Classification

Physics Abstracts

72.80E — 73.40L

Etude théorique du transport électronique et du contrôle de charge dans $\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}/\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}/\text{InP}$. Applications à la réalisation de HEMT

P. Bourel, J. L. Thobel, K. Bellahsni, M. Pernisek et R. Fauquembergue

Centre Hyperfréquences et Semiconducteurs UA CNRS 287, Université des Sciences et Techniques de Lille, Flandres Artois, 59655 Villeneuve D'Ascq Cedex, France

(Reçu le 30 avril 1990, accepté le 17 août 1990)

Résumé. — Ce travail a pour but d'étudier les potentialités de l'hétérojonction $\text{AlInAs}/\text{GaInAs}$ pour la réalisation de transistors à haute mobilité d'électrons (HEMT). Dans un premier temps, les phénomènes fondamentaux gouvernant le comportement du composant : transport électronique et contrôle de charge, sont étudiés avant d'envisager la simulation du composant complet. La méthode de Monte-Carlo est employée afin de préciser quantitativement les propriétés de transport des matériaux $\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$ et $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$, et de donner une première détermination de leurs coefficients de diffusion. La modélisation unidimensionnelle de la double hétérojonction $\text{AlInAs}/\text{GaInAs}/\text{AlInAs}$ nous a permis de dégager l'influence de quelques paramètres technologiques sur le contrôle de charge. Nous avons ensuite étudié comment ces propriétés, *a priori* intéressantes, se traduisent sur le fonctionnement d'un HEMT. Pour cela, la simulation Monte-Carlo bidimensionnelle d'une structure proche des réalisations expérimentales, nous a permis de mettre en évidence les principaux phénomènes physiques qui interviennent dans le fonctionnement du HEMT et d'en donner les caractéristiques électriques.

Abstract. — The purpose of this work is to study the $\text{AlInAs}/\text{GaInAs}$ system and its applications to HEMT devices. First a Monte-Carlo method has been used to compute the transport parameters of InGaAs and InAlAs lattice matched to InP , and values of diffusion coefficients for these materials are reported for the first time. Then the charge control in $\text{InAlAs}/\text{InGaAs}/\text{InAlAs}$ double heterostructure has been investigated by mean of 1D model, and the influence of technological parameters is discussed. Finally a realistic device has been studied using a two-dimensional Monte-Carlo simulation. The main physical phenomena involved in the device's behaviour are described, and electrical characteristics are presented.

Introduction.

Le couple de matériaux AlInAs , GaInAs adaptés en maille sur InP est un candidat de choix pour la réalisation de transistors à haute mobilité d'électrons (HEMT) [1, 2]. En effet, le GaInAs possède de bonnes propriétés de transport électronique (vitesse, mobilité) [3, 4], et l'importante discontinuité de bande de conduction ($\Delta E_c > 0,5 \text{ eV}$) [5, 6] entre

$\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$ et $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$ permet d'obtenir des densités surfaciques d'électrons très élevées ($N_s > 3 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$) [7, 8].

Le but de ce travail est de contribuer à la compréhension des phénomènes mis en jeu dans le fonctionnement des HEMT. Pour cela, nous avons d'abord étudié le transport électronique dans les matériaux $\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$ et $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$ ainsi que le contrôle de charge par la grille. Nous avons ensuite utilisé un modèle bidimensionnel afin de simuler des composants à géométrie réaliste. Dans la première partie, la méthode de Monte-Carlo est utilisée pour déterminer les paramètres de transport des matériaux AlInAs , GaInAs et en particulier les coefficients de diffusion. Dans la deuxième partie, la résolution auto-cohérente des équations de Schrödinger et de Poisson est appliquée à l'étude du contrôle de charge dans la double hétérojonction $\text{AlInAs/GaInAs/AlInAs}$, où nous montrons l'influence de quelques paramètres de l'épitaxie. Dans la troisième partie, la méthode de Monte-Carlo couplée à une résolution bidimensionnelle de l'équation de Poisson est employée pour mettre en évidence les phénomènes microscopiques régissant le fonctionnement de HEMT et en donner les caractéristiques électriques.

