

# Mesure et analyse de la hauteur de barrière des contacts Schottky Mo sur SiC-4H

Teng ZHANG, Christophe Raynaud, Dominique Planson

UDL, INSA Lyon, Université Claude Bernard Lyon 1, Ecole Centrale de Lyon, CNRS, Ampère, F-69621, Villeurbanne, France

**RESUME** – Les caractéristiques courant-tension (I-V) et capacité-tension (C-V) de diodes Schottky Mo/SiC-4H ont été mesurées et analysées en fonction de la température entre 80 K et 400 K. Les caractéristiques I-V s'écartent notablement des caractéristiques idéales prévues par le modèle d'émission thermoionique, à cause de l'inhomogénéité de ce contact Schottky. D'autres modèles ont donc été proposés dans la littérature. Après une brève revue des différents modèles existants, les paramètres principaux (facteur d'idéalité, hauteur de barrière, constante de Richardson effective) de ces diodes, ont été extraits dans le cadre d'un modèle de distribution gaussienne de la hauteur de barrière, dont la moyenne et l'écart-type dépendent linéairement de la tension et de la température, ainsi que dans le cadre du modèle des fluctuations de potentiel. Les résultats sont comparés aux valeurs extraites par C-V et aux valeurs de la littérature. Un lien est établi entre ces deux modèles.

Des diodes de caractéristiques I-V différentes, présentant une simple barrière ou double barrière, ont été analysées par DLTS pour identifier les défauts profonds présents. Aucune différence notable n'a été trouvée.

**Mots-clés**—Schottky – SiC – I-V – C-V – thermo-ionique – hauteur de barrière – DLTS.

## 1. INTRODUCTION

Depuis de nombreuses années, il a été observé que les caractéristiques courant-tension (I-V) des diodes Schottky sur SiC ne sont souvent pas correctement modélisées par un simple modèle d'injection thermo-ionique des électrons par-dessus une hauteur de barrière [1, 2]. Ce phénomène est également observé dans des Schottky sur semi-conducteur inorganique [3]. Ce modèle donne le courant en direct  $I$  à travers la diode par la formule :

$$I = AA^*T^2 e^{\frac{-q\Phi_B}{kT}} \left[ e^{\frac{q(V-IR_s)}{kT}} - 1 \right] \quad (1)$$

où  $V$  est la tension aux bornes de la diode Schottky,  $R_s$  est sa résistance série (incluant résistance de l'épithaxie, du substrat et du contact ohmique face arrière),  $A$  la surface du contact Schottky,  $A^*$  la constante de Richardson,  $T$  la température,  $\Phi_B$  la hauteur de barrière du contact Schottky, supposée constante,  $q$  la charge élémentaire,  $k$  la constante de Boltzmann. Le terme précédent les crochets est appelé courant de saturation  $I_s$ .

Dans le régime où  $R_s$  est négligeable et pour  $V > 3kT/q$ , la relation se simplifie en

$$I = I_s e^{\frac{qV}{kT}} \quad (2)$$

Le tracé de  $\ln(I)$  vs.  $V$  devrait donc donner une droite dont la pente est  $q/kT$  et l'ordonnée à l'origine permet de calculer  $I_s$ .

En réalité, la pente est rarement égale à  $q/kT$  et par conséquent des modèles plus complexes, allant des modèles à double hauteur de barrière jusqu'à une distribution gaussienne des hauteurs de barrière ainsi que des modèles dans lesquels  $\Phi_B$  dépend de  $V$  et/ou de  $T$ , ont été publiés [4-6]. Le modèle gaussien explique plutôt bien les mesures effectuées sur les diodes Schottky réalisées par dépôt de Mo sur du SiC-4H.

Nous présentons une analyse de ces différents modèles et les appliquons à l'étude de contacts Schottky en Molybdène sur des épithaxies de SiC-4H de type n. Les caractéristiques I-V et C-V seront mesurées entre 80 et 400 K puis les résultats seront analysés pour extraire notamment les hauteurs de barrière et coefficient d'idéalité.

## 2. MODELES ANALYTIQUES

### 2.1. Le facteur d'idéalité et la hauteur de barrière à 0 V

En considérant que la hauteur de barrière Schottky (HBS) varie linéairement avec la tension, selon  $\Phi_B = \Phi_{B0} + \gamma V$ , où  $\Phi_{B0}$  est la hauteur de barrière à 0 V et  $\gamma (= \partial\Phi_B/\partial V)$  est positive, Eq. 1 devient :

$$I = I_s e^{\frac{q(V-IR_s)}{nkT}} \left[ 1 - e^{\frac{-q(V-IR_s)}{kT}} \right] \quad (3)$$

avec le courant de saturation  $I_s$  donné par

$$I_s = AA^*T^2 e^{\frac{-q\Phi_{B0}}{kT}} \quad (4)$$

en posant  $n = 1/(1-\gamma)$  le facteur d'idéalité de la diode [7].

Les équations 3 et 4, si la résistance série est assez petite pour être négligée, indiquent que la relation entre  $\log(I)$  et  $V$  doit être linéaire. Par conséquent, le facteur d'idéalité et la

hauteur de barrière à 0 V peuvent être déterminés à partir du tracé de I-V.

