

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche scientifique
UNIVERSITE DES SCIENCES ET DE LA TECHNOLOGIE
HOUARI BOUMEDIENE
«U.S.T.H.B.»

Faculté de Physique



MEMOIRE

Présenté pour l'obtention du diplôme de **MAGISTER**

EN : **PHYSIQUE**

Spécialité : Physique des Matériaux

Par : M^{elle} **TATA Sonia**

Sujet :

**CARACTÉRISATION ÉLECTRIQUE DE
DISPOSITIFS À BASE DE SILICIUM AMORPHE
HYDROGÉNÉ ET DE SES ALLIAGES**

Soutenu publiquement le : **28 Juin 2008**, devant le jury composé de :

M ^r BRADAI Djamel	Professeur	U.S.T.H.B	Président
M ^{me} RAHAL Abba	Maître de Conférences	U.S.T.H.B	Directrice de Mémoire
M ^r KECHOUANE Mohamed	Professeur	U.S.T.H.B	Examineur
M ^{lle} ALILI Baya	Maître de Conférences	U.S.T.H.B	Examineur
M ^{me} SMAIL Tania	Maître de Conférences	U.S.T.H.B	Examineur
M ^r DJEBBOURI Mustapha	Maître de Conférences	U.S.T.H.B	Examineur

بسم الله الرحمن الرحيم

Dédicaces

A la mémoire du directeur de notre laboratoire

Le professeur Moussa Aoucher.

A ma très chère maman et mon très cher papa,

A mes frères et sœurs,

A mes grand-mères

A mes nièces et neveux,

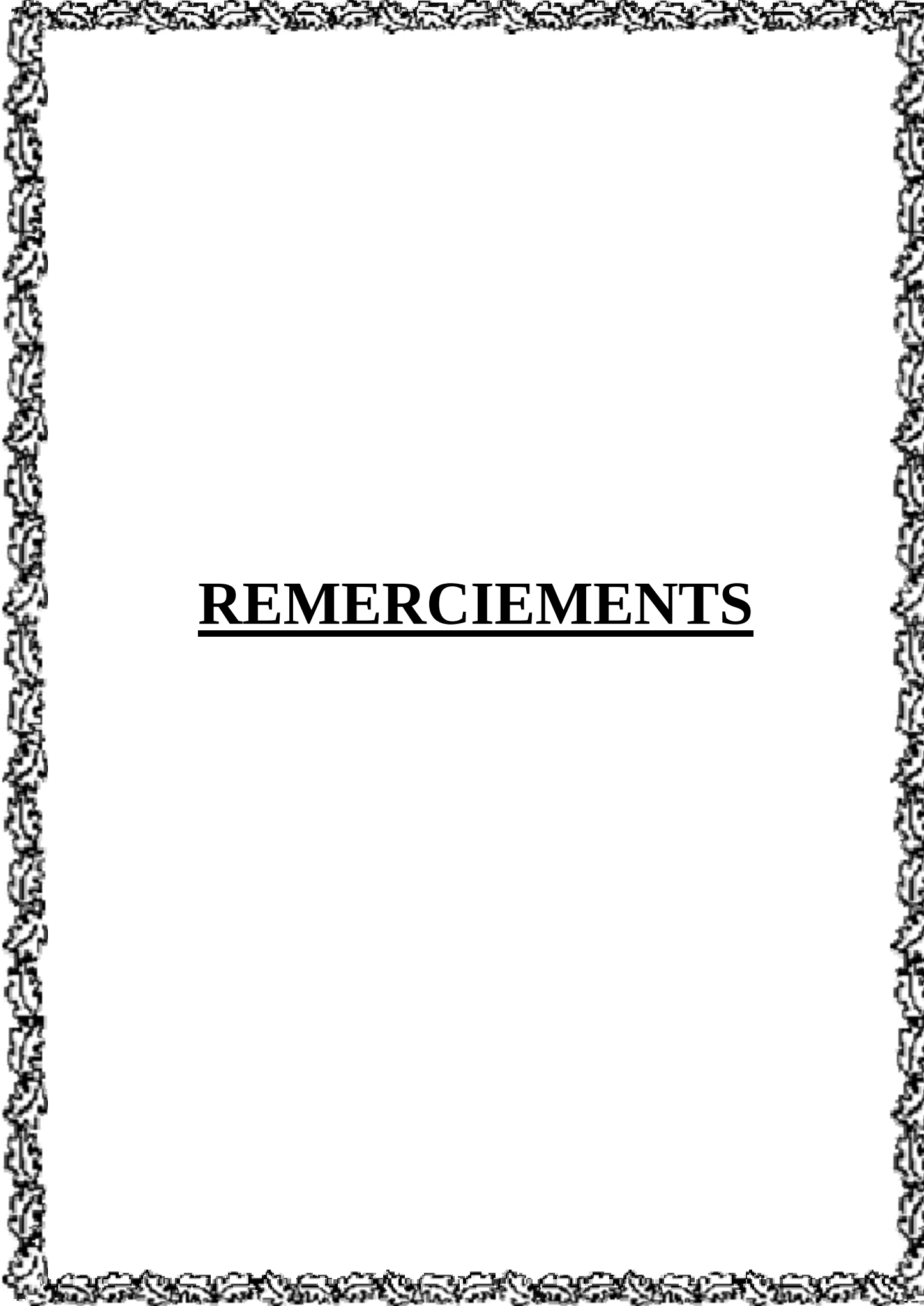
A mes tantes et cousines

A toute ma famille

A tous ceux qui me sont chers

Je dédie ce travail

SONIA

A decorative border with a repeating floral and scrollwork pattern surrounds the central text.

REMERCIEMENTS

Remerciements

Ce travail a été réalisé au sein du laboratoire de Physique des Matériaux « Equipe Couches Minces et Semi-conducteurs » de la Faculté de Physique U.S.T.H.B sous la direction de Monsieur **MOUSSA AOUCHER**, Professeur à l' U.S.T.H.B, qui nous a quitté l'année passée. Que Dieu l'accueille en Son Vaste Paradis. Je le remercie profondément pour m'avoir acceptée dans son groupe de recherche, d'avoir dirigé ce travail et de m'avoir initié à la recherche.

En tout premier lieu, je rends Grâce à DIEU, le Très Haut, sans Lequel rien ne peut se faire.

Je voudrais, en particulier, témoigner ma profonde reconnaissance à Madame **A. RAHAL**, Maître de Conférences à l'U.S.T.H.B, pour avoir corrigé la thèse et pour les orientations et les conseils qu'elle m'a fournis et surtout pour m'avoir consacré son temps et pour avoir remplacé le directeur de thèse dans le jury.

Mes vifs remerciements vont à Monsieur **D. BRADAI**, Professeur à l'U.S.T.H.B, pour avoir accepté de présider le jury de cette thèse.

Je remercie Mademoiselle **B. ALILI**, Maître de Conférences à l'U.S.T.H.B, et Monsieur **M. DJEBBOURI**, Maître de Conférences à l'U.S.T.H.B, Monsieur **M. KECHOUANE**, Professeur à l'U.S.T.H.B et Madame **T. SMAIL**, Maître de Conférences à l'U.S.T.H.B pour avoir accepté de participer au jury.

Je remercie également tous les membres de l'équipe CMS pour le soutien et l'encouragement qu'ils m'ont apporté. Mes remerciements vont en particulier à R. CHERFI, A. Abdel Moumen et N. Khelifati pour l'élaboration des échantillons, à A. FEDALA pour le programme d'acquisition des caractéristiques I-V.

Je voudrais réserver une place particulière dans ces remerciements aux membres de ma famille pour leur patience, leurs aides et leurs encouragements pendant toutes mes années d'études.

Je tiens enfin à remercier toutes mes amies : Wahiba, Karima, Abla, les deux Samia, Zahra, Warda, Nihad ... et tous ceux qui m'ont aidée de près ou de loin pour réaliser ce travail.

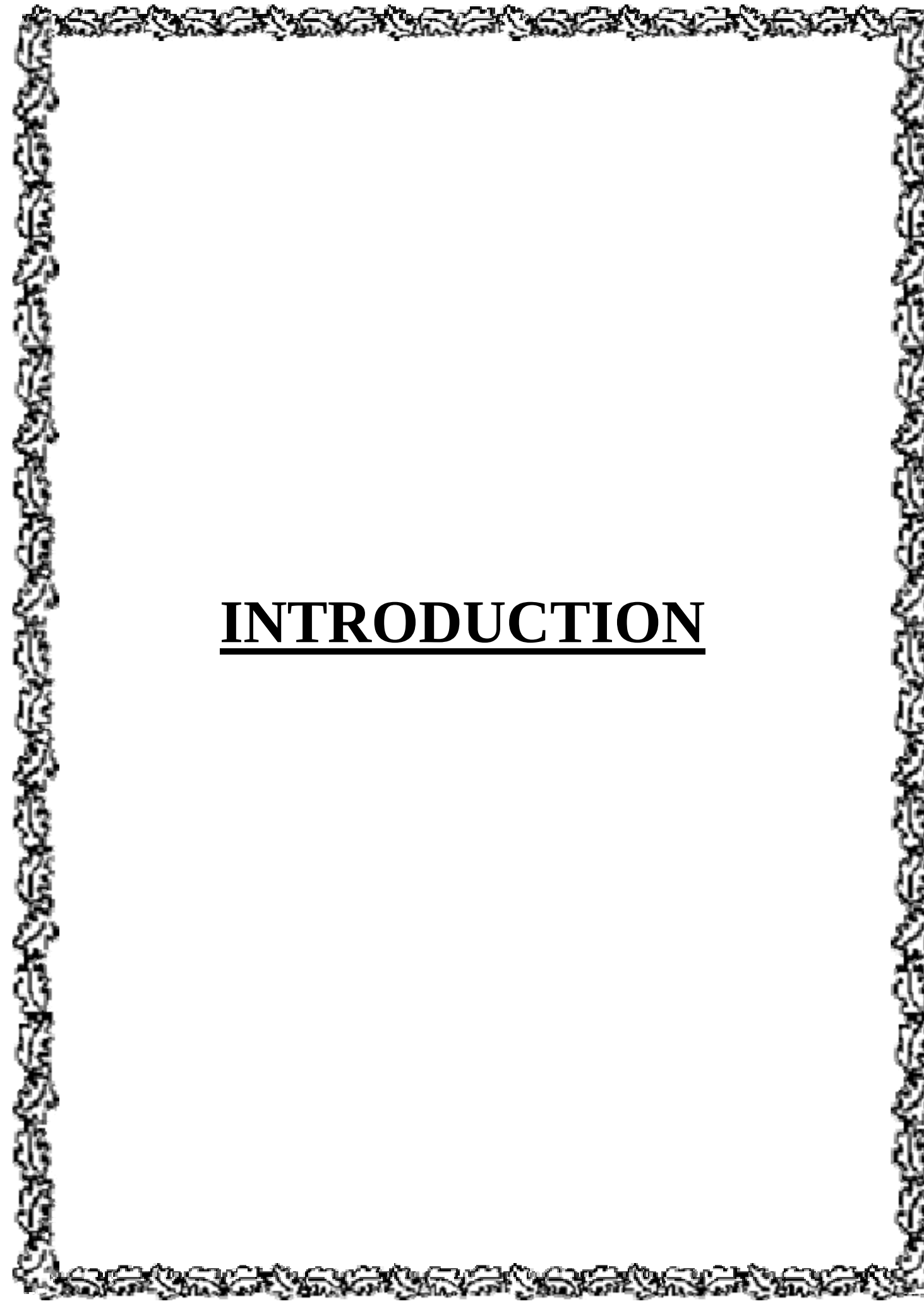
A decorative border with a repeating floral and scrollwork pattern surrounds the central text.

SOMMAIRE

SOMMAIRE

INTRODUCTION.....	1
<u>CHAPITRE A : DISCRIPTION DU MATERIAU.....</u>	4
A.1 Arrangement atomique du silicium monocristallin	5
A.2 Silicium amorphe hydrogéné (a-Si:H)	6
A.3 Densité d'états	6
A.4 Processus de conduction électrique	8
A.5 Dopage du a-Si:H	9
<u>CHAPITRE B : JONCTION MÉTAL/SEMI-CONDUCTEUR.....</u>	10
B.1 Contact métal/semi-conducteur	11
B.1.1 Contact ohmique	11
B.1.2 Effet schottky	12
B.1.3 Etats de surface d'un semi-conducteur	14
B.2 Structure de bande métal/semi-conducteur	15
B.2.1 Avant contact	15
B.2.2 Mise en contact et équilibre	16
B.2.3 Effet de la polarisation	18
B.3 Mécanismes de conduction à travers la jonction métal/semi-conducteur	19
B.3.1 Caractérisation courant-tension (I-V)	19
a) Modèle de l'émission thermoionique	19
b) Modèle du transport par diffusion	20
B.3.2 Quelques écarts au cas idéal	22
a) Facteur d'idéalité	22
b) Résistance série	24
B.4 Détermination des paramètres électriques du dispositif	25
<u>CHAPITRE C : PROCÉDURE EXPÉRIMENTALE.....</u>	28
C.1 Présentation des échantillons	29
C.1.1 Dépôt des plots métalliques	30
C.1.2 Conditions de dépôt des couches a-Si:H étudiées	30

C.2	Dispositif de mesure	32
a)	Chambre de mesure (cryostat)	32
b)	Groupe de pompage	32
c)	Les appareils de mesure et de contrôle des paramètres de l'expérience (T, I, V...).....	33
C.3	Procédure de mesure I-V-T	35
C.4	Mesures de transmission optique.....	36
CHAPITRE D : RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX ET DISCUSSION		39
D.1	Introduction	40
D.2	Etude de la reproductibilité des caractéristiques courant-tension	41
D.3	Effet du recuit sur les échantillons de a-Si: H déposés à différentes pressions d'hydrogène	46
D.3.1	Caractérisation des couches de a-Si:H par mesure I-V-T avant recuit.....	47
D.3.2	Caractérisation des couches de a-Si:H par mesure I-V-T après recuit.....	55
D.3.3	Discussion et conclusion	60
D.4	Effet du recuit sur les échantillons de a-Si:H déposés à différentes polarisations du porte- substrat	62
D.4.1	Caractérisation des couches de a-Si:H par mesure I-V-T avant recuit.....	64
D.4.2	Caractérisation des couches de a-Si:H par mesure I-V-T après recuit.....	69
D.4.3	Effet des recuits successifs sur la structure	77
D.4.4	Discussion et conclusion	82
D.5	Effet du recuit sur les échantillons de a-Si:H déposés à différentes concentrations du bore.....	83
D.5.1	Observations	84
D.5.2	Caractérisation des couches de a-Si:H par mesure I-V à la température de mesure T= 40°C avant recuit.....	88
D.5.3	Caractéristiques I-V-T pour différentes concentrations du bore incorporé et avant recuit	90
D.5.4	Effet des recuits successifs sur la structure	91
D.5.5	Conclusion.....	99
CONCLUSION.....		100
RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES.....		105

A decorative border with a repeating floral and scrollwork pattern surrounds the central text.

INTRODUCTION

INTRODUCTION

Le silicium amorphe est un matériau de la famille des semi-conducteurs. L'importance de ce matériau est apparue vers la fin des années soixante. Le grand avantage que le silicium amorphe hydrogène (a-Si:H) procure est la possibilité de le déposer sur de grandes surfaces en couches minces [1,2] ou sur des surfaces non planes [3,4] avec un faible coût de fabrication, essentiellement dû à des faibles températures de dépôt.

Le contact métal/semi-conducteur fut l'un des tous premiers composants électroniques utilisés (1904). Cependant, ce n'est qu'en 1938 que Schottky donna une interprétation aux effets de redressement d'un tel contact. Le contact métal/semi-conducteur ou jonction Schottky constitue un moyen puissant de recherche pour l'étude des propriétés d'un semi-conducteur.

Dans notre laboratoire nous étudions différents types de structure à base de a-Si:H et de ses alliages déposés par la méthode pulvérisation DC assistée d'un magnétron.

Nous tentons par ces études de trouver les conditions optimales pour l'obtention des couches de silicium amorphe hydrogène (a-Si:H) ayant des propriétés convenables pour certaines applications électroniques.

Le présent travail rentre alors, dans le cadre de la caractérisation de ces structures à base de a-Si:H et de ses alliages. Pour cela nous étudions les caractéristiques courant-tension (I-V-T) prélevées sur des séries d'échantillons déposés au sein de notre laboratoire. Nous pouvons en extraire des paramètres caractéristiques du matériau (la résistance série, la conductivité et l'énergie d'activation de la résistance) et des paramètres caractéristiques de la jonction (le facteur de redressement, le facteur d'idéalité, le courant de saturation, la hauteur de barrière).

La partie la plus importante de notre travail est tout d'abord de trouver les conditions de reproductibilité de nos mesures. En effet, il s'agit de mesures de faibles courants sur un matériau plutôt résistif, désordonné, donc métastable. Il présente donc des effets de mémoire qu'il faut pouvoir supprimer.

Nous avons donc étudié les effets de recuits thermiques appliqués à nos dispositifs pour différentes températures de recuit. Ces effets sont étudiés à travers l'évolution de leurs caractéristiques. Ils ont pu montrer que selon les conditions de dépôt des couches, et selon les conditions de leurs applications, ces recuits pouvaient stabiliser une structure, l'améliorer ou la dégrader.

Ce travail est structuré en quatre chapitres:

Dans le premier chapitre, nous présentons le silicium amorphe hydrogéné (a-Si:H), matériau étudié, ainsi que ses principales propriétés. Nous décrivons son arrangement atomique, le profil de densité d'états le plus généralement admis et les processus de conduction électrique. Nous présentons ensuite quelques éléments concernant le dopage du matériau.

Le deuxième chapitre est consacré à l'étude théorique du contact métal/semi-conducteur. Après avoir défini les principaux paramètres caractéristiques du métal et du semi-conducteur, pris séparément, nous présentons le contact entre ces deux matériaux et les phénomènes de transport de charges à travers ces structures. Nous étudions les caractéristiques courant-tension (I-V) de ce matériau, son exploitation et les paramètres obtenus à partir de ces caractéristiques.

Au troisième chapitre, nous décrivons le dispositif expérimental et les protocoles de mesure utilisées dans cette étude qui nous ont permis de suivre l'évolution des caractéristiques courant-tension (I-V) à plusieurs températures de mesure pour différentes températures de recuit.

Dans le quatrième chapitre, nous présentons et discutons les résultats obtenus.

CHAPITRE A

**DESCRIPTION
DU MATÉRIAU
ET GÉNÉRALITÉS**

Chapitre A

DESCRIPTION DU MATÉRIAU ET GÉNÉRALITÉS

Dans ce premier chapitre nous présentons notre le silicium amorphe hydrogéné (a-Si:H) ainsi que ses principales propriétés. Nous présentons l'arrangement atomique du matériau, sa densité d'états, les processus de conduction électrique ainsi que les alliages à base de a-Si : H.

A.1 Arrangement atomique du silicium monocristallin

Comme beaucoup d'autres matériaux, le silicium solide peut exister à température ambiante sous différents états, dont les deux extrêmes sont l'état amorphe et l'état cristallin.

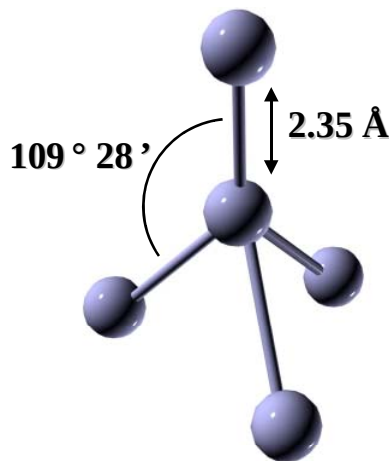


Figure A1: Tétraèdre de base du silicium monocristallin.

Dans un cristal idéal de silicium, les atomes sont arrangés selon une structure diamant, avec une distance inter atomique de $a = 2,35 \text{ \AA}$ et d'angle de liaison $109^\circ 28'$ (Figure A1). Cet arrangement est périodique, il se répète dans tout le cristal. Les

propriétés de ce matériau découlent de cette périodicité qui conduit à une structure de bande particulière où les deux dernières bandes jouent un rôle fondamental. Elles sont séparées par une bande interdite (gap) d'une largeur $E_C - E_V$ de 1,12 eV où E_C représente le bas de la bande de conduction et E_V le haut de la bande de valence [5] (Figure A2(a)).

A.2 Silicium amorphe hydrogéné (a-Si:H)

Dans le silicium amorphe (a-Si) la cellule tétraédrique élémentaire est conservée. Cependant, à plus grande distance, l'arrangement atomique n'est plus périodique.

L'absence de la périodicité à longue distance due à la variation des distances inter atomiques et à la déviation des angles de liaison, fait apparaître des distorsions dans le a-Si. Ces distorsions peuvent être suffisamment importantes pour empêcher la formation de certaines liaisons, ce qui donne lieu à des liaisons insatisfaites dont la densité peut être de l'ordre de 10^{19} à 10^{20} par cm^3 [6]. L'existence d'une telle quantité de défauts rend le matériau impropre à des applications électroniques.

L'intérêt du silicium amorphe n'est apparu que lorsqu'on l'a hydrogéné ce qui a contribué à diminuer de façon importante la densité de liaisons pendantes. Pour un bon matériau de silicium amorphe hydrogéné (a-Si:H) la densité de liaisons pendantes peut être aussi faible que 10^{15} ou 10^{16} cm^{-3} [7].

La présence de l'hydrogène dans le matériau induit d'autres effets comme l'élargissement du gap et la relaxation du matériau par la diminution des contraintes internes.

A.3 Densité d'états

Dans les semi-conducteurs cristallins le gap est bien défini car il ne recèle aucun état électronique, sauf en présence d'impuretés dont la présence se traduit par l'apparition de niveaux discrets.

Dans les semi-conducteurs amorphes cette définition n'est pas applicable. La présence de défauts dans le matériau entraîne une distribution d'états localisés dans tout

le gap. Les limites de la bande interdite sont alors définies par les énergies critiques qui séparent les états délocalisés (ou étendus) des états localisés. Cette énergie critique est nommée E_C pour les électrons et E_V pour les trous. $E_C - E_V$ représente donc un pseudo-gap, ou gap de mobilité car à ces énergies de transition la mobilité diminue de plusieurs ordres de grandeur en passant des états étendus aux états délocalisés. Dans le modèle de Mott et Davis [8], les états localisés du gap sont de deux types : les queues de bande et les états profonds (Figure A2 (b)).

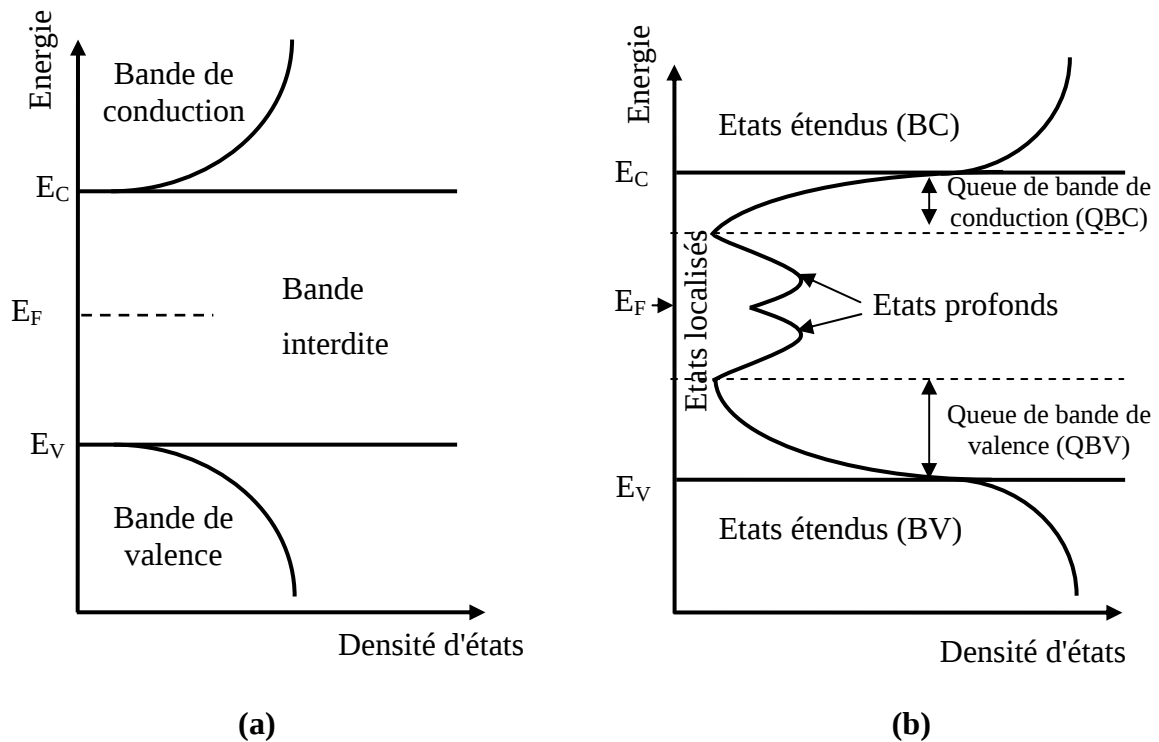


Figure A2 : (a) - Densité d'états d'un semi-conducteur cristallin pur.

(b) - Modèle généralement admis de la densité d'états d'un semi-conducteur amorphe.

● Les queues de bande

Les queues de bandes de conduction (QBC) et de valence (QBV) sont les états localisés les moins profonds dans le gap. Elles sont situées respectivement près de la bande de conduction et de la bande de valence [8]. Ces états traduisent le désordre structural du matériau dû aux distorsions des longueurs et des angles des liaisons présents dans le matériau.

• *Les états profonds*

Les états profonds sont des états situés près du niveau de Fermi. Ces états sont dus aux liaisons pendantes ou non satisfaites.

A.4 Processus de conduction électrique

Dans les semi-conducteurs intrinsèques cristallins, les porteurs de charge responsables de la conduction électrique sont les électrons libres et les trous. S'il s'agit de semi-conducteurs dopés nous négligeons en général les porteurs libres minoritaires. Le a-Si :H a la particularité d'être légèrement de type N même quand il n'est pas dopé [9]. Pour cela nous parlerons donc essentiellement des mécanismes de conduction par les électrons.

Du fait de la présence de différents types d'états localisés dans le gap du a-Si :H, nous pouvons distinguer trois processus de conduction chacun prédominant dans un domaine de température particulier [10] :

- ❖ Aux très basses températures, la conduction se fait essentiellement par sauts via les niveaux profonds voisins du niveau de Fermi.
- ❖ Aux basses températures, la conduction est thermiquement activée. Elle se fait essentiellement à travers les états de queues de bandes.
- ❖ A plus hautes températures, autour de la température ambiante et plus, la conduction se fait à travers les états étendus. La conductivité est thermiquement activée, elle s'exprime comme suit :

$$\sigma(T) = \sigma_0 \cdot \exp\left(-\frac{E_a}{kT}\right) \quad (A.1)$$

k : Constante de Boltzmann.

T : Température absolue.

E_a : Énergie d'activation de la conductivité du matériau, c'est une caractéristique importante du semi-conducteur. Elle vaut $E_C - E_F$ pour un semi-conducteur de type N, $E_F - E_V$ pour un semi-conducteur de type P. E_F représente l'énergie de Fermi.

Nous nous intéresserons dans la suite plus particulièrement à ce mode de conduction car c'est là que se situe essentiellement notre domaine d'étude.

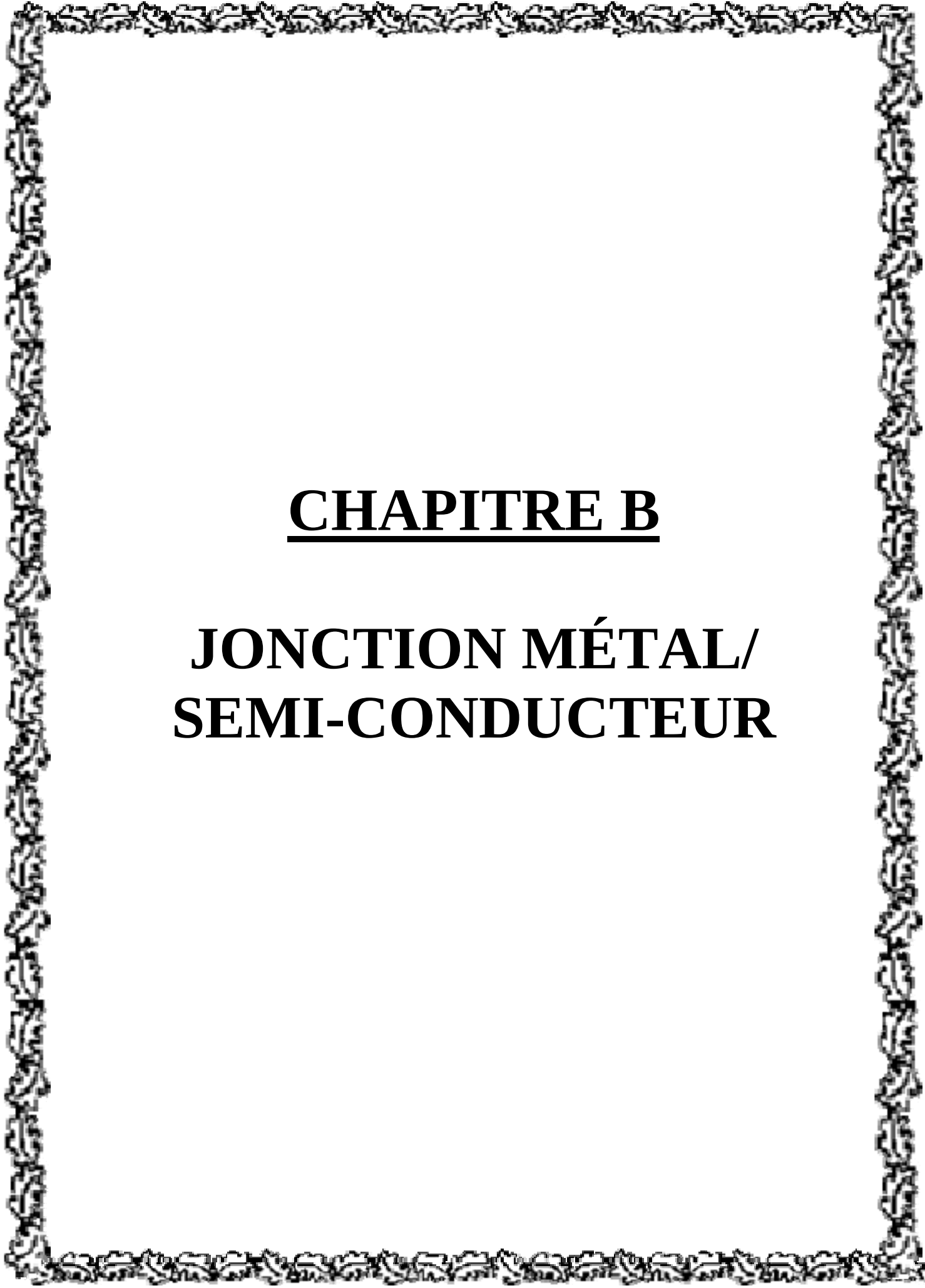
A.5 Dopage du a-Si : H

Le dopage est un moyen permettant d'augmenter la conductivité électrique d'un semi-conducteur, en augmentant la concentration d'un type de porteurs libres ou en changeant la nature de ses porteurs majoritaires.

Dans un semi-conducteur cristallin, l'incorporation d'impuretés trivalentes comme le bore, permet une augmentation de la concentration de trous au détriment de la celle des électrons. En effet pour satisfaire la tétracoordination de l'impureté dans le semi-conducteur, celle-ci se ionise en créant un trou libre. A température ambiante par exemple, toutes les impuretés sont ionisées. L'augmentation de la concentration de trous a pour conséquence une augmentation de la conductivité électrique du semi-conducteur ainsi qu'un rapprochement du niveau de Fermi E_F du haut de la bande de valence E_V . Ces deux comportements sont d'autant plus marqués que la concentration d'impuretés est importante.

Le dopage des matériaux amorphes est moins évident. En 1975, Spear [11] a observé expérimentalement des effets de dopage dans le silicium amorphe hydrogéné confirmés par Paul [12]. La réussite du dopage du silicium amorphe a eu une grande importance technologique sur ce matériau. Il a permis la réalisation de dispositifs PN, PIN. A fortes concentrations de dopant, il a aussi été utilisé dans les contacts ohmiques comme dans les cellules solaires où il favorise la diminution de la résistance série.

La difficulté du dopage des matériaux amorphes vient du fait que les impuretés introduites ne sont pas systématiquement en position substitutionnelle (tétracoordonnée) à cause du désordre régnant dans le matériau. Une notion importante est alors introduite « l'efficacité du dopage » qui peut ne pas dépasser 2% dans le a-Si:H déposé par pulvérisation [32]. Il a été montré [24, 32] qu'une amélioration de cette efficacité de dopage peut être obtenue par l'application d'un recuit thermique dans le domaine 250°C – 350 °C.

A decorative border with a repeating floral and scrollwork pattern surrounds the central text.

CHAPITRE B

JONCTION MÉTAL/ SEMI-CONDUCTEUR

Chapitre B

JONCTION MÉTAL/ SEMI-CONDUCTEUR

B.1 Contact métal/semi-conducteur

Le contact métal/semi-conducteur fut utilisé dès 1904. C'est l'un des tous premiers composants électroniques. Cependant, ce n'est qu'en 1938 que Schottky donna une interprétation des effets de redressement d'un tel contact [5].

Le contact métal/semi-conducteur constitue encore l'un des dispositifs de base de l'électronique moderne. On l'utilise aussi bien pour ses propriétés de redressement (diodes Schottky) que pour réaliser des contacts ohmiques.

Le contact métal/semi-conducteur est le dispositif unipolaire le plus simple, il représente la base d'un nombre considérable de composants électroniques. Dans un dispositif unipolaire, un seul type de porteurs de charge, les électrons ou les trous, participent de façon prédominante aux phénomènes de conduction électrique et déterminent son fonctionnement. Les dispositifs à contact métal/semi-conducteur sont particulièrement bien adaptés à la technologie moderne du Silicium.

Le transfert de charges électriques dans cette structure fait apparaître des phénomènes de contact, d'extraction, d'émission et d'échange de charges électriques entre les matériaux en contact [5].

B.1.1 Contact ohmique

Pour réaliser un contact ohmique, il faut que soit le métal de la jonction métal/semi-conducteur présente un faible travail de sortie comparé au semi-conducteur, soit en sur-dopant fortement la région où l'on veut réaliser le contact. Dans cette région, le courant peut alors passer dans les deux sens. Dans un contact ohmique idéal,

la résistance de contact doit être la plus faible possible, sinon il faut en tenir compte dans le circuit équivalent de notre dispositif d'étude [5]. Dans notre cas, le contact ohmique ou contact arrière est assuré par le substrat qui est en silicium cristallin fortement dopé au phosphore N^+ ($\rho = 0.009-0.01 \Omega cm$).

B.1.2 Effet Schottky

Pour comprendre le fonctionnement d'une telle jonction il nous faut définir la notion de travail de sortie d'un métal et l'affinité électronique d'un semi-conducteur.

Le travail de sortie d'un électron dans un métal ($q\phi_m$), représente l'énergie qu'il faut lui apporter pour l'en extraire. On le représente comme la différence entre le niveau de Fermi du métal (E_{Fm}) et le niveau d'énergie du vide (NV) comme représenté sur la figure B1. Un semi-conducteur est caractérisé quant à lui, par son affinité électronique (χ_s) qui représente l'énergie qu'il faut fournir à un électron de la bande de conduction pour l'extraire du semi-conducteur. Le travail de sortie du semi-conducteur ($q\phi_{sc}$) représente la différence entre la position énergétique du niveau de Fermi de ce semi-conducteur (E_{FSC}) et celle du niveau vide (Figure B1).

