50376 1982 157



présentée par

LIU CHANG YAN

pour obtenir le titre de

DOCTEUR

DE L'UNIVERSITÉ DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE

TECHNOLOGIE DES CONTACTS METAL SEMICONDUCTEUR APPLICATION A LA REALISATION DE MODULATEURS ET DE LIMITEURS HYPERFREQUENCES SUR ARSENIURE DE GALLIUM



Soutenue le 13 juillet 1982 devant la Commission d'Examen

Membres du Jury: MM.

E. CONSTANT L RACZY Président Rapporteur Examinateurs

- J. MARCOU G. SALMER
- B. BOITTIAUX
- J. VANBREMEERSCH

Ce travail a été effectué au "Centre Hyperfréquences et Semiconducteurs " de l'Université des Sciences et Techniques de Lille, dirigé par Monsieur le Professeur CONSTANT.

Je tiens à témoigner toute ma gratitude à Monsieur le Professeur CONSTANT qui m'a accueilli dans son laboratoire et qui m'a permis, grâce à sa compétence et ses nombreux conseils, de mener à bien ce travail et me fait l'honneur de présider la commission d'examen.

J'exprime toute ma reconnaissance envers Monsieur le Professeur RACZY qui a dirigé ce travail, pour l'aide efficace qu'il m'a prodiguée tout le long de cette étude.

Je tiens à remercier Monsieur le Professeur SALMER, qui me fait l'honneur de juger ce travail.

Je tiens également à remercier Monsieur le Professeur MARCOU de l'Université de Valenciennes qui me fait le plaisir de siéger à ce jury.

MM. BOITTIAUX et VANBREMEERSCH ont accepté de participer à mon jury. Je leur en suis vivement reconnaissant. Au cours de ce travail, j'ai eu le plaisir de bénéficier, dans une excellente ambiance, de l'aide efficace de l'équipe "Technologie " en particulier de MM.VANBREMEERSCH, LEROY, VANDERMOERE, ARMANT et Melles KOWALSKI et MARTIN.

J'adresse également mes plus vifs remerciements à Madame DELOS et Monsieur PLAYEZ pour l'aide efficace qu'ils m'ont apportée pour les mesures hyperfréquences.

Enfin, je ne saurais oublier ceux qui ont contribué à la réalisation de ce manuscrit : Madame VANBREMEERSCH qui a eu la tâche ingrate de le dactylographier ainsi que MM.DEHORTER et PLUQUET qui en ont assuré la polycopie. Je les en remercie vivement.

SOMMAIRE

INTRODUCTION

- CHAPITRE I DESCRIPTIONS PHENOMENOLOGIQUES DU PHENOMENE
 PHYSIQUE ETUDIE ET DE LA STRUCTURE SEMICONDUCTRICE
 UTILISEE ·
 - I.1 Origine physique de la vitesse limite et sa quasiinstantanéité
 - I.2 Présentation de la structure semiconductrice

CHAPITRE II THEORIE DU CONTACT METAL-SEMICONDUCTEUR

- II.1 Formation de la barrière métal-semiconducteur Hauteur de la barrière Schottky
- II.2 Mécanismes de transport des porteurs à travers la barrière
- II.2.1 Courant d'émission thermoionique
- II.2.2 Courant dû au passage des porteurs à travers la barrière

II.3 Contact ohmique

CHAPITRE III REALISATION DES ECHANTILLONS

III.1 Technologie de réalisation des échantillons

III.1.1 Masques

III.1.2 Matériaux

- III.1.3 Procédure de réalisation d'un composant
- III.2 Mécanisme de formation d'un contact obmique sur Arséniure de Gallium Type N
- III.3 Mesure de la résistivité de contact et résultats obtenus

CHAPITRE IV APPLICATIONS HYPERFREQUENCES

- IV.1 Modes de fonctionnement de modulateurs et limiteurs hyperfréquences
- IV.1.1 Modulateurs
- IV.1.2 Limiteurs
- IV.2 Mesures des performances hyperfréquences et Schéma équivalent du composant
- IV.2.1 Mesures hyperfréquences
- IV.2.2 Schéma équivalent
- IV.2.3 Méthodes de compensations

IV.3 Réalisations et résultats obtenus

IV.3.1 Modulateurs

IV.3.2 Limiteurs

CONCLUSION

BIBLIOGRAPHIE

.

INTRODUCTION

Dans de nombreux systèmes radars et de télécommunications, il est nécessaire de moduler ou de limiter l'amplitude d'une onde hyperfréquence se propageant sur une ligne de transmission.

Un modulateur idéal doit présenter les performances suivantes :

- dans l'état passant : pertes d'insertion (α min) les plus faibles possibles (inférieures ou de l'ordre du décibel) .

- dans l'état non passant : atténuation maximale la plus grande possible (supérieure à dix décibels au moins).

- temps de passage d'un état à l'autre le plus court possible.

Un limiteur idéal présente une atténuation faible (α min) lorsque la puissance du signal incident est inférieure à une certaine valeur (puissance seuil), puis l'atténuation doit croître pour maintenir la puissance transmise sur le récepteur proche d'une valeur déterminée (puissance de plateau).

Les dispositifs utilisés dans ce but sont généralement réalisés à partir de structures semiconductrices dont on peut faire varier dans de grandes proportions la conductivité de la zone active et en conséquence la conductance présentée par le composant. Ces variations peuvent être obtenues en injectant des porteurs minoritaires (injection bipolaire) ou en produisant (par effet d'avalanche) des porteurs de charges dans la zone active.

Le principal inconvénient du premier procédé réside dans le fait que le temps d'injection des porteurs est limité par les phénomènes transitoires dans la structure, tandis que le temps de disparition est lié à la durée de vie des porteurs minoritaires. Il en résulte des temps de commutation généralement élevés dépassant le plus souvent plusieurs nanosecondes.

Le second procédé est plus rapide, mais les structures semiconductrices appropriées à la mise en oeuvre de ce procédé pour la réalisation de modulateurs ou de limiteurs hyperfréquences rapides sont assez délicates à réaliser.

Dans ces conditions, on peut se demander dans quelle mesure d'autres phénomènes physiques ne pourraient pas être utilisés. En particulier, il est possible de modifier la mobilité des porteurs libres dans un semiconducteur en faisant varier l'amplitude du champ électrique appliqué de façon à passer du régime de mobilité ($V = \mu E$) au régime de saturation de vitesse ($V = V_s$) où la mobilité différentielle μ_d est nulle. Ce changement est très rapide puisqu'il est associé à des transitions intravallées et intervallées dont les effets se manifestent en des temps inférieurs à quelques picosecondes.

