Conséquences d'une distribution spatiale des états d'interface sur la barrière de Schottky

G.N. Lu, C. Barret, T. Neffati

► To cite this version:

G.N. Lu, C. Barret, T. Neffati. Conséquences d'une distribution spatiale des états d'interface sur la barrière de Schottky. *Revue de Physique Appliquée*, 1987, 22 (10), pp.1169-1175. 10.1051/rphysap:0198700220100116900 . jpa-00245666

HAL Id: jpa-00245666

<https://hal.science/jpa-00245666>

Submitted on 1 Jan 1987

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Classification
Physics Abstracts
73.30 — 73.40

Conséquences d'une distribution spatiale des états d'interface sur la barrière de Schottky

G. N. Lu, C. Barret et T. Neffati

Institut d'Electronique Fondamentale, C.N.R.S., Unité Associée n° 22, Bâtiment 220, Université Paris-Sud, 91405 Orsay Cedex, France

(Reçu le 26 mars 1987, révisé le 8 juillet 1987, accepté le 9 juillet 1987)

Résumé. — Nous présentons les résultats d'une simulation de la forme de la barrière de potentiel dans une interface métal-semiconducteur. La charge interfaciale est supposée provenir d'états électroniques énergétiquement discrets et de densité décroissant dans le semiconducteur suivant une loi exponentielle. D'autre part la hauteur effective de la barrière est estimée en tenant compte de la possibilité d'effet tunnel à travers des barrières très fines. Nous étudions de façon quantitative les conditions qui rendent la hauteur de barrière indépendante du travail de sortie du métal. La pénétration des états d'interface dans le semiconducteur provoque la création d'une « couche tampon » qui joue, pour la stabilisation du niveau de Fermi, un rôle similaire à celui d'une couche isolante séparant le métal et le semiconducteur. La comparaison des résultats obtenus sur un matériau de type n et un matériau de type p fait apparaître la possibilité de violations de la règle suivant laquelle la somme des hauteurs de barrières est égale à la largeur de la bande interdite du semiconducteur.

Abstract. — We have simulated the profile of the potential barrier at the metal-semiconductor interface supposing that interface charges are due to electronic states whose distribution in energy is discrete and whose density decreases exponentially inside the semiconductor. The effective barrier height is evaluated by taking into account the possibility of tunnel effect through very sharp barriers near the interface. A quantitative and systematic study is made to clarify the conditions in which Schottky barrier height is independent of the metal work function. Instead of introducing an insulating layer in order to separate the metal and the semiconductor, we show that a « buffer layer » which results from the interface states penetration has a similar effect on the Fermi level stabilization. It is also demonstrated from the comparison between two types (n and p) of semiconductor material that violations of the relation $E_g = \Phi_{Bn} + \Phi_{Bp}$ are possible.

1. Introduction.

Depuis plus de vingt ans les preuves expérimentales se sont accumulées pour montrer qu'un contact Métal-Semiconducteur (M-S) ne présentait pratiquement jamais une interface abrupte, quelles que soient ses conditions de réalisation technologique. Cependant très peu de travail a été fait pour tenter d'améliorer la représentation du diagramme énergétique d'une diode Schottky en y incluant ces nouvelles données. Dans le modèle ancien de Cowley et Sze [1] la nécessaire séparation physique des charges électriques à la surface du métal et à la surface du semiconducteur est fournie par l'introduction d'une couche interfaciale isolante. Ceci permet la constitution d'un dipôle électrique pouvant sup-

porter tout ou partie de la différence des travaux de sortie entre les deux matériaux. Or il est bien connu que dans de nombreux cas la réalisation d'un contact intime M-S par clivage sous ultra-vide donne une diode Schottky dont les caractéristiques électriques sont extrêmement voisines de celles obtenues en présence d'une couche interfaciale d'oxyde. Cela signifie que le dipôle d'interface n'est pas affecté, au premier ordre, par la présence ou l'absence de quelques angströms (typiquement 10) d'isolant. Ceci est aisément compris si on admet que les états d'interface responsables de la charge du dipôle côté semiconducteur ne sont pas confinés à sa première couche atomique, mais s'étendent sur une profondeur de plusieurs dizaines d'angströms dans le matériau. Cette notion d'états d'interface « enter-

