

**UNIVERSITE DES SCIENCES ET DE LA TECHNOLOGIE HOUARI  
BOUMEDIENE**

**FACULTE DE PHYSIQUE**

Mémoire présenté pour l'obtention du grade de

**MAGISTER EN PHYSIQUE**

Spécialité: PHYSIQUE DES MATERIAUX

Par: **Lynda AINOUCHE**

Intitulé:

**Détermination de la densité d'états localisés par les techniques  
du photocourant modulé et du transitoire du photocourant  
dans le silicium amorphe hydrogéné déposé par pulvérisation  
DC magnétron**

Soutenu le **02/10/2003**, devant le jury composé de :

M <sup>f</sup>	H. DJELOUAH	Professeur à l'U.S.T.H.B	Président.
M <sup>f</sup>	M. AOUCHER	Professeur à l'U.S.T.H.B	Directeur de thèse.
M <sup>f</sup>	M. S. AIDA	Professeur à l'Université Mentouri de Constantine	Examineur.
M <sup>f</sup>	A. MOUHOUB	Chargé de recherche à l'U.D.T.S	Examineur.
M <sup>me</sup>	A. RAHAL	Maître de Conférences à l'U.S.T.H.B	Examineur.

# *Remerciements*

*Ce travail a été effectué au Laboratoire de Physique des Matériaux « Equipe Couches Minces et Semiconducteurs » de la Faculté de Physique U.S.T.H.B.*

*Je tiens d'abord à exprimer mes vifs remerciements à Monsieur Moussa AOUCHER, Professeur à l'U.S.T.H.B de m'avoir accueilli au sein de son équipe et d'avoir dirigé ce travail. Tout au long de ce travail, j'ai pu apprécier son aide, sa disponibilité et ses encouragements.*

*Mes remerciements vont à Monsieur H. DJELOUAH, Professeur à l'U.S.T.H.B, d'avoir accepté la présidence du jury de cette thèse.*

*Je remercie Monsieur M.S. AIDA, Professeur à l'Université Mentouri de Constantine, Monsieur A. MOUHOUB, Chargé de Recherche à l'UDTS, Madame A. RAHAL, Maître de Conférences à l'U.S.T.H.B, pour l'honneur qu'ils m'ont fait d'avoir accepté de juger ce travail.*

*Je remercie tous mes collègues pour leurs apports à ce travail. Alors, merci à R.Cherfi et K.Mokaddem pour l'élaboration des échantillons, merci à A.Fedala de m'avoir aidé dans la réalisation des montages expérimentaux, merci à K.Laihem pour le programme de base d'acquisition de la détection synchrone et merci à A.Allag, S.Fadel, A.Zikem et M.Saihi pour leur soutien.*

*Mes remerciements vont à mes amis pour leurs encouragements et leur compréhension tout au long de ce travail.*

*Mes chaleureux remerciements vont à mes parents, mes frères et mes sœurs pour leur patience, leurs aides, leurs encouragements pendant toutes mes années d'études.*

*Je tiens enfin à remercier tous ceux qui m'ont aidé de près ou de loin à finaliser ce travail.*

*A mon père et ma mère.*

*A mes frères et mes sœurs ( Anissa, Nabil, Assia et Nassim)*

*A mes amies ( Chafica, Radia et Lynda)*

*Et à toute ma famille.*

# Sommaire

Introduction.....	3
I - Description du matériau .....	5
I.1 - Arrangement atomique .....	5
I.1.1 - Silicium amorphe .....	5
I.1.2 - Silicium amorphe hydrogéné ( a-Si:H) et effet de l'hydrogène .....	6
I.2 - Propriétés électroniques du a-Si:H.....	6
I.2.1 - Densité d'états.....	7
I.2.1.1 - Notion de gap de mobilité.....	8
I.2.1.2 - Queues de bande.....	8
I.2.1.3 - Liaisons pendantes.....	8
I.2.2 - Modèles de densité d'états des semiconducteurs amorphes .....	8
I.2.2.1 - Modèle de C.F.O .....	9
I.2.2.2 - Modèle de Mott et Davis.....	9
I.3 - Modes de conduction dans le a-Si :H.....	10
I.3.1 - Conduction dans les états étendus de la bande de conduction.....	11
I.3.2 - Conduction dans les états localisés des queues de bandes .....	12
I.3.3 - Conduction dans les états localisés au voisinage du niveau de Fermi .....	12
I.4 - Propriétés optiques .....	13
I.5 - Photoconductivité.....	15
I.5.1 - Génération- Recombinaison.....	16
I.5.2 - Photoconductivité en fonction de la température et du taux de génération	17
I.5.2.1 - Photoconductivité en fonction de la température.....	17

I.5.2.2 -	Photoconductivité en fonction du taux de génération .....	18
I.6 -	Méthodes de dépôt .....	19
II -	Méthodes de détermination de la densité d'états.....	21
II.1 -	Photocourant modulé MPC.....	21
II.1.1 -	Principe de la méthode du photocourant modulé MPC .....	22
II.1.2 -	Analyse théorique du photocourant modulé .....	24
II.1.2.1 -	Equations de base .....	24
II.1.2.2 -	Expression du module et de la phase du photocourant modulé.....	26
II.1.3 -	Calcul de la densité des états localisés à partir du MPC .....	28
II.2 -	Transitoire du photocourant TPC.....	29
II.2.1 -	Analyse de la décroissance du photocourant en utilisant l'approche du transport dispersif par multiplièges .....	30
II.2.2 -	Analyse du transitoire du photocourant par la transformée de Fourier. Détermination de la DOS.....	30
II.3 -	Méthode du photocourant constant (CPM) et Spectroscopie de Déflexion Photothermique (PDS).....	31
II.3.1 -	Méthode du photocourant constant (CPM) .....	31
II.3.2 -	Spectroscopie de Déflexion Photothermique (PDS).....	32
III -	Techniques expérimentales .....	34
III.1 -	Présentation des échantillons .....	34
III.1.1 -	Dépôt des couches minces de a-Si:H.....	34
III.1.2 -	Dépôt des barrettes métalliques.....	35
III.2 -	Dispositifs expérimentaux et descriptions des mesures électriques.....	36
III.2.1 -	Conductivité électrique en fonction de la température .....	38
III.2.1.1 -	Conductivité électrique sous obscurité.....	43
III.2.1.2 -	Conductivité électrique sous lumière monochromatique .....	44
III.2.2 -	Photocourant modulé .....	45

III.2.2.1 - Procédure expérimentale de la mesure MPC.....	48
III.2.2.2 - Etalonnage de l'expérience : mesure de flux et du déphasage .....	49
III.2.3 - Transitoire du photocourant (TPC).....	52
III.2.3.1 - Procédure expérimentale de la mesure de TPC.....	54
III.2.3.2 - Mesure du flux de lumière d'excitation .....	55
IV - Résultats expérimentaux et discussions .....	57
IV.1 - Conductivité électrique en fonction de la température.....	57
? Effet de la longueur d'onde de la lumière d'excitation sur la conductivité électrique en fonction de la température.....	59
IV.2 - Spectre d'absorption optique .....	60
IV.3 - Résultats du photocourant modulé MPC.....	62
IV.3.1 - Amplitude et Phase du photocourant modulé en fonction de la fréquence 62	
IV.3.2 - Amplitude et Phase du photocourant modulé en fonction de la température de mesure.....	65
IV.3.3 - Allure de la densité d'états localisés.....	66
IV.3.4 - Image de la densité d'états localisés obtenue à partir du MPC .....	67
IV.3.5 - Effet de la longueur d'onde de la lumière d'excitation modulée sur la détermination de la densité d'états localisés.....	68
IV.4 - Résultats du transitoire du photocourant TPC .....	72
IV.4.1 - Transitoire du photocourant à différentes températures de mesure .....	72
IV.4.2 - Etude de la décroissance du photocourant .....	73
IV.4.3 - Analyse du transitoire du photocourant par la transformée de Fourier ..	76
IV.4.3.1 - Amplitude et phase en fonction de la fréquence .....	77
IV.4.3.2 - Amplitude et phase du photocourant en fonction de la température	78
IV.4.4 - Détermination de la densité d'états localisés à partir de TPC.....	79
IV.4.5 - Effet de la longueur d'onde de la lumière d'excitation sur la détermination de la DOS.....	80

IV.5 - Etude du lot d'échantillons .....	82
IV.5.1 - Photocourant modulé MPC.....	82
IV.5.1.1 - Amplitude et phase du MPC en fonction de la fréquence à T=140 K et à T=340 K	82
IV.5.1.2 - Amplitude et phase du MPC en fonction de la température à 14Hz et à 20KHz	84
IV.5.1.3 - Densité d'états localisés dans le gap déterminée à partir de MPC..	86
IV.5.2 - Transitoire du photocourant TPC.....	87
IV.5.2.1 - Transitoire du photocourant mesuré à température ambiante.....	87
IV.5.2.2 - Décroissance du photocourant.....	88
IV.5.2.3 - Densité d'états localisés dans le gap déterminée à partir de TPC en utilisant la transformée de Fourier rapide .....	89
IV.6 - Comparaison des profils de la densité d'états localisés déterminés à partir de MPC et TPC	90
Conclusion.....	95
<i>Références</i> .....	97

# **Introduction**

# Introduction

Dès la découverte du silicium amorphe hydrogéné (a-Si :H) vers la fin des années soixante [Chi 69], de nombreux efforts de recherche ont été entrepris sur ce matériau afin d'arriver à mieux comprendre ses propriétés et élargir ses domaines d'application. Le a-Si :H est un bon candidat pour les applications en photovoltaïque et en microélectronique. Le grand avantage que le a-Si :H procure est la possibilité de le déposer sur de grandes surfaces en couches minces avec un faible coût de fabrication.

Les propriétés électroniques du a-Si :H dépendent fortement des états localisés dans sa bande interdite. Ces états agissent comme des centres pièges ou des centres recombinants pour les porteurs de charges libres. Leur densité constitue un critère d'appréciation de la qualité du matériau, celui-ci étant d'autant meilleur que sa densité d'états localisés est faible. Afin d'évaluer cette densité, une large variété d'expériences ont été réalisées. Parmi ces expériences, nous rencontrons la technique du photocourant modulé (modulated photocurrent MPC) [Ohe 81], la technique du transitoire du photocourant (transient photocurrent TPC) [Mai 87], la méthode du photocourant constant (CPM) [Van 81] et la méthode de spectroscopie de déflexion photothermique (PDS) [Boc 80]. Les techniques MPC et TPC déterminent la spectroscopie de la densité d'états localisés dans le gap. Par contre, la CPM et la PDS déterminent une concentration totale des défauts autour du niveau de Fermi..

L'objectif de ce travail est la détermination expérimentale de la densité d'états localisés dans le gap du a-Si :H en utilisant les méthodes spectroscopiques MPC et TPC. Pour cela, nous avons mis au point, au sein de notre laboratoire « Physique des Matériaux Equipe Couches Minces et Semiconducteurs ECMS », deux dispositifs expérimentaux qui nous ont permis l'exploitation de ces deux techniques dans l'étude du matériau a-Si :H.

La technique du photocourant modulé MPC consiste à éclairer le matériau a-Si :H avec une lumière dont l'intensité est modulée sinusoïdalement dans le temps est superposée à une composante continue. Le photocourant obtenu est également sinusoïdal et présente un déphasage par rapport au signal de l'excitation lumineuse.

La technique du transitoire du photocourant TPC consiste en l'analyse de la décroissance du photocourant dans le matériau juste après la rupture de l'éclairement. L'analyse de la décroissance est réalisée par deux méthodes. La première se fait en utilisant

l'approche du transport dispersif par multipliègées. Elle permet la détermination du désordre du matériau. La seconde est une décomposition spectrale par la transformation de Fourier (TF) pour passer du domaine temporel au domaine fréquentiel. Dans le domaine fréquentiel on obtient l'amplitude du photocourant et la phase.

Les modèles théoriques qui interprètent ces techniques TPC et MPC montrent que l'amplitude et la phase du photocourant sont liées aux échanges entre les états situés dans le gap.

En utilisant ces deux techniques et la mesure de la conductivité électrique en fonction de la température nous allons étudier les propriétés du matériau silicium amorphe hydrogéné.

Ce matériau est déposé par la technique de pulvérisation DC magnétron au sein de notre laboratoire.

Notre travail est présenté en quatre chapitres.

Dans le premier chapitre, nous donnons une description générale du silicium amorphe hydrogéné. Cette description comporte les principales propriétés de ce matériau.

Dans le deuxième chapitre, nous présentons les méthodes de détermination de la densité d'états ainsi que les modèles théoriques qui interprètent les techniques du photocourant modulé (MPC) et du transitoire du photocourant (TPC).

Dans le troisième chapitre, nous décrivons les différentes techniques expérimentales utilisés dans ce travail. Nous commençons par une présentation générale de la technique de dépôt des échantillons étudiés, suivie d'une description détaillée des dispositifs expérimentaux utilisés dans ce travail. Nous présentons le dispositif de la mesure de la conductivité électrique sous obscurité et sous lumière monochromatique, le dispositif de la technique du photocourant modulé (MPC) et celui de la technique du transitoire du photocourant (TPC).

Dans le quatrième chapitre, nous reportons les différents résultats expérimentaux obtenus ainsi que leurs discussions. Nous présentons les résultats de mesure de la conductivité électrique sous obscurité et sous lumière monochromatique, les résultats de la technique du photocourant modulé (MPC) et ceux de la technique du transitoire du photocourant (TPC). Une estimation du profil de la densité d'états localisés est alors proposée à partir de chacune des deux dernières méthodes ainsi que leur comparaison. Celle-ci se fait sur un lot de plusieurs échantillons.

# **Chapitre I**

## **Description du matériau**

## Description du matériau

Nous présentons, dans ce chapitre, une description générale du silicium amorphe hydrogéné. Nous rappelons sa structure atomique, ses propriétés électroniques, ses mécanismes de conduction ainsi que ses propriétés optiques et de photoconductivité. Pour finir, nous exposons qualitativement les différentes méthodes d'élaboration de ce matériau.

### I.1 - Arrangement atomique

Dans un cristal idéal de silicium, les atomes sont arrangés selon une cellule tétraédrique d'arête  $2,35 \text{ \AA}$  et d'angle de liaison  $109^{\circ}28'$ . Cet arrangement est périodique, il se répète dans tout le cristal (voir figure I.1).

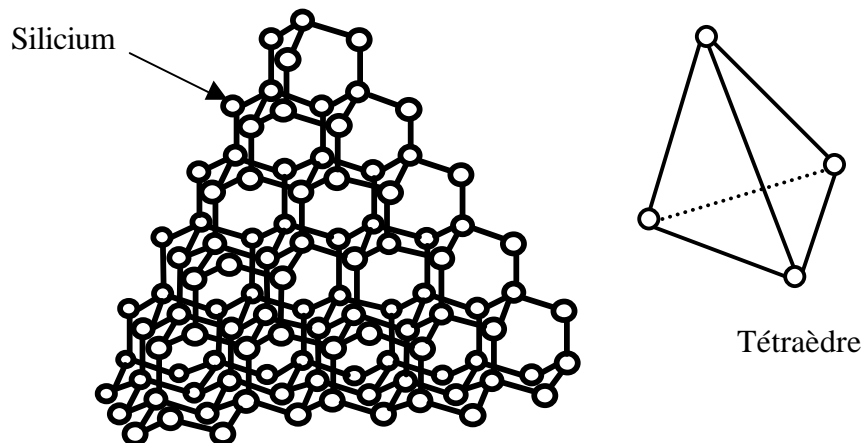


Fig.(I.1) : Structure cristalline du silicium

#### I.1.1 - Silicium amorphe

Le silicium amorphe (a-Si) est caractérisé par un arrangement atomique à courte distance traduit par la conservation de la cellule tétraédrique élémentaire.

À longue distance, la variation de la distance inter-atomique et la déviation de l'angle de liaison font apparaître des distorsions dans les semiconducteurs amorphes. Ces distorsions peuvent être suffisamment importantes pour empêcher une liaison de se former ce qui donne lieu à des liaisons insatisfaites ou pendantes (voir figure I.2-a). Ces écarts de structure par rapport à l'arrangement idéal engendrent une très forte quantité de défauts électroniques dans

le matériau, elle est d'environ de  $10^{20}$  défauts/cm<sup>3</sup>. La présence d'une telle quantité de défauts rend le matériau peu performant pour les applications électroniques.

### I.1.2 - Silicium amorphe hydrogéné ( a-Si:H) et effet de l'hydrogène

Un moyen pour diminuer la quantité de liaisons pendantes dans le silicium amorphe consiste en l'hydrogénation de ce matériau. L'hydrogène incorporé peut établir une liaison avec les atomes de silicium dont les liaisons ne sont pas entièrement satisfaites (Fig I.2-b).

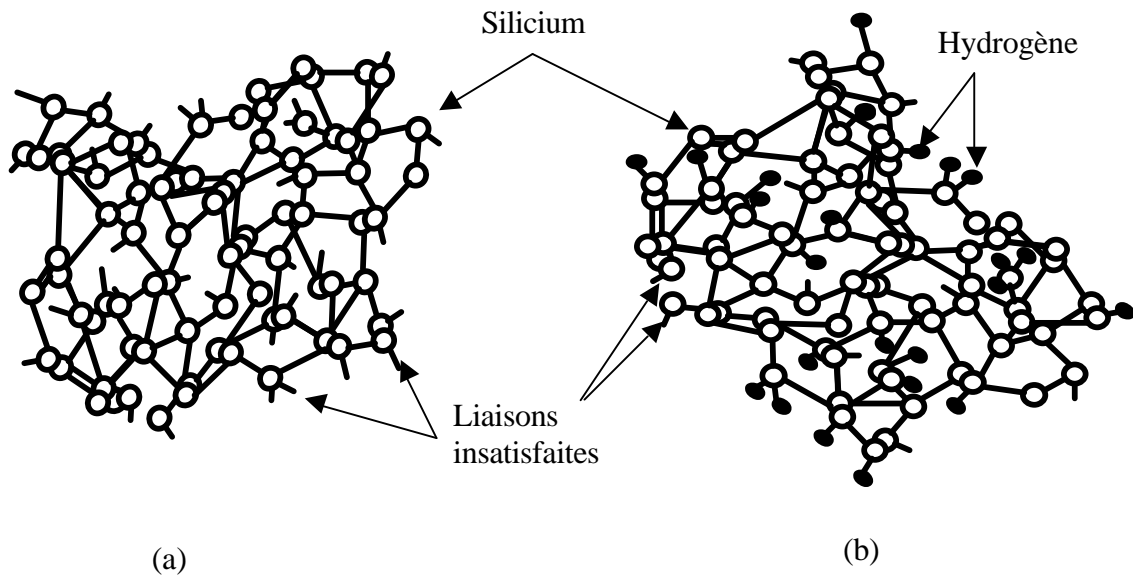


Fig.(I.2) : (a)- : Structure amorphe et (b)- : Structure du silicium amorphe hydrogéné

La concentration d'hydrogène incorporée dans le silicium amorphe dépasse très largement la quantité de liaisons insatisfaites. Pourtant, ces liaisons ne sont jamais entièrement saturées. On pense que l'hydrogène vient occuper d'autres sites en cassant les liaisons Si-Si fortement distordues et forment des groupements comme le SiH, le SiH<sub>2</sub> ou le SiH<sub>3</sub>. D'autres liaisons aussi sont probables qui donnent naissance à des configurations métastables [Sta 77].

L'incorporation de l'hydrogène dans le silicium amorphe a donné la possibilité d'utilisation de ce matériau (a-Si:H) dans des applications telles que les cellules photovoltaïques.

## I.2 - Propriétés électroniques du a-Si:H

Les propriétés électroniques des semiconducteurs amorphes représentent une similitude avec celles des semiconducteurs cristallins. Mais les interactions des porteurs de charges

libres avec les centres pièges dans les matériaux amorphes vont introduire certains changements.

### I.2.1 - Densité d'états

Dans un cristal parfait, les atomes forment une structure ordonnée et périodique. Nous distinguons, dans les matériaux cristallins, deux bandes d'états permis, qui sont la bande de conduction et la bande de valence. Ces deux bandes sont séparées par une bande d'énergie interdite (Fig I.3-a).

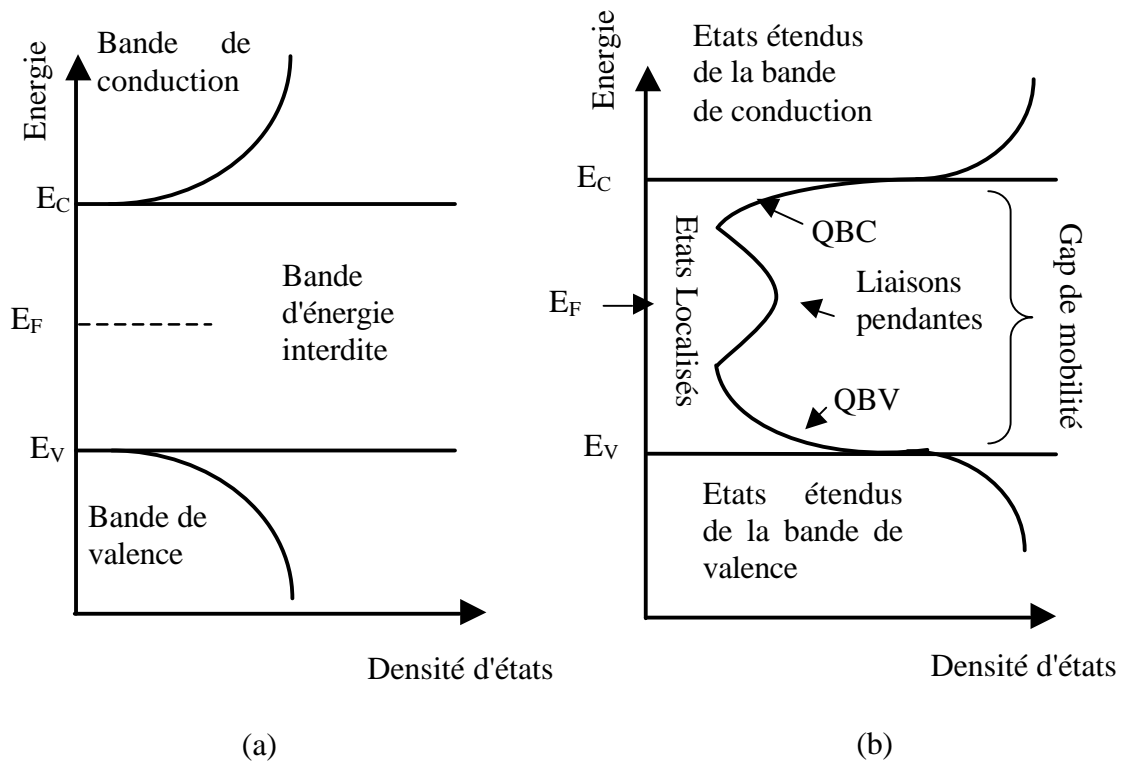


Fig.(I.3) : (a) - Densité d'états d'un Semiconducteur cristallin  
(b) -Modèle général de la densité d'états d'un semiconducteur amorphe.

Dans le silicium amorphe, la cellule tétraédrique élémentaire est conservée. Cependant, les déviations structurales par rapport à cette cellule de base, à grande distance, se manifestent par une déformation des tétraèdres. Ceci entraîne la présence d'un grand nombre d'états localisés dans la bande interdite dite gap de mobilité ou écart de mobilité pour les matériaux amorphes (Fig I.3-b). Ces états localisés sont composés de queues de bande et de liaisons pendantes.

Les propriétés des semiconducteurs amorphes dépendent fortement de ces états. Il est donc impératif de bien les caractériser. Les deux techniques basées sur l'étude des

photocourants ( photocourant modulé et le transitoire du photocourant) que nous avons utilisées au cours de notre travail s'adaptent bien à la caractérisation de ces états. Nous allons décrire ces techniques par la suite.

### **I.2.1.1 - Notion de gap de mobilité**

La mobilité électronique dans les états localisés est inférieure de quelques ordres de grandeur à celle des électrons dans les états étendus. L'énergie critique qui marque cette transition est appelée seuil de mobilité. Ceci a permis de définir pour les amorphes un gap de mobilité plutôt qu'une bande interdite. La largeur du gap de mobilité  $E_g$  est alors définie par  $E_g = E_C - E_V$  où  $E_C$  et  $E_V$  représentent respectivement les positions énergétiques des seuils de mobilité des électrons et des trous.

Cette largeur du gap est plus élevée dans le silicium amorphe. Elle est pratiquement de l'ordre de 1,7 eV contre 1,1 eV pour le silicium cristallin. Cette particularité permet d'obtenir des courants inverses dans les contacts redresseurs, à l'obscurité, plus faibles dans le silicium amorphe.

### **I.2.1.2 - Queues de bande**

Les queues de bandes de conduction (QBC) et de valence (QBV) traduisent le désordre structural du matériau et sont dues aux distorsions des liaisons présentes dans le matériau. Elles constituent les états les plus proches de la bande de conduction et de la bande de valence (Fig I.3-b).

### **I.2.1.3 - Liaisons pendantes**

Les liaisons pendantes sont des défauts ponctuels, elles apparaissent quand un atome de silicium possède des liaisons insatisfaites (Fig I 2).

Les liaisons pendantes se manifestent par des états électroniques qui se situent au milieu du gap. Ces états électroniques peuvent avoir trois possibilités de charge :

- ?? aucun électron ( $D^+$ ), donc une charge positive;
- ?? un électron ( $D^0$ ), donc neutre;
- ?? deux électrons ( $D^-$ ), donc une charge négative.

## **I.2.2 - Modèles de densité d'états des semiconducteurs amorphes**

Plusieurs modèles ont été développés pour décrire la structure électronique des semiconducteurs amorphes. Dans les deux principaux modèles de densité d'états, proposés

par Mott et Davis [Mot 69, Dav 70] et Cohen et al [Coh 70], le profil de densité d'états comporte deux types de défauts, les états de queues de bande et les liaisons pendantes.

### I.2.2.1 - Modèle de C.F.O

Le modèle C.F.O (Cohen- Fritzsche-Ovshinsky) décrit les états localisés dans le gap comme un continuum d'états. Les queues de bande se prolongent et se recouvrent à l'intérieur du gap de mobilité (voir figure I.4-a). Le recouvrement des queues de bandes fixe le niveau de Fermi .

### I.2.2.2 - Modèle de Mott et Davis

Mott et Davis considèrent, dans leur modèle, et en se basant sur les travaux d'Anderson [And 58], que la densité d'états relative aux liaisons pendantes peut être exprimée sous la forme d'une somme de deux gaussiennes, et que les densités relatives aux états des queues de bandes peuvent être exprimées sous une forme exponentielle (voir figure I.4-b).

La densité des états des queues de bande de conduction  $N_{QBC}(E)$  et des queues de bande de valence  $N_{QBV}(E)$  s'écrivent respectivement

Pour la queue de bande de conduction:

$$N_{QBC}(E) = N_C \exp\left\{-\frac{E - E_C}{k_B T_C}\right\} \quad (I.1)$$

et pour la queue de bande de valence:

$$N_{QBV}(E) = N_V \exp\left\{-\frac{E_V - E}{k_B T_V}\right\} \quad (I.2)$$

$N_C$  et  $N_V$  représentent les densités d'états effectives aux bords de bandes de conduction et de valence.

$T_C$  et  $T_V$  représentent les températures caractéristiques de la queue de bande de conduction et de la queue de bande de valence.

$\frac{1}{k_B T_C}$  et  $\frac{1}{k_B T_V}$  représentent les pentes de la queue de bande de conduction et de la queue de bande de valence. Ces pentes caractérisent le désordre du matériau.

Des mesures expérimentales ont montré que la largeur de la queue de bande de valence est toujours plus grande que celle de la queue de bande de conduction [Urb 53].

Le modèle de Mott et Davis s'adapte bien avec les résultats expérimentaux et c'est ce modèle que nous allons utiliser par la suite.

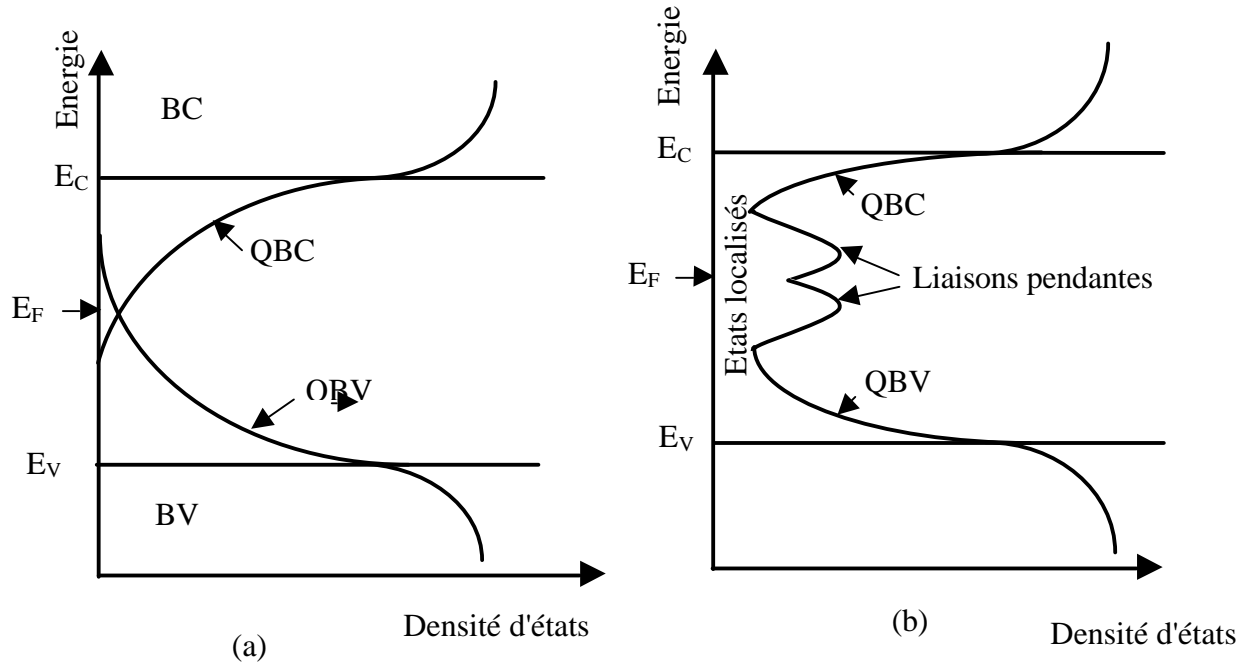


Fig.(I.4) : (a) -Modèle de densité d'états de C.F.O  
 (b) -Modèle de Mott et Davis de densité d'états dans un semiconducteur amorphe.

### I.3 - Modes de conduction dans le a-Si :H

La conductivité électrique est exprimée par:

$$\sigma = e^2 \int N(E) \mu(E) f(E) dE \quad (I.3)$$

$f(E)$  : Fonction de distribution de Fermi Dirac.

$N(E)$  : Densité d'états en fonction de l'énergie.

$\mu(E)$  : Mobilité en fonction de l'énergie.

Selon le domaine d'énergie d'intégration, le modèle de Mott et Davis prévoit trois mécanismes de conduction, notés  $\sigma_1$ ,  $\sigma_2$  et  $\sigma_3$  (Fig I.5). La conductivité électrique totale  $\sigma$  du silicium amorphe hydrogéné est donnée par:

$$\sigma = \sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3$$

- 1 : Conduction dans les états étendus,
- 2 : Conduction par sauts dans la queue de bande,
- 3 : Conduction par sauts au voisinage du niveau de Fermi.

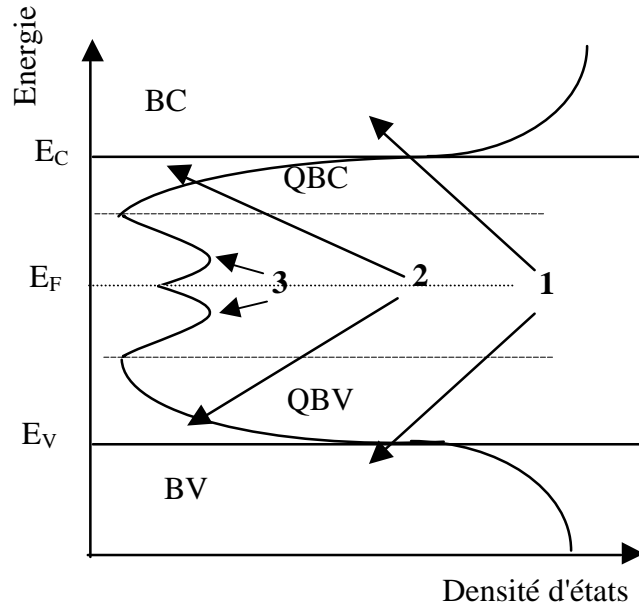


Fig.(I.5) : 1 : Conduction dans les états étendus, 2 : Conduction par sauts dans les queues de bande et 3 : Conduction par sauts au voisinage du niveau de Fermi.

La prédominance de l'un des mécanismes par rapport aux autres dépend de la température du matériau Fig (I.6).

