

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR
ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE DE CONSTANTINE
INSTITUT D'ELECTRONIQUE

THESE DE MAGISTER

« THEME »

**LE RECUIT RAPIDE ISOTHERME
ET SON INFLUENCE SUR LES PERFORMANCES
DES COMPOSANTS ELECTRONIQUES**

par

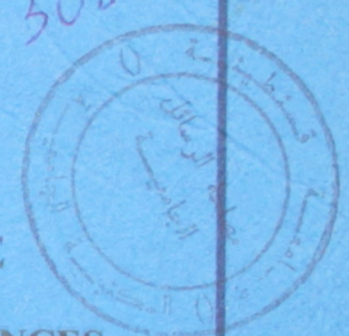
AMMARI Merzoug
ingénieur d'état en électronique
ENP-Alger

Membres du jury:

Président:	Dr. C. KENZAI	« Pr. »
Rapporteur:	Dr. M. REMRAM	« Pr. »
Examineurs:	Dr. A. MAHDJOUR	« M.C »
	Dr. M. BOUCHEMAT	« M.C »

19/11/97

AMM
3081



REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR
ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE DE CONSTANTINE
INSTITUT D'ELECTRONIQUE

THESE DE MAGISTER

« THEME »

**LE RECUIT RAPIDE ISOTHERME
ET SON INFLUENCE SUR LES PERFORMANCES
DES COMPOSANTS ELECTRONIQUES**

par

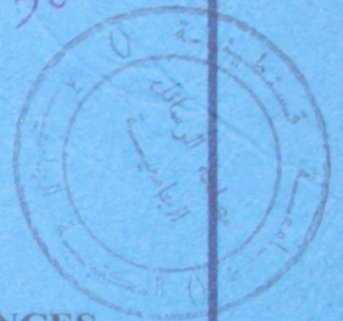
AMMARI Merzoug
ingénieur d'état en électronique
ENP-Alger

Membres du jury:

Président:	Dr. C. KENZAI	« Pr. »
Rapporteur:	Dr. M. REMRAM	« Pr. »
Examineurs:	Dr. A. MAHDJOUR	« M.C »
	Dr. M. BOUCHEMAT	« M.C »

19/11/97

AMM
3081



REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR
ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE DE CONSTANTINE
INSTITUT D'ELECTRONIQUE

THESE DE MAGISTER

« THEME »

**LE RECUIT RAPIDE ISOTHERME
ET SON INFLUENCE SUR LES PERFORMANCES
DES COMPOSANTS ELECTRONIQUES**

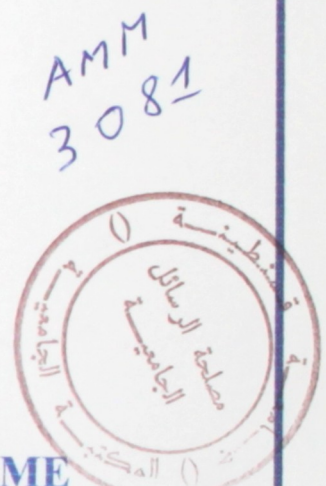
par

AMMARI Merzoug
ingénieur d'état en électronique
ENP-Alger

Membres du jury:

Président:	Dr: C. KENZAI	« Pr. »
Rapporteur:	Dr: M. REMRAM	« Pr. »
Examineurs:	Dr: A. MAHDJOUB	« M.C »
	Dr: M. BOUCHEMAT	« M.C »

19/11/97



« Remerciements »

Il nous est particulièrement agréable de remercier Monsieur M. REMRAM, Professeur à l'institut d'électronique, pour avoir bien voulu assurer la direction scientifique de notre travail. Par delà son aide et ses conseils avisés, il nous a communiqué un certain enthousiasme pour la recherche, mais surtout l'efficacité et la rigueur nécessaire pour tout travail bien fait. Qu'il soit assuré de notre reconnaissance.

Nous tenons à exprimer également toute notre respectueuse reconnaissance à M^{me} KENZAI, Professeur à l'institut de physique, pour l'honneur qu'elle nous fait en s'intéressant à notre travail et en acceptant de présider notre jury de thèse.

Nous remercions Monsieur A. MAHDJOUR, Maître de conférence à l'université d'Oum El-Bouaghi, qui a accepté de se déplacer pour participer à notre jury.

Nous sommes très reconnaissant à Monsieur M. BOUCHEMAT, Maître de conférence à l'institut d'électronique, pour son aide en documentation et pour sa participation à notre jury.

Nos remerciements vont également à tous ceux qui nous ont aidé de près ou de loin ainsi que tous les collègues et travailleurs de l'institut.

« Remerciements »

Il nous est particulièrement agréable de remercier Monsieur M. REMRAM, Professeur à l'institut d'électronique, pour avoir bien voulu assurer la direction scientifique de notre travail. Par delà son aide et ses conseils avisés, il nous a communiqué un certain enthousiasme pour la recherche, mais surtout l'efficacité et la rigueur nécessaire pour tout travail bien fait. Qu'il soit assuré de notre reconnaissance.

Nous tenons à exprimer également toute notre respectueuse reconnaissance à M^{me} KENZAI, Professeur à l'institut de physique, pour l'honneur qu'elle nous fait en s'intéressant à notre travail et en acceptant de présider notre jury de thèse.

Nous remercions Monsieur A. MAHDJOUR, Maître de conférence à l'université d'Oum El-Bouaghi, qui a accepté de se déplacer pour participer à notre jury.

Nous sommes très reconnaissant à Monsieur M. BOUCHEMAT, Maître de conférence à l'institut d'électronique, pour son aide en documentation et pour sa participation à notre jury.

Nos remerciements vont également à tous ceux qui nous ont aidé de près ou de loin ainsi que tous les collègues et travailleurs de l'institut.

« SOMMAIRE »

CHAPITRE 1: Les défauts dans les semiconducteurs

INTRODUCTION	1
1) Définition	2
2) Les niveaux superficiels	4
3) Les niveaux profonds	5
3.1) Description des défauts profonds	6
a) Pièges à électrons	6
b) Centres de recombinaison	6
c) Centre de génération	6
d) Pièges à porteurs majoritaires et minoritaires	6
4) Mécanismes de génération des différents défauts	8
4.1) Défauts thermiques	8
4.2) Défauts de stoechiométrie	8
4.3) Défauts d'irradiation	9
4.4) Défauts dus aux atomes étrangers	10
5) Conclusion	11

CHAPITRE 2: Les recuits par faisceaux d'énergie

INTRODUCTION	12
1) Techniques de traitement thermique	13
1.1) Mode adiabatique	13
1.2) Mode à flux thermique	14
1.3) Mode isotherme	14
2) Comparaison des différents modes de recuit	15
3) Influence des différentes techniques de recuit	20
3.1) Introduction	20
3.2) Défauts électriquement actifs après différents traitements	20
4) Conclusion	23

CHAPITRE 3: Le Recuit rapide isotherme

1) Introduction	24
2) Principe	24
3) Description d'un four de recuit rapide	25
4) Introduction à l'interaction lumière silicium	27
4.1) Collisions élastiques	27

4.2) collisions inélastiques	27
5) Sources d'énergie	28
5.1) Plaque de graphite	28
5.2) Lampe à arc	28
5.3) Lampe halogène à filament de tungstène	28
5.4) Conclusion	29
6) Types de configuration du four	30
6.1) Configuration symétrique	30
6.2) Configuration dissymétrique	30
7) Mesure et contrôle de la température	32
7.1) Mesure par thermocouple	32
7.2) Mesure par pyromètre optique	33
8) Le cycle du four	33
8.1) Phase de préchauffage	33
8.2) Phase de recuit	33
8.3) Phase de refroidissement	33
9) Automatisation du four	33
10) Conclusion	35

CHAPITRE 4: Caractérisation par les techniques I(V) et C(V)

INTRODUCTION	36
1) Profondeur de la zone de charge d'espace	36
2) Capacité de la diode	38
3) Diode Shottky	39
3.1) caractéristique $I = f(V)$	39
3.2) Caractéristique $C = f(V)$	42
4) Jonction N^+P (abrupte)	46
4.1) Caractéristique $I = f(V)$	46
4.2) Caractéristique $C = f(V)$	47
5) Influence de la température	48
5.1) Courant de saturation	48
5.2) Tension de seuil	48
6) Conclusion	50

CHAPITRE 5: Caractérisation par la technique DLTS

INTRODUCTION	51
1) DLTS avec détection synchrone	52

1.1) <i>Détection synchrone non sélective</i>	52
1.1.1) <i>Méthode de PONS</i>	52
1.1.2) <i>Méthode de TOKUDA</i>	54
1.2) <i>Détection synchrone sélective</i>	55
2) <i>DLTS avec Boxcar</i>	56
2.1) <i>Expression du taux d'émission thermique</i>	56
2.2) <i>Evolution du transitoire de la capacité dans l'obscurité</i>	60
2.3) <i>Schéma synoptique de la DLTS Boxcar</i>	64
2.3.1) <i>Appareillage</i>	65
2.3.2) <i>Principe de la technique</i>	66
2.3.3) <i>Chronogrammes des signaux</i>	66
2.3.4) <i>Allure du signal DLTS</i>	68
2.3.5) <i>DLTS automatisée</i>	68
3) <i>Conclusion générale pour les techniques DLTS</i>	70

CHAPITRE 6: Procédures et Résultats expérimentaux

INTRODUCTION	71
1) <i>Caractérisation par les techniques I(V) et C(V)</i>	72
1.1) <i>Manipulation:</i>	72
1.1.1) <i>Schéma synoptique</i>	72
1.1.2) <i>Appareillage</i>	72
1.2) <i>Résultats expérimentaux</i>	75
1.2.1) <i>Recuit conventionnel (classique)</i>	75
1.2.2) <i>Recuit rapide isotherme (RTA)</i>	77
1.2.2.1) <i>Contact Shottky</i>	78
1.2.2.2) <i>Jonction P'N</i>	83
2) <i>Caractérisation par la technique DLTS</i>	88
2.1) <i>Manipulation de la DLTS synchrone double Boxcar</i>	88
2.1.1) <i>Schéma synoptique</i>	88
2.1.2) <i>Chronogrammes de la DLTS synchrone double Boxcar</i>	90
2.1.3) <i>Etapas de la manipulation</i>	92
2.2) <i>Résultats expérimentaux</i>	93
2.3) <i>Conclusion</i>	97

Conclusion générale	98
----------------------------	----

ANNEXE 1: Théorie du Boxcar	100
------------------------------------	-----

ANNEXE 2: Programme de tracé de graphe	110
---	-----

« INTRODUCTION »

Le recuit rapide isotherme est en phase de supplanter les différentes techniques de recuits classique ou par faisceau d'énergie dirigé tel que le laser ou les électrons pulsés. Le recuit rapide a démontré ses capacités de recristallisation et d'activation des couches implantées. Ces dernières années, plusieurs procédés ont été utilisés pour le recuit isotherme, en particulier par lumière incohérente. Dans cette étude, nous avons étudié l'influence du recuit rapide isotherme par lumière incohérente sur l'introduction des défauts électriquement actifs dans le silicium vierge et implanté Arsenic avec une comparaison au préalable avec le recuit classique.

Pour cela, dans le premier chapitre, nous avons présenté un aperçu sur les défauts dans les semiconducteurs. Dans le deuxième chapitre, nous avons développé les différentes techniques de recuit par faisceau d'énergie dirigé et leurs influences sur les propriétés électriques des composants.

Dans le troisième chapitre, nous avons présenté le principe de fonctionnement du recuit rapide isotherme et ses caractéristiques technologiques.

Dans le quatrième et cinquième chapitre, nous avons présenté les techniques de caractérisation électrique utilisées pour les structures testées, en particulier la DLTS et ses différentes variantes.

Dans le sixième chapitre, nous avons présenté les résultats expérimentaux obtenus ainsi que les différentes hypothèses plausibles pour l'explication de l'effet du recuit rapide isotherme sur les performances des composants électroniques.

Enfin dans le premier annexe nous avons développé l'étude théorique du boxcar utilisé dans la DLTS, et dans le deuxième annexe nous avons mis au point un programme pour le tracé de graphe sur écran et sur table traçante. **Mais** par la suite, nous avons retracé nos courbes **au moyen du logiciel Matlab** qui présente beaucoup plus de souplesse.



CHAPITRE 1:

LES DEFAUTS

dans

LES SEMICONDUCTEURS

1) Définition:

Le terme « défaut » a un sens assez général; il désigne soit une impureté en position substitutionnelle ou en position interstitielle, soit des lacunes d'atomes du réseau cristallin ou des lacunes associées à des impuretés, soit des dislocations dont les dimensions sont petites devant la longueur de Debye des porteurs libres présents dans le semiconducteur [1].

Tout écart à la périodicité du réseau ou à la structure d'un cristal est également un défaut considérés comme des imperfections de la structure du réseau.

La bande interdite d'un semiconducteur constitue une fenêtre, normalement transparente, dans laquelle les défauts vont introduire des niveaux électroniques. Cette bande représente un domaine où il n'existe aucun état stationnaire pour les électrons.

La présence de niveaux d'énergie dans le gap est due à l'existence d'imperfections locales du champ cristallin.

A l'intérieur du gap, on distingue généralement les niveaux superficiels et les niveaux profonds [2,3,4] . Figure: (I.1) et tableau (I.1).

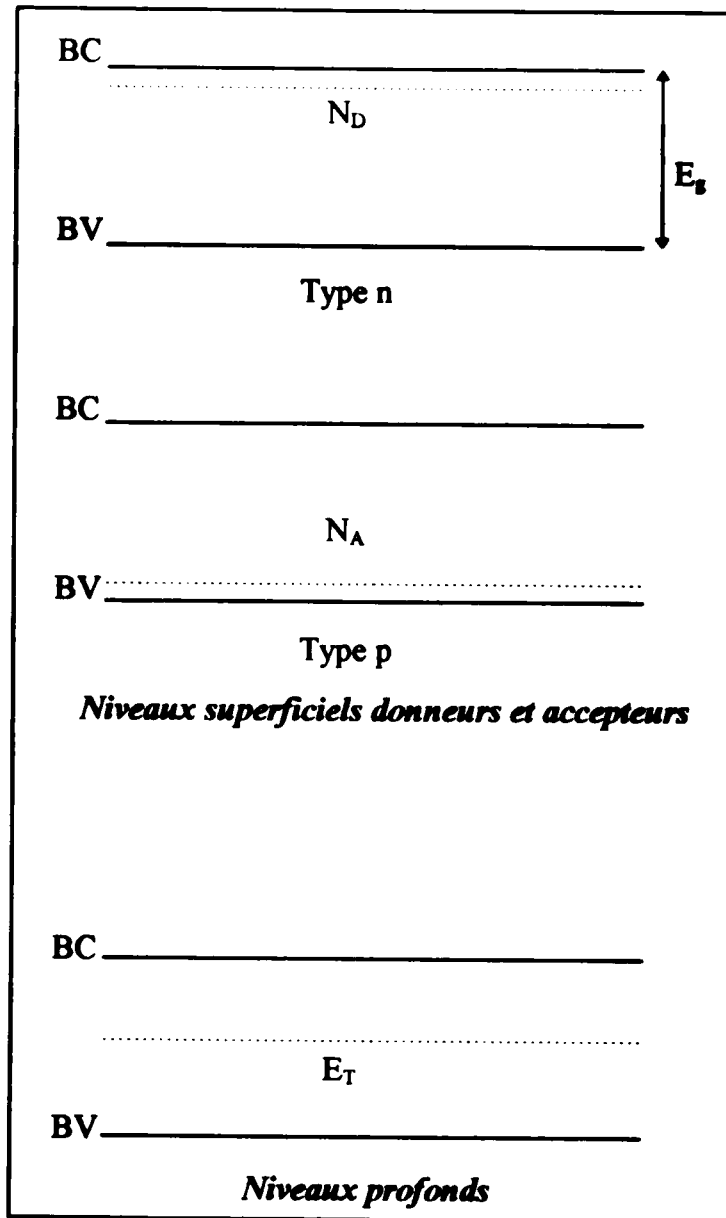


Figure (I.1): niveaux superficiels et niveaux profonds

Cristaux	Ge	Si	InP	GaAs
$E_g(300^\circ\text{K})$ en eV	0.72	1.15	1.35	1.45

Tableau (L.1): Valeur de la bande interdite pour divers semiconducteurs

2) Les niveaux superficiels:

Les défauts superficiels introduisent des niveaux situés près des bandes permises; ils sont décrits par le modèle hydrogénéoïde [1], comme nous allons l'expliquer.

Chaque fois qu'un atome de Si ou de Ge (tétravalent) est remplacé par une impureté pentavalente (P,As,Sb) ou un atome d'As (pentavalent) par un atome d'impureté hexavalente (S,Se,Te) dans l'AsGa ou InP, on apporte un électron supplémentaire qui va dans la bande de conduction: le matériau dopé devient semiconducteur de type n.

$$n \gg n_i \quad \text{avec} \quad n \cong N_D \quad (\text{à haute température})$$

où:

N_D : concentration du dopant donneur

Si, au contraire, on utilise un dopant trivalent (B,Al,Ga,In) dans le Si ou dans le Ge, ou bien bivalent (Zn,Cd) dans le GaAs, des électrons manquent pour remplir la bande de valence; des trous se créent dans cette bande et nous obtenons un semiconducteur de type p.

$$p \gg p_i \quad \text{avec} \quad p \cong N_A \quad (\text{à haute température})$$

où:

N_A : concentration du dopant accepteur

(un trou dans la bande de valence peut être considéré comme la conséquence de la capture d'un électron par un atome d'impureté acceptrice)

Un donneur peut exister sous forme neutre D^0 ou ionisé D^+ :



De même pour un accepteur:



Chacune de ces impuretés à l'état ionisé (D^+ ou A^-) crée un champ coulombien à son voisinage.

Le champ électrique autour de D^+ a tendance à attirer et à piéger un électron: c'est un système quantique analogue à H^- . L'électron piégé se met en orbite autour du centre D^+ créent ainsi un niveau E_D . Les seuls électrons sur lesquels cette force Colombienne puisse agir sont ceux de la bande de conduction. Par conséquent, le D^+ introduit un niveau d'énergie lié et situé un peu en dessous de la bande de conduction à $(E_c - E_d)$.

Le même raisonnement pour l'accepteur A^- permet de déduire qu'un accepteur introduit un niveau dans le gap à $(E_v + E_a)$.

3) Les niveaux profonds:

Nous pourrions être tentés de croire que les niveaux profonds sont tous ceux qui ne sont pas superficiels, en réalité, la distinction principale réside dans le fait que ces niveaux ne peuvent pas être traités dans le modèle hydrogénéoïde.

De façon générale, ce sont des états beaucoup plus localisés car le potentiel attractif est plus fort que dans le cas des niveaux superficiels.

Lorsque la différence d'énergie entre le niveau fondamental du défaut et le bord de la bande la plus proche est supérieure à 0,1 eV, on parle de niveau « profond » ou de défaut « profond » [1], à titre d'exemple nous pouvons citer les métaux de transitions (Cr, Fe, Al, Cu, Au, ...). **Figure (I.2)**

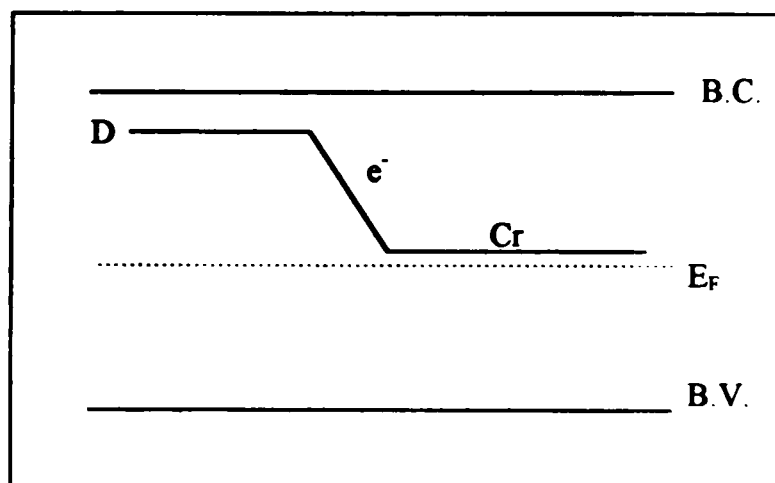


Figure (I.2): positionnement du niveau Chrome dans la bande interdite du Si.

3.1) Description des défauts profonds:

Plusieurs noms sont donnés à ces états (défauts profonds) dans un semiconducteur, et peuvent être quelque fois confondus. De tels états sont référés à:

- des pièges majoritaires ou minoritaires.
- des centres de génération ou de recombinaison.

a) Pièges à électrons:

Un piège à électron est défini comme un défaut dont le coefficient de capture « C_n » des électrons est très supérieur au coefficient de capture « C_p » des trous.

b) Centres de recombinaison:

Un centre de recombinaison est défini comme un défaut dont les coefficient de capture des électrons « C_n » et celui des trous « C_p » sont approximativement égaux; c'est à dire: $C_n = C_p$

c) Centre de génération:

Un centre de génération sera un défaut qui contribuera à la génération thermique de porteurs majoritaires.

d) Pièges à porteurs majoritaires et minoritaires:

En fonction de leurs propriétés thermiques d'émission, les centres profonds peuvent être des pièges à porteurs majoritaires, ou à porteurs minoritaires.

Un piège à porteurs majoritaires est défini comme un centre dont le coefficient d'émission thermique de porteurs majoritaires (e_{maj}) est très supérieur à celui des porteurs minoritaires (e_{min}).

Les niveaux ont tendance à émettre des trous lorsque $e_p \gg e_n$, et des électrons lorsque: $e_n \gg e_p$.

Ceci justifie l'appellation de piège de trou ou piège d'électron.

Les processus possibles d'échange entre un centre profond et les bandes permises (bande de conduction et bande de valence) selon la théorie de Hall, Schockley et Read [5,6] sont schématisés sur la figure (I.3).

Ces auteurs ont admis qu'un centre profond possède deux états de charge électrique: ou bien il est chargé ou bien il est neutre selon qu'il a capté ou non un électron ou un trou et son énergie E_T est définie par rapport à celle de l'une des bandes permises (E_C ou E_V) [7].

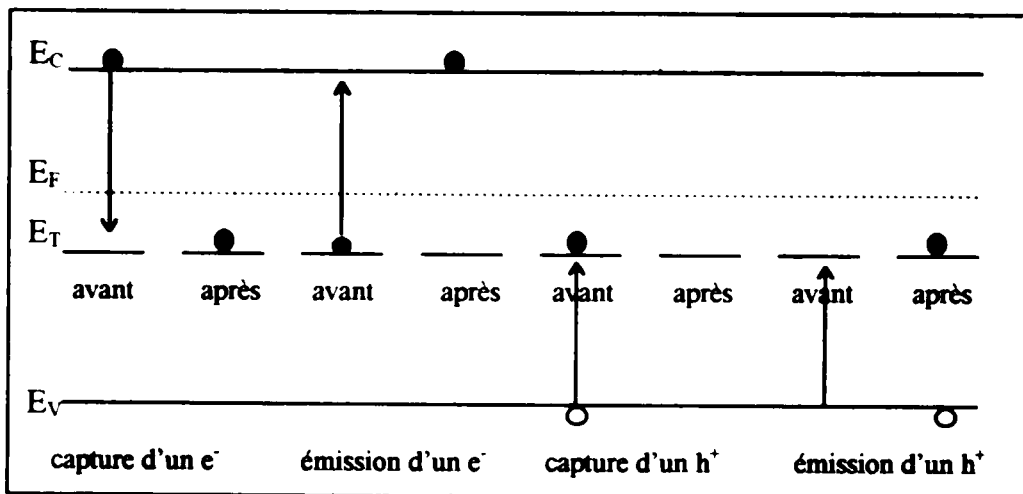


Figure (I.3): Emission et capture (les flèches indiquent la direction de la transition de l'électron) [5,6].

4) Mécanismes de génération des différents défauts:

Les procédés d'élaboration des monocristaux semiconducteurs ou des composants électroniques avec ces matériaux, produisent dans le semiconducteur des défauts qui sont:

- soit des atomes ou des associations d'atomes étrangers au cristal parfait.
- soit des perturbations de l'arrangement régulier des atomes du cristal qui peuvent être aussi associées à des atomes étrangers.

Au voisinage de ces défauts, les liaisons entre les atomes du cristal sont modifiées, ce qui se traduit par l'apparition de niveaux d'énergie électronique permis dans la bande interdite du semiconducteur [8]

Les défauts ponctuels apparaissent soit lors d'une élévation de température d'un cristal: défauts thermiques, soit lors d'une irradiation du solide par des particules élémentaires de grandes énergies: défauts d'irradiation, Ils apparaissent également chaque fois que la composition chimique d'un composé présente des écarts par rapport à la composition stoechiométrique: défauts de stoechiométrie [9].

4.1) Défauts thermiques:

Une élévation de température fait acquérir aux atomes une énergie assez importante afin de surmonter la barrière de potentiel créée par les atomes avoisinants qui le maintiennent dans sa position d'équilibre dans le cristal se déplaçant ainsi d'une position à une autre tout en dissipant son excédent d'énergie en le restituant au réseau, l'apparition de ces lacunes est appelée [9]: défauts de FRENCKEL.

Outre les défauts de Frenckel existants par paires (lacunes et interstitiels), on trouve dans les cristaux les défauts non appariés (lacunes) ou défauts de SCHOTTKY [10] qui se forment surtout dans des cristaux à empilement dense des atomes ou la formation d'atomes interstitiels est rendue difficile.

4.2) Défauts de stoechiométrie:

On entend par défauts de stoechiométrie les défauts qui apparaissent dans la structure cristalline des composés chimiques du fait d'un excès ou d'une déficience de l'un des constituants par rapport à la formule stoechiométrique résultant soit des

conditions expérimentales, soit en tant que conditions implicites de la stabilité thermodynamique de structures lacunaires.

4.3) Défauts d'irradiation:

Les lacunes et les interstitiels peuvent apparaître non seulement lorsqu'on élève la température mais également lorsqu'on soumet le cristal à l'action d'un flux de particules élémentaires rapides par exemple: neutrons, particules alpha, ainsi que d'un flux d'électrons rapides, les photo-électrons et les électrons de recul qui sont produits lorsqu'un cristal est irradié par un flux de particules gamma. Tableau (I.2)

Les défauts ponctuels formés par irradiation apparaissent toujours par paires: défauts de FRENCKEL.

Analysons le mécanisme de la formation de défauts ponctuels lors de l'irradiation d'un cristal par un flux de particules le parcours de celles-ci à travers un cristal donne lieu à toute une série de processus complexes [11]

Pour les cristaux diélectriques ou semi-conducteurs c'est le processus d'excitation des électrons de valence et d'ionisation des atomes qui prédomine (les particules rapides excitent les électrons des couches externes des atomes et les ionisent).

Tandis que pour les métaux on observe que les effets d'interactions des particules rapides avec les électrons de conduction.

Le processus qui présente le plus d'importance pour la formation des défauts ponctuels est les collisions élastiques des particules rapides avec les atomes du cristal, ce processus donne lieu aux effets suivants:

a) Génération au sein du cristal d'ondes élastiques dont l'énergie est finalement dissipée par l'agitation thermique des atomes.

b) la formation de défauts dans la structure cristalline:

Pour qu'un défaut puisse être produit il faut que les atomes situés dans les noeuds du réseau cristallin absorbent une partie de l'énergie de la particule traversant le cristal et que l'énergie ainsi communiquée à l'atome soit supérieure à une valeur limite (U_d) caractérisant l'énergie de formation d'un défaut donneur, elle est à peu près égale à **25eV [10]**.

Tout atome du cristal ayant reçu de la part d'une particule rapide une énergie ($U > U_d$) peut donc passer dans un site interstitiel laissant derrière lui un site vacant, il se forme ainsi une paire de défauts: lacune et interstitiel.

Si par ailleurs l'énergie des atomes disloqués (de recul) est beaucoup supérieure à (U_d); ces atomes de recul primaires peuvent à leurs tours produire des atomes secondaires, ces derniers produisent des atomes de recul tertiaires et ainsi de suite, jusqu'à ce que l'énergie des atomes déplacés s'approchent de la valeur limite (U_d) [12].

4.4) Défauts dus aux atomes étrangers (impuretés):

Contrairement aux défauts déjà cités les impuretés peuvent être introduits dans le cristal volontairement: dopage

Les atomes d'impuretés qui se trouvent disperser dans le réseau doivent également être considérés comme des défauts de la structure d'un cristal. Les atomes étrangers peuvent se situer soit dans des noeuds soit dans des positions interstitielles. Une fois introduits dans le cristal, ils peuvent jouer deux rôles soit des donneurs, soit des accepteurs. D'autre part les atomes étrangers en s'associant à des atomes de même nature ou à d'autres défauts ponctuels peuvent former des défauts complexes [11].

nature des particules	MASSE ATOMIQUE			
	10	50	100	200
neutrons-protons (eV)	75	325	638	1263
électrons-rayons gamma (MeV)	0.10	0.41	0.68	1.10
particules alpha (eV)	31	91	169	325
fragment de fission des noyaux (eV)	85	30	25	27

Tableau (L.2): Valeurs de seuil de l'énergie des particules rapides suffisantes pour créer des défauts d'irradiation dans des cristaux en fonction de la masse atomique des atomes ($U_d = 25\text{eV}$).

5) Conclusion:

Dans les semiconducteurs, un défaut, et en particulier un défaut profond, peut porter des noms très divers suivant les différentes évidences expérimentales de ses effets.

Les défauts traduisent le plus souvent les imperfections de la technologie de préparation des cristaux semiconducteurs ou de la technologie de fabrication des composants, il est donc important de les caractériser pour améliorer ces technologies. Toutes les techniques de mesures ont été utilisées pour la détection et la caractérisation des niveaux profonds dont la plus récente est la DLTS.