Hackam et Harrop [8] ont proposé pour tenir compte de l'effet d'une fine couche interfaciale ainsi que de l'effet de force image et de la présence de charges en surface sur la hauteur de barrière, effets qui se manifestent aussi à 0 V et qui se traduisent par des valeurs de  $n \neq 1$ , d'intégrer également le coefficient d'idéalité dans le courant de saturation. Eq. 4 est modifiée de la façon suivante :

$$I_s = AA^* T^2 e^{\frac{-q\Phi_{B0}}{nkT}} \quad (5)$$

## 2.2. Effet $T_0$

Pour fitter précisément les caractéristiques expérimentales I-V en direct des diodes Schottky, pour lesquelles une variation de  $n$  avec la température est observée, Padovani et Sumner [9] ont suggéré de remplacer  $T$  par  $T + T_0$  dans le modèle d'émission thermo-ionique, donc Eq. 1 devient (en négligeant  $R_s$ ) :

$$I = AA^* T^2 e^{\frac{-q\Phi_{B0}}{k(T+T_0)}} \left[ e^{\frac{qV}{k(T+T_0)}} - 1 \right] \quad (6)$$

où  $T_0$  ne dépend ni de la température ni de la tension sur une large gamme de température. Par conséquent, cette relation revient à introduire un facteur d'idéalité dans les deux termes exponentiels :

$$n = 1 + \frac{T_0}{T} \quad (7)$$

## 2.3. Distribution gaussienne des hauteurs de barrière

Pour expliquer la différence entre les HBS mesurées par I-V et C-V sur l'étendue des températures de mesure, Y. P. Song et al. [4] ont supposé que la hauteur de barrière est normalement distribuée avec une densité de probabilité

$$P(\Phi_B) = \frac{1}{\sigma_s \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{\bar{\Phi}_B - \Phi_B}{2\sigma_s^2}} \quad (8)$$

où  $\bar{\Phi}_B$  est la valeur moyenne de la HBS et  $\sigma_s$  est son écart-type.

Dans ce cas, la HSB peut s'exprimer comme :

$$\Phi_B = \bar{\Phi}_B - \frac{\sigma_s^2}{2kT/q} \quad (9)$$

La HBS à 0 V  $\Phi_{B0}$  peut être calculée à chaque température, à partir de Eq. 4 si on connaît la valeur de  $A^*$ . Il est possible d'extraire  $\bar{\Phi}_{B0}$  et  $\sigma_s$  en traçant  $\Phi_{B0}$  vs.  $q/2kT$ .

## 2.4. Modèle des fluctuations de potentiel

Ce modèle a été développé par Werner et Guttler [5] pour expliquer la dépendance en température du facteur d'idéalité. La hauteur de barrière est supposée distribuée normalement, mais la moyenne et l'écart-type sont supposés varier linéairement avec la tension comme

$$\bar{\Phi}_B = \bar{\Phi}_{B0} + \rho_2 V \text{ et } \sigma_s^2 = \sigma_{s0}^2 + \rho_3 V$$

de façon à expliquer la dépendance en température du facteur d'idéalité. On peut alors montrer que le facteur d'idéalité peut s'exprimer sous la forme :

$$\frac{1}{n} - 1 = -\rho_2 + \frac{q\rho_3}{2kT} \quad (10)$$

En traçant  $n^{-1} - 1$  vs.  $q/2kT$ , les valeurs de  $\rho_2$  et  $\rho_3$  sont obtenues à partir de la pente et de l'ordonnée à l'origine.

## 2.5. Hauteur de barrière en bandes plates

La hauteur de barrière dépend de la tension électrique, i.e. en fait du champ électrique, L. F. Wagner et al. [6] ont proposé de définir la hauteur de barrière en bandes plates (sous champ nul)  $\Phi_{BF}$ , qui serait une grandeur plus fondamentale car indépendante de la tension appliquée et qui est donnée par :

$$\Phi_{BF} = n\Phi_{B0} - (n-1) \frac{kT}{q} \ln \frac{N_C}{N_D} \quad (11)$$

## 2.6. Tracé de Richardson et sa modification

Pour déterminer la constante de Richardson  $A^*$ , le tracé de Richardson, fondé sur Eq. 1 et Eq. 2,  $\ln(I_s/T^2)$  vs.  $1/T$  devrait être linéaire avec une pente liée à la hauteur de barrière et une ordonnée à l'origine liée à  $A^*$ .

A partir des équations 5, 9 et 11, la hauteur de barrière se détermine à partir des tracés dits de Richardson modifié (RM), dont il existe plusieurs variantes.

Les tracés de  $\ln(I_s/T^2)$  vs.  $1/nT$  (Eq.5, [8]),  $\ln(I_s/T^2) - q^2\sigma_s^2/2K^2T^2$  vs.  $q/kT$  (modèle gaussien, [10]) ou de  $\ln(I_s/T^2) + (1-1/n)\ln(N_C/N_D)$  vs.  $1/nT$  ([11]) permettent de déterminer la hauteur de barrière à 0 V ou en bandes plates.

## 2.7. Caractéristique C-V

Dans le cas d'une diode Schottky de type n avec un dopage net uniforme  $N_D - N_A$ , la capacité est liée à la largeur de la zone de charge d'espace  $W$ ,

$$C = \frac{\epsilon_{sc} A}{W} \quad (12)$$

et  $W$  est lié au dopage par

$$W = \sqrt{\frac{2\epsilon_{sc}}{q(N_D - N_A)}} (V_i - V_r) \quad (13)$$

où  $\epsilon_{sc}$  est la permittivité diélectrique du semiconducteur et  $V_r$  la polarisation inverse.

Si le dopage est uniforme, le tracé de  $1/C^2 = f(V_r)$  doit être une droite, dont l'intersection  $V_i$  avec l'axe des abscisses donne la hauteur de barrière  $\Phi_B^{C-V}$  [12]

$$\Phi_B^{C-V} = V_i + \frac{kT}{q} (E_c - E_f) \quad (14)$$

## 3. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Deux diodes Schottky Mo/SiC-4H type n ont été caractérisées et notées (a) et (b). L'anode en molybdène est de forme carrée, de surface 2,48 mm<sup>2</sup>. Les mesures I-V en régime direct ont été effectuées par la méthode 4 pointes (méthode Kelvin) avec un Keithley K2410 entre 80 K et 400 K par pas de 20 K dans un cryostat et sous obscurité. Les mesures C-V, entre 0 et -5 V, ont été réalisées dans les mêmes conditions, à 100 kHz avec un analyseur d'impédance Keysight E4990A. L'analyse des défauts électriquement actifs a ensuite été menée avec un banc FT-1230 HERA DLTS (High Energy Resolution

Analysis Deep Level Transient Spectroscopy) de PhysTech entre 20 K et 550 K. La tension de repos en régime inverse est  $V_R = -10$  V et la tension du pulse de remplissage est  $V_p = -0,1$  V pendant une durée de  $t_p = 100$   $\mu$ s pour tous les tests DLTS. Selon la gamme de température, la technique DLTS utilisée est soit une DLTS en mode courant (mesure des transitoires de courant) à basse température (20 – 170 K), soit une DLTS en mode capacitif à plus haute température (170 – 550 K) de façon à avoir précision optimale. Afin d'éviter un effet de recuit sous l'effet de la rampe de température, un rapide scan DLTS préalable a été effectué sur les deux diodes (de 300 à 550, puis retour à 300 K, pendant 3 h au total).

