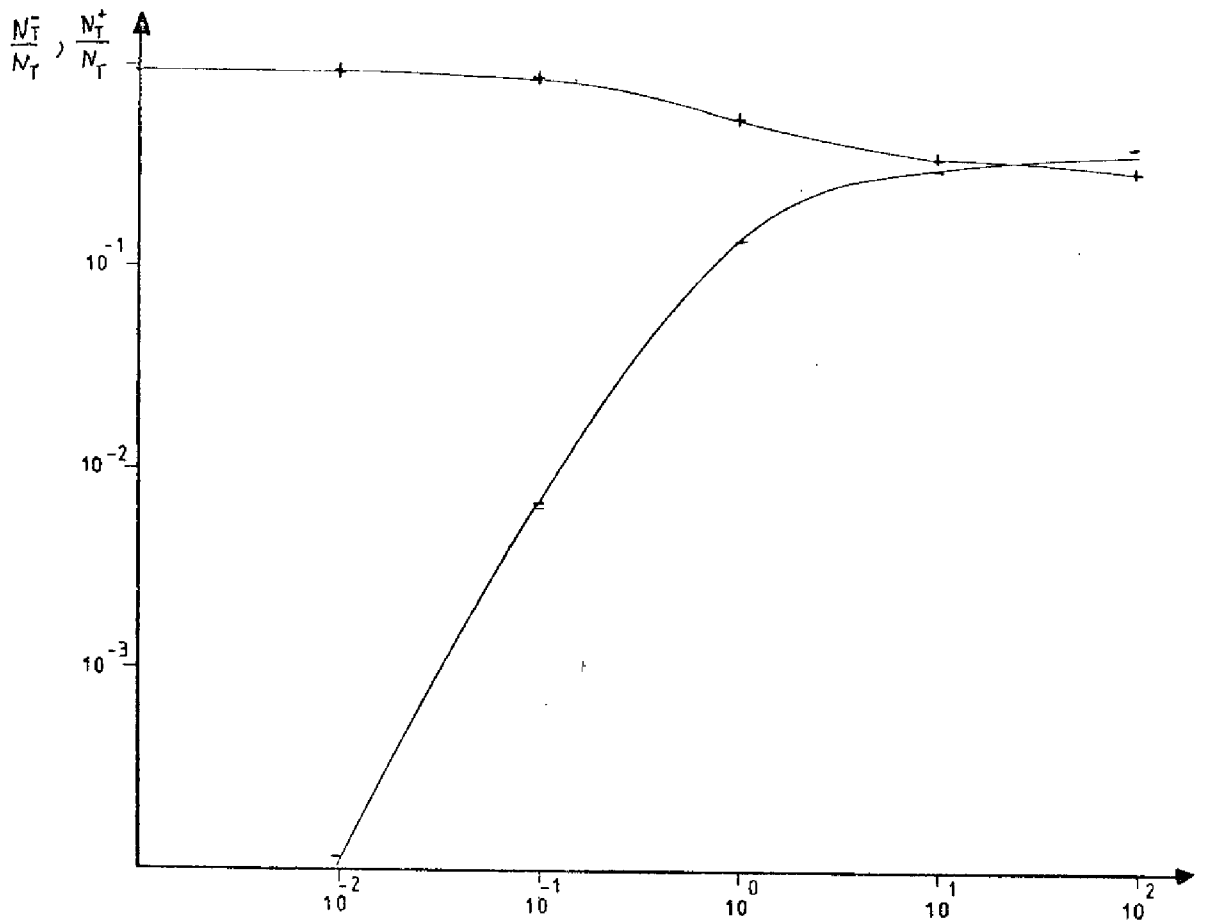


figure: 1-22. Variation de la densité et des états de charge N_T^+ , N_T^- en fonction du niveau d'injection, matériau du type P.

On voit que, dans le cas considéré on aurait toujours $\tau_{BN} > \tau_{HN}$ dans le silicium de type P et les deux possibilités, $\tau_{BN} > \tau_{HN}$ et $\tau_{HN} < \tau_{BN}$ pour le type N, suivant la valeur de N_D : la figure 1.24 montre que ces différences de comportement se produisent même pour des valeurs de N_D bien supérieures à N_T .

Comme dans le cas de l'or, l'explication de ce comportement se trouve dans la théorie S.R.H. En effet, considérons un matériau de type N ($n_0 > p_0$) ; pour le niveau accepteur, on a $C_p = C_n$ et la condition (1.13) pour que $\tau_{BN} > \tau_{HN}$ devient

$$n_1 \gg n_0$$

avec

$$n_1 = N_c \exp(-(E_c - E_T)/kT)$$

et

$$n_0 = N_c \exp(-(E_c - E_F)/kT)$$

et (1.13) sera vérifié si

$$E_c - E_T \leq E_c - E_F$$

c'est à dire que cette variation de comportement se produit lorsque le niveau de Fermi s'approche et passe en dessous du niveau énergétique du centre qui domine la recombinaison.

Cet effet, particulièrement important dans le cas du platine permet d'expliquer le comportement observé expérimentalement sur des redresseurs PN dopés au platine [I.41] ; à la commutation à l'ouverture on observe une augmentation du temps de recouvrement, c'est à dire de la durée de vie, lorsque le courant passant dans le dispositif, c'est à dire le niveau d'injection, augmente ; comme le montre la figure 1.24. Par ailleurs nous avons mesuré $\frac{\tau_{BN}}{\tau_{HN}} \simeq 2$ par des mesures de décroissance de photocourant [I.39] sur un substrat de type N ($N_D \simeq 5.10^{13}$), ce qui est en bon accord avec nos résultats théoriques.

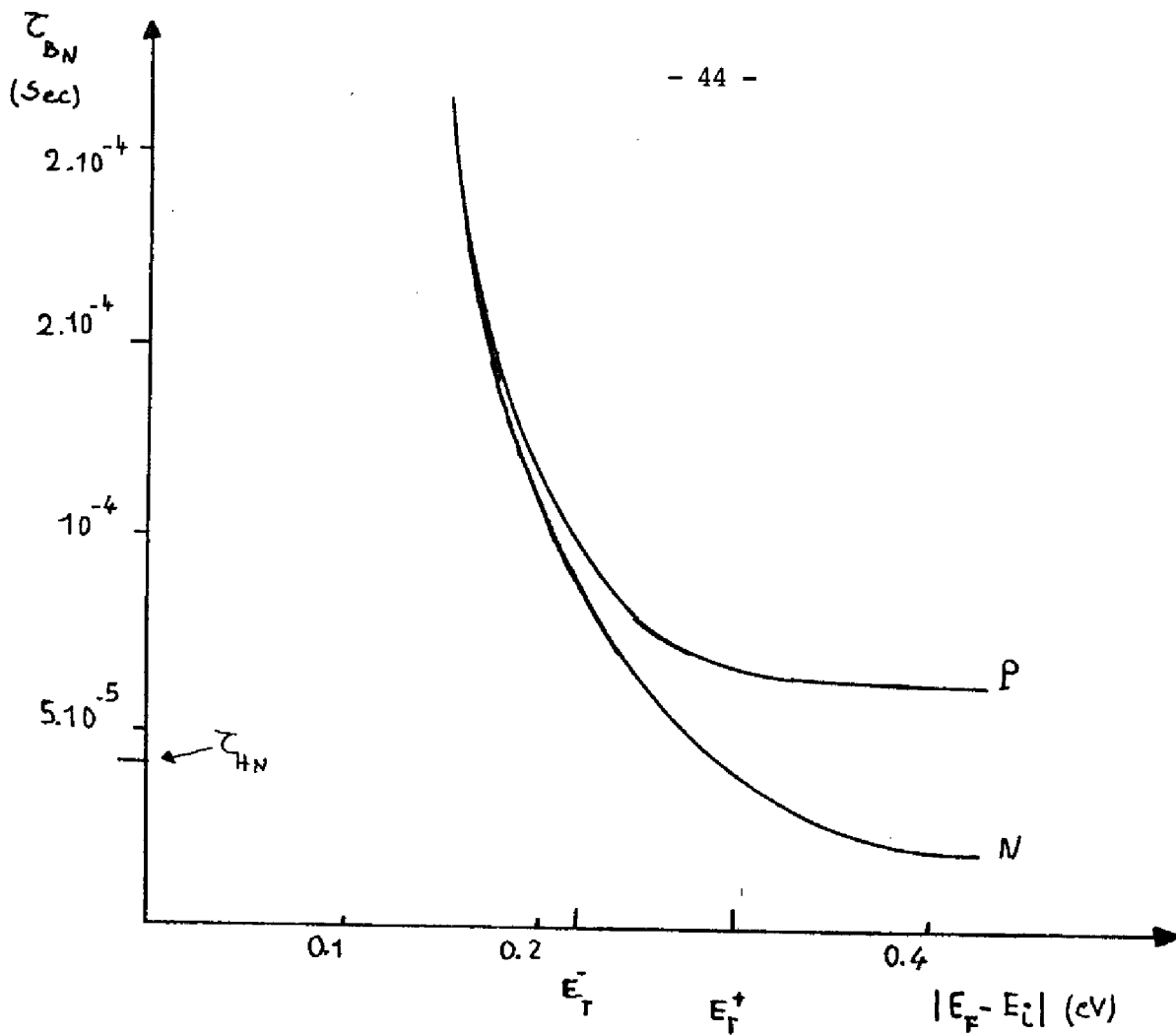


FIGURE 1-23 : Variation τ_{BN} en fonction de la position relative du niveau de Fermi

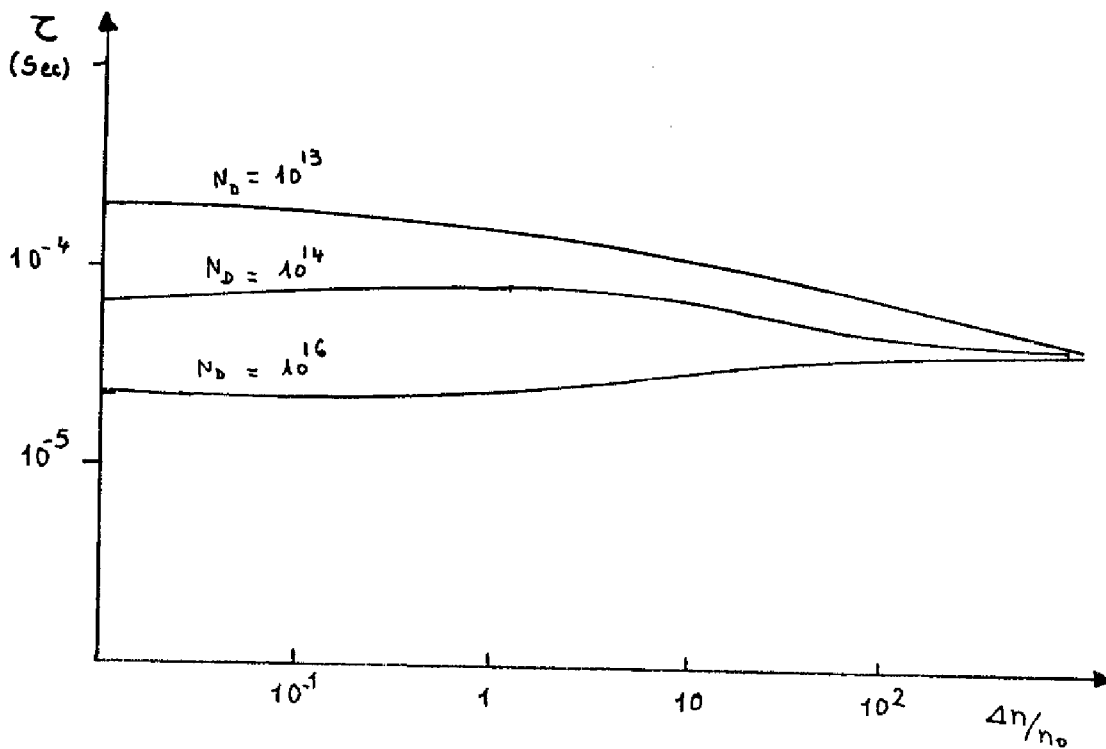


FIGURE 1-24 : Variation de τ en fonction du niveau d'injection . matériau N, $N_T = 10^{12}$

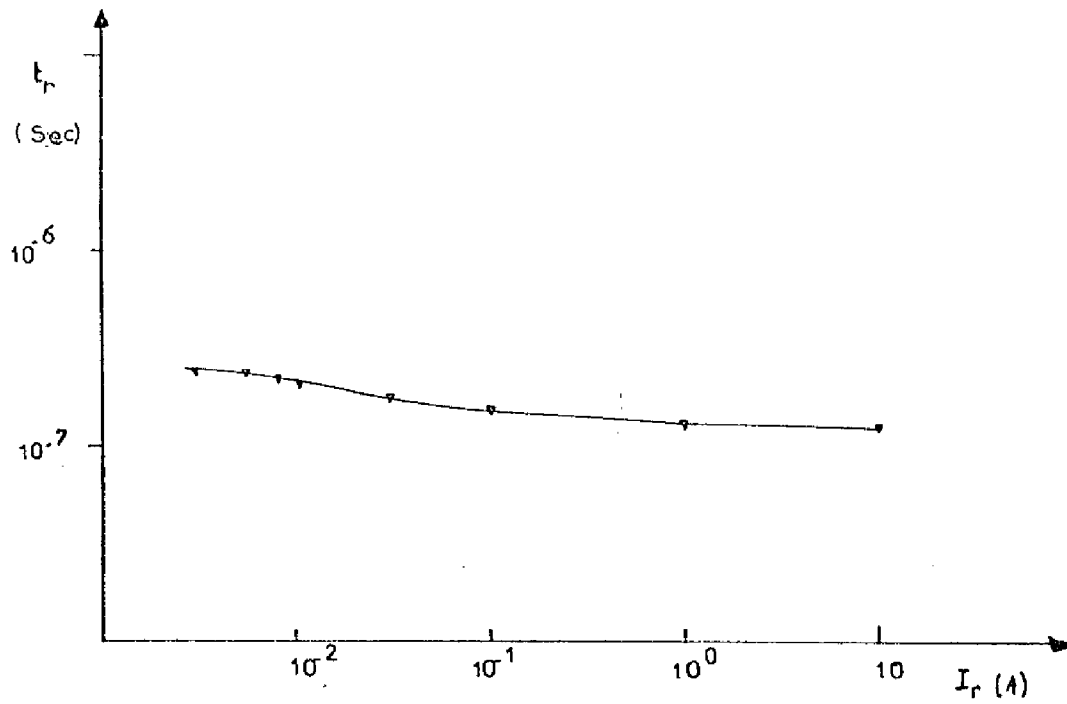


FIGURE 1-25 : Résultats expérimentaux [I.41] montrant que

$$\tau_{BN} > \tau_{HN} \text{ et } \frac{\tau_{BN}}{\tau_{HN}} \approx 2$$

Remarque

Il en ressort d'après notre étude sur les impuretés amphotères (or, platine), introduisant deux niveaux d'énergie monovalents dans la bande interdite, que :

- Le niveau le plus efficace aux faibles injections est le niveau qui se trouve du même côté que le niveau de Fermi, à l'équilibre, et le plus près du niveau intrinsèque E_i

- A haut niveau d'injection, c'est le niveau se trouvant le plus près de l'une des bandes intrinsèques (bande de valence, bande de conduction) qui est le plus efficace."

et ceci indépendamment des considérations sur les valeurs des coefficients de capture et états de charge.

c- Cas du silicium irradié aux électrons

A partir des valeurs numériques du tableau 1.3 nous avons calculé la durée de vie des porteurs associés à chacun des niveaux considérés et ensuite utilisé la relation (1.15) pour déterminer la valeur de τ résultante ; les deux niveaux profonds ont été donc considérés indépendants.

Les figures 1.26 et 1.27 montrent les résultats obtenus pour le silicium de type N et P respectivement. On a, à haut niveau d'injection (figure 1.28)

$$\tau_{HN} = \frac{10^7}{N_T (\text{cm}^{-3})} \quad (1.31.)$$

comme les niveaux ne sont pas très profonds, la variation de τ_{BN} en fonction du dopage du substrat est importante et surtout pour le type N, comme la figure 1.29 l'illustre.

L'influence relative des deux niveaux profonds est mise en évidence sur les figures 1.26 et 1.27 qui montrent la variation de τ avec le niveau d'injection, pour matériau N et P respectivement. On observe que dans les deux cas, c'est le niveau ($E_V + 0,27$ eV) qui domine la recombinaison, et pour

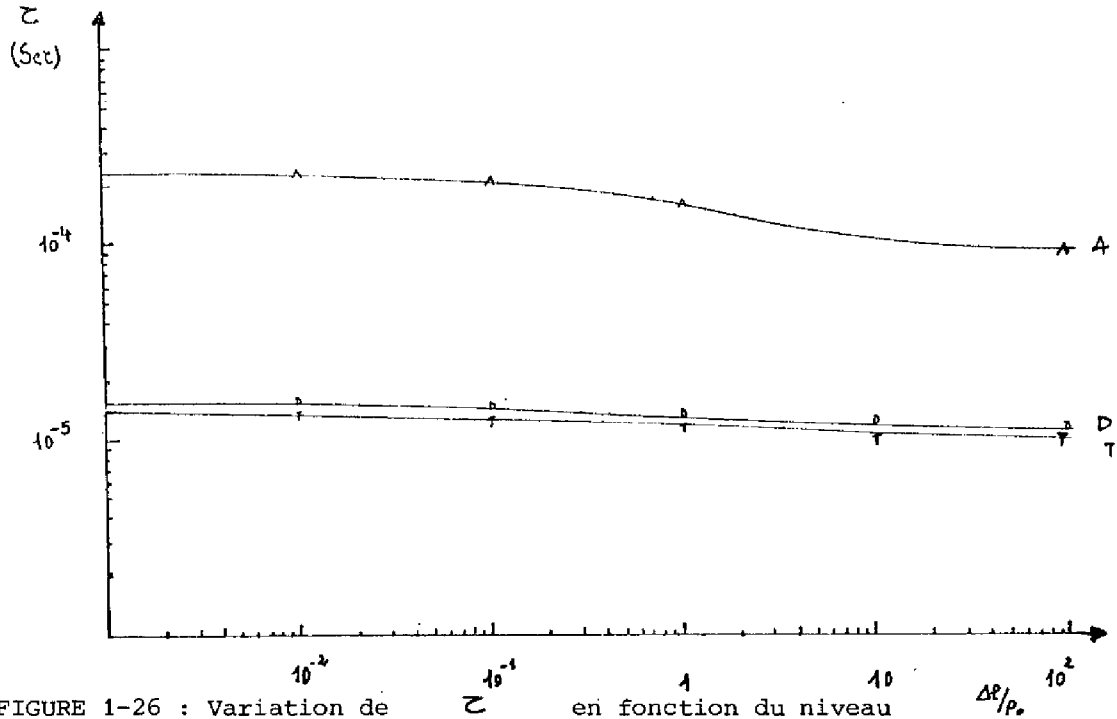


FIGURE 1-26 : Variation de z en fonction du niveau d'injection ; matériau type N

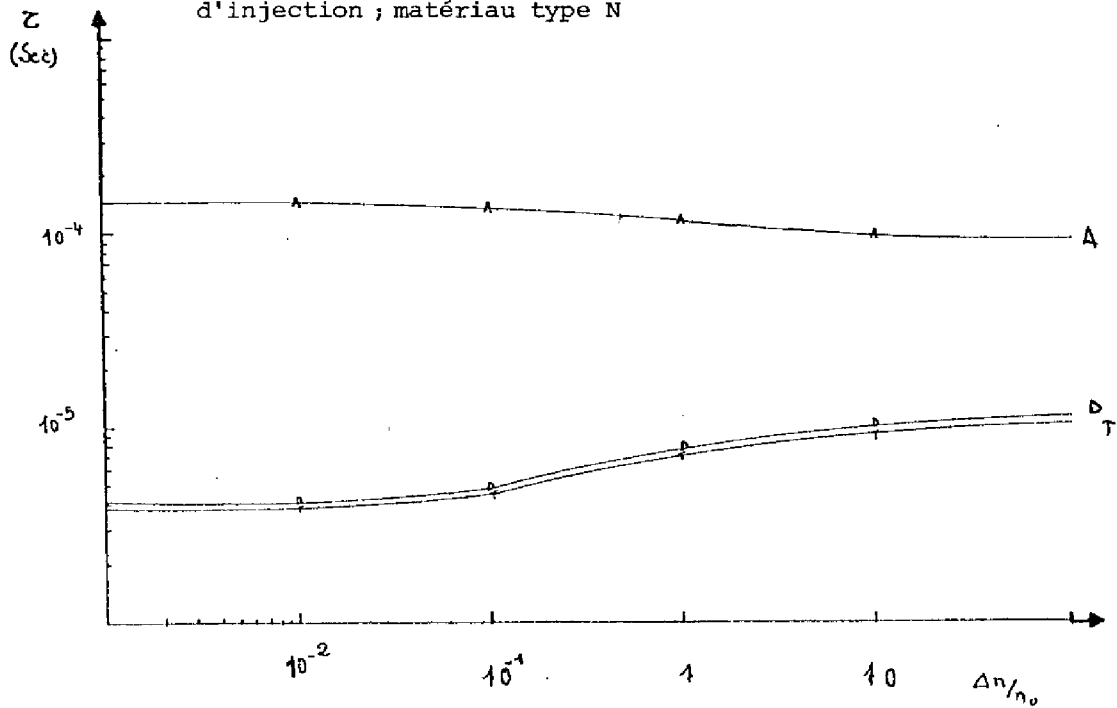


FIGURE 1-27 : Variation de z en fonction du niveau d'injection ; matériau type P, irradié aux électrons

$$N_T = 10^{13}, \quad N_D = N_A = 10^{15}$$

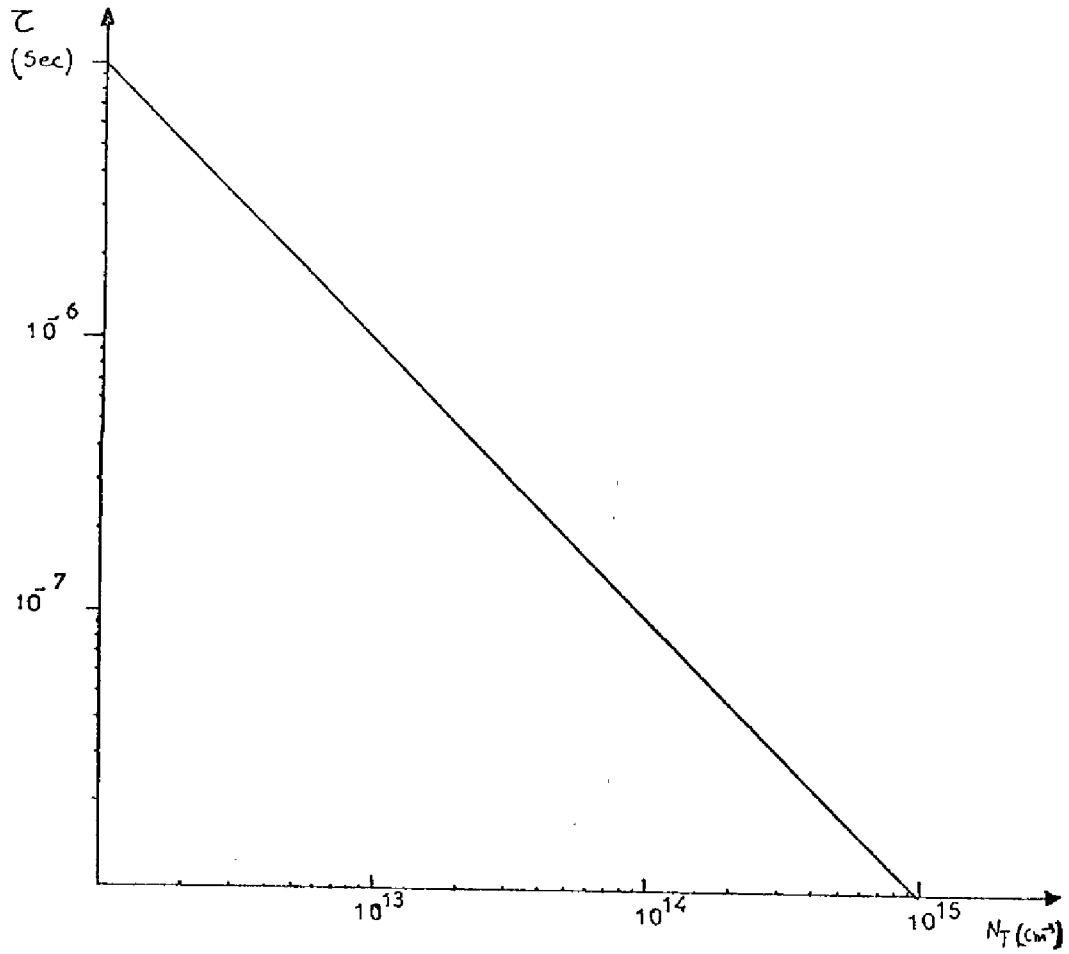


FIGURE 1-28 : Variation de la durée de vie haut niveau τ_{HV} en fonction de la concentration de défauts N_T créés par irradiation aux électrons

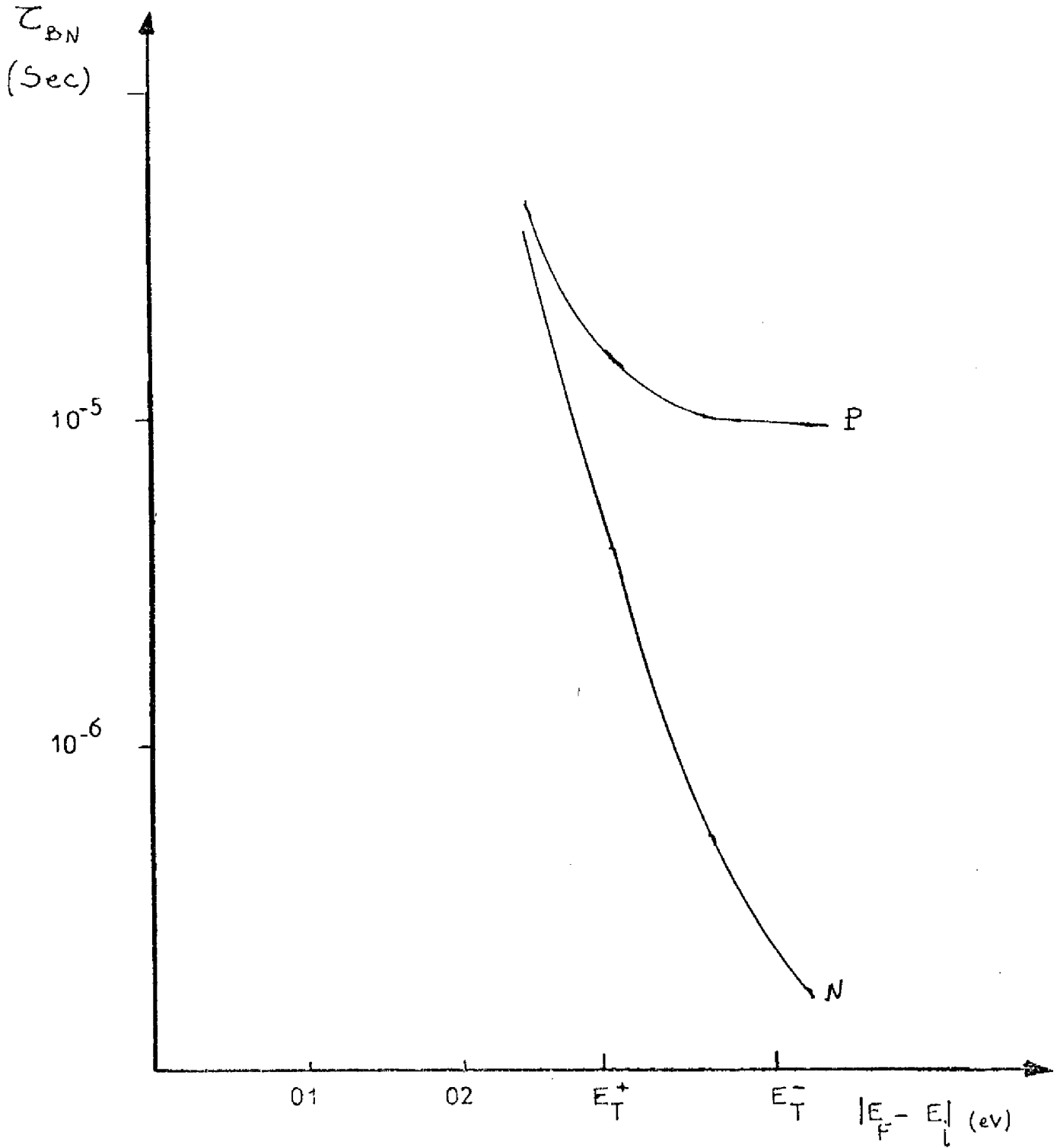


FIGURE 1-29 : Variation de τ_{BN} en fonction de la position relative du niveau de Fermi

que le niveau ($E_c = 0,16$ eV) joue il faut que sa concentration soit presque d'un ordre de grandeur supérieure à celle du premier, ce qui est peu vraisemblable.

I.6.3. REGION DE CHARGE D'ESPACE

Dans les régions de charge d'espace d'un dispositif à semi-conducteur, on admet en général que les concentrations des porteurs libres sont nulles : $p = n = 0$. Alors le taux U correspond ici à la génération de porteurs et la valeur τ_{sc} obtenue pour la durée de vie des porteurs donne une bonne image du courant de génération thermique [I.42]

$$\text{où } I_{gth} = \frac{q n_i W_{sc}}{2 \tau_{sc}} \quad (1.32.)$$

W_{sc} est l'extension de la région de charge d'espace. La figure 1.30 montre les valeurs de τ_{sc} en fonction de la concentration N_T de centres profonds pour les trois cas que nous avons considéré : Au, pt, e^-

$$\begin{aligned} \text{on a : } \quad \tau_{sc} &= \frac{3.6 \cdot 10^8}{N_T \text{ (Cm}^{-3}\text{)}} && \text{(Au)} \\ \tau_{sc} &= \frac{3.4 \cdot 10^{11}}{N_T \text{ (Cm}^{-3}\text{)}} && \text{(Pt)} \\ \tau_{sc} &= \frac{8 \cdot 10^{11}}{N_T \text{ (Cm}^{-3}\text{)}} && \text{(e}^-\text{)} \end{aligned}$$

c'est à dire qu'en principe, à une même concentration de centres profonds, l'utilisation du platine ou des irradiations aux électrons conduisent à des valeurs de courant de génération thermique trois ordres de grandeurs inférieures à la valeur obtenue dans le cas de l'or.