CHAPITRE 2:

LES RECUITS

PAR

FAISCEAUX D'ENERGIE

CHAPITRE 2:

Les recuits par faisceaux d'énergie

INTRODUCTION:

Les recherches concernant les nouvelles techniques de recuit ont initialement trouvées leur justification dans la nécessité de réduire la redistribution d'impuretés, à des valeurs compatibles avec la diminution du facteur d'échelle, dans le cas de la fabrication de recuits à haute densité d'intégration. Même si depuis, les applications et techniques se sont diversifiées, le recuit par faisceau d'énergie semble bien être une nécessité pour la fabrication de circuits à grande densité d'intégration [1].

En effet l'implantation ionique présente l'avantage de contrôle des profondeurs de pénétration et des quantités d'ions introduits et également une limitation de la diffusion latérale.

Cependant son inconvénient c'est la perte de la structure cristalline de la surface du substrat implanté [2].

Pour recristalliser le substrat on utilisait un recuit classique à haute température et pendant un temps suffisamment long; ceci introduit en plus d'autres défauts.

Ce qui a poussé les chercheurs à trouver d'autres techniques de recuit pour recristalliser les couches implantées, en occurrence les recuits par faisceau dirigé (électrons, protons, photons).

En effet, sous l'impact d'un faisceau d'énergie, un matériau désordonné peut être recristallisé, soit en phase solide, soit en phase liquide, ceci dépend de l'énergie apportée, mais aussi du temps pendant lequel le faisceau est appliqué [3].

Ces techniques permettent une recristallisation des couches implantées et une meilleure adhération des dopants et également une meilleure guérison des défauts. Elles sont classées suivant leurs temps d'interaction avec le matériau.

1) Techniques de traitement thermique:

Ces techniques utilisent un recuit appelé "Recuit par faisceau d'énergie" lorsqu'on se refait à la source utilisée, ou bien, recuit de courte durée de l'anglais "Short Time Annealing", lorsqu'on désigne le traitement thermique mis en jeu. Ses sources d'énergie vont du rayonnement incohérent émis par un corps noir, ou une lampe à halogène en passant par les faisceaux de lumière cohérente ou de particules (ions ou électrons).

La différence majeure entre les diverses procédés réside dans le temps d'interaction du faisceau d'énergie avec le matériau.

Ce temps doit être comparé au temps de réponse thermique définie par [4]:

$$t = L^2 K^{-1}$$

Où L est la distance sur laquelle la chaleur diffuse et K la diffusité thermique.

Lors de ce traitement thermique on peut définir trois modes d'apport de l'énergie.

1.1) Mode adiabatique:

La chaleur diffuse peu dans le semiconducteur, durant le traitement du fait de la brièveté du recuit, quelques centaines de nanosecondes (plus faible que le temps de relaxation thermique du silicium), le système présente alors une réponse adiabatique à l'irradiation, les recuits par faisceaux Lasers ou électrons pulsés opèrent dans le régime adiabatique.

La température de surface du semiconducteur, doit être suffisante pour avoir sur quelques milliers d'angströms, une épitaxie s'initialise à partir du substrat avec une vitesse de l'ordre de plusieurs mètres par seconde, cette vitesse est contrôlée par le gradient thermique dans la zone solide [5].

Ce recuit peu donc à partir d'un germe de silicium monocristallin donner des couches de silicium monocristallin. Il présente une activation électrique due à la grande vitesse de recristallisation lors du refroidissement de la surface [3].

Son inconvénient, c'est l'influence des gradients thermiques dans le volume du semiconducteur non liquifié.

1.2) Mode à flux thermique:

L'échantillon est balayé par un faisceau (Laser ou électronique) à flux d'énergie continue. Le diamètre du faisceau est compris entre 5 et 500 μm , avec des vitesses de balayage allant de 1 à 100 cm/s et un temps d'interaction de quelques millisecondes, correspond aux méthodes de traitement par faisceau balayé) [6,7,8,9,10].

Le profil de température est plus étalé vers le fond du matériau que celui du régime adiabatique.

La diffusion des impuretés est minime (typiquement 100 Å) et les défauts cristallins étendus restent difficiles à éliminer [6,7].

Pour ce mode on peut utiliser la recristallisation en phase solide aussi bien qu'en phase liquide [6,11]. Les deux types de recristallisation peuvent être simultanés, car liés à la présence de gradients thermiques, d'où un inconvénient: les inhomogénéités de recristallisation. Son avantage est qu'il permet d'obtenir sur des diélectriques à partir d'un germe de silicium monocristallin, des couches de silicium à grains plus au moins étendus suivant l'énergie du faisceau, son diamètre et sa vitesse [6,12].

Ce recuit présente le pouvoir de traiter sélectivement différentes zones de surface d'une plaquette (cas des circuits VLSI).

1.3) Mode isotherme:

Dans ce mode on classe tous les recuits dont la durée est suffisamment longue (quelques dizaines de secondes; durée largement supérieure au temps de relaxation thermique du silicium) pour que la répartition de la chaleur soit uniforme dans l'échantillon [13,14]. La longueur de diffusion de la chaleur est de l'ordre de 1cm d'où un chauffage isotherme de l'échantillon[2].

Les recuits isothermes (largement développés dans la littérature [15,16,17,18,19,20,21]) restaurent le silicium endommagé dans ses propriétés cristallines par une restructuration en phase solide. Pour le silicium le recuit rapide isotherme se caractérise par un traitement à des températures de l'ordre de 1100 °C et des temps d'environ des secondes, puisque la croissance par épitaxie en phase solide de couches d'épaisseur inférieure à 1mm est complète en moins d'une milliseconde, le temps supplémentaire disponible de l'ordre de 5s sert à, éliminer les dommages résiduels dans la zone de recristallisation et à **recuire les boucles de dislocation dans la bande sous-jacente [22]**.

Avantages:

une durée de traitement brève, une activation des impuretés de l'ordre 80 % à 90 % et une faible diffusion de ces impuretés[3].

Ce mode peut être utilisé pour la réalisation de diodes peu profondes.

Inconvénients:

Contraintes thermoélastiques provoquée par la vitesse de chauffage et de refroidissement qui est très grande.

les recuits isothermes ne peuvent pas être appliqués au couple métal-semiconducteur car l'interpénétration des différents matériaux est fortement inhomogène donc non contrôlable[3].

2) Comparaison des différents modes de recuit:

La comparaison des différents modes de recuit est donnée au tableau (II.1) et aux figures (II.1) à (II.3).

Sur le tableau (II.1), à partir de l'article de Brown [23], nous avons porté la comparaison entre les trois modes de recuit sur l'activation de la recristallisation lorsqu'elle a lieu.

Sur la figure (II.1), d'après Sedgwick [5], nous avons porté les modes aux quels ces techniques sont rattachées en fonction du temps de recuit.

Sur la figure (II.2), d'après Hill [6], nous avons représenté les différents modes d'apport de l'énergie et également la variation de la température de l'échantillon en fonction de la profondeur.

Enfin sur la figure (II.3), d'après Seidel [24], nous avons situer les différentes techniques de recuit en fonction du temps et de l'apport de l'énergie.

	Mode isotherme	Mode flux thermique	Mode adiabatique
Mécanisme de croissance	Phase solide	phase solide	phase liquide
Paramètres du recuit	Temps température	Energie du faisceau Durée du recuit	Energie du faisceau
Orientation du cristal	Meilleure recristallisation pour $\langle 100 \rangle$	Idem	Equivalent pour toutes les orientations
Microstructure	Quelques dislocations	Moins de dislocations qu'au mode isotherme	Cristal parfait, très peu de défauts
Etat de la surface	Lisse	Lisse	Endommagée pour les fortes énergies

Tableau (II.1): Comparaison des phases de recristallisations pour les différents modes de recuit [23].

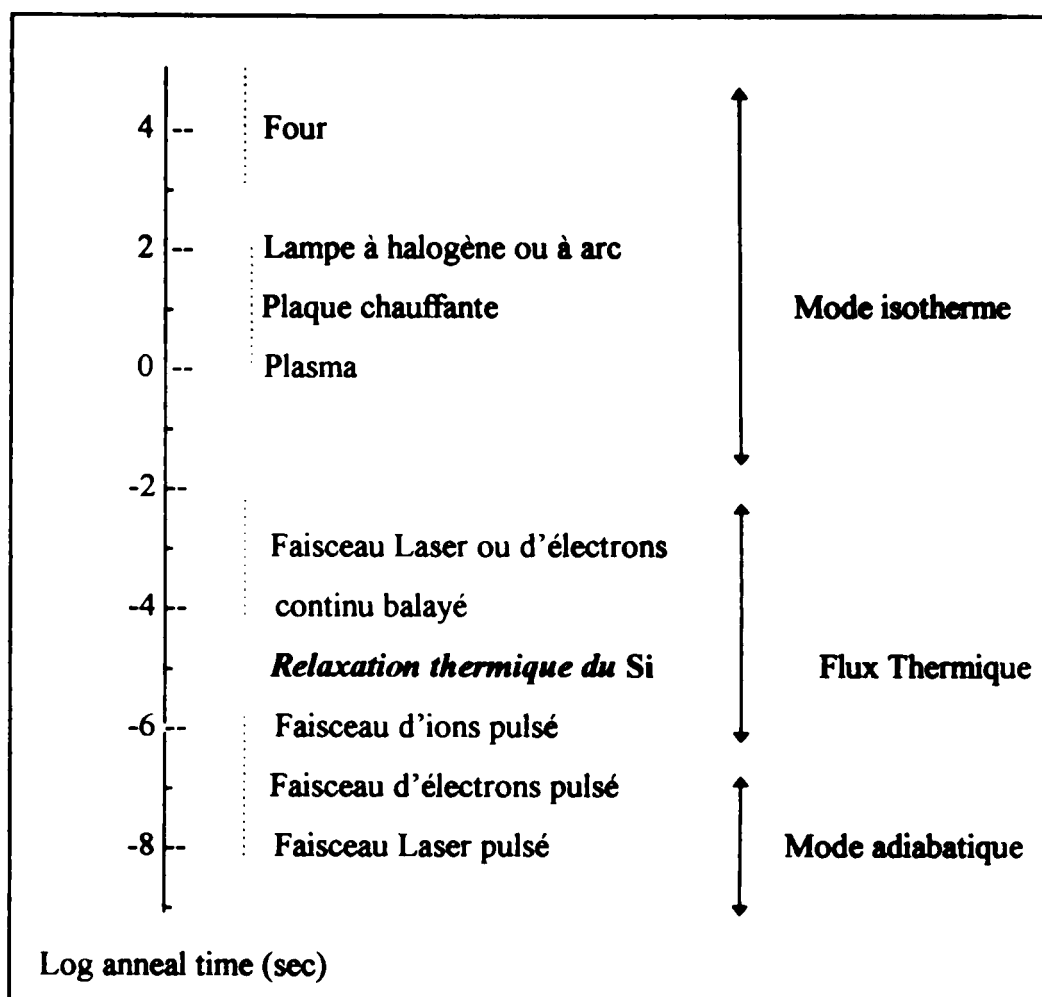


Figure (II.1): Comparaison des temps de recuit pour les différents modes [5].

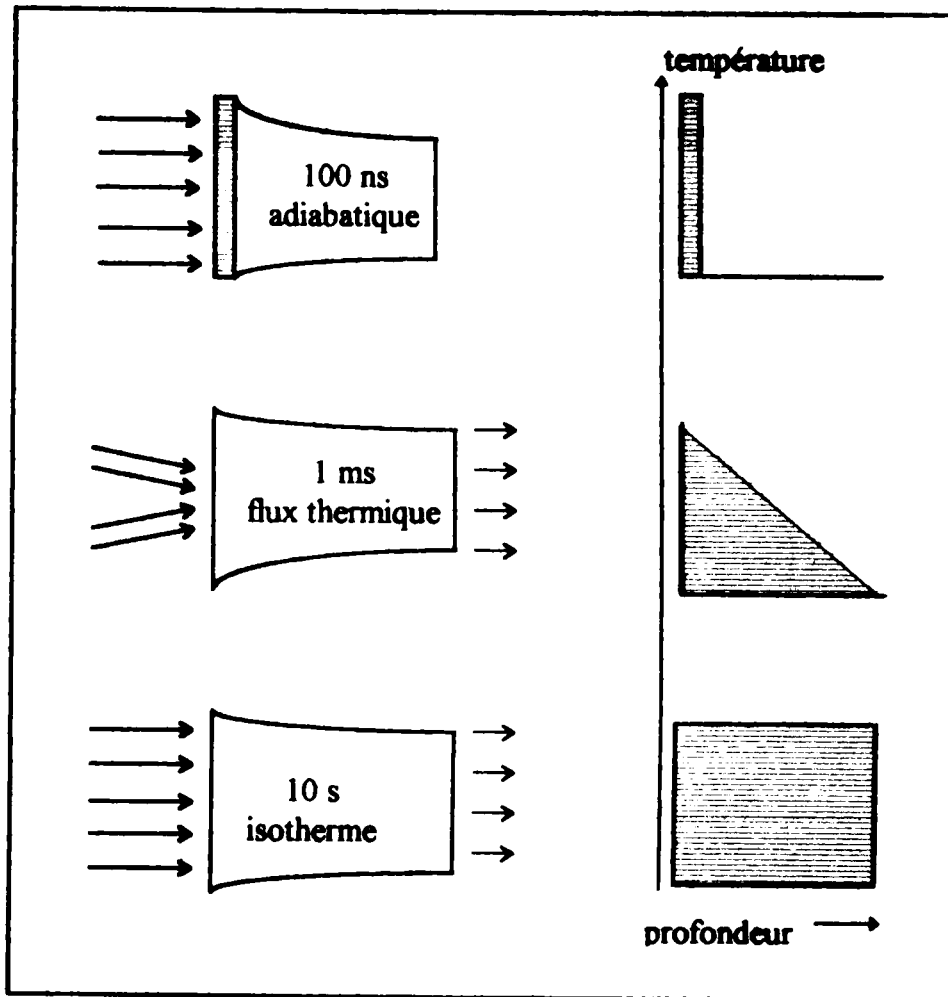


Figure (II.2): les différents modes d'apport de l'énergie [6]

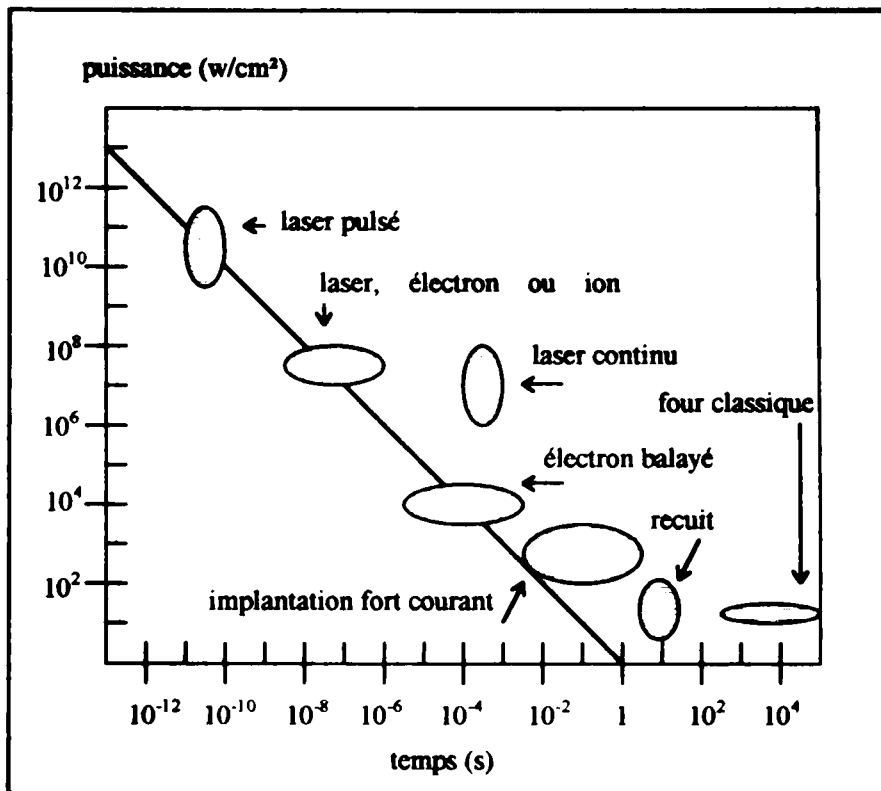


Figure (II.3): Les différentes techniques de recuit [24]

3) Influences des différentes techniques de recuit:

3.1) Introduction:

Les recuits à sources d'énergies, telles que laser, faisceau d'électrons, ou lumière incohérente sont devenues une alternative au recuit conventionnel classique, principalement pour la recristallisation des couches amorphes et l'activation des dopants introduits à fortes doses, par implantation ionique, dans un semiconducteur. Après recuit par faisceaux d'énergie, le matériau recristallisé doit avoir une densité de défauts très faible et sans influence sur ses caractéristiques électrique.

Des impuretés comme l'oxygène et le carbone peuvent être tolérées à des concentrations de l'ordre de 10^{18} cm^{-3} , typiques des substrats silicium Czochralski, parce qu'on peut les rendre électriquement inactives. Cependant, les impuretés métalliques comme l'Or par exemple, peuvent être nuisibles pour les propriétés électriques des dispositifs, à des concentrations inférieurs à 10^{11} cm^{-3} si elles produisent l'apparition de certains centres profonds [2].

3.2) Défauts électriquement actifs après différents traitements:

En utilisant la technique DLTS, plusieurs auteurs [25] ont mis en évidence la présence de défauts électriquement actifs dans la zone de charge d'espace des jonctions réalisées à partir d'un substrat de silicium recuit par les différentes techniques et l'influence néfaste de ces défauts sur le comportement électrique des jonctions.

Nous avons regroupé les principaux résultats concernant les défauts électriquement actifs et leurs modes d'apparition après différents traitements en phase solide du silicium dans les tableaux (II.2) à (II.5). Plusieurs pièges apparaissent indépendamment du mode de recuit utilisé, avec seulement une différence dans leur concentration. Leur concentration dépend par contre fortement, des paramètres du recuit lui même.

RECUIT CONVENTIONNEL

Conditions de recuit	Substrats	Caractéristiques du piège	Propriétés du piège	Origines et références
1000/50mn + Trempe	Si CZ dopé bore (15 - 30)Ωcm	$E_v + .43 \text{ eV}$ $\sigma_p = 8 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$ $N_t = 10^{13} \text{ cm}^{-3}$	Apparaît à 300°K instable à température ambiante	Fe, [26]
		$E_v + .32 \text{ eV}$ $\sigma_p = 9 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$ $N_t = 8 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$	Apparaît à 200°K Stable	(Si _i -Si _i) [27]
900/30mn	si épitaxié dopé bore (2 Ωcm)	$E_v + .29 \text{ eV}$ $\sigma = ?$ faible concentration	Apparaît à 190°K stable	(B _x V _y) [28]

Tableau: (II.2)

LASER CW ARGON

Conditions de recuit	Substrats	Caractéristiques du piège	Propriétés du piège	Origines et références
10 cm/s- 0.94P _m	Si CZ dopé phosphore (2Ωcm)	$E_c - .22 \text{ eV}$ $\sigma_n = 2 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$ $N_t = 2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$	Apparaît à 125 °K	Cr, [29,30]
		$E_c - .44 \text{ eV}$ $\sigma_n = 8 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$ $N_t = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$	Apparaît à 250 °K stable	(P-V) [29,30] (V-V) [31]
	Si CZ dopé vierge ou implanté As ⁺ 5 10 ¹⁴ cm ⁻² 100 keV	$E_v + .45 \text{ eV}$ $\sigma_p = 8 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$ $N_t = 10^{13} \text{ cm}^{-3}$	Apparaît à 300 °K instable à température ambiante	Fe, [27,29,32]
		$E_v + .28 \text{ eV}$ $\sigma_p = 10^{-14} \text{ cm}^2$ $N_t = 10^{13} \text{ cm}^{-3}$	Apparaît à 200 °K stable	(Cr, B _x) [29] (Si _i -Si _i) [27]
		$E_v + .1 \text{ eV}$ $\sigma_p = 10^{-14} \text{ cm}^2$ $N_t = 10^{13} \text{ cm}^{-3}$	Transmute avec le niveau $E_v + .45 \text{ eV}$	(Fe, B _x) [4,6,15]

Tableau: (II.3)

ELECTRONS BALAYES

Conditions de recuit	Substrats	Caractéristiques du piège	Propriétés du piège	Origines et références
20 cm/s- 300 mA	Si CZ dopé phosphore (2Ωcm)	$E_c - .19$ eV $\sigma = ?$ $N_t = 10^{13}$ cm ⁻³	Apparaît à 106 °K Stable	C_r [33] même cas E- 22 laser
		$E_c - .44$ eV $\sigma = ?$ $N_t = 10^{12}$ cm ⁻³	Apparaît à 260 °K stable	(P-V) [29,30,31]
	si CZ dopé bore implanté arsenic (100 KeV, $5 \cdot 10^{14}$ cm ⁻²)	$E_v + .28$ eV $\sigma = ?$ $N_t = 10^{13}$ cm ⁻³	Apparaît à 150 °K stable	même cas E+ .3eV[29] vu en laser
		$E_v + .36$ eV $\sigma = ?$ $N_t = 6 \cdot 10^{13}$ cm ⁻³	Apparaît à 196 °K stable	($C_i - C_s$) [30,33]

Tableau: (II.4)

RECUIT RAPIDE ISOTHERME (RRI)

Conditions de recuit	Substrats	Caractéristiques du piège	Propriétés du piège	Origines et références
900 °C / 20 s	si épitaxie dopé bore (2 Ω cm) vierge	$E_v - .29$ eV $\sigma_p = 2 \cdot 10^{-15}$ cm ² $N_t = (10^{13} - 10^{15})$ cm ⁻³	Apparaît à 190 °K Stable	($B_x V_y$) [28]
	si CZ dopé bore (2Ω cm) implanté arsenic (100KeV, $5 \cdot 10^{14}$ cm ⁻²)	$E_v + .29$ eV $\sigma_p = 2 \cdot 10^{-15}$ cm ² $N_t = 5 \cdot 10^{12}$ cm ⁻³	idem	idem
1200 °C / 5 s	si CZ dopé bore implanté arsenic (50 keV, 10^{15} cm ⁻²)	$E_v + .1$ eV $\sigma = ?$ $N_t = 5 \cdot 10^{13}$ cm ⁻³	Apparaît à 50 °K stable	(Fe, B) [34]
		$E_v + .042$ eV $\sigma = ?$ $N_t = 1.8 \cdot 10^{13}$ cm ⁻³	Apparaît à 225 °K stable	impureté métallique inconnue [34]

Tableau: (II.5)

4) Conclusion:

D'après les tableaux précédents et les différentes études des défauts électriquement actifs nous pouvons faire les remarques suivantes:

- a) des défauts électriquement actifs apparaissent après tous les types de recuits.
- b) ces défauts sont localisés près de la surface .
- c) ils sont figés dans un état hors équilibre au moment du refroidissement rapide.
- d) les paramètres du procédé de recuit (puissance du faisceau, temps d'interaction, énergie déposée, vitesse de balayage) peuvent être optimisés, pour obtenir un minimum de défauts.
- e) un processus de poste-recristallisation (recuit conventionnel plus passivation à l'hydrogène) est souvent utilisé pour réduire la densité de défauts électriquement actifs résiduels.

Ceux qui subsistent après recristallisation des couches amorphes, peuvent avoir deux origines possibles:

- les défauts créés par implantation ne sont pas complètement guéris, particulièrement dans la queue d'implantation.
- le procédé de recuit lui même induit des défauts.



CHAPITRE 3:

LE RECUIT

RAPIDE ISOTHERME

(RTA)

CHAPITRE 3:

Le Recuit Rapide Isotherme (R.T.A.)

1) INTRODUCTION:

Le recuit rapide isotherme, tout en faisant partie du mode isotherme, il en forme la limite inférieure sur l'échelle des temps

Le recuit rapide isotherme (R.R.I), est présenté comme une alternative aux autres recuits rapides à cause de ses performances technologiques: contrôle précis de la diffusion des dopants et la fabrication de jonctions fines (inf. à 1000 Å) et une homogénéité acceptable de température sur des plaquettes de grands diamètre (100 mm) [1].

Il possède également une caractéristique essentielle qui est, la mesure en temps réel de la température de l'échantillon pour le contrôle du recuit à cause de la brièveté du traitement [2].

Le recuit rapide isotherme (RRI) est appelé également recuit thermique rapide de l'anglais « Rapid Thermal Annealing », forme abrégée «RTA ».

2) Principe:

Les échantillons sont déposés sur un support en quartz pour les isoler thermiquement, le chauffage et le refroidissement se font par radiation à des températures comprises entre 20 et 1200 °C.

La température et le temps de recuit peuvent être directement contrôlé sur l'échantillon lui-même, ou bien sur un échantillon témoin.

Le chauffage des échantillons dont l'épaisseur est inférieure à 500 µm, se fait d'une manière uniforme, la croissance épitaxiale en phase solide des couches implantées est complète, après un temps inférieur à la milliseconde [3], cependant des temps de quelques secondes sont nécessaires pour supprimer les défauts résiduels dans la région recristallisée, et pour guérir les défauts étendus (boucles de dislocations) dans les couches sous-jacentes.

Le recuit rapide isotherme (R.T.A) semble donc offrir un excellent compromis entre la suppression totale des défauts d'implantation et une redistribution négligeable des profils de dopants.

3) Description d'un four de recuit rapide:

Le four de recuit rapide est présenté à la figure (III.1).

Les plaquettes y sont recuites une à une, dans une atmosphère contrôlée, à pression atmosphérique ou sous vide. Les sources de chaleur transmettent radiativement l'énergie. Le support de plaquettes est conçu de manière à réduire au minimum les échanges par conduction thermique et ainsi minimiser les gradients thermiques aux points de contact. Les échanges d'énergie, dans quel sens qu'ils soient, sont donc essentiellement radiatifs, avec éventuellement une influence de la convection du gaz contenu dans la chambre de recuit.

La température de la plaquette est mesurée par un thermocouple ou par pyromètre optique.

Il existe d'autres éléments du four tel que: le circuit de gaz, le système de pompage, l'électronique des circuits de mesure et de commande et le générateur de cycles thermiques.

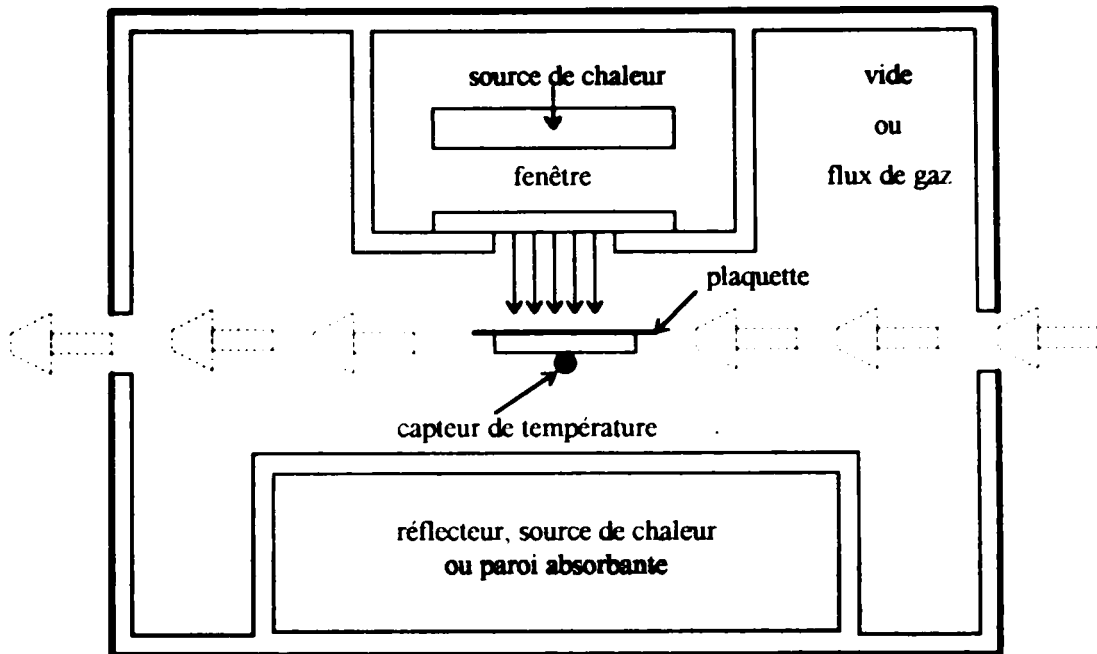


Figure (III.1): Disposition général d'un four de recuit rapide

5) Sources d'énergie:

Elles sont classées selon la constante de temps qui doit être la plus faible possible de manière à avoir une régulation efficace de la température de l'échantillon. Tableau (III.1)

5.1) Plaque de graphite:

Elle dégage de la chaleur par effet Joule, sa température est comprise entre 1000°C et 1400°C [4]. Pour éviter toute contamination (oxydation), elle doit être utilisée sous vide ou dans une atmosphère inerte. La constante de temps thermique élevée d'un tel dispositif empêche toute régulation de l'énergie délivrée. Ce système fut l'un des premiers disponibles sur le marché.

5.2) Lampe à arc:

La lampe d'une puissance allant jusqu'à 150 kw est placée dans un tube en quartz. Un jet d'eau mince en spirale le long de la paroi interne du tube refroidit très efficacement la lampe tout en évitant tout dépôt sur les parois du tube.

Au moyen d'un réflecteur on arrive à créer un flux uniforme sur la plaquette.

La constante de temps thermique de cette lampe est quasiment nulle.

L'énergie lumineuse est émise essentiellement dans la zone d'absorption bande à bande du silicium; le couplage optique est très élevé et une température typique de 5000 à 7000°C [4].