Le principe de ces modulateurs ou limiteurs est très simple. La structure semiconductrice utilisée est par exemple placée en série entre la source hyperfréquences et le récepteur. Dans ce cas, en l'absence de polarisation continue ou à faible niveau hyperfréquence incident, l'impédance présentée par le composant doit être faible de façon que toute la puissance hyperfréquence soit transmise; par contre, lorsque la polarisation continue est appliquée ou à fort niveau hyperfréquence, l'impédance doit être alors importante pour que la puissance transmise devienne négligeable.

2 -

Dans notre laboratoire différents modulateurs et limiteurs ultra-rapides de ce type ont été déjà réalisés en technologie "MESA " sur Silicium $\begin{bmatrix} 1 & , 2 & , 3 \end{bmatrix}$. La mise en place d'une Centrale de Technologie Microélectronique au Centre Hyperfréquences et Semi-Conducteurs nous a permis d'envisager la mise en oeuvre de Technologies plus élaborées pour réaliser des composants limiteurs et modulateurs sur Arséniure de Gallium en structure " PLANAR " .

Dans le premier chapitre nous décrivons le phénomène physique utilisé et la structure semiconductrice.

Dans le deuxième chapitre nous présentons la théorie du contact . métal-semiconducteur et les mécanismes de transport à travers ce contact.

Le troisième chapitre est consacré à l'étude des mécanismes de formation d'un contact ohmique et aux études technologiques de réalisation sur différentes couches actives d'arséniure de gallium obtenus par épitaxie en phase vapeur.

Dans le quatrième chapitre nous mesurons les performances hyperfréquences et nous discutons le schéma équivalent. Enfin nous présentons quelques modulateurs et limiteurs réalisés en structure planar.

- 3 -

CHAPITRE I

DESCRIPTIONS PHENOMENOLOGIQUE DU PHENOMENE PHYSIQUE ET DE LA STRUCTURE SEMICONDUCTRICE UTILISEE

Notre but est de réaliser un modulateur et un limiteur ultrarapide sur arséniure de gallium en utilisant les variations de la mobilité des porteurs de charge par l'application de champs électriques importants.

Dans ce chapitre nous décrivons de façon phénoménologique , comment le porteur peut atteindre sa vitesse limite et la quasi-instantaneité de ce phénomène. Puis nous présentons la structure à réaliser et à étudier.

I.1 Origine physique de la vitesse limite et sa quasi-instantanéité.^[1]

La vitesse de dérive d'un porteur libre dans le réseau cristallin du semiconducteur résulte de deux phénomènes physiques en concurrence :

- d'une part l'accélération provoquée par le champ électrostatique appliqué dont l'effet essentiel se traduit par une augmentation progressive

de la vitesse des porteurs dans la direction du champ et une modification du vecteur d'onde de ces porteurs

- d'autre part, les interactions de différentes natures subies par le porteur qui tendent à redistribuer souvent au hasard l'orientation des vecteurs d'onde et par conséquent de diminuer la vitesse moyenne acquise.

Dans le cas d'une structure isotrope on a la relation :

$$\mathcal{V}(\overline{\varepsilon}) = \frac{\mathfrak{P}(\overline{\varepsilon})}{m^*(\overline{\varepsilon})} \cdot \mathcal{E} = \mu(\overline{\varepsilon}) \cdot \mathcal{E}$$

dans cette expression τ ($\overline{\epsilon}$) et m* ($\overline{\epsilon}$) sont respectivement le temps de relaxation et la masse effective des porteurs et $\overline{\epsilon}$ l'énergie moyenne des porteurs.

Lorsque le champ appliqué est faible, l'énergie moyenne des porteurs exprimée par la température correspondant à leur distribution statistique est alors très voisine de la température du réseau cristallin et les charges libres restent à l'équilibre thermodynamique.

C'est à dire que les porteurs se situent au fond de la bande de conduction (pour les électrons). Par conséquent la masse effective et la mobilité sont pratiquement constantes et la vitesse d'entraînement varie linéairement avec l'amplitude du champ électrique appliqué.

Par contre, si le champ électrique devient important et en particulier supérieur à un " champ critique ", l'énergie acquise entre deux interactions devient supérieure à l'énergie échangée au cours d'un choc. Il en résulte que la température électronique est alors supérieure à la température du réseau. On dit alors que les porteurs sont"chauds". Les interactions étant de plus en plus nombreuses au fur et à mesure que l'énergie moyenne du porteur

5 -

augmente, l'effet général observé est que τ ($\overline{\epsilon}$) diminue, et que m* ($\overline{\epsilon}$) augmente soit progressivement (non parabolicité des bandes d'énergie) ou brutalement (transfert dans une vallée satellite) . Il en résulte que la vitesse de dérive croît de moins en moins vite et peut dans certains cas diminuer (transitions intervallées) mais le plus souvent tendre vers une valeur limite v_s indépendante du champ électrique.

Dans ce cas la conductivité différentielle du semiconducteur présente une valeur très élevée.

Le tableau I et la figure l donnent quelques résultats pour différents semiconducteurs de type N.

- 6 -

	િલ	Si	GaAs	Gax In _{1-x} Sb x=0,9	InP
V _s 10 ⁷ cm/s	0.5	1,0	0,8	0.8	Q6

Tableau I : Vitesse limites expérimentales pour différents semiconducteurs [1]



Figure 1 : Evolution de la vitesse de dérive des électrons en fonction de l'amplitude du champ électrique pour différents semiconducteurs^[1] Le porteur atteint sa vitesse limite dès qu'il est soumis à un champ électrique supérieur au champ critique en un temps qui est de l'ordre du temps de relaxation de l'énergie.

Il existe donc un régime transitoire. Un calcul plus précis de ce phénomène de transition peut se faire par la Méthode de Monte $Carlo^{\left[4,5\right]}$. Les résultats obtenus par le silicium et l'arséniure de gallium sont donnés figure 2.







Régime transitoire de la vitesse de dérive et de l'énergie moyenne dans le silicium d'aprés ZIMMERMANN [4] Régime transitoire de la vitesse de dérive GaAs et l'InP d'après MALONEY 5

- 8 -

En conclusion, il apparaît que lorsque le champ électrique augmente dans un semiconducteur, la vitesse d'entraînement des porteurs tend progressivement vers une valeur limite V_s indépendante du champ.

Le temps nécessaire pour obtenir ce phénomène est de l'ordre de la picoseconde dans le silicium et de quelques picosecondes pour les composés III-V et les semiconducteurs ternaires. On peut donc espérer en utilisant le phénomène de variation de la mobilité en fonction de l'amplitude du champ électrique, obtenir des variations d'impédance importante en quelques picosecondes.

I.2 Présentation de la structure semiconductrice.

Le composant utilisé doit être unipolaire pour éviter les effets de recombinaison susceptibles d'augmenter les temps de commutation.