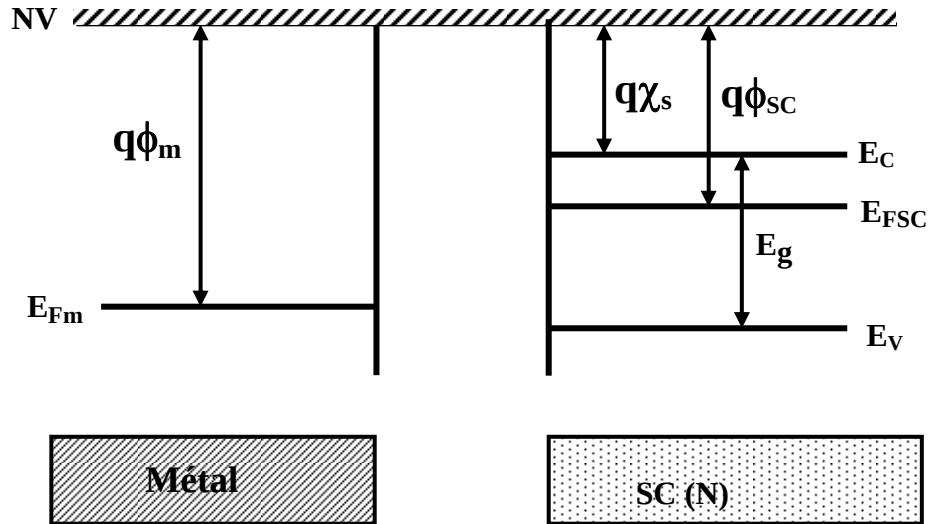


Figure B1: Structure de bandes d'énergie pour le métal et le semi-conducteur isolé.

Quand un électron est extrait à une distance x du métal, une charge positive est induite sur la surface de ce métal. La force d'attraction entre l'électron et la charge positive induite est équivalente à la force d'interaction entre l'électron et une charge positive de charge $(+q)$ situés à la distance $(-x)$. Cette charge positive est désignée charge image. La force d'attraction $F(x)$ entre ces deux charges est appelée force image. Elle est donnée par :

$$F(x) = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q^2}{(2x)^2} \quad (\text{B.1})$$

ϵ_0 : Permittivité du vide.

q : Charge de l'électron.

$2x$: Distance entre $(+q)$ et $(-q)$.

L'énergie dont dérive cette force correspond à l'énergie potentielle d'un électron à une distance x de la surface du métal. Cette énergie peut s'écrire :

$$U(x) = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q^2}{4x} \quad (\text{B.2})$$

L'énergie de la barrière de potentiel à la sortie du métal $qV(x)$ ne passe pas brutalement de $q\phi_m$ à 0 mais elle diminue progressivement selon la relation :

$$qV(x) = q\phi_m - \frac{q^2}{16\pi\epsilon_0 x} \quad (\text{Courbe rouge sur la figure B2}) \quad (\text{B.3})$$

Si un champ électrique $E(x)$ dû à des charges extérieures se superpose au système, il en résulte un potentiel extérieur $v(x)$ de la forme :

$$v(x) = -\int_0^x E(x) dx \quad (\text{B.4})$$

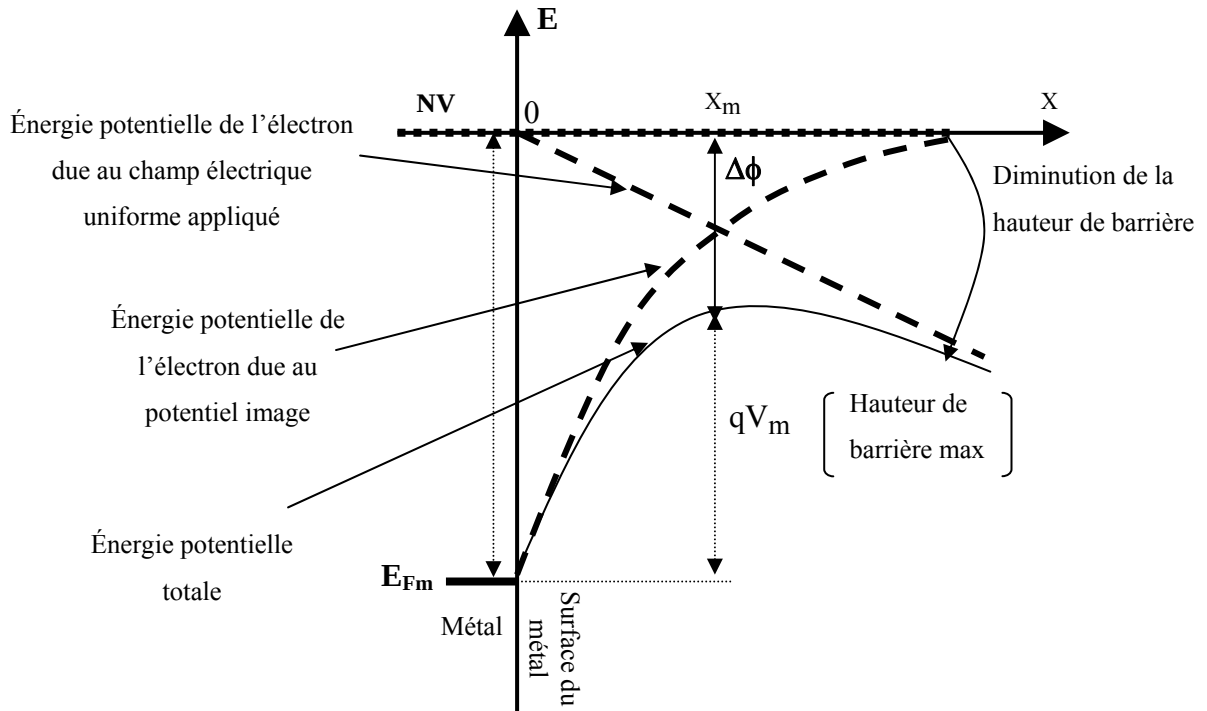


Figure B2 : Abaissement de la hauteur de barrière dû à un champ électrique superposé au potentiel image.

L'énergie potentielle totale de l'électron en fonction de la distance x à la surface devient :

$$qV_T(x) = q\phi_m - \frac{q^2}{16\pi\epsilon_0 x} - qv(x) \quad (B.5)$$

$$\begin{bmatrix} \text{énergie} \\ \text{potentiell e} \\ \text{totale} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \text{Travail} \\ \text{de} \\ \text{sortie} \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} \text{effet de} \\ \text{la force} \\ \text{image} \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} \text{effet d'un} \\ \text{champ} \\ \text{extérieur} \end{bmatrix}$$

Pour un champ électrique uniforme on observe un abaissement minimum $\Delta\phi$ de la barrière de Schottky en $x = x_m$ comme il est montré sur la figure B2.

Cet abaissement du travail de sortie du métal d'une quantité $\Delta\phi$ en raison de la force image et du champ électrique uniforme s'appelle l'effet de Schottky.

B.1.3 Etats de surface d'un semi-conducteur

À la surface d'un semi-conducteur, une modification des états électroniques peut être due à deux phénomènes [5] :

- Phénomènes intrinsèques : la rupture de la périodicité du réseau qui génère des liaisons pendantes. Il en résulte des états électroniques différents de ceux existant dans le volume du semi-conducteur.
- Phénomènes extrinsèques : quoi que l'on fasse, des atomes étrangers peuvent se lier à la surface et créer des niveaux d'énergie inexistant dans le volume. Cela peut être des molécules de solvant utilisés dans les traitements de surface et surtout des atomes d'oxygène de l'air (création d'une couche d'oxyde natif de quelques Å). Ces états énergétiques de surface peuvent avoir des énergies dans le gap comprises entre E_C et E_V .

Au voisinage de la surface du semi-conducteur, la différence de la densité des électrons libres entre la surface et le volume du semi-conducteur induit une courbure des bandes d'énergie (Figure B3). Il en résulte un potentiel de surface V_s tel que :

$$V_s = -\frac{(E_{cs} - E_C)}{q} = -\frac{(E_{vs} - E_V)}{q} \quad (\text{volts}) \quad (\text{B.8})$$

Où l'indice s correspond aux valeurs des énergies à la surface.

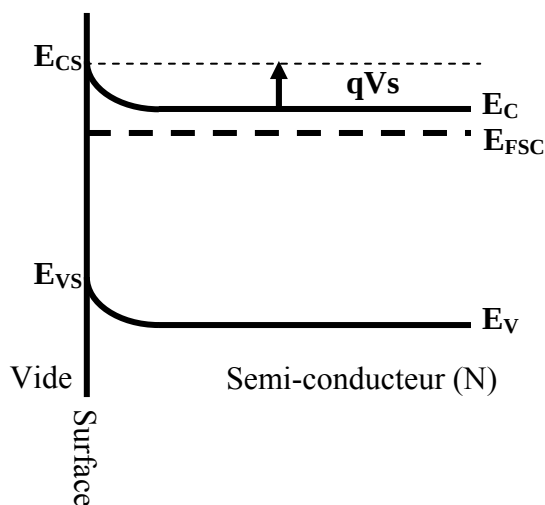


Figure B3: Structure de bandes d'un semi-conducteur à l'équilibre présentant une densité d'états de surface.

B.2 Structure de bande métal/semi-conducteur

Le contact redresseur Schottky peut être réalisé entre un semi-conducteur de type P et un métal dont le travail de sortie est tel que $\phi_m < \phi_{sc}$ ou un semi-conducteur de type N ($\phi_m > \phi_{sc}$).

Dans la suite, nous nous intéressons particulièrement au contact Schottky entre un métal et un semi-conducteur de type N, cas le plus souvent rencontré dans le cadre de cette étude.

B.2.1 Avant contact

Les structures de bandes du métal et du semi-conducteur pris séparément sont représentées sur la Figure B1. Le métal est représenté par son niveau de Fermi E_{Fm} et le semi-conducteur par ses deux bandes de conduction et de valence limitées respectivement par E_C et E_V séparées par une bande interdite E_g . E_{FSC} représente le niveau de Fermi du semi-conducteur qui se situe au dessus du milieu du gap car il s'agit d'un matériau de type N. ϕ_{sc} est donc le travail de sortie du semi-conducteur. Ces deux grandeurs ne sont pas des caractéristiques du semi-conducteur en question car elles dépendent du niveau de dopage par exemple. Par contre l'affinité électronique χ_s est une caractéristique du semi-conducteur.

B.2.2 Mise en contact et équilibre

Lors de la mise en contact d'un métal et d'un semi-conducteur, en raison de la différence des travaux de sortie, un échange d'électrons entre ces deux matériaux s'effectue dans le sens du plus petit au plus grand travail de sortie. Les électrons diffusent donc du semi-conducteur (de type N) vers le métal. Ce transfert de charges entraîne l'apparition d'un champ électrique local qui limite ce transfert de charges. Ce champ augmente progressivement jusqu'à ce que la diffusion d'électrons s'arrête. Ce transfert d'électrons est responsable de la formation d'une zone de charge d'espace (ZCE) et une différence de potentiel apparaît donc aux bornes de cette région. Une fois l'équilibre atteint, cette différence de potentiel prend sa valeur d'équilibre V_d qui arrête la diffusion et définit l'état d'équilibre : C'est la tension de diffusion. En l'absence

d'états de surface, V_d est donnée par la différence des travaux de sortie des deux matériaux (Voir figure B4).

$$qV_d = q\phi_m - q\phi_{sc} \quad (B.9)$$

À l'équilibre thermodynamique une nouvelle structure de bande s'impose. Elle consiste en l'alignement des niveaux de Fermi du métal et du semi-conducteur et en une courbure des bandes dans le semi-conducteur à laquelle peut se superposer une courbure de bandes supplémentaire à la surface du semi-conducteur due aux états de surface présents (Figure B4).

Il y a donc formation de barrières de potentiel qui s'oppose au passage des électrons d'un matériau à un autre. La hauteur de la barrière de potentiel côté métal $q\phi_b$ s'exprime par la relation suivante:

$$q\phi_b = qV_d + (E_C - E_f) = qV_d + E_a \quad (B.10)$$

où : $E_F = E_{Fm} = E_{FSC}$ à l'équilibre et E_a est l'énergie d'activation de la conductivité du semi-conducteur. Elle est définie par $E_C - E_{FSC}$ dans la zone neutre.

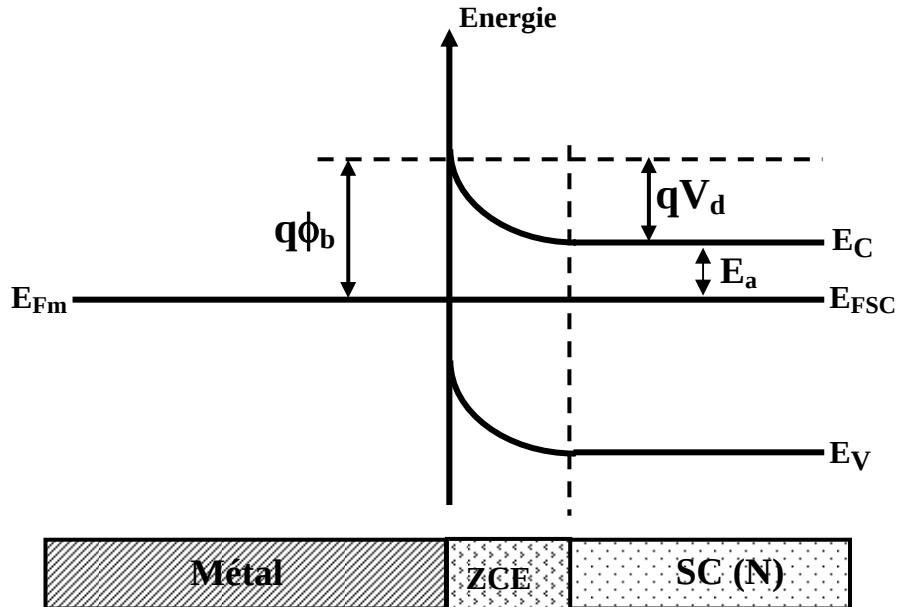


Figure B4: Structure de bandes d'énergies de la structure métal/semi-conducteur après le contact. Formation de barrière Schottky à l'équilibre thermodynamique.

B.2.3 Effet de la polarisation

Nous définissons ici les conventions de signe utilisées pour la polarisation de la structure métal/semi-conducteur, où le semi-conducteur est de type N.

Si on polarise la structure sous une différence de potentiel métal/semi-conducteur V où $V = V_m - V_{SC}$ (Figure B5):

- La hauteur de la barrière de potentiel côté semi-conducteur augmente pour une polarisation inverse ($V < 0$).
- La hauteur de la barrière de potentiel côté semi-conducteur diminue pour une polarisation directe ($V > 0$).
- Par contre, la barrière côté métal $q\phi_b$ reste inchangée quel que soit le type de polarisation.

L'équilibre thermodynamique est rompu. Un transport de charges s'établit à travers la jonction.

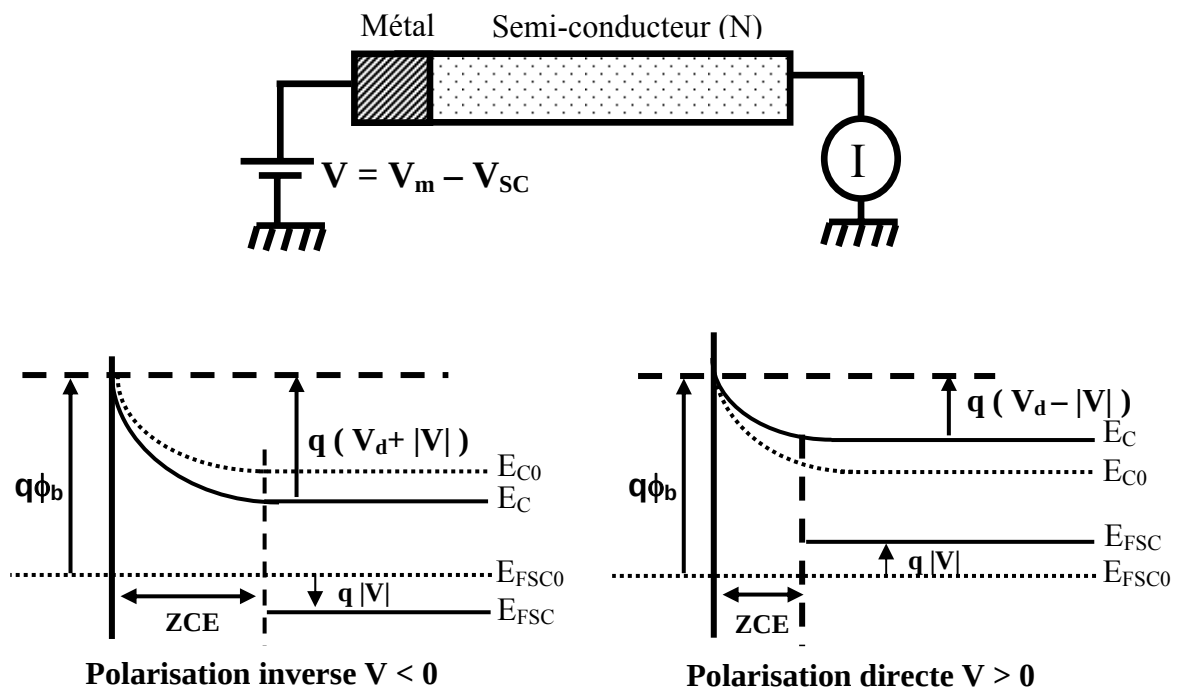


Figure B5: Structure de bandes d'énergie quand la structure métal/semi-conducteur est polarisée avec une tension V .

B.3 Mécanismes de conduction à travers la jonction métal/semi-conducteur

B.3.1 Caractérisation courant-tension (I-V)

Les phénomènes de conduction dans les structures métal/semi-conducteur sont dus principalement à deux mécanismes : le premier est l'émission thermoïonique qui est conditionné par l'interface, le second est la diffusion des porteurs à travers la zone de charge d'espace et le volume quasi neutre du semi-conducteur. Les deux mécanismes peuvent coexister et l'un des deux peut prédominer. Nous présentons ci-dessous ces deux modèles définis pour les semi-conducteurs cristallins.

a) Modèle de l'émission thermoïonique

Dans ce modèle, le transport des électrons au-dessus de la barrière de potentiel domine le courant direct. En effet, quand la vitesse de diffusion des électrons par le semi-conducteur est supérieure à la vitesse de leur collection par le métal, les collisions des porteurs dans la ZCE peuvent être négligées. Dans ce cas, le courant est limité essentiellement par l'interface [13].

En polarisation directe, le contrôle de l'émission des électrons au-dessus de la barrière de potentiel $q\phi_b$ et de la densité électronique à l'interface se fait par la polarisation appliquée. La densité de courant qui passe du semi-conducteur vers métal s'écrit alors :

$$J_{SC \rightarrow M} = qn_s v_c \quad (B.11)$$

$$\text{où :} \quad n_s = N_c \exp - \left[\frac{q(\phi_b - V)}{kT} \right] \quad (B.12)$$

n_s : Concentration des électrons à l'interface

V : Tension aux bornes de la jonction

v_c : Vitesse de collection des porteurs par le métal

N_c : Concentration des états au bas de la bande de conduction

Cette densité de courant peut finalement s'écrire :

$$J_{SC \rightarrow M} = AT^2 \exp\left(\frac{-q\phi_b}{kT}\right) \left\{ \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) \right\} \quad (B.13)$$

Où $A = \frac{4\pi q m^* k^2}{h^3}$ est la constante de Richardson.

m^* : Masse effective des électrons

k : Constante de Boltzmann

h : Constante de Planck

T : Température absolue

A est donc indépendante de la température et de la polarisation.

La densité du courant qui passe du métal vers le semi-conducteur étant indépendante de la polarisation appliquée, elle vaut à l'équilibre, au signe près, celle allant du semi-conducteur vers le métal pour une polarisation nulle.

On a donc à polarisation nulle $J_{M \rightarrow SC} = -J_{SC \rightarrow M}$, c'est-à-dire :

$$J_{M \rightarrow SC} = -AT^2 \exp\left(\frac{-q\phi_b}{kT}\right) \quad (B.14)$$

La densité du courant totale traversant la structure soumise à la polarisation V sera donnée par :

$$J_{Totale} = J_{SC \rightarrow M} + J_{M \rightarrow SC} \quad (B.15)$$

$$J_{Totale} = AT^2 \exp\left(\frac{-q\phi_b}{kT}\right) \left\{ \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right\} \quad (B.16)$$

b) Modèle du transport par la diffusion

Dans les semi-conducteurs cristallins, le transport dans ce modèle est contrôlé par le passage des électrons dans la zone de charge d'espace (ZCE). Les collisions des porteurs avec les ions ne sont plus négligeables. Le courant est donc limité par le

phénomène de la diffusion. La densité de courant de diffusion du semi-conducteur vers le métal s'écrit :

$$J_{SC \rightarrow M} = qn_s v_{ds} \quad (B.17)$$

Où v_{ds} est la vitesse de dérive des électrons libres sous l'effet du champ électrique E_s supposé constant à l'interface.

$$v_{ds} = \mu_n E_s \quad (B.18)$$

μ_n représentant la mobilité des électrons libres et E_s le champ électrique à l'interface.

Avec le même raisonnement que précédemment, la densité de courant totale est alors donnée par :

$$J_{Total} = qN_C \mu_n E_s \exp\left(\frac{-q\phi_b}{kT}\right) \left\{ \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right\} \quad (B.19)$$

Notons que le terme pré-exponentiel du courant est indépendant de la température.

Dans les deux modèles le courant peut donc s'écrire :

$$J_{Total} = J_s(T) \left\{ \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right\} \quad (B.20)$$

Où la dépendance de $J_s(T)$ en température dépend du modèle.

$$\text{Où : } \begin{cases} J_s = A T^2 \exp\left(\frac{-q\phi_b}{kT}\right) & \text{(Dans le modèle thermoionique)} \end{cases} \quad (B.21)$$

$$\begin{cases} J_s = B \exp\left(\frac{-q\phi_b}{kT}\right) & \text{(Dans le modèle de la diffusion)} \end{cases} \quad (B.22)$$

A et B étant indépendants de la température.

On peut donc extraire la hauteur de la barrière de potentiel $q\phi_b$

- Dans le modèle de diffusion en traçant $\text{Log } J_s$ en fonction de l'inverse de la température.
- Dans le modèle de l'émission thermoïonique en traçant $\text{Log } (J_s/T^2)$ en fonction de l'inverse de la température,

I_s étant le courant de saturation, il est relié à la densité de courant de saturation par :

$$I_s = J_s \times S \quad (\text{B.23})$$

Où S est la surface du contact métallique.

D'autres travaux ont montré que des paramètres comme la qualité de l'interface, l'épaisseur du semi-conducteur, le dopage, la gamme de température et de polarisation peuvent faire intervenir d'autres mécanismes de conduction comme le modèle de courant limité par la charge d'espace [14], la conduction par effet tunnel, la génération-recombinaison [15, 16, 17] et bien d'autres mécanismes qui peuvent interférer.

Cependant, pour les faibles tensions de polarisation, les modèles les plus couramment utilisés restent l'émission thermoïonique et le courant limité par la diffusion [13,15].

B.3.2 Quelques écarts au cas idéal

a) *Facteur d'idéalité*

Pour modéliser l'écart entre le comportement idéal et le comportement réel de la structure Schottky, on écrit pour les faibles polarisations:

$$J = J_s (T) \left\{ \exp \left(\frac{qV}{nkT} \right) - 1 \right\} \quad (\text{B.24})$$

V étant la tension aux bornes de la jonction.

n est appelé facteur d'idéalité. Il y a plusieurs raisons pour que ce facteur soit supérieur à l'unité [13]. Parmi ces raisons on peut citer :

- ❖ Une résistance série R_s importante.
- ❖ Une autre contribution au courant possible: le courant dû à la génération-recombinaison des porteurs de charges libres dans la ZCE. Il a été montré qu'un courant de génération-recombinaison pur entraîne un facteur d'idéalité égal à 2 [5].
- ❖ Du fait de la nature amorphe du matériau étudié, d'autres raisons liées au désordre structural du matériau peuvent aussi induire une augmentation de n . [18]

Expérimentalement, le facteur d'idéalité peut se déterminer à partir de la caractéristique courant-tension (I-V) comme suit :

$$n = \frac{q}{kT} \frac{dV}{d\log(I)} \quad (B.25)$$

Les écarts de la valeur idéale (1) du facteur d'idéalité peuvent renseigner sur les mécanismes de conduction prépondérants :

- $n = 1$ pour un processus idéal d'émission thermoïonique.
- $n = 1$ à 1.15 en régime de conduction limité par la diffusion en zone de charge d'espace.
- $n = 2$ caractérise la génération-recombinaison dans la zone de charge d'espace [5].
- $n > 2$ pour le transport limité par la qualité de l'interface (couche isolante, jonction non uniforme dans le plan de l'interface). n peut atteindre des valeurs importantes si le matériau est très perturbé.

Il est donc un indicateur rapide de la qualité du système formé par le matériau et ses interfaces.

b) *Résistance série*

Quand la polarisation directe atteint une valeur suffisamment grande, le transport n'est plus limité par l'interface métal/semi-conducteur, ni par la zone de charge d'espace qui devient très réduite, mais par la résistance série R_S du volume neutre, qui s'étend sur toute l'épaisseur de la couche du semi-conducteur. Dans ce domaine de polarisation on observe un comportement linéaire de la caractéristique courant-tension (I-V).

Pour l'exploitation des résultats expérimentaux, on peut utiliser un schéma électrique équivalent à la structure étudiée. Ce schéma comprend (Figure B6) :

- Une diode idéale, qui traduit l'effet redresseur de la jonction métal/semi-conducteur à faible polarisation.
- Une résistance série R_S qui exprime le régime ohmique de la structure, où le courant est limité par le passage des électrons à travers le volume du semi-conducteur à forte polarisation.

D'après la figure B6 on peut écrire :

$$V_{app} = V_j + V_R \quad (B.26)$$

V_{app} : Polarisation appliquée à la structure

V_j : Tension aux bornes de la jonction

V_R : Tension aux bornes du volume de la structure

$$V_R = R_S I \quad (B.27)$$

$$\text{D'où : } V_j = V_{app} - R_S I \quad (B.28)$$

En remplaçant V_j dans l'équation (B.24), nous trouvons l'expression suivante donnant le courant mesuré en fonction de la polarisation appliquée aux bornes de toute la structure :

$$I = I_s(T) \left\{ \exp \left(\frac{q(V_{app} - R_S I)}{nkT} \right) - 1 \right\} \quad (B.29)$$

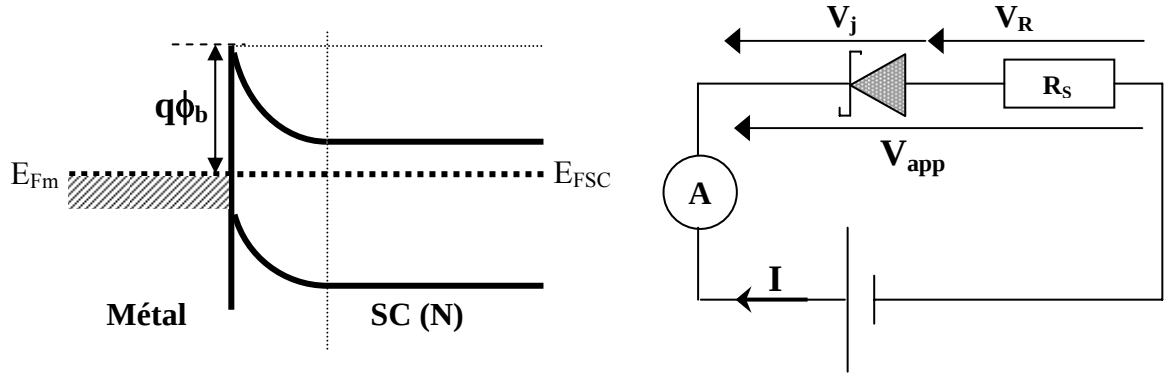


Figure B6 : Schéma électrique équivalent d'une structure de type Schottky réelle.

B.4 Détermination des paramètres électriques du dispositif

Nous rappelons que la caractéristique courant-tension (I-V) sous obscurité d'une jonction Schottky obéit à l'équation suivante:

$$I = I_s \left\{ \exp \left(\frac{qV}{nkT} \right) - 1 \right\} \quad (\text{B.30})$$

A partir de cette caractéristique, différents facteurs caractérisant la jonction d'une part et le matériau d'autre part, peuvent être déterminés :

➤ Le facteur de redressement η

L'aspect redresseur de la structure est apprécié par ce facteur. Il représente le rapport entre les valeurs absolues du courant direct et du courant inverse pour une valeur V donnée de la polarisation. On peut alors l'exprimer sous la forme suivante :

$$\eta = \left| \frac{I(+V)}{I(-V)} \right| \quad (\text{B.31})$$

➤ **La densité de courant de saturation inverse I_s**

Le courant de saturation apparaît sur la caractéristique I-V à forte polarisation inverse. On peut le déterminer à partir de l'extrapolation de la partie directe de la courbe $\text{Log}(I) = f(V)$ à $V=0$.

➤ **Le facteur d'idéalité n**

La pente de la courbe $\text{Log}(I) = f(V)$ permet d'aboutir au paramètre n à travers l'inverse de la pente aux faibles polarisations directes.

$$n = \frac{q}{kT} \frac{dV}{d\text{Log}(I)} \quad (\text{B.32})$$

Il mesure l'écart entre le comportement réel et le comportement idéal de la jonction.

➤ **La résistance série R_s et la conductivité σ**

Quand la polarisation V est supérieure à la tension de diffusion V_d (forte polarisation directe) la caractéristique I-V change son comportement, elle devient linéaire (régime ohmique). Dans ce cas, la conduction est limitée par le volume du semi-conducteur. La partie linéaire de la caractéristique courant-tension (I-V) donne accès à la résistance R_s du matériau.

$$R_s = \frac{\Delta V}{\Delta I} \quad (\text{B.33})$$

La conductivité du matériau semi-conducteur est déduite de cette valeur de R_s par:

$$\sigma = \frac{d}{R_s \times S} \quad (\text{B.34})$$

Où d est l'épaisseur de la couche semi-conductrice, S est la surface de la jonction c'est-à-dire la surface du plot métallique redresseur.

➤ *La barrière de potentiel $q\phi_b$ et l'énergie d'activation E_a*

Ces deux grandeurs sont déterminées à partir d'une étude de l'évolution des caractéristiques I-V en fonction de la température.

- L'énergie d'activation E_a de la conductivité est déterminée quand la conductivité se fait par les états étendus, et donc à suffisamment haute température (équation (B.35)), où la conductivité est thermiquement activée :

$$\sigma = \sigma_0 \exp \left(- \frac{E_a}{kT} \right) \quad (B.35)$$

On peut donc déduire E_a à partir de la pente de la courbe $\text{Log} \sigma = f(1000 / T)$ et donc de $\text{Log} R_s = f(1000 / T)$.

Pour un semi-conducteur de type N, l'énergie d'activation sera : $E_a = E_C - E_F$ et pour un semi-conducteur de type P : $E_a = E_F - E_V$

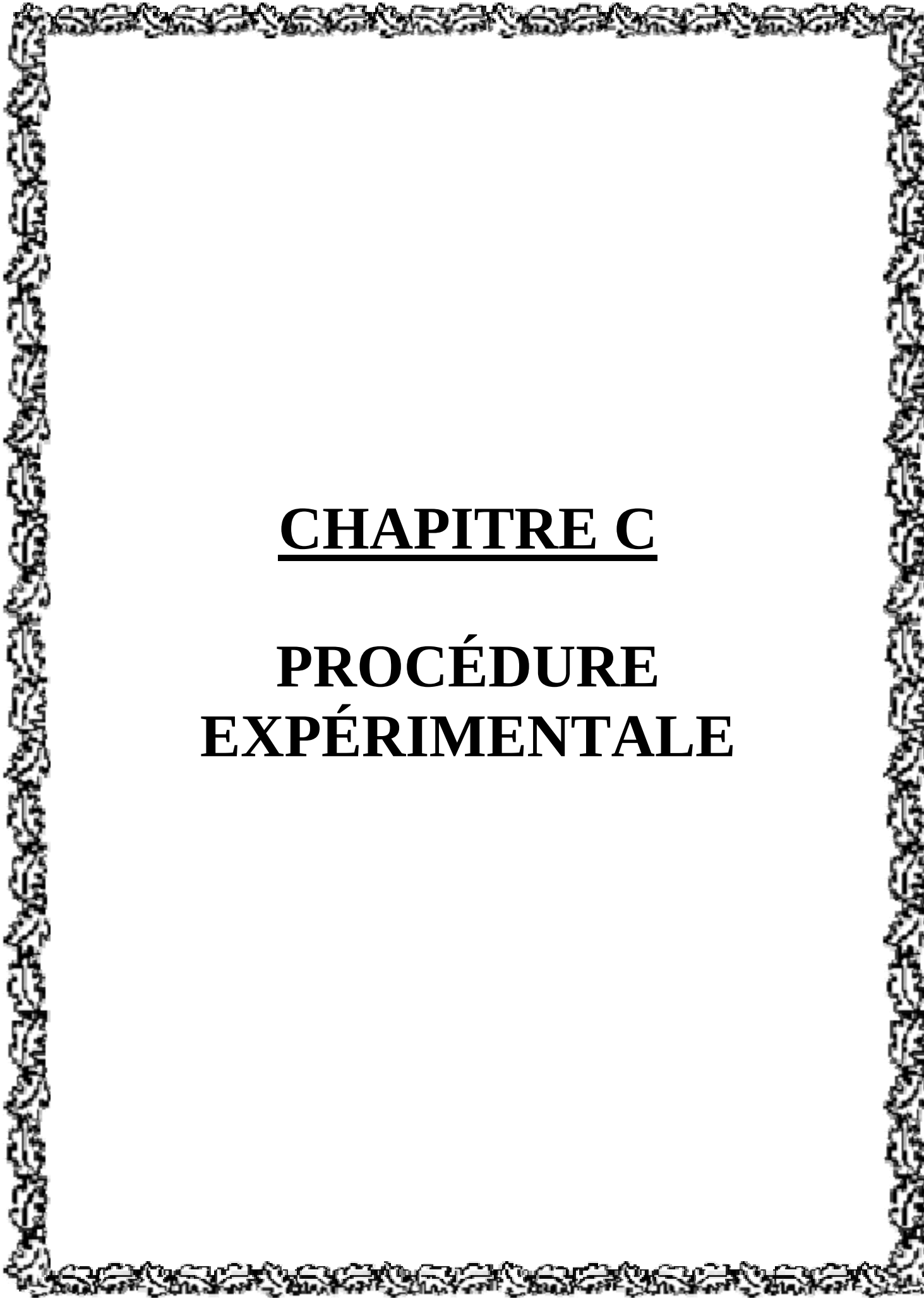
- La hauteur de la barrière $q\phi_b$ peut être déterminée à partir de l'évolution du courant de saturation I_s en fonction de la température. Selon le modèle, la barrière de potentiel $q\phi_b$ est déterminé soit à partir de la pente de la droite $\text{Log} (I_s/T^2) = f(1000 / T)$ dans le cas de l'émission thermoïonique, soit de la droite $\text{Log} (I_s) = f(1000 / T)$ dans le cas de la diffusion.

➤ *La tension de diffusion V_d*

Ce paramètre peut être déduit à partir de l'équation (B.10) :

$$qV_d = q\phi_b - E_a \quad (B.36)$$

Cette expression provient de la relation entre courbure de bande côté semi-conducteur et celle côté métal. Elle peut être visualisée sur la figure B4.

A decorative border with a repeating floral or scroll-like pattern surrounds the central text.

CHAPITRE C

PROCÉDURE EXPÉRIMENTALE

Chapitre C

PROCÉDURE EXPÉRIMENTALE

Ce chapitre est consacré à la description du dispositif expérimental, ainsi que la procédure suivie pour la caractérisation électrique de nos échantillons.

Les échantillons étudiés sont des couches minces à base de silicium amorphe hydrogéné (a-Si:H) dopées ou non dopées en dore, déposées par la technique de pulvérisation DC assistée d'un magnétron sur des lames de silicium monocristallin fortement dopé (Si monocristallin dopé N^+) de résistivité " $\rho = 0.009-0.01 \ \Omega \text{ cm}$ " faisant office de contact arrière. Les contacts métalliques utilisés sont des plots d'or servant de contact redresseur.

C.1 Présentation des échantillons

- La méthode de dépôt "**pulvérisation DC magnétron**" utilisée dans notre laboratoire consiste en un bombardement d'une cible de silicium par des ions argon formés dans un plasma d'argon et d'hydrogène [11,19]. Les atomes de Si pulvérisés se déposent sur le substrat et forment la couche de a-Si:H. Les substrats sont fixés sur le porte-substrat dont la température et la polarisation sont contrôlées [23].

- L'incorporation éventuelle du bore dans les couches s'effectue par disposition de brins de bore sur la cible de silicium ce qui permet une co-pulvérisation du silicium et du bore dont la concentration est déterminée par le nombre de brins utilisés [24].

Pour plus de détails concernant ces méthodes de dépôt voir les références [20-24].