5.3) Lampe halogène à filament de tungstène:

Un filament de tungstène incandescent placé dans un gaz halogène qui a pour rôle de diminuer le dépôt de tungstène vaporisé sur les parois du tube. La puissance maximale de chaque lampe est de quelques kilowatts et pour effectuer un recuit rapide on utilise plusieurs lampes simultanément [5].

Les caractéristiques de ces sources lumineuses subissent un vieillissement. La plus grande partie de l'énergie lumineuse étant émise dans l'infrarouge, le couplage avec le silicium est faible. La constante de temps thermique est d'environ 0.5 s [6].

5.4) Conclusion:

Le tableau (III.1) récapitule, en les complétant, les données ci-dessus. Elle fait en particulier apparaître les points à porter au passif des lampes à décharge, à savoir la complexité des auxiliaires (apport d'eau, alimentation en énergie électrique et contrôle de celle-ci) ainsi que l'aspect essentiel d'une bonne conception du réflecteur. C'est pour cela que les lampes à arc, par ailleurs très chères, et tubes à filament de tungstène, coexistent actuellement sur le marché, avec toutefois une prédominance des derniers cités.

Lampe	à arc refroidie par eau	à filament de tungstène	à arc non refroidie	plaque de graphite
puissance moy.	25kW	5kW	10kW	15kW
puissance max.	150kW	25kW	10kW	15kW
luminance	UV, VIS, IR	VIS, IR	VIS, IR	IR
uniformité	bonne	très bonne	bonne	très bonne
rendement	moyen	élevé	moyen	élevé
mécanisme de vieillissement	usure des électrodes	usure filament dépôt parois	usure élect. dépôt parois	évaporation
durée de vie	100h	1000h	100h	?
stabilité	bonne	très bonne	bonne	très bonne
complexité des auxiliaires optiques	élevée élevée	faible moyenne	moyenne élevée	moyenne faible
facilité de contrôle	bonne	moyenne	bonne	faible

Tableau (III.1): *Tableau récapitulatif des performances de différentes sources d'énergie. On a fait figurer les lampes à arc non refroidies, pour apprécier l'amélioration apportée par le refroidissement. (UV: ultraviolet, VIS: visible, IR: infrarouge).*

6) Types de configuration du four:

Selon la dispositions des sources d'énergie de part et d'autre, ou d'un seul côté de la plaquette, il existe deux types de configuration symétrique ou dissymétrique [4]. Figure (III.2) et Figure (III.3).

6.1) Configuration symétrique

Dans le cas de la configuration symétrique, la plaquette est placée dans une chambre en quartz pour l'isoler des tubes à filament, l'ensemble est placé dans une chambre en acier inoxydable refroidie par eau et où circule un gaz neutre et dont les parois internes sont traitées d'une manière à homogénéiser le rayonnement et à augmenter leur pouvoir réfléchissant.

L'importante masse de quartz dans ce cas n'étant que peu refroidie entre deux recuits, des effets ``mémoire`` thermiques [4] sont susceptibles d'être observés. Pour réduire leur influence sur les résultats, les constructeurs conseillent souvent un préchauffage destiné à stabiliser les températures des parois de l'enceinte.

6.2) Configuration dissymétrique

Dans la configuration dissymétrique, les parois internes de la chambre de traitement sont métalliques et elles aussi refroidies par eau, elles peuvent être suivant les cas réfléchissantes ou absorbantes.

La solution symétrique a l'avantage d'une disposition optique simple et d'une chambre de traitement totalement en quartz, donc chimiquement inerte, mais dont l'inconvénient est de s'échauffer durant le recuit.

Quant à la solution dissymétrique, elle possède des parois froides (pas d'effet ``mémoire``) mais métalliques. C'est pourquoi elles sont souvent recouvertes d'un film de silice pour prévenir les réactions chimiques en présence de certains gaz.

D'autre part, le réflecteur semble ici plus difficile à concevoir, surtout pour les sources uniques.

Remarquons enfin que les dynamiques de chauffage et de refroidissement les plus rapides sont obtenues avec des chambres dissymétriques, à parois froides et absorbantes (refroidissement rapide de la plaquette), équipées de lampes à arc refroidies par eau (faible constante de temps et fort couplage optique avec le silicium).

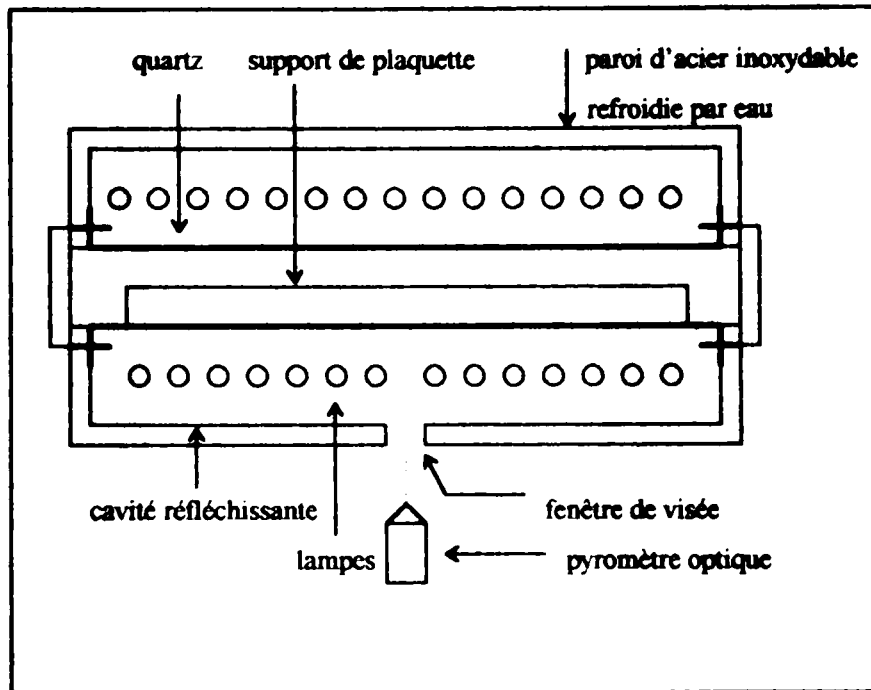


Figure (III.2): Aspect de configuration symétrique [4]

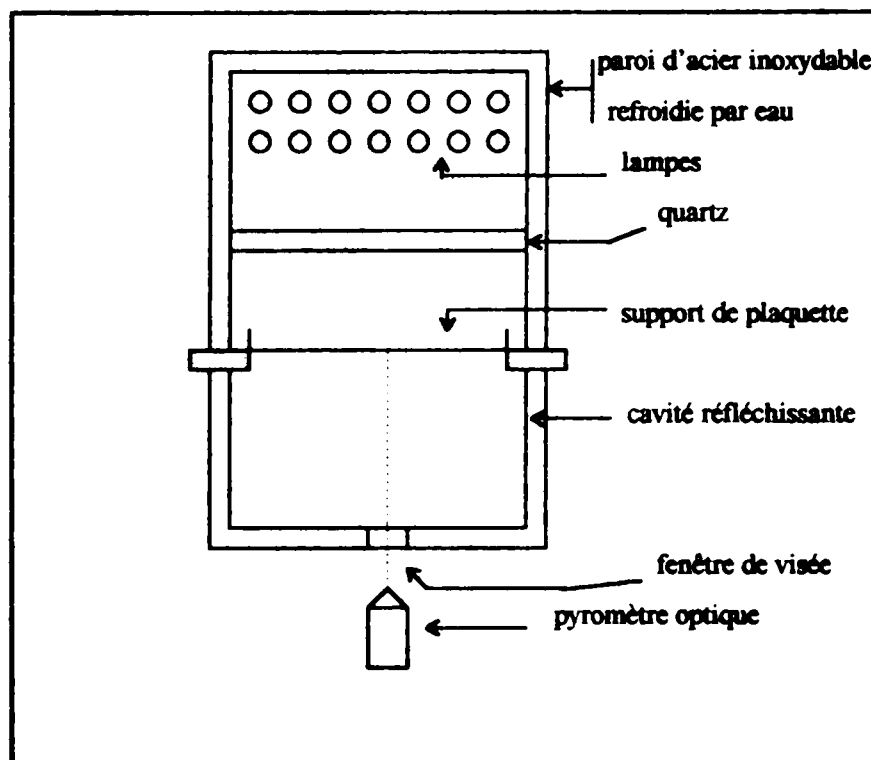


Figure: (III.3): Aspect de configuration dissymétrique [4]

7) Mesure et contrôle de la température.

Pour contrôler les transitoires et paliers thermiques, le système d'asservissement doit disposer d'une mesure en temps réel de la température de la plaquette.

La boucle d'asservissement comprend en plus du gradateur de puissance, un capteur qui permet de mesurer en temps réel la température de l'échantillon. Ce capteur est généralement du type thermocouple ou du type pyromètre optique, imposé par le domaine des températures mesurables (0 à 1200 °C), La sensibilité, la fidélité et la fiabilité

7.1) Mesure par thermocouple:

Le choix d'un couple thermoélectrique parmi d'autres, pour la mesure par contact de température de surface, est dicté par le domaine des températures mesurables. Néanmoins, l'utilisation systématique d'un thermocouple dans un four de recuit rapide, ou même comme moyen d'étalonnage, pose une série de problèmes concernant l'aspect chimique de leur comportement et la précision de mesure.

En effet les éléments du thermocouple peuvent être oxydés en présence de certains gaz et on assiste également à une volatilisation du chrome, sous vide [7].

Enfin, le silicium forme à haute température, des composés avec presque tous les métaux, de sorte qu'une grande surface de la plaquette a de fortes chances d'être polluée par la diffusion d'ions métalliques venant du thermocouple.

La mesure par thermocouple induit également des erreurs de mesures par contact, c'est à dire les erreurs liées à la perturbation du champ thermique provoqué par le thermocouple [8].

Pour minimiser ces erreurs on doit coller le thermocouple sur la plaquette d'une manière à diminuer la résistance de contact et utiliser des fils du thermocouple de section très faible pour augmenter leur résistance thermique, ainsi le transfert de chaleur par conduction le long des fils du thermocouple sera négligeable [8].

Remarquons enfin que plus la section des fils est faible plus la durée de vie du thermocouple est limitée étant donné l'aspect chimique du thermocouple.

Source de rayonnement	12 lampes à enveloppe de quartz, filament de tungstène, sous gaz halogène, 2.5Kw chacune	
Atmosphère pendant le recuit	Gaz neutre (Argon)	
Mesure de la température	Par thermocouple de type K (Cr-Al)	
Précision sur la température	+/- 10°C	
Mode de fonctionnement	Programmation de puissance électrique, régulation de température	
Contrôle de la température	Pastille de silicium percée sur laquelle est fixée un thermocouple par colle céramique	
Préchauffage	température	150 à 200°C
	durée	15 s
	remarques	Permet une meilleure purge, allonge la durée de vie des lampes
Traitement thermique	température	20 à 1200°C
	durée	2 à 100 s
	remarques	Résolution en temps: 1s
Chauffage	vitesse maxi	120 à 200°C/s (dépend de la température de palier désirée)
	vitesse mini	20°C/s
Refroidissement	vitesse maxi	80°C/s (entre 1200 et 700°C, par rayonne ¹).
	vitesse mini	5°C/s (programmée)

Tableau (III.2): Paramètres caractéristiques du four à lampes[10]

10) Conclusion:

Après avoir situé le recuit rapide isotherme parmi les différents modes de recuit dans le chapitre précédent, nous avons présenté dans ce chapitre, la description d'un four de recuit rapide isotherme avec ses deux configurations, ses différentes sources d'énergie, les techniques de mesure de température utilisées et enfin le cycle de fonctionnement du four.



CHAPITRE 4:

CARACTERISATION

PAR LES TECHNIQUES

$I(V)$ et $C(V)$

CHAPITRE 4:

Caractérisation par les techniques

$I(V)$ et $C(V)$

INTRODUCTION:

La diode est le composant le plus commode pour caractériser les défauts profonds dans les semiconducteurs; en effet, les variations de sa capacité (ou de son courant) sont très sensibles aux émissions ou aux captures des porteurs par les défauts localisés dans la zone de charge d'espace [1].

1) Profondeur de la zone de charge d'espace:

Nous considérons une jonction abrupte unilatérale de type N⁺P (concentration n des électrons de la région N très grande devant la concentration p des trous de la région P). Dans ce cas la charge d'espace s'étend seulement dans la région P du voisinage de la jonction (elle est négligeable dans la région N), en conséquence, toute la différence de potentiel aux bornes de la diode apparaît dans la région P (à un terme kT/q près).

La charge d'espace de cette diode est semblable à celle d'une diode Schottky.

Le calcul de la répartition du potentiel dans la charge d'espace détermine le potentiel $V(x)$ en fonction de la distance x du point considéré à la jonction.

$V(x)$ est déduit de l'équation de Poisson:

$$d^2V / dx^2 = - \rho(x) / \epsilon_s \quad (1)$$

où:

$\rho(x)$: densité volumique des charges électriques.

ϵ_s : la constante diélectrique.

Les conditions aux limites sont:

$$x = 0 : \quad V(0) = V_o = V_B + V_a \quad (2)$$

avec:

V_B : hauteur de la barrière de potentiel existant à la jonction.

V_a : tension appliquée aux bornes de la diode.

$$x = L \text{ (L: largeur du semiconducteur): } V(L) = 0$$

Comme nous calculons $V(x)$ dans le cas de la polarisation inverse de la diode, le courant qui la traverse est négligeable et les concentrations des électrons n et des trous p s'expriment par:

$$\begin{aligned} n &= n_0 \exp(-V(x) / U_T) \\ p &= p_0 \exp(V(x) / U_T) \end{aligned} \quad (3)$$

où:

n_0 (p_0) : valeurs de n (p) dans la région électriquement neutre ($V(x) = 0$).

$$U_T = kT/q \quad (4)$$

k : constante de Boltzmann

T : température

La solution de l'équation de Poisson, compte tenu de ces expressions de n et p et des valeurs aux limites, ne peut être obtenue que par une méthode numérique; aussi se contente-t-on, en général, d'une solution approchée en faisant l'hypothèse [2,3] que $\rho(x) = 0$ pour $x > W$ et $\rho(x) = qN_D$ pour $x < W$ (N_D concentration des donneurs ionisés dans la région N; on néglige d'autre part la concentration résiduelle des accepteurs; cela revient à considérer que la zone de charge d'espace de la diode est une zone désertée en porteurs libres de profondeur W).

Les nouvelles conditions aux limites sont:

$$x = W; \quad V(W) = 0 \quad \text{et} \quad dV/dx = 0 \quad (5)$$

En tenant compte que $d(xdV/dx) / dx = dV/dx + xd^2V/dx^2$ nous obtenons:

$$V = V_0 = \int_0^W (x\rho(x) / \epsilon_s) dx \quad (6)$$

En passant, pour simplifier l'écriture, $V = V_0 = V_B + V_s$, W peut être déterminée lorsque $\rho(x)$ est connue; par exemple lorsque N_D est constante.

$$W = (2\epsilon_s V / qN_D)^{1/2} \quad (7)$$

2) Capacité de la diode:

La capacité différentielle C de la diode est définie par:

$$C = dq / dV \quad (8)$$

q : charge électrique de la zone désertée de la diode:

$$q = S \int_0^W \rho(x) dx \quad (9)$$

S : surface de la diode

En pratique, on mesure cette capacité en superposant à la tension de polarisation de la diode (maintenue constante), une petite tension sinusoïdale de quelques dizaines de mV. La fréquence de cette tension est assez élevée (1Mhz dans la plupart des capacimètres commerciaux) pour que la charge électrique des défauts localisés dans la charge d'espace reste constante: la période de la tension sinusoïdale est beaucoup plus petite que la constante de temps d'émission des porteurs par les défauts. Par contre, les porteurs majoritaires ont dans leur bande un temps de relaxation beaucoup plus petit que la période de cette tension sinusoïdale, il en résulte qu'ils se déplacent au rythme de la modulation de la tension de polarisation de la diode par la tension sinusoïdale [4]. En dérivant q et V (équations: (6) et (9)) par rapport à W on obtient:

$$C = \epsilon_s S / W \quad (10)$$

L'expression de la capacité par unité de surface s'écrit:

$$C(\text{pF/cm}^2) = \epsilon_s / W \quad (11)$$

Sah et coll. [4] ont montré que lorsque la période du signal de modulation de la polarisation devient cinq fois plus grande que la constante de temps du processus d'échange des porteurs entre le défaut et les bandes, l'expression précédente de la capacité de la diode n'est plus correcte.

3) Diode Schottky.

3.1) caractéristique $I = f(V)$:

Le phénomène de transport dans une barrière de schottky dont le silicium est modérément dopé ($< 10^{17}$ at.cm⁻³), est l'émission thermoionique [3,5,6,7]. Cela conduit à une expression du type [8]:

$$I = I_s [\exp(qV / kT) - 1] \quad (12)$$

Soit: $U_T = kT/q$

$$U_T = (1/40) v = 25 \text{ mv à } T = 300^\circ\text{K} (27^\circ\text{C})$$

Dans le sens passant (en direct), $V > 0$. Quand: $V > 4U_T (V \geq 0.1v)$

A température ordinaire: $\exp(V / U_T) \gg 1$.

L'expression précédente devient:

$$I = I_s \exp(V / U_T) \quad (13)$$

avec $I_s = A^{**} T^2 \exp(-V_B / U_T)$ courant de saturation inverse. (14)

Où:

$A^{**} = 4\pi m^* (qk^2 / h^3)$ est la constante Richardson,

m^* la masse effective

V_B la hauteur de barrière de potentiel au contact métal-semiconducteur.

L'expression précédente n'est qu'une formule simplifiée qui ne tient pas compte de certains phénomènes [5] tel que:

- l'abaissement $\Delta\Phi$ de la hauteur de barrière dû au champ électrique appliqué.
- des effets quantiques (effet tunnel).
- la présence de défauts de surface.
- la résistance série de la diode.

L'expression générale qui prend en compte ces effets [3]:

$$I = I_s \exp((V - R_s I) / n U_T) \quad (15)$$

avec:

R_s : résistance série de la diode

n : facteur d'idéalité de la diode ($1 \leq n \leq 2$)

Le facteur d'idéalité est donné par la pente de la partie rectiligne de la courbe:

Figure (IV.1)

$$\ln(I / I_s) = f(V) \quad (16)$$

En pratique R_s est très faible; donc: $(R_s I) = 0$

$$I = I_s \exp(V / n U_T) \quad (17)$$

Alors la valeur de n est donnée par :

$$n = (1 / U_T)(\partial V / \partial \ln I) \quad (18)$$

La valeur de l'extrapolation de la densité de courant à $V=0$ de cette droite, permet de déterminer la valeur du courant de saturation I_s et par conséquent la valeur de la hauteur de barrière de potentiel V_{Bn} au contact métal-semiconducteur: figure (IV.1)

$$V_{Bn} = U_T \ln(A^{**} T^2 / I_s) \quad (19)$$

La résistance série peut être déterminée à partir de la partie non linéaire qui suit la partie droite de la courbe: $\ln(I / I_s) = f(V)$.

$$R_s = \Delta V / I = (V_2 - V_1) / I \quad (20)$$

où V_1 et V_2 sont deux valeurs de la différence de potentiel pour le même courant I traversant la diode.

En inverse pour: $V < -4U_T$ ($V < -0.1v$) à température ordinaire:

$\exp(V / U_T) \cong 0$; alors on a:

$$I = -I_s \quad (21)$$

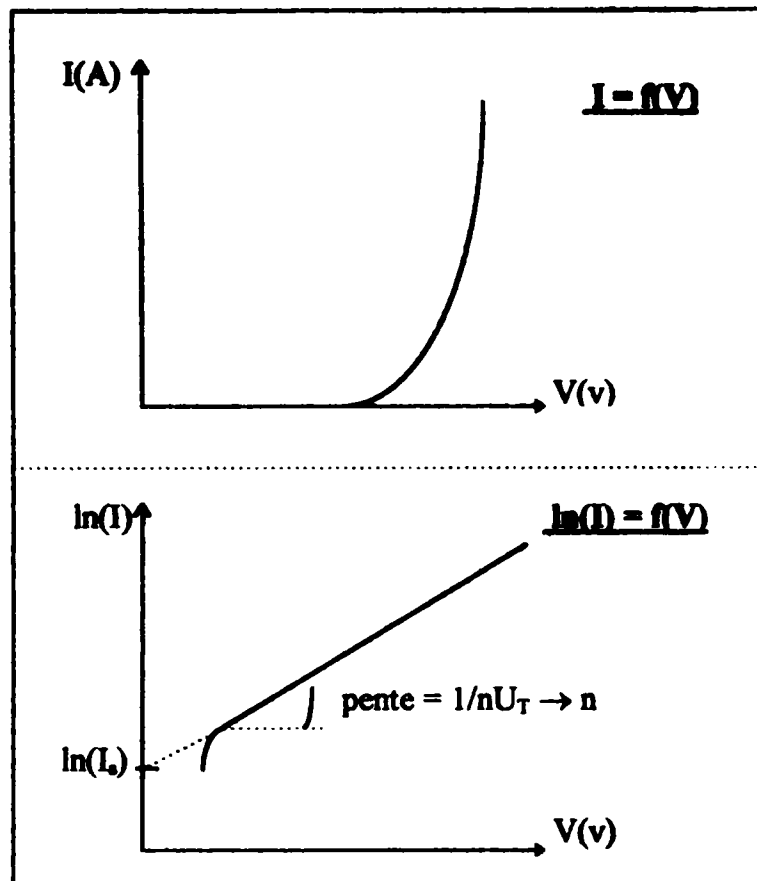


Figure (IV.1): Détermination du facteur d'idéalité par la pente de la droite $\ln(I)=f(V)$ et du courant de saturation par l'extrapolation de cette droite.

3.2) Caractéristique $C = f(V)$:

La mesure de la capacité en fonction de la tension inverse permet de déterminer la concentration de centres ionisés N_D .

La valeur de la capacité par unité de surface est donnée par [3]:

$$C(\text{pF/cm}^2) = \epsilon_s / w = [q\epsilon_s N_D / 2(V_{bi} - V - U_T)]^{1/2} \tag{22}$$

$$C(\text{pF/cm}^2) = (q\epsilon_s N_D / 2)^{1/2} \cdot (V_{bi} - V - U_T)^{-1/2} \tag{23}$$

Où:

W est la zone de charge d'espace.

V est la tension de polarisation inverse.

V_{bi} est la tension de diffusion (hauteur de barrière vue du côté semiconducteur), elle est définie par la figure: (IV.2).

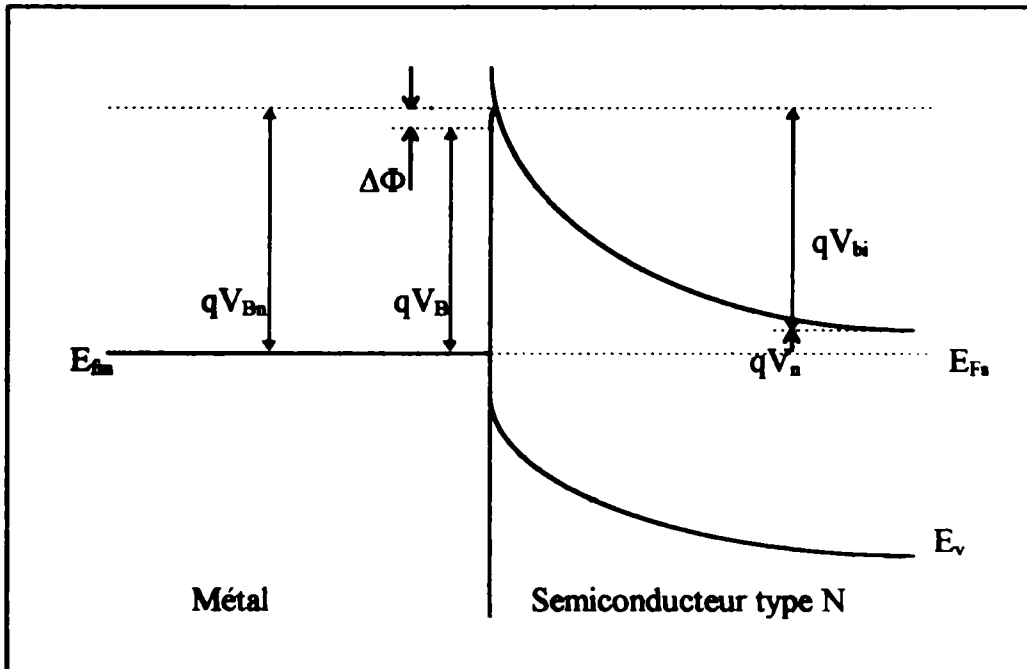


Figure (IV.2): Schéma de bande simplifié d'une barrière Schottky [9]

Pour: $V = 0$ on a:

$$C_0 = (q\epsilon_s N_D / 2)^{1/2} \cdot (V_{bi} - U_T)^{-1/2} \quad (24)$$

$$C(V) = C_0 [1 - V/(V_{bi} - U_T)]^{-1/2} \quad (25)$$

$$C^{-2} = C_0^{-2} \cdot (1 - V/(V_{bi} - U_T)) \quad (26)$$

La pente de la courbe $C^{-2} = f(V)$ fournit la concentration des centres ionisés N_D .

La valeur de V_{bi} vu du côté du semiconducteur est donnée par l'extrapolation de cette courbe pour $V = 0$ [5]: figure (IV.3)

$$N_D = (2 / q\epsilon_s) [d(1 / C^2) / dV]^{-1} \quad (27)$$

et

$$V_{Bn} = V_{bi} + V_n + U_T \quad (28)$$

$$\text{avec: } V_n = (E_c - E_f) / q \quad (29)$$

Détermination de V_n :

$$\begin{aligned} n &= N_c \exp(-(E_c - E_f) / kT) \\ p &= N_v \exp((E_v - E_f) / kT) \end{aligned} \quad (30)$$

$$N_c = (1 / 2\pi^2) \cdot (2m_c / h^2)^{3/2} \int_{E_c}^{\infty} (E - E_c)^{1/2} \exp(-(E - E_c) / kT) \cdot dE \quad [10] \quad (31)$$

après intégration et application numérique on trouve:

$$N_c = 2.7 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$$

$$N_v = 1.1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$$

$$n/N_c = \exp(-(E - E_c) / kT) \Rightarrow V_n = (E_c - E_f) / q = -kT / q \ln(n / N_c)$$

$$V_n = -U_T \ln(n / N_c) \quad (32)$$

La concentration des dopants est supposée uniforme, dans le cas contraire, la pente de $C^{-2} = f(v)$ permet d'accéder à une valeur locale en centres ionisés. Autrement dit, cette valeur calculée est celle de la concentration des donneurs ou accepteurs à une profondeur désirée correspondante à la tension de polarisation appliquée:

$$N_D(x = w) = (2 / q\epsilon_s)[d(C^{-2}) / dV]^{-1} \quad (33)$$

L'exploitation des courbes $C(V)$ permet d'aboutir aux profils de concentrations des centres ionisés. Toutefois, même dans le cas d'un dopage uniforme, il arrive d'observer une augmentation de ces concentrations avec la profondeur. Ceci peut être expliqué par le fait qu'à faible polarisation, on accède uniquement aux concentrations superficielles N_D , alors que pour des valeurs élevées de V_R , les centres profonds, existant dans le matériau interviennent.

D'autre part, il est à noter que dans ce cas l'intersection de la droite $C^{-2} = f(V_R)$ avec l'axe des abscisses n'est plus égale à V_{bi} et il est donc impossible d'en déduire la hauteur de barrière de potentiel dans des matériaux non uniformément dopés.

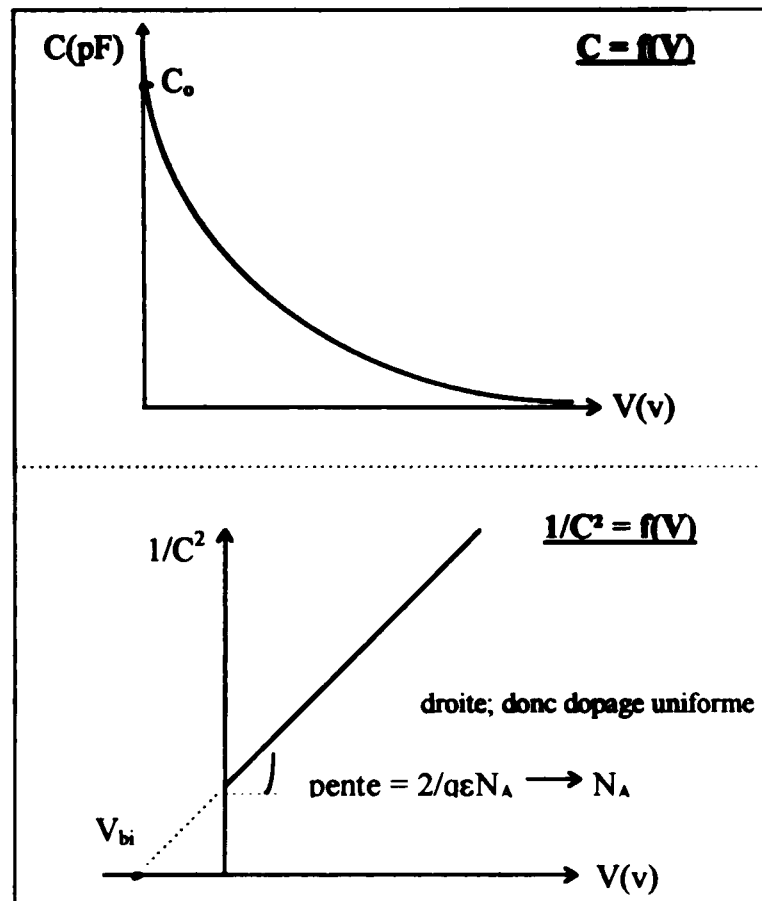


Figure (IV.3): Détermination de la concentration des centres ionisés par la pente de la droite $1/C^2=f(V)$ et de la hauteur de barrière vue du côté semiconducteur par l'extrapolation de cette droite.

