

## Notice TP3

### *Photoémission Interne (Barrière de Schottky)*

#### Résumé

*Le but du travail est de déterminer la hauteur de barrière de Schottky  $\phi_b$  dans un contact métal-semiconducteur (en l'occurrence Au-Si). Deux moyens indépendants sont proposés pour déterminer  $\phi_b$ : a) les mesures de photoémission interne, et b) les mesures courant-tension. Les résultats doivent être interprétés dans le cadre des théories des jonctions métal-semiconducteur et comparés aux données existant dans la littérature.*

Responsable : R. Sanjinés

Date: 26.03.2006

## 1 INTRODUCTION

En 1872, Braun observait que les caractéristiques courant - tension entre un métal et un cristal de PbS étaient non symétriques (propriétés rectifiantes des jonctions), à savoir que le courant passe ou ne passe pas selon la polarité de la tension. Il fallut attendre l'avènement de la mécanique quantique, les premiers concepts de structure de bande des solides dans les années 1930 pour que Schottky et Mott donnent une explication satisfaisante des propriétés des jonctions métal-semiconducteur: il y a formation à l'interface métal-semiconducteur d'une barrière de potentiel appelée barrière de Schottky, qui trouve son origine dans la présence d'une charge d'espace dans le semiconducteur et d'une charge de signe opposée sur la surface du métal.

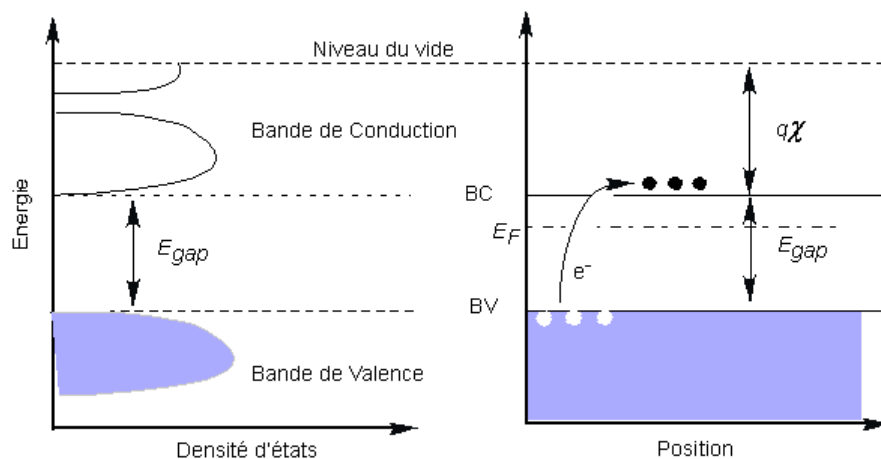
A l'heure actuelle, les jonctions métal-semiconducteurs trouvent leur place dans de nombreuses applications: circuits intégrés, générateurs micro-ondes, cellules solaires...[1-4]  
D'un point de vue fondamental, les barrières de Schottky sont étudiées intensivement, tant expérimentalement que théoriquement. Une compréhension définitive de tous les paramètres clés jouant un rôle dans l'établissement de la hauteur de barrière n'est pas encore réalisée.

### Remarque:

- Il est important pour ce TP de lire et relire la référence [1], chap 5.
- Ce fascicule ne tient pas lieu de cours de physique du solide et ne donne que de très brèves indications. A prendre avec précaution donc !
- Il existe une bibliothèque, des outils de recherche !

## 2 RAPPEL THEORIQUE

Les états électroniques d'un semiconducteur (SC) se caractérisent par la présence d'une *bande de valence* et une *bande de conduction* séparée par une *bande d'énergie interdite*  $E_g$  (fig.1), appelée *Gap*. Dans le cas du silicium ce gap vaut 1.12 eV à 300K. A température nulle, la bande de valence est complètement occupée.



**Fig.1** Densité d'état en fonction de l'énergie dans un semiconducteur. A température nulle les états de la bande de valence sont tous occupés et la bande de conduction est vide. Le semiconducteur ne conduit pas l'électricité.

**Fig.2** Représentation typique des états d'énergie d'un semiconducteur avec représentation de l'affinité électronique et du niveau de Fermi.

Un des principaux résultats de théorie du solide est de montrer qu'une bande pleine ne conduit pas l'électricité [2]. Sous effet de la température, ou sous illumination, des électrons peuvent être éjectés de leur état dans la bande de valence (ils laissent un "trou" à leur place) pour aller dans la bande de conduction (fig.2); il y a alors des trous dans la bande de valence et des électrons dans la bande de conduction et le **SC** conduit l'électricité. La position du *niveau de Fermi*  $E_F$  (fig.2) définit le taux d'occupation des bandes de valence et de conduction (au travers de la statistique de Fermi), à l'équilibre. En gros, il représente l'énergie moyenne des électrons participant aux phénomènes de conduction. L'introduction d'impuretés permet d'obtenir des semiconducteurs de type n (niveau de Fermi proche de la bande de conduction, par adjonction de phosphore dans le Si par exemple) ou de type p (niveau de Fermi proche de la bande de valence par implantation de bore dans le Si par exemple). On définit l'affinité électronique  $\chi$  d'un **SC** comme étant le potentiel séparant le bas de la bande de conduction au potentiel du vide.

La figure 3 illustre ce qui se passe lorsque on met un semiconducteur type n en contact avec un métal (**M**) caractérisé par une énergie d'extraction  $W_M = q\Phi_M$  (où  $\Phi_M$  est le travail d'extraction d'un électron et  $q$  sa charge) séparant son niveau de Fermi ( $E_{FM}$ ) du vide. Lors de la mise en contact du **M** avec le **SC**, des électrons vont passer du semiconducteur au métal car le niveau de Fermi est plus proche du vide (et par conséquent l'énergie moyenne des électrons est plus grande dans le semiconducteur). Le transfert d'électrons s'arrête lorsque les deux niveaux de Fermi seront alignés. A ce moment, une charge négative  $-Q$  est accumulée dans le **M** et une charge positive  $+Q$  dans le **SC**. La charge est localisée à la surface du métal (à cause de la grande densité de porteur dans le métal  $\sim 10^{23}/\text{cm}^3$ ). Par contre une zone de charge d'espace positive  $w$  va s'établir dans le semiconducteur (zone de déplétion d'électrons)

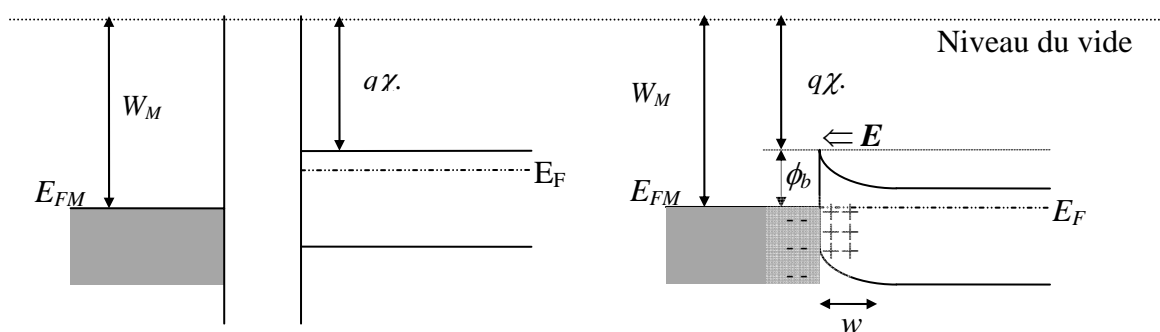


Fig.3 Formation de la barrière de Schottky entre un métal et un semiconducteur

dont la longueur variera avec la concentration de porteur (ordre de grandeur typique pour la zone de déplétion  $\sim 100$  à  $1000$  nm pour des concentrations de porteurs  $10^{16} \text{ cm}^{-3}$  -  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ). Il y a ainsi création d'un champ interne  $E$  et d'une barrière de potentiel de hauteur  $\phi_b$  pour les électrons les empêchant de se déplacer du **M** vers le **SC**. Dans le modèle de formation de la barrière de la figure 3 on obtient

$$q\phi_b = W_M - q\chi. \quad \Rightarrow \quad \phi_b = \Phi_M - \chi.$$

Ce modèle où la hauteur de barrière  $\phi_b$  dépend directement de  $\Phi_M$  est valable pour des semiconducteurs avec peu d'états de surface ou les semiconducteurs ioniques (CdS, ZnS). Dans le cas des semiconducteurs covalents (par exemple n-Si ou n-GaAs), on observe une moindre influence de l'énergie d'extraction des métaux surtout si le semiconducteur contient une densité de états de surface importante (cf [1], 5.5).

### 3 MESURES

#### 3.1. Mesures courant-tension sur une barrière de Schottky

Dans tout ce qui suit nous admettrons que le deuxième contact sur le semiconducteur est ohmique (caractéristiques linéaires, donc pas d'effet de barrière). Intuitivement, on peut imaginer que si la tension appliquée est nulle, il y a équilibre entre les courants de diffusion (due à la différence de niveau de Fermi initiale) qui tendent à transférer des électrons du **SC** au **M** et le courant dû au champ interne  $E$  (qui déplace des électrons vers le **SC**). Si l'on applique une tension positive au métal, la valeur du champ électrique interne est diminuée, et c'est la diffusion des électrons du **SC** vers le **M** qui devient prédominante. Comme le **SC** est de type n, de nombreux électrons sont à disposition dans le **SC** est la diode devient passante (injection de porteur majoritaire).

Par contre, en polarisation inverse, le **SC** ne peut injecter que peu de trous supplémentaires (car il est de type n) et les électrons du **M** ont toujours la même barrière à surmonter. Il n'y a donc qu'un faible courant qui passe.

Dans un modèle théorique simple (Théorie d'émission thermoionique-diffusion) [1] la formule reliant le courant et la tension est

$$J = J_s \left( e^{\frac{qV}{nkT}} - 1 \right) \quad (1a)$$

avec  $J_s = A^{**} T^2 e^{\left(\frac{-q\phi_b}{kT}\right)} \quad (1b)$

$J$  = densité de courant,  
 $k$  = constante de Boltzman ( $kT=26\text{mV}$  à  $300\text{K}$ )  
 $T$  = température

$A^{**}$  est la constante effective de Richardson.  
Pour du Si type n on peut considérer  $A^{**}$  comme constant autour de la température ambiante  
 $A^{**} = 1.12 \times 10^6 \text{ Am}^{-2} \text{ K}^{-2}$   
 $n$  = (1-2) à  $300\text{K}$  est le facteur d'idéalité prenant en compte les courants tunnels.

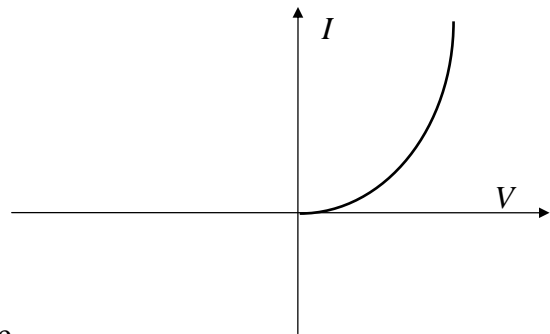


Fig.4 Cour I-V typique pour une diode métal-semiconducteur type n. La tension positive est appliquée sur le métal.

