

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR
ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

Université Mohamed Khider de Biskra
Faculté des Sciences Exactes, des Sciences de la Nature et de la Vie
Département des Sciences de la Matière

Matière : ***Caractérisation des Semi-Conducteurs***

Pour les étudiants de 1^{ère} année Master SM

Filières : Physique

Spécialité : Physique Énergétique et Energie Renouvelable

Dr. Toufik Tibermacine

2019/2020

SOMMAIRE

INTRODUCTION

PARTIE 01 : COURS

1. Mesure de la résistivité électrique par la méthode de quatre pointes
2. Effet Hall
3. Effet Hall en fonction de la température
4. Effet Hall en configuration Van Der Pauw
5. Mesure de la conductivité électrique à l'équilibre thermodynamique
6. Mesure du courant en fonction de la tension : Caractéristique I-V
7. Mesure de la capacité en fonction de la tension : Caractéristique C-V
8. Mesure de l'épaisseur et l'indice de réfraction par la transmittance optique
9. Mesure du produit durée de vie mobilité des porteurs de charge par la photoconductivité stationnaire
10. Mesure du coefficient d'absorption optique par la méthode du photo-courant constant CPM
11. Technique DLTS

PARTIE 02 : TRAVAUX DIRIGES TD

TD 01 : Résistivité électrique par la méthode de quatre pointes

TD 02 : Effet Hall

TD 03 : Caractéristique Courant-Tension I-V

TD 04 : Caractéristique Capacité-Tension C-V

TD 05 : Technique DLTS

PARTIE 03 : TRAVAUX PRATIQUES TP

TP 01 : Résistivité électrique par la méthode de quatre pointes

TP 02 : Mesure de la caractéristique Courant-Tension I-V

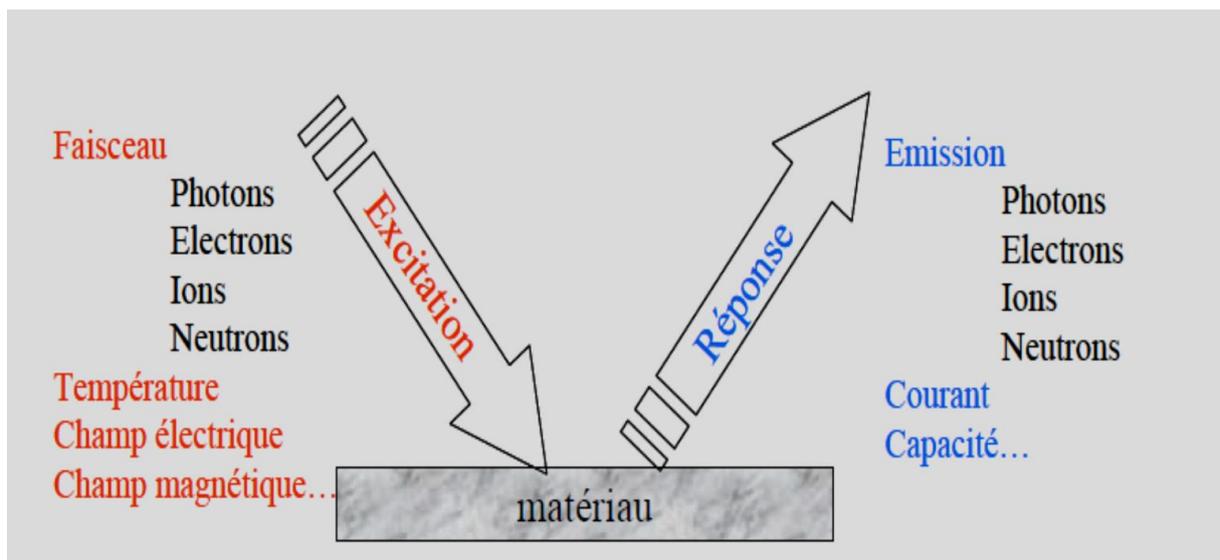
TP 03 : Mesure de la caractéristique Capacité-Tension C-V

REFERENCES

INTRODUCTION

Le but de ce cours est de donner un aperçu sur les différentes méthodes de caractérisation électrique et optique des semi-conducteurs. Ce cours doit aider l'étudiant(e) à choisir la ou les techniques adéquates au problème particulier qu'il (elle) rencontre pour caractériser son matériau ou son composant à semi-conducteur.

D'un point de vue général, les méthodes de caractérisation des semi-conducteurs peuvent être vues comme étant la réponse électrique et (ou) optique d'un matériau (ou d'un composant) à une excitation soit électrique soit optique.



Description générale des techniques de caractérisation

PARTIE 01 : COURS

Dans cette partie, les techniques utilisées pour l'étude des matériaux semi-conducteurs sont présentées.

1. Mesure de la résistivité électrique par la méthode de quatre pointes

A. Méthode de quatre pointes alignées

La résistivité ρ d'un matériau semi-conducteur peut être mesurée par une technique de caractérisation électrique très courante. Cette mesure s'effectue habituellement à l'aide d'un dispositif quatre pointes comme le montre le montage expérimentale dans la figure 1.



Figure 1: Dispositif quatre pointes

La sonde est constituée de quatre contacts alignés et régulièrement espacés (voir figure 2). Une source fournit un courant I circulant par les bornes extérieures. La tension U est mesurée aux bornes des deux pointes intérieures. L'utilisation de quatre contacts au lieu de deux, comme lors d'une mesure classique de résistance, permet de s'affranchir de la résistance des fils de connexions et des pointes et de ne mesurer que la résistance de l'échantillon.

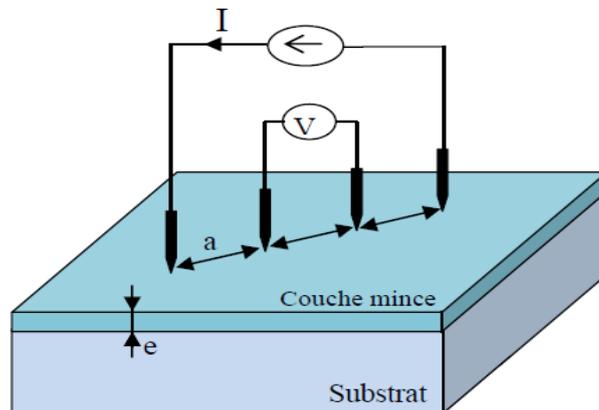


Figure 2: Schéma d'un dispositif quatre pointes.