4) Jonction N^+P (abrupte).

4.1) Caractéristique $I = f(V)$:

Le courant total d'une jonction PN polarisée (hors équilibre), dans le cas idéal est donné par [3]:

$$I = I_n + I_p = I_s[\exp(V / U_T) - 1] \quad (34)$$

avec:

$$I_s = q[(D_n / L_n)n_{po} + (D_p / L_p)p_{no}] \quad (35)$$

où:

$D_{n,p}$ sont les coefficients de diffusion des électrons (trous).

$L_{n,p}$ sont les longueurs de diffusion des électrons (trous).

n_{po} (p_{no}) sont respectivement les densités d'électrons (trous) à l'état d'équilibre dans la zone P (zone N).

Si l'effet de la recombinaison est négligeable, les densités de courant de trous (I_p) et d'électrons (I_n) sont des constantes, Dans les jonctions très dissymétrique (N^+P), le rapport (I_n / I_p) est grand devant l'unité dans un domaine étendu de conduction de polarisation.

Soit: $I_n \gg I_p$.

La densité de courant d'électrons représente donc l'essentiel de la densité du courant total:

$$I = I_p + I_n = I_n \quad (36)$$

d'où:

$$I = I_n = I_s[\exp(V / U_T) - 1] \quad (37)$$

avec:

$$I_s = qD_n / L_n \cdot n_{po} \quad (38)$$

En direct: ($V > 0$). Quand: $V \geq 0.1$; $\exp(V/U_T) \gg 1$

Donc:

$$I = I_s \exp(V/U_T) \quad (39)$$

Mais dans le cas réel c'est à dire si on tient compte de la résistance série (R_s), de la résistance shunt (R_{sh}) et du facteur d'idéalité (n) de la diode l'équation précédente devient:

$$I = I_s [\exp((V - R_s I) / nU_T)] + (V / R_{sh}) \quad (40)$$

En pratique: R_{sh} est très grande; l'expression de I devient:

$$I = I_s [\exp((V - R_s) / nU_T)] \quad (41)$$

Et pour R_s également très faible on a:

$$I = I_s \exp(V / nU_T) \quad (42)$$

En inverse pour $V < -4U_T = -0.1V$, $\exp(V / U_T) \cong 0$; I est indépendant de V .

$$I = -I_s \quad (43)$$

4.2) Caractéristique $C = f(V)$:

Les mêmes expression que celles rappelées pour les barrières Schottky peuvent être utilisées dans le cas des jonctions dissymétriques N^+P et P^+N .

5) Influence de la température.

5.1) Courant de saturation:

Dans le sens inverse le courant $I = -I_s$, malgré qu'il est très faible, on doit en tenir compte quand la température augmente. Car il varie dans des proportions importantes avec la température [11]. Ceci peut s'expliquer par le fait que le courant inverse est essentiellement un courant de minoritaires dont la concentration est proportionnelle à la température.

En effet, à la température absolue T il a pour valeur:

$$I_s = I_0 \exp(-V_B / U_T) \quad (44)$$

I_0 représente l'intensité que l'on aurait s'il n'y avait pas de barrière de potentiel ($V_B = 0$).

Le courant I_0 étant lui même fonction de la température, soit [12]:

$$I_0 = CT^3 \quad (45)$$

On a :

$$\ln(I_s) = \ln(C) + 3\ln(T) - (V_B / U_T)$$

Différentions les deux membres, il vient:

$$(\Delta I_s / I_s) = (3\Delta T / T) + (V_B / U_T) \cdot (\Delta T / T^2)$$

$$(\Delta I_s / I_s) = (\Delta T / T) \cdot (3 + V_B / U_T) \quad (46)$$

Dans le cas du Si on a:

$$V_B = 1.12 \text{ v à } T = 27^\circ\text{C} \text{ (} 300^\circ\text{K)}$$

La relation précédente devient:

$$(\Delta I_s / I_s) = 46 (\Delta T / T) \quad (47)$$

pour: $\Delta T = 6^\circ\text{C}$, $\Delta I_s = I_s$

Le courant de saturation du silicium double quand la température augmente de 6 degrés.

5.2) Tension de seuil:

Dans le sens passant:

$$I \cong I_s \exp(V / U_T) \quad (48)$$

$$\text{d'où: } \ln(I) = \ln(I_s) + (V / U_T)$$

En maintenant I constant on a:

$$0 = (\Delta I_s / I_s) + (q\Delta V / kT) \cdot (q\Delta T / kT^2)$$

d'où:

$$(\Delta V / \Delta T) = (V / T) - k / q(3 + qV_B / kT) \quad (49)$$

On constate qu'à la température ambiante ($T = 300^\circ\text{K}$), ce quotient est sensiblement le même. C'est pourquoi, on admet la valeur suivante:

$$(\Delta V / \Delta T) \cong - 2.5 \text{ mv} / ^\circ\text{C} \quad (50)$$

Le signe (-) qui intervient dans cette relation est due au fait que, quand la température s'élève, le courant tend à augmenter. Pour ramener le courant à sa valeur initiale on doit réduire la tension.

En remplaçant la caractéristique $I = f(V)$ par la tangente au point de repos on en déduit la variation du seuil en fonction de la température soit [12]:

$$(\Delta V_s / \Delta T) = (\Delta V / \Delta T) \cong - 2.5 \text{ mv} / ^\circ\text{C} \quad (51)$$

Données numériques:

$$k = 1.381 \cdot 10^{-23} \text{ J.K}^{-1}$$

$$h = 6.626 \cdot 10^{-34} \text{ J.S}$$

$$q = 1.62 \cdot 10^{-19} \text{ Cb}$$

$$m_0 = 0.911 \cdot 10^{-30} \text{ kg}$$

$$\epsilon_0 = (36\pi \cdot 10^9)^{-1} \text{ F.m}^{-1}$$

$$\epsilon_r(\text{Si}) = 12$$

6) Conclusion:

Dans ce chapitre nous avons donné les formules nécessaires pour la caractérisation des échantillons par la méthode courant et capacité en fonction de la tension pour un contact Schottky comme pour une jonction fortement dopée (N^+P ou P^+N).

La pente de la courbe $C^{-2}=f(V)$ permet d'aboutir à la concentration des centres ionisés et l'extrapolation de cette courbe fournit la hauteur de barrière de potentiel.

Alors que la pente de la courbe $\ln(I)=f(V)$ permet quant à elle d'aboutir au facteur d'idéalité et son extrapolation à la densité de courant de saturation.



CHAPITRE 5:

CARACTERISATION

PAR LA TECHNIQUE

DLTS

CHAPITRE 5:

Caractérisation par la technique DLTS

INTRODUCTION:

La caractérisation des pièges par la technique de spectroscopie transitoire des niveaux profonds de l'anglais Deep Level Transient Spectroscopy "DLTS" est une méthode adaptée à l'étude des défauts profonds, son principe est basé sur les transitoires de capacité

C'est une technique spectroscopique, qui permet la caractérisation des pièges à partir des spectres DLTS, renseigne sur la position énergétique d'un centre profond en connaissant la variation thermique des taux d'émission e_n et e_p , et parfois sur la nature physique du défaut, en fournissant des informations concernant la concentration des centres (N_t) qui est liée à l'amplitude du transitoire, l'énergie d'activation (ΔE) et la section efficace de capture (σ).

Cette technique est capable de distinguer entre les porteurs majoritaires et les porteurs minoritaires présents dans le semiconducteur. Son domaine d'utilisation est large, y compris la caractérisation des centres radiatifs et non radiatifs, et son importance réside dans la rapidité; elle possède une sensibilité supérieure à toute autres techniques [1]

Cette technique utilise une détection synchrone ou un double "BOXCAR" permettant l'ouverture de fenêtres d'émissions, quand il est couplé à un appareil qui permet d'avoir des transitoires de capacité à réponse rapide. Capacimètre différentiel.

La méthode d'analyse la plus simple consiste à enregistrer le transitoire de capacité sur une table traçante. Cette méthode a été rapidement abandonnée, le dépouillement étant fastidieux et les transitoires souvent accompagnés de bruit. Pour pouvoir améliorer le rapport signal sur bruit et ainsi la sensibilité, il apparaît donc nécessaire d'utiliser les méthodes classiques de traitement du signal. Il faut alors rendre le signal répétitif, ceci étant réalisé en excitant périodiquement la structure d'étude.

Les solutions envisagées utilisent la technique d'un BOXCAR ou celle d'une détection synchrone.

1) DLTS avec détection synchrone:

Envisagée par Kimmerling [2], elle permet d'extraire un signal du bruit qui lui est associé. Il y a deux types de détections synchrones: celles qui sont sélectives (elles ont une bande passante étroite centrée sur la fréquence du signal de référence) et celles qui sont non sélectives [3,4]

Les détections synchrones sélectives ont une meilleure réserve dynamique et un meilleur rapport signal/bruit que les détections synchrones non sélectives.

L'inconvénient de la DLTS avec détection synchrone c'est que durant l'excitation, la capacité varie dans de larges proportions, entraînant la saturation de l'étage d'entrée de la détection synchrone. Il est alors nécessaire de prévoir un appareillage additionnel évitant la saturation pendant l'excitation [5].

1.1) Détection synchrone non sélective:

1.1.1) Méthode de PONS:

Cette détection présente deux signaux de sortie, figure (V.1): S_1 en phase l'autre S_2 en quadrature avec le signal de référence [6].

La différence ($S_1 - S_2$) est le signal DLTS; c'est le signal d'entrée de la détection synchrone. Ce traitement du signal permet d'appliquer à la diode des impulsions de tension de durée maximale ($T_0/4 - t_d$), T_0 et t_d étant respectivement la période du signal de référence est la durée du régime transitoire du capacimètre lui même.

Cette méthode à l'inconvénient de ne pas supprimer à l'entrée de la détection synchrone, le signal de sortie du capacimètre pendant l'excitation. Or ce signal est souvent très grand par rapport au signal transitoire de capacité permettant de caractériser le défaut et on ne peut alors ajuster au mieux la sensibilité de la détection synchrone pour ce dernier; cette méthode ne peut être d'ailleurs utilisée qu'avec une détection synchrone non sélective.

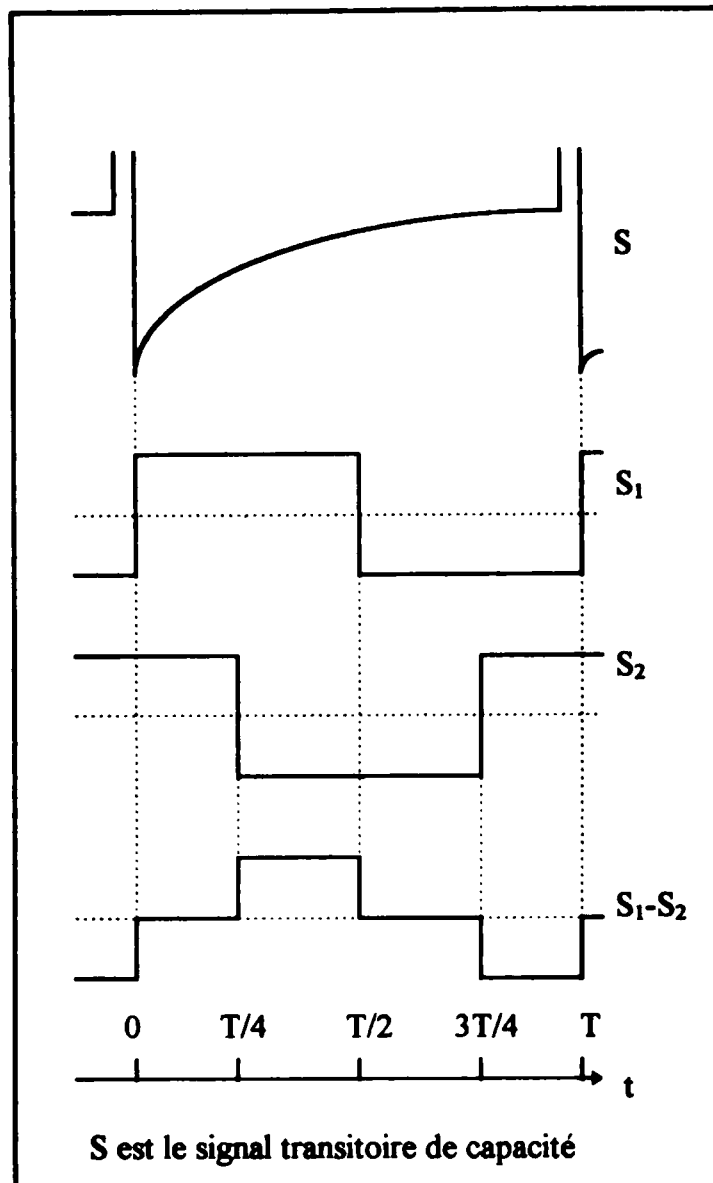


Figure (V.1): Méthode de PONS [6].

1.1.2) Méthode de TOKUDA :

Cette méthode [3], figure (V.2), met en oeuvre le principe des détections synchrones en utilisant des interrupteurs analogiques; ceux-ci génèrent une fonction qui pondère le signal de capacité amplifié. Ce signal pondéré est ensuite intégré sur une période pour donner le signal DLTS qui ne dépend que du signal transitoire de capacité car le signal transitoire propre du capacimètre a alors une influence négligeable sur lui.

Le taux d'émission, au maximum du pic, dépend de la durée T du signal de pondération de la durée t_p de l'impulsion de tension et de t_d .

La résolution de cette méthode est inférieure à celle d'une détection synchrone sélective.

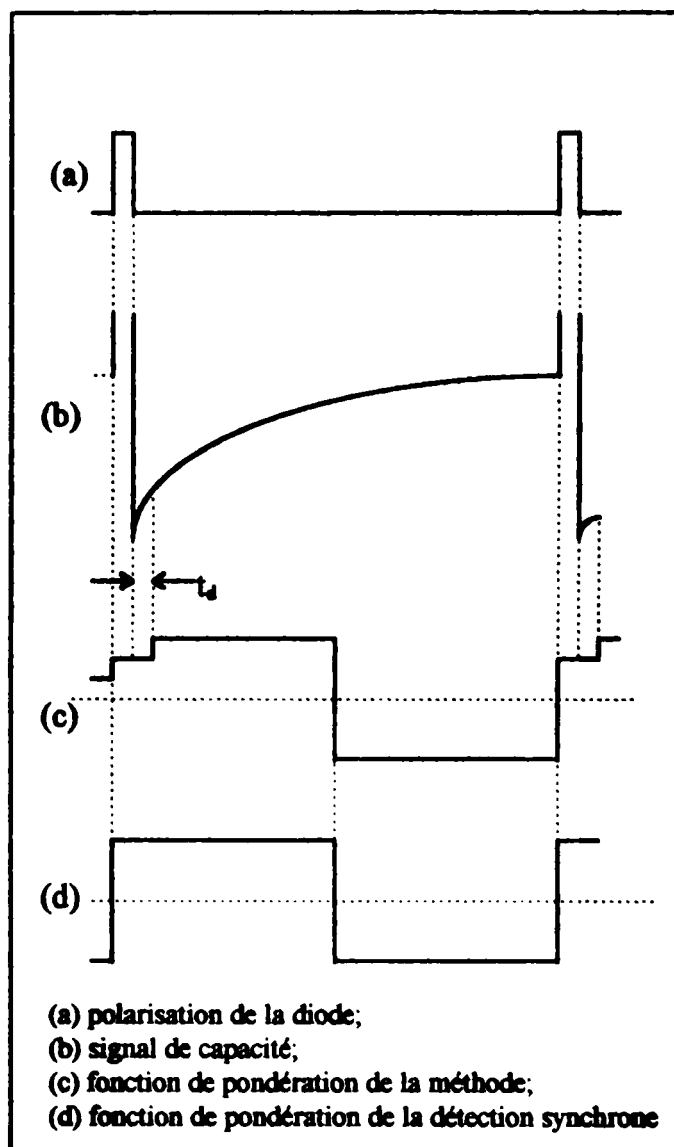


Figure (V.2): Méthode de TOKUDA [3].

1.2) Détection synchrone sélective:

L'utilisation d'une détection synchrone sélective améliore le rapport signal/bruit et, par conséquent, la résolution de la méthode DLTS en concentration des défauts.

Dans la méthode DLTS, utilisant une détection synchrone, il ne faut pas appliquer à l'entrée de celle-ci le signal de capacité pendant la durée de l'excitation, car il perturberait la réponse de la détection synchrone au signal de capacité produit pendant le retour à l'équilibre de la diode [7]

Les premières méthodes DLTS utilisant la détection synchrone [2,8] détectaient l'amplitude du fondamental du signal d'entrée de la détection synchrone (signal DLTS).

La durée de la phase d'excitation est choisie très courte devant le temps de réponse du capacimètre (et par conséquent devant la période T_0 du signal de référence).

Le signal de capacité produit pendant l'excitation aura alors une influence négligeable sur le signal DLTS.

Une perturbation du signal DLTS est produite par le propre signal transitoire du capacimètre.

Pour rendre négligeable l'influence de cette réponse sur le signal DLTS, Day et coll [8] utilisent un échantillonneur-bloqueur pour supprimer la liaison entre la sortie du capacimètre et l'entrée de la détection synchrone pendant le signal transitoire du capacimètre, mais la durée de l'excitation est courte, c'est pourquoi Auguste LE BLOA a mis au point une méthode [7] pour que les durées d'excitation puissent être plus importantes, mais cela superpose un bruit supplémentaire au signal DLTS.

Il a éliminé ce bruit en limitant la durée d'application du signal exponentiel de capacité à l'entrée de la détection à une demi-période, et en détectant l'harmonique deux du signal d'entrée. D'autre part, cette fixation de la durée d'application du signal exponentiel de capacité à l'entrée de la détection synchrone à une demi-période rend le signal DLTS indépendant de la durée de l'excitation, ce qui n'est pas le cas dans la méthode de Tokuda et coll [6].

2) DLTS avec Boxcar:

Décrite par D.V Lang [9] en 1974, elle utilise un BOXCAR double voie qui permet d'échantillonner le signal à deux instants différents compris dans une période, puis de moyennner sur un grand nombre de périodes.

Elle permet de déterminer la constante de temps du transitoire de capacité de la zone de charge d'espace vide de porteurs libres d'une jonction PN ou d'une barrière Schottky polarisées dans le sens bloquant, en faisant varier la température, la structure d'étude étant dans l'obscurité.

Plusieurs méthodes ont été proposées pour traiter ce signal, Miller et al [10] ont présenté une méthode de corrélation qu'ils ont comparée à la méthode de Lang et à celle de Kimmerling qui met en oeuvre une détection synchrone sélective, cette dernière méthode a de son côté, été discutée par Schott et al. [11] et améliorée par Day et al. [12] en diminuant notablement l'influence de la réponse transitoire du capacimètre sur les mesures. Pons [13] a aussi décrit une méthode utilisant une détection synchrone à large bande où le signal de capacité produit pendant le remplissage des défauts par les électrons ou des trous et la réponse transitoire du capacimètre ne donnent aucune contribution du signal DLTS jusqu'à présent seule la variation, en fonction de la température, soit de l'amplitude du fondamental du signal de capacité (détection synchrone sélective), soit des signaux en phase et en quadrature avec le signal de capacité (détection synchrone à large bande) ont été utilisés pour déterminer les probabilités d'émissions des porteurs.

2.1) Expression du taux d'émission thermique:

Un niveau piège est un niveau situé énergétiquement sous le niveau de Fermi E_f , à l'équilibre thermodynamique dans un semiconducteur de type n (au-dessus dans un semiconducteur de type p).

Rappelons que, dans la zone de charge d'espace d'un contact Schottky (ou d'une jonction dissymétrique), la densité de charge [14]:

$$\rho = +/- qN_0 \quad (1)$$

Conduit à une variation du potentiel:

$$V(x) = +/- qN_0 / 2\epsilon [x_r^2 - (x_r - x)^2] \quad (2)$$

Avec les conditions aux limite [15,16]:

$$(dV / dx)_{x_r} = 0 \text{ et } V(0) = 0 \quad (3)$$

et les hypothèses suivantes:

- N_o : concentration en dopants, est indépendant de x .
- La zone de charge d'espace (ZCE) est supposée entièrement désertée de porteurs libres pour le calcul du potentiel.
- La concentration en pièges N_i est négligeable devant N_o .

Les signes (+) et (-) des équations précédentes correspondent à la ZCE d'un semiconducteur de type n, et à celle d'un semiconducteur de type p respectivement.

X_r : largeur de la ZCE donnée par:

$$x_r = [2\epsilon(V_b - V) / qN_o]^{1/2} \quad (4)$$

où:

ϵ : constante diélectrique du semiconducteur

V_b : hauteur de barrière du contact métal-semiconducteur (tension de diffusion de la jonction dissymétrique).

La densité de porteurs dans la ZCE peut être considérée comme suivant une statistique de Boltzmann:

$$n(x) \text{ ou } p(x) = N_o \exp[+/-q(V(x) - V(x_r)) / kT] \quad (5)$$

Compte tenu de $V(x)$:

$$n(x) \text{ ou } p(x) = N_o \exp[-(x_r - x)^2 / 2L_D^2] \quad (6)$$

où L_D est la longueur de Debye extrinsèque:

$$L_D = (\epsilon kT)^{1/2} / q^2 N_o \quad (7)$$

avec [17]:

$$N_o = N_D - N_A \text{ (ZCE d'un semiconducteur n)}$$

$$N_o = N_A - N_D \text{ (ZCE d'un semiconducteur p)} \quad (8)$$

On remarque, ici, une contradiction puisqu'on calcule la distribution de porteurs libres dans la ZCE à partir du potentiel pour lequel on a fait l'hypothèse que cette distribution était nulle. Cependant, le calcul exact de $n(x)$ développé par Pons [18] montre que l'erreur n'est pas très importante et, en particulier, que la variation de $n(x)$ est abrupte.

A l'équilibre thermodynamique, la probabilité d'occupation d'un piège associé à un niveau énergétique E_T dans le gap du semiconducteur est donnée par la fonction de Fermi-Dirac:

$$f_{FD} = [1 + 1 / g \exp(E_T - E_F) / kT]^{-1} \quad (9)$$

Où g est le facteur de dégénérescence d'un piège peut entraîner une évolution des densités de porteurs au cours du temps.

Comme le soulignent Sah et al [19], on néglige les processus de recombinaison radiative. Lorsque le semiconducteur est à l'équilibre dans l'obscurité, on a:

$$dn / dt = dp / dt = 0 \quad (10)$$

d'où l'on déduit:

$$\begin{aligned} e_n &= C_n n / g \exp(E_T - E_F) / kT \\ e_p &= C_p p g \exp(E_F - E_T) / kT \end{aligned} \quad (11)$$

C_n (C_p): coefficient de capture thermique d'électrons (trous)

Les coefficients thermiques ont été définis par Shockley et Read [20].

Rappelons les expressions classiques de n et p :

$$\begin{aligned} n &= N_c \exp(E_F - E_c) / kT \\ p &= N_v \exp(E_v - E_F) / kT \end{aligned} \quad (12)$$

avec:

$$\begin{aligned} N_c &= 2(2\pi m_n^* kT / h^2)^{3/2} \\ N_v &= 2(2\pi m_p^* kT / h^2)^{3/2} \end{aligned} \quad (13)$$

m_n^* (m_p^*): masse effective de l'électron (trou)

h : constante de plank

E_c (E_v): niveau inférieur (supérieur) de la bande de conduction (valence)

Portons ces expressions dans e_n et e_p on a:

$$\begin{aligned} e_n &= C_n N_c / g \exp(E_T - E_c) / kT \\ e_p &= C_p N_v g \exp(E_v - E_T) / kT \end{aligned} \quad (14)$$

Les coefficients de capture thermiques sont donnés par:

$$\begin{aligned} e_n &= \sigma_n V_n \\ e_p &= \sigma_p V_p \end{aligned} \quad (15)$$

σ_n (σ_p): section de capture thermique d'électrons (trous).

V_n (V_p): vitesse thermique des électrons (trous définie par la racine carrée de la moyenne des vitesses quadratiques d'une population d'électrons (trous) suivant une distribution de Maxwell-Boltzmann:

$$\begin{aligned} V_n &= (3kT / m_n^*)^{1/2} \\ V_p &= (3kT / m_p^*)^{1/2} \end{aligned} \quad (16)$$

On en déduit l'expression du taux d'émission la plus couramment employée:

$$\begin{aligned} e_n &= K_n \sigma_n T^2 / g \exp(E_T - E_c) / kT \\ e_p &= K_p \sigma_p T^2 g \exp(E_v - E_T) / kT \end{aligned} \quad (17)$$

avec:

$$\begin{aligned} K_n &= 4\pi m_n^* k^2 \sqrt{6\pi} / h^3 \\ K_p &= 4\pi m_p^* k^2 \sqrt{6\pi} / h^3 \end{aligned} \quad (18)$$

2.2) Evolution du transitoire de capacité dans l'obscurité:

Après une excitation électrique, l'évolution temporelle de la capacité s'obtient en intégrant l'équation de Poisson:

$$d^2V / dx^2 = -\rho / \epsilon \quad (19)$$

avec:

$$\rho(x) = qN_0 \quad (20)$$

$$C = dq/dV \quad (21)$$

La solution se met sous la forme [7]:

$$C(t) = C(\infty) - \Delta C_m \exp[-(e_n + e_p)(t - t_f)] \quad (22)$$

Pour éliminer la constante due à la capacité d'entrée du BOXCAR, on échantillonne le signal à deux instants t_1 et t_2 à partir de l'instant t_f et on réalise la différence, de ces deux échantillons, moyennée ce qui donne:

$$S(e) = C(t_2) - C(t_1) \quad (23)$$

$$\text{Soit } S(e) = \Delta C_m [\exp(-et_1) - \exp(-et_2)] \quad (24)$$

avec:

$$e = e_n + e_p$$

On appelle réponse normalisée la quantité:

$$R(e) = S(e) / \Delta C_m = \exp(-et_1) - \exp(-et_2) \quad (25)$$

Un balayage en température, donc un balayage en taux de démission, fournit un spectre DLTS où chaque défaut présent donne lieu à l'apparition d'un pic. Pour chaque pic enregistré, il existe donc un maximum tel que [9]:

$$(dS(e) / dT)_{T_m} = 0 \quad (26)$$

Le maximum étant atteint à une température T_M correspondant à un taux globale e_o :

$$e_o = e_n(T_M) + e_p(T_M) \quad (27)$$

On suppose que l'amplitude du transitoire ne varie pas avec la température donc le niveau de Fermi ne varie pas si la concentration en défauts (N_t) est faible devant le dopage (N_o); ($N_t C_o / 2N_o$) ne dépend pas de la température. Donc ΔC_m est indépendant de la température. Alors:

$$(dR(e) / dT)_{T_M} = 0 \quad (28)$$

$$\text{Or: } dR(e) / dT = (dR(e) / de) \cdot (de / dT) \quad (29)$$

Et à partir des expressions de e_n (vitesse d'émission thermique des électrons (s^{-1})) et e_p (vitesse d'émission thermique des trous (s^{-1})):

$$\begin{aligned} e_n &= K_n \sigma_n T^2 / g \exp(E_T - E_c) / kT \\ e_p &= K_p \sigma_p T^2 g \exp(E_v - E_T) / kT \end{aligned} \quad (30)$$

$K_{n,p}$: constantes

$\sigma_{n,p}$: sections de capture des électrons (trous)

E_T : énergie du niveau piège

$E_{v,c}$: énergie minimum de la bande de valence (conduction)

On a: e_n et $e_p \Rightarrow$

$$(de_{n,p} / dT) = e_n [2 / T + (E_T - E_c) / kT^2] + e_p [2 / T + (E_v - E_T) / kT^2] \quad (31)$$

Cette quantité n'est jamais nulle, sauf pour $e_n = e_p = 0$.

Le maximum du pic DLTS sera atteint pour un taux d'émission e_o tel que :

$$(dR(e) / de)_{e_o} = 0 \quad (32)$$

Avec les hypothèses précédentes. La solution est :

$$e_0 = (1 / t_2 - t_1) \text{Ln}(t_2 / t_1) \quad (33)$$

La valeur maximale de la réponse normalisée est :

$$R_0 = R(e_0) = (r-1) \exp(r \ln r / 1-r) = (r-1) r^{r / (1-r)} \quad (34)$$

$$\text{où } r = t_2 / t_1 \quad (35)$$

Cette valeur maximale ne dépend que du rapport t_2 / t_1 .

L'ensemble de couples (e_0, T_M) obtenus en faisant varier t_2 / t_1 permettra d'avoir l'énergie d'activation et la section de capture apparente du piège.

L'analyse des pics du signal pour plusieurs couples (t_1, t_2) , permet d'aboutir à la signature des défauts en traçant le diagramme d'Arrhenius représentant $\text{Ln}(T^2/e_0)$ en fonction de $(1/T)$ pour les différents pics.

L'amplitude du pic permet d'évaluer la concentration moyenne du piège, dans la zone de déplétion correspondant à la polarisation inverse appliquée, elle sera donnée par:

$$\Delta C_m = S(e_0) / R_0 G \quad (36)$$

$$\text{Soit } e_1 \text{ et } e_2 \text{ Tel que: } R(e_1) = R(e_2) = R_0 / 2 \quad \text{et} \quad \Delta e = e_2 - e_1 \quad (37)$$

Ces équations ne peuvent être résolues que numériquement.

On aboutit au résultat suivant:

$$\Delta e / e_0 \text{ ne dépend que du rapport } t_2 / t_1.$$

La figure (V.3) représente la variation de $R(e_0)$ et $\Delta e / e_0$ en fonction de ce rapport, lorsque ce dernier augmente, $R(e_0)$ croît améliorant ainsi la sensibilité, alors que la résolution est moins bonne. Il est donc nécessaire de trouver un compromis pour effectuer les mesures dans les meilleures conditions.