##### 3.1.1) Mesures I-V

Dans le cas pratique il faut tenir compte de la surface  $A$  de la diode et d'une résistance série  $R$  (par exemple due à l'épaisseur du Si). Il faut donc remplacer l'équation (1) par

$$I = I_s \left( e^{\frac{q(V-RI)}{nkT}} - 1 \right) = AA^{**} T^2 e^{\left(\frac{-q\phi_b}{kT}\right)} \left( e^{\frac{q(V-RI)}{nkT}} - 1 \right) \quad (2)$$

En analysant la courbe expérimentale courant tension, il est donc possible de trouver  $I_s$ ,  $R$ ,  $n$ , et par conséquent  $\phi_b$ , pour autant que la surface  $A$  de la diode soit connue. Une manière élégante de traiter la relation (2) est de l'inverser,  $V = f(I)$ , et de trouver par fit ou simulation numérique les paramètres qui donnent la meilleure approximation de la courbe expérimentale.

$$\left(\frac{I}{I_s} + 1\right) = e^{\left(\frac{q(V - RI)}{nkT}\right)} \Rightarrow V = \frac{nkT}{q} \ln\left(\frac{I}{I_s} + 1\right) + RI \quad (3)$$

### 3.1.2) Mesures I-V en fonction de la température

A l'aide de la relation (3) et par simulation numérique on peut déterminer  $I_s$  pour différentes valeurs de la température et étudier l'influence de la température sur la barrière de Schottky  $\phi_b$  et sur  $n$ . Si  $\phi_b$  est indépendante de la température on doit observer une relation linéaire entre  $\ln(I_s/T^2)$  et  $1/T$  car

$$\ln(I_s/T^2) = \ln(AA^{**}) - q(\phi_b/kT) \quad (4)$$

## 3.2 Le système sous illumination

Que se passe-t-il si l'on illumine le système métal-semiconducteur? Deux processus sont possibles, représentés schématiquement sur la figure 5.

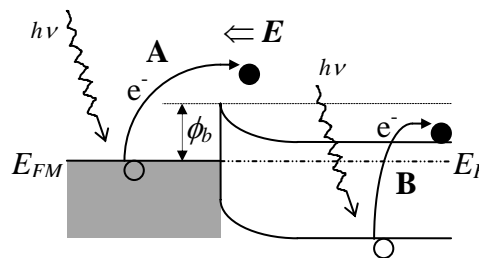


Fig.5 Photoémission interne (processus A) et transition interbande (B) dans une jonction métal-semiconducteur

### 3.2.1 Photoémission interne (ou photoélectrique interne)

Le photon d'énergie  $h\nu$  frappe un électron du métal. Si l'énergie du photon  $h\nu > \phi_b$  alors l'électron peut passer par dessus la barrière de potentiel et sous l'effet du champ électrique interne  $E$ , être balayé pour atteindre les électrodes. Il y a donc apparition d'un courant dans le circuit extérieur. Dans la théorie de Fowler[3] le courant dans le circuit extérieur est donné par:

$$I \sim (h\nu - \phi_b)^2 \quad (5)$$

Si l'on représente la racine du photocourant en fonction de l'énergie des photons, on donc obtient la valeur de  $\phi_b$ , à l'interception de l'axe des  $x$ . La figure 6 montre les résultats obtenus sur des barrières W-Si et W-GaAs [1].

### 3.2.2 Absorption ou photo détecteur

Si l'énergie des photons est de l'ordre de  $E_{gap}$  alors le processus dominant sera l'absorption des photons par le semiconducteur et l'éjection d'électrons de la bande de valence dans la bande de conduction. Les paires électrons-trous ainsi créées peuvent diffuser jusqu'à la zone de la jonction et être balayés par le champ électrique interne. Ce mode de fonctionnement est celui d'un photodétecteur ou d'une cellule solaire.

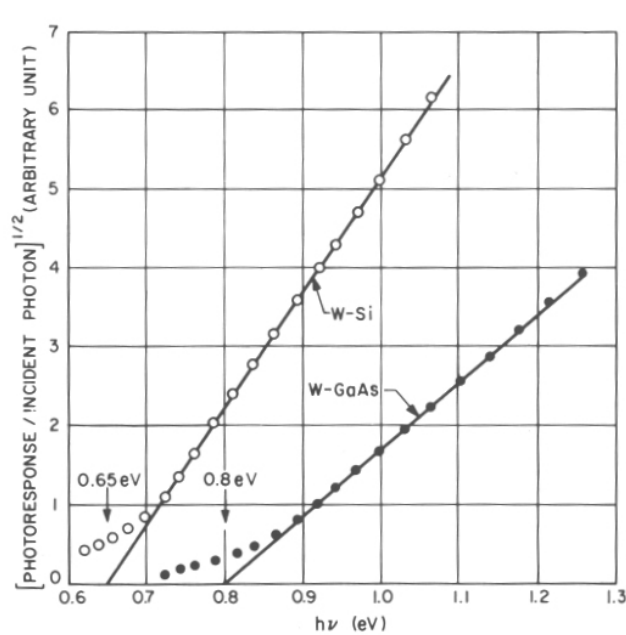


Fig. 6 Racine carrée du photocourant par photon incident en fonction de l'énergie des photons pour des barrières W-Si et W-GaAs. Les valeurs extrapolées sont les hauteurs de barrière

Lors des mesures il s'agira de bien distinguer ces deux effets qui interviennent à des énergies légèrement différentes !!

#### 4. NOTE PRATIQUE CONCERNANT LE MATÉRIEL À DISPOSITION.

##### 4.1 Monochromateur et réseau

**Attention: ne pas toucher les réseaux avec les doigts !!**

Le monochromateur est équipé de deux jeux de réseau **300 fentes/mm** et **600fentes/mm** avec un rendement optimum à 2000 et 1000 nm respectivement. Les longueurs d'onde indiquées sur le SPEX 1681 sont correctes pour un réseau **1200fentes/mm**. Par contre, pour le réseau 600fentes/mm il faut multiplier les lectures sur le SPEX par **2** et pour le réseau 300fentes/mm par **4**. Attention, la commande numérique du scanner du SPEX est déjà programmée pour un réseau 600fentes/mm, c'est-à-dire que si on entre des donner pour scanner entre 800 et 1600 nm, l'affichage du SPEX indiquera 400-800.

Finalement, il ne faut pas oublier que si un réseau transmet l'ordre 1 d'une réflexion, il transmet aussi les ordres supérieurs  $\lambda/n$  où  $n$  est entier (loi de Bragg). Ainsi, avec le réseau 300gr/mm mis en position pour 2000nm, les longueurs d'onde 1000, 666, 500, 400 nm passent aussi. Il est donc nécessaire d'éliminer les longueurs d'onde indésirables à l'aide de filtres qui coupent les plus faibles longueurs d'onde.

##### 4.2 Filtres à disposition, longueur d'onde de coupure

1 MF2	340nm
2 MF6	520 nm
3 MF8	650 nm
4 Silicon	1040 nm
5 Germanium	1710 nm

##### Conversion eV- nm:

$$E [\text{eV}] = 1240 / \lambda [\text{nm}]$$

Utiliser les relations :  $E = h\nu$  et  $c = \lambda\nu$



Les diffractions de premier ordre des réseaux peuvent être utilisées grosso modo entre la moitié et le double de l'optimum. Ainsi le 300gr/mm peut être utilisé au premier ordre environ entre 1000 et 4000nm. La résolution spectrale du monochromateur est fixée par les fentes d'entrées. La résolution spectrale est de l'ordre de 3.7nm/ par mm de fente ouverte (pour un réseau 1200)

### 4.3 Calibration de l'intensité lumineuse

L'intensité lumineuse qui sort du monochromateur est une convolution du spectre de la lampe, de la réponse des réseaux et de la géométrie. Elle varie donc avec la longueur d'onde (Voir annexe A). Pour calibrer cette intensité lumineuse, on utilise soit une photodiode au Germanium GM4 sensible de 600-1900nm ou un détecteur InGaAs DET D10 sensible dans la gamme 1200-2600 nm. En première approximation le photocourant sous illumination est proportionnel à l'intensité lumineuse (attention, car la tension au borne de la photodiode est elle proportionnel au logarithme de cette intensité!). Les courbes de calibration de la réponse des diodes en fonction de l'énergie des photons sont données en annexe B. Il est conseillé de polariser la photodiode de Ge en inverse (-3V) lors des calibrations.

### 4.4 Mesures lock-in

Pour toutes les expériences avec de la lumière (et ou de faibles signaux), les techniques lock-in permettent de s'affranchir de phénomènes parasites (lumière ambiante, néon). Le principe de l'amplificateur lock-in est le suivant:

L'excitation lumineuse est pulsée à travers *un chopper* à une fréquence  $\omega_0$ . La fréquence de référence entre dans l'entrée référence du lock-in au travers du signal  $R(t)=\sin(\omega_0 t)$ . Le signal à mesurer sera, suite à l'excitation lumineuse, de type

$$S(t) = A \sin(\omega_0 t + f) + B(t)$$

Il comporte une composante d'amplitude  $A$ , de fréquence  $\omega_0$  et de phase  $f$ ; c'est la partie du signal qui intéresse. Toutes les autres fréquences (bruit, DC, fréquences parasites) qui ne nous intéressent pas sont comprise dans  $B(t)$ . Le lock-in effectue une amplification  $M$  puis la multiplication du signal  $S(t)$  et de la référence  $R(t)$ . On obtient le signal:

$$MS(t)R(t) = M \left[ \frac{1}{2} A \cos((\omega_0 - \omega_0)t + f) + \frac{1}{2} A \cos((\omega_0 + \omega_0)t + f) + C(t) \right]$$

où  $C(t)$  est un signal qui ne comporte pas de composante DC par définition. En mettant un filtre passe-bas de sortie suffisamment étroit, on ne garde finalement que le signal  $\frac{1}{2} A \cos f$ . Le lock-in possède un ajusteur de phase qui permet de mettre  $f$  à 0, et finalement le signal de sortie vaut  $\frac{1}{2} MA$ , qui est proportionnel à l'amplitude de l'excitation est qui est une constantes.

## 5. EXPÉRIENCES À RÉALISER

### A faire dans ce TP

Dans le rapport final devront impérativement figurer les résultats des mesures suivantes:

- 1) Mesure I-V et photoémission à température ambiante
- 2) Mesure par énergie d'activation (entre 100 et 320 K)
- 3) Mesure I-V et photoémission à basses températures

### Autre (facultatif):

Eventuellement courbe I-V sous illumination (cellule solaire)  
Évaporation d'un autre métal (Ag, Pt, ..).

## Programme proposé

### Jour1: A) Calibration du système

- Comprendre le lock-in (il mesure des tensions !!). Se rappeler quels sont les principes d'une photodiode (attention c'est le courant de la photodiode qui est proportionnel à l'intensité lumineuse). Proposer un montage électrique cohérent pour la mesure de l'intensité lumineuse.
- Déterminer la plage du spectre optique intéressante pour l'expérience.
- Déterminer le flux de photon sur le cryostat en fonction de l'énergie des photons, en utilisant la photodiode au Ge GM4 et du DET D10 (spectres de calibration de la photodiode dans le cahier)
- Donner un spectre de l'intensité lumineuse en fonction la longueur d'onde pour les deux réseaux 300gr/mm et 600gr/mm

### Note:

- ◆ On se contentera d'une résolution en longueur d'onde de 10 nm
- ◆ A cause de la petite dimension de la diode de calibration et de la surface effective de focalisation du faisceau on ne pourra déterminer qu'un flux relatif de photon
- ◆ Pour que la calibration soit utilisable ultérieurement, il est important de noter tous les paramètres de l'expérience (Tension, courant de la lampe, etc....)

### Jour 1 : B) Préparation de 4 échantillons silicium type n [100] et évaporation des contacts Au

- Couper le wafer de Si (environ 2x1 cm)
- Nettoyage du Si dans un bain HF (10%). L'oxyde natif  $\text{SiO}_2$  est éliminé par la réaction suivante:
- $\text{SiO}_2 + 6\text{HF} \rightarrow \text{H}_2\text{SiF}_6 + \text{H}_2\text{O}$
- La surface ainsi préparée est stable pour quelques heures (les H saturent les liaisons du Si) et l'échantillon peut être transféré dans l'évaporatrice.
- Evaporation d'une fine couche d'or (10-15 nm) dans l'évaporatrice (salle des Plasmas ou dans la salle des TP2). Idéalement l'or doit être suffisamment fin pour permettre à la lumière d'atteindre la zone proche de la jonction.
- Pour les mesures I-V, coller 2 échantillons sur un support cuivre, avec la pâte d'argent fournie à cet effet. Ceci est supposé constituer le contact ohmique sur le semiconducteur (Fig.7 et 8).
- Tester les échantillons dans le cryostat. Un « bon échantillon » doit montrer une caractéristique I-V telle qu'il est montré dans la Fig. 4
- Mesures à température ambiante de la hauteur de barrière. Note : si les échantillons ne sont pas bons, il faut en préparer d'autres.