### I.3.1 - Conduction dans les états étendus de la bande de conduction

La conduction dans les états étendus est prédominante à haute température  $T > T_1$ . Ce mode de conduction est analogue à la conduction dans les semiconducteurs cristallins intrinsèques. La conduction électrique s'écrit, dans ce cas, sous la forme:

$$\sigma_1 \propto \exp\left\{-\frac{E_C - E_F}{kT}\right\} \quad (I.4)$$

**I.3.2 - Conduction dans les états localisés des queues de bandes**

La conduction se fait par passage assisté thermiquement par les phonons; à températures moyennes  $T_2 < T < T_1$ ; d'un état localisé vers un autre état de queue de bande. La conductivité électrique s'exprime sous la forme:

$$\sigma = \sigma_0 e^{-\frac{E_A + E_F + W}{k_B T}} \tag{I.5}$$

W : L'apport énergétique des phonons.

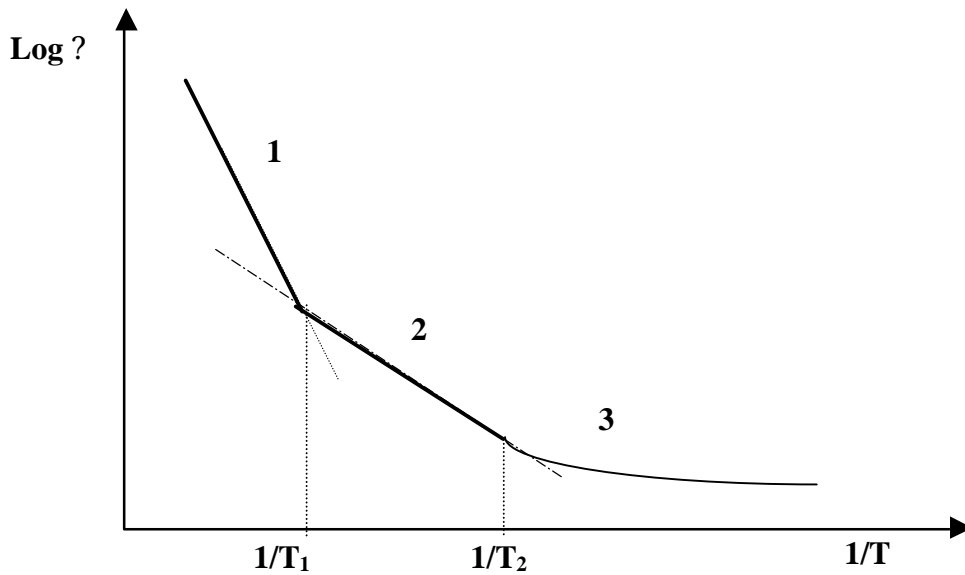


Fig.(I.6) : Evolution de la conductivité électrique en fonction de la température (représentation d'Arrhenius en  $\log \sigma = f(1/T)$  pour chaque mécanisme de conduction

**I.3.3 - Conduction dans les états localisés au voisinage du niveau de Fermi**

Le processus de conduction se fait par sauts entre les niveaux profonds près du niveau de Fermi à des températures basses  $T < T_2$ . La conductivité électrique dans ce cas est donnée par :

$$\sigma = \sigma_0 T_0^{-1/4} e^{-\frac{E_A + E_F}{k_B T}} \tag{I.6}$$

$T_0$  sont dépendantes de la densité d'états au niveau de Fermi.

Pour plus de détail sur les mécanismes de conduction voir Thèse de M.Aoucher [Aou 84].

## I.4 - Propriétés optiques

L'interaction de la lumière d'excitation avec les électrons du semiconducteur se traduit par des transitions électroniques d'un état initial d'énergie  $E$  et de densité  $N_i(E)$  à un état final d'énergie  $E+h\nu$  et de densité  $N_f(E+h\nu)$ . L'expression générale de l'absorption optique est donnée par:

$$\alpha(\nu) = \frac{2\pi}{\hbar} |P|^2 N_i(E) f(E) N_f(E+h\nu) [1 - f(E+h\nu)] \quad (I.7)$$

$|P|$  est l'élément de matrice qui décrit l'interaction,  $f(E)$  est la fonction de distribution des états,  $\hbar$  est la constante de Planck,  $\nu$  est la fréquence de la lumière et  $h\nu$  est l'énergie de photons.

Dans le cas du Silicium amorphe, l'absorption optique fait intervenir en plus des états des bandes de valence et de conduction, les états des queues de bandes ainsi que les états profonds dans le gap. Mott [Mot 79] suppose que  $|P|$  l'élément de matrice est indépendant de l'énergie  $E$ . L'expression de l'absorption devient :

$$\alpha(\nu) = |P|^2 \frac{N_i(E) f(E) N_f(E+h\nu) [1 - f(E+h\nu)]}{\hbar} \quad (I.8)$$

Le comportement du coefficient d'absorption optique " $\alpha$ " en fonction de l'énergie de photons  $E_{h\nu} = \hbar\nu$  présente trois zones différentes selon l'énergie de photons (Figure I-6). Une zone de faible absorption ( zone I), une zone de moyenne absorption ( zone II) et une zone de forte absorption ( zone III) voir figure (I.7). Ces différentes zones se caractérisent par des transitions électroniques particulières voir figure (I.8).

### *Zone de forte absorption (Zone I)*

Dans cette zone, les transitions électroniques se passent entre les états de la bande de valence et ceux de la bande de conduction. Dans ce cas le coefficient d'absorption s'écrit:

$$\alpha(\nu) = \frac{B(\hbar\nu - E_g)^2}{\hbar} \quad (I.9)$$

Où  $B$  est une constante et  $E_g$  est appelé le gap optique de Tauc [Tau 72].

### *Zone de moyenne absorption (Zone II)*

Elle est due essentiellement aux transitions des états de la queue de bande de valence vers ceux des états de la bande de conduction d'une part, et entre les états de la queue de bande de conduction et les états de la bande de valence d'une autre part. L'expression du terme d'absorption est alors :

$$\alpha(h\nu) \propto \exp\left\{-\frac{h\nu - E_0}{E_0}\right\} \quad (\text{I.10})$$

$E_0$  est appelée l'énergie d'Urbach [Urb 53].  $E_0$  est un paramètre caractéristique du matériau. Il caractérise le désordre structural dans le matériau. Plus  $E_0$  est petit, moins il y a de désordre dans le matériau.

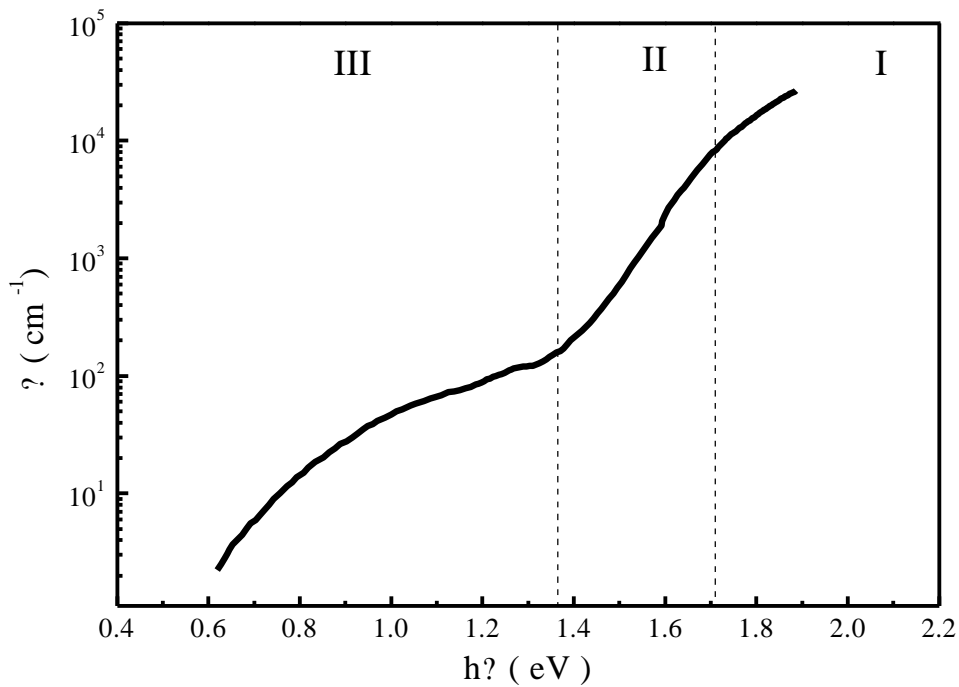


Fig.(I.7) : Coefficient d'absorption optique en fonction de l'énergie de photons  $h\nu$  du  $a\text{-Si:H}$ .

**Zone de faible absorption (Zone III)**

Dans cette région, les transitions électroniques se passent entre les niveaux profonds situés dans le gap et les états de la bande de valence ou les états de la bande de conduction. Le coefficient d'absorption ( dont l'expression peut être retrouvée dans la référence (Fed 02))

dans cette région, permet d'avoir des informations sur ces états notamment leurs densités de défauts.

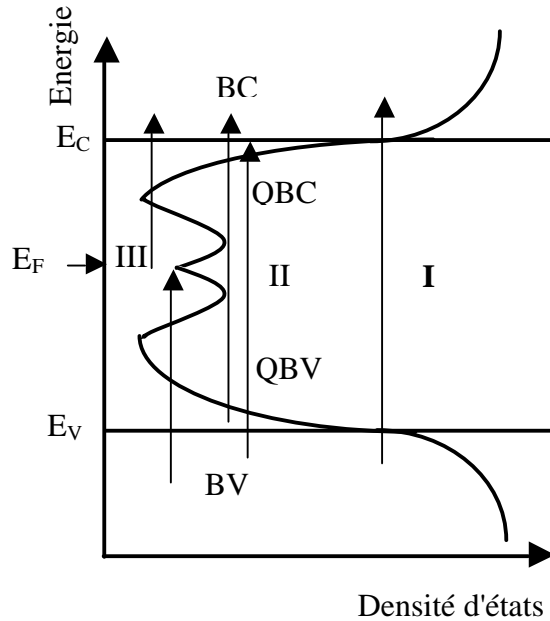


Fig.(I.8) : Transitions électroniques dans le a-Si:H

## I.5 - Photoconductivité

La différence entre la conductivité électrique  $\sigma_{tot}$  sous l'effet de la lumière et la conductivité électrique à l'obscurité  $\sigma_{obs}$  est appelée *photoconductivité*  $\sigma_{ph}$  ( $\sigma_{ph} = \sigma_{tot} - \sigma_{obs}$ ).

Le processus de photoconduction s'accomplit en deux étapes: l'absorption des photons incidents qui donne lieu à la création de charges libres (électron - trou) puis, la participation de ces charges à la conduction.

Dans le a-Si:H, les différents types de contribuant à la photoconductivité sont:

?? De la bande de valence vers la bande de conduction (I)

?? De la queue de bande de valence QBV (ou bande de valence) vers la bande de conduction (ou queue de bande de conduction QBC) (II)

?? Des états des liaisons pendantes vers les bandes de valence et de conduction (III)

### I.5.1 - Génération- Recombinaison

L'absorption du rayonnement fait apparaître un nombre égal d'électrons et de trous . On parle dans ce cas du processus de génération de paire électron-trou. Les porteurs photogénérés peuvent se déplacer dans le matériau sous l'effet d'un champ électrique ou se recombiner

La relation qui relie le taux de génération  $G$  de ces porteurs avec la distance  $x$  de la surface éclairée est donnée par

$$G(h\nu, x) = \eta(h\nu, x) F(x) \quad (I.11)$$

$\eta$ : le rendement quantique défini comme étant la probabilité pour qu'un photon crée une paire électron trou libre,  $\eta$  est pris égal à 1.

$F(x)$  l'intensité du flux à une distance  $x$ , il est donné par la loi de Beer-Lambert :

$$F(x) = (1 - R) F_0 \exp^{-\alpha x} \quad (I.12)$$

$F_0$ : l'intensité du flux incident,  $R$ : le coefficient de réflexion du matériau,

$$R = \frac{1 - n^2}{1 + n^2} \text{ et } n : \text{l'indice de réfraction du matériau.}$$

Pour les matériaux homogènes, le coefficient d'absorption ne dépend pas de  $x$ , il est constant, dans ce cas on peut écrire que le taux de génération global en intégrant sur toute l'épaisseur  $e$  du matériau:

$$G(h\nu) = (1 - R) e^{-\alpha} F_0 [1 - \exp^{-\alpha(h\nu)e}] \quad (I.13)$$

La **recombinaison** est caractérisée par le paramètre  $U$  et qui représente le nombre de porteurs qui disparaissent par unité de volume et par unité de temps.

les équations qui régissent les deux phénomènes précédents, sont les deux équations de continuité suivantes :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G - U_n - \frac{1}{q} \operatorname{div} J_n \quad \text{et} \quad \frac{\partial p}{\partial t} = G - U_p - \frac{1}{q} \operatorname{div} J_p \quad (\text{I.14})$$

Où  $n$  : la concentration des électrons,  $p$  : la concentration des trous.  $U_n$  et  $U_p$  représentent les taux nets de recombinaisons des électrons et des trous respectivement.  $J_n$  et  $J_p$  représentent les densités de courant des électrons et des trous respectivement.

Avec une distribution uniforme de la densité de courant des électrons et des trous, les deux équations de continuité deviennent :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G - U_n \quad \text{et} \quad \frac{\partial p}{\partial t} = G - U_p \quad (\text{I.15})$$

Dans le cas d'un éclairage continu « régime stationnaire » on a  $\frac{\partial}{\partial t} = 0$  d'où :

$G = U_n = U_p$  on a donc un équilibre entre la génération et la recombinaison pour les deux types de porteurs.

## I.5.2 - Photoconductivité en fonction de la température et du taux de génération

L'étude de la photoconductivité dans le a-Si:H en fonction de la température et du taux de génération renseignent sur les caractéristiques de ce matériau, notamment, la sensibilité à la lumière. Différents comportements de la photoconductivité en fonction de ces paramètres sont observés dans l'expérience [Fed 02] et dans des simulations numériques [Sma 91].

### I.5.2.1 - Photoconductivité en fonction de la température

La dépendance en température de la photoconductivité apparaît dès qu'un état énergétique est présent dans la bande interdite ce qui est le cas du silicium amorphe hydrogéné. Dans ce matériau, le comportement de la photoconductivité présente plusieurs gammes de variation selon le domaine de la température ( Fig I.9) .

Nous observons, dans la région I de la figure (I.9); aux basses températures ; un accroissement de la conductivité totale ( $\sigma_{\text{tot}}$ ) quand la température augmente. Cependant, dans certain cas, nous constatons que  $\sigma_{\text{tot}}$  ; dans la zone des moyennes températures ; subit une diminution pour atteindre un minimum comme dans le cas de la région II. Ce phénomène est appelé le quenching thermique de la photoconductivité [Sma 91]. La région III ; aux haute températures ; est caractérisée par une augmentation de la conductivité totale avec l'augmentation de la température jusqu'à atteindre la conductivité d'obscurité.

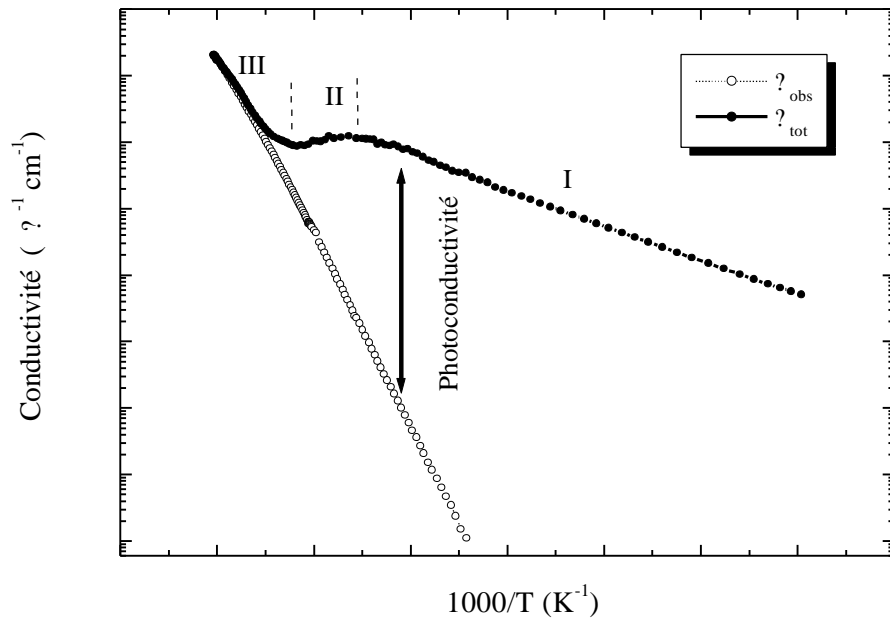


Fig.(I.9): La variation de la photoconductivité en fonction de l'inverse de la température

### I.5.2.2 - Photoconductivité en fonction du taux de génération

La variation de la photoconductivité en fonction du taux de génération a été étudiée par Rose [Ros 63] en proposant la relation suivante :

$$\sigma_{ph} \propto G^r \tag{I.16}$$

Où  $G$  est le taux de génération et  $r$  est le facteur de Rose appelé aussi l'exposant de la photoconductivité.  $r$  caractérise les phénomènes de piégeage et de recombinaison.

La courbe  $\sigma_{ph}(G)$  est présentée sur la Fig (I.10). Cette courbe présente un comportement non linéaire entre la photoconductivité et le taux de génération.

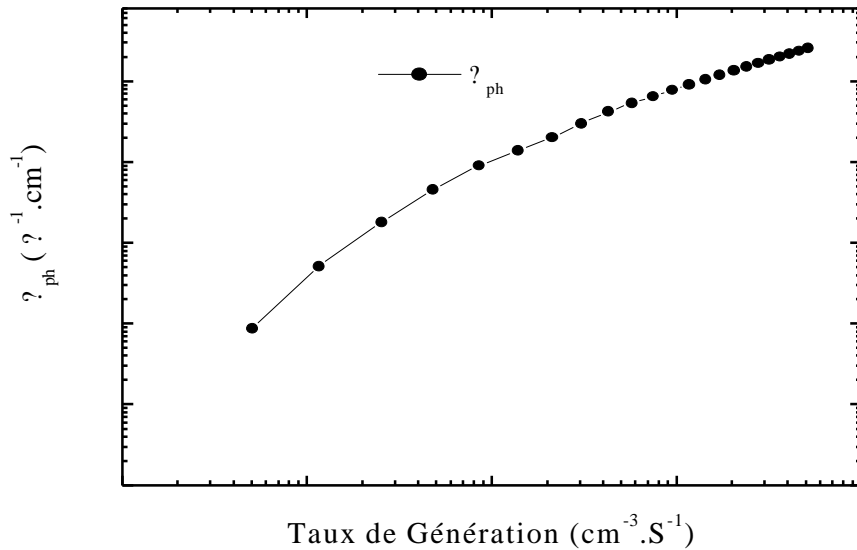


Fig.(I.10) : La variation de la photoconductivité en fonction du taux de génération.

[Fed 02]

## I.6 - Méthodes de dépôt

Le silicium amorphe peut être déposé par plusieurs méthodes. Une des premières à avoir été utilisée est l'évaporation thermique; le matériau ainsi obtenu est de très mauvaise qualité. Il contient un grand nombre de défauts (de l'ordre de  $10^{19}$  à  $10^{20}$  défauts/cm<sup>3</sup>), ceci n'a pas permis son utilisation comme semiconducteur. La méthode de dépôt, actuellement très largement utilisée, est la décomposition par plasma d'un gaz porteur de silicium comme le Silane SiH<sub>4</sub> [Roc 88 ]. Le matériau obtenu est le silicium amorphe hydrogéné. Cette méthode offre la possibilité du dopage du matériau in situ, il suffit alors d'introduire, à l'intérieur de l'enceinte de dépôt, des gaz porteurs d'atomes dopants (Bore, Phosphore).

Les techniques de dépôt à partir de pulvérisation de cible de silicium ont été aussi utilisées. Elle consiste à pulvériser, dans une enceinte à vide, une cible de silicium par les ions d'un plasma. L'hydrogénation se fait par l'injection de l'hydrogène à l'intérieure de l'enceinte. L'un des avantages que représente cette méthode est le découplage de la source du silicium de celle d'hydrogène et cela permet un meilleur contrôle du taux d'hydrogène dans le a-Si:H.

La méthode utilisée au sein de notre équipe est "*La pulvérisation en continu assistée par un magnétron*".

## Chapitre II

# Méthodes de détermination de la densité d'états

## Méthodes de détermination de la densité d'états

Les distorsions des liaisons et les liaisons insatisfaites dans le silicium amorphe hydrogéné ( $a\text{-Si:H}$ ) se manifestent par des centres électroniques dont le niveau d'énergie se situe dans le gap. De multiples méthodes ont été utilisées pour déterminer la densité de ces centres. Les méthodes couramment utilisées sont : Méthode du Photocourant Constant (CPM) [Van 81], méthode du Spectroscopie de Déflexion Photothermique (PDS) [Boc 80], mesure de photoémission, méthode du photocourant modulé [Ohe 81], méthode du transitoire du photocourant [Mai 87], mesure sur des structures capacitives ; par exemple : spectroscopie transitoire des niveaux profonds (DLTS) et mesure de résonance paramagnétique électronique (ESR).

Parmi ces méthodes, celles utilisées au sein de notre équipe la Méthode du Photocourant Constant CPM [Fed 02] et la Spectroscopie de Déflexion Photothermique (PDS). Ces deux méthodes reposent sur la détermination du coefficient d'absorption du matériau. Ce coefficient représente trois zones d'absorption ( faibles absorptions, moyennes absorptions et fortes absorptions). Dans la région de faibles absorptions, on détermine la concentration d'états localisés dans le gap.

Dans le but d'avoir une spectroscopie de la densité d'états localisés (DOS) dans le gap, nous nous sommes proposés, dans ce travail, d'étudier expérimentalement la méthode du photocourant modulé (Modulated PhotoCurrent MPC ) et la méthode du transitoire du photocourant (Transient PhotoCurrent TPC). Ces méthodes sont actuellement largement étudiées [Rey 00, Lon 02, Gue 02, Kor 02].

Dans ce chapitre, nous allons décrire le principe et le fondement théorique de la méthode du photocourant modulé et du transitoire du photocourant.

### II.1 - Photocourant modulé MPC

Cette méthode a été développée par H. Oheda [Ohe 81] en 1981. Oheda l'a appliquée pour la détermination de la densité d'états dans le  $a\text{-As}_2\text{Se}_3$  ( amorphous Arsenic Selenide). Cette densité est calculée à partir de la différence de phase entre le photocourant et la modulation de l'intensité de lumière. Par la suite, cette technique a été appliquée sur le silicium amorphe hydrogéné par Schumm, Nitsch et Bauer [Sch 88] en utilisant le même traitement proposé par Oheda. En 1990, Brüggemann, Main, Berkin et Reynolds [Brü 90] ont

proposé une analyse alternative plus simple en utilisant la différence de phase et le module du photocourant. Cette analyse est basée sur un seul type de porteur. L'étude du photocourant modulé a été complétée en 1992 par C.Longeaud et J.P. Kleider [Lon 92] en tenant compte des deux types de porteurs. Cette étude tient compte aussi des contributions dues aux états des queues de bande et aux liaisons pendantes. Le traitement dans ce cas devient complexe seul les processus de calculs numériques permettent l'interprétation des résultats.

En pratique, le modèle utilisé pour la détermination de la densité d'états localisés dans le gap est celui déterminé par Brüggemann pour un seul type de porteurs.

### II.1.1 - Principe de la méthode du photocourant modulé MPC

Le principe de la méthode du photocourant modulé est le suivant figure (II.1).

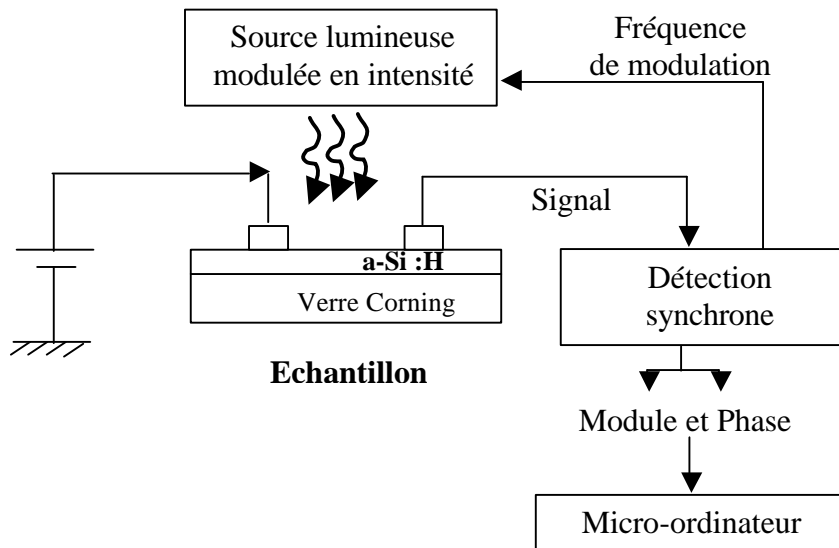


Fig.(II.1) : Principe de la mesure du photocourant modulé.

La mesure du photocourant se fait comme suit : l'échantillon est soumis à une différence de potentiel constante et éclairé. Cet éclairage est monochromatique, consiste en une composante continue superposée à une composante modulé à la fréquence ? comme indiqué sur la figure (II.2).

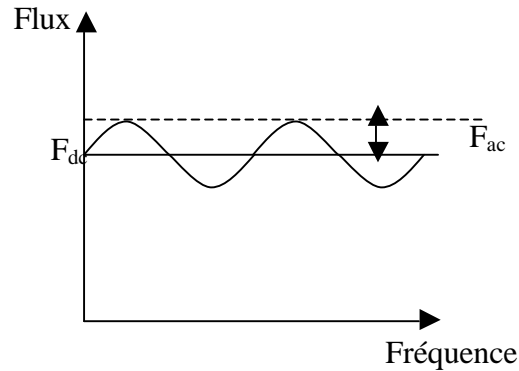


Fig.(II.2) : Flux d'excitation lumineuse de la méthode du photocourant modulé

Le module de la composante alternative du photocourant obtenu au sein de l'échantillon  $I_{ac}(\omega)$  ainsi que son déphasage  $\phi(\omega)$  par rapport à l'excitation lumineuse peuvent être mesurés à travers une détection synchrone.

La différence de phase est due aux échanges des porteurs libres photocréés avec les états localisés dans la gap. Le rapport  $\frac{\sin \phi(\omega)}{|I_{ac}(\omega)|}$  [Brü 90] permet de remonter à la densité d'états

localisés dans le gap. En faisant varier la fréquence de modulation, il est possible d'évaluer la densité d'états dans une gamme énergétique par rapport à celle de la bande de conduction. La relation qui relie la fréquence de modulation à l'état énergétique est la suivante :

$E_c - E_f = k_B T \ln\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)$  où  $k_B$  : Constante de Boltzmann,  $T$  : Température de mesure,  $E_c$  : Energie de la bande de conduction et  $\omega_0$  : Fréquence de saut des porteurs.

La fréquence de modulation  $\omega$  et la température de mesure  $T$  fixe les niveaux d'énergie sondés par l'excitation lumineuse. Aux basses fréquences, nous sondons un grand nombre d'états profonds. Aux hautes fréquences, nous nous rapprochons d'avantage de la bande de conduction.

L'analyse de la courbe de la DOS en fonction de l'énergie montre l'existence d'un ensemble d'états qui rentrent en résonance donnant un maximum de la densité d'états localisés. En pratique, on effectue des mesures à plusieurs températures, pour obtenir plusieurs spectres de densité d'états. L'enveloppe supérieure peut être considérée comme représentative de la forme de la densité d'états localisés [Bar 97].

## II.1.2 - Analyse théorique du photocourant modulé

Dans l'analyse menée par C.Longeaud et J.P. Kleider [Lon 92], l'échantillon est présenté dans une configuration coplanaire. Compte tenu de cette géométrie ils supposent que les diverses grandeurs ne varient que suivant une seule direction, et toutes les grandeurs sont homogènes dans tout le matériau.

Dans ce qui suit nous allons rappeler le développement du modèle de C.Longeaud et J.P. Kleider.

### II.1.2.1 - Equations de base

L'échantillon est présenté dans une configuration coplanaire, sous un champ électrique  $\mathcal{E}$ , l'expression générale du courant est donnée par :

$$I = Sq(\mu_n n - \mu_p p). \quad (\text{II.1})$$

Les grandeurs physiques ; la concentration des électrons  $n$ , la concentration des trous  $p$  et le champ électrique  $\mathcal{E}$  sont homogènes.

Avec :

$\mu_n$  : la mobilité des électrons,

$\mu_p$  : la mobilité des trous,

$S$  : Section de passage du courant électrique,

$q$  : Charge électrique.

Les valeurs de  $n$  et de  $p$  sont déterminées par les équations de base qui découlent de la statistique de Shockley-Read [Sho 52] mise en œuvre en 1952. Cette dernière considère un état piège unique qui échange des électrons et des trous via la bande de conduction et la bande de valence, respectivement. Ce n'est qu'en 1970 que Simmons et Taylor [Sim 71, Sim 72 ] ont adapté cette statistique à un continuum d'états.

Avec une distribution uniforme de la densité de courant des électrons et des trous, les équations de continuité s'écrivent comme suit :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G - \int_{E_v}^{E_c} c_n n N(E) [1 - f(E)] dE - \int_{E_v}^{E_c} e_n(E) N(E) f(E) dE \quad (\text{II.2})$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = G - \int_{E_v}^{E_c} c_p N(E) f(E) dE - \int_{E_v}^{E_c} e_p(E) N(E) [1 - f(E)] dE, \quad (\text{II.3})$$

$N(E)$  : Densité d'états localisés à une énergie  $E$ ,

$f(E)$  : La probabilité qu'un état à une énergie  $E$  soit occupé par un électron elle est appelée la fonction d'occupation,

$G$  : Génération des porteurs,

$e_n(E), e_p(E)$  : Fréquences d'émission des électrons et des trous respectivement,

$c_n, c_p$  : Fréquences de capture des électrons et des trous respectivement.

D'après la statistique de Shokley-Read la fonction d'occupation est donnée par :

$$f(E) = \frac{c_n n + e_p(E) f(E)}{c_n + c_p + e_n(E) + e_p(E)}. \quad (\text{II.4})$$

Dans la technique du photocourant modulé MPC l'excitation lumineuse est une fonction périodique dans le temps, deux contributions sont considérés, la première donne la partie continue du courant et la deuxième sa partie alternative. La partie continue est grande devant la partie alternative pour considérer le cas du régime en petits signaux. Dans ce régime, une faible perturbation alternative est appliquée à un système en régime permanent. Pour cela, il faut développer toutes les grandeurs physiques des équations considérées en une partie continue (indice dc) et une partie alternative (indice ac).

$$G = G_{dc} + G_{ac} \exp(j\omega t)$$

Avec:  $G_{dc}$  :  $G_{ac}$ ,  $\omega$  : Fréquence de modulation et  $j$  : nombre imaginaire ( $j^2 = -1$ ),

Nous écrivons pour la fonction d'occupation :

$$f(E) = f_{dc}(E) + f_{ac}(E) \exp(j\omega t),$$

et pour les concentrations de porteurs libres:

$$n = n_{dc} + n_{ac} \exp(j\omega t),$$

$$p = p_{dc} + p_{ac} \exp(j\omega t),$$

En prenant en considération les parties continues et les parties alternatives on obtient un système de quatre équations qui découlent de (II.2) et (II.3), deux pour la partie continue et

deux pour la partie alternative. La partie continue est équivalente au régime permanent ( $\frac{d}{dt} \approx 0$ ).

Les équations (II.2) et (II.3) deviennent :

$$0 = G_{dc} - \int_{E_v}^{E_c} c_n n_{dc} N(E) [1 - f_{dc}(E)] dE - \int_{E_v}^{E_c} e_n(E) N(E) f_{dc}(E) dE, \quad (II.5)$$

$$0 = G_{dc} - \int_{E_v}^{E_c} c_p p_{dc} N(E) f_{dc}(E) dE - \int_{E_v}^{E_c} e_p(E) N(E) [1 - f_{dc}(E)] dE, \quad (II.6)$$

Pour la partie continue (régime permanent) et

$$j = -ac - G_{ac} - \int_{E_v}^{E_c} [c_n n_{dc} - e_n(E)] f_{ac}(E) - c_n n_{ac} [1 - f_{dc}(E)] N(E) dE, \quad (II.7)$$

$$j = -ac - G_{ac} - \int_{E_v}^{E_c} [c_p p_{dc} - e_p(E)] f_{ac}(E) - c_p p_{ac} f_{dc}(E) N(E) dE, \quad (II.8)$$

pour la partie alternative.

La fonction d'occupation, dans ce cas, s'écrit :

$$f_{dc}(E) = \frac{c_n n_{dc} - e_p(E)}{c_n n_{dc} - c_p p_{dc} - e_n(E) - e_p(E)} \quad (II.9)$$

et

$$f_{ac}(E) = \frac{c_n n_{ac} [1 - f_{dc}(E)] - c_p p_{ac} f_{dc}(E)}{j - c_n n_{dc} - c_p p_{dc} - e_n(E) - e_p(E)} \quad (II.10)$$

### II.1.2.2 - Expression du module et de la phase du photocourant modulé

En remplaçant l'expression de  $f_{ac}(E)$  donnée par (II.10) dans les équations (II.7) et (II.8) et en séparant la partie réelle de la partie imaginaire des concentrations des porteurs tel que :

$$n_{ac} = n_r + j n_i$$

et

$$p_{ac} = p_r + j p_i$$

l'indice  $r$  représente la partie réelle et l'indice  $i$  représente la partie imaginaire. On obtient dans ce cas un système linéaire de quatre équations:

$$\begin{cases}
 A_n & A_p & B_n & B_p & n_i & 0 \\
 B_n & B_p & A_n & A_p & p_i & G_{ac} \\
 A_n^* & A_p^* & B_n^* & B_p^* & n_r & 0 \\
 B_n^* & B_p^* & A_n^* & A_p^* & p_r & G_{ac}
 \end{cases} \quad (II.11)$$

La résolution du système (II.11) donne les valeurs de  $n_i$ ,  $p_i$ ,  $n_r$ , et  $p_r$  en fonction de  $A_n, A_p, B_n, B_p, A_n^*, A_p^*, B_n^*$  et  $B_p^*$ . Ces derniers ont été déterminés par C.Longeaud et J.P. Kleider : pour les pièges de type monovalent [Lon 92] et pour les liaisons pendantes [Lon 93].