On voit que R_0 sature rapidement, on pourra donc choisir une valeur de t_2 / t_1 pas trop élevée.

Un bon compromis est:

$$\begin{aligned} r = t_2 / t_1 &= 10 \\ R_0 &= 0.7 \\ \Delta e / e_0 &= 3.9 \end{aligned} \quad (38)$$

Si l'on fixe le rapport t_2 / t_1 , il est possible de faire varier e_o dans de larges proportions, la limite maximale étant imposée par l'électronique de mesure.

L'amplitude du transitoire sera:

$$\Delta C_m = S(e_o) / 0.7G \tag{39}$$

où:

G est la sensibilité exprimée en V/pF.

ΔC_m étant noté en pF.

$S(e_o)$ en V.

On peut alors en déduire N_i .

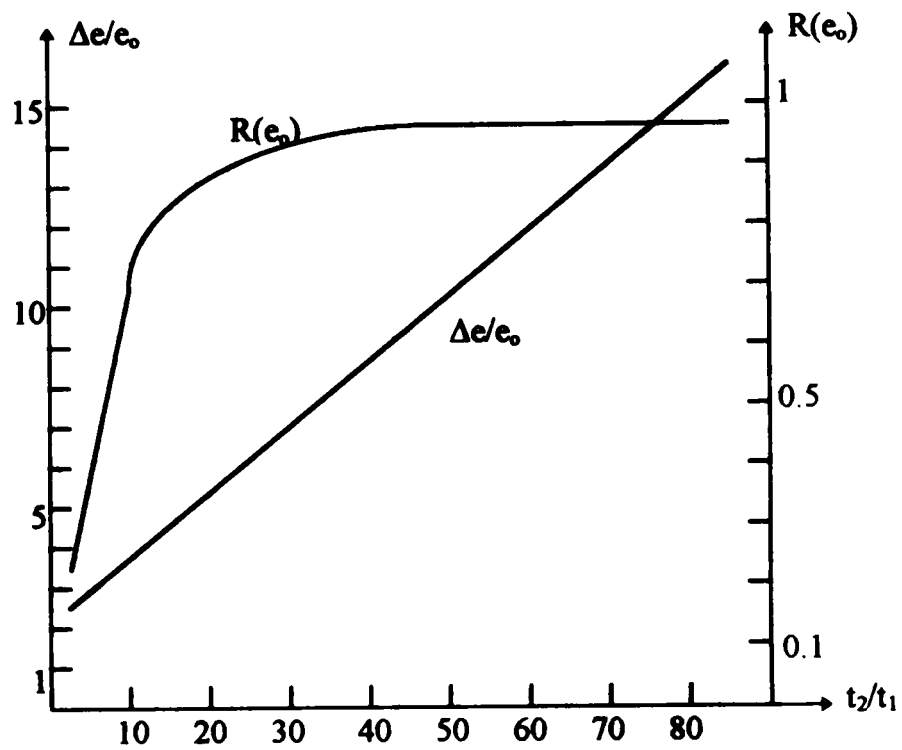


Figure (V.3): Variation de $R(e_o)$ et $\Delta e/e_o$ en fonction de t_2/t_1

2.3) Schéma synoptique de la DLTS Boxcar:

Le schéma synoptique simplifié de la DLTS avec boxcar est donné à la figure (V.4).

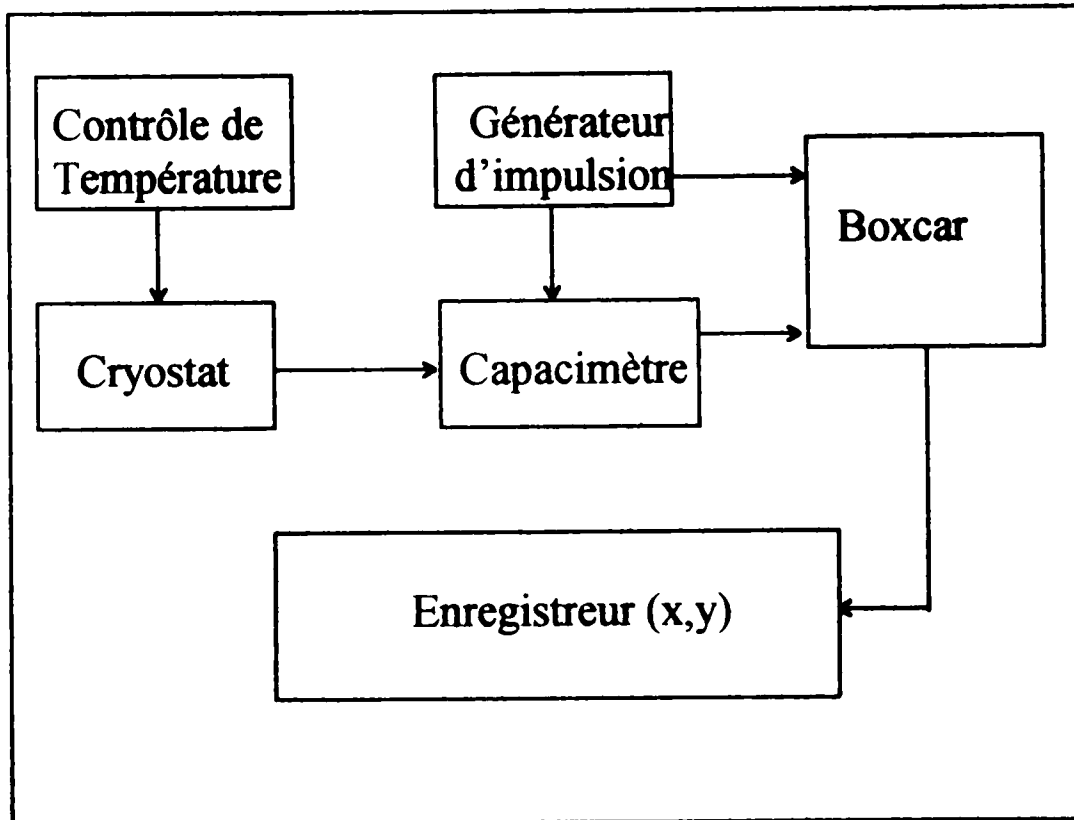


Figure (V.4): Schéma synoptique simplifié de la DLTS

2.3.1) *Appareillage:*

a) *Double BOXCAR:*

C'est un échantillonneur-moyenneur qui possède deux fonctions:

- Définir la fenêtre d'observation des vitesses d'émission en fixant les valeurs des deux portes aux instants t_1 et t_2 .
- Augmenter le rapport signal sur bruit, en moyennant sur un grand nombre de périodes.

Il effectue à chaque période, le calcul $\Delta C(t_2) - \Delta C(t_1)$ et moyenne ce résultat, délivrant ainsi le signal DLTS: $S(T)$.

b) *Générateur d'impulsion:*

la partie excitation est composée d'un générateur d'impulsion dont l'amplitude, la fréquence et la largeur de l'impulsion sont ajustables.

L'impulsion appliquée assure la polarisation de l'échantillon et permet également de varier rapidement la polarisation de la structure à étudier en passant d'un état de l'impulsion à un autre; d'où la nécessité d'impulsion dont le temps de montée et de descente sont très brefs.

c) *Régulateur de température:*

Cette partie se compose d'un régulateur de température numérique programmable, possédant une montée en température en rampe linéaire. Il est relié à la résistance chauffante et à la sonde en platine contenues dans le cryostat, permettant ainsi la montée en température et le contrôle de celle-ci.

Le régulateur de température commande également l'alimentation du moteur de la pompe qui aspire l'azote liquide, ce qui permet de descendre en température.

d) *Capacimètre:*

Cette partie se compose d'un capacimètre programmable, d'un boxcar et d'un enregistreur (x,y).

2.3.2) Principe de la technique:

La technique DLTS BOXCAR consiste à déterminer la constante de temps de vidage d'un niveau profond (temps d'émission d'un porteur par le centre) dans la zone déplétée d'une jonction PN dissymétrique, ou d'une barrière schottky, polarisée en inverse.

La diode est initialement polarisée en inverse et sa capacité est alors C_0 . L'impulsion de tension destinée à remplir les pièges diminue, cette polarisation inverse ou même polarise la diode en direct ce qui modifie sa capacité. Après la fin de l'impulsion, la capacité revient à sa valeur initiale. Ainsi on analyse les transitoires capacitifs après une excitation électrique pendant un balayage lent en température.

Le double boxcar permet de corrélérer le signal de mesure (fonction de corrélation) et d'échantillonner ce signal entre deux instants (t_1) et (t_2) différents compris dans une période.

Enfin on calcule $S(T)$ à chaque période, et sa moyenne sur un grand nombre de périodes.

2.3.3) Chronogrammes des signaux: figure (V.5)

$f_0(t)$: fonction de corrélation, signal fournit par le boxcar à double portes, cette fonction détermine l'instant d'échantillonnage (t_1) et (t_2) (fenêtres des taux du spectre DLTS).

La manipulation consiste à enregistrer l'évolution du signal DLTS $S(t)$ au cours d'un balayage en température (balayage en taux d'émission).

$$S(T) = \Delta C(t_1) - \Delta C(t_2) = (C_0 N_t / 2N_D) [\exp(-e_n t_2) - \exp(-e_n t_1)] \quad (40)$$

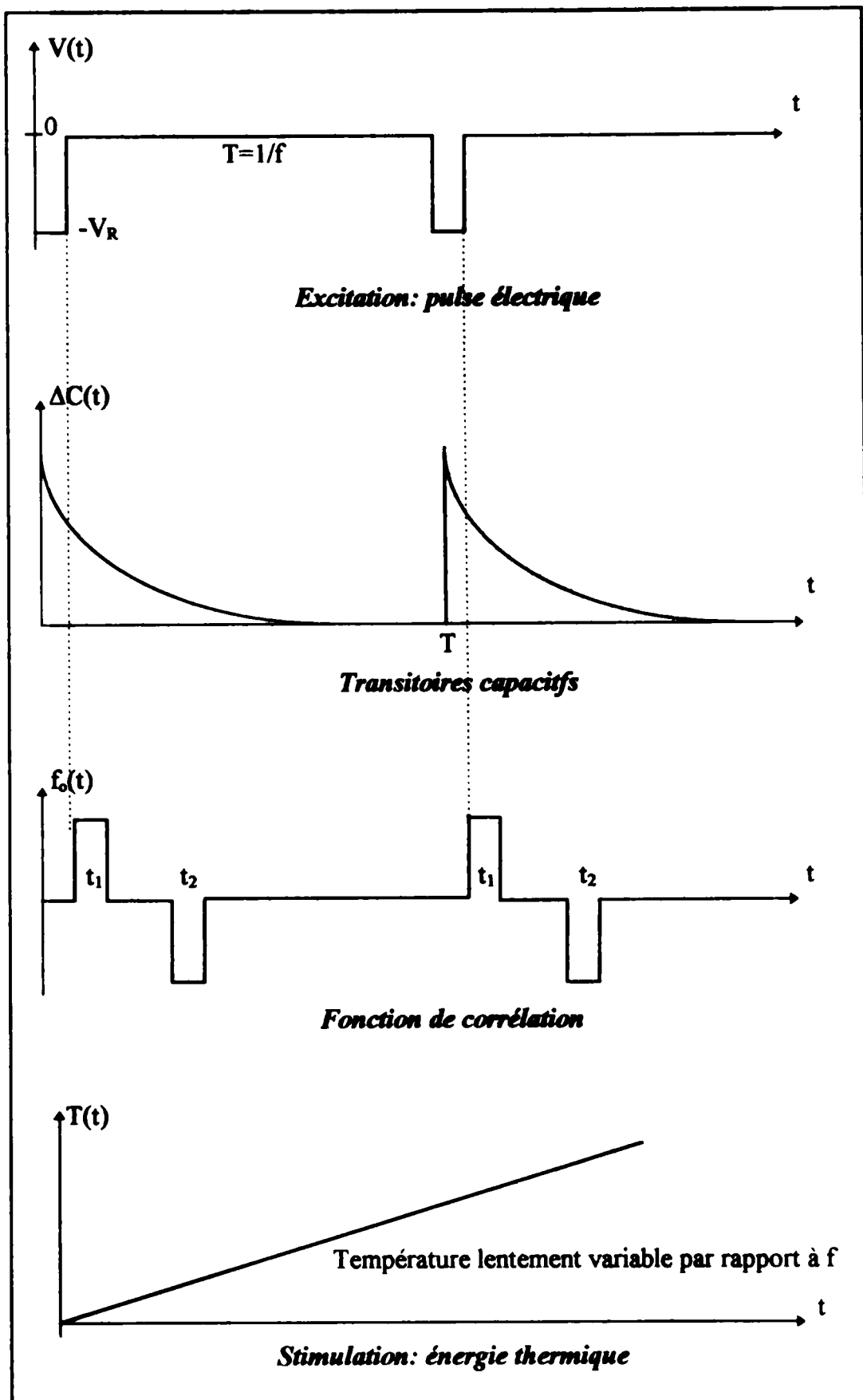


Figure (V.5): Chronogrammes des signaux de la DLTS Boxcar

2.3.4) Allure du signal DLTS « S(T) » :

Comme nous l'avons dit l'allure de S(T), figure (V.6), présente un maximum au pic pour une température (T_M) ce maximum $S(T_M)$, correspond à une valeur du taux d'émission.

$$e_n(T_M) = \text{Ln}(t_1 / t_2) / (t_1 + t_2) \quad (41)$$

Après avoir mesurer (T_M) nous aurons $e_n^{-1}(T_M)$, et après une série d'échantillonnage $e_n(T_i)$ à différentes températures nous pouvons déterminer les caractéristiques du piège $\Delta E, \sigma_n$ à partir de la signature du défaut:

$$e_n / T_i^2 = f(1 / T_i) \quad (42)$$

L'amplitude du transitoire S(T_M), permet de déterminer la concentration des pièges (N_t).

Remarque: le choix de $(t_2 / t_1) = \text{Cte}$ simplifie les calculs de $e_n(T_M)$, forme des pics identiques et la commande de la température est simple dans ce cas.

2.3.5) DLTS automatisée:

Dans ce cas la manipulation est pilotée par ordinateur. Cette technique consiste à échantillonner les transitoires de capacité puis à les moyenner à température constante, ensuite à les stocker dans l'ordinateur avec la température correspondante, la température étant incrémentée par ordinateur à la fin de chaque stockage de transitoire. Le capacimètre utilisé pour la DLTS à détection synchrone présente l'inconvénient d'être très sensible au courant de fuite éventuel de l'échantillon testé, ce qui ne permet pas d'obtenir une sensibilité élevée.

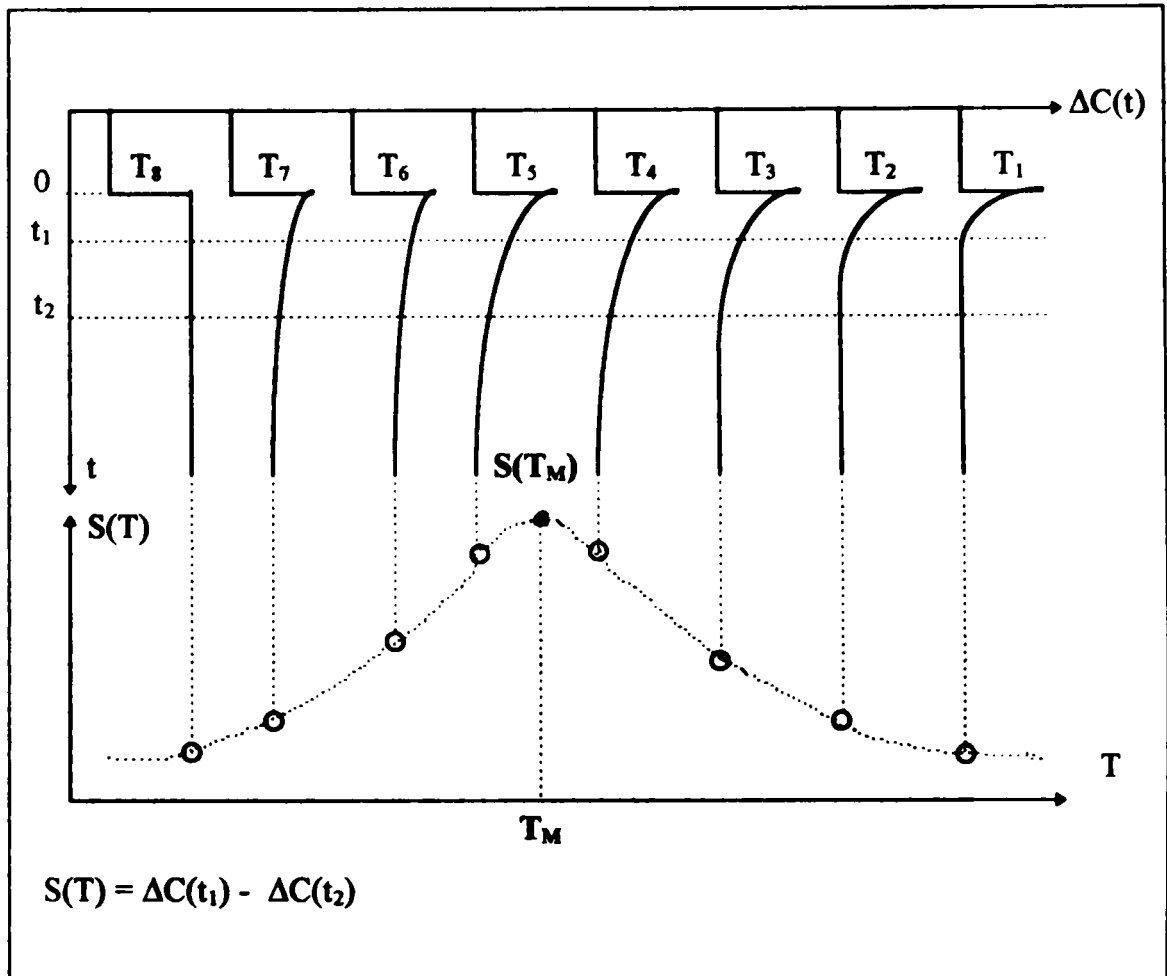


Figure (V.6): Evaluation du transitoire de capacité et du signal de DLTS avec la température[9].

3) Conclusion générale pour les techniques de caractérisation DLTS.

La DLTS Boxcar consiste à déterminer plusieurs couples (e_n, T_i) par balayage en température et à faire apparaître le maximum d'un pic de DLTS à " e_n " fixe et d'en déduire les caractéristiques des pièges (défauts): section de capture, énergie d'activation et concentration.

L'intérêt de cette méthode réside dans le fait qu'avec un seul balayage en température de 77 à 300°K, on obtient une "cartographie" à peu près complète de tous les pièges profonds ($100 < E_T < 900$ meV) du matériau étudié alors, que la méthode complémentaire (T constant, balayage en e_n) ne permet pas généralement de mettre en évidence plusieurs pièges à cause de la variation exponentielle de e_n avec la température.

L'inconvénient de cette technique, c'est qu'elle ne permet d'observer que les pièges à porteurs majoritaires dans une barrière schottky. Il est impossible d'y injecter électriquement des porteurs minoritaires.

Les différentes techniques de la DLTS que nous avons étudié ont l'avantage d'être complémentaires en taux d'émission. En effet la DLTS à détection synchrone ne permet pas de mesurer des taux d'émission faibles alors que la DLTS BOXCAR automatisée n'autorise pas la mesure du taux d'émission élevés si l'on désire conserver un bon rapport signal sur bruit imposant une constante de temps élevée au niveau de la détection synchrone (typiquement 1ms).

La DLTS double Boxcar avec détection synchrone regroupe les deux techniques à savoir la DLTS Boxcar et la DLTS à détection synchrone.

Les jonctions P⁺N et N⁺P peuvent être simulées à des contacts schottky et être étudiées de la même manière que la jonction schottky.



CHAPITRE 6:

PROCEDURES et RESULTATS

Expérimentaux

CHAPITRE 6:

Procédures et Résultats expérimentaux

INTRODUCTION:

Le recuit thermique est une étape importante dans le processus de fabrication des composants électronique ; cette étape est indispensable en particulier, pour activer et redistribuer les espèces dopants implantées ou diffusées.

Cependant l'étude de l'effet du recuit sur les performances des caractéristiques électriques des composants est indispensable.

Dans ce chapitre et afin de cerner l'effet du recuit, nous avons étudié les caractéristiques électriques des structures tests: (contact schottky ou jonction P⁺N) dans la première partie, dans la deuxième partie de ce chapitre, nous exposons les résultats des caractérisations des niveaux profonds induit par recuit par la technique de spectroscopie transitoire des niveaux profonds (DLTS).

1) Caractérisation par les techniques $I(V)$ et $C(V)$.

1.1) Manipulation:

1.1.1) Schéma synoptique:

Le schéma synoptique de la manipulation est donné à la figure (VI.1)

1.1.2) Appareillage:

a) Cryostat:

C'est une enceinte qui contient le support d'échantillon, les pointes de contact, deux sondes en platine de 100Ω à $0 \text{ }^\circ\text{C}$, l'une pour la régulation et l'autre pour l'enregistrement de la température, une résistance de chauffage (25Ω) et une tuyauterie pour la circulation de l'azote liquide. La température d'exploration est comprise entre $90 \text{ }^\circ\text{K}$ et $400 \text{ }^\circ\text{K}$.

Les différents appareils qui sont connectés au cryostat sont représentés sur le schéma synoptique.

b) Capacimètre:

C'est un modèle HP 4280 programmable, qui peut piloter une table traçante $X(t)$ ou XY , comme il peut être connecté à un ordinateur pour l'acquisition des données.

c) Traceur de courbes:

C'est un appareil TEKTRONIX type 576, il permet le tracé de la caractéristique $I(V)$ des composants comme il permet le relevé de cette caractéristique point par point, il peut être également piloté par ordinateur pour l'acquisition des données.

d) Régulateur de température:

Son rôle est de stabiliser la température du cryostat sur une gamme de -200 à $+400 \text{ }^\circ\text{C}$. Soit, par refroidissement au moyen de l'azote liquide si la température de consigne est inférieure à la température ambiante.

Soit, par chauffage au moyen d'une résistance électrique de 75 W si la température de consigne est supérieure à la température ambiante.

Ce régulateur assure également l'alimentation de la pompe qui aspire l'azote liquide.

La descente ou la montée en température est également programmable.

La mesure de la température affichée sur le régulateur se fait au moyen d'une sonde en platine collée sur le support de l'échantillon contenu dans le cryostat.

e) Bidon:

C'est une citerne à double paroi, pour conserver l'azote dans son état liquide.

f) Pompe pour aspirer l'azote:

Son moteur est alimenté par le régulateur de température, le débit d'aspiration est réglable au moyen d'un autotransformateur contenu dans le régulateur.

Cette pompe aspire l'azote liquide du bidon à travers la tuyauterie du cryostat. La transformation de l'azote liquide en gaz absorbe la chaleur du cryostat, ce qui permet de descendre en température.

g) Pompe à vide:

Elle assure le vide dans le cryostat pour éliminer l'humidité à basse température afin d'assurer une bonne circulation de l'azote liquide servant à avoir des températures de consigne inférieures à la température ambiante.

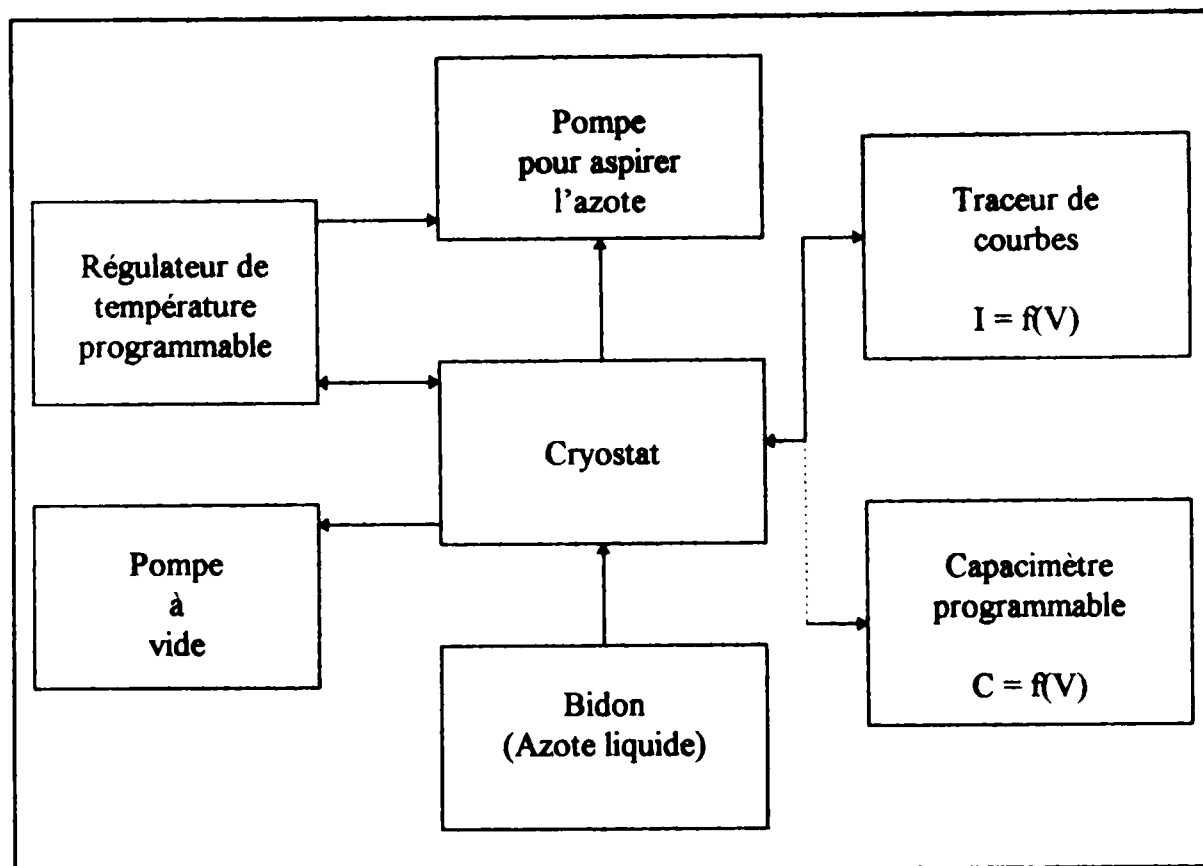


Figure (VL.1): Schéma synoptique de la manipulation $I(V)$ et $C(V)$

1.2) Résultats expérimentaux.

1.2.1) Recuit conventionnel (classique):

Echantillons:

Ils sont des contacts Schottky dont le matériau du substrat est du silicium de type P, tiré par la méthode Czochralski, de résistivité (1 à 5) Ωcm , orientés $\langle 100 \rangle$ et dopé bore.

Le recuit thermique est effectué dans un four thermique conventionnel, avec un système de chauffage basé sur les plaquettes de graphite.

Les paramètres du recuit sont donnés au tableau (VI.1).

Sur le tableau (VI.2), sont représentées les caractéristiques électriques des échantillons étudiés. On remarque que malgré l'amélioration de ces caractéristiques avec l'augmentation de la température; leurs caractéristiques restent dégradées.

- Les courants de saturation restent relativement élevés.
- Les facteurs d'idéalité sont loin des valeurs souhaitées « proche de 1 ».

1.2) Résultats expérimentaux.

1.2.1) Recuit conventionnel (classique):

Echantillons:

Ils sont des contacts Schottky dont le matériau du substrat est du silicium de type P, tiré par la méthode Czochralski, de résistivité (1 à 5) Ωcm , orientés $\langle 100 \rangle$ et dopé bore.

Le recuit thermique est effectué dans un four thermique conventionnel, avec un système de chauffage basé sur les plaquettes de graphite.

Les paramètres du recuit sont donnés au tableau (VI.1).

Sur le tableau (VI.2), sont représentées les caractéristiques électriques des échantillons étudiés. On remarque que malgré l'amélioration de ces caractéristiques avec l'augmentation de la température; leurs caractéristiques restent dégradées.

- Les courants de saturation restent relativement élevés.
- Les facteurs d'idéalité sont loin des valeurs souhaitées « proche de 1 ».

Recuit conventionnel

	T° de recuit (°C)	Temps de recuit (mn)	V. de ref. (°C/s)	Type de recuit
Rem 1	1000	30	- 75	conventionnel
2	1020	30	- 75	//
3	1050	30	- 75	//

Tableau (VL1): Paramètres du recuit classique pour les différents échantillons

	n	I _t (A)	V _{Br} (v)	C _d (pF)
Rem 1	1.80	8E-6	0.69	17.25
2	1.74	6.5E-6	0.70	14.75
3	1.65	4E-7	0.71	10.50

Tableau (VL2): Caractéristiques électriques des différents échantillons étudiés

1.2.2) Recuit rapide isotherme (RTA):

Les échantillons étudiés sont des contacts Schottky pour la première série et des jonctions P⁺N pour la deuxième.

Les substrats, dont le matériau est le silicium, sont de type P et ils sont tirés par la méthode Czochralski, de résistivité (1 à 5) Ω.cm pour les contacts Schottky et (10 à 20) Ω.cm pour les jonction P⁺N, orientés <100> et dopés bore.

- L'énergie d'implantation est fixée à 70 KeV pour l'As⁺ et 30 KeV pour le PF₅⁺.
- Chaque échantillon comporte six jonctions réparties sur une surface de 1 cm².
- Les surfaces des échantillons ont été polies mécaniquement et chimiquement.

Nous avons utilisé des paramètres de recuit dans la gamme des paramètres suggérés par l'étude de R. KLOWR [1], ces paramètres sont donnés au tableau (VI.3) et au tableau (VI.6).

1.2.2.1) Contact Schottky:

Les paramètres de recuit pour chaque échantillon sont donnés au tableau (VI.3).

