



HAL
open science

Instabilités dans les structures MOS 6H-SiC

Christophe Raynaud, Jean-Luc Autran, Frédéric Seigneur, Claude Jaussaud,
Thierry Billon, Gérard Guillot, Bemard Balland

► **To cite this version:**

Christophe Raynaud, Jean-Luc Autran, Frédéric Seigneur, Claude Jaussaud, Thierry Billon, et al..
Instabilités dans les structures MOS 6H-SiC. Journal de Physique III, 1994, 4 (5), pp.937-952.
10.1051/jp3:1994176 . jpa-00249157

HAL Id: jpa-00249157

<https://hal.science/jpa-00249157v1>

Submitted on 4 Feb 2008

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

71.20 — 73.40Q — 73.90

Instabilités dans les structures MOS 6H-SiC

Christophe Raynaud ⁽¹⁾, Jean-Luc Autran ⁽¹⁾, Frédéric Seigneur ⁽¹⁾, Claude Jaussaud ⁽²⁾, Thierry Billon ⁽²⁾, Gérard Guillot ⁽¹⁾ et Bernard Balland ⁽¹⁾

⁽¹⁾ Laboratoire de Physique de la Matière, URA CNRS n 358, INSA de Lyon, 69621 Villeurbanne Cedex, France

⁽²⁾ CEA/DTA/LETI, 85X, 38041 Grenoble Cedex, France

(Reçu le 9 décembre 1993, révisé le 18 février 1994, accepté le 21 février 1994)

Résumé. — Nous présentons une étude des différentes instabilités observées dans des structures MOS 6H-SiC de type p par différentes techniques de mesures de capacité, de charge et de courant ainsi que par TSIC (Thermally Stimulated Ionic Current). Les analyses de l'hystérésis et de la déformation des courbes capacité-tension montrent la présence simultanée d'états d'interface rapides et de pièges d'oxyde, avec une densité en milieu de bande interdite de l'ordre de 5 à $7 \times 10^{10} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$ et un pic d'états d'interface avoisinant les $3 \times 10^{12} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$ à $E = E_v + 0,53 \text{ eV}$. Par ailleurs, les spectres TSIC mettent en évidence l'existence de charges mobiles en concentration de l'ordre de 10^{12} cm^{-3} . Le comportement de la couche d'inversion est également étudié à différentes températures. Nous montrons que la génération de porteurs minoritaires est assistée par des défauts profonds de type centres de génération.

Abstract. — In this paper, we present a study of some instabilities observed on p-type 6H-SiC MOS structures by different measurement techniques of capacitance, charge and current, as well as by Thermally Stimulated Ionic Current (TSIC). The analysis of hysteresis and deformation of C-V curves show the presence of interface states and oxide traps, with a density of about 5 to $7 \times 10^{10} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$ at midgap and a peak of $3 \times 10^{12} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$ at $E = E_v + 0,53 \text{ eV}$. TSIC spectra show the presence of mobile charges in a concentration range of 10^{12} cm^{-3} . The behaviour of the inversion layer is also studied at different temperatures. We show that the minority carrier generation is assisted by deep levels (generation centers).

1. Introduction.

L'intérêt du carbure de silicium réside dans ses excellentes aptitudes à fonctionner sous des conditions extrêmes et dans des milieux hostiles. Sa stabilité chimique et sa large bande interdite ($2,9 \text{ eV}$ pour le polytype 6H) [1] lui confèrent un avantage certain sur le silicium, dans le domaine des hautes températures. De plus, son champ de claquage élevé ($2 \times 10^6 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1}$), sa conductivité thermique de $4,9 \text{ W} \cdot \text{cm}^{-1} \text{ K}^{-1}$ et une vitesse de saturation des électrons de $2 \times 10^7 \text{ cm/s}$ [2], ainsi que des propriétés mécaniques remarquables (extrême

dureté, résistance à la fracture et à la déformation aux hautes températures, excellente résistance à la corrosion, aux chocs thermiques et aux irradiations) lui permettent des applications dans les domaines des hautes puissances, hautes fréquences et hautes tensions que l'on ne peut envisager pour des dispositifs à base de silicium. Grâce aux progrès récents effectués dans le domaine de la croissance des matériaux massifs et épitaxiaux, différents dispositifs ont été réalisés (photodétecteurs UV, diodes bleues, diodes de puissance et différents types de transistors à effet de champ) [3]. L'oxydation est une étape importante dans la réalisation d'un dispositif, étape qu'il convient de bien maîtriser. Celle-ci obéit aux mêmes lois [4-6] que celles définies par Deal et Grove concernant l'oxydation du silicium [7]. L'étude des structures MOS (Métal-Oxyde-Semiconducteur) est un puissant outil d'évaluation de la qualité de la couche d'oxyde formée et des propriétés électriques de l'interface qu'elle forme avec le semiconducteur. Quelques études de capacités MOS sur 3C-SiC [8-11] et sur 6H-SiC [5-12-13], ainsi que de transistors MOS, essentiellement sur 3C-SiC [14-19], ont été publiées. L'objectif de notre travail est de présenter une revue des principales caractéristiques électriques de structures MOS 6H-SiC de type p étudiées par différentes techniques. Nous avons cherché à évaluer qualitativement et quantitativement les différentes instabilités électriques présentes dans ces structures (états d'interface, pièges dans l'oxyde, contamination ionique) et à préciser le comportement de la couche d'inversion à différentes températures.

2. Procédure expérimentale.

2.1 STRUCTURES DE TEST. — Les tests ont été effectués sur des capacités MOS à grille polysilicium. Le substrat 6H-SiC, dopé à $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ et d'épaisseur $300 \mu\text{m}$ (diamètre 1 pouce), est recouvert d'une couche épitaxiée de 6H-SiC dopée à l'aluminium (dopage de type p). Le substrat et la couche épitaxiée ont été réalisés par la société Cree Research qui les commercialise. Une oxydation humide à $1\,150 \text{ }^\circ\text{C}$ pendant deux heures donne une couche d'oxyde d'environ 55 nm , valeur visée par le procédé et déterminée par mesure C-V. La grille est en polysilicium de type N^+ dopé au phosphore à $10^{20}\text{-}10^{21} \text{ cm}^{-3}$, d'épaisseur 420 nm . Le contact substrat est remplacé dans cette structure par un contact en face avant formé d'une capacité dont la surface est considérée comme infiniment grande devant la surface des capacités étudiées (1 mm^2) [20]. L'erreur systématique est inférieure à 1 %.

2.2 MODE OPÉRATOIRE. — Les techniques utilisées peuvent être regroupées en mesures de capacité, de courant et de charge. Nous précisons, dans ce paragraphe, les conditions de mesure des méthodes Q-V statique, QSM (Quasi Static Measurement), de Terman, de Zerbst et TSIC (Thermally Stimulated Ionic Current) après en avoir rappelé très brièvement les principes.

Dans la méthode Q-V statique proposée par Ziegler *et al.* [21], la capacité d'une structure MOS et le potentiel à la surface du semiconducteur sont directement obtenus en mesurant la charge électrique de la grille Q_G en fonction de la tension V appliquée au substrat. Les mesures sont réalisées point par point en attendant suffisamment longtemps après l'application de la polarisation de la structure pour que l'équilibre électrique soit réalisé. Il en résulte une plus grande précision par rapport à la méthode C-V quasi statique qui n'assure pas, au sens strict du terme, des conditions de parfait équilibre [22]. En différenciant la charge par rapport à la tension de polarisation, on obtient la valeur de la capacité statique de la structure. La tension de substrat est incrémentée ou décrémentée par pas de $0,3 \text{ V}$, avec une durée de 4 s par pas. La charge est mesurée $3,5 \text{ s}$ après le changement de polarisation durant $0,5 \text{ s}$. L'exploitation du transitoire de charge lors du changement de la polarisation a été proposée récemment pour la caractérisation des pièges d'oxyde de l'interface Si-SiO₂ [23]. Nous proposons une nouvelle instrumentation de la méthode de Ziegler dans laquelle la charge Q_G est mesurée à l'aide d'un

Keithley 617 en mode électromètre (résolution 10^{-14} C), le substrat étant polarisé avec une source Keithley SMU 220 [24]. Pour l'ensemble des acquisitions, nous avons procédé de la manière suivante : lors des mesures effectuées dans le sens habituel de balayage, de l'inversion vers l'accumulation ($I \rightarrow A$), nous avons préalablement polarisé la structure sous la tension initiale (+ 5 ou + 10 V) pendant 60 s (valeur convenue afin de placer la structure dans un état défini, ce qui permet de contrôler l'état de charge des pièges d'oxyde) sous éclairage (afin de bien former la couche d'inversion) ; lors des mesures effectuées de l'accumulation vers l'inversion ($A \rightarrow I$), la structure est polarisée sous la tension initiale (- 15 ou - 20 V) pendant 60 s et sans éclairage puisqu'il n'y a pas besoin de former la couche d'inversion. Sauf mention contraire, les mesures sont effectuées dans l'obscurité et la procédure demeure la même pour les mesures haute fréquence et quasi statique.