La contribution de la partie alternative du photocourant si le champ externe est continu va se mettre comme suit:

$$I_{ac} = S q \left[ \mu_n n_r - \mu_p p_r + j(\mu_n n_i - \mu_p p_i) \right] \quad (II.12)$$

D'où le module et la phase du photocourant  $I_{ac} = |I_{ac}| \exp(j\phi)$  sont donnés par:

$$\text{tg}(\phi) = \frac{\mu_n n_i - \mu_p p_i}{\mu_n n_r - \mu_p p_r}, \quad (II.13)$$

$$|I_{ac}| = S q \sqrt{(\mu_n n_i - \mu_p p_i)^2 + (\mu_n n_r - \mu_p p_r)^2} J^{1/2} \quad (II.14)$$

### Régime à haute fréquence

Le régime à haute fréquence est défini par ( $\omega \gg c_n n_{dc} + c_p p_{dc}$ ) et ( $c_n n_{dc} + c_p p_{dc}$ ) présente la fréquence où un ensemble d'états rentrent en résonance. Les porteurs libres vont subir essentiellement **un régime de piégeage et dépiégeage**. Dans ce régime, certains états pièges vont posséder un temps de réémission des porteurs libres qui coïncide avec la période du signal alternatif. Ce sont ces pièges qui vont créer le déphasage du photocourant par rapport à l'excitation lumineuse. Dans ce cas, certains coefficients du système (II.13) peuvent être négligés devant les autres. Les coefficients les plus dominants sont  $A_n, B_n, A_p^*$ , et  $B_p^*$ . Le système précédent est découplé, on a deux sous-systèmes à deux équations. Et à partir de (II.13) et (II.14) on peut montrer que:

$$\frac{|I_{ac}|}{\sin \phi} = S q G_{ac} \frac{(\mu_n A_p^* - \mu_p A_n)^2 + (\mu_n B_p^* - \mu_p B_n)^2}{\mu_n B_n (A_p^{*2} + B_p^{*2}) + \mu_p B_p^* (A_n^2 + B_n^2)} \quad (II.15)$$

Dans l'expression (II.15) les échanges avec les états localisés des deux types de porteurs (électrons et trous) sont mélangés. Cette expression (II.15) peut être simplifiée, si on considère la contribution d'un seul type de porteur (soit les électrons soit les trous).

Dans le cas d'une contribution des électrons l'équation (II.15) s'écrit simplement:

$$\frac{|I_{ac}|}{\sin \omega} = S q G_{ac} \frac{I}{B_n} \quad (II.16)$$

**Régime à basse fréquence**

Le régime à basse fréquence est défini par ( $\omega \ll c_n n_{dc} \approx c_p p_{dc}$ ) Dans ce régime, le phénomène de piégeage et de dépiégeage n'influe plus sur le photocourant modulé, et le déphasage tend vers zéro.

$$\phi \approx 0$$

et

$$|I_{ac}| = S q G_{ac} (\mu_n t_n + \mu_p t_p)$$

**II.1.3 - Calcul de la densité des états localisés à partir du MPC**

Si nous prenons en considération qu'un seul type de porteurs, nous pouvons remonter à la formule connue de Brüggemann[Brü 90] pour la détermination de la densité d'états.

L'expression de **Brüggemann** s'écrit lorsque le courant provient essentiellement d'un seul type de porteurs :

$$\frac{N(E_n)}{N_c} = \frac{2 N_c}{\omega} (S q G_{ac} \frac{\sin \omega}{|I_{ac}|} \omega) \quad (II.15)$$

$$E_c - E_n = k_B T \ln(\frac{N_c}{N})$$

s'il s'agit des électrons, et

$$\frac{N(E_p)}{N_v} = \frac{2 N_v}{\omega} (S q G_{ac} \frac{\sin \omega}{|I_{ac}|} \omega) \quad (II.16)$$

$$E_p - E_v = k_B T \ln(\frac{N_v}{N})$$

s'il s'agit des trous.

Avec :

$N_c, N_v$  : Densité d'états au bord de la bande de conduction, au bord de la bande de valence. Respectivement.

$\omega$  : Fréquence de modulation,

$k_B$  : Constante de Boltzman,

$T$  : Température de mesure,

$E_c, E_V$  : Energie seuil de la bande de conduction, Energie seuil de la bande de valence.

Respectivement

$\tau_n, \tau_p$  : Fréquence de saut des électrons, Fréquence de saut des trous.

$G_{ac}$  : Génération des porteurs libres due à la composante alternative de l'éclairement.

## II.2 - Transitoire du photocourant TPC

Une large variété d'expériences basées sur la réponse transitoire à une excitation lumineuse a été utilisée telle que la technique du transitoire de photocourant appliqué sur les structures en contact ohmique [Hva 81, Pan 84, Ohe 85] et la technique du temps de vol appliquée sur les structures Shottky [Mar 85, Tie 84].

Les mesures du transitoire du photocourant dans le a-Si:H nous permet une détermination des paramètres caractéristiques notamment la largeur de la queue de bande de conduction et la densité d'états localises dans le gap.

Le principe de cette technique consiste en un éclaircissement du matériau, avec une lumière monochromatique pendant un laps de temps, puis prélever la décroissance du photocourant juste après la rupture de l'éclaircissement. La réponse du transitoire du photocourant est relevée grâce à un oscilloscope numérique à mémoire et transmise au micro-ordinateur via une interface. Voir figure (II.3).

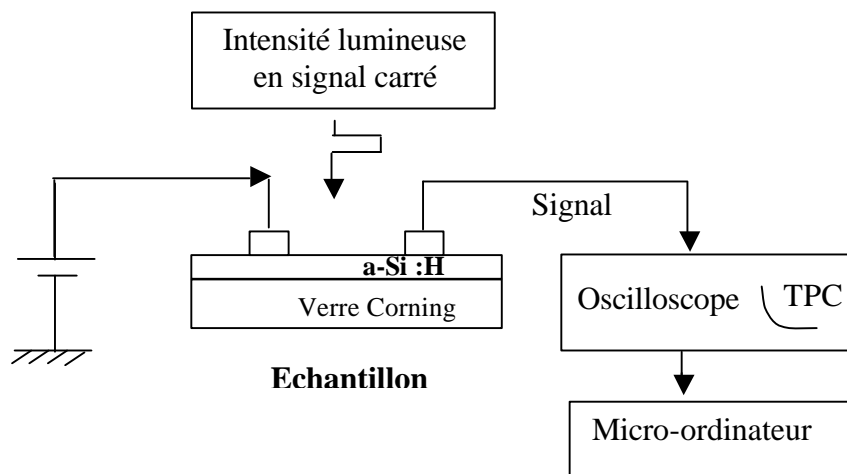


Fig.(II.3) : Principe de la mesure du transitoire du photocourant

Deux principales méthodes d'analyse des résultats de mesure de la technique du transitoire du photocourant sont proposées. La première fait appel à l'étude de la décroissance pour la détermination de la largeur de la bande de conduction. La deuxième analyse repose sur l'application de la transformée de Fourier sur les décroissances du photocourant. Cette dernière nous permet d'accéder au profil de la densité d'états localisés dans le gap.

### II.2.1 - Analyse de la décroissance du photocourant en utilisant l'approche du transport dispersif par multiétagés

Une première analyse de la décroissance du photocourant a été faite par Tiedje et Rose [Tie 81] et Orenstein et Kastner [Ore 82]. Dans cette analyse ils proposent un transport des porteurs libres par multiétagés. Les porteurs se déplacent dans le matériau, ils sont piégés puis relâchés alternativement tout au long de leur parcours. Les porteurs sont alors piégés par les centres électroniques dont les niveaux d'énergie sont situés proches de la bande de conduction, ils sont ensuite relâchés.

La décroissance du courant dû aux électrons au cours du temps peut être ajustée par l'expression suivante :

$$i(t) \approx at^{-(1-\alpha)} \exp(-t/\tau) \quad (II.17)$$

Le paramètre le plus significatif de cet ajustement est le paramètre  $\alpha$ . Il caractérise le désordre dans le matériau. Ce paramètre dépend de la température d'après la description du transport par multiétagés [Tie 80, Ore 81].

$$\alpha \approx \frac{T}{T_c} . \text{ Le paramètre du désordre varie de } 0 \text{ à } 1$$

$T_c$  : représente la température caractéristique de la queue de bande de conduction.

$(1-\alpha)$  représente la constante de décroissance.

### II.2.2 - Analyse du transitoire du photocourant par la transformée de Fourier. Détermination de la DOS

La transformation de Fourier est un outil d'analyse mathématique permettant le passage du signal de la présentation temporelle à la présentation fréquentielle.

Main et al ont proposé dans leur article de 1992 [Mai 92] d'appliquer la technique de la transformation de Fourier (TF) au transitoire du photocourant pour passer du domaine

temporel au domaine fréquentiel. Cette technique permet alors de dresser le profil de la densité d'états (DOS) dans le gap.

La transformée de Fourier de  $i(t)$  est  $I(\omega)$  et elle s'écrit comme suit :

$$I(\omega) = \int_k i(t_k) \cos(\omega t_k) dt_k + j \int_k i(t_k) \sin(\omega t_k) dt_k \quad (II.18)$$

$$a(\omega) = \int_k i(t_k) \cos(\omega t_k) dt_k \quad \text{partie réelle}$$

$$b(\omega) = \int_k i(t_k) \sin(\omega t_k) dt_k \quad \text{partie imaginaire}$$

$$\omega t_k \text{ à } (\omega t_k + \omega t_{k+1}) \quad \text{intervalle de temps}$$

$$|I(\omega)| = \sqrt{a(\omega)^2 + b(\omega)^2} \quad \text{amplitude}$$

$$\varphi(\omega) = \arctg \frac{b(\omega)}{a(\omega)} \quad \text{phase}$$

Une fois l'amplitude et la phase déterminées, on peut évaluer la densité en utilisant la relation de Brüggemann (II.15).

### II.3 - Méthode du photocourant constant (CPM) et Spectroscopie de Déflexion Photothermique (PDS)

La méthode du photocourant constant CPM et celle de la spectroscopie par déflexion Photothermique PDS permettent d'accéder au coefficient d'absorption  $\alpha$  donc à une estimation de la densité des défauts.

#### II.3.1 - Méthode du photocourant constant (CPM)

La méthode du photocourant constant ( CPM Constant Photocurrent Method) est l'une des principales méthodes de détermination du coefficient d'absorption  $\alpha$  du a-Si :H. Ce coefficient est lié à la concentration d'états localisés dans le gap pour des énergies de photons en dessous de la largeur du gap. Cette méthode utilise le fait que l'occupation d'un état n'est pas changé pendant l'illumination avec des photons d'énergie différente, si le photocourant reste constant. Afin de maintenir le photocourant constant , l'intensité du flux de photons est variée. Dans de telles conditions, le photocourant ne dépend que du nombre de photons incidents et du coefficient d'absorption. Pour plus de détails concernant cette méthode voir Thèse A. Fedala [Fed 02].

### II.3.2 - Spectroscopie de Déflexion Photothermique (PDS)

La spectroscopie de déflexion photothermique mise au point par Baccara et al en 1980 [Bac 80] et étudiée théoriquement ainsi qu'expérimentalement par Jackson et al [Jac 85], permet de déterminer le coefficient d'absorption  $\alpha$  du matériau étudié donc la densité des défauts.

L'effet photothermique désigne l'ensemble des phénomènes liés à la transformation en chaleur de la lumière absorbée par un système donné.

Le principe de cette méthode consiste en un éclairage de l'échantillon sous incidence normale avec un faisceau de lumière monochromatique. L'énergie lumineuse est entièrement absorbée par l'échantillon et transformée d'une façon périodique en chaleur. L'échantillon crée ainsi un gradient de l'indice de réfraction dans le fluide près de la surface de la couche du silicium amorphe hydrogéné. Ce gradient s'établit lors d'une variation de température. Ce gradient dévie un faisceau LASER rasant la surface de l'échantillon de façon également périodique à la fréquence  $\omega$ . Cette déviation est transformée en un signal électrique mesuré par une détection synchrone. L'amplitude de ce signal est proportionnelle à l'absorption de l'échantillon.

## **Chapitre III**

# **Techniques expérimentales**

## Techniques expérimentales

Dans ce chapitre, nous allons décrire les différentes techniques expérimentales utilisées dans ce travail. Ces dernières sont la technique de la conductivité électrique en fonction de la température sous obscurité et sous lumière monochromatique, la technique du photocourant modulé (MPC) et celle du transitoire du photocourant (TPC). Nous présentons et décrivons les dispositifs expérimentaux qui nous ont permis de réaliser cette étude.

### III.1 - Présentation des échantillons

Les échantillons que nous avons étudiés sont des couches minces de silicium amorphe hydrogéné, déposées sur du verre de corning. Ces couches sont munies de deux barrettes en aluminium pour le contact électrique.

#### III.1.1 - Dépôt des couches minces de a-Si:H

Les couches minces du silicium amorphe hydrogéné sont déposées au sein de notre équipe par la méthode de "*Pulvérisation en continue assistée par un magnétron*".

La procédure de pulvérisation, dont le schéma de base est représenté sur la figure (III.1), consiste à bombarder une cible de silicium monocristallin avec des ions d'argon d'énergie suffisante pour lui arracher des atomes. Ces ions d'argon sont produits dans un plasma par application d'une décharge électrique en continu, et à ce dispositif est superposé un champ magnétique afin de rendre le procédé plus efficace. Les atomes de silicium arrachés se déposent sur le substrat en verre de Corning 7059 qui est fixé sur un support en cuivre (porte-substrats). Pour plus de détails sur cette technique voir Thèse R. Cherfi [Che 02] et Thèse N. Beldi [Bel 93].

Dans le tableau ci-dessous, nous présentons les paramètres de dépôt des échantillons les plus représentatifs pour cette étude. Ils sont choisis parmi un lot d'échantillons étudiés.

Echantillons	Pression partielle d'hydrogène $P_{H_2}$ ( mbar)	Température de dépôt $T_d$	Epaisseur des couches a-Si:H (e)
Ech200302	$10^{-4}$ mbar	260° C	1,26 ?m
Ech200202	$1,1 \cdot 10^{-4}$ mbar	260° C	1,05?m
Ech190302	$1,6 \cdot 10^{-4}$ mbar	260° C	1,33 ?m

Tableau (III.1) : Tableau illustratif des principaux paramètres de dépôt

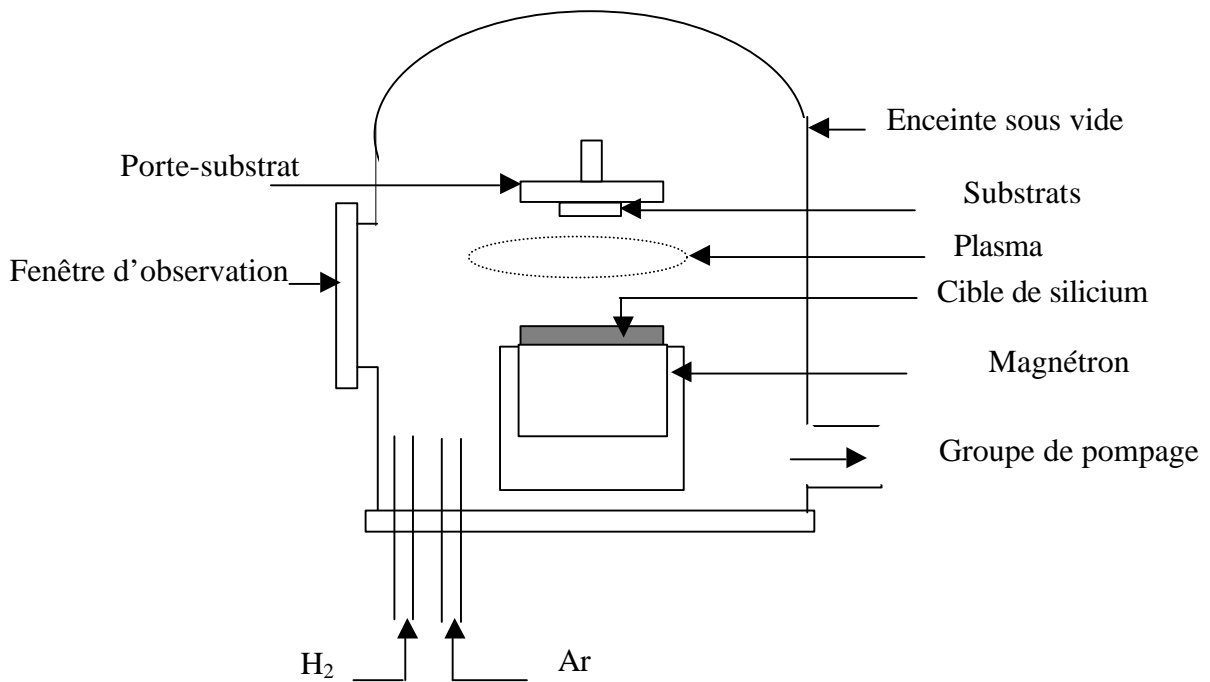


Fig.(III.1) : Schéma représentatif du groupe de dépôt du a-Si :H

### III.1.2 - Dépôt des barrettes métalliques

Deux barrettes métalliques en aluminium sont déposées par évaporation sur la surface des couches minces du silicium amorphe hydrogéné dans une autre enceinte sous vide.

Ces barrettes déposées dans la configuration coplanaire (figure (III.3)), sont séparées d'une distance de  $w = 1\text{mm}$  et elles sont de longueur de  $L=5\text{ mm}$ . Les contacts électriques sont pris sur les barrettes à l'aide des fils minces de cuivre collés sur ces dernières avec de la laque d'argent.

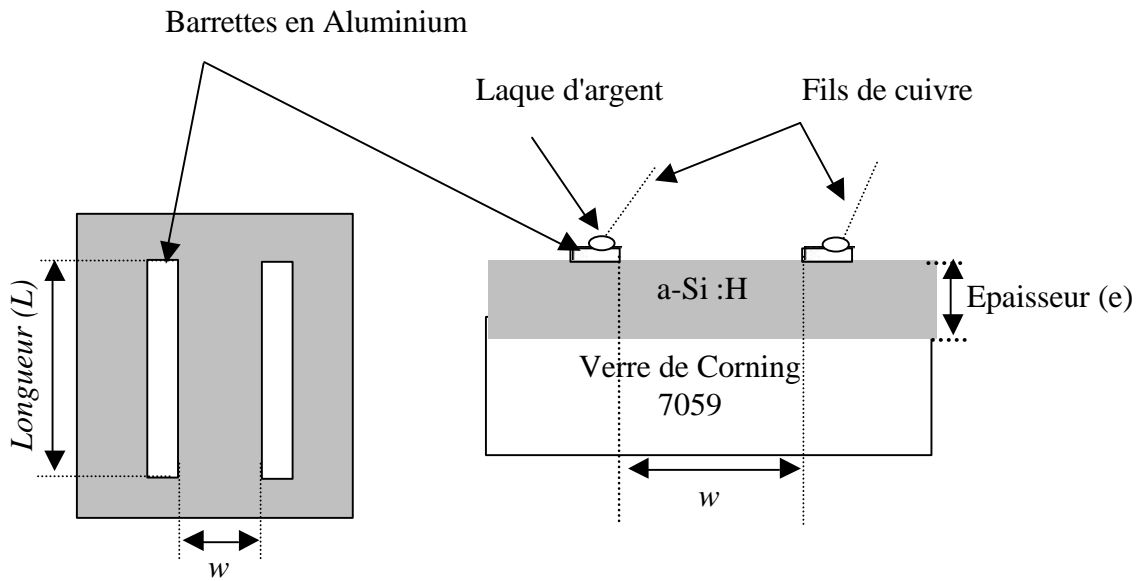


Fig.(III.2) : Configuration coplanaire du a-Si:H.

### III.2 - Dispositifs expérimentaux et descriptions des mesures électriques

Dans ce travail, les mesures ont nécessité trois dispositifs expérimentaux. Le premier pour mesurer la conductivité électrique en fonction de la température, le deuxième pour la mesure du photocourant modulé et le dernier pour la mesure du transitoire du photocourant.

L'élément principal de ces trois dispositifs est le cryostat. Les éléments communs à ces derniers sont : appareil de lecture et de régulation de la température, source de polarisation et groupe de pompage voir Figure ( III.3).

#### *a- Cryostat*

Le cryostat est l'élément principal de notre dispositif. Il est composé d'une enveloppe extérieure, d'un réservoir d'azote liquide, des sorties électriques étanches à hautes impédances et d'un porte-échantillon en cuivre comme indiqué sur la figure (III.3)

Les sorties électriques étanches à hautes impédances permettent le passage de faibles courants de l'ordre du picoAmpère (pA).

Le porte-échantillon est une plaque de cuivre. À l'intérieur de cette plaque est embobiné un fil résistant qui permet de chauffer cette dernière. Le porte-échantillon peut être aussi refroidi par une circulation d'azote liquide. Ainsi, on peut faire varier la température du porte-échantillon de la température de l'azote liquide 77 K à 650 K.

L'échantillon peut être irradié à travers une fenêtre situé en face du porte-échantillons.

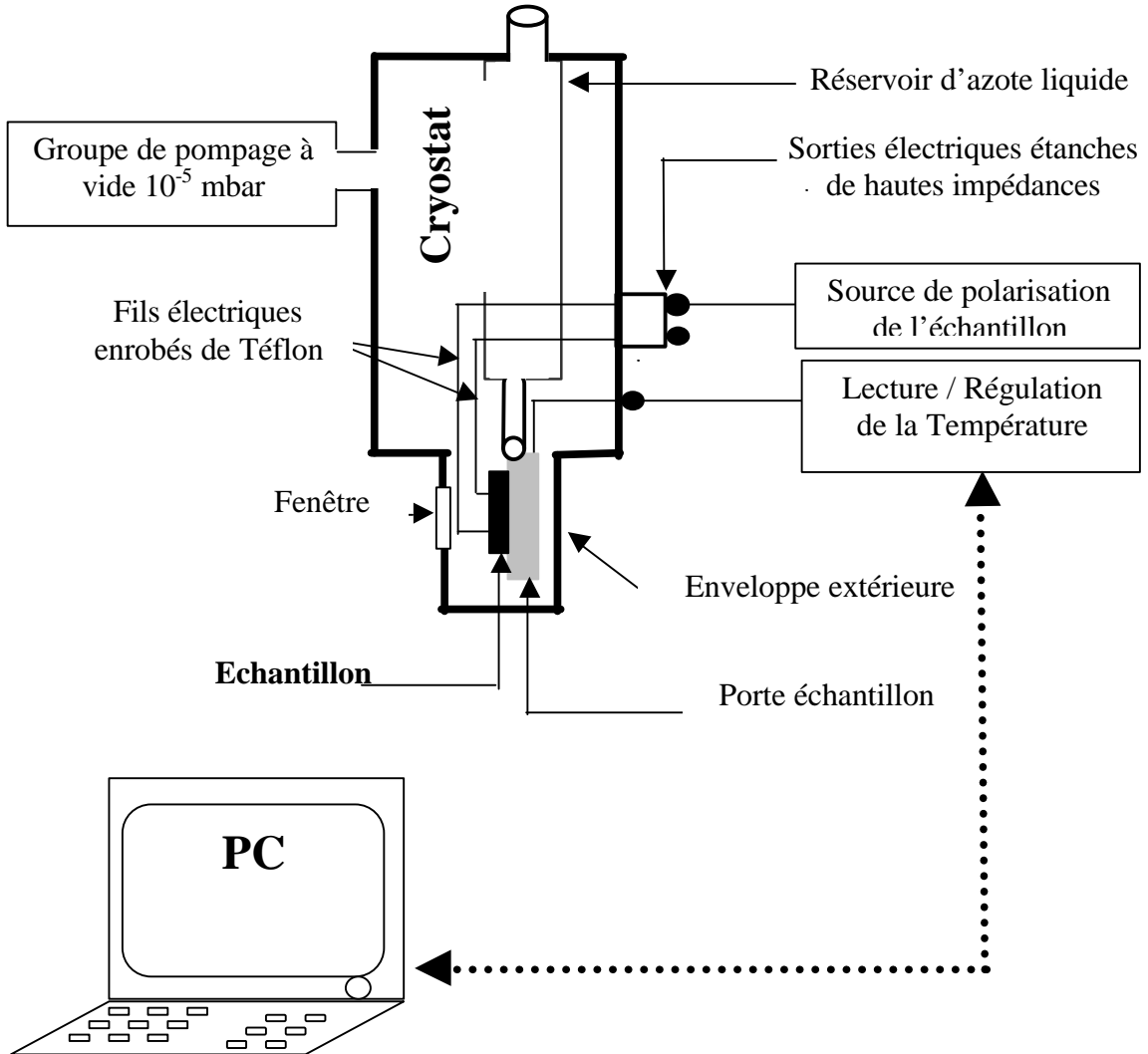


Fig.(III.3) : *Eléments communs des dispositifs expérimentaux utilisés*

***b- Groupe de pompage à vide***

Notre dispositif expérimental commun dispose d'un groupe de pompage primaire et secondaire, il permet d'atteindre un vide de l'ordre de  $10^{-5}$  mbar.

***c- Appareil de Lecture et de Régulation de la Température***

Cet appareil permet le prélèvement et la régulation de la température. Il est piloté par le micro-ordinateur via une carte Entrée/Sortie analogique.

La lecture de la température se fait à l'aide d'une sonde en platine incorporée dans le porte échantillon et reliée à l'appareil de lecture et régulation de la température. On prélève la température du porte échantillon que nous assimilons à la température de l'échantillon au cours des mesures.

La régulation de la température se fait automatiquement. Le régulateur de la température reçoit la consigne. Cette consigne représente la température de référence pour chaque mesure. Une fois la température de référence est atteinte, elle est maintenue constante pendant toute la durée nécessaire pour effectuer les mesures sur l'échantillon ( cette durée peut atteindre trois heures).

Pour les basses températures, il est nécessaire de maintenir le réservoir d'azote liquide remplie d'azote liquide. Pour les hautes températures, il suffit de chauffer le porte échantillon.

#### ***d- Micro-ordinateur***

Le micro-ordinateur nous sert d'outil pour l'acquisition automatique des mesures. Effectivement tous les appareils de mesure que nous avons utilisés dans ce travail sont pilotés par le micro-ordinateur. La communication entre le micro-ordinateur et les instruments de mesure, comme l'oscilloscope, l'électromètre et la détection synchrone, est désormais possible par les cartes d'interfaces RS-232 et IEEE (ou GPIB). Ces cartes d'interface sont intégrées dans le micro ordinateur et sont gérées par un protocole de communication qui facilite l'utilisation de toutes les fonctionnalités de ces instruments avec possibilité de sauvegarde des résultats de mesure.

### **III.2.1 - Conductivité électrique en fonction de la température**

Le dispositif expérimental qui nous a permis de mesurer la variation de la conductivité électrique en fonction de la température est présenté sur la figure (III.3). Il est constitué de :

- ?? Cryostat.
- ?? Source de polarisation.
- ?? Appareil de Lecture et de Régulation de la Température.
- ?? Groupe de pompage à vide.
- ?? Electromètre (keithley 619).
- ?? Micro-ordinateur.

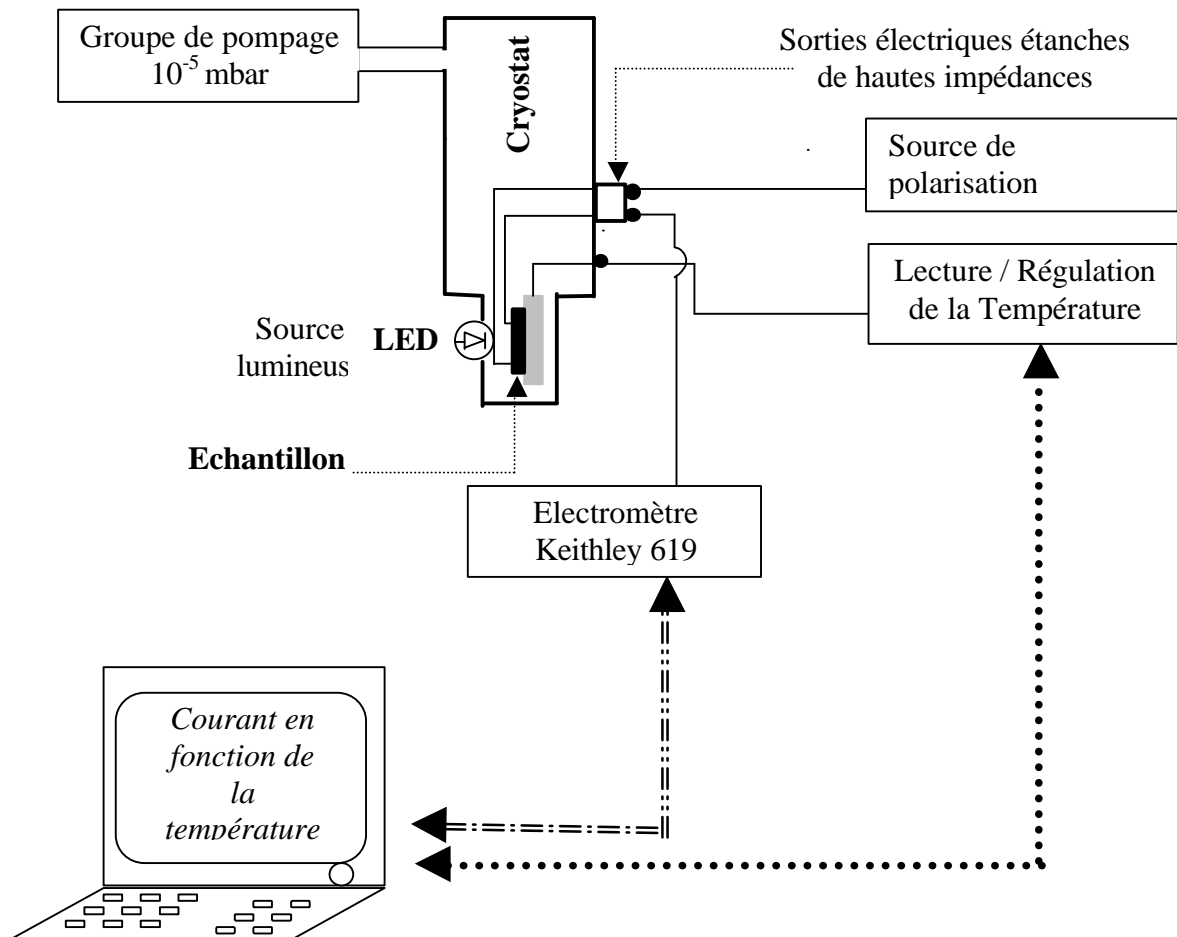


Fig.(III.4) : Dispositif expérimental de la mesure du courant électrique en fonction de la température ( pour les mesures sous obscurité on supprime la source d'éclairément et on met un cache sur la fenêtre).

Ce dispositif nous a permis de mesurer l'intensité de courant qui traverse l'échantillon. La relation entre l'intensité de courant et la conductivité est la suivante :

$$I = \frac{w}{L} \frac{I}{V} \quad (III.1)$$

$w$ ,  $L$  et  $e$  : les dimensions de l'échantillon ( $w$  : largeur qui sépare les deux barrettes,  $L$  : longueur des barrettes et  $e$  : épaisseur des couches de a-Si :H),

$V$  : différence de potentiel ,

$I$  : l'intensité de courant qui traverse l'échantillon.

Afin de mesurer le photocourant qui traverse l'échantillon, on ajoute au dispositif une source d'éclairement monochromatique. Nous avons utilisé, dans notre cas, des diodes électroluminescentes LED ( Light Emission Diode LED).

**a- Electromètre keithley 619**

L'électromètre keithley 619 mesure le courant qui traverse l'échantillon comme indiqué sur la figure (III.5). Cet appareil est contrôlé par le micro ordinateur via la carte d'interface IEEE.

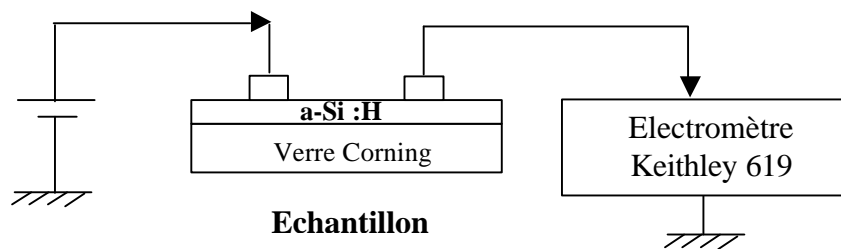


Fig.(III.5) : Principe de la mesure du courant

**b- Diode électroluminescente (LED)**

La diode électroluminescente est une jonction qui émet un rayonnement lorsqu'elle est traversée par un courant dans le sens direct.