Pour le dispositif de quatre pointes, les pointes sont équidistantes et les dimensions latérales peuvent être considérées comme infinies. Dans ce cas, la résistivité ρ de l'échantillon semi-conducteur peut être déterminée par les relations mathématiques suivantes :

- Cas d'un échantillon épais c.-à-d. lorsque l'épaisseur du film est très supérieure à la distance a entre les bornes ($e \gg a$) :

$$\rho = 2\pi s \frac{V_M}{I_S} \quad (1)$$

- Cas d'un échantillon mince c.-à-d. lorsque l'épaisseur du film e est très inférieure à la distance a entre les bornes ($e \ll a$) :

$$\rho = \frac{\pi t}{\ln(2)} \frac{V_M}{I_S} \quad (2)$$

On peut utiliser aussi la résistance carrée R_S au lieu de la résistivité électrique ρ dont la relation entre les deux est :

$$R_S = \rho / e \quad (3)$$

R_S s'exprime en Ω/\square .

B. Méthode de Van der Pauw

La méthode de van der Pauw s'applique à tout échantillon plat, homogène et compact de forme quelconque dont l'épaisseur d est petite par rapport aux dimensions latérales.

Quatre contacts métalliques sont déposés de façon symétrique au bord de l'échantillon (Figure. 3).

En appliquant un courant entre deux points consécutifs (I_1^+ , I_2^-) et en mesurant une tension entre les deux autres points (V_3^+ , V_4^-) on obtient une résistance $R_1 = V_{34}/I_{12}$.

A fin obtenir une valeur précise de la résistivité de l'échantillon on mesure aussi, par une simple rotation cyclique, les résistivités $R_2 = V_{41}/I_{23}$, $R_3 = V_{12}/I_{34}$ et $R_4 = V_{23}/I_{41}$. La résistivité est donnée par:

$$\rho = \frac{\pi}{\ln 2} \bar{R} \times d \times F\left(\frac{R_1}{R_2}\right)$$

Avec $R = \frac{1}{4} \sum_1^4 R_i$, d est l'épaisseur, et $F(R_1/R_2)$ un facteur de correction compris entre 0 et 1 qui tient compte l'aspect asymétrique de l'échantillon. En général pour un échantillon de forme symétrique (circulaire, carré, ou en forme de croix) $R_i \approx R_j$ donc $R_1/R_2 \approx 1$ et le facteur $F=1$. Une correction important est nécessaire si le rapport $R_1 / R_2 \geq 10$. La méthode van der Pauw s'applique couramment à la mesure de la résistivité de couches minces.

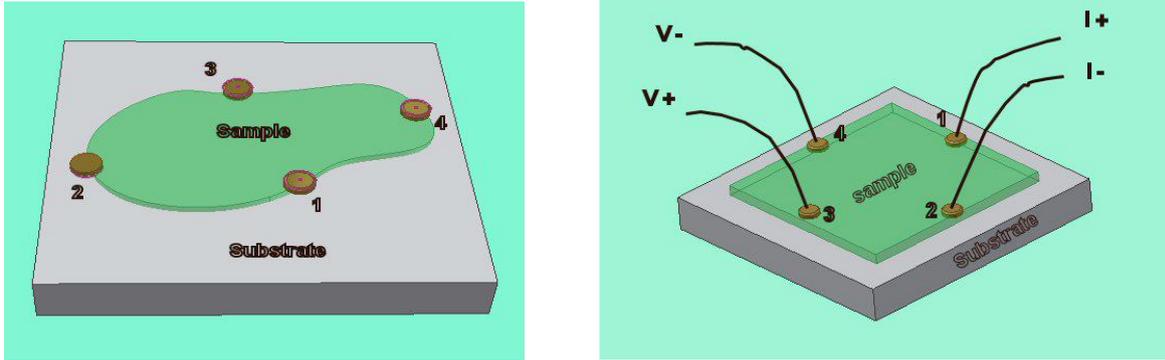


Figure. 3: Schéma de mesure de la méthode de Van der Pauw.

2. Effet Hall

Dans un conducteur (par exemple de forme parallélépipédique et de section $S=d^2$) parcouru par un courant \vec{I} et placé dans un champ magnétique homogène \vec{B} Perpendiculaire au conducteur apparaît une tension $U_H \propto IB$ (Figure. 4).

En présence du champ magnétique, les porteurs de charge qui se déplacent avec une vitesse \vec{v} subissent la Force de Lorentz $\vec{F} = q \cdot \vec{v} \times \vec{B}$. Selon le signe de la charge (positive pour les trous, négative pour les électrons), un certain nombre de porteurs de charge sont déviés soit vers la droite (charge positive) soit vers la gauche (charge négative) de la direction de \vec{I} dans le plan perpendiculaire au champ \vec{B} . Donc, une des parois latérale du barreau subit un excès de charges positives tandis que l'autre subit un excès de charges négatives. Un champ électrique \vec{E}_H est ainsi créé normal aux parois et perpendiculaire au champ \vec{B} , ce champ génère à son tour une force:

$$\vec{F}_H = q \cdot \vec{E}_H$$

De sens opposé à la force de Lorentz. Lorsque les forces s'équilibrent, le déplacement des charges dans le plan perpendiculaire à \vec{B} s'arrête. Dans ces conditions nous avons $E_H = v B$ et une différence de potentiel $U_H = E_H d = v B d$ apparaît entre les faces du barreau appelée tension de Hall. Le courant qui traverse l'échantillon étant donné par $I = q N v S$, on obtient finalement l'expression de la tension de Hall :