#### 4. RESULTATS ET DISCUSSION

##### 4.1. Caractéristique I-V en direct

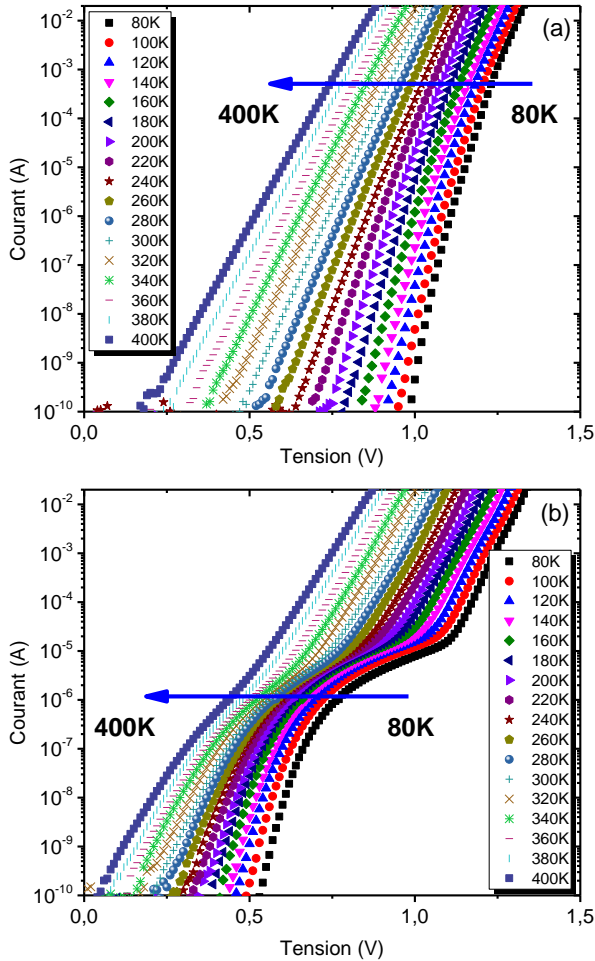


Fig. 1. Caractéristiques courant – tension mesurées en direct sur diodes (a) et (b) Mo/SiC-4H de surface 2,48 mm<sup>2</sup> entre 80 K et 400 K par pas de 20 K.

Fig. 1, les caractéristiques log(I) - V de la diode (a) sont quasiment linéaires sur toute la gamme de température. Au contraire, pour la diode (b), les courbes I-V montrent clairement un phénomène de multi-barrière, surtout à basse température. En effet, sous fort courant (>10  $\mu$ A) même à 80 K, log(I) - V est linéaire comme pour la diode (a). Alors que sous faible tension, le courant est anormalement fort comparé à la diode (a), bien que sa variation log(I) vs. V soit linéaire aussi jusqu'à environ 100 nA. Un tel comportement de multi-barrière a été observé par Gelczuck et al. [13] qui attribuent ces deux parties de la courbe I-V à une inhomogénéité de la hauteur de barrière, une faible HBS *L-SBH* et une plus forte HBS *H-SBH*. Dans ce cas, la caractéristique log(I) - V peut être divisée en deux régions linéaires, chacune donnant un coefficient

d'idéalité et un courant de saturation extraits à partir des équations (3) et (4).

##### 4.2. Caractéristique C-V

La Fig. 2 montre la hauteur de barrière et le dopage ainsi extraits du C-V en fonction de la température.  $\Phi_B^{C-V}$  présente un maximum vers 200 K. Le dopage augmente très légèrement avec la température, sauf pour la diode (b) à 80 K. Ceci pourrait être dû aux erreurs expérimentales

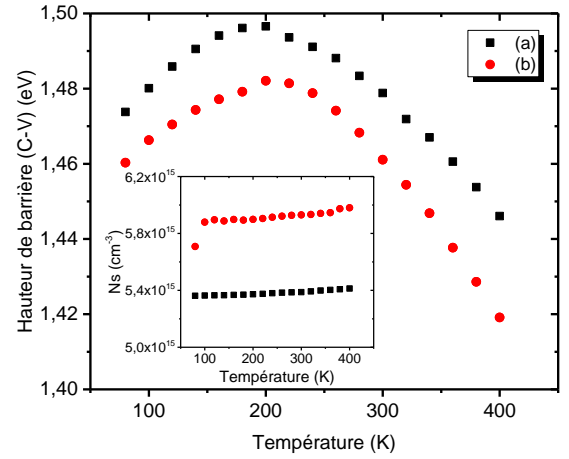


Fig. 2 HBS  $\Phi_B^{C-V}$  calculée basée sur la caractérisation C-V. L'insert montre la concentration de dopage extraite.