1. Propriétés de transport des matériaux.

La méthode de Monte-Carlo que nous employons pour caractériser de manière théorique les matériaux, utilise un modèle trois vallées (T, L, X) non paraboliques incluant les interactions sur phonons acoustique, optique-polaire, optique-non polaire, intervalle, piézoélectrique, ainsi que les interactions d'alliage et sur impuretés ionisées.

Afin de rappeler les points essentiels du transport électronique dans GaInAs et de compléter l'étude des propriétés de transport de AlInAs , nous présentons sur la figure 1 les caractéristiques de vitesse des matériaux intrinsèques $\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$ et $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$, à température ambiante, en fonction du champ électrique. Nous remarquons les bonnes vitesses pic obtenues, surtout pour GaInAs où cette vitesse atteint $2,6 \times 10^7 \text{ cm/s}$. La mobilité obtenue dans les conditions précitées est de $12\,000 \text{ cm}^2/\text{V.s}$ pour $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$, ce qui est en bon accord avec les résultats expérimentaux publiés [3, 9]. En ce qui concerne $\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$, l'absence de résultats théoriques et la dispersion importante des quelques

Fig. 1. — Caractéristique de vitesse des matériaux intrinsèques $\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$ (trait discontinu) et $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$ (trait plein) à température ambiante.

[Velocity-field characteristic for undoped $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ (solid line) and $\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}$ (dashed line) at room temperature.]

résultats expérimentaux ne permettent pas d'être aussi affirmatif. Cependant, comme nous pouvons le constater sur la figure 2 où nous présentons la mobilité calculée en fonction du dopage, ainsi que quelques valeurs expérimentales disponibles dans la littérature [10, 11], la valeur obtenue ($3\,800\text{ cm}^2/\text{V.s}$) pour un matériau de dopage résiduel voisin de 10^{16} cm^{-3} , reste dans le domaine des valeurs mesurées et semble donc raisonnable. La mobilité plus faible et la plus grande séparation énergétique des vallées latérales par rapport à la vallée centrale pour AlInAs donnent une valeur plus importante du champ de seuil pour ce matériau ($E_s = 9\text{ kV/cm}$).

Fig. 2. — Evolution de la mobilité électronique dans $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$ en fonction du dopage à température ambiante. Le trait plein représente la mobilité calculée. Le carré correspond à un résultat expérimental de L. Aina *et al.* [10]. Les croix correspondent aux résultats expérimentaux de T. Tanahashi *et al.* [11].

[Electron mobility in $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ versus doping level at room temperature. The solid line represents the computed mobility. The square shows experimental data from L. Aina *et al.* [10]. Crosses represent experimental results from T. Tanahashi *et al.* [11].]

Ces points étant éclaircis, intéressons-nous maintenant aux coefficients de diffusion de ces deux matériaux ternaires. La diffusion est un phénomène lié à la distribution des vitesses électroniques, due aux interactions sur le réseau cristallin. Elle se traduit par la rapidité d'étalement d'un paquet de porteurs tous initialisés à la position z_0 , ce qui conduit à la définition suivante du coefficient de diffusion :

$$D(E) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{\text{Var } z(T)}{2T}$$

où E est le champ électrique et $\text{Var } z(T)$ la variance de position dans la direction considérée. Elle se manifeste également par les fluctuations de vitesse des électrons, d'où cette seconde définition du coefficient de diffusion :

$$D(E) = \text{Var } v(E) \cdot \tau(E)$$

où $\text{Var } v(E)$ est la variance de vitesse dans une direction et $\tau(E)$ le temps de corrélation des

fluctuations de vitesse. Ces deux définitions sont exposées en détail dans les références [12, 13] où leur équivalence est démontrée.