C.1.1 Dépôt des plots métalliques

L'évaporation du métal (Or) se fait dans une enceinte où règne un vide de l'ordre de 10^{-5} mbar. Le métal à déposer se trouve dans un creuset (nickel ou tungstène)

en face des couches fixés sur le porte substrat. Le chauffage du creuset par effet joule permet l'évaporation du métal qui se dépose alors sur les couches à travers un masque de dimensions convenables pour la taille des plots et leur espacement. Les plots d'or déposés sont de forme circulaire avec un diamètre de 2mm.

Une balance à quartz est utilisée pour mesurer l'épaisseur des plots métalliques pendant la phase d'évaporation [23, 24].

Un échantillon ainsi obtenu est schématisé sur la figure C1.

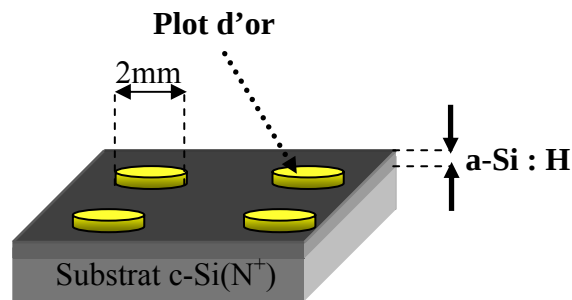


Figure C1: Structure type Schottky Au/a-Si:H/c-Si(N⁺).

C.1.2 Conditions de dépôt des couches a-Si:H étudiées

Trois (3) lots d'échantillons sont étudiés :

a) Échantillons du lot N°1

Les échantillons de ce lot ont la structure Au/a-Si:H/c-Si(N⁺). La couche de a-Si:H est déposée à la température $T_d=150\text{ }^{\circ}\text{C}$ et à différentes pressions d'hydrogène comprises entre $6,5 \cdot 10^{-5}$ mbar et 10^{-4} mbar (voir tableau C1). Le porte-substrat est porté à un potentiel flottant.

Échantillon	P_{H_2} (mbar)	T_d (°C)
E190605	$6,5 \times 10^{-5}$	150
E200605	7×10^{-5}	
E210605	10^{-4}	

Tableau C1: Conditions de préparation des échantillons du lot N°1.

b) Échantillons du lot N°2

Dans le lot N°2, les échantillons ont la structure Au/a-Si:H/c-Si(N⁺). Les couches de a-Si:H sont préparées avec les mêmes paramètres de dépôt (pression de dépôt P_{H2}, température de dépôt T_d) seule la polarisation du porte-substrat change. Cette polarisation est comprise entre -200 et 50 volts. Sur ce lot, nous présentons les résultats concernant trois échantillons présentés dans le tableau C2.

Échantillon	Polarisation (volts)	T _d (°C)	P _{H2} (mbar)
E080105	+ 50	150	2*10 ⁻⁴
E030105	-100		
E130105	-200		

Tableau C2: Conditions de préparation des échantillons du lot N°2.

c) Échantillons du lot N°3

Les échantillons de ce lot sont des structures Au/a-Si:H (Bore)/c-Si(N⁺) déposées dans les mêmes conditions, (pression de dépôt P_{H2}, température de dépôt T_d), la seule différence réside dans le nombre de brins de bore posés sur la cible lors du dépôt de la couche a-Si:H. Dans le tableau C3, nous présentons les paramètres utilisés pour le dépôt des échantillons.

Échantillon	Nombre de brins de bore	T _d (°C)	P _{H2} (mbar)
E150505	30	270	5*10 ⁻⁵
E160505	60		
E190505	150		
E220505	300		
E230505	450		
E240505	600		

Tableau C3: Conditions de préparation des échantillons du lot N°3.

C.2 Dispositif de mesure

Le dispositif expérimental, monté au sein de notre laboratoire, pour la mesure du courant en fonction de la tension comprend :

- Une chambre de mesure (cryostat)
- Un groupe de pompage
- Des appareils de mesure et de contrôle des paramètres comme le courant, la température et la polarisation

a) Chambre de mesure (cryostat)

La chambre de mesure (cryostat) est l'élément principal de notre dispositif. Ce cryostat est une enceinte dans laquelle on peut réaliser un vide de l'ordre de 10^{-5} mbar. Il comporte principalement les éléments suivants :

1) Le porte-échantillons qui est un bloc cylindrique en cuivre qui peut être chauffé par résistance coaxiale et refroidi par une circulation d'air ou d'azote liquide. La résistance de chauffage est alimentée par une source de tension (PL330TP). Des sorties électriques étanches de haute impédance permettent les mesures courant-tension (Figure C2).

2) Le couvercle de protection du cryostat contient deux fenêtres : une d'observation et l'autre d'éclairage. Ces deux fenêtres sont obstruées pour les mesures sous obscurité.

b) Groupe de pompage

Il comprend deux pompes :

- **Une pompe primaire** à palettes qui assure un vide de 10^{-3} mbar
- **Une pompe secondaire** à diffusion d'huile, qui permet d'atteindre un vide de l'ordre de 10^{-5} mbar

La pression à l'intérieur du cryostat est mesurée à l'aide d'une jauge à membrane de type Pirani et Penning.

c) Appareils de mesure et de contrôle des paramètres (T, I,...)

● Appareil de lecture et de régulation de la température

La mesure de la température se fait à l'aide d'une sonde en platine collée sur le porte-échantillons en cuivre par de la laque d'argent afin d'assurer un bon contact thermique tout près des échantillons. Cette sonde est reliée via une sortie étanche à un thermomètre numérique qui permet le prélèvement de la température.

Le chauffage de l'échantillon est assuré par une résistance coaxiale enroulée autour du porte-échantillons et chauffé par effet joule par une alimentation de tension PL330TP.

La régulation de température est assurée par un micro-ordinateur qui reçoit comme donnée la température mesurée de l'échantillon, puis la compare à la température de consigne via une carte d'interface IEEE. Si la température de mesure est inférieure à la température de consigne, le micro-ordinateur commande à l'alimentation de chauffage d'appliquer la tension de chauffage qu'il faut pour atteindre la température de consigne. Une fois cette dernière atteinte, elle est maintenue constante pendant toute la durée nécessaire pour effectuer les mesures souhaitées. Cette durée peut atteindre 40 minutes pour chaque palier avec une précision de l'ordre de 1°C.

● Scanner (K706)

Un scanner (Keithley706) à six canaux est utilisé pour étudier plusieurs échantillons simultanément.

● Électromètre (K617)

L'électromètre programmable Keithley 617 est un instrument extrêmement sensible. La gamme de mesure en courant de cet appareil est comprise entre 0,1 pA et 2mA. En plus de sa fonction d'électromètre, il est muni d'une source de tension interne

qui peut aller de 0 à 250 volts. Cette tension peut être constante ou sous forme de rampe dont on fixe le pas.

● *Contrôle et acquisition des données*

Tous ces appareils de mesures (électromètre, scanner, thermomètre...) sont reliés à un micro-ordinateur à l'aide de cartes d'interface. Cela permet le contrôle automatique de ces appareils et l'acquisition des données. Les programmes d'acquisition et de contrôle ont été faits au sein de notre équipe dans le langage visual basic.

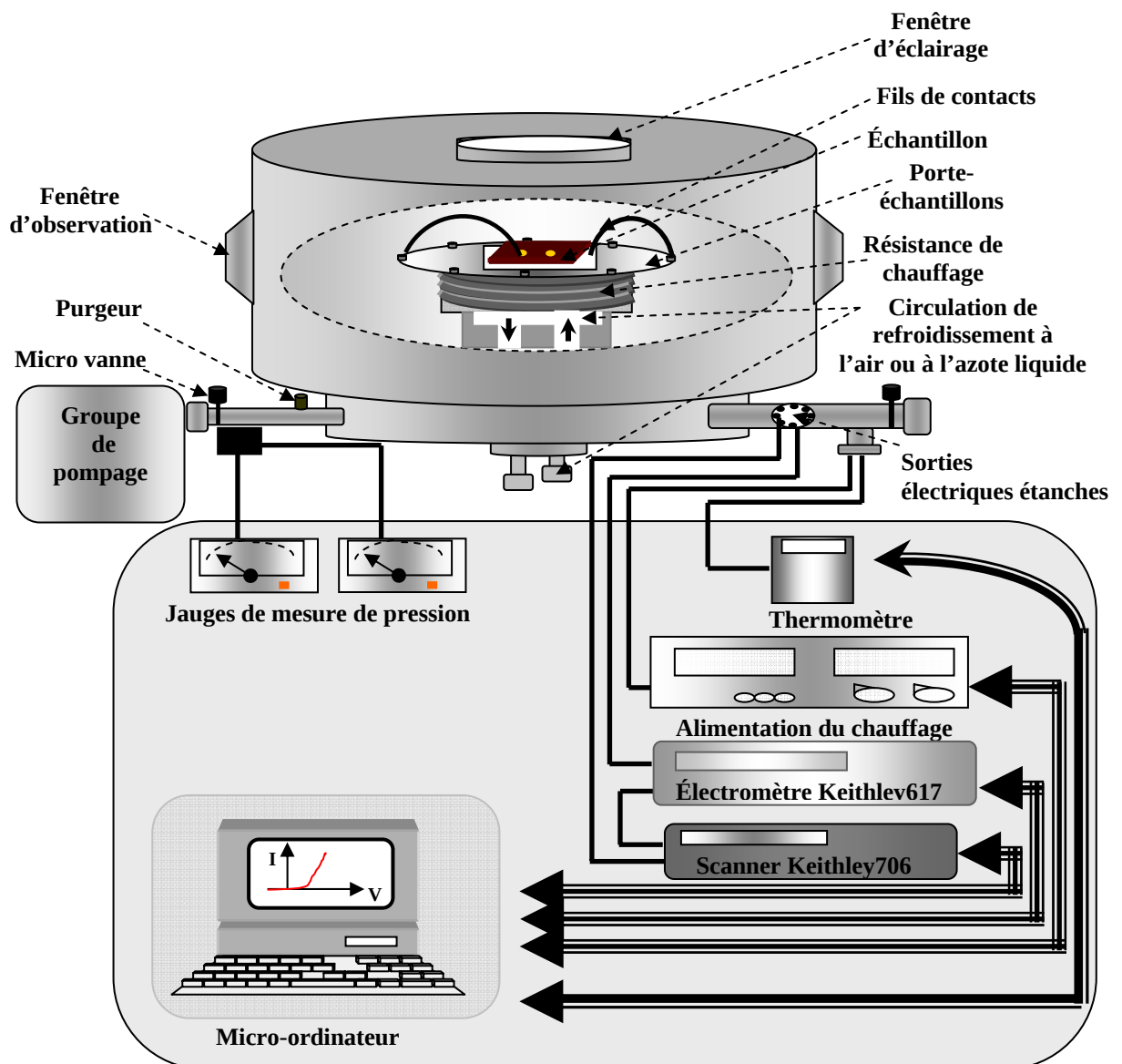


Figure C2 : Dispositif expérimental

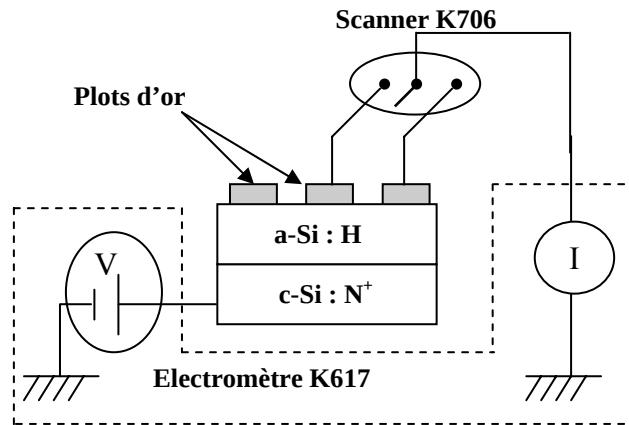


Figure C3 : Principe de mesure de I-V

Le principe de mesure de la caractéristique I-V en configuration "Sandwich" est représenté sur la figure C3.

C.3 Procédure de mesure I-V-T

Pour effectuer ces mesures, nous avons utilisé le dispositif présenté précédemment (Figure C2). Le scanner nous a permis d'étudier jusqu'à six échantillons simultanément. Notons que chaque plot d'or déposé sur la plaquette de a-Si:H délimite les dimensions d'un échantillon. D'où le fait que sur une même plaquette, l'étude simultanée de plusieurs jonctions permet d'accéder à un comportement général de la couche. Une disparité des résultats peut être une conséquence de l'inhomogénéité de la couche ou des états de surface.

Pour étudier les caractéristiques courant tension aux différentes températures I-V-T, le programme de régulation de la température prend en charge les différentes manœuvres de chauffage par palier. Et pour chaque palier, des caractéristiques I-V sont prélevées automatiquement par le programme d'acquisition. Il suffit donc d'introduire les paramètres initiaux suivants:

- La gamme de tension (V_i : Tension initiale, V_f : Tension finale).
- Le pas en tension.
- Intervalle de temps entre deux tensions successives.
- La gamme de température (T_i : Palier initial, T_f : Palier final).

Les mesures I-V-T sont d'abord effectuées sur les échantillons à l'air libre puis, le vide est effectué dans le cryostat. Ainsi, nous lançons d'abord la pompe primaire jusqu'à atteindre un vide de 2×10^{-2} à 5×10^{-2} mbar. Quand ce vide est atteint, on lance la pompe secondaire jusqu'à l'obtention d'un vide de 2×10^{-5} à 5×10^{-5} mbar.

Quand ce vide secondaire est atteint, les mesures peuvent débuter. Il s'agit de déterminer les paramètres caractéristiques de ces dispositifs. L'effet de recuits thermiques effectués sur ces échantillons sont ensuite étudiés. Il s'agit alors de comparer les paramètres caractéristiques de ces dispositifs avant et après recuit.

Le **recuit** des échantillons se fait toujours sous vide secondaire. Pour cela nous chauffons les échantillons directement jusqu'à la température de recuit T_r désirée avec une vitesse de chauffage de $6^\circ\text{C}/\text{minute}$. Les températures de recuit vont de 100 à 400°C . La durée du recuit est de l'ordre de 10 à 30 minutes. Les échantillons sont ensuite refroidis. Ils subissent alors des mesures I-V-T. L'effet du recuit peut alors être observé par comparaison des caractéristiques I-V-T avant et après recuit.

C.4 Mesures de transmission optique

La technique que nous utilisons le plus souvent pour mesurer l'épaisseur des couches de a-Si :H ainsi que leur gap optique, est la transmission optique dans la gamme d'énergie allant de l'ultraviolet au proche infrarouge [26]. Ces mesures sont effectuées dans le cadre de collaborations avec le laboratoire de Métallurgie structurale de la Faculté de Chimie (U.S.T.H.B) et avec l'institut électronique des télécommunications de Rennes (IETR).

La transmission « T » est définie comme le rapport entre l'intensité du faisceau transmis par la couche mince absorbante et l'intensité du faisceau incident.

D'après certaine hypothèse [26] l'expression générale simplifiée de cette transmission est donnée par :

$$T(\lambda) = \frac{A \exp(-\alpha d)}{B + C \exp(-\alpha d) + D \exp(-\alpha d)} \quad (\text{C.1})$$

Avec :

$$A = 16 N (n^2 + k^2);$$

$$B = (k^2 + (n+1)^2) ((n+N^2) (n+1) + k^2);$$

$$C = ((n^2 + k^2 - 1) (N^2 - n^2 - k^2) + 2k^2 (N^2 + 1)) \cos(2\Phi) \\ + (2 (n^2 + k^2 - N^2) + (N^2 + 1) (n^2 + k^2 - 1)) \sin(2\Phi);$$

$$D = ((n-1)^2 + k^2) (n - N^2) (n-1) + k^2;$$

Où: λ : La longueur d'onde du faisceau incident

d : L'épaisseur de la couche

k : Le coefficient d'extinction relié à α par : $\alpha = \frac{4\pi k}{\lambda}$;

n : L'indice de réfraction de la couche

N : L'indice de réfraction du support

Φ : Le déphasage dû à la différence de marche optique et vaut : $\Phi = \frac{2\pi nd}{\lambda}$

Un exemple du spectre de transmission optique d'une couche mince de a-Si:H est représenté par la figure C4. On peut le diviser en trois zones de variations selon le domaine des longueurs d'ondes des photons incidents.

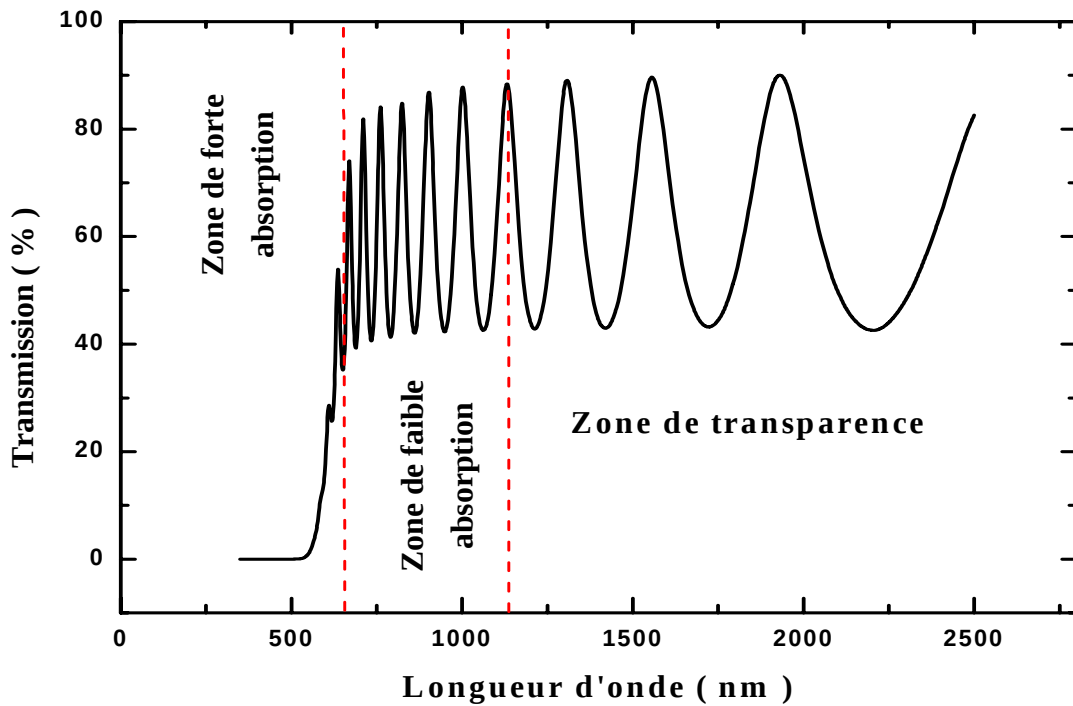


Figure C4 : Un spectre de transmission optique pour une couche mince de a-Si:H.

- **Zone de transparence:** dans cette zone l'absorption est négligeable, l'apparition des franges d'interférences avec des maxima et des minima de mêmes valeurs de transmission, permet d'estimer l'épaisseur de la couche et son indice de réfraction statique.

- **Zone de faible absorption :** toute dépendance des grandeurs optiques d'une couche mince en fonction de la longueur d'onde commence dans cette zone. Dans cette gamme de longueur d'onde, l'apparition des franges d'interférences avec les valeurs des maxima et des minima croissantes (quand la longueur d'onde croît), nous permet de déterminer l'évolution de l'indice de réfraction et le coefficient d'absorption en fonction de la longueur d'onde.

- **Zone de forte absorption**

Cette zone commence quand le domaine d'énergie des photons est de l'ordre ou supérieur au gap du semi-conducteur. Cette zone permet une évaluation du gap optique. En effet, les transitions électroniques se font entre bandes étendues. Parmi les modèles les plus utilisés pour la détermination du gap dans ce domaine d'énergie, on trouve le modèle Tauc [27] dans lequel le coefficient d'absorption optique est relié au gap optique E_g par l'expression suivante :

$$\alpha(h\nu) = \frac{[B(h\nu - E_g)]^2}{h\nu} \quad (C.2)$$

Où B est une constante de proportionnalité indépendante de l'énergie.

Dans la zone de forte absorption l'extrapolation de la partie linéaire de la variation de $(\alpha h\nu)^{1/2}$ en fonction de l'énergie $h\nu$, permet de déterminer le gap optique E_g du matériau.

Le lecteur trouvera à la référence [1, 6, 28, 29] plus d'informations sur les méthodes de détermination de ces paramètres caractéristiques optiques.

CHAPITRE D

**RÉSULTATS
EXPÉRIMENTAUX
ET DISCUSSION**

Chapitre D

RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX ET DISCUSSION

D.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous présentons l'ensemble des résultats expérimentaux obtenus sur des échantillons à base de silicium amorphe hydrogéné (a-Si:H) et qui concernent leur caractérisation ainsi que l'effet d'un recuit thermique sur leur caractéristiques électriques.

Nous rappelons que le a-Si:H est préparé par pulvérisation DC magnétron sur des substrats de silicium monocristallin dopé N^+ . Les plots métalliques d'or sont déposés par évaporation thermique. Les principales techniques de caractérisation de ces structures sont les mesures courant-tension (I-V), sous obscurité, à différentes températures.

Des recuits thermiques à différentes températures sont ensuite effectués sur ces dispositifs. On peut alors suivre leurs effets sur ces caractéristiques courant-tension (I-V).

Cette étude a concerné essentiellement :

- ✎ L'effet de recuit sur les échantillons de a-Si:H déposés à différentes pressions d'hydrogène.
- ✎ L'effet de recuit sur les échantillons de a-Si:H déposés à différentes polarisations du porte-substrats durant le dépôt.
- ✎ Et enfin, l'effet de recuit sur les échantillons de a-Si:H déposés à différentes concentrations de bore.

D.2 Etude de la reproductibilité des caractéristiques courant-tension

Un contact Schottky réussi est celui qui réalise une importante dissymétrie de la caractéristique I-V. Ainsi, il est passant sous polarisation directe et bloquant sous polarisation inverse. Le courant direct est souvent limité par la qualité de la couche. Le courant inverse est quant à lui très sensible à la nature du métal, la nature du contact et à l'état de l'interface. Ainsi, des états de surface vont proposer des chemins aux porteurs libres provoquant l'augmentation du courant de fuite.

Les structures caractérisées (Au/a-Si:H/c-Si(N⁺)) ne sont pas toutes égales du point de vue du redressement. Une évaluation de ce redressement est obtenue par le rapport entre le courant direct et le courant inverse pour une même polarisation : $\eta = (I(+V) / I(-|V|))$.

La figure D1 montre un exemple d'une jonction présentant un bon contact redresseur, où le facteur de redressement atteint la valeur $\eta = 804$ pour une polarisation de 0,5 volts. La figure D2 présente quant à elle, pour une jonction de même géométrie, un faible facteur de redressement de l'ordre de 2 pour une même polarisation de 0,5 volts. Cette faible valeur de η est due à la présence d'un fort courant inverse, car les niveaux de courant direct sont comparables.

Contrairement à la théorie simplifiée qui stipule que la hauteur de barrière de potentiel ne dépend que des travaux de sortie du métal et du semi-conducteur, d'autres facteurs doivent être pris en considération. Ainsi, la présence d'états de surface influe fortement sur ce redressement. D'autre part, l'homogénéité des couches est aussi en cause. En effet, sur une même plaquette de a-Si:H, les différents plots d'or (donc les différentes jonctions obtenue sur le même matériau) ne présentent pas le même redressement. Ceci ne peut donc être expliqué que par l'inhomogénéité de la couche de a-Si:H ou de sa surface.

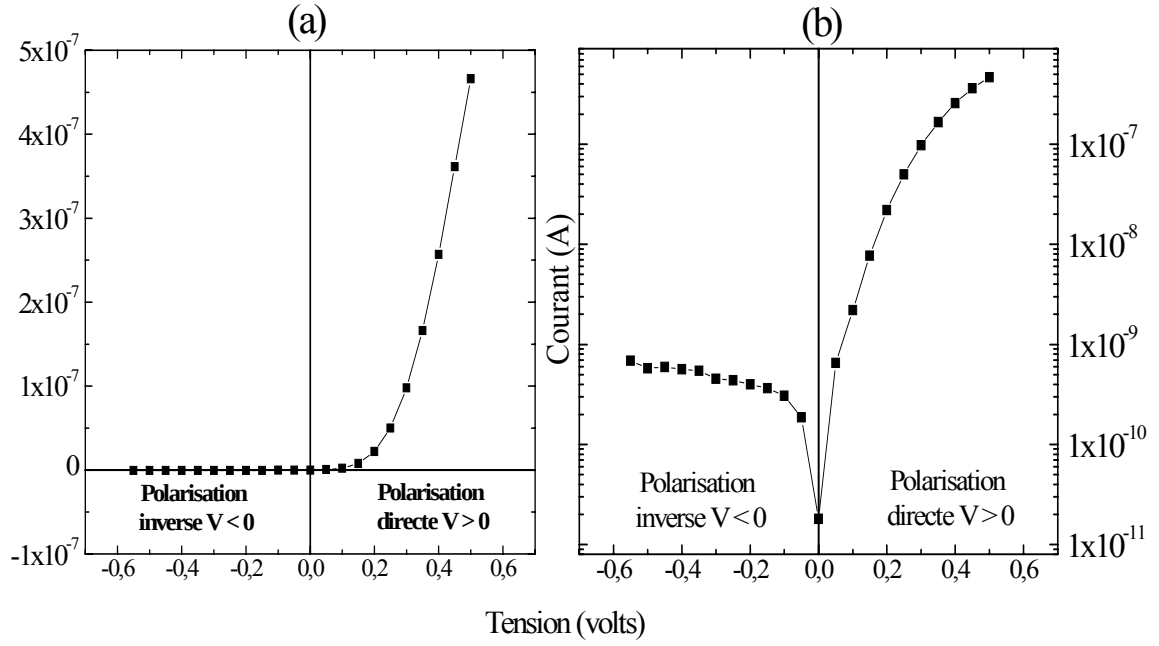


Figure D1 : Caractéristique I-V dans le cas d'un bon contact redresseur.

(a) Représentation en échelle linéaire.

(b) Représentation en échelle logarithmique.

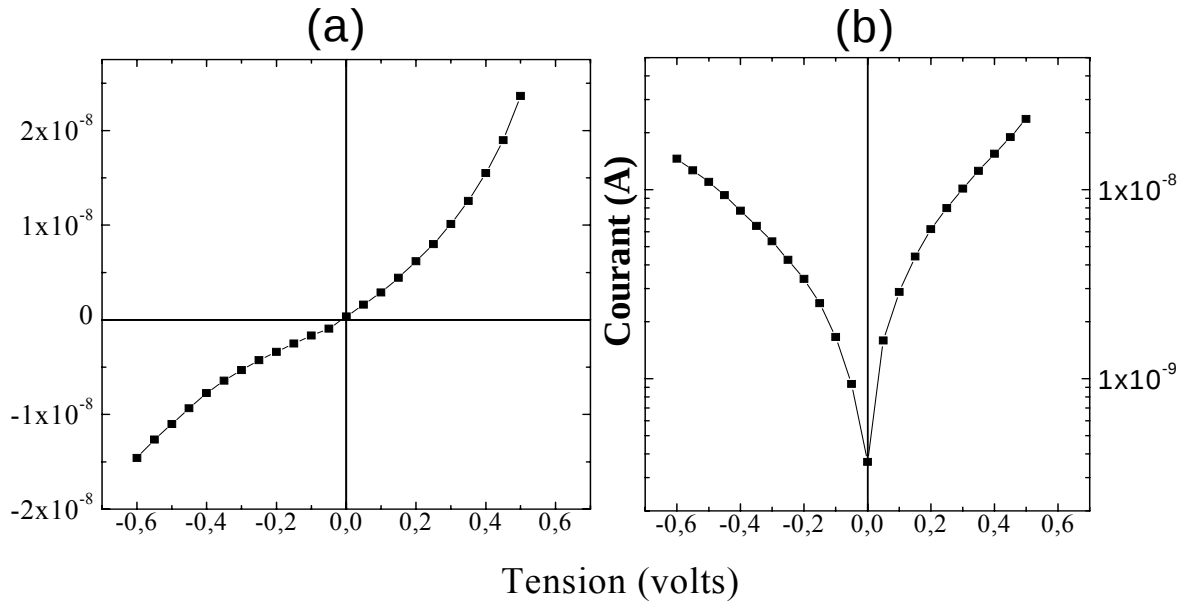


Figure D2 : Caractéristique I-V dans le cas d'un mauvais contact redresseur.

(a) Représentation en échelle linéaire.

(b) Représentation en échelle logarithmique.

Dans cette partie, nous avons étudié la reproductibilité de nos caractéristiques I-V à 40°C avant et après une montée-descente en température, à air libre, sous vide, avant et après un recuit thermique afin d'en dégager les conditions de reproductibilité. Ce recuit à une température de 120°C a été effectué sous vide pendant 15 minutes. Pour cela nous avons appliqué à nos échantillons le protocole représenté sur la figure D3.

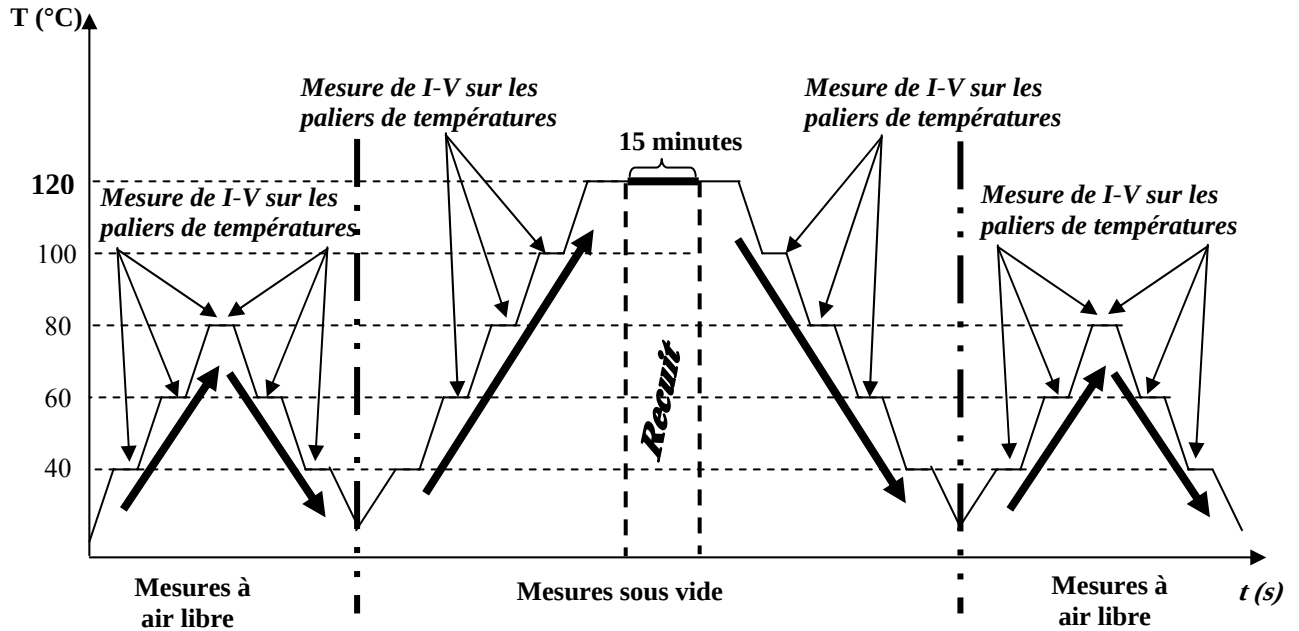


Figure D3 : Mesure I-V sur les paliers de température avant et après recuit de 120°C pendant 15 minutes

- **Premier point :** Une comparaison des caractéristiques I-V à 40°C à l'air libre avant et après recuit montre qu'un des principaux intérêts du recuit est de permettre aux contacts de sécher (Figure D4). Nous rappelons que les contacts sont pris à l'aide de fils de cuivre collés à nos dispositifs à l'aide de laque d'argent. Ainsi, nous pouvons voir un décrochage de la caractéristique I-V avant recuit puis sa stabilisation après recuit.

- **Deuxième point :** À partir caractéristiques I-V prises durant la phase de montée en température et pendant la phase de descente en température (Figure D5), nous pouvons observer qu'avant recuit, un important écart est visible entre ces deux caractéristiques. Cet écart est probablement dû à une adsorption par le matériau de

molécules présentes dans son environnement. Ces molécules peuvent provenir de l'air ambiant ou de produits de la pulvérisation lors de la préparation des échantillons. Elles sont responsables d'une instabilité des couches. Une amélioration de cet état est observée après recuit où les caractéristiques, bien que prises à air libre, sont assez proches durant la montée et la descente. Le recuit (sous vide) est donc responsable d'un nettoyage des couches, probablement par leur désorption rendant ainsi reproductibles les I-V.

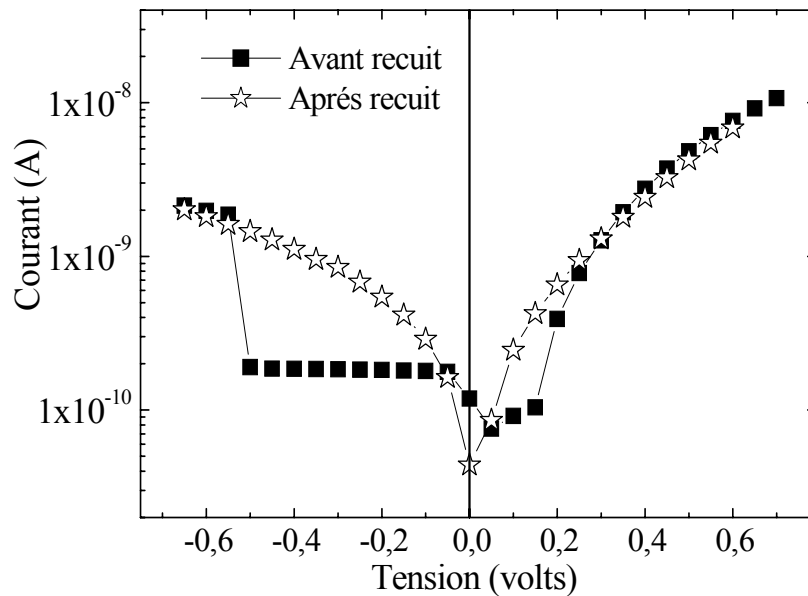


Figure D4 : Caractéristique I-V : Amélioration des contacts après recuit.

- **Troisième point :** Une comparaison des courbes sous vide et à air libre sur la figure D6 montre un écart entre les caractéristiques sous vide et à l'air avant recuit alors que cet écart disparaît après recuit. Une partie des molécules adsorbées sont donc probablement éliminées par le vide régnant dans l'enceinte de mesure lors du pompage secondaire modifiant ainsi les caractéristiques I-V avant recuit (Figure D6 (a)). Le recuit sous vide doit accentuer le nettoyage des couches. Ces dernières restant propres même lorsqu'elles sont de nouveau à l'air libre donnant, après recuit, des caractéristiques I-V à l'air libre identiques à celles sous vide (Figure D6 (b)).

Quant à la comparaison des caractéristiques I-V sous vide, avant et après recuit, elle fait l'objet d'une étude présentée dans la section suivante.

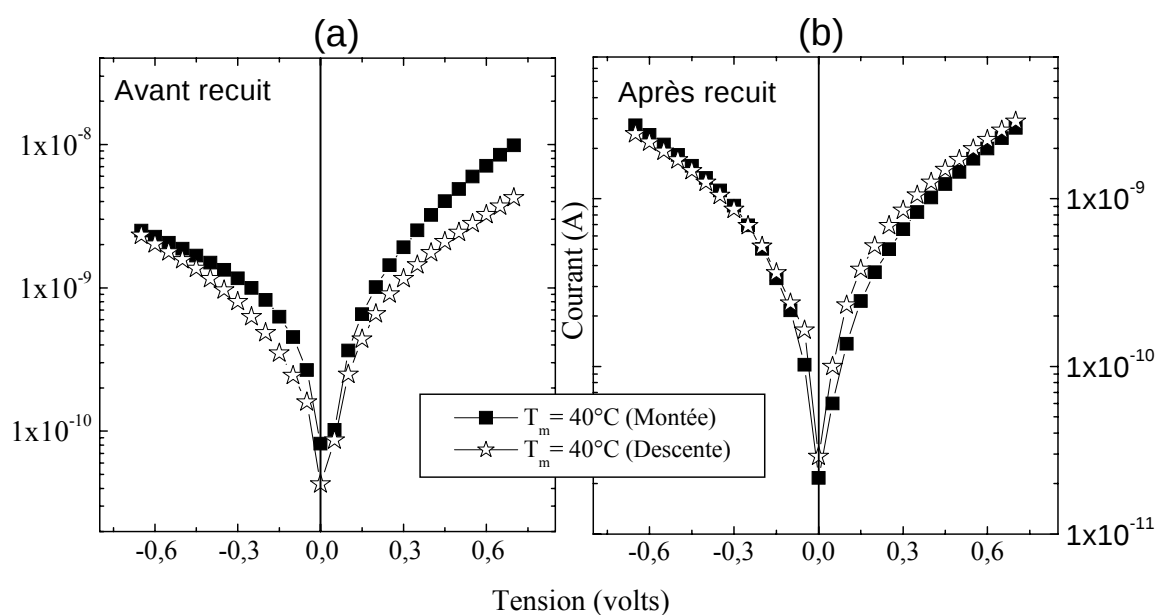


Figure D5 : La stabilité des caractéristiques I-V entre la montée et la descente avant et après recuit.