La méthode QSM consiste à appliquer sur la grille de la capacité une rampe de tension constante ($\alpha = dV_G/dt$) et à mesurer le courant de déplacement i qui est relié à la capacité basse fréquence C_{BF} de la structure par la relation $i = \alpha \cdot C_{BF}$. Cette méthode suppose l'équilibre de la structure durant la rampe de tension et l'absence d'effets dissipatifs associés à la charge et décharge des états d'interface. Nous avons effectué l'acquisition des courbes QSM à l'aide d'un picoampèremètre HP4140B avec une rampe de polarisation $\alpha = 20 \text{ mV} \cdot \text{s}^{-1}$. L'intégration par la méthode de Berglund [25] des courbes C-V ainsi obtenues permet de déduire la relation expérimentale potentiel de surface Ψ_s -tension de grille V_G , à partir de la formule suivante :

$$\Psi_s(V_G) = \int_{V_{FB}}^{V_G} \left(1 - \frac{C(\xi)}{C_{ox}} \right) d\xi .$$

Le choix de la tension de bandes plates V_{FB} ($\Psi_s(V_{FB}) = 0$) comme borne inférieure de l'intégrale permet de s'affranchir de toute constante supplémentaire d'intégration : la précision de la relation $\Psi_s(V_G)$ dépend donc principalement de la précision sur la mesure de la tension de bandes plates. Cette relation permet de calculer la distribution $D_{it}(\Psi_s)$ des états d'interface en fonction de leur position énergétique dans la bande interdite du semiconducteur, le calcul de la densité étant basé sur la comparaison des courbes quasi statique et haute fréquence C_{HF} [25].

Dans le cadre de ce travail, la présence d'états d'interface dits lents (pièges d'oxyde qui échangent par effet tunnel, avec le volume du semiconducteur, des électrons avec des constantes de temps de capture ou d'émission élevées, de 1 à 1 000 s) nécessite, en toute rigueur, l'utilisation d'une rampe de polarisation de la structure extrêmement lente (inférieure à quelques millivolts par seconde) afin que cette dernière demeure à l'équilibre thermodynamique durant l'acquisition des courbes QSM. Cependant, le courant de déplacement étant proportionnel à la vitesse de la rampe de polarisation, il est expérimentalement impossible d'obtenir des mesures QSM exploitables (non bruitées) pour une vitesse de rampe inférieure à $20 \text{ mV} \cdot \text{s}^{-1}$. Par conséquent, le choix d'une vitesse de rampe égale à $20 \text{ mV} \cdot \text{s}^{-1}$ ne correspond pas rigoureusement à une situation d'équilibre pour les états lents. Il peut donc en résulter une légère déformation des courbes QSM par rapport à celles que l'on obtiendrait à l'équilibre réel de la structure, ce qui implique une incertitude plus grande dans le calcul de la relation $\Psi_s(V_G)$. Il nous est alors apparu utile de compléter nos résultats avec des mesures de densités d'états d'interface obtenues par la méthode de Terman.

Contrairement à la méthode QSM, la méthode de Terman [26] est basée sur la comparaison des courbes C_{HF} théorique et expérimentale. Elle suppose que la fréquence de mesure de la capacité est suffisamment élevée (au moins 1 MHz) pour qu'aucun état d'interface, même rapide, ne puisse suivre le signal de mesure ; on parle alors de « gel des états ». Les états sont alors chargés ou déchargés uniquement par la rampe de balayage en tension. Pour une valeur

fixée de la capacité, l'écart ΔV entre les courbes théorique et expérimentale peut être directement relié à la quantité de charges piégées dans les états d'interface. En procédant de façon différentielle, il est donc possible de calculer la répartition énergétique des états d'interface, connaissant la relation capacité-potential de surface théorique. Ainsi, une des particularités de la méthode de Terman est d'être insensible aux fluctuations de la tension de bandes plates durant l'acquisition, dans la mesure où la relation théorique liant le potentiel de surface à la capacité est indépendante de l'état de remplissage des états lents ; d'où une meilleure précision sur la position énergétique des pièges que la méthode QSM [27]. Bien qu'habituellement délaissée en raison de l'hypothèse du gel des états et de sa mise en œuvre moins immédiate que la méthode de Berglund, la méthode de Terman s'avère sensible à la fois aux états rapides et lents de l'interface [27]. En pratique, l'acquisition de la courbe expérimentale est réalisée grâce à un capacimètre HP 4280A en mode haute résolution (10^{-15} F), la fréquence du signal étant fixée à 1 MHz. Grâce à un traitement informatique bien adapté, cette technique est d'utilisation simple, rapide et plus précise que la méthode QSM pour la détermination de $\Psi_s(V_G)$.

La méthode de Zerbst [26] consiste à appliquer un signal de grille pulsé faisant passer la structure du régime d'accumulation au régime de désertion profonde. Elle permet d'obtenir le profil de dopage. Au capacimètre précédent, on associe un générateur de pulse HP8112A. L'ensemble permet d'échantillonner la capacité 0,2 ms après le front descendant du pulse de tension.

Le principe de la TSIC repose sur la cinétique de dépiégeage et de la migration des espèces ioniques dans l'oxyde sous l'action d'un champ électrique [28, 29]. Elle consiste à mesurer le courant traversant la structure lors d'une remontée en température (dans le cas présent, à l'aide d'un picoampèremètre HP4140B), les charges mobiles présentes dans l'oxyde ayant été préalablement piégées à une interface sous l'action d'un champ électrique intense (de signe opposé au champ de dépiégeage) à haute température (423 K dans le cas présent). La présence de charges mobiles thermiquement activées se manifeste par l'apparition d'un pic de courant dont la surface est liée à la quantité de charges mobiles dans l'oxyde, connaissant la loi de variation de la température (ici, une rampe linéaire de $15 \text{ K} \cdot \text{min}^{-1}$). La méthode présente quelques avantages : i) les défauts électriquement actifs du semiconducteur et de l'interface ne contribuent pas aux spectres TSIC ; ii) le dépiégeage des ions résulte d'une activation thermique : il est sélectif, il est alors possible d'accéder à l'énergie de dépiégeage et à la densité des ions piégés en fonction de l'énergie ; iii) l'intégrale de l'intensité du courant sur tout le spectre donne la concentration ionique.

3. Résultats et discussion.

3.1 DÉTERMINATION DES PARAMÈTRES DE BASE : DOPAGE ET TENSION DE BANDES PLATES. — Sur la figure 1 sont tracées les courbes C_{HF} 1 et 3, mesurées à 1 MHz pour les deux sens de balayage en tension, ainsi que la courbe C_{HF} théorique 2. A partir de la courbe 1, on calcule la courbe $(C_{\text{ox}}/C)^2 - 1$ vs. V_G , représentée figure 2. La pente de cette courbe permet de déterminer le dopage N_A et la tension de bandes plates V_{FB} . Dans le cas présent, l'existence de deux pentes (phénomène dû à la présence du pic A sur la courbe 1) donne deux valeurs très différentes pour V_{FB} ainsi que pour N_A . Par cette même méthode, on calcule N_A et V_{FB} à partir de la courbe 3. Le dopage peut encore être calculé par la méthode $C_{\text{min}} C_{\text{max}}$, appliquée aux deux courbes précédemment citées, et par la méthode de Zerbst, qui donne alors le profil de dopage de la figure 3. Les résultats sont rassemblés dans le tableau I. Le profil de dopage donné par Zerbst étant uniforme sur environ 50 nm et égal à $(4,4 \pm 0,2) \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, on considèrera cette valeur comme correcte. En raison de la