Les figures 3 et 4 présentent l'évolution des coefficients de diffusion avec le champ électrique E dans les directions parallèle et perpendiculaire au champ, respectivement pour les matériaux GaInAs et AlInAs intrinsèques à température ambiante. Nous pouvons remarquer sur ces courbes que, pour des champs proches ou supérieurs au champ de seuil, le coefficient de diffusion perpendiculaire est toujours supérieur au coefficient de diffusion parallèle. Ce comportement, déjà observé pour le GaAs, trouve son explication dans le rôle important joué par les transferts intervalles, nombreux à ces champs [12]. Il est à noter que pour un champ nul, la relation d'Einstein $D = \mu kT/q$ est bien vérifiée. Après avoir atteint leur valeur maximale autour du champ de seuil, les coefficients de diffusion décroissent avec le champ puisque les électrons sont en vallées satellites où la masse effective est plus importante. Nous pouvons remarquer que GaInAs présente des coefficients de diffusion largement supérieurs à ceux de AlInAs.

Fig. 3.

Fig. 4.

Fig. 3. — Coefficients de diffusion dans Ga_{0,47}In_{0,53}As intrinsèque en fonction du champ électrique à température ambiante.

[Diffusion coefficients for undoped In_{0,53}Ga_{0,47}As versus electric field at room temperature.]

Fig. 4. — Coefficients de diffusion dans Al_{0,48}In_{0,52}As intrinsèque en fonction du champ électrique à température ambiante.

[Diffusion coefficients for undoped In_{0,52}Al_{0,48}As versus electric field at room temperature.]

2. Contrôle de charge dans AlInAs/GaInAs/AlInAs.

Nous proposons dans ce paragraphe, la modélisation de la double hétérojonction AlInAs/GaInAs/AlInAs afin de dégager l'influence de quelques paramètres technologiques sur le contrôle de charge. La démarche utilisée consiste à résoudre, de façon auto-cohérente, les équations de Schrödinger et de Poisson à une dimension [14] en négligeant la différence de masse effective entre GaInAs et AlInAs. Cette approximation nous semble justifiée dans la mesure où l'importance de la discontinuité de bande de conduction empêche quasiment les électrons de franchir cette barrière. Le type de structure que nous simulons, est représenté sur la figure 5, où la résolution est effectuée selon l'axe Oy. Dans un souci de simplicité, nous n'avons pas pris en compte de couche superficielle AlInAs non dopée, bien que celle-ci soit

Fig. 5. — Structure modélisée. N_{d1} : dopage de la couche AlInAs supérieure, N_{d2} : dopage de la couche AlInAs inférieure, a : épaisseur de GaInAs non dopé.

[Simulated structure. N_{d1} , N_{d2} : doping levels of top and bottom InAlAs layers respectively, a : undoped InGaAs thickness.]

nécessaire à l'obtention de bons contacts Schottky de grille. Cette approximation n'affecte que très légèrement les valeurs maximales de N_s obtenues, et ne fait que décaler la tension de grille d'une valeur constante ne dépendant principalement que de l'épaisseur de cette couche.

Dans un premier temps, nous mettons en évidence l'influence des niveaux de dopage N_{d1} et N_{d2} des couches AlInAs, respectivement supérieure et inférieure, sur la densité surfacique d'électrons. La figure 6 présente la densité surfacique de porteurs N_s à l'interface en fonction de la tension de grille appliquée, pour une largeur de puits de 500 Å. En augmentant le dopage N_{d1} de 2,0 à $3,0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, nous constatons une croissance sensible du N_s maximum, passant de 2,4 à $2,8 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. Ce comportement bien connu dans le cas de l'hétérojonction AlGaAs/GaAs [15], montre l'intérêt d'utiliser des couches supérieures de AlInAs très fortement dopées, afin d'obtenir le contrôle de charge le plus efficace possible.

Fig. 6. — Densité surfacique N_s fonction de V_{gs} à température ambiante pour différents dopages des couches AlInAs et une épaisseur de GaInAs $a = 500 \text{ Å}$.

