



HAL
open science

Analyse des propriétés de transport électrique dans le silicium sur isolant - Utilisation du pouvoir thermoélectrique

G. Ghibaudo, G. Kamarinos

► **To cite this version:**

G. Ghibaudo, G. Kamarinos. Analyse des propriétés de transport électrique dans le silicium sur isolant - Utilisation du pouvoir thermoélectrique. *Revue de Physique Appliquée*, 1982, 17 (3), pp.133-143. 10.1051/rphysap:01982001703013300 . jpa-00244981

HAL Id: jpa-00244981

<https://hal.science/jpa-00244981>

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
72.20P — 73.60F

Analyse des propriétés de transport électrique dans le silicium sur isolant — Utilisation du pouvoir thermoélectrique

G. Ghibaudo et G. Kamarinos

Laboratoire de Physique des Composants à Semiconducteurs (*)
ENSER, 23, rue des Martyrs, 38031 Grenoble Cedex, France

(Reçu le 5 octobre 1981, révisé le 23 novembre 1981, accepté le 8 décembre 1981)

Résumé. — L'utilisation du pouvoir thermoélectrique (PTE) pour l'étude des propriétés de transport des semi-conducteurs inhomogènes est proposée lors de ce travail. Plus particulièrement le Silicium sur Saphir (SSI) de type N (couche mince de silicium, inhomogène dans le sens de sa croissance épitaxiale) sert de matériau de référence et de test. Une étude théorique d'abord, de la conductivité électrique, de l'effet Hall et du PTE de tels échantillons est présentée; les variations des mobilités et des densités de porteurs avec la température dans les différentes parties de l'échantillon inhomogène sont prises en considération. Un modèle théorique numérique pour des matériaux pouvant être considérés comme étant constitués de deux couches à propriétés différentes (matériaux bicouches) est ensuite établi. A l'aide de ce modèle théorique une comparaison détaillée entre l'effet Hall et le PTE relativement à leur pertinence pour l'étude d'un matériau bicouche est effectuée. Nous montrons ainsi que les mesures du PTE sont beaucoup plus sensibles aux inhomogénéités que les mesures d'effet Hall. Dans le cas du SSI l'étude de la sensibilité du PTE (S) et de la conductivité électrique (σ) en fonction des variations des paramètres globaux de transport montre que les mesures conjuguées de σ et de S peuvent s'avérer suffisantes pour une caractérisation efficace et satisfaisante du matériau dont un des principaux problèmes est son inhomogénéité épitaxiale. Des mesures effectuées sur des échantillons de SSI dopés au phosphore sont ensuite présentées et analysées. Ces échantillons d'une épaisseur de 0,7 μm , sont étudiés dans une gamme de température de 77 K à 360 K. A partir des variations de leur conductivité électrique et de leur PTE nous déduisons leurs paramètres de transport (densités et mobilités des porteurs ainsi que leurs variations). Les échantillons étudiés correspondent bien au modèle théorique bicouche que nous avons élaboré. Ils présentent une structure N-N⁺. La couche dégénérée N⁺, d'une épaisseur déduite de 150 Å, constitue la région de transition entre le substrat isolant et la partie principale monocristalline du film. Elle pourrait être soit une région surdopée soit une couche d'accumulation forte.

Abstract. — The use of the thermoelectric power (TEP) for the study of the transport properties of inhomogeneous semiconductors is proposed. Particularly, in this work, the Silicon On Sapphire (SOS) of N type is considered as a reference and as a test material; indeed the SOS films are inhomogeneous in the direction of their epitaxial growth. In a first time a theoretical study of the electrical conductivity, the Hall effect and the TEP of such samples is presented; the variations of the mobilities and the densities of free carriers with temperature in the different parts of the inhomogeneous samples are taken into account. A numerical theoretical model concerning semiconductors which can be considered as two (different) layers materials is established. Using the above theoretical model a detailed comparison between the Hall effect and the TEP is performed. We show that the measurements of TEP are much more sensitive to transport inhomogeneities than Hall effect measurements. In the case of SOS, the study of the sensitivity of the TEP (S) and the electrical conductivity (σ) vs. the variations of the transport parameters, show that the combined measurements of σ and S can be sufficient for a satisfactory and efficient characterization of this material the main problem of which is, precisely, its epitaxial inhomogeneity. Experimental results performed on phosphorus doped SOS films are presented and analysed. The thickness of the films is about 0.7 μm ; they are studied between 77 K and 360 K. The analysis of (σ , T) and (S , T) characteristics leads to the transport parameters as well as to the law of their variations. We deduce that the SOS samples are very satisfactorily represented by the main N type part and a degenerate, N⁺ type, thin layer; the thickness of the N⁺ type transition (Si-Al₂O₃) layer is estimated on the order of 150 Å. The transition layer is either a overdoped and highly disturbed region or a strongly accumulated layer.

(*) ERA CNRS N° 659.

1. **Introduction.** — La microélectronique actuelle nécessite de plus en plus l'emploi de nouveaux matériaux sous forme de couches minces semiconductrices. De telles couches — homoépitaxiées ou hétéroépitaxiées — posent alors le problème de la caractérisation des propriétés de transport, dont les valeurs ne sont plus constantes selon l'axe de croissance de la couche. Tel est le cas, en particulier du Silicium sur Isolant (SSI ou SOS : Silicon On Sapphire), dont l'utilité en VLSI, est bien connue [1, 2].

Précédemment, différentes études ont montré l'existence d'un gradient des propriétés électriques selon la direction d'épitaxie : l'effet magnétodiode a permis de mettre en évidence un gradient de durée de vie des porteurs [3] comme cela a été entrevu à l'aide de méthodes de mesures indirectes [4] et [5]. Des profils de mobilités et de concentrations des porteurs ont pu être établis grâce à des mesures d'effet Hall et de magnétorésistance sur des structures MOSFET à déplétion [5, 6, 7, 8 et 32]. Signalons que l'étude du transistor MOS métal- Al_2O_3 -Si a confirmé la faible mobilité des porteurs au voisinage de l'interface Si- Al_2O_3 [9]. Curieusement, dans la littérature, si l'étude des propriétés de transport est très largement représentée par la conductivité et l'effet Hall, le pouvoir thermoélectrique (PTE) est en général absent. Ceci n'est pas surprenant quand on connaît les difficultés expérimentales inhérentes aux mesures du PTE.

Dans cet article, nous présentons une étude théorique détaillée des propriétés de transport (conductivité, effet Hall, PTE) dans un matériau semiconducteur inhomogène, et montrons que, dans ce cas, l'intérêt du PTE non seulement n'est plus secondaire par rapport à l'effet Hall, mais qu'au contraire celui-ci s'avère plus sensible à la présence d'une inhomogénéité transversale. Nous appliquons ensuite, notre analyse théorique aux résultats expérimentaux du PTE et de la conductivité obtenus sur des échantillons de SSI de type N. Nous en déduisons une image globale de l'inhomogénéité du film selon l'axe épitaxial et en particulier nous confirmons le rôle déterminant joué par la couche de transition à l'interface Si- Al_2O_3 , dans le transport électrique à basse température.