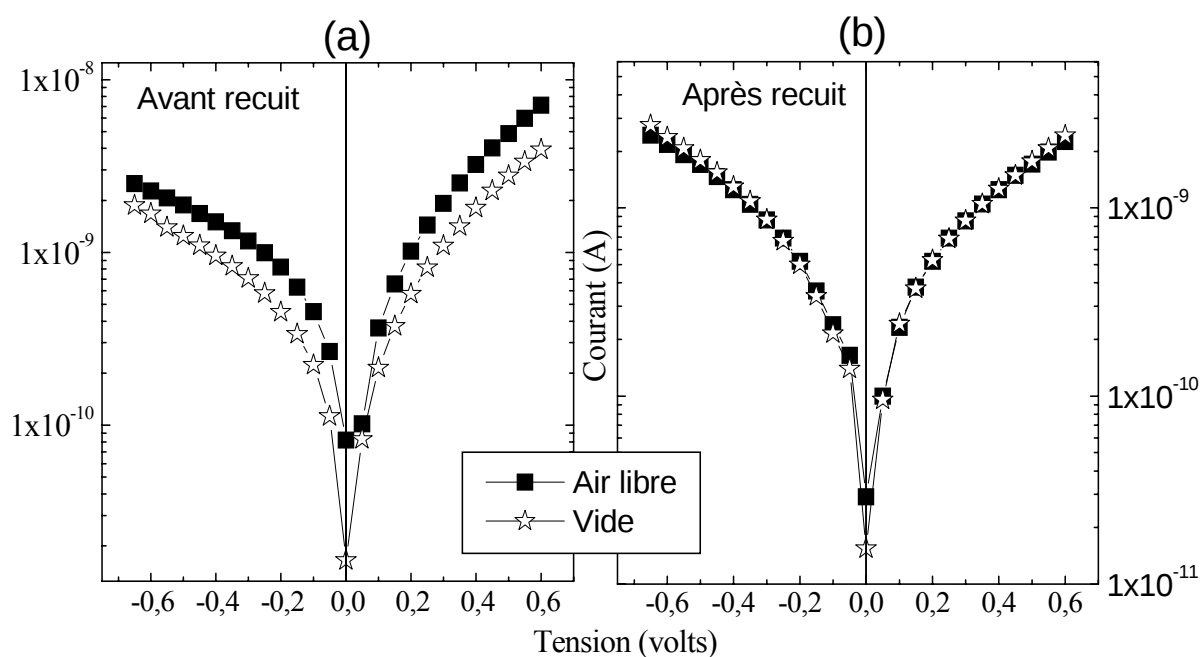


Figure D6 : Comparaisons entre les caractéristiques I-V à l'air libre et sous vide, à 40°C , avant et après recuit.

D.3 Effet du recuit sur les échantillons de a-Si:H déposés à différentes pressions d'hydrogène

Les échantillons du lot N°1 sont préparés à des pressions d'hydrogène variant de $6,5 \times 10^{-5}$ à 10^{-4} mbar, les autres paramètres étant maintenus constants (Tableau C1). La pression d'hydrogène est déterminante pour la qualité du matériau à travers sa concentration. Dans cette partie, nous présentons les caractéristiques I-V-T avant recuit, les paramètres que nous avons pu en tirer, puis l'effet du recuit sur ces paramètres. Le protocole suivi est résumé sur la figure D7. La détermination de la conductivité des couches passe par la connaissance de leur épaisseur. Cette dernière est déterminée par transmission optique.

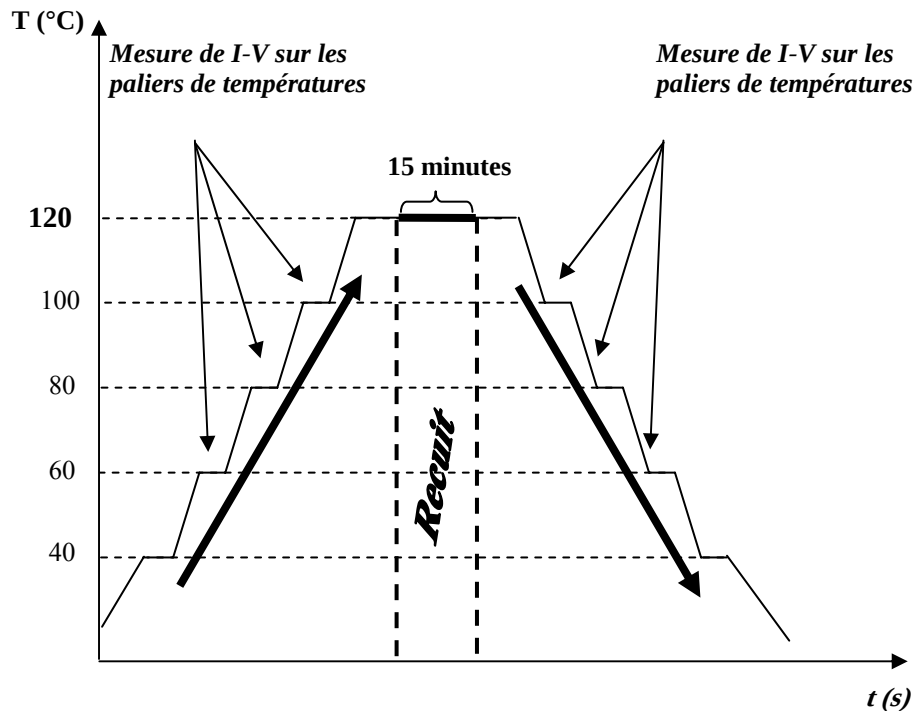


Figure D7: Protocole de mesure des caractéristiques I-V sur les paliers de température sous vide avant et après un recuit de 120°C pendant 15 minutes

D.3.1 Caractérisation des couches de a-Si:H déposées à différentes pressions d'hydrogène par mesure I-V-T avant recuit

❖ *Caractéristiques I-V à la température de mesure $T = 40^\circ\text{C}$*

Les caractéristiques I-V des échantillons du lot N°1 à la température $T = 40^\circ\text{C}$, sous vide et avant recuit pendant la montée, sont représentées en échelle linéaire et en échelle logarithmique sur la figure D8. Nous déterminons :

- Aux polarisations $V = \pm 0.5$ volts le facteur de redressement η défini par le rapport du courant direct sur le courant inverse à cette polarisation.
- Aux faibles polarisations directes, à partir du domaine linéaire de la courbe $\text{Log}(I) = f(V)$: le facteur d'idéalité n (Relation B.32) déterminé à partir de la pente et le courant de saturation I_s correspondant à l'ordonnée à l'origine.
- Dans la partie linéaire de la caractéristique I-V, c'est-à-dire au-delà de la tension de bande plate ($V > V_d$), où le courant est limité par la conduction à travers le volume du matériau, nous déterminons la valeur de la résistance série R_s à partir de l'inverse de la pente ($\Delta V / \Delta I$). La surface des plots d'or délimités par le masque utilisé, ainsi que l'épaisseur des couches de a-Si:H connues, la détermination de la conductivité σ de la couche se fait par la relation $\sigma = d / (S \times R_s)$.

Les caractéristiques I-V montrent sur la figure D8 qu'une augmentation de la pression d'hydrogène conduit à une augmentation des courants directs.

Le tableau D1 donne les paramètres caractérisant le contact à une température de mesure de $T = 40^\circ\text{C}$ avant recuit, et le tableau D2 ceux caractérisant le matériau.

Nous remarquons sur la figure D8 que ces échantillons présentent de faibles facteurs de redressements car les caractéristiques I-V présentent une faible dissymétrie. Le tableau D1 montre en effet que les facteurs de redressement ne dépassent pas la dizaine. D'autre part, le facteur d'idéalité est de l'ordre de deux (2), cela indique que les

phénomènes de recombinaison à l'interface ou dans la zone de charge d'espace sont importants, probablement du fait de la forte densité d'états.

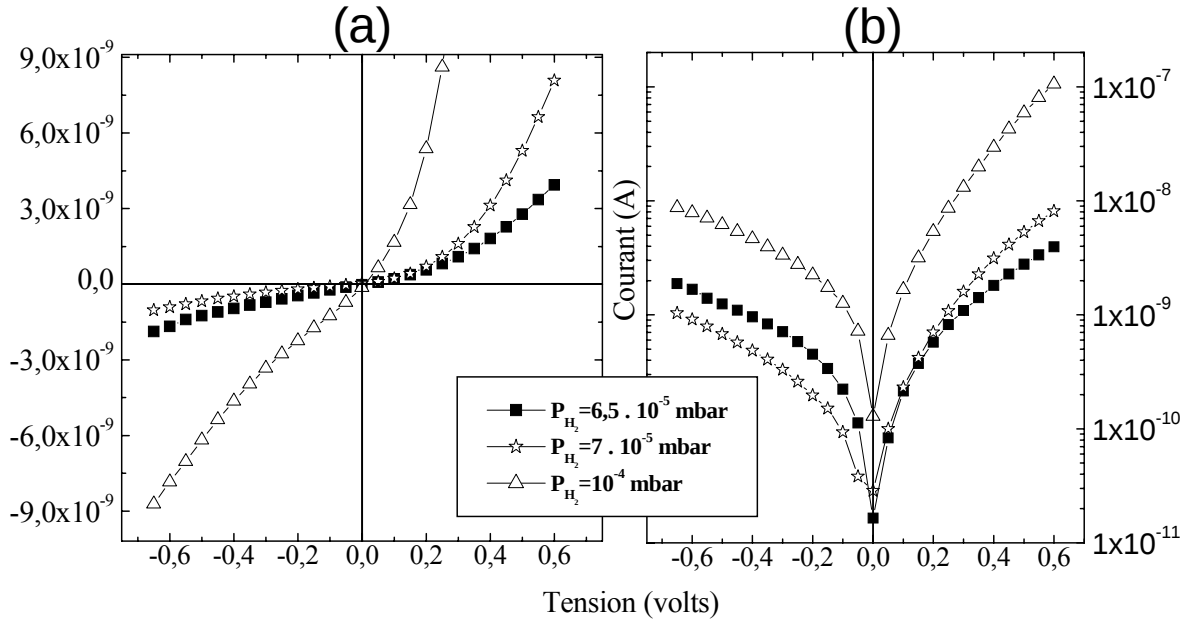


Figure D8 : Caractéristiques I-V des échantillons préparés à différentes pressions d'hydrogène, avant recuit.

(a) Représentation en échelle linéaire.

(b) Représentation en échelle logarithmique.

Quand la pression d'hydrogène augmente, nous constatons une petite amélioration des caractéristiques par l'augmentation de leur facteur de redressement. Cependant, une augmentation des courants de saturation.

Concernant les paramètres liés à la qualité du matériau lui-même, le tableau D2 montre une augmentation importante de la conductivité σ lorsque la pression d'hydrogène augmente. Ce résultat est couramment attribué à une diminution de la concentration de défauts dans le matériau et sa relaxation lors de l'incorporation d'hydrogène augmentant ainsi la mobilité des porteurs libres.

Échantillon	Pression de l'hydrogène P_{H_2} (mbar)	Facteur de redressement η	Facteur d'idéalité n	Courant de saturation I_s (A)
E190605	$6,5 \times 10^{-5}$	2	1,9	$3,3 \times 10^{-11}$
E200605	7×10^{-5}	8	2,5	$5,3 \times 10^{-11}$
E210605	10^{-4}	9	1,9	$2,6 \times 10^{-10}$

Tableau D1: Facteur de redressement η , Facteur d'idéalité n et courant de saturation I_s pour les échantillons déposés à différentes pressions d'hydrogène, à $T=40^\circ\text{C}$ avant recuit.

Échantillon	Pression de l'hydrogène P_{H_2} (mbar)	Epaisseur d (μm)	Résistance série R_s (Ω)	Conductivité σ ($\Omega^{-1} \text{m}^{-1}$)
E190605	$6,5 \times 10^{-5}$	1,24	$6,4 \times 10^{+7}$	$6,2 \times 10^{-9}$
E200605	7×10^{-5}	0,90	$3,5 \times 10^{+7}$	$8,3 \times 10^{-9}$
E210605	10^{-4}	0,93	$1,8 \times 10^{+6}$	$1,6 \times 10^{-7}$

Tableau D2: Résistance série R_s et Conductivité σ pour les échantillons déposés à différentes pressions d'hydrogène, à $T=40^\circ\text{C}$ avant recuit.

❖ Caractéristiques I-V en fonction de la température

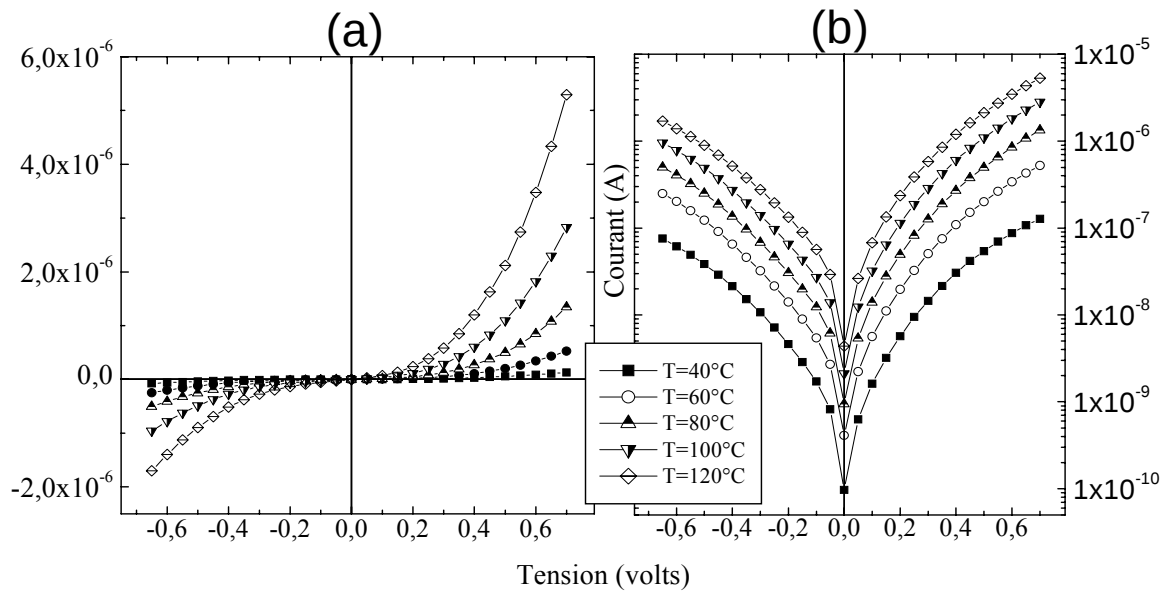


Figure D9 : Caractéristiques I-V en fonction de la température sous vide, avant recuit et durant la montée, pour $P_{H_2} = 6,5 \times 10^{-5}$ mbar.

(a) Représentation en échelle linéaire.

(b) Représentation en échelle logarithmique.

La figure D9 présente l'évolution, avant recuit, des caractéristiques I-V en fonction de la température, pour des températures allant de 40°C à 120°C. Tous les échantillons ont le même comportement sous l'effet de la température, c'est-à-dire une augmentation des courants directs et inverses. Cette augmentation est due à un phénomène de génération thermique de porteurs libres pour la partie directe. Pour la partie inverse, l'augmentation de la température provoque une augmentation du nombre de porteurs pouvant franchir la barrière de potentiel $q\phi_b$ [30].

L'exploitation des courbes I-V en fonction de la température permet de déterminer les paramètres habituels : le facteur d'idéalité n , la conductivité σ et le courant de saturation I_s . La variation des deux derniers paramètres en fonction de la température permet d'accéder à deux grandeurs importantes : l'énergie d'activation thermique de la conductivité E_a et la hauteur de barrière de potentiel $q\phi_b$.

□ Conductivité et énergie d'activation

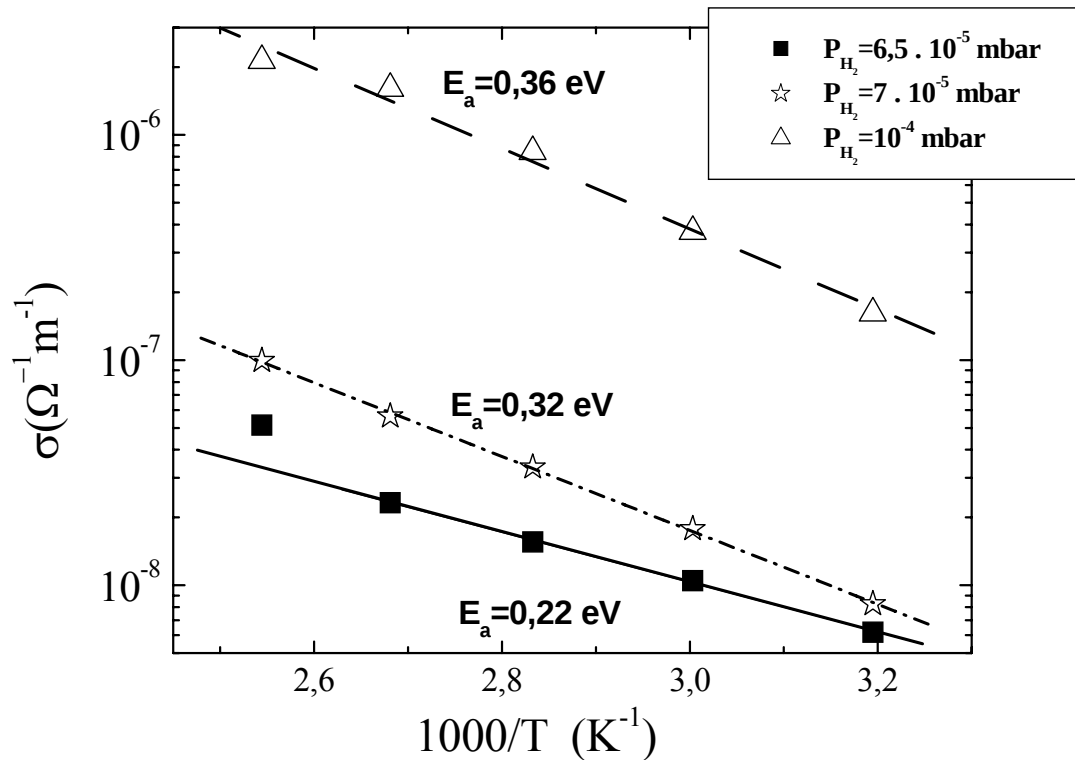


Figure D10 : Evolution de la conductivité en fonction de l'inverse de la température pour les échantillons déposés à différentes pressions d'hydrogène, avant recuit.

L'énergie d'activation E_a de la conductivité est une caractéristique importante du matériau. A partir de la relation $\sigma = \sigma_0 \exp - (E_a/kT)$, elle peut être déterminée dans le domaine des températures relativement hautes, à partir du tracé de la courbe $\text{Log}\sigma = f(1/T)$ dont la pente est proportionnelle à E_a .

Sur la figure D10 sont présentées les évolutions des courbes $\text{Log } \sigma = f(1000/T)$ ainsi que l'énergie d'activation E_a de la conductivité pour les trois échantillons étudiés. La conductivité σ est thermiquement activée : les courbes $\text{Log } \sigma = f(1000/T)$ sont linéaires.

La figure D10 met en évidence une augmentation de la conductivité électrique σ ainsi que celle de son énergie d'activation thermique avec l'augmentation de la pression d'hydrogène.

- L'augmentation de la conductivité avec la pression d'hydrogène est un phénomène bien connu dans le silicium amorphe hydrogéné et est souvent interprété par une diminution de la concentration de liaisons pendantes et la relaxation du matériau [20, 21], donc à une diminution de la quantité de défauts dans la couche.
- L'augmentation de l'énergie d'activation E_a avec la pression d'hydrogène pose un problème. En effet, elle est contradictoire avec l'augmentation de la conductivité à travers son expression théorique. Nous discuterons ce point dans le paragraphe **D.3.3**.

□ Courant de saturation et hauteur de barrière de potentiel

La hauteur de barrière de potentiel $q\phi_b$ est une caractéristique importante de la jonction. Plus elle est élevée et plus la jonction sera bloquante en inverse. Elle sera donc responsable d'une importante dissymétrie de la caractéristique I-V. Expérimentalement, elle peut être déterminée à partir de deux modèles limites :

- 1) À partir de la courbe $\text{Log}(I_s / T^2) = f(1000 / T)$ dans le cas du modèle de l'émission thermoïonique où la conduction est conditionnée par le passage des porteurs libres au-dessus de la barrière de potentiel que constitue la jonction.

2)- À partir de la courbe $\text{Log}(I_s) = f(1000/T)$ dans le cas du modèle de la diffusion où la conduction est conditionnée par la diffusion des porteurs libres par les défauts de la couche de a-Si:H. Pour cela nous avons tracé les courbes relatives à chaque échantillon dans les deux modèles de conduction

Nous pouvons voir sur la figure D11 une tendance linéaire des deux représentations ($\text{Log}(I_s) = f(1000/T)$ et $\text{Log}(I_s/T^2) = f(1000/T)$). Les valeurs de $q\phi_b$ obtenues dans les deux modèles diffèrent de quelques centièmes d'eV. Elles sont donc assez proches et surtout vont dans le même sens. Il est donc difficile d'opter pour l'un ou l'autre modèle.

Cependant plusieurs auteurs [13, 30, 31] ont considéré dans le cas du a-Si:H que le modèle de diffusion est plus représentatif que le modèle d'émission thermoionique du fait des nombreux défauts et de la faible mobilité des électrons dans ce matériau. En effet, dans le cas du a-Si:H, les porteurs libres ne diffusent pas uniquement à travers la zone de charge d'espace mais aussi à travers tout le matériau du fait du désordre régnant. Nous avons donc choisi de considérer dans le reste de notre étude le modèle de conduction par diffusion pour déterminer la hauteur de barrière de potentiel $q\phi_b$ de nos échantillons, le but étant essentiellement une étude comparative des dispositifs

Les valeurs obtenues de la hauteur de barrière de potentiel pour les trois échantillons dans le modèle de la diffusion montrent des valeurs comparables, avec une légère diminution lorsque la pression d'hydrogène augmente. Notons cependant que l'évolution de cette grandeur est plus sensible à l'homogénéité de la couche, de sa surface ainsi que de ses états d'interface que de la pression d'hydrogène. Quant au courant de saturation, il tend à augmenter avec la pression d'hydrogène.

Échantillon	Pression de l'hydrogène P_{H_2} (mbar)	Hauteur de barrière de potentiel $q\phi_b$ (eV)	Energie d'activation E_a (eV)	Tension de bande plate V_d (volts)
E190605	$6,5 \times 10^{-5}$	0,51	0,22	0,29
E200605	7×10^{-5}	0,49	0,32	0,17
E210605	10^{-4}	0,47	0,36	0,11

Tableau D3: Energie d'activation E_a , hauteur de barrière de potentiel $q\phi_b$ et tension de bande plate V_d pour les échantillons déposés à différentes pressions d'hydrogène, avant recuit.

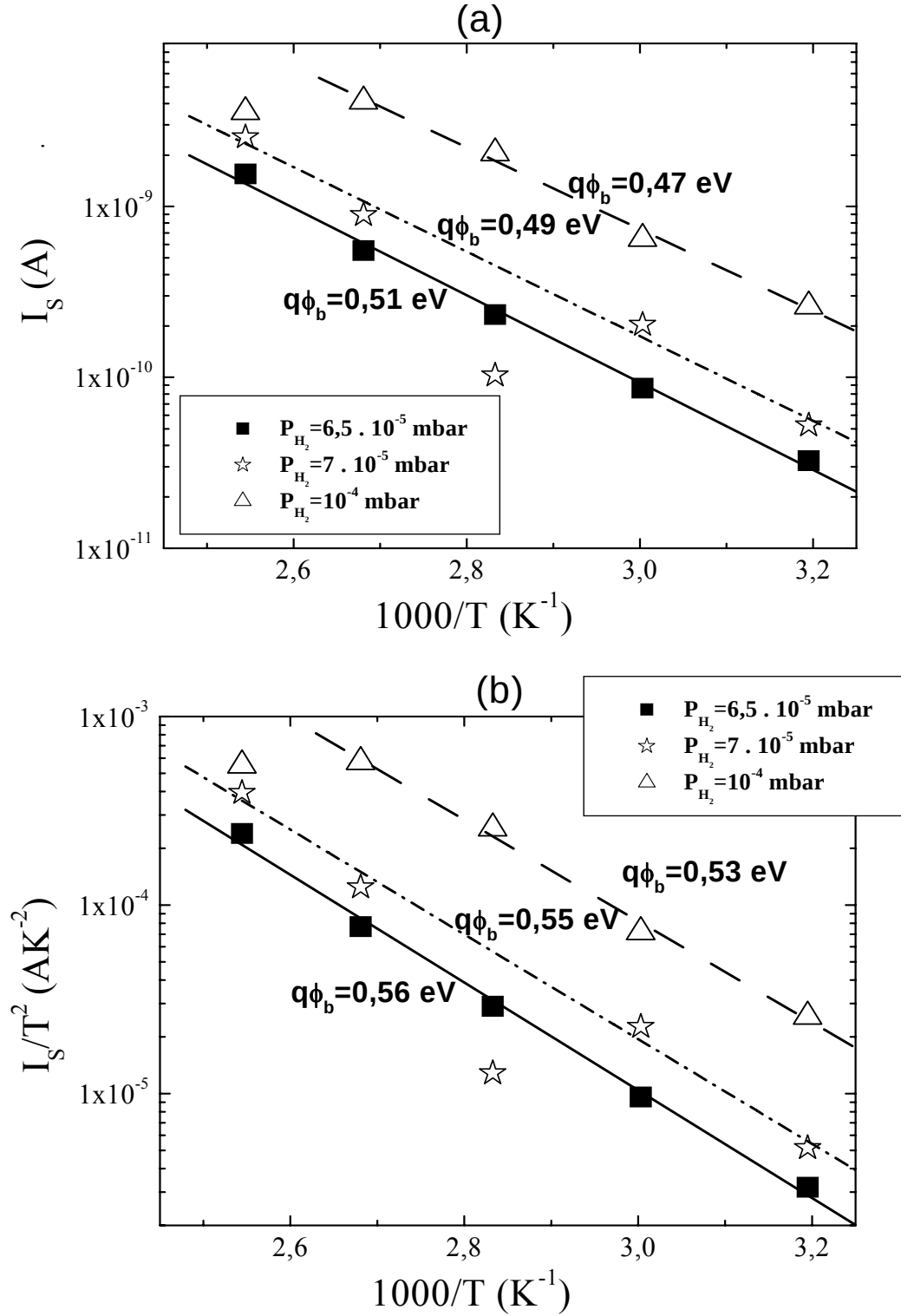


Figure D11 : Evolution du courant de saturation en fonction de l'inverse de la température pour les échantillons déposés à différentes pressions d'hydrogène, avant recuit.

(a) Dans le modèle de la diffusion.

(b) Dans le modèle de l'émission thermoionique.

Comme la hauteur de barrière $q\phi_b$ caractérise la barrière de potentiel côté métal, la hauteur de la barrière côté semi-conducteur est caractérisée à l'équilibre, par la courbure de bande du semi-conducteur qV_d , V_d est défini comme la tension de bande plate. Elle peut être évaluée expérimentalement à partir de la relation $qV_d = q\phi_b - E_a$. (Tableau D3). La hauteur de barrière $q\phi_b$ étant pratiquement constante quand la pression d'hydrogène augmente, la tension de bande plate évolue donc en sens opposé de l'énergie d'activation.

□ Facteur d'idéalité

La figure D12, présente l'évolution du facteur d'idéalité n en fonction de la température pour les trois échantillons avant recuit. En fonction de la concentration d'hydrogène, ces valeurs sont de même ordre de grandeur, sans tendance particulière, sur toute la gamme de température 40-120°C. Nous retrouvons le fait que les phénomènes de génération-recombinaison sont certainement importants car le facteur d'idéalité est voisin de 2.

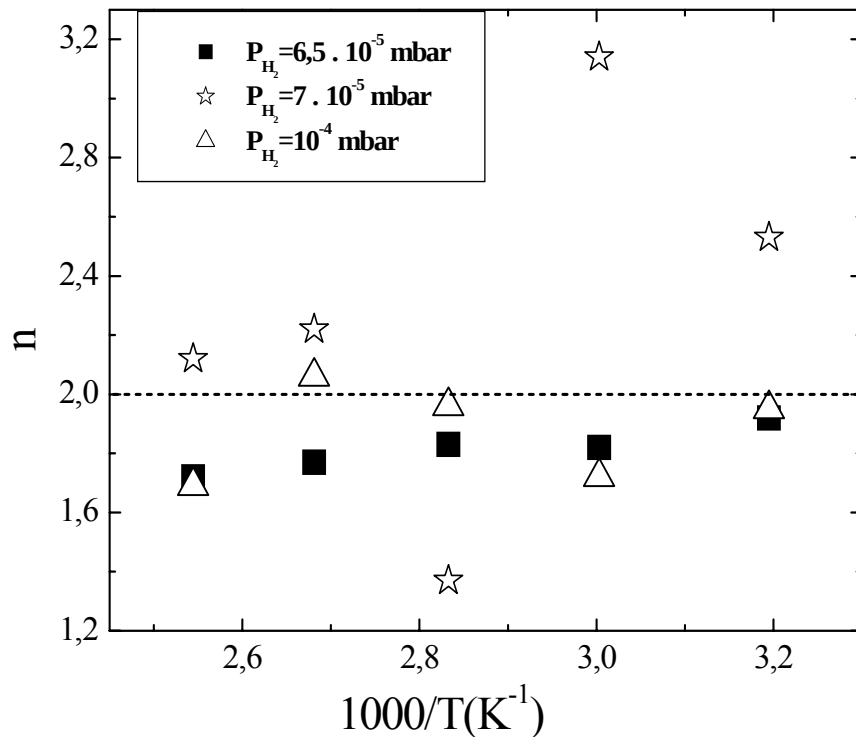


Figure D12: Evolution de facteur d'idéalité en fonction de l'inverse de la température pour les échantillons déposés à différentes pressions d'hydrogène, avant recuit.

D.3.2 Caractérisation des couches de a-Si:H déposées à différentes pressions d'hydrogène par mesure I-V-T, après recuit

L'effet d'un recuit thermique à la température $T_r = 120^\circ\text{C}$ pendant 15 minutes sur les caractéristiques I-V a été étudié avant et après recuit. Toutes les caractéristiques de cette étude ainsi que les suivantes, ont été effectuées sous vide.

❖ Caractéristiques I-V à la température de mesure $T = 40^\circ\text{C}$

Les caractéristiques I-V prises à $T = 40^\circ\text{C}$ après ce recuit, des échantillons préparés à différentes pressions d'hydrogène sont représentées sur la figure D13.

En fonction de la pression d'hydrogène les mêmes tendances observées avant le recuit sont observées (Tableaux D4 et D5) : Les courants direct, inverse et de saturation augmentent, ainsi que la conductivité.

D'autre part, ces paramètres restent du même ordre de grandeur comparativement à avant recuit malgré une légère diminution du courant direct et une faible augmentation du courant inverse dans les caractéristiques I-V à 40°C (Figure D14).

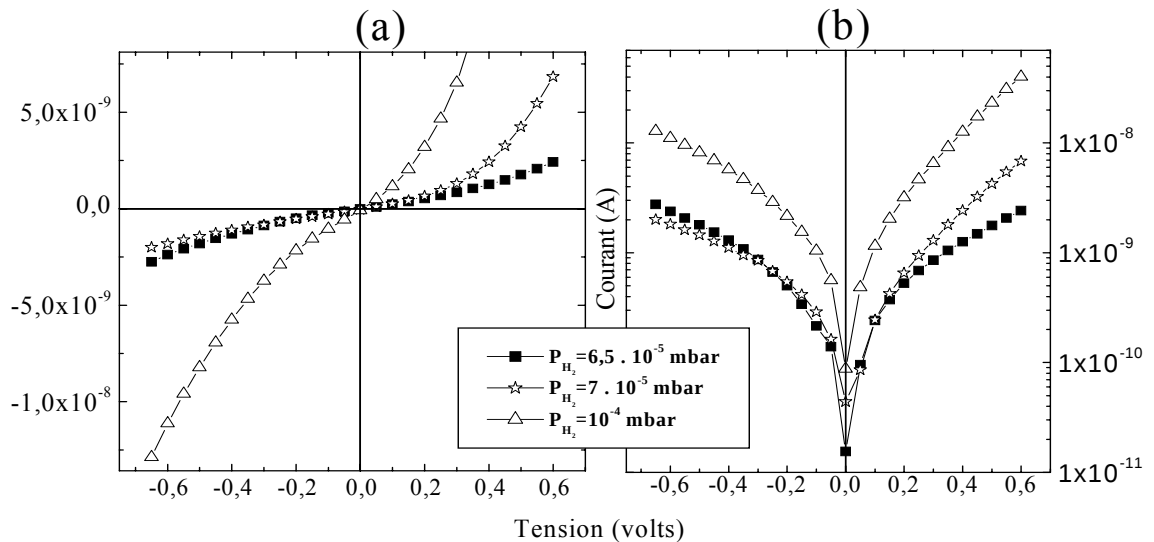


Figure D13 : Caractéristiques I-V des échantillons déposés à différentes pressions d'hydrogène, après recuit, à $T=40^\circ\text{C}$.

(a) Représentation en échelle linéaire.

(b) Représentation en échelle logarithmique.

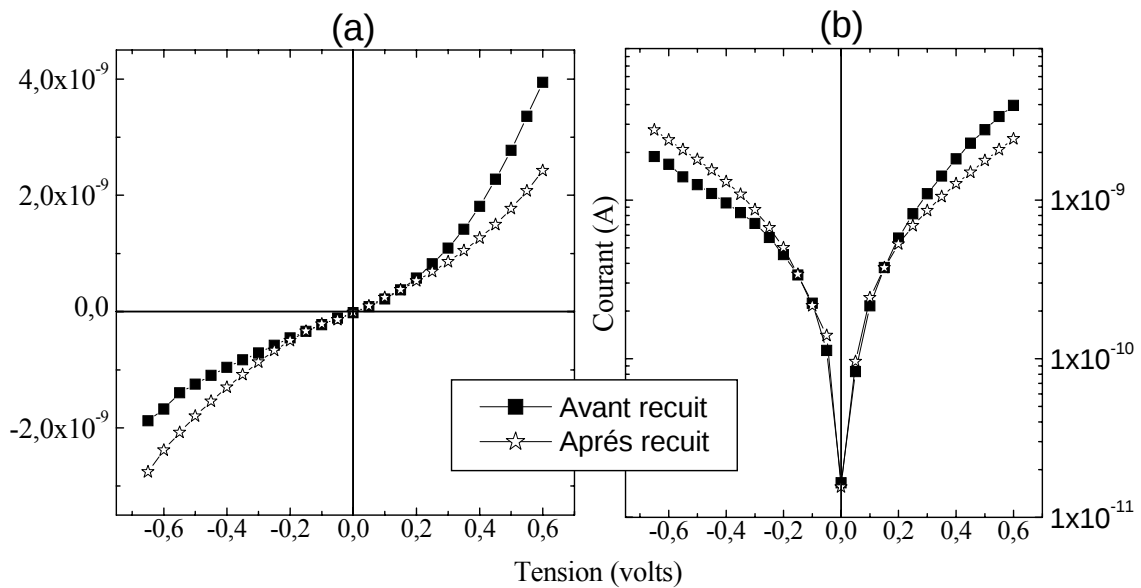


Figure D14 : Comparaisons des caractéristiques I-V avant et après recuit.

(a) Représentation en échelle linéaire.

(b) Représentation en échelle logarithmique.