[Sheet carrier density N_s versus V_{gs} at room temperature for several InAlAs doping levels and an InGaAs thickness $a = 500 \text{ Å}$.]

Si on accroît le dopage N_{d_2} de la couche tampon (de 10^{15} à 10^{17} cm^{-3}), les porteurs de celle-ci qui transfèrent dans le puits, contribuent également à augmenter N_s . Toutefois, il convient de s'assurer que la désertion de la couche soit totale pour y éviter une conduction parasite, ce qui nécessite de choisir pour cette couche AlInAs inférieure, une épaisseur et un dopage bien adaptés.

La largeur du puits est aussi un paramètre important. En effet si la couche de GaInAs est très épaisse, le contrôle par la grille devient moins efficace du fait de l'injection profonde des porteurs dans la couche. Afin de limiter ce phénomène, il convient d'utiliser une couche de GaInAs relativement mince. Cependant, comme nous le montre la figure 7 qui présente la densité surfacique de porteurs en fonction de l'épaisseur de GaInAs, N_s décroît très fortement si la couche est d'une épaisseur inférieure à 100 Å, valeur qui nous semble être la limite inférieure.

Fig. 7. — Densité surfacique N_s fonction de l'épaisseur a de GaInAs à $V_g = -0,43 \text{ V}$.

[Sheet carrier density N_s versus InGaAs thickness a at $V_g = -0.43 \text{ V}$.]

3. Simulation bidimensionnelle de HEMT AlInAs/GaInAs.

Pour la simulation de HEMT AlInAs/GaInAs, nous utilisons la méthode de Monte-Carlo présentée sommairement dans la première partie, couplée à la résolution bidimensionnelle de l'équation de Poisson [16]. Les hétérojonctions ne peuvent être franchies par les porteurs, qu'en respectant la conservation de l'énergie totale et de la composante parallèle du vecteur d'onde.

La figure 8 représente la structure que nous avons simulée. Nous prendrons dans la suite, pour valeur de la barrière de Schottky $\Phi_b = 0,6 \text{ V}$ [17]. Nous exposons dans cette partie, quelques aspects physiques qui interviennent dans le fonctionnement du HEMT, ainsi que les caractéristiques électriques obtenues en régime de saturation ($V_{ds} = 2,0 \text{ V}$), à température ambiante. Nous présentons sur la figure 9, la densité surfacique de porteurs selon l'axe source-drain pour différentes tensions de grille. La plage de polarisation considérée correspond à la commande optimale du gaz bidimensionnel, c'est-à-dire aux meilleures valeurs de transconductance et de fréquence de coupure.

Dans l'espace source-grille, la densité surfacique N_s atteint une valeur importante ($N_s > 3,5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$), ce qui est en accord avec les résultats expérimentaux publiés [18].

Fig. 8. — Structure bidimensionnelle simulée de HEMT AlInAs/GaInAs.

[Simulated structure of InAlAs/InGaAs HEMT.]

Fig. 9. — Densité surfacique de porteurs N_s dans l'espace source-drain pour différentes valeurs de tension V_{gs} à $V_{ds} = 2,0$ V.

[Sheet carrier density N_s along source-drain axis for several gate bias V_{gs} at $V_{ds} = 2.0$ V.]

Sous la grille, N_s prend sa valeur minimale, valeur qui est d'autant plus faible que l'effet répulsif de la grille est grand. Cependant, avant la fin de la grille, N_s se met à croître sous l'effet de phénomènes purement bidimensionnels qui vont à l'encontre du contrôle de charge. Ce comportement peut s'expliquer par les variations brutales, dans cette région, des champs électriques longitudinal et transverse présentés sur la figure 10. En effet, d'après le théorème de Gauss, N_s est lié à ces deux grandeurs par la relation :

$$N_s(x) = \frac{\varepsilon}{q} E_{yh}(x) - \frac{\varepsilon}{q} \int \frac{\partial E_x}{\partial x} dy$$

où x et y représentent les directions parallèles et transverses, E_{yh} le champ transverse à l'interface. Après la grille, les évolutions différentes de N_s suivant la tension de grille, traduisent l'ampleur plus ou moins importante des effets de bord.