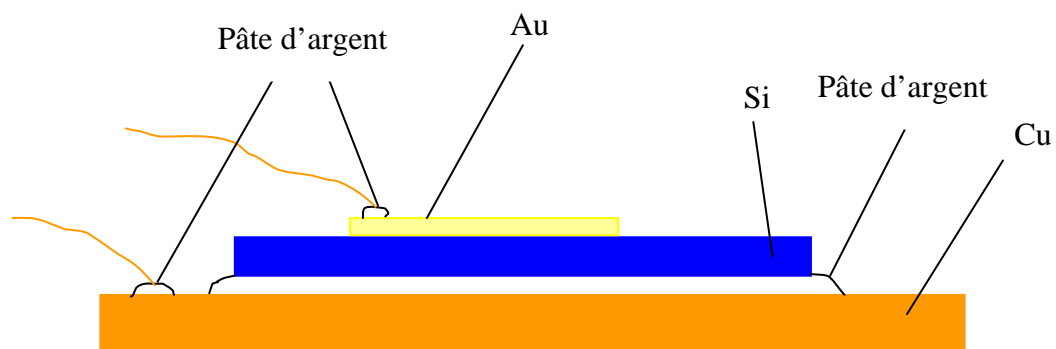


Fig. 7 Schéma du montage de l'échantillon



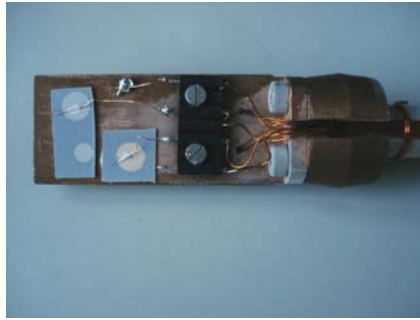


Fig.8 Porte échantillons pour les mesures I-V

### **Jour 2 :** *Mesures I-V et de photoémission interne*

- Faire des mesure I-V en fonction de la température entre 100 K et 300 K à fin de déterminer la barrière de Schottky et l'énergie activation.
- Pour les mesures de photoémission interne monter un « bon » échantillon sur la canne de mesure du cryostat du dispositif de mesure. Sachant que la hauteur de la barrière dans le système Ag/Si/Au est typiquement de l'ordre de 0.4 à 1.2 eV, trouver une longueur d'onde intelligente pour voir s'il se passe quelque chose.
- Faire des mesures à température ambiante de la hauteur de barrière. Attention au montage électrique: on veut mesurer un courant ! **Proposer un montage adéquat !!**.

### **Jour 3 :** *Continuer les mesures*

- Reprendre les mesures de la hauteur de barrière à température ambiante. Différencier l'effet de photoémission interne de l'effet photovoltaïque associé à la bande d'énergie interdite du Si.
- Faire aussi une courbe I-V avec un montage adéquat (attention à ne pas faire griller l'échantillon en appliquant une tension trop élevée en polarisation directe)
- Une fois maîtrisé les deux manières de déterminer la hauteur de barrière, reprendre les mesures à basse température. (cf annexe c pour le contrôle du Cryostat)
- Déterminer la hauteur de Barrière par la méthode de l'énergie d'activation

### **Jour 4 :**

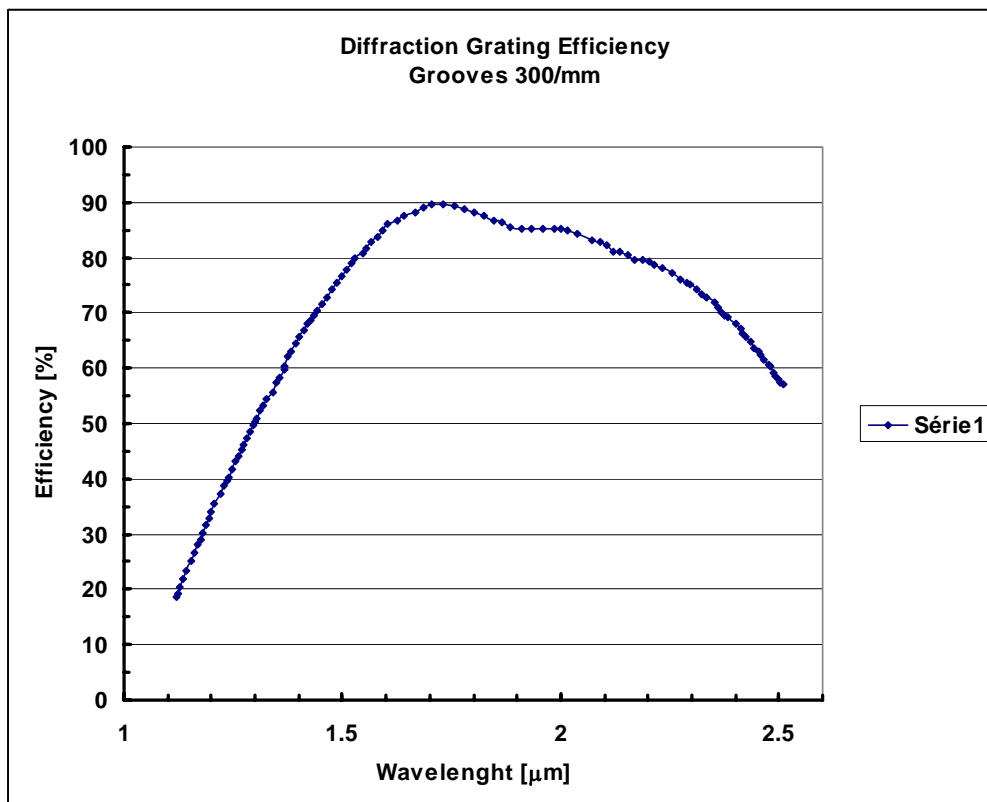
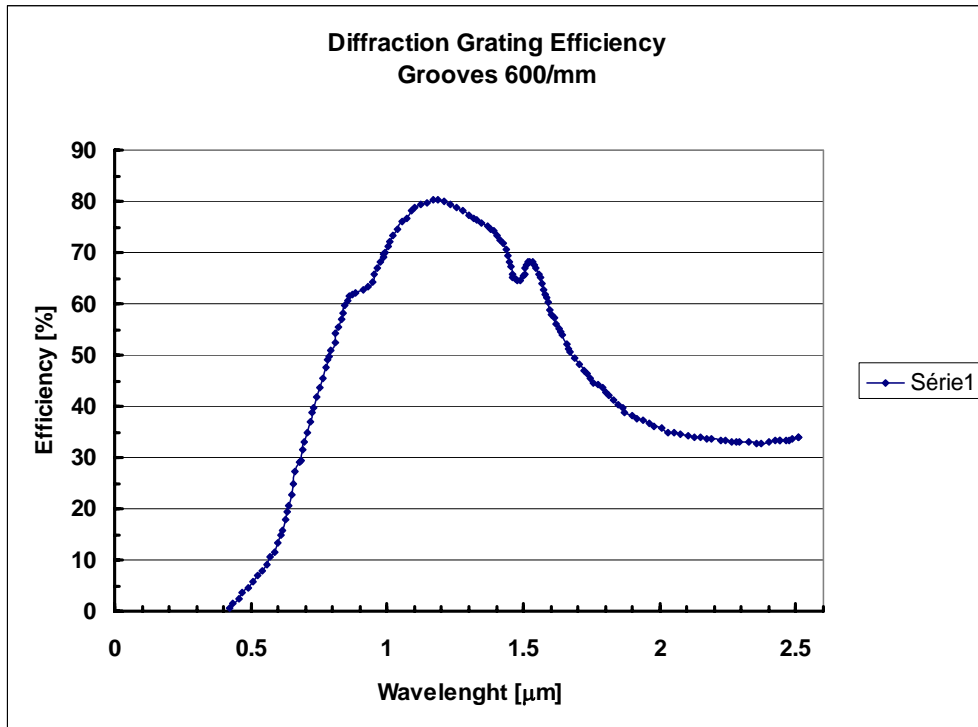
- Terminer les mesures. Eventuellement reprendre un autre échantillon. Dans le meilleur des cas, il est possible d'envisager de mesurer une autre barrière, par exemple avec Ag ou Pt

## **6. Bibliographie - Références**

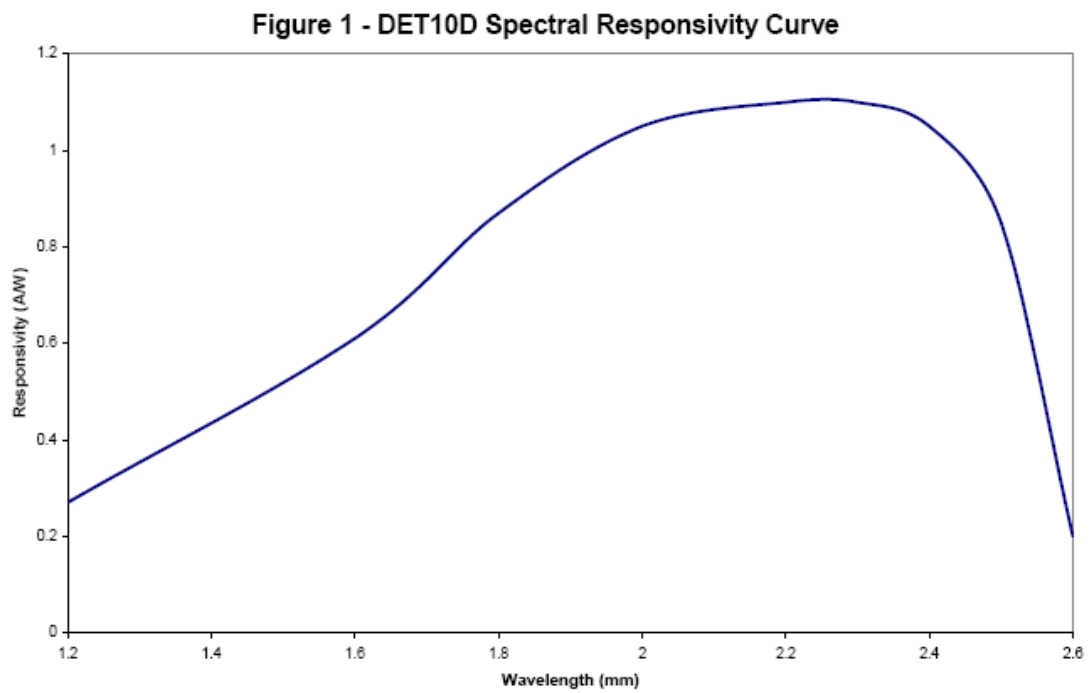
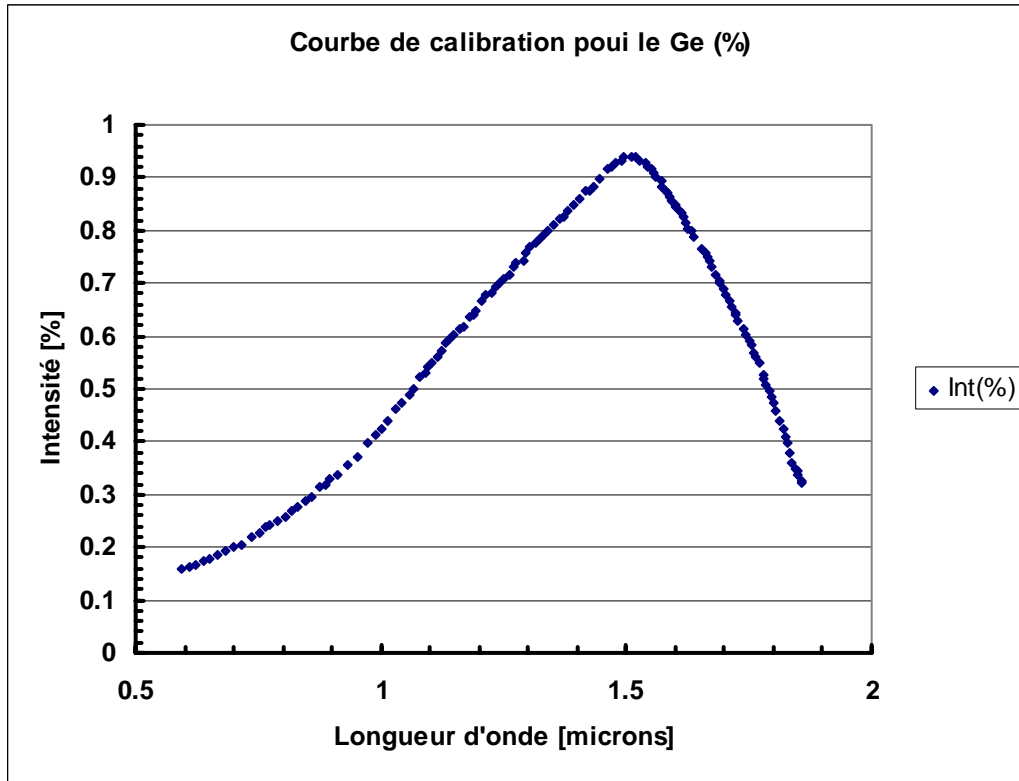
- [1] Physics of semiconductor devices. S.M. Sze. John Wiley & Sons, New York (1969)
- [2] Cours de Physique du solide 3ème année. Cf aussi Solid State Physics, N.W. Ashcroft, D. Mermin
- [3] R.H. Fowler, Phys. Rev. 38, 45 (1931)
- [4] Cours de Physique : Physique et technologie des semiconducteurs, F. Lévy. Traité des matériaux Tome 18 (1995)