La comparaison des différentes variations de la vitesse en fonction du champ électrique montre que le type N est souvent plus favorable que le type P (on obtient une saturation de la vitesse pour des amplitudes du champ électrique plus faibles avec des électrons) . En conséquence, les structures employées seront toujours du type N+ NN+ .

La figure 3 présente la structure planar. Elle se compose d'une couche active déposée par épitaxie (dopage $N_{\tilde{D}} \sim (1 \sim 2) \times 10^{-17} \text{ cm}^{-3}$, épaisseur de l'ordre de 0,2 - 0,6 μ) sur un substrat semi-isolant ou sur une couche tampon de quelques microns d'épaisseur. Sur la couche active on réalise deux contacts ohmiques, séparés par une distance moyenne d'environ 10 μ pour le modulateur et plus de 10 μ pour le limiteur. Des structures en H ou^{*}recess^{*} sont élaborées afin d'optimiser les caractéristiques électriques (augmentation des tensions de claquage, adaptation des impédances, confinement du champ électrique).

- 9. -

Les difficultés de réalisation des échantillons sont dues essentiellement :

- à la réalisation de contacts ohmiques planar de bonne qualité ayant une résistance de contact la plus faible possible et pouvant supporter des densités de courant importantes lorsque les champs électriques sont élevés.

- au fonctionnement en champs électriques élevés (nécessité d'éviter les claquages locaux).

Avant d'aborder l'étude technologique des contacts ohmiques sur arséniure de gallium, nous présentons d'abord la théorie du contact métal-semiconducteur pour bien comprendre les phénomènes physiques de base.









UL BUC

figure 3

Structures planar , normale, en H et "recess"

CHAPITRE II

THEORIE DU CONTACT METAL-SEMICONDUCTEUR

Les composants modulateurs et limiteurs évoqués dans le chapitre précédent consistent essentiellement en deux contacts ohmiques planar se situant sur la couche active epitaxiale d'arséniure de gallium. De même pratiquement tous les composants classiques (transistor à effet de champ, diode Gunn etc...) comportent un ou deux contacts ohmiques et contacts Schottky. Il apparaît donc nécessaire de rappeler les éléments essentiels de la théorie du contact métal-semiconducteur.

Nous évoquons successivement :

- 1) la formation d'une barrière (barrière de Schottky)
- 2) les mécanismes de transport des charges dans celle-ci.

II.1 Formation de la barrière métal-semiconducteur

Hauteur de la barrière Schottky

D'après Schottky, lorsque l'on établit un contact entre un métal et un semiconducteur, il se forme une barrière d'énergie potentielle liée à la présence d'une zone de charge d'espace dans le semiconducteur.

Cette charge d'espace due au dépeuplement du matériau semiconducteur se trouve compensée par une mince couche de charges de polarité opposée localisée à l'interface pour assurer la neutralité de l'ensemble.

Si l'on suppose la concentration d'impuretés ionisés uniforme, l'intégration de l'équation de Poisson conduit à une distribution d'énergie potentielle parabolique (figure 4).

$$\phi(\mathbf{x}) = \frac{q_N x^2}{2\epsilon} \tag{2.1}$$

où o $\leq x \leq w$, N est la concentration de donneurs ionisés, ϵ est la permittivité du semiconducteur.



Figure 4

Zone dépeuplée de type parabolique dans un semiconducteur de type N .

La relation entre la largeur de la zone dépeuplée et la courbure de la bande dans le semiconducteur est la suivante :

$$E_{b} = q(\phi_{b} - \phi_{3} - V) = \frac{q^{2} N w^{2}}{2\epsilon}$$
 (2.2)

où ϕ_b est la hauteur de la barrière vue un électron du métal, ϕ_s est la position du niveau de Fermi par rapport au bas de la bande de conduction et V est la tension de polarisation.

La hauteur de barrière est la caractéristique essentielle d'un contact métal-semiconducteur au même titre que le potentiel de diffusion dans une jonction PN. En première approximation elle devrait dépendre essentiellement des matériaux en contact.

Or dans le cas des semiconducteurs covalents (la majorité des semiconducteurs III-V: GaAs, GaP et IV:Si, Ge) on obtient expérimentalement des hauteurs de barrière quasi-indépendantes du métal. La valeur de ϕ_b est surtout fonction du semiconducteur et a en général une valeur égale à 2/3 Eg pour le semiconducteur de type N et 1/3 Eg pour le semiconducteur de type P (figure 5).

14 -



Hauteurs de barrière d'un contact Au-semiconducteurs covalents. Valeurs expérimentales. [6]

BARDEEN a été le premier à suggérer que l'existence des états de surface avec une densité importante, fixe la position du niveau de Fermi à l'interface ($E_c - E_F$)_{surf}, en fixant la hauteur de barrière. [7]

Par contre dans le cas des semiconducteurs fortement ioniques (par exemple ZnS et ZnO) et des oxydes de métaux de transition (par exemple $KTaO_3$ et $KNbO_3$) les hauteurs de barrière dépendent fortement des travaux de sortie du métal (figure 6).

Ceci est dû à la faible densité des états de surface à l'interface. Il en résulte que le niveau de Fermi n'est pas fixé par ces états de surface, mais par le potentiel d'extraction du métal.

- 15 -



16



Figure 6 : Hauteurs de barrière mesurées expérimentalement pour plusieurs contacts métal-semiconducteurs ioniques et covalents.^[6]

II.2 Mécanismes de transport des porteurs à travers la barrière.[8,9]

Dans une barrière métal-semiconducteur, plusieurs mécanismes de transport des porteurs peuvent exister simultanément ou séparément et être responsables des composantes de courant intervenant dans les caractéristiques courant-tension observées expérimentalement. L'importance de ces composantes de courant dépend du dopage du semiconducteur, de la température de fonctionnement du dispositif et de la hauteur de la barrière.

Les principales composantes de courant pouvant transiter à travers la barrière sont représentées figure 4. Ce sont :

- 1) le courant d'émission thermoïonique
- 2) le courant thermoionique assisté par effet de champ
- 3) le courant d'émission par effet de champ (ou effet tunnel pur)

Nous négligeons ici le courant de recombinaison et le courant dû aux porteurs minoritaires.

II.2.1 Courant d'émission thermoionique

Le courant d'émission thermoionique est dû aux porteurs majoritaires dont l'énergie est supérieure à la valeur correspondant au sommet de la barrière. Ce type de courant est prépondérant dans les composants réalisés sur des matériaux peu dopés (N_D ou $N_A < 10^{17}$ cm⁻³). C'est le mode principal de passage des porteurs dans les contacts redresseurs.