rés » sous la surface du semiconducteur a été déjà suggérée par plusieurs auteurs [2, 3] en particulier pour expliquer que des défauts structuraux créés lors du dépôt des premiers atomes métalliques puissent subsister sous un dépôt épais. Une confirmation expérimentale a été apportée par l'application de méthodes de spectroscopie capacitive aux interfaces M-S [4-6]. Ces études prouvent l'existence d'états électroniques d'interface dont la population est modulable électriquement. Ceci signifie que ces états sont suffisamment éloignés du métal pour que celui-ci ne leur impose pas un état de charge fixe. La question se pose alors d'évaluer les conséquences de ce fait sur la fixation du niveau de Fermi et, plus généralement, sur la forme de la barrière de potentiel. Ce dernier point est capital car les méthodes de mesure de la hauteur de la barrière de Schottky sont sensibles à son profil exact au voisinage de l'interface.

2. Distribution des charges interfaciales.

Les auteurs ayant simulé le comportement d'une interface M-S en présence d'états électroniques pénétrant sous la surface de semiconducteur ont fait l'hypothèse que ces états étaient soit localisés dans un plan à une distance d de la surface métallique [7, 8], soit distribués uniformément sur la profondeur d [9]. Les valeurs de d choisies sont typiquement de 5 à 10 Å. Il ressort de ces études que, si le choix de d ne modifie pas grandement la hauteur de la barrière, il affecte par contre très fortement la densité d'états nécessaire pour rendre cette barrière quasi indépendante du métal, comme il est observé expérimentalement, en particulier sur GaAs. De plus une comparaison attentive des résultats de Zur [7] et de Spicer [8] fait ressortir que, suivant le choix de d , un blocage du niveau de Fermi indépendant du type n ou p du semiconducteur peut apparaître ou non. Or ces deux points : i) quelle est la densité d'état nécessaire pour réaliser l'ancrage du niveau de Fermi ? ii) cet ancrage est-il le même sur le type n et sur le type p ? sont fondamentaux pour comprendre l'évolution de l'interface entre un dépôt métallique de l'ordre de la monocouche et un dépôt épais.

Nous disposons de peu d'informations expérimentales

précises sur la distribution exacte des états d'interface à la fois sur le plan énergétique et sur le plan spatial. Cependant l'application de méthodes de spectroscopies capacitatives aux interfaces M-Si [4, 5] et M-GaAs [6, 10] ont montré que la répartition en énergie de ces états s'effectuait suivant des niveaux discrets — ou des bandes étroites — plutôt que suivant un continuum et que ces états s'étendaient suffisamment loin dans le semiconducteur pour que celui-ci ne leur impose pas un état de charge fixe. Nous décrirons donc un état d'interface par trois paramètres : son niveau d'énergie E_s , repéré par rapport au bas de la bande de conduction, sa concentration totale K et sa profondeur de pénétration L telles que la densité d'états à la distance x du métal soit :

$$N_s(x) = \frac{K}{L} \exp(-x/L). \quad (1)$$

3. Forme et hauteur de la barrière de potentiel.

3.1 MÉTHODE DE CALCUL DU POTENTIEL. — Le diagramme énergétique pour un semiconducteur homogène est donné sur la figure 1 qui précise les principales quantités mises en jeu. Le potentiel $V(x)$ obéit à l'équation de Poisson :

$$\frac{d^2V}{dx^2} = - \frac{\rho_s(x) + \rho_v(x)}{\epsilon} \quad (2)$$

où $\rho_s(x)$ est la densité de charge due aux états d'interface et $\rho_v(x)$ celle due au dopage du semiconducteur. En utilisant l'hypothèse du semiconducteur non dégénéré et de la concentration uniforme du dopage, nous écrivons