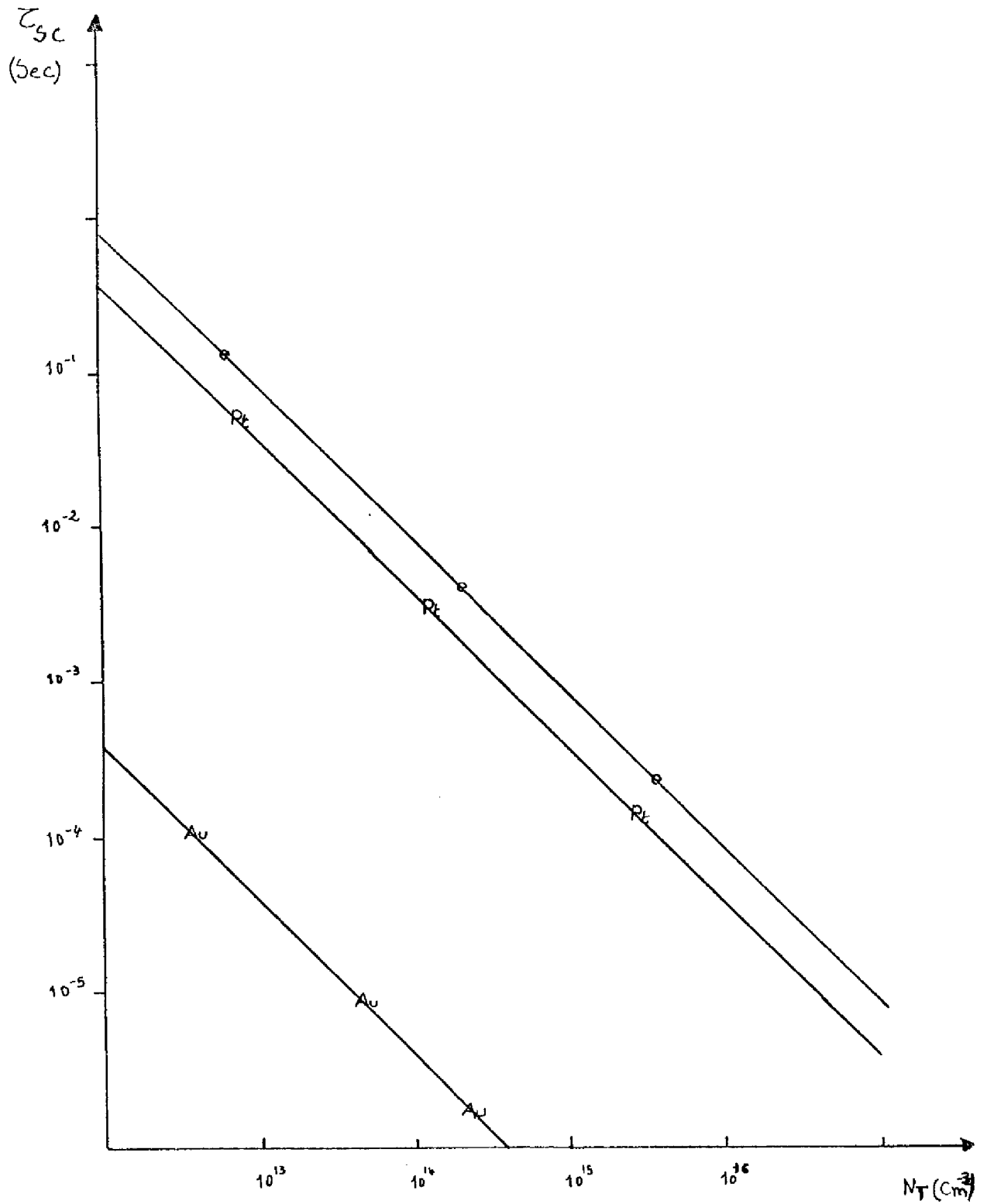


FIGURE 1-30 : Variation de τ_{sc} en fonction de la concentration N_T $T = 300^\circ \text{K}$

Dans ce chapitre nous avons tout d'abord rappelé la théorie de S.R.H. pour la recombinaison des porteurs par centres profonds, et considéré ensuite le cas des impuretés amphotères donnant deux niveaux d'énergie monovalents dans la bande interdite du matériau semi-conducteur. Nous avons appliqué ces formulations au cas des centres profonds utilisés dans le contrôle de la durée de vie des porteurs dans les redresseurs de puissance.

Sur la base des résultats présentés on peut faire déjà quelques comparaisons entre les différents moyens pour contrôler et d'obtenir une valeur donnée pour la durée de vie à fort niveau d'injection : en effet, c'est cette valeur qui a, comme nous le verrons plus loin, (chapitre III), le plus d'influence sur les performances électriques les plus importantes des redresseurs : chute de tension en polarisation directe et rapidité.

Les relations de commutation (1.29), (1.30), et (1.31) montrent que les trois moyens considérés ici peuvent être utilisés par l'introduction, dans chaque cas, de centres profonds en quantité comparables, pour obtenir la même valeur de τ_{HN} .

Mais d'autres performances électriques sont aussi affectées : tension inverse bloquée, courant de génération thermique ...

Il faut choisir donc entre les différents centres ceux qui conduisent à des faibles variations de résistivité et à des fortes valeurs de τ_{SC} . Les résultats obtenus montrent que le platine et l'irradiation présentent en principe des avantages ; peu d'influence sur le niveau de Fermi du matériau et surtout une forte valeur de τ_{SC} . Cependant il faut faire deux considérations supplémentaires :

- les fortes variations de τ_{BN} avec le dopage du substrat pour une même valeur de N_T

- la difficulté d'éviter l'introduction de niveaux profonds "parasites", comme la littérature le montre [I.10], et qui peuvent être de gros inconvénients en pratique ; ceci explique que l'utilisation du platine n'a jamais déplacée celle de l'or dans la fabrication de dispositifs de puissance, surtout dès que l'utilisation des irradiations à commencé, car on a polarisé sur ce moyen l'effort de développement : les centres créés par les irradiations présentent en plus des avantages technologiques par rapport à ceux de l'or, leur introduction étant plus facilement contrôlable que la diffusion à l'état solide.

oo

CHAPITRE II

METHODES ELECTRIQUES DE MESURE DE LA DUREE DE VIE
DES PORTEURS DANS LES DIODES PIN



Dans ce chapitre, nous nous proposons de faire une étude comparative des différentes méthodes présentées dans la littérature pour la mesure de la durée de vie τ des porteurs minoritaires.

Nous nous limitons aux méthodes purement électriques applicables aux redresseurs de puissance finis et encapsulés.

Nous rappelons le principe de chacune des méthodes considérées et nous essayons de vérifier si les hypothèses sur lesquelles reposent ces méthodes sont applicables aux dispositifs que nous considérons, mais surtout si ces hypothèses entraînent des erreurs importantes sur les résultats expérimentaux obtenus.

L'ensemble des résultats expérimentaux et numériques présenté permet enfin de juger de la validité et des difficultés de mise en oeuvre de ces méthodes.

II.1. SUPPORT DE L'ETUDE

Dans notre étude, nous avons comparé les résultats expérimentaux obtenus par les différentes méthodes retenues sur une série de redresseurs présentant une large gamme de valeurs de paramètres physiques et technologiques. Les plus importantes caractéristiques de ces dispositifs sont résumées sur le tableau 2.1.

Il faut noter que dans notre étude nous avons évité les très forts niveaux de courant de sorte que la recombinaison Auger [II.1] n'intervienne pas ; les résultats concernent donc la durée de vie des porteurs liée à la recombinaison par centres.

Par ailleurs, nous avons aussi comparé les résultats expérimentaux aux résultats du calcul numérique afin de tester la validité des différentes méthodes et de mieux montrer l'origine de certaines de leurs limitations. Pour cela, nous avons utilisé le programme de calcul numérique décrit dans [II.2] qui traite le comportement en régime de commutation des redresseurs P.I.N.

DISPOSITIF	P		I		II		DIFFUSION Au	
	W	C _S	W	C _S ^I	W	C _S	T	E
10	59	6 · 10 ¹⁸	120±8	1.5 · 10 ¹⁴	36	2.10 · 20	800	2
9	59	6 · 10 ¹⁸	120±8	1.5 · 10 ¹⁴	36	2.10 · 20	800	2
8	59	6.10 ¹⁸	135±8	1.5 · 10 ¹⁴	36	2.10 · 20	820	2
7	59	6.10 ¹⁸	135±8	1.5 · 10 ¹⁴	36	2.10 · 20	820	2
6	67	7.10 ¹⁸	51±8	2.5 · 10 ¹⁴	51	2.10 · 20	880	2
5	67	7.10 ¹⁸	51±8	2.5 · 10 ¹⁴	51	2.10 · 20	880	2
4	67	7.10 ¹⁸	34±8	2.5 · 10 ¹⁴	51	2.10 · 20	920	2
PIN	60	10 ²¹	110	4.5 · 10 ¹³	80	10 ²¹		

TABLEAU 2.1. : paramètres des dispositifs : symboles et unités. W, épaisseur de chaque couche (Å), C_S, C_B concentration d'impuretés en surface et en volume (cm⁻³). T température de diffusion d'or (°K), t durée de diffusion (h)

Rappelons ici simplement que ce programme résout les équations de transport des porteurs de charge dans un semi-conducteur ainsi que les équations du circuit électrique dans lequel le dispositif est inséré.

Une fois spécifié le profil de la distribution des impuretés dans le dispositif, la durée de vie des porteurs et les conditions de polarisation, le système d'équations aux dérivées partielles est résolu. On obtient alors la distribution dans la structure, au cours du temps, des différentes grandeurs physiques : concentration des porteurs, densités de courant, etc ...

Aussi, on obtient les évolutions temporelles du courant dans le dispositif et de la tension à ses bornes.

Dans notre étude, nous avons utilisé ce moyen de calcul de la manière suivante :

- les méthodes de mesure de τ reposent sur l'observation de l'évolution dynamique de la tension aux bornes du dispositif ou du courant qu'il véhicule, dans des conditions de polarisation spécifiées. Ces conditions peuvent être définies par un circuit électrique donné qui est traité dans le programme de calcul numérique.

On peut alors simuler numériquement le comportement d'une diode lors de la mesure de τ par l'une quelconque des méthodes considérées : les données sont, la distribution d'impuretés dans la diode et la valeur de la durée de vie des porteurs τ ; le circuit électrique simulé correspond à celui utilisé dans l'expérience. On obtient comme résultat les régimes transitoires du courant dans le dispositif et de la tension à ses bornes, régimes tout à fait analogues à ceux qu'on observe à l'écran de l'oscilloscope lorsqu'on réalise l'expérience. On peut alors traiter ces résultats numériques comme s'ils correspondaient à des relevés expérimentaux, c'est à dire, les utiliser pour déterminer la valeur de τ , suivant la procédure de la méthode considérée.

La comparaison du résultat ainsi obtenu et de la valeur de τ rentrée en donnée permet de voir la validité de la méthode expérimentale, validité intrinsèque qui ne tient pas compte, évidemment, ni des difficultés ni des erreurs expérimentales.

Aussi la même procédure permet de tester l'influence sur le résultat obtenu des écarts possibles du circuit ou du dispositif réel par rapport aux conditions idéales que les hypothèses formulées dans chaque méthode supposent.

II.2. METHODES BASEES SUR L'OBSERVATION DU REGIME TRANSITOIRE DE LA TENSION DIRECTE V

II.2.1. Principe et théorie

Considérons une diode P⁺N à jonctions abruptes polarisées en régime direct. Aux niveaux de courant "moyens", la région faiblement dopée N se trouve en fort niveau d'injection ; la distribution des porteurs est schématisée sur la figure 2.1. Dans ces conditions la principale contribution au courant véhiculé par le dispositif est liée à la recombinaison des porteurs en excès dans la région centrale, les courants de diffusion des porteurs minoritaires dans les zones latérales pouvant être négligées.

Ecrivons les équations des courants et de continuité dans la région faiblement dopée du redresseur unidimensionnel

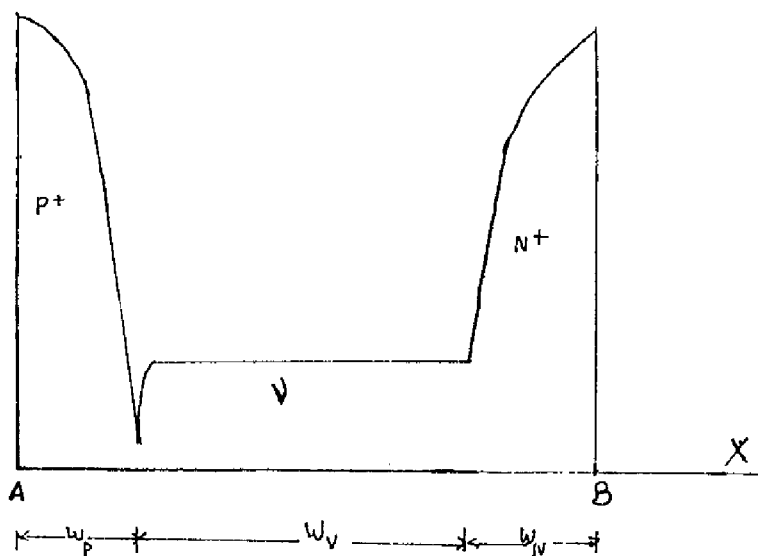
$$J_n = q \mu_n n E + q D_n \frac{dn}{dx} \quad (2.1.)$$

$$J_p = q \mu_p p E - q D_p \frac{dp}{dx} \quad (2.2.)$$

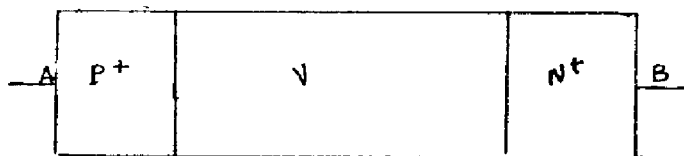
$$\frac{\partial n}{\partial t} = -U + q^{-1} \frac{\partial J_n}{\partial x} \quad (2.3.)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -U - q^{-1} \frac{\partial J_p}{\partial x} \quad (2.4.)$$

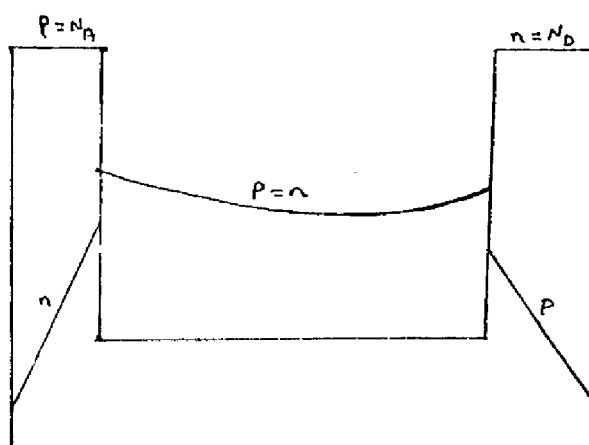
où les symboles utilisés ont leur signification habituelle : U_T représente l'unité thermodynamique (kT/q), q la charge élémentaire, k la constante de Boltzman, T la température absolue, n et p les concentrations d'électrons et de trous, J_n et J_p les densités de courant, μ_n et μ_p les mobilités, D_n et D_p les coefficients de diffusion des deux types de porteurs ; enfin, U est le taux de recombinaison, x la coordonnée de position dans le cristal unidimensionnel et t le temps.



(a)



(b)



(c)

FIGURE 2-1

Dans le cadre de nos hypothèses, $p \simeq n$ et $U = \frac{n}{\tau}$ où τ est la durée de vie des porteurs à fort niveau d'injection. Si en outre, on suppose que la concentration des porteurs dans la région ν est uniforme, on a

$$\frac{dJ_n}{dx} = \frac{dJ_p}{dx} = 0 \quad (2.5.)$$

et la relation de continuité s'écrit :

$$\frac{dn}{dt} = - \frac{n}{\tau} \quad (2.6.)$$

C'est à dire : $\tau^{-1} = - \frac{d}{dt} (\text{Log } n)$ (2.7.)

a- Méthode O.C.V.D. [II.3]

Cette méthode consiste à annuler le courant direct et à observer le taux de variation de la tension directe. La tension aux bornes de la diode $V(t)$ et la tension à la jonction sont identiques car la chute de tension ohmique dans les régions quasi-Neutres de la diode est nulle. La relation de Boltzmann

$$pn = n^2 = n_i^2 \exp \left(\frac{V}{U_T} \right) \quad (2.8.)$$

permet alors d'écrire :

$$\frac{d \text{Log} n}{dt} = \frac{1}{2 U_T} \frac{dV}{dt} \quad (2.9.)$$

et d'après (2.7), on a, pour la durée de vie

$$\tau^{-1} = - \frac{1}{2 U_T} \frac{dV}{dt} \quad (2.10.)$$

La figure 2.2. montre schématiquement le comportement du redresseur.

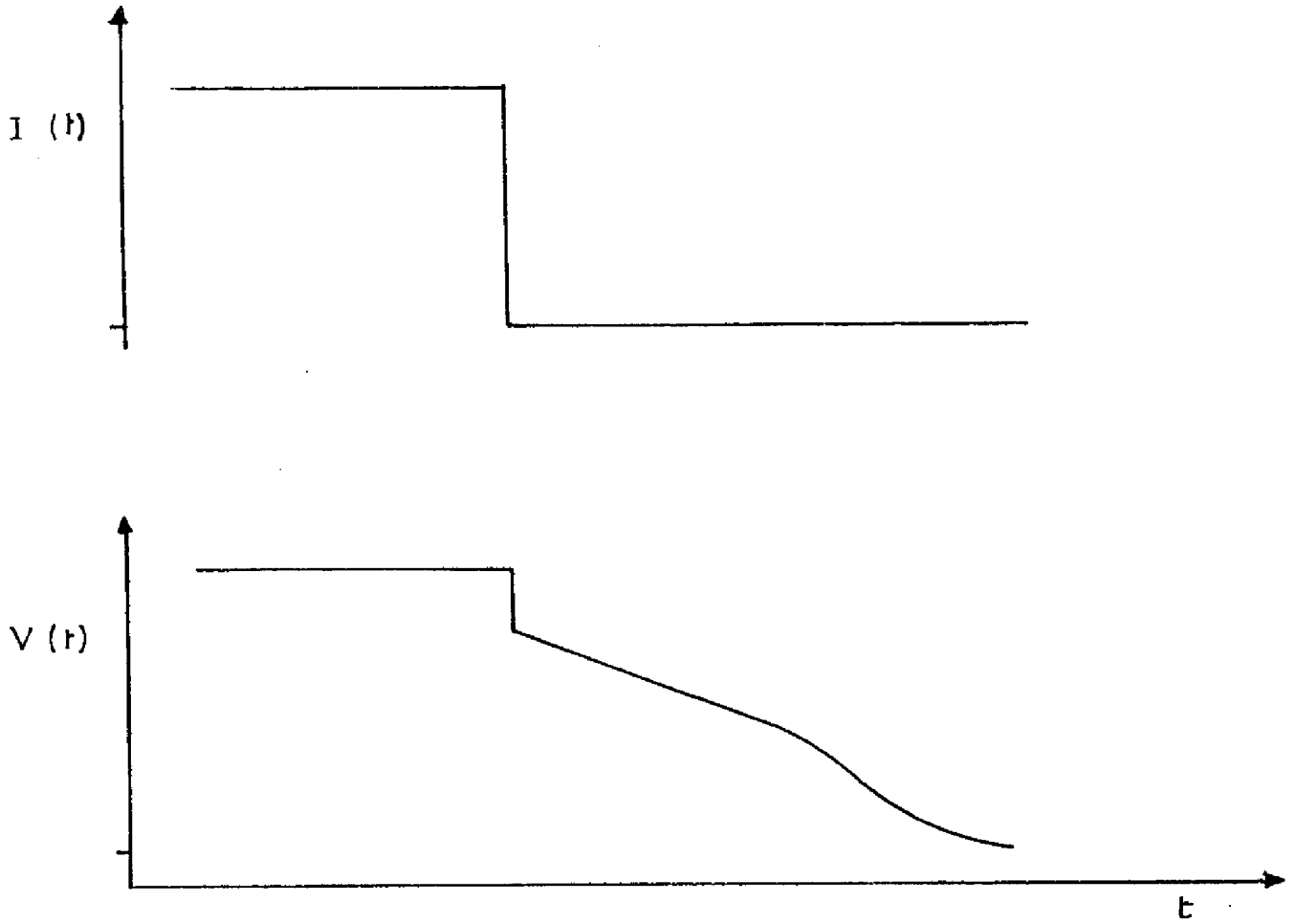


FIGURE 2-2 : Schéma des ondes, de courant et de tension dans le cas de la méthode O.C.V.D.

b- Méthode de la double impulsion (D.I.)

Si après l'annulation du courant, on impose une impulsion de courant direct I, on observe (figure 3), une surtension due à la chute de tension dans la région faiblement dopée, qui vient s'ajouter au potentiel de jonction. Cette surtension diminue progressivement au fur et à mesure que les porteurs sont stockés dans la région ∇ dont la résistance se trouve alors modulée ; la tension appliquée atteint enfin la valeur correspondante au régime direct établi.

La méthode de la double impulsion [II.4] , consiste à observer la variation de la surtension $\Delta V(t)$ en fonction du temps Δt qui sépare la fin de la première impulsion du début de la seconde impulsion.

Cette surtension s'obtient par le produit du courant par la résistance de la région faiblement dopée. Dans le cadre de nos hypothèses on a :

$$V(t) = \frac{I}{S} \frac{W}{q(\mu_n + \mu_p)} \frac{1}{n(t)} \quad (2.11.)$$

où W est la largeur de la région faiblement dopée et S la surface de la diode, on a :

$$\frac{d}{dt} \left\{ \text{Log } \Delta V(t) \right\} = - \frac{d}{dt} \left\{ \text{Log } n(t) \right\} \quad (2.12.)$$

et de (2.7) on a :

$$\tau^{-1} = \frac{d}{dt} \left\{ \text{Log } \Delta V(t) \right\} \quad (2.13.)$$

II.2.2. Mise en oeuvre des méthodes : validité

La mise en oeuvre des méthodes O.C.V.D. et D.I. pour la mesure de la durée de vie des porteurs dans les redresseurs de puissance ne pose pas de difficultés de principe.

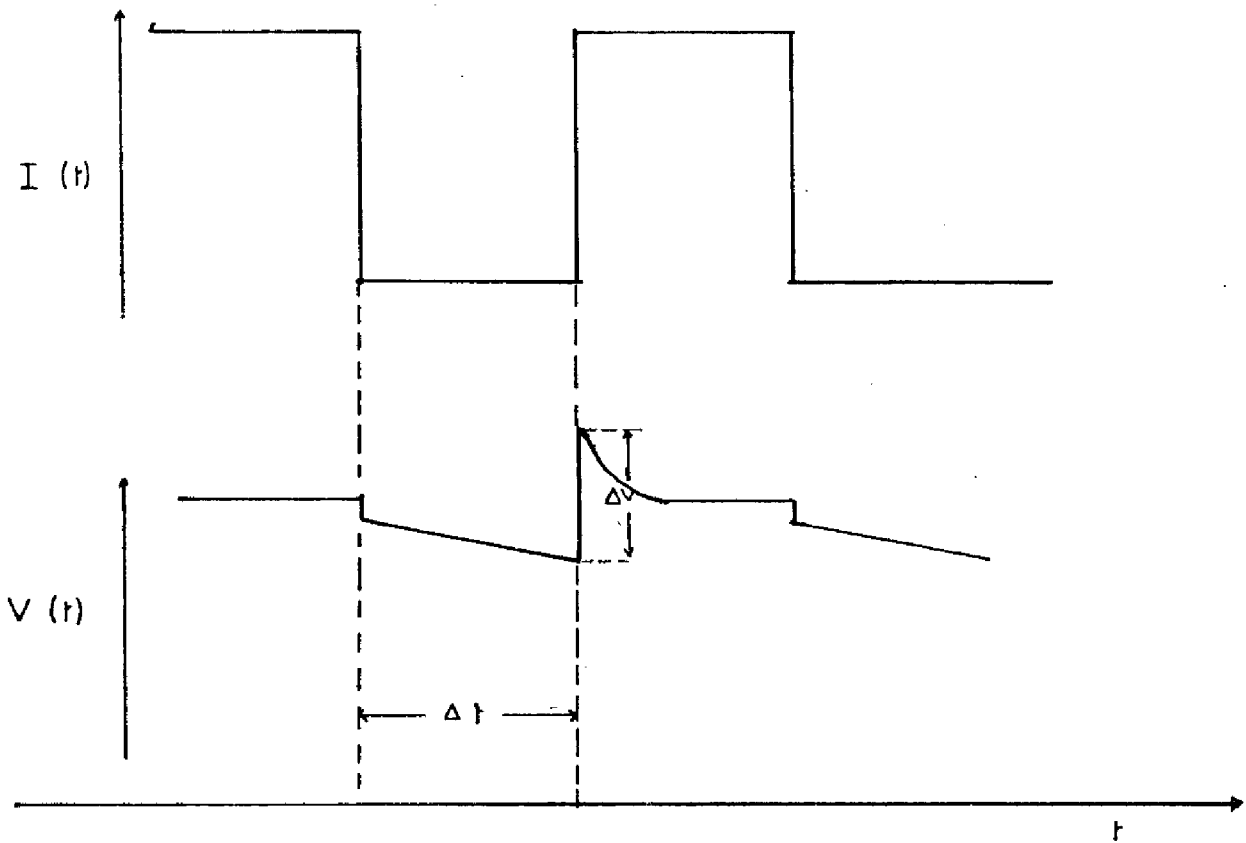


FIGURE 2-3 : Schéma des ondes, des courants et de tension dans le cas de la double impulsion

a- Méthode O.C.V.D.

Le montage que nous avons utilisé est schématisé dans la figure 2.4. L'ouverture du relais permet d'annuler rapidement le courant qui traverse le dispositif.

Malgré les fortes hypothèses qui permettent d'établir (2.10.), la méthode O.C.V.D. est en pratique applicable, avec une bonne précision aux dispositifs réels : la figure 2.6 montre le relevé expérimental $V(t)$ et $I(t)$ effectué sur la diode n°9. La mesure du taux $\frac{dV}{dt}$ permet de calculer la valeur de la durée de vie $\tau = 2,3 \mu s$. Si maintenant on simule numériquement le comportement dans les mêmes conditions de polarisation de ce dispositif, avec comme valeur de τ celle que l'on vient de déterminer expérimentalement, on obtient la courbe $V(t)$ montrée sur la figure 2.5. On a un très bon accord avec le relevé expérimental ; en particulier, à partir du résultat numérique ($V(t)$) on peut calculer la durée de vie $\tau = 2.3 \mu s$, valeur identique à celle rentrée en donnée.

On peut donc dire que si bien les distributions d'impuretés et de porteurs sont loin de vérifier les hypothèses de base de la méthode, cela ne constitue pas une limitation sérieuse.

En ce qui concerne les conditions de polarisation il faut faire quelques remarques. D'abord les courants de diffusion dans les régions latérales doivent être négligeables ; pour les redresseurs courants, il existe une gamme suffisamment large du niveau de polarisation qui permet de se conformer à ce critère. Il s'agit de la portion de la caractéristique directe où la Tension varie linéairement avec le logarithme du courant avec une pente $2 U_T$. Aussi, le courant doit diminuer rapidement, et ne pas s'inverser. La figure 2.7 a (Résultat du calcul numérique) permet d'apprécier l'influence sur le régime transitoire de V , du Taux de Variation $\frac{dI}{dt}$ du courant. La figure 2.7 b montre l'influence sur la même caractéristique $V(t)$ d'un dépassement négatif en courant. Ces écarts par rapport aux conditions de polarisation idéales pour la méthode se traduisent par des erreurs sur la valeur de la durée de vie que l'on peut déterminer, erreur d'autant plus élevée que la valeur de τ est faible. C'est pour ces raisons que nous avons utilisé un relais (figure 2.4.)