Figure 7

Effet de Redressement d'un contact métal-semiconducteur

- 17 -

La figure 7 schématise l'effet de redressement en polarisation directe et inverse. La polarisation directe réduit la courbure de la bande dans le semiconducteur et abaisse la barrière pour les porteurs majoritaires du semiconducteur. Cet abaissement se traduit par une augmentation importante du courant direct. Dans le cas de la polarisation inverse la composante de courant dirigée du métal vers le semiconducteur n'est pas modifiée, par contre l'élévation de barrière réduit encore le flux de porteurs du semiconducteur vers le métal. Cela conduit à un faible courant résultant.

En supposant que les electrons dans le semiconducteur suivent une loi de distribution Maxwellienne on peut alors obtenir le nombre de porteurs à l'interface

$$n = N_{e} \exp\left(\frac{-q\left(\phi_{b} - v\right)}{kT}\right)$$
(2.3)

nous pouvons établir une relation entre le flux direct J_f et le flux inverse J_r

$$J_{f} = J_{r} \exp\left(\frac{qV}{kT}\right)$$
 (2.4)

$$J_r = A^* T^2 exp\left(-\frac{qq_s}{kT}\right)$$
(2.5)

où A est la constante de Richardson du semiconducteur, k est la constante Boltzman et T est la température absolue.

- 18 -

La densité de courant total J prend une forme simple qui est l'équation classique de la diode :

$$J = J_{f} - J_{r} = J_{r} \left(e \times p\left(\frac{q \vee}{kT}\right) - 1 \right)$$

= $A^{*}T^{2} e \times p\left(-\frac{q \varphi_{b}}{kT}\right) \left(e \times p\left(\frac{q \vee}{kT}\right) - 1 \right)$ (2.6)

En conclusion, lorsque le dopage est faible,le courant dû au passage des porteurs au-dessus de la barrière permet d'interpréter l'effet de redressement de cette barrière.

II.2.2 Courant dû au passage des porteurs à travers la barrière

Lorsque le dopage du matériau semiconducteur augmente, les électrons même s'ils ne possèdent pas l'énergie suffisante pour passer au-dessus de la barrière peuvent transiter à travers elle, par effet tunnel si celle-ci est suffisamment mince.

Le courant tunnel peut être déterminé en calculant la probabilité de transition à travers la barrière à l'aide de la mécanique quantique.

Il y a deux cas à considérer suivant le dopage du semiconducteur et la température de fonctionnement.

Premier cas

Lorsque la concentration d'impureté augmente et la largeur de barrière diminue, les porteurs initialement excités thermiquement peuvent franchir la barrière au voisinage de son sommet par effet tunnel. C'est le courant thermoïonique assisté par effet de champ. Ce courant dépend de la température .

Deuxième cas

Lorsque la concentration d'impureté continue à augmenter, la barrière devient si mince que de nombreux porteurs sont capables de transiter à la base de la barrière. Le courant peut alors être attribué à un effet tunnel pur. C'est le courant d'émission par effet de champ. Il est <u>indépendant</u> <u>de la température</u>. Lorsque l'on se trouve dans ce cas, le contact métalsemiconducteur ne présente plus la caractéristique de redressement, il devient ohmique (figure 8 courbe c)



Figure 8 . Caractéristique courant-tension d'un contact métal-semiconducteur (AsGa) en fonction du dopage

A. $N < 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Cas de l'émission thermoionique B. $N \sim 10^{18}$ à 10^{19} cm^{-3} . Cas de l'effet tunnel thermiquement assisté

C. $N_D > 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Cas de l'effet tunnel pur. [6]

- 21 -



Figure 9 . Evolution des caractéristiques courant-tension de polarisation directe (coordonnées semilogarithmiques) en fonction du dopage . [6]

Les figures 8 et 9 illustrent la transition de l'émission thermoïonique à l'émission par effet tunnel pur en passant par l'émission thermoïonique assistée par effet de champ.

Cherchons à caractériser l'importance relative de ces différents effets.

La mécanique quantique nous donne une énergie de référence Eoo

$$E_{00} = \frac{9h}{4\pi} \left(\frac{N}{m^* \epsilon} \right)^{\frac{1}{2}}$$

où m* est la masse effective des porteurs majoritaires, N est la concentration

d'impureté. $\begin{bmatrix} 10,11 \end{bmatrix}$ Eoo représente une énergie caractéristique du semiconducteur liée à la probabilité de transition par effet tunnel. Si kT est l'énergie caractéristique de la probabilité de transition par effet thermoionique, le rapport $\frac{kT}{Eoo}$ est une mesure de l'importance de l'émission thermoïonique par rapport à celle de l'effet tunnel thermiquement assisté. Ce rapport est proportionnel à $\frac{T}{\sqrt{N}}$. Lorsque la température augmente, la fraction de courant dû à l'émission thermoïonique s'accroît. D'autre part le dopage augmentant, la largeur de barrière est réduite, donc l'effet tunnel thermiquement assisté augmente. Si on suppose une distribution de l'énergie potentielle parabolique, la figure 10 donnant la position relative du maximum de transmission à travers la barrière en fonction de $\frac{kT}{Eoo}$ permet d'estimer les valeurs de l'énergie pour lesquelles la contribution de l'effet tunnel assisté thermiquement est maximale.



CONDUCTION PREPONDERANTE

- I : EMISSION THERMOLONIQUE
- I. EFFET TUNNEL THERMIQUEMENT ASSISTE
- I EFFET TUNNEL PUR

figure 10

Evolution de l'énergie E_{M} pour laquelle la contribution de l'effet tunnel thermiquement assisté est maximale en fonction de $\frac{kT}{Eoo}$ (courbe tracée pour AsGa type N et la concentration calculée pour T = 300°K) [10] On peut noter que pour une température donnée le domaine de dopage où l'effet tunnel assisté thermiquement devient prépondérant est relativement étroit.

Lorsque la concentration d'impureté continue d'augmenter le mode dominant de conduction devient l'émission par effet de champ, c'est à dire par effet tunnel pur.

Le calcul théorique montre que le courant dans ce cas dépend fortement de la concentration d'impureté, et est indépendant de la température. Le contact présente alors une caractéristique ohmique.[6]

En résumé, une barrière métal-semiconducteur est caractérisée par sa hauteur et son épaisseur. Pour des semiconducteurs covalents, les résultats expérimentaux montrent que les hauteurs de barrière sont indépendantes des métaux utilisés et ne dépendent que des semiconducteurs. Ainsi dans les contacts de ces semiconducteurs avec les métaux les composantes prépondérantes de courant possible sont déterminées par le dopage du semiconducteur et la température de fonctionnement.

En cas de faible dopage, le courant est dû à l'émission thermoïonique, il intervient dans le redressement. La concentration d'impureté augmentant le courant thermoïonique assisté par effet de champ apparaît. Lorsque la concentration d'impureté continue à augmenter, l'émission par effet de champ est alors prépondérante et le contact devient ohmique.