2. **Analyse théorique.** — 2.1 GÉNÉRALITÉS. — Avant d'aborder le détail des calculs des propriétés de transport dans le cas d'un matériau transversalement inhomogène, nous devons formuler quelques remarques générales concernant le formalisme mathématique employé. Dans ce qui suit, nous allons considérer que l'inhomogénéité transversale est suffisamment abrupte pour donner lieu à l'apparition de deux couches fictives dans l'épaisseur du film, dont les propriétés électriques sont très différentes. Ce « découpage » en deux régions bien distinctes, de l'échantillon pourrait paraître trop artificiel, cependant notre approche simplificatrice, à cet égard, considère seulement des matériaux *fortement inhomogènes* dans lesquels seuls des effets d'inhomogénéités qualitativement très différents, sont pris en compte. Plus

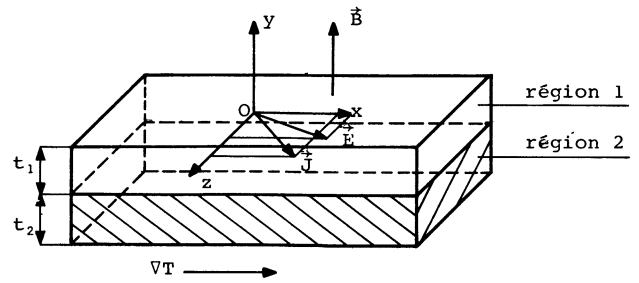


Fig. 1. — Echantillon bicouche (régions 1 et 2) dans lequel sont définis pour chacune des couches :

$\mathbf{E}(E_x, 0, E_z)$ champ électrique,
 $\mathbf{B}(0, B_y, 0)$ champ magnétique,
 $\mathbf{j}(j_x, 0, j_z)$ densité de courant,
 $\nabla T((\nabla T)_x, 0, 0)$ gradient de température,
 t_1 épaisseur de la région 1,
 t_2 épaisseur de la région 2.

[Two-layers sample (regions 1 and 2) in which are defined :

$\mathbf{E}(E_x, 0, E_z)$ electrical field,
 $\mathbf{B}(0, B_y, 0)$ magnetic field,
 $\mathbf{j}(j_x, 0, j_z)$ current density,
 $\nabla T((\nabla T)_x, 0, 0)$ temperature gradient,
 t_1 thickness of the region 1,
 t_2 thickness of the region 2.]

particulièrement en ce qui concerne le SSI, on a, par ailleurs [5, 7, 8], la conviction qu'effectivement, il est constitué grossièrement de deux régions : la couche de transition à l'interface Si- Al_2O_3 de l'ordre de quelques centaines d'angströms et la couche supérieure du film. Il est néanmoins évident qu'une analyse plus fine des inhomogénéités transversales nécessiterait un formalisme mathématique différentiel plus complexe [11], dont les principes physiques d'établissement sont identiques à ceux que nous allons mentionner dans les paragraphes suivants. En ce qui nous concerne, l'utilité d'un tel formalisme n'était pas justifiée dans la mesure où le SSI étudié, présentait un caractère inhomogène suffisant, se prêtant à une analyse simplifiée. Dans cette partie, nous développerons donc les calculs donnant la conductivité σ , la mobilité de Hall μ_H , et le PTE S , dans le cas d'un matériau bicouche, constitué de deux régions distinctes (cf. Fig. 1). Chacune des deux régions, supposées *homogènes* et *isotropes*, présente ses propres paramètres de transport : σ_1, μ_{H1}, S_1 pour la couche 1 et σ_2, μ_{H2}, S_2 pour la couche 2. Nous déduirons, théoriquement, les expressions donnant les paramètres globaux en fonction des paramètres de transport élémentaires de chacune des couches. Ensuite nous appliquerons ce formalisme, au cas d'un matériau constitué d'une couche principale de silicium N et d'une mince couche de silicium très dopé N^+ . Cet échantillon hypothétique servira de référence lors de l'évaluation numérique des paramètres globaux de transport σ, μ_H et S d'un matériau réel transversalement inhomogène. Il constituera ensuite un élément de comparaison utile à l'interprétation des propriétés

de transport du SSI que nous présenterons dans la troisième partie.

2.2 CONDUCTIVITÉ ÉLECTRIQUE. — La conductivité électrique σ , relie la densité de courant \mathbf{j} au champ électrique \mathbf{E} selon la relation d'Ohm :

$$\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}. \quad (1)$$

Dans le cas de notre échantillon bicouche (transversalement inhomogène), le champ électrique et la densité de courant sont supposés colinéaires à l'axe OX (cf. Fig. 1) : $\mathbf{E}(E_x, 0, 0)$ et $\mathbf{j}(j_x, 0, 0)$ (ici $j_z \equiv 0$). De la conservation du courant total ($\text{div } \mathbf{j} = 0$) et de la composante parallèle du champ électrique (découlant de $\text{rot } \mathbf{E} = 0$), dans le plan (Oxz), nous déduisons les équations suivantes :

$$(t_1 + t_2) j_x = t_1 j_{1x} + t_2 j_{2x} \quad (2)$$

$$j_{1x} = \sigma_1 E_{1x} \quad (3)$$

$$j_{2x} = \sigma_2 E_{2x} \quad (4)$$

$$E_{1x} = E_{2x} = E_x \quad (5)$$

où j_{ix} est la densité de courant dans la région i , E_{ix} le champ électrique dans la région i , t_i l'épaisseur de chaque région selon l'axe oy. La conductivité équivalente de l'échantillon σ , définie par $j_x = \sigma E_x$, s'écrit donc à l'aide des équations (1) à (5) :

$$\sigma = \frac{\lambda}{1 + \lambda} \sigma_1 + \frac{1}{1 + \lambda} \sigma_2 \quad (6)$$

où $\lambda = t_1/t_2$ est le facteur géométrique exprimant l'importance relative de la région 1 sur la région 2. Rappelons que les conductivités de chacune des couches i sont reliées aux mobilités μ_i et aux densités de porteurs n_i par les relations usuelles : $\sigma_i = |q| \mu_i n_i$ où q est la charge de l'électron.

2.3 EFFET HALL. — Nous calculerons la mobilité de Hall μ_H et la constante de Hall R_H à partir de l'équation de transport de Boltzmann [10, 12] dans l'approximation des champs magnétiques faibles, ce qui nous conduira à négliger la magnétorésistance. Le champ électrique total dans le plan oxz étant conservé, on peut écrire pour notre échantillon (cf. Fig. 1) :

$$\mathbf{E} = \frac{1}{\sigma_1} \mathbf{j}_1 + \frac{\mu_{H1}}{\sigma_1} (\mathbf{B} \times \mathbf{j}_1) = \frac{1}{\sigma_2} \mathbf{j}_2 + \frac{\mu_{H2}}{\sigma_2} (\mathbf{B} \times \mathbf{j}_2) \quad (7)$$

où \mathbf{B} est le champ magnétique appliqué. D'autre part, de la conservation du courant selon ox et oz, résultent l'équation (2) et la relation suivante :

$$t_1 j_{1z} + t_2 j_{2z} = 0. \quad (8)$$

Appliquant un champ magnétique dans le sens de l'inhomogénéité $\mathbf{B}(0, B_y, 0)$ et projetant l'équation (7) sur les axes, on obtient :

$$\frac{1}{\sigma_1} j_{1x} + \frac{\mu_{H1}}{\sigma_1} B_y j_{1z} = \frac{1}{\sigma_2} j_{2x} + \frac{\mu_{H2}}{\sigma_2} B_y j_{2z} \quad (9)$$

$$\frac{1}{\sigma_1} j_{1z} + \frac{\mu_{H1}}{\sigma_1} B_y j_{1x} = \frac{1}{\sigma_2} j_{2z} + \frac{\mu_{H2}}{\sigma_2} B_y j_{2x}. \quad (10)$$

La relation de Hall définissant la mobilité de Hall s'écrit alors

$$E_{Hz} = \frac{\mu_H}{\sigma} j_x \quad \left(\text{où } \sigma = \frac{\lambda \sigma_1 + \sigma_2}{\lambda + 1} \text{ cf. 2.2} \right)$$

où E_{Hz} est le champ électrique de Hall apparaissant dans la direction oz. En remarquant qu'à faible champ magnétique ($\mu B \ll 1$) on a $j_{1x} = \sigma_1 E_{1x}$ et $j_{2x} = \sigma_2 E_{2x}$; il vient à l'aide des équations (2) et (8) à (10) :

$$\mu_H = \frac{\lambda \sigma_1 \mu_{H1} + \sigma_2 \mu_{H2}}{\lambda \sigma_1 + \sigma_2} \quad \left(\text{où } \lambda = \frac{t_1}{t_2} \right) \quad (11)$$

d'où également, sachant que $R_H = \mu_H/\sigma$, on déduit le coefficient de Hall R_H :

$$R_H = \frac{\lambda \sigma_1^2 R_{H1} + \sigma_2^2 R_{H2}}{(\lambda \sigma_1 + \sigma_2)^2} \quad (12)$$

où les R_{Hi} sont les constantes de Hall dans chaque couche i .