Nous avons utilisé, au cours de notre travail, deux diodes électroluminescentes ; rouge de longueur d'onde  $\lambda=660$  nm et verte de longueur d'onde  $\lambda=540$  nm. Ces diodes sont des diodes du commerce , nous avons auparavant réalisé leur étalonnage.

Pour réaliser l'étalonnage de ces diodes électroluminescentes, nous avons utilisé une photodiode calibrée. Cette photodiode est polarisée en inverse à 1 Volt et placée à l'intérieur du cryostat exactement à la place de l'échantillon.

Nous avons irradié cette photodiode avec une lumière monochromatique délivrée par la LED. En faisant varier le courant qui traverse la LED nous avons mesuré le photocourant qui traverse la photodiode en utilisant un électromètre du type Keithley 619.

Nous avons tracé sur la figure (III.6) le photocourant en fonction du courant qui traverse la LED. Nous avons constaté que le domaine de linéarité ne dépasse pas 40 mA pour les deux diodes électroluminescentes, pour cela nous avons limité le courant qui traverse la LED à cette valeur.

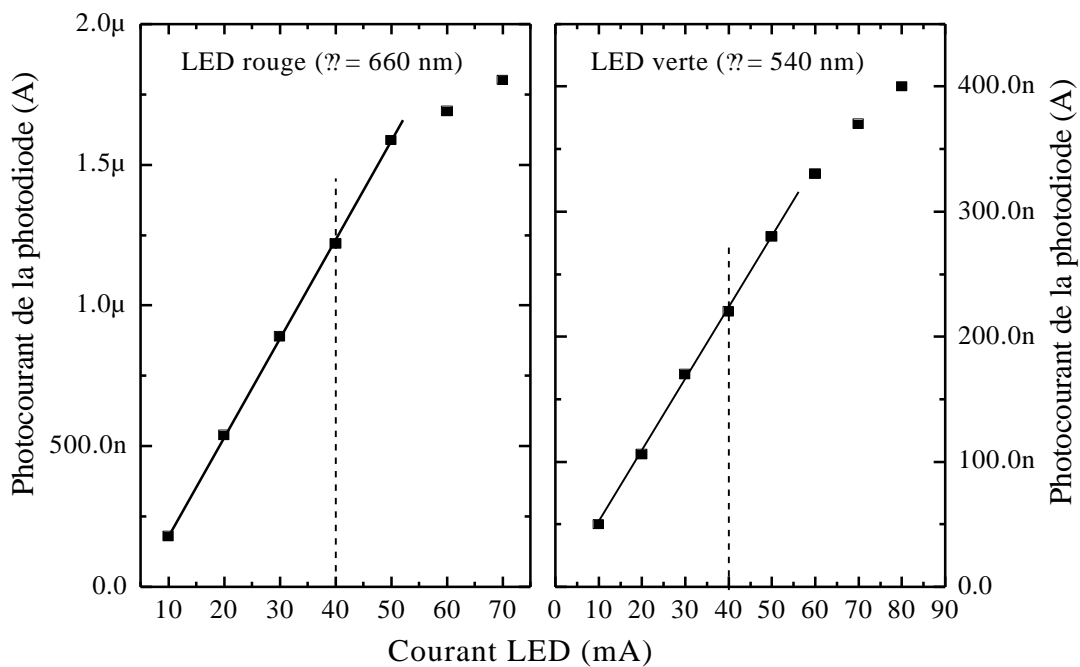


Fig.(III.6) : La variation du photocourant crée en fonction du courant qui traverse la LED rouge et la LED verte

***? Mesure du flux de lumière d'excitation en continu***

Le photocourant de la photodiode calibrée en régime continu est déterminé à partir de la figure (III.6).

La détermination du flux de la lumière d'excitation  $F(?)$  est effectuée en utilisant la réponse spectrale de cette photodiode calibrée représentée sur la figure (III.7).

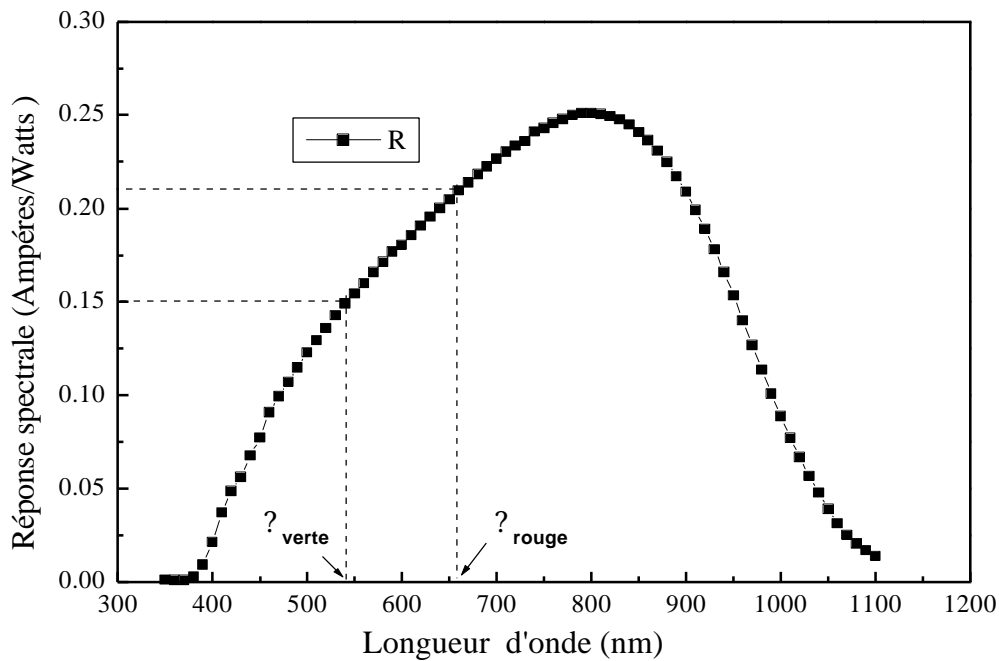


Fig.(III.7) : Réponse spectrale de la photodiode d'étalonnage.

La réponse spectrale  $R$  s'écrit comme suit:

$$R(?) = \frac{I_{ph}(?)}{P(?)S} \tag{III.2}$$

$I_{ph}(?)$  est le photocourant induit par une lumière de puissance  $P(?)$  et  $S$  est la surface active de la photodiode calibrée.

En fonction de la longueur d'onde utilisée on prélève la réponse spectrale directement sur la figure (III.7).

$$F(?) = P(?) / h\nu \tag{III.3}$$

$$\text{avec } P(?) = \frac{I_{ph}(?)}{R(?)S}$$

Les résultats des flux sont présentés dans le tableau (III.2).

Diode électroluminescente	$I_{LED}$ (mA)	$I_{ph(dc)}$ (A)	Flux de la lumière d'excitation $F_{dc}$
LED rouge ( $\lambda = 660\text{nm}$ )	40	$1.2 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{14}$ photons/cm <sup>2</sup> /s
LED verte ( $\lambda = 540\text{ nm}$ )	40	$0,22 \cdot 10^{-6}$	$3 \cdot 10^{13}$ photons/cm <sup>2</sup> /s

Tableau (III.2) : Flux de la lumière d'excitation

### III.2.1.1 - Conductivité électrique sous obscurité

Les mesures de la conductivité électriques sous obscurité sont réalisées en utilisant le dispositif de la figure (III.4) en supprimant la source lumineuse est en mettant un cache sur la fenêtre.

L'échantillon de silicium amorphe hydrogéné (a-Si:H) est collé à l'intérieure du cryostat, sur le porte-échantillons à l'aide de la laque d'argent. Cette disposition de l'échantillon est maintenue durant toutes les mesures des différentes techniques de caractérisation.

Le contact électrique est réalisé grâce à deux fils de cuivre collés sur les barrettes en aluminium avec la même laque d'argent. Voir figure (III.5).

La mesure de la conductivité électrique en fonction de la température sous obscurité est réalisée en trois étapes et dans chaque étape on mesure la conductivité électrique en fonction de la température :

#### ?? *La première étape :*

On chauffe l'échantillon jusqu'à une température  $T_r$  légèrement inférieure à sa température de dépôt  $T_d$  avec une vitesse montée de 6°C/minute. Cette condition sur la température est respectée pour tous les échantillons afin de ne pas modifier leurs structures. Une fois  $T_r$  est atteinte, l'échantillon subit un recuit à cette température pendant 30 minutes.

#### ?? *La deuxième étape :*

Une fois que le recuit est terminé, on procède à un refroidissement de l'échantillon de la température  $T_r$  jusqu'à la température de l'azote liquide 77 K.

?? *La troisième étape :*

Dans cette étape, durant la montée en température de 77 K à  $T_r$  à une vitesse de chauffage  $6^\circ\text{C}/\text{minute}$  la mesure du courant traversant l'échantillon est prélevée (figure (III.8)).

L'importance du bruits à des courants inférieurs à  $10^{-11}$  A nous conduit à ne pas tenir compte des mesures de cet ordre de grandeur.

La courbe d'obscurité (figure (III.8)) prise dans ces conditions est alors considérée comme une courbe de référence.

### III.2.1.2 - Conductivité électrique sous lumière monochromatique

Une fois la mesure sous obscurité accomplie, on reprend la même procédure décrite précédemment ( étape 1 , étape 2).

Pendant l'étape 3 l'échantillon est éclairé pour effectuer les mesures sous éclairement. L'échantillon est soumis à un éclairage monochromatique produit par la diode électroluminescente LED. La variation du courant électrique en fonction de la température sous lumière monochromatique est représenté sur la figure (III.8).

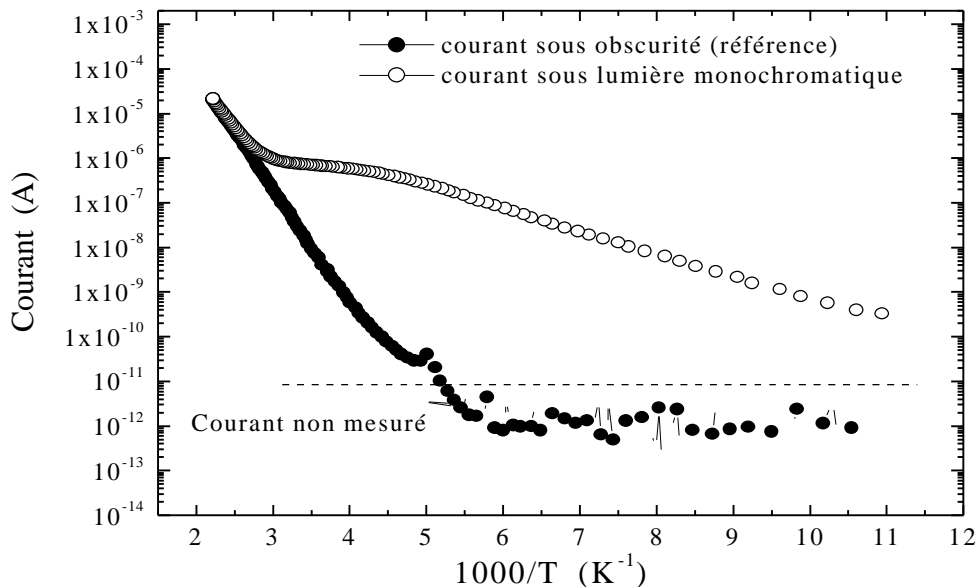


Fig.(III.8) : Courant électrique en fonction de la température ( sous obscurité et sous lumière).

### III.2.2 - Photocourant modulé

La technique du photocourant modulé consiste à éclairer un échantillon avec une lumière modulé sinusoidalement dans le temps autour d'une valeur continue. L'analyse du photocourant alternatif obtenu permet de déterminer la distribution énergétique des états localisés dans le gap des semiconducteurs amorphes.

Sur la figure (III.9) nous avons présenté le dispositif expérimental de l'expérience de photocourant modulé. Il est constitué de :

- ?? Diode électroluminescente (LED: light emission diode ),
- ?? Cryostat,
- ?? Appareil de Régulation et de Lecture de Température ,
- ?? Détection Synchrone EGG 5210,
- ?? Source de polarisation ,
- ?? Groupe de pompage à vide,
- ?? Micro-ordinateur

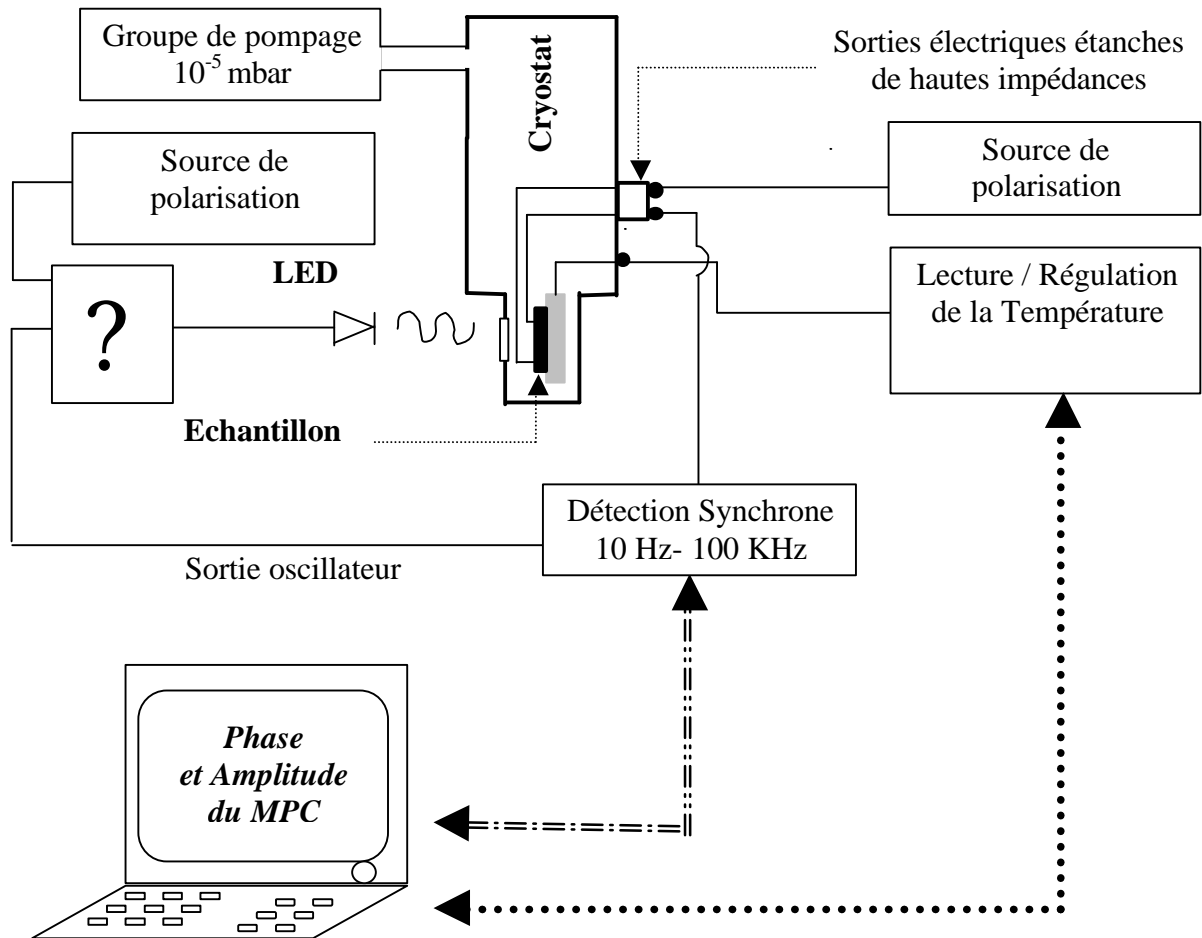


Fig.(III.9) : Dispositif expérimental de la mesure du photocourant modulé(MPC).

### *a- Diode électroluminescente (LED)*

Cette diode est la même que celle utilisée au cours des mesure de la conductivité électrique, en régime permanent ,en fonction de la température

La diode électroluminescente est la source d'éclairage dans la technique du photocourant modulé. Cette diode est introduite dans un montage électrique qui permet d'avoir une lumière modulée autour d'une valeur continue au cours du temps fig (III.9).

La LED est polarisée au point de son fonctionnement. Ceci nous permet d'avoir la partie continue de la lumière d'excitation.

La modulation de la lumière autour de la partie continue est assurée par une source de tension sinusoïdale de fréquence variable. Cette source, dans notre cas, est l'oscillateur interne de la détection synchrone.

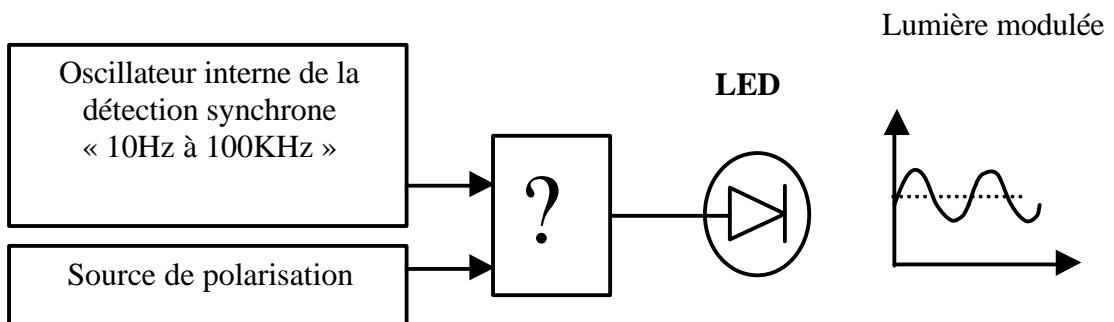


Fig.(III.10) : Alimentation de la diode électroluminescente pour délivrer une lumière modulée.

### *b- Détection Synchrone*

Le modèle de détection synchrone utilisé est **EKG 5210**. Cet appareil permet de mesurer simultanément l'amplitude et le déphasage d'un signal sinusoïdal par rapport à un signal de référence. Voir fig (III.11). Pour notre cas, nous avons utilisé comme signal de référence le signal délivré par l'oscillateur interne de la détection synchrone. Cet oscillateur interne est d'amplitude inférieure ou égale à 2 V; et de fréquence de modulation allant de 1 Hz à 100 KHz. Ce même signal sert à la modulation de la lumière d'excitation.

La détection synchrone est contrôlée par un microordinateur grâce à la carte d'interface IEEE. Le programme d'acquisition et de contrôle de cet appareil est réalisé au laboratoire et conçu en fonction des besoins de la technique du photocourant modulé.

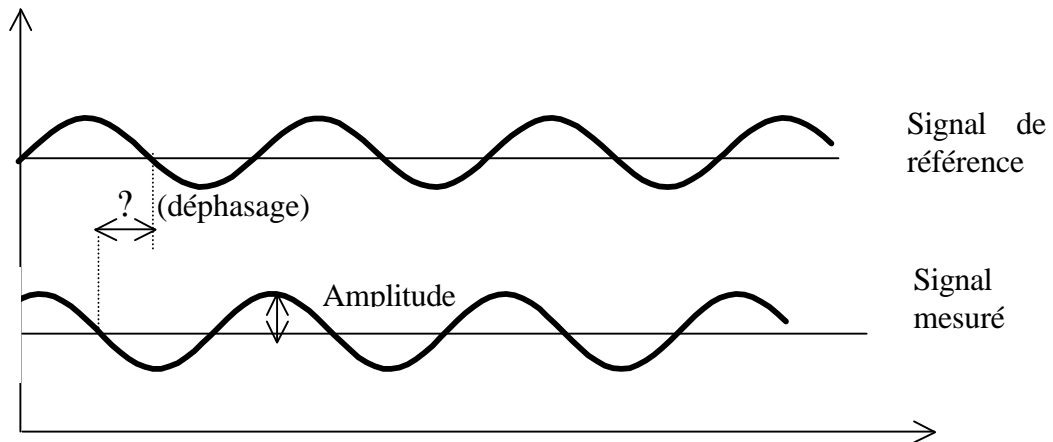


Fig.(III.11) : Le diagramme de l'amplitude et du déphasage d'un signal par rapport à un signal de référence

### III.2.2.1 - Procédure expérimentale de la mesure MPC

Avant d'entamer les mesures sur l'échantillon, avant chaque début de manipulation, l'échantillon subit un recuit de 30 minutes à une température légèrement inférieure à sa température de dépôt afin d'éviter tout effet de mémoire de l'échantillon. À la fin du recuit une circulation d'air ramène la température de la couche à la température de ( ?320 K ). C'est à partir de cette étape que les mesures commencent.

Dans cette expérience, nous fixons d'abord la température de mesure puis nous excitons l'échantillon avec une lumière monochromatique d'amplitude modulée et de fréquence de modulation variable allant de 10 Hz à 100 KHz . Cette lumière est délivrée par la diode électroluminescente (LED : light emission diode ) dont le montage d'alimentation est décrit précédemment.

Le courant circulant dans l'échantillon est sous la forme :

$$I=I_{dc}+I_{ac} \exp(j\omega t) \quad (III.4)$$

$I_{dc}$  : la partie continue et  $I_{ac}$  : la partie alternative.

La détection synchrone mesure l'amplitude de la partie alternative du photocourant  $I_{ac}$  ainsi que sa phase  $\varphi_{ac}$  par rapport au signal de référence Fig (III.11). Comme cette dernière est calée sur son propre oscillateur interne qui pilote l'excitation lumineuse modulée, ceci permet d'avoir des mesures plus précises.

La l'aide du convertisseur de la détection synchrone, le courant est obtenu avec un facteur de conversion de  $10^6$  V/A.

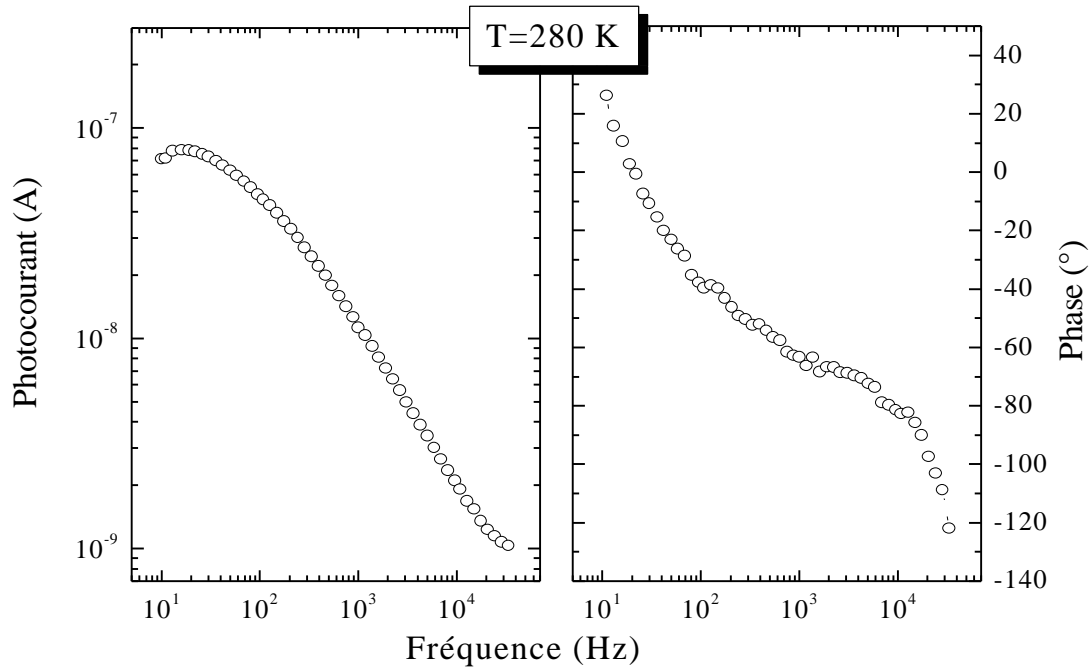


Fig.(III.12) : Amplitude  $I_{ac}$  du courant circulant dans l'échantillon ainsi que son déphasage  $\varphi_{ac}$  par rapport au signal de l'oscillateur interne de la détection synchrone en fonction de la fréquence à  $T=280$  K.

### III.2.2.2 - Etalonnage de l'expérience : mesure de flux et du déphasage

L'étalonnage au régime dynamique est une étape nécessaire pour obtenir le flux  $F_{ac}$  et la phase du dispositif expérimental sans la contribution de l'échantillon. Ce déphasage sera retranché au déphasage global mesuré lors des expériences de la caractérisation des échantillons de a-Si:H. C'est ce nouveau déphasage qui est lié à la densité des défauts.

Nous avons effectué un étalonnage en fonction de la fréquence et en fonction du flux de l'excitation lumineuse à l'aide de la photodiode calibrée PIN utilisée précédemment.

Cette photodiode calibrée PIN est placée à la place de l'échantillon dans le dispositif du photocourant modulé. La photodiode est polarisée en inverse à 1 Volt et excitée avec la lumière modulée délivrée par la LED. Nous avons mesuré le photocourant qui traverse la photodiode pour toutes les fréquences de modulation de la lumière d'excitation en utilisant la détection synchrone.

L'amplitude du photocourant nous permet de remonter à la détermination du flux alternatif de la lumière d'excitation. Cette dernière est vraie en supposant que la photodiode admet une réponse linéaire par rapport à l'intensité de la lumière. Ceci a été vérifié par notre photodiode calibrée.

### ?? *Flux de lumière d'excitation*

D'après les figures (III.13 et III.14), et en utilisant la LED rouge et LED verte, on remarque que l'amplitude du photocourant est pratiquement constante sur la gamme de fréquence utilisée pour les tensions 0.5 V et 1 V de l'oscillateur interne. Le déphasage du photocourant par rapport à l'oscillateur interne de la détection synchrone a été le même pour les deux tensions testées. Nous avons utilisé au cours de nos expériences la tension de 0.5 V

En fonction de la longueur d'onde de la lumière d'excitation utilisée on prélève la réponse spectrale directement sur la figure (III.8) . Le photocourant est prélevé sur les figures (III.13 et III.14) respectivement pour la LED rouge et verte. Ceci nous permet de calculer le flux de la lumière d'excitation. Nous avons présenté ces flux dans le tableau ci dessous.

LED	Flux alternatif $F_{ac}$	Flux continu $F_{dc}$	Rapport $F_{dc}/ F_{ac}$
LED rouge ( $\lambda = 660$ nm)	$3 \cdot 10^{13}$ photon/cm <sup>2</sup> /s	$2 \cdot 10^{14}$ photon/cm <sup>2</sup> /s	7
LED verte ( $\lambda = 540$ nm)	$8 \cdot 10^{12}$ photon/cm <sup>2</sup> /s	$3 \cdot 10^{13}$ photon/cm <sup>2</sup> /s	4

Tableau (III.3) : Flux de la lumière d'excitation dans le cas du photocourant modulé.

Nous avons choisi ces rapports entre la partie continue et la partie alternative dans le but d'avoir des signaux alternatifs appréciables. Dans ce cas nous allons considérer le régime des petits signaux.

### ?? *Déphasage créé par le circuit de mesure*

Du fait que le domaine fréquentiel de la photodiode calibrée utilisée s'étale jusqu'à 120 KHz, il nous a permis de considérer que le déphasage entre cette photodiode calibrée PIN et la lumière d'excitation est nulle. Donc le déphasage que la détection synchrone a mesuré correspond au déphasage créé par le circuit de mesure ( appareils de mesure et câbles de connexion).

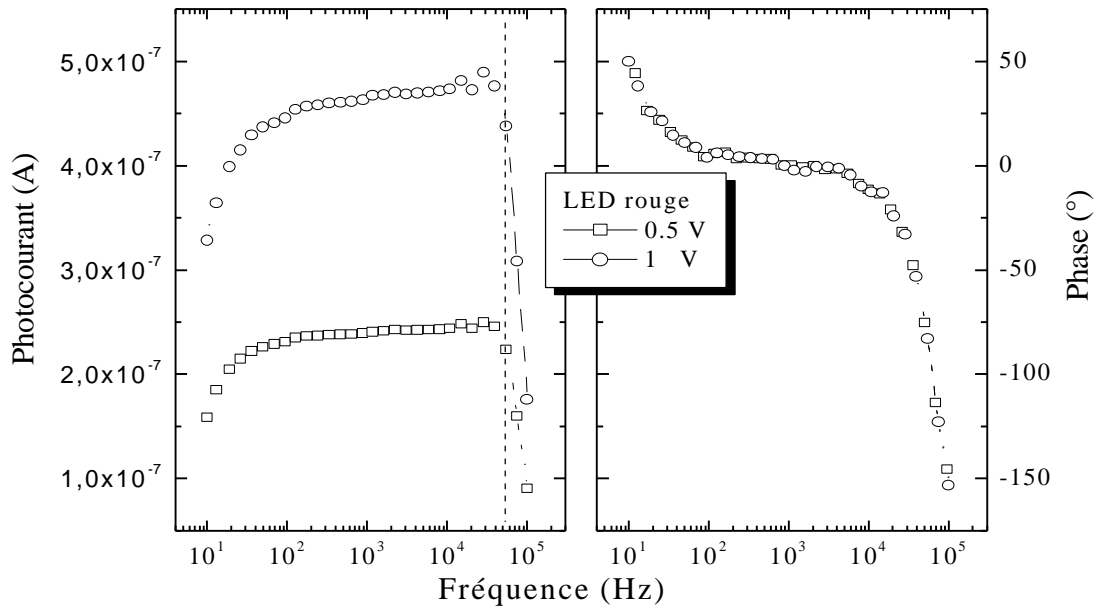


Fig.(III.13) : Amplitude et phase du photocourant de la photodiode à différentes tensions de l'oscillateur interne de la détection synchrone en utilisant la LED rouge.

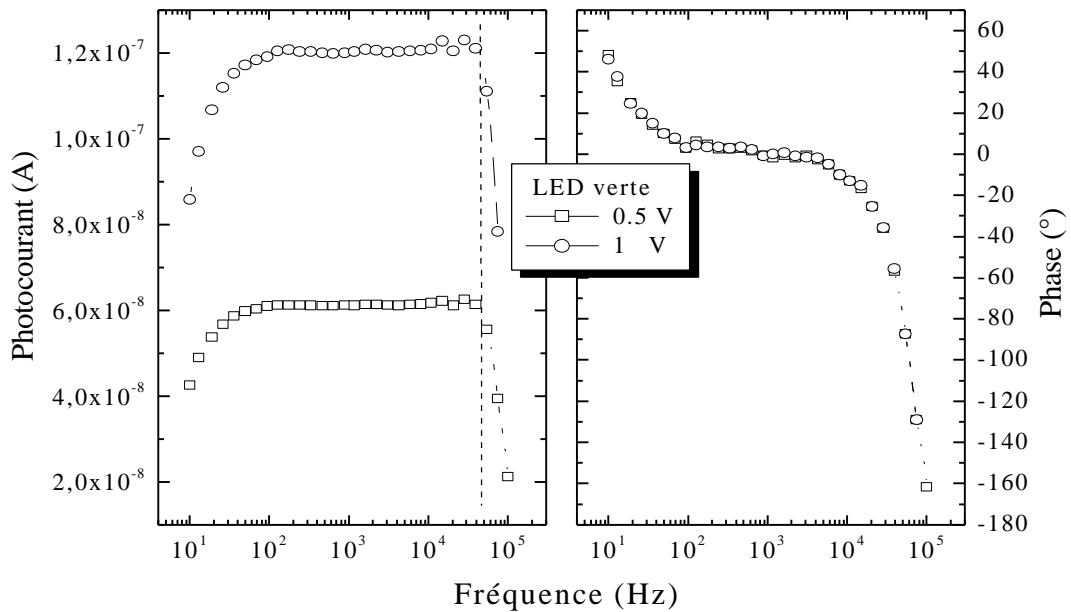


Fig.(III.14) : Amplitude et la phase du photocourant de la photodiode à différentes tensions de l'oscillateur interne de la détection synchrone en utilisant une LED verte.

### III.2.3 - Transitoire du photocourant (TPC)

Les mesures du transitoire du photocourant dans le a-Si:H sont réalisées dans le but d'étudier la nature des états localisés au bord de la bande de conduction en plus du processus de relaxation des porteurs en excès. Cette technique a été appliquée sur des échantillons en structure coplanaire [Ohe 86, thèse Web 94, Pip 97, thèse Pip 98 ].

Le dispositif expérimental de la technique du transitoire du photocourant présenté sur la figure (III.15) comporte :

- ?? Cryostat,
- ?? Appareil de Régulation et Lecture de la Température,
- ?? Groupe de pompage à vide,
- ?? Source de polarisation,
- ?? Source de lumière (LED),
- ?? Oscilloscope,
- ?? Micro-ordinateur

#### *a-Oscilloscope*

Nous avons utilisé dans cette expérience un oscilloscope à mémoire de type PM3382 de largeur de bande de 100 MHz et de résistance d'entrée de 1 M $\Omega$ . Cet oscilloscope est équipé en standard d'une interface RS-232.

Cet appareil nous permet de visualiser la décroissance du photocourant circulant dans l'échantillon juste après la rupture de l'éclairement.

Dans notre cas, nous allons exploiter sa mémoire afin de pouvoir enregistrer et par la suite transmettre les mesures au micro ordinateur. Son programme d'acquisition et de contrôle est réalisé et conçu au laboratoire pour répondre aux besoins de la technique du transitoire du photocourant.