$$\rho_v(x) = qp_0 \left[\exp\left(-\frac{qV(x)}{kT}\right) - 1 \right] - qn_0 \left[\exp\left(\frac{qV(x)}{kT}\right) - 1 \right] \quad (3)$$

où p_0 et n_0 sont les concentrations de porteurs dans le volume neutre. Pour $\rho_s(x)$, l'expression est :

$$\begin{aligned} \rho_s(x) &= \sum_j \rho_{Saj}(x) + \sum_i \rho_{Sdi}(x) \\ &= \sum_j \left\{ \frac{-qK_{aj}}{L_{aj}} \exp\left(-\frac{x}{L_{aj}}\right) \left[1 + \exp\left(\frac{E_{Saj} - E_f}{KT}\right) \right]^{-1} \right\} + \\ &\quad + \sum_i \left\{ \frac{qK_{di}}{L_{di}} \exp\left(-\frac{x}{L_{di}}\right) \left[1 + \exp\left(\frac{E_f - E_{Sdi}}{KT}\right) \right]^{-1} \right\}. \end{aligned} \quad (4)$$

Fig. 1. — Diagramme énergétique pour un semiconducteur homogène de type n en présence d'un état d'interface accepteur.

[Energy diagram of n-type semiconductor, showing the band bending due to the presence of an interface acceptor level.]

L'intégration de l'équation (2) est réalisée numériquement en partant de volume du semiconducteur et en allant vers la surface. Pour réduire le temps de calcul, celui-ci est initialisé à une profondeur x_0 dans la zone de charge d'espace, x_0 étant choisie assez grand par rapport aux profondeurs de pénétration des états pour que la charge soit négligeable. Le champ électrique et le potentiel à l'abscisse x_0 sont donnés par :

$$\mathcal{E}(x_0) = \frac{qN_D}{\epsilon} (x_0 - W) \quad (5)$$

et

$$V(x_0) = -\frac{qN_D}{2\epsilon} (x_0 - W)^2 \quad (6)$$

pour un semiconducteur de type n et une zone de charge d'espace d'épaisseur W .

Avec ces deux conditions aux limites, une double intégration de l'équation (2) est effectuée avec un pas de calcul de $1 \text{ \AA}$.

Les paramètres à fixer au départ du calcul sont, pour le semiconducteur, le dopage et la largeur de la zone de charge d'espace et, pour les états d'interface, leur type, leur énergie, leur densité totale et leur profondeur caractéristique de pénétration. Dans cet article, notre but est de dégager de façon qualitative et quantitative les grandes lignes du comportement de l'interface M-S en fonction de ces différents paramètres. Bien que ce ne soit probablement pas le cas pour une interface réelle, nous supposons qu'il existe qu'un état d'interface unique, soit donneur, soit accepteur. Ce cas simplifié est suffisant pour mettre en évidence les caractéristiques principales de notre modèle. En particulier nous montrons qu'il est indispensable de distinguer clairement entre hauteur de barrière réelle et potentiel de surface. Cette distinction permet de comprendre qu'une

hauteur de barrière indépendante du travail de sortie du métal puisse être due à un état donneur aussi bien qu'à un état accepteur, quel que soit le type du semiconducteur. Dans une étude ultérieure [11] nous généraliserons les résultats obtenus ici au cas de plusieurs états intervenant simultanément, ce qui nous permettra d'effectuer une comparaison quantitative avec les résultats expérimentaux sur les principaux semiconducteurs.

Dans les calculs que nous présentons ici la température sera toujours prise égale à 300 K. A condition d'être suffisamment élevée pour que l'ionisation des atomes dopants soit totale, la valeur de ce paramètre n'est pas critique pour le comportement de la hauteur de barrière. Il n'en serait évidemment pas de même pour ce qui concerne l'influence des états d'interface sur le comportement dynamique de la diode [10, 17].