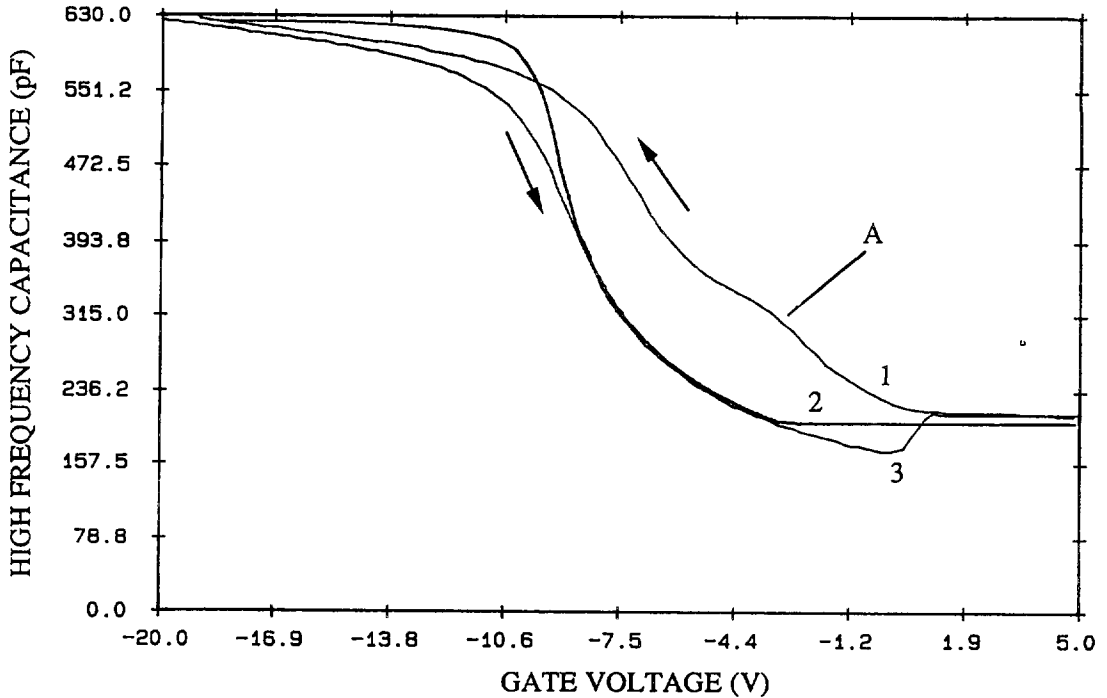


Fig. 1. — Courbes capacités-tension obtenues sur la structure MOS de type p, la tension variant par pas de 0,2 V toutes les secondes. C_{HF} mesurées à 1 MHz de + 5 à - 20 V (1), et de - 20 à + 5 V (2), courbe théorique calculée pour $V_{FB} = - 10$ V et un dopage de $4,5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ (3).

[Capacitance-voltage characteristics of the p-type MOS structures, the gate voltage varying by step of 0.2 V every seconds. C_{HF} measured at 1 MHz from + 5 to - 20 V (1), and from - 20 to + 5 V (2), theoretical curve calculated with $V_{FB} = - 10$ V and a doping level of $4.5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ (3).]

présence du pic A, la courbe $(C_{ox}/C)^2 - 1$ vs. V_G est déformée de telle sorte que la droite qui donne $N_A = 4,6 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ est translatée vers les tensions positives, V_{FB} est alors sous-estimée (- 5,6 V). La courbe 3 (A → I) confirme que l'erreur sur N_A et sur V_{FB} est bien due au pic A, puisqu'en l'absence du pic A, les valeurs du dopage et de la tension de bandes plates sont cohérentes avec celles données par Zerbst et par C_{min} - C_{max} . La tension de bandes plates que l'on retient vaut alors environ - 9 ou - 10 V. Il apparaît donc que, lorsque la structure présente des instabilités, celles-ci introduisent des erreurs sur les valeurs du dopage et de V_{FB} . Quoiqu'il en soit, dans notre cas, l'erreur commise sur V_{FB} est de l'ordre de 1 ou 2 volts, incertitude due à l'hystérésis des courbes C_{HF} . La courbe 2 représente la courbe théorique calculée avec un dopage de $4,5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ et une tension de bande plate de - 10 V ; la capacité en inversion est légèrement plus faible que la valeur expérimentale (une explication est proposée au paragraphe 3.4).

L'hystérésis observée sur les deux courbes C_{HF} tend à prouver la présence d'états lents et/ou de charges mobiles dans l'oxyde, cette question sera discutée plus loin. Remarquons encore que la courbe 3 montre clairement qu'à température ambiante la couche d'inversion se forme même dans l'obscurité.

3.2 DENSITÉ D'ÉTATS D'INTERFACE. — La courbe 1 de la figure 4 est une courbe quasi statique obtenue avec une rampe de tension $\alpha = 0,1 \text{ V.s}^{-1}$. On a vérifié que l'influence de

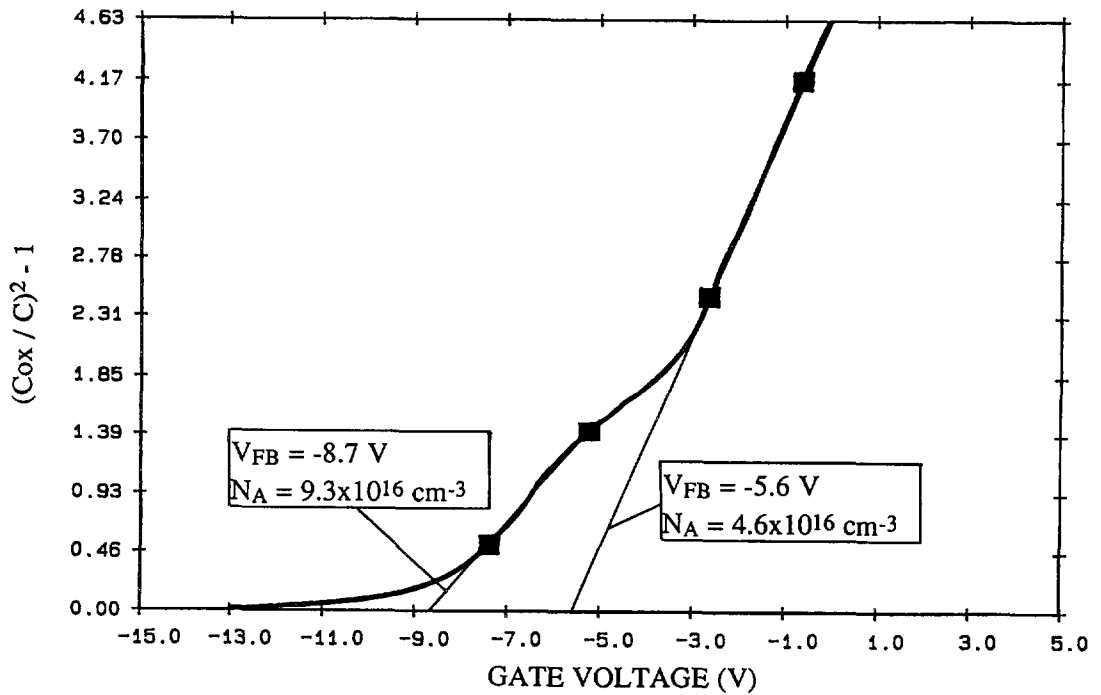


Fig. 2. — Tracé de $(C_{ox}/C)^2 - 1$ en fonction de la tension de grille pour une structure de type p. [Plot of $(C_{ox}/C)^2 - 1$ vs. gate voltage for a p-type structure.]

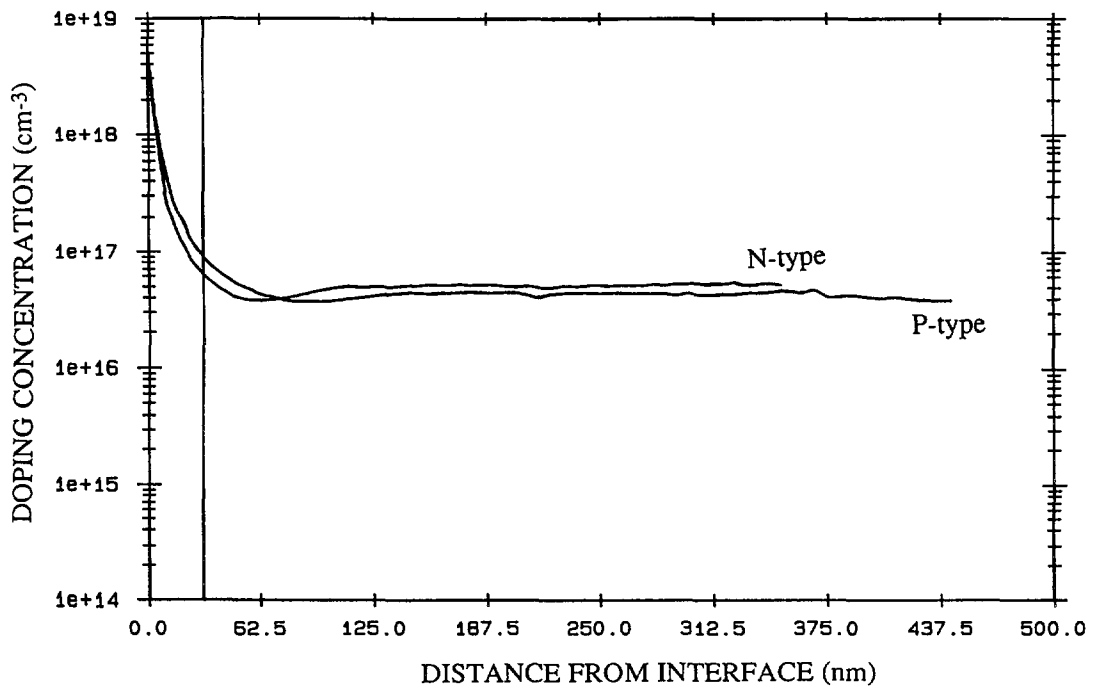


Fig. 3. — Profil de dopage obtenu par la méthode de Zerbst, sur les structures MOS de type p et n. [Doping profile of p- and n-type MOS structures measured by Zerbst method.]