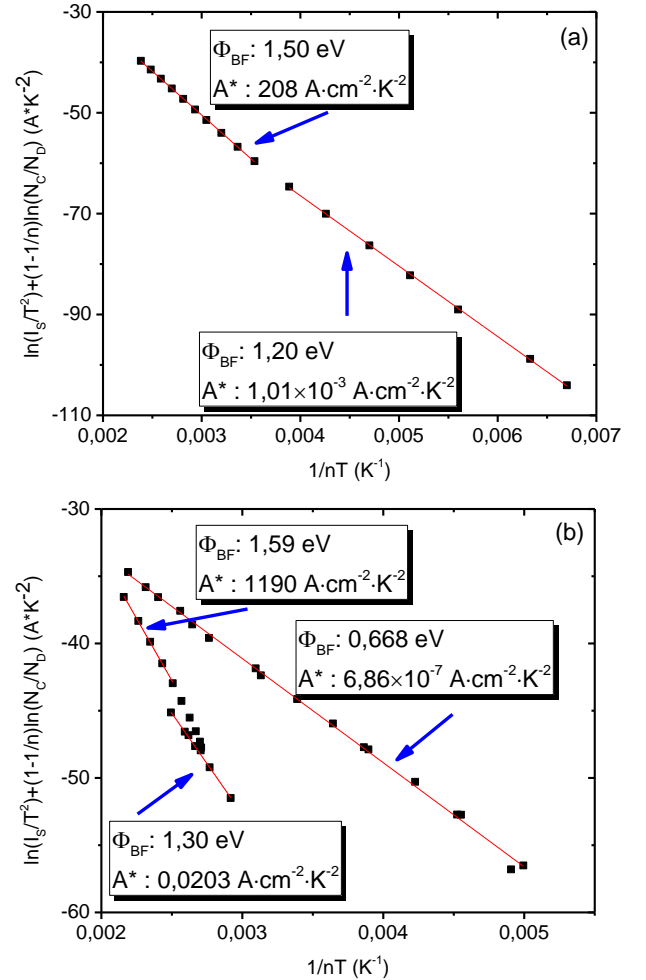


Fig. 3 Tracé de Richardson modifié pour l'extraction de la hauteur de barrière en bandes plates sur diodes (a) et (b).  $n$  et  $I_s$  ont été calculés dans les différentes zones linéaires des courbes I-V, et  $N_D$  est extrait des C-V.

#### 4.3. Hauteur de barrière en bandes plates et tracé de Richardson modifié

Le tracé modifié de Richardson basé sur la hauteur de la barrière en bande plate est adopté puisqu'il est possible d'extraire tous les paramètres utilisés avec les courbes I-V ( $n$ ,  $I_s$ ) et C-V ( $N_D$ ).

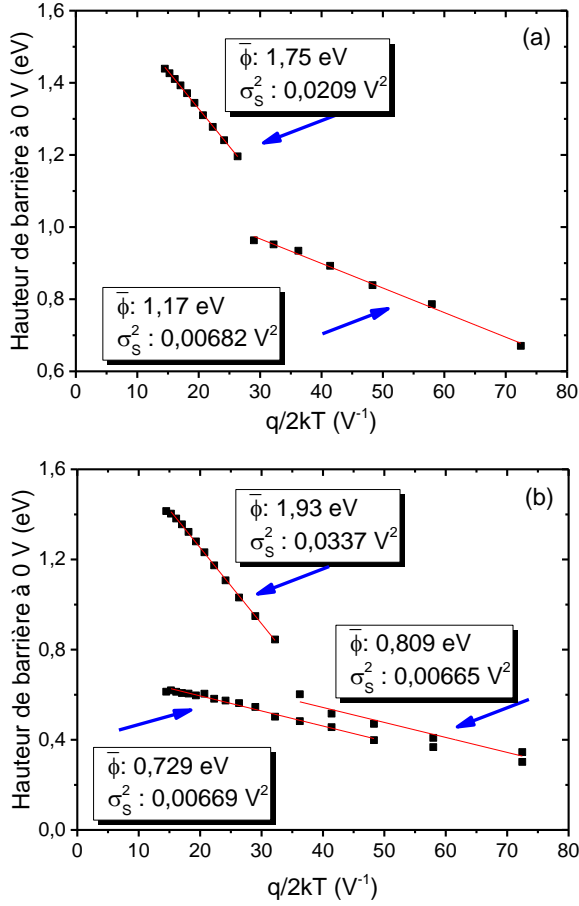


Fig. 4 Hauteurs de barrière à 0V en fonction de la température pour l'extraction des paramètres de la distribution gaussienne sur diodes (a) et (b).

Bien que les courbes I-V apparaissent linéaires sur toute la gamme de température pour la diode (a), le tracé de RM (Fig. 3a) montre deux régions distinctes : entre 80 et 200 K,  $\Phi_{BF} = 1,20 \text{ eV}$  et entre 220 et 400 K  $\Phi_{BF} = 1,50 \text{ eV}$ . La diode (b) (Fig. 3b) présente des hauteurs de barrière similaires (1,30 eV entre 80 et 160 K, et 1,59 eV entre 300 et 400 K). Mais elle présente en plus, une plus faible hauteur de barrière  $\Phi_{BF} = 0,67 \text{ eV}$ , sur l'étendue complète de température (80 – 400 K). Cette hauteur de barrière plus faible est responsable de l'excès de courant à basse température sur (b).  $A^*$  a aussi été calculé dans chaque zone linéaire du tracé de RM en utilisant la surface  $A$  de la diode, et la valeur obtenue est utilisée pour les calculs ultérieurs. Une autre solution consisterait à utiliser une valeur  $A^*$  constante (la valeur extraite haute, 1,50 eV), et à calculer un rapport entre les surfaces des régions de haute et basse HBS. Les valeurs de  $A^*$  étant sensiblement différentes de plusieurs ordres de grandeurs dans les différentes régions, le rapport de surface est très petit. Même pour un rapport de  $5,7 \times 10^{-10}$  (surface de la faible HBS sur la surface totale de la diode), son influence sur la caractéristique I-V ne peut pas être négligée.

Pour la zone de transition entre 180 K et 280 K sur la diode (b), qui peut résulter de la coexistence de deux barrières

différentes, la valeur de  $A^*$  utilisée est celle obtenue à haute température.