3.2 HAUTEUR DE BARRIÈRE. — La figure 2 donne la distance entre le bas de la bande de conduction et

Fig. 2. — Profil de la bande de conduction dans le semiconducteur pour un état d'interface accepteur (a) ou donneur (b). Les différentes courbes correspondent à différents potentiels de surface, donc à différents métaux.

[Profile of the semiconductor conduction band for an interface state level which is : (a) acceptor ; (b) donor. The various curves are for various surface potential (or for various metals).]

le niveau de Fermi sur les 600 premiers angströms du semiconducteur dans le cas d'un état accepteur (Fig. 2a) ou donneur (Fig. 2b) situé à 0,9 eV de la bande de conduction, de densité $4 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ et de constante de pénétration 10 Å. Les autres paramètres du calcul correspondent à GaAs de type n de dopage $N_D = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Les différentes courbes correspondent, pour le calcul, à différentes épaisseurs W de la zone de charge d'espace, mais il est plus aisé de les comprendre comme associées à différents potentiels de surface $V(0)$, c'est-à-dire, concrètement, à différents travaux de sortie métalliques.

La première difficulté au vu de la figure 2 est de définir correctement la hauteur de la barrière de Schottky. Nous définissons physiquement cette barrière comme celle s'opposant au passage du courant dans la jonction, c'est-à-dire celle qui est déductible d'une caractéristique courant-tension. Dans le cas de la figure 2a (un état accepteur) il apparaît sans ambiguïté que cette barrière se confond avec le maximum de $E_c(x) - E_f$. Dans le cas de la figure 2b (un état donneur) cette définition n'aurait à l'évidence aucun sens pour les courbes correspondant aux plus forts potentiels de surface car la pointe très étroite de $E_c - E_f$ est certainement traversée par effet tunnel. Une évaluation réaliste de la hauteur de barrière de Schottky doit donc tenir compte de la probabilité de passage des porteurs par effet tunnel au voisinage du sommet de la barrière. Nous nous contenterons ici de définir une barrière effective de la façon suivante :

$$\phi_{Bn} = \text{Max} (E_c(x) - E_f) \quad \text{pour } x > d_0 \quad (\text{type n})$$

ou

$$\phi_{Bp} = \text{Max} (E_f - E_v(x)) \quad \text{pour } x > d_0 \quad (\text{type p}). \quad (7)$$

Cela revient à dire qu'une zone superficielle d'épaisseur d_0 de la courbure de bandes est considérée comme transparente pour les porteurs. Pour les calculs la valeur numérique de d_0 a été choisie égale à 25 Å. Modifier cette valeur de quelques angströms n'a pas d'incidence significative sur les résultats obtenus.

3.3 POTENTIEL DE SURFACE. — Si on veut étudier l'influence de la nature du métal sur la barrière de Schottky il est nécessaire d'explicitier le potentiel de surface $V(0)$ ou la barrière en surface :

$$\phi(0) = qV(0) + q\alpha \quad (8)$$

en fonction d'un paramètre caractérisant le métal. Le paramètre usuellement utilisé est le travail de sortie ϕ_M . Ce travail de sortie contient une contribution de volume plus une contribution dipolaire superficielle liée aux détails du réarrangement électronique à la surface du matériau [12]. Evidemment

ce réarrangement n'est pas forcément le même pour une interface métal-vide et une interface métal-semiconducteur. Dans une étude récente, Duke et Mailhiot [13] ont calculé de façon autocohérente la contribution dipolaire au travail de sortie de six métaux (Al, Ag, Au, Cu, In, Sn) sur GaAs. Il ressort de leur calcul que le potentiel de surface à la jonction métal-semiconducteur peut s'écrire :

$$\phi(0) = \phi_M - \chi + V_{\text{dip}} \quad (9)$$

χ étant l'affinité électronique mesurée du semiconducteur, ϕ_M le travail de sortie mesuré du métal et V_{dip} la contribution dipolaire due au réarrangement des électrons de valence. Le point essentiel est que V_{dip} ne dépasse jamais quelques centièmes d'électron-volt. Nous négligerons donc ce terme par la suite et admettrons que