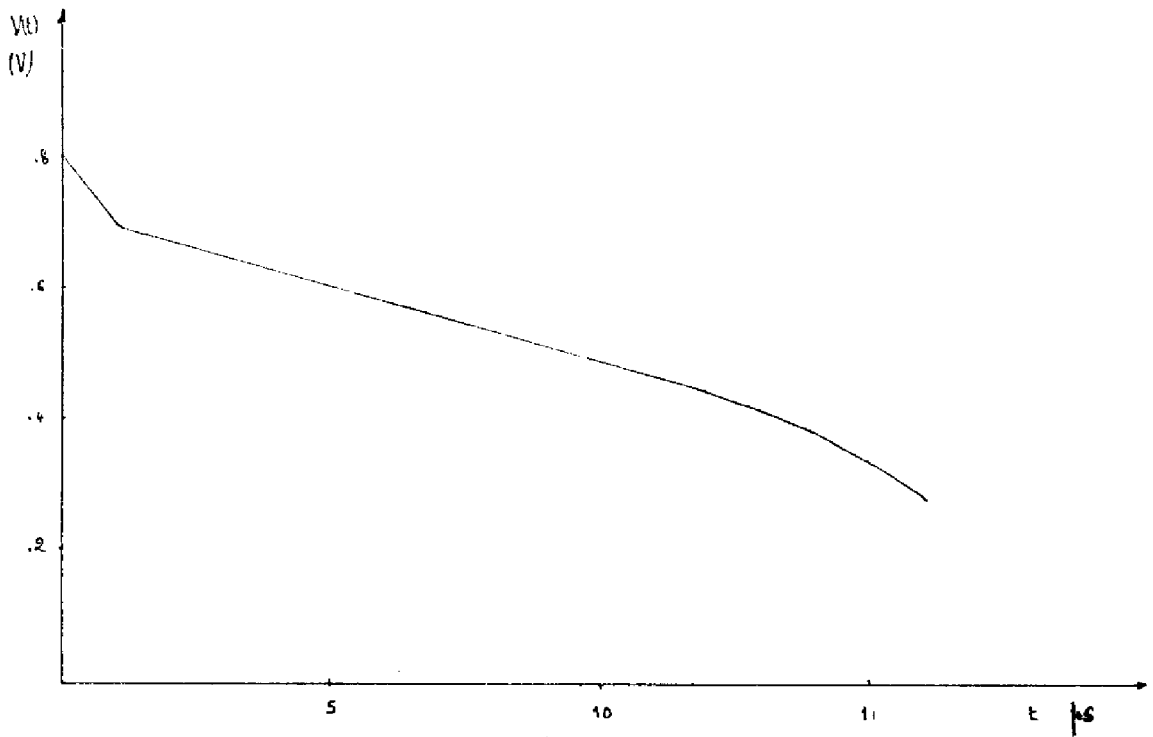


FIGURE 2-5 : Calcul théorique

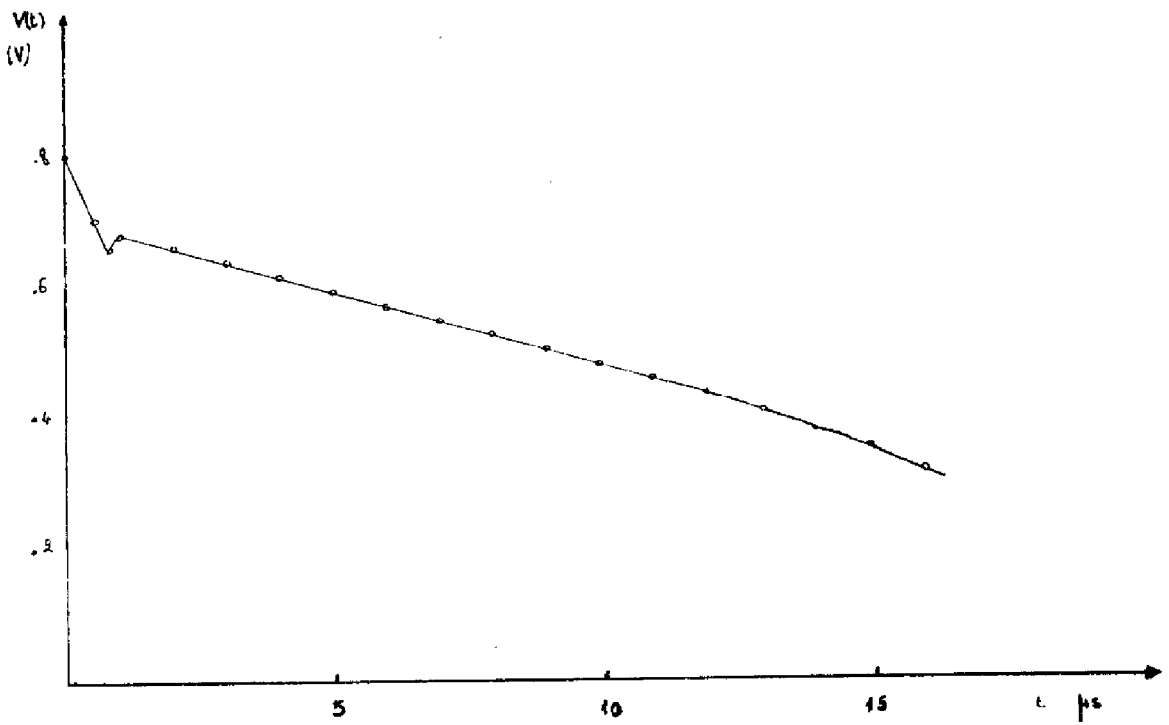


FIGURE 2-6 : Expérience

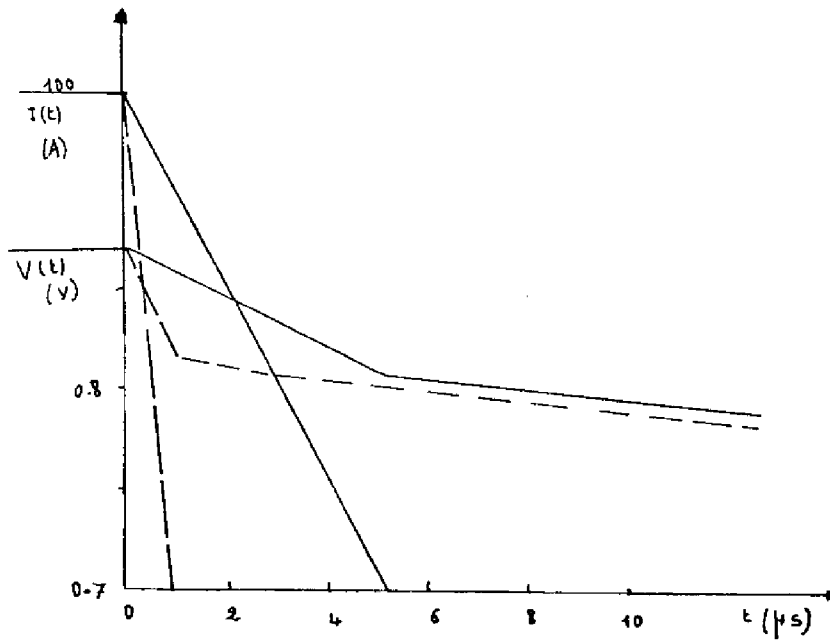


FIGURE 2-7a: Simulations montrant l'effet du taux de décroissance du courant sur la pente de la tension

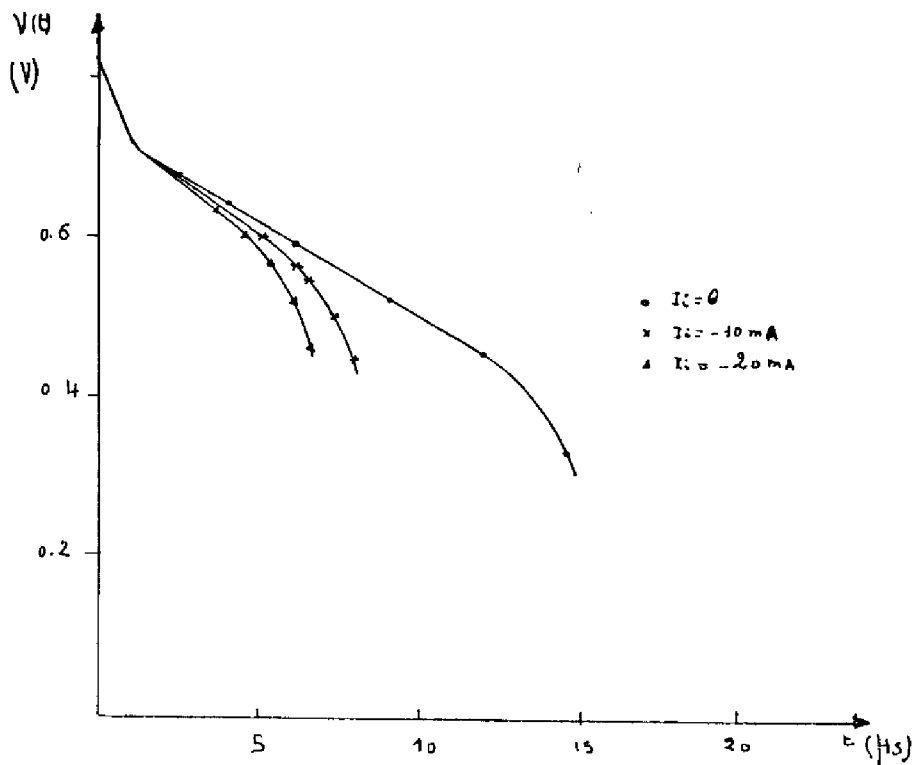


FIGURE 2-7b: Simulation montrant l'effet d'un dépassement négatif en courant sur l'évolution de la tension

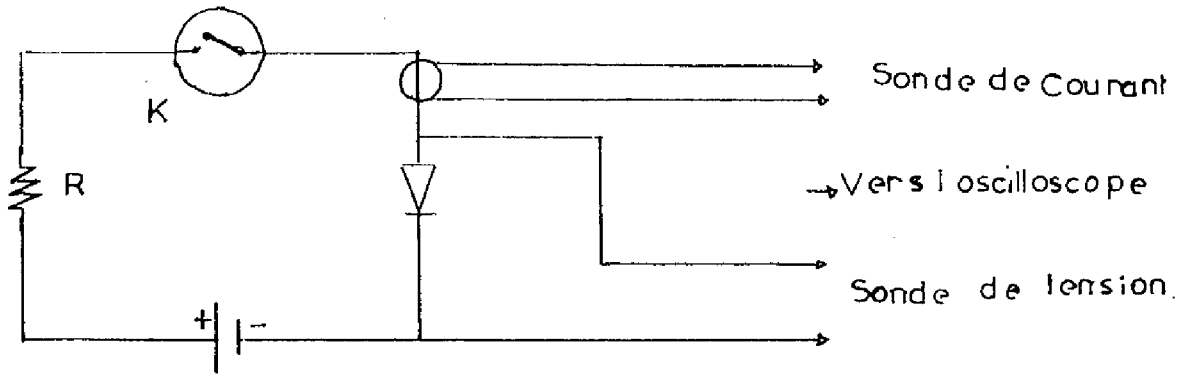


FIGURE 2-4

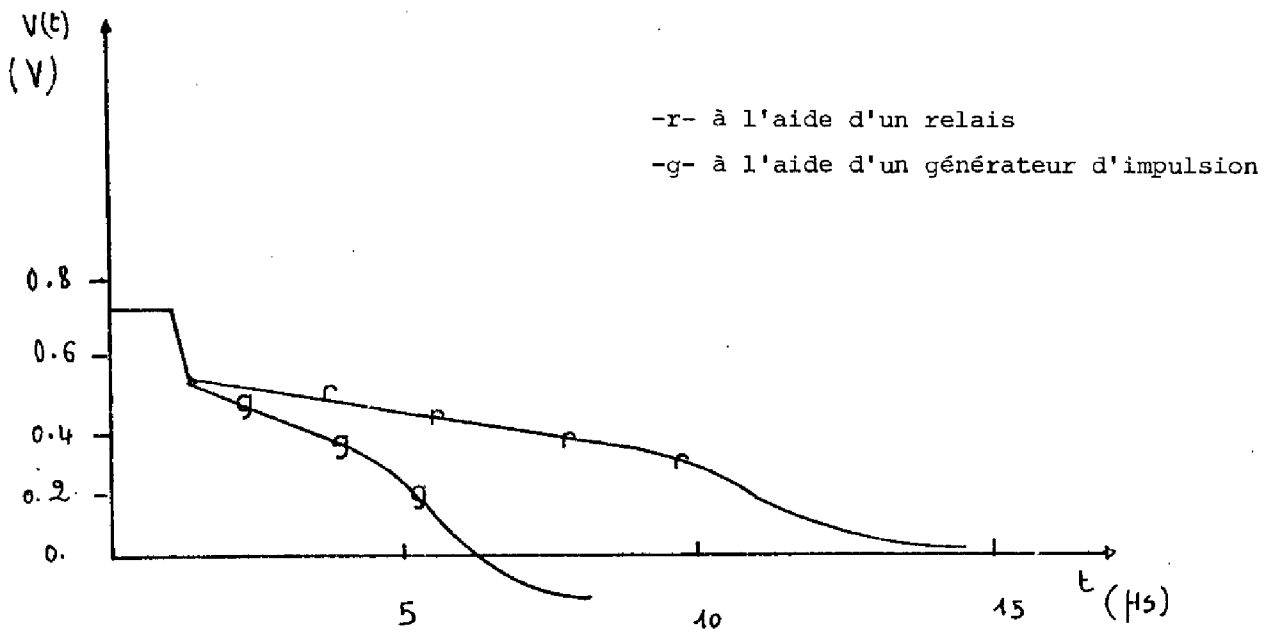


FIGURE 2-8

Relevés expérimentaux effectués sur la diode n°9

de préférence à un générateur d'impulsion. La figure 2.8 montre la différence d'évolution temporelle de la Tension $V(t)$, à même niveau de courant, entre la mesure effectuée à l'aide d'un relais et celle effectuée avec un générateur qui généralement délivre une onde de courant avec un dépassement négatif.

b- Méthode de double impulsion

Pour la mise en oeuvre de cette méthode, nous avons utilisé le montage de la figure 2.9, qui fait intervenir un générateur d'impulsions doubles. Cette nécessité expérimentale et aussi l'application de la méthode à des dispositifs finis introduisent certaines limitations pratiques qui ne sont pas inhérentes à la méthode elle même.

Tout d'abord lorsque la première impulsion délivrée par le générateur s'annule, il y a inévitablement un dépassement de courant qui devient négatif. Ce courant négatif contribue à l'extraction des charges stockées dans le dispositif, en particulier près de la jonction ; on peut considérer cependant que si ce dépassement n'est pas excessif, la modification de la valeur et la répartition des densités de porteurs qu'il entraîne est faible et a donc peu d'effet sur l'interprétation de la mesure.

D'autre part, lorsque la deuxième impulsion est appliquée au dispositif, la tension qui apparaît aux bornes du dispositif encapsulé a deux composantes : celle fournie par l'expression (2.13), et la tension apparaissant aux bornes de l'inductance des fils de connexions intérieurs au boîtier et qui ne peut pas être supprimée sans destruction de celui-ci.

Enfin, dans la mesure de la surtension $\Delta V(t)$, il faut noter qu'elle est souvent difficile par la rapidité du régime transitoire et que des erreurs de lecture sur l'écran de l'oscilloscope sont pratiquement inévitables.

Ces considérations expliquent les résultats montrés sur la figure 2.10. On a porté les résultats expérimentaux obtenus sur la diode n°9 qui conduisent à $\tau = 2.6 \mu s$, et aussi les résultats de la simulation numérique de l'expérimentation qui conduisent à la valeur $2.3 \mu s$. On peut donc affirmer la validité de la méthode, la différence entre ces deux valeurs pouvant

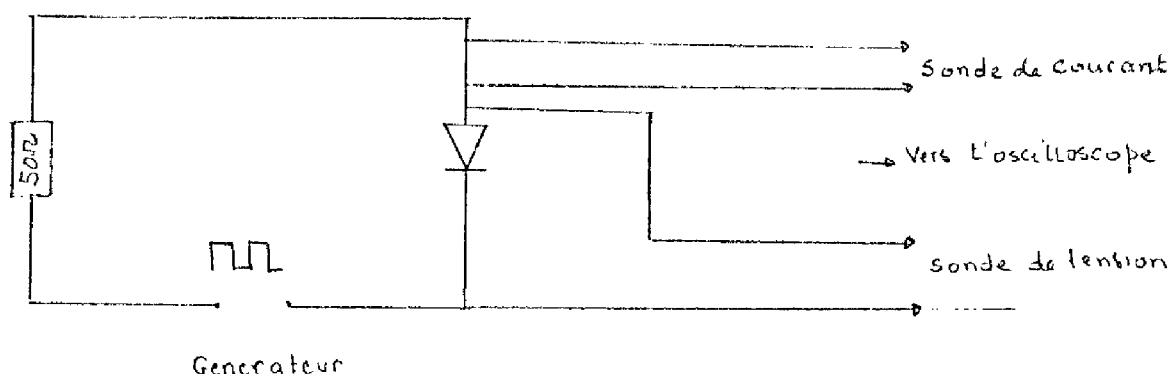


FIGURE 2.9

être expliquée par les considérations précédentes.

En ce qui concerne les conditions de polarisation, on doit d'une part comme dans la méthode O.C.V.D. éviter les niveaux de courant trop élevés et d'autre part l'intervalle Δt doit être suffisamment petit pour que la région centrale du redresseur soit encore à fort niveau d'injection lors de l'application de la deuxième impulsion. La figure 2.11 montre les résultats d'une simulation numérique où l'on peut voir le changement de pente de $\text{Log } \Delta V(t)$ lorsque cette dernière condition n'est pas vérifiée.

II.2.3. Résultats expérimentaux

Les méthodes O.C.V.D. et D.I. sont donc applicables à la mesure de durée de vie des porteurs dans les redresseurs de puissance, dans une gamme définie et suffisamment large de conditions de polarisation.

La méthode O.C.V.D. présente quelques avantages du point de vue de la mise en oeuvre sur des dispositifs finis : elle nécessite un appareillage simple, une seule mesure donne accès à la durée de vie τ , l'inductance des fils de connexion n'influe pas sur le résultat. Pour ces raisons, nous avons retenu cette méthode pour mesurer la durée de vie dans les dispositifs qui nous servent de support d'étude. Les résultats obtenus sont donnés sur le tableau 2.2.

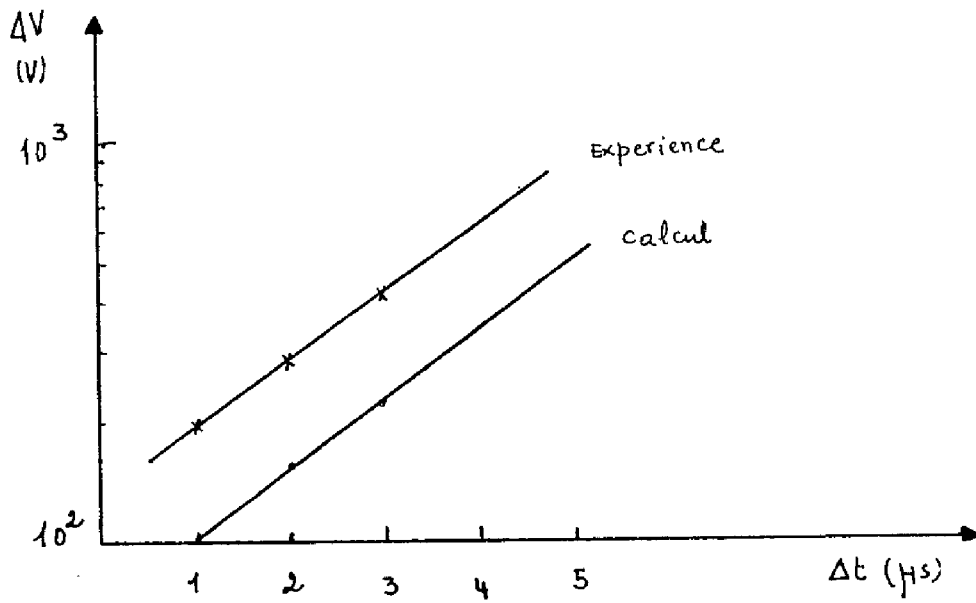


FIGURE 2-10

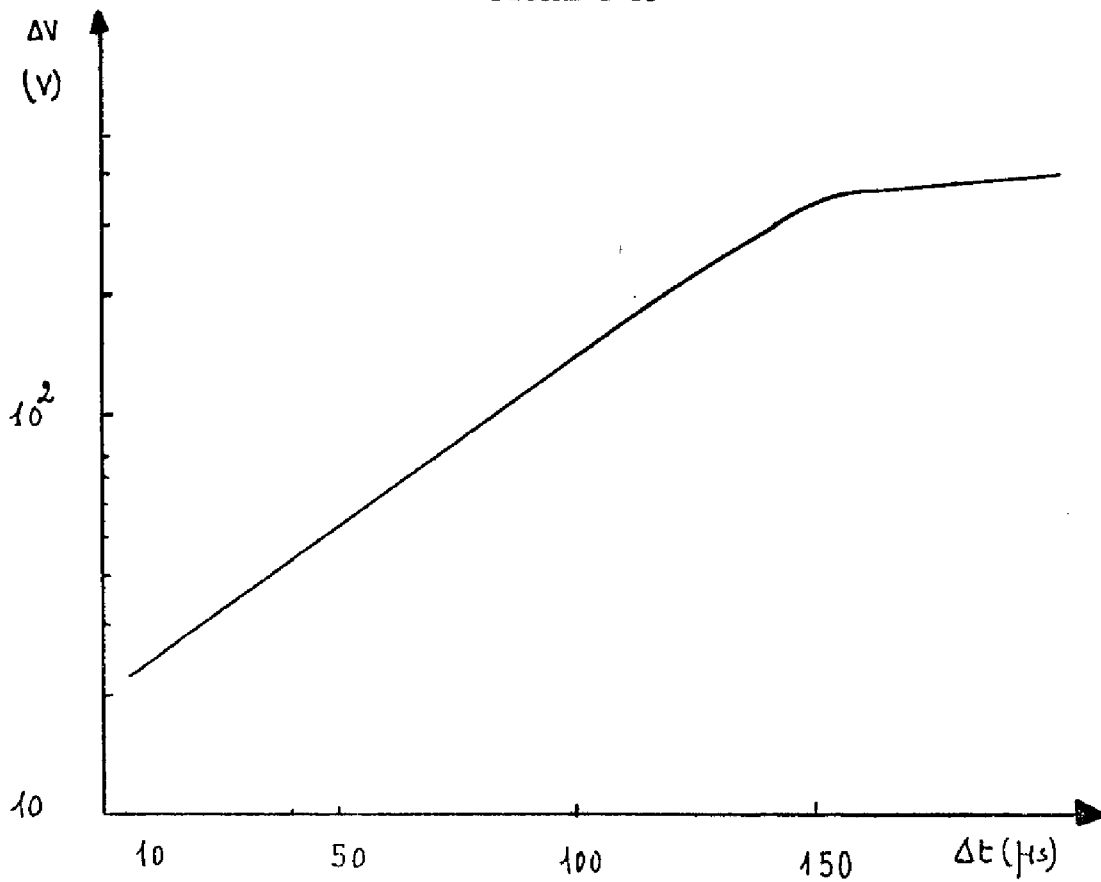


FIGURE 2-11

Diode	10	9	8	7	6	5	4	P N N
τ (μ s)	2.34	2.29	2.7	1.86	0.390	0.330	0.190	1.95

TABLEAU 2.2.

Résultats des mesures de la méthode O.C.V.D.

Le résultat obtenu par la diode n°4 a été aussi vérifié par la méthode de la décroissance du photocourant [1-39.]

II.3. METHODES BASEES SUR L'OBSERVATION DU RECOUVREMENT INVERSE

II.3.1. Principe et théorie

Considérons maintenant une diode P \downarrow N de section unité polarisée en régime direct. L'équation de continuité s'écrit pour les trous :

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{p}{\tau} - \frac{1}{q} \frac{\partial J_p}{\partial x} \quad (2.14.)$$

Intégrons cette équation entre les deux extrémités A et B de la structure (voir figure 2.1.) :

$$\frac{\partial Q}{\partial t} = -\frac{Q}{\tau} - \int_A^B \frac{\partial J_p}{\partial x} dx \quad (2.15.)$$

où Q, charge stockée par les trous est définie par la relation :

$$Q = q \int_A^B p dx \quad (2.16.)$$

Si l'on se place comme précédemment, dans des conditions de polarisation telles que la principale contribution au courant total I soit liée à la recombinaison des porteurs en excès dans la région centrale \mathcal{V} , on peut alors négliger les courants de diffusion de porteurs minoritaires dans les régions latérales, et on a :

$$\begin{array}{lll} x = 0 & I_p = I & I_n = 0 \\ x = W & I_p = 0 & I_n = I \end{array} \quad (2.17.)$$

où W est la largeur de la région \mathcal{V} , on peut alors limiter l'intégration de l'équation (2.15) à la seule base :

$$\frac{dQ}{dt} = - \frac{Q}{\tau} + I(t) \quad (2.18.)$$

avec $Q = q \int_{W_{\mathcal{V}}} p dx$

La relation (2.18) est l'équation fondamentale du contrôle de charge. Dans le régime de polarisation statique direct si le courant véhiculé est I on a :

$$\frac{dQ}{dt} = 0 \quad \text{et} \quad I_F = Q_F \tau$$

La durée de vie τ apparaît donc comme la constante de proportionnalité entre courant direct et charge stockée Q_F ; ceci permet d'envisager la détermination de τ à partir de la mesure de Q_F . Pour cela, il faut extraire la charge stockée, au moyen d'un courant inverse I_R imposé à la diode. Différentes méthodes peuvent être envisagées, suivant la forme du courant $I(t)$ et en conséquence, des conditions aux limites imposées dans l'intégration de l'équation (2.18.).

a- Méthode de Kuno

Cette méthode consiste à imposer un courant inverse constant I_R , jusqu'à l'instant t_r où la diode recouvre ses propriétés bloquantes (voir figure 2.12). Soit α la fraction de la charge Q_F qui reste encore stockée dans le dispositif à l'instant t_s . On a donc :

$$\begin{aligned} Q(0) &= Q_F = I_F \cdot \tau \\ Q(t_s) &= \alpha Q(0) = \alpha \cdot I_F \cdot \tau \\ I(t) &= I_F \quad t \leq 0 \\ I(t) &= I_R \quad 0 < t \leq t_r \end{aligned} \quad (2.19.)$$

La solution de (2.18) est :

$$Q(t) = (I_F + I_R) \cdot \tau \cdot \exp(-t/\tau) - I_R \cdot \tau \quad (2.20.)$$

c'est à dire :

$$t_r = \tau \cdot \left[\text{Log} (1 + I_F/I_R) - \text{Log} (1 + \alpha I_F/I_R) \right] \quad (2.21.)$$

Kuno [II.5.] suppose que $(\alpha \frac{I_F}{I_R})$ est constant, indépendant de I_F et de I_R . La mesure de t_r pour différentes valeurs I_F/I_R (figure 2.13.) permet de tracer les variations de t_r en fonction de $\text{Log} (1 + I_F/I_R)$. On obtient alors une droite dont la pente est la durée de vie des porteurs τ comme l'illustre la figure 2.18.

b- Méthode de Moll

Moll suppose [II.6] , dans les mêmes conditions expérimentales, qu'à l'instant t_r où une charge d'espace se développe à la jonction et où la diode bloque la tension inverse appliquée, la charge stockée dans le dispositif est nulle ($\alpha = 0$), on a alors la relation simple :

$$\tau = \frac{t_r}{\text{Log} \left(1 + \frac{I_F}{I_R} \right)} \quad (2.22.)$$

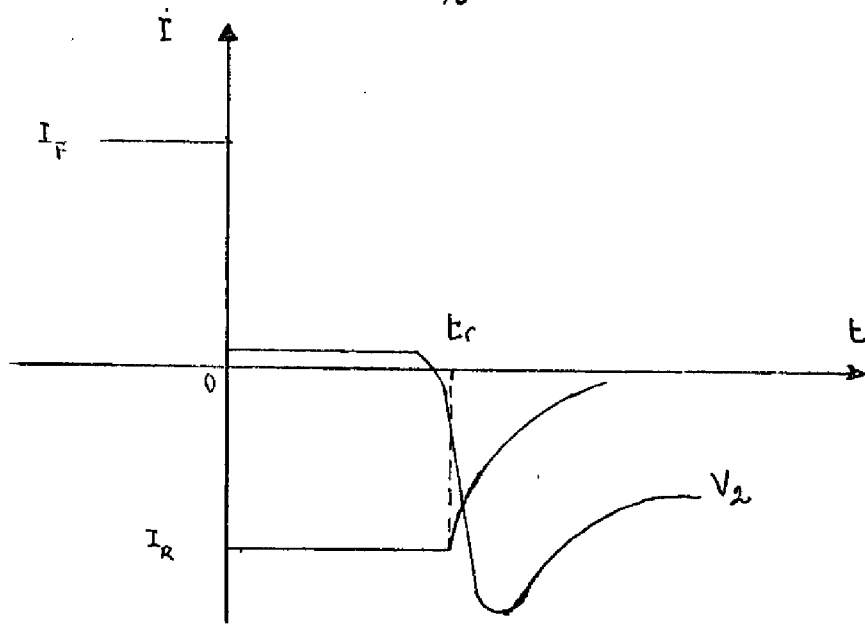


FIGURE 2-12

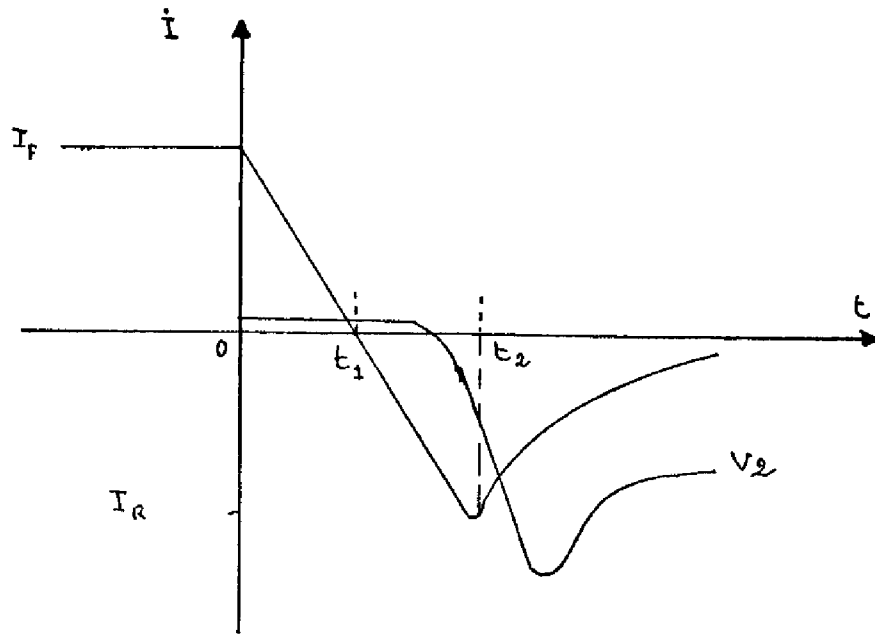


FIGURE 2-15

Une seule mesure de t_r permet donc de déterminer la valeur de τ .

c- Méthode de Kao

Dans cette méthode, on admet que le courant dans la diode ne peut pas s'inverser instantanément à cause des inductances du circuit.

La décroissance de I se fait donc [II.7.] avec un taux $\frac{dI}{dt}$ fini (voir figure 2.15). L'équation (2.18) se résoud dans les conditions :

$$\begin{aligned} I(t) &= I_F & t < 0 \\ I(t) &= I_F - \frac{dI}{dt} t & 0 \leq t \leq t_2 \end{aligned} \quad (2.23.)$$

$$\begin{aligned} Q(0) &= Q_F = I_F \cdot \tau \\ Q(t_2) &= 0 \end{aligned}$$

on a alors comme solution générale :

$$Q(t) = Q(0) \cdot \left[\frac{\tau}{t_1} (1 - \exp(-t/\tau)) - \frac{t}{t_1} + 1 \right] \quad (2.24.)$$

et en supposant que la charge restante au temps t_2 est nulle, on obtient à $t = t_2$

$$1 - \exp\left(-\frac{t_2}{\tau}\right) = \frac{t_2 - t_1}{\tau} \quad (2.25.)$$

Cette équation peut être résolue en τ pour des valeurs quelconques de t_1 et t_2 .