Tableau I. — Valeurs du dopage et de la tension de bandes plates pour la capacité de type p obtenues par différentes méthodes de calcul et de mesures.* Ces valeurs sont obtenues dans les deux domaines de la courbe représentée en figure 2.

[Values of doping level and flat band voltage for the p-type capacitance obtained by different methods.* These values are obtained in the two ranges of the curve showed in figure 2.]

	Zerbst	$(C_{ox}/C)^2 - 1$			$C_{min}-C_{max}$	
courbes	fig. 3	1	3	1	3	
dopage (10^{16} cm^{-3})	4,5	4,6 *	9,3 *	4,2	4,4	
V_{FB} (V)		-5,6 *	-8,7 *	-10,3	-9	

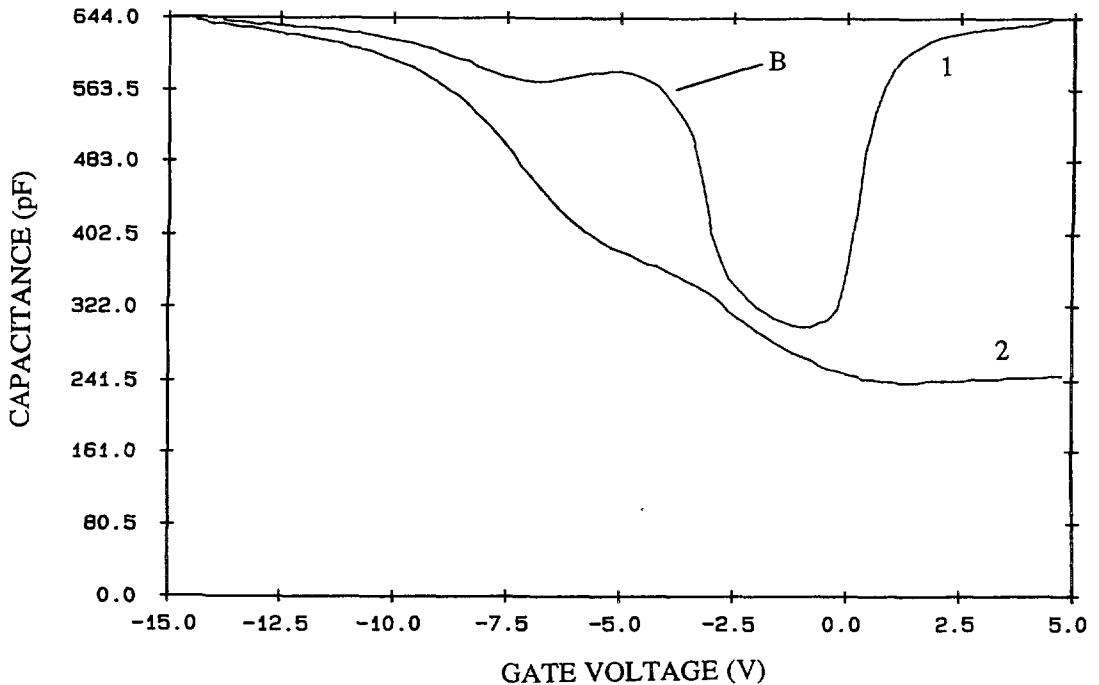


Fig. 4. — Courbe quasi statique obtenue sur la capacité de type p avec une rampe de tension de $0,1 \text{ V.s}^{-1}$ (1), courbe C_{HF} obtenue sur la même structure (2).

[QSM measurement on the p-type capacitance with a linear voltage ramp of 0.1 V.s^{-1} (1), C_{HF} measured on the same structure (2).]

α est négligeable pour α variant entre $0,02$ et $0,1 \text{ V.s}^{-1}$. On note la présence d'un pic B, caractéristique d'un courant qui vient s'ajouter au courant de déplacement des charges dans le substrat, ce courant pouvant être dû à un déplacement de charges mobiles dans l'oxyde ou à la réponse d'états d'interface. La comparaison des courbes expérimentales quasi statique et haute

fréquence de la figure 4 permet de calculer la distribution $D_{it}(\Psi_s)$ des états d'interface en fonction de leur position énergétique dans la bande interdite du carbure de silicium (Fig. 5). On note la présence d'un pic d'états d'interface pour $\Psi_s = 0,4$ eV, c'est-à-dire pour $E = E_v + 0,53$ eV. En milieu de bande interdite, la densité est de l'ordre de 5 à 7×10^{10} eV $^{-1}$ cm $^{-2}$. La densité moyenne se situe donc entre 10^{11} et 10^{12} eV $^{-1}$ cm $^{-2}$. Sur la même figure est représentée la densité d'états calculée par la méthode de Terman à partir de la courbe théorique 2 et de la courbe expérimentale 1 (I \rightarrow A) de la figure 1. On remarque la bonne concordance des deux méthodes. Dans les deux cas, les pics d'états se situent à la même énergie et ont des amplitudes de l'ordre de 2 à 3×10^{12} eV $^{-1}$ cm $^{-2}$. Notons que la densité d'états est de l'ordre de 10^{10} eV.cm $^{-2}$ si l'on compare les courbes Q_{SM} et C_{HF} obtenues dans l'autre sens de balayage (A \rightarrow I) ou si l'on calcule la densité d'états par la méthode de Terman à partir de la courbe théorique 2 et de la courbe expérimentale 3 (A \rightarrow I) de la figure 1 (Fig. 5). Notons également, dans ce cas-là, que le pic d'états d'interface disparaît complètement. En ce qui concerne la méthode QSM, ce pic résulte de l'existence du pic B ; dans le cas de la méthode de Terman il est produit par le pic A. La présence ou non du pic A, dépendant du sens de balayage, pourrait être due à la différence du comportement des états vis-à-vis de l'émission (sens I \rightarrow A) ou de la capture (A \rightarrow I) des minoritaires. Remarquons encore que, pour les courbes C_{HF} , le pic A ne dépend ni de la fréquence de mesure (de 1 kHz à 1 MHz), ni de la vitesse de balayage (0 à 5 s entre chaque point de mesure par pas de 0,2 V). Ces deux remarques n'infirment en rien l'hypothèse des états lents car la fréquence de mesure n'influe

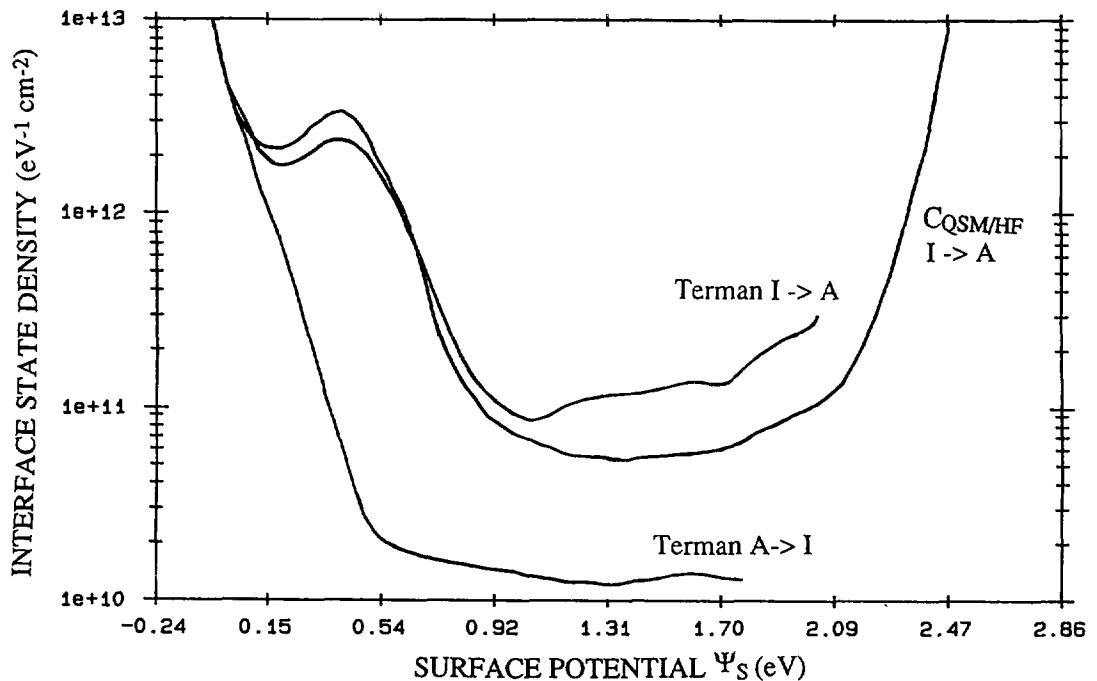


Fig. 5. — Densité spectrale d'états d'interface obtenue sur la capacité de type p par la méthode de Terman pour les deux sens de balayage (A \rightarrow I et I \rightarrow A) et par comparaison des courbes C_{HF} et QSM pour le sens de balayage I \rightarrow A.