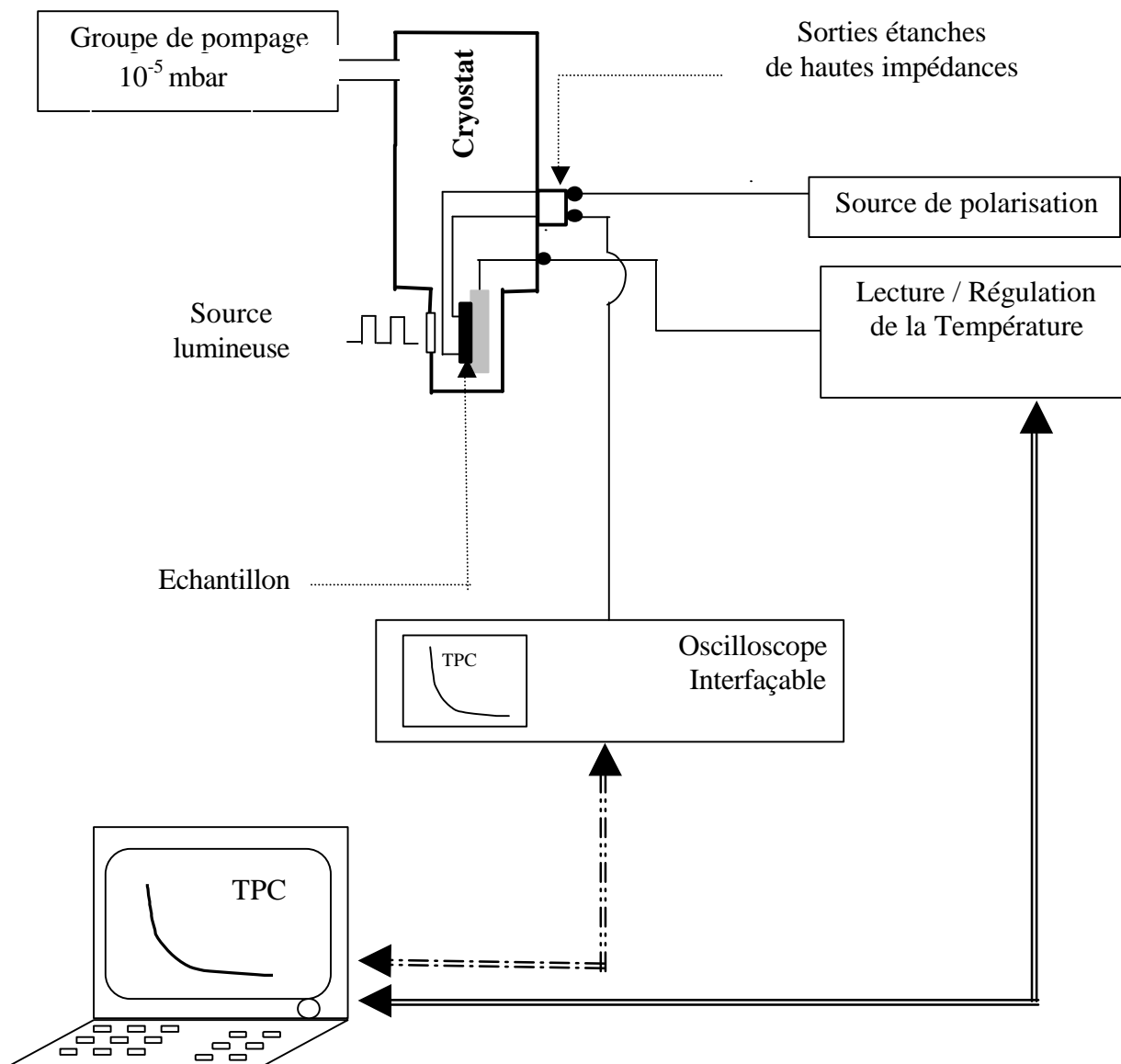
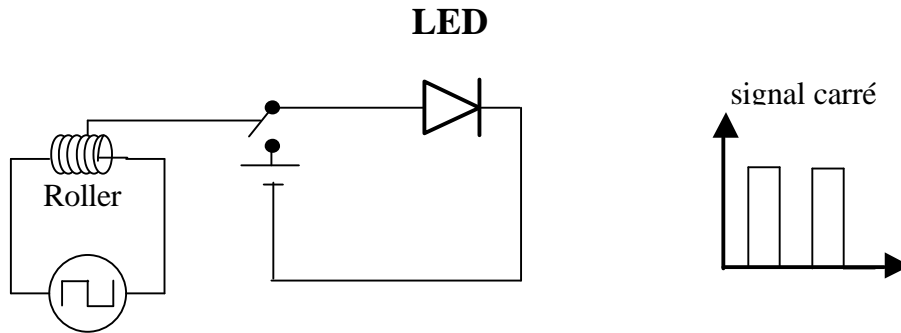


Fig.(III.15) : Dispositif expérimental de la mesure du transitoire du photocourant (TPC)

***b- Source de lumière ( Diode électroluminescente)***

Les mêmes diodes électroluminescentes (LED rouge et LED verte) sont utilisées dans l'expérience du transitoire du photocourant. Elles sont introduites ; séparément ; dans un autre montage d'alimentation (figure (III.16)) qui se présente comme suit:



*Fig.(III.16) : Source lumineuse du TPC*

La source de polarisation permet de polariser la diode électroluminescente à son point de fonctionnement. Cette polarisation est contrôlée par un Roller alimenté par un générateur de signaux carrés. Nous obtenons ainsi une lumière carrée sortante de la diode électroluminescente. C'est avec cette lumière que nous avons excité l'échantillon à l'intérieure du cryostat.

**III.2.3.1 - Procédure expérimentale de la mesure de TPC**

La préparation de l'échantillon pour les mesures du transitoire du photocourant et la même que celle du photocourant modulé.

Tout d'abord nous fixons la température de mesure. L'échantillon est éclairé avec une lumière monochromatique pendant un laps de temps suffisant pour atteindre le régime stationnaire. Juste après la rupture de l'éclairement, la décroissance photocourant circulant dans l'échantillon est prélevée grâce à l'oscilloscope. Le schéma de principe de cette mesure est présenté sur la figure Fig (III.17).

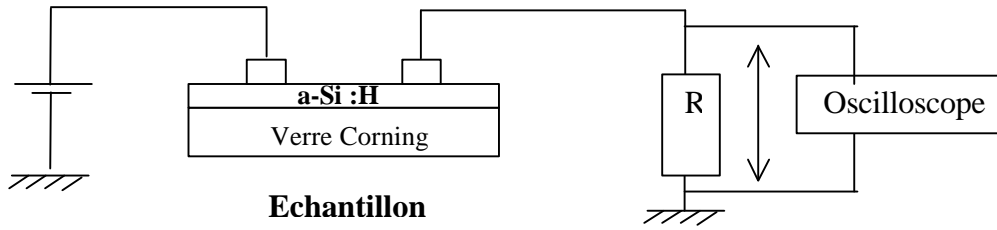


Fig.(III.17) : Schéma électrique de la mesure de la décroissance du photocourant.

Pour chaque température de mesure, on procède de la même manière. Nous avons représenté sur la figure (III.18) une décroissance du photocourant au cours du temps à une température de mesure ( $T=280\text{ K}$ ).

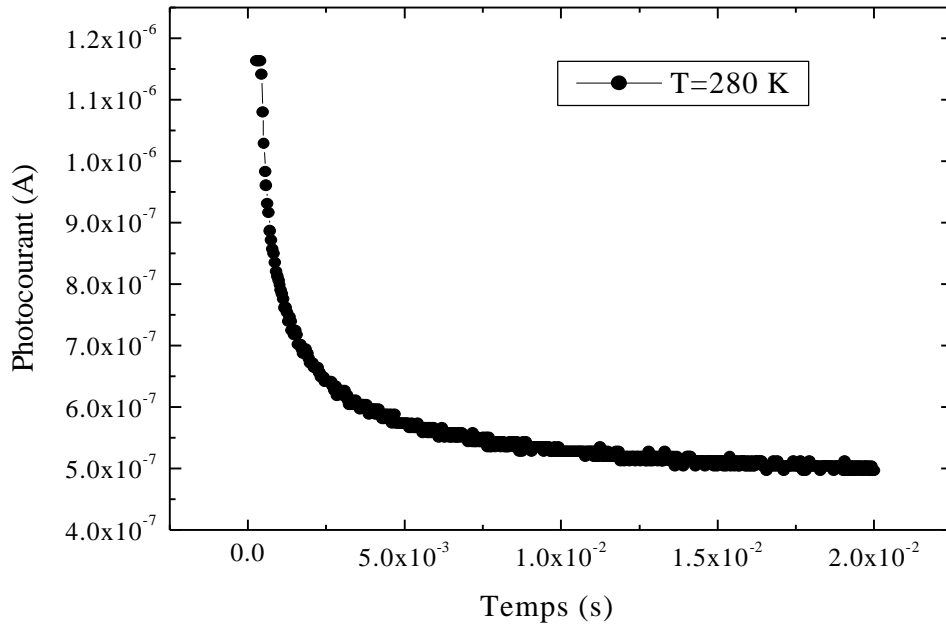


Fig.(III.18) : La décroissance du photocourant circulant dans l'échantillon à  $T=280\text{ K}$

### III.2.3.2 - Mesure du flux de lumière d'excitation

Nous avons utilisé les mêmes flux de lumière d'excitation que ceux utilisés dans le cas des mesures de la conductivité électrique sous lumière pour les deux longueurs d'onde de la lumière d'excitation.

?? Le flux de la LED rouge est de  $F_{rouge} = 2? \cdot 10^{14}$  photons/cm<sup>2</sup>/s.

?? Le flux de la LED verte est de  $F_{verte} = 3? \cdot 10^{13}$  photons/cm<sup>2</sup>/s.

## **Chapitre VI**

# **Résultats expérimentaux et discussions**

## Résultats expérimentaux et discussions

Le photocourant traversant les échantillons dépend du mode d'excitation lumineuse utilisée. L'excitation lumineuse des échantillons diffère d'une technique à l'autre. Afin d'étudier la variation de la conductivité électrique sous lumière en régime permanent, nous avons utilisé une source lumineuse alimentée en continu. La technique du photocourant modulé utilise une source lumineuse modulée en intensité. En ce qui concerne la technique du transitoire du photocourant, elle nécessite un signal carré.

Dans cette partie, nous présentons d'abord les résultats expérimentaux de la conductivité électrique en fonction de la température sous obscurité et sous lumière en régime permanent ainsi que le spectre d'absorption déterminé à partir de la transmission optique et la méthode du photocourant constant CPM. Par la suite, nous exposons les résultats et les traitements des photocourants obtenus en utilisant la technique du photocourant modulé (MPC) et celle du transitoire du photocourant (TPC). Nous achèverons cette partie par une discussion générale. Cette discussion comportera une comparaison des deux techniques (MPC et TPC) utilisées en se basant sur les résultats des différents échantillons étudiés.

Nous rappelons que nos échantillons sont des couches minces de silicium amorphe hydrogéné a-Si:H . Ces couches sont déposées par pulvérisation DC magnétron sur des substrats de verre de corning.

Au cours de cette étude, nous allons présenter les résultats de trois échantillons (Ech200202, Ech190302 et Ech200302) parmi le lot étudié . Ce sont les échantillons les plus représentatifs.

### IV.1 - Conductivité électrique en fonction de la température

Nos échantillons subissent, après leur dépôt, les mesures de la conductivité électrique en fonction de la température sous obscurité et sous lumière.

Nous avons utilisé dans notre cas une lumière monochromatique délivrée par une diode électroluminescente rouge de longueur d'onde  $\lambda = 660$  nm et de flux de  $F = 2 \times 10^{14}$  photons/cm<sup>2</sup>.

Nous avons montré sur la figure (IV.1), dans la représentation d'Arrhenius, la variation de la conductivité électrique en fonction de  $1000/T$  , sous lumière  $\sigma_{tot}$ , et sous obscurité  $\sigma_{obs}$ .

Sur cette figure ( IV.1) nous constatons que la conductivité sous obscurité présente une linéarité en fonction de la température sur plusieurs décades. Cette linéarité correspond à un régime de conduction thermiquement activé, il est décrit par l'expression suivante :

$$s(T) = s_0 \exp\left(-\frac{E_a}{k_B T}\right) \quad (IV.1)$$

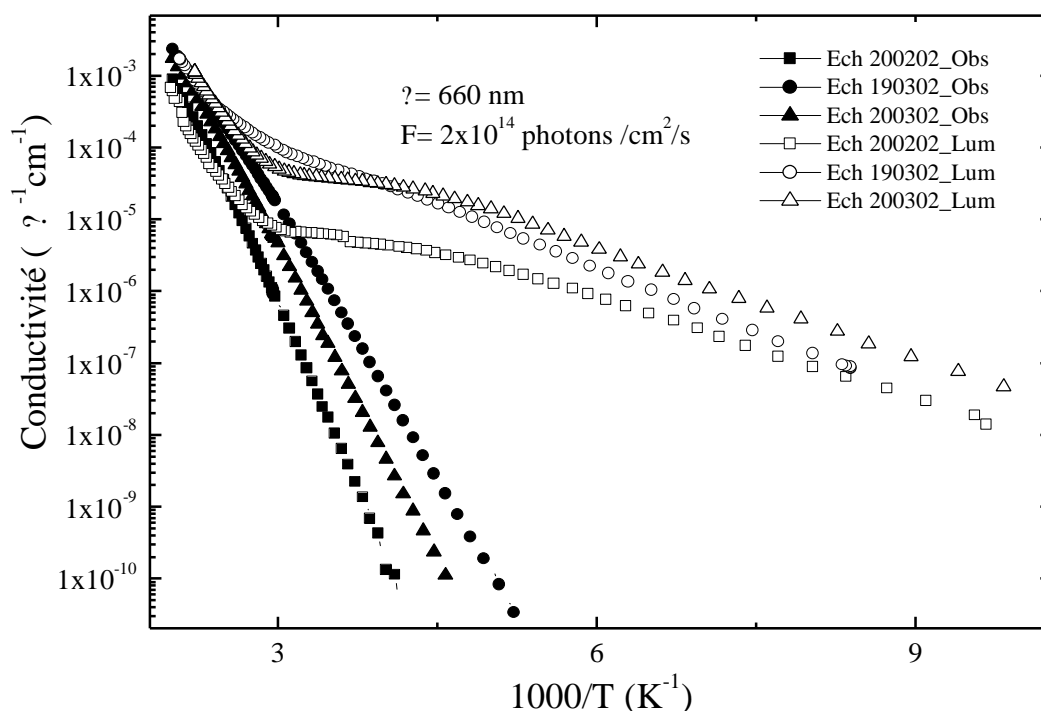


Fig.(VI.1) : Conductivité électrique sous obscurité et sous lumière monochromatique en fonction de la température.

Où  $s_0$  est le terme préexponentiel,  $k_B$  la constante de Boltzmann et  $E_a$  représente l'énergie d'activation thermique de la conductivité électrique. Cette énergie d'activation  $E_a$  correspond à l'écart énergétique entre le niveau de Fermi et la bande de conduction ( $E_a = E_c - E_f$ ), la conduction dans le a-Si :H étant essentiellement dominée par la contribution des électrons.

Dans le tableau (IV.1) ci dessous nous avons présenté les énergies d'activation de ces échantillons

Echantillons	Ech 200202	Ech 190302	Ech 200302
Energie d'activation	0,56 eV	0,53eV	0,48eV

Tableau (IV.1) : Energie d'activation des échantillons étudiés

La variation de la conductivité électrique sous éclairage en fonction de la température présente un comportement habituel selon trois gammes de variation [Sma 91]. Un accroissement de la conductivité sous éclairage quand la température augmente, dans la gamme des basses températures. Elle est suivie d'une diminution appelée le quenching thermique de la photoconductivité. A la fin, dans la gamme des hautes températures, nous observons une augmentation de la conductivité sous éclairage qui rejoint la conductivité sous obscurité, dans cette gamme la génération thermique et prédominante devant la génération optique.

Nous avons calculé les pentes sous éclairage de ces échantillons aux basses températures. Les résultats sont réunis dans le tableau ( IV.2) ci dessous.

Echantillons	Ech 200202	Ech 190302	Ech 200302
Pentes sous éclairage aux basses températures	0,095 eV	0,120 eV	0,104eV

Tableau (IV.2) : *Pente de la conductivité électrique totale en fonction de la température des échantillons étudiés.*

### **?? Effet de la longueur d'onde de la lumière d'excitation sur la conductivité électrique en fonction de la température**

Nous avons utilisé, au cours de nos mesures de conductivité électrique en fonction de la température sous lumière monochromatique, deux longueurs d'onde séparément , rouge ( $\lambda = 660 \text{ nm}$ ) et verte ( $\lambda = 540 \text{ nm}$ ). Afin d'éviter l'effet de mémoire, entre les deux mesures, l'échantillon subit un recuit de 30 minutes à la température  $T_r = 500 \text{ K}$ .

Le résultat de ces mesures est montré sur la figure (IV.2) pour l'échantillon le plus représentatif qu'on a nommé Ech 190302. La conductivité sous lumière rouge ( $\lambda = 660 \text{ nm}$ ) est plus élevée que celle sous lumière verte ( $\lambda = 540 \text{ nm}$ ). Cela est due à la différence des flux des deux lumières d'excitation.

La variations de la conductivité électrique sous lumière verte en fonction de la températures présente pratiquement deux zones de variations en fonction de la température. La pente sous éclairage aux basses températures ,dans ce cas, est de 0,110 eV. Dans le cas de la lumière rouge cette pente est de 0,120 eV.

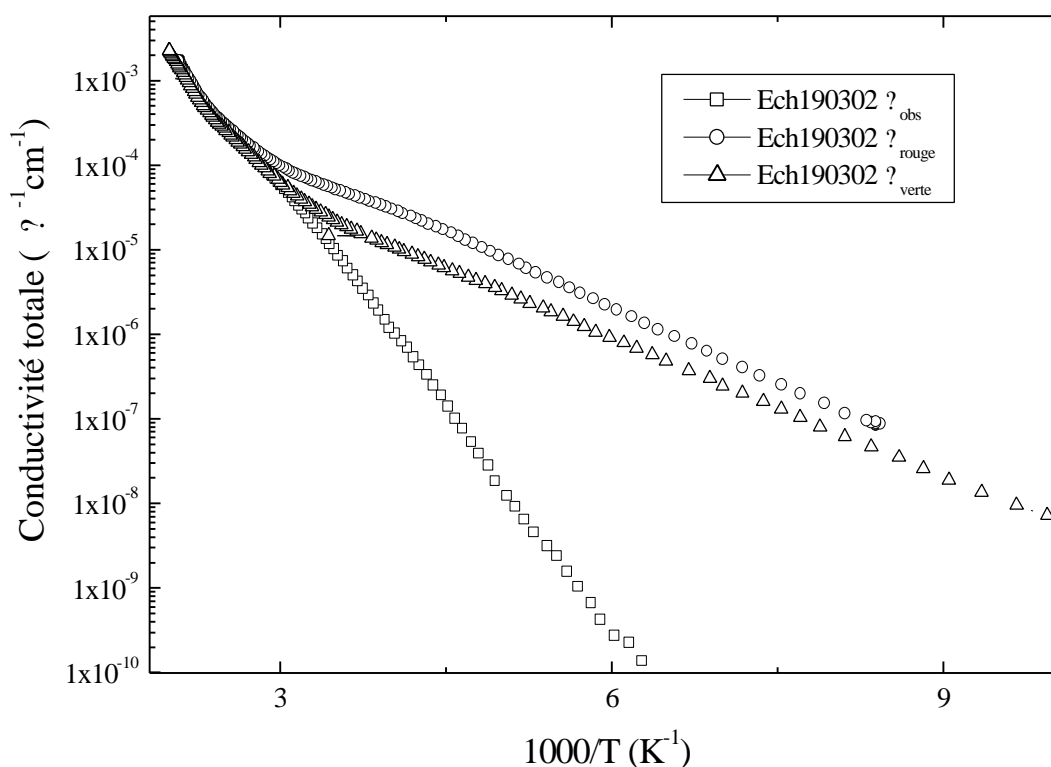


Fig.(VI.2) : Conductivité électrique en fonction de la température sous obscurité et sous lumière en régime permanent ( $\lambda = 660 \text{ nm}$  et  $\lambda = 540 \text{ nm}$ ).

## IV.2 - Spectre d'absorption optique

Les spectres d'absorption optiques de nos couches sont déterminés à partir de deux techniques complémentaires: la technique du photocourant constant CPM et la transmission optique. La technique CPM est valable pour les moyennes et faibles absorptions et la transmission optique vient pour compléter le spectre dans la région de fortes absorptions [Fed 02.].

Le spectre du coefficient d'absorption optique de l'échantillon Ech 200302 en fonction de l'énergie de photons dans la gamme allant de 1,2 à 2,4 eV est présenté sur la figure (IV.3). À partir de ce spectre on a pu déterminer les coefficients d'absorption aux longueurs d'onde des lumières d'excitation utilisées. Le coefficient d'absorption à la longueur d'onde  $\lambda = 660 \text{ nm}$  est de  $5 \times 10^3 \text{ cm}^{-1}$ . Le coefficient d'absorption à la longueur d'onde  $\lambda = 540 \text{ nm}$  est de  $7 \times 10^4 \text{ cm}^{-1}$ .

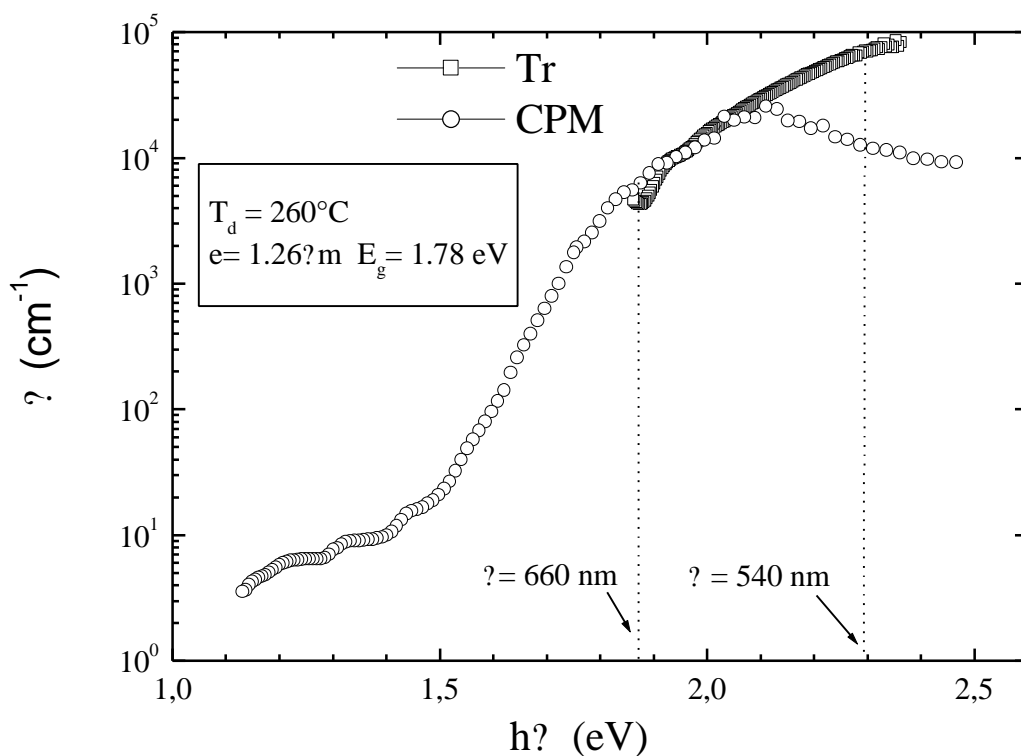


Fig.(VI.3) : Spectre d'absorption de l'échantillon Ech 200302 déterminé par les techniques CPM et transmission optique Tr [Fed 02]

Dans le tableau (IV.3), nous avons présenté les coefficients d'absorption des échantillons étudiés à la longueur d'onde  $\lambda = 660$  nm.

Echantillons	Coefficient d'absorption
Ech 200202	$4 \times 10^3 \text{ cm}^{-1}$
Ech 190302	$2 \times 10^3 \text{ cm}^{-1}$
Ech 200302	$5 \times 10^3 \text{ cm}^{-1}$

Tableau (IV.3) : Coefficients d'absorption des échantillons étudiés ( $\lambda = 660$  nm).

### IV.3 - Résultats du photocourant modulé MPC

Le montage expérimental du MPC, précédemment décrit avec sa procédure d'étalonnage, nous donne l'amplitude du photocourant et son déphasage par rapport à l'excitation lumineuse à une température fixée.

Nous avons utilisé les deux source d'éclairage avec longueurs d'onde rouge ( $\lambda = 660$  nm) et verte ( $\lambda = 540$  nm). Nous allons présenter, en premier lieu, les résultats de mesure obtenus sur l'échantillon Ech200302 avec la lumière d'excitation rouge (LED rouge  $\lambda_{\text{rouge}} = 660$  nm). Suivie des résultats de la lumière verte sur le même échantillon.

#### IV.3.1 - Amplitude et Phase du photocourant modulé en fonction de la fréquence

Nous avons représenté sur les figures (IV.4 et IV.5) respectivement l'amplitudes et la phase du photocourant en fonction de la fréquence à  $T=160$  K.

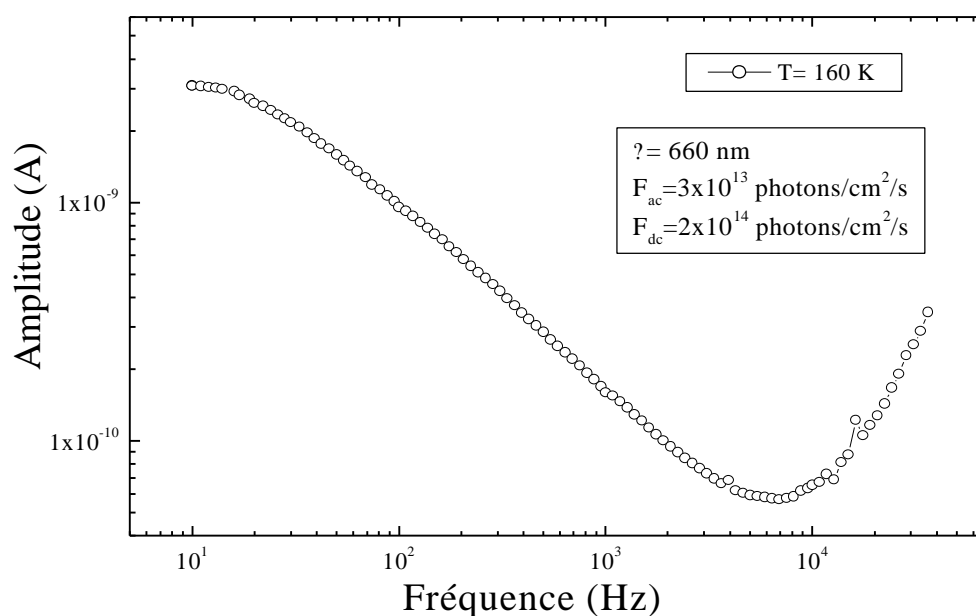


Fig.(VI.4) : Variation de l'amplitude du photocourant en fonction de la fréquence.

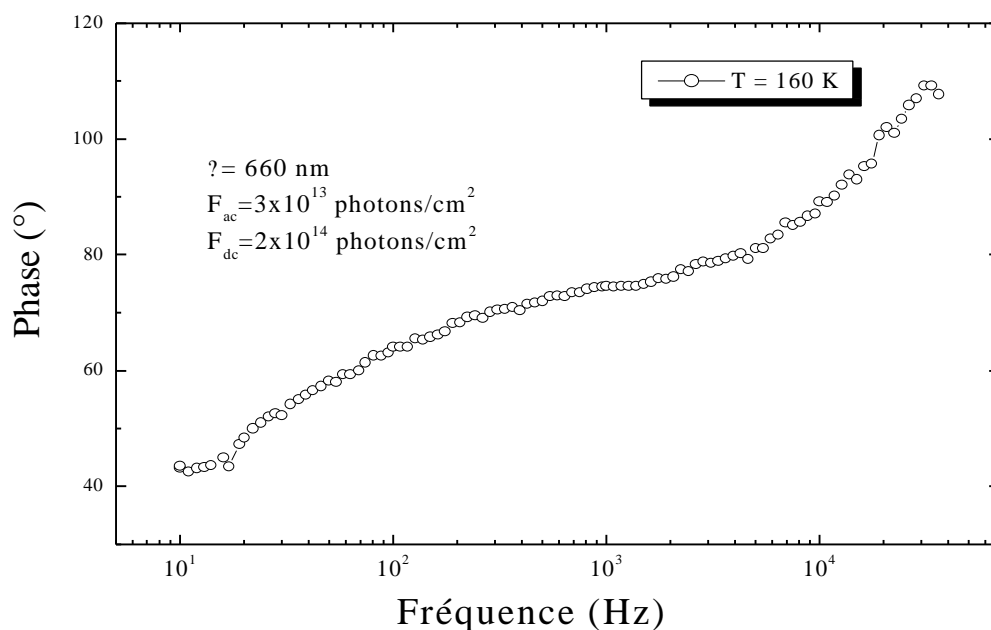


Fig.(VI.5) : Variation de la phase du photocourant en fonction de la fréquence

L'amplitude du photocourant d'après la figure (IV.4) est importante aux basses fréquences, dans ce cas on est proche des états profonds et on sollicite un maximum d'états du moment que la période du signal est grande. Ceci permet d'avoir une génération importante. Cette amplitude décroît en fonction de la fréquence pour atteindre une valeur minimale.

La phase quand à elle, présentée sur la figure (IV.5), est pratiquement faible aux basses fréquences et elle augmente en fonction de la fréquence pour atteindre un plateau.

Aux très hautes fréquences, l'amplitude et la phase subissent une augmentation due en réalité à une dérive du circuit de mesure. Nous ne tiendrons donc pas compte de ces valeurs.

Aux basses fréquences le phénomène qui prédomine c'est le phénomène de recombinaison devant le phénomène de piégeage et le dépiégeage. En effet le temps caractéristique de la recombinaison est beaucoup plus faible que la période du signal alternatif.

Aux hautes fréquences, les porteurs vont subir essentiellement un régime de piégeage et le dépiégeage. Dans ce cas, certains centres possèdent un temps de réémission pour les porteurs qui coïncide avec la période du signal alternatif. Et ce sont ces échanges électroniques qui vont créer le déphasage.

Nous avons présenté sur la figure (IV.6) un ensemble de mesures d'amplitude et de phase en fonction de la fréquence aux différentes températures de mesure.

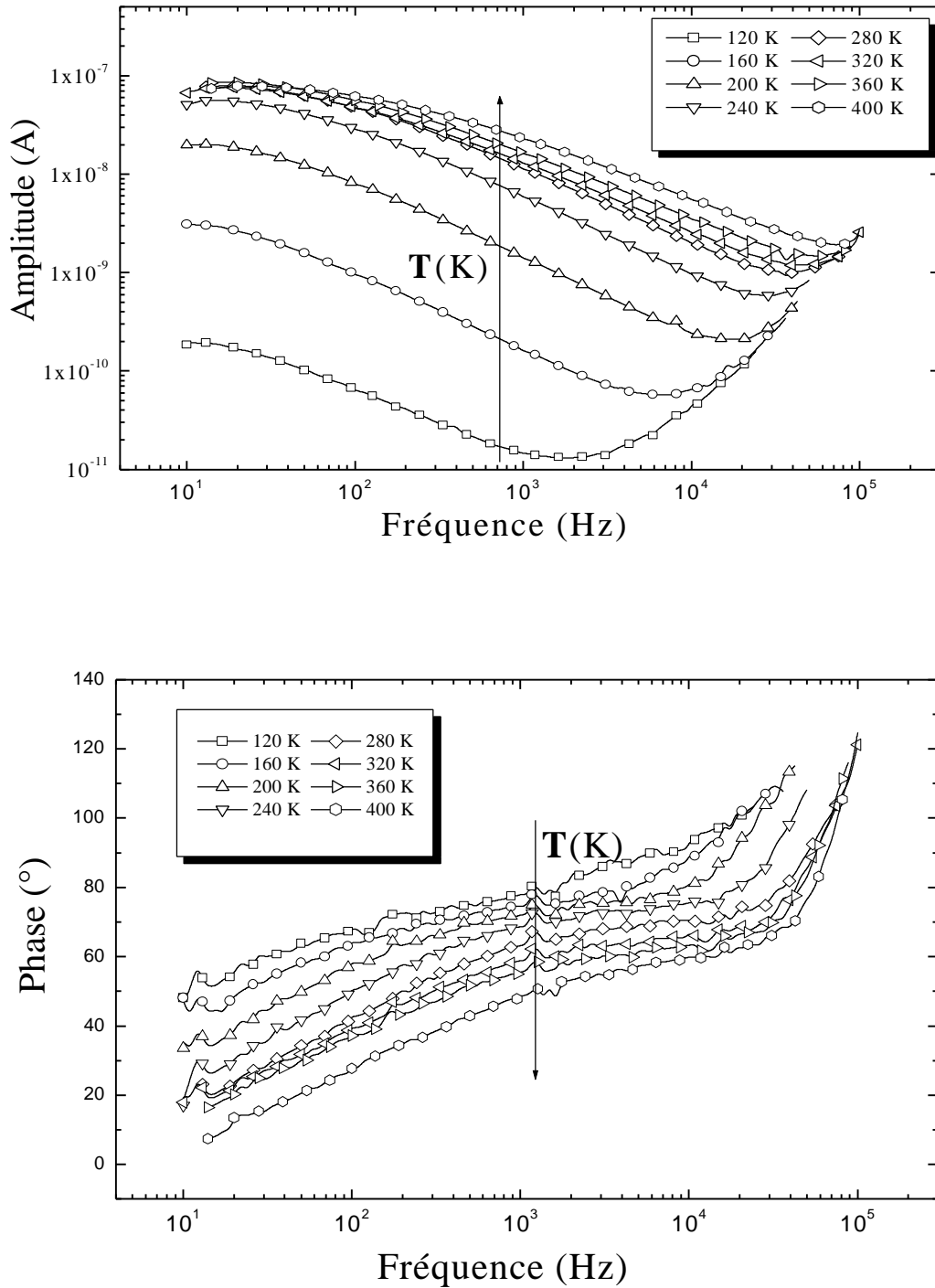


Fig.(VI.6) : Amplitude et phase du photocourant en fonction de la fréquence de l'échantillon Ech200302 de  $T=120$  K jusqu'à  $T=400$  K avec un pas de 40 K

Nous tenons à signaler, qu'on retrouve les mêmes courbes de l'amplitude et de la phase du photocourant présentées sur la figure (IV.6) en augmentant ou en descendant en température. Ceci montre le degré de stabilité thermique de notre matériau [Rah 01].