Échantillon	Pression de l'hydrogène P_{H_2} (mbar)	Facteur de redressement η		Facteur d'idéalité n		Courant de saturation I_s (A)	
		Avant recuit	Après recuit	Avant recuit	Après recuit	Avant recuit	Après recuit
E190605	$6,5 \times 10^{-5}$	2	1	1,9	1,8	$3,3 \times 10^{-11}$	$3,4 \times 10^{-11}$
E200605	7×10^{-5}	8	3	2,5	2	$5,3 \times 10^{-11}$	$3,8 \times 10^{-11}$
E210605	10^{-4}	9	3	1,9	2	$2,6 \times 10^{-10}$	2×10^{-10}

Tableau D4: Facteur de redressement η , Facteur d'idéalité n et courant de saturation I_s pour les échantillons déposés à différentes pressions d'hydrogène, à $T=40^\circ\text{C}$ avant et après recuit.

Échantillon	Pression de l'hydrogène P_{H_2} (mbar)	Épaisseur d (μm)	Résistance série R_s (Ω)		Conductivité σ ($\Omega^{-1} \text{m}^{-1}$)	
			Avant recuit	Après recuit	Avant recuit	Après recuit
E190605	$6,5 \times 10^{-5}$	1,24	$6,4 \times 10^{+7}$	$1,2 \times 10^{+8}$	$6,2 \times 10^{-9}$	$3,2 \times 10^{-9}$
E200605	7×10^{-5}	0,9	$3,5 \times 10^{+7}$	$3,2 \times 10^{+7}$	$8,3 \times 10^{-9}$	9×10^{-9}
E210605	10^{-4}	0,93	$1,8 \times 10^{+6}$	$4,6 \times 10^{+6}$	$1,6 \times 10^{-7}$	$6,4 \times 10^{-8}$

Tableau D5: Résistance série R_s et Conductivité σ pour les échantillons déposés à différentes pressions d'hydrogène, à $T=40^\circ\text{C}$ avant et après recuit.

❖ Caractéristiques I-V en fonction de la température

Sur la figure D15, nous présentons les caractéristiques courant-tension en fonction de la température après recuit. Nous retrouvons le fait que les courants direct et inverse augmentent au fur et à mesure que la température augmente. Cette augmentation de la partie directe est donc due à un phénomène de génération thermique de porteurs. En inverse, il s'agit d'une activation thermique des porteurs par-dessus la barrière $q\phi_b$ [30].

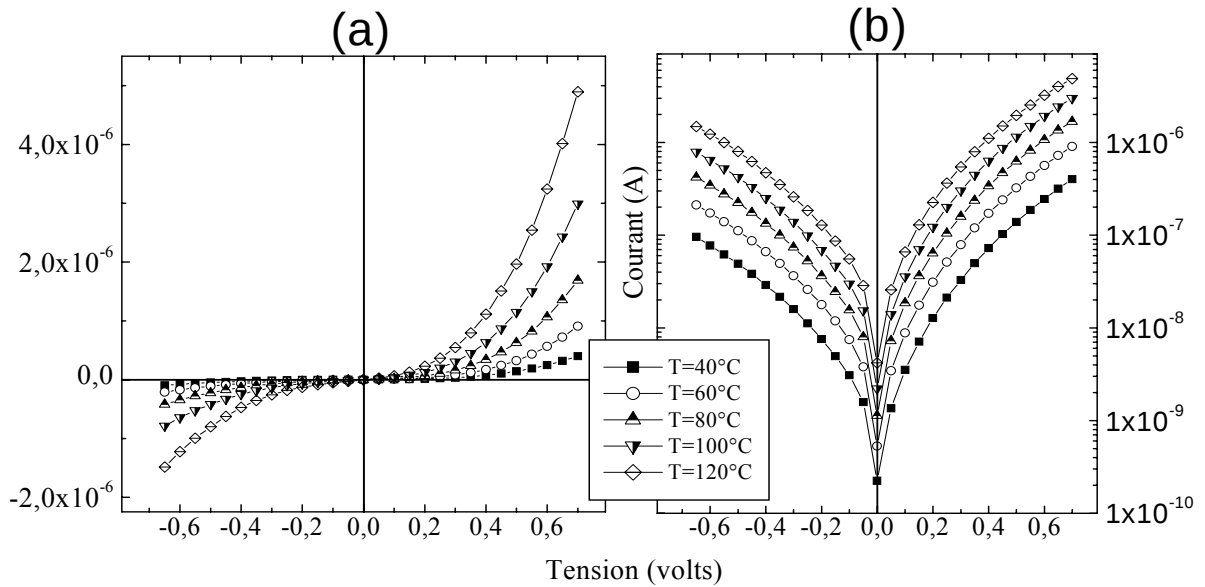


Figure D15: Caractéristiques I-V en fonction de la température après recuit, pour $P_{H_2} = 6,5 \times 10^{-5}$ mbar.

(a) Représentation en échelle linéaire.

(b) Représentation en échelle logarithmique.

□ Conductivité et énergie d'activation

La figure D16, montre que les courbes σ en fonction de $(1000/T)$ sont linéaires. La conductivité σ est donc bien thermiquement activée. Même après recuit la conductivité électrique σ ainsi que son énergie d'activation thermique E_a tendent à augmenter avec la pression d'hydrogène. Une comparaison de ces valeurs avant et après recuit montre que leur variation reste faible (Tableau D6).

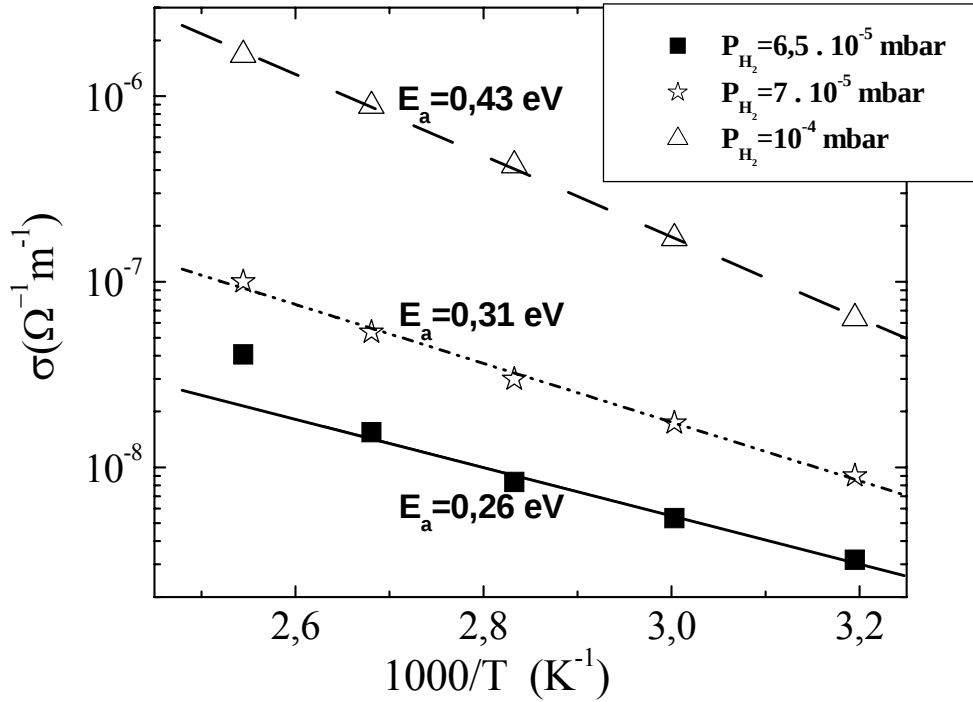


Figure D16 : Evolution de la conductivité en fonction de l'inverse de la température pour les échantillons déposés à différentes pressions d'hydrogène, après recuit.

□ Courant de saturation et hauteur de barrière de potentiel

La linéarité des courbes I_s en fonction de $(1000/T)$ sur la figure D17 prouve bien que le courant de saturation est thermiquement activé et tend à augmenter avec la pression d'hydrogène.

Les valeurs obtenues de la hauteur de barrière de potentiel pour les trois échantillons après recuit sont comparables, sans tendance particulière (Tableau D6). Nous retrouvons donc le fait que la hauteur de la barrière $q\phi_b$ est plus sensible à l'état de surface qu'à la qualité de la couche via la pression d'hydrogène.

L'augmentation de l'énergie d'activation E_a après recuit (Tableau D6) conduit à une diminution de la tension de bande plate V_d . Les faibles valeurs de cette dernière sont dues au faible redressement des dispositifs, la rendant quelquefois incalculable.

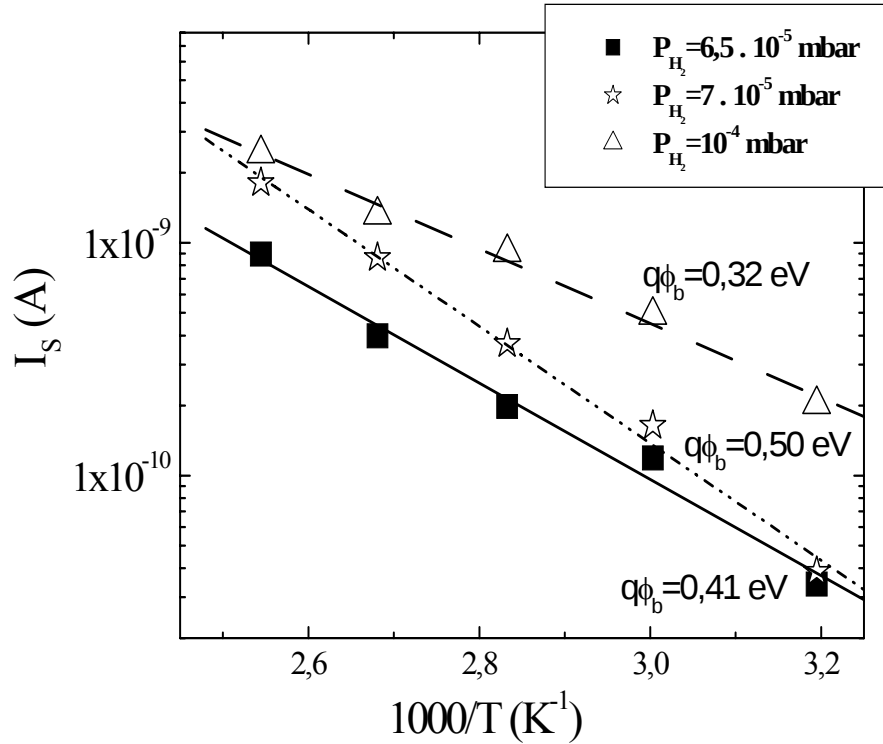


Figure D17 : Evolution du courant de saturation en fonction de l'inverse de la température pour les échantillons déposés à différentes pressions d'hydrogène, après recuit, dans le modèle de la diffusion.

Échantillons	Pression de l'Hydrogène P_{H_2} (mbar)	Hauteur de barrière de potentiel $q\phi_b$ (eV)		Energie d'activation E_a (eV)		Tension de bande plate V_d (volts)	
		Avant recuit	Après recuit	Avant recuit	Après recuit	Avant recuit	Après recuit
E190605	$6,5 \times 10^{-5}$	0,51	0,41	0,22	0,26	0,29	0,15
E200605	7×10^{-5}	0,49	0,50	0,32	0,31	0,17	0,19
E210605	10^{-4}	0,47	0,32	0,36	0,43	0,11	/

Tableau D6: Energie d'activation E_a , hauteur de barrière de potentiel $q\phi_b$ et tension de bande plate V_d pour les échantillons déposés à différentes pressions d'hydrogène, avant et après recuit.

□ Facteur d'idéalité

La figure D18 montre l'évolution du facteur d'idéalité n en fonction de l'inverse de la température pour les échantillons après recuit. Les échantillons de ce lot ont tous des facteurs d'idéalité du même ordre de grandeur, et ce sur toute la gamme de

température 40-120°C. Ce facteur, voisin de 2, indique un phénomène de génération-recombinaison important. Il ne s'est pas amélioré après recuit.

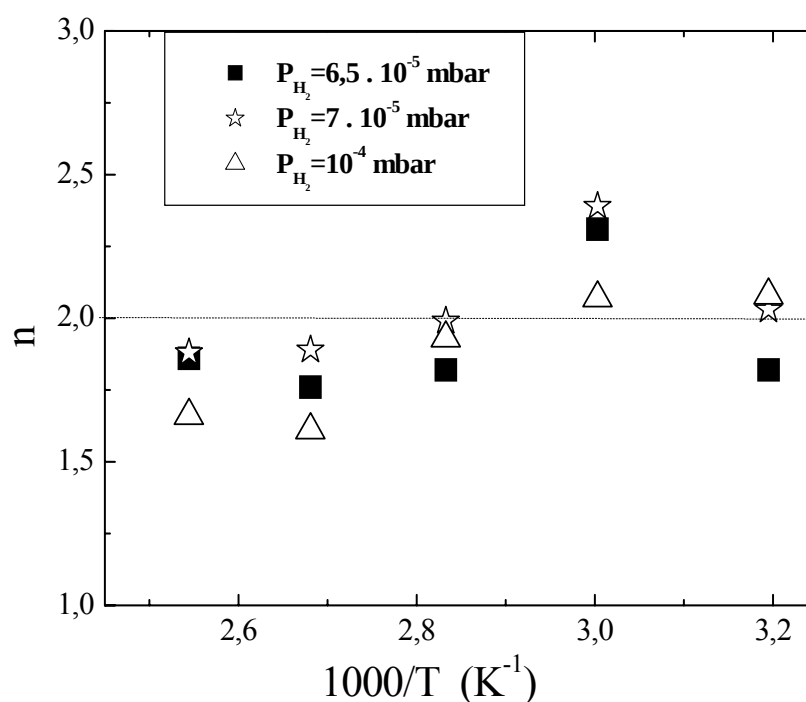


Figure D18: Evolution de facteur d'idéalité en fonction de l'inverse de la température pour les échantillons déposés à différentes pressions d'hydrogène, après recuit.

D.3.3 Discussion et conclusion

Les résultats obtenus montrent qu'un recuit à 120°C appliqué pendant 15 mn sous vide, a eu sur nos échantillons les effets suivants :

- Permettre aux contacts de sécher
- Un nettoyage des couches, probablement par une désorption des molécules adsorbées (eau, oxygène, etc.)
- En fonction de la pression d'hydrogène :
 - Nous avons retrouvé le fait que les courants direct, inverse et de saturation tendent à augmenter quand la pression d'hydrogène augmente, de même que la conductivité. Ce résultat est rapporté par l'ensemble des études menées sur ce matériau

et est généralement interprété par une diminution de la concentration de liaisons pendantes et la relaxation du matériau.

– L’augmentation de l’énergie d’activation (parallèlement à celle de la conductivité) lorsque la pression d’hydrogène augmente, pose problème car elle est en contradiction avec le modèle de conduction proposé et couramment admis. La validité de sa détermination se pose. Rappelons que la conductivité de la couche est déterminée à partir de la région linéaire de la caractéristique I-V. Une incertitude sur sa détermination peut exister si cette région est peu étendue. Néanmoins, son ordre de grandeur reste respecté. Les valeurs obtenues sont d’ailleurs conformes à celles généralement rencontrées dans la littérature [20, 21].

La détermination de l’énergie d’activation de la conductivité pose par contre le problème du domaine de température dans lequel le modèle théorique est valide : à savoir, le domaine de conduction des porteurs de charge par les états étendus. Il semblerait donc que le domaine de température de nos mesures ne soit pas suffisamment dans les hautes températures pour que ce modèle soit valable, et ce, malgré la linéarité des courbes $\text{Log}(\sigma) = f(1000/T)$. Ces énergies d’activation sont donc très entachées d’erreurs. Ceci rend hasardeuse leurs comparaisons pour différents matériaux. Cependant, si elles sont déterminées dans la même plage de température, leur évolution pour un même matériau, en fonction des recuits subis par exemple, reste tout à fait valable et renseigne sur l’évolution de la qualité du matériau. En effet, à travers l’étude précédente, et pour toutes celles qui ont suivi, une bonne corrélation a été obtenue entre l’évolution de la conductivité et de l’énergie d’activation pour un même échantillon, en fonction des recuits subis.

- Nous avons retrouvé d’autre part, que la hauteur de barrière de potentiel $q\phi_b$ ne dépend que très faiblement aussi bien de la pression d’hydrogène que du recuit. En fait, elle dépend surtout de l’homogénéité de la couche, de la surface sur laquelle est déposé le plot d’or ainsi que des états d’interfaces.

- L’effet du recuit se manifeste à travers une légère modification des caractéristiques I-V par une augmentation du courant inverse et une diminution du courant direct. Son effet sur les paramètres tirés de ces caractéristiques a été assez faible sur tous les paramètres étudiés.

● Le résultat le plus important de cette étude est que l'application de ce recuit à 120°C (inférieur à la température de dépôt $T_d=150^\circ\text{C}$), sous vide, a permis de définir un état de référence du dispositif. En effet, après les modifications occasionnées par le recuit, les caractéristiques mesurées ont été parfaitement reproductibles. Les raisons en sont probablement le séchage des contacts, le dégazage des couches, mais pas uniquement. En effet, il est connu que dans ces matériaux désordonnés, une exposition prolongée à la lumière est responsable d'une création de défauts métastables supplémentaires (effet Staebler-Wronski [36]). Ces défauts ont pu être occasionnés dans nos couches par le fait que les échantillons une fois préparés, ne sont pas forcément rangés sous obscurité. Ces défauts peuvent être supprimés par l'application d'un recuit adéquat. Ce dernier est efficace lorsque les caractéristiques deviennent reproductibles. C'est le cas ici pour le recuit à 120°C. On en conclut donc que ce recuit est indispensable avant toute mesure.

Après avoir étudié l'effet du recuit à 120°C, nous allons dans la suite de ce chapitre étudier l'effet de la température de recuit sur un deuxième lot d'échantillons préparés à différentes polarisation du porte-substrats.

D.4 Effet du recuit sur les échantillons de a-Si:H déposés pour différentes polarisations du porte-substrats

Nous allons étudier dans cette partie l'influence de plusieurs recuits à différentes températures effectués sur des échantillons déposés pour trois polarisations du porte-substrats (V_{P-S}) durant la phase de dépôt des couches. L'intérêt de déposer des couches en présence de cette polarisation du porte-substrats a été montré dans une récente étude réalisée au sein du laboratoire [24]. Les couches de a-Si:H étaient déposées auparavant avec un porte-substrats en flottant [21, 22]. L'étude en question a établie que plus la polarisation du porte-substrats est négative moins les couches obtenues sont contaminées par de l'oxygène.

L'influence des recuits thermiques est observée sur les caractéristiques I-V pour les polarisations $V_{P-S}= +50$ volts, $V_{P-S}= -100$ volts et $V_{P-S}= -200$ volts. Le protocole utilisé lors de cette étude est présenté sur la figure D19. Toutes les caractéristiques ont été prises sous vide.

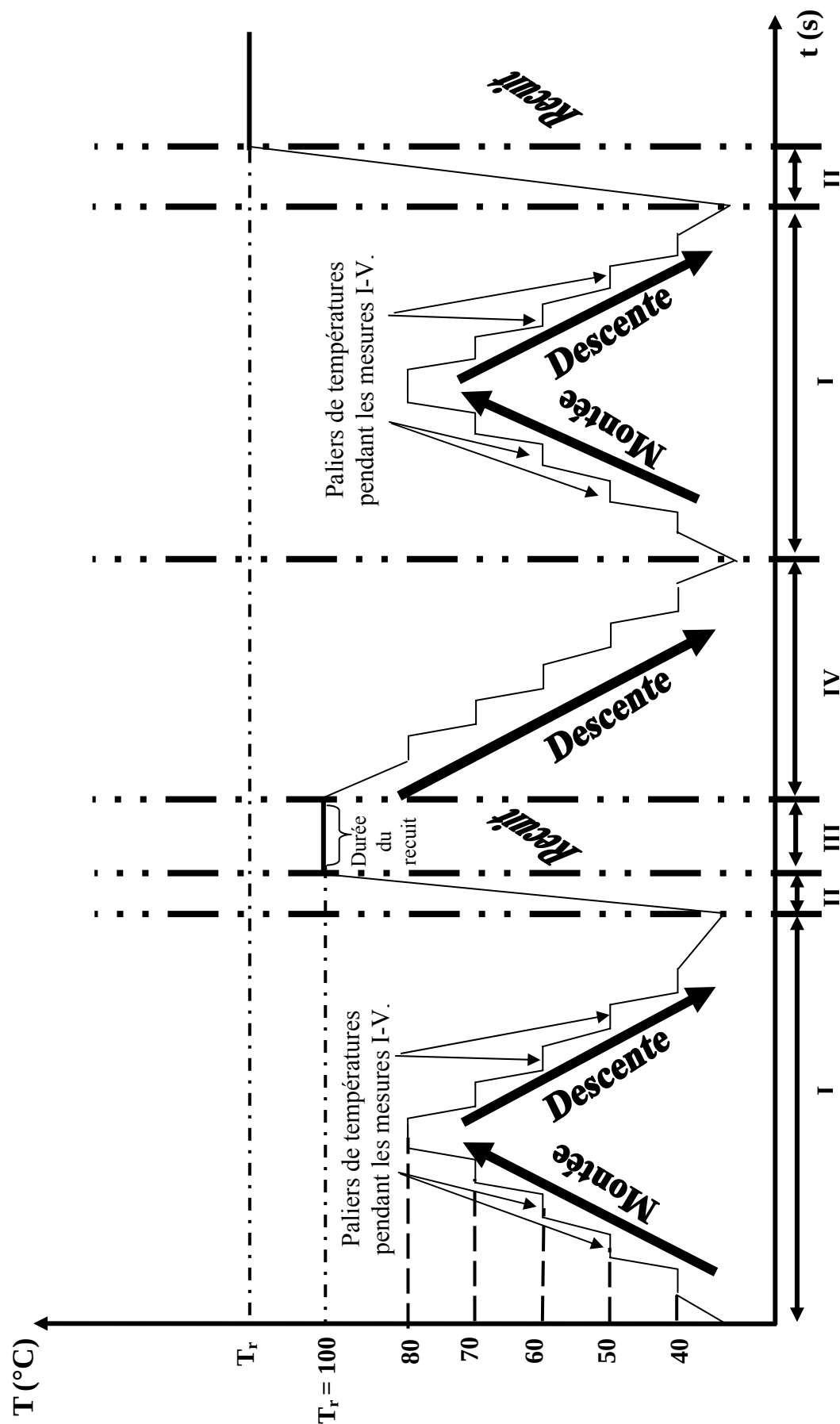


Figure D19 : Protocole de mesure des caractéristiques I-V sous vide pour les échantillons déposés à différentes polarisations du porte-substrats, avant et après recuit.

D.4.1 Caractérisation des couches de a-Si:H par mesure I-V-T avant recuit

❖ *Caractéristiques I-V à la température de mesure $T = 40^\circ\text{C}$*

Par soucis de reproductibilité, les caractéristiques I-V étudiées sont toutes prises durant la phase (I) de montée en température. Les caractéristiques I-V à température $T = 40^\circ\text{C}$ avant recuit des trois échantillons sont représentées en échelle linéaire et en échelle logarithmique sur la figure D20.

Les trois échantillons étudiés montrent des comportements similaires, nous pouvons voir par exemple que le contact est peu redresseur. D'autre part, aux faibles polarisations directes, un comportement exponentiel traduit l'effet de la jonction (Figure D20 (b)).

D'autre part, on voit sur la figure D20 (a) que la contribution du volume de l'échantillon, se traduisant par le comportement linéaire des caractéristiques I-V aux fortes polarisations directes ($V > V_d$) (régime ohmique en échelle linéaire), est assez réduit. Ceci est probablement dû à la faible épaisseur des couches étudiées qui est voisines de $0,5\ \mu\text{m}$ alors que pour le lot N°1 cette épaisseur est pratiquement double ou plus.

L'exploitation des courbes I-V permet de déterminer les paramètres caractérisant la jonction : facteur de redressement η , facteur d'idéalité n , courant de saturation I_s (Tableau D7), et ceux caractérisant le matériau comme la résistance série R_s (Tableau D8). La conductivité σ a pu être déterminée, l'épaisseur des couches étant évalués par transmission optique.

Le tableau D7 confirme que les trois échantillons présentent de faibles facteurs de redressement. Cela peut être expliqué par la présence d'un fort courant inverse probablement dû à une forte densité d'états de surface. D'autre part, une légère diminution du courant de saturation peut être observée pour les polarisations les plus négatives du porte-substrats, à relier avec la diminution de la conductivité (Tableau D8).

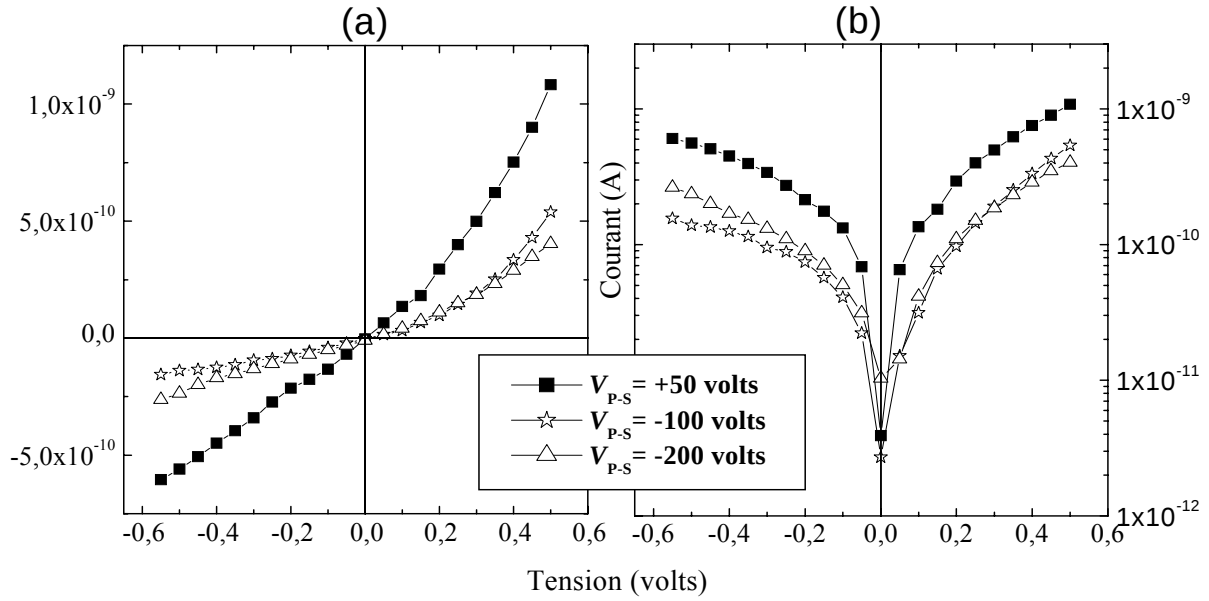


Figure D20 : Caractéristiques I-V des échantillons du lot N°2 à $T_m = 40^\circ\text{C}$, avant recuit, pour différentes polarisations du porte-substrats.

(a) Représentation en échelle linéaire.

(b) Représentation en échelle logarithmique.

Échantillon	Polarisation du porte-substrats V_{P-S} (volts)	Facteur de redressement η	Facteur d'idéalité n	Courant de saturation I_s (A)
E080105	+50	2	4,8	$5,6 \times 10^{-11}$
E030105	-100	4	2,5	$7,4 \times 10^{-12}$
E130105	-200	2	3	$2,1 \times 10^{-12}$

Tableau D7: Facteur de redressement η , facteur d'idéalité n et courant de saturation I_s pour les échantillons déposés à différentes polarisations du porte-substrats, à $T = 40^\circ\text{C}$ avant recuit.

Échantillon	Polarisation du porte-substrats V_{P-S} (volts)	Epaisseur d (μm)	Résistance série R_s (Ω)	Conductivité σ ($\Omega^{-1} \text{m}^{-1}$)
E080105	+50	0.559	$3 \times 10^{+8}$	$5,9 \times 10^{-10}$
E030105	-100	0.505	$4,9 \times 10^{+8}$	$3,3 \times 10^{-10}$
E130105	-200	0.539	$8,7 \times 10^{+8}$	2×10^{-10}

Tableau D8 : Résistance série R_s et conductivité σ pour les échantillons déposés à différentes polarisations du porte-substrats, à $T = 40^\circ\text{C}$ avant recuit.

❖ Caractéristiques I-V en fonction de la température

La figure D21 présente l'évolution, avant recuit, des caractéristiques I-V en fonction de la température, pour des températures allant de 40 à 80 °C. L'ensemble des échantillons de ce lot ont le même comportement, c'est-à-dire une augmentation des courants directs et inverses sous l'effet de l'augmentation de la température. Cette augmentation est certainement due à une génération thermique de porteurs libres pour la partie directe et à une activation des porteurs par-dessus la barrière $q\phi_b$ pour la partie inverse [30].

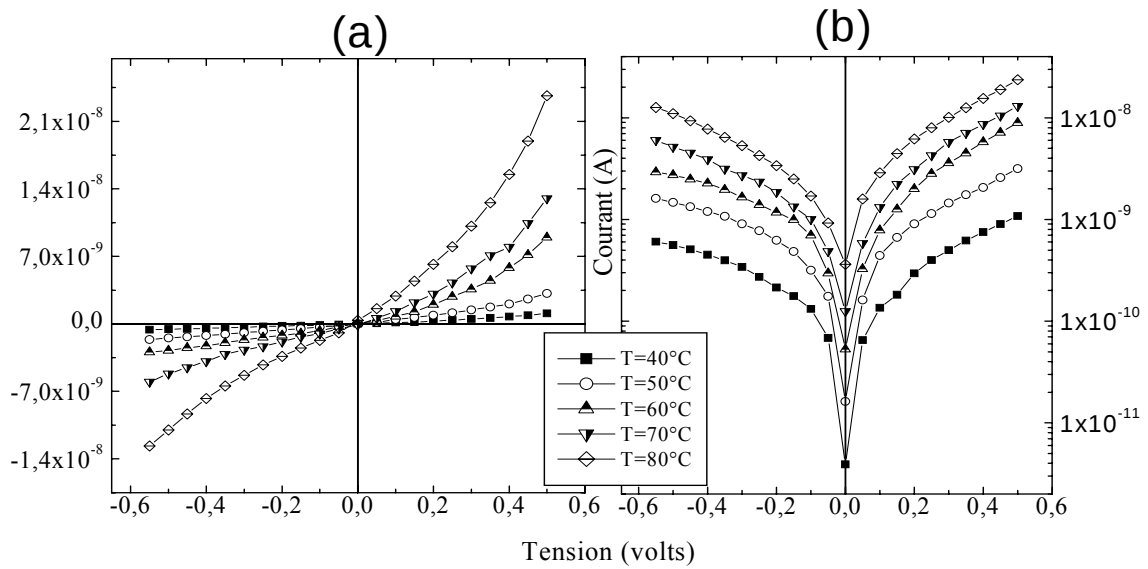


Figure D21 : Caractéristique I-V en fonction de la température avant recuit, pour $V_{P-S} = +50$ volts .

(a) Représentation en échelle linéaire

(b) Représentation en échelle logarithmique.

□ Conductivité et énergie d'activation

Sur la figure D22 sont présentées les évolutions des courbes $\text{Log } \sigma = f(1000/T)$. la variation linéaire est caractéristique d'un mécanisme de conduction thermiquement activée. Nous retrouvons que la conductivité diminue quand la polarisation du porte-substrats devient plus négative.

Le tableau D9 montre une diminution de l'énergie d'activation de la conductivité quand V_{p-s} devient plus négative. Ainsi, l'échantillon déposé sous polarisation de -200 volts présente une énergie d'activation E_a plus faible que les deux autres échantillons.

Notons que les valeurs de l'énergie d'activation obtenues doivent être prises avec précaution car les zones de linéarité des caractéristiques I-V ($V > V_d$) sont assez réduites.

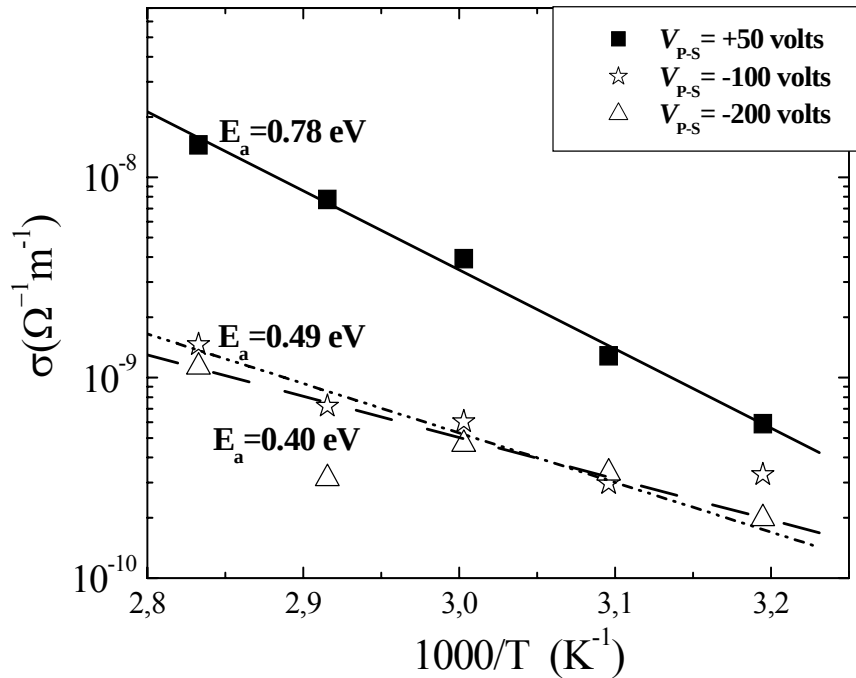


Figure D22 : Evolution de la conductivité en fonction de l'inverse de la température pour les échantillons déposés à différentes polarisations du porte-substrats, avant recuit.

□ Courant de saturation et hauteur de barrière de potentiel

Sur la figure D23 sont présentées les évolutions des courbes $\text{Log } I_s = f(1000/T)$ dans le modèle de la diffusion. Nous pouvons voir tout d'abord, que le courant de saturation I_s (comme la conductivité) diminue quand la polarisation du porte-substrats devient plus négative. D'autre part, il augmente avec la température. Les courbes $\text{Log } I_s = f(1000/T)$ ont une tendance linéaire bien qu'elles soient assez irrégulières. Les hauteurs de barrière déterminées par ajustement linéaire de ces courbes sont représentées dans le tableau D9. Notons qu'elles sont probablement fortement entachées

d'erreurs. Nous pensons que ce manque de précision sur la hauteur de barrière est fortement corrélé à la présence d'une importante rugosité de la surface.

La forte imprécision sur la hauteur de barrière $q\phi_b$ d'une part, ainsi que celle concernant l'énergie d'activation de la conductivité $E_a = E_C - E_F$ résultant de l'étroitesse de la zone de neutralité (Faible épaisseur des couches) d'autre part, rendent peu fiables les valeurs de la tension de bande plate V_d de la jonction (Tableau D9) d'autant plus que le dispositif est assez peu redresseur.

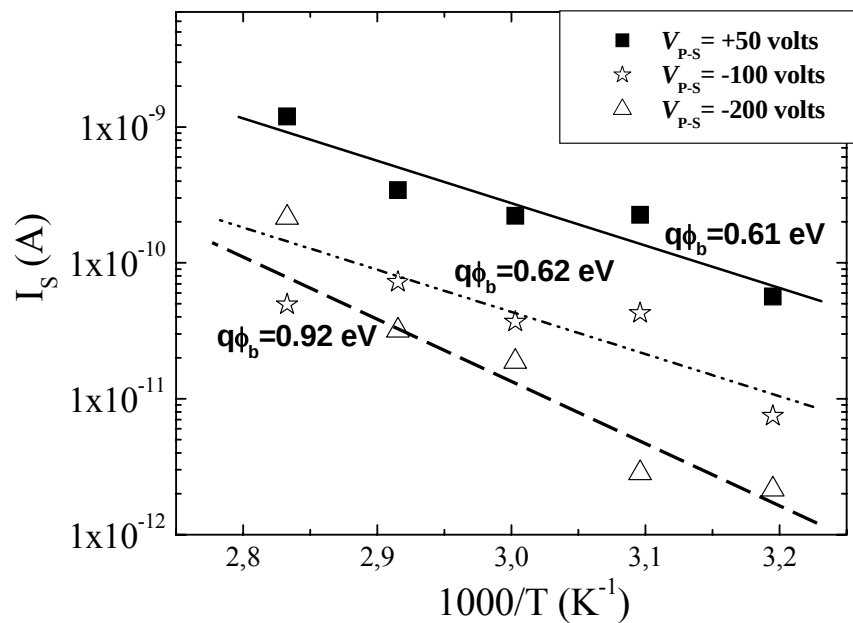


Figure D23 : Evolution du courant de saturation en fonction de l'inverse de la température pour les échantillons déposés à différentes polarisations du porte-substrats, avant recuit.