$$U_H = \frac{IB}{qNd}$$

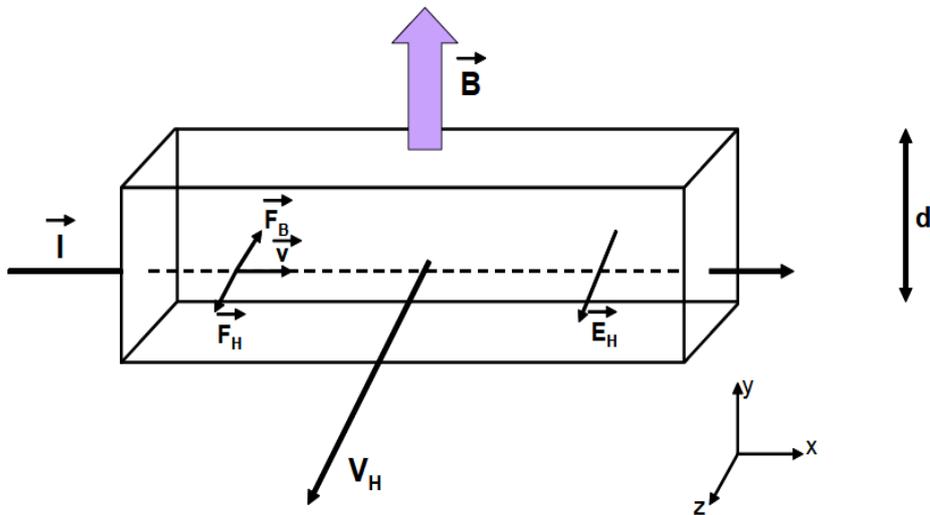


Figure. 4: Schéma de l'effet Hall sur un barreau conducteur de section homogène.

Une mesure de la tension de Hall, permet donc de déterminer la vitesse de dérive v des porteurs de charge, la densité de porteurs majoritaires N et le type de porteurs identifié par le signe de la charge (trous ou électrons). De plus, en connaissant la résistivité $\rho = 1/\sigma$, il est possible d'obtenir la mobilité μ des porteurs de charge car la conductibilité électrique est Donnée par :

$$\sigma = q N \mu$$

3. Effet Hall en fonction de la température

Un cryostat placé dans l'entrefer de l'électro-aimant permet de mesurer la tension de Hall, et donc la concentration N de porteurs de charges, en fonction de la température. La figure 5 montre la variation de N en fonction de $1/T$ pour un matériau dopé ayant une concentration atomique de dopants N_D .

A très basse température, la concentration en porteurs de charges N est petite. La plupart des donneurs ne sont pas ionisés. Lorsque la température augmente, les donneurs s'ionisent progressivement et N augmente rapidement. C'est le régime d'ionisation extrinsèque. Dans ce cas N est donné par:

$$N = N_0 \exp(-E_C - E_D / 2K_B T)$$

Où N_0 est la concentration de porteurs de charge intrinsèque, $\Delta E_D = E_C - E_D$ est l'énergie d'ionisation des donneurs. Dans le régime extrinsèque, le nombre d'électrons provenant de

l'ionisation des donneurs est bien plus grand que le nombre d'électrons provenant de l'ionisation des atomes intrinsèques au matériau.

Si on continue à augmenter la température jusqu'à un certain seuil tous les donneurs vont s'ioniser et $N \sim N_D = cte$ où N_D est la concentration de dopants. C'est le régime de saturation extrinsèque. Lorsqu'on augmente encore la température, l'agitation thermique fournit assez d'énergie au réseau atomique pour provoquer une ionisation des électrons de valence, on se trouve dans le régime intrinsèque ($T > 300K$). Dans ce cas, l'ionisation intrinsèque n'est plus négligeable et N augmente brusquement avec la température, donc :

$$N \propto \exp(-\Delta E_G / 2kT)$$

Où $\Delta E_G = E_C - E_V$, est l'énergie de bande interdite du semi-conducteur.

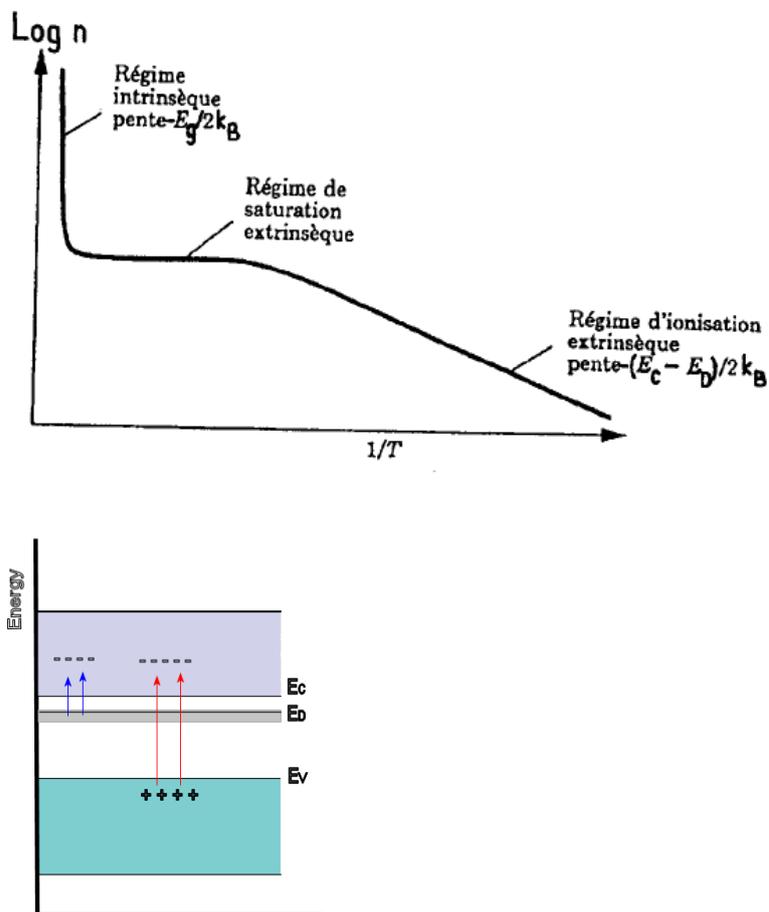


Figure 5: Variation de la concentration en porteurs de charges en fonction de la température dans un semi-conducteur de type n.