#### IV.3.2 - Amplitude et Phase du photocourant modulé en fonction de la température de mesure

Afin d'étudier la variation de l'amplitude et de la phase en fonction de la température, aux hautes et aux basses fréquences, nous avons reporté sur la figure (IV.7) cette variation aux fréquences différentes de 14 Hz (représentative des basses fréquences) et de 20 KHz (représentative des hautes fréquences).

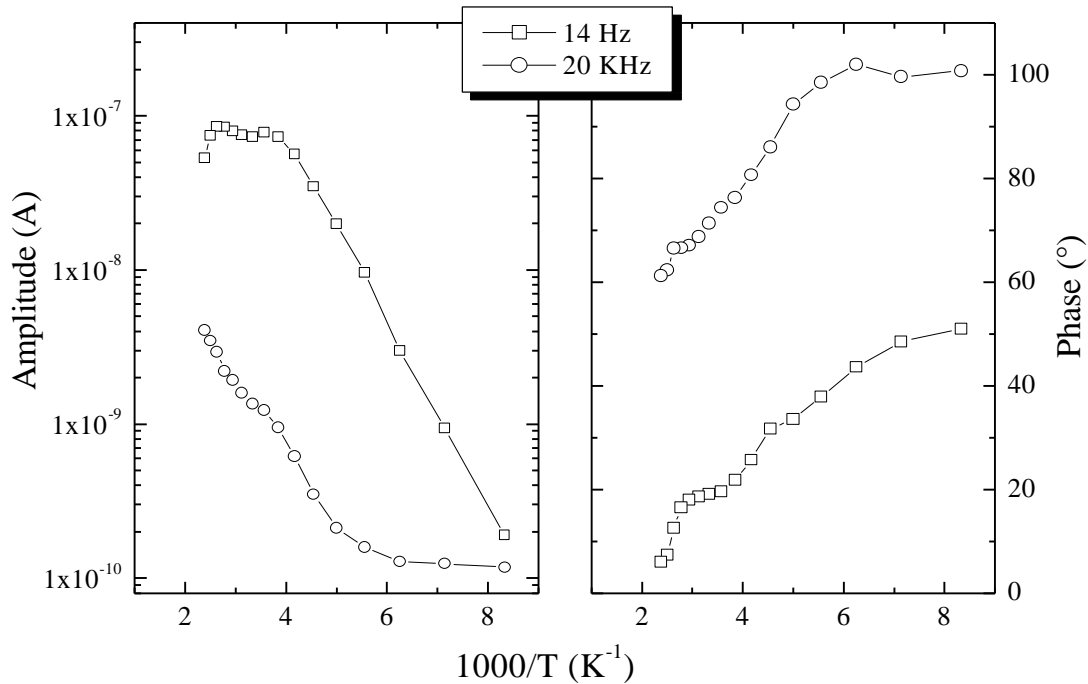


Fig.(VI.7) : Amplitude et phase du photocourant en fonction de la température à 14 Hz et 20 KHz.

L'amplitude du photocourant en fonction de la température à la fréquence de 14 Hz est très importante aux hautes températures. Elle représente un petit plateau puis elle décroît en fonction de la température. Pour cette fréquence, on s'écarte légèrement du cas stationnaire, d'ailleurs la variation du photocourant dans ce cas ressemble au cas stationnaire (figure (IV.1)), elle représente pratiquement la même pente. Cette pente était de 0,104 eV dans le cas stationnaire et elle est de 0,106 eV à 14 Hz.

L'amplitude du photocourant en fonction de la température à la fréquence de 20 KHz, est importante aux hautes températures et elle diminue pour former un plateau aux faibles températures.

En ce qui concerne la variation de la phase en fonction de la température, on se retrouve avec une phase importante aux faibles températures. Cette phase diminue tout en montant en température.

La phase et l'amplitude du photocourant dépendent fortement de la modulation de la lumière d'excitation ainsi que de la température de mesure.

L'amplitude et la phase du photocourant nous permettent d'extraire la densité d'états localisés.

### IV.3.3 - Allure de la densité d'états localisés

Nous considérons comme il est communément admis que le a-Si:H est de type N donc le transport est régi par les électrons. Bien qu'en pratique, rien ne permet de savoir si les deux types de porteurs vont interagir avec les pièges, ou si le photocourant est réellement dominé par un seul type de porteurs.

La densité d'états localisés à une température fixée est déterminée à partir de l'expression de Brüggemann [Brü 90] développée pour un seul type de porteur, dans notre cas on considère la contribution des électrons. Cette expression s'écrit comme suit:

$$N(E_n) = \frac{2N_c}{\pi} \left( S q_n G_{ac} \frac{\sin \left( \frac{E_c - E_n}{k_B T} \right)}{|I_{ac}|} \right) \quad (IV.2)$$

$$G_{ac}(h\nu) = (1 - R) e^{\eta} F_{ac} [1 - \exp^{-(h\nu)e}] \quad (IV.3)$$

Pour l'exploitation des mesures expérimentales nous avons utilisé les paramètres suivant:

$$q_n \approx 10 \text{ cm}^2 \text{V}^{-1} \text{S}^{-1}$$

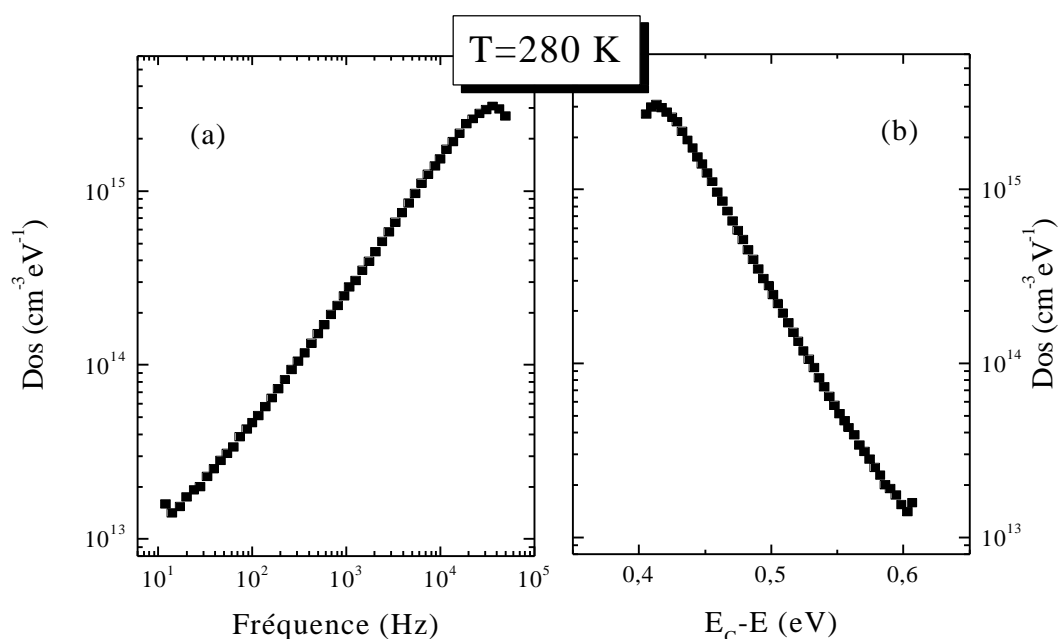
$$S \approx 10^{12} \text{ S}^{-1}$$

$$N_c \approx 10^{21} \text{ cm}^{-3} \text{eV}^{-1}$$

Pour le taux de génération en alternatif, il se calcule à travers l'équation (IV.2) en fonction du flux alternatif de l'excitation lumineuse et du coefficient d'absorption  $\alpha$ . Le

coefficient d'absorption se détermine directement à partir du spectre d'absorption en fonction de l'énergie de photons .

Sur la figure (IV.8-a) nous avons monté la variation de la densité d'états en fonction de la fréquence à la température  $T=280$  K. Nous constatons sur cette courbe que la densité augmente quand la fréquence augmente, cela est du au phénomène de recombinaison. A partir des hautes fréquences le régime du piégeage- dépiégeage est prédominant par rapport à la recombinaison.



*Fig.(VI.8) : L'allure de la densité d'états de l'échantillon Ech200302 à  $T=280$  K :  
(a) en fonction de la fréquence et (b) en fonction de l'énergie.*

D'après la relation (IV.1), la gamme énergétique sondée dépend à la fois de la température de mesure et de la fréquence de modulation. Nous avons tracé, sur la figure (IV.8-b), la variation de la densité en fonction de la gamme énergétique sondée. Ce tracé est plus significatif pour tracer le profil de la densité d'états localisés dans le gap.

#### **IV.3.4 - Image de la densité d'états localisés obtenue à partir du MPC**

Sur la figure (IV.9) nous reportons les allures de la DOS en fonction de l'énergie. Chaque gamme énergétique correspond à une températures de mesure.

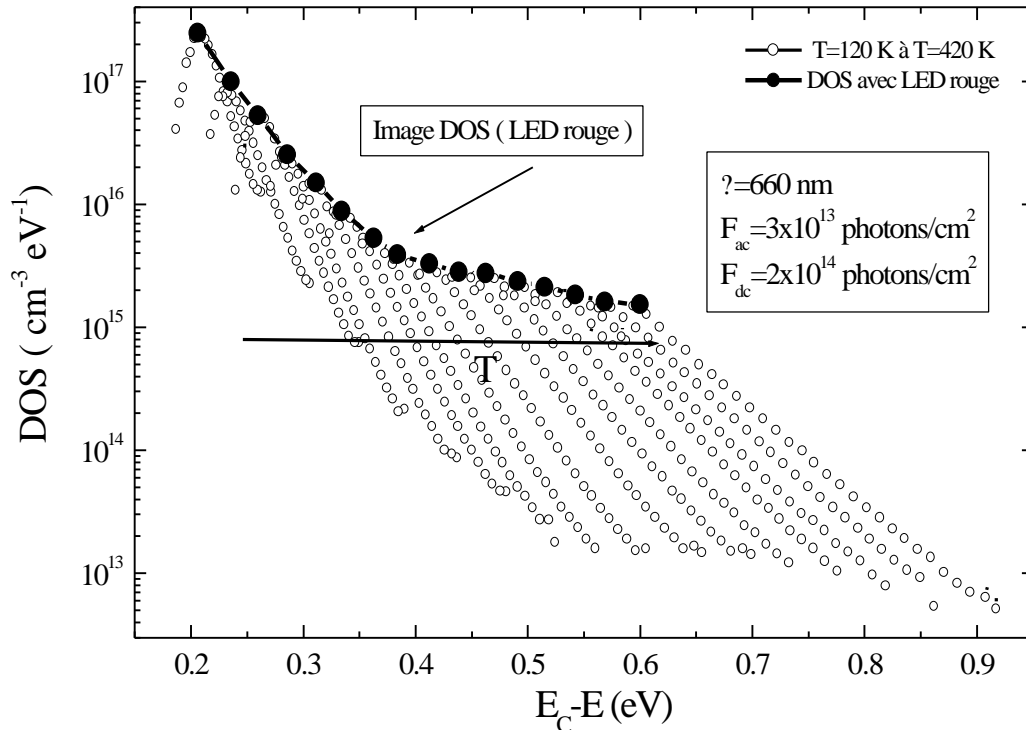


Fig.(VI.9) : L'image de la densité d'états de l'échantillon Ech200302 entre  $T=120$  K et  $T=420$  K

L'analyse de ce type de courbes montre l'existence d'un ensemble d'états qui rentrent en résonance donnant un maximum de la densité d'états localisés pour chaque température de mesure. L'enveloppe supérieure de toutes les courbes peut être considérée représentative de la forme de la vraie densité d'états localisés [Bar 97], que nous allons appeler aussi le profil de la densité d'états. Ce profil est déterminé avec une erreur de 50%.

Du profil de la densité d'états, on déduit la densité des états profonds et on détermine la pente de la queue de bande de conduction. Dans le cas de cet échantillon elle est de 30 meV.

#### IV.3.5 - Effet de la longueur d'onde de la lumière d'excitation modulée sur la détermination de la densité d'états localisés

Comme nous l'avons déjà signalé, nous avons utilisé deux sources lumineuses de longueurs d'onde rouge ( $\lambda=660$  nm) et verte ( $\lambda=540$  nm). Nous avons balayé la température de mesure pour chaque longueur d'onde de 120 K à 420 K.

Pour ne pas surcharger la figure nous avons reporté sur la figure (IV.10) la variation de l'amplitude et de la phase du photocourant modulé obtenues avec ces deux lumières d'excitation à deux températures de mesure représentatives des hautes (380 K) et des basses températures (180 K). On constate sur cette dernière que l'amplitude du photocourant modulé avec la lumière d'excitation provenant de la LED rouge est la plus élevée devant celle de la LED verte. Cela est dû au flux des lumières utilisées.

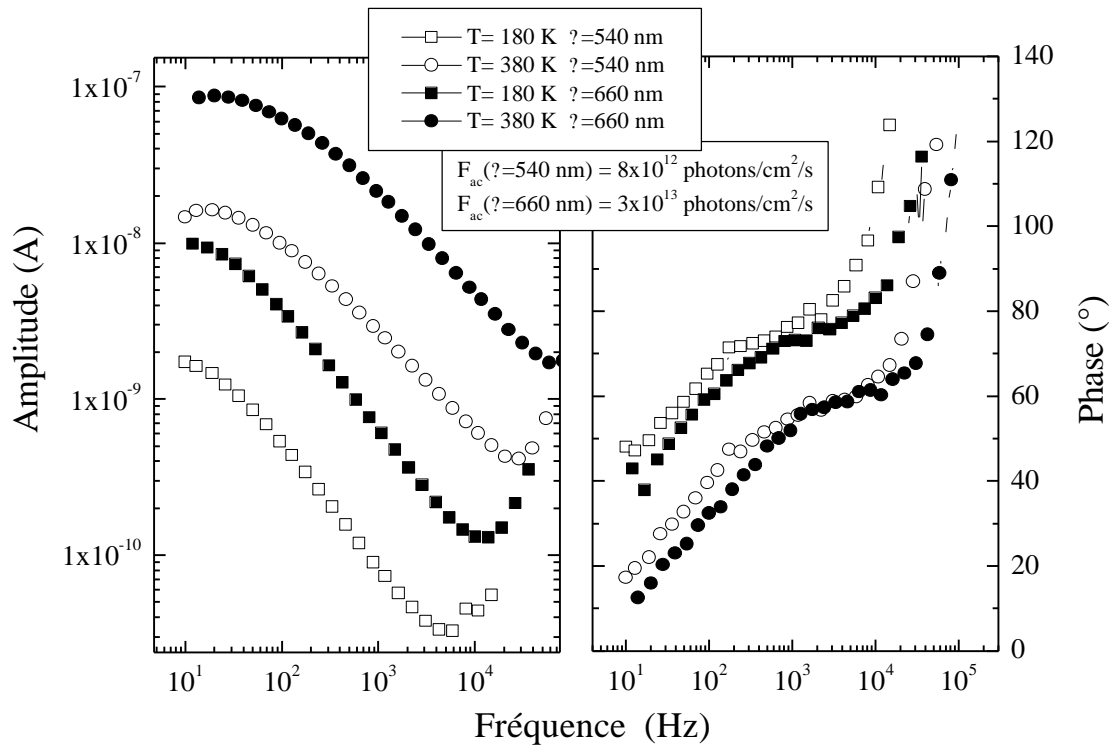


Fig.(VI.10) : Amplitude et phase du photocourant modulé en fonction de la fréquence pour les deux LEDs à deux températures de mesure différentes (  $T=180$  K et  $T=380$  K).

Sur la figure (IV.11) nous avons tracé la variation de  $\frac{\sin \varphi(\omega)}{|I_{ac}(\omega)|}$  en fonction de la fréquence de modulation dans le cas des deux LEDs aux mêmes températures pour lesquelles nous avons tracé leurs amplitudes et phases sur la figure précédente. Comme nous l'avons déjà signalé, la densité d'états est directement liée à ce rapport ( équation IV.2). Et bien évidemment le rapport est plus élevée dans le cas de la LED verte du moment qu'elle représente une amplitude faible devant celle de la LED rouge.

Cette première comparaison va nous aider à comparer les profils de la densité d'états déterminés en utilisant ces sources de lumière d'excitation.

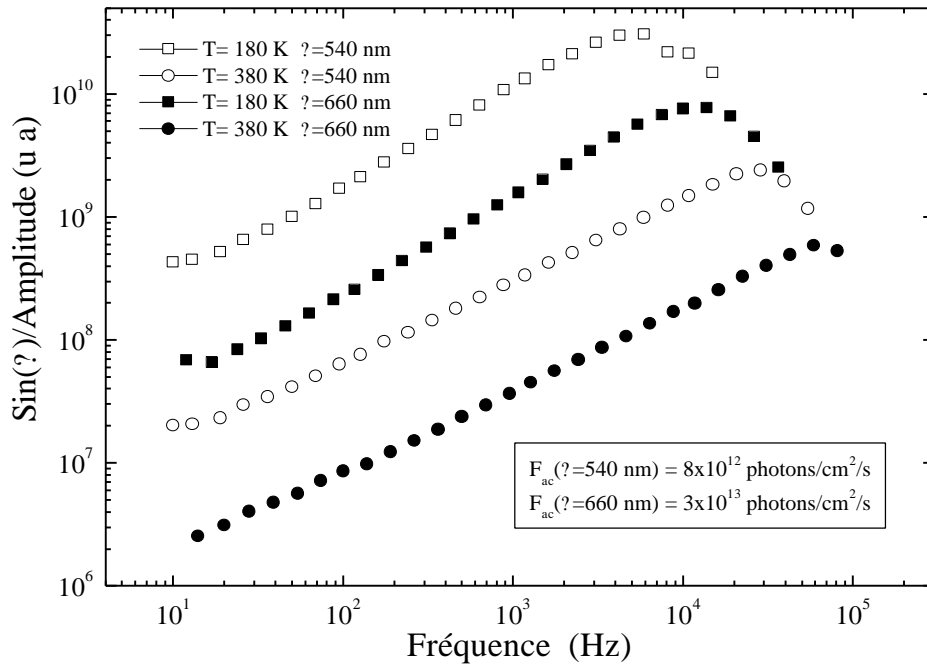


Fig.(VI.11) : La variation du rapport  $\frac{\sin \theta(\omega)}{|I_{ac}(\omega)|}$  en fonction de la fréquence de modulation pour les deux LEDs.

Nous allons essayer dans cette partie de comparer la densité d'états de l'échantillon Ech200302 déterminée en utilisant la LED rouge ( $\lambda = 660$  nm) et celle obtenue en utilisant la LED verte ( $\lambda = 540$  nm). Les deux densités sont représentées sur la figure (IV.12).

Nous constatons sur cette figure que la densité d'états localisés est plus élevée en utilisant comme source d'excitation la LED verte. Avec une longueur d'onde de 540 nm, la lumière d'excitation pénètre dans le matériau à une distance pratiquement de 0,14  $\mu$ m (le coefficient d'absorption de ce matériau à cette longueur d'onde est de  $7 \cdot 10^4$   $\text{cm}^{-1}$ ). Dans ce cas on peut dire que la lumière est entièrement absorbée près de la surface du matériau du fait que l'épaisseur de ce dernier est de 1,26  $\mu$ m. Donc à travers cette lumière d'excitation on arrive à explorer beaucoup plus la surface du matériau.

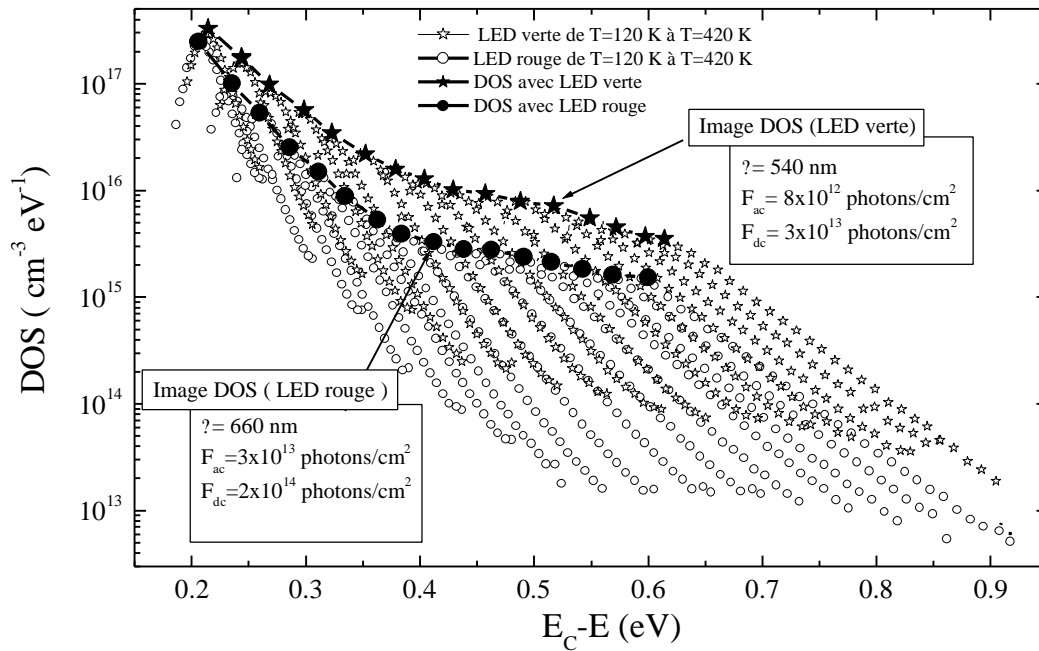


Fig.(VI.12) : L'image de la densité d'états de l'échantillon Ech200302 excité avec la LED verte ( $\lambda = 540 \text{ nm}$ ) et avec la LED rouge ( $\lambda = 660 \text{ nm}$ ).

Par ailleurs, avec la LED rouge de longueur d'onde de 660 nm, la lumière d'excitation pénètre dans le matériau à une distance pratiquement de 2  $\mu\text{m}$  (le coefficient d'absorption du matériau à cette longueur d'onde est de  $5 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-1}$ ). Donc on peut dire qu'on arrive à sonder le volume du matériau.

La largeur de la queue de bande de conduction calculée à partir du profil de la DOS déterminé en utilisant la LED verte est de 47 meV. En utilisant la LED rouge cette largeur est de 34 meV.

## IV.4 - Résultats du transitoire du photocourant TPC

Le montage expérimental du TPC décrit dans le chapitre précédent, nous permet d'avoir la décroissance du photocourant de l'échantillon à une température fixée. Nous avons utilisé comme source d'éclairement les diodes électroluminescentes (LED rouge et LED verte) précédemment décrites dans le dispositif expérimental du TPC. Nous avons utilisés dans le cas du transitoire du photocourant le même flux de lumière d'excitation que celui utilisé dans le cas de la conductivité électrique en fonction de la température.

Nous allons présenter les résultats de mesure expérimentaux des décroissances du photocourants obtenues et les traitements faits sur les mesures de l'échantillon Ech 200302 avec la lumière d'excitation rouge (LED rouge  $\lambda_{\text{rouge}} = 660 \text{ nm}$ ) suivie des résultats et des traitements de la lumière d'excitation verte pour le même échantillon.

### IV.4.1 - Transitoire du photocourant à différentes températures de mesure

Nous avons effectué des mesures du transitoire du photocourant pour différentes températures de mesure.

Comme le signal à mesurer est faible et il faut bien cerner le début et la fin de chaque décroissance, nous avons exploré dans un premier temps le début de la décroissance du photocourant. Par la suite nous avons relevé la totalité de la décroissance jusqu'à atteindre le courant d'obscurité.

La décroissance du photocourant au cours du temps est obtenue pour des températures comprises entre  $T=140 \text{ K}$  et  $T= 360 \text{ K}$ . Pour les très basses et les très hautes températures, la valeur du photocourant devient très faible. Ceci rend difficile la mesure et la visualisation de la décroissance.

L'ensemble des courbes de la décroissance du photocourant à différentes températures de mesure est présenté sur la figure (IV.13). Sur cette figure, nous avons présenté la décroissance du photocourant pour quelques températures de mesure pour ne pas l'encombrer et pour mieux visualiser cette décroissance.

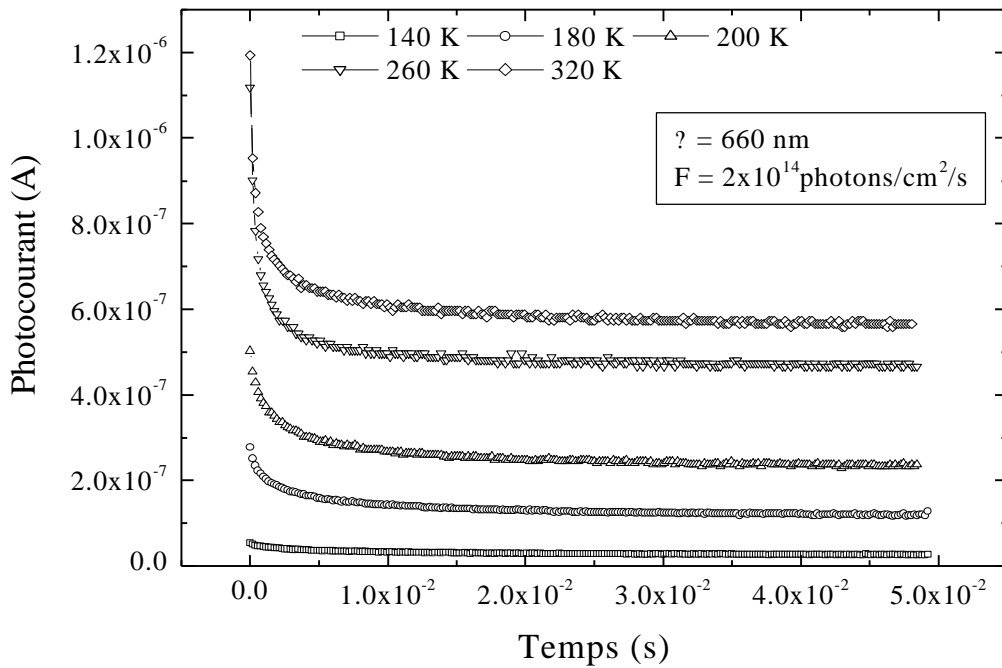


Fig.(VI.13) : Transitoire du photocourant à différentes températures de mesure.

#### IV.4.2 - Etude de la décroissance du photocourant

Le transitoire du photocourant obtenu peut être décrit de la façon suivante : Un palier de photocourant apparaît juste avant la rupture de l'éclairement. L'existence de ce palier indique que le nombre de porteurs photogénérés atteint un équilibre. Après la rupture de l'éclairement, le photocourant décroît très rapidement, cette phase correspond à la répartition des porteurs dans les pièges situés en bord de bande. Par la suite, le photocourant décroît doucement jusqu'à atteindre le courant d'obscurité.

Pour chaque point de la décroissance, nous avons pris soin de retirer la valeur correspondante à la valeur du courant d'obscurité. Ceci nous permet d'éviter les problèmes d'origine.

Le transitoire du photocourant obtenu se présente comme une décroissance qui peut être ajustée, en tenant compte des particularités des matériaux amorphes par la présence des queues de bande, par une expression de type:

$$i(t) = at^{-(1+\alpha)} + c \quad (\text{IV.4})$$

Où  $\gamma$  représente le paramètre de désordre du matériau.

Nous avons appliqué cet ajustement pour toutes les décroissances du photocourants à différentes températures de mesure, et nous avons remarqué le recouvrement parfait pour toutes les décroissances.

Sur la figure (IV.14) , nous avons présenté le recouvrement de cet ajustement pour la décroissance du photocourant à T=280 K.

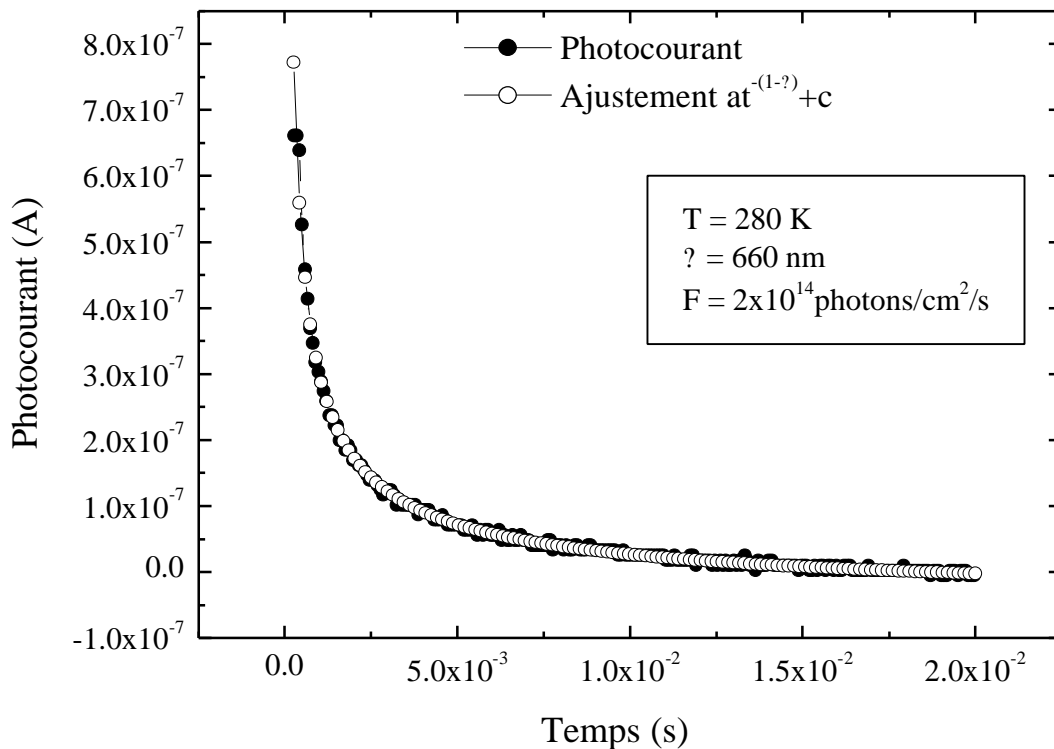


Fig.(VI.14) : Ajustement de la décroissance du photocourant en  $(at^{-(1-\gamma)}+c)$

A travers cet ajustement nous avons pu déterminer le paramètre du désordre  $\gamma$  pour toutes les décroissances du photocourants à différentes températures. On constate qu'il varie pratiquement entre 0,2 à 0,8 en augmentant en température pour la longueur d'onde d'excitation lumineuse de 660 nm.

Sur la figure (IV.15) nous avons représenté la variation du paramètre du désordre en fonction de la température. La variation de ce paramètre «  $\gamma$  » en fonction de la température présente une linéarité. La pente de cette variation correspond, d'après la description du

transport par multi-pièges [Tie 80, Ore 81, Pip 95, Pip 97], à l'inverse de la température caractéristique  $T_c$  de la queue de bande de conduction.

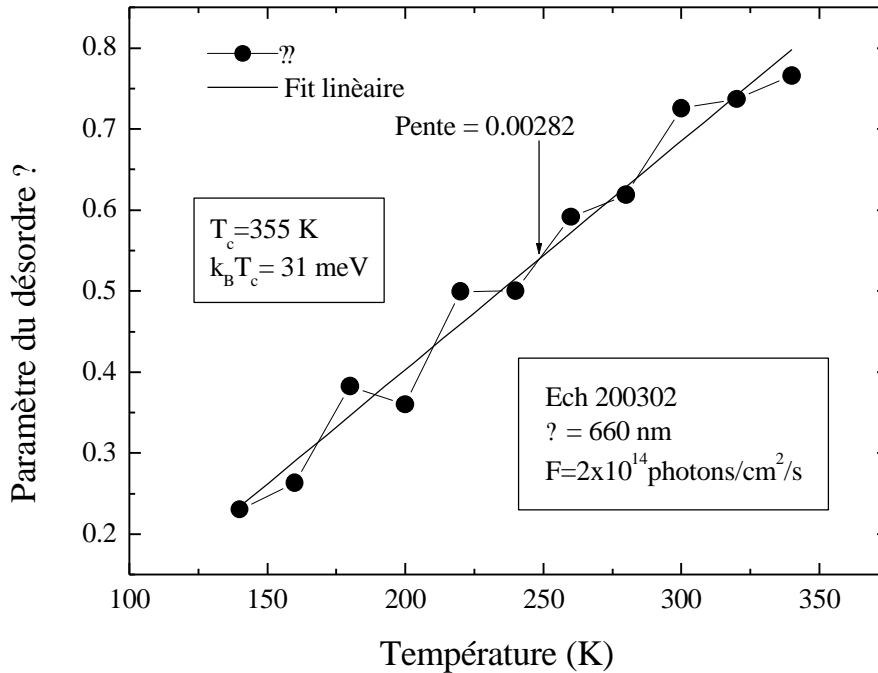


Fig.(VI.15) : La variation du paramètre ? en fonction de la température.