Dans le tableau (VI.4), nous avons regroupé les valeurs du facteur d'idéalité (n), du courant de saturation (I_s), de la barrière de potentiel (V_{bn}) et de la capacité sous une tension de polarisation nulle (C_0) des échantillons traités à différents paramètres de recuit.

Ces valeurs ont été déduites des courbes $\ln(I) = f(V)$ et $C^{-2} = f(V)$.

Le tableau (VI.5) et la figure (VI.2) montrent la variation des caractéristiques électriques n , I_s et V_{bn} des échantillons traités en fonction de la température.

Une évolution de ces caractéristiques a été enregistré en fonction de la température du recuit.

Cette évolution qui présente une descente très raide à partir de la température de 1000 °C montre bien l'existence d'un pic de n et I_s (un minimum de V_{bn}) à cette température comme il a été expliqué par PENSL [2].

L'échantillon REM 22 traité à la température de 1050 °C, pendant un temps de recuit de 10 s et avec une vitesse de refroidissement de -10 °C/s présente les meilleurs caractéristiques électriques.

Les courbes $\ln(I) = f(V)$, figure (VI.3), présentent une partie non linéaire aux très faibles tensions de polarisation, par contre les courbes $C^{-2} = f(V)$ présentent une partie non linéaire à partir de la valeur du potentiel de polarisation de 8 v environ, ceci explique les limites du plateau de l'uniformité du dopage qui s'étale sur une distance de 1000 Å pour une température de recuit de 1050 °C et un temps de recuit de 10 s [3].

Contact Schottky

	T° de recuit (°C)	Temps de recuit (s)	Vit. de ref (°C/s)	Type de recuit
Rem 20	1000	5	- 50	RRI
21	890	5	- 50	RRI
22	1050	10	- 10	RRI
23	1035	5	- 50	RRI

Tableau (VI.3): Paramètres du recuit RTA pour différents échantillons étudiés

	n	I _s (A)	V _{Bn} (v)	C _o (pF)
Référence	1.23	2E-8	0.72	
Rem 20	1.30	3E-8	0.70	6.70
21	1.27	1.5E-8	0.71	6.12
22	1.20	5E-9	0.74	5.76
23	1.22	9.5E-9	0.72	6.17

Tableau (VI.4): Caractéristiques électriques des différents échantillons étudiés

T°C	890	1000	1035	1050
n	1.27	1.30	1.22	1.20
I_s(A)	1.5E-8	3E-8	9.5E-9	5E-9
V_{bn}(V)	0.71	0.70	0.72	0.74

Tableau (VI.5): Variation des caractéristiques électriques des échantillons étudiés en fonction de la température du recuit

Contact Schottky

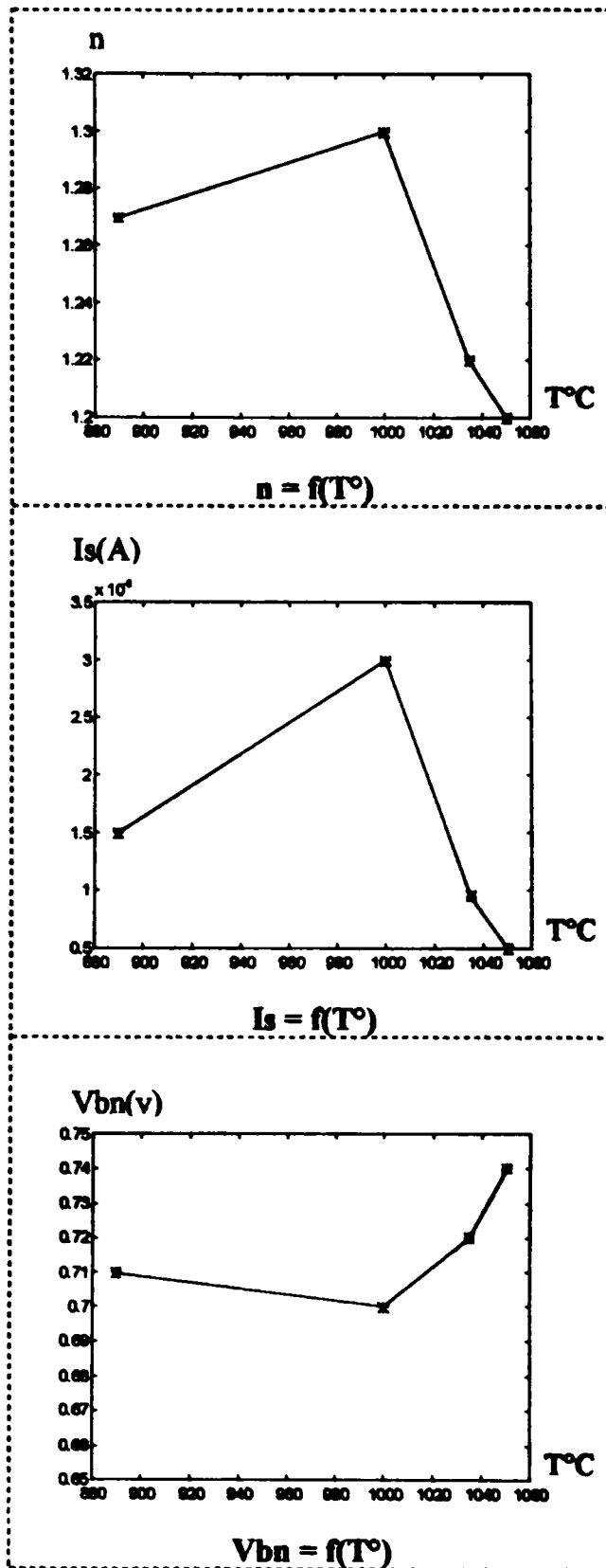


Figure (VL2): Evolution des paramètres des contacts Schottky en fonction de la température du recuit.

REM 22

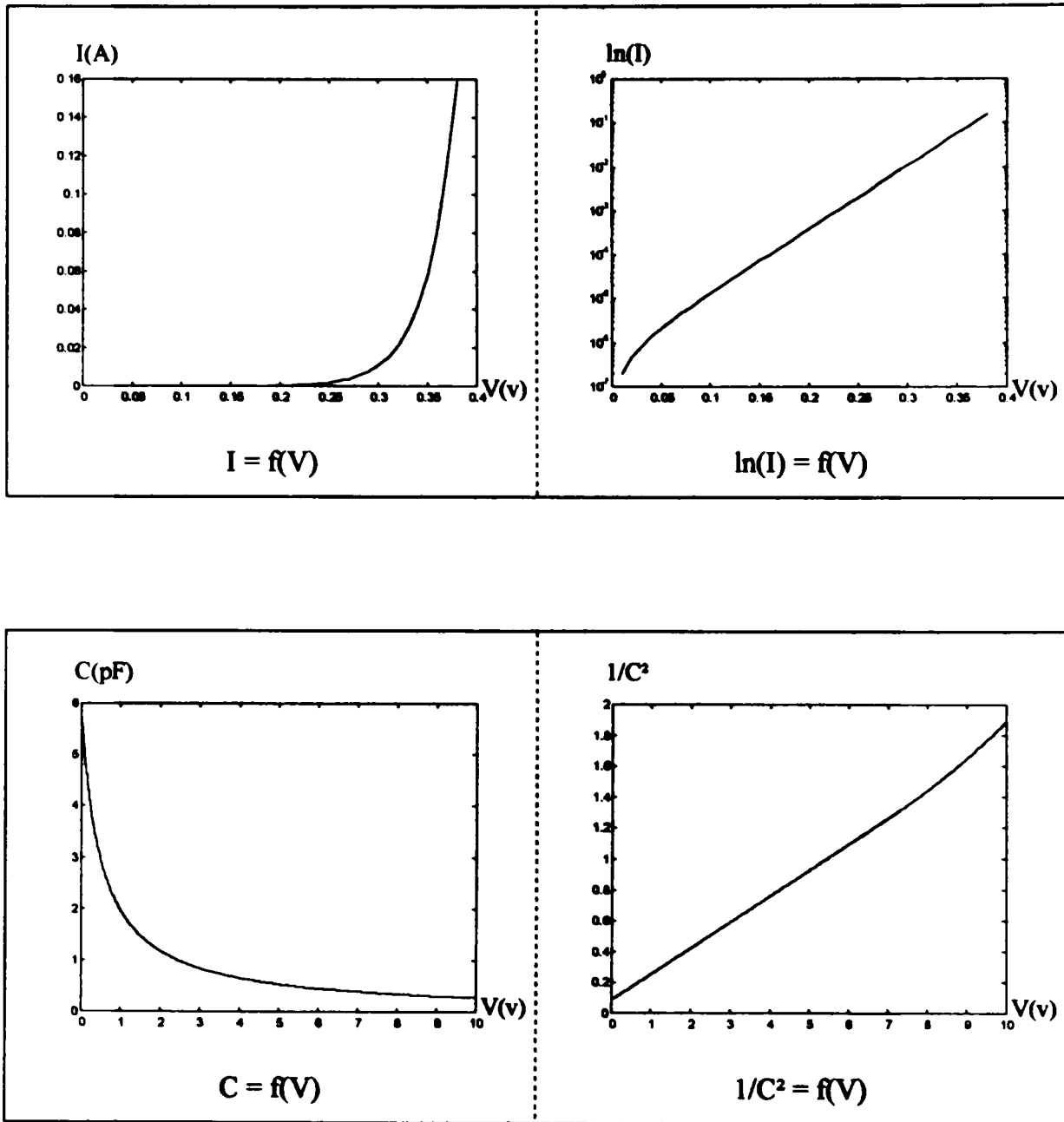
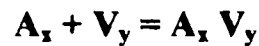


Figure (VI.3): Caractéristiques électriques du contact Schottky Al-Si (P) recuit RTA à 1050 °C pendant 10 s.

a) Discussion:

nous avons remarqué le maximum de « dégradation » relative à la température de 1000 °C. Ceci peut être expliqué par le modèle de PENSL [2] qui prédit que le maximum de génération de lacune apparaît à cette température; d'où la possibilité de formation de complexes suivant le processus:



La présence de ces complexes $A_x V_y$ est de nature à dégrader la structure électrique du matériau.

En outre, nous avons remarqué une amélioration nette des caractéristiques électriques des deux contacts recuit à température de même ordre de grandeurs, mais élevées (1034 °C, 1050 °C) et ceci lorsque le temps de recuit passe de (5 à 10) seconde.

b) Conclusion:

L'effet du recuit rapide isotherme sur du silicium non implanté reste limité, les caractéristiques électriques obtenues sont satisfaisantes, la dégradation électrique est minime, son maximum est atteint pour des températures de 1000 °C.

1.2.2.2) Jonction P⁺N:

Nos jonctions P⁺N sont fabriquées à partir du silicium dopé bore et implantées arsenic ou phosphore à des doses variant entre $4 \cdot 10^{15}$ et 10^{16} ions/cm², doses généralement utilisées en microélectronique, les contacts ohmiques sont fabriqués à partir d'un dépôt métalliques sous forme de plot de 1 mm² de surface.

La température de recuit utilisés après implantation variant entre 850 et 1050°C. Figure (VI.6).

Les résultats des caractéristiques électriques sont regroupées sur les tableaux (VI.7) et (VI.8) comme dans les contacts Schottky, nous constatons une dégradation des caractéristiques électriques à la température de 1000 °C. Cette dégradation est directement liée à notre avis à l'effet du recuit rapide isotherme, en effet c'est le même phénomène qui a été constaté sur les caractéristiques électriques des contacts Schottky.

Cette dégradation est lié à la génération maximale des lacunes à cette température ou éventuellement à la présence des impuretés métallique qui se recombinent avec des lacunes ou avec le dopant pour donner un complexe.

En outre, Nous avons constaté une parfaite recristallisation des couches implantées à partir de 850 °C [4].

Le meilleur compromis entre la recristallisation et le minimum de dégradation est obtenu pour les températures supérieures à 1000 °C et des temps de recuit supérieurs à 5 s.

Jonction P⁺N

	Ions implantés	Dose (ions/cm ²)	Type de recuit	T°C de recuit	Temps de recuit (s)	Vit. de ref. (°C/s)
Rem 31	As ⁺	10 ¹⁶	RRI	978	10	- 10
32	As ⁺	4 10 ¹⁵	RRI	1020	10	- 11
44	As ⁺	4 10 ¹⁵	RRI	850	5	- 50
52	As ⁺	10 ¹⁶	RRI	1050	2	- 83
53	As ⁺	10 ¹⁶	RRI	1000	5	- 77
54	PF ₅ ⁺	5 10 ¹⁵	RRI	1000	5	- 77

Tableau (VI.6): Paramètres du recuit RTA pour différents échantillons étudiés

	N _A (/cm ²)	n	I _s (A)	V _{Bo} (v)	C _o (pF)
Référence	2.5E14	1.43	5.3E-8	0.78	
Rem 31	3E14	1.35	2E-9	0.80	22.12
32	1.5E14	1.15	2.5E-10	0.83	10.51
44	2.5E14	1.40	3E-9	0.78	19.10
52	2E14	1.20	8E-10	0.82	14.25
53	3E14	1.50	6E-9	0.76	23.78
54	3.5E14	1.55	1E-8	0.74	28.82

Tableau (VI.7): Caractéristiques électriques des différents échantillons étudiés

T°C	850	978	1000	1020	1050
n	1.40	1.35	1.50	1.15	1.20
I _s (A)	3E-9	2 ^E -9	6E-9	2.5E-10	8E-10
V _{bn} (V)	0.78	0.80	0.76	0.83	0.82

Tableau (VI.8): Variation des caractéristiques électriques des échantillons étudiés en fonction de la température du recuit

Jonction P⁺N

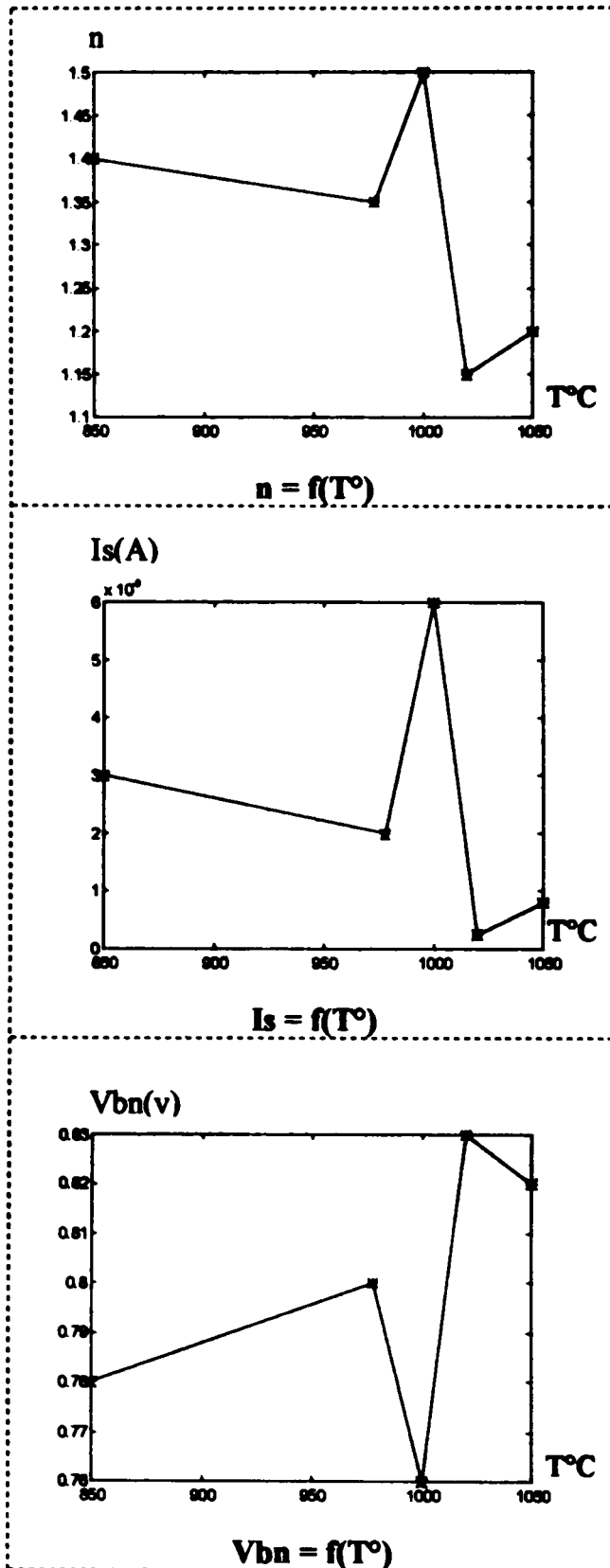


Figure (VL4): Evolution des paramètres des contacts Schottky en fonction de la température du recuit

REM 32

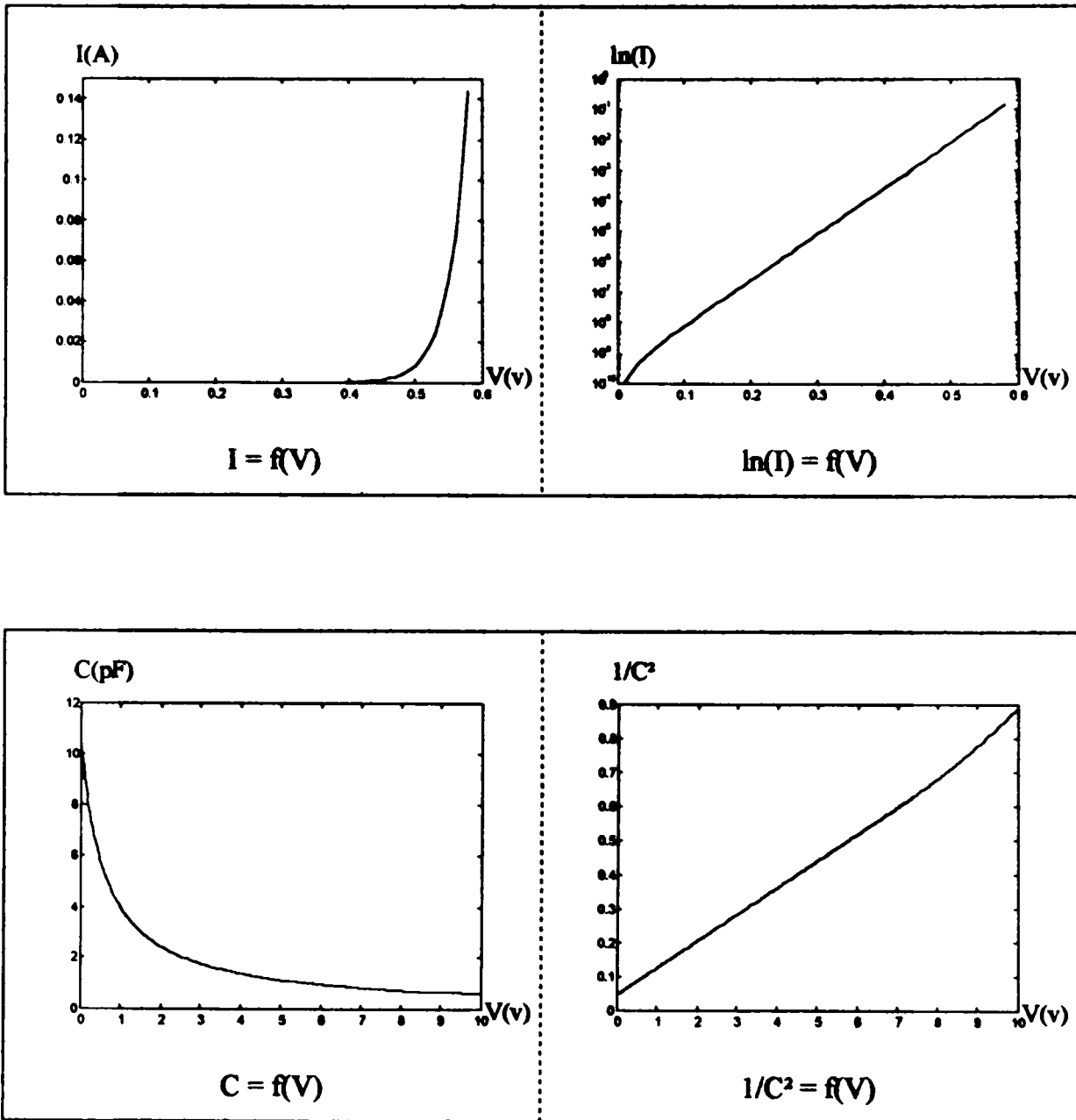


Figure (VL5): Caractéristiques électriques des jonction P^+N implantées As^+ , RTA à $1020\text{ }^\circ\text{C}$ pendant 10 s.

CONCLUSION :

La recristallisation des couches implantés par recuit rapide isotherme est satisfaisante ; une légère dégradation des caractéristiques électriques apparaît aux alentours de 1000 °C. Les conditions optimales pour recristalliser les couches implantées sont: des températures supérieure à 1000 °C afin de guérir la queue d'implantation et des temps de recuit de 10 s pour des doses comprises entre 10^{15} et 10^{16} ions/cm² .

2) Caractérisation par la technique DLTS.

2.1) Manipulation de la DLTS synchrone à double boxcar:

2.1.1) Schéma synoptique:

Nous décrivons, sur la figure (VI 6) le schéma synoptique de la manipulation.

La partie excitation est constituée d'une alimentation continue variable et d'un générateur d'impulsion, les signaux délivrés sont additionnés à l'aide d'un amplificateur sommateur

La partie mesure et traitement du transitoire de capacité est formée par un capacimètre commercial à entrées différentielles et une détection synchrone double phase à large bande. Le signal de mesure délivré par un capacimètre a une fréquence de 1Mhz et une amplitude efficace de 15 mV. La température de l'échantillon étudié est réglée. Pour faire varier cette dernière, on incrémente la tension de consigne par une alimentation programmable pilotée par ordinateur

La température est mesurée par une sonde en platine. La tension délivrée par celle-ci et le signal traité sont mesurés par un voltmètre digital puis stockés dans le ordinateur qui fournit le spectre sur écran ou sur table traçante, la commutation pour la prise des deux signaux étant assurée par un relais. Il est évident que ces deux signaux pourraient être envoyés directement sur table traçante sans utiliser de ordinateur, mais celui-ci permet, en plus du balayage en température, de faire une recherche des maxima des pics enregistrés. Le générateur de signaux carrés assure la synchronisation de l'expérience.

Il est nécessaire de prévoir un circuit supprimant la variation de capacité pendant l'excitation pour que la détection synchrone ne sature pas. Cette fonction est assurée au moyen d'une carte électronique composée d'un circuit échantillonneur bloqueur dont la durée de blocage est fixée par un circuit monostable. Deux amplificateurs opérationnels courants sont montés en cascade pour pouvoir déclencher le monostable à partir de l'impulsion délivrée sur la sortie « Trigger Reference » du générateur d'impulsions dont la durée est de 15 ns et l'amplitude de 2 v, celle-ci ne pouvant assurer elle-même le déclenchement du monostable. La sortie de ce dernier vient commander le blocage du circuit échantillonneur-bloqueur pendant une durée réglable, par l'intermédiaire d'un potentiomètre et d'un condensateur qui peut prendre quatre valeurs qui ont été fixées de façon à avoir une large gamme de durées de blocage. Cette durée est déterminée par:

$$T_b = RC \ln 2$$

où R est la valeur fixée par le potentiomètre, C la capacité du condensateur choisi. De façon que le blocage soit bien assuré avant l'excitation, on retarde celle-ci d'un instant T_d par rapport à l'instant de déclenchement du monostable. La durée de blocage sera légèrement supérieure à la somme du retard et de la durée de l'impulsion, soit :

$$T_b > T_r$$

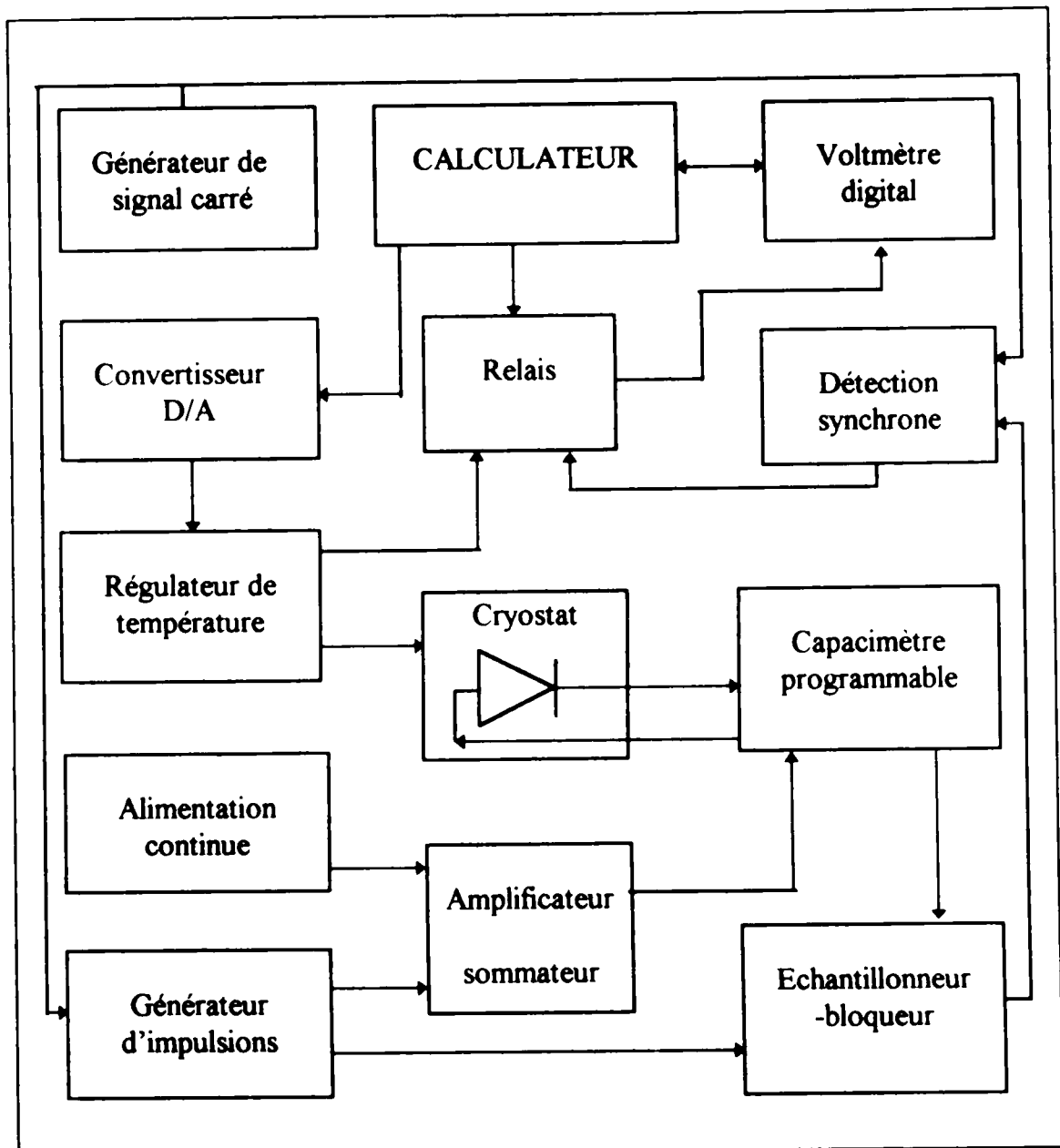


Figure (VI.6): Schéma synoptique de la DLTS synchrone double boxcar

2.1.2) Chronogrammes de la DLTS à détection synchrone double baxcar:

La figure (VI.7) représente les chronogrammes des différents signaux. C'est le signal à la sortie du circuit de blocage qui va être traité par la détection synchrone.

La détection synchrone utilisée possède deux voies sur lesquelles le signal délivré par le circuit de blocage est traité en phase et en quadrature de phase.

- la tension carrée sert comme signal de référence à la détection synchrone et commandant l'échantillonneur-bloqueur

- le générateur d'impulsion de largeur et d'amplitude et de retard réglable de même période (que la tension carrée) polarisant la diode

L'échantillonneur-bloqueur ne reliant la sortie du capacimètre à l'entrée de la détection synchrone que pendant la deuxième demi-période; dans la première l'échantillonneur-bloqueur conserve à l'entrée de la détection synchrone la valeur de la capacité à l'instant T_0 , la valeur moyenne (composante continue) du signal devient ainsi voisine de zéro.

Un délai t_d sépare la fin de l'impulsion de polarisation de l'instant où l'échantillonneur-bloqueur établit la liaison entre la sortie du capacimètre et l'entrée de la détection synchrone. Le but de ce délai est de rendre négligeable l'influence de la réponse transitoire du capacimètre sur les mesures; t_d est de l'ordre de quelque ms. Day et al. [5] ont choisit $t_d = 1.6$ ms.

Remarque:

Le choix de t_d dépend de la constante de temps de la réponse du capacimètre que nous utilisons sur sa gamme de mesure la plus sensible, en effectuant des mesures différentielles de capacité; la variation brutale de la polarisation de la diode provoque une variation d'amplitude du signal de sortie du capacimètre; lors du retour à l'équilibre (diode polarisée en inverse).

Pour éviter la saturation du capacimètre on doit diminuer l'amplitude du signal; pour cela il faut diminuer soit la fréquence de mesure, soit, l'amplitude du signal en utilisant un commutateur électronique (échantillonneur-bloqueur) qui isole la diode du capacimètre pendant l'impulsion de polarisation.

2.1.2) Chronogrammes de la DLTS à détection synchrone double boxcarré :

La figure (VI.7) représente les chronogrammes des différents signaux. C'est le signal à la sortie du circuit de blocage qui va être traité par la détection synchrone.

La détection synchrone utilisée possède deux voies sur lesquelles le signal délivré par le circuit de blocage est traité en phase et en quadrature de phase.