$$\phi(0) \approx \phi_M - \chi. \quad (10)$$

3.4 CONDITIONS D'ANCRAGE DU NIVEAU DE FERM. — En utilisant les relations (7) et (10) on peut étudier l'influence de différents paramètres sur la hauteur de barrière de Schottky. La figure 3 montre, pour une gamme de travaux de sortie de 4,0 à 5,5 eV correspondant aux métaux usuels, le rôle de la densité totale (Fig. 3a) et de la profondeur de pénétration (Fig. 3b) d'un état accepteur. La figure 4 montre les résultats pour deux niveaux donneurs différents en fonction de leur densité. Les résultats obtenus sont en accord qualitatif avec ceux précédemment publiés [7-9, 13]. On constate en particulier qu'une barrière de Schottky indépendante du métal peut s'obtenir aussi bien à l'aide d'un état donneur que d'un état accepteur.

De plus ils font clairement apparaître les rôles similaires joués par la densité et la profondeur de pénétration de l'état sur la largeur de la plage de travaux de sortie métalliques sur laquelle ϕ_B reste approximativement constant. Cette « plage d'ancrage » peut être évaluée de façon quantitative. Raisonons sur un état accepteur. Il ne peut jouer un rôle que chargé négativement. Donc tant que le niveau de Fermi est en dessous de lui il n'intervient pas dans le bilan électrostatique. La barrière suit alors la « droite de Schottky »

$$\phi_{Bn} \approx \phi(0) \approx \phi_M - \chi.$$

Ceci est vrai tant que :

$$\phi_M > \phi_{M \text{ crit}} = \chi + E_{\text{Sa}}. \quad (11)$$

Puis lorsque ϕ_M diminue l'état peut se charger négativement. Le sommet de la barrière de potentiel glisse alors vers l'intérieur du semiconducteur et se

Fig. 3. — Variation de la hauteur de barrière en fonction du travail de sortie du métal et des paramètres d'un état accepteur : (a) densité ; (b) profondeur de pénétration.

[Barrier height as a function of the metal work function and its variation with the parameters of an interface acceptor level : (a) density ; (b) depth of penetration.]

Fig. 4. — Variation de hauteur de barrière avec le travail de sortie du métal pour différents paramètres d'un état donneur.

[Variations in the barrier height with the metal work function for various parameters of a donor state.]

produit à une abscisse $x = d_M$ telle que :

$$\int_{d_M}^{\infty} \frac{K}{L} \exp(-x/L) dx = N_D(W - d_M),$$

soit, si $W \gg d_M$:

$$d_M \approx L \ln(K/N_D W). \quad (12)$$

Avec les données de la figure 2 on obtient $d_M = 37$ Å. Cette valeur augmente si K ou L augmentent ou si N_D diminue.

Cette zone de matériau d'épaisseur d_M joue le rôle de « zone tampon » : la charge portée par l'état d'interface au-delà de $x = d_M$ compense exactement la charge de la zone de charge d'espace. La charge portée par l'état entre $x = d_M$ et $x = 0$ sert à la compensation électrostatique de la variation du travail de sortie. Autrement dit cette zone tampon subit la différence de potentiel :

$$\Delta\phi = \phi(0) - \phi_B = \phi_M - \chi - \phi_B \quad (13)$$

et joue exactement le rôle de la couche isolante du modèle de Cowley et Sze [1].

Il est clair que cette zone tampon ne peut exister que si la charge disponible sur l'état d'interface excède celle de la zone de charge d'espace. Autrement dit la condition pour qu'une plage d'ancrage du niveau de Fermi se produise est :

$$K > N_D W. \quad (14)$$

Si cette condition est réalisée, la largeur du domaine d'ancrage est égale à la valeur maximum de $\Delta\phi$, ce qui correspond au cas où l'accepteur est totalement ionisé. Si la charge portée par l'état est très supérieure à celle de la zone de charge d'espace, on aura :

$$\Delta\phi_M = q^2 \frac{KL}{\epsilon}. \quad (15)$$

Cette relation montre bien la similitude des rôles joués par la densité et la profondeur de pénétration de l'état.