Afin d'évaluer l'effet de la longueur d'onde de la lumière d'excitation sur le paramètre ?, nous avons utilisé comme source lumineuse la LED rouge ( $\lambda = 660 \text{ nm}$ ) et la LED verte ( $\lambda = 540 \text{ nm}$ ) séparément.

La variation du paramètre du désordre en fonction de la température est représentée pour les deux lumières sur la figure (IV.16). Nous constatons sur cette dernière que la courbe du paramètre du désordre en utilisant la longueur d'onde de 540 nm représente une pente plus faible que celle de la LED rouge. Cela veut dire une température caractéristique  $T_c$  plus grande dans le cas de la LED verte ( $T_c = 546 \text{ K}$ ). Donc la largeur de la queue de bande de conduction dans ce cas est de  $k_B T_c = 47 \text{ meV}$ .

La largeur de la queue de bande de conduction en utilisant  $\lambda = 540 \text{ nm}$  vaut 47 meV et en utilisant  $\lambda = 660 \text{ nm}$  vaut 34 meV.

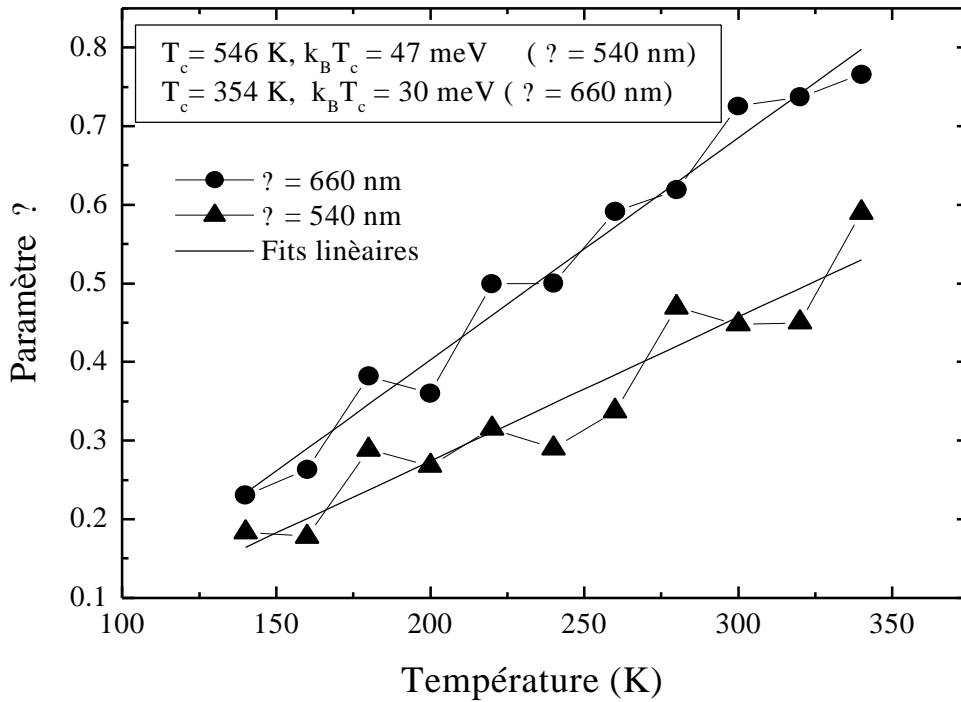


Fig.(VI.16) : Effet de la longueur d'onde de la lumière d'excitation sur le paramètre ?.

#### IV.4.3 - Analyse du transitoire du photocourant par la transformée de Fourier

La décroissance du transitoire du photocourant  $i(t)$  est considérée comme une réponse due aux interactions des porteurs libres engendrés par la lumière avec les états localisés dans le gap.

Cette décroissance dépend de l'historique de la transition des porteurs. Afin d'éviter cette dépendance on applique la transformée de Fourier (TF) sur la décroissance du photocourant  $i(t)$  pour passer du domaine temporel au domaine fréquentiel  $I(\omega)$  [Mai 92, Mai 93, PhD Thesis Web 94, Web 98] où le traitement est beaucoup plus adapté.

La transformée de Fourier de  $i(t)$  est  $I(\omega)$  qui s'écrit sous la forme:

$$I(\omega) = \int_0^{\infty} i(t) \cos(\omega t) dt + j \int_0^{\infty} i(t) \sin(\omega t) dt \quad (IV.5)$$

À partir de la composante réelle et imaginaire pour chaque fréquence on remonte à la

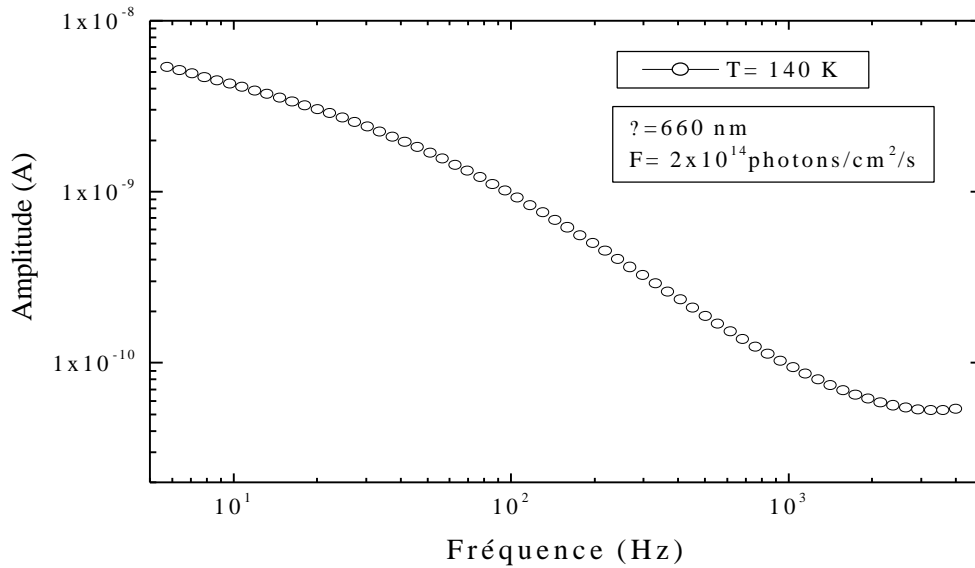
détermination de l'amplitude  $|I(\omega_n)|$  et de la phase  $\phi(\omega_n)$  tel que

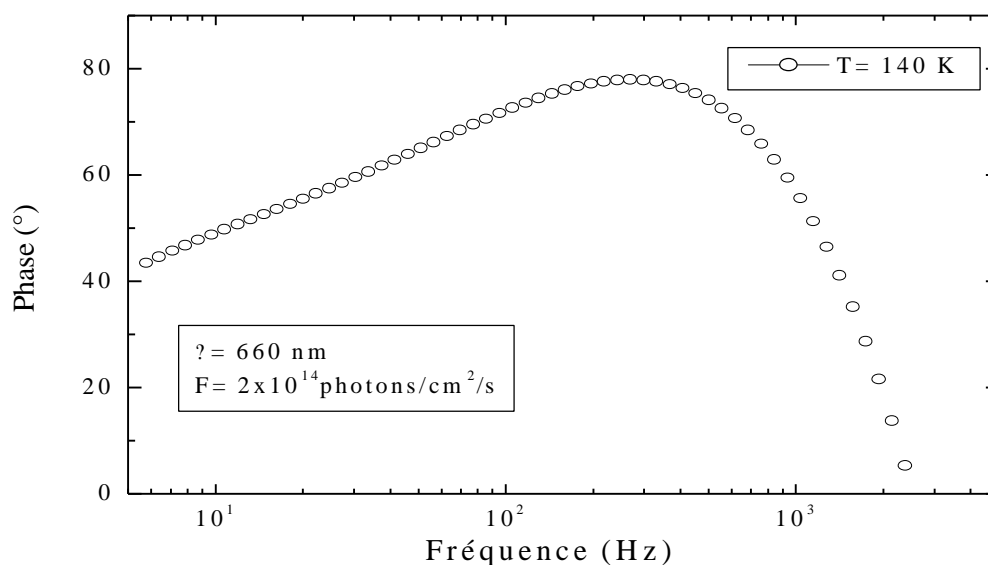
$$I(\omega_n) = |I(\omega_n)| \exp[j\omega_n t + \phi(\omega_n)] \quad (IV.6)$$

Dans notre cas, nous avons appliqué la transformée de Fourier rapide (FFT) développée sur le logiciel « ORIGIN ».

#### IV.4.3.1 - Amplitude et phase en fonction de la fréquence

Nous avons montré sur la figure (IV.17) la variation de l'amplitude et de la phase du transitoire du photocourant transitoire en fonction de la fréquence à la température  $T=140$  K.





*Fig.(VI.17) : Amplitude et la phase du photocourant à  $T= 140K$*

L'amplitude du photocourant est importante aux basses fréquences et elle décroît en fonction de la fréquence pour atteindre une valeur minimale.

En ce qui concerne la phase, elle est pratiquement faible aux basses fréquences et elle augmente en fonction de la fréquence pour atteindre un plateau. Au delà, cette phase n'est pas due à l'échantillon, la valeur de la phase est erronée donc elle n'est pas prise en considération.

#### **IV.4.3.2 - Amplitude et phase du photocourant en fonction de la température**

Nous avons montré sur la figure ( IV.18) la variation de l'amplitude et de sa phase en fonction de la fréquence à quelques températures de mesure. A partir de cette figure on constate que l'amplitude du photocourant croît en augmentant en température et c'est le même phénomène qu'on a déjà retrouvé avec la technique du photocourant modulé MPC. Pour la phase elle représente des courbes qui augmentent en descendant en température.

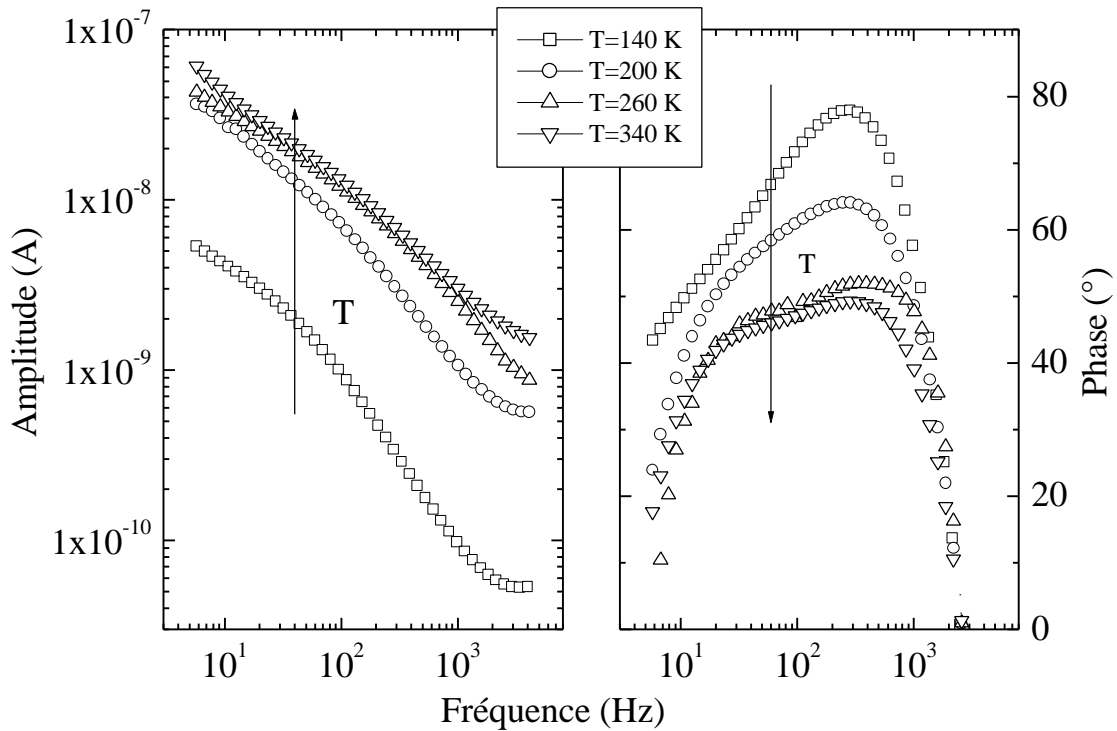


Fig.(VI.18) : Amplitude et phase du photocourant à partir de la transformée de Fourier

#### IV.4.4 - Détermination de la densité d'états localisés à partir de TPC

L'amplitude  $|I(\omega)|$  et la phase  $\varphi(\omega)$  déduites de l'analyse par la transformée de Fourier rapide FFT du transitoire du photocourant nous permettent de dresser les allures de la densité en utilisant l'expression de Brüggemann (IV.2).

Les allures de la densité d'états obtenues à partir du transitoire du photocourant à des températures différentes allant de 140 k à 340 k est présentée sur la figure (IV.19). Comme dans le cas du MPC, les maximums des allures de la densité à différentes températures nous permet de tracer l'image ou le profil de la densité d'états localisés. Ce tracé nous fournit alors une spectroscopie de la densité d'états dans le gap du a-Si :H.

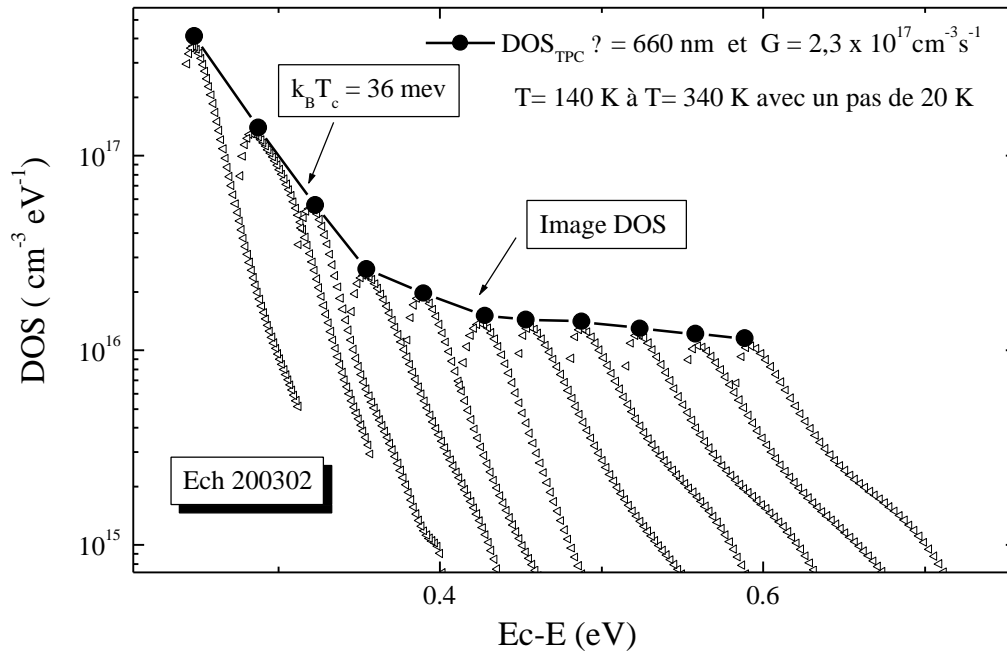


Fig.(VI.19) : L'image de la densité d'états localisés à partir de TPC.

#### IV.4.5 - Effet de la longueur d'onde de la lumière d'excitation sur la détermination de la DOS

Afin d'étudier l'effet de la longueur d'onde de la lumière d'excitation lumineuse, nous avons éclairé le matériau en utilisant comme source d'excitation une LED verte de flux  $F=3 \times 10^{13}$  photons/cm<sup>2</sup>.

La densité d'états localisés dans ce cas est déterminée à travers la transformé de Fourier rapide FFT exactement comme dans le cas de la LED rouge.

Nous avons représenté sur la figure ( IV.20) les deux densités ( pour  $\lambda = 540$  nm et pour  $\lambda = 660$  nm).

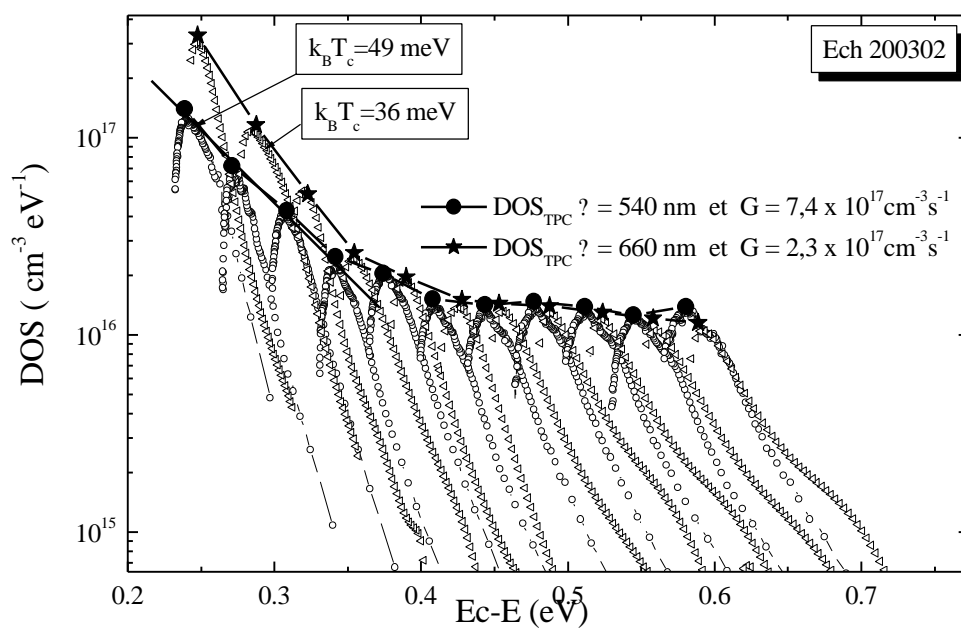


Fig.(VI.20) : L'image de la densité d'états de l'échantillon Ech200302 excité avec la LED verte ( $\lambda = 540 \text{ nm}$ ) et avec la LED rouge ( $\lambda = 660 \text{ nm}$ )

On constate que les pentes de la queue de bande de conduction sont différentes et la densité d'états profonds est pratiquement la même dans les deux cas.

$k_B T_c = 36 \text{ meV}$  dans le cas de la LED rouge ( $\lambda = 660 \text{ nm}$ ).

$k_B T_c = 49 \text{ meV}$  dans le cas de la LED verte ( $\lambda = 540 \text{ nm}$ ).

## IV.5 - Etude du lot d'échantillons

A l'aide des méthodes de photocourant modulé et du transitoire de photocourant, nous avons caractérisé un lot d'échantillons à base du silicium amorphe hydrogéné. Nous allons présenter dans ce qui suit les résultats de trois échantillons parmi le lot étudié. Ces trois échantillons (Ech 200202 , Ech 190302 et Ech 200302) sont déposés dans les mêmes conditions de pression partielle d'Argon, de polarisation cible et de température de dépôt  $T_d$  mais à des pressions d'hydrogène différentes.

Les épaisseurs, les indices de réfraction et les largeurs du gap  $E_g$  de ces échantillons sont déterminés à travers leurs spectres de transmission optique .

L'énergie d'activation correspond à la pente de la conductivité électrique sous obscurité dans la gamme des hautes températures.

les différentes caractéristiques des échantillons les plus représentatifs sont présentés dans le tableau (IV.4) .

Echantillons	Energie d'activation $E_a$	Coefficient d'absorption ?	Largeur du gap $E_g$	Indice de réfraction	Epaisseur de la couche du a-Si:H
Ech 200202	0,56 eV	$4 \times 10^3 \text{ cm}^{-1}$	1,85 eV	3,32	1,05 ?m
Ech 190302	0,53 eV	$2 \times 10^3 \text{ cm}^{-1}$	1,93 eV	3,07	1,33 ?m
Ech 200302	0,48 eV	$5 \times 10^3 \text{ cm}^{-1}$	1,78 eV	3,37	1,26 ?m

Tableau (IV.4) : Les caractéristiques des échantillons présentés dans cette étude.

### IV.5.1 - Photocourant modulé MPC

#### IV.5.1.1 - Amplitude et phase du MPC en fonction de la fréquence à $T=140 \text{ K}$ et à $T=340 \text{ K}$

La variation de l'amplitude et de la phase en fonction de la fréquence des échantillons étudiés à la température  $T= 140 \text{ K}$  est représentée sur la figure (IV.21) et à  $T= 340 \text{ K}$  elle est représentée sur la figure (IV.22).

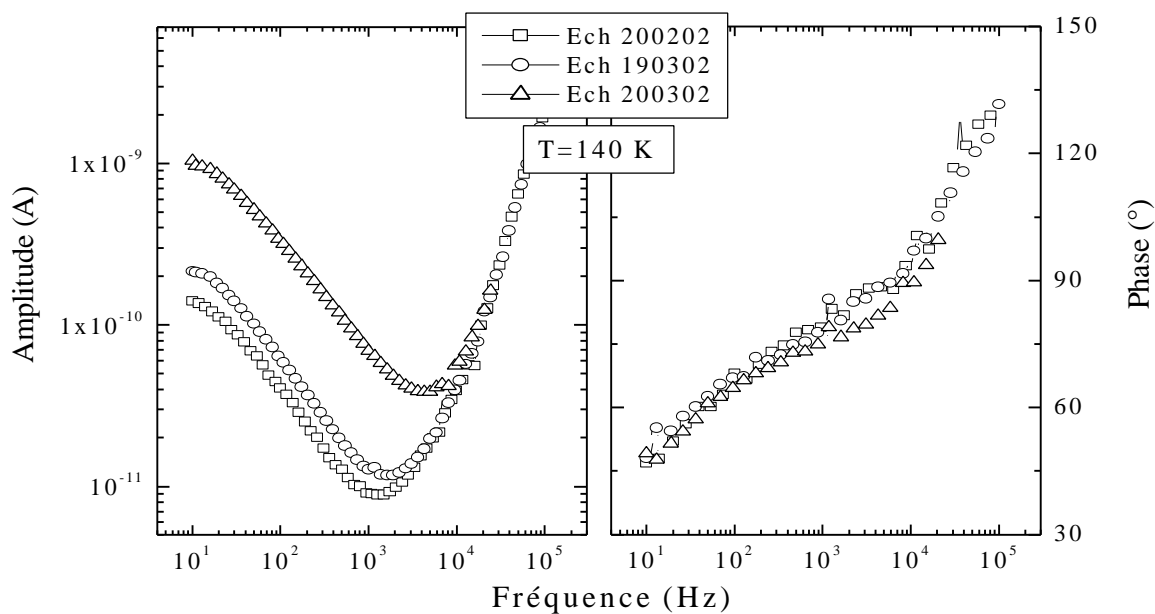


Fig.(VI.21) : Amplitude et phase du photocourant en fonction de la fréquence des échantillons étudiés à  $T=140\text{ K}$

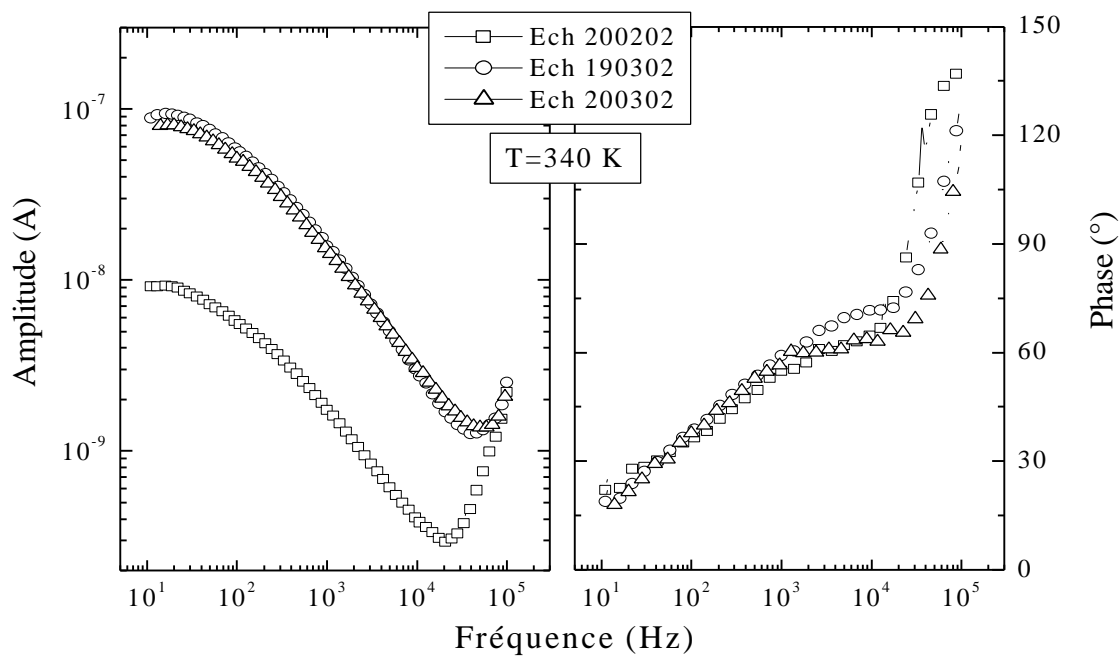


Fig.(VI.22) : Amplitude et phase du photocourant en fonction de la fréquence des échantillons étudiés à  $T=340\text{ K}$

Sur la figure (IV.21) pour la température  $T= 140$  k, on constate que l'amplitude de l'échantillon Ech 200302 est la plus élevée et l'amplitudes de Ech 200202 est la plus faible. Celle de l'Ech 190302 se trouve entre les deux dernières, mais elle se rapproche d'avantage de celle de Ech 200202. Cette description des amplitudes est valable sur toute la gamme fréquentielle utilisée. Pour la phase, elle est pratiquement la même pour les trois échantillons aux faibles fréquences. Aux hautes fréquences on constate que la phase de l'Ech 200302 devient un peu plus faible que celle des deux autres échantillons.

Sur la figure (IV.22) pour la température  $T= 360$  k, on remarque que l'amplitude de Ech 200202 restera toujours la plus faible sur toute la gamme fréquentielle. L'amplitude de l'Ech 190302 est un peu plus élevée que celle de l'Ech 200302 aux hautes fréquences et c'est l'inverse qui se manifeste aux faibles fréquences. Pour la phase, elle est pratiquement la même pour les trois échantillons aux faibles fréquences. Aux hautes fréquences on constate que la phase de l'Ech 190302 est plus élevée que celle des deux autres échantillons.

#### **IV.5.1.2 - Amplitude et phase du MPC en fonction de la température à 14Hz et à 20KHz**

Nous avons étudié la variation de l'amplitude et de la phase du MPC en fonction de la fréquence à des températures de mesure allant de 120 K jusqu'à pratiquement 400 K . Dans cette partie nous avons choisi l'amplitude et la phase à la fréquence 14 Hz et à 20 KHz pour les représenter en fonction de la température.

La variation de l'amplitude et de la phase de MPC des échantillons étudiés est présentée sur les figures (IV.23) pour 14 Hz et (IV.24) pour 20 KHz.

La variation de l'amplitude du photocourant en fonction de la température à la fréquence de 14 Hz ressemble à celle de la conductivité totale sous éclairage continu et cela pour tous les échantillons étudiés. En ce qui concerne la phase, elle varie pratique entre  $20^\circ$  et  $50^\circ$  dans la gamme de température étudiée.

L'amplitude du photocourant aux basses températures à la fréquence de 20 KHz, se rapproche d'avantage du courant d'obscurité, tout en gardant l'amplitude de Ech 200202 faible devant celles de Ech 200302 et Ech 190302. Et aux hautes températures, l'amplitude varie pratiquement linéairement en fonction de la température. Pour la phase elle augmente d'avantage pour atteindre un plateau pratiquement de  $100^\circ$  aux basses températures.

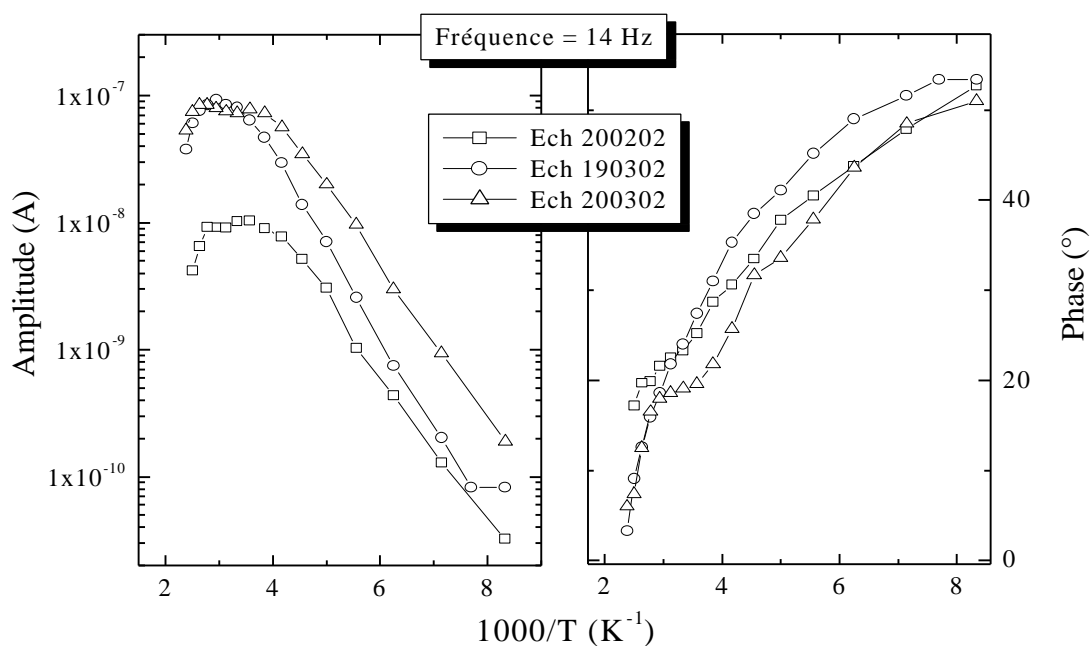


Fig.(VI.23) : Amplitude et phase du MPC en fonction de la température pour les trois échantillons à 14 Hz.

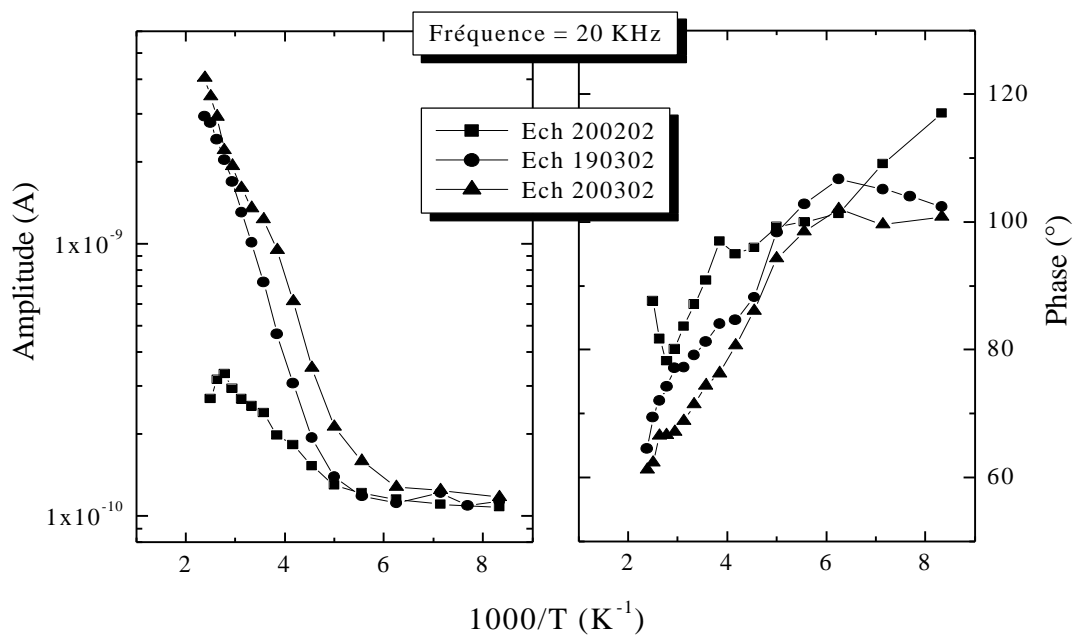


Fig.(VI.24) : Amplitude et phase du MPC en fonction de la température pour les trois échantillons à 20 KHz.

### IV.5.1.3 - Densité d'états localisés dans le gap déterminée à partir de MPC

Nous avons représenté sur la figure (IV.25) les différents profils de la DOS de Ech 200202, Ech 190302 et Ech 200302. Chaque profil est déterminé par les maximums des différentes allures de la densité d'états localisés dans le gap tracées pour chaque température de mesure.