Un cas particulier est intéressant du point de vue pratique : il s'agit du cas où le courant inverse maximum est égal en valeur absolue à I_F , c'est à dire où

$t_2 = 2 t_1$, on a alors :

$$\tau = \frac{t_1}{0.796} \quad (2.26.)$$

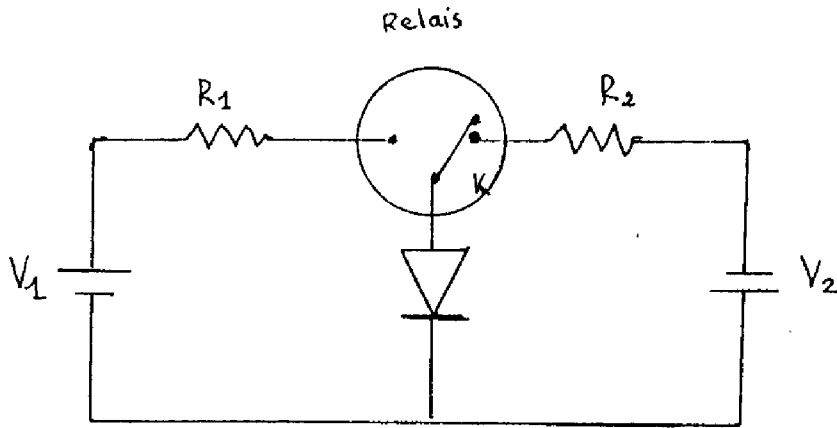


FIGURE 2-16

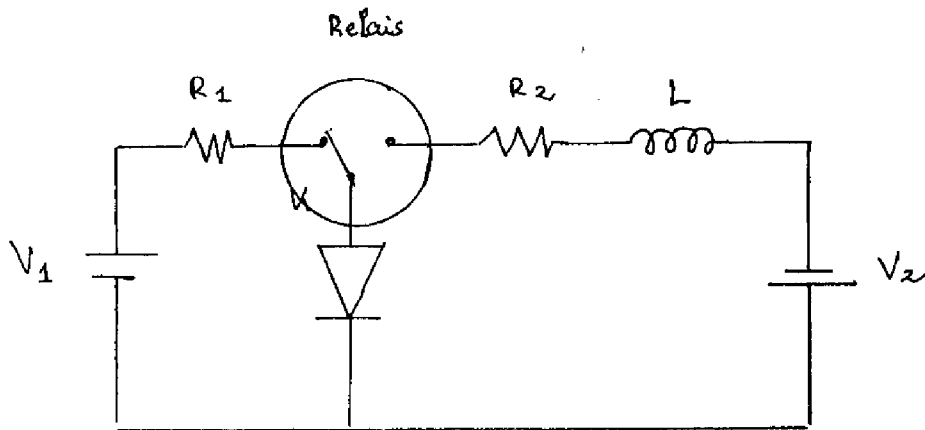


FIGURE 2-21

II.3.2. Mise en oeuvre de ces méthodes - Validité -

Par rapport aux méthodes OCVD et DI, le circuit électrique de mesure est un peu plus compliqué : il faut outre le circuit de polarisation directe du redresseur, un circuit de polarisation inverse destiné à l'extraction de la charge stockée. En ce qui concerne la mesure proprement dite, la principale difficulté réside dans la détermination objective des temps t_r , t_1 et t_2 sur un relevé oscilloscopique. En effet les formes d'onde observées ne sont pas exactement les formes d'onde idéales que chaque méthode suppose, en particulier lorsque le dispositif commence à bloquer la tension inverse.

a- Méthode de Moll et Kuno

Le circuit électrique utilisé est schématisé sur la figure 2.16. Le relais K permet de passer de la polarisation directe à la polarisation inverse. Les valeurs de V_1 , R_1 , V_2 et R_2 sont ajustées pour obtenir les valeurs choisies pour I_F et I_R .

Considérons tout d'abord la méthode de Moll : la figure 2.13 montre le relevé expérimental de $I(t)$ pour la diode n°9, dans les conditions $I_F = I_R = 1A$. On obtient $t_r = 0,7 \mu s$ et d'après (2.22) la valeur de la durée de vie $\tau = 1.01 \mu s$ valeur très inférieure à celle déterminée par la méthode OCVD.

Ce désaccord peut s'expliquer par l'observation des résultats du calcul numérique : la figure 2.17 montre les résultats de la simulation effectuée sur la diode n°9 avec comme donnée $\tau = 2,3 \mu s$. On observe un bon accord entre les courbes $I(t)$ expérimentale et simulée, ce qui signifie que l'origine du désaccord réside dans les hypothèses de la méthode expérimentale : le calcul numérique montre qu'à l'instant t_r la charge qui reste dans la base du dispositif est 0,46 fois la charge initiale ($\alpha = 0,46$), alors que Moll suppose $\alpha = 0$.

La méthode de Kuno, qui suppose simplement ($\alpha \frac{I_F}{I_R}$) constant doit alors être plus précise. La figure 2.18 montre les résultats expérimentaux (diode n°9) pour t_r en fonction du rapport I_F/I_R . La pente de la droite obtenue conduit à la valeur $\tau = 1.8 \mu s$. Les résultats de la simulation numérique,

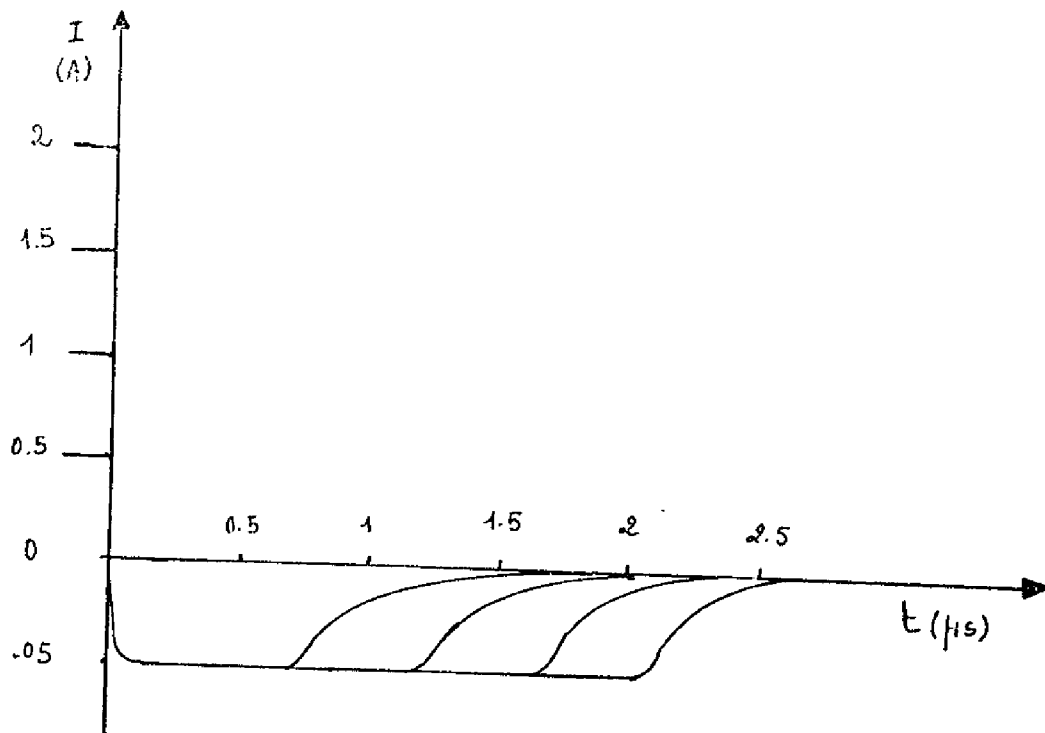


FIGURE 2-13

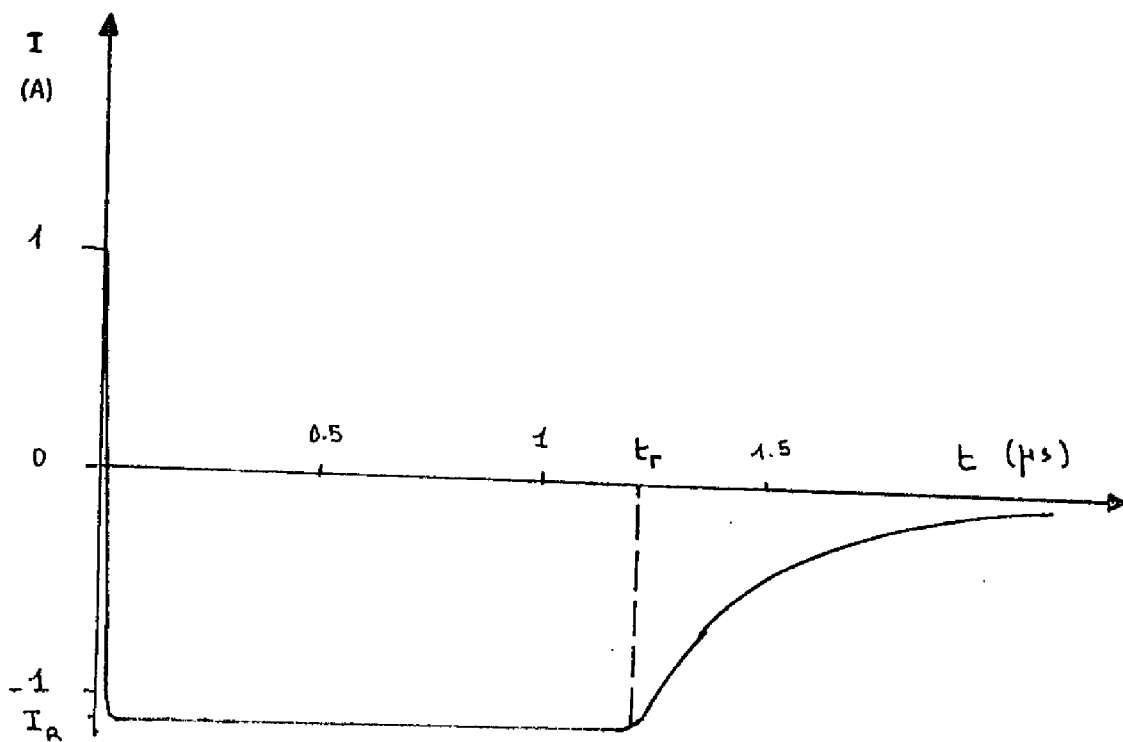


FIGURE 2-17

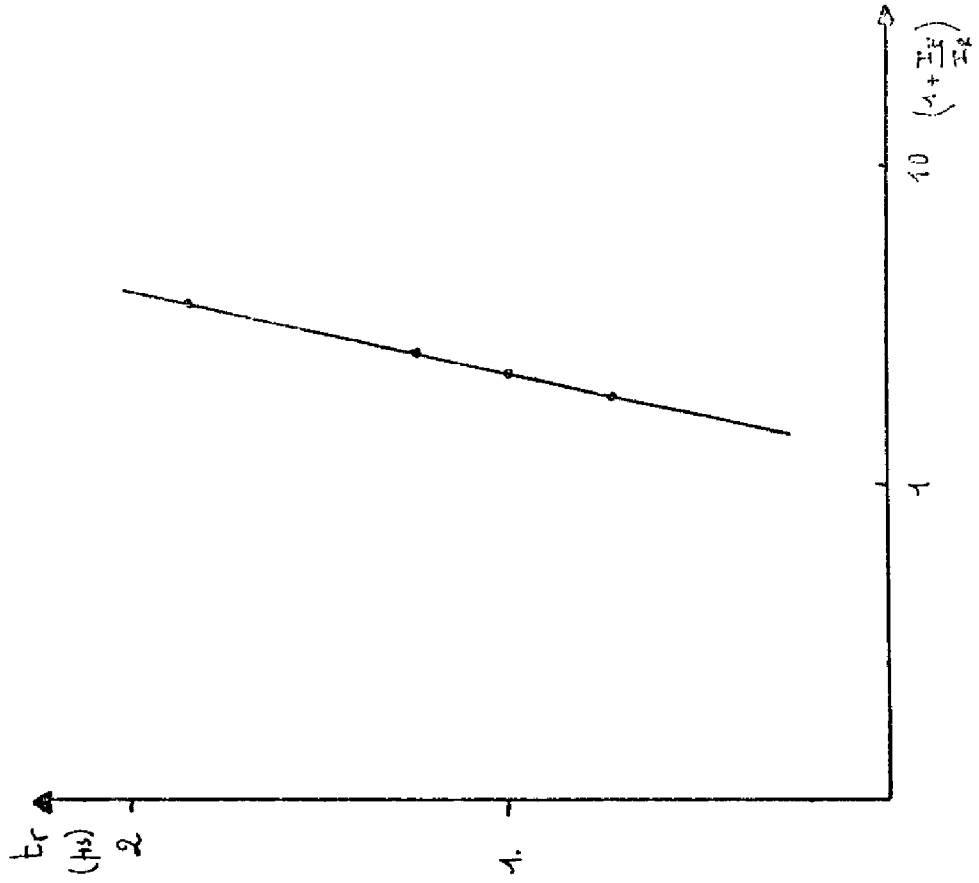


FIGURE 2-19 : Simulation

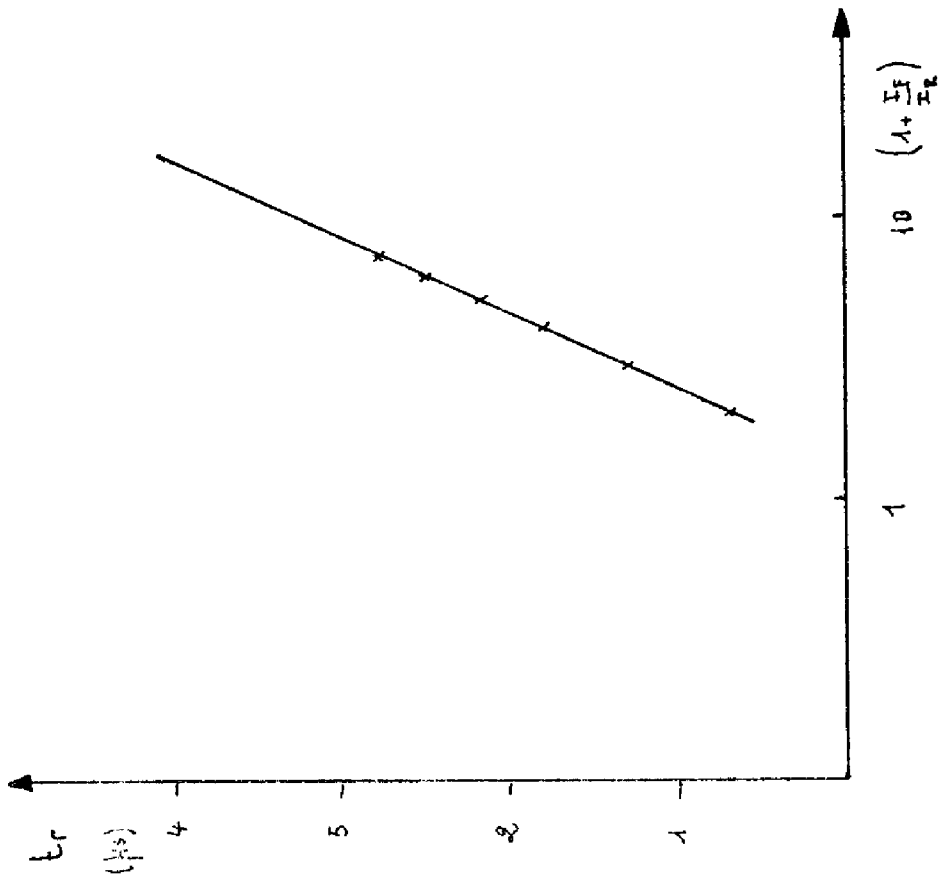


FIGURE 2-18 : Experience

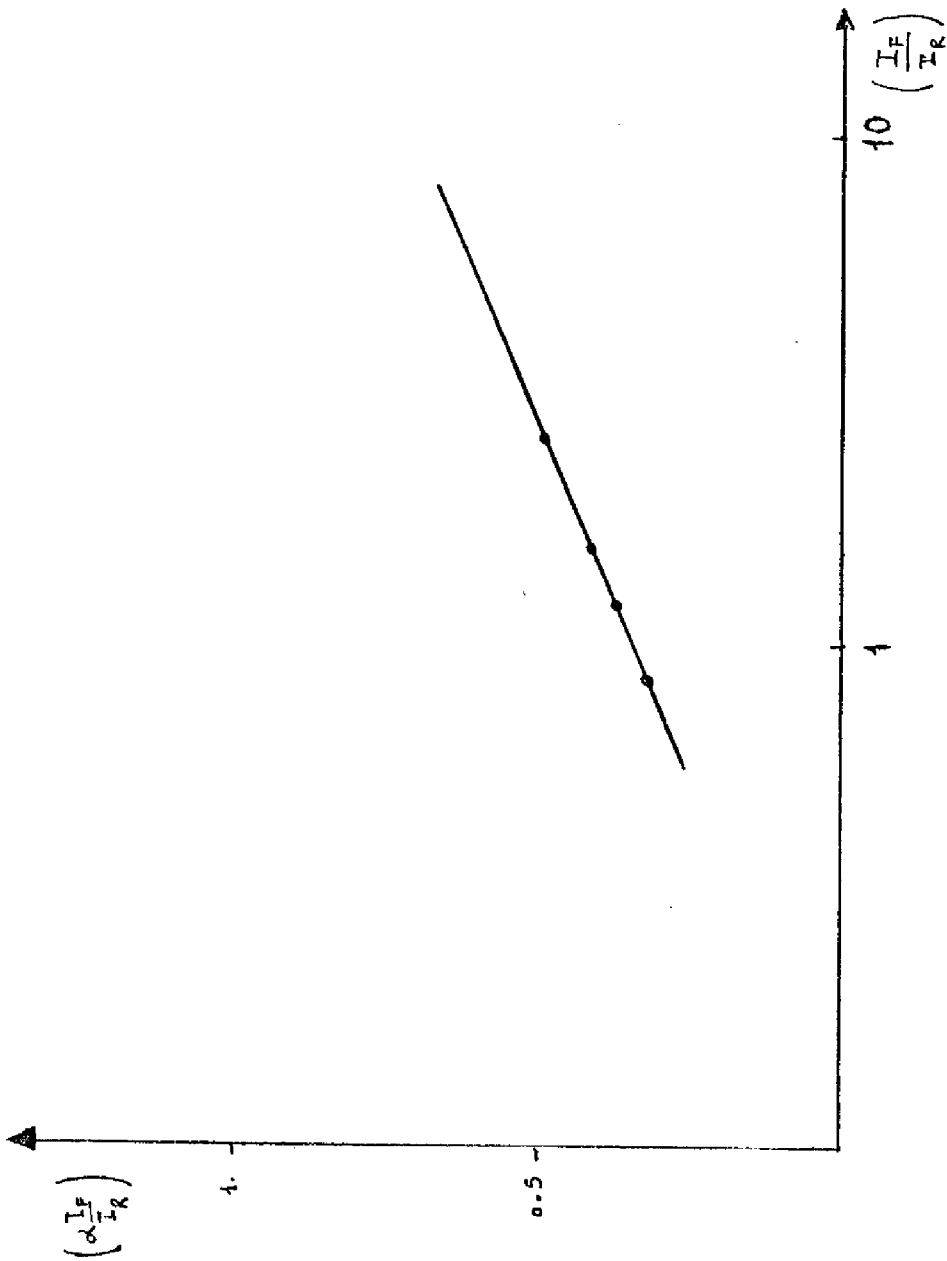


FIGURE 2-20

représentés sur la figure 2.19 conduisent à la même valeur $\tau = 1.8 \mu s$. Il subsiste toujours un écart entre cette valeur et la valeur de durée de vie, rentrée en donnée ($2.3 \mu s$), lié aux variations de $\alpha \frac{I_F}{I_R}$, pour différentes valeurs des courants I_F et I_R , comme la figure 2.20 le montre.

b- Méthodes de Kao

Le circuit utilisé est représenté sur la figure 2.21. L'inductance L permet de régler le taux de décroissance du courant dans le dispositif.

La figure 2.22 montre le résultat expérimental obtenu sur la diode n°9 avec $I_{max} = I_F$, qui conduit, d'après (2.26) à la valeur $\tau = 0.956 \mu s$. La simulation dans ces mêmes conditions (voir figure 2.23) conduit à $\tau = 0.9 \mu s$. Le désaccord avec la valeur rentrée en donnée ($2.3 \mu s$) s'explique ici aussi par le fait qu'à l'instant t_2 la charge stockée qui reste dans la diode est encore importante, 0.52 fois, la charge initiale, alors que dans l'intégration de l'équation (2.18) on l'a supposé nulle.

II.3.3.1. Résultats expérimentaux

Les résultats obtenus sur la série de dispositifs du tableau 2.1 confirment ceux que l'on vient de décrire concernant le dispositif n°9. Sur le tableau 2.3. on peut observer que les méthodes de Kao et de Moll conduisent dans tous les cas à des valeurs de τ sous-estimées par rapport à celles mesurées par la méthode OCVD, et aussi, d'après les résultats du calcul numérique par rapport aux valeurs réelles de τ dans ces dispositifs. La méthode de Kuno conduit à une meilleure estimation de τ , le seul inconvénient étant d'un point de vue pratique, le nombre de mesures à effectuer.

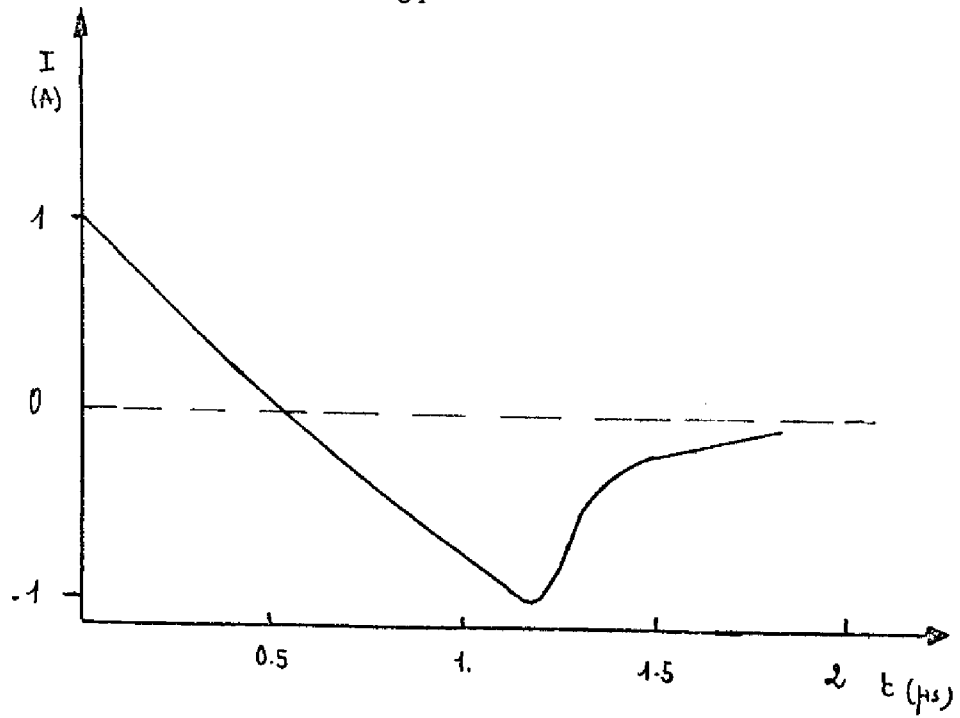


FIGURE 2-22 : Recouvrement KAO expérience

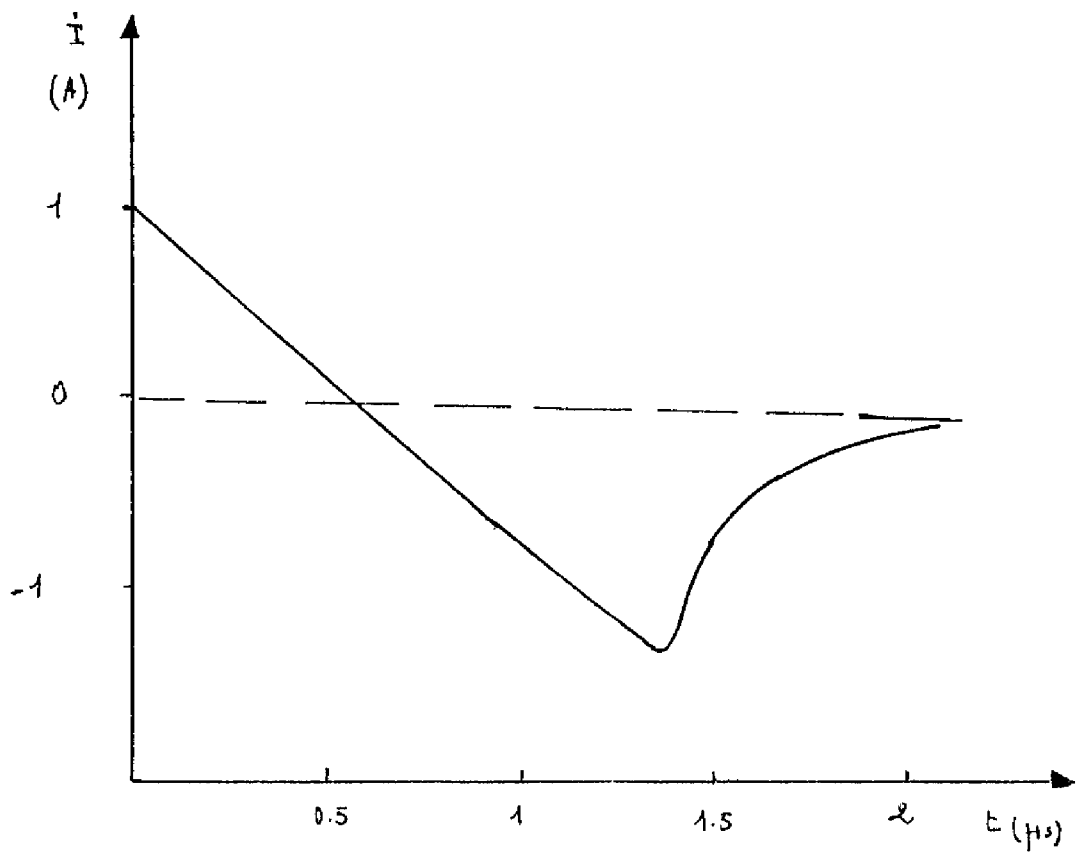


FIGURE 2-23 : Simulation

diode	10	9	8	7	6	5	4	P RN
τ_s Kuno	1.9	1.8	2.53	1.7	.31	.303	.148	.7
τ_s Moll	1.15	1.7	1.5	.98	.274	.245	.023	.6
τ_s Kao	1.15	.956	1.63	.937	.237	.206	.087	1.25

TABLEAU 2.3.

Résultats de mesures de durée de vie par les méthodes de Kuno, Moll, et Kao.

II.4. METHODES BASEES SUR LA MESURE DE LA CONCENTRATION DE CENTRES PROFONDS

Dans les dispositifs de puissance, la durée de vie des porteurs est contrôlée par l'introduction de centres profonds dont les caractéristiques physiques en tant que centres recombinants sont assez bien connues. On peut alors envisager une détermination indirecte de la durée de vie τ des porteurs, à partir de la mesure de concentration N_T de ces centres profonds.

En effet, les formulations données au premier chapitre permettent de relier N_T à τ , une fois connue la nature du centre (Au, Pt, etc...) et les valeurs des coefficients d'émission et de capture.

Parmi les méthodes électriques qui peuvent être utilisées pour la détermination de N_T nous avons retenue celle qui paraît la plus simple dans l'interprétation des résultats. Il s'agit de mesurer les variations de la capacité de transition d'une jonction, variations liées à celles de l'état de charge des centres profonds. Cet état est par ailleurs défini par les conditions de polarisation et de température.

II.4.1. Détermination de la concentration de centres profonds par la caractéristique $C(V)$ à basse température

Considérons une jonction P^+N abrupte dans laquelle on a introduit des centres profonds accepteurs dont le niveau d'énergie E_T est situé dans la moitié supérieure de la bande interdite ; ce cas particulier s'applique comme nous le verrons plus loin, aux dispositifs qui nous servent de support d'étude. La figure 2.24.a montre le diagramme d'énergie de la jonction soumise à une polarisation inverse $qV = E_{FN} - E_{FP}$ avec E_{FN} et E_{FP} les pseudo-niveaux de Fermi pour les électrons et les trous respectivement.

On voit sur la figure 2.24.b. que l'on peut distinguer deux régions dans la zone de charge d'espace de la jonction suivant la position relative de E_T et E_{FN} :

La région 1 ($0 < x < W - \lambda$) où $E_T > E_{FN}$

La région 2 ($W - \lambda < x < W$) où $E_T < E_{FN}$

où W est la largeur totale de la zone de charge d'espace, $W - \lambda$ le point où $E_T = E_{FN}$

Dans la région I, le taux d'occupation par un électron du niveau d'énergie du centre profond s'écrit :

$$f_n = \frac{1}{1 + \exp((E_T - E_{FN})/kT)} = \frac{e_p}{e_n + e_p} \quad (2.27)$$

où e_n et e_p sont les coefficients d'émission d'électrons et de trous respectivement, caractéristiques du centre profond. Si l'on admet que $e_p \ll e_n$, on a dans la région I

$$f_n \simeq 0$$

ce qui signifie que les centres profonds sont vides c'est à dire neutres et que la charge d'espace effective dans la région I est :

$$N_I = N_D - N_T f_n \simeq N_D \quad (2.28)$$

Dans la région II, l'état de charge des centres profonds est déterminé par la position relative du niveau de Fermi, pratiquement tous les centres

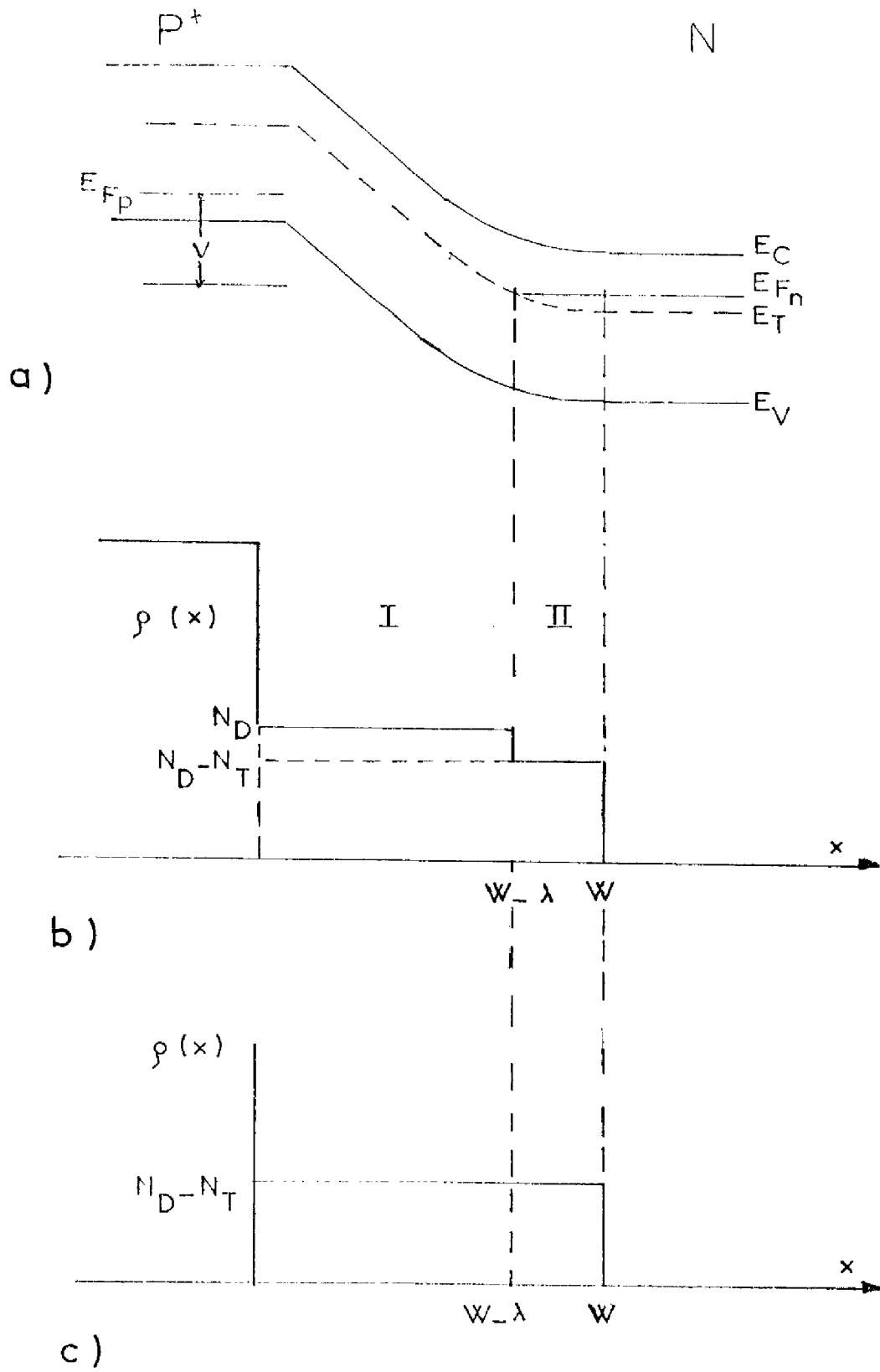


FIGURE 2-24

profonds sont pleins et contribuent à la charge d'espace dans cette région :

$$N_{II} \simeq N_D - N_T \quad (2.29)$$

La valeur de λ peut se calculer en écrivant la différence de potentiel $(E_T - E_{FN})/q$ entre les points W et $W - \lambda$, d'après l'équation de Poisson :

$$\frac{E_T - E_{FN}(W)}{q} = -\frac{q}{\epsilon} \left\{ (W - \lambda) \int_{W-\lambda}^W N_{II}(x) dx - \int_{W-\lambda}^W N_I(x) dx \right\} \quad (2.30)$$

où ϵ est la constante diélectrique du matériau. Si l'on suppose N_{II} constant dans la région II on obtient l'expression approchée.

$$\lambda^2 = \frac{2\epsilon}{q} \left(\frac{E_{FN} - E_T}{N_{II}} \right) \quad (2.31.)$$

et où E_{FN} , considéré constant dans la zone limite [II.9], peut se calculer à partir de l'expression

$$E_C - E_{FN}(W) = \frac{kT}{q} \text{Log} \left(\frac{N_{II}}{N_C} \right) \quad (2.32.)$$

Ce qui suppose les impuretés peu profondes totalement ionisées et les centres profonds entièrement occupés.