4. Effet Hall en configuration Van Der Pauw

Dans le cas d'une plaquette de largeur b et d'épaisseur d , dans la configuration de Van der Pauw, il suffit d'appliquer le courant, par exemple, entre les contacts 1 et 3 et mesurer la tension de Hall entre 2 et 4 (Figure. 6)

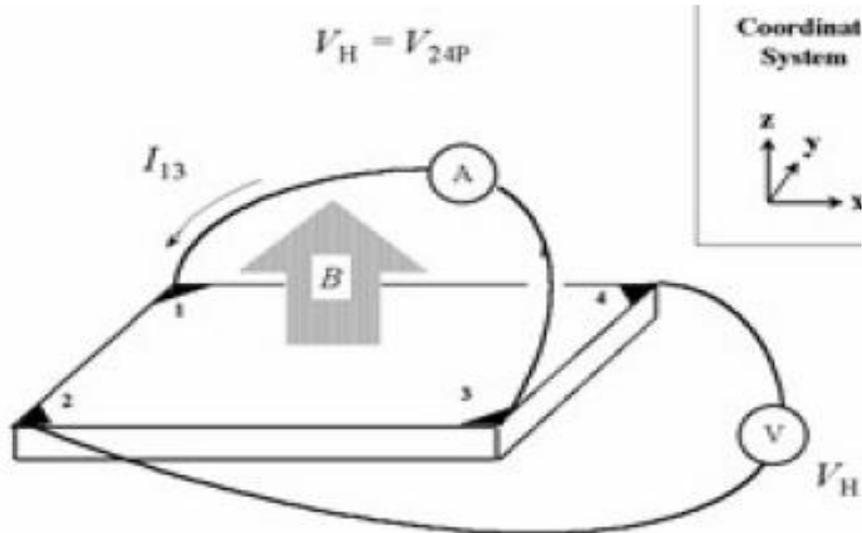


Figure 6: Schéma de câblage d'un échantillon pour la mesure par effet Hall.

L'effet hall permet de mesurer la tension de hall V_H et d'en déduire la concentration en porteurs, les mesures Van Der Pauw permettent la détermination de la résistance carrée. La combinaison de ces deux techniques, illustrée par la Figure. 6, permet la détermination de la mobilité μ des porteurs donnée dans le cas d'un échantillon de type n par:

$$\mu = \frac{1}{q n_S R_S}$$

5. Mesure de la conductivité électrique à l'équilibre thermodynamique

L'étude de la conductivité électrique dans l'obscurité en fonction de la température $\sigma_d(T)$ permet de déceler les mécanismes de transport qui interviennent lors de la conduction électrique dans un semi-conducteur à l'équilibre thermodynamique. Elle est activée thermiquement selon la distance qui sépare le niveau de Fermi E_F et la bande de conduction (bande de valence) pour un semi-conducteur de type n (type p). C'est ce qu'on appelle l'énergie d'activation E_a . La conductivité électrique à l'équilibre thermodynamique (à l'obscurité) est donnée par :

$$\sigma(T) = \sigma_o e^{-\frac{E_a}{K_B T}}$$

σ_0 étant le facteur qui correspondrait à la conductivité à température infinie, E_a l'énergie d'activation, K_B la constante de Boltzmann et T la température. En connaissant la largeur de la bande interdite et le type des porteurs, on peut ainsi déterminer le niveau de Fermi.

Les mesures de la conductivité en fonction de la température s'effectuent dans un cryostat permettant d'obtenir des basses températures en utilisant de Nitrogène ou l'Azote liquide sous vide secondaire. Le changement de la température est effectué par n contrôleur de température et le courant de l'échantillon semi-conducteur est mesuré par n électromètre comme l'indique la figure 7.

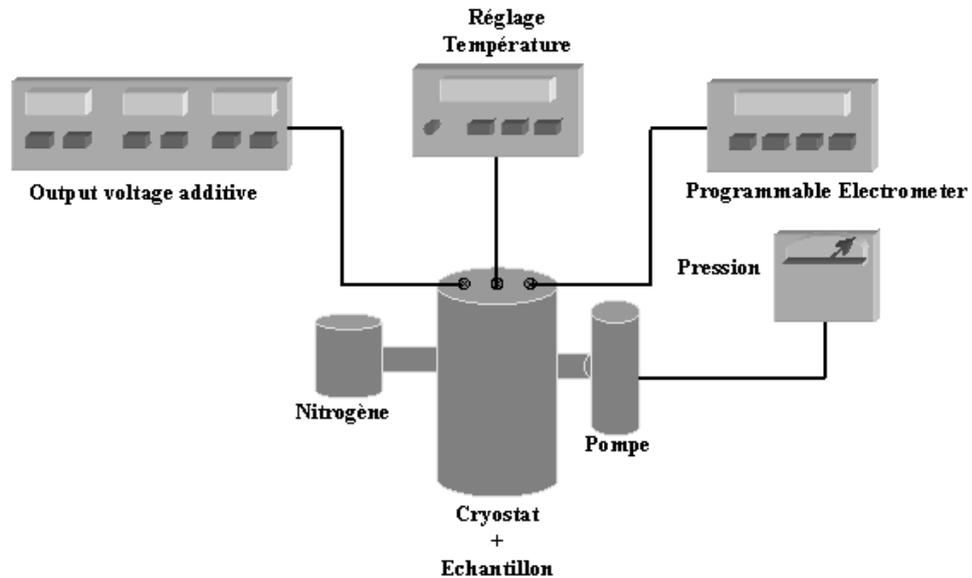


Figure 7 : Montage de mesure de la conductivité à l'obscurité

Un exemple de la mesure de la conductivité électrique à l'obscurité est donné par la figure 8.