[Interface state density measured on the p-type capacitance by the method of Terman for the two directions of sweep (A \rightarrow I and I \rightarrow A) and by comparison of the C_{HF} and QSM curves from inversion to accumulation.]

pas sur le vidage/remplissage des pièges et car le temps d'attente entre chaque point de mesure n'était pas forcément assez grand pour que l'équilibre thermodynamique soit atteint si la constante de temps des états lents est très grande. Nous avons dit que le pic B pouvait être représentatif d'états d'interface ou de charges mobiles dans l'oxyde. Pour tenter de lever cette ambiguïté, des mesures TSIC ont été effectuées entre 80 et 420 K.

3.3 CONTAMINATION IONIQUE DE L'OXYDE. — La figure 6 montre les deux courbes obtenues lors de deux remontées en température, la courbe 1 sous une polarisation de +10 V, la courbe 2 sous une polarisation de -20 V, la structure étant au préalable polarisée à 423 K sous des tensions respectives de -20 et +10 V. Si l'on suppose que ces charges mobiles sont positives, cela signifie qu'elles sont piégées à l'interface grille/oxyde (G/Ox) au début de la remontée 1, à l'interface oxyde-semiconducteur (Ox/SC) au début de la remontée 2. Dans les deux cas le courant mesuré présente un pic dont le maximum se situe au-dessous de la température ambiante (environ -10 °C) et dont seule l'amplitude varie, en fonction du sens de balayage, ce qui signifie que le nombre de charges mobiles dépiégées à l'interface G/Ox est inférieur à celui des charges dépiégées à l'interface Ox/SC. Ceci permet de supposer que les mécanismes de piégeage-dépiégeage sont différents aux deux interfaces, l'énergie de dépiégeage étant plus faible à l'interface Ox/SC qu'à l'interface G/Ox. Il est à noter que si l'on effectue le cycle de mesures (remontée 2 puis remontée 1) plusieurs fois de suite, l'amplitude des pics décroît après chaque remontée 1, ce qui tend à prouver qu'à chaque cycle, plus de

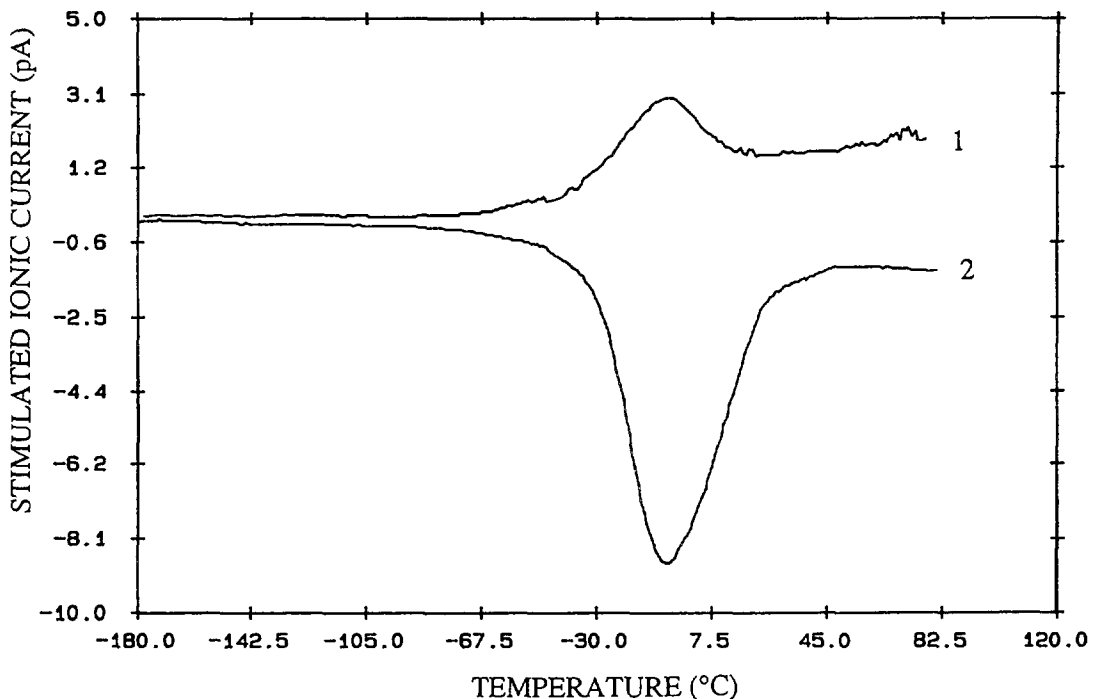


Fig. 6. — Spectres TSIC lors d'une remontée en température sous une polarisation de +10 V, après avoir polarisé la structure sous -20 V à 420 K (1); lors d'une remontée en température sous une polarisation de -20 V, après avoir polarisé la structure sous +10 V à 420 K (2).

[TSIC spectra when the temperature is increased under a bias of +10 V (the structure has been previously biased at -20 V at 420 K) (1); when the temperature is increased under a bias of -20 V (the structure has been previously biased at +10 V at 420 K) (2).]

charges restent piégées à l'interface G/Ox. La nature de ces charges mobiles sera discutée dans le paragraphe suivant. En revanche la différence observée entre les mécanismes de piégeage dépiégeage aux deux interfaces est supposée attribuée à la variation de la composition chimique de l'oxyde. Remarquons que l'interface, c'est-à-dire l'épaisseur nécessaire pour passer de l'oxyde stœchiométrique au substrat, est bien plus épaisse sur substrat SiC que sur substrat Si [20]. Cet élargissement serait dû aux perturbations engendrées par les produits carbonés issus de la réaction [30]. A l'interface Ox/SC, sur β -SiC, Berjoan *et al.* [11] ont montré la présence de carbone et d'une déficience de l'oxyde en oxygène, donnant SiO_x , le carbone pouvant se placer soit en interstitiel, soit dans une lacune d'oxygène. D'autre part, les études menées par [20] sur l'oxydation humide ont montré que pour une épaisseur t_{ox} d'oxyde formé, une épaisseur $0,45 \times t_{\text{ox}}$ de SiC est consommée. Or, le carbure de silicium étant dopé à l'aluminium, ce dernier se retrouve nécessairement dans l'oxyde, en concentration décroissante lorsque l'on s'éloigne de l'interface Ox/SC. Dans le cas du silicium, le rôle de l'aluminium a été étudiée. Il en résulte qu'il forme des défauts de non-stœchiométrie pouvant être à l'origine de pièges dans l'oxyde [32] qui tendent à retenir les ions positifs, ce qui est en désaccord avec les résultats TSIC qui semblent indiquer un dépiégeage relativement plus facile à l'interface Ox/SC. On peut émettre les hypothèses suivantes : soit la présence de carbone implique que l'aluminium se comporte différemment vis-à-vis des ions alcalins dans les structures au SiC que dans les structures au silicium ; soit, plus simplement, que 150°C n'est pas une température suffisante pour « drainer » toutes les charges à une interface puis à l'autre ; des mesures complémentaires, à plus haute température, sont prévues.

Un simple calcul d'intégration de la surface du plus grand pic permet d'évaluer la densité de ces charges mobiles à près de 10^{12} cm^{-2} (soit $2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ si la répartition est uniforme), ce qui induit un décalage de tension de bandes plates ΔV_{FB} d'environ -2 V . Or, pour un dopage de $4,6 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, avec les affinités électroniques $\chi_{\text{poly-Si}} = 4,1 \text{ V}$ et $\chi_{\text{SiC}} = 3,5 \text{ V}$ le potentiel de bandes plates théoriques est $\Phi_{\text{ms}} = -2,2 \text{ eV}$. La densité de charges mobiles dans l'oxyde n'est donc pas suffisante pour expliquer le décalage de V_{FB} d'environ -7 V observé. La densité moyenne d'états d'interface donne au maximum un ΔV_{FB} de $-2,5 \text{ V}$. Il reste donc un décalage d'environ $-2,5 \text{ V}$ qui peut s'expliquer par des charges fixes présentes dans l'oxyde en concentration de l'ordre de 10^{12} cm^{-2} ou par des charges d'oxyde. Rappelons que le sens anti-horaire de l'hystérésis, observée sur les courbes 1 et 2 de la figure 1, traduit la présence de charges d'oxyde ; le pic d'états d'interface pourrait donc être un pic d'états lents. Le fait que l'hystérésis se manifeste également à basse température est encore un argument en faveur des états lents.