Si nous regardons l'évolution de la vitesse longitudinale dans le canal présentée sur la figure 11, nous constatons que les vitesses sous la grille sont très élevées, de l'ordre de

Fig. 10. — Champs électriques transverse E_y et longitudinal E_x à l'interface entre source et drain, pour différentes valeurs de tension V_{gs} à $V_{ds} = 2,0$ V.

[Transverse E_y and longitudinal E_x electric fields at the interface along source-drain axis for several gate bias V_{gs} at $V_{ds} = 2.0$ V.]

Fig. 11. — Vitesses longitudinales V_x à l'interface entre source et drain, pour différentes valeurs de tension V_{gs} à $V_{ds} = 2,0$ V.

[Longitudinal velocity V_x at the interface along source-drain axis for several gate bias V_{gs} at $V_{ds} = 2.0$ V.]

$6,0 \times 10^7$ cm/s. Cette valeur bien supérieure à celle enregistrée dans GaInAs en volume, est caractéristique du phénomène de sur vitesse. En sortie de grille, la vitesse chute considérablement, non seulement à cause de l'échauffement des porteurs par le champ E_x , mais aussi parce que le champ transverse E_y tend à les réorienter vers l'interface.

En ce qui concerne les caractéristiques électriques, nous présentons, sur la figure 12, le courant de drain I_d et la transconductance G_m en fonction de la tension V_{gs} . Nous pouvons remarquer un infléchissement du courant I_d pour les tensions V_{gs} supérieures à $-0,5$ V, ce qui a pour conséquence de diminuer la transconductance. Cet effet est attribué à la conduction « parasite » dans les couches AlInAs supérieures, où la mobilité et la vitesse sont bien plus faibles que dans GaInAs. Toutefois, la valeur maximale de transconductance ($G_m \approx 600$ mS/mm) est relativement élevée. La fréquence de coupure, définie par le rapport

Fig. 12. — Courant de drain I_d et transconductance G_m en fonction de la tension V_{gs} à $V_{ds} = 2,0$ V.

[Drain current I_d and transconductance G_m versus V_{gs} at $V_{ds} = 2.0$ V.]

$\frac{G_m}{2\pi C_{gs}}$, est présentée sur la figure 13. Après avoir atteint sa valeur maximum, d'environ 105 GHz, pour $V_{gs} \approx -1,3$ V, elle décroît lorsque V_{gs} croît à cause de la diminution de la transconductance G_m , mais aussi parce que la capacité grille-source C_{gs} augmente. Cette valeur de la fréquence de coupure (105 GHz) peut sembler importante, mais il convient de signaler que d'une part, nous ne prenons pas en compte les capacités parasites inhérentes à la structure, et d'autre part, nous ne simulons pas de « recess » dont la présence introduit des capacités « parasites » supplémentaires entre la métallisation de grille et les faces du « recess ». Ces aspects entraînent une réduction importante de la fréquence de coupure pour les dispositifs expérimentaux. La plage de fonctionnement optimum du composant se situe donc autour de $V_{gs} = -1,1$ V, ce qui correspond au meilleur contrôle du gaz d'électrons.

Fig. 13. — Fréquence de coupure F_c en fonction de la tension V_{gs} à $V_{ds} = 2,0$ V.

[Cut-off-frequency F_c versus V_{gs} at $V_{ds} = 2.0$ V.]

Conclusion.