2.4 POUVOIR THERMOÉLECTRIQUE. — Calculons le PTE S de notre échantillon de la figure 1 soumis à un gradient de température ∇T ($(\nabla T)_x, 0, 0$) selon l'axe Ox, en l'absence de toute autre perturbation ($\mathbf{j} \equiv 0$, $\mathbf{B} \equiv 0$). D'après [10, 12, 15] le champ électrique total est alors la somme du champ Seebeck $S \nabla T$ et du champ de conduction \mathbf{j}/σ , donc :

$$\mathbf{E} = \frac{\mathbf{j}}{\sigma} + S \nabla T. \quad (13)$$

De plus le courant total selon Ox étant nul (condition de circuit ouvert), il en résulte :

$$t_1 j_{1x} + t_2 j_{2x} = 0. \quad (14)$$

Le champ électrique Seebeck \mathbf{E}_s n'est alors autre que la valeur commune du champ électrique dans les deux régions 1 et 2, soit :

$$(E_s)_x = \frac{j_{1x}}{\sigma_1} + S_1 (\nabla T)_x = \frac{j_{2x}}{\sigma_2} + S_2 (\nabla T)_x. \quad (15)$$

On obtient alors pour l'expression du PTE global d'un échantillon bicouche à l'aide des relations (6), (14) et (15) :

$$S = \frac{\lambda \sigma_1 S_1 + \sigma_2 S_2}{\lambda \sigma_1 + \sigma_2}. \quad (16)$$

2.5 COMPARAISON EFFET HALL-PTE POUR UN ÉCHANTILLON BICOUCHE SiN-N⁺. — Dans ce para-

graphe nous allons appliquer à un matériau semi-conducteur inhomogène constitué de deux couches de silicium N, les résultats obtenus aux paragraphes 2.3 et 2.4, afin d'analyser l'influence d'une mince couche surdopée N^+ sur les propriétés électriques globales en fonction de la température dont nous limiterons les variations entre 60 K et 360 K, en raison des exigences expérimentales (3^e partie). A notre échantillon de référence (cf. Fig. 1), nous affecterons à la région 1 les propriétés du silicium massif de type N et à la région 2 celles du silicium dégénéré de type N^+ . Nous calculerons, ensuite, numériquement l'évolution de la mobilité de Hall μ_H et du PTE S en fonction de la température. Pour cela il nous faut maintenant préciser quelques hypothèses concernant d'une part les lois de mobilité et, d'autre part, les densités de porteurs. Nous déduirons ainsi les paramètres de transport élémentaires (cf. 2.2, 2.3, 2.4) de chacune des couches.

2.5.1 *Expressions des mobilités.* — Les lois de mobilités en fonction de la température T , que nous allons définir sont inspirées par l'analyse de nombreuses données expérimentales relatives au Si [10, 14, 29] dont la compatibilité avec les expressions théoriques est sensiblement vérifiée [12, 13, 14]. Dans la région 1, le matériau semi-conducteur dopé normalement ($N_d < 10^{18}/\text{cm}^3$), admet un mécanisme de diffusion des porteurs mixte. A haute température ($250 \text{ K} < T < 350 \text{ K}$) la diffusion est contrôlée par les vibrations du réseau (phonons acoustiques) et donne lieu théoriquement à des variations de mobilité en $T^{-3/2}$. A basse température ($60 \text{ K} < T < 200 \text{ K}$) la diffusion est contrôlée par les impuretés ionisées ou les défauts ponctuels chargés (diffusion coulombienne) [12, 13] et conduit à des lois de mobilité en $T^{3/2}$. La mobilité globale, en présence de plusieurs mécanismes de diffusion est alors obtenue à partir de la règle de Mathiessen [12, 13] (addition inverse des mobilités); il vient pour l'expression de la mobilité dans la région 1 :

$$\mu_1 = 2 \mu_M \left(\left(\frac{T}{T_M} \right)^{1,5} + \left(\frac{T_M}{T} \right)^{1,5} \right)^{-1} \quad (17)$$

où μ_M est la valeur maximum de la mobilité réalisée pour la température T_M . Dans la région 2, le matériau est dégénéré et par conséquent admet, en première approximation, un mécanisme de diffusion quasi indépendant de la température [10, 13, 14]. De plus, les données du SSI [5, 8, 9] et les données du Si (N^+) permettent d'affecter à la mobilité dans la région 2 une valeur moyenne μ_2 de l'ordre de quelques dizaines de $\text{cm}^2/\text{V.s}$. Par la suite, pour alléger le modèle numérique, nous confondrons les mobilités de dérive avec les mobilités de Hall. Cela revient à dire que, le coefficient de proportionnalité entre ces deux mobilités, fonction du mécanisme de diffusion, sera posé égal à 1 [10, 12, 28]. Cette approximation, vu les valeurs des paramètres de diffusion utilisées nous

conduira à une erreur maximale sur les mobilités, estimée à 30 % environ. Nous poserons donc par la suite $\mu_{Hi} \simeq \mu_i$.

Avant d'en terminer avec cette partie consacrée aux mobilités, nous voudrions formuler quelques remarques, quant aux mécanismes de diffusion : il est clair que les lois de mobilités que nous avons considérées pour la simulation numérique, ne sont sans doute pas les seules envisageables pour tenir compte des effets des imperfections du matériau. En particulier, d'autres mécanismes de diffusion tels que, par exemple, diffusion par impuretés neutres, par défauts cristallographiques, etc... sont tout à fait possibles [5, 7, 8]. Cependant, devant l'incertitude des expressions théoriques, d'une part, et le manque de données à cet égard, d'autre part, il nous est apparu plus prudent de conserver les mécanismes de diffusion prépondérants dont l'ajustement aux courbes expérimentales est le plus communément admis [7, 8, 10, 12, 13] en ce qui concerne le Si et le SSI.

2.5.2 *Expressions des niveaux de Fermi.* — Pour le calcul des densités de porteurs n_1 et n_2 , des régions 1 et 2 de notre échantillon de référence (cf. Fig. 1), il nous est nécessaire de définir et de calculer en fonction de la température, les niveaux de Fermi E_{F_1} et E_{F_2} repérés à partir de la bande de conduction. Le signe du niveau de Fermi, pour un matériau N, étant ainsi pris négatif s'il est à l'intérieur de la bande interdite. Dans la région 1, la statistique du matériau non dégénéré prévaut. Elle conduit, grâce à l'équation de neutralité, à l'expression du niveau de Fermi valable jusqu'à la température d'exhaustion (450 K pour le Si) [10, 12] :

$$E_{F_1} = E_d + kT \text{Log} \left(\frac{1}{4} \left(\sqrt{1 + \frac{8 N_d}{N_c} \exp\left(-\frac{E_d}{kT}\right)} - 1 \right) \right) \quad (18)$$

où :

E_d est l'énergie d'ionisation des donneurs située dans le gap et référée à la bande de conduction ($E_d < 0$),

k est la constante de Boltzmann,

N_d la densité de donneurs,

N_c est la densité d'états ramenés au bas de la bande de conduction, pour le Si elle s'exprime par [10, 12] :

$$N_c = 2,7 \times 10^{19} \left(\frac{T}{300} \right)^{1,5} / \text{cm}^3. \quad (19)$$

La densité de porteurs n_1 se déduit alors aisément pour chaque température par la relation bien connue :

$$n_1 = N_c \exp\left(\frac{E_{F_1}}{kT}\right). \quad (20)$$

Pour la région 2, la statistique du semi-conducteur dégénéré est nécessaire. Dans ce cas, le niveau de Fermi E_{F_2} passe au-dessus de la bande de conduction et il est donné par l'expression relative aux métaux [10, 12] :

$$E_{F_2} = \frac{\hbar^2}{2 m^*} (3 \pi^2 n_2)^{2/3} \quad (21)$$

où \hbar est la constante réduite de Planck ($\hbar/2\pi$), m^* la masse effective de la densité d'états (pour le Si, $m^* \simeq m_0$; m_0 étant la masse de l'électron libre). Dans ces conditions, le niveau de Fermi E_{F_2} ainsi que la densité de porteurs n_2 , sont pratiquement indépendants de la température (cas métallique).