Dans ces conditions la mesure de la capacité G_I de la jonction en fonction de la tension appliquée permet d'accéder à la valeur de $N_I(x)$ si l'on suppose connues les valeurs de N_{II} et donc de λ .

En effet si la tension appliquée subit une variation dv suffisamment petite pour que l'on puisse négliger la variation de λ , et que $N_T < N_D$, la variation correspondante de la capacité de transition ne sera liée qu'à la modification de l'extension de la région I et on aura

$$N_I(W) = \frac{2}{s^2 q \epsilon} \left(\frac{dc}{dv} \right)^{-1} \quad (1.33.)$$

Pour accéder, maintenant, à la valeur de $N_{II}(x)$ qui permettra le calcul de λ et finalement $N_T(x)$, il suffit de faire une mesure de la variation de la capacité de jonction C_{II} en fonction de la tension appliquée avec tous les centres profonds pleins dans la région I, qui se confond alors avec la région II (figure 2.24.c).

Cette situation peut s'obtenir en polarisant en régime direct la jonction (pour remplir les centres profonds) et en "gelant" les porteurs sur les centres à une basse température (77°K) on aura donc :

$$N_{II}(W) = N_{II}(W - \lambda) = \frac{2}{q \epsilon_s} \left(\frac{dc_{II}^{-2}}{dv} \right)^{-1} \quad (2.34.)$$

La détermination de $N_{II}(W)$ permet alors de calculer λ et donc de $W - \lambda$. On obtient alors deux distributions $N_I(x)$ et $N_{II}(y = x - \lambda)$ dont la différence en chaque point X fournit la valeur $N_T(X)$.

Du moment que la jonction est très dissymétrique les expressions (2.33.) et (2.34.) sont valables quelque soit la forme de la distribution d'impuretés du côté le moins dopé. On suppose seulement que la variation spatiale de N_{II} est faible. D'autre part on suppose que au point $(W - \lambda)$ l'état de charge des centres profonds suit instantanément les variations imposées par la variation de la tension appliquée aux bornes de la diode. Cette hypothèse est justifiée compte tenu de la constante de temps associée à ce processus, calculée par Sah et Reddi [II.8].

II.4.2. Mise en oeuvre expérimentale

La méthode expérimentale consiste donc à effectuer deux mesures de la capacité de transition en fonction de la tension appliquée pour deux conditions d'état de charge des centres profonds.

Nous avons, ici, considéré le cas d'une diode P^+N avec un centre profond accepteur, qui correspond au cas des diodes PVN en étude dopées à l'or.

De façon analogue on peut traiter les autres cas possibles : jonction P^+N , N^+P , centre accepteur et donneur. Le tableau 2.4 regroupe les résultats que l'on obtient dans les deux conditions de mesures [II.9], de la capacité tension :

CENTRE	DIODE	N_I	N_{JI}	DIFFERENCE
Accepteur (-, 0)	P^+N	$N_D - N_T f_n$	$N_D - N_T$	$N_T (f_n - 1)$
Donneur (0,+)	N^+P	$N_A + N_T f_p$	$N_A + N_T$	$N_T (f_p - 1)$
Donneur (0,+)	P^+N	$N_D + N_T f_p$	N_D	$N_T f_p$
Accepteur (-,0)	N^+P	$N_A + N_T f_n$	N_A	$N_T f_p$

TABEAU 2.4.

DIODE N°	10	9	8	7	6	5	PIN
N_T cm^{-3}	$3 \cdot 10^{13}$	$3 \cdot 10^{13}$	$2.4 \cdot 10^{13}$	$3.4 \cdot 10^{13}$	$1.4 \cdot 10^{14}$	$1.7 \cdot 10^{14}$	$3.2 \cdot 10^{13}$
τ μs	$1.8 \cdot 10^{-6}$	$1.8 \cdot 10^{-6}$	$2.26 \cdot 10^{-6}$	$1.6 \cdot 10^{-6}$	$3.88 \cdot 10^{-7}$	$3.20 \cdot 10^{-7}$	$1.7 \cdot 10^{-6}$

TABEAU 2.5.

Concentration d'or N_T et la durée de vie correspondante calculée à l'aide de la relation 1.29.

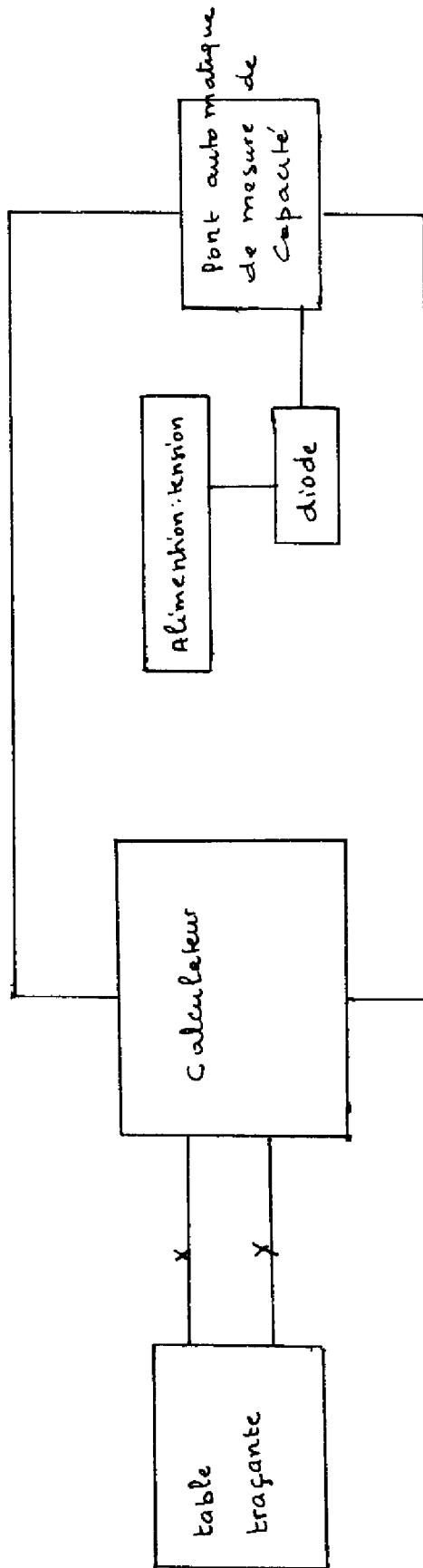


figure . 2.25

- I. température ambiante
- II. température inférieure à celle du "gel" des porteurs sur les centres profonds.

Nous avons mis en oeuvre cette méthode de mesure à l'aide d'un ordinateur numérique qui contrôle la mesure et le traitement des résultats.

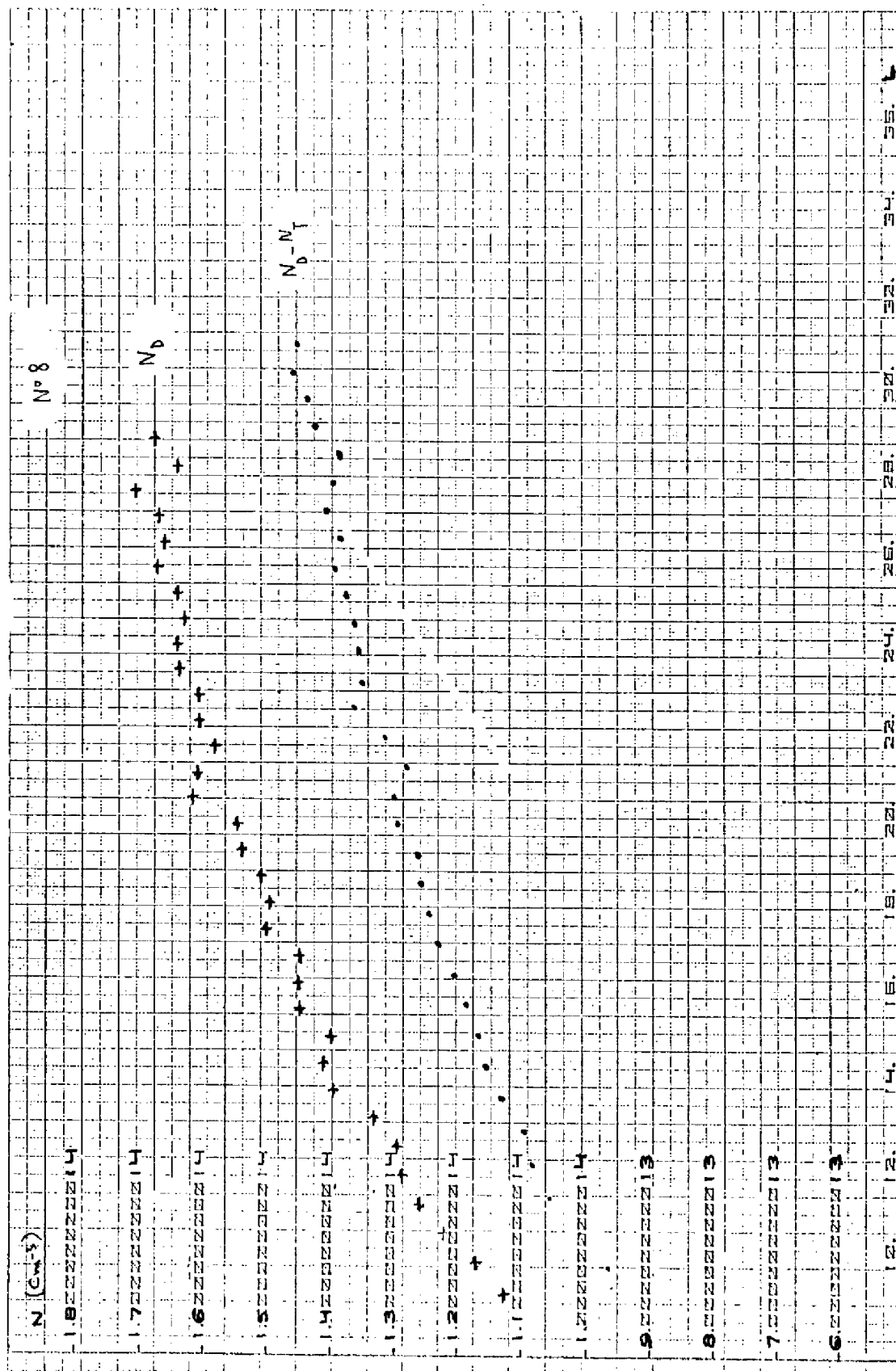
Le schéma bloc est donné, sur la figure 2.25 ; le calculateur commande l'application de la tension de polarisation appliquée à la diode et enregistre les couples de valeurs (C_{II}, V_{II}) (état de charge I). L'opération est répétée à l'état de charge II et on enregistre les valeurs (C_{III}, V_{III}) . Les expressions (2.33) et (2.34) et (2.32) sont alors utilisées pour calculer $N_D(x)$ et $N_T(x)$ qui sont représentées sous forme graphique au moyen d'une table traçante.

Les résultats obtenus sur les dispositifs, support de notre étude, sont donnés sur les figures 2.26 pour la diode n°8 qui est très peu dopée à l'or et 2.27 pour la diode n°5 qui est assez dopée ; on montre les variations en fonction de x des grandeurs N_D et $N_D - N_T$. La valeur de N_T dans chaque cas apparaît pratiquement constante, indépendante de x .

Les valeurs de N_T obtenues sont regroupées sur le tableau 2.5. Tout d'abord, on peut chercher à vérifier ces valeurs à partir des conditions d'élaboration de ces dispositifs. La diffusion d'or a été effectuée pendant deux heures aux températures T indiquées sur le tableau 2.6. La diffusion de l'or dans le silicium obéit à plusieurs mécanismes inter dépendants, diffusion substitutionnelle et interstitielle, taux de génération de lacunes, solubilité limite de l'or interstitielle et substitutionnel etc... Expérimentalement on observe des profils de concentrations de l'or en forme de U dont le fond est assez plat et occupe la plus grande partie du dispositif. La concentration d'or dans cette région peut se calculer suivant la loi empirique proposée par Lambert [II.10.]

$$N_T = N_{TS} (1 - e^{-2Kt})^{1/2} \quad (2.35.)$$

où N_{TS} est la solubilité limite en position substitutionnelle (fonction de la température et du dopage), t le temps de diffusion et K un paramètre fonction du taux de génération des lacunes.



(73)

figure: 2-26

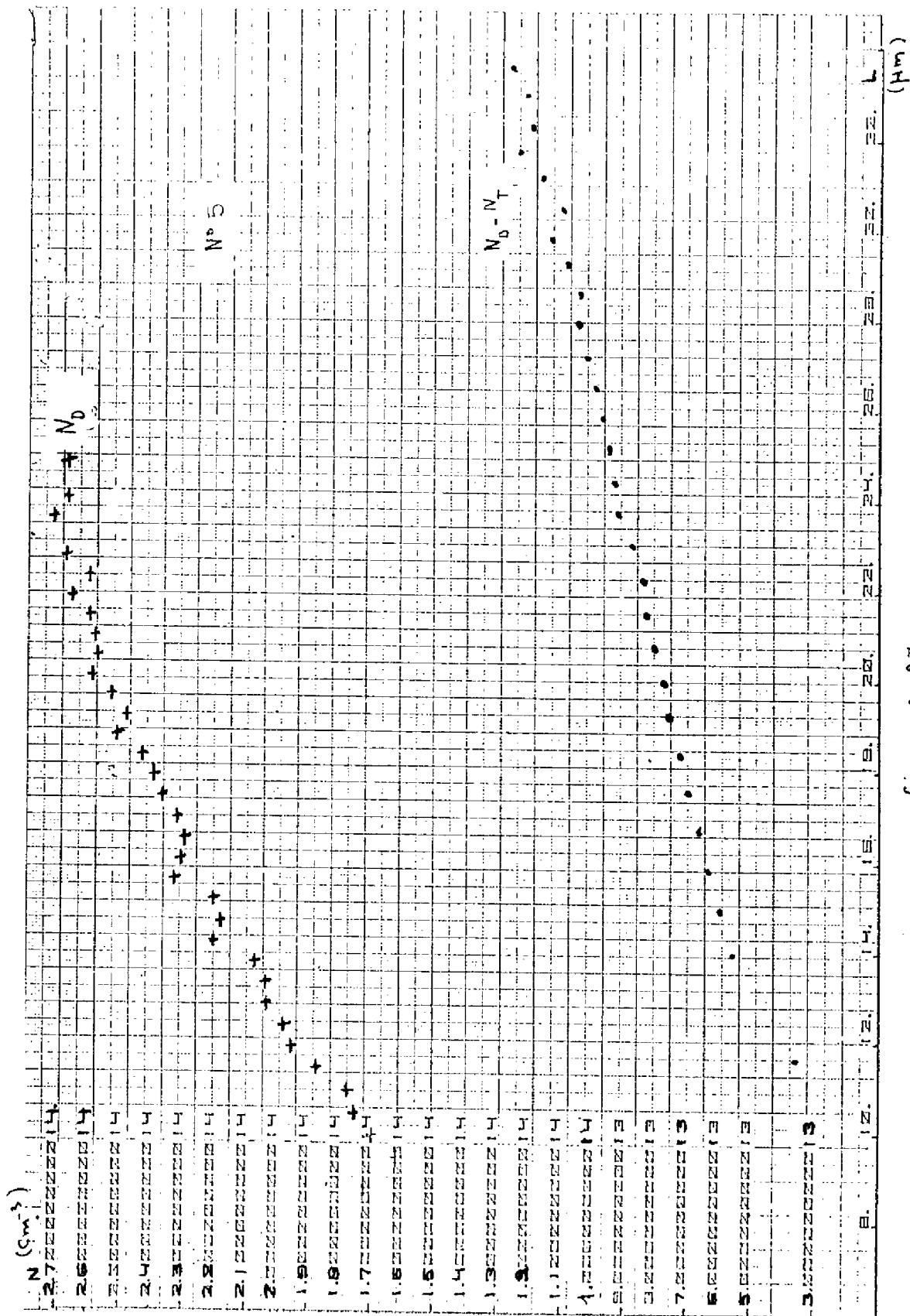


figure 2-27

(mm)

Diode	N_T	T	N_{TS}	K
10	$3 \cdot 10^{13}$	800	$1 \cdot 10^{15}$	$3.75 \cdot 10^{-6}$
9	$3 \cdot 10^{13}$	800	$1 \cdot 10^{15}$	$3.75 \cdot 10^{-6}$
8	$2.4 \cdot 10^{13}$	820	$1 \cdot 10^{15}$	$2.6 \cdot 10^{-6}$
7	$3 \cdot 10^{13}$	820	$1 \cdot 10^{15}$	$4.54 \cdot 10^{-6}$
6	$1.4 \cdot 10^{14}$	880	$3 \cdot 10^{15}$	$1.04 \cdot 10^{-5}$
5	$1.7 \cdot 10^{14}$	880	$3 \cdot 10^{15}$	$1.31 \cdot 10^{-5}$
4	$31 \cdot 10^{14}$	920	$3.85 \cdot 10^{15}$	$2.78 \cdot 10^{-5}$

Tableau 2-6

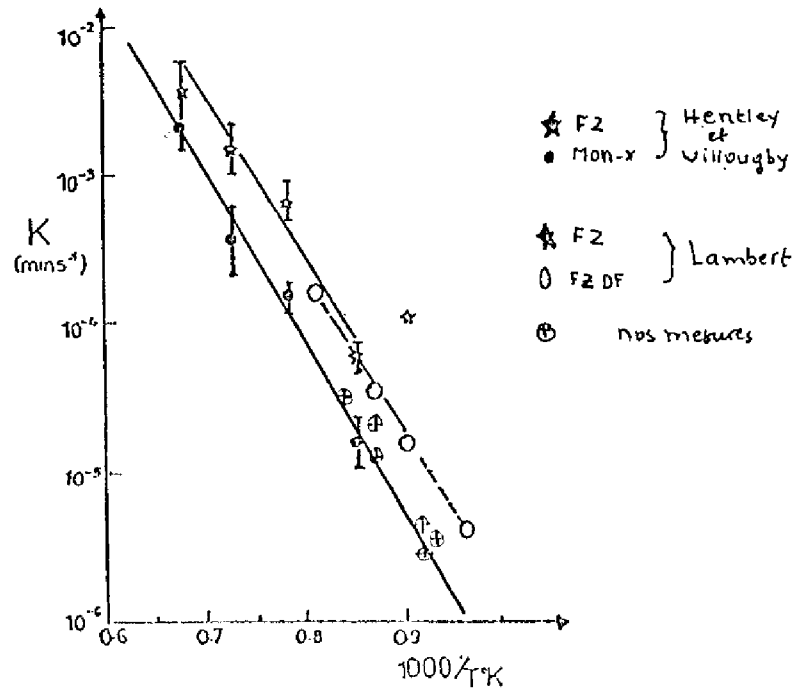


FIGURE 2-28

Les valeurs de N_T et de T indiquées sur le tableau 2-6 permettent de calculer pour $t = 120$ mn les valeurs de K , qui sont portées sur la figure 2.28. On peut noter un bon accord avec les résultats de Huntley et Willoughby [II.11] obtenu sur du silicium sans dislocations ; c'est le cas de nos dispositifs au début du processus technologique d'élaboration.

Ce résultat donne une vérification tout au moins qualitative des valeurs obtenus expérimentalement pour N_T , mais aussi il montre qu'à l'intérieur d'une même technologie de fabrication le contrôle de la durée de vie des porteurs par diffusion d'or peut être guidé (température et temps de diffusion) par une loi du type (2.35).

En second lieu les valeurs de N_T déterminées expérimentalement permettant de calculer les valeurs correspondantes de la durée de vie des porteurs (tableau 3) en utilisant les valeurs de Fairfield et Gokhale, données dans le premier chapitre, pour les coefficients de capture de l'or dans le silicium.

Il faut noter que la valeur de N_T (et donc celle de τ) s'obtient par la différence entre deux valeurs N_I et N_{II} assez proches et que la précision du résultat n'est pas très bonne en particulier dans le cas où N_T , N_D , N_A , comme on peut le voir en comparant les figures 2.26 et 2.27 qui correspondent aux diodes N°8 et N°5 (valeurs de N_T faible et forte respectivement).

II.5. ANALYSE COMPARATIVE DES RESULTATS OBTENUS PAR LES DIFFERENTES METHODES

Le tableau 2.7 regroupe les valeurs de la durée de vie τ des porteurs pour l'ensemble des diodes utilisées dans notre étude, valeurs obtenues suivant les différentes méthodes expérimentales que nous avons décrites. Tout d'abord on peut voir que les valeurs des colonnes 1,3 et 4 du tableau apparaissent assez bien groupées, et que par contre les résultats fournis par les méthodes de Moll et de Kao doivent être écartés.

On constate ensuite que l'écart entre les valeurs des colonnes 2,3 et 4 est relativement peu important (de 5 à 20 %) ; entre les colonnes 3 et 4 il est réparti de façon aléatoire, alors qu'entre les colonnes 2 et 3 il diminue lorsque τ devient faible ; ceci peut s'expliquer par la plus grande sensibilité de la mesure de N_T lorsque N_T augmente, c'est à dire lorsque τ diminue.

DIODE N°	τ (N_T) μs	τ pente μs	τ Kuno μs	τ Moll μs	τ Kao μs
10	1.8	2.34	1.9	1.13	1.15
9	1.8	2.3	1.8	1.01	0.956
8	2.26	2.7	2.53	1.5	1.63
7	1.6	1.86	1.7	0.98	0.937
6	0.388	0.388	0.31	0.274	0.237
5	0.320	0.330	0.303	0.245	0.206
4	0.175	0.190	0.148	0.023	0.087
P _{KN}	1.7	1.95	0.7	0.6	1.25

TABLEAU 2.7

En conséquence, on peut admettre que les trois méthodes de mesure O.C.V.D., Kuno et la mesure de N_T fournissent une bonne estimation de la valeur de la durée de vie. Si maintenant on considère les résultats des simulations de la méthode O.C.V.D. on peut admettre que c'est cette méthode qui, intrinsèquement, fournit le meilleur résultat, si les conditions expérimentales sont correctes. Par ailleurs elle présente l'avantage non négligeable de la simplicité de mise en oeuvre et d'interprétation des résultats.

oOo

Nous avons fait dans ce chapitre une étude comparée des différentes méthodes de mesure de la durée de vie des porteurs dans les redresseurs de puissance, applicables aux dispositifs finis.

Nous avons utilisé pour notre étude deux supports : d'une part une série de redresseurs PIN présentant une large gamme de valeurs des paramètres physiques et technologiques (dopages et épaisseur des différentes régions) et de la durée de vie. C'est sur ces dispositifs que nous avons mené l'expérimentation. D'autre part, un programme de calcul numérique permettant de simuler le comportement en régime dynamique de ces redresseurs, en particulier dans les conditions de mesure de τ . La comparaison des résultats expérimentaux et de ceux du calcul numérique nous a permis de mettre en évidence la validité ou la limitation de chaque méthode, et de conclure quant à ses possibilités d'application. Il est apparu en effet, que la méthode O.C.V.D., basée sur l'observation de la décroissance de la tension aux bornes de la diode lorsqu'on annule le courant direct, présente le double avantage de la validité confirmée par le calcul numérique et la simplicité de la mise en oeuvre.

oOo

CHAPITRE III

INFLUENCE DE LA DUREE DE VIE DES PORTEURS SUR LES PERFORMANCES
ELECTRIQUES DES REDRESSEURS DE PUISSANCE

Nous allons étudier dans ce chapitre, l'influence de la durée de vie τ des porteurs sur les performances électriques des redresseurs P.I.N. de puissance.

Le contrôle de la durée de vie au stade de la fabrication de ces dispositifs se fait en tout premier lieu pour régler la vitesse de commutation à l'ouverture. L'obtention de redresseurs rapides implique la réalisation de valeurs faibles pour la durée de vie, ce qui se traduit par une influence défavorable sur d'autres performances, parmi lesquelles la plus importante est la chute de tension en régime direct. En conséquence le choix d'une valeur de τ vise la réalisation d'un compromis entre la rapidité et les pertes de puissance. Il faut considérer ensuite les conséquences de ce choix sur d'autres performances telles que la tension maximale bloquée en polarisation inverse et le courant de génération thermique dans la région de charge d'espace dans les mêmes conditions de polarisation.

Ce sont ces différentes performances que nous considérons ici. A partir d'une analyse qualitative du comportement du dispositif ; nous déterminerons quelle valeur de τ (haut niveau, bas niveau, génération) doit être prise en compte dans chaque cas, et nous présentons alors des résultats qui montrent comment peut être guidé quantitativement le choix de la valeur de τ , c'est à dire de la concentration de centres profonds à introduire dans le processus de fabrication.

III. 1. INFLUENCE DE LA DUREE DE VIE DES PORTEURS SUR LA CHUTE DE TENSION EN REGIME STATIQUE DE POLARISATION DIRECTE

Nous nous intéressons aux niveaux de polarisation élevées auxquels les redresseurs P.I.N. de puissance sont habituellement soumis. Pour décrire le comportement du dispositif, une diode P.I.N. symétrique à jonctions abruptes peut être utilisée.

Une représentation schématique de la caractéristique courant-tension est donnée, sur la figure 3.1. ; la région centrale se trouve en fort niveau d'injection ($p \approx n$), et les régions P^+ et N^+ se trouvent en condition de faible injection jusqu'à des niveaux de courant très élevés.

La densité de courant J traversant la structure résulte de trois contributions :

- la première est une composante de recombinaison J_I dans la région faiblement dopée, la seconde et la troisième sont celles des courants de diffusion des porteurs minoritaires J_{Ln} et J_{Ip} dans les régions P^+ et N^+ respectivement.

Par ailleurs, la tension aux bornes du dispositif résulte de deux contributions : le potentiel de jonction et la chute ohmique dans la région faiblement dopée .

Sur ces bases, on peut distinguer en polarisation directe différents comportements que reflète la caractéristique courant-tension :

i) aux niveaux de polarisation moyens, la composante de recombinaison prédomine ($J \approx J_I$), la chute de tension ohmique dans la base I est indépendante du niveau de courant et la caractéristique $J(V_a)$ est de la forme :

$$V_a = 2 U_T \text{Log} \frac{J}{J_{SI}} + C_I \quad (3.1.)$$

où J_{SI} et C_I sont des coefficients liés aux paramètres physiques de la région de base, profondeur et durée de vie, notamment :

ii) aux forts niveaux de polarisation, les courants de diffusion dans les zones latérales deviennent prépondérants. ($J \approx J_{Ln} + J_{Ip}$). La chute de tension dans la base croît maintenant comme $J^{1/2}$, et la caractéristique est de la forme :

$$V_a = V_T \text{Log} \frac{J}{J_{SL}} + C_L J^{1/2} \quad (3.2.)$$

où J_{SL} et C_L sont des coefficients liés, cette fois ci, non seulement aux paramètres physiques de la région de base, mais aussi à ceux des régions fortement dopées : distribution d'impuretés et durée de vie notamment :

iii) lorsque le niveau de polarisation augmente encore et que les concentrations de porteurs deviennent de l'ordre de 10^{17} cm^{-3} , les effets de la réduction de mobilité par collision porteur-porteur et de la recombinaison Auger (bande à bande non radiative) deviennent sensibles.