#### 4.4. Distribution gaussienne des hauteurs de barrière

Les courbes obtenues basées sur le modèle gaussien sont linéaires (Fig. 4). La valeur moyenne de la distribution gaussienne apparaît donc comme la limite à très haute température de la hauteur de barrière. Pour les mesures à haute température,  $\bar{\Phi}_{B0} \sim 1,8 \text{ eV}$  pour les deux diodes ; à basse température  $\bar{\Phi}_{B0} \sim 1,17 \text{ eV}$  pour (a) et  $\sim 0,75 \text{ eV}$  pour (b). Les deux diodes présentent une barrière haute similaire qui domine à haute température, c'est cette barrière-ci qui est obtenue par C-V. En effet, la hauteur de barrière obtenue par C-V est toujours celle qui correspond à la région de plus grande surface de contact [4]. A basse température, les deux diodes ont des comportements différents, les hauteurs de barrière sont différentes, mais leurs variations en température (i.e. leur écart-type  $\sigma_s$ ) dans chaque région sont similaires. Une différence plus marquée pour la zone de transition entre les basses et hautes HBS pourrait être due à la valeur de  $A^*$  prise dans la zone des hautes températures.

L'inconvénient de ce modèle est qu'il nécessite pour caractériser la distribution de la hauteur de barrière, de connaître la valeur de  $A^*$ , soit en utilisant une valeur de la littérature, ce qu'ont fait Reddy et al. [10] soit en utilisant la valeur extraite d'un tracé de RM (cf. &4.3).

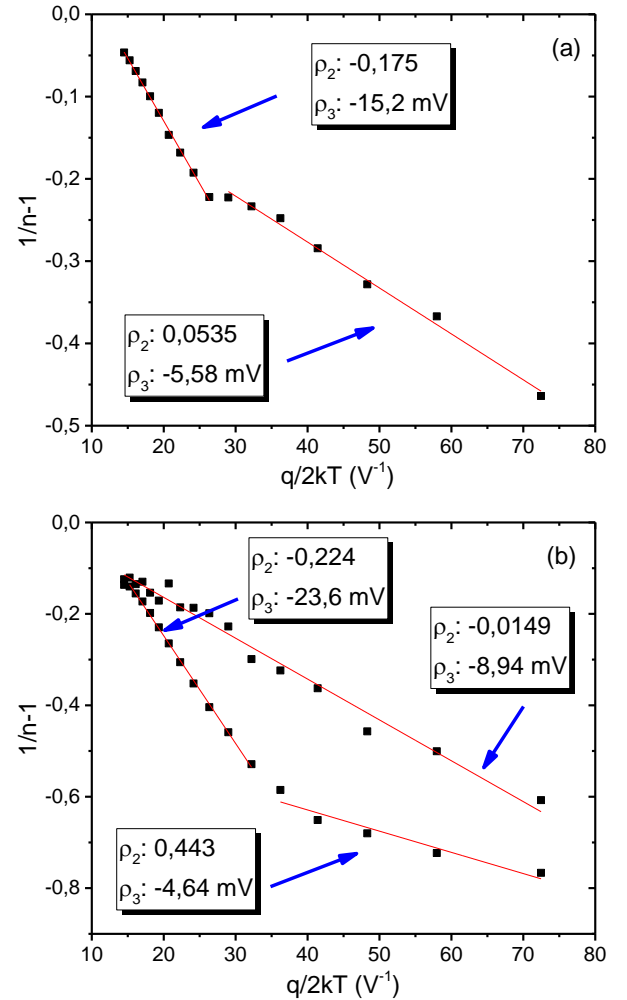


Fig. 5 : Tracé de  $1/n-1$  en fonction de  $q/2kT$  sur les diodes (a) et (b).

#### 4.5. Modèle des fluctuations de potentiel

Fig. 5 montre le tracé expérimental de  $n^{-1}-1$  vs.  $q/2kT$ . Les valeurs de  $\rho_2$  et  $\rho_3$  sont obtenues à partir de la pente et de l'ordonnée à l'origine. Comme le facteur d'idéalité  $n$  peut être directement obtenu des courbes I-V, ce modèle n'est pas tributaire de l'erreur provenant de la valeur de  $A^*$ , contrairement au modèle gaussien.

De la même façon que pour le modèle gaussien, des zones linéaires peuvent être identifiées et les coefficients  $\rho_2$  et  $\rho_3$  déterminés dans chaque zone. Pour la HBS, les coefficients  $\rho_3$  sont similaires pour les deux diodes ( $\sim -5$  mV).

#### 4.6. Mesures DLTS

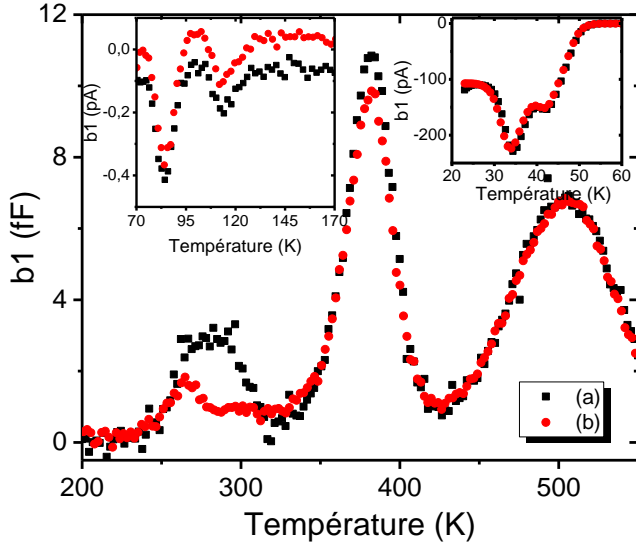


Fig. 6 Signal DLTS (correlation b1) avec une période de 204,8 ms sur les diodes (a) et (b) entre 200 K et 550 K. Les inserts sont les spectres de DLTS en courant (i-DLTS) entre 20 K et 60 K (en haut à droite) et de 70 K à 170 K (en haut à gauche). La tension de repos en inverse  $V_R = -10$  V et la tension du pulse  $V_p = -0,1$  V. La durée du pulse  $t_p = 100$  us pour toutes les mesures.

La Fig. 6 montre les spectres DLTS des diodes obtenus après leurs caractérisations I-V et C-V entre 20 et 550 K. Les spectres i-DLTS sont dominés par deux pics négatifs entre 70 et 170 K, et deux autres pics en dessous de 60 K. Ces défauts ont été analysés par un tracé d'Arrhénius et leurs caractéristiques sont rassemblées dans le Tableau 1. Les caractéristiques des autres défauts qui apparaissent sur les spectres de DLTS capacitive sont données dans le Tableau 2.