Dans le but d'identifier la nature chimique de ces charges dans l'oxyde, des analyses SIMS ont été effectuées (analyseur CAMECA IMS 4F). Un spectre de masse révèle la présence dans l'oxyde d'une quantité importante d'aluminium, répartie de façon homogène, en surface. On note également la présence, en quantité non négligeable, de sodium et de magnésium dont la répartition fortement inhomogène à la surface de l'oxyde est très certainement le signe d'une pollution humaine post-élaboration. Néanmoins, les spectres TSIC obtenus sur des structures au silicium [29] contaminées par des ions alcalins (sodium et potassium) donnent des pics se situant à des températures plus élevées (environ 370 K). Shinohara *et al.* [10], qui ont obtenu des courbes C_{HF} similaires sur 3C-SiC (présence du pic A), trouvent également par analyse SIMS de fortes concentrations d'aluminium dans l'oxyde, du même ordre que celles relatives à la couche épitaxiée. Ils déduisent également une quantité de charges fixes de l'ordre de 10^{12} cm^{-2} . On peut donc émettre les hypothèses suivantes quant à la nature de ces charges mobiles : soit l'espèce migrante est l'aluminium lui-même ; soit l'espèce migrante est un produit carboné, soit encore il s'agit d'ions alcalins dont l'énergie de dépiégeage serait plus faible que dans les structures au silicium du fait de la présence de carbone et/ou d'aluminium dans l'oxyde.

Quoiqu'il en soit, la présence de ces charges mobiles explique en partie l'hystérésis observée, elles n'en sont pas la seule cause. Cette hystérésis est toujours la même, que la mesure soit effectuée dans l'obscurité ou sous éclairage, en attendant 1 s entre chaque point de mesure ou non, ce qui laisse penser qu'elle n'est pas due à des retards dans la génération des porteurs minoritaires, ce que l'on aurait pu croire puisque la concentration de porteurs intrinsèques est très faible à température ambiante dans 6H-SiC ($3 \times 10^{-6} \text{ cm}^{-3}$). L'hystérésis résulte donc, et de la présence d'états lents, et de la présence de charges mobiles.

3.4 FORMATION DE LA COUCHE D'INVERSION. — Nous avons ensuite cherché à comprendre les mécanismes de formation de la couche d'inversion et à confirmer, par une autre technique de mesure, l'existence du pic B obtenu sur les courbes QSM. La figure 7 montre deux courbes $Q-V$ obtenues dans les deux sens de balayage. La courbe 1 ($I \rightarrow A$) est identique à la courbe QSM 1 ($I \rightarrow A$) de la figure 4. Lors du balayage ($A \rightarrow I$), le pic B disparaît et un autre pic, noté C, de très grande amplitude apparaît avant que ne se forme la couche d'inversion. Afin de vérifier si la présence de ce pic est véritablement liée à la formation de la couche d'inversion, nous avons effectué l'acquisition des mêmes courbes à 80 K (Fig. 8). A cette température, le pic B a quasiment disparu (courbe 1, $I \rightarrow A$) et la couche d'inversion ne se forme pas (courbe 2, $A \rightarrow I$). La courbe 3 est obtenue dans les mêmes conditions que la courbe 2 mais sous l'éclairage constant d'une lampe halogène pendant toute la durée de la mesure. Cette fois, la couche d'inversion se forme et le pic C apparaît de nouveau. Son amplitude est toutefois beaucoup moins importante qu'à 300 K, pour un éclairage identique. Le pic C est donc bien associé à la formation de la couche d'inversion. La couche d'inversion peut se former soit par génération bande à bande de minoritaires (cas improbable dans un

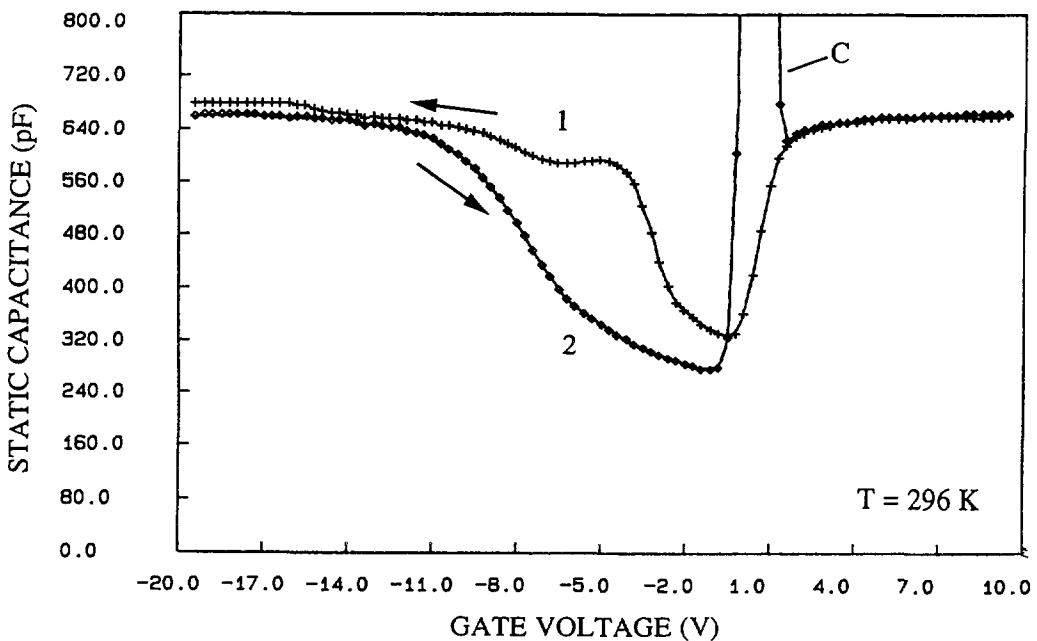


Fig. 7. — Courbes $Q-V$ obtenues, à température ambiante, sur la capacité de type p pour les deux sens de balayage en tension : de l'inversion vers l'accumulation (1), de l'accumulation vers l'inversion (2).

[$Q-V$ measurements on the p -type capacitance, at room temperature, for the two directions of sweep : from inversion to accumulation (1), from accumulation to inversion (2).]

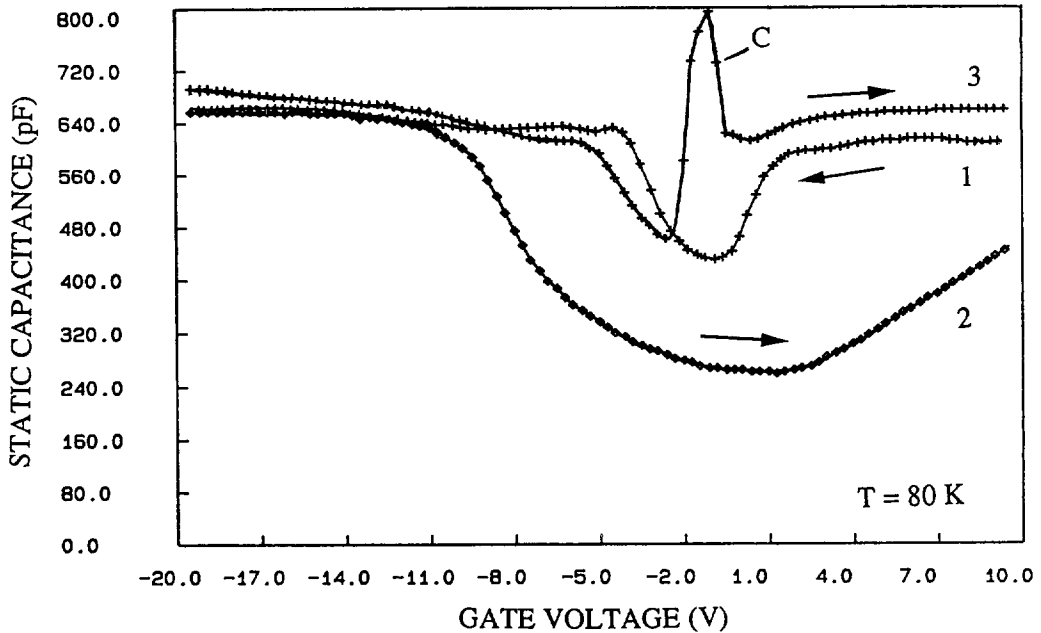


Fig. 8. — Courbes Q - V obtenues, à 80 K, sur la capacité de type p pour les deux sens de balayage en tension : de + 10 V vers - 20 V (1), de - 20 V vers + 10 V sous obscurité (2), de - 20 V vers + 10 V sous éclairage (3).