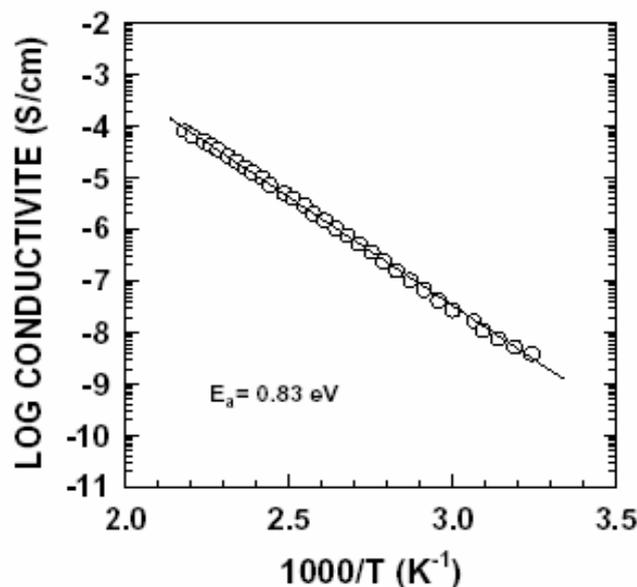


Figure 8: Conductivité en échelle semi-logarithmique permettant la mesure de l'énergie d'activation

6. Mesure du courant en fonction de la tension : Caractéristique I-V

Sous cette appellation, nous décrivons succinctement les mesures courant-tension I-V pour une jonction de type p-n ou une diode Schottky. Pour une diode idéale, le courant I, s'exprime par :

$$I = I_S \left(e^{\frac{qV}{\eta kT}} - 1 \right)$$

où I_S est le courant de saturation (limite de I lorsque V est très négatif), q la charge élémentaire, k la constante de Boltzmann et T la température absolue. Le terme η est le facteur d'idéalité de la diode et renseigne sur le type de conduction dominant dans la diode.

La caractéristique I-V idéale est représentée sur la figure ci-dessous en direct (V positif) et en inverse (V négatif).

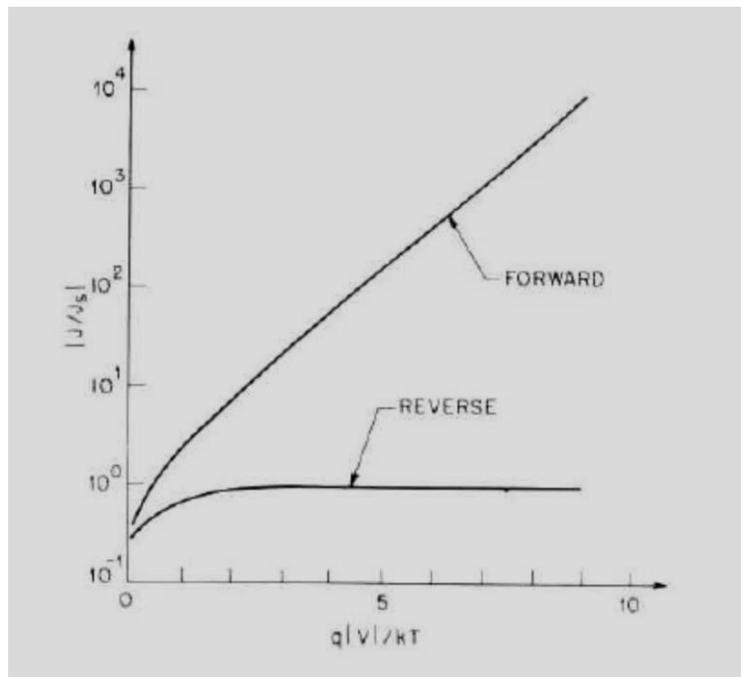


Figure 9 : Caractéristique I-V d'une diode idéale.

La caractéristique réelle d'une jonction p-n sur du silicium à 300 K (température ambiante) est reportée sur la figure ci-dessous. On note de grandes déviations par rapport à la caractéristique idéale en direct comme en inverse. En direct, à faible voltage, la déviation (a) est caractéristique d'une conduction où la capture des porteurs par les centres recombinants est dominante. Dans ce cas, le facteur d'idéalité η est égal à 2. Dans la portion (b), le courant suit la caractéristique de la diode idéale car la conduction est de type diffusion Shockley ($\eta = 1$). A plus fort voltage (c), nous sommes dans la zone de haute injection où $\eta \sim 2$. Enfin, à très fort voltage (d) l'effet

de la résistance série se fait sentir. En polarisation inverse, le courant augmente avec la tension (e), signe de la génération de porteurs par les centres de génération jusqu'au " Junction Breakdown " à fort voltage inverse qui traduit la détérioration irréversible de la diode. Cette description succincte montre qu'il est possible d'identifier les divers régimes de conduction d'une diode réelle en analysant en échelle semi-logarithmique l'évolution du courant en fonction de la tension appliquée.

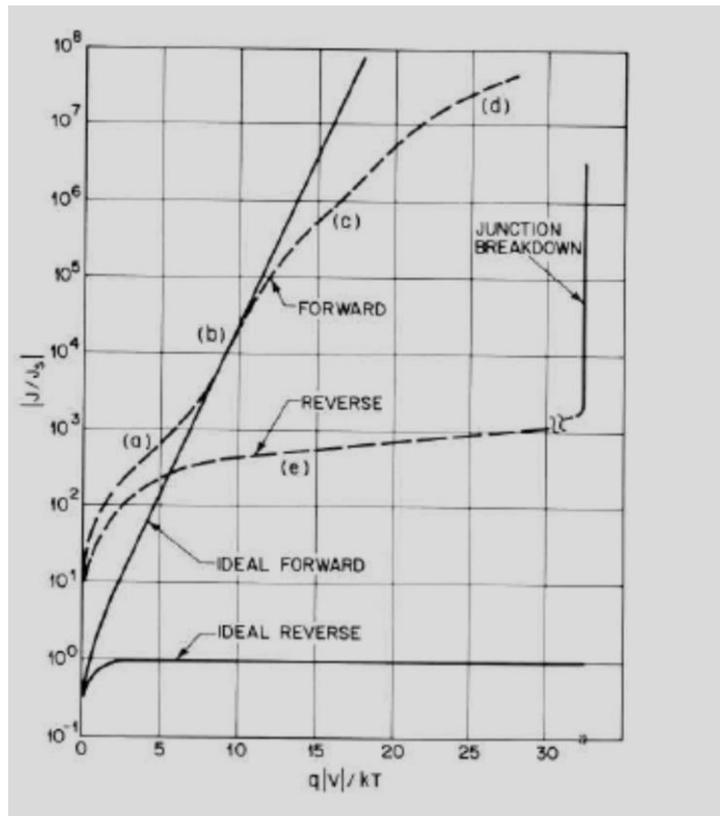


Figure 10 : Caractéristique I-V d'une diode réelle où les différents régimes de conduction sont identifiés sur la figure.