Un point important qui ressort de cette étude est l'estimation de la densité minimale d'états permettant un ancrage du niveau de Fermi. La relation (14) donne un minimum absolu de l'ordre de 10^{12} cm⁻² pour les conditions de la figure 2. Mais il faut en plus que le palier d'ancrage ait une étendue significative. Ceci est obtenu par la relation (15). Pour obtenir un palier de 0,5 eV il faut une densité $K = 3 \times 10^{13}$ cm⁻² pour une profondeur $L = 10$ Å. Mais une densité K inférieure suffira si L est plus élevée. Ces résultats montrent qu'il n'y a pas de référence absolue en matière de « capacité d'ancrage » et qu'une fixation du niveau de Fermi peut être obtenue

pour des densités d'états plus faibles qu'il n'est généralement estimé.

Des résultats comparables sont obtenus pour un état donneur (Fig. 4) à la seule différence que le palier de fixation de ϕ_B se trouve au-delà de ϕ_{Mcrit} et non en deçà. Cependant, cette identité de comportement entre donneur et accepteur n'existe que si la profondeur de pénétration du donneur (dans un matériau de type n) est faible. Si ce n'est pas le cas, des modifications apparaissent dans la largeur et la position de la zone d'ancrage. Ce point sera discuté en détail par ailleurs [11].

3.5 RÔLE DU TYPE DU SEMICONDUCTEUR. — Une des motivations principales de la reprise récente d'études sur l'ancrage du niveau de Fermi résulte de l'observation expérimentale [14] de violations de la loi :

$$\phi_{Bn} + \phi_{Bp} = E_G \quad (16)$$

$\phi_{Bn,p}$ étant les barrières de Schottky pour un métal donné sur un semiconducteur de type n ou de type p et E_G la largeur de la bande interdite.

Nous avons donc recherché si la loi [16] était réellement valide dans le cas d'états distribués en profondeur. La figure 5 montre les résultats obtenus en présence d'un état unique, de type accepteur, en fonction de la profondeur de pénétration. Les conditions sont choisies pour que la zone d'ancrage de ϕ_{Bn} soit identique sur les différentes courbes. On constate qu'à faible pénétration la somme $\phi_{Bn} + \phi_{Bp}$ est inférieure au gap pour toutes les valeurs de ϕ_M . L'écart est faible, inférieur à 0,08 eV, et dépend du choix de la profondeur d'effet tunnel d_0 de façon approximativement linéaire. Par contre une profondeur de pénétration supérieure à quelques dizaines d'angströms fait apparaître la possibilité d'obtenir une somme de barrières supérieure à la largeur de bande interdite. Ceci est dû au fait que la barrière effective est déterminée à l'abscisse d_0 sur le matériau p et à l'abscisse $d_M > d_0$ sur le matériau n. La somme des barrières va donc excéder le gap d'une quantité Δ égale à la variation de courbure de bande entre d_0 et d_M . La valeur maximum de cette quantité peut être estimée en intégrant l'équation (2) entre d_0 et d_M dans le cas où l'état est complètement chargé et où $\rho_S \gg \rho_V$. On obtient alors :

$$\Delta_{Max} = \frac{q^2 KL}{\epsilon} \exp(-d_0/L). \quad (17)$$

Dans le cas d'un état donneur le même résultat est obtenu en échangeant le comportement du matériau n et du matériau p.

Comme on le voit sur la figure 5, Δ_{Max} est obtenu pour les métaux à faible travail de sortie. Il est intéressant de noter que des dépôts d'aluminium sur GaAs ont été signalés donnant une somme de

Fig. 5. — Comparaison des barrières obtenues sur un matériau type n et un matériau type p pour un état accepteur unique et différentes profondeurs de pénétration.