[Q - V measurements on the same capacitance, at room temperature, for the two directions of sweep : from + 10 V to - 20 V (1), from - 20 V to + 10 V in the dark (2), from - 20 V to + 10 V under light (3).]

semiconducteur à large bande interdite), soit *via* des défauts profonds (de type centres de génération) dans la bande interdite. Nous avons alors effectué les mêmes mesures que la courbe 3 en éclairant la structure avec des filtres optiques laissant passer les longueurs d'onde qui correspondent à des énergies inférieures à la bande interdite (de 1,8 eV à 3 eV). A chaque fois l'inversion et le pic apparaissent, ce qui permet de supposer que la génération de minoritaires est assistée par défauts, ce qu'avait déjà démontré Shibahara *et al.* sur β -SiC [8]. Il semble que pour une polarisation donnée, les défauts libèrent des électrons qui contribuent à la formation de la couche d'inversion. Cette libération est soudaine, donne lieu à un pic de courant qui s'ajoute au courant de déplacement. Lors de cette brutale libération, la structure n'est plus à l'équilibre et les conditions de mesure rappelées au paragraphe 2.2 ne sont plus respectées. Le courant ou la charge variant brutalement, leurs dérivées sont très grandes et par là-même, la valeur de la capacité mesurée est très élevée. Toutefois cette valeur n'est plus représentative d'une capacité puisque l'équilibre des charges n'est plus réalisé. Puis, la couche d'inversion étant formée, la capacité tend vers la valeur limite d'équilibre correspondant à C_{ox} , capacité de l'oxyde. Lors du balayage $I \rightarrow A$, les électrons sont repoussés de l'interface vers le volume du semiconducteur où ils sont capturés par les mêmes défauts profonds. La présence de défauts profonds tend à diminuer la largeur limite de la zone de charge d'espace et donc à augmenter la capacité mesurée en inversion, ce qui pourrait expliquer l'écart observé entre la courbe théorique et la courbe expérimentale de la figure 1. Ces défauts permettent l'inversion, même dans l'obscurité, à température ambiante.

Des mesures ont également été effectuées sur des capacités de type n à grille aluminium

présentant, elles aussi, les deux contacts en face avant (respectivement $0,25 \text{ mm}^2$ et 25 mm^2 pour la grille et le contact « substrat »).

Sur les structures de type n, dont le profil de dopage est donné en figure 3, l'inversion est beaucoup plus difficile à obtenir. A température ambiante, il faut un éclairage d'intensité très importante pendant 60 s pour inverser la structure. Sur la figure 9 et comme dans le cas des structures de type p, on observe un pic (D) avant la formation de la couche d'inversion lors d'un balayage A \rightarrow I (courbe 1), mais de plus faible amplitude que le pic C. La courbe 2 est une courbe QSM obtenue lors d'une mesure dans le sens I \rightarrow A. La comparaison des courbes 2 et 3 ne permet pas de calculer la densité spectrale d'états d'interface en raison de la déformation extrême de la courbe QSM. La figure 10 montre les courbes C_{HF} obtenues dans les deux sens de balayage ainsi que la courbe théorique (courbe 3) calculée avec un dopage de $5,4 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ (Fig. 3) et la tension de bandes plates calculée par la méthode du $C_{\min} - C_{\max}$ avec la valeur précédente du dopage. La courbe 2 confirme que l'inversion n'apparaît pas dans l'obscurité. Encore une fois, la courbe théorique concorde bien avec la courbe 2 dans les domaines d'accumulation et de désertion. La capacité d'inversion est beaucoup plus faible que celle indiquée par la courbe 1.

On observe donc les mêmes instabilités sur des capacités de type n que sur des capacités de type p.

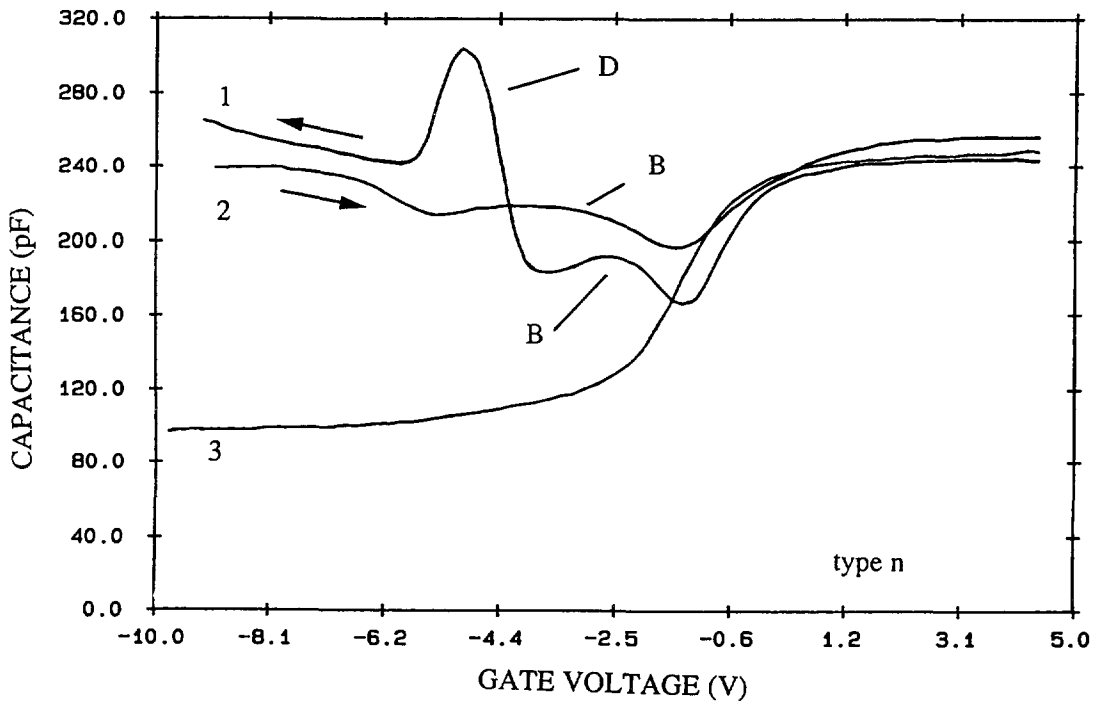


Fig. 9. — Courbes QSM obtenues sur la capacité de type n pour les deux sens de balayage en tension : de + 5 V vers - 10 V (1), de - 10 V vers + 5 V (2) ; courbe C_{HF} de - 10 V vers + 5 V (3).

[QSM measurements on the n-type capacitance, for the two directions of sweep : from + 5 V to - 10 V (1), from - 10 V to + 5 V (2), C_{HF} curve from - 10 V to + 5 V (3).]

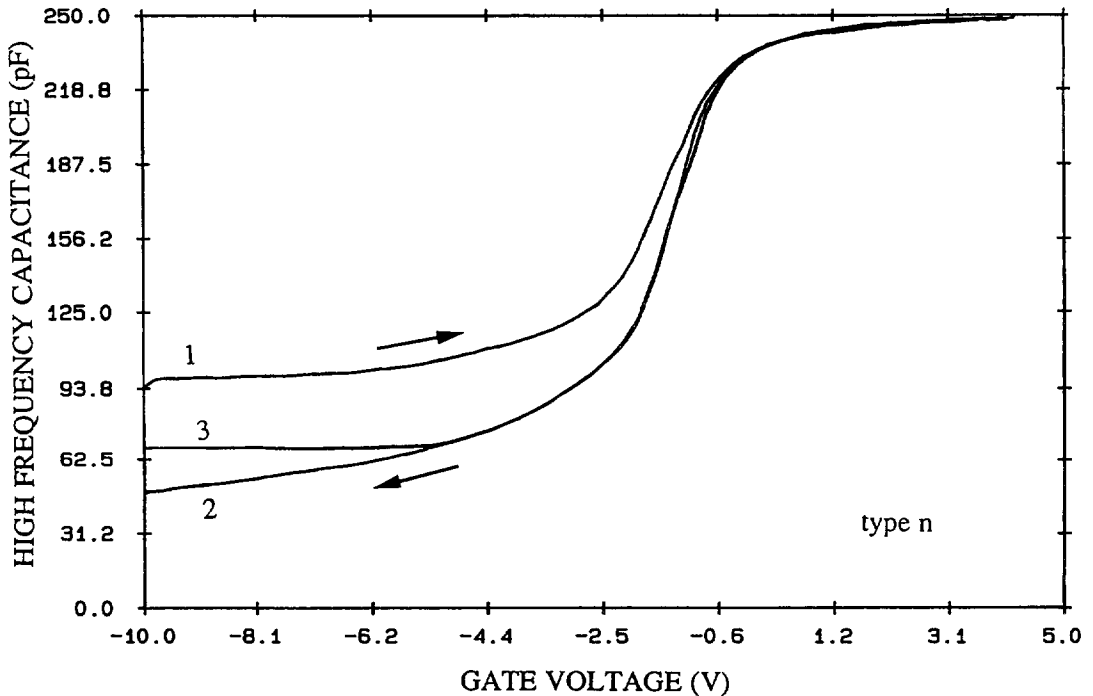


Fig. 10. — Courbes C_{HF} obtenues sur la capacité de type n pour les deux sens de balayage en tension : de -10 V vers $+5$ V (1), de $+5$ V vers -10 V (2), courbe théorique calculée avec un dopage de $5,4 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ et $V_{FB} = -0,8$ V (3).