Pour une diode Schottky, le courant de saturation s'exprime en fonction de la hauteur de barrière métal / semiconducteur (ϕ) d'après l'équation :

$$I_S = A^* S T^2 e^{-\frac{q\phi}{kT}}$$

où S est la surface de contact, A^* est la constante de Richardson. La connaissance de A^* permet donc la détermination de ϕ . Enfin, l'évolution des caractéristiques I-V en fonction de la température permet d'étudier la variation des phénomènes de conduction dominants en fonction de la température.

7. Mesure de la capacité en fonction de la tension : Caractéristique C-V

Ici, nous présentons l'utilisation des caractéristiques $C-V$ pour une jonction p-n ou une diode Schottky. La figure ci-dessous représente le diagramme de bande simplifié d'une jonction p-n à l'équilibre (sans tension appliquée) avec en particulier l'égalité du niveau de Fermi (E_F) de part et d'autre de la jonction et la définition de la zone de charge d'espace (ou zone déplétée) de largeur W . La hauteur de barrière $q\phi_i$ est également mentionnée sur la figure ci-dessous ainsi que le sens de déplacement des porteurs par diffusion et entraînement (drift).

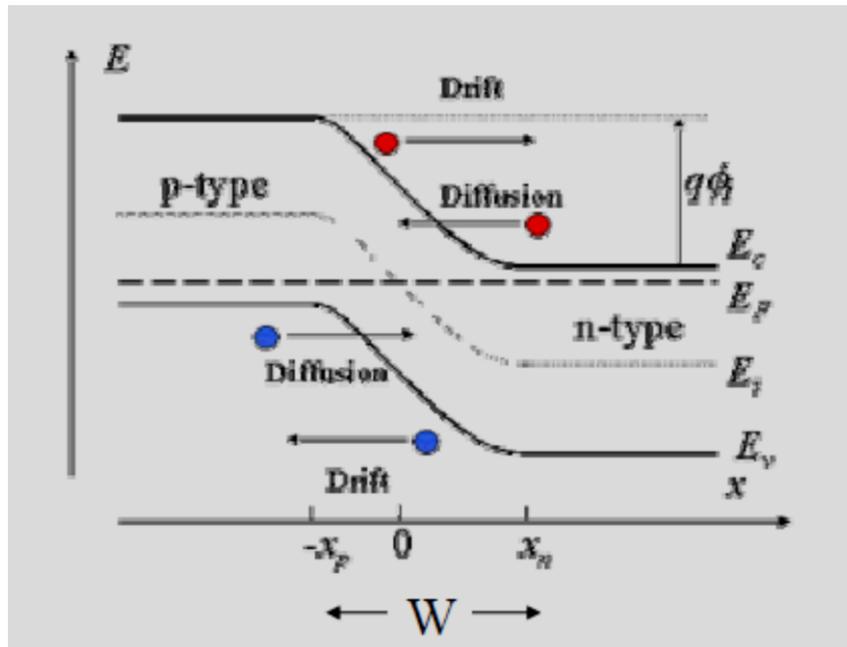


Figure 11 : Diagramme de bande simplifié d'une jonction p-n à l'équilibre.

La figure ci-dessous montre le diagramme de bandes simplifié d'une jonction p-n polarisée en inverse (à gauche) ou en direct (à droite) par application d'un potentiel externe (V_a). La courbure de bandes observée à l'équilibre s'accroît dans le cas d'une polarisation inverse et diminue dans le cas d'une polarisation directe.

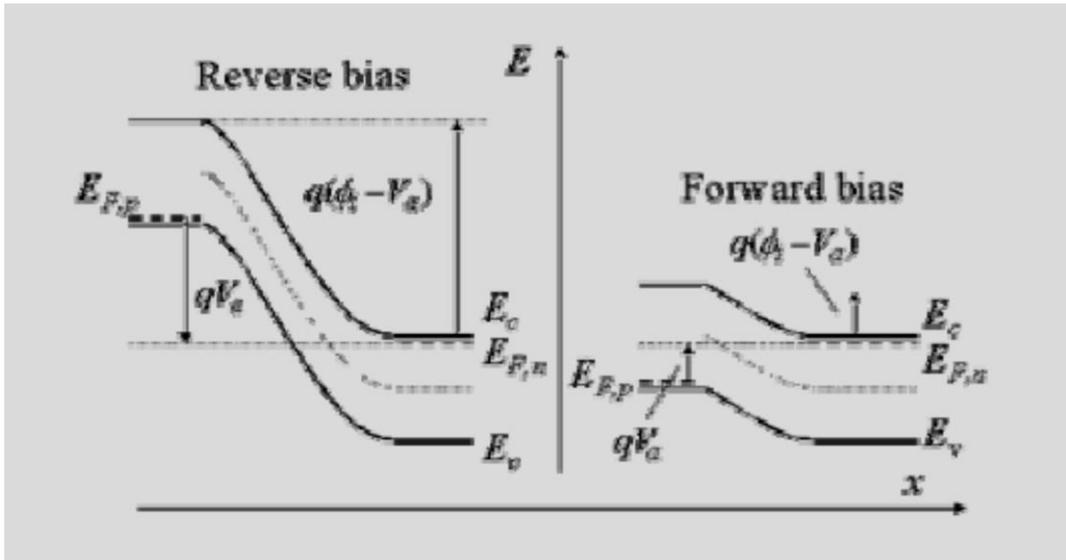


Figure 12 : Diagramme de bande simplifié d'une jonction p-n sous polarisation inverse (à gauche) et directe (à droite).