Nous nous proposons de dégager les propriétés fondamentales d'un contact ohmique à partir de cette approche théorique du contact métalsemiconducteur.

II.3 Le contact ofmique

Un contact ohmique doit posséder les propriétés suivantes : - chute de tension au contact bien inférieure à la chute de

23 -

tension dans la zone active du composant

- symétrie en polarisation directe et inverse

- bonne linéarité des caractéristiques courant-tension (un écart de 5% à 10% est acceptable)

- non injection de porteurs minoritaires

- stabilité mécanique (décollement-adhérence)

- pas de dégradation par électromigration sous l'influence de forts champs électriques

Pour les semiconducteurs décrits précédemment les hauteurs de barrière sont quasi-indépendantes du métal. Il est donc impossible d'obtenir directement un contact ohmique avec une barrière de faible hauteur quelque soit le choix du métal. Néanmoins, en créant une couche très mince fortement dopée sur la surface du semiconducteur, on favorise le passage des porteurs par effet tunnel. C'est la méthode pratiquée habituellement. Cette zone surdopée peut être crée avant ou après le dépôt du métal :

- avant le dépôt du métal par diffusion, implantation d'impuretés dopantes en surface, épitaxie par jet moléculaire

- après le dépôt du métal par traitement thermique classique ou par recuit laser ou électronique. Ces méthodes permettent de faire diffuser l'un dans l'autre le métal et le semiconducteur, mais elles exigent que le métal soit un dopant du semiconducteur ou contienne l'élément agissant comme tel.

Pour caractériser le contact ohmique on définit la résistivité

- 24 -

de contact, qui est par définition l'inverse de la dérivée de la densité du courant par rapport à la tension pour de faibles tensions appliquées

$$\rho_{c} = \left(\frac{dJ}{dV}\right)_{v \to 0}^{-1} \tag{2.7}$$

La résistivité du contact est un paramètre très important dans la fabrication des composants. Un bon contact ohmique est donc celui qui présente la valeur de ρ_c la plus faible possible, quel que soit le sens de polarisation.

Dans le cas idéal de l'émission thermoïonique en dérivant la formule (2.6) on obtient :

$$f_{e} = \frac{kT}{9J_{r}}$$

$$= \frac{k}{9A^{*}T} e^{x}p\left(\frac{9\phi_{b}}{kT}\right) \qquad (2.8)$$

où J_r est le courant inverse dans la diode et A la constante de Richardson.

Dans le cas idéal de l'émission par effet de champ on obtient : [1]

$$p_c \propto exp(\frac{1}{E_{\infty}})$$

et puisque E₀₀∞/N donc

$$f_c \propto exp(\frac{1}{\sqrt{N}})$$
 (2.9)

· 25 -

- 26 -



Figure 11. Résistivité de contact pour un contact Au-AsGa type N dans le domaine de l'effet tunnel pur ^[6]

La figure 11 illustre cette relation, dans ce cas le contact présente une caractéristique ohmique.

Pour résumer cette étude nous présentons quelques résultats de calculs théoriques donnant la résistivité de contact ρ_c en fonction de divers paramètres. La figure 12 montre qu'il suffit d'avoir une couche surdopée pour amener la résistivité de contact à une faible valeur, même si la hauteur de barrière est importante. Sur la figure 13, on voit que pour les faibles dopages (< 10¹⁷ cm⁻³)la valeur de ρ_c est très élevée et dépend fortement de la température. Ceci est dû à l'émission thermoionique décrite par l'équation (2.8). Par contre , le surdopage diminue énormément ρ_c , et on peut remarquer dans ce cas que ρ_c est quasi-indépendante de la température. Ceci est la caractéristique de l'émission par effet tunnel. - 27 -



Figure 12. Evolution de la résistivité de contact en fonction du dopage et la hauteur de barrière comme paramètre, pour AsGa type N et type P à la température 300°K [11]



Figure 13 . Résistivité de conctact en fonction de la température pour AsGa type N . Les courbes sont tracées en prenant la hauteur de barrière et le dopage pour paramètres ^[11]

BUS

- 28 -

CHAPITRE III

REALISATION DES ECHANTILLONS

Dans ce chapitre nous décrivons d'abord la procédure de réalisation des échantillons. Ensuite nous présentons le mécanisme de formation d'un contact ohmique sur Arséniure de Gallium type N par évaporation d'un mélange or-germanium et formation de l'eutectique par recuit thermique, et nous discutons les méthodes de mesure de résistance et de résistivité de contact.

Nous présentons enfin les résultats expérimentaux.

III.1 Technologie de réalisation des échantillons

La figure 14 schématise les différentes étapes de la procédure de réalisation des échantillons.

III.1.1 Masque

Le composant à réaliser est constitué de deux plots déposés sur la couche active et présentant la résistance ohmique la plus faible possible.







Figure 14

Les différentes étapes de la procédure de réalisation

des échantillons






Il est donc nécessaire de réaliser un masque différent pour chacune des opérations élémentaires suivantes :

- dépôt de l'alliage Au-Ge
- dépôt du plot d'épaississement Au
- attaque mésa
- attaque " recess " ou en " H "

Par ailleurs sur chaque masque on réalise la photorépétition d'un motif élémentaire permettant la réalisation simultanée d'un grand nombre de composants identiques.

Il importe donc que la superposition des masques (opération " d'alignement ") s'effectue avec la meilleure précision possible. Mais il importe aussi que la période spatiale de photorépétition soit rigoureusement constante ou tout au moins localement reproductible. Pour s'affranchir des défauts éventuels du banc de photorépétition nous avons utilisé la technique du " masque composé " qui consiste à prendre pour " motif élémentaire " l'ensemble des trois opérations .

En procédant ainsi la précision finale ne dépend plus que de la précision de l'outil d'alignement.

Les masques réalisés sont conçus de manière telle qu'ils permettent non seulement la réalisation de composants élémentaires limiteurs ou modulateurs mais également par une disposition judicieuse des plots, la mesure des résistances de contact sur une " échelle de résistances ".

31 -

Par ailleurs la réalisation de gravures particulières (" recess " ou " H ") [12, 13] permet d'améliorer les caractéristiques des composants (augmentation de la tension de claquage, diminution de la tension de pincement, confinement du champ électrique etc...)

La figure 15 a, b, c, montre différents masques de composants réalisés suivant la procédure décrite au-dessus.

III.1.2 Matériaux

Les couches actives utilisées sont des épitaxies de type N déposées sur de l'arséniure de gallium semi-isolant ($\rho > 1 \times 10^7 \ \Omega \ cm$) L'épaisseur d'épitaxie est de quelques dizièmes de microns et le dopage de l'ordre de l à 2 x $10^{17} \ cm^{-3}$. Généralement une couche tampon (buffer) de quelques microns d'épaisseur et faiblement dopée permet d'isoler la couche active du substrat semi-isolant.