- la tension carrée sert comme signal de référence à la détection synchrone et commandant l'échantillonneur-bloqueur

- le générateur d'impulsion de largeur et d'amplitude et de retard réglable de même période (que la tension carrée) polarisant la diode.

L'échantillonneur-bloqueur ne reliant la sortie du capacimètre à l'entrée de la détection synchrone que pendant la deuxième demi-période; dans la première l'échantillonneur-bloqueur conserve à l'entrée de la détection synchrone la valeur de la capacité à l'instant T_0 ; la valeur moyenne (composante continue) du signal devient ainsi voisine de zéro.

Un délai t_d sépare la fin de l'impulsion de polarisation de l'instant où l'échantillonneur-bloqueur établit la liaison entre la sortie du capacimètre et l'entrée de la détection synchrone. Le but de ce délai est de rendre négligeable l'influence de la réponse transitoire du capacimètre sur les mesures; t_d est de l'ordre de quelque ms. Day et al. [5] ont choisit $t_d = 1.6$ ms.

Remarque:

Le choix de t_d dépend de la constante de temps de la réponse du capacimètre que nous utilisons sur sa gamme de mesure la plus sensible, en effectuant des mesures différentielles de capacité; la variation brutale de la polarisation de la diode provoque une variation d'amplitude du signal de sortie du capacimètre; lors du retour à l'équilibre (diode polarisée en inverse).

Pour éviter la saturation du capacimètre on doit diminuer l'amplitude du signal; pour cela il faut diminuer soit la fréquence de mesure, soit, l'amplitude du signal en utilisant un commutateur électronique (échantillonneur-bloqueur) qui isole la diode du capacimètre pendant l'impulsion de polarisation.

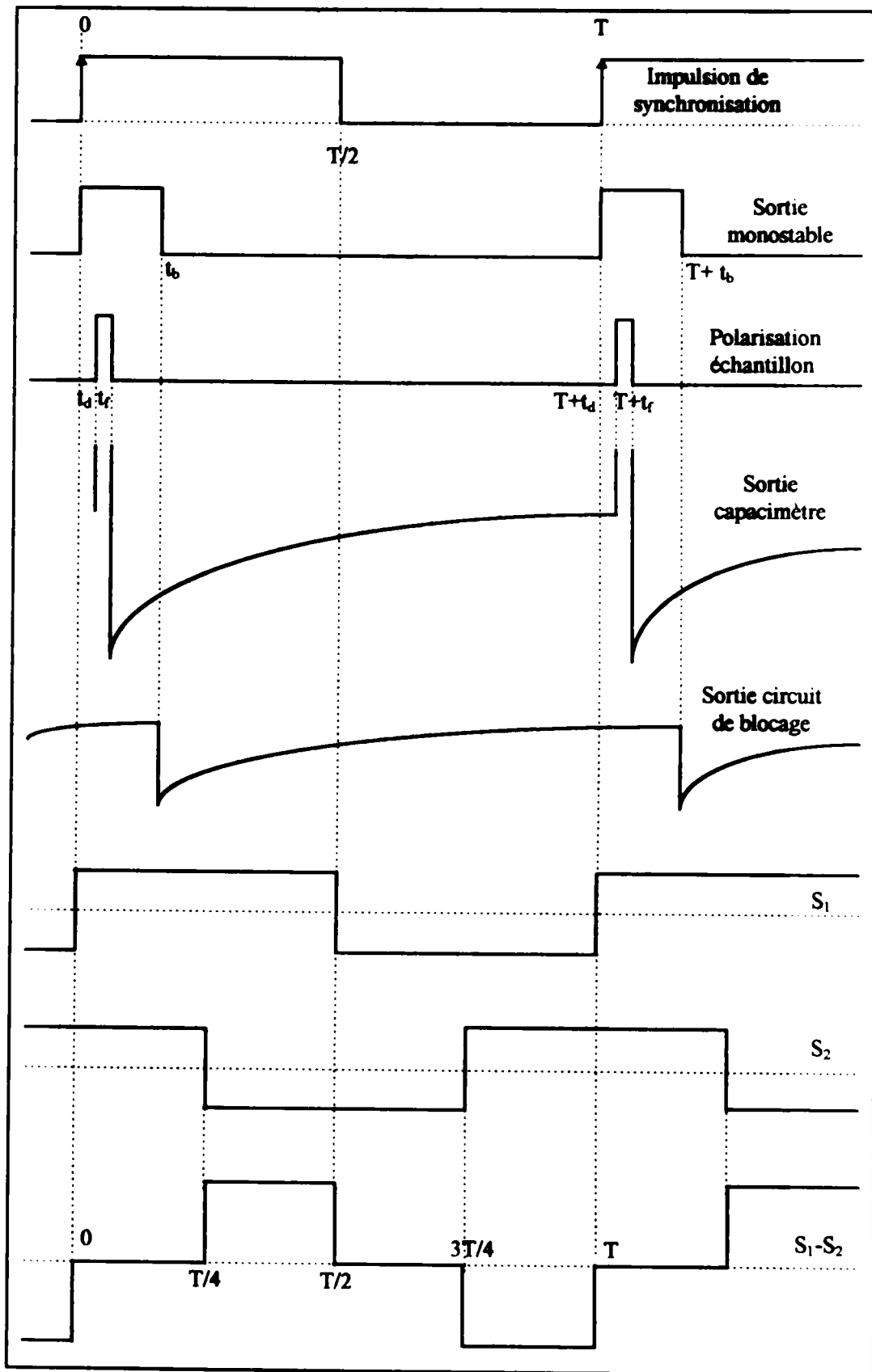


Figure (VI.7): Chronogrammes de la DLTS à détection synchrone double boxcar

2.1.3) Etapes de la manipulation:

L'expérience se déroule de la façon suivante:

- Détermination de la sensibilité en V/pF,
- Incrémentation de la tension de consigne V_c de la régulation de température,
- Temporisation permettant d'attendre que la température soit stabilisée compte tenu des réglages du PID de la régulation,
- Commutation du relais sur la sonde de mesure de température,
- Mesure de la tension délivrée par cette sonde: V_s ,
- Calcul de la température, cette dernière étant liée linéairement à V_s , et tant que la température est inférieure à la température ambiante (la température initiale étant celle de l'azote liquide)
- Commutation du relais sur la sortie de la détection synchrone,
- Acquisition du signal traité par la détection synchrone qui est ensuite moyenné N fois. L'acquisition est réalisée sur 151 points à raison d'un échantillonnage toutes les 6.5ms par le voltmètre digital,
- Calcul de la capacité pour chaque point du transitoire,
- Remise à zéro des variables servant à la sommation des points échantillonnés,
- Stockage de la température et du transitoire associé dans le calculateur.

Ces opérations sont répétées de façon cyclique, un transitoire « moyenné » est stocké tous les degrés. Lorsque la température finale est atteinte, la phase d'acquisition est terminée et les transitoires de capacité traités en technique boxcar.

Pour le tracé du spectre DLTS, les opérations successives sont:

- Choix du rapport t_2/t_1 , parmi trois valeurs que nous avons fixées: 2, 5, et 10,
- Choix du premier point correspondant à la valeur t_1 . Si l'on choisit le point N_1 , La valeur de t_1 est donnée par: $t_1 = (N_1 - 1)\Delta t$ où Δt est la durée entre deux échantillonnages (ici 6.5 ms). Compte tenu du nombre total de points échantillonnés et du rapport t_2/t_1 choisi, on a:

$$2 < N_1 < 16 \text{ si } \quad t_2/t_1 = 10 \text{ et } \quad N_2 = 10N_1 - 9$$

$$2 < N_1 < 31 \text{ si } \quad t_2/t_1 = 5 \text{ et } \quad N_2 = 5N_1 - 4$$

$$2 < N_1 < 76 \text{ si } \quad t_2/t_1 = 2 \text{ et } \quad N_2 = 2N_1 - 1$$

Signalons que le premier point échantillonné correspond à $t = 0$, donc à la fin de l'impulsion et qu'il n'est pas pris en compte. La valeur de t_2 est donnée par:

$t_2 = (N_2 - 1)\Delta t$, le point N_2 correspondant à la valeur de t_2 .

- Calcul de e_0 par la relation (V.33)

- L'opérateur juge si la valeur de e_0 obtenue pour les instants t_1 et t_2 qu'il a choisis lui convient. Dans le contraire, il prend un nouveau couple de valeurs (t_1, t_2) ,

- Calcul de R_0 par la relation (V.34),

- Le calculateur recherche ensuite, sur le disque de stockage des transitoires, les valeurs de capacité correspondant aux points N_1 , N_2 et détermine simultanément les valeurs minimale et maximale de $C(t_2) - C(t_1)$ qui permettront de fixer les limites du tracé du spectre.

- Lorsque les M transitoires de capacité ont été scrutés, on trace le spectre DLTS et le calculateur recherche tous les extremums puis imprime leurs coordonnées.

Cette expérience permet, en un seul balayage en température, d'obtenir un ensemble de couples (T_M, e_0) fournissant la signature des différents pièges présents.

Rappelons que la signature est la courbe représentant $\log(T_M^2/e_0)$ en fonction de $1000/T_M$.

2.2) Résultats expérimentaux:

Les résultats des manipulations DLTS ont montré la présence de deux niveaux E_1 et E_2 .

$$E_1 = 0.31 \text{ ev} \quad E_2 = 0.54 \text{ ev}$$

L'un apparaît à température ambiante, l'autre à basse température au environ de 150°K avec une forte concentration pour le premier $5 \cdot 10^{16} \text{ At/cm}^3$. Figure (VI.8).

La signature thermique des deux niveaux est donnée à la figure (VI.9).

Origine des deux défauts :

Niveau $H_1 = E_1$: est attribué probablement au complexe B-V. En effet d'après PENSL [2], à des températures avoisinant 1000°C , nous avons le maximum de concentration de lacunes qui sont générées thermiquement. Cependant en présence du

bore dans le silicium ils se combinent facilement pour donner des complexes suivant la relation ci-dessus :



Néanmoins, nous pensons que l'origine de ce défaut et au vu de son influence sur le comportement électrique des structures tests ; nous privilégions plutôt son origine à la présence d'une impureté métallique en occurrence le Cr qui se combine avec le bore pour donner un complexe Cr-B. La signature thermique de notre niveau est similaire à celle rapportée dans la littérature [5,6].

En effet le chrome présent sous forme de précipité à l'état natif, se décompose à haute température pour s'associer avec le bore.

Niveau $H_2 = E_2$:

Au vu de son énergie d'activation, et son apparition à température ambiante, nous l'attribuons à une autre impureté métallique dont le coefficient de diffusion est très grand.

Nous pensons que ce niveau est lié au fer en site interstitiel Fe_i figé après une « trempe » rapide.

REM 45

Signal DLTS

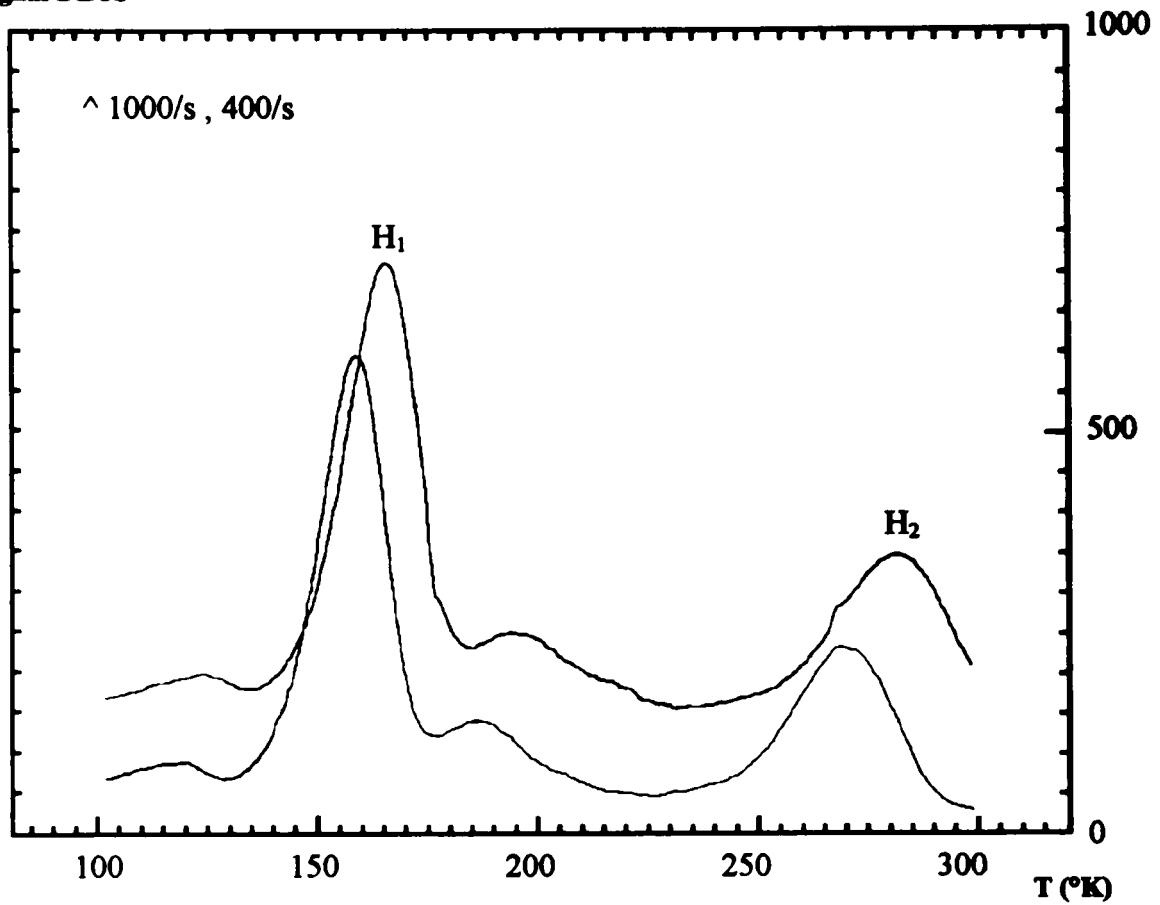


Figure (VI.8): Spectre DLTS d'une jonction P^+N à base de silicium dopée bore et implantée arsenic à $4 \cdot 10^{15} \text{ At/cm}^2$ et recuite à la température de 1000°C pendant 5 s.

REM 45

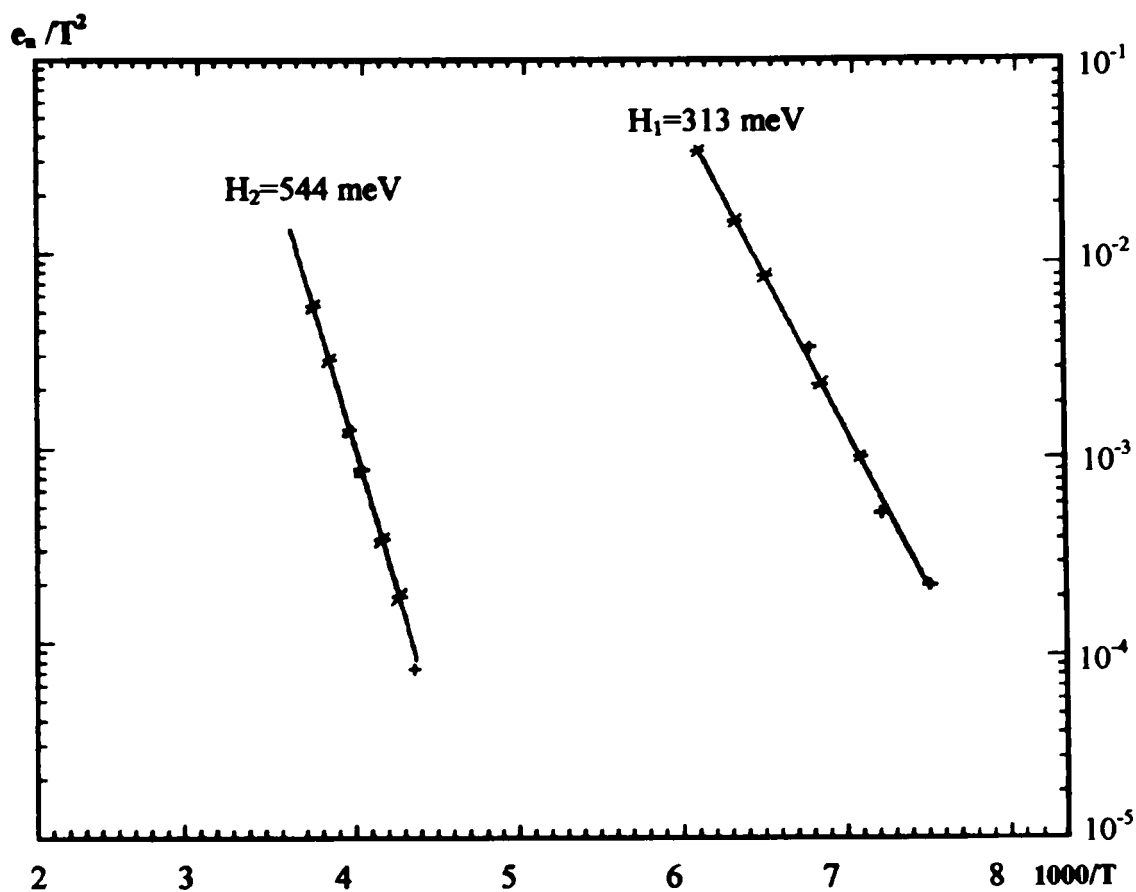


Figure (VL.9): Signature thermique des niveaux H_1 et H_2

2.3) CONCLUSION:

Nous avons étudié les défauts électriquement actifs dans le matériau Czochralski implanté.

Dans ce chapitre nous nous sommes fixés trois objectifs; Le premier concerne l'installation de la manipulation de caractérisation $I(V)$ et $C(V)$ pour la première fois au niveau de notre institut. Le deuxième objectif, c'est la conception d'un Boxcar (voir Annexe 1) et la possibilité de sa réalisation dans le cadre de projet d'ingénieur; pour assurer le montage de la manipulation DLTS. Mais vu le manque de composants et pour la promesse d'acquisition d'une détection synchrone (chose faite seulement en 1997), la réalisation du Boxcar a été abandonnée. Le troisième objectif, c'est la caractérisation de nos échantillons traités par recuit classique et par recuit rapide isotherme.

Pour les échantillons traités par recuit classique, les mesures DLTS n'était pas possible, au vu du courant de saturation important, par contre nous avons réalisé les mesures DLTS pour les échantillons traités RTA. Une adéquation entre les caractéristiques électriques et les mesures DLTS a été trouvé.

« Conclusion générale »

Le recuit rapide isotherme est le dernier né des traitements thermiques de courte durée regroupés sous le terme générique « le recuit rapide ». L'intérêt du recuit rapide est maintenant précisément démontré. Comparé aux techniques de traitement thermique conventionnelles, les recuits par faisceau d'énergie conduisent à un gain énorme dans le temps nécessaire au traitement.

En effet, ils peuvent permettre un chauffage sélectif à la fois latéralement et en profondeur et ce à l'échelle des plus petites structures couramment rencontrées ($< 1 \mu\text{m}$).

Notre travail est une contribution à l'étude de l'influence du recuit rapide isotherme sur le silicium en fonction des paramètres du recuit. Une comparaison avec le recuit classique est dégagée.

Pour cela, nous avons en premier lieu développé en détail la technique de spectroscopie transitoire des niveaux profonds (DLTS) l'outil essentiel pour notre étude.

Les caractéristiques électriques des échantillons traités par recuit classique, ont montré une détérioration importante due probablement à la pollution de l'enceinte du four.

Par contre nous avons constaté une amélioration significative des caractéristiques électriques des échantillons traités RTA, qu'ils soient vierges ou implantés. La dégradation relative la plus importante apparaît à $1000 \text{ }^\circ\text{C}$.

Cette dernière est expliquée par la présence de défauts électriquement actifs à cette température.

En effet l'étude DLTS a révélé la présence de deux niveaux pièges à trous dans le silicium de type P: $H_1(0.31 \text{ eV})$ et $H_2(0.54 \text{ eV})$. C'est la première mise en évidence de ces défauts électriquement actifs liés aux seuls paramètres de recuit.

La concentration de ces niveaux est maximum à la température de $1000 \text{ }^\circ\text{C}$. Les deux niveaux ont été attribués respectivement au Fer (Fe_i) en site interstitiel et à la paire Chrome-Bore (Cr_i -Bs).

Pour le silicium implanté les meilleures conditions de recristallisation ont été obtenues pour un recuit entre $1000 \text{ }^\circ\text{C}$ et $1050 \text{ }^\circ\text{C}$ et un plateau de 5 à 10 s.

Enfin, nous estimons que nous avons dégagé les conditions optimales de recuit rapide isotherme des échantillons implantés ou non. Une étude complémentaire s'avère nécessaire, pour la compréhension du recuit rapide isotherme, l'utilisation du recuit rapide isotherme dans la chaîne de fabrication VLSI exige l'étude du comportement du recuit en milieu oxydant.

- \$\$\$ -



ANNEXE 1:

THEORIE
du
Boxcar

ANNEXE 1:

Théorie du Boxcar

Fonctionnement du Boxcar:

Réjection des parasites et du bruit, influence de la largeur de porte et de la vitesse de balayage.

1) Généralités sur le Boxcar:

- système synchrone
- idéal pour analyser la forme de signaux périodiques et les extraire des parasites et du bruit.
- sensible au continu.
- correspond à une détection synchrone simple porte lorsque la largeur de porte vaut la moitié de la période du signal de référence.

2) Principe de fonctionnement:

Représenté sur la figure 1 avec:

- V_m signal de mesure.
- V_{ref} signal de référence (réurrence)
- V_c signal de commande de l'échantillonneur-bloqueur.
- V_e signal de sortie de l'échantillonneur-bloqueur.
- V_{sm} signal de sortie moyenné.

La figure 2 montre une séquence du traitement du signal:

- * porte fixe à t_0
- * largeur de porte d
- * $V_e = V_{e1} + V_{e2}$
- * $V_{e2} = \text{somme des signaux } (V_{e2})_1 + (V_{e2})_2 + \dots$

3) Mathématique de traitement du signal.

V_{mA} est périodique, de période T_0

$$(\omega_0 = 2\pi/T_0)$$

Le développement en séries de Fourier nous donne:

$$V_{mA} = (a_0/2) + \sum_{n=1}^{\infty} [a_n \cos(n\omega_0 t) + b_n \sin(n\omega_0 t)] \quad (1)$$

avec:

$$a_n = (\omega_0 / \pi) \int_e^{e+T_e} V_{mA} \cos(n\omega_0 t) dt \quad (2a)$$

$$b_n = (\omega_0 / \pi) \int_e^{e+T_e} V_{mA} \sin(n\omega_0 t) dt \quad (2b)$$

Signal V_{e1} est:

$$V_{e1} = V_{mA} + V_{c1} \quad (3)$$

$$V_{c1} = V_{mA} + \left\{ (\alpha_0 / 2) + \sum_{s=1}^{\infty} [\alpha_s \cos(s\omega_r t) + \beta_s \sin(s\omega_r t)] \right\} \quad (4)$$

avec:

$$\omega_r = 2\pi / T_r : \text{pulsation du signal de référence.} \quad (5)$$

$$\alpha_0 = d\omega_r / \pi = 2d / T_r \quad (6)$$

$$\alpha_s = (1 / s\pi) [\sin s\omega_r(t_0 + d) - \sin s\omega_r t_0] \quad (7)$$

$$\text{pour: } s = 1, 2, \dots$$

$$\beta_s = (1 / s\pi) [\cos s\omega_r t_0 - \cos s\omega_r(t_0 + d)] \quad (8)$$

$$\text{pour: } s = 1, 2, \dots$$

Les relations (1) à (8) peuvent être ramenées à:

$$\begin{aligned} V_{e1} = & (a_0\alpha_0 / 4) + (a_0 / 2) \sum_{s=1}^{\infty} [\alpha_s \cos(s\omega_r t) + \beta_s \sin(s\omega_r t)] \\ & + (\alpha_0 / 2) \sum_{n=1}^{\infty} [a_n \cos(n\omega_0 t) + b_n \sin(n\omega_0 t)] \\ & + \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{s=1}^{\infty} [((\alpha_s a_n + \beta_s b_n) / 2) \cos(s\omega_r - n\omega_0)t \\ & + ((\alpha_s a_n - \beta_s b_n) / 2) \cos(s\omega_r + n\omega_0)t \\ & + ((\beta_s a_n - \alpha_s b_n) / 2) \sin(s\omega_r - n\omega_0)t \\ & + ((\beta_s a_n + \alpha_s b_n) / 2) \sin(s\omega_r + n\omega_0)t] \end{aligned} \quad (9)$$

On a donc des battements de fréquence.

La moyenne mathématique de V_{e1} est nulle sauf pour ($s\omega_r = n\omega_c$) qui donnera donc une tension continue.

D'après la fig. 2:

$$V_e = V_{e1} + V_{e2}$$

avec:

$$V_{e2} = \sum_{g=1}^Q V_{e2g}$$

avec:

$$a = ((T_r + t_0) - (t_0 + d)) / Q = (T_r - d) / Q$$

$$a = (T_r - d) / Q \quad \text{et} \quad Q \rightarrow \infty \quad (10)$$

et:

$$V_e = V_{e1} + \sum_{g=1}^Q V_{mA}(t - ga + a) \cdot V_{e2g} \quad (11)$$

Il n'est pas nécessaire de démontrer complètement. En effet, V_{e2} sera une somme de termes comme ceux de V_{e1} , les différents termes étant simplement décalés dans le temps.

Conclusion:

- le boxcar donne une moyenne mathématique non nulle que si ($s\omega_r = n\omega_c$), donc que si le signal V_{mA} possède des harmoniques de ω_r .

Si on ne s'intéresse qu'au continu en sortie, on a un filtre parfait. Ce signal continu est proportionnel à l'amplitude de V_{mA} , dépend du décalage en phase entre V_{mA} et la référence (en sinus pour les harmoniques paires et cosinus pour les harmoniques impaires), de la position t_0 de la porte, ainsi que de sa largeur d .

- pour $d = T_r / 2$, le boxcar agit comme une détection synchrone simple porte, sensible à toutes les harmoniques.

- pour une harmonique d'ordre K , la sensibilité varie en $1 / K$, qu'il s'agisse d'un ordre supérieur ou inférieur à ω_r .

4) Cas général d'un signal périodique:

avec: $\omega_c = \omega_r$, $T_c = T_r$ (moyenne mathématique).

4.1) Porte fixe:

D'après les fig. 1, 2 et 3, on a: t_0 : constant.

Fig. 3 $\Rightarrow V_e = V_{mA}(t_0 + d) + V_{e4}$

$$V_e = V_{mA}(t_0 + d) + V_{e4} + [V_{mA} - V_{mA}(t_0 + d)] \quad (12)$$

En développant V_{e4} en série de Fourier, la moyenne mathématique (V_{em}) de V_e sera:

$$V_{em} = V_{mA}(t_0 + d) + (\omega_0/\pi) \int_{t_0}^{t_0+d} V_{mA} dt \quad (13)$$

En développant V_{mA} en série de Taylor, on a:

$$\int_{t_0}^{t_0+d} V_{mA} dt = d V_{mA}(t_0) + \sum_{n=1}^{\infty} (d^n V_{mA} / dt^n)_{t_0} d^{n+1} / (n+1)! \quad (14)$$

En combinant (13) et (14) avec $V_{mA}(t_0 + d)$ développé en série de Taylor, on obtient finalement:

$$V_{em} = [1 + d/T_e] V_{mA}(t_0) + \sum_{n=1}^{\infty} [(d^n V_{mA} / dt^n)_{t_0} d^n / n! (1 + d/(n+1)T_e)] \quad (15)$$

Soit:

$$S_0 = 1/(1 + d/T_e) \sum_{n=1}^{\infty} [(d^n V_{mA} / dt^n)_{t_0} d^n / n! (1 + d/(n+1)T_e)] \quad (16)$$

On aura:

$$V_{em} = [1 + d/T_e] V_{mA}(t_0) [1 + S_0/V_{mA}(t_0)] \quad (17)$$

Conclusion:

* Terme $(1 + d/T_e)$ agit comme variation de sensibilité, on peut le calculer.

* S_0 dépend de d et des dérivées du signal. Plus les pentes sont raides, plus l'erreur est grande.

4.2) Cas où la porte se déplace:

(restitution d'un signal à vitesse lente)

t_0 n'est plus constant mais varie linéairement avec le temps.

$$t_0 = t_{00} + mt \quad (18)$$

Série de Taylor \Rightarrow

$$V_{mA}(t_0) = V_{mA}(t_{00}) + mt(d V_{mA}/dt) + \dots + (mt)^k/k!(d^k V_{mA}/dt^k)_{t_{00}}$$

et:

$$(d^n V_{mA}/dt^n)_{t_0} = (d^n V_{mA}/dt^n)_{t_{00}} + mt((d^{n+1} V_{mA}/dt^{n+1})_{t_{00}} + \dots + (mt)^j/j!(d^{n+j} V_{mA}/dt^{n+j})_{t_{00}})$$

ce qui donne avec (15):

$$V_{cm} = [1 + d/dT_e] \{ V_{mA}(t_{00}) [1 + S_{00}/V_{mA}(t_{00})] + mt(dV_{mA}/dt)_{t_{00}} [1 + (dS_{00}/dt)/(dV_{mA}/dt)_{t_{00}}] + \dots + (mt)^r/r! [1 + (d^r S_{00}/dt^r)/(d^r V_{mA}/dt^r)_{t_{00}}] \} \quad (19)$$

Avec:

$$S_{00} = 1 / (1 + d/T_e) \sum_{n=1}^{\infty} [(d^n V_{mA} / dt^n) \cdot d^n / n! (1 + d/(n+1)T_e)] \quad (20)$$

Conclusion:

- Si S_{00} et ses dérivées sont négligeables, on restitue V_{cm} à vitesse lente ($t \leftrightarrow mt$). On est fonction de mt au lieu de t .
- Plus V_{mA} présente des variations rapides (S_{00} et ses dérivées plus grandes), plus V_{cm} représentera une forme erronée de V_{mA} à vitesse lente.
- La largeur de porte (d) augmente l'erreur dans tous les cas lorsqu'elle est plus grande.