ANNEXE A



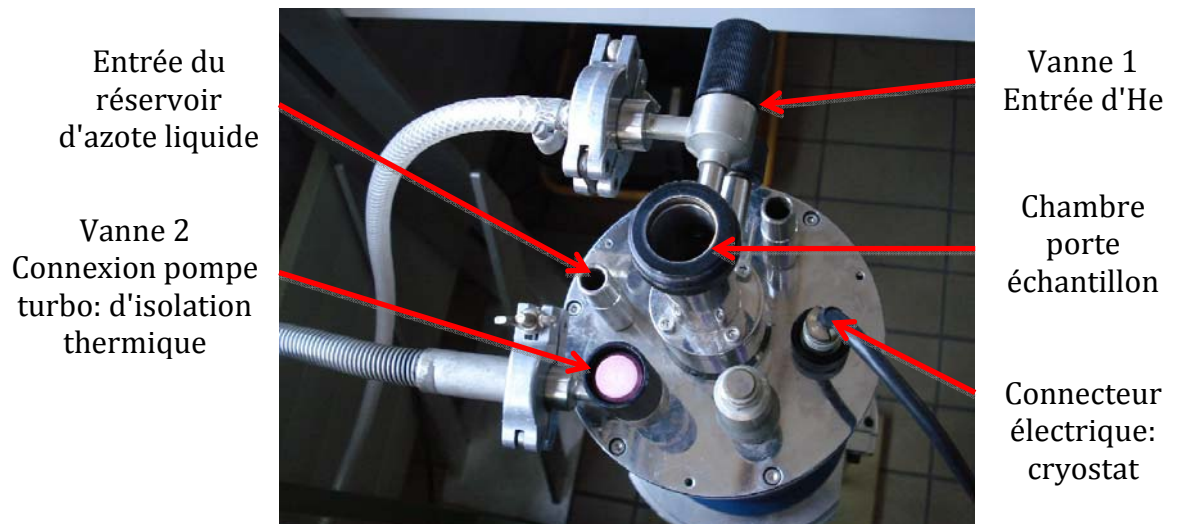
ANNEXE B



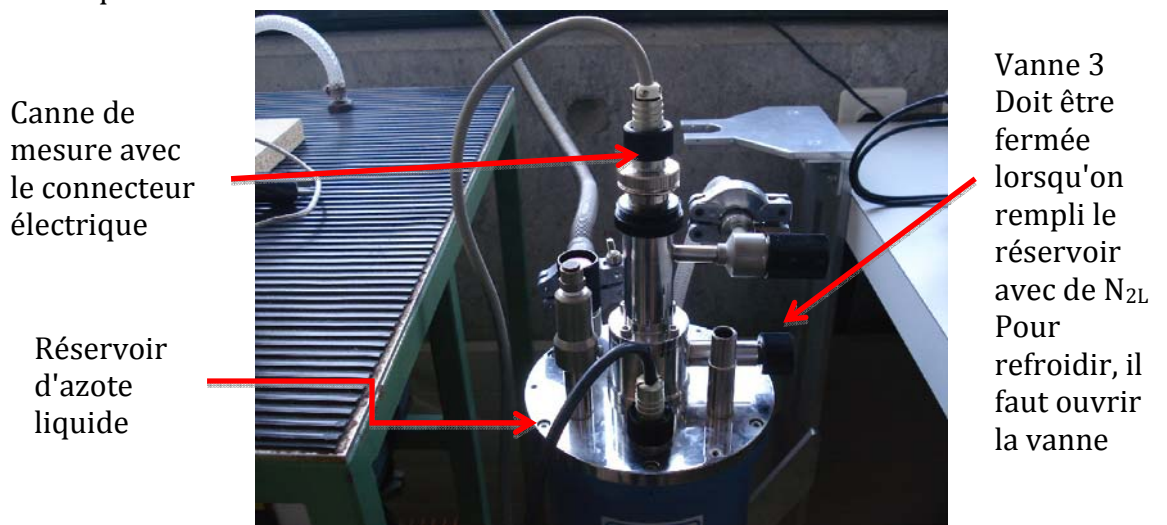
## Mesures I-V et mesures de résistivité à basses températures Cryostat: Mode d'emploi

### A) Cryostat

1) Utiliser le cryostat montré ci-dessous



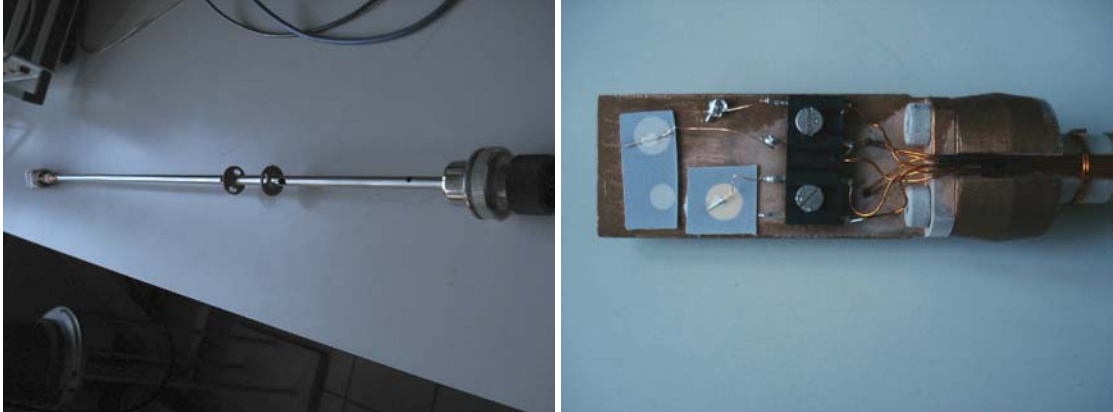
2) Monter la canne de mesures (avec l'échantillon) et brancher le connecteur électrique de la canne



### B) Canne de mesure

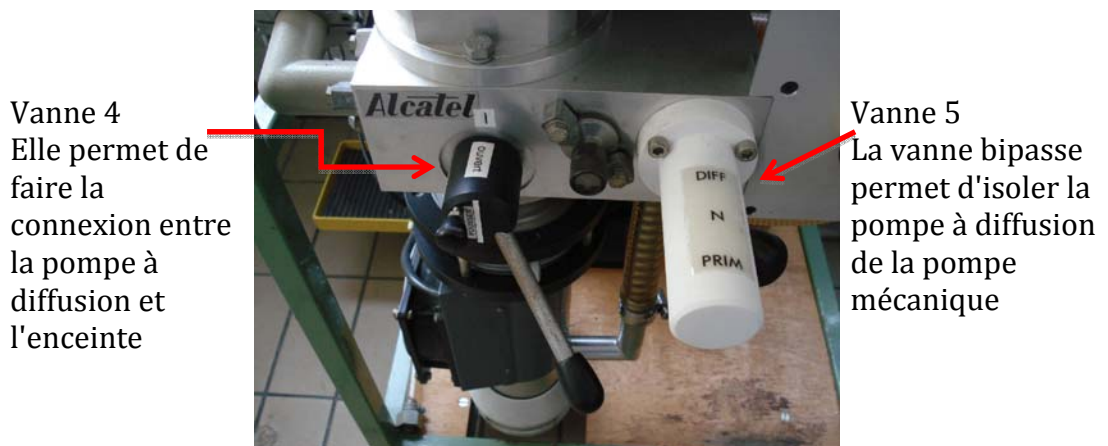
La canne de mesure est munie de 4 connecteurs électriques pour les mesures de résistivité par la méthode de van der Pauw. Dans les cas de mesures électriques en mode transverse du type I-V, selon la taille des échantillons on peut monter 2 ou 3 échantillons, le 4<sup>ème</sup> connecteur est connecté à la masse (voir photo ci-dessous). Les échantillons de Si sont directement fixés sur le port échantillon à l'aide de la colle d'argent. L'électrode supérieur (en Au, Pt, Cu,...) est connecté à la canne au moyen d'un fil en Cu mince, le fil en Cu est fixé sur l'électrode avec de la colle d'argent (voir Fig. ci-dessous).

Une résistance de Pt est utilisée comme sonde de température. La mesure de la résistance du Pt est fait par la méthode de 4 points, donc on doit utiliser un multimètre muni d'une entrée "Mesure de résistance par 4 points". Les 2 sorties F et E doivent être connectées aux entrées Hi et les deux autres J-H aux entrées Low du multimètre. Attention! Il faut étalonner la sonde.



### C) Groupe de pompage

Le groupe de pompage est composé d'une pompe mécanique, d'une pompe à huile, diverses vannes et 2 jauges de mesure du vide (voir schéma)



### D) Mise en route

#### a) Vide d'isolation thermique du cryostat

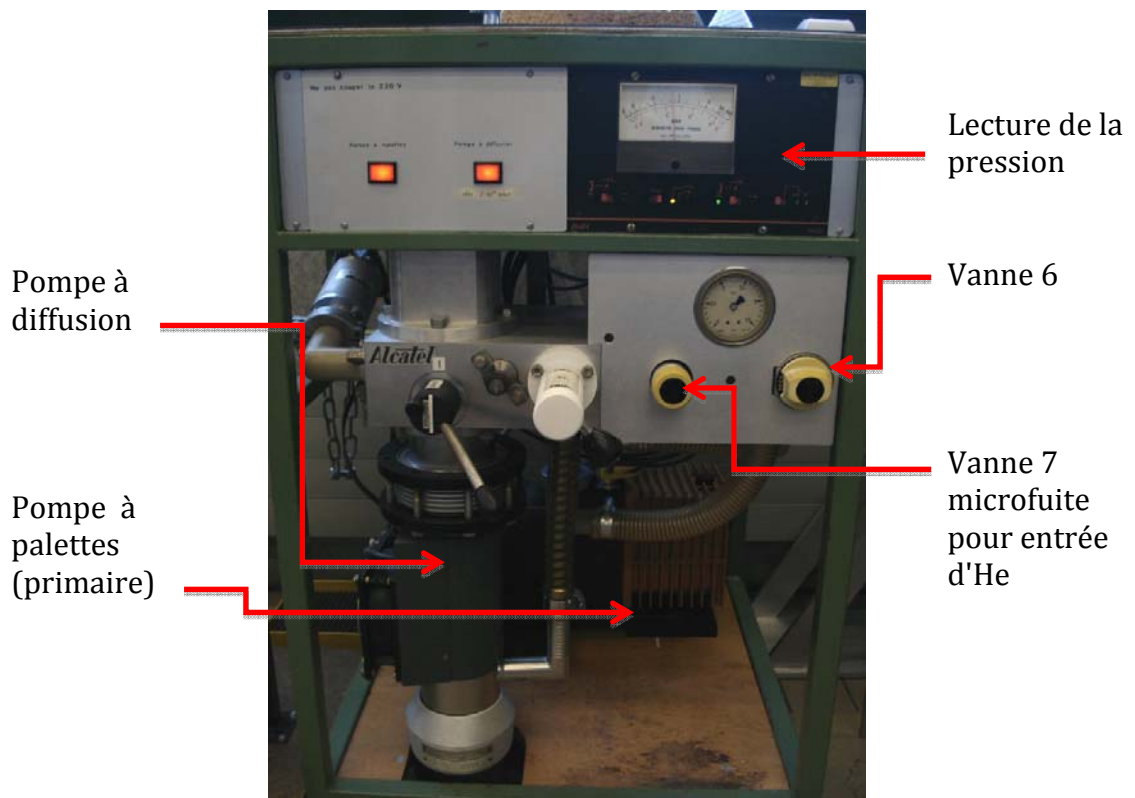
Ce vide permet d'isoler l'enceinte interne, où se trouve la canne de mesure et le porte échantillon, de l'enceinte externe. Pour faire le vide procéder comme suit:

- Ouvrir la vanne 4, mettre la vanne bipasse 5 en position "PRIM"
- Ouvrir la vanne 2, et mettre en marche la pompe primaire. Lorsque la pression est  $<5 \times 10^{-2}$  mbar, mettez en marche la pompe à diffusion. Une fois que la pompe à diffusion est chaude, la pression de travail est de l'ordre de  $5 \times 10^{-6}$  mbar.

b) Introduction de l'He dans l'enceinte interne (gaz d'échange thermique).