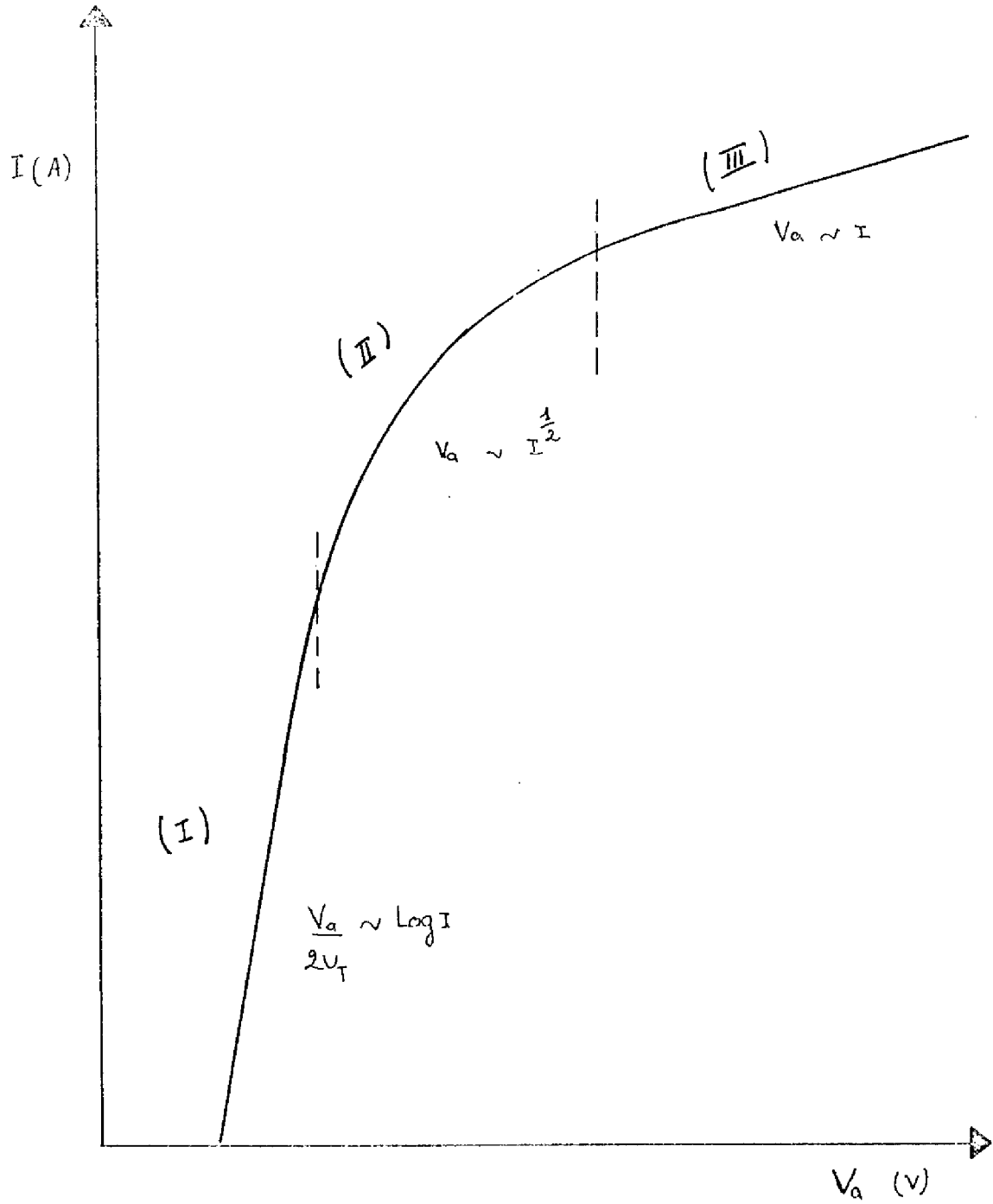


FIGURE 3-1

La réduction de la longueur de diffusion des porteurs dans la base est telle qu'on arrive à une résistance constante de cette région, même si le niveau de courant augmente, et en conséquence la caractéristique courant-tension devient pratiquement linéaire.

Du point de vue de la performance électrique la première région de la caractéristique $I(V_a)$ est plus favorable que les deux autres, et on doit donc s'attacher à étendre autant que possible la plage de niveaux de polarisation où domine le courant de recombinaison par rapport aux courants de diffusion J_{Ln} et J_{Lp} .

Pour juger de l'influence de la durée de vie τ sur ces courants, les densités de courant de saturation J_{sn} et J_{sp} sont un support de discussion commode. Ces paramètres sont définis par les relations :

$$J_{Ln} = J_{sn} \frac{p.n}{n_i^2} \quad (3.3.)$$
$$J_{Lp} = J_{sp} \frac{p.n}{n_i^2}$$

et représentent donc à n_i^2 près les coefficients de proportionnalité entre les densités de courant et le produit $p.n$ des concentrations des porteurs à la jonction.

Pour caractériser la région centrale faiblement dopée, on peut adopter le rapport entre la largeur de la région et la longueur de diffusion des porteurs

$$\frac{W}{L} = \frac{W}{(D\tau)^{1/2}} \quad (3.5)$$

où D est le coefficient de diffusion ambipolaire.

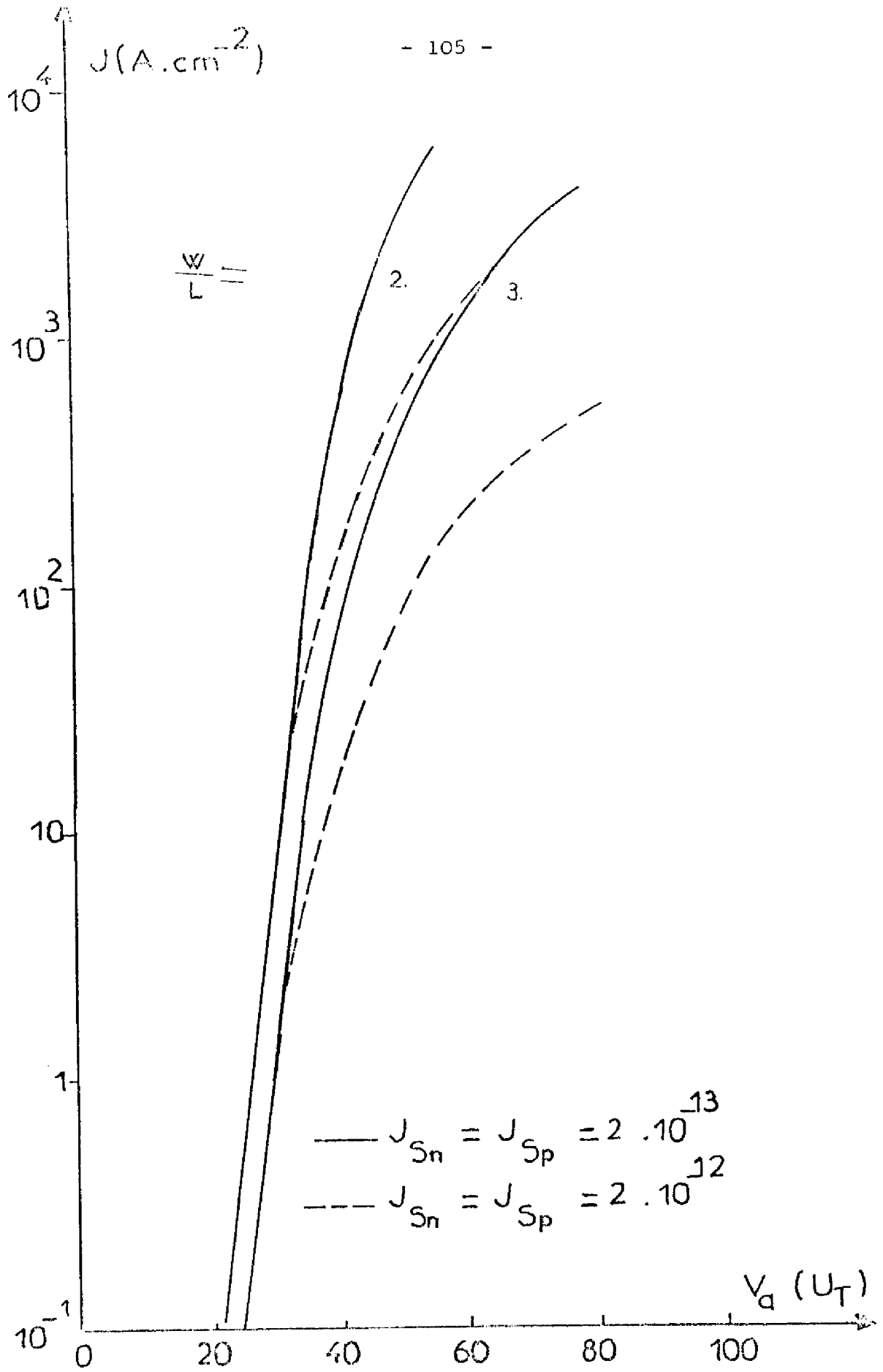


FIGURE 3-2 : Influence de la durée de vie sur la caractéristique I (V)

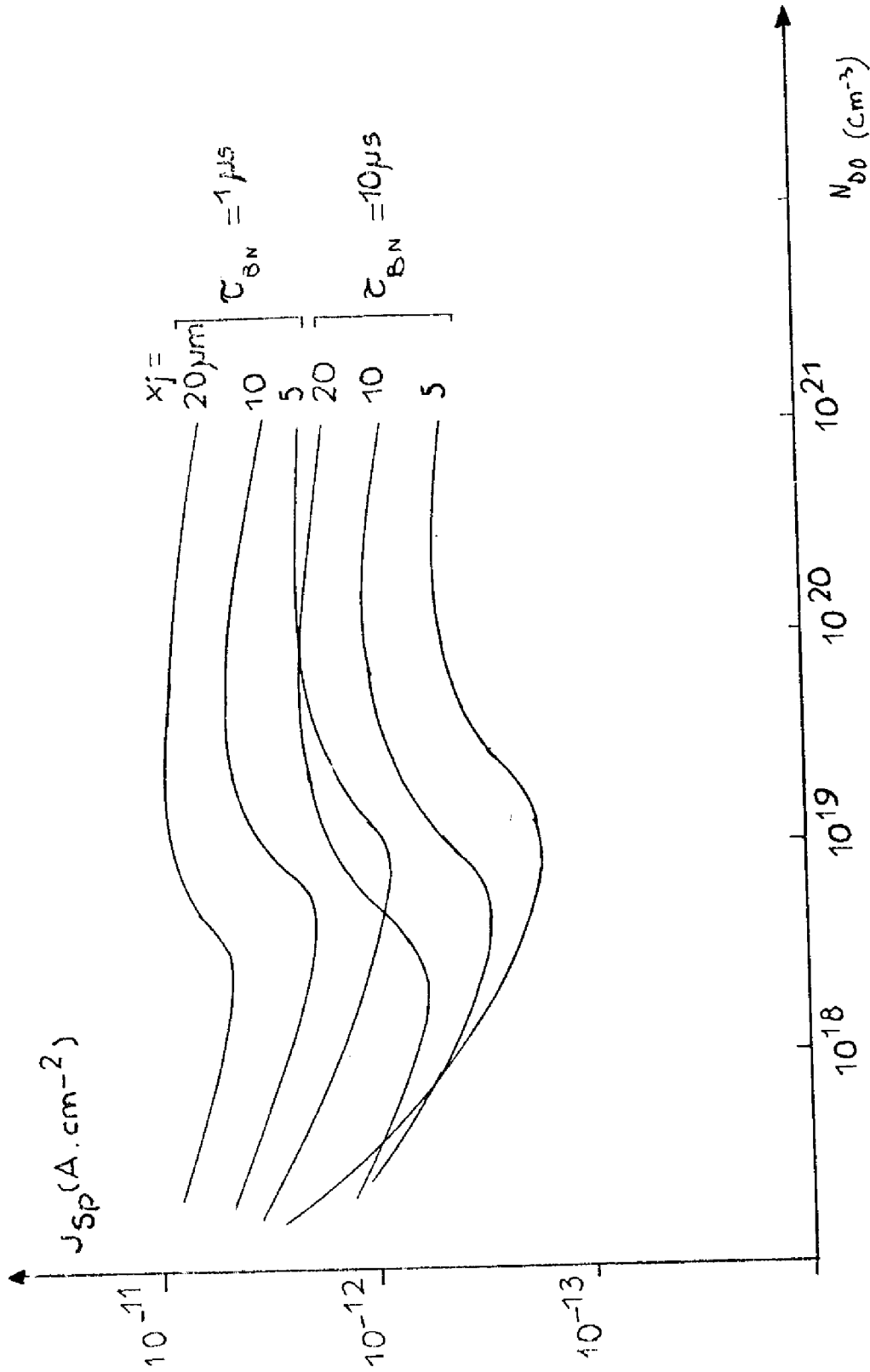


FIGURE 3-3 : Variation de J_{sp} pour une jonction N_p^+ diffusée à profil d'impureté gaussien en fonction de la concentration en surface N_{D0}

La figure 3.2 montre de manière schématique l'influence des valeurs de W/L et J_{sn} et J_{sp} sur la caractéristique directe d'un redresseur P.I.N. On constate que la valeur W/L influence sur la valeur de V_a dans toute la caractéristique, et aussi que le niveau de courant pour lequel on passe du régime (I) au régime (II) est fonction de la valeur de J_{sn} et J_{sp} .

a- Influence de la durée de vie dans les régions fortement dopées

Dans ces régions le niveau d'injection reste faible et la durée de vie à considérer est donc τ_{BN} (bas niveau). La figure 3.3. montre les résultats de calcul numérique [III.1] effectués sur des fonctions N^+P diffusée à profil d'impuretés gaussien. Ces résultats tiennent compte des effets liés aux fortes concentrations d'impuretés : recombinaison Auger, perturbation de la structure de bandes du semi-conducteur par les fortes concentrations d'impuretés dopantes. On a porté la valeur de J_{sn} en fonction de la concentration d'impuretés en surface N_{DO} , pour différentes profondeurs de la diffusion (5, 10, 20 μm).

Deux valeurs de la durée de vie τ_{BN} ont été considérées : 1 et 10 μs , pour montrer l'influence de ce paramètre sur la valeur de J_{sn} : on a approximativement $J_{sn} \approx (\tau_{BN})^{1/2}$; en conséquence, on doit réaliser des composants dont la durée de vie des porteurs à bas niveau d'injection, soit aussi élevée que possible, compte tenu de la valeur visée pour τ_{HN} .

b- Influence de la durée de vie dans la région faiblement dopée

La chute de tension en direct dépend des caractéristiques physiques de la base (W, τ_{HN}) et des valeurs de J_{sn} et J_{sp} qui caractérisent les régions latérales du dispositif.

Les figures 3.4, a, b montrent les variations de V_a avec la valeur de τ_{HN} pour différentes valeurs de la densité de courant J dans le dispositif.

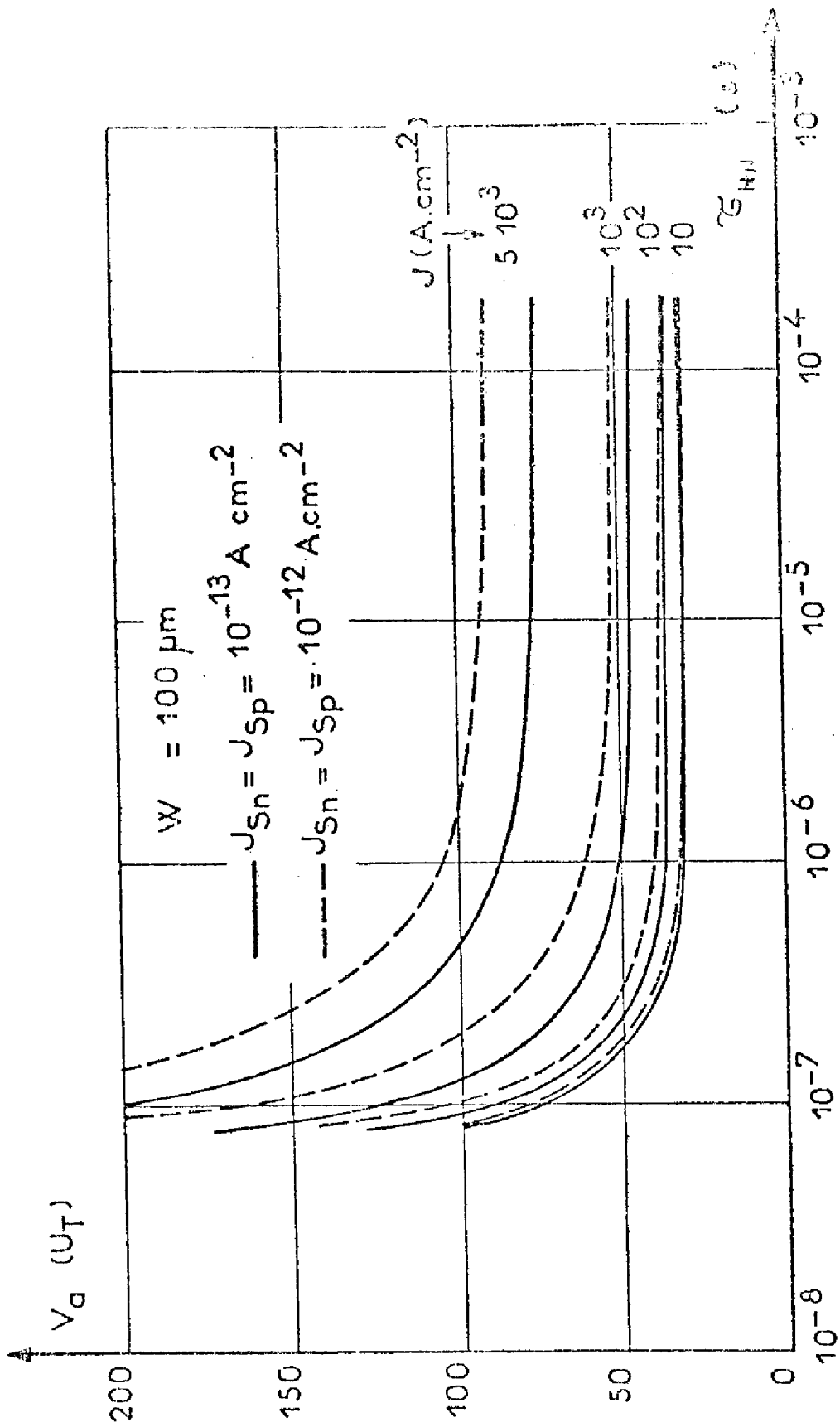
La structure considérée est une diode P.I.N. à jonctions abruptes. Deux valeurs de largeur de base ont été utilisées (100, 200 μm) et les régions latérales sont représentées par les paramètres J_{sn} et J_{sp} dont les valeurs (10^{-12} et 10^{-13} A cm^{-2}) correspondent à des cas réalistes. (Cf. figure 3.3.).

Ces résultats montrent que pour chaque valeur de W , lorsqu'on diminue la valeur de τ , la tension directe augmente très rapidement à partir d'un seuil, dont la valeur dépend du niveau de courant. C'est autour de cette valeur de seuil que la recherche d'une valeur optimale de τ doit se faire, compte tenu de l'influence de τ sur les autres performances électriques que nous allons considérer.

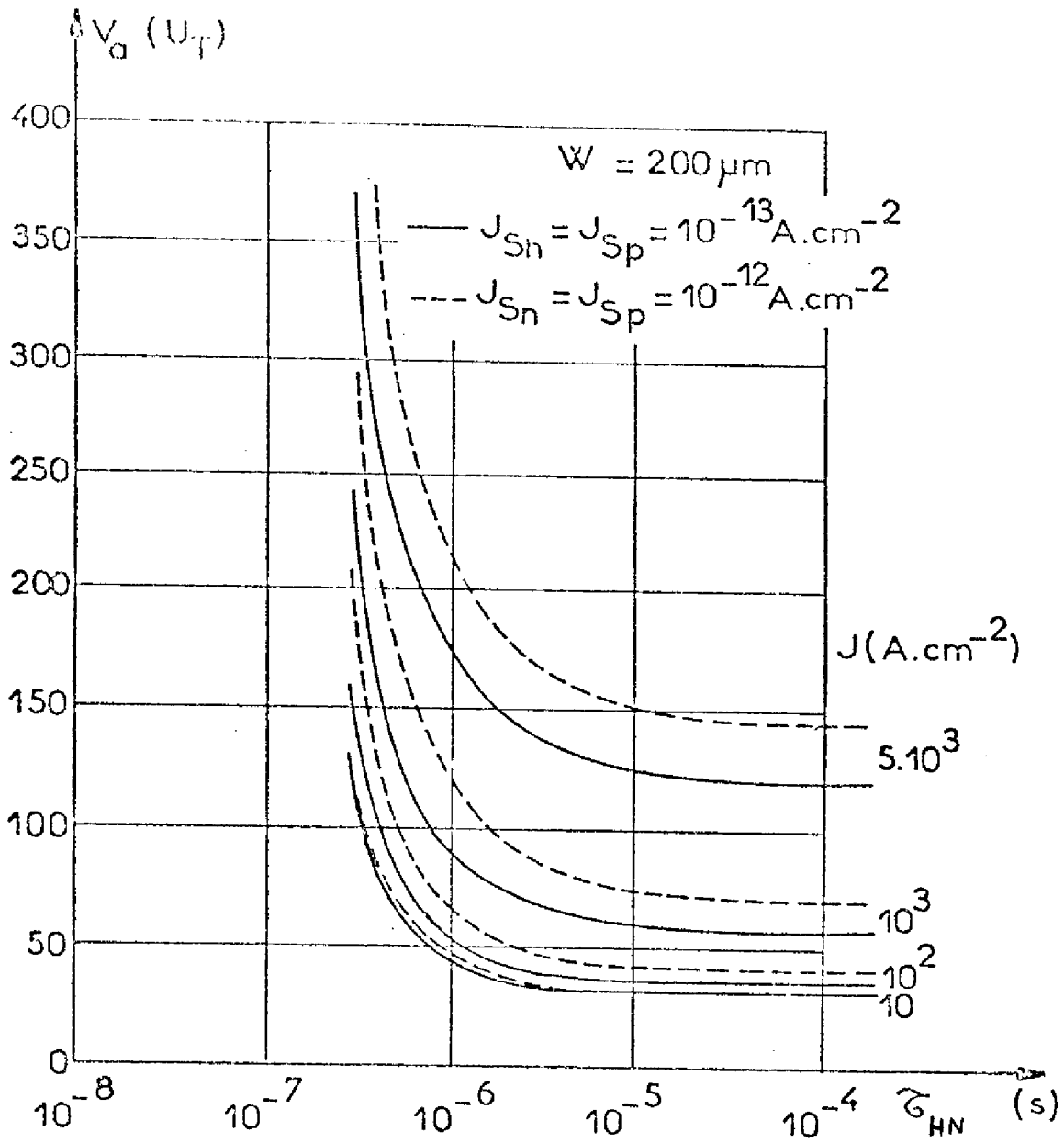
III. 2. INFLUENCE DE LA DUREE DE VIE DES PORTEURS SUR LA COMMUTATION A L'OUVERTURE

Considérons un redresseur placé dans un circuit électrique comme sur la figure 3.5; lorsque la force électromotrice est positive, le dispositif se trouve polarisé en régime direct ; en régime établi, la distribution de porteurs est comme le montre la figure 2.1. La charge stockée par les porteurs dans la base est directement liée à la durée de vie τ_{HN} .

Lorsque la force électromotrice s'inverse, on force dans le dispositif un courant inverse ; ce courant s'ajoute à la recombinaison des porteurs pour entraîner une diminution de la charge stockée dans la base du redresseur. Lorsque la concentration des porteurs près de la jonction est suffisamment faible, une charge d'espace peut se développer qui bloque la tension inverse



- FIGURE 3-4 a



- FIGURE 3-4-b

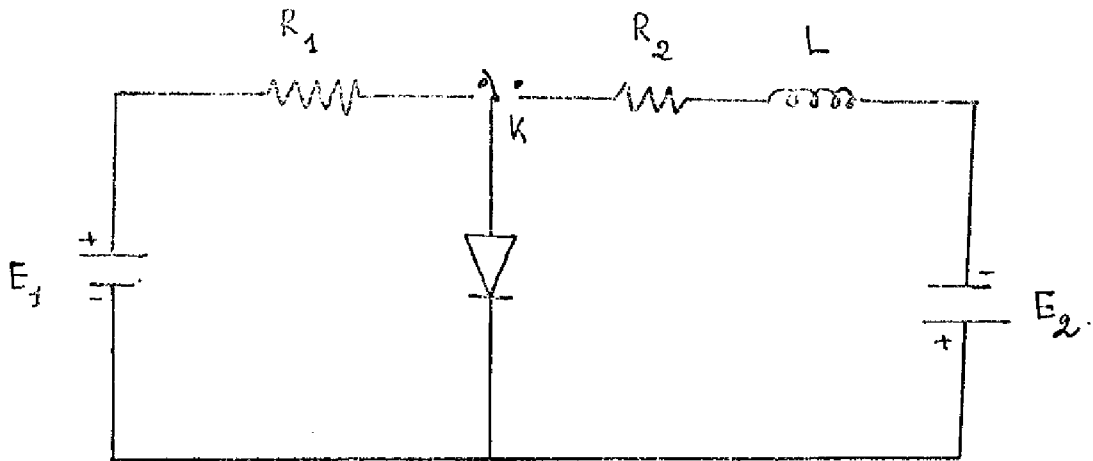


figure 3.5.

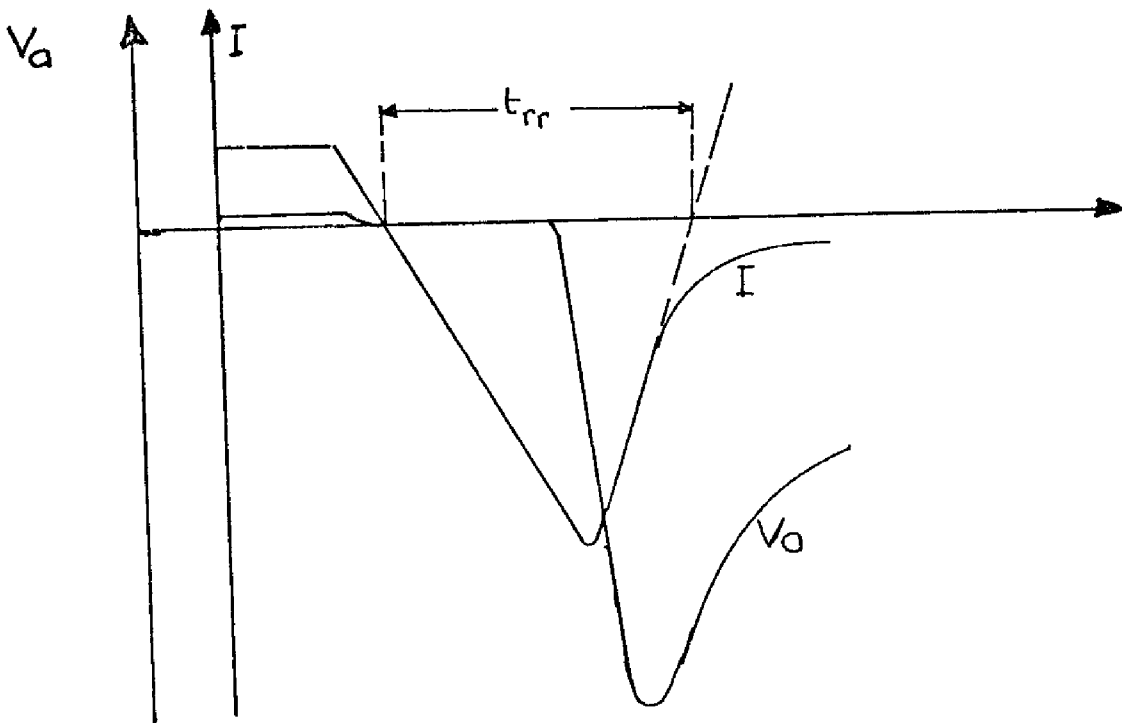


FIGURE 3-6 ondes de courant et de tension et definition de t_{rr}

appliquée au dispositif.

Ce développement permet de collecter des porteurs, qui traversent la région de charge d'espace sous l'action du champ électrique. Cependant cela entraîne l'apparition d'une tension inverse aux bornes du redresseur et, en conséquence, le courant fourni par le circuit diminue rapidement ; ensuite la charge stockée qui reste dans la base disparaît principalement par l'effet des recombinaisons. Pendant tous les processus schématisés sur la figure 3.6., la forme exacte des ondes de courant et de tension résulte des interactions entre le dispositif semiconducteur et le circuit électrique, et dépend donc des valeurs de E , R , L , etc... Une description précise n'est pas possible qu'en traitant chaque cas particulier au moyen du calcul numérique.

On peut faire cependant quelques observations générales : si bien les formes du courant et de la tension dépendent du circuit de polarisation, pour un circuit donné, la durée du régime transitoire t_{rr} , aussi bien que la charge recouvrée (Cf. figure 3.6.) sont des images de la charge stockée dans le dispositif avant l'ouverture, et donc, de la durée de vie des porteurs à fort niveau d'injection.

- après le temps t_{rr} , lorsque la tension inverse apparaît aux bornes du redresseur, on peut avoir deux cas :

- l'extension de la charge d'espace est suffisante pour vider pratiquement tous les porteurs de la base (perçage)

- l'extension de la charge d'espace n'affecte qu'une fraction de la région de base ; ce dernier cas est le plus courant dans une utilisation normale. Il reste alors, généralement dans la région non balayée par la région de charge d'espace des porteurs en concentration bien supérieure à celle des impuretés dopantes.

La durée de vie qui contrôle la recombinaison de ces porteurs sera donc τ_{HN} , et ce n'est que lorsque leur concentration diminue, que la valeur de la durée de vie à faible niveau τ_{BN} aura une influence.

Ces considérations sont illustrées sur la figure 3.7 qui présente des résultats de calcul numérique, obtenus sur le même dispositif P.I.N., dans le même circuit de polarisation. La valeur de τ_{HN} est la même dans tous les cas, et on a simplement fait varier le rapport τ_{HN}/τ_{BN} pour montrer le peu d'influence de τ_{BN} sur la partie du transitoire de recouvrement tant du point de vue de la rapidité de recouvrement que des pertes de puissance à la commutation.

Considérons maintenant l'influence de τ_{HN} sur le recouvrement inverse, que nous avons étudié au moyen du calcul numérique. Nous avons simulé le comportement à l'ouverture d'une diode P.I.N. à jonctions abruptes et couches uniformément dopées, comme au paragraphe précédent, dans le circuit de la figure 3.5. Un courant de 10 A est imposé en régime direct et le taux de variation du courant est de $25A/\mu s$; en régime inverse une tension de 30 V est appliquée à la diode. Nous avons considéré deux valeurs de la largeur de la région faiblement dopée (100 et 200 μm).

Les figures 3.8 et 3.9 montrent les régimes transitoires du courant dans le redresseur pour les différentes valeurs de τ que nous avons considérées.

Les figures 3.10. et 3.11. montrent les variations correspondantes du temps de recouvrement t_{rr} .

On peut constater sur ces courbes une zone de variation linéaire de t_{rr} avec la valeur de τ , suivie d'une zone où la variation est plus lente.