De plus, dans le cas d'une jonction fortement dopée d'un côté (p-n) ou (n-p), la zone de charge d'espace s'étend surtout du côté le moins dopé. Si on prend le cas d'une jonction p-n la largeur de la zone de charge d'espace s'écrit :

$$W = \sqrt{\frac{2 \varepsilon_S (\varphi_i - V_a)}{q N_D}}$$

où N_D est le dopage coté N et ε , la permittivité du semi-conducteur. Comme l'indique la figure ci-dessus, pour une jonction polarisée en inverse, la largeur W de la zone de charge d'espace augmente avec le potentiel appliqué V_a . Si on assimile la zone de charge d'espace à un condensateur de capacité C , alors on a :

$$C = \frac{\varepsilon_S S}{W}$$

d'où on tire :

$$\frac{1}{C^2} = \frac{2 (\varphi_i - V_a)}{\varepsilon_S q N_D S^2}$$

L'évolution de $1/C^2$ en fonction de V_a pour une jonction polarisée en inverse est une droite dont la pente permet de déterminer le dopage du côté le moins dopé (ici N_D dans une jonction p-n). Une détermination du dopage par mesure $C(V)$ est représentée sur la figure ci-dessous.

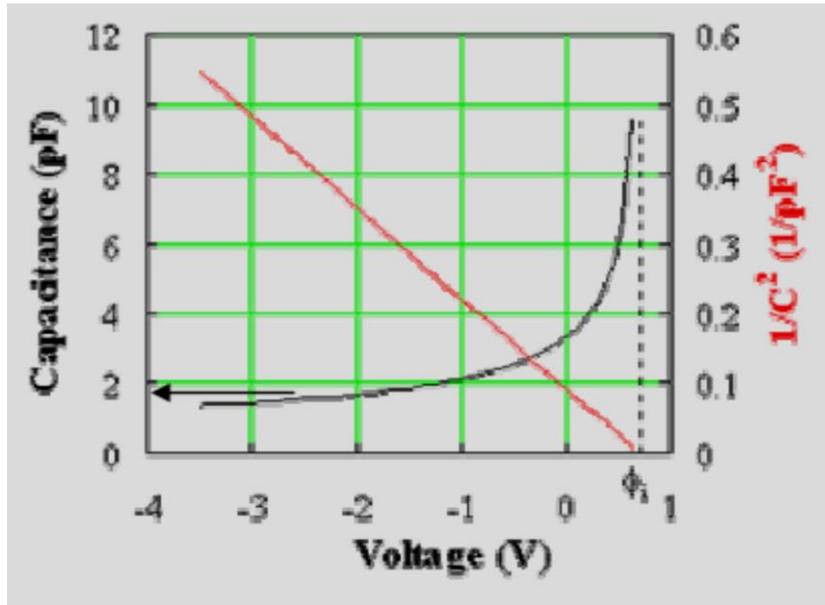


Figure 13: Variation de C et $(1/C^2)$ en fonction de la tension inverse appliquée à une jonction p-n ou une diode Schottky.

8. Mesure de l'épaisseur et l'indice de réfraction par la transmittance optique

La mesure de la transmittance spectrale d'une couche mince semi-conductrice déposée sur un substrat de verre permet une bonne approximation de son épaisseur, de son indice de réfraction et de son coefficient d'absorption spectrale. Pour pouvoir mesurer la transmission optique spectrale en fonction de la longueur d'onde allant de 200nm à 3000nm, on doit avoir une source de lumière adéquate, un monochromateur et un photo-détecteur convenable. La lumière incidente, qui n'est pas absorbée dans la couche, est réfléchi aux interfaces air/semi-conducteur et semi-conducteur /substrat et en fonction de sa longueur d'onde et de l'épaisseur, une interférence constructive ou destructive se produit. Un exemple d'un spectre de transmission est donné dans la figure ci-dessous. A partir de l'allure de la courbe et des distances entre les minima et maxima on peut calculer l'épaisseur, l'indice de réfraction et le coefficient d'absorption.

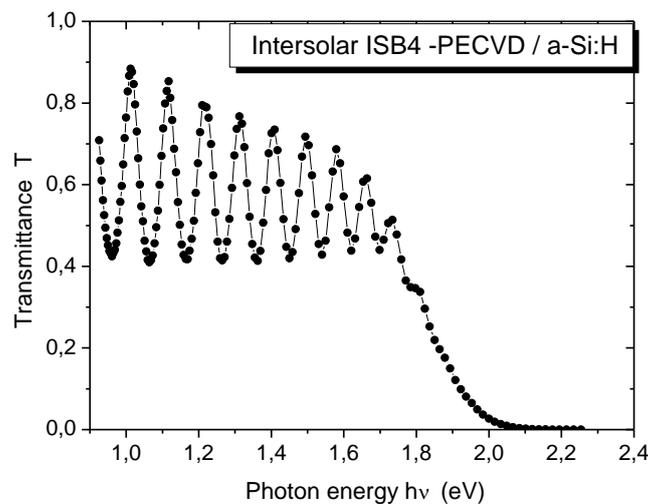


Figure 14 : Exemple d'un spectre de transmission du silicium amorphe hydrogéné intrinsèque

9. Mesure du produit durée de vie mobilité des porteurs de charge par la photoconductivité stationnaire (SSPC)

La mesure de la photoconductivité sous excitation de lumière monochromatique continue dite photoconductivité stationnaire permet de caractériser les matériaux semi-conducteurs en terme de qualité photovoltaïque. En effet, par cette mesure on peut déterminer le produit de la durée de vie τ par la mobilité des porteurs μ créés par illumination. En supposant que chaque photon d'énergie $h\nu$ crée une paire électron-trou et que la quantité $\mu\tau$ des porteurs minoritaires soit négligeable devant celle des majoritaires, le photo-courant I_{ph} s'exprime selon la relation :

$$I_{ph} = q\phi A(1-R)(1-e^{-\alpha d})\mu\tau\frac{V}{L}$$

q étant la charge élémentaire, A la surface éclairée, $R = \left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2$ le coefficient de réflexion, V

la tension appliquée et L la distance entre les contacts. Le coefficient d'absorption α et l'indice de réfraction n sont déterminés par les mesures de transmission optique.

Les mesures s'effectuent sous vide secondaire de l'ordre de 10^{-4} Pa dans un cryostat. Le courant se mesure avec un pico-ampèremètre KEITHLEY 485. La différence entre les courants en obscurité et sous éclairage fournit donc directement le $\mu\tau$ selon l'équation précédente.