Pour faciliter l'échange thermique entre l'échantillon et les parois froids du cryostat, il est nécessaire d'un gaz neutre tel que l'He (bon conducteur). Avant de remplir l'enceinte avec de l'He, il faut évacuer l'air à l'aide de la pompe primaire. Mettez la vanne bipasse 5 en position N (elle permet d'isoler la pompe à diffusion), ouvrez la vanne 6 ainsi que la vanne 1 sur le cryostat. Laisser pomper 5 min. Fermer la vanne 6 et faire entrer l'He à l'aide de la vanne microfuite 7 jusqu'à une pression de l'ordre de 600-700 mbar. Si nécessaire, purgez 2 ou 3 fois l'enceinte; pour ce faire ouvrez la vanne 6 et laissez pomper 1 min, après fermez la vanne et faire entrer l'He. Une fois fixé définitivement la pression de l'He, fermer la vanne 1 et vérifier que la vanne 6 est fermée aussi. En suite remettre la vanne bipasse 5 en position "DIFF".

Note: Il ne faut jamais laisser la pompe à diffusion en marche longtemps sans pompage primaire.



c) Refroidissement

Remplir le récipient du cryostat avec de l'azote liquide, utiliser une des 2 entrées du récipient (voir Fig. ci-dessous). Pour commencer le refroidissement, il faut ouvrir la vanne 3. La température interne du cryostat est affichée sur le contrôleur de température "Canal 3". La température de l'échantillon est mesurée à l'aide d'une résistance de Pt. La résistance de la sonde Pt varie linéairement typiquement entre 100 et 20 ohms lorsque la température change de 290K à 77K. Attention, il faut étalonner la sonde!





PERGAMON

Available online at [www.sciencedirect.com](http://www.sciencedirect.com)

SCIENCE @ DIRECT®

Solid-State Electronics xxx (2003) xxx–xxx

SOLID-STATE  
ELECTRONICS[www.elsevier.com/locate/sse](http://www.elsevier.com/locate/sse)

# The role of interface states and series resistance on the $I-V$ and $C-V$ characteristics in Al/SnO<sub>2</sub>/p-Si Schottky diodes

Ş. Altındal<sup>a</sup>, S. Karadeniz<sup>b</sup>, N. Tuğluoğlu<sup>b,\*</sup>, A. Tataroğlu<sup>a</sup>

<sup>a</sup> Department of Physics, Faculty of Arts and Sciences, Gazi University, 06500 Ankara, Turkey

<sup>b</sup> Department of Materials Research, Ankara Nuclear Research and Training Center, Beşevler, 06100 Ankara, Turkey

Received 7 March 2003; received in revised form 13 April 2003; accepted 25 April 2003

## Abstract

In order to good interpret the experimentally observed non-ideal Al/SnO<sub>2</sub>/p-Si (MIS) Schottky diode parameters such as the barrier height  $\Phi_B$ , series resistance  $R_s$  and density of interface states  $N_{ss}$ , a calculation method has been reported by taking into account interfacial oxide layer and ideality factor  $n$  in the current transport mechanism. The current–voltage ( $I-V$ ) and capacitance–voltage ( $C-V$ ) characteristics of MIS diodes are studied over a wide temperature range of 80–350 K. The effects of  $R_s$ , interfacial layer and  $N_{ss}$  on  $I-V$  and  $C-V$  characteristics are investigated. The values of  $n$  were strongly temperature dependent and decreased with increasing temperature. The energy distribution of  $N_{ss}$  was determined from the forward bias  $I-V$  characteristics by taking into account the bias dependence of the effective barrier height. The mean  $N_{ss}$  estimated from  $I-V$  and  $C-V$  measurements decreased with increasing temperature. The  $R_s$  estimated from Cheung's functions was strongly temperature dependent and decreased with increasing temperature. The  $I-V$  characteristics confirmed that the distribution of  $N_{ss}$ ,  $R_s$  and interfacial layer are important parameters that influence the electrical characteristics of MIS devices.

© 2003 Published by Elsevier Ltd.

**Keywords:** MIS structure; Insulating layer; Series resistance; Density of interface states

## 1. Introduction

Metal–insulator–semiconductor (MIS) type Schottky diodes have attracted much interested in the last few years. They are important research tools in the characterization of new semiconductor materials and at the same time the fabrication of these structures play a crucial role in constructing some useful devices in technology. The performance and reliability of a Schottky diode is drastically influenced by the interface quality between the deposited material and the semiconductor surface. Due to the technical importance of MIS Schottky barrier diodes, these devices have been studied extensively but satisfactory understanding in all details has

still not been achieved. Especially the formation and characterization of SnO<sub>2</sub> insulator layers on Si still remains a basic problem. Until now, the literature has contained several reports on the current transport mechanism of tunnel MIS diodes and solar cells [1–18].

In practical, there are several possible sources of error, which cause deviations of the ideal behavior and must be taken into account. These include the effects of insulating layer between metal and semiconductor, density of interface states  $N_{ss}$  and series resistance  $R_s$ . The series resistance is an important parameter, which causes the electrical characteristics of MIS diodes to be non-ideal [1,11,19–21]. Usually, the forward bias current voltage ( $I-V$ ) characteristics are linear in the semilogarithmic scale at low voltages but deviate considerably from linearity due to the effect of parameters such as the  $R_s$  and the  $N_{ss}$  when the applied voltage is sufficiently large [1,11,19–23]. The parameter  $R_s$  is only effective in the curvature downward region of the forward  $I-V$

\* Corresponding author. Address: Ankara Nuclear Research and Training Center, 061100, Beşevler, Ankara, Turkey.

E-mail address: [ntuglu@taek.gov.tr](mailto:ntuglu@taek.gov.tr) (N. Tuğluoğlu).

characteristics, but the other parameter is effective in both the linear and non-linear regions of these characteristics, accompanying a change of the Schottky barrier height [20,21]. Especially the series resistance and interfacial oxide layer ( $\text{SnO}_2$ ) have strong influences on the forward  $I$ - $V$  and  $C$ - $V$  characteristics. An efficient technique to determine  $R_s$ ,  $n$  and  $\Phi_B$  has been proposed by Cheung and Cheung [24]. This technique has been applied to Al/SnO<sub>2</sub>/p-Si diodes and the values of  $R_s$ ,  $\Phi_B$  and ideality factor  $n$  calculated as a function of temperature from 80 to 350 K.

In this study, we have reported a modification which includes the ideality factor  $n$  and tunneling parameter  $a\chi^{1/2}\delta$  in the expression of reverse saturation current  $I_0$ . In order to extract the values of the real  $R_s$ ,  $\Phi_B$  and  $n$  of Al/SnO<sub>2</sub>/p-Si (MIS) diodes, Cheung's method [24] has been applied in the temperature range of 80–350 K. The other purpose of this paper is to present the results of a systematic investigation of the role of  $N_{ss}$  and  $R_s$  on the  $I$ - $V$  and  $C$ - $V$  characteristics of Al/SnO<sub>2</sub>/p-Si (MIS) Schottky diodes over the temperature range 80–350 K. Furthermore, it is also to characterize the interface states in Al/SnO<sub>2</sub>/p-Si (MIS) Schottky diodes and determine the energy density distribution of the interface states.

## 2. Experimental

The semiconductor substrates used were p-type B-doped Si single crystals, with a (100) surface orientation, 300  $\mu\text{m}$  thick and 8  $\Omega\text{cm}$  resistivity. The Si wafer was degreased for 5 min in boiling trichloroethylene, acetone and ethanol consecutively and then etched in a sequence of  $\text{H}_2\text{SO}_4$ ,  $\text{H}_2\text{O}_2$ , 20% HF, a solution of 6HNO<sub>3</sub>:1HF:35H<sub>2</sub>O, 20% HF. Preceding each cleaning step, the wafer was rinsed thoroughly in deionized water of resistivity of 18 M $\Omega\text{cm}$ . Immediately after surface cleaning, high purity aluminum (Al) metal (99.999%) with a thickness of 2500  $\text{\AA}$  was thermally evaporated from the tungsten filament onto the whole back surface of the wafer in the pressure of  $1 \times 10^{-6}$  Torr. Sintering the evaporated Al back contact was formed the ohmic contact under vacuum. Immediately after ohmic contact, a thin layer of SnO<sub>2</sub> was grown on the p-Si substrate by spraying a solution consisting of 32.21 wt.% of ethyl alcohol ( $\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$ ), 40.35 wt.% of deionized water ( $\text{H}_2\text{O}$ ) and 27.44 wt.% of stannic chloride ( $\text{SnCl}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$ ) on the substrate, which was maintained at a constant temperature of 400  $^\circ\text{C}$ . The temperature of the substrates was monitored by chromel–alumel thermocouple fixed on top surface of the substrate. The variation of the substrate temperature during spray was maintained within  $\pm 2$   $^\circ\text{C}$  with the help of a temperature controller. The rate of spraying was kept at about 30 cc/min by controlling the carrier gas flowmeter.  $\text{N}_2$  was used as the carrier gas. SnO<sub>2</sub> dots were 4 mm in diameter. After

spraying process, circular dots of 2 mm in diameter and 2500  $\text{\AA}$  thick aluminum rectifying contacts were deposited onto the SnO<sub>2</sub> surface of the wafer through a metal shadow mask in liquid nitrogen trapped oil-free ultra-high vacuum system in the pressure of  $1 \times 10^{-6}$  Torr. Metal layer thickness as well as deposition rates were monitored with the help of a digital quartz crystal thickness monitor. The deposition rates were about 1–3  $\text{\AA}/\text{s}$ . The interfacial oxide layer thickness was estimated to be about 28  $\text{\AA}$  from measurement of the oxide capacitance in the accumulation.

The  $I$ - $V$  measurements were performed by the use of a Keithley 220 programmable constant current source, a Keithley 614 electrometer. The  $C$ - $V$  and  $G$ - $V$  measurements were performed at 500 kHz by using HP 4192A LF impedance analyzer (5 Hz–13 MHz). The  $I$ - $V$  and  $C$ - $V$  characteristics of the Al/SnO<sub>2</sub>/p-Si Schottky diode were studied in the temperature range of 80–350 K by using temperature controlled Janes 475 cryostat.