Pour obtenir des composants présentant de faibles pertes d'insertion et une tension de claquage la plus élevée possible, il convient de choisir un dopage relativement important et une épaisseur suffisante pour modifier aisèment la géométrie par une attaque chimique appropriée (recess ou attaque en H).

- 32 -



4

С

BUS



Figure 15





Figure 15

- A Masques pour les échantillons en H
 - B Masques composés pour les échantillons "recess"
 - C Photos de composants réalisés

10

III.1.3 Procédure de réalisation d'un composant

Nettoyage de la plaquette

- acétone à ébullition deux ou trois fois

- rinçage eau désionisée courante

Il faut noter que les opérations de nettoyage sont répétées plusieurs fois au cours de la réalisation des composants.

Procédure de photogravure

Dépôt de résine

La résine photosensible employée est la Schipley AZ 1350 H. L'épaisseur de résine doit être ajustée en fonction de l'épaisseur de métallisation désirée. La figure 16 donne l'étalonnage épaisseur- vitesse de rotation.

Précuisson

La précuisson se fait à 70°C pendant 15 minutes.

Insolation

Le temps d'insolation est compris entre 2 et 100 secondes suivant le cas.



BUS

Traitement par le chlorobenzène

Selon l'épaisseur de dépôt de résine et celle de métallisation désirée un temps modéré de trempage dans le chlorobenzène permet de former un profil de résine en " casquette " dû à la sous-gravure pendant le développement (figure 17) et facilite ainsi l'opération de lift-off après métallisation.

La figure 18 montre la modification d'épaisseur en fonction du temps de trempage. La vitesse de modification est de l'ordre 0,08 μ/min [14]



Figure 17 Profil de résine en " casquette "



Figure 18 Vitesse de modification de résine par le chlorobenzène [14] Développement

Le développement se fait dans le révélateur "AZ developer Schipley " dilué avec l'eau dans les proportions ! : l. Le temps de développement est compris entre quelques dizaines secondes et une minute environ pour obtenir des motifs parfaitement nets.

Desoxydation et rinçage final

Avant de mettre la plaquette dans l'enceinte à vide, un rinçage dans l'acide chlorhydrique diluée à 0,5 - 1% pendant quelques secondes permet d'enlever une couche d'oxydation éventuelle sur la surface des motifs. Cette désoxydation est suivie d'un rinçage à l'eau désionisée courante, puis séchage par centrifugation et séjour sous atmosphère réductrice 90% N₂ et 10% H₂. Enfin installation dans l'enceinte à vide et pompage jusqu'à 5 x 10^{-7} torr. Toutes ces opérations doivent bien entendu être les plus rapides possible pour éviter une repollution des surfaces.

Dépôt de l'alliage Au-Ge

Le dépôt de l'alliage Au-Ge (88% - 12%) s'effectue par évaporation d'une charge fixée à l'avance, ce qui donne une épaisseur de 1200 Å environ. Ce dépôt est immédiatement suivi d'un dépôt de Ni de 350 Å (obtenu par pulvérisation cathodique) .

- 38 ~

Lift-off^[15]

Le lift-off est une technique permettant l'enlèvement de l'excès de métallisation sur la résine par décollement. Il s'effectue dans l'acétone avec agitation ultrasonique jusqu'à obtention de motifs de métallisation parfaitement nets.

Recuit

Le recuit conduisant à la formation de l'entectique s'effectue à la température de 450°C \sim 480°C sous atmosphère réductrice 90% ^N2 et 10%^H2 pendant quelques dizaines secondes.

Dépôts des plots d'épaissement

Ce dépôt est nécessaire pour augmenter la conductance des plots et pour souder les fils de connexion. Comme pour le dépôt de l'alliage Au-Ge on utilise la technique du "lift-off". Le dépôt est constitué d'une couche de platine (épaisseur 500 Å - 1000 Å) et d'une couche d'or d'épaisseur comprise entre 3000 et 5000 Å. Le dépôt est réalisé par pulvérisation cathodique et évaporation.

"Recess" et attaque mesa ou en H

Nous utilisons une solution d'acide citrique et d'eau oxygénée dans les proportions : acide citrique 10, eau D.I.10, eau [16] oxygénée 1. L'avantage de cette solution est de ne pas éroder la résine.

39 -

Cela permet également de faire le recess juste après le développement de résine sans recuit de celle-ci et par conséquent d'obtenir une attaque relativement homogène sur l'ensemble de la plaquette. A titre d'exemple la figure 19 (a) montre la répartition de la tension de pincement et du courant de saturation mesurés sous pointe au traceur Tektronix. On peut constater une distribution relativement homogène de ces paramètres .

Découpe

La découpe s'effectue à l'aide d'une scie diamantée de largeur 25µ et tournant à grande vitesse pour limiter la propagation des défauts par cette opération.

Montage

Le composant est monté en boitier test type Thomson BMH60 et soudé avec des fils d'or (\emptyset 15 μ ou \emptyset 25 μ)par ultrasons et thermocompression (figure 20).

			_			
	120 4	80 3	78 3	80 3		
145 4,6	110 3	90 3	76 3	78 3		
130 4	95 3	82 2,8	78 3	77 3		
110 3,6	82 3	79 3	80 3	77 3		
105 3	86 2,8	76 2,8	78 2,8	77 2,8	82 2,8	
100 3	85 3	82 2,8	77 3	76 2,8	84 3	
84 3	80 2,6	82. 2,8	80 2,6	72 2,5	78 2,5	avec recess
						sans recess
		180	180~195 5			
		T				
.						- (a)

0 92 3 95 3	98 3 97 3 90	90 3 94 3	92 3 90 3	115 3,5 98	
0 92 3 95 3	97 3 90	94 3	90 3	98	1
95 3	90	<u> </u>		3	
	3	90 3	90 3	90 3	
5 92 3	90 3	90 3	90 3	90 3	
3 <i>92</i> 3 3	92 3	90 3	90 3	90 3	
00 90 3 3	<i>90</i> 3	90 3	98 3	90 3	avec recess
	2				sans reces
	180)-190	 		
		s~∘ ↓	 		
	3 5 3 3 3 3 3 3 3 3 3 3 3 3 3 3 3 3 3 3	$ \begin{array}{cccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	$ \begin{array}{cccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	$ \begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	$ \begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$

-	i Persiana H	
		V
دوم دانین و میشود در مسلم ا	12. De 16. 1	

(b)





-3

(a) Distributions de la tension de pincement et du courant de saturation mesurés

(b) Caractéristiques I (V) sans et avec"recess"



Figure 20 Boitier BMH 60



Afin de vérifier les hypothèses de la formation d'un contact ohmique à partir de l'approche théorique du contact métalsemiconducteur nous abordons dans ce paragraphe le mécanisme de formation d'un contact ohmique sur AsGa type N .