[C_{HF} curve on the n-type capacitance, for the two directions of sweep : from -10 V to $+5$ V (1), from $+5$ V to -10 V (2), theoretical curve C_{HF} calculated for a doping level of $5.4 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ and $V_{FB} = -0.8$ V (3).]

4. Conclusion.

Diverses instabilités ont été mises en évidence dans les structures MOS 6H-SiC de type p. La densité d'états d'interface, calculée par deux méthodes, est de l'ordre de 5 à $7 \times 10^{10} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$ en milieu de bande interdite avec un pic de $3 \times 10^{12} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$ à $E = E_v + 0,53 \text{ eV}$. Le sens de l'hystérésis observée sur les courbes C_{HF} et le fait que l'hystérésis se manifeste également à basse température sont caractéristiques de la présence d'états lents. Le pic d'états pourrait donc être dû à ces états lents. D'autre part, des analyses TSIC et SIMS montrent une contamination ionique de l'oxyde par des charges mobiles en concentration de l'ordre de 10^{12} cm^{-2} . Ces charges mobiles semblent se dépiéger à une température de 260 K. Les mécanismes de piégeage-dépiégeage semblent différents aux deux interfaces. L'aluminium, dont la présence est révélée par des analyses SIMS, et le carbone pourraient jouer un rôle important dans ce phénomène. Enfin, le mécanisme de formation de la couche d'inversion a également été étudié. A température ambiante, celle-ci apparaît même dans l'obscurité pour la structure de type p. A 80 K, elle apparaît également sous un éclairage d'énergie inférieure à la largeur de la bande interdite, ce qui prouve que la génération des porteurs minoritaires est assistée par des défauts profonds de type centres de génération. Enfin, les mêmes instabilités se produisent dans les structures de type n.

Remerciements.

Ce travail a été réalisé en partie dans le cadre du GEPRA, Groupement d'Electronique de Puissance Rhône-Alpes. Les auteurs tiennent à remercier le Professeur Jean-Claude Dupuy pour les différentes analyses SIMS ainsi que Carole Plossu.

Bibliographie

- [1] Davis R. F. and Glass J. T., The growth and characterization of silicon carbide and diamond for microelectronic applications, *Adv. Solid-State Chem.* **2** (1991) 1.
- [2] Muench W. V. and Pettenpaul E., Saturated electron drift velocity in 6H silicon carbide, *J. Appl. Phys.* **48** (1987) 4823.
- [3] Davis R. F., Kelner G., Shur M., Palmour J. W. and Edmond J. A., Thin film deposition and microelectronic and optoelectronic device fabrication and characterization in monocristalline alpha and beta silicon carbide, *Proceedings IEEE* **79** (1991) 677.
- [4] Fung C. D. and Kopanski J. J., Thermal oxidation of 3C silicon carbide single-crystal layers on silicon, *J. Appl. Phys. Lett* **45** (1984) 757.
- [5] Suzuki A., Ashida H., Furui N., Mameno K. and Matsunami H., Thermal oxidation of SiC and electrical properties of Al-SiO₂-SiC MOS structure, *Jpn J. Appl. Phys.* **21** (1982) 579.
- [6] Laukhe Y., Tairov M., Tsvetkov V. F. and Shchepanski F., Oxidation kinetics of SiC single crystals, *Inorg. Mater.* **17** (1981) 177.
- [7] Deal B. E. and Grove A. S., General relationship for the thermal oxidation of silicon, *J. Appl. Phys.* **36** (1965) 3770.
- [8] Shibahara K., Nishino S. and Matsunami H., Metal-Oxide-Semiconductor characteristics of chemical vapor deposited cubic-SiC, *Jpn J. Appl. Phys.* **23** (1984) L862.
- [9] Avila R. E., Kopanski J. J. and Fung C. D., Behavior of inversion layers in 3C silicon carbide, *J. Appl. Phys.* **49** (1986) 334.
- [10] Shinohara M., Yamanaka M., Misawa S., Okumura H. and Yoshida S., C-V characteristics of MOS structures fabricated of Al-doped p-type 3C-SiC epilayers grown by chemical vapor deposition, *Jpn. J. Appl. Phys* **30** (1991) 240.
- [11] Berjoan R., Rodriguez J. and Sibieude F., AES study of the SiO₂/SiC interface in the oxidation of CVD β -SiC, *Surf. Sci.* **271** (1992) 237.
- [12] Ouisse T., Becourt N., Templier F., Vuillod J., Cristoloveanu S., Billon T., Ponthenier J. L., Jaussaud C. and Mondon F., Electrical characterization of (6H) SiC MOS capacitors at high temperature, ICSCRM'93 Proc. (to be published by the Institute of Physics Publishing Ltd).
- [13] Singh N. N. and Ry S., Thermal oxidation and electrical properties of silicon carbide metal-oxide-semiconductor structures, *J. Appl. Phys.* **73** (1993) 1279.
- [14] Kondo Y., Takahashi T., Ishii K., Hayashi Y., Sakuma E., Misawa S., Daimon H., Yamanaka M. and Yoshida S., Experimental 3C-SiC MOSFET, *IEEE Elect. Dev. Lett.* **7** (1986) 404.
- [15] Shibahara K., Saito T., Nishino S. and Matsunami H., Fabrication of inversion-type n-channel MOSFET's using cubic-SiC on Si (100), *IEEE Elect. Dev. Lett.* **7** (1986) 692.
- [16] Kondo Y., Takahashi T., Ishii K., Hayashi Y., Sakuma E., Misawa S., Daimon H., Yamanaka M. and Yoshida S., High-temperature operation of silicon carbide MOSFET, *Jpn J. Appl. Phys.* **26** (1987) 310.
- [17] Palmour J. W., Kong H. S. and Davis R. F., High-temperature depletion-mode metal-oxide-semiconductor field-effect transistors in beta-SiC thin films, *Appl. Phys Lett.* **51** (1987) 2028.
- [18] Palmour J. W., Kong H. S. and Davis R. F., Characterization of device parameters in high-temperature metal-oxide-semiconductor field-effect transistors in β -SiC thin films, *J. Appl. Phys* **64** (1988) 2168.
- [19] Fuma H., Miura A., Tadano H., Sugiyama S. and Takigawa M., High temperature operated enhancement-type β -SiC MOSFET, *Jpn J. Appl. Phys.* **27** (1988) L2143.
- [20] Becourt N., Etude de la croissance cristalline de carbure de silicium et des technologies pour la réalisation de transistors MOS, Thèse de Doctorat, Montpellier (1993) Non publiée.

- [21] Ziegler K. et Klausmann E., Static technique for precise measurements of surface potential and interface state density in MOS structures, *Appl. Phys. Lett.* **26** (1975) 400.
- [22] Kleber M., Energy distribution of slow trapping states in metal-oxide-semiconductor devices after Fowler-Nordheim injection, *J. Appl. Phys.* **74** (1993) 2125.
- [23] Drujif K. G., de Nijs J. M. M., van der Drift E., Granneman E. H. A. and Balk P., Charge exchange mechanisms of slow states in Si/SiO₂, *Microelectron. Eng.* **22** (1993) 231.
- [24] Autran J. L., Balland B. and Gaborieau L. M., Development of an interface-trap measurement system using 3-level charge pumping for submicrometer MOSFETs, *IBM J. Res. Develop.* (1994). A paraître.
- [25] Klausmann E., Fahrner W. R. and Bräunig D., The electronic states of the Si-SiO₂ interface, in instabilities in Silicon Devices, G. Barbottin et A. Vapaille Eds. (Elsevier Science Publishers B. V., Amsterdam, 1989) chapitre 12.
- [26] Nicollian E. H. and Brews J. R., MOS. Physics and Technology (John Wiley & Sons, New York, 1982) chapitre 8.
- [27] Seigneur F., Etude de la qualité interfaciale du système isolant/semiconducteur dans les structures MOS. Thèse de doctorat, Lyon (1994) Non publiée.
- [28] Hickmott T. W., Thermally Stimulated ionic conductivity of sodium in thermal SiO₂, *J. Electrochem. Soc.* **46** (1975) 2583.
- [29] Choquet C., Etude de la migration ionique dans les structures métal-isolant-silicium, Thèse de Doctorat, Lyon (1989) Non publiée.
- [30] Kee R. W., Geib K. M., Wilmsen C. W. and Ferry D. K., Interface characteristics of thermal SiO₂ on SiC, *J. Vac. Sci. Technol.* **15** (1978) 1520.
- [31] Balland B., Defects in silica films. Instabilities in Silicon Devices, G. Barbottin et A. Vapaille Eds. (Elsevier Science Publishers B. V., Amsterdam, 1986) chapitre 2, p. 140.