## 3. Results and discussion

### 3.1. Effects of series resistance and interface states on $I$ - $V$ / $T$ characteristics

For a Schottky diode with a uniform thin oxide layer, it is assumed that the relation between the applied forward bias and current of the device is due to thermionic emission current and it can be written as [11]

$$I = I_0 \left[ \exp \left( \frac{qV}{nkT} \right) - 1 \right] \quad (1)$$

where  $n$  is the ideality factor,  $I_0$  is the saturation current and defined by

$$I_0 = AA^*T^2 \exp \left[ -\frac{q\Phi_{B0}}{kT} \right] \quad (2)$$

where the quantities  $A$ ,  $A^*$ ,  $T$ ,  $q$ ,  $k$  and  $\Phi_{B0}$  are the diode area, the effective Richardson constant, temperature in Kelvin, the electronic charge, Boltzmann's constant and the apparent barrier height. The semilog-forward bias  $I$ - $V$  plots of the Al/SnO<sub>2</sub>/p-Si Schottky diodes in the temperature range of 80–350 K are shown in Fig. 1. The  $I_0$  was obtained by extrapolating the linear region of the curve to zero applied voltage and the  $\Phi_{B0}$  values were calculated from Eq. (2). The values of ideality factor  $n$  were obtained from the slope of linear region of  $I$ - $V$  plots. The change in  $n$  and  $\Phi_{B0}$  with temperature is seen in Table 1. As shown in Table 1, the  $\Phi_{B0}$  and  $n$  determined from semilog-forward  $I$ - $V$  plots were found to be a strong function of temperature. The ideality factor  $n$  was found to increase, while the  $\Phi_{B0}$  decrease (Fig. 4) with decreasing temperature ( $n = 7$  and  $\Phi_{B0} = 0.208$  eV at 80 K,  $n = 2.6$  and  $\Phi_{B0} = 0.640$  eV at 350 K). The



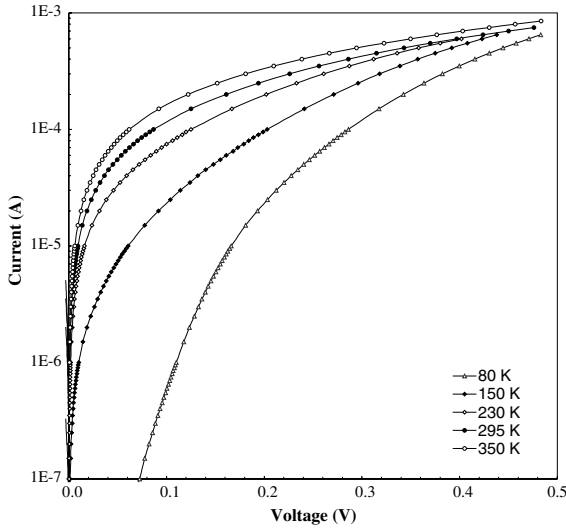


Fig. 1. Forward  $I$ – $V$  characteristics of Al/SnO<sub>2</sub>/p-Si at various temperatures.

values of the diode ideality factor  $n$  as obtained here indicate that the current transport mechanism consists of both the trap-assisted tunneling and the thermionic emission. Nagatomo et al. reported that the variation of the diode ideality factor corresponds to the performance of a SnO<sub>2</sub>/Si heterojunction solar cell [25]. It is worth nothing that the product of  $n$  and temperature seems to remain constant in the temperature range investigated. On the basis of information available in the literature [25], the constant product means that the diode carrier transport should be dominated by trap-assisted tunneling at temperatures well below 300 K. Above 300 K, the thermionic emission of carriers at the heterojunction barrier should dominate the diode carrier transport and cause the diode ideality factor to approach unity. When a metal is evaporated on the semiconductor surface coated with an insulator layer, the metal and semiconductor do not make intimate contact because of interfacial layer. Electron tunneling traps localized in the interfacial layer close to the p-Si surface can cause  $\Phi_{B0}$  to increase. The ideality factor  $n$  is not constant with temperature. Similar results have been reported in the literature [2,5,9,13,14,16]. The high values of the ideality factor at low temperatures are probably due to the po-

tential drop in the interfacial layer, presence of excess current at low temperature region and the recombination current through the interfacial states of the junction [26].

The increase in ideality factor with decreasing temperature is known as  $T_0$  effect [27]. Explanations of the possible origin of such case have been proposed taking into account the interface state density distribution [28,29], quantum mechanical tunneling [29,30] and image force lowering [30].  $n$  was found to be inversely proportional with temperature (as shown in Fig. 2) as

$$n(T) = n_0 + \frac{T_0}{T} \quad (3)$$

where the  $n_0$  and  $T_0$  are constants which were found to be 1.44 and 450 K, respectively.

For the evaluation of the barrier height, one may also make use of the Richardson plot of the saturation current. Eq. (2) can be rewritten as

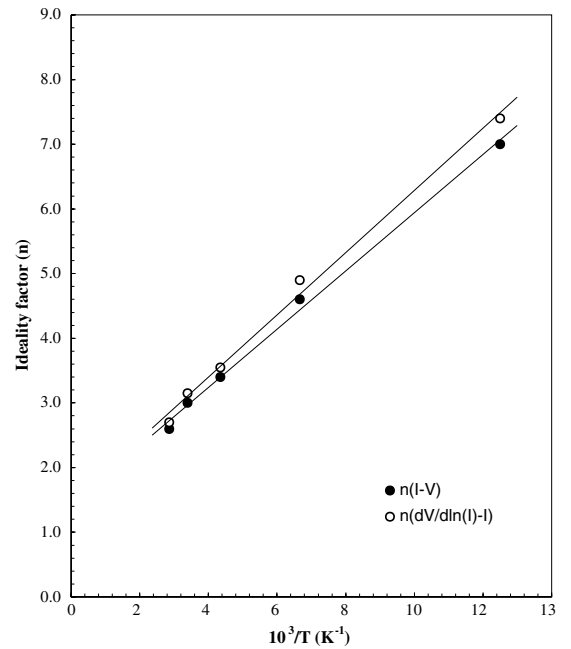


Fig. 2. Plots of  $n$  vs.  $10^3/T$  of Al/SnO<sub>2</sub>/p-Si (MIS) diode obtained from  $I$ – $V$  and  $d(V)/d \ln(I)$ – $I$ .

Table 1

Temperature dependent values of various parameters determined from  $I$ – $V$  characteristics of Al/SnO<sub>2</sub>/p-Si Schottky diode

$T$ (K)	$n(I-V)$	$\Phi_{B0}(I-V)$ (eV)	$\Phi_B(H(I))$ (eV)	$\Phi_{Bf}(I-V)$ (eV)	$N_{ss}(I-V)$ ( $\times 10^{13}$ eV <sup>-1</sup> cm <sup>-2</sup> )	$n(dV/d \ln I)$	$R_s(dV/d \ln I)$ ( $\Omega$ )	$R_s(H(I))$ ( $\Omega$ )
80	7.0	0.208	0.192	0.804	8.29	7.40	460.64	462.95
150	4.6	0.303	0.293	0.792	4.97	4.90	401.64	415.98
230	3.4	0.439	0.415	0.738	3.31	3.55	277.50	290.33
295	3.0	0.558	0.512	0.719	2.76	3.15	160.36	166.89
350	2.6	0.640	0.622	0.681	2.20	2.70	50.19	77.94

$$\ln\left(\frac{I_0}{T^2}\right) = \ln(AA^*) - \frac{q\Phi_{B0}}{kT} \quad (4)$$

The dependence of  $\ln(I_0/T^2)$  vs.  $1000/T$  is found to be non-linear in the temperature range measured; however, the dependence of  $\ln(I_0/T^2)$  vs.  $1000/nT$  gives a straight line (Fig. 3). The non-linearity of the conventional  $\ln(I_0/T^2)$  vs.  $1000/T$  is caused by the temperature dependence of the barrier height and ideality factor. Similar results have also been found by several authors [12,13,31]. This shows that the reverse saturation current  $I_0$  can be described by

$$I_0 = AA^*T^2 \exp(-a\chi^{1/2}\delta) \exp\left(\frac{-q\Phi_{Bf}}{nkT}\right) \quad (5)$$

where  $A$  is the diode area,  $A^*$  is the effective Richardson constant,  $\Phi_{Bf}$  is the flat-band barrier height,  $a = (4\pi/h)(2m^*)^{1/2}$  is a constant that depends on the tunneling effective mass  $m^*$  and Planck's constant  $h$ ,  $\chi$  is the mean tunneling barrier presented by the interfacial layer.  $a\chi^{1/2}\delta$  is the hole tunneling factor. Eq. (5) is valid only for forward biases  $V > 3kT/q$  since the reverse current contribution (due to holes tunneling from the metal into the semiconductor) has been neglected.  $\delta$  is the thickness of the interfacial layer in which holes move through tunnel. The interfacial layer thickness  $\delta$  can be obtained for the MIS diode from high frequency  $C-V$  characteristics using the equation  $C_i = \epsilon_i \epsilon_0 A / \delta$ , where  $C_i$  is the capacitance of the interfacial oxide layer,  $\epsilon_i = 7\epsilon_0$  [32] and  $\epsilon_0$  are the permittivities of the interfacial layer and free space. Thus, the interfacial layer thickness was calculated as 28 Å.

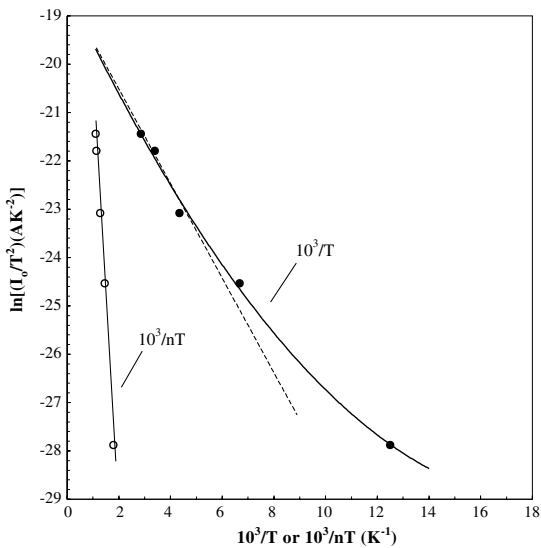


Fig. 3. Richardson plots of  $\ln(I_0/T^2)$  vs.  $10^3/T$  and  $10^3/nT$  for Al/SnO<sub>2</sub>/p-Si Schottky diodes.

The Richardson plot of  $\ln(I_0/T^2)$  versus  $1/nT$  giving a straight line is found as expected from

$$\ln\left(\frac{I_0}{T^2}\right) = \ln(AA^*) - a\chi^{1/2}\delta - \frac{q\Phi_{Bf}}{nkT} \quad (6)$$

The tunneling factor can be obtained as 11.22 from the straight line extrapolated intercept on the  $\ln(I_0/T^2)$  axis (Fig. 3). The mean tunneling barrier height is calculated as 0.580 eV taking the value of  $a = 0.526 \text{ eV}^{-1/2} \text{ \AA}^{-1}$  ( $m^* = 1.51 \times 10^{-12} \text{ eV s}^2 \text{ m}^{-2}$  and  $h = 4.135 \times 10^{-15} \text{ eV s}$ ). The value of  $\chi$  is high and transmission for through the interfacial layer can be due to solely to simple tunneling.