Tableau 1. Caractéristiques (énergie d'activation  $E_c-E_t$ , section efficace de capture  $\sigma$  et concentration  $N_T$ ) obtenues par un tracé d'Arrhénius des défauts détectés par i-DLTS (20 K – 170 K). Les défauts sont repérés par la position du pic DLTS de la Fig. 6.

diode (a)				
T (K)	35	42	83	115
$E_c-E_t$ (eV)	0,084	0,087	0,154	0,229
$\sigma$ (cm <sup>2</sup> )	1,15E-11	1,09E-13	1,56E-15	8,88E-15
$N_T$ (cm <sup>-3</sup> )	8,16E13	5,26E13	5,33E12	1,42E11
diode (b)				
T (K)	34	43	84	112
$E_c-E_t$ (eV)	0,075	0,083	0,152	0,245
$\sigma$ (cm <sup>2</sup> )	1,14E-12	4,90E-14	1,19E-15	3,67E-14
$N_T$ (cm <sup>-3</sup> )	8,13E13	5,24E13	4,86E12	3,58E12

Comme on peut le voir sur la Fig. 6, les résultats DLTS sont plutôt similaires entre les deux diodes, à l'exception du pic vers 280 K. Considérant les incertitudes inhérentes à l'analyse d'Arrhénius, les énergies extraites pour ce pic sont très proches les unes des autres, ce qui signifie que les défauts observés sont communs aux deux diodes Mo.

Tableau 2. Caractéristiques (énergie d'activation  $E_c-E_t$ , section efficace de capture  $\sigma$  et concentration  $N_T$ ) obtenues par un tracé d'Arrhénius des défauts détectés par c-DLTS (200 K – 550 K). Les défauts sont repérés par la position du pic DLTS de la Fig. 6.

diode (a)				
T (K)	280	380	510	
$E_c-E_t$ (eV)	0,574	0,626	0,839	0,863
$\sigma$ (cm <sup>2</sup> )	1,49E-15	1,84E-15	2,11E-15	1,49E-18
$N_T$ (cm <sup>-3</sup> )	8,16E11	8,25E11	3,45E12	1,01E12
diode (b)				
T (K)	265	295	383	505
$E_c-E_t$ (eV)	0,517	0,583	0,813	0,946
$\sigma$ (cm <sup>2</sup> )	2,61E-16	1,12E-16	1,02E-15	8,97E-17
$N_T$ (cm <sup>-3</sup> )	4,73E11	3,09E11	2,99E12	1,25E12

L'origine physique de ces défauts est précisée dans le Tableau 3. Les deux niveaux à  $\sim 40$  K sont attribués à l'azote, eu égard à leur grande concentration et leur énergie d'activation qui correspond bien aux valeurs déterminées dans la littérature.

Le défaut à 0,15 eV a été attribué au Ti [14, 15] ou au Cr [14-16]. Cependant, à part une contamination involontaire pendant la fabrication, il est difficile d'attribuer ce niveau au Cr ou au Ti.

Le défaut  $Z_1/Z_2$  est observé vers 280 K, avec des concentrations très faibles par rapport à celle mesurée après des radiations (e.g. par des protons [17] ou des ions Kr [18]).

Les défauts plus profonds ont été nommés centres NB et  $RD_{1/2}$ ; leurs origines ne sont pas connues. Mais des défauts similaires détectés dans des diodes Schottky fabriquées avec d'autres métaux sur SiC-4H indiquent que leurs origines seraient plutôt liées au volume qu'à l'interface métal/SiC proprement dite.

Tableau 3. Identification des défauts basés sur les résultats publiés, repérés par la température du pic DLTS obtenu avec une fenêtre de 204,8 ms. La gamme d'énergies d'activation indiquée est extraite des Tableaux 1 et 2.

T (K)	$E_c-E_t$ (eV)	Identification	Références
34 - 43	0,075 – 0,087	N	[19-21]
83 - 84	0,152 – 0,154	–	–
112 – 115	0,229 – 0,245	Impuretés métalliques	[22]
265 – 295	0,517 – 0,626	$Z_1/Z_2$	[17, 18, 23, 24]
390 – 393	0,813 – 0,839	NB center	[25]
505 – 510	0,863 – 0,944	$RD_{1/2}$	[17, 23, 26]

#### 5. DISCUSSION

Les valeurs obtenues de  $\Phi_{B0}$ ,  $\Phi_{BF}$  et  $\Phi_B^{C-V}$  sur les deux diodes sont représentées sur la Fig. 7.  $\Phi_{B0}$  varie sur toute la gamme de température tandis que  $\Phi_{BF}$  reste quasiment

constante, et de valeur proche de  $\Phi_B^{C-V}$ . Ces valeurs de  $\Phi_{BF}$  basée sur l'Eq. 11 à chaque température sont en bon accord avec les valeurs obtenues par le tracé de Richardson modifié (Fig. 3).

La discontinuité de  $\Phi_{BF}$  résulte du changement de valeur de  $A^*$  dans les deux régions à haute et basse température. Pour la diode (b), la différence entre  $\Phi_{BF}$  et  $\Phi_{C-V}$  est un peu plus grande due à des erreurs sur le tracé de RM ou sur le dopage extrait par C-V.