Dans le chapitre précédent nous avons indiqué que pour les semiconducteurs d'usage courant la méthode habituelle d'élaboration des contacts ohmiques consiste à placer une couche métallique en contact intime avec une région très dopée pour atteindre la zone de conduction attribuée à l'émission de champ. Dans ce cas la barrière est pratiquement transparente pour les porteurs. Pour l'AsGa type N la zone surdopée est réalisée par formation de l'eutectique Au-Ge lors du recuit à 470°C environ.

Le mécanisme de formation du contact a donné lieu à un grand nombre de publications [17-23]. On admet généralement que pendant le recuit après évaporation d'une couche Au-Ge sur la surface, l'or, comme absorbant de gallium (effet getter) favorise la diffusion du gallium hors de l'As-Ga, ce qui entraîne en contrepartie la diffusion du Ge vers l'AsGa. La figure 21 donne les niveaux d'énergie de différentes impuretés dans l'AsGa [24]. Le germanium est habituellement considéré comme une impureté amphotère. En position substitutionnelle les atomes de germanium jouent le rôle de donneurs d'électrons. La diffusion de gallium hors de l'AsGa libérant un certain nombre de sites cristallins, ceux-ci peuvent alors être occupés par le germanium, accentuant ainsi le caractère N du matériau et permettant la création d'une couche très dopée à la surface.



Figure 21

Niveaux d'énergie de différentes impuretés dans l'AsGa

La figure 22 donne les diagrammes énergétiques de bandes avant et après recuit.

En ce qui concerne les courants, avant recuit le courant est dû à l'émission thermoïonique, après recuit il est dû au courant tunnel.

- 45 -





avant recuit

après recuit

Figure 22

Evolution des diagrammes énergétiques des contacts métalsemiconducteur type N à partir de surdopage en surface

Pour illustrer cela, nous avons mesuré la caractéristique courant-tension entre deux contacts obtenus par évaporation d'Au-Ge sur une couche épitaxiale d'AsGa ($N_D = 1,2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, $e=0,4 \mu$) déposée sur un substrat semiisolant. La figure 23 montre la caractéristique I (v) avant recuit. Elle correspond à la caractéristique courant-tension d'un circuit à diodes dont le schéma équivalent est donné par la figure 24. Les branches correspondantes à V > 0 et V < 0 traduisent toutes deux la caractéristique inverse d'un contact Schottky métal-semiconducteur faiblement dopé (cas A de la figure δ ⁺). La figure 25 donne par contre la caractéristique des mêmes contacts après recuit et confirme l'obtention d'un contact ohmique (caractéristique symétrique, linéaire et faible résistance dynamique) pour lequel la composante de courant prépondérante est de type tunnel (cas c de la figure δ).



46

Figure 23

Caractéristique courant-tension entre deux contacts

£7.

déposés sur AsGa type N



Figure 24

Schéma équivalent de la caractéristique de la figure 25

Figure 25 Caractéristique courant-tension correspondant à la figure (23) après recuit

Une autre confirmation est donnée par la mesure de la résistivité de contact en fonction de la température. Récemment la dépendance de la résistivité de contact avec la température entre $\sim 4^{\circ}$ K et l'ambiante a été publiée par M.HEIBLUM etc... ^[23] pour un échantillon d'AsGa type N. Aux erreurs de mesure près comme le montre la figure 26, la résistivité de contact est quasi indépendante de la



Figure 26 pour une plaquette AsGa type N $P_c = f (T)$ température, comme le prévoit la théorie développée dans le chapitre précédent, lorsque le courant tunnel est prépondérant.

Durant la formation de contact ohmique sur AsGa type N la couche de Ni joue un rôle fondamental. Cette couche :

- évite la granulation

- améliore l'état de surface
- favorise la diffusion de germanium dans l'AsGa

Les expérimentateurs ont toutefois noté que l'excés d'or et de nickel dégrade la résistivité de contact. Ceci est dû à un appauvrissement excessif en gallium dans la couche d'AsGa et au rôle d'accepteurs joués par l'Au et Ni dans l'AsGa. Ces derniers peuvent compenser la couche N⁺ formée par diffusion du Ge .

En conclusion, les vérifications expérimentales de la formation d'un contact ohmique par évaporation d'Au-Ge surAsGa type N confirment les hypothèses sur le mécanismes de conduction dans une barrière métal-semiconducteur .

Durant le traitement thermique il se produit une transition où l'on passe d'une conduction due à l'émission thermoïonique à une conduction par effet tunnel.

- 48 -

III.3 Mesure de la résistivité de contact et résultats obtenus

On ne peut pas accéder directement à la résistivité de contact f_c . On mesure donc la résistance de contact R_c et un calcul approprié à

Deux cas limites peuvent être envisagés :

la géométrie du composant permet d'accéder à la valeur de k.

- 1) le contact est "vertical "
- 2) le contact est"horizontal " (figure 27)



Figure 27

Coupe d'un composant en mésa, cas de contact vertical Coupe d'un composant planar, cas de contact horizontal

Le contact est vertical lorsque les lignes de courant sont perpendiculaires à l'interface. Ceci conduit à une distribution homogène du courant sur toute la surface de contact. Par contre le contact est dit horizontal lorsque les lignes de courant sont parallèles à l'interface. Dans ce cas la distribution du courant sur le contact est fortement inhomogène.

Compte tenu de la répartition inhomogène du courant sur un contact horizontal, la résistivité de contact f_c n'est pas en relation simple avec la résistance de contact R_c : $f_c = R_c \cdot A$ (A est la surface de contact). Plusieurs auteurs ont étudié ce problème $\begin{bmatrix} 25-29 \end{bmatrix}$. Deux modèles théoriques ont été élaborés, l'un considérant le contact comme une ligne de transmission $\begin{bmatrix} 25 \end{bmatrix}$, l'autre en résolvant les équations de Laplace à deux dimensions $\begin{bmatrix} 26 \end{bmatrix}$. Nous utilisons ici la formule du modèle TLM ("Transmission Line Model ") $\begin{bmatrix} 25 \end{bmatrix}$. Dans ce modèle on subdivise la région d'un contact horizontal en trois parties (figure 28).