Par la suite, nous utiliserons pour la simulation numérique, des valeurs de n_2 de l'ordre de 10^{19} à $10^{20}/\text{cm}^3$, dont on sait qu'elles assurent la dégénérescence dans le cas du silicium N^+ [10, 14, 29].

2.5.3 Expression des pouvoirs thermoélectriques. — Le pouvoir thermoélectrique d'une couche homogène semiconductrice, dans laquelle la notion de bande de conduction est applicable, est donné par des expressions déduites de l'équation de transport de Boltzmann [10, 12, 13]. Avant de donner le détail de ces expressions, rappelons quelques propriétés générales du PTE : celui-ci est une grandeur intensive, c'est-à-dire indépendante des dimensions de l'échantillon ; cette propriété est très intéressante car la mesure du PTE ne nécessite pas des échantillons de taille et de forme géométrique bien déterminées. De plus, c'est une grandeur algébrique dont le signe dépend de celui des porteurs majoritaires ($S < 0$ par convention pour des électrons) ; enfin il est linéairement dépendant du mécanisme de diffusion des porteurs, et peut, par conséquent, donner lieu à une analyse fine des processus de collisions [15, 16, 27]. En revanche, comme nous l'avons vu au paragraphe 2.4, dans le cas d'un matériau inhomogène, le PTE dépend d'une manière compliquée des effets et paramètres précédents, et il ne peut plus être analysé d'une façon simple au moyen des formules classiques valables pour un matériau isotrope et homogène.

Dans la couche 1, homogène et non dégénérée, le PTE s'obtient par l'expression classique [12, 15, 27] :

$$S_1 = \frac{k}{q} \left(-\frac{E_{F_1}}{kT} + \frac{\Delta E_C}{kT} \right) \quad (22)$$

où k , q , T ont été définis précédemment, E_{F_1} est le niveau de Fermi dans la région 1 donné par (18), ΔE_C est l'énergie cinétique moyenne transportée par l'électron dans la bande de conduction et dépend exclusivement du mécanisme de diffusion ($\Delta E_C/kT = 2$ pour une diffusion par les phonons acoustiques ; $\Delta E_C/kT = 4$ pour une diffusion par les impuretés ionisées [12, 15, 16]).

Dans la couche 2, homogène et dégénérée, le PTE s'obtient par l'expression classique des semiconducteurs dégénérés [12, 15, 16] :

$$S_2 = \frac{\pi^2}{3} \frac{k}{q} \frac{kT}{E_{F_2}} \left(\alpha + \frac{3}{2} \right) \quad (23)$$

où E_{F_2} est le niveau de Fermi dans la région 2 donné par la relation (21), α est le coefficient de dépendance en énergie E du temps de relaxation τ défini par : $\tau \sim E^\alpha$.

Dans le cas du Si- N^+ , qui nous intéresse, la mobilité

μ_2 dans la région 2 supposée constante en fonction de la température (cf. 2.5.1), nous conduira à poser $\alpha = 0$.

2.5.4 Simulation numérique et conclusion. — Dans ce paragraphe nous allons exposer les résultats des calculs, effectués à partir des paramètres de transport élémentaires μ_1 (cf. Relation (17)), n_1 (cf. Relation (20)), S_1 (cf. Relation (22)), n_2 , μ_2 et S_2 (cf. Relation (23)) ; (cf. 2.5.1, 2.5.2, 2.5.3), et donnant les paramètres de transport globaux μ_H (11) et S (16) pour un échantillon bicouche pris comme référence (cf. 2.1). Cet échantillon, constitué d'une couche principale de Si massif de type N, et d'une mince couche de Si surdopé N^+ , aura des paramètres de bases tels que :

• dans la région 1, le Si de type N dopé au phosphore admet les caractéristiques suivantes :

$$N_d = 10^{17}/\text{cm}^3$$

$$E_d = -40 \text{ meV [10, 12]}$$

$$\mu_M = 1000 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$$

$$T_M = 300 \text{ K}$$

• dans la région 2 le Si- N^+ dégénéré possède les caractéristiques moyennes :

$$n_2 = 10^{19} \cdot 5 \times 10^{19}/\text{cm}^3$$

$$\mu_2 = 10 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}.$$

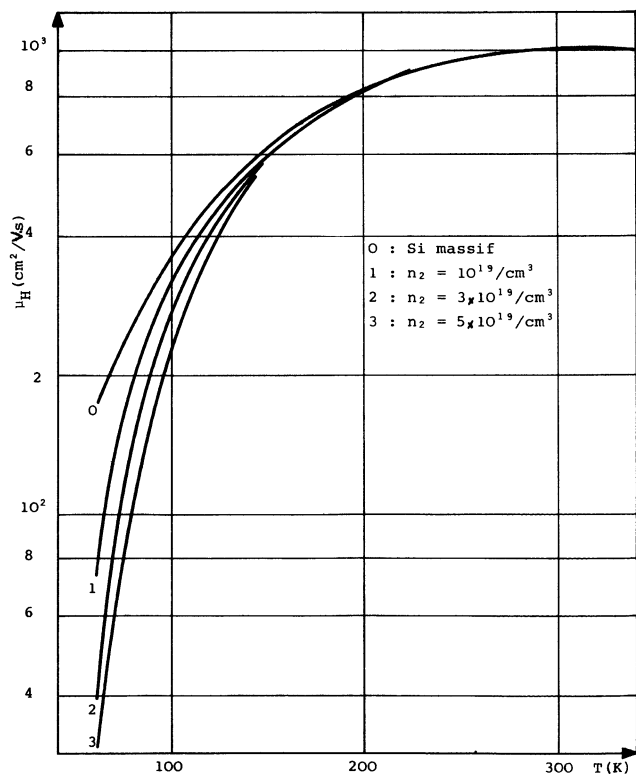


Fig. 2. — Mobilité de Hall en fonction de la température pour l'échantillon bicouche N- N^+ Si et le Si massif.

[Hall mobility vs. temperature for a two-layers N- N^+ Si sample and for the bulk Si.]

De plus, nous prendrons une valeur de $\lambda = t_1/t_2$ telle que nous soyons dans une situation de faible perturbation de la couche principale N, par la couche N^+ , soit : $\lambda = 50$.

Notons que ce dernier paramètre, ainsi que les paramètres des régions 1 et 2, ont été choisis de façon à être compatibles avec l'analyse ultérieure des échantillons de SSI que nous avons étudiés (cf. 3^e partie). En particulier, nous limitons les résultats théoriques à une plage de température comprise entre 60 K et 360 K convenable pour notre étude expérimentale.

Sur les figures 2 et 3 sont représentées les variations de la mobilité de Hall et du PTE obtenus à l'aide de l'échantillon de référence précédent (Si-N- N^+). A ce stade, nous constatons que le PTE de notre échantillon transversalement inhomogène est *qualitativement très différent* de celui du Si massif N de même dopage, obtenu en faisant λ infiniment grand ($t_2 = 0$) (Fig. 3). En effet, à basse température le PTE change de sens de variation par rapport à celui du Si massif N. En revanche, sur la figure 2, nous constatons que la mobilité de Hall globale de notre échantillon de référence Si-N- N^+ n'est pas franchement différente de celle du Si massif N; la différence entre les deux ne s'opérant que sur un plan *quantitatif*. Même si les *écarts relatifs* entre les courbes du Si massif N et de la structure Si-N- N^+ pour l'effet Hall et le PTE sont sensiblement identiques, néanmoins *les variations du PTE portent la marque de l'inhomogénéité transversale* (ici la couche N^+) d'une façon beaucoup plus nette que pour celles de la mobilité de Hall, dans les conditions que nous avons considérées. Nous pouvons ajouter cependant, que les conclusions que nous venons de formuler, quant à la meilleure sensibilité du PTE

(par rapport à l'effet Hall) vis-à-vis des inhomogénéités transversales, restent valables pour d'autres situations d'inhomogénéités de dopage et de mobilité à condition de maintenir l'hypothèse de dégénérescence dans la couche perturbatrice (ici la couche N^+). En d'autres termes cela signifie que l'influence de l'inhomogénéité est notable dans la mesure où elle introduit une *différence qualitative* dans les propriétés de transport dans l'épaisseur du matériau.