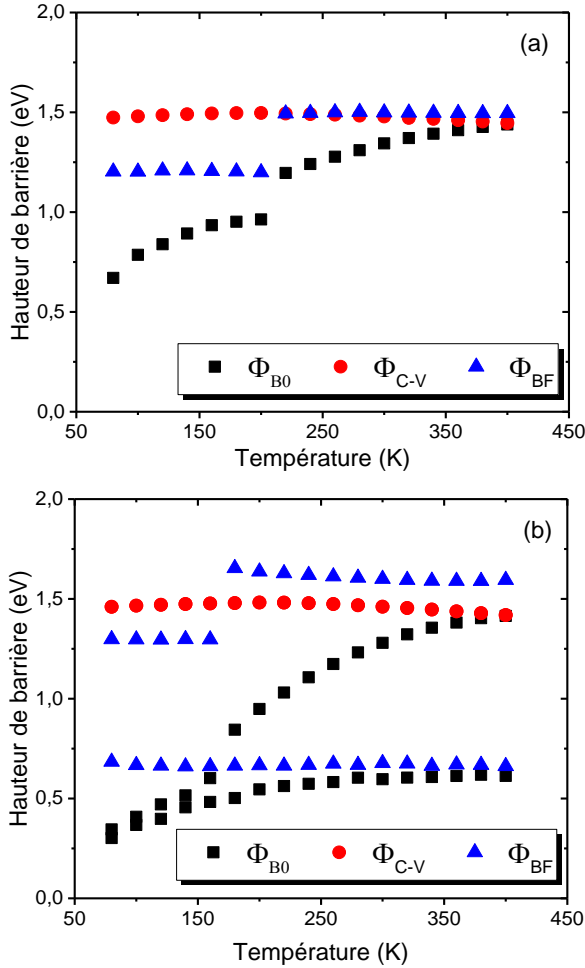


Fig. 7 Evolution en température de la HBS sous 0 V  $\Phi_0$  extraites des I-V, de la HBS  $\Phi_B^{C-V}$  extraite des C-V et de la HBS en bandes plates  $\Phi_{BF}$  sur les diodes (a) et (b).

Sous l'angle de l'effet  $T_0$ , que l'on peut calculer en traçant  $nT$  vs.  $T$ , on détermine une valeur typique de  $\sim 100$  K dans notre cas. Alors Eq. 11 se réduit à :

$$\Phi_{BF} \approx n\Phi_{B0} \quad (15)$$

puisque la seconde partie de l'expression  $\ln(N_C/N_D)kT_0/q$  peut être négligée. Eq. 15 peut expliquer le tracé de RM selon l'Eq. 5, et la valeur extraite est proche de  $\Phi_{BF}$ .

Par conséquent, en remplaçant  $\Phi_{B0}$  par  $\Phi_{BF}/n$  dans l'Eq. 9, la relation entre le facteur d'idéalité et les paramètres de la distribution gaussienne peut être exprimée sous la forme :

$$\frac{1}{n} - 1 = \frac{\bar{\Phi}_B - \Phi_{BF}}{\Phi_{BF}} - \frac{q\sigma_s^2}{2kT\Phi_{BF}} \quad (16)$$

En comparant avec Eq. 10, on peut montrer que :

$$\begin{cases} \rho_2 = \frac{\Phi_{BF} - \bar{\Phi}_B}{\Phi_{BF}} \\ \rho_3 = -\frac{\sigma_s^2}{\Phi_{BF}} \end{cases} \quad (17)$$

ou

$$\begin{cases} \bar{\Phi}_B = (1 - \rho_2) \cdot \Phi_{BF} \\ \sigma_s^2 = -\rho_3 \cdot \Phi_{BF} \end{cases} \quad (18)$$

ce qui met en évidence les liens entre le modèle de la distribution gaussienne et le modèle des fluctuations de potentiel. Les hauteurs de barrière moyennes et les écarts-types calculés selon Eq. 18 sont donnés dans le Tableau 4, ainsi que les autres paramètres utilisés dans ces deux modèles.

Les valeurs entre les deux modèles sont en bon accord, particulièrement pour la diode (a). Sur la diode (b) le léger désaccord pourrait provenir des erreurs liées aux approximations linéaires des courbes expérimentales ou à l'approximation de l'Eq. 15.

Tableau 4. Comparaison des paramètres du modèle gaussien et du modèle des fluctuations de potentiel. Les deux paramètres  $\bar{\Phi}_B$  and  $\sigma_s^2$  sont calculés à partir de l'Eq. 18 avec  $A^*$  extrait du tracé de RM de la Fig. 3.

Diode	$\Phi_{BF}$ (eV)	$\rho_2$	$\rho_3$ (mV)	$\bar{\Phi}_B$ (eV)	$\sigma_s^2$ (V <sup>2</sup> )	$\bar{\Phi}_B'$ (eV)	$\sigma_s'^2$ (V <sup>2</sup> )
(a)	1,50	-0,175	-15,23	1,75	0,021	1,76	0,023
	1,20	0,0535	-5,58	1,17	0,0068	1,14	0,0067
(b)	1,59	-0,224	-23,57	1,92	0,034	1,95	0,037
	1,30	0,443	-4,64	0,81	0,0066	0,72	0,0060
	0,67	-0,0149	-8,94	0,73	0,0067	0,68	0,0060

## 6. CONCLUSIONS

Les deux diodes Schottky à base de Molybdène ont été caractérisées par I-V, C-V et DLTS. Le tracé de Richardson modifié a été adopté pour extraire la hauteur de barrière en bandes plates. Cela permet de contourner le point faible du modèle de distribution gaussienne (qui nécessite de connaître une valeur de  $A^*$ ) et permet d'améliorer la précision par rapport au tracé de Richardson conventionnel.

En s'appuyant sur le tracé de Richardson modifié, les constantes de Richardson  $A^*$  ont été déterminées dans chaque région de fonctionnement. Les modèles de barrière, distribution gaussienne et fluctuation de potentiel, ont été vérifiés et leurs paramètres ont été calculés à partir des valeurs de  $A^*$  déterminées. Les deux modèles sont en bon accord.

Des analyses DLTS conventionnelle et de i-DLTS ont été effectuées entre 200 et 550 K et entre 20 et 170 K pour rechercher la présence de défauts profonds. Quatre défauts ont été détectés et identifiés à basse température et cinq à plus haute température. Le défaut  $Z_1/Z_2$  est présent en faible quantité. L'origine des défauts à haute température n'est pas identifiée, même s'ils sont aussi répertoriés dans la littérature.

Quoiqu'il en soit, aucune différence particulière n'a été relevée entre les deux diodes par DLTS, ce qui signifie que le phénomène de barrière multiple sur les courbes I-V ne trouve pas son origine dans la présence de défauts profonds, du moins dans cette gamme de température.