Au cours de cette étude, nous avons pu préciser de manière quantitative, les bonnes propriétés de transport de $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$ et déterminer les coefficients de diffusion transverse et parallèle de ce matériau, ainsi que ceux de $\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$. L'étude du contrôle de charge dans la double hétérojonction $\text{AlInAs}/\text{GaInAs}/\text{AlInAs}$ nous a permis de montrer l'intérêt d'utiliser des couches AlInAs supérieures fortement dopées et des puits relativement minces, afin d'obtenir le meilleur contrôle de grille possible. Les propriétés des matériaux et de l'hétérojonction étant intéressantes pour la réalisation de HEMT, nous nous sommes attachés à la simulation bidimensionnelle d'un composant à géométrie réaliste. Ceci nous a permis de mettre en évidence quelques aspects de la dynamique des porteurs dans un tel composant, de contribuer à une meilleure compréhension de ces phénomènes et de donner de manière quantitative, les principales caractéristiques électriques du composant.

Toutefois, bien que proche des réalisations expérimentales, la structure simulée n'est pas optimisée. Nous poursuivons donc cette étude en dégagant l'influence des paramètres technologiques et géométriques tels que le dopage, l'épaisseur des couches, la longueur de grille, le recess... en vue de définir la structure optimale qui donnera les performances maximales pour ce type de composant.

Remerciements.

Ce travail a été réalisé en collaboration avec le Laboratoire d'Electronique Philips (LEP Limeil-Brevannes) dans le cadre d'un contrat MRT. Les auteurs remercient A. Cappy pour ses conseils avisés.

Bibliographie

- [1] HO P., CHAO P. C., DUH K. H. G., JABRA A. A., BALLINGALL J. M. and SMITH P. M., *IEEE IEDM* **88** (1988) 184.
- [2] MISHRA U. K., BROWN A. S., ROSENBAUM S. E., HOOPER C. E., PIERCE M. W., DELANEY M. J., VAUGHN S. and WHITE K., *IEEE Electron. Dev. Lett.* **9** (1988) 647.
- [3] MISHRA U. K., BROWN A. S., JELLOIAN L. M., HACKETT L. H. and DELANEY J. M., *IEEE Electron. Dev. Lett.* **9** (1988) 41.
- [4] HONG W. P., BHATTACHARYA P. K., *IEEE Trans. Electron. Dev.* **ED-34** (1987) 1491.
- [5] PEOPLE R., WECHT K. W., ALAVI K. and CHO A. Y., *Appl. Phys. Lett.* **43** (1983) 118.
- [6] WELCH D. F., WICKS G. W. and EASTMAN L. F., *J. Appl. Phys.* **55** (1984) 3176.
- [7] MISHRA U. K., BROWN A. S., ROSENBAUM S. E., *IEEE IEDM* **88** (1988) 180.
- [8] KAMADA M., ISHIKAWA H., IKEDA M., MORI Y. and KOJIMA C., *Electron. Lett.* **22** (1986) 1147.
- [9] KAMADA M., KOBAYASHI T., ISHIKAWA H., MORI Y., KANEKO K. and KOJIMA C., *Electron. Lett.* **23** (1987) 298.
- [10] AINA L. and MATTINGLY M., *J. Appl. Phys.* **64** (1988) 5253.
- [11] TANAHASHI T., NAKAJIMA K., YAMAGUCHI A. and UMEBU I., *Appl. Phys. Lett.* **43** (1983) 1030.
- [12] FAUQUEMBERGUE R., ZIMMERMANN J., KASZYNSKI A. and CONSTANT E., *J. Appl. Phys.* **51** (1980) 1065.
- [13] JACOBONI C. and REGGIANI L., *Rev. Mod. Phys.* **55** (1983) 645.
- [14] STERN F., *Phys. Rev. B* **5** (1972) 4891.
- [15] CAPPY A., Thèse de Doctorat d'Etat (Lille 1986).
- [16] HOCKNEY R. W., *Comput. Phys. Commun.* **36** (1985) 25.
- [17] ITOH T., BROWN A. S., CAMNITZ L. H., WICKS G. W., BERRY J. D. and EASTMAN L. F., Proc. IEEE Cornell Conference (1985) 92.
- [18] NAKATA Y., SASA S., SUGIYAMA Y., FUJII T. and HIYAMIZU S., *Jpn J. Appl. Phys.* **26** (1987) L59.