Terminons cette analyse numérique en précisant les sensibilités relatives à chaque paramètre intervenant dans le calcul du PTE S et de la conductivité σ , et dont nous aurons besoin pour l'ajustement des courbes théoriques aux courbes expérimentales du SSI (3^e partie). A cet effet, nous considérons des courbes de référence $\sigma_0(T)$ et $S_0(T)$ obtenues pour un jeu de « paramètres de base » $N_d, \mu_M, n_2, \mu_2, \lambda$ (pour T_M et E_d donnés). Et nous calculerons les *écarts relatifs*

$$\frac{\Delta S}{S} = \frac{S(T) - S_0(T)}{S_0(T)}, \quad \frac{\Delta \sigma}{\sigma} = \frac{\sigma(T) - \sigma_0(T)}{\sigma_0(T)},$$

$$\frac{\Delta S}{S} = \frac{S - S_0}{S_0}, \quad \frac{\Delta \sigma}{\sigma} = \frac{\sigma - \sigma_0}{\sigma_0}$$

entre ces courbes de référence et les courbes obtenues en modifiant successivement chaque « paramètre de base » ajustable. Nous nous limitons alors à deux températures significatives pour l'ajustement des paramètres : une valeur « basse température » ($T = 90$ K) et une valeur « haute température » ($T = 300$ K). Les résultats de ces calculs sont représentés dans le tableau I, et nous permettent de dégager quelques idées générales quant à la sensibilité des paramètres ajustables $N_d, \mu_M, n_2, \mu_2, \lambda$. Nous pouvons constater que, d'une façon générale, *le comportement à « haute température » ($T = 300$ K) est sensible aux paramètres de la région 1* (couche semiconductrice Si-N), alors que *les paramètres de la région 2 (dégénérée Si- N^+) affectent plus particulièrement les valeurs « basses températures » ($T = 90$ K) de la conductivité et du PTE. C'est ainsi que le plateau du PTE à 300 K (cf. Fig. 3) est fortement corrélé à la valeur du dopage N_d . La valeur à 300 K de la conductivité dépend principalement du dopage N_d et de la mobilité μ_M . En revanche, les grandeurs de la couche 2 (N_2 et μ_2) sont très influentes sur le PTE et la conductivité à 90 K et seront par conséquent principalement ajustées aux moyens des données expérimentales « basses températures ».*

Tout au long de cette partie nous avons montré que les paramètres de transport σ, μ_H et S d'un matériau bicouche, sont notablement modifiés par la présence d'une *inhomogénéité transversale*. En particulier grâce à l'analyse théorique du début de cette partie, un échantillon de référence constitué d'une couche de Si-N et d'une mince couche de Si- N^+ , nous a permis de mettre en évidence *la supériorité relative du PTE sur l'effet Hall vis-à-vis des inhomogénéités de type transversal*. C'est la raison pour laquelle, sur un plan expérimental, nous avons porté plus particulièrement notre atten-

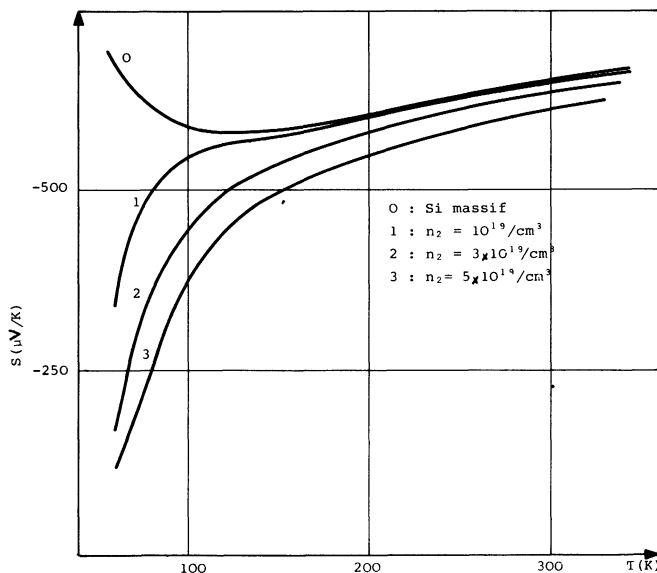


Fig. 3. — Pouvoir thermoélectrique en fonction de la température pour l'échantillon bicouche N- N^+ et le Si massif.

[Thermoelectric power vs. temperature for a two-layers N- N^+ Si sample and for the bulk Si.]

Tableau I. — Sensibilité des valeurs du pouvoir thermoélectrique et de la conductivité aux variations des principaux paramètres (pour $E_d = -40$ meV et $T_M = 300$ K) dans le modèle bicouche.

[Sensitivity of the values of the thermoelectric power and of the conductivity to the variations of the main parameters (for $E_d = -40$ meV and $T_M = 300$ K), in the two-layers model.]

N_d (cm ⁻³)	μ_M (cm ² /V.s)	n_2 (cm ⁻³)	μ_2 (cm ² /V.s)	$\lambda = \frac{t_1}{t_2}$	$\Delta S/S$		$\Delta \sigma/\sigma$	
					$T = 300$ K	$T = 90$ K	$T = 300$ K	$T = 90$ K
10^{17}	800	10^{19}	8	40	paramètres de référence (—)			
2×10^{17}	—	—	—	—	- 9 %	- 1,5 %	90 %	38 %
—	600	—	—	—	≈ 0	4 %	- 24 %	- 19 %
—	—	2×10^{19}	—	—	- 2 %	15 %	+ 3 %	22 %
—	—	—	4	—	≈ 0	7 %	- 1,5 %	- 10 %
—	—	—	—	30	≈ 0	- 4 %	≈ 0	7 %
—	—	—	—	50	0	2,5 %	0	- 3,5 %

tion sur l'étude du pouvoir thermoélectrique du SSI, dans lequel la présence d'inhomogénéités transversales est bien établie et donne lieu à une modification notable des propriétés de transport [6, 7, 8, 30].

3. Analyse des résultats expérimentaux du SSI. — Dans cette partie après une présentation des résultats expérimentaux concernant le PTE et la conductivité du SSI, nous procéderons à une *analyse quantitative* du rôle des inhomogénéités transversales sur les propriétés de transport. Cette analyse sera basée sur le modèle développé dans la 2^e partie et permettra la comparaison du SSI, à l'échantillon bicouche de référence de structure Si-N-N⁺.

3.1 ECHANTILLONS ET MONTAGE EXPÉRIMENTAL. — Les échantillons de SSI que nous avons utilisés ont été réalisés au LETI-MEA du C.E.N. de Grenoble par croissance en phase vapeur (hétéroépitaxie par pyrolyse du silane à 1 100 °C) d'une couche de silicium sur un substrat de corindon ((001)Si/(1012)Al₂O₃). Les films épitaxiés de Si, de 0,7 μm d'épaisseur, ont été dopés par implantation ionique de phosphore à des taux compris entre 10¹²/cm² et de 5 × 10¹³/cm². Des contacts ohmiques ont été réalisés par adjonction à chaque extrémité d'une zone n⁺ et d'une métallisation d'aluminium (cf. encadré Fig. 4). Des mesures de PTE et de conductivité électrique ont été réalisées sur ces échantillons, entre 77 K et 360 K à l'aide d'un cryostat à conduction solide. Pour la mesure du PTE, nous avons utilisé une méthode dynamique précédemment décrite dans la littérature [18, 19]. Cette méthode consiste à soumettre l'échantillon à un gradient de température dynamique et à tracer la caractéristique tension Seebeck ΔV_s -différence de température ΔT

(mesuré par thermocouple) pour chaque température entre 77 K et 360 K. Le PTE est alors déduit par la pente de la caractéristique ΔV_s - ΔT , dont la linéarité pour des ΔT faibles garantit l'absence d'hystérésis de réponse échantillon-thermocouple.