Échantillon	Polarisation du porte-substrats V_{P-S} (volts)	Hauteur de barrière de potentiel $q\phi_b$ (eV)	Energie d'activation E_a (eV)	Tension de bande plate V_d (volts)
E080105	+50	0,61	0,78	/
E030105	-100	0,62	0,49	0,13
E130105	-200	0,92	0,40	0,52

Tableau 9 : Energie d'activation E_a , hauteur de barrière de potentiel $q\phi_b$ et tension de bande plate V_d des échantillons déposés à différentes polarisations du porte-substrats, avant recuit.

▣ Facteur d'idéalité

Sur la figure D24, nous présentons l'évolution du facteur d'idéalité n en fonction de la température pour les trois échantillons avant recuit. Nous pouvons voir pour les trois échantillons, des valeurs importantes du facteur d'idéalité ($n > 2$) dans toute la gamme étudiée et sans tendance particulière. Notons que ces valeurs sont plus grandes que celles relatives au lot d'échantillons N°1. Vu la faible épaisseur des échantillons étudiés ici, nous pensons qu'il s'agit plus d'un effet de surface que de volume. Ces valeurs importantes de n seraient probablement dues à la présence d'une importante rugosité de la surface des couches déposées.

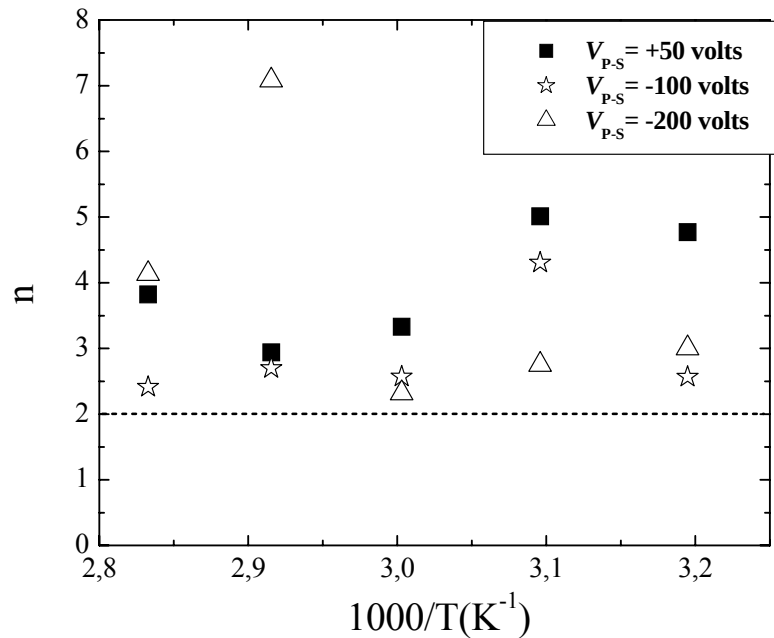


Figure D24: Evolution de facteur d'idéalité en fonction de l'inverse de la température pour les échantillons déposés à différentes polarisations du porte-substrats, avant recuit.

D.4.2 Caractérisation des couches de a-Si:H par mesure I-V-T après recuit

Les échantillons préparés à différentes polarisations du porte-substrat, ayant subi plusieurs recuits thermiques à différentes températures, nous présentons dans cette partie, une comparaison des caractéristiques obtenues avant puis après le dernier recuit. Dans la section suivante nous présenterons l'effet des recuits successifs sur ces caractéristiques.

La caractérisation des dispositifs consiste en des mesures I-V-T sous vide, d'abord avant tout recuit, ensuite après chaque recuit, selon le protocole présenté sur la figure D19.

La procédure de mesure est la suivante : une série de I-V-T avant recuit est prise (I). Puis, le premier recuit se fait à une température $T_r = 100^\circ\text{C}$ pendant 15 minutes (III). Deux séries de I-V-T sont alors prises après ce recuit, l'une durant la descente (IV), l'autre durant la montée suivante (I), avant de subir le prochain recuit ($T_r = 130^\circ\text{C}$) et ainsi de suite...

Les différentes températures de recuit ainsi que leur durée sont présentées dans le tableau ci-dessous (Tableau D10).

Tr (°C)	100	130	140	120
Durée (min)	15	15	15	15

Tableau D10 : Durées et températures de recuit.

❖ **Caractéristiques I-V à la température de mesure $T = 40^\circ\text{C}$**

Nous présentons ici une comparaison des résultats obtenus à la température de mesure $T = 40^\circ\text{C}$ des caractéristiques prises avant recuit avec ceux obtenus après que les échantillons aient subi l'ensemble de ces recuits. Par soucis de reproductibilité toutes les caractéristiques étudiées sont celles prises pendant les phases de montée en température.

Après recuit, les caractéristiques I-V obtenues sont présentées sur la figure D25. Nous y retrouvons aux faibles polarisations directes, le comportement exponentiel traduisant l'effet de la jonction (Figure D25 (b)).

Le comportement linéaire aux fortes polarisations directes ($V > V_d$) de la jonction est quant à lui beaucoup plus marqué pour les trois échantillons (régime ohmique) (Figure D25 (a)). Ce comportement apparaît plus clairement dans l'échantillon correspondant à $V_{P-S} = -200$ volts. En effet, la partie linéaire débute à partir de $V = 0,3$ volts (voir encadré) contre 0,4 volts pour les deux autres échantillons.

Dans le tableau D11, nous présentons les paramètres caractéristiques du contact Schottky. Après le dernier recuit, nous remarquons que dans l'ensemble, le facteur de redressement augmente et que le facteur d'idéalité diminue pour les trois échantillons comparativement à celui avant recuit. Ces résultats peuvent être dus à une amélioration de l'interface (Au/a-Si:H), le courant de saturation a d'ailleurs sensiblement diminué. Cependant, sa diminution ne peut expliquer l'importante augmentation du facteur de redressement. Cette amélioration du redressement ne peut être due qu'à une importante augmentation du courant direct. Ce qui nous fait dire qu'il doit y avoir aussi amélioration de la couche de a-Si:H après recuit. Le tableau D12 montre effectivement une augmentation de la conductivité électrique σ après recuit. Celle-ci a pu augmenter jusqu'à trois (3) ordres de grandeur après le dernier recuit.

Concernant l'effet de la polarisation du porte-substrats, nous retrouvons tout d'abord, aussi bien avant qu'après recuit, la diminution de la conductivité pour des polarisations de plus en plus négatives. D'autre part, l'effet du recuit sur cette conductivité est plus importante pour $V_{P-S} = +50$ volts et il tend à diminuer pour des valeurs de polarisation (du porte-substrats) de plus en plus négatives.

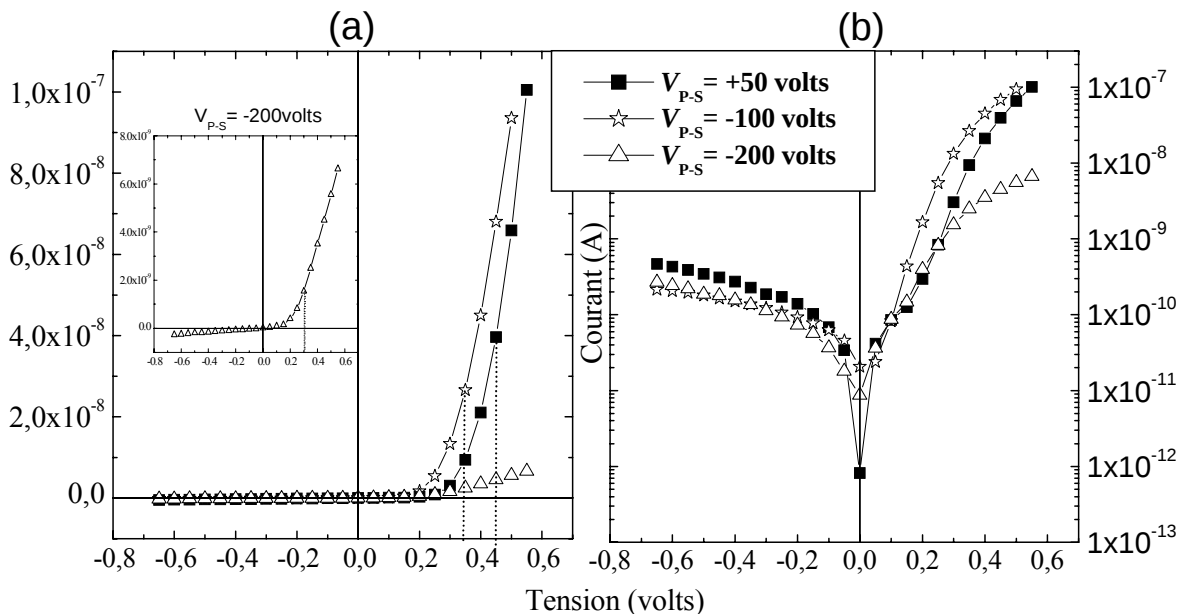


Figure D25 : Caractéristiques I-V des échantillons après le dernier recuit à $T=40^\circ\text{C}$, effet de la polarisation du porte-substrats.

(a) Représentation en échelle linéaire.

(b) Représentation en échelle logarithmique.

Échantillon	Polarisation du porte-substrats V_{P-S} (volts)	Facteur de redressement η		Facteur d'idéalité n		Courant de saturation I_s (A)	
		Avant recuit	Après recuit	Avant recuit	Après recuit	Avant recuit	Après recuit
E080105	+ 50	2	189	4,8	1,5	$5,6 \times 10^{-11}$	$1,6 \times 10^{-12}$
E030105	-100	4	519	2,5	1,3	$7,4 \times 10^{-12}$	$5,9 \times 10^{-12}$
E130105	-200	2	29	3	2,3	$2,1 \times 10^{-12}$	$1,6 \times 10^{-11}$

Tableau D11 : Facteur de redressement η , facteur d'idéalité n et courant de saturation I_s pour les échantillons déposés à différentes polarisations du porte-substrats, à $T=40^\circ\text{C}$, avant et après recuit

Échantillon	Polarisation du porte-substrats V_{P-S} (volts)	Résistance série R_s (Ω)		Conductivité σ ($\Omega^{-1} \text{m}^{-1}$)	
		Avant recuit	Après recuit	Avant recuit	Après recuit
E080105	+ 50	$3 \times 10^{+8}$	$1,3 \times 10^{+6}$	$5,9 \times 10^{-10}$	$1,3 \times 10^{-7}$
E030105	-100	$4,9 \times 10^{+8}$	$2 \times 10^{+6}$	$3,3 \times 10^{-10}$	$7,8 \times 10^{-8}$
E130105	-200	$8,7 \times 10^{+8}$	$4,7 \times 10^{+7}$	2×10^{-10}	$3,6 \times 10^{-9}$

Tableau D12 : Résistance série R_s et conductivité σ pour les échantillons déposés à différentes polarisations du porte-substrats à $T=40^\circ\text{C}$, avant et après recuit

❖ Caractéristiques I-V en fonction de la température

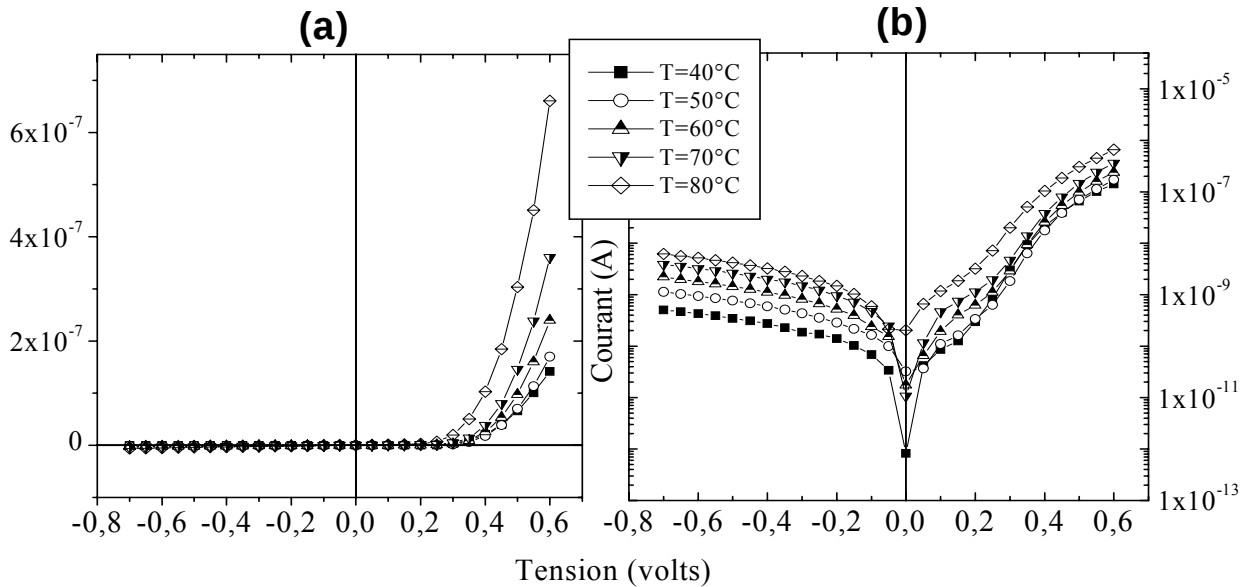


Figure D26 : Caractéristiques I-V en fonction de la température après le dernier recuit, pour $V_{P-S} = +50$ volts .

(a) Représentation en échelle linéaire.

(b) Représentation en échelle logarithmique.

La figure D26 présente les caractéristiques courant-tension (I-V) en fonction de la température (de mesure) après le dernier recuit. Le courant direct ainsi que le courant inverse augmentent au fur et à mesure que la température augmente. Cependant, cette augmentation reste faible pour les courants directs. L'exploitation en température de ces courbes permet de déterminer les paramètres habituelles tels que : n , σ , I_s , E_a et $q\phi_b$.

□ Conductivité et énergie d'activation

A travers la figure D27, les courbes de la conductivité en fonction de la température dans la représentation d'Arrhenius ($\text{Log}(\sigma) = f(1000/T)$) présente un comportement linéaire, plus régulier qu'avant recuit.

Comme avant recuit, lorsque la polarisation du porte-substrats V_{p-s} devient plus négative, la conductivité diminue.

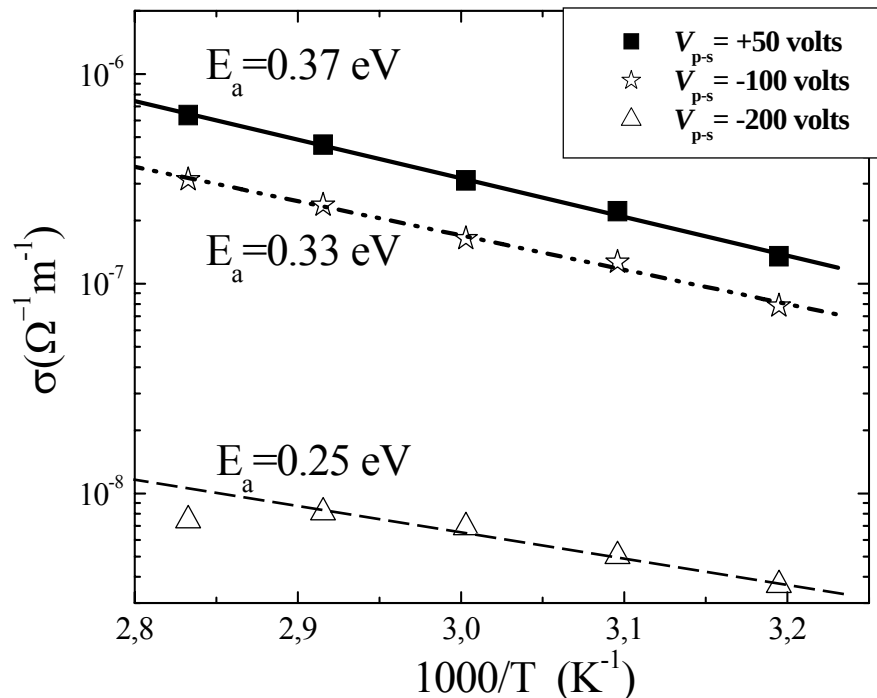


Figure D27: Evolution de la conductivité en fonction de l'inverse de la température pour les échantillons déposés à différentes polarisations du porte-substrats, après le dernier recuit.

Pour des polarisation V_{P-S} plus négatives, la diminution de l'énergie d'activation lorsque σ diminue pose encore cette fois problème car ces deux résultats sont en contradiction. Nous pensons que la faible épaisseur des couches ainsi que la présence d'une importante rugosité de leur surface en est la cause. Ces deux points rendent les effets de surface et d'interface plus importants que les effets de volume faussant ainsi les mesures déterminées dans la partie linéaire des I-V-T. Néanmoins, les valeurs de la conductivité restent dans le bon ordre de grandeur, et son évolution ainsi que celle de son énergie d'activation est tout à fait valable pour un même échantillon.

Il semblerait que plus la polarisation est négative plus la rugosité de la surface des couches est importante (les épaisseurs des couches étant à peu près constantes). Ceci influe sur la mobilité des porteurs de charge. Sa valeur décroît donc lorsque V_{P-S} devient plus négative, ce qui contribue à diminuer la conductivité.

Concernant l'effet du recuit, celui-ci se traduit par une augmentation de la conductivité pouvant atteindre trois (3) ordres de grandeur.

Les résultats, obtenus pour les trois échantillons ainsi que leur comparaison avec ceux obtenus avant recuit sont présentés dans le tableau D13.

□ Courant de saturation et hauteur de barrière de potentiel

La figure D28 montre après le dernier recuit, que le courant de saturation est thermiquement activé. Nous constatons que la hauteur de barrière de potentiel $q\phi_b$ déterminée à partir de la pente de ces courbes diminue lorsque la polarisation du porte-substrats est plus négative.

Après recuit, à partir de la hauteur de barrière de la jonction $q\phi_b$ et de l'énergie d'activation de la conductivité E_a , nous pouvons déterminer la tension de bande plate par la relation $q\phi_b = E_a + q|V_d|$ (Tableau D13). Ceci peut s'observer directement sur les caractéristiques I - V en échelle linéaire (Figure D25) pour lesquelles la partie linéaire débute au voisinage de la tension V_d déterminée.

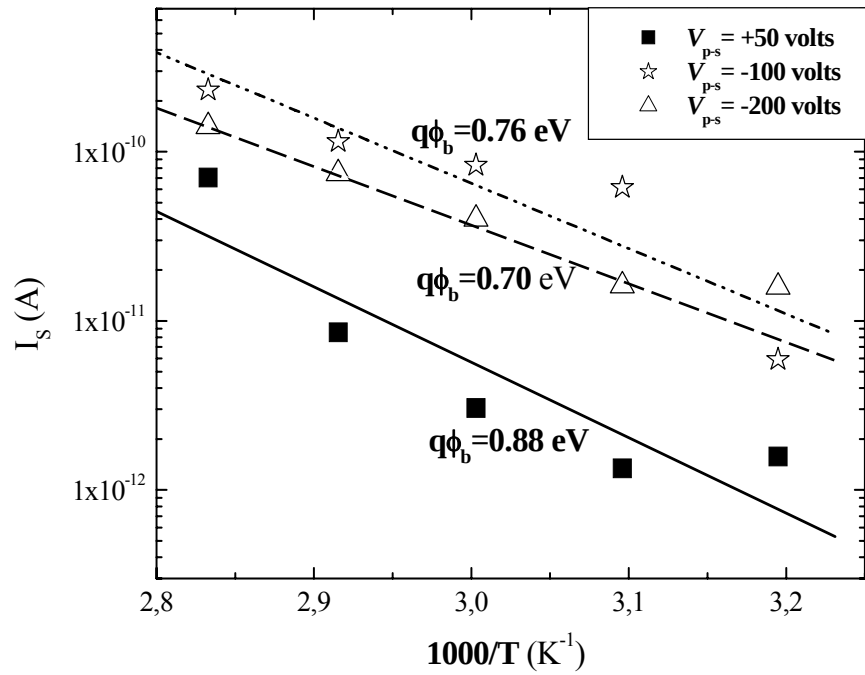


Figure D28 : Evolution du courant de saturation en fonction de l'inverse de la température pour les échantillons déposés à différentes polarisations du porte-substrats, après le dernier recuit

Échantillon	V_{p-s} (volts)	$q\phi_b$ (eV)		E_a (eV)		V_d (volts)	
		Avant recuit	Après recuit	Avant recuit	Après recuit	Avant recuit	Après recuit
E080105	+50	0,61	0,88	0,78	0,37	/	0,51
E030105	-100	0,62	0,76	0,49	0,33	0,13	0,43
E130105	-200	0,92	0,70	0,37	0,25	0,52	0,45

Tableau D13 : Energie d'activation E_a , hauteur de barrière de potentiel $q\phi_b$ et la tension de bande plate V_d pour les échantillons déposés à différentes polarisations du porte-substrats, avant et après le dernier recuit.

Le tableau D13 montre, que le dernier recuit a eu pour effet :

- De diminuer l'énergie d'activation
- D'augmenter la hauteur de barrière de potentiel.

La courbure de bande du semi-conducteur a donc augmenté comparativement à avant recuit. Ce qui rend plus facile mesure de la tension de bande plate.

□ Facteur d'idéalité

Après le dernier recuit, le facteur d'idéalité n diminue pour les trois échantillons comparativement à avant recuit. L'interface de nos échantillons semble donc s'améliorer après le dernier recuit. Les courbes $n = f(1000/T)$ (Figure D29) montrent une régularité inexistante avant recuit.

Notons que malgré le recuit, Le facteur d'idéalité de l'échantillon déposé à la polarisation -200 volts reste élevé ($n > 2$). Ceci est probablement dû à une la présence d'une rugosité plus importante à la surface de cet échantillon.

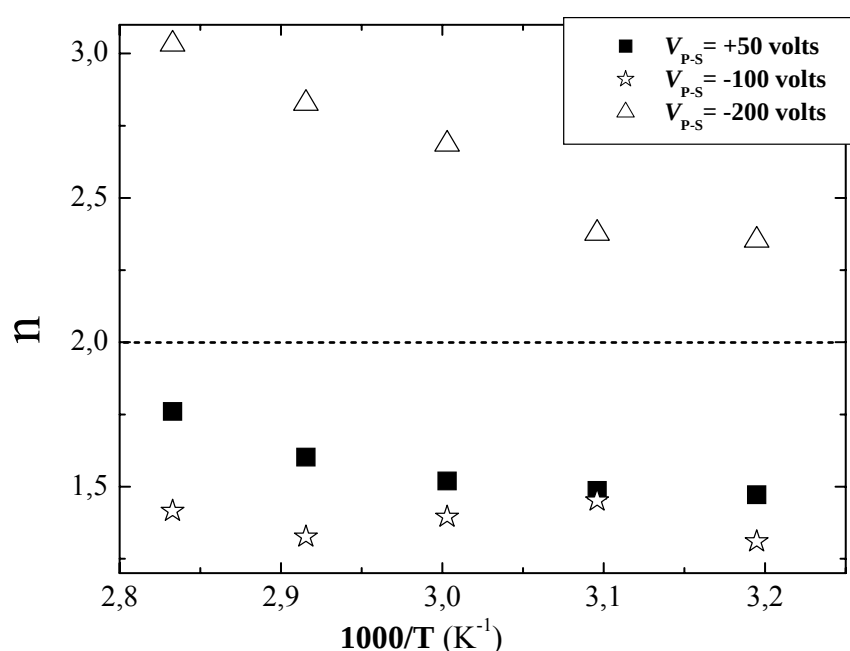


Figure D29: Evolution de facteur d'idéalité en fonction de l'inverse de la température pour les échantillons déposés à différentes polarisations du porte-substrats, après le dernier recuit.

D.4.3 Effet des recuits successifs sur la structure

Après avoir comparé les caractéristiques obtenues avant et après le dernier recuit, et pour mieux comprendre les changements observés, nous étudions l'évolution des caractéristiques, ainsi que les différents paramètres qu'on en déduit après chaque recuit opéré. Les différents recuits sont présentés dans le tableau D10. Nous rappelons que toutes les températures de recuit sont au dessous de la température de dépôt ($T_d=150^\circ\text{C}$).

Les comportements des trois échantillons étant similaires, nous exposons ceux concernant l'échantillon E030105 correspondant à $V_{P-S} = -100$ volts.

□ *Effet de température de recuit sur les caractéristiques courant-tension I-V*

Les caractéristiques I-V mesurées à une température $T=40^\circ\text{C}$ sont prises pendant la montée qui suit chaque recuit thermique.

La figure D30 montre que les recuits sont sans effet sur le courant inverse. Par contre, sous polarisation directe, les recuits augmentent de façon globale le courant.

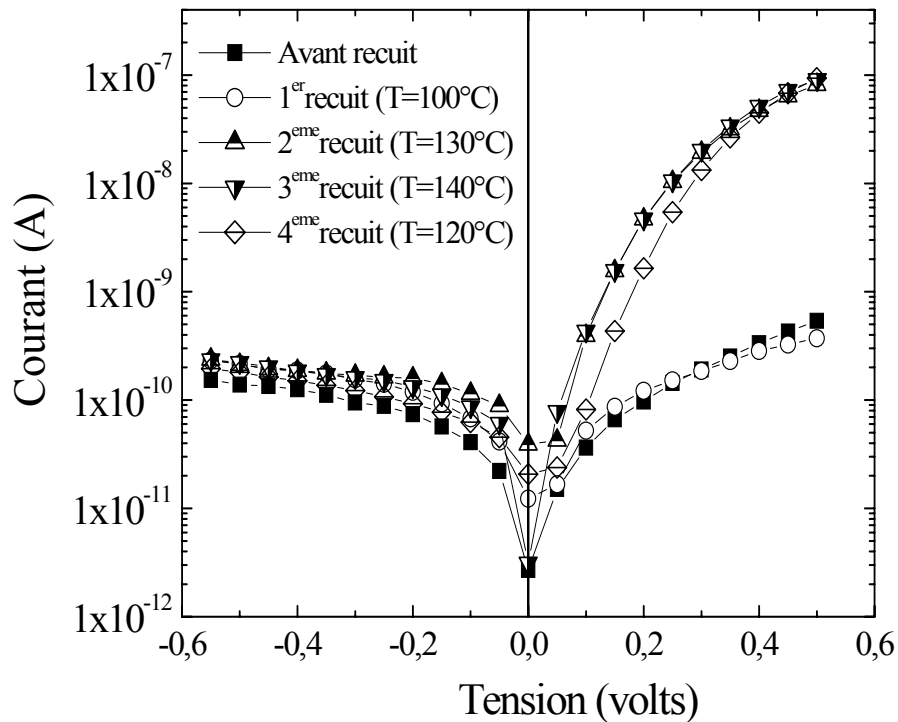


Figure D30 : Caractéristiques I-V de la structure Au/a-Si : H relevées à $T=40^\circ\text{C}$ avant et après des différents recuits thermiques, pour $V_{P-S} = -100$ volts .

Le 1^{er} recuit $T_r = 100^\circ\text{C}$ n'a pas d'effet sur la caractéristique I-V. Par contre le 2^{ème} recuit $T_r = 130^\circ\text{C}$ est à l'origine d'une importante augmentation du courant direct de plus de deux ordres de grandeur. Enfin, la caractéristique I-V semble stabilisée après les 3^{ème} ($T_r = 140^\circ\text{C}$) et 4^{ème} ($T_r = 120^\circ\text{C}$) recuits.

Une remarque importante : Les modifications observées sur les caractéristiques courant-tension (I-V) sont **irréversibles**.

Les facteurs de redressement obtenus après les différents recuits sur les caractéristiques I-V prises à la température de mesure $T = 40^\circ\text{C}$, sont présentés dans le tableau D14.

Tr (°C)	Avant recuit	100	130	140	120
η	3,9	1,7	411	385	519

Tableau D14: Facteur de redressement de la structure Au/a-Si:H calculé à $T = 40^\circ\text{C}$ avant et après des recuits thermiques pour une polarisation de 0,5 volts.

Comme pour les caractéristiques I-V, nous retrouvons pour les facteurs de redressement η un saut de 2 ordres de grandeur après le deuxième recuit ($T_r = 130^\circ\text{C}$). Puis une stabilisation pour les autres recuits.

□ Evolution de la conductivité σ

Nous présentons sur la figure D31, l'évolution de la conductivité σ à $T = 40^\circ\text{C}$ en fonction des différents recuits appliqués.

L'effet des différents recuits sur la conductivité peut se résumer de la sorte :

- Pratiquement pas d'effet du premier recuit,
- Augmentation jusqu'à 3 ordres de grandeurs après le deuxième recuit ($T_r = 130^\circ\text{C}$)
- Stabilisation.

Concernant l'effet des recuits sur l'énergie d'activation E_a , la figure D31 montre que E_a tend à diminuer après les recuits successifs.

Ces faibles valeurs de l'énergie d'activation après le dernier recuit nous laisse à penser qu'il y a eu diffusion d'atomes d'or provenant du contact à travers la couche, les atomes d'or jouant le rôle de donneur d'électrons. Ceci expliquerait qu'à chaque recuit, des atomes d'or diffusent dans la couche, augmentant donc la concentration d'électrons libres. Il en découle donc :

- Une augmentation de la conductivité électrique
- Un rapprochement du niveau de Fermi de la bande de conduction, diminuant ainsi l'énergie d'activation $E_a = E_C - E_F$.
- Un redressement plus important des caractéristiques I-V, le facteur de redressement ayant augmenté de plus de deux ordres de grandeurs après recuit. En effet pour un même métal, (même travail de sortie), plus le semi-conducteur est dopé N plus le contact est redresseur.

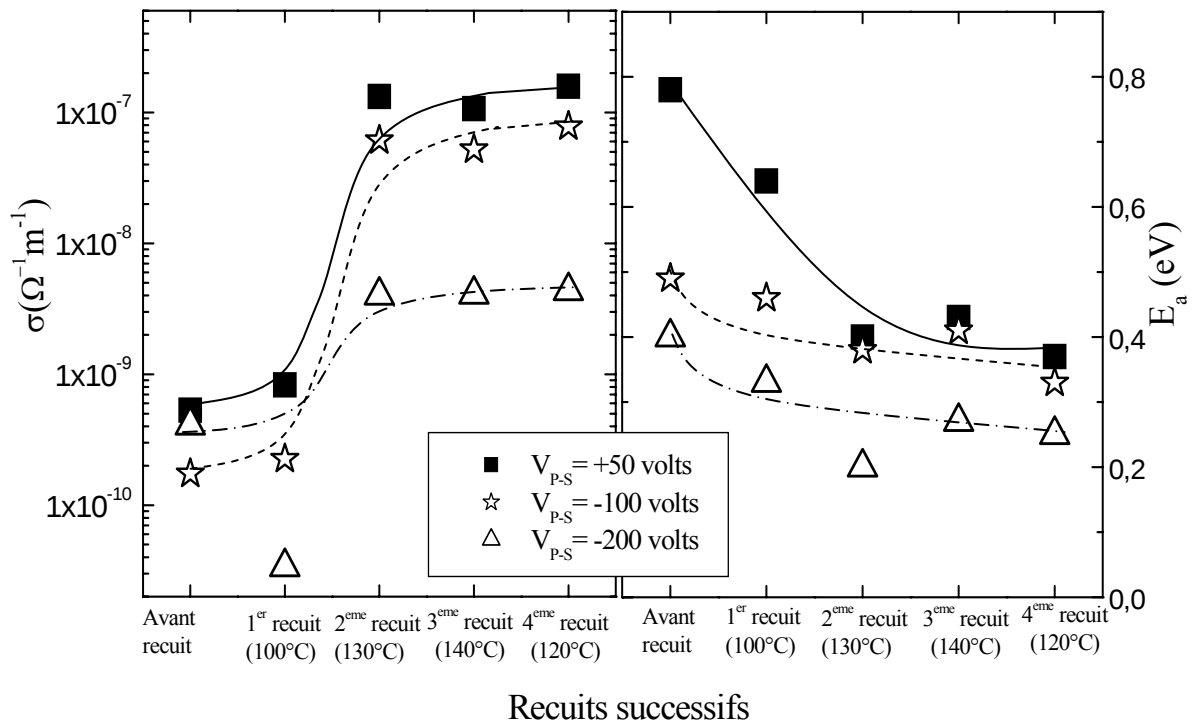


Figure D31 : Evolution de la conductivité à $T_m=40^\circ C$ et son énergie d'activation en fonction des recuits successifs, pour les échantillons déposés à différentes polarisations du porte-substrats.

- Ceci expliquerait enfin que le domaine de linéarité des caractéristiques I-V soit plus étendu après recuit. En effet, il est connu que plus le matériau d'une jonction est dopé, plus sa zone de charge d'espace est étroite et donc plus sa zone neutre est étendue.

Sous l'effet du recuit, seul ce lot d'échantillons (non dopés) a eu ce type de comportement. Nous pensons que ce sont les rugosités présentes à la surface de ces couches de a-Si:H qui en sont responsables. Elles doivent en effet contribuer fortement à la diffusion des atomes d'or lors des recuits successifs. Il semblerait que cette diffusion soit plus prononcée dans l'échantillon de polarisation du porte-substrat $V_{P-S} = -200V$. En effet son énergie d'activation est la plus faible et sa zone de neutralité est la plus étendue. Nous pensons que cela est dû au fait qu'il présente la plus importante rugosité.

D'autre part, il est bien établi que la mobilité des porteurs tend à décroître lorsque la concentration d'impuretés augmente, ceci expliquerait donc que cet échantillon possède la plus faible conductivité.

□ Evolution du courant de saturation I_s

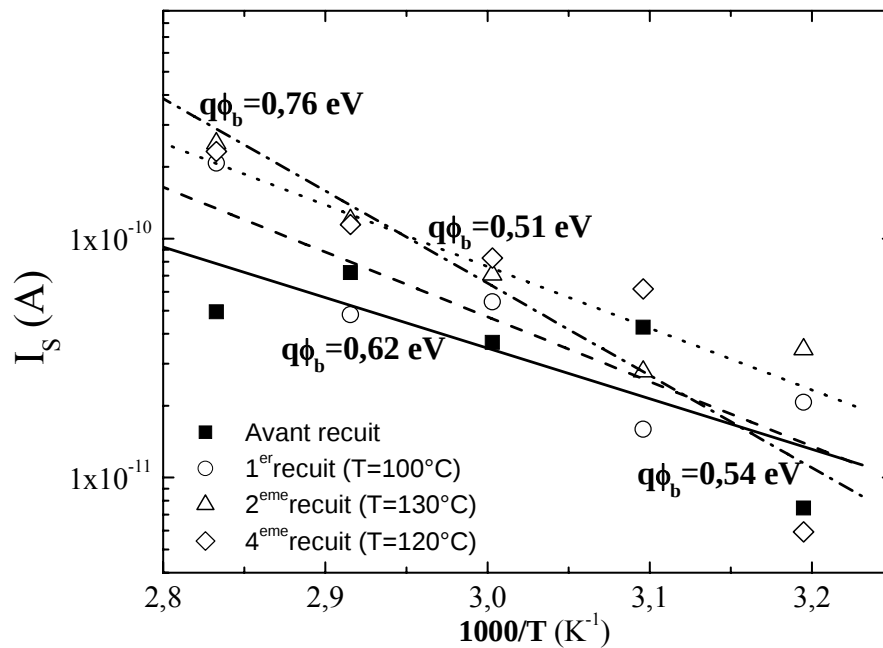


Figure D32 : Evolution du courant de saturation I_s en fonction de $(1000/T)$ à différents recuits, pour $V_{P-S} = -100$ volts.

Nous présentons sur la figure D32 l'évolution du courant de saturation I_s en fonction de $(1000/T)$ pour les différentes températures de recuit. Nous remarquons que le courant de saturation ne varie pas trop sous l'effet des recuits. Cependant, sa linéarité reste incertaine rendant la détermination des hauteurs de barrière de potentiel $q\phi_b$ entachées d'une grande incertitude de mesure (Tableau D15). Nous pouvons constater que cette irrégularité des valeurs de $q\phi_b$ est encore plus importante pour l'échantillon correspondant à $V_{P-S} = -200$ volts. Ce fait est peut-être dû à une rugosité de sa surface plus marquée.

$q\phi_b$ (eV)	V_{P-S} (volts)	Tr (°C)				
		Avant recuit	100	130	140	120
E080105	+50	0,61	0,43	0,64	0,65	0,88
E030105	-100	0,62	0,54	0,51	--	0,76
E130105	-200	0,92	0,72	1,05	0,76	0,70

Tableau D15: Hauteur de barrière de potentiel $q\phi_b$ de la structure or/a-Si : H avant et après des recuits thermiques.