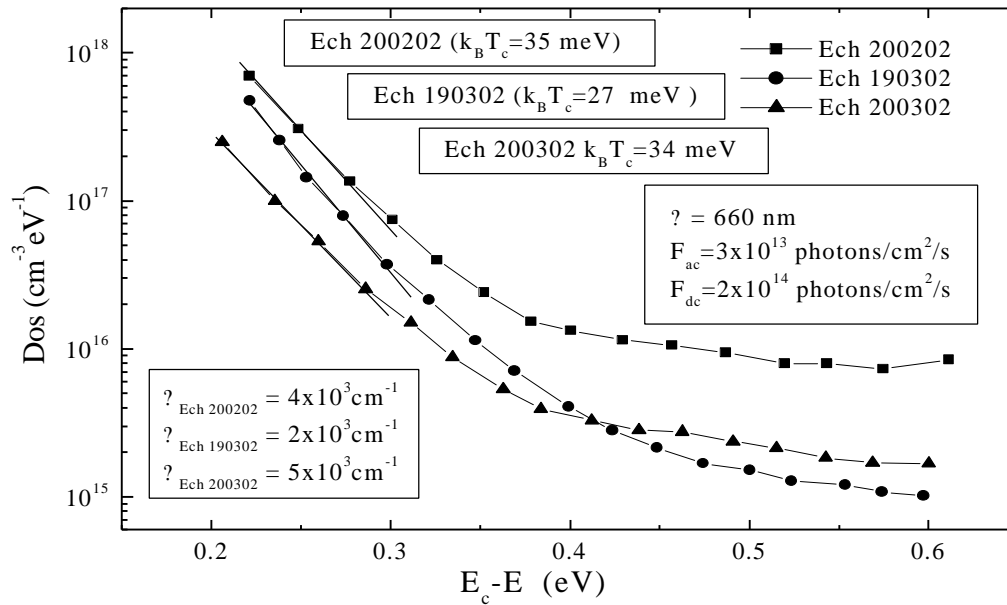


Fig.(VI.25) : Densité d'états localisés dans le gap déterminés à partir de MPC pour les trois échantillons étudiés.

Les largeurs des queues de bande de conduction (QBC) de ces échantillons sont déterminées dans la gamme énergétique comprise entre 0,2 et 0,3 eV. Elles sont présentées dans le tableau (IV.5) ci-dessous ainsi que la densité d'états profonds à 0,55 eV.

Echantillons	Ech 200202	Ech 190302	Ech 200302
$k_B T_C$ (meV)	35	27	34
DOS à 0,55eV( $\text{cm}^{-3}\text{eV}^{-1}$ )	$8 \times 10^{15}$	$10^{15}$	$2 \times 10^{15}$

Tableau (IV.5) : Les largeurs des QBC des échantillons étudiés et la densité d'états profonds à 0.55 eV.

On remarque que les états profonds d'énergies comprises entre 0,5 eV et 0,6 eV ont une densité plus élevée dans le cas de l'échantillon Ech 200202 et elle est faible dans le cas de l'échantillon Ech 190302.

Pour les largeurs des QBC on retrouve une large QBC dans le cas des échantillons Ech 200202 et Ech 200302. Par contre celle de Ech 190302 est faible devant les deux autres.

Nous allons reporter dans ce qui suit les résultats de ces échantillons en utilisant la technique du transitoire du photocourant.

#### IV.5.2 - Transitoire du photocourant TPC

##### IV.5.2.1 - Transitoire du photocourant mesuré à température ambiante

Sur la figure (IV.26) nous avons reporté les résultats de mesure obtenus à la température  $T= 320$  K. On constate sur ces amplitudes du transitoire du photocourant que l'échantillon Ech 190302 présente la plus grande amplitude et que le Ech 200202 la plus faible amplitude.

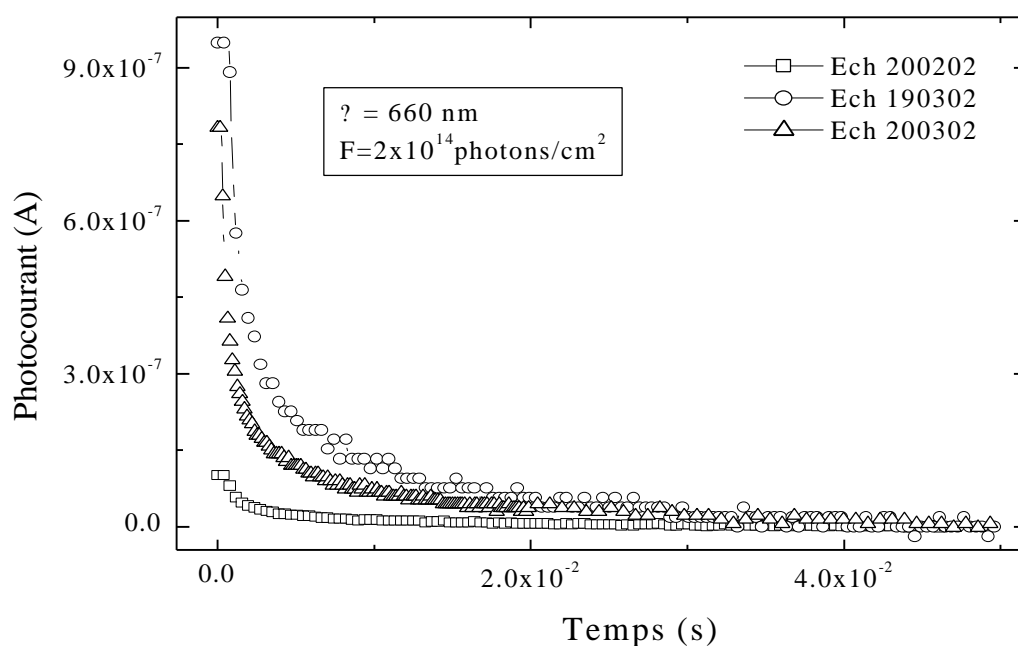


Fig.(VI.26) : Transitoire du photocourant pour les différents échantillons à la température de mesure de  $T= 320$  K.

Comme on l'a déjà vu dans le cas de la conductivité totale en régime permanent, l'échantillon Ech 190302 présente la plus grande conductivité comparée aux autres

conductivités à la température  $T=320$  K. La différence entre la conductivité totale (figure IV.1) de Ech 200302 et celle de Ech 190302 à cette température est très faible. Cette légère différence nous l'avons retrouvée dans le cas du transitoire du photocourant du moment qu'on a utilisé le même flux de lumière d'excitation.

#### IV.5.2.2 - Décroissance du photocourant

Nous avons étudié la décroissance du photocourant dans le cas des différents échantillons à différentes températures de mesure.

Nous avons ajusté avec l'expression (IV.4) toutes les décroissances du photocourant aux différentes températures de mesure des différents échantillons. Nous avons montré sur la figure (IV.27) la variation de leurs paramètres du désordre  $\gamma$  en fonction de la température.

La pente de la courbe de variation de ce paramètre  $\gamma$  est liée à l'inverse de la température caractéristique de la QBC. La plus grande pente correspond à Ech 190302, et la faible pente à Ech 200202.

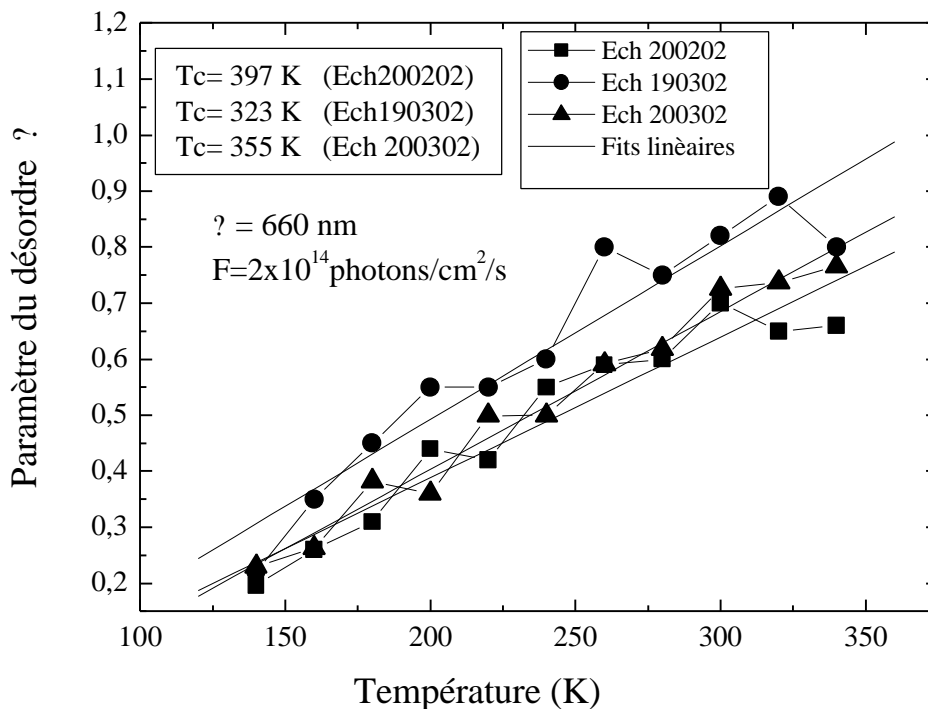


Fig.(VI.27) : La variation du paramètre de désordre  $\gamma$  en fonction de la température pour Ech 200202, Ech 190302 et Ech 200302

Les largeurs des QBC déterminées à partir de la variation du paramètre du désordre  $\gamma$  en fonction de la température sont données dans le tableau (IV.6).

Echantillons	Ech 200202	Ech 190302	Ech 200302
$k_B T_C$ (meV)	34	28	31

Tableau (IV.6) : Les largeurs des queues de bande de conduction des échantillons étudiés déterminées à partir du paramètre  $\gamma$ .

Dans ce cas, c'est l'échantillon Ech 190302 qui présente une faible QBC. D'ailleurs cela est déjà confirmé par les profils de la densité d'états localisés déterminés à partir de MPC. Et nous allons essayer de confirmer d'avantage ce résultats avec les spectres de la densité d'états localisés déterminés à partir de la transformée de Fourier appliquée sur les décroissances du photocourant.

#### IV.5.2.3 - Densité d'états localisés dans le gap déterminée à partir de TPC en utilisant la transformée de Fourier rapide

Nous avons présenté sur la figure (IV.28) les différents profils de la DOS de Ech 200202, Ech 190302 et Ech 200302. Chaque profil est déterminé, comme dans le cas du MPC, par les maximums des différentes allures de la densité d'états localisés dans le gap tracées pour chaque température de mesure.

Les largeurs des QBC déterminées entre 0,25 et 0,3 eV des échantillons sont présentées dans le tableau (IV.7) ainsi que la densité d'états profonds à 0,55 eV.

Echantillons	Ech 200202	Ech 190302	Ech 200302
$k_B T_C$ (meV)	37	28	35
DOS à 0,55eV( $\text{cm}^{-3}\text{eV}^{-1}$ )	$10^{17}$	$3 \times 10^{15}$	$10^{16}$

Tableau (IV.7) : Les largeurs de la queue de bande de conduction des échantillons étudiés à partir de TPC ( $\lambda = 660 \text{ nm}$ ) et la densité d'états profonds à 0.55 eV.

La densité d'états profonds est élevée pour l'échantillon Ech200202 et faible dans le cas de Ech 190302.

Pour les largeurs des queues de bande de conduction on retrouve une faible largeur dans le cas de Ech 190302 devant les deux autres.

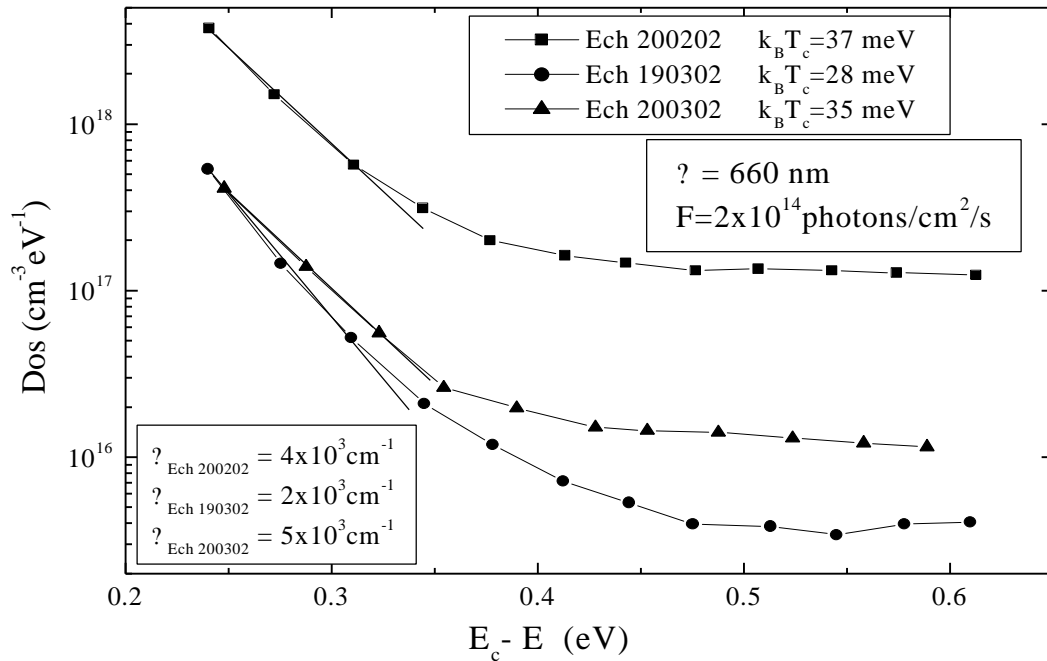


Fig.(VI.28) : La densité d'états localisés dans le gap déterminés à partir de TPC pour les trois échantillons.

#### IV.6 - Comparaison des profils de la densité d'états localisés déterminés à partir de MPC et TPC

Nous avons reporté sur les figures (IV.29), (IV.30) et (IV.31) les différents profils de la densité d'états localisé déterminés à partir de la technique du photocourant modulé et la technique du transitoire du photocourant pour chaque échantillon étudié.

À partir de ces profils de densité d'états localisés dans le gap obtenus par les deux techniques de caractérisation (MPC et TPC), nous constatons une concordance entre eux bien que leurs amplitudes soient différentes.

Les largeurs des queues de bande de conduction  $k_B T_C$  que nous avons déterminé en utilisant la technique MPC et la technique TPC sont pratiquement les mêmes pour les échantillons présentés dans cette étude (tableau IV.8).

Echantillons	Ech 200202	Ech 190302	Ech 200302
$k_B T_C$ (meV) MPC	35	27	34
$k_B T_C$ (meV) TPC (?)	34	28	31
$k_B T_C$ (meV) TPC (TF)	37	28	35

Tableau (IV.8) : Largeurs des QBC des échantillons étudiés à partir du TPC et du MPC

Dans le cas de l'échantillon Ech 200202 Fig (IV.29), on obtient un décalage entre les deux profils de la DOS pratiquement d'une décade. La valeur de la largeur de la QBC est pratiquement la même. Cet échantillon présente une conductivité électrique faible devant Ech 190302 et Ech 200302 Fig (IV.1).

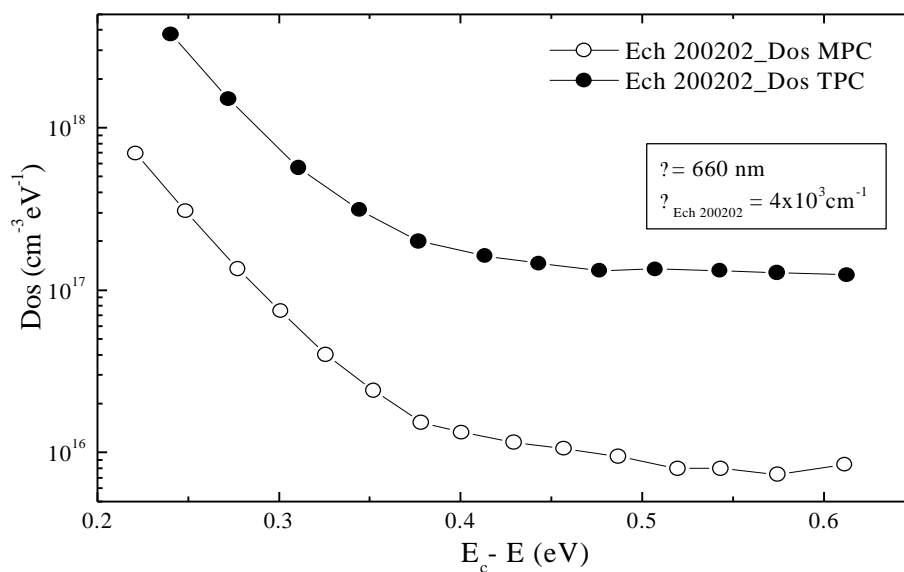


Fig.(VI.29) : La densité d'états de Ech 200202 déterminée par MPC et TPC.

Les deux profils de la DOS de l'échantillon Ech 190302 Fig (IV.30) montrent une légère différence. Cette différence est assimilée aux erreurs effectuées sur la détermination du profil de la densité d'états localises. La largeur de la QBC est la même. Cet échantillon présente la plus faible densité d'états dans la gamme énergétique allant de 0,5 à 0,6 eV devant les autres échantillons. Il présente la plus grande conductivité sous éclairage aux hautes températures Fig (IV.1).

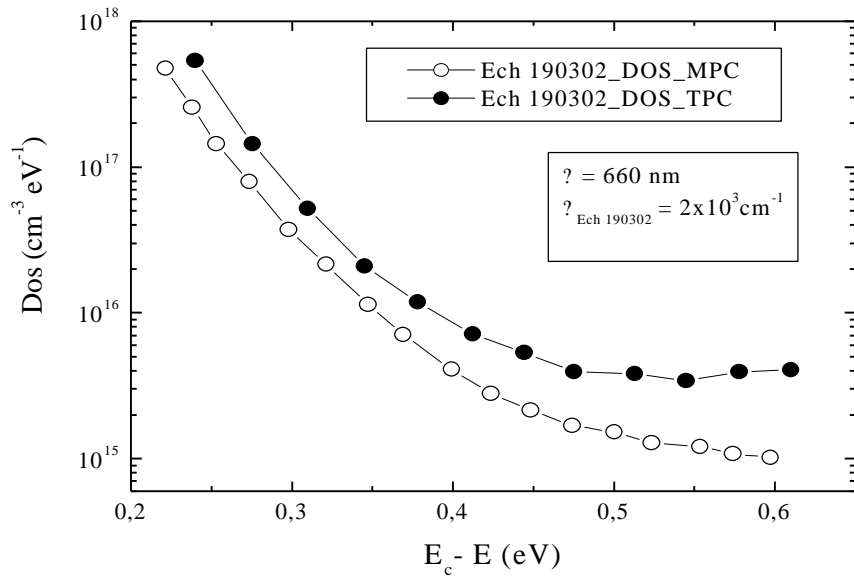


Fig.(VI.30) : La densité d'états de Ech 190302 déterminée par MPC et TPC

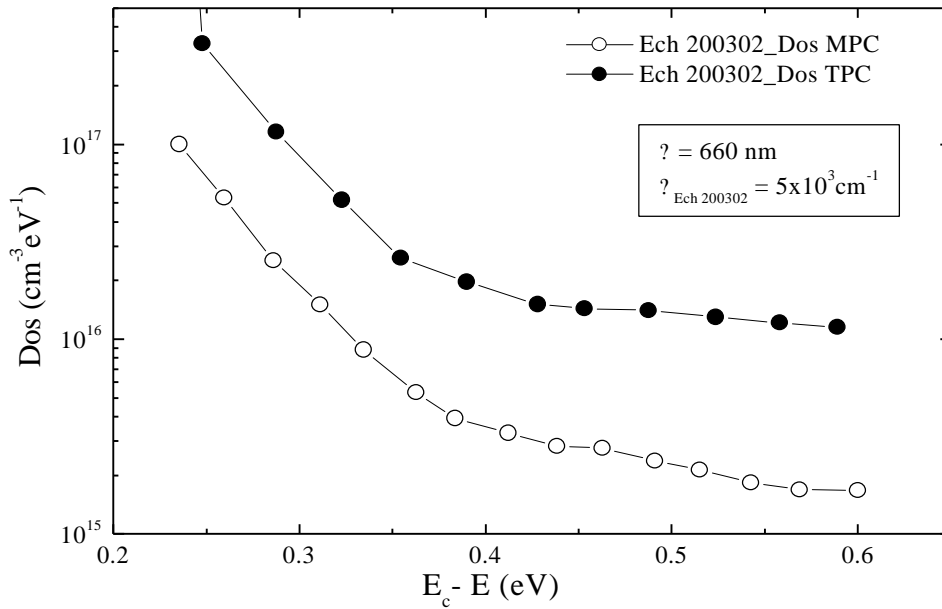


Fig.(VI.31) : La densité d'états de Ech 200302 déterminée par MPC et TPC

Par contre, pour l'échantillon Ech 200302, la différence entre les deux profils de la DOS est faible devant la différence retrouvée dans le cas de l'échantillon Ech 200202. La largeur de la queue de bande de conduction est la même. Cet échantillon présente une faible DOS,

dans la gamme énergétique allant de 0,2 à 0,4 eV devant les autres échantillons. Il présente aussi la plus grande conductivité aux basses températures Fig (IV.1).

Dans notre cas, la comparaison entre les deux profils de la DOS des échantillons étudiés a montré que la différence entre ces deux profils est négligeable dans le cas de l'Ech 190302. Cet échantillon a présenté une très faible densité d'états profonds ( de l'ordre de  $10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ), une faible largeur de la QBC ( de l'ordre de 27 meV) et une bonne conductivité sous éclairage aux hautes températures de mesure. Et cette différence entre les profils de la DOS est élevée dans le cas de Ech 200202. Cet échantillon a été le moins photoconducteur avec une forte densité d'états profonds et une large QBC.

La différence entre les amplitudes des profils de densité d'états déterminés à partir de MPC et TPC est un sujet de controverse et de recherche dans plusieurs travaux scientifiques [Gru 02, Lon 02, Rey 00]. Cette différence est expliquée par le fait que la technique du transitoire du photocourant arrive à sonder plus d'états localisés par rapport à la technique du photocourant modulé [Rey 00].

# **Conclusion**

## Conclusion

Dans ce travail, nous nous sommes proposé de déterminer expérimentalement la densité d'états localisés DOS dans le gap du silicium amorphe hydrogéné. Cette densité d'états localisés dans le gap a été évaluée en utilisant la technique du photocourant modulé MPC et la technique du transitoire du photocourant TPC. Le matériau a-Si :H est déposé en couches minces par pulvérisation en continu assistée d'un magnétron.

Nous avons mis au point, dans ce travail, deux dispositifs expérimentaux qui permettent la mesure du photocourant modulé MPC et celle du transitoire du photocourant TPC. Les programmes d'acquisition et de contrôle des appareils de mesure utilisés dans les deux dispositifs expérimentaux sont réalisés au laboratoire et conçu en fonction des besoins de la technique du MPC et celle du TPC. En plus de ces techniques nous avons utilisé la technique de la conductivité électrique en fonction de la température sous obscurité et sous éclairnement.

La conductivité électrique en fonction de la température sous obscurité nous donne l'énergie d'activation du matériau. Les échantillons étudiés présentent des énergies d'activation comprises entre 0,49eV et 0,58 eV.

La variation de la conductivité électrique en fonction de la température sous éclairnement se présente selon trois gammes de variation habituellement observées.

L'analyse des résultats de MPC et TPC est basée sur une hypothèse fondamentale : l'homogénéité des grandeurs physiques ( champ électrique et concentrations des porteurs) dans le matériau. Les mesures électriques de ces techniques sont prises dans la configuration coplanaire. Dans cette configuration, l'hypothèse précédente est vérifiée.

La technique MPC et la technique TPC nous ont permis, séparément, de dresser le profil de la densité d'états localisés dans le gap du silicium amorphe hydrogéné. À partir de ce profil, nous avons pu obtenir la largeur de la QBC et nous avons évalué la densité d'états profonds dans la gamme énergétique allant de 0,5 eV à 0,6 eV, située par rapport au bord de la bande de conduction.

L'étude de l'effet de la longueur d'onde de la lumière d'excitation lumineuse sur la détermination de la DOS nous a permis, dans le cas de MPC, de déduire que, cette DOS est plus importante près de la surface que dans le volume du matériau. La largeur de la queue de bande de conduction obtenue est grande pour une faible longueur d'onde de la lumière

d'excitation. Dans le cas du TPC, l'étude en fonction de la longueur d'onde de la lumière d'excitation, nous a donné la même densité d'états profonds. La largeur de la QBC obtenue est grande pour une faible longueur d'onde de la lumière d'excitation.

L'analyse du TPC, en utilisant l'approche du transport dispersif par multiplièges, nous a permis d'évaluer la largeur de la QBC. La largeur de la QBC obtenue est comparable à celle déterminée à partir des profils de la DOS ( MPC et TPC). Ces largeurs varient entre 27 meV et 37 meV pour les échantillons étudiés.

La comparaison des profils obtenus par les deux techniques MPC et TPC nous a permis de confirmer le profil de la DOS bien qu'en grandeur on retrouve une différence. Afin d'évaluer cette différence, nous avons effectué une étude sur un lot d'échantillons. La comparaison entre les échantillons montre que la différence entre les profils est très négligeable dans le cas de l'échantillon qui présente une très faible densité d'états profonds ( de l'ordre de  $10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ), une faible largeur de la QBC ( de l'ordre de 27 meV) et une bonne conductivité électrique sous éclairage aux hautes températures de mesure.

Par contre, sur les échantillons qui présentent une forte DOS et une large QBC, la différence, entre les profils obtenus à partir de TPC et MPC, apparaît plus importante. Ce sont des échantillons moins performants de point de vue photoconductivité. Dans ce cas, les deux techniques MPC et TPC sollicitent des défauts de natures différentes.

## *Références*

- [Aou 84] M.Aoucher Thèse de magister, U.S.T.H.B (1984).
- [And 58] P.W.Anderson. Phys.Rev 109, 1492. (1958).
- [Bar 97] M. Barranco Diaz, Thèse de doctorat de l'Université de Paris-Sud (1997)
- [Bel 93] N. Beldi Thèse de magister U.S.T.H.B (1993)
- [Bis 86] R.Bisaro, J.Magario, N.Proust and K.Zellama. J.Appl.Phys 59, N°4 , 1167-1178 ( 1986).
- [Bro 70] M.H. Brodsky, R.S. Tittle, K.Weiser et G.D. Petit, Phys. Rev. B 1 2632. (1970)
- [Brü 90] R.Brüggemann, C.Main, J.Berkin, and S.Reynolds. Philos. Mag. B 62, 29-45 (1990)
- [Che 02] R. Cherfi Thèse de magister U.S.T.H.B (2002)
- [Chi 69] R.C.Chittik, J.H.Alexander and H.F.Sterling. J.Electronical Soc. 116, 77. (1969)
- [Dav 70 ] E.Adavis et N.F.Mott, Phil.Mag 32, 961.(1970)
- [Coh 70] M.H. Cohen . J.Non Cryst. Solid, Vol .2 , 432, (1970)
- [Fed 02] A. Fedala Thèse de magister U.S.T.H.B (2002)
- [Gue 02] M.J.Gueorguieva, C.Main, S.Reynolds, R.Brüggemann and C.Longeaud. J. Non-Cryst.Solid 299- 302, 541-545 ( 2002).
- [Hva 81] J.M.Hvam and M.H.Brodsky. Phys.Rev.Lett. 46, 371 (1981)
- [Jac 85] W.B.Jackson, C.C.Tsai and S.M.Kelso. J. Non-Cryst.Solid. 77- 78, 281 (1985)
- [Pan 84] R.Pandya and E.A.Schiff . J. Non-Cryst.Solid, 66, 193 (1984)
- [Ohe 85] H.Oheda . Phil Mag.B, 52, 857. (1985)

- [Mar 85] J.M.Marshall, P.G.Le Comber and W.E.Spear . Solid St. Commun, 54, 11.(1985)
- [Tie 84] T.Tiedje, Semiconduct.Semimetals C, 21, 207 (1984)
- [Kle 92] J.P.Kleider, C.Longeaud and P.Roca i Cabarrocas. J.Appl.Phys.72,N°10, 4727 (1992).
- [Kor 02] R.R Koropecski, J.A.Schmidt and R.Arce J.Appl.Phys. Vol 91, N°11 (2002).
- [Lon 92] C.Longeaud and J.P.Kleider. Physical Review B Vol 45 N°20, 11672 (1992)
- [Lon 93] C.Longeaud and J.P.Kleider. Physical Review B Vol 48 N°12, 8715 (1993)
- [Lon 02] C.Longeaud and D.Roy and O.Saadane. Physical Review B Vol 65.085206 (2002).
- [Mai 87] C.Main, R.Russel, J.Berkin and J.Marshall Philos. Mag Letters Vol. 55 N°.4 , 189-195 (1987).
- [Mai 92] C.Main, R.Brüggemann, D.P.Webb, and S.Reynolds,.,Solid State Communications Vol. 83 N°.6, pp. 401- 405 (1992).
- [Mai 93] C.Main, R.Brüggemann, D.P.Webb, and S.Reynolds, J. Non-Cryst.Solid 164-166, 481 (1993).
- [Mai 00] C.Main, R.I.Badran and J.Marshall. J.Applied Physics, 88, pp 1190-1192 (2000).
- [Mot 69] N.F.Mott . Phil . Mag . Vol 19 , 835, (1969)
- [Mott 70] N.F.Mott and E.A.Davis. Phil . Mag . 22,903, (1970)
- [Nai 96] H.Naito, T.Nagase, T.Ishii, M.Okuda, T.Kawaguchi and S.Maruno. J. Non-Cryst.Solids 198-200, 363-366. (1996).
- [Ohe 81] H.Oheda ; J. Appl. Phys. 52 , n°11, 6693. (1981)
- [Ore 82] J.Orenstein, M.A. Kastner and V.A.Vaninov. Phil. Mag. B 46 , 23. (1982)
- [Pip 95] P.Pipoz Thèse de Doctorat de l'université de Neuchâtel Suisse (1995)
- [Pip 97] P.Pipoz, H.Beck and A.V.Shah. Phys Rev B, Vol 55, N°16, 10528-10540 (1997)
- [Rah 01] A.Rahal Thèse de Doctorat ès-sciences, U.S.T.H.B (2001).

- [Rey 00] S.Reynolds, C.Main, D.P.Webb and M.J.Rose Philos. Mag B, Vol. 80, N°4,547-559 (2000).
- [Roc 88] P.Roca i Cabarrocas Thèse de Doctorat de l'Université de Paris VII 1988
- [Sch 88] G.Schumm, K.Nitsch and G.H.Bauer. Philos. Mag. B , Vol.58, N°4,411-420 (1988).
- [Sho 52] W.Shockley and W.T.Read Physical Review , 87 :837 (1952)
- [Sim 71 ] Simmons and G.W.Taylor. Phys Rev.B.4,N°2, 502. (1971)
- [Sim 72 ] Simmons and G.W.Taylor. J. Non-Cryst.Solid 8-10,940. (1972).
- [Sma 91] T.Smail Thèse de magister U.S.T.H.B (1991)
- [Sta 77] D.L.Starbler and C.R.Wronski, Appl.Phys.Lett.31,292. (1977).
- [Tie 81] T.Tiedje and Rose , Solid State Commun.37, 49 (1981)
- [Urb 53] F.Urbach, Phys.Rev.,1324.( 1953)
- [Web 94] D.P.Webb, C.Main, S.Reynolds, and R.Brüggemann . 12 European Photovoltaic Solar Energy Conference (1994).
- [Web 94 Ph.D Thesis] D.P.Webb, Ph.D. Thesis, University of Abertay Dundee (1994).
- [Web 98] D.P.Webb, C.Main, S.Reynolds, Y.C.Chan, Y.W.Lam and S.K.O'Leary. J.App.Phys. vol 83.N9(1998).

## Résumé

Le silicium amorphe hydrogéné est un matériau semiconducteur. Il présente une quantité de défauts qui se manifestent par une distribution d'états localisés dans sa bande interdite « gap ». Ces états sont fortement responsables des propriétés électroniques de ce matériau. Ils agissent comme des centres pièges ou des centres de recombinaison pour les porteurs libres. La détermination de la densité de ces états est très importante. Pour cela, plusieurs techniques de caractérisation sont alors proposées. Parmi elles, nous avons utilisé la méthode du photocourant modulé (Modulated PhotoCurrent MPC ) et la méthode du transitoire du photocourant (Transient PhotoCurrent TPC). Ces techniques sont des méthodes spectroscopiques qui permettent de dresser le profil de la densité d'états localisés (Density Of States DOS) dans le gap.

Ces deux techniques sont basées sur la mesure et l'analyse du photocourant expérimentalement obtenu sur des couches minces de silicium amorphe hydrogéné. Les échantillons étudiés sont déposés par la technique de pulvérisation DC magnétron. Ces échantillons présentent une conductivité habituelle du silicium amorphe hydrogéné avec une énergie d'activation comprise entre 0,48 et 0,56 eV.

La réponse MPC est analysée à l'aide de la détection synchrone pour nous donner l'amplitude et la phase du photocourant par rapport à la lumière monochromatique de modulation.

La technique du transitoire du photocourant consiste à analyser la décroissance du photocourant dans le matériau juste après la rupture de l'éclairement. La décroissance du photocourant est décomposée par la transformation de Fourier (TF) pour passer du domaine temporel au domaine fréquentiel. Dans le domaine fréquentiel on obtient l'amplitude du photocourant et la phase.

Les modèles théoriques qui interprètent ces techniques TPC et MPC montre que l'amplitude et la phase du photocourant sont liées aux échanges entre les états situés dans le gap.

La détermination de la densité des états localisés dans le gap du a-Si:H a été effectuée par les deux techniques. Les profils de la DOS obtenus sont très similaires bien qu'en grandeur, ils présentent une différence.