Pour la mesure de la conductivité électrique, nous employons une méthode classique à deux fils, suffisante dans notre cas. La résistance électrique des échantillons utilisés est alors mesurée directement sans difficulté due aux contacts vu leur ohmicité.

3.2 RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX. — Les courbes expérimentales donnant le PTE et la conductivité en fonction de la température sont représentées sur les figures 4 et 5.

On remarquera que, conformément au type de dopage, ici N, le PTE est toujours négatif sur toute la gamme de température explorée. De plus à la température ambiante le PTE prend des valeurs compatibles avec le dopage moyen des échantillons (entre 10¹⁶ et 7 × 10¹⁷/cm³). En revanche à basse température les variations du PTE, ne sont pas celles attendues pour un semiconducteur (cf. § 2.5.4) et elles ont un comportement inhabituel pour le silicium [19, 29, 35]. Notre analyse qualitative dans un premier temps [20] nous a conduit à penser que la couche de transition Si-Al₂O₃ était vraisemblablement responsable du comportement anormal du PTE à basse température. A cet effet, sachant que l'interface supérieur Si-SiO₂ (la couche de silice d'une vingtaine d'angströms au plus, est de croissance naturelle) pouvait jouer un rôle au même titre que l'interface Si-Al₂O₃ [5, 21] nous avons étudié le PTE d'un échantillon (n° 11bis sur la Fig. 4) sur lequel une couche d'or a été déposée. La structure en question présentant une structure

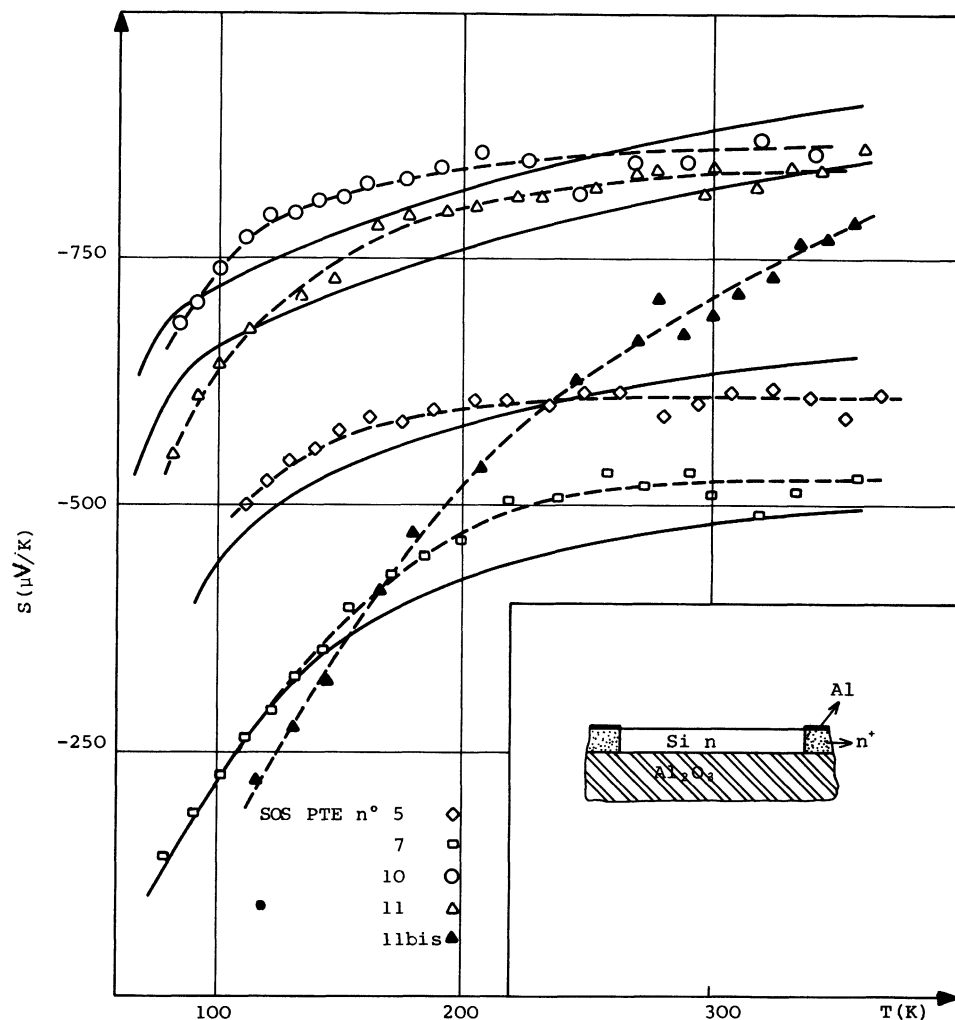


Fig. 4. — Pouvoir thermoélectrique en fonction de la température pour différents échantillons de SSI (les traits pleins correspondent au meilleur ajustement par le modèle bicouche) (voir texte).

[Thermoelectric power vs. temperature for different SOS samples (full lines correspond to the best theoretical fitting by the two-layers model) (see text).]

Schottky Au-Si en surface [17] permet donc, grâce à l'effet de champ ainsi obtenu, vu les différences de travaux de sortie entre Au et Si, de réduire la contribution sur le PTE, de l'interface supérieur Si-SiO₂. L'effet de la désertion de surface tend ainsi au contraire à accroître l'influence de l'interface inférieure Si-Al₂O₃ et permet donc d'accroître le caractère inhomogène du film de SSI dans la direction épitaxiale. Ce résultat, malgré son caractère qualitatif, confirme que la dégradation du transport dans l'épaisseur du film est imputable à la couche de transition Si-Al₂O₃ et non à l'interface supérieur Si-SiO₂ [30].

Sur la figure 5 sont représentées les courbes donnant la conductivité σ pour les échantillons considérés. La conductivité passe par un maximum pour des températures comprises entre 240 K et 300 K. Pour des températures supérieures à celle du maximum, la conductivité diminue légèrement laissant présager une limitation de la mobilité par la diffusion du réseau (phonons acoustiques). En dessous du maximum,

quand la température s'abaisse, la conductivité diminue fortement (d'un facteur 3 à 4), ce qui est en accord avec une diminution du nombre de porteurs majoritaires par désactivation thermique du semi-conducteur.

3.3 INTERPRÉTATION ET DISCUSSION. — L'objet de ce paragraphe est d'exploiter l'analyse quantitative que nous avons présentée dans la 2^e partie, pour l'interprétation des résultats expérimentaux concernant le SSI étudié. Comme nous l'avons montré antérieurement [20, 22] un modèle bicouche tel celui décrit dans la partie précédente, est susceptible de rendre compte des variations du PTE et de la conductivité du SSI en fonction de la température. Nous considérons, dans ce cas, que le SSI étudié est un matériau suffisamment inhomogène transversalement pour être assimilé à un matériau constitué de deux régions très nettement différentes sur le plan du transport électrique; la partie supérieure du film semblable au Si massif et la couche de transition à