[Comparison of barrier heights between n type and p type materials for the case of acceptor states with various depths of penetration.]

barrière supérieure au gap [15, 16]. Il n'est pas impossible que d'autres cas existent car les mesures de barrière par I - V sont minorées dès que le coefficient d'idéalité de la caractéristique excède l'unité.

4. Conclusion.

Nous avons déterminé le profil de la barrière de potentiel dans un semiconducteur à l'interface avec un métal en tenant compte de la présence d'états électroniques caractérisés par un niveau d'énergie discret et une densité décroissante exponentiellement en direction du volume du semiconducteur. La hauteur de la barrière de Schottky a été définie de façon à coïncider avec celle déduite d'une mesure de caractéristique courant-tension. Une étude systématique du rôle joué par les paramètres des états d'interface (position énergétique, densité, profondeur de pénétration) fait apparaître les résultats suivants :

i) Pour un semiconducteur de type donné, un ancrage du niveau de Fermi en fonction du travail de sortie du métal peut être obtenu aussi bien avec un état accepteur qu'avec un état donneur.

ii) La densité et la profondeur de pénétration de l'état jouent un rôle similaire dans la définition quantitative des conditions de l'ancrage.

iii) Si on change le type du semiconducteur, la somme des barrières obtenues pour un métal donné dépend de la profondeur de pénétration des états et peut s'écarter de façon significative de la largeur de la bande interdite.

Une généralisation de ces résultats au cas où plusieurs états d'interface coexistent et l'étude des conséquences des profils de barrière obtenus sur l'exploitation des méthodes de caractérisation électrique des diodes Schottky sont en cours [11].

Remerciements.

Nous remercions le Professeur L. Lassabatère pour l'intérêt qu'il a porté à ce travail.

Bibliographie

- [1] COWLEY, M., SZE, S. M., *J. Appl. Phys.* **36** (1965) 3212.
- [2] SPICER, W. E., EGLASH, S., LINDAU, I., SU, G. Y., SKEATH, P. R., *Thin Solid Films* **89** (1982) 447.
- [3] DAW, M. S., SMITH, D. L., *Appl. Phys. Lett.* **36** (1980) 690.
- [4] MURET, P., *J. Appl. Phys.* **53** (1982) 6300.
- [5] BARRET, C., VAPAILLE, A., *J. Appl. Phys.* **50** (1979) 4217.
- [6] CHEKIR, F., BARRET, C., *Surf. Sci.* **168** (1986) 838.
- [7] ZUR, A., MCGILL, J. C., SMITH, D. L., *Phys. Rev. B* **28** (1983) 2060.
- [8] SPICER, W. E., PAN, S., MO, D., NEWMAN, N., MAHOWALD, P., KENDELEWICZ, T., EGLASH, S., *J. Vac. Sci. Technol. B* **2** (1984) 476.
- [9] PALAU, J. M., ISMAIL, A., LASSABATÈRE, L., *Solid State Electron.* **28** (1985) 499.
- [10] CHEKIR, F., BARRET, C., VAPAILLE, A., *J. Appl. Phys.* **54** (1983) 6474.
- [11] LU, G. N., BARRET, C., à publier.
- [12] SCHLUTER, M., *J. Vac. Sci. Technol.* **15** (1978) 1374.
- [13] DUKE, C. B., MAILHIOT, C., *J. Vac. Sci. Technol. B* **3** (1985) 1170.
- [14] SPICER, W. E., LINDAU, I., SKEATH, P., SU, C. Y., *J. Vac. Sci. Technol.* **17** (1980) 1019.
- [15] WALDROP, J. R., *Appl. Phys. Lett.* **44** (1984) 1002.
- [16] WALDROP, J. R., *J. Vac. Sci. Technol. B* **2** (1984) 445.
- [17] LU, G. N., Thèse de Doctorat, Orsay (1986).