Using the tunneling factor of 11.22 the temperature dependent barrier height  $\Phi_{Bf}$  is obtained from Eq. (5) for each temperature and presented in Table 1.  $\Phi_{Bf}$  is considered to be real fundamental quantity. The flat-band  $\Phi_{Bf}$  is also shown in Fig. 4 as a function of the temperature.  $\Phi_{Bf}$  is always larger than zero-bias barrier height  $\Phi_{B0}$ . However, the flat-band barrier height  $\Phi_{Bf}$  is obtained to increase with decreasing temperature in a manner similar to those reported by the others [31,33, 34]. Furthermore, the temperature dependence of the flat-band barrier height can be described as

$$\Phi_{Bf}(T) = \Phi_{Bf}(T=0) + \alpha T \quad (7)$$

where  $\Phi_{Bf}(T=0)$  is the flat-band barrier height extrapolated to zero temperature and  $\alpha$  is the temperature coefficient of  $\Phi_{Bf}(T)$ . In Fig. 4, the fitting of the  $\Phi_{Bf}(T)$  yields  $\Phi_{Bf}(T=0) = 0.849 \text{ eV}$  and  $\alpha = -4.64 \times 10^{-4} \text{ eV/K}$ . We also found that the barrier height  $\Phi_B(C-V)$  from  $C-V$  characteristics decreases linearly with the temperature (Fig. 4). In Fig. 4, the fitting of the  $\Phi_B(C-V)$

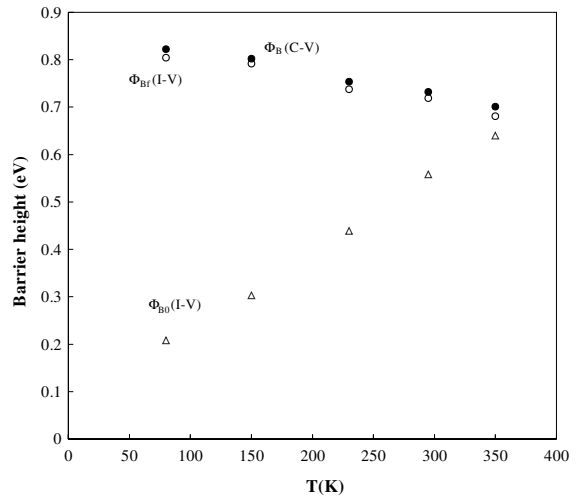


Fig. 4. Zero-bias barrier height  $\Phi_B(I-V)$  (open triangles) and the effective barrier height  $\Phi_{B0}(I-V)$  (open circles) from  $I-V$  data and the  $\Phi_B(C-V)$  (filled circles) from  $C-V$  data as a function of the temperature.

yields  $\Phi_B(C-V, T = 0) = 0.862$  eV and  $\alpha = -4.55 \times 10^{-4}$  eV/K. These values of temperature coefficient of the barrier height were in very close agreement with the temperature coefficient of Si band-gap ( $-4.73 \times 10^{-4}$  eV/K). At low temperatures, there should be minority carrier accumulation near the interface but at the Si side (i.e. electrons for p-type Si substrate). However, the phenomenon of the minority carrier accumulation is gradually forbidden if temperature is higher. So, the height of the Schottky barrier decreases with increasing temperature (Table 1).

Usually, the forward bias  $I-V$  characteristics are linear on a semilogarithmic scale at low forward bias voltages but deviate considerably from linearity due to the effect of series resistance  $R_s$ , the interfacial layer, and the interface states when the applied voltage is sufficiently large. The series resistance is significant in the downward curvature (non-linear region) of the forward bias  $I-V$  characteristics, but the other two parameters are significant in both the linear and non-linear regions of the  $I-V$  characteristics. The lower the interface states density and the series resistance, the greater the range over which the  $I-V$  curve yields at straight line [23]. As the linear range of the forward  $I-V$  plots is reduced, the accuracy of the determination of  $\Phi_{Bf}$  and  $n$  becomes poorer. Here, the ideality factor, the barrier height and the series resistance were evaluated using a method developed by Cheung and Cheung [24] in the high current range where the  $I-V$  characteristic is not linear. The forward bias current–voltage characteristics due to thermionic emission of a Schottky diode with the series resistance can be expressed as [1,23,30,35]

$$I = I_0 \exp \left[ \frac{q(V - IR_s)}{nkT} \right] \quad (8)$$

where  $I_0$  is the saturation current. The term  $IR_s$  is the voltage drop across series resistance of diode. The voltage  $V_d = V - IR_s$  across the diode can be expressed in terms of the total voltage drop  $V$  across the series combination of the diode and the series resistance. The value of  $n$  calculated from the slope of the linear portion of the  $I-V$  characteristics especially includes the effect of the interfacial parameters rather than that of the series resistance [14,21,36]. Now, to determine diode parameters such  $n$ ,  $\Phi_B$  and  $R_s$ , let us obtain the functions of Cheung and Cheung [24]. From Eq. (8), the following functions can be written as

$$\frac{dV}{d(\ln I)} = n \frac{kT}{q} + IR_s \quad (9)$$

$$H(I) = V - n \frac{kT}{q} \ln \left( \frac{I}{AA^*T^2} \right) \quad (10)$$

and  $H(I)$  is given as follows:

$$H(I) = n\Phi_B + IR_s \quad (11)$$

where  $\Phi_B$  is the barrier height obtained from data of downward curvature region in the forward bias  $I-V$  characteristics.

In Fig. 5a and b, experimental  $dV/d(\ln I)$  vs.  $I$  and  $H(I)$  vs.  $I$  plots are presented at different temperatures for Al/SnO<sub>2</sub>/p-Si MIS Schottky diode, respectively. Eq. (9) should give straight line for the data of downward curvature region in the forward bias  $I-V$  characteristics. Thus, a plot of  $dV/d(\ln I)$  versus  $I$  will give  $R_s$  as the slope and  $nkT/q$  as the  $y$ -axis intercept. As a function of temperature, the values of  $n$  and  $R_s$  derived from Fig. 5a and are presented in Table 1. Using the  $n$  value determined from Eq. (9), and the data of downward curvature region in the forward bias  $I-V$  characteristics in Eq. (10) a plot of  $H(I)$  vs.  $I$  will also lead a straight line (as shown in Fig. 5b) with  $y$ -axis intercept equal to  $n\Phi_B$ . The slope of this plot also provides a second determination of  $R_s$ , which can be used to check the consistency of this approach. Thus, for each temperature and by performing different plots (Eqs. (9) and (11)) of the  $I-V$  data,

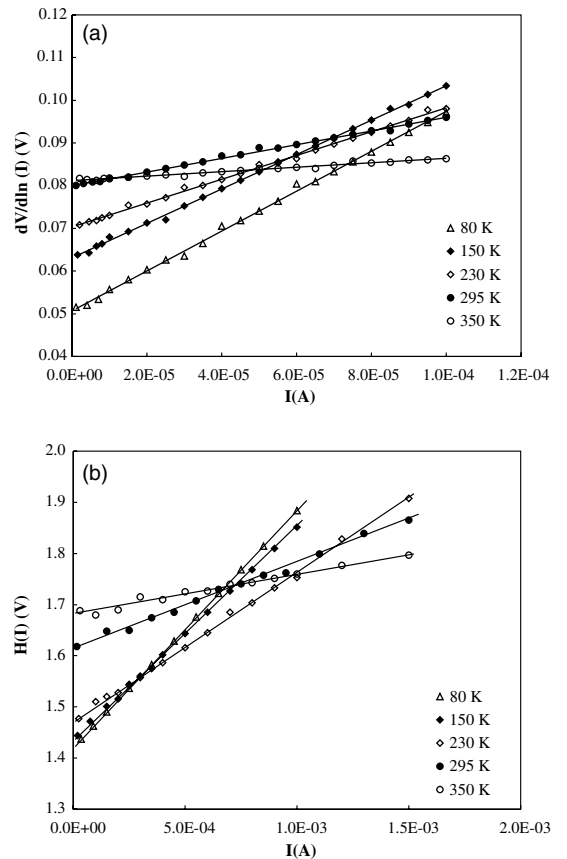


Fig. 5. The characteristics of Al/SnO<sub>2</sub>/p-Si at different temperatures: (a)  $dV/d(\ln I)$  vs.  $I$  and (b)  $H(I)$  vs.  $I$ .

three main diode parameters ( $n$ ,  $\Phi_B$  and  $R_s$ ) are obtained and presented in Table 1. As shown in Table 1, the obtained  $n$  and  $R_s$  values by different techniques are in good agreement with each other and decrease strongly with increasing temperature ( $R_s \cong 460.64 \Omega$  and  $n = 7.40$  at 80 K;  $R_s \cong 50.19 \Omega$  and  $n = 2.70$  at 350 K).

For MIS diode having interface states  $N_{ss}$  in equilibrium with the semiconductor, the ideality factor  $n$  becomes greater than unity, as proposed by Card and Rhoderick [11], and is given by

$$n = 1 + \frac{\delta}{\epsilon_i} \left( \frac{\epsilon_s}{W_D} + qN_{ss} \right) \quad (12)$$

where  $W_D$  is the space charge width,  $\epsilon_s$  and  $\epsilon_i$  are the permittivity of semiconductor and interfacial layer, respectively.  $N_{ss}$  is the density of interface states in equilibrium with the semiconductor. For each temperature, substituting in Eq. (12) the values of  $n$  related to forward bias  $V$  obtained from experimental data of the  $I$ - $V$  in Fig. 1 and the variation of  $W_D$  calculated from  $1/C^2$ - $V$  characteristics (Fig. 6), the values of  $N_{ss}$  as a function of  $V$  were obtained and are given in Table 1. In p-type semiconductors, the energy of the interface states  $E_{ss}$  with respect to the top of the valance band at the surface of the semiconductor is given by

$$E_{ss} - E_v = q(\Phi_e - V) \quad (13)$$

where

$$\Phi_e = \Phi_{Bf} + \left( 1 - \frac{1}{n(V)} \right) (V - IR_s) \quad (14)$$

The energy distribution or density distribution curves of the interface states can be thus obtained from experi-

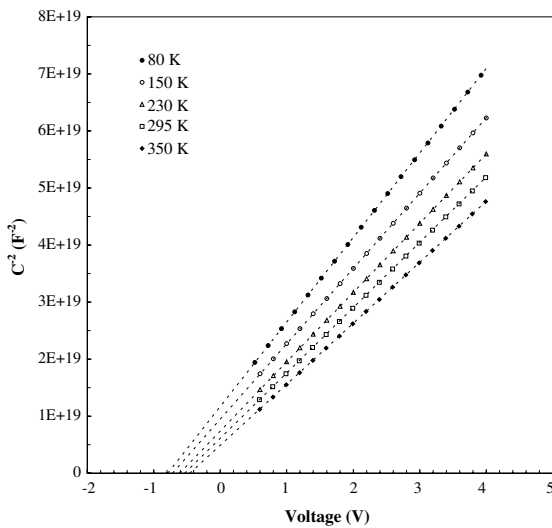


Fig. 6. The  $1/C^2$  vs.  $V$  plot of Al/SnO<sub>2</sub>/p-Si for different temperatures at frequency of 500 kHz.

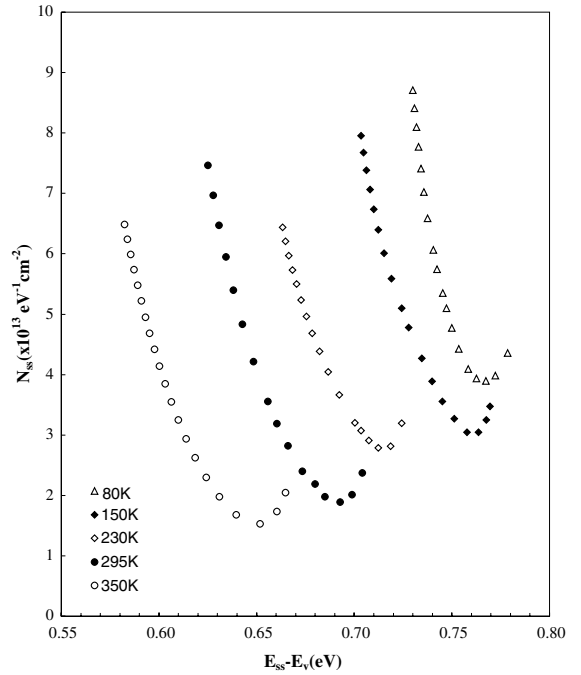


Fig. 7. Density of interface states  $N_{ss}$  as a function of  $E_{ss} - E_v$  deduced from the  $I$ - $V$  data at various temperatures.

mental data of this region of the forward bias  $I$ - $V$  in Fig. 1. Fig. 7 shows the resulting dependence of  $N_{ss}$  converted to a function of  $E_{ss}$  using Eq. (13) at various temperatures. We have observed then that the mean  $N_{ss}$  decreases when the temperature increases ( $N_{ss} = 8.29 \times 10^{13} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-2}$  at 80 K;  $N_{ss} = 2.20 \times 10^{13} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-2}$  at 350 K (Table 1)). This case is a result of molecular restructuring and reordering of the metal–semiconductor (Al/SnO<sub>2</sub>/p-Si) interface under the temperature effect [37]. As can be seen Fig. 7, exponential growth of the interface state density towards the top of the valance band is very apparent. There is a drift effect with temperature. In the range  $0.62 - E_v$  to  $0.70 - E_v$  eV the values of the interface state density are  $7.47 \times 10^{13}$  and  $2.37 \times 10^{13} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ , respectively, at room temperature (295 K). Here,  $E_v$  is the valance band edge. Furthermore, the interface state density distribution curves have a minimum. It was seen to appear shifting towards the valance band in the  $N_{ss}$  curves, which are due to the interfacial layer at different temperature.