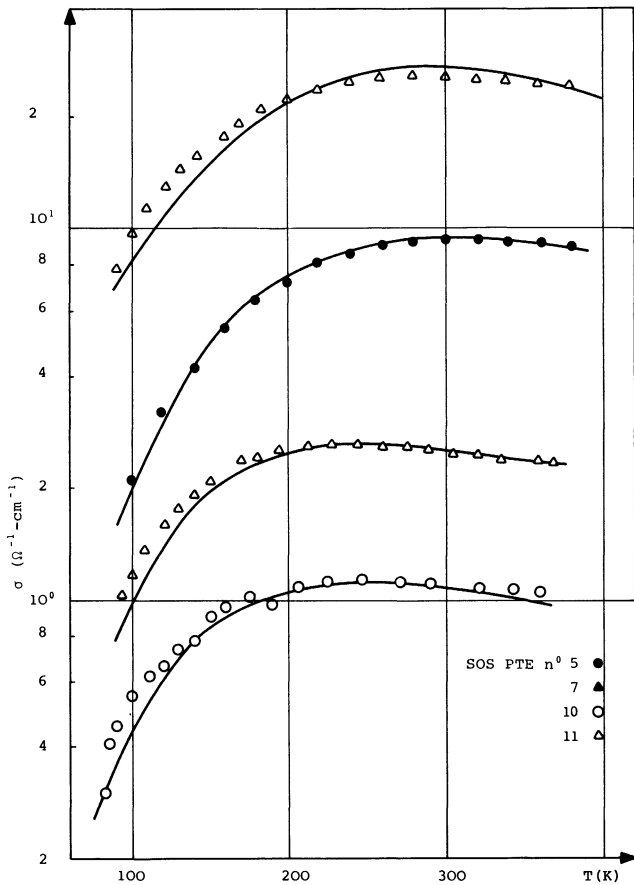


Fig. 5. — Conductivité en fonction de la température pour différents échantillons de SSI (les traits pleins correspondent au meilleur ajustement théorique par le modèle bicouche (voir texte).

[Conductivity vs. temperature for different SOS samples (full lines correspond to the best theoretical fitting by the two-layers model) (see text).]

l'interface Al_2O_3-Si de nature dégénérée. A l'aide du modèle théorique précédent (§ 2.5), nous avons alors procédé à l'ajustement des courbes théoriques donnant le PTE et la conductivité en fonction de la tempéra-

ture sur les points expérimentaux du PTE et de la conductivité pour les différents échantillons de SSI étudiés. Sur les figures 4 et 5 sont représentées les courbes théoriques correspondant au meilleur ajustement. Nous pouvons, par conséquent, dire qu'en première approximation, le modèle physique considéré rend compte d'une manière satisfaisante des propriétés de transport dans le SSI étudié dans la gamme de température explorée.

Nous avons reporté dans le tableau II, les valeurs correspondantes des 5 paramètres indépendants déduits de l'ajustement. Dans celui-ci sont donnés les paramètres utilisés dans la 2^e partie tels que le dopage N_d , la mobilité μ_M de la couche principale du film ainsi que la densité de porteurs n_2 , la mobilité μ_2 de la couche de transition dont l'épaisseur est déduite de la valeur de λ ($\lambda = t_1/t_2$, cf. Fig. 1). Pour que l'analyse numérique issue de l'ajustement soit complète, la précision de chaque paramètre doit être connue. A cet effet, nous comparons les écarts relatifs existant entre les courbes théoriques et les courbes expérimentales, aux écarts relatifs obtenus lors du test de sensibilité des paramètres présenté dans le tableau I (cf. § 2.5.4). Compte tenu de ce principe, une estimation supérieure de la précision sur chaque paramètre peut être déduite. C'est ainsi que la densité des donneurs N_d est fiable à un facteur 2 près et la mobilité maximum μ_M ne présente pas plus de 10 % d'erreur pour la couche supérieure du film. De même pour la couche de transition la densité de porteur n_2 s'obtient à un facteur 2 près. Quant au rapport géométrique λ , exprimant l'importance relative de la couche N, sur la couche N^+ , il est déduit à environ 30 % près.

Les résultats du tableau II montrent que le SSI étudié est un matériau franchement inhomogène dans la direction épitaxiale. La partie supérieure du film présente un caractère semiconducteur analogue au Si massif. Cependant, on constate une dégradation notable de la mobilité de l'ordre de 50 % par rapport à celle du Si massif [14, 29]. Il n'existe pas dans la littérature une cohérence dans l'explication de cette

Tableau II. — Résultats de l'ajustement précisant la valeur des 5 paramètres indépendants (N_d , μ_M , n_2 , μ_2 , λ) pour différents échantillons de SSI d'après le modèle bicouche (la valeur E_d de l'énergie d'ionisation du phosphore a été considérée connue ; celles de la température T_M du maximum de la conductivité sont issues des mesures).

[Fitting results giving the value of the 5 independent parameters (N_d , μ_M , n_2 , μ_2 , λ) for different SOS samples according the two-layers model (the value E_d of the phosphorous impurity ionization energy is supposed known ; the values of the temperature T_M corresponding to the maximum of conductivity are deduced from experimental curves).]

Echantillon	E_d (meV)	N_d (cm ⁻³)	μ_M (cm ² /V.s)	T_M (K)	μ_2 (cm ² /V.s)	$\lambda = \frac{t_1}{t_2}$	n_2 (cm ⁻³)	t_2 (Å)
n°	—	—	—	—	—	—	—	—
7	— 40	3×10^{17}	500	260	8	50	2×10^{20}	140
5	—	1×10^{17}	550	290	2	50	8×10^{19}	140
10	—	7×10^{15}	1 000	250	2	70	1×10^{19}	100
11	—	1×10^{16}	1 100	250	3	50	1×10^{19}	140

dégradation. On peut seulement signaler quelques éléments de réponses qui abondent dans ce sens.

En plus des mécanismes de diffusion communément admis (phonons acoustiques et impuretés ionisées [7, 8]), il faut également citer les mécanismes de diffusion sur les impuretés neutres [5, 7] ou bien encore sur des défauts cristallographiques (dislocations, joints de grains [5]). Il est évident que, dans ce cas, les lois des mobilités en fonction de la température doivent être modifiées mais malheureusement la littérature à cet égard n'est pas unanime sur le type de loi utilisable [10, 12, 13]. Une autre raison de la diminution de la mobilité dans le SSI de type N est la présence de contraintes énormes (de l'ordre de 7 kbar [25]) dont le film est le siège. La cause principale de ces contraintes provient de la dilatation différentielle entre le Si et le saphir, résultant de la relaxation thermique inhérente au processus d'épitaxie par pyrolyse du silane [5, 25]. La théorie de l'élastorésistance [26] prévoit à cet effet un abaissement de l'ordre de 30 % de la mobilité de dérive. Néanmoins seul ce phénomène ne peut entièrement expliquer la dégradation de la mobilité dans la partie supérieure du film [35]. La forte densité de défauts neutres ou ionisés, croissante vers l'interface Si-Al₂O₃ [21, 30, 31] a également pour conséquence de diminuer la valeur de la mobilité. De plus, il est à noter que la diffusion sur des centres « neutres », n'altèrent pas sensiblement, les *variations relatives* de la mobilité avec la température [10, 12, 13]. C'est la raison pour laquelle les lois de mobilités en $T^{-3/2}$ (phonons acoustiques) et en $T^{3/2}$ (impuretés ionisées) pour la partie supérieure du film, sont grossièrement vérifiées [7, 8, 30].

En ce qui concerne la couche de transition, nos résultats montrent que celle-ci présente une forte densité de porteurs, en accord qualitatif avec ceux d'autres auteurs [8, 23, 30]. De plus, les valeurs trouvées échelonnées entre 10^{19} et $10^{20}/\text{cm}^3$ sont *a posteriori* compatibles avec l'hypothèse de dégénérescence requise par le modèle physique utilisé [14, 29]. La mobilité μ_2 de cette couche est très nettement inférieure à la mobilité de la couche supérieure (de l'ordre de 100 fois environ). Ce résultat, qui, en lui-même, ne constitue pas une surprise puisqu'il a été signalé par ailleurs [8, 9, 30], confirme la dégradation du transport vers l'interface Si-Al₂O₃. A cet égard, cela signifie que la densité de « défauts » ou plus généralement de centres diffuseurs va croissante vers l'interface Si-Al₂O₃ [5, 21, 30, 31]. L'épaisseur de la couche de transition déduite dans le tableau II, est de l'ordre de 100 à 150 Å ; cette valeur, en accord avec celles des références [3, 8, 23] montre que la couche de transition dans le SSI étudié est localisée sur une faible épaisseur du film à l'interface Si-Al₂O₃. A cet égard, cela conforte notre hypothèse de travail dans le modèle physique de la 2^e partie, selon laquelle, cette couche constituant l'inhomogénéité transversale, peut être considérée comme une perturbation vis-à-vis de la couche supérieure du film. Notons que l'origine

physique de cette couche de transition dans le SSI est très controversée. Heiman [23] estime que celle-ci est une couche d'accumulation imputable à une forte densité de charges fixes à l'interface Si-Al₂O₃ [24]. En revanche, Elliot et Anderson [8], pensent qu'elle résulte d'un accroissement de la densité de donneurs, pour lesquels l'interface Si-Al₂O₃ agirait comme un « puit » d'impuretés.