□ Evolution du facteur d'idéalité n

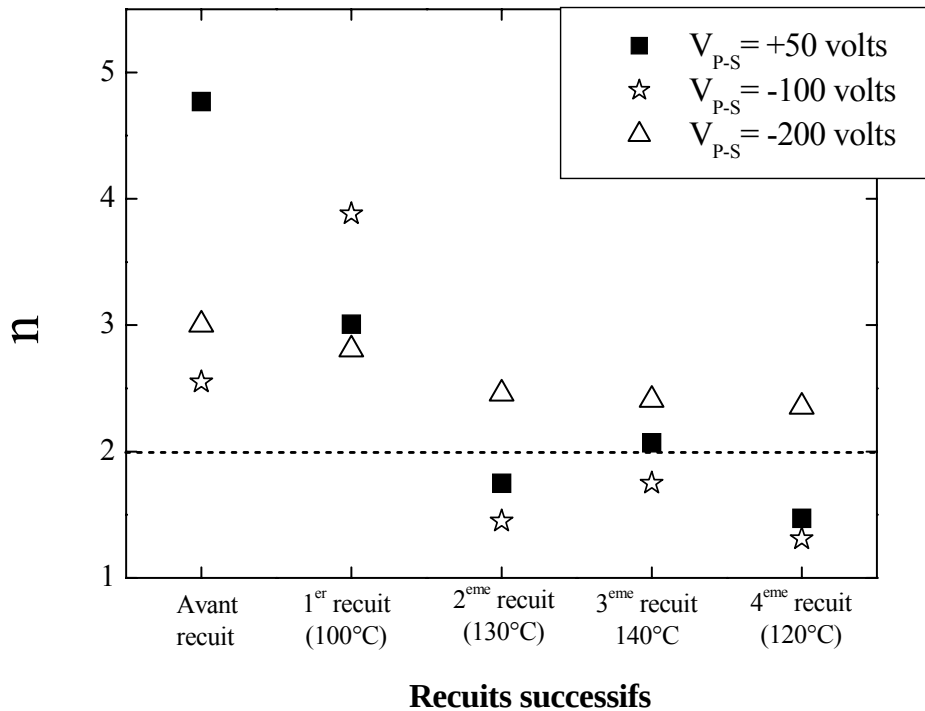


Figure D33 : Evolution du facteur d'idéalité n à $T_m = 40^\circ\text{C}$ en fonction des recuits successifs.

Nous présentons sur la figure D33, l'évolution du facteur d'idéalité n à $T=40^{\circ}\text{C}$ pour différents recuits. Nous remarquons que les recuits thermiques appliqués ont pour effet de diminuer de façon importante ce facteur l'amenant à des valeurs inférieures à 2 puis leurs stabilisations. Cette diminution du facteur d'idéalité peut nous laisser dire que l'interface de nos échantillons est améliorée.

D.4.4 Discussion et conclusion

L'étude de l'effet de recuit a consisté en deux parties :

La première a concerné la comparaison avant et après le dernier recuit. La deuxième a concerné l'effet de chacun des recuits successivement.

Le point le plus important de cette étude est que toutes les modifications observées dans l'échantillon du fait des recuits sont irréversibles.

La comparaison des I-V avant et après le dernier recuit ont montré une "**amélioration**" des caractéristiques : une plus grande régularité des courbes obtenues, une augmentation du facteur de redressement, de la conductivité... Nous avons attribué ces importantes modifications à une amélioration du contact ainsi que du matériau.

L'étude de l'effet des différents recuits successivement, a montré dans l'ensemble, que le premier recuit (100°C) est pratiquement sans effets sur les caractéristiques I-V. Les principales modifications sont obtenues au deuxième recuit (130°C), les autres recuits montrant une certaine stabilisation des dispositifs.

Les faibles valeurs de l'énergie d'activation des couches après recuit nous a fait penser à une diffusion d'atomes d'or dans les couches, ces atomes jouant le rôle de donneurs d'électrons. Nous pensons que cette diffusion est favorisée par la faible épaisseur des couches étudiées. Ceci pourrait alors expliquer après recuit les résultats suivants :

- La diminution de l'énergie d'activation.
- L'augmentation de la conductivité.
- L'augmentation du redressement.
- L'élargissement de la zone de neutralité des caractéristiques I-V

L'effet de la polarisation du porte-substrats a montré que plus celle-ci était négative, plus le facteur d'idéalité était important, même après recuit, ce qui nous a fait penser que la rugosité de la surface de cet échantillon était plus importante. Ce résultat se trouve corrélé avec le fait que la diffusion d'atomes d'or s'est trouvée facilitée dans cet échantillon pour lequel l'énergie d'activation après recuit est la plus faible. D'autre part, cette plus importante diffusion d'impuretés pour l'échantillon en question est certainement responsable d'une diminution de la mobilité des électrons donc de la conductivité.

D.5 L'effet du recuit sur les échantillons de a-Si:H déposés à différentes concentrations du bore

Dans cette partie les échantillons étudiés sont ceux du lot n°3. La spécificité de ce lot est que les échantillons de silicium amorphe hydrogéné contiennent du bore qui a été co-pulvérisé simultanément avec la cible de silicium. La présence du bore dans les couches ainsi que le profil homogène de sa concentration, ont été prouvés par les mesures SIMS (Secondary Ion Mass Spectrometry ou spectrométrie de masse d'ions secondaires) effectuées à l'UDTS (Unité de Développement de la Technologie du Silicium) à Alger. Ces mesures ont permis d'établir une correspondance entre le nombre de brins de bore co-pulvérisés et sa concentration (C_B) dans les couches préparées (Tableau D16). Ce travail en est à ses débuts au sein de notre équipe [24]. Les résultats obtenus sont donc les premiers d'une étude qui reste à finaliser. Tous les auteurs [32-34] s'intéressant au dopage du a-Si:H, montrent qu'il ne suffit pas d'incorporer des atomes dopants dans ces matériaux désordonnés pour réussir le dopage des couches. Ces études montrent que pour que les atomes de bore soient actifs en termes de dopants, ils doivent s'insérer dans la trame de silicium en position tétracoordonnée. L'activation du dopant dépend des conditions expérimentales de préparation des couches. Elle peut aussi être favorisée lors de recuits effectués sur ces couches [24, 33 34]. C'est le thème de notre étude dans laquelle nous suivons les caractéristiques I-V sous vide en fonction des différents recuits subis.

Une des caractéristiques la plus importante du suivi du dopage est la conductivité électrique des couches. Sa détermination nécessite la connaissance de l'épaisseur qui est déterminée par transmission optique (Tableau D16).

Les dispositifs étudiés sont les mêmes que précédemment : sur des substrats de silicium cristallin fortement dopé au phosphore N^+ faisant office de contact arrière, sont déposées les couches de a-Si:H contenant du bore. Par-dessus, un plot d'or est évaporé.

Échantillon	Nombre de brins de Bore	Concentration du bore C_B (cm^{-3})	Epaisseur de la couche a-Si : H dopé Bore (μm)
E150505	30	$7,2 \times 10^{+20}$	0,37
E160505	60	$1,4 \times 10^{+21}$	0,38
E190505	150	$3,4 \times 10^{+21}$	0,36
E220505	300	$6,8 \times 10^{+21}$	0,32
E230505	450	$1 \times 10^{+22}$	0,31
E240505	600	$1,3 \times 10^{+22}$	0,34

Tableau D16 : Paramètres des couches déposées à différentes concentrations de bore (C_B).

D.5.1 Observations

Bien que le dispositif soit identique à ceux précédemment étudiés, son étude est plus délicate. En effet, pour un dopage réussit, il devrait s'agir d'une jonction métal/semi-conducteur en série avec une jonction PN (Figure D34). Cette dernière peut être redresseuse ou non selon les conditions de préparation, la quantité de bore incorporé, et les recuits effectués.

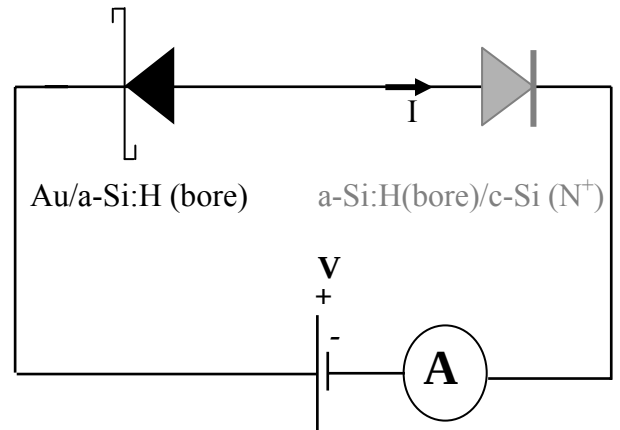


Figure D34 : Dispositif étudié.

Les conventions de signe habituelles sont utilisées, (à savoir qu'une polarisation positive correspond à un potentiel du plot d'or plus élevé que celui du contact arrière). Ce type de polarisation devrait correspondre à une jonction PN polarisée en direct.

Un exemple de caractéristique I-V obtenu sous vide et à 40°C pour ce type de dispositif - pour lequel le dopage au bore est réussi - est présenté sur la figure D35 :

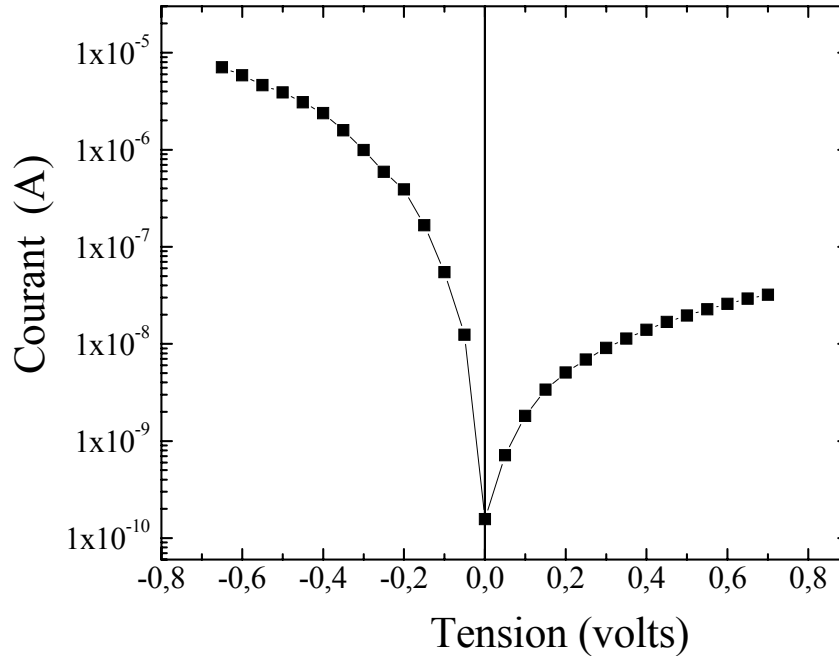


Figure D35 : Caractéristique I-V obtenue sous vide à 40°C pour Au/a-Si:H /c-Si(N⁺) (pour lequel le dopage au bore est réussi).

Nous pouvons observer un redressement de près de trois ordres de grandeurs. Cependant, ce redressement n'est dans le sens des études précédentes qui concernent le matériau non dopé. Il est inversé.

La contribution principale de cette caractéristique n'est donc visiblement pas la jonction PN car nous rappelons que celle-ci devrait être en direct pour $V > 0$ et en inverse pour $V < 0$. La principale contribution à cette caractéristique, (au moins pour la partie $V < 0$), est le courant direct de la jonction métal/semi-conducteur (la jonction PN étant dans ce cas en bloquant). La partie $V > 0$ devrait donc correspondre à la partie directe de la jonction PN (le contact métal/semi-conducteur étant en bloquant). Ceci dans le cas où la jonction PN est redresseuse. Dans le cas où elle ne l'est pas, sa contribution correspondra à une résistance série supplémentaire. La signature de cette caractéristique reste donc celle de la jonction métal/semi-conducteur.

Ces résultats sont à rapprocher avec une structure de bande du contact métal/semi-conducteur de type P à l'équilibre, représentée sur le schéma suivant (Figure D36). $V > 0$ correspond alors à la caractéristique bloquante de la jonction métal/semi-conducteur alors que $V < 0$ correspond à la caractéristique passante.

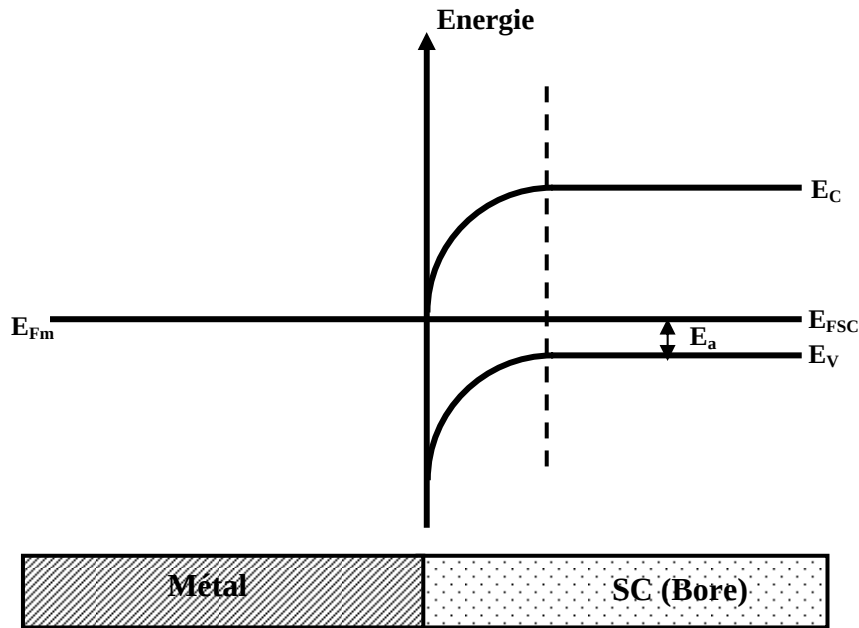


Figure D36: Structure de bande d'énergie de la structure Métal / Semi-conducteur dopé Bore à l'équilibre thermodynamique.

Nous avons (grossièrement), pu confirmer par d'autres mesures, que la caractéristique I-V observée est surtout la signature de la jonction métal/semi-conducteur. Pour cela des mesures I-V ont été prises (à 40°C et à l'air) à l'aide de pointes métalliques par lesquelles la polarisation est appliquée et le courant mesuré, selon deux configurations :

Dans la première configuration l'une des pointes est posée sur le plot d'or et l'autre est en contact avec le substrat Si dopé N^+ (contact arrière).

Dans la seconde configuration les pointes sont posées, l'une sur ce même substrat N^+ , et l'autre directement sur la couche a-Si:H (contenant du bore).

Dans la première configuration nous mesurons donc le courant à travers tout le dispositif alors que dans la seconde il s'agit de la mesure du courant à travers la "jonction PN". Les deux caractéristiques obtenues sont représentées sur la figure D37.

On peut y voir que la caractéristique prise directement aux bornes de la jonction PN n'est pas vraiment redresseuse alors que la caractéristique de tout le dispositif l'est de façon claire. D'autre part il semblerait que sous polarisation négative, les courants traversant la jonction PN soient faibles devant ceux du dispositif, ce qui nous permet de considérer que dans cette partie de la caractéristique, le courant est dû essentiellement à la partie passante de la jonction métal/semi-conducteur. Elle peut donc être étudiée comme précédemment : on a donc pu en extraire la conductivité et son énergie d'activation.

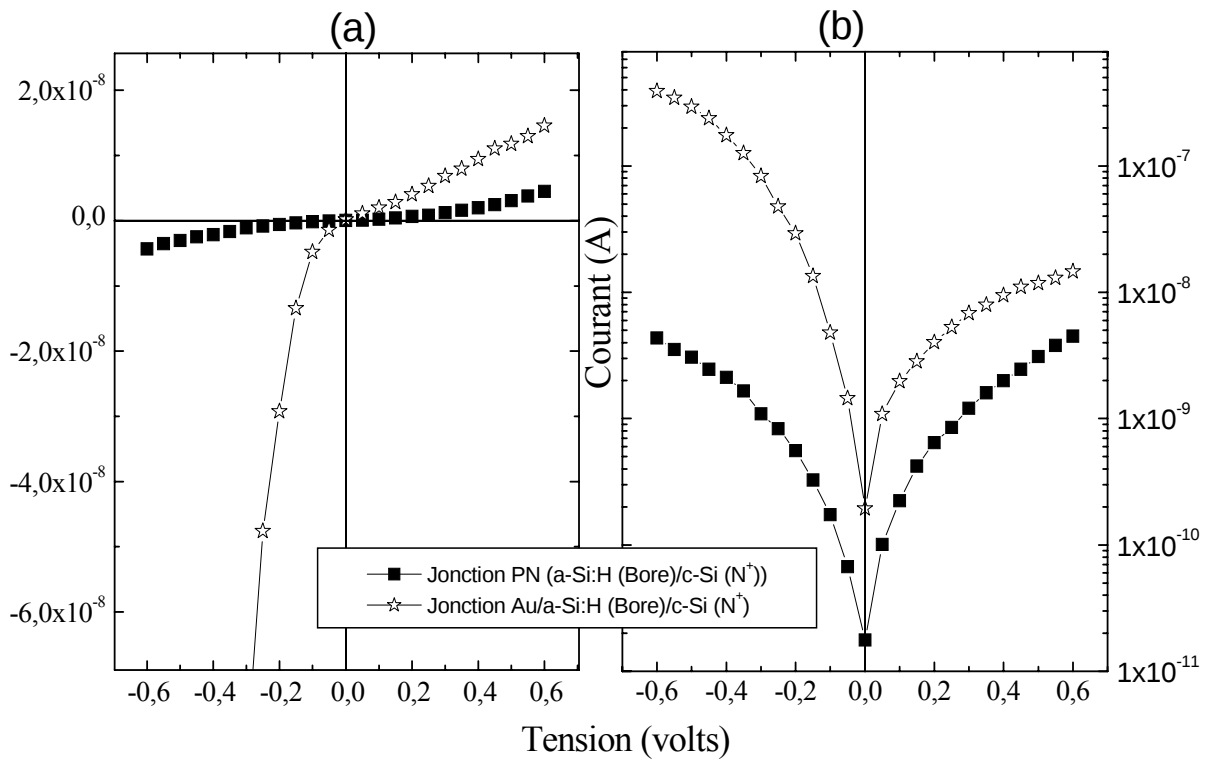


Figure D37 : Comparaisons entre les caractéristiques I-V des dispositifs
Jonction PN (a-Si:H /c-Si (N⁺)) et jonction métal/semi-conducteur
Au/a-Si:H /c-Si (N⁺).

D.5.2 Caractérisation des couches de a-Si:H par mesure I-V à la température de mesure $T = 40^\circ\text{C}$ avant recuit

Nous présentons les résultats concernant les échantillons déposés à différentes concentrations du bore (C_B) ces dernières allant de $C_B = 7,27 \times 10^{+20} \text{ cm}^{-3}$ à $C_B = 1,36 \times 10^{+22} \text{ cm}^{-3}$.

Par soucis de reproductibilité, les caractéristiques I-V étudiées sont prises pendant la phase de montée en température (Figure D40). Avant recuit, les caractéristiques I-V à température $T = 40^\circ\text{C}$ de ces échantillons sont représentées en échelle linéaire et en échelle logarithmique sur la figure D38. Nous pouvons y voir tout d'abord que contrairement aux dispositifs étudiés précédemment, les caractéristiques obtenues sont inversées (partie passante pour $V < 0$ et partie bloquante pour $V > 0$).

Deux tendances apparaissent selon la concentration de bore incorporé. Les caractéristiques I-V présentent de faibles redressements pour les faibles concentrations de bore, alors que ce redressement devient bien plus marqué aux hautes concentrations de bore incorporé.

D'autre part pour les polarisations négatives, un net accroissement du courant (direct) en fonction de la concentration de bore est observé. Ce dernier étant bien moins remarquable pour les polarisations positives.

Dans la partie linéaire de la caractéristique I-V en direct, (c'est-à-dire pour $V < 0$), nous déterminons la résistance série R_s et la conductivité σ de la couche par la même méthode que précédemment. Les résultats obtenus sont présentés dans le tableau D17.

Ne pouvant étudier la partie $V > 0$ de la caractéristique I-V (cette partie étant un mélange de contributions des jonctions métal/semi-conducteur et PN), nous avons relevé à titre comparatif, dans la dernière colonne du tableau D17, le courant à la polarisation $V = +0,5$ volts. Nous pouvons observer que ce courant est indépendant de la concentration de bore incorporé. Ce qui confirme que la contribution de la jonction PN reste faible probablement du fait qu'elle est peu redresseuse. En effet si elle l'avait été, l'augmentation de la concentration de bore aurait provoqué une augmentation nette de son redressement donc de son courant direct. On aurait donc une augmentation du courant pour $V = +0,5$ volts ce qui n'est pas observé.

Concernant l'évolution de la conductivité, nous pouvons voir une importante augmentation de cette dernière pour les fortes concentrations du bore. Aux faibles concentrations de bore, cette dernière est moins visible. Ceci est probablement dû aux conditions de sa détermination. Dans ce domaine de concentration du bore, les contributions au courant du contact métal/semi-conducteur et de la jonction PN peuvent probablement être comparables.

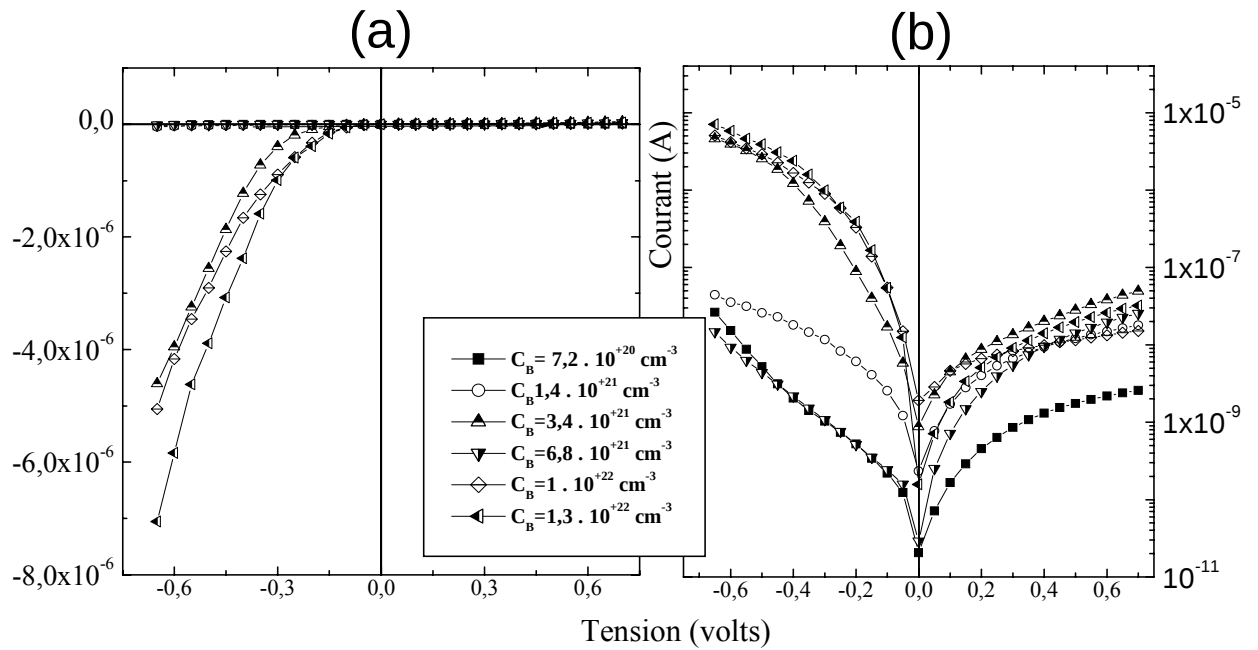


Figure D38 : Caractéristiques I (V) sous obscurité des échantillons sous vide et avant recuit.

(a) Représentation en échelle linéaire.

(b) Représentation en échelle logarithmique.

Échantillon	Concentration du bore C_B (cm^{-3})	Epaisseur d (μm)	Résistance série R_s (Ω)	Conductivité σ ($\Omega^{-1} \text{ m}^{-1}$)	Courant à $V=+ 0,5$ volts
E150505	$7,2 \times 10^{+20}$	0,37	$4,5 \times 10^{+6}$	$3,7 \times 10^{-8}$	$1,7 \times 10^{-9}$
E160505	$1,4 \times 10^{+21}$	0,38	10^{+7}	$1,6 \times 10^{-8}$	$1,2 \times 10^{-8}$
E190505	$3,4 \times 10^{+21}$	0,36	$7,3 \times 10^{+4}$	$2,2 \times 10^{-6}$	$2,8 \times 10^{-8}$
E220505	$6,8 \times 10^{+21}$	0,32	$9,2 \times 10^{+6}$	$1,5 \times 10^{-8}$	$1,4 \times 10^{-8}$
E230505	$1 \times 10^{+22}$	0,31	$5,3 \times 10^{+4}$	$2,6 \times 10^{-6}$	$1,1 \times 10^{-8}$
E240505	$1,3 \times 10^{+22}$	0,34	$4,1 \times 10^{+4}$	$3,7 \times 10^{-6}$	$1,9 \times 10^{-8}$

Tableau D17 : Résistance série R_s , Conductivité σ et le Courants en polarisation positive des échantillons du lot n°=3, à $T=40^\circ\text{C}$ avant recuit.

D.5.3 Caractéristiques I-V-T pour différentes concentrations du bore incorporé et avant recuit

L'étude des caractéristiques I-V pour des températures allant de 40 à 100°C nous a permis de déterminer l'évolution de la conductivité en fonction de la température et par la même, l'énergie d'activation de cette conductivité. La figure D39 montre respectivement l'évolution de la conductivité à 40°C ainsi que son énergie d'activation pour différentes concentrations du bore incorporé.

Ces deux courbes montrent une corrélation remarquable entre conductivité et énergie d'activation. Ainsi, l'augmentation de l'une correspond à la diminution de l'autre conformément à la relation : $\sigma = \sigma_0 \exp -(E_a/kT)$.

En fonction de la concentration du bore, nous retrouvons deux comportements distincts selon le domaine de ces concentrations.

Aux faibles concentrations de bore, nous observons une augmentation de l'énergie d'activation (corrélée avec une diminution de conductivité σ). Ces résultats sont à prendre avec précaution car pour ces taux de bore incorporés, la contribution de la jonction PN peut ne pas être négligeable. Néanmoins il pourrait s'agir d'un phénomène de compensation, le a-Si:H non dopé étant légèrement de type N. Le niveau de fermi pourrait alors d'abord descendre de sa position vers la moitié du gap avant de se rapprocher de la bande de valence, d'où l'augmentation de l'énergie d'activation suivie de sa diminution lorsque la concentration de bore augmente.

Pour les concentrations de bore élevées nous pouvons voir que l'augmentation de celle-ci provoque une diminution de l'énergie d'activation de la conductivité (donc l'augmentation de la conductivité σ). Ceci peut facilement s'expliquer par l'"effet dopage" : Nous rappelons en effet que pour un semi-conducteur de type P, l'énergie d'activation de la conductivité vaut $E_F - E_V$. L'augmentation de la concentration de bore provoque donc le déplacement du niveau de fermi vers la bande de valence rétrécissant ainsi l'écart entre E_F et E_V . Ceci est lié à une augmentation de la concentration de trous dans la couche a-Si:H augmentant ainsi la conductivité.

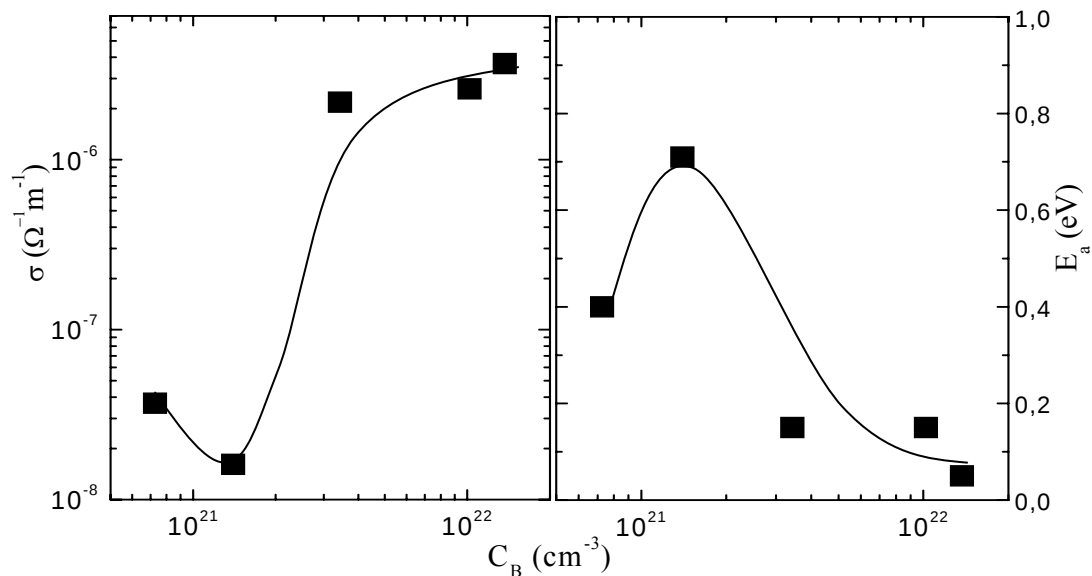


Figure D39 : Evolution de la conductivité à 40°C et son énergie d'activation pour différentes concentrations du bore incorporé.

D.5.4 Effet des recuits successifs sur la structure

Toutes les études concernant l'incorporation d'éléments dopants dans les semi-conducteurs passent par une étude de l'effet de recuits thermiques à différentes températures sur ces échantillons. Nos échantillons (déposés à une température de dépôt de 270°C) subissent donc plusieurs recuits thermiques dont les conditions sont résumées dans le tableau D18.

Tr (°C)	120	220	270	300	320	350	370	400
Durée (min)	30	30	30	30	30	20	15	10

Tableau D18 : Durées et températures de recuit.

Les caractéristiques I-V sont étudiées après chaque recuit selon la procédure de mesure résumée sur la figure D40 : Une série de I-V avant recuit est prise pendant les paliers de la phase I de montée en température. Puis, le premier recuit se fait à une température $Tr = 120^\circ\text{C}$ pendant 30 minutes (phase II). Après la phase de refroidissement à température ambiante (phase III), une deuxième série de I-V est alors mesurée lors de la montée suivante (phase I) précédant le deuxième recuit ($Tr = 220^\circ\text{C}$) et ainsi de suite...

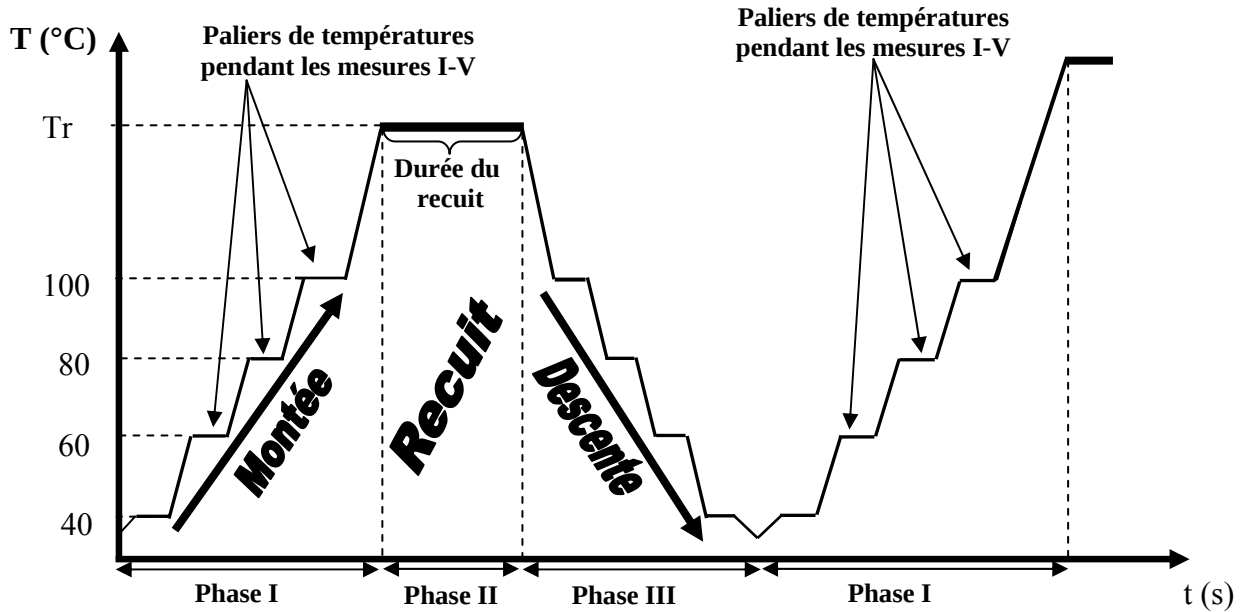


Figure D40: Protocole de mesure I-V-T sur les échantillons déposés à différentes concentrations du bore dans les couches de a-Si : H avant et après recuit.

A travers cette étude, nous avons pu noter tout d'abord, que les différents recuits ont modifié aussi bien les parties directes que inverses des caractéristiques I-V. D'autre part, nous avons pu constater que ces modifications étaient irréversibles.

Deux comportements distincts ont été observés selon le domaine des concentrations du bore incorporé (C_B). Ainsi divise t-on notre étude en deux parties. L'une concernant les concentrations faibles ou inférieures à $2 \cdot 10^{+21} \text{ cm}^{-3}$: Dans ce domaine de concentration, les caractéristiques voient leur redressement s'améliorer puis se stabiliser (voir légèrement diminuer) (Figure D41). Dans l'autre domaine qui concerne les fortes concentrations, le recuit conduit à un effondrement des caractéristiques, diminuant ainsi le redressement (Figure D44).

1. Aux faibles concentrations du bore

La figure D41 présente les caractéristiques I-V à la température $T = 40^\circ\text{C}$ prélevées avant et après les différents recuits thermiques pour l'un des échantillons

déposés à faible concentration du bore ($C_B=7.27 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$) qui nous a semblé le plus représentatif de cette catégorie. Cette figure montre que l'augmentation de la température de recuit conduit à une augmentation du courant. Cette dernière, bien que modeste sous polarisation inverse ($V>0$), est beaucoup plus importante en polarisation directe ($V<0$). Elle peut même atteindre deux (2) ordres de grandeur par rapport au courant direct avant recuit. A partir de la température de recuit $T_r = 320^\circ\text{C}$, une tendance à la stabilisation est observée.

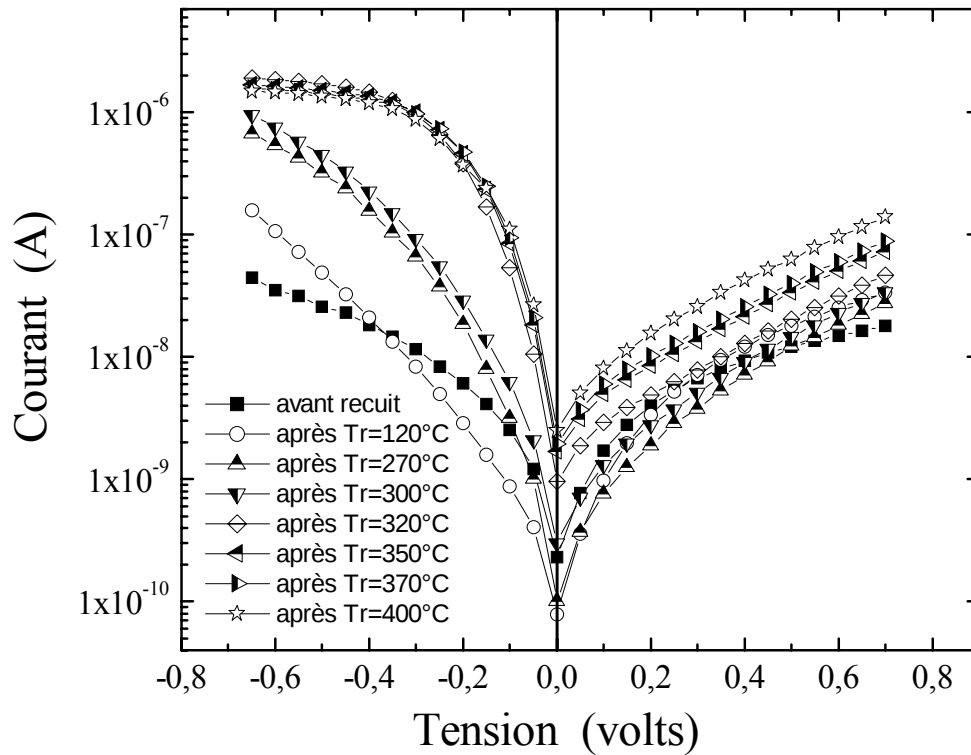


Figure D41: Caractéristiques I-V-T prise à différentes températures de recuit d'un échantillon déposé à faible concentration du bore.