En ce qui concerne le compromis chute de tension en directe - rapidité de commutation les figures 3.10 et 3.11.b montrent les résultats obtenus : on voit que pour chaque valeur de W , si τ est plus grand qu'une certaine valeur seuil, le temps de recouvrement t_{rr} augmente sans que la chute de tension en direct V_a soit améliorée. D'autre part, on voit aussi que pour des valeurs de τ inférieures à cette valeur de seuil, l'amélioration des performances en commutation ne peut s'obtenir qu'au prix d'une dégradation

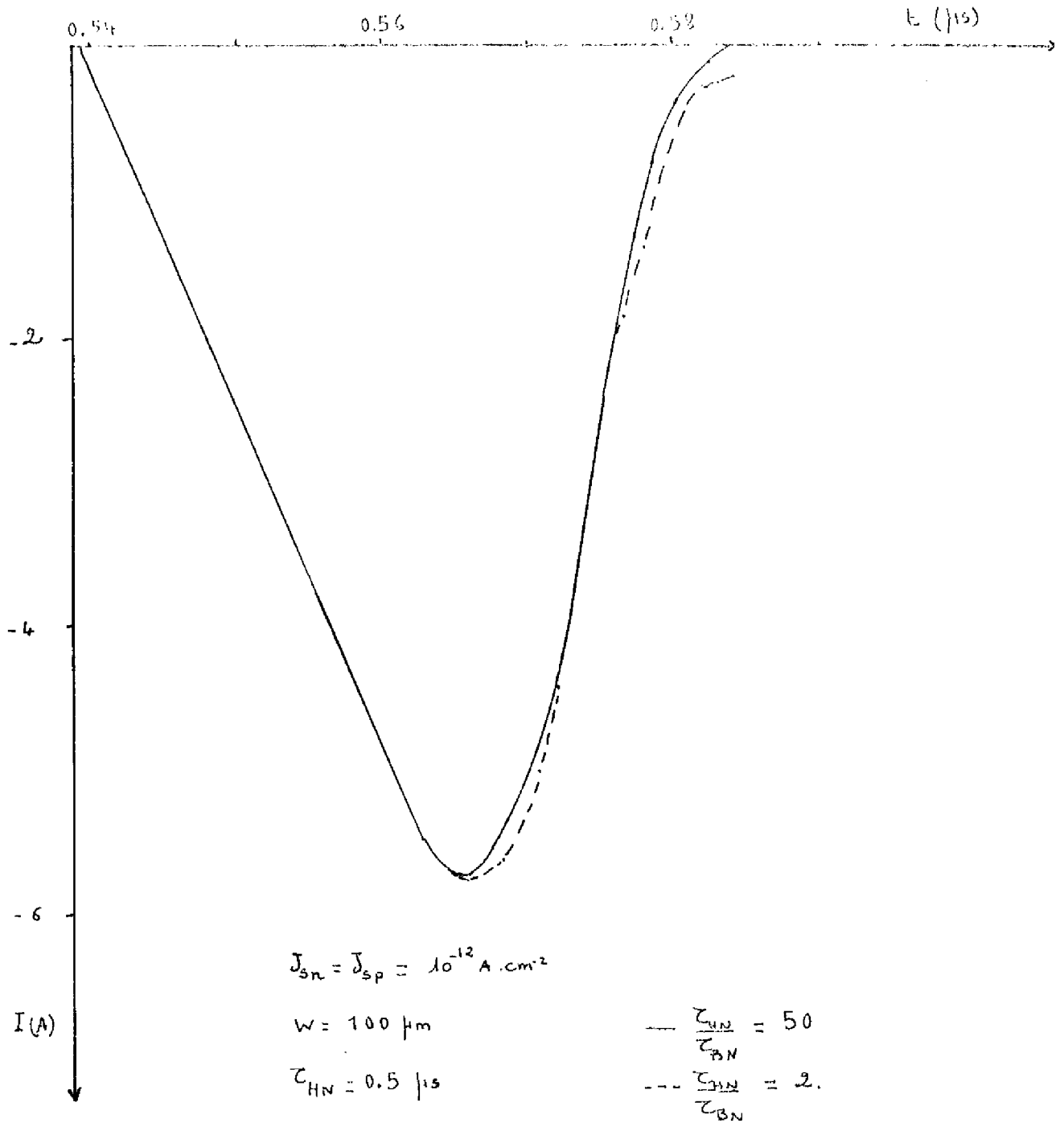


FIGURE 3-7

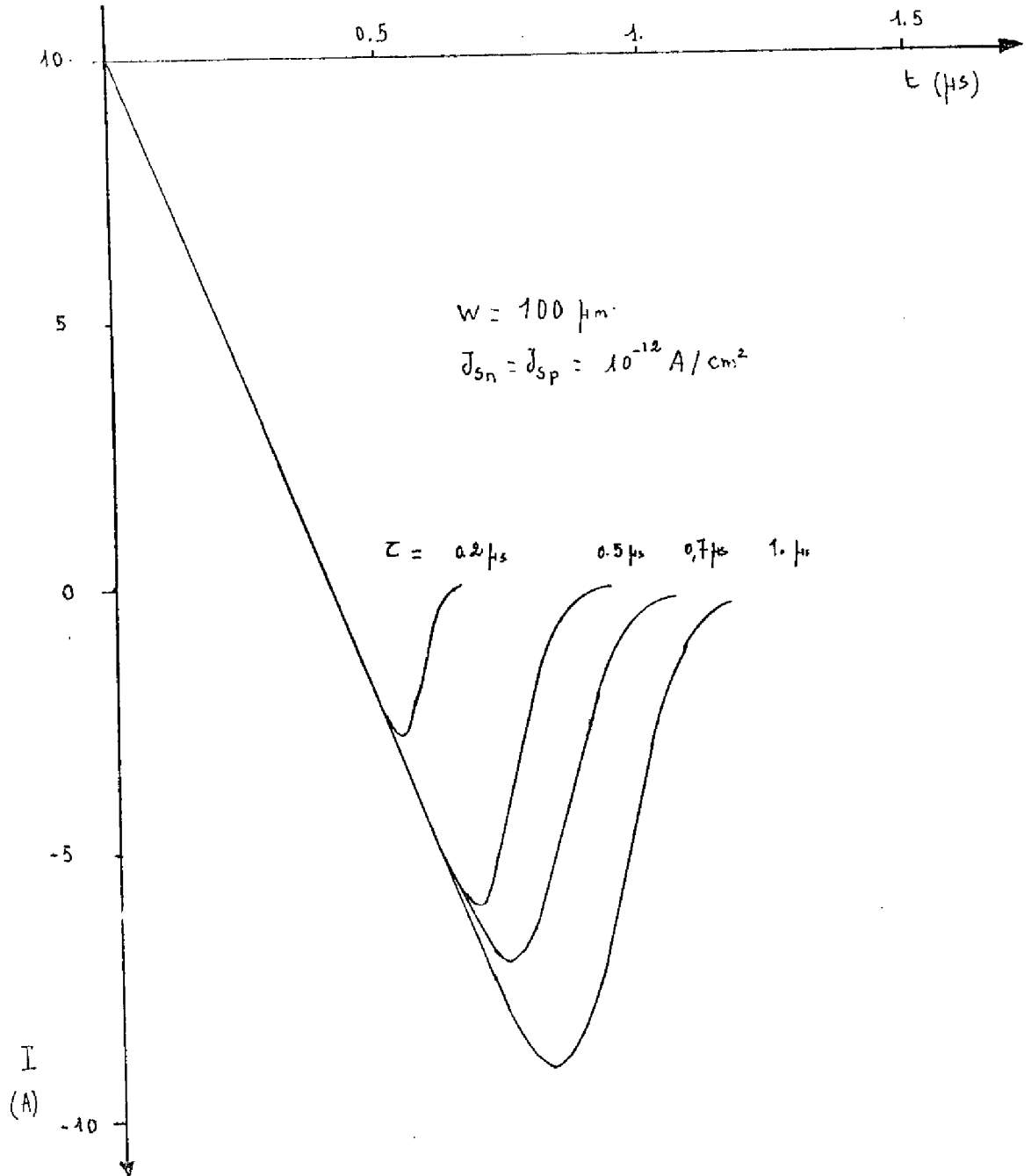


FIGURE 3-8

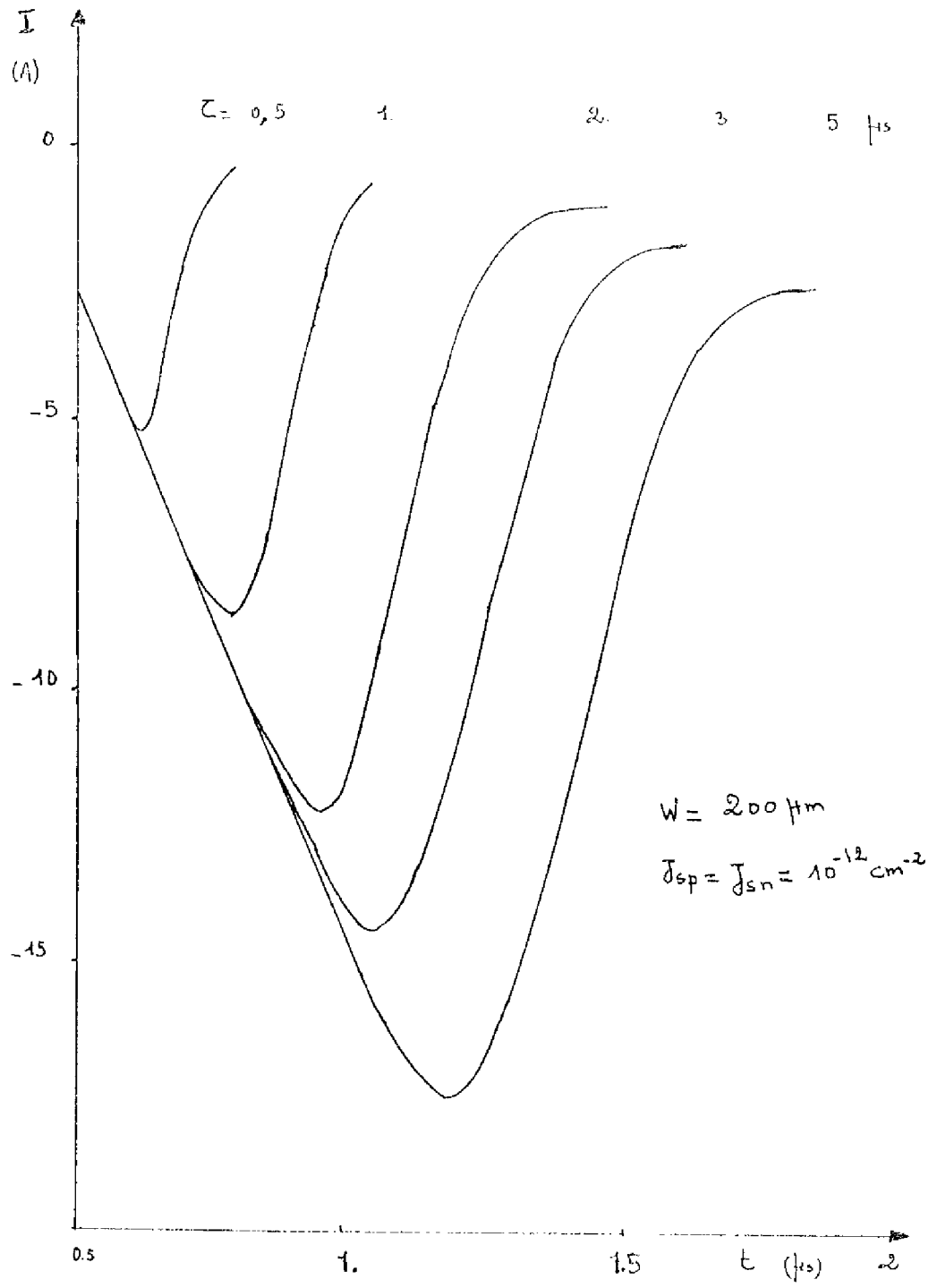


FIGURE 3-9

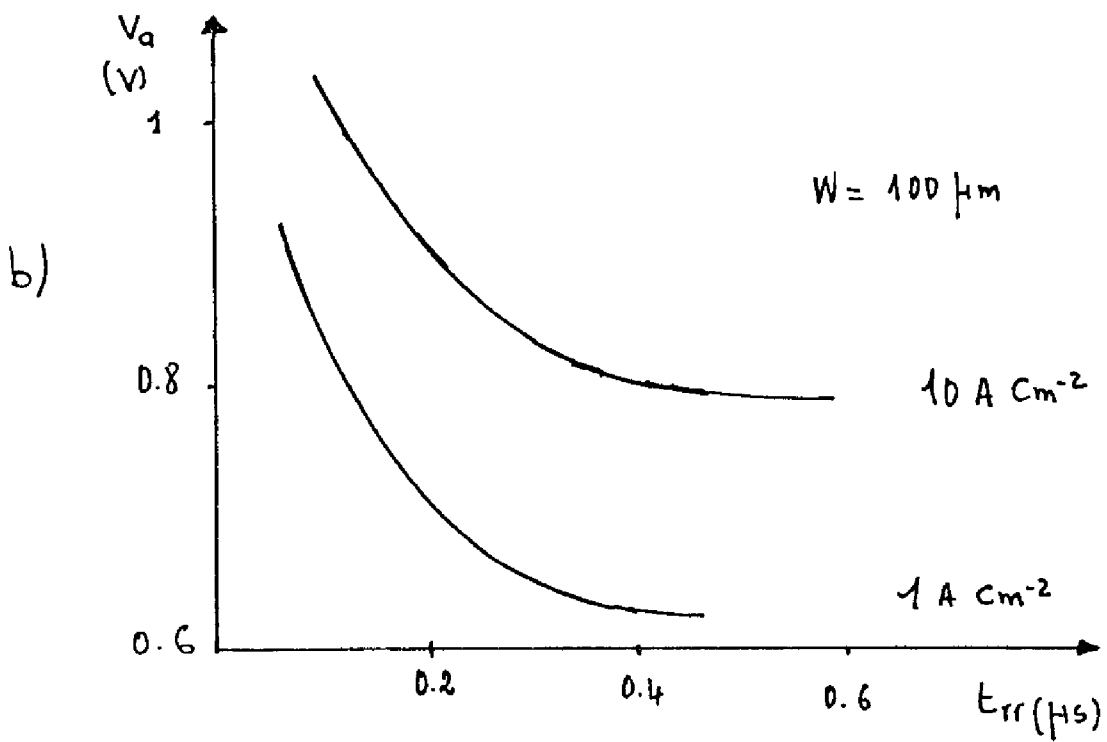
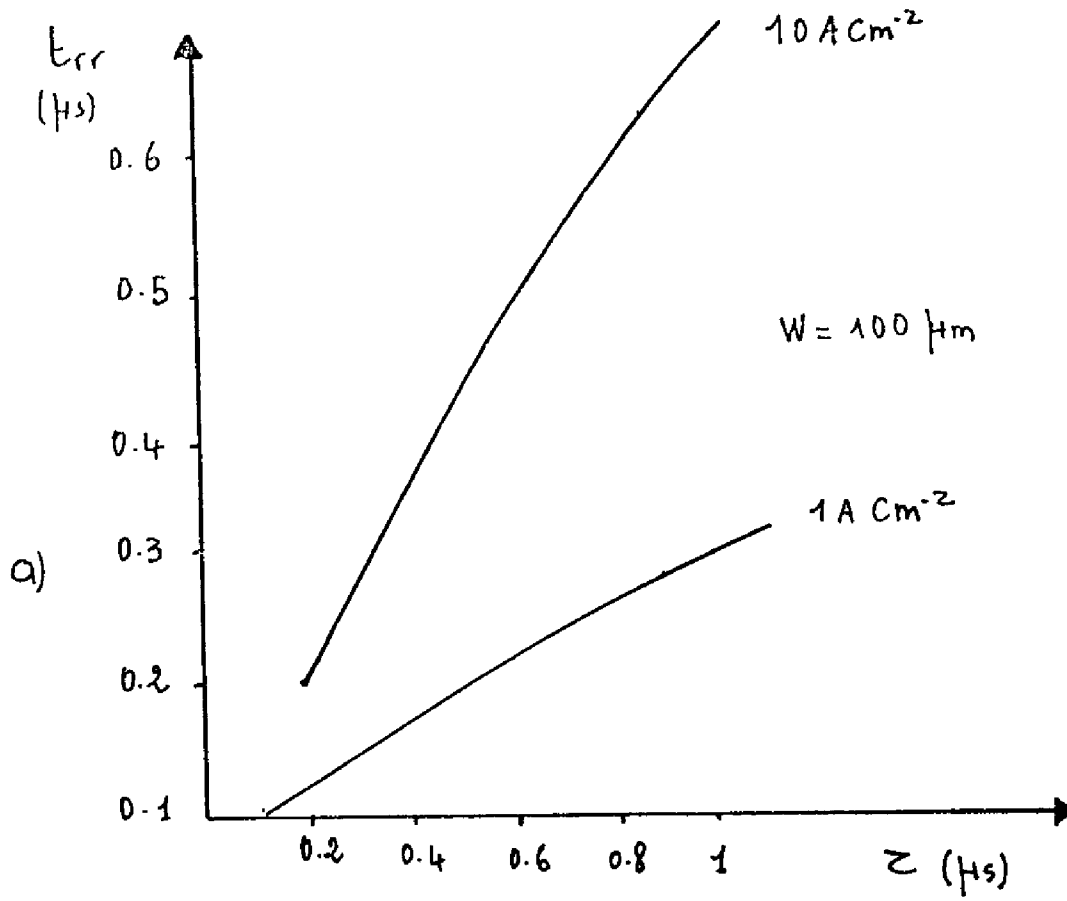


figure 3.10

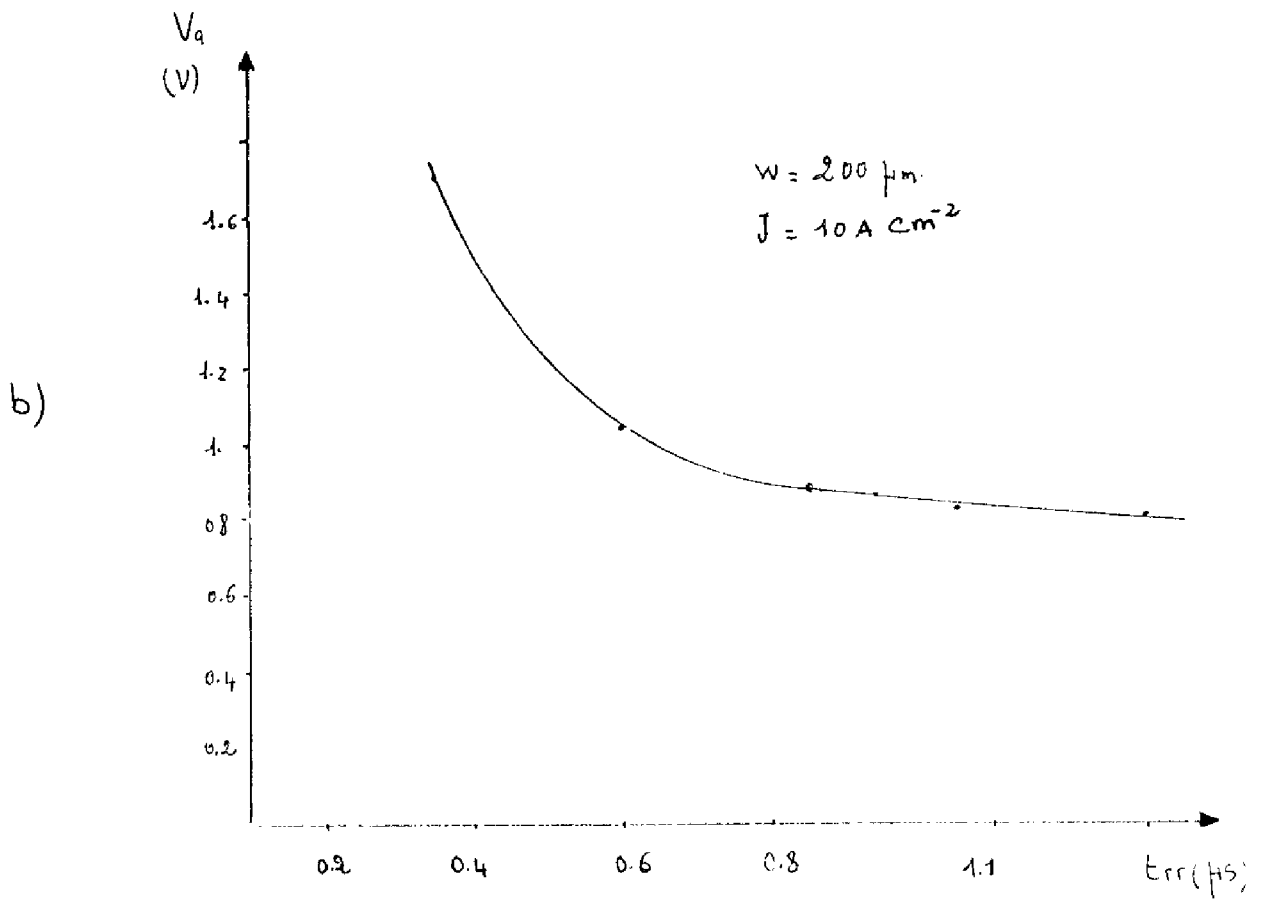
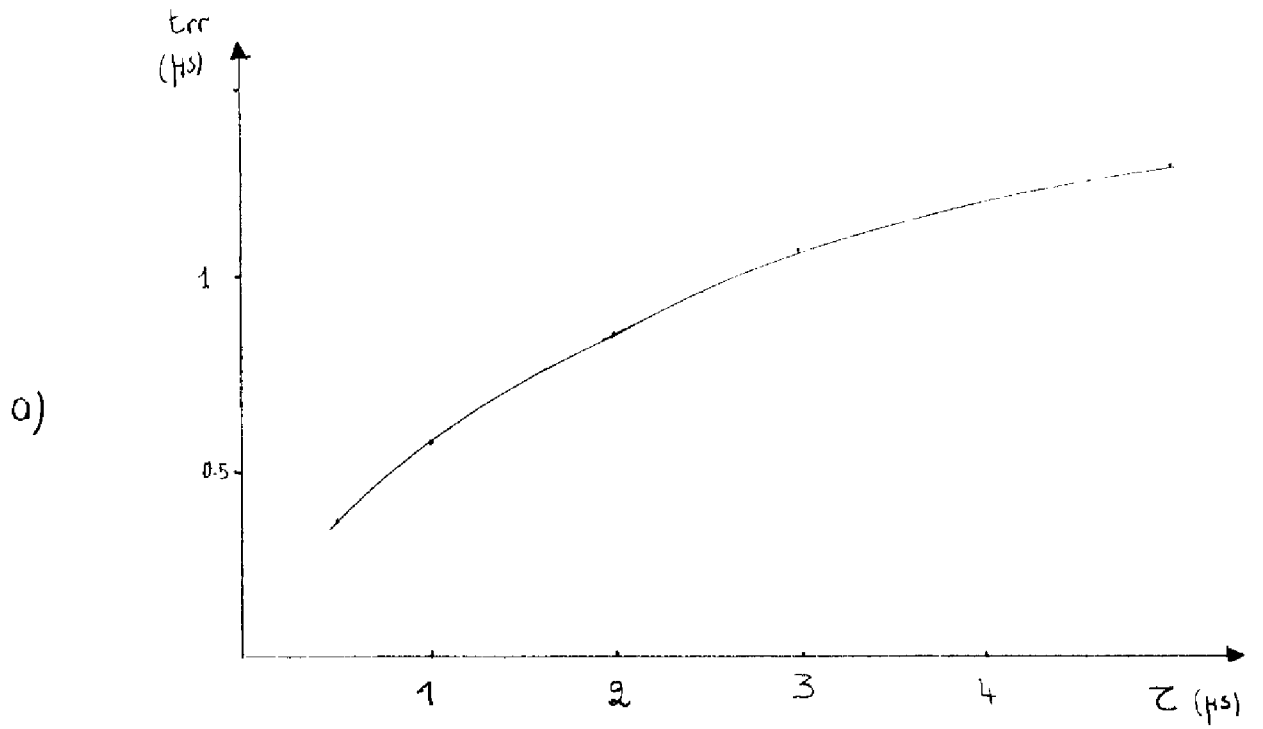


FIGURE 3-11

de pertes de puissance en régime direct, et de la tenue en surcharge du dispositif.

III. 5. INFLUENCE DE LA DUREE DE VIE SUR LES PERFORMANCES EN REGIME DE POLARISATION INVERSE

Les centres profonds introduits pour contrôler la durée de vie peuvent affecter fortement la caractéristique courant-tension du redresseur polarisé en inverse.

Nous nous intéresserons ici aux modifications de la tension de claquage et au courant de génération thermique dans la région de transition de la jonction.

Nous considérons une jonction P⁺N abrupte avec une concentration d'impuretés constante dans la région N, qui correspond au cas le plus courant dans les redresseurs de puissance.

a- influence sur la tension de claquage

Dans le cas considéré, la charge d'espace s'étend du côté N de la jonction métallurgique. L'extension de la région de charge d'espace W_{sc} et la tension de claquage V_{Br} s'obtiennent par intégration de l'équation de Poissons avec comme conditions aux limites pour le champ électrique

$$\begin{aligned} \mathcal{E}(0) &= \mathcal{E}_{crit} \\ \mathcal{E}(W_{sc}) &= 0 \end{aligned} \quad (3.6.)$$

où l'origine est prise à la jonction métallurgique, \mathcal{E}_{crit} est le champ critique qui vaut pour le silicium 3.10^5 V cm^{-1} . En absence de centres profonds la densité de charge d'espace est simplement déterminée par la concentration de charge nette N, ici liée aux impuretés dopantes ; et on obtient :

$$W_{sc} = \frac{q}{\epsilon} \frac{\mathcal{E}_{crit}}{N} \quad (3.7)$$

et

$$V_{Br} = \frac{\epsilon}{2q} \frac{\mathcal{E}_{crit}^2}{N} \quad (3.8)$$

L'introduction de centres profonds modifie ces résultats suivant l'état de charge de ces centres dans les conditions de déplétion, c'est à dire $p = n = 0$. L'introduction de cette valeur dans les relations 1.22 et 1.23. conduit aux résultats suivants pour l'état de charge des centres recombinants dans la charge d'espace ;

- dans le cas de l'or, c'est l'état de charge négatif qui domine,
- pour le platine c'est l'état de charge neutre qui est prépondérant.

En ce qui concerne les défauts créés par irradiation aux électrons il n'y a pas à notre connaissance de résultats dans la littérature sur le comportement des centres, lacune, oxygène et dilacune, dans une région de charge d'espace. En outre, il faut rappeler que les effets liés directement à ces centres peuvent être masqués par les impuretés qui, sous l'irradiation passent d'une position interstitielle à une autre substitutionnelle.

Dans l'état actuel de nos connaissances, on ne peut donc pas conclure sur l'effet de ces centres sur la tenue en tension inverse des redresseurs P.I.N. Il faut noter que dans la littérature concernant ce problème il n'y a pas de mention de ces effets qui, s'ils étaient comparables à ceux que l'or produit, auraient été remarqués car ils affectent une performance importante des redresseurs.

Dans le cas de l'or, la charge négative de ces centres vient diminuer la charge d'espace créée par les donneurs ionisés. En conséquence la valeur effective de N à utiliser dans les expressions (3.7) et (3.8) est

$$N_{\text{eff}} = N_D - N_T$$

où N_D est la concentration d'atomes donneurs et N_T celle des centres Au.

On obtient donc une augmentation de la largeur de la charge d'espace pour une tension donnée, et une augmentation de la tension de claquage par rapport au dispositif sans Au. Cette conclusion est en parfait accord avec les résultats expérimentaux rapportés par Sah [III.2.]

Dans le cas du platine, les centres ne modifient pas la répartition du champ électrique dans la région de charge d'espace.

b) influence sur le courant de génération thermique dans la charge d'espace

Le courant de génération thermique dans la région de transition de la jonction s'obtient par intégration sur cette région du taux de génération U_{sc}

$$I_{gth} = q \int_{W_{sc}}^{U_{sc}} dx \quad (3.9)$$

le taux de génération se calcule pour $n = p = 0$. Comme nous l'avons dit précédemment et on définit alors une durée de vie de génération dans la charge d'espace

$$\tau_{sc} = \frac{n_i}{U_{sc}} \quad (3.10)$$

Les valeurs de τ_{sc} en fonction de la concentration des centres profonds ont été déjà calculées au premier chapitre (voir figure 1.30). Il convient maintenant de considérer l'influence de la température, car le courant de génération thermique est très sensible à ce paramètre.

La figure 3.12 montre les variations de τ_{sc} avec la température pour le cas de l'or, du platine et de l'irradiation aux électrons. Les valeurs de τ_{sc} ont été réduites par rapport à la valeur τ_{HN} correspondantes de façon à permettre la comparaison entre ces trois cas dans l'hypothèse où la durée de vie à haut niveau que l'on obtient est la même.