- a) le contact métallique supposé équipotentiel
- b) la zone interfaciale sous le contact caractérisée par la résistivité de contact le
- c) la zone active du semiconducteur caractérisée par la résistivité f_{B} ou la résistance carrée de couche $R_{SD} = \frac{f_{B}}{e}$ où e est l'épaisseur de la couche active

- 50 -



Figure 28

Schéma en coupe des différentes zones intervenant dans un contact horizontal



Figure 29

Comparaison d'un contact horizontal avec une



ligne de transmission

51

La figure 29 schématise ce modèle. Par analogie avec une ligne de transmission et par la résolution des équations de lignes on obtient :

$$R_{c} = \frac{1}{Z} (R_{sa} \rho_{c})^{\frac{1}{2}}$$
 (3.1)

où Rc est la résistance de contact, Z est la largeur de contact. Compte tenu de l'expression de la résistance carrée on obtient :

$$\rho_c = \frac{R_c^2 Z}{\rho_s \frac{1}{eZ}} \tag{3.2}$$

le dénominateur de (3.2) représente la résistance du canal par unité de longueur avec une largeur Z .

A partir de cette expression de l_c , il est possible d'élaborer plusieurs méthodes permettant de calculer la résistance et la résistivité de contact ^[30].

PREMIERE METHODE méthode d'extrapolation

On réalise une " échelle de résistances " en disposant à intervalles croissants des contacts ohmiques entre lesquels on mesure la résistance (figure 30)



52 -

Les relations entre Ri Ri+1, li , li+1 permettent de déterminer la résistance de contact en extrapolant la droite R (1) . L'ordonnée à l'origine et la pente donnent la résistance de contact et la valeur $\rho_{\rm B} \frac{1}{eZ}$. (figure 31,32)

Le tableau II donne des résultats expérimentaux sur deux plaquettes .

numer	o de serie	9-24	12 - 10	
	de materiaux	Thomson P. 911 - A (Epitazie chlorure)	Thomson 2023-6 (Epitaxie organo-métallique)	
paramètres de materiaux	e (µ)	0,2	0, 4	
	N (cm ⁻³)	1,5 × 10 ¹⁷	1,2 × 10 ¹⁷	
R (A)	Z= 150 µ	2,6	9,92	
	Z=250 µ	1, 6	0,55	
Рс (л-	- cm ²)	3× 10-6	5 × 107	

Tableau II

DEUXIEME METHODE

A partir de I (v) en implusion (figure 33) ou I (V) relevée sur le traceur au faible courant (I = I mA) (figure 34) on peut trouver la résistance totale R entre deux plots (figure 35) et on a :

 $R = 2R_c + R_m$





÷

Figure 34

où Rc est la résistance de contact, Rm est la résistance du canal





d'après la résistivité de la couche active ρ_B et les dimensions du canal , on peut estimer Rm :

$$R_m = l_{B} \cdot \frac{l}{eZ}$$

où l est la largeur du canal. On obtient donc la valeur de Rc et celle de ρ_c à partir de la relation (32).

Les valeurs typiques de ρ_c obtenues au laboratoire se situent entre (5 x 10⁻⁶ et 5 x 10⁻⁷) Ω cm² (e~0,2 - 0,7 μ N~1,5 x 10¹⁷ cm⁻³). Cela correspond grosso modo à une résistance de contact de l'ordre de

1 Ω pour une largeur de plot de 250 μ .

Les valeurs obtenues pour Rc et ρ sont tout à fait compac rables à celles que l'on peut trouver dans la bibliographie $\begin{bmatrix} 23,31,32 \end{bmatrix}$ et montrent que les processus technologiques d'élaboration des contacts ohmiques sont pour nos besoins actuels suffisamment bien maîtrisés par notre laboratoire .

CHAPITRE IV

APPLICATIONS HYPERFREQUENCES

Dans le troisième chapitre nous avons présenté la réalisation de structures unipolaires planar sur AsGa et montré l'évolution de la résistance résultant de l'application d'une tension continue (figure 35).

Nous nous proposons dans ce chapitre d'étudier expérimentalement les performances et les applications hyperfréquences des dispositifs réalisés.

Dans un premier temps nous présentons les principes de fonctionnement de modulateurs et de limiteurs hyperfréquences et cherchons les schémas électriques équivalents au composant.

Nous décrivons ensuite diverses réalisations et donnons les résultats obtenus.

IV.1 Modes de fonctionnement de modulateurs et limiteurs hyperfréquences^[1]

IV.1.1 Modulateur

En général, le composant est placé soit en série soit en para-

llèle dans la ligne de transmission reliant le générateur au récepteur dont les impédances sont supposées résistives et adaptées (c'est à dire identiques à l'impédance caractéristique de la ligne) ; c'est le fonctionnement en <u>transmission</u>. On peut également associer le composant à un circulateur; on obtient alors un autre type de fonctionnement que nous appelons " <u>en</u> réflexion "

Les schémas de principe de ces trois modes de fonctionnement sont représentés figure 36.



Figure 36

Modes de fonctionnement de modulateurs

Soit P_1 la puissance délivrée par le générateur au récepteur sans le modulateur et P_2 la puissance reçue par la charge en présence du modulateur. L'atténuation présentée par ce dernier est égale au rapport P_1/P_2 que nous exprimons en db

$$\alpha(db) = 10 \log \frac{P_1}{P_2} \qquad (4.1)$$

D'après les calculs effectués par B.BOITTIAUX ^[1]on montre que :

- pour les modulateurs en transmission série et transmission parallèle l'atténuation maximale amax est donnée par :

$$\alpha_{\max} (db) = 20 \log \left[1 + \frac{g_{m}}{g} (10^{\alpha_{\min}(db)/20} - 1) \right]$$

- pour le modulateur en réflexion l'atténuation maximale tend théoriquement vers l'infini et les pertes d'insertion deviennent :

$$\alpha_{\min}(db) = 20 \log \left| \frac{1 + \frac{g_m}{g}}{1 - \frac{g_m}{g}} \right|$$

où g_{μ} est la conductance du composant quand la tension de polarisation est nulle. g est la conductance avec polarisation.

IV.1.2 Limiteur

Le principe fondamental est le même que celui utilisé en modulateur, nous allons donc retrouver de nombreuses similitudes dans les rela-

tions et les circuits hyperfréquences utilisés avec cependant quelques modifications dues au fait que c'est la puissance hyperfréquences incidente ellemême qui entraîne l'évolution de la conductance.

Trois modes différents de fonctionnement de composant sont envisagés :

- transmission
- réflexion " R "
- réflexion " H "

La figure 37 représente les schémas de principe correspondants :







On trouve pour ces trois types de fonctionnement les atténuations et les pertes d'insertion suivantes $\begin{bmatrix} 1 \end{bmatrix}$:

- transmission série

$$(X \min (db) = 20 \log(1 + \frac{Y_g}{2 g_M}))$$

$$\alpha_{\max}(db) = 20 \log \left[1 + \frac{g_{M}}{g} (10^{\alpha_{\min}(db)/20} - 1) \right]$$

$$\alpha_{\min}(db) = 20 \log \left| \frac{\frac{g_{m}}{g_