10. Mesure du coefficient d'absorption optique par la méthode du photo-courant constant (CPM)

La technique de photo-courant constant ou CPM a été introduit par Vanecek et al. C'est une technique sensible elle permet de mesurer des faibles absorptions correspondant aux défauts profonds ce qui permet d'en déduire la nature et la distribution énergétique des défauts profonds dans le gap à partir de la mesure du coefficient d'absorption optique $\alpha(h\nu)$. Elle a l'avantage d'être insensible aux défauts de surface. L'idée de base de la technique CPM est de maintenir le photo-courant constant pendant la mesure du spectre d'absorption par illumination monochromatique $\Phi(h\nu)$ mais à intensité variable. Une telle condition, assure un taux de génération constant et une durée de vie des porteurs de charge constante pour toutes les longueurs d'onde λ à scanner. Sous ces conditions, on peut mesurer le coefficient d'absorption optique relatif $\alpha(h\nu)$ en utilisant l'équation suivante :

$$\alpha(h\nu)\phi(h\nu) = Cte \Leftrightarrow \alpha(h\nu) \propto \frac{Cte}{\phi(h\nu)}$$

Finally, the measured optical absorption spectra are normalized in the high energy region by the spectra measured by the transmission-reflection technique. This technique can be configured according to the continuous regime (DC mode) or the periodic regime (AC mode). Figure 15 illustrates an example of a setup used for the measurement of optical absorption by the method of constant photo-current according to the two configuration modes DC and AC.

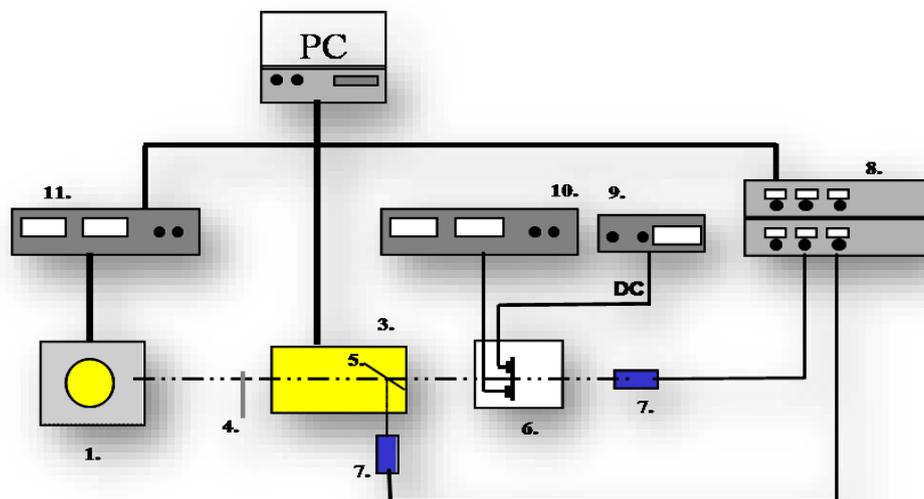


Figure 15.a: Montage de la mesure d'absorption optique par la méthode du photo-courant constant : DC-CPM Mode

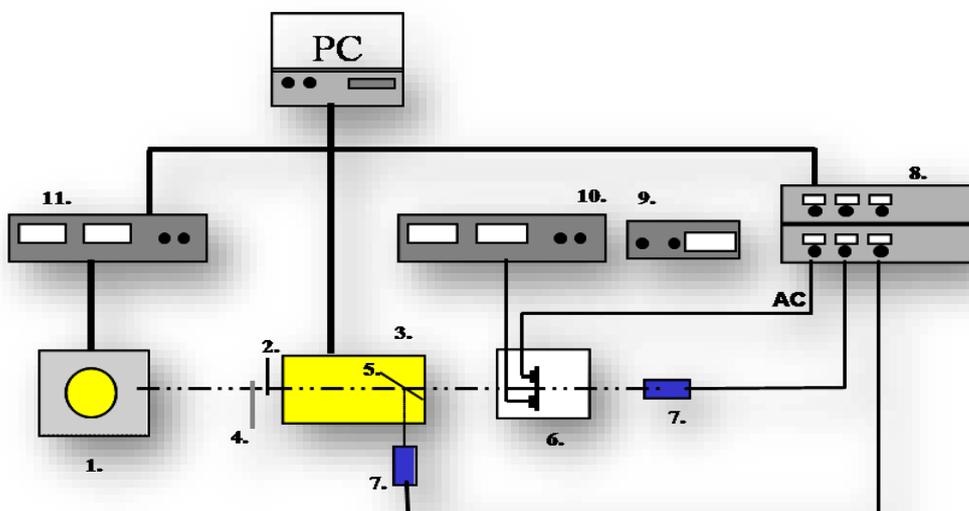


Figure 15.b: Montage de la mesure d'absorption optique par la méthode du photo-courant constant : AC-CPM Mode

Instruments nécessaires :

1. W-halogen lamp; 2. Optical chopper; 3. Monochromator; 4. Filters wheel; 5. Beam splitter; 6. Cryostat+ Sample; 7. Detectors; 8. Lock-in amplifier; 9. Electrometer; 10. Sample power supply; 11. Lamp power supply;

La figure 16 montre un exemple typique de mesure d'absorption optique par la méthode du photo-courant constant standard et à transmission.

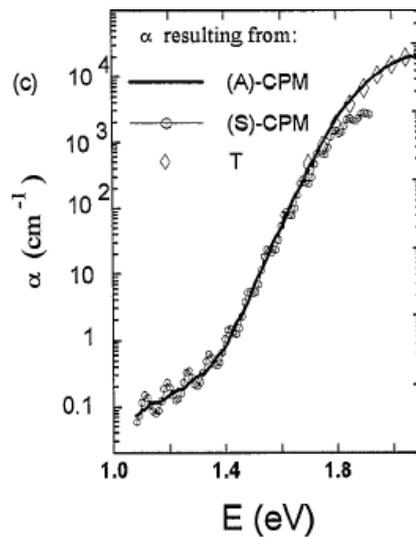


Figure 16: Spectre d'absorption optique du silicium amorphe hydrogéné (a-Si:H) mesuré par CPM