De plus, l'approximation de  $\Phi_{BF}$  en fonction de  $\Phi_{B0}$  et  $n$  a été soulignée. Il en découle un lien entre les modèles de distribution gaussienne et le modèle des fluctuations de potentiel qui n'avait pas encore été publié. Les paramètres de ces deux modèles ont été comparés en utilisant la valeur de la hauteur de barrière en bandes plates, et il en ressort que les deux modèles sont en bon accord.

## 7. REMERCIEMENTS

Les auteurs remercient le gouvernement chinois pour son soutien financier via une bourse d'études du "Chinese Scholarship Council", ainsi que le Centre National de Microélectronique de Barcelone et Caly Technologies pour la fabrication/conception des composants.

## 8. REFERENCES

- [1] D. Defives, et al., « Barrier inhomogeneities and electrical characteristics of Ti/4H-SiC Schottky rectifiers », IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 46, p. 449-455, 1999.
- [2] C. Raynaud, et al., « Barrier height determination of SiC Schottky diodes by capacitance and current-voltage measurements », Journal of applied physics, vol. 91, p. 9841-9847, 2002.
- [3] S. Bandyopadhyay, et al., « Measurements and modelling of the barrier heights and ideality factors in the metal/conducting polymer composite Schottky device », Journal of applied physics, vol. 85, p. 3671-3676, 1999.
- [4] Y. Song, et al., « On the difference in apparent barrier height as obtained from capacitance-voltage and current-voltage-temperature measurements on Al/p-InP Schottky barriers », Solid-State Electronics, vol. 29, p. 633-638, 1986.
- [5] J. H. Werner, et al., « Barrier inhomogeneities at Schottky contacts », Journal of Applied Physics, vol. 69, p. 1522-1533, 1991.
- [6] L. Wagner, et al., « A note on the correlation between the Schottky-diode barrier height and the ideality factor as determined from IV measurements », IEEE electron device letters, vol. 4, p. 320-322, 1983.
- [7] S. Chand, et al., « Evidence for the double distribution of barrier heights in Schottky diodes from I - V - T measurements », Semicond. Sci. Technol, vol. 11, p. 1203-1208, 1996.
- [8] R. Hackam, et al., « Electrical properties of nickel-low-doped n-type gallium arsenide Schottky-barrier diodes », IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 19, p. 1231-1238, 1972.
- [9] F. Padovani, et al., « Experimental Study of Gold - Gallium Arsenide Schottky Barriers », Journal of Applied Physics, vol. 36, p. 3744-3747, 1965.
- [10] N. N. K. Reddy, et al., « Barrier characteristics of Pt/Ru Schottky contacts on n-type GaN based on I-V-T and C-V-T measurements », Bulletin of Materials Science, vol. 35, p. 53-61, 2012.
- [11] S. Chand, et al., « Current-voltage characteristics and barrier parameters of Pd2Si/p-Si (111) Schottky diodes in a wide temperature range », Semiconductor science and technology, vol. 10, p. 1680, 1995.
- [12] E. Rhoderick, et al., « Metal-Semiconductor Contacts. 1988. Clarendon », Oxford, 1988.
- [13] L. Gelczuk, et al., « Correlation between barrier inhomogeneities of 4H-SiC 1A/600V Schottky rectifiers and deep-level defects revealed by DLTS and Laplace DLTS », Solid-State Electronics, vol. 99, p. 1-6, 2014.
- [14] N. Achtziger, et al., « Band gap states of Ti, V, and Cr in 4H-silicon carbide », Applied Physics Letters, vol. 71, p. 110, 1997.
- [15] N. Achtziger, et al., « Identification of deep bandgap states in 4H- and 6H-SiC by radio-tracer DLTS and PAC-spectroscopy », Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section B-Beam Interactions with Materials and Atoms, vol. 136, p. 756-762, Mar 1998.
- [16] N. Achtziger, et al., « Deep levels of chromium in 4H-SiC », Materials Science and Engineering B-Solid State Materials for Advanced Technology, vol. 46, p. 333-335, Apr 1997.
- [17] D. V. Davydov, et al., « DLTS study of defects in 6H-and 4H-SiC created by proton irradiation », Physica B-Condensed Matter, vol. 308, p. 641-644, Dec 2001.
- [18] E. Kalinina, et al., « Electrical study of 4H-SiC irradiated with swift heavy ions », 2002.
- [19] F. Nava, et al., « Radiation detection properties of 4H-SiC Schottky diodes irradiated up to 10(16) n/cm(2) by 1 MeV neutrons », IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. 53, p. 2977-2982, Oct 2006.
- [20] E. Omotoso, et al., « Electrical characterization of defects introduced during electron beam deposition of W Schottky contacts on n-type 4H-SiC », Materials Science in Semiconductor Processing, vol. 51, p. 20-24, 2016.
- [21] T. Kimoto, et al., « Nitrogen donors and deep levels in high-quality 4H-SiC epilayers grown by chemical vapor deposition », Applied Physics Letters, vol. 67, p. 2833, 1995.
- [22] A. Uddin, et al., « Investigation of deep levels and residual impurities in sublimation-grown SiC substrates », Japanese Journal of Applied Physics Part 2-Letters, vol. 33, p. L908-L911, Jul 1994.
- [23] T. Dalibor, et al., « Radiation-induced defect centers in 4H silicon carbide », Diamond and Related Materials, vol. 6, p. 1333-1337, Aug 1997.
- [24] Z. Q. Fang, et al., « Characterization of deep centers in bulk n-type 4H-SiC », Physica B-Condensed Matter, vol. 308, p. 706-709, Dec 2001.
- [25] M. Kato, et al., « Optical cross sections of deep levels in 4H-SiC », Journal of Applied Physics, vol. 100, p. 053708, 2006.
- [26] K. Danno, et al., « Midgap levels in both n- and p-type 4H-SiC epilayers investigated by deep level transient spectroscopy », Applied Physics Letters, vol. 86, p. 122104, 2005.