5) Exemple d'une exponentielle:

(Cas de la fig. 3):

$$V_{mA} = V_0 \exp(-t/\tau)$$

5.1) Porte fixe:

L'application de la relation (17) donne:

$$V_{cm} = V_{mA}(t_0) [1 + \epsilon_r] \quad (21)$$

avec:

$$\epsilon_r = -[(1 - \tau/T_e) - (1 - \tau/T_e) \exp(-d/\tau)] \quad (22a)$$

$$\epsilon_r = -(1 - \tau/T_e) [1 - \exp(-d/\tau)] \quad (22b)$$

Conclusion:

- L'erreur dépend de d et T_e , qu'on connaît, mais aussi de τ qui est une caractéristique du signal à mesurer qu'on ne connaît pas a priori.

- Il faut être sûr que:

$$\tau / T_e \ll 1 \quad \text{et} \quad \exp(-d/\tau) \ll 1$$

5.2) Cas où la porte se déplace:

(restitution de l'exponentielle à vitesse lente)

La relation (19) entraîne dans ce cas:

$$V_{cm} = V_{mA}(t_{00}) [1 + \varepsilon_r] \exp(-t/(\tau/m)) \quad (23)$$

avec ε_r définie en (22).**Conclusion:**

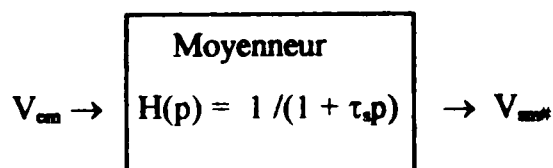
La moyenne mathématique correspond à une exponentielle de constante de temps plus grande (τ/m), l'erreur due à d étant la même.

6) Rôle du moyeneur:

C'est un filtre passe-bas du premier ordre. Il peut laisser passer des battements de fréquence lorsque la différence de fréquence est faible (cas d'un parasite à une fréquence voisine de ε_r), mais ils seront d'autant plus atténués que la constante de temps est grande. La tension continue en sortie du moyeneur correspond à V_{cm} telle qu'elle est vue par celui-ci.

6.1) Porte fixe:

$$V_{cm} = V_{cm} = V_{mA}(t_0) [1 + \varepsilon_r] \quad (24)$$

6.2) Porte se déplaçant à vitesse m :avec: $V_{cm\#}$: tension continue en sortie du moyeneur. τ_s : constante de temps du moyeneur (appelée parfois constante d'intégration). $H(p)$: Fonction de transfert du moyeneur.

Donc:

$$V_{cm\#}(p) = 1 / (1 + \tau_s p) f V_{cm} \quad (25)$$

ce qui donne pour l'exponentielle: (d'après (23))

$$V_{\text{moy}} = V_{\text{mA}}(t_{00}) \cdot [\exp(-t/\tau/m)] \{ [1 + \varepsilon_r] \left[\frac{\tau/m}{\tau/m + \tau_r} \right] \{ 1 - \exp[-t/(\tau/m)] \cdot \left(\frac{\tau/m}{\tau_r} - 1 \right) \} \} \quad (26)$$

Conclusion:

La seule façon de s'en sortir, c'est de prendre m suffisamment petite, et τ_r suffisamment petite pour que les termes d'erreur soient négligeables car ils dépendent de τ .

7) Conclusion:

- A partir des relations (17) et (19) et de la démarche suivie pour calculer l'effet du moyeneur lorsque la porte se déplace, on peut déterminer V_{moy} pour n'importe quel signal répétitif.

- Le bruit est rejeté car il correspond à tout un spectre de fréquences aléatoires, de phase aléatoire également, ce qui ne peut donner qu'une moyenne nulle (cf. relations (9) et (11)).

- Les parasites sont rejetés ou à la rigueur donnent des battements se manifestant par un signal sinusoïdal de faible amplitude à la sortie du moyeneur.

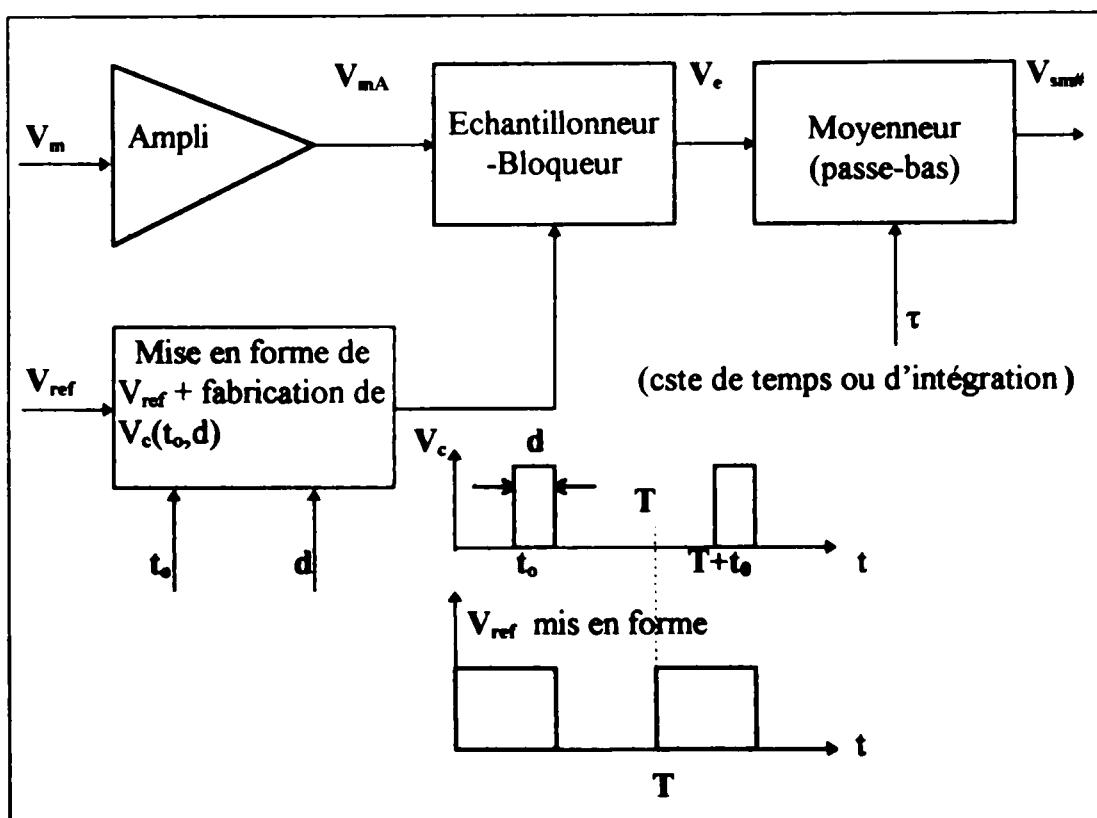


Figure: 1

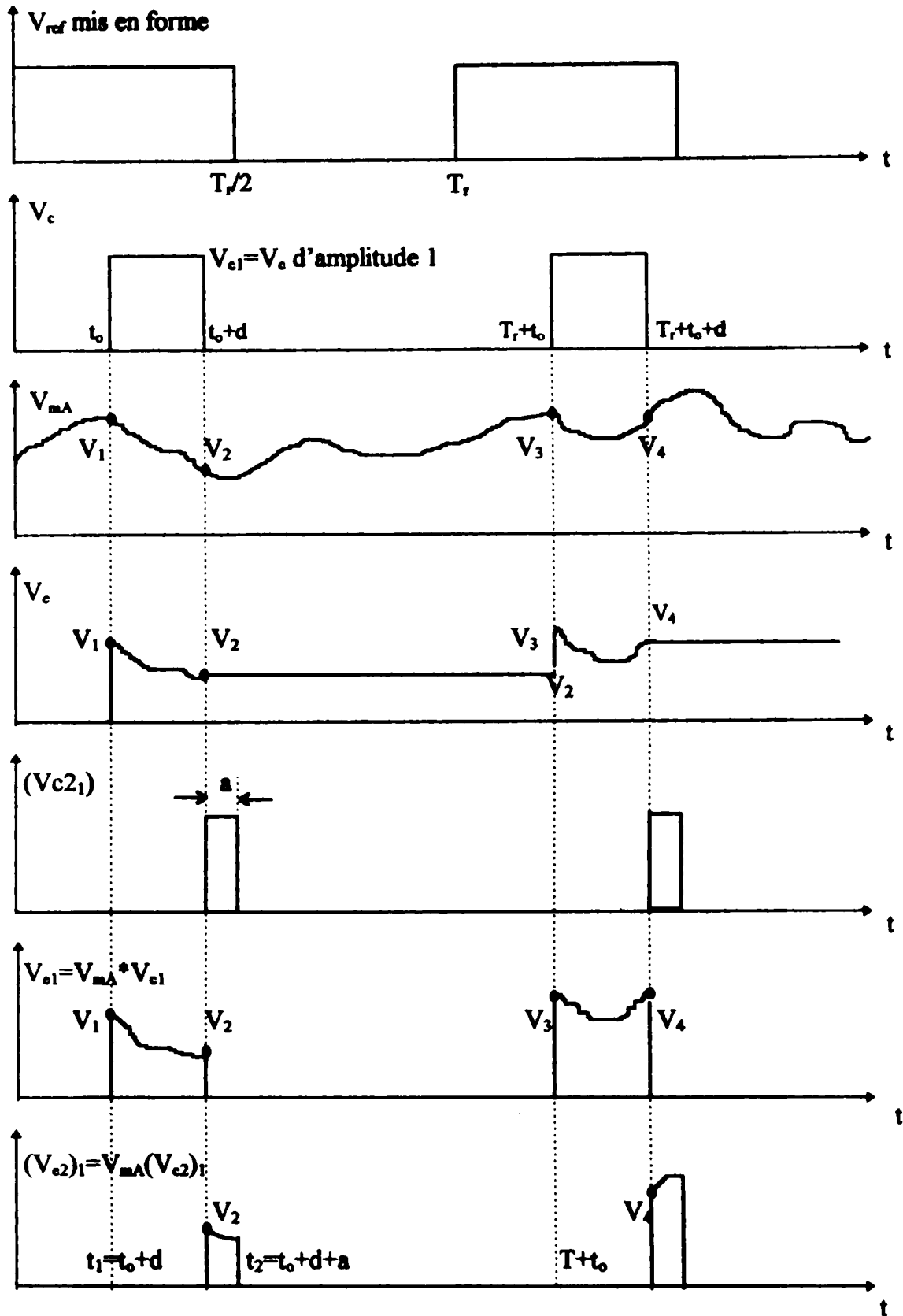
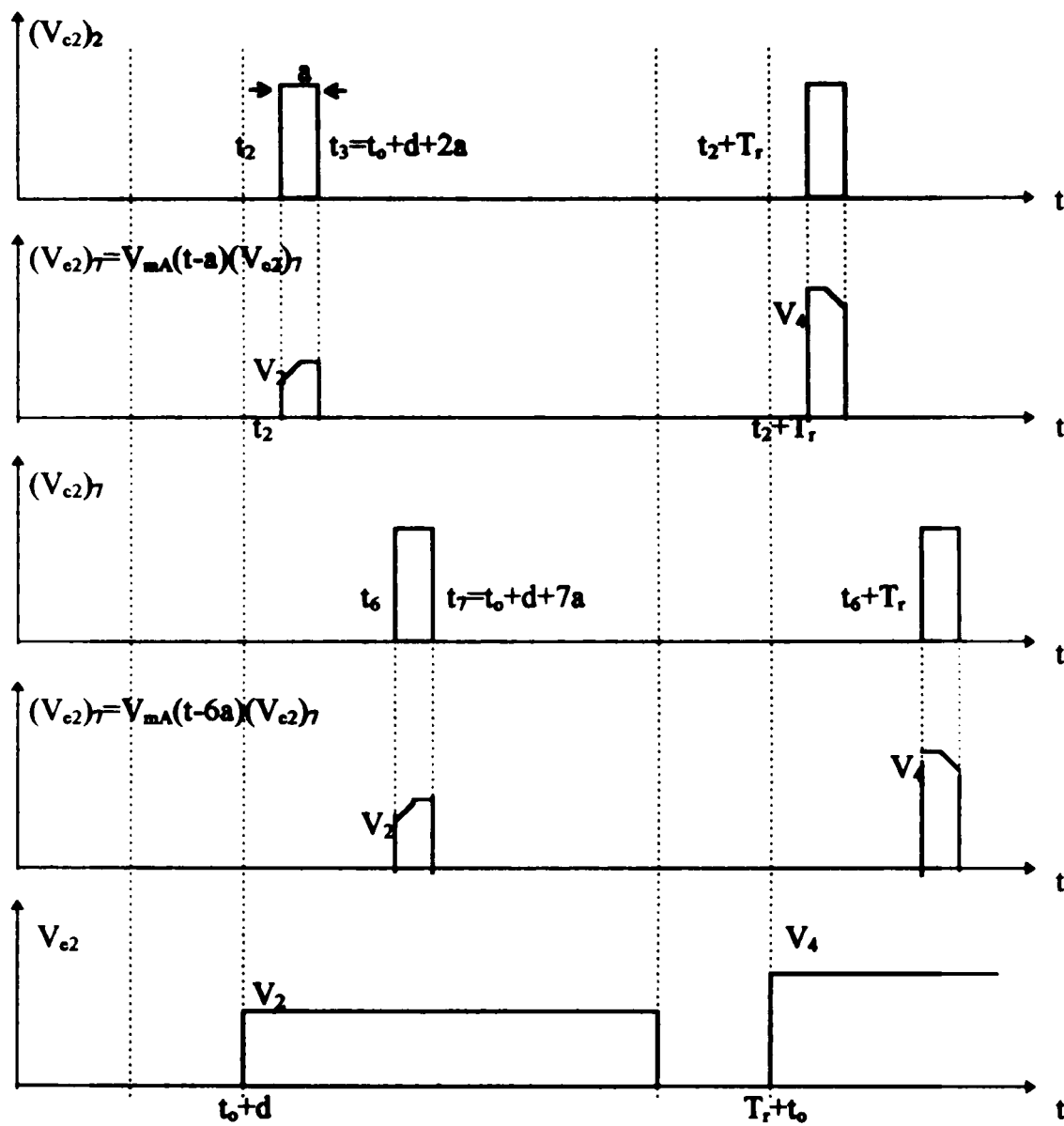


Figure: 2 (voir suite)



(suite) Figure: 2

Cas où $W_o = W_r$ ($T_o = T_r$)

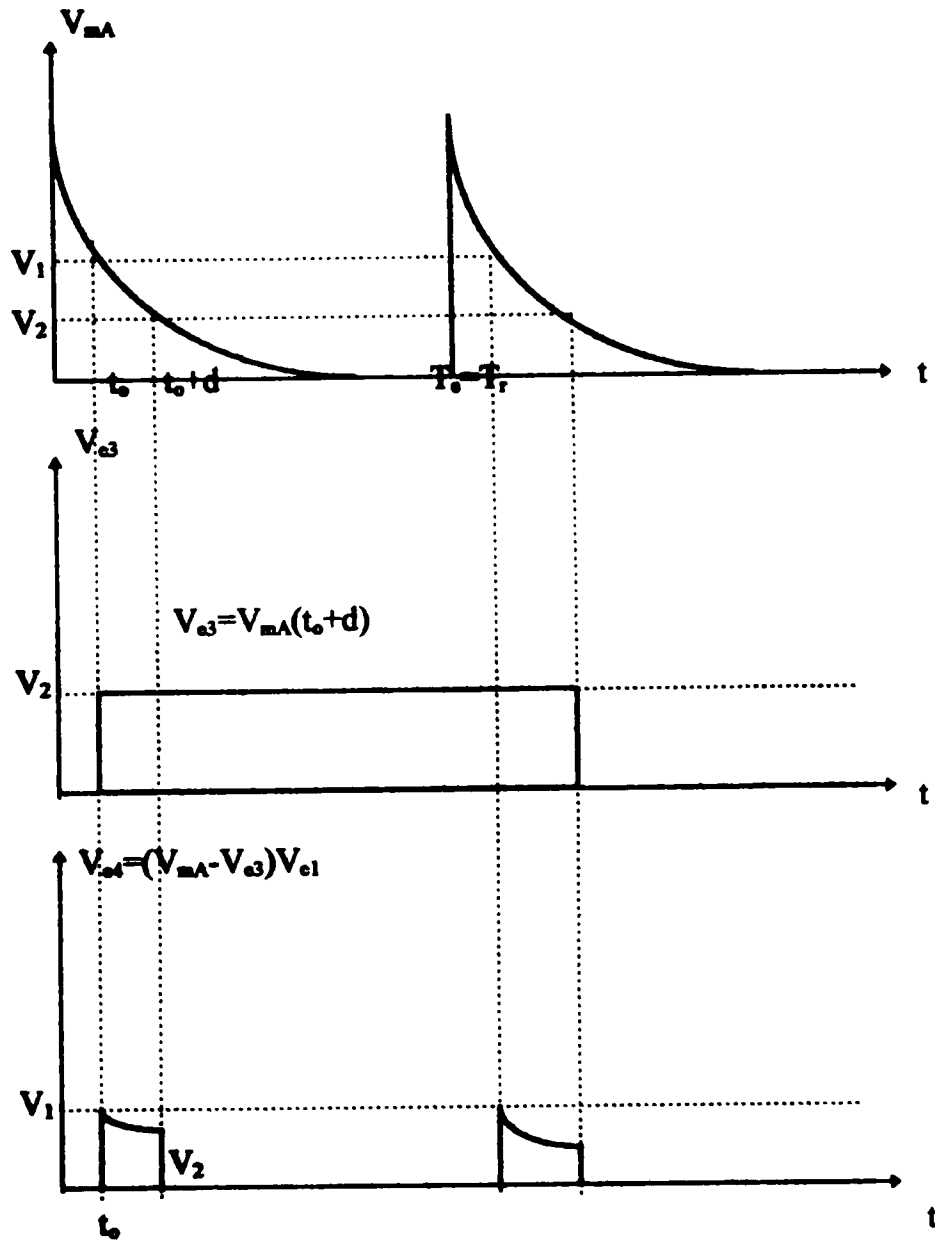


Figure: 3



BIBLIOGRAPHIE:

« BIBLIOGRAPHIE »

Chapitre 1:

- [1] A. LE BLOA Thèse docteur d'état, RENNES I, 1986
- [2] D. M. ZEHNER, C. W. WHITE, G. W. OWNBY, *Appl. Phys. Lett.* 36(1),56,1980
- [3] P. L. COWAN, J. A. GOLOVCHENKO, *J. Vacc. Sci. Technol.*, 17(5), 1197, 1980
- [4] A. MCKINLEY, A. W. PARKE, G. H. HUGUES, J. FRYAR, R. H. WILLIAMS. *J. Phys D Appl. Phys* , 13,138,1980
- [5] R. N. HALL, *The Physical Review* 87, 387, 1952
- [6] W. SCHOCKLEY, W. T. READ JR, *The Physical Review*, 87, 835, 1952
- [7] M. BOUCHEMAT Thèse docteur, PARIS, 1986
- [8] M. GERSHENZOW, « Semiconductors and semimetals, vol. 2, Academic Press
- [9] P. BARANSKI, V. KLOTCHKOV, I. POTYKEVITCH, « Electronique des semiconducteurs », éditions MIR Moscou 1978
- [10] E. R. WEBER, H. ENNEW, U. KAUFMAN, J. WINAS CHEIF, J. SCHNEIDER, TWOSIWSKI *J Appl Phys* 17,873, 1981
- [11] M. BERTH, C. VENGIER, G. M. MARTIN, *Electronics Letters* 17, 873, 1981
- [12] M. PITAVAL, M. AMBRI, M. THOLOMIER, D. BARBIER, G. CHEMISKY, A. LAUGIER, *Mat Res Soc Symp. Roc.* 1984

Chapitre 2:

- [1] J-M. DILHAC Thèse d'état, Toulouse, 1988
- [2] M. RAMRAM Thèse de doctorat, INSA LYON, 1987
- [3] F. OLIVIE Thèse de doctorat, Toulouse, 1985
- [4] RAMRAM-AMMARI, International Conference on microelectronics, ICM92 CMRS, Decembre 1992
- [5] T. O. SEDGWICK *J Electrochem. Soc. solid-state science and technology* vol. 130 N°2 february 1983
- [6] C. HILL, colloque MRS, volume 1, page 361
- [7] A. G. Cullis, Technical Proceeding of the semiconductor processing and equipment symposium, semicon / Europa 84, Zürich, 13-15 mars 1984, semi publications, page 75
- [8] R. A. LALF and G. L. HUTCHINS, *IEEE Trans. Electron Devices-ED.* 21-743, 1984
- [9] A. GAT and J. F. GIBBONS *Appl. Phys. Lett.* 32, p 142, 1978
- [10] R. A. Mc MAHON and H. AHMED, *Electron Lett.* 15, p 45, 1979
- [11] G. AUVERT, D. BENSACHEL, A. PERIO, V.T. NGUYEN, G.A. ROZGONYI, *App Phys Lett* , 39, 724, 1981
- [12] « Applications of beam-solid interactions in semiconductor materials and device processing », colloque MRS, N°35, page 39
- [13] J. M. DILHAC Thèse docteur 3° cycle, Toulouse, 1983
- [14] M. DOGHMANE Thèse de 3° cycle, INSA LYON, 1984
- [15] J. P. COLINGE and F. DEMOULIN, *IEDM-conf. Abstracts*, 1981
- [16] R. A. Mc MAHON, H. AHMED, R. M. DOBSON and J. D. SPEIGHT *Electron Lett.* 16, 295, 1980
- [17] K. NISHIYAMA, M. ARAI and N. WATANABE, *Japan. J. Appl. Phys.* 19, 563, 1980
- [18] A. GAT, *IEEE Electron Device Letter EDL-2*, 85, 1981

- [19] P. D. SCOVEL *Electron Lett.* 17, 403, 1981
- [20] J. C. C. FAN, M. W. GEIS and B. Y. TSAUR, *Appl. Phys. Lett.* 38, p 365, 1981
- [21] G. K. KELLER, M. D. ROBINSON and D. J. LISCHNER, *Appl. Phys. Lett.* 52, p 99, 1983
- [22] T. E. SEIDEL, D. J. LISCHNER, C. S. PAI *J. Appl. Phys.* 57, 41, 1985
- [23] W. L. BROWN, « Superfast Annealing », *Solid State Advanced Technology- IEEE Spectrum-Avril* 1981
- [24] T. E. SEIDEL, Chapitre 6 de « VLSI Technology » édité par S.M. SZE, Mc GRAW HILL, 1983
- [25] R. T. FULKS et al *Appl. Phys. Lett.* 39, 8, 1981
- [26] K. NAKASHIMA, *Jap. J. App. Phys.* vol 24 N°8, 1018, 1985
- [27] L. C. KIMMERLING, J. L. BENTON, *Physica* 116B, 297, 1983
- [28] G. PENSL, M. STOLZ, N. M. JOHNSON *Mat. Res. Soc. Symp. proc.* édit J. C. Cfan, N. M. JOHNSON, North Holland, vol 23, 347, 1984
- [29] A. CHANTRE, M. KECHOUANE, D. BOIS, *Mat. Res. Soc.*, édit S. MAHAJAN et J. W. CORBETT, North-Holland, vol 14, 547, 1982
- [30] L. C. KIMMERLING, *Radiation Effects in Semiconductors 1976, Int Phys. conf. Ser.* 31 N°31, 1977
- [31] J. KRYNICK, J. C. BOURGOIN, G. YASSAL, *REV. Phys. Appl.*, 14, 481, 1979
- [32] K. GRAFF and H. PIEPER *Semiconductor Silicon*, édit H. R. HUFF, R. J. KRIEGLER (The Electrochemical Society, N. J.), p 331, 1981
- [33] N. M. JOHNSON, D. J. BARTELINK, M. D. MOYER, « Lazer and Electron Beam Processing of Materials », édit C. W. WHITE and P. S. PEERCY, Academic Press, 423, 1980
- [34] J. L. BENTON, G. K. CELLER, D. C. JACOBSON, L. C. KIMMERLING, D. J. LISCHER, G. L. MILLER, M. D. ROBINSON, « Lazer and Electron Beam Interaction With Solid », édit B. R. APPELTON et G. K. CELLER, ACADEMIC Press, p 765, New York, 1982

Chapitre 3:

- [1] C. RUSSO, *Nuclear instruments and Methods in Physics Research B6*, 1985
- [2] J. M. DILHAC Thèse docteur d'état, Toulouse, 1988
- [3] T. E. SEIDEL, *Mat. Res. Soc.*, 45, 7, 1985
- [4] Colloque MRS, vol 52, p 181
- [5] J. KATO and S. IWAMATSU, *J. Electrochem. Soc. Solid-State Science and Technology*, Vol 131, N°5, May 1984
- [6] Notice du séminaire organisé par la MRS, Anaheim, Etats-Unis, Avril 1987
- [7] « Couples thermoelectriques, caractéristiques générales », *Techniques de l'ingénieur*, Vol « Mesures et contrôle », page 2592-1
- [8] Température de surface « Mesure par contact », Voir (7)
- [9] S. R. WILSON, R. B. GREGORY and W. M. PAULSON, *semiconductor Research and developement Laboratories, Motorola, Inc. 5005 E. Mc DOWELL Rd. Phoenix. Az. 85008*
- [10] M. RAMRAM Thèse docteur, INSA LYON, 1987

Chapitre 4:

- [1] A. LE BLOA Thèse docteur d'état, RENNES I, 1986
- [2] W. SCOCKLEY *Bell Syst. Tech. J.* 28, 435, 1949

- [3] S. M. SZE, *Physics of semiconductor devices*: J. WEILEY and SONS. New York 1981
- [4] C. T. SAH and G. K. REDDI, *IEEE Trans. Electron. Devices* ED11, 345, 1964
- [5] E. H. RHODERCK, *Metal semiconductor contacts*, Press, Oxford, 83, 1978
- [6] H. J. HOVEL *Semiconductors and Semimetals*, vol. II, Academic Press, 1975
- [7] J. L. PAVIOT Thèse de docteur ingénieur I.N.S.A. Lyon, 1982
- [8] H. A. BETHE MIT Radiation Lab. Rep. 43,12,1942
- [9] M. RAMRAM Thèse docteur, INSA LYON, 1987
- [10] *Physique des semiconducteurs et des composants électroniques* H. MATHIEU
- [11] *Dispositifs à semiconducteurs*, J.-D. CHATELAIN, Vol. VII
- [12] *Composants électroniques (Tomes II)*, F. MILSANT

Chapitre 5:

- [1] M. RAMRAM, Thèse docteur, INSA LYON, 1987
- [2] L. C. KIMMERLING, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-23, 1497, 1976
- [3] Y. TOKUDA et al., *Jpn. J. Appl. Phys.* 18, 309, 1979
- [4] A. LEBLOA, P. N. FAVENNEC, *Rev. Phys. Appl.* 17, 759, 1982
- [5] M. D. MILLER, D. R. PATTERSON, *Rev. Sci. Instrum.* 48, 237, 1977
- [6] D. PONS, P. M. MOONEY and J. C. BOURGOIN, *J. Appl. Phys.* 51, 2038, 1980
- [7] A. LE BLOA Thèse docteur d'état, RENNES I, 1986
- [8] D. S. DAY, M. Y. TSAY, B. G. STREETMAN, *J. Appl. Phys.* 50, 5093, 1979
- [9] D. V. LANG, *J. Appl. Phys.* 45, 3023, 1974
- [10] MILLER, G. L., RAMIREZ, J. V. and ROBINSON, D. A. H., *J. Appl. Phys.* 46, 2638, 1975
- [11] SCHOTT, J. T., DEANGELIS, H. M. and WHITE, W. R., Air Force Combridge Laboratories Report N° A. F. C. R. L. T. R. 760024, 1976
- [12] DAY, D. S. TSAY. M. Y. and STREETMAN, B. G., *J. Appl. Phys.*, 50, 5093, 1979
- [13] PONS, D., Thèse, Paris 1979
- [14] H. LEFEVRE, M. SCHULZ *Appl. Phys.* 12, 45, 1977
- [15] W. SHOCKLEY, *Bell syst. Tech. J.* 28, 435, 1949
- [16] S. M. SZE, *Physics of semiconductor Devices (seconde edition)*: J. WILEY and SONS. New York, 1981
- [17] G. L. MILEER, D. V. LANG et L.C. KIMMERLING, *Ann. Rev. Mat. Sci.* 7,377,1977
- [18] D. PONS, *J. A. P.* 55, 3644, 1984
- [19] SAH et al., *Sol. State Electron.* 13, 759, 1970
- [20] W. SHOCKLEY, W. T. READ, *Phys. Rev.* 87, 835, 1952

Chapitre 6:

- [1] R. KLOWR, D. L. KWONG, *Appl. Phys. Lett.* 45, 1, 1984
- [2] G. PENSL, M. STOLZ, N. M. JOHNSON *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.* édit J. C. Cfan, N. M. JOHNSON: North Holland, vol. 32, 347, 1984
- [3] J. NARAYAN et al. *Appl. Phys. Lett.* vol. 43 N°10, 15 Nov. 1983
- [4] M. DRAIDI Thèse de magister Constantine 1995
- [5] DAY D. S., TSAY M.Y. and STREETMAN, B. G., *J. Appl. Phys.* 50, 5093, 1979
- [6] A. CHANTRE, M. KECHOUANE, D. BOIS, *Mat. Res. Soc.*, édit S. MAHAJAN et W. CORBETT, North-Holland, vol. 14, 547, 1982