□ Facteur de redressement

Cette évolution des caractéristiques I-V en fonction de la température de recuit est aussi traduite par l'évolution de son facteur de redressement η (calculé à $V=0,5\text{V}$) (Figure D42). Une nette augmentation de ce facteur est observée, suivie d'une relative stabilisation. La légère décroissance finale de η est due à une petite augmentation du courant inverse lors de la stabilisation du courant direct.

L'importante augmentation du courant direct est certainement due à une augmentation de la conductivité de la couche a-Si:H.

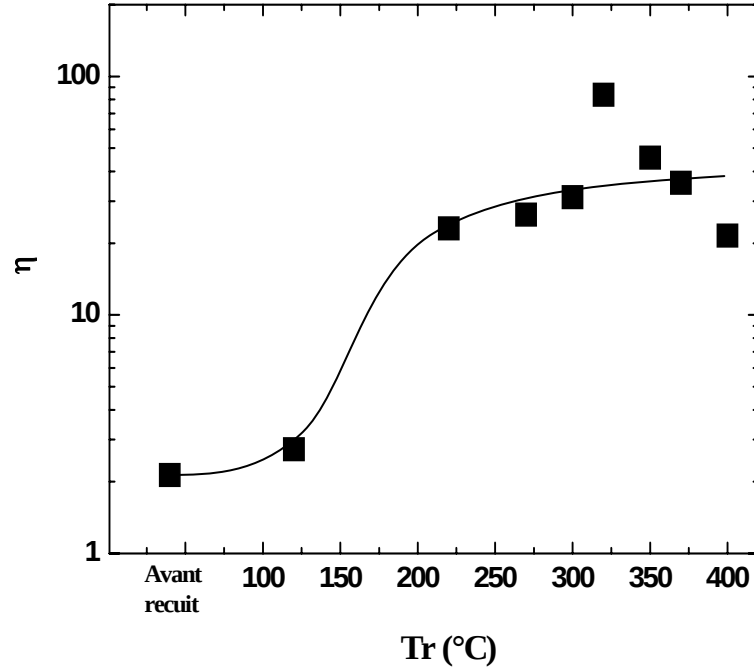


Figure D42 : Evolution du facteur de redressement η en fonction de la température de recuit d'un échantillon déposé à faible concentration du bore.

□ Conductivité et énergie d'activation

Nous rappelons que la conductivité σ est déterminée à partir de la partie directe ($V < 0$) linéaire de la caractéristique I-V (en représentation linéaire) et que son énergie d'activation E_a se détermine par le tracé de $\text{Log } \sigma = f(1000/T)$. Nous rappelons d'autre part que les valeurs de σ obtenues sont d'autant plus fiables que la jonction (métal/semi-conducteur) est redresseuse. L'évolution, en fonction de la température de recuit, de la conductivité d'une part et de l'énergie d'activation d'autre part, peuvent être observées sur la figure D43. On peut y voir tout d'abord, une remarquable corrélation entre ces deux grandeurs. L'augmentation de la température de recuit conduit à une importante croissance de la conductivité -reliée à une diminution de son énergie d'activation- suivie de leur stabilisation à partir de la température de recuit de 300°C. Ce comportement a été relaté par de nombreux auteurs [24, 33, 34, 35]. Il a été interprété par une activation

du bore incorporé sous l'effet du recuit, cette activation ayant lieu lorsque l'atome de bore se place en situation tétracoordonnée. Ce n'est que dans cette position que l'atome de bore se comporte en "dopant". L'application du recuit conduit à l'activation du bore, soit par sa diffusion jusqu'à une position substitutionnelle, soit par exodiffusion de l'hydrogène évitant ainsi les liaisons pontées Si-H-B. La stabilisation du matériau apparaît lorsque ces phénomènes ne peuvent plus avoir lieu. Du point de vue énergétique, ceci se traduit par un déplacement du niveau de Fermi vers la bande de valence, diminuant ainsi l'écart $E_F - E_V$. C'est l'effet "dopage" proprement dit.

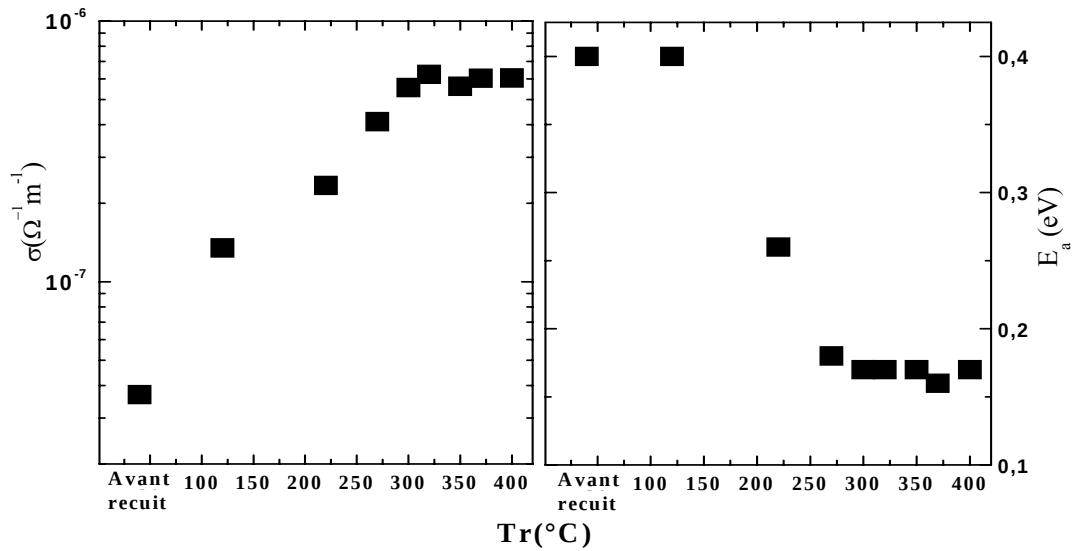


Figure D43 : Evolution de la conductivité en fonction de la température de recuit d'un échantillon déposé à faible concentration du bore ($C_B = 7.24 \times 10^{-20} \text{ cm}^{-3}$).

2. Aux fortes concentrations du bore

Le comportement des caractéristiques I-V pour les fortes concentrations de bore est très différent de celui qu'on vient de présenter. Il commence à apparaître à partir d'une concentration $C_B = 2,5 \times 10^{-21} \text{ cm}^{-3}$. La figure D44 présente les caractéristiques I-V à la température $T = 40^\circ\text{C}$ prélevées avant et après les différents recuits thermiques pour un échantillon présentant une "forte" concentration du bore ($C_B = 1.36 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$) et qui nous a semblé le plus représentatif. Cette figure montre que l'augmentation de la température de recuit conduit à une croissance du courant, mais contrairement à

précédemment, cette croissance est beaucoup plus marquée pour les polarisations inverse ($V > 0$). Cette dernière peut même atteindre trois (3) ordres de grandeur comparée à avant recuit. Elle s'accélère après le 3^{em} recuit $Tr = 270^\circ\text{C}$ pour se stabiliser ensuite. Visiblement, les caractéristiques I-V perdent leur dissymétrie, ceci peut s'observer à travers l'évolution du facteur de redressement en fonction de la température de recuit présenté sur la figure D45.

On peut y voir une diminution importante de ce facteur suivie de sa stabilisation à partir de $Tr = 270^\circ\text{C}$. Cette diminution de η est due à une augmentation beaucoup plus marquée du courant inverse ($V > 0$) comparée à celle du courant direct ($V < 0$), la stabilisation de η apparaissant lorsque ces deux courants se stabilisent.

L'évolution en fonction des recuits successifs des caractéristiques I-V peut être due à deux points :

- Concernant l'évolution du courant direct $V < 0$, il n'y a plus d'activation du bore à ces concentrations. Ce fait a pu être vu à travers les mesures de conductivité
- L'importante évolution du courant inverse ($V > 0$) peut être due à une amélioration de la partie directe ($V > 0$) de la jonction PN.

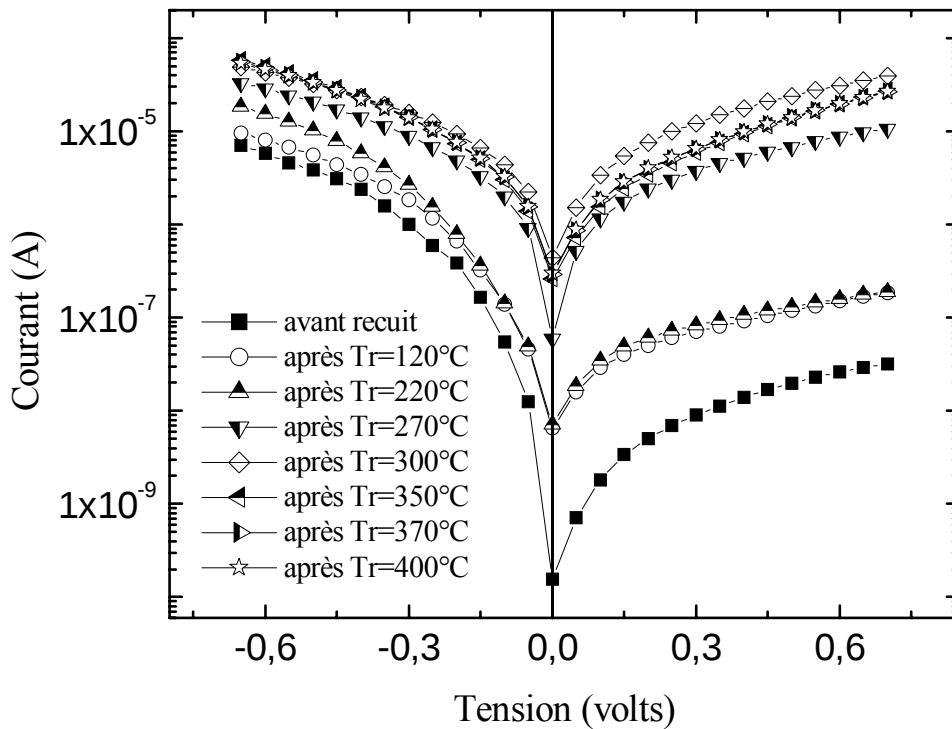


Figure D44: Caractéristiques I-V-T prise à différentes températures de recuit d'un échantillons déposés à fortes concentrations du bore.

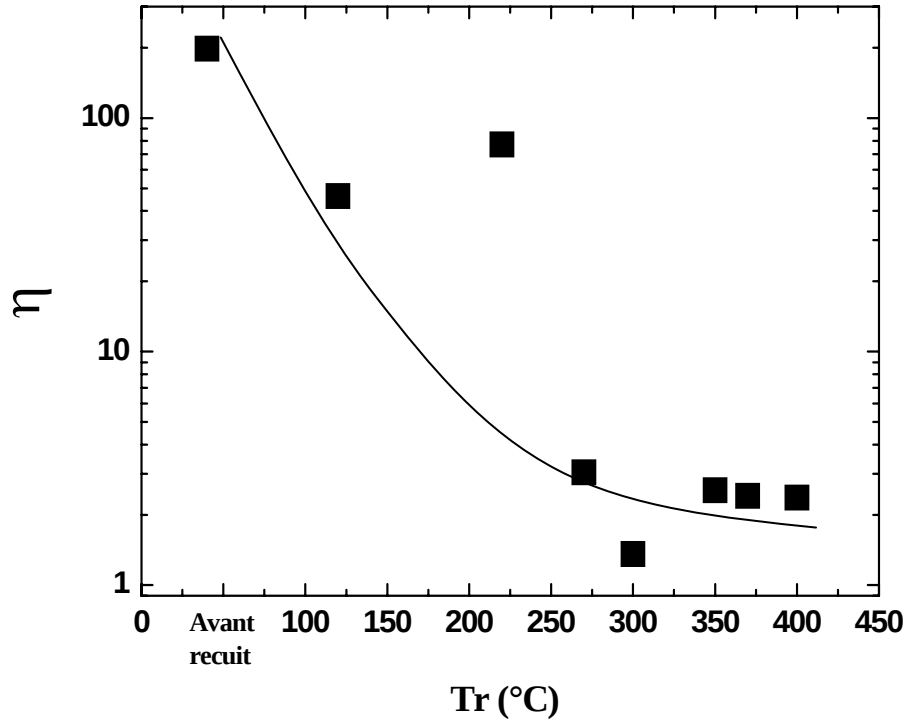


Figure D45 : Evolution du facteur de redressement η en fonction de la température de recuit d'un échantillon déposé à forte concentration du bore.

□ Conductivité et l'énergie d'activation

Les évolutions, en fonction de la température de recuit, de la conductivité d'une part et de l'énergie d'activation d'autre part, peuvent être observées sur la **figure D46**. Une comparaison des comportements à faibles et à fortes concentrations peut y être observée. Les valeurs de la conductivité σ obtenues sont, comme il fallait s'y attendre, plus grandes pour les concentrations de bore élevées. En fonction de la température de recuit, à tous les niveaux de dopage, une augmentation de la conductivité puis sa stabilisation sont observées. Cependant, alors qu'aux faibles concentrations de bore, l'écart entre plus grande et plus petite conductivité est d'une décade et demi, elle n'est que d'une demi décade pour les fortes concentrations. Ceci est encore plus net concernant les énergies d'activation. En effet contrairement aux faibles concentrations, cette dernière ne varie pratiquement pas quelque soit le recuit subi. Cela indique que les recuits successifs n'ont pas occasionné d'activation du bore. En effet, les nombreux

travaux concernant le dopage du silicium amorphe confirment le fait que l'activation du bore ne peut s'effectuer que si celui-ci se trouve en faibles concentrations dans la matrice de silicium amorphe hydrogéné [24, 32]. Ce qui maintient l'écart $E_F - E_V$ pratiquement constant, la conductivité ne variant que faiblement.

Les études précédentes concernant l'effet de recuits thermiques sur les jonctions métal/a-Si:H (sans dopage) ont montrées que les courants inverses de cette structure ne varient que faiblement sous l'effet de recuits, ceci nous fait dire, pour les fortes concentrations de bore, que l'importante augmentation du courant correspondant à des polarisations positives ($V > 0$), ne concerne pas le courant inverse de la jonction métal/a-Si:H (bore) mais concerne plutôt, le courant direct de la jonction PN. Vu qu'il n'y a pratiquement pas d'activation du bore, il s'agirait donc probablement de l'amélioration du contact redresseur de la jonction PN.

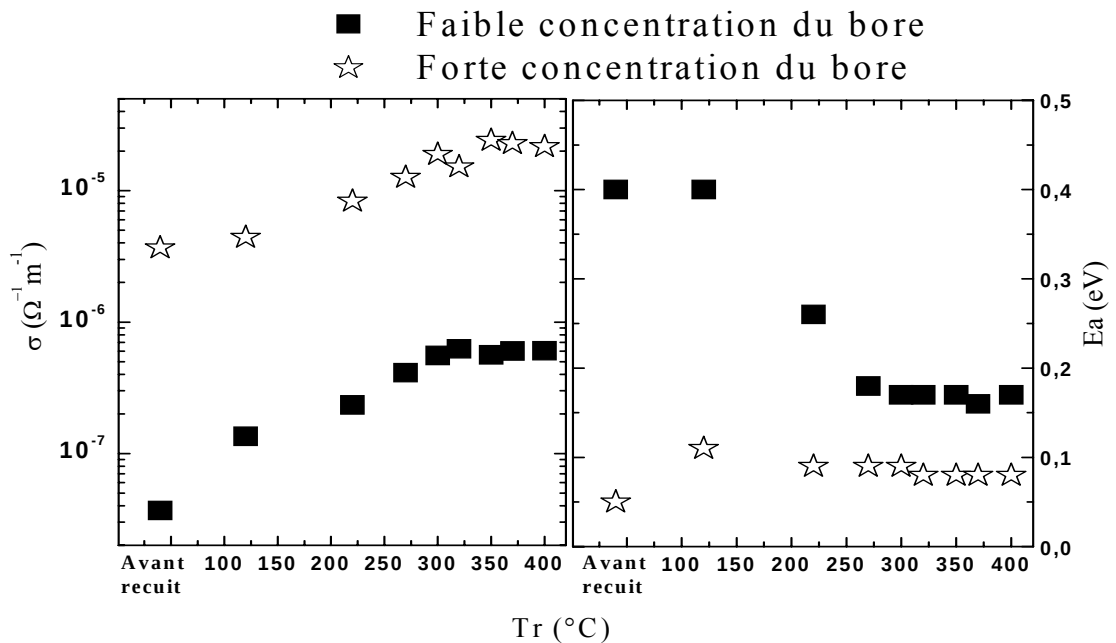


Figure D46 : Evolution de la conductivité et son énergie d'activation en fonction de la température de recuit des deux échantillons déposés à faible et à forte concentrations du bore.

D.5.5 Conclusion

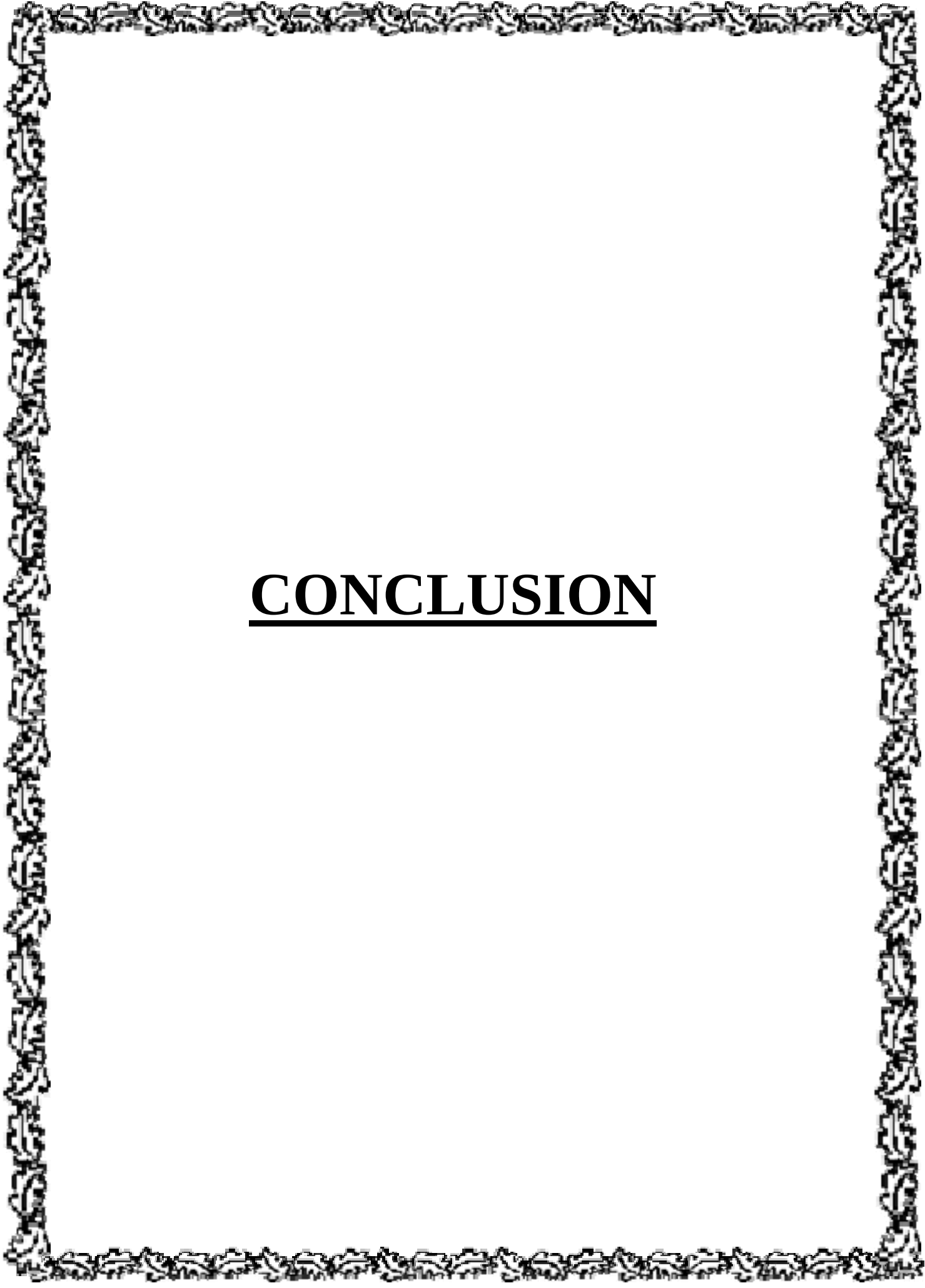
Cette partie a concerné l'étude de l'effet de recuit sur le dispositif habituel Au/a-Si:H/c-Si(N⁺) sauf que du bore a été incorporé au a-Si:H. Nous avons donc constaté que pour les dopages réussis les caractéristiques I-V étaient inversées par rapport au même dispositif sur des couches a-Si:H sans bore.

Le point le plus important de cette étude est que toutes les modifications observées du fait des recuits sont **irréversibles**.

L'étude de l'effet du recuit sur différentes concentrations de bore a montré deux types de comportement selon le domaine de concentrations : aux faibles concentrations on a pu observer une amélioration des caractéristiques I-V par l'augmentation de leur redressement. Au contraire, aux fortes concentrations, une dégradation des caractéristiques a été observée suite à une augmentation du courant inverse ($V > 0$).

Nous avons pu lier l'amélioration des caractéristiques à faibles concentrations de bore par son activation dans la couche de a-Si:H. Aux fortes concentrations, la dégradation des caractéristiques a été attribuée à une amélioration de la jonction PN.

Enfin, à travers l'évolution de la conductivité et de son énergie d'activation, en fonction du recuit, nous avons retrouvé le fait que dans le a-Si:H l'activation du bore ne peut se faire que s'il est en faible concentration dans la matrice de a-Si:H.

A decorative border with a repeating floral and scrollwork pattern surrounds the central text.

CONCLUSION

CONCLUSION

Notre travail s'inscrit dans le cadre des recherches menées au laboratoire de physique des matériaux équipe "couches minces et semi-conducteur", Il est consacré à la caractérisation électrique des dispositifs à base de silicium amorphe hydrogéné (a-Si:H).

Dans ce travail nous avons étudié la structure Au/a-Si:H/c-Si(N⁺), sa caractérisation, ainsi que l'effet de recuits thermiques sur ces caractéristiques. Nous avons pu voir que les caractéristiques courant-tension (**I-V**) sont sensibles à la qualité des matériaux en présence ainsi qu'aux différents recuits subis.

Afin de réaliser ce travail, nous avons dû adapter un dispositif expérimental qui permet une mesure des faibles courants, le contrôle de la température et l'acquisition des mesures.

A partir de mesures I-V-T, des paramètres caractéristiques ont été déterminés comme le facteur de redressement, la conductivité, son énergie d'activation, etc.

La part la plus importante de notre travail a été l'étude de l'influence de la température de recuit sur les caractéristiques I-V-T et sur les paramètres que nous avons pu en tirer. Cette étude démontre que si des modifications des caractéristiques apparaissent suite à un recuit, elles sont irréversibles.

Trois séries d'échantillons ont été étudiées : la première a été déposée à différentes pressions d'hydrogène, la seconde a été déposée à différentes polarisations du porte-substrats, et la dernière série a été déposée à différentes concentrations de bore. Pour chaque série, les autres paramètres de dépôt ont été maintenus constants.

❑ **En fonction de la pression d'hydrogène**, nous avons retrouvé que la conductivité de la couche de a-Si:H augmente quand cette pression augmente avec une légère amélioration du redressement. Ce résultat est rapporté par l'ensemble des études menées sur ce matériau et est généralement interprété par une saturation d'une partie des liaisons pendantes par l'hydrogène et la relaxation du matériau, facilitant ainsi la conduction des électrons.

L'effet d'un recuit autour de 120°C sur ces échantillons n'a pas montré de grosses modifications de leurs caractéristiques, ce qui nous a poussé dans la deuxième série d'échantillons à étudier l'effet de recuits successifs à différentes températures de recuit.

□ **Concernant la série déposées à différentes polarisations du porte-substrats**, cette étude fait partie d'un travail plus important réalisé en vue de voir si la sélection des espèces du plasma lors du dépôt peut améliorer les couches déposées. Il a donc bien été montré une diminution de la contamination des couches par de l'oxygène à mesure que la polarisation du porte-substrats est négative [23].

Cependant à travers notre étude, la présence de cette polarisation nous a semblé néfaste, en particulier lorsque cette dernière est très négative :

La comparaison des I-V avant et après le dernier recuit a montré que le premier recuit (100-120°C) est pratiquement sans effets sur les caractéristiques I-V. Les principales modifications sont obtenues à partir du deuxième recuit (130°C), les autres recuits montrant une certaine stabilisation des dispositifs. Une "amélioration" des caractéristiques a été observée à travers, une plus grande régularité des courbes obtenues, une augmentation du redressement, de la conductivité etc. Nous avons d'abord attribué ces importantes modifications à une amélioration du contact ainsi que du matériau. Cependant, les faibles valeurs de l'énergie d'activation des couches après recuit, nous a fait penser à une dégradation du dispositif, probablement par diffusion d'atomes d'or dans les couches, ces atomes jouant le rôle de donneurs d'électrons. Ceci pourrait alors expliquer après recuit les résultats suivants :

- La diminution de l'énergie d'activation.
- L'augmentation de la conductivité.
- L'augmentation du redressement.
- L'élargissement de la région de neutralité de la jonction.

Ces phénomènes sont plus marqués pour une polarisation du porte-substrats plus négative. Ils sont accompagnés d'un facteur d'idéalité plus important, même

après recuit. Ce qui nous a fait penser que l'état de la surface de cet échantillon n'était pas bon (rugosité plus importante). Ce résultat pourrait être corrélé avec le fait que la dégradation du dispositif se trouve accentuée dans cet échantillon pour lequel l'énergie d'activation après recuit est la plus faible. Quels que soient les échantillons déposés avec un porte-substrats en flottant, aucun n'a présenté dans les mêmes domaines de recuit, un comportement similaire c'est-à-dire une dégradation du dispositif. Ce qui nous a fait dire que bien que la polarisation négative du porte-substrats diminue la contamination des couches en oxygène, elle est responsable de la détérioration de leur surface par leur bombardement lors de leur croissance, ce bombardement étant plus intense pour les fortes polarisations négatives.

❑ **Concernant la série contenant différentes concentrations de bore**, il est à noter que cette étude est différente des précédentes dans le sens où l'étude de l'effet de recuit concerne l'activation ou non du bore incorporé. Ce qui explique la différence des domaines des températures de recuit étudiées.

Nous avons tout d'abord constaté que pour les dopages réussis les caractéristiques I-V étaient redresseuses mais inversées comparées à précédemment. Ces caractéristiques ont été interprétées comme la superposition de deux contributions. Celle, concernant la jonction métal/semi-conducteur, (Au/a-Si:H(P)) superposée à une jonction PN (a-Si:H(P)/c-Si(N⁺)). Nous avons montré que dans le domaine des polarisations étudié ($V < 0$), c'était la première qui dominait.

En fonction des recuits successifs, deux types de comportements selon le domaine de concentrations ont pu être observés :

Aux faibles concentrations nous avons pu observer une amélioration des caractéristiques I-V par l'augmentation de leur redressement. Au contraire, aux fortes concentrations, une dégradation des caractéristiques a été observée suite à une augmentation du courant inverse ($V > 0$).

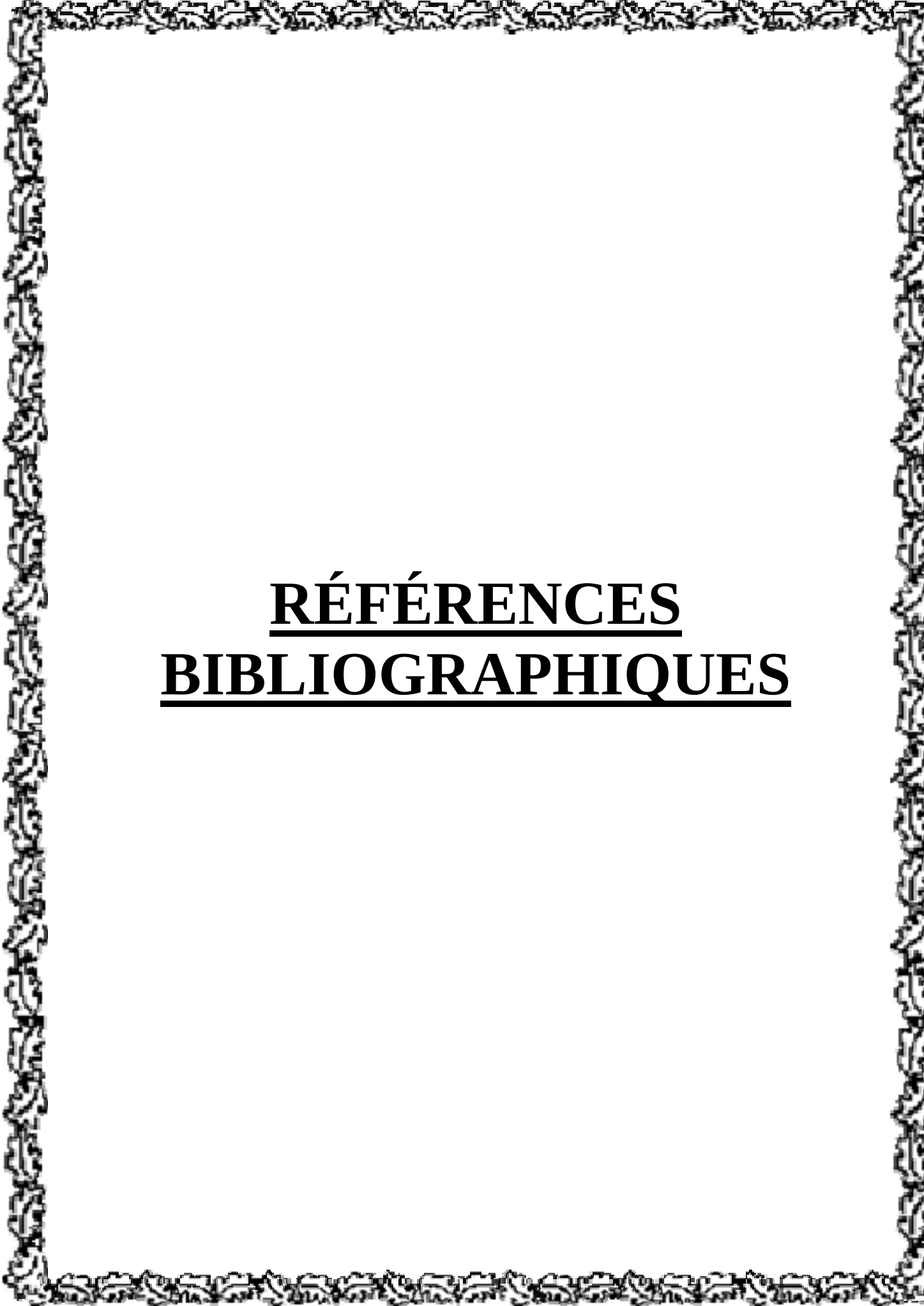
Nous avons pu lier l'amélioration des caractéristiques à faibles concentrations de bore par son activation dans la couche de a-Si:H. Aux fortes concentrations, la dégradation des caractéristiques a été attribuée à une amélioration de la jonction PN.

Enfin, à travers l'évolution de la conductivité et de son énergie d'activation, en fonction du recuit, nous avons retrouvé le fait que dans le a-Si:H, l'activation du bore ne peut se faire que s'il est en faible concentration dans la matrice de a-Si:H.

Cette étude nous aura permis de voir que les modifications observées sur les couches de a-Si:H dépendent de la température de recuit. Un résultat général nous a permis de voir que le premier recuit (100-120°C) modifie peu le dispositif, mais permet de définir un état de référence : les modifications éventuelles apparaissant à plus haute température de recuit suivi d'une systématique stabilisation.

Ces domaines de température de recuit sont très dépendants de la température de dépôt. C'est lorsque nous avoisinons cette dernière que les modifications les plus importantes apparaissent au niveau de l'échantillon où un réarrangement de la structure s'établit.

Cette étude nous a aussi permis de dégager des conditions d'expérimentation sur ces matériaux désordonnés, dont la définition de l'état de référence est très importante. Ainsi nous avons pu voir que pour obtenir des résultats reproductibles, il fallait dégazer les couches, faire sécher les contacts électriques, guérir les défauts dus à une exposition à la lumière. Pour cela, il était important de réaliser sous vide avant toute expérimentation, un recuit à une température inférieure à la température de dépôt (100-120°C). L'échantillon est alors dans son état de référence et les mesures peuvent commencer.



RÉFÉRENCES **BIBLIOGRAPHIQUES**

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] P. Pernet, Thèse de Doctorat, Université de Neuchâtel, Suisse (2000).
- [2] K. S. Karim, K. Sakariya, A. Nathan, Mat. Res. Soc, 762 (2003).
- [3] P. Chaploz, Thèse de Doctorat, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, Suisse (1996).
- [4] H. K. Lee, PhD Thesis, University of California, USA (1995).
- [5] H. Mathieu, Physique des Semi-conducteurs et des Composants Electroniques, 2^{ème} édition révisée, Ed. Masson, Paris (1990).
- [6] M. Aoucher, Thèse de Magister, Institut de Physique, U.S.T.H.B. (1984).
- [7] W. Futako, K. Yoshino, C. M. Fortman, I. Shimizu, Appl. Phys. 85, 812 (1999).
- [8] N. F. Mott, E. A. Davis, Phil. Mag. 22, 903 (1970).
- [9] M. Hadrami, Thèse de Doctorat, Université Paris 7, France (1989).
- [10] E. A. Davis, N. F. Mott, Phil. Mag. 22, 903 (1979).
- [11] W. E. Spear, Solid State Commun. Vol. 37, pp 1193 (1975)
- [12] W. Paul, A. J. Lewis, G. A. N. Connell, T. D. Moustakas, Solide State Commun., 20, 969 (1976).
- [13] A. Rahal, Thèse de Magister, Institut de Physique, U.S.T.H.B. (1988).
- [14] N. F Mott, Adv. Phys. 16, 49 (1967).
- [15] M. H. Brodsky, M. Cardona, J. J. Cuomo, Phys. Lett. 22, 1065 (1969).
- [16] N. F. Mott, Phil. Mag. 19, 835 (1969).
- [17] P. W. Anderson, Phys. Rev. 109, 1492 (1958).
- [18] K. Laihem, Thèse de Magister, Institut de Physique, U.S.T.H.B. (1999).
- [19] W. H. Zachariasen, J. Am. Chem. 54 (1932) 3841.

- [20] N. Beldi, Thèse de Magister, Institut de Physique, U.S.T.H.B. (1993).
- [21] R. Cherfi, Thèse de Magister, Faculté de Physique, U.S.T.H.B. (2002).
- [22] K. Mokeddem, Thèse de Magister, Faculté de Physique U.S.T.H.B. (2002).
- [23] A. Benabdelmoumen, Mémoire de Magister, Faculté de Physique, U.S.T.H.B. (2007).
- [24] N. Khelifati, Mémoire de Magister, Faculté de Physique, U.S.T.H.B. (2008).
- [25] N. Benarab, Thèse de Magister, Institut de Physique, U.S.T.H.B. (1985).
- [26] J. Perrin, Thèse de Doctorat de 3ème cycle, Université Paris 6, France (1978).
- [27] J. Tauc, Optical Properties of Solids, Ed. F. Abelès, North-Holland, Amsterdam (1972).
- [28] A. Fedala, Thèse de Magister, Faculté de Physique, U.S.T.H.B. (2002).
- [29] G. Farhi, Thèse de Magister, Faculté de Physique, U.S.T.H.B. (1998).
- [30] A. Allag, Thèse de Magister, Faculté de Physique, U.S.T.H.B. (2004).
- [31] S. Belkouché. Thèse de Doctorat, Université de Grenoble (1989).
- [32] D. Jousse, Thèse de Doctorat, Université Scientifique Technologique et Médicale de Grenoble (1986).
- [33] T. Matsul, J. of Non-Cryst. Sol. 338-340, 646 (2004).
- [34] M. Kondo, J. of Non-Cryst. Sol. 299-302, 108 (2002).
- [35] J. K. Rath, R. E. I. Schropp, Solar Energy Materials and Solar Cells 53, 189 (1998).
- [36] D. L. Staebler, C. R. Wronski, Appl. Phys. Lett. 31, 292 (1977).