### 3.2. Effects of series resistance and interface states on $C$ - $V$ / $T$ characteristics

The capacitance–voltage ( $C$ - $V$ ) measurements were performed at high frequency (500 kHz) by using HP 4192A LF Impedance Analyzer, so that the interface states are unable to respond to the AC signal. The  $C$ - $V$

Table 2  
Temperature dependent values of various parameters determined from  $C-V$  characteristics of Al/SnO<sub>2</sub>/p-Si Schottky diode

$T$ (K)	$N_A$ (cm <sup>-3</sup> )	$E_F$ (eV)	$V_D$ (eV)	$W_D$ (cm)	$\Delta\Phi_B$ (meV)	$\Phi_B(C-V)$ (eV)	$N_{ss}(C-V)$ ( $\times 10^{13}$ eV <sup>-1</sup> m <sup>-2</sup> )
80	$8.19 \times 10^{14}$	0.038	0.795	$1.14 \times 10^{-4}$	13.3	0.822	1.53
150	$9.19 \times 10^{14}$	0.083	0.732	$1.02 \times 10^{-4}$	13.2	0.802	1.22
230	$9.99 \times 10^{14}$	0.138	0.629	$9.05 \times 10^{-5}$	13.0	0.754	1.01
295	$1.06 \times 10^{15}$	0.185	0.558	$8.24 \times 10^{-5}$	12.7	0.732	0.87
350	$1.13 \times 10^{15}$	0.225	0.487	$7.46 \times 10^{-5}$	12.5	0.701	0.73

measurements under reverse bias were performed over the range of 80–350 K. The  $C^{-2}-V$  characteristics illustrated in Fig. 6 are linear for each temperature. From the  $C-V$  measurements, the barrier height  $\Phi_B(C-V)$  were calculated at temperatures 80, 150, 230, 295 and 350 K using the voltage intercept  $V_0$  of the  $C^{-2}-V$  plot from the relation

$$V_0 = \frac{(E_g - \Phi_m + \chi_s)}{q - E_F - V_i} \quad (15)$$

and

$$V_0 = V_D - \frac{kT}{q} \quad (16)$$

where  $E_g$ ,  $E_F$ ,  $\Phi_m$ ,  $V_i$ ,  $\chi_s$  and  $V_D$  are the band gap of Si, the energy difference between the bulk Fermi level and valance band edge, the metal work function, the potential drop on the oxide layer, the electron affinity, and diffusion potential, respectively. The barrier height from the inset to Fig. 6 is

$$\Phi_B(C - V) = V_0 + \frac{kT}{q} + E_F - \Delta\Phi_B \quad (17)$$

where  $\Delta\Phi_B$  is the image force barrier lowering and given by [1]

$$\Delta\Phi_B = \sqrt{\frac{qE_m}{4\pi\epsilon_s\epsilon_0}} \quad (18)$$

where  $E_m = \sqrt{2qN_A V_D / \epsilon_s \epsilon_0}$  is the maximum electric field. The values of carrier doping density  $N_A$  used in the calculations were determined from the slope of  $C^{-2}-V$  plots at different temperatures. The temperature dependent  $E_F$  values were obtained from

$$E_F = \frac{kT}{q} \ln \left( \frac{N_V}{N_A} \right) \quad (19)$$

with

$$N_V = 4.82 \times 10^{15} T^{3/2} \left( \frac{m_h^*}{m_0} \right)^{3/2} \quad (20)$$

where  $N_V$  is the effective density of states in Si valance band,  $m_h^* = 0.16m_0$  the effective mass of holes [38] and  $m_0$  the rest mass of the electron.

In general, at sufficiently high frequencies ( $f \geq 500$  kHz) the interface states do not contribute to the capacitance [15,16,37,39] since they are in equilibrium with the semiconductor. The relationship of the theoretical carrier doping density  $N'_A = 1.73 \times 10^{15}$  cm<sup>-3</sup> and the experimental the theoretical carrier doping density  $N_A$  is known  $c_2 \cong N'_A/N_A$  [17]. The density of interface states  $N_{ss}$  were calculated at different temperatures by using

$$c_2 = \frac{1}{1 + \beta} \quad (21)$$

where  $\beta = q\delta N_{ss}/\epsilon_i$  [35,40]. The mean density of interface states  $N_{ss}$  were calculated at different temperatures from Eq. (21), by taking the  $\delta$  value as 28 Å. The obtained values of  $N_A$ ,  $E_F$ ,  $V_D$ ,  $W_D$ ,  $\Delta\Phi_B$ ,  $\Phi_B(C-V)$  and  $N_{ss}$  at different temperatures are presented in Table 2. As shown in Table 2, the obtained  $\Phi_B(C-V)$  and  $N_{ss}(C-V)$  values decrease with increasing temperature and they are in a close agreement with  $\Phi_{Bf}(I-V)$  and  $N_{ss}(I-V)$  calculated from  $I-V$  characteristics (Table 1).

#### 4. Conclusions

The studied Al/SnO<sub>2</sub>/p-Si Schottky diode is an MIS structure with interface states in thermal equilibrium with the semiconductor. The current conduction mechanism across Al/SnO<sub>2</sub>/p-Si Schottky diode was carried out using  $I-V$  and  $C-V$  measurements in the temperature range of 80–350 K. The non-ideal forward bias  $I-V$  behavior observed in the Al/SnO<sub>2</sub>/p-Si Schottky diode was attributed to a change in the metal–semiconductor barrier height due to the interfacial layer, interface states and the series resistance.

We have reported a modification, by the inclusion both of  $n$  and  $\alpha\chi^{1/2}\delta$  in the expression of  $I_0$  to explain the experimental  $I-V$  characteristics of Al/SnO<sub>2</sub>/p-Si Schottky diode. The validity of including  $n$  and  $\alpha\chi^{1/2}\delta$  in the expression of  $I_0$  are demonstrated by comparing the corrected values of the barrier height  $\Phi_{Bf}$  with the values obtained from the  $C-V$  measurements and by checking the temperature dependence of barrier height against that of energy band-gap  $E_g$ . The flat-band barrier height  $\Phi_{Bf}$  obtained from  $I-V$  data using this modification

agrees with that obtained from  $C-V$  data, confirming the validity of the present approach.

The values of the ideality factor  $n$  controlled by the interface state density were found to be strongly temperature dependent and increased with the decreasing of temperature. Hence, the values of the ideality factor  $n$  indicated that the current transport mechanism consists of both the trap-assisted tunneling and the thermionic emission. It is shown that the series resistance values decreased as the temperature is increased. This case proves the validity and applicability of Cheung's method to calculate  $R_s$  and the other parameters of Schottky diodes. Such behaviors of  $n$  and  $R_s$  have been attributed to distribution of interface states, inhomogeneity interfacial layer and surface preparation.

Interface state density  $N_{ss}$  obtained from the  $I-V$  and  $C-V$  measurements at different temperatures agrees with each other and decreased with increasing temperature. At the same time, the density of interface states distribution profile as a function of  $E_{ss} - E_v$  (from the  $I-V$  at various temperature) decreased with increasing temperature. The improvement obtained by the temperature effect is probably due to the thermal restructuring and reordering of the interface.

In summary, it is clear that ignoring the interfacial layer, series resistance and interface states can lead to significant errors in the forward bias  $I-V$  and  $C-V$  characteristics. The saturation current is high and the interface state density is large in our sample (Al/SnO<sub>2</sub>/p-Si). Hence, it is of technological importance to study the interface state density distribution, especially for the SnO<sub>2</sub>/Si solar cells and SnO<sub>2</sub>-based gas sensors.

### Acknowledgements

This work is supported by Turkish Atomic Energy Authority's State Planning Organization Supported Project "Utilization of Nuclear Techniques in Superconductors (DPT98K 120370) and also by Gazi University Scientific Research Project (BAB), FEF-Research Project FEF 05/2003-54.

### References

- [1] Sze SM. Physics of semiconductor devices. 2nd ed. New York: Wiley; 1981.
- [2] Ghosh AK, Feng T, Haberman JI, Maruska HP. J Appl Phys 1984;55:2990.
- [3] Ghosh AK, Fishman C, Feng T. J Appl Phys 1978;49:3490.
- [4] Ng KK, Card HC. J Appl Phys 1980;51:2153.
- [5] Hackam R, Harrop P. IEEE Trans Electron Dev 1972;19:1231.
- [6] Nielsen OM. IEE Proc 1980;127:301.
- [7] Nielsen OM. J Appl Phys 1983;54:5880.
- [8] Cova P, Singh A, Masut RA. J Appl Phys 1997;82:5217.
- [9] Varma S, Rao KV, Kar S. J Appl Phys 1984;56:2812.
- [10] Depas M, Van Meirhaeghe RL, Lafiere WH, Cardon F. Solid-State Electron 1994;37:443.
- [11] Card HC, Rhoderick EH. J Phys 1971;D4:1589.
- [12] Singh A, Reinhardt KC, Anderson WA. J Appl Phys 1990;68:3475.
- [13] Ashok S, Borrego JM, Gutmann RJ. Solid-State Electron 1979;22:621.
- [14] Kar S, Panchal KM, Bhattacharya S, Varma S. IEEE Trans Electron Dev 1982;29:1839.
- [15] Türüt A, Yalçın N, Sağlam M. Solid-State Electron 1992;35:835.
- [16] Özdemir S, Altındal Ş. Solar Energy Mater Solar Cells 1994;32:115.
- [17] Chattopadhyay P, Daw AN. Solid-State Electron 1986;29:555.
- [18] Quennoh Z. Phys Status Solidi A 1997;160:127.
- [19] Werner JH. Appl Phys A 1988;47:291.
- [20] Chattopadhyay P. Solid-State Electron 1994;37:1759.
- [21] Cova P, Singh A. Solid-State Electron 1990;33:11.
- [22] Missous M, Rhoderick EH. J Appl Phys 1991;69:7142.
- [23] Türüt A, Sağlam M, Efeoglu H, Yalçın N, Yildirim M, Abay B. Physica B 1995;205:41.
- [24] Cheung SK, Cheung NW. Appl Phys Lett 1986;49:85.
- [25] Nagatomo T, Ando M, Omoto O. Jpn J Appl Phys 1979;18:1103.
- [26] Quan DT, Hbib H. Solid-State Electron 1993;36:339.
- [27] Padovani FA, Summer G. Appl Phys A 1965;36:3744.
- [28] Tung RT. Phys Rev B 1992;45:13509.
- [29] Crowell CR. Solid-State Electron 1977;20:171.
- [30] Rhoderick EH, Williams RH. Metal-semiconductor contacts. Oxford: Clarendon; 1988.
- [31] Gümüş A, Türüt A, Yalçın N. J Appl Phys 2002;91:245.
- [32] Manificier JC, Mucia MDe, Fillard JP. Thin Solid Films 1977;41:127.
- [33] Zhu S et al. Solid-State Electron 2000;44:1807.
- [34] Werner JH, Güttler HH. J Appl Phys 1993;73:1315.
- [35] Singh A. Solid-State Electron 1985;28:223.
- [36] Maeda K, Kitahara E. Appl Surf Sci 1998;130:925.
- [37] Akkal B, Benamara Z, Boudissa A, Bouiadjra NB, Amrani M, Bideux L, Gruzza B. Mater Sci Eng 1998;B55:162.
- [38] Hanselaer PL, Lafiere WH, Van Meirhaeghe RL, Cardon F. J Appl Phys 1984;56:2309.
- [39] Fonash SFJ. J Appl Phys 1983;54:1966.
- [40] Akkal B, Benamara Z, Gruzza B, Bideux L. Vacuum 2000;57:219.