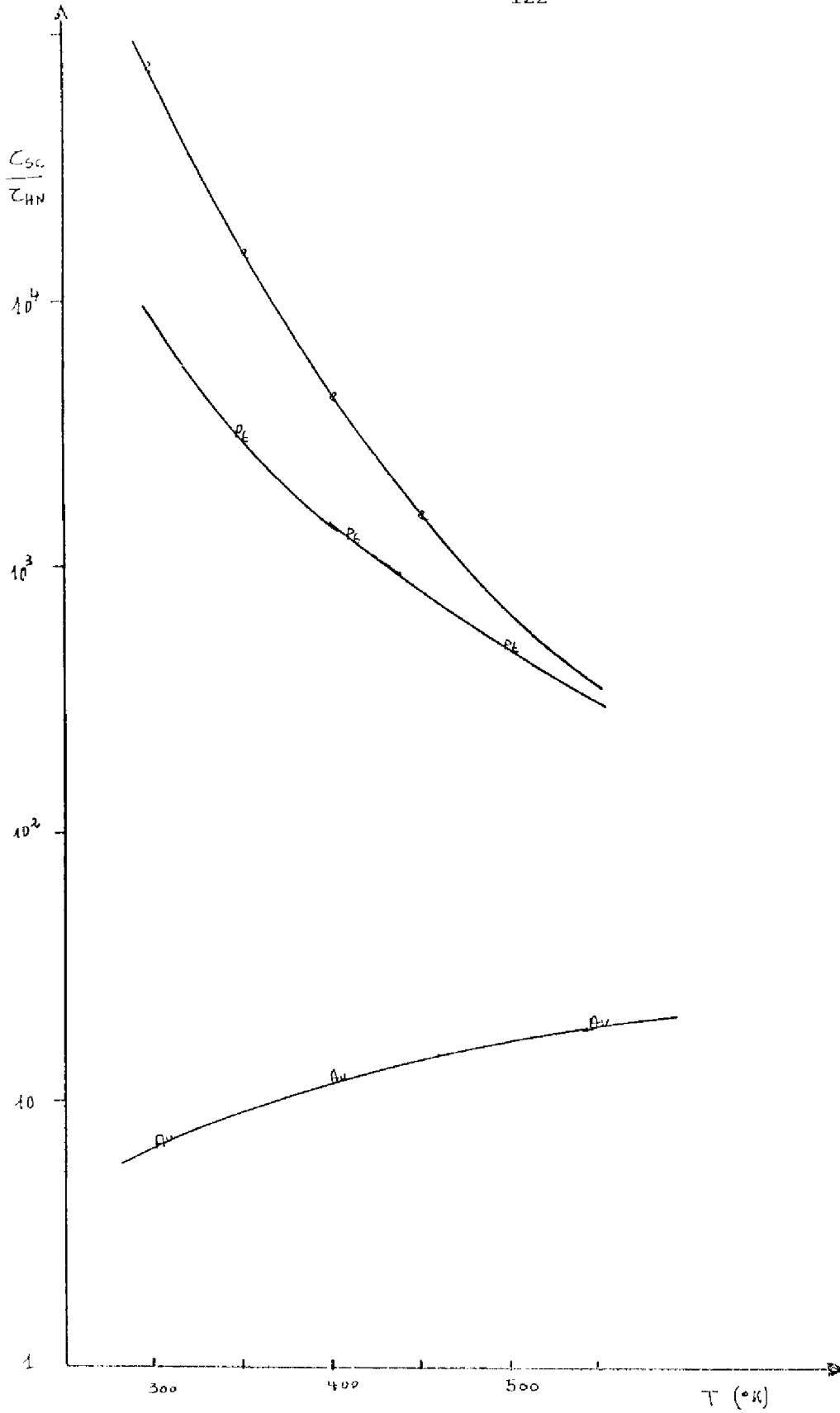


FIGURE 3-12

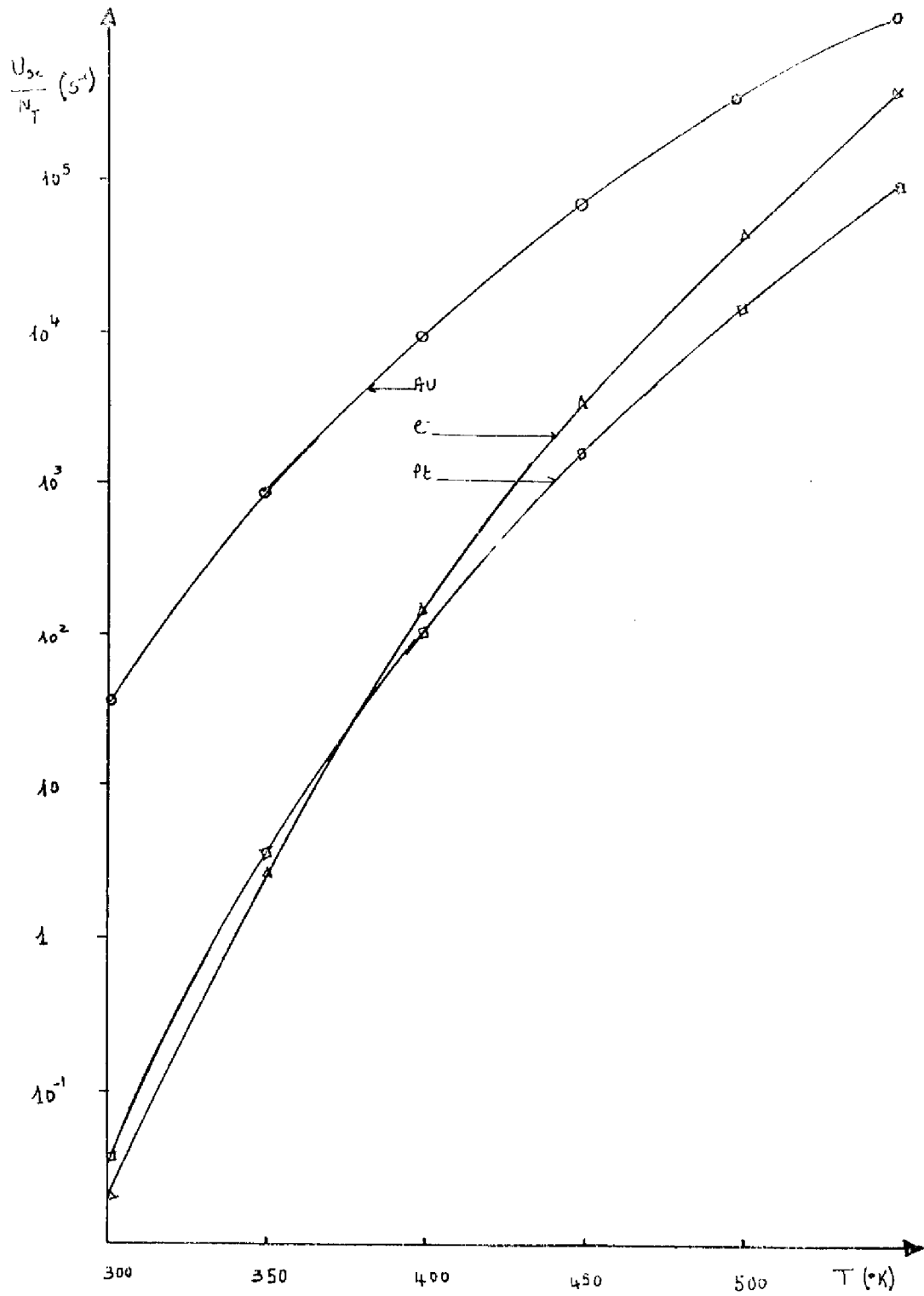


FIGURE 3-13

Du point de vue du courant de génération thermique, les résultats présentés sur la figure 2.13 sont plus explicites. Il s'agit de la variation de $\frac{U_{sc}}{N_T}$ en fonction de la température. Pour obtenir la valeur de I_{gth} dans le cas d'une jonction abrupte, il suffit de multiplier ce résultat par $q N_T W_{sc}$.

On observe qu'à la température ambiante la valeur de I_{gth} est 10^3 fois plus élevée dans le cas de l'or que dans les deux autres cas ; mais cette différence diminue lorsque la température augmente et le rapport est inférieur à 10^2 pour $T > 150^\circ C$. Autrement dit l'avantage apporté par l'utilisation du platine est bien inférieure à ce que l'on peut prévoir à température ambiante [III.3.] La même constatation peut être faite en ce qui concerne l'irradiation électronique. Il reste cependant que les deux méthodes conduisent en ce qui concerne I_{gth} à de bien meilleurs résultats que l'or, tout au moins en principe.

En pratique, le résultat peut ne pas être aussi bon si l'on rappelle la relative facilité avec laquelle on introduit des centres profonds "parasites" aussi bien par diffusion de platine que par irradiations électroniques.

III.4. LE CHOIX D'UN CENTRE RECOMBINANT

Un certain nombre de publications récentes [III.4] , [III.5] , [III. 6] traitent du problème du choix d'un centre optimal pour le Contrôle de la durée de vie des porteurs de charge dans les redresseurs de puissance au silicium. Après une analyse quelque peu sommaire de l'influence des différentes valeurs de τ (τ_{HN} , τ_{BN} , τ_{sc}) sur les performances électriques du dispositif, on retient comme critère de choix

$$\tau_{HN}/\tau_{BN} \quad \text{grand} \quad (3.11)$$

$$\tau_{sc}/\tau_{HN} \quad \text{grand} \quad (3.12)$$

Le premier critère est basé sur l'influence de τ_{HN} sur la chute de tension en direct d'une part et sur l'influence de τ_{BN} sur le temps de recouvrement t_{rr} d'autre part. Nous avons montré que ce dernier effet est très faible et n'affecte que la fin du recouvrement.

Par ailleurs, l'adoption du critère (3.11) conduirait à une augmentation des valeurs de J_{sn} et J_{sp} , paramètres caractéristiques des zones fortement dopées, et donc, à une dégradation de la chute de tension en direct. Cet aspect n'a pas été considéré par les auteurs cités. Pour ces raisons, nous pensons que le critère (3.11) doit être remplacé par :

$$\tau_{HN} / \tau_{BN} \simeq 1 \quad (3.13.)$$

c'est à dire, un rapport de quelques unités et même à la rigueur inférieur à 1.

En ce qui concerne le critère (3.12) il se justifie pleinement pour l'obtention d'un faible courant de génération thermique dans la charge d'espace de la jonction.

Un autre point doit être noté dans la démarche des auteurs cités : les comparaisons entre les modes de contrôle de (Au, Pt, irradiation aux électrons), les valeurs de τ_{HN} , τ_{BN} , τ_{sc} sont calculées en prenant en considération un seul niveau énergétique dans chaque cas (le plus proche du niveau de Fermi intrinsèque).

Nous avons vu au premier chapitre que dans le cas des impuretés amphotères (Au, Pt), les deux niveaux énergétiques introduits doivent être pris en considération avec leur interaction pour avoir des résultats qualitativement et quantitativement corrects.

Après ces remarques, nous pouvons utiliser les résultats que nous avons présentés pour évaluer les avantages et inconvénients des différents moyens de contrôle de la durée de vie des porteurs.

En ce qui concerne le critère (3.13) les résultats présentés au paragraphe I.6.2 montrent que les trois centres considérés permettent de le satisfaire ; il faut alors choisir une valeur pour ζ_{HN} . Ce paramètre influe directement sur la chute de tension en directe (cf Ø III.1) et sur la vitesse de recouvrement (cf. Ø III.2).

La conception d'un dispositif passe donc, une fois déterminé le profil des impuretés dopantes, par le choix d'une valeur de ζ_{HN} qui réalise un compromis acceptable (en fonction de l'application envisagée) entre ces deux performances électriques ; et pour cela, des résultats comme ceux présentés dans les paragraphes 1 et 2 de ce chapitre peuvent être utilisés.

Cela est possible par l'introduction de l'un quelconque des trois centres considérés. La même valeur de ζ_{HN} s'obtient avec des concentrations qui sont reliées par la relation suivante :

$$5.4 N_T(\text{Au}) = 4.1 N_T(\text{pt}) = N_T(e^-) \quad (3.14.)$$

c'est à dire que l'utilisation de l'irradiation aux électrons nécessite l'introduction de la plus faible concentration de centres profonds.

En ce qui concerne le critère (3.12) les résultats présentés au paragraphe III.3, montrent que pour une même valeur ζ_{HN} , le courant de génération thermique I_{gth} est beaucoup plus important dans le cas de l'or que dans les deux autres, qui sont donc plus favorables.

Par ailleurs, nous avons vu aussi que la présence de centres Au peut affecter la tenue en tension inverse d'une jonction P⁺N dans un sens a priori favorable. Il faut toutefois noter que d'un point de vue pratique, cet effet peut être gênant :

- d'une part, on peut avoir le perçage de la structure pour une tension bien plus faible que celle prévue à partir de la résistivité du matériau de départ,

- d'autre part, cet effet résulte de la compensation des impuretés peu

profondes par l'or, en concentration proches, et ces deux quantités peuvent être assez dispersées dans une ligne de fabrication industrielle. Dans le même ordre d'idées, on peut noter que le platine sera aussi à l'origine d'une autre dispersion : nous avons vu que la valeur de τ pour les faibles et moyens niveaux d'injection est très sensible à la valeur de N_D .

En conséquence, d'un point de vue des propriétés intrinsèques des centres profonds considérés, il apparaît que le platine et surtout l'irradiation aux électrons présentent des avantages importants par rapport à l'or.

Pour compléter cette analyse, il faut faire quelques considérations sur la mise en oeuvre technologique de chaque moyen de contrôle de τ et en particulier des aspects suivants :

- pureté de l'élément, introduction de centres profonds indésirables.
- facilité de contrôle et précision du processus

a- l'or est introduit par diffusion à l'état solide à partir d'un dépôt métallique effectué sous vide. Bien que le processus de diffusion de l'or dans le silicium soit complexe et dépendant de nombreux paramètres, on peut guider le processus à partir d'une loi empirique comme celle de Lambert (cf Ø II.4). L'expérience dans cette technologie est suffisamment large pour considérer qu'il s'agit d'une technologie stabilisée.

b- le platine est introduit de la même façon, à partir d'une couche de Pt déposée sous vide ou d'un oxyde dopé. La littérature montre qu'en fait le résultat dépend beaucoup du mode d'introduction, en particulier en ce qui concerne la présence de centres profonds "parasites" qui donnent une contribution importante au courant de génération thermique. Il s'agit finalement d'une technique qui à notre connaissance n'a jamais quitté les bureaux de développement et qui en fait semble en passe d'être abandonnée.

c- L'irradiation aux électrons présente plusieurs avantages : le

processus est plus facile à régler et à contrôler qu'une diffusion à l'état solide ; il est effectué sur dispositif fini, et donc, ce procédé permet d'ajuster la valeur de ζ sans trop perturber la distribution d'impuretés obtenues. Le problème posé par le traitement thermique qui doit suivre paraît être résolu de façon empirique, et on obtient donc des défauts, qui ne guérissent pas pendant le fonctionnement du redresseur.

En ce qui concerne donc ces aspects de mise en oeuvre des méthodes de contrôle de la durée de vie, on peut dire que l'or qui n'est pas le centre le mieux adapté est par contre celui dont la technologie est la mieux connue, alors que pour le platine, les avantages potentiels de ce centre ne sont pas pleinement obtenus à cause des difficultés de préparation.

Enfin, l'utilisation de l'irradiation aux électrons, s'il y a des travaux de caractérisation sont encore nécessaires, apparaît comme la technique la plus souple et déjà tous les efforts de développement de nouveaux dispositifs se tournent dans cette direction.

oOo

Dans ce chapitre, nous avons étudié l'influence de la durée de vie des porteurs sur les performances électriques du redresseur P.I.N. de puissance.

Nous avons tout d'abord montré cette influence à partir d'une description qualitative du comportement du dispositif ; ensuite sur la base de résultats de calcul numérique, nous avons donné des éléments quantitatifs en ce qui concerne les deux performances les plus importantes parmi celles qui sont affectées par la durée de vie des porteurs : chute de tension en régime de polarisation direct, temps de recouvrement à l'ouverture. Nous avons aussi considéré la caractéristique inverse courant tension des redresseurs P.I.N., et notamment l'influence des centres profonds introduits pour le contrôle de la durée de vie sur la tenue en tension inverse et sur le courant de génération thermique dans la région de charge d'espace de la jonction.

L'ensemble de ces résultats nous a permis d'aborder une discussion sur le choix d'une valeur de la durée de vie des porteurs d'une part, et sur le moyen de l'obtenir d'autre part.

En ce qui concerne le premier point la valeur de la durée de vie des porteurs à fort niveau d'injection est choisie en vue de réaliser un compromis acceptable entre pertes de puissance et rapidité, le caractère d'acceptable étant par ailleurs fonction de l'application du dispositif, de la dispersion possible des performances en fin de fabrication etc ...

Ce choix peut être réalisé avec l'un quelconque des moyens de contrôle de τ que nous avons étudiés introduction dans le silicium d'atomes d'or ou de platine, création de défauts par irradiation aux électrons.

Cependant l'utilisation de ces différents moyens se traduit par des performances différentes en ce qui concerne la caractéristique inverse courant-tension. Les résultats présentés montrent que de ce point de vue, l'utilisation du platine et des électrons présente des avantages par rapport à celle de l'or.

Enfin nous avons brièvement considéré les aspects de mise en oeuvre de ces moyens de contrôle : il est apparu que si bien l'or n'est pas le centre optimal, la technologie d'utilisation est assez bien maîtrisée, ce qui n'est pas le cas pour le platine. Par ailleurs l'utilisation des irradiations aux électrons présente le double avantage des bonnes propriétés intrinsèques des centres créés et de la souplesse et précision de la méthode de mise en oeuvre ce qui donne à cette technique un grand intérêt.

CONCLUSION

Nous avons présenté dans ce mémoire les résultats de nos travaux sur les moyens de contrôle de la durée de vie des porteurs dans le silicium, les méthodes électriques de mesure de ce paramètre physique et sur l'évaluation de l'impact de la durée de vie des porteurs sur les performances électriques des redresseurs P.I.N. de puissance.

A l'heure actuelle trois moyens de contrôle de la durée de vie des porteurs dans les dispositifs au silicium sont utilisés, soit en production industrielle soit en développement. Il s'agit de la diffusion d'or et de platine et de la création de défauts par irradiations aux électrons. Dans ce dernier cas, on peut considérer que les différents niveaux énergétiques créés dans la bande interdite du silicium sont indépendants, et donc la théorie de Shockky-Read-Hall est applicable.

Dans les deux premiers cas, on a à faire à des impuretés amphotères, créant deux niveaux énergétiques dépendants, ayant trois états de charge. Nous avons donné donc tout d'abord la formulation qui décrit dans ce cas la cinétique de recombinaison des porteurs. Nous avons ensuite donné les résultats d'une étude bibliographique sur les caractéristiques physiques des différents centres considérés ; et sur la base de ces résultats nous avons étudié l'influence de la concentration de ces centres sur la résistivité du matériau semi-conducteur et sur la durée de vie des porteurs, compte tenu des conditions d'injection : variation avec la densité de porteurs injectés entre les limites faible et fort niveau d'injection, ou dans des conditions de déplétion applicables dans la région de charge d'espace d'une jonction polarisée en inverse.

Nous avons montré que dans le cas des impuretés amphotères les deux niveaux énergétiques dépendants doivent être pris en compte pour aboutir à des résultats qualitativement et quantitativement corrects, mettant ainsi en évidence les limitations d'une analyse basée sur la notion de niveau dominant.

En ce qui concerne la comparaison entre les différents moyens de contrôle de τ , nous avons vu que pour obtenir une valeur donnée de τ à fort niveau d'injection, la quantité de centres profonds à introduire est plus faible pour l'irradiation aux électrons que pour l'or et le platine. D'autre part dans des conditions de déplétion, le platine et les défauts créés par irradiations conduisent à une durée de vie de génération thermique bien plus forte. Par ailleurs, dans le cas du platine, surtout pour des concentrations en impuretés N_D assez faibles, la durée de vie à faible niveau d'injection dépend fortement de N_D . Ces considérations montrent que du point de vue des propriétés physiques de ces centres, l'utilisation des irradiations aux électrons présente des avantages par rapport aux deux autres moyens de contrôle de la durée de vie.

Dans le deuxième chapitre, nous avons effectué une étude comparative entre les différentes méthodes électriques de mesure de la durée de vie des porteurs dans les redresseurs de puissance P.I.N. Nous avons considéré deux types de méthodes :

- celles basées sur l'observation de l'évolution de la tension aux bornes du dispositif à l'annulation du courant direct (méthode de la pente et de la double impulsion).

- celles basées sur l'observation du régime transitoire du courant inverse à la commutation entre régime direct et régime inverse (méthodes de Moll, Kao, Kuno, ...)

Nous avons rappelé les hypothèses et les formulations qui sont à la base de ces méthodes et nous avons testé leur validité au moyen du calcul numérique ; pour cela nous avons utilisé un programme qui résout les équations de transport dans un semi-conducteur, dépendantes du temps et qui permet de décrire le comportement dynamique d'une diode P.I.N. dans un circuit électrique.

Le circuit électrique choisi correspond dans chaque cas à celui qu'on utilise dans la mise en oeuvre de chaque méthode, et les résultats obtenus permettent de voir si les hypothèses de départ sont bien satisfaites et en cas contraire, comment cela se traduit sur la précision du résultat. Par ailleurs ces résultats de calcul ont été complétés par ceux, expérimentaux, obtenus sur une série de diodes P.I.N. dopées à l'or. Nous avons en outre mis en oeuvre une méthode de mesure de capacité de jonction effectuées pour deux états de charge différents de ces centres profonds.

L'ensemble des résultats présentés a montré que le deuxième type de méthodes conduit à des résultats incorrects à cause notamment de l'hypothèse concernant la charge qui reste stockée dans le dispositif lorsque celui ci bloque la tension inverse.

Les méthodes de la pente et de la double impulsion conduisent à des résultats plus précis, et du point de vue de la mise en oeuvre et d'interprétation des résultats, c'est la méthode de la pente qui présente les plus grands avantages.

Enfin dans le troisième chapitre, nous avons étudié l'influence de la durée de vie des porteurs sur les performances électriques des redresseurs P.I.N. que nous avons considérés :

- la chute de tension en régime statique direct déterminée principalement, pour une distribution d'impuretés donnée, par la valeur de τ à fort niveau d'injection. Il faut rappeler aussi l'importance aux forts courants, des courants de diffusion dans les régions latérales et donc, de la durée de vie des porteurs dans ces régimes, qui se trouvent en faible niveau d'injection.

- la vitesse de recouvrement à la commutation entre régime direct et régime inverse. Nous avons montré qu'elle est surtout déterminée par la valeur de τ à fort niveau d'injection et que la valeur à faible niveau n'affecte que très légèrement la dernière partie du régime transitoire.

- la tenue en tension inverse, qui peut être affectée par la présence des centres profonds dans le semi-conducteur, si l'état de charge de ces centres dans la zone de transition de la jonction n'est pas neutre. La tenue en tension inverse peut alors évoluer dans un sens favorable ou défavorable compte non tenu de l'intervention du phénomène de perçage.

- le courant de génération thermique dans la région de charge d'espace en fonction de la température.

Les résultats montrés ont permis de mettre en évidence le compromis entre chute de tension en direct et rapidité de commutation que l'on doit réaliser par un choix convenable de la valeur de la durée de vie à fort niveau d'injection ; cela peut être fait par l'un quelconque des trois moyens envisagés au premier chapitre (diffusion d'or ou de platine, irradiations aux électrons).

Si l'on tient compte de l'influence de ces centres sur les autres performances électriques, moins importantes, et si, en outre on prend en compte les aspects technologiques de mise en oeuvre, il apparaît que l'utilisation des irradiations aux électrons présente de nombreux avantages par rapport aux autres méthodes. Il faut noter cependant que des études doivent être poursuivies sur cette méthode pour clarifier la nature des défauts mis en jeu et leur évolution au cours des traitements thermiques et mettre en évidence enfin toutes les possibilités que la méthode offre dans le contrôle de la durée de vie des porteurs dans les dispositifs de puissance.

BIBLIOGRAPHIE

- [I.1.] W. Shockley et Read. J.R. Phys. Rev. 87 n°5 (1952)

- [I.2.] R.N. Hall phys. Rev. 83. 228 (1951)

- [I.3.] C.T. Sah et W. Shockley phys. Rev. 109, N°4 (1958)

- [I.4.] C.T. Sah. L. Forbes. L. Rosier et A.F. Fash Solide State electronics vol 13 p. 759 (1970)

- [I.5.] Fairfield et Gakhale Solide State electronics Vol 8. p.685 (1965)

- [I.6.] Dieter K. Shroder A.F. Fash C.T. Sah. I.E.E.E. ED 15 n°8 (1968)

- [I.7.] Engstrom et H.G. Grimmeiss J. Appl.phys Vol.46 n°2

- [I.8.] V.D. Ghinckuk et N.M. Litovehenko Soviet. Phys. Solid.State 6, 2963 (1965)

- [I.9.] Conti et Pancheri Alta Freq XL 544 (1971)

- [I.10.] Stellan Braun et H.G. Grimmeiss J. Of Appl. Phys. 48,9 (1977)

- [I.11.] Carchano et Jund Solid State electron 13, 83 (1970)

- [I.12.] M.D. Miller H. Shade et C.J. Nnese I.E.E.E. E_D Meeting Washington (1975)

- [I.13.] K.L. Lisiak et A.G. Milnes J.Of Appl. Phys. 46.12, (1975)

- [I.14.] PAls Solid State electron 17, 1139 (1974)

- [I.15.] J.J. Charlot, A. Vapaille. C.R. acad.Se. Paris t.270 (2 mars 1970)

- [I.16.] Brabant thèse d'Etat U.P.S. Toulouse N°742 (1977)

- [I.17.] Ao.Ewwarage Edmund Sun J.of Appl. Phys. Vol.47. 7 (1976)

- [I.18.] Tkacher. A.F. Plotnikov et v.s. varilov soviet.phys.solid stage. 5.2333. (1964).

- [I.19.] C.N. Wertheim phys. Rev. 105,6,15 (1957)

- [I.20.] C.K. Wertheim phys. Rev 110, 6 (1958)

- [I.21.] Hill Phys. Rev. 114, 6, (1959)

- [I.22.] Ray Choudhury John Bartko and Joseph Jonshon I.E.E.E. ED. 23.8 (1976)

- [I.23.] J.A. Baker Phys. Rev. 129, 3, 1963

- [I.24.] Ao.Ewwarage J. Appl. Phys. 48.2. (1977)

- [I. 25.] A.O. Ewvarage, Edmund Sun J. Appl. Phys. 47, 9, (1977)

- [I.26.] Bielle Daspert Solid State electronics 16, 1103, (1973)

- [I.27.] A.O. Ewvarayer, B.D. Bahga, J. Electrochem. Soc. 124, 6 915 1977

- [I.28.] L.C. Kimerling Inst. Phys. Conf Serie N°31 (1977)

- [I. 29.] J.W. Walker, C.T. Sah phys. Rev. B. 7.10. (1973)

- [I. 30.] C.R. fin d'étude D.G.R.S.T. Novembre 1977

- [I.31.] H.H. Woodbury et G.W. Ludwig phys. Rev. Letters 5.96 (1960)

- [I.32.] Nobu Yuki Akiyama, Shunji Miura, Harvo Chisaka, Japon
Brevet déposé aux USA 4 février 1975, n°3 864 174.

- [I.33.] G.N. Galkin, W.S. Rytour et v.s. Vavilov Sov. Phys. Solid State
1, 1519 (1968)

- [I.34.] J.P. Carter, J.r, J. Phys. Chem. Solids 27,913 (1966)

- [I.35.] G.D. Watkins J.W Corbett et M. Wolker J. Appl. phys 30.1198 (1959)

- [I.36.] Watkin s et Corbette phys. Rev. 138-A-543 (1965)

- [I.37.] W.M. Bullis Solid State electronics 9, 143 (1966)

- [I.38.] W. Zimmerman Electronics letters 9, 15 (1978)

- [I.39.] M. Benzot thèse Docteur Ingénieur U.P.S. Toulouse n°546 (1976)

- [I.40.] R.J. Baliga et Edmund Sun I.E.E.E. ED.24. N°6 (1977)

- [I.41.] M.L. Miller I.E.E.E. transactions ED. 23 N°12 (1976)

- [I.42.] C.T. Sah R.N. Noyce et W.Shockley Proc. IRE 45 (1977)

- [II.1.] N.G. Nilson Solid State electronics 16, 61, (1973)

- [II.2.] C.R. Fin d'étude D.G.R.S.T. 15 septembre 1976

- [II.3.] P.G. Wilson Solid State electron Vol 10, 10 p 145 (1967)

- [II.4.] J. Collet, L. Buillon, J.C. Brabant, J. Barreau et M. Brousseau
Solid State electronics Vol 16 p. 999 (1973)

- [II.5.] H.J. Kuno I.E.E.E. trans.Electron Devices vol ED 11 p 8 (1964)

- [II.6.] J. L Moll, S. Krakauer. et R. Shen Proc. IRE 50, 43, (1962)

- [II.7.] Y.C. Kao, J.R. Davis I.E.E.E. trans E.D. 17,9 (1970)
- [II.8.] C.T. Sah V.G.K. Reddi I.E.E.E. trans ED p.345 (1964)
- [II.9.] C.T. Sah L.Forbes, L. Rosier et A.F. Tash Solid State electronics
13 p.759 (1970)
- [II.10.] J.L. Lambert phys. Stat sol (a) 4, K 33 (1971)
- [II.11.] F.A. Huntley A.F.W. Willoughby J.electrochem. Soc.
vol.120 n°3 p.414 (1973)
- [III.1.] A.Muñoz-Yague thèse n°790 U.P.S. Toulouse (1977)
- [III.2.] C.T. Sah App l. phys. Letters 12, 4, (1968)
- [III.3.] LiSiak et Milnes J.Appl. Phys. Vol.46, 12 (1975)
- [III.4.] B.J. Balga et Edmund Sun I.E.E.E. trans. ED. Vol ED 24 n°6 (1977)
- [III.5.] B.J. Baliga et Surinder Krishna Solid State Electronics vol.20 p.225 1977
- [III.6.] F.Dudeck and R. Kassing Solid State electronics vol 20 p.1033 1977
- [III.7.] R.J. Van overstraeten H.J. De Man R.P. I.E.E.E.
T.ED. Vol ED 20 p. 290 (1973)

TABLI DES MATIERES

Liste des symboles

Introduction

<u>CHAPITRE I</u> - Les centres profonds utilisés pour le contrôle de la durée de vie des porteurs dans les dispositifs de puissance au silicium.	9
I.1. <i>Cinétique de recombinaison par un seul centre. Modèle de Shockley - Read - Hall</i>	
a- capture d'un électron	
b- émission d'un électron	
c- capture d'un trou	
d- Émission d'un trou	
I.2. <i>Variation de la durée de vie avec le niveau d'injection.</i>	
I.3. <i>Durée de vie en présence de plusieurs niveaux profonds indépendants.</i>	
I.4. <i>Modèle de recombinaison pour deux niveaux, nonvalents dépendants : cas des impuretés amphotères.</i>	
I.5. <i>Caractéristiques des centres profonds utilisés dans le contrôle de la durée de vie des porteurs dans les dispositifs de puissance.</i>	
a- l'or dans le silicium	
b- le platine dans le silicium	
c- défauts créés par irradiations électroniques	
I.6. <i>Influence des centres profonds sur les propriétés du semi-conducteur</i>	
I.6.1. <i>Variation du niveau de Fermi et de la résistivité</i>	

I.6.2. Variation de la durée de vie des porteurs, avec le niveau d'injection et la concentration de centres profonds

a- cas de l'or dans le silicium

b- cas du platine dans le silicium

c- cas des centres créés par irradiation électronique

I.6.3. Région de charge d'espace

CHAPITRE II - Méthodes électriques de mesure de la durée de vie des porteurs dans les diodes PIN.

55

II.1. Support de l'étude

II.2. Méthodes basées sur l'observation du régime transitoire de la tension V.

II.2.1. Principe et théorie

a- méthode O.C.V.C.

méthode de la double impulsion

II.2.2. Mise en oeuvre des méthodes validité

a- méthode O.C.V.D.

b- méthode de la double impulsion

II.2.3. Résultats expérimentaux

II.3. Méthodes basées sur l'observation du recouvrement inverse

II.3.1. Théorie et principe

a- méthode Kuno

b- méthode Moll

c- méthode Lao

II.3.2. Mise en oeuvre expérimentale

a- méthode de Kuno et Moll

b- méthode de Kao

II.3.3. Résultats expérimentaux

II.4. Méthodes basées sur la mesure de la concentration des centres profonds.

II.4.1. Détermination de N_p par la caractéristique $C(V)$ à basse température.

II.4.2. Mise en oeuvre expérimentale.

II.4.3. Résultats expérimentaux.

II.5. Analyse comparative des résultats obtenus par les différentes méthodes.

CHAPITRE III -- Influence de la durée de vie des porteurs sur les performances électriques des redresseurs de puissance.

99

III.1. Influence de la durée de vie des porteurs sur la chute de tension en régime de polarisation directe.

a- influence de la durée de vie dans les régions fortement dopées

b- influence de la durée de vie dans la région faiblement dopée

III.2. Influence de la durée de vie sur la commutation à l'ouverture.

III.3. Influence de la durée de vie sur les performances en régime de polarisation inverse.

a- influence sur la tension de claquage

b- influence sur le courant de génération thermique dans la charge d'espace.

III.4. Choix d'un centre recombinant

CONCLUSION

ooo