Dans notre cas, compte tenu de l'épaisseur trouvée (100 à 150 Å) cela correspond à une densité de charges de l'ordre de $10^{13}/\text{cm}^2$ compatible avec la plage donnée par Heiman [23]. Nous pensons, pour notre part, que l'hypothèse de la couche d'accumulation semble plausible dans la mesure où les épaisseurs trouvées (100-150 Å) sont cohérentes avec les épaisseurs admises pour une couche d'accumulation dégénérée [33].

Cependant, l'origine physique de cette couche de transition n'est nullement comprise dans sa plénitude et certainement d'autres analyses expliquant la dégénérescence locale du matériau sont envisageables. Nous citerons, par exemple, les effets du désordre à courte et longue portée sur le silicium épitaxié à l'interface Si-Al₂O₃, à l'image de ce qu'il advient à l'interface Si-SiO₂ [27], ou bien encore l'effet des fluctuations de potentiel électrique entraînant la formation de queue de bande d'états localisés [34] dont le rôle exact sur les propriétés de transport reste encore à déterminer.

4. Conclusion. — Le travail que nous venons de présenter met en valeur l'utilisation des mesures de pouvoir thermoélectrique pour l'analyse des propriétés de transport des semiconducteurs inhomogènes.

Plus particulièrement, nous avons démontré que pour des matériaux « bicouches », tels ceux provenant des épitaxies, le pouvoir thermoélectrique est beaucoup plus sensible que l'effet Hall, traditionnellement employé.

Evidemment, l'exploitation parallèle des mesures de conductivité électrique, d'effet Hall et de pouvoir thermoélectrique en fonction de la température, cernerait mieux les paramètres du matériau étudié.

Nous avons appliqué nos analyses théoriques dans le cas du Silicium sur Saphir de type N et de structure manifestement bicouche (N-N⁺). Ainsi nous avons étudié parallèlement la conductivité électrique et le pouvoir thermoélectrique du matériau. Nos résultats expérimentaux et leur précision rend, dans ce cas de matériau franchement bicouche, l'utilisation de l'effet Hall redondante.

Les mobilités et les densités des porteurs ainsi que leur évolution avec la température ont été déduites.

Nous confirmons que le matériau est composé d'une couche monocristalline principale et d'une couche de transition de type dégénéré d'une épaisseur de l'ordre de 150 Å. Les mesures que nous avons présentées ne permettent pas de se prononcer sur la nature de la couche de transition (région surdopée

ou couche d'accumulation), nous traiterons ce problème dans un prochain article grâce à une analyse plus affinée des mesures du pouvoir thermoélectrique. Ce travail est actuellement en cours [35].

Remerciements. — Ce travail a pu être réalisé grâce au financement du Groupement des Circuits Intégrés au Silicium (GCIS) du CNRS.

Bibliographie

- [1] BOREL, J., *L'onde électrique* **58** (1978) 812.
 [2] PREUSS, E., et SCHLOTTERER, H., *Solid State Devices Conf. Series* n° 40, Institute of Physics, Ed. London (1977) 7-31.
 [3] CRISTOLOVEANU, S., CHOVET, A., KAMARINOS, G., *Solid State Electron.* **21** (1978) 1563.
 [4] KRANZER, D., *Appl. Phys. Lett.* **25**, 2 (1974) 103.
 [5] CULLEN, G. W. and WANG, C. C., *Heteroepitaxial semiconductors for Electronic Devices* (Springer Verlag, New York) 1978.
 [6] LEE, J. H. and CRISTOLOVEANU, S., *8th Inter. Vacuum Congress*, Cannes, France, Vol. I (1980) proceed. p. 550.
 [7] IPRI, A. C., *J. Appl. Phys.* **43** (1972) 2770.
 [8] ELLIOT, A., ANDERSON, J., *Solid State Electron.* **15** (1972) 531.
 [9] GENTIL, P., *Electron. Lett.* **16** (1980) 617.
 [10] VAPAILLE, A., *Physique des dispositifs à semiconducteurs — Electronique du silicium homogène* (Masson et Cie, Paris) 1970.
 [11] CRISTOLOVEANU, S., LEE, J. H. et CHOVET, A., *Revue Phys. Appl.* **15** (1980) 725.
 [12] SMITH, R. A., *Semiconductors* (Cambridge University Press) 1978.
 [13] NAG, B. R., *Electron transport in Semiconductor compounds* (Springer Verlag, Berlin) 1980.
 [14] MORIN, F. and MAITA, J., *Phys. Rev.* **96** (1955) 28.
 [15] HERRING, C., *Phys. Rev.* **96** (1954) 1163.
 [16] MAC DONALD, D. K., *Thermoelectricity : An introduction to the principles* (Wiley, New York) 1962.
 [17] SZE, S. M., *Physics of Semiconductor devices* (Wiley, New-York) 1965.
 [18] CHAIKIN, P. and FWAK, J., *Rev. Sci. Instrum.* **46** (1975) 2.
 [19] GHIBAUDO, G. et STIOUI, C., Rapport DEA (41 pages) USM Grenoble (1979) non publié.
 [20] GHIBAUDO, G., HSIA, C. Y., KAMARINOS, G.
 (a) *ESSDERC 80*, York (England), Vol. 4HEPS (1980) 143 ;
 (b) *IEEE SOS Workshop*, Cupertino (USA) (1980).
 [21] MERCIER, J., *J. Electrochem. Soc.* **118** (1971) 962.
 [22] GHIBAUDO, G., HSIA, C. Y., KAMARINOS, G., *8th Inter. Vacuum Congress*, Cannes, France, Vol. I (1980) 459.
 [23] HEIMAN, F. P., *Appl. Phys. Lett.* **11** (1967) 4.
 [24] GENTIL, P. and CHAUSSE, S., *Solid State Electron.* **20** (1977) 935.
 [25] ENGLERT, T., ABSTREITER, G. and PONTCHARRA, J., *Solid State Electron* **23** (1980) 31.
 [26] HYNICEK, J., *J. Appl. Phys.* **45** (1974) 6.
 [27] MOTT, N., DAVIS, E., *Electronic Processes in non crystalline materials* (Clarendon Press, London) 1979.
 [28] PUTLEY, E. H., *The Hall Effect and semiconductors physics* (Dover Publications Inc., New-York) 1960.
 [29] WOLF, J., *Silicon Semiconductor Data* (Pergamon Press, London) 1969.
 [30] NISHI, Y. and HARA, H., *Jap. J. Appl. Phys. Supp.* **27** (1978) 27.
 [31] TRILHE, J., BLANCHARD, B. and BOREL, J., *3rd Int. Conf. on Solid Surfaces*, Vienne (Autria) (1977) 541.
 [32] ENGLERT, T., LANDWEHR, G., PONTCHARRA, J. and DORDA, G., *Surf. Sci.* **98** (1980) 427.
 [33] MANY, A., GOLDSTEIN, Y., GROVER, N., *Semiconductor surfaces* (North Holland, Amsterdam) 1965.
 [34] ROBERT, J. L., PISTOULET, B., RAYMOND, A. and DUSSEAU, J. M., *J. Appl. Phys.* **50** (1979) 349.
 [35] GHIBAUDO, G., Thèse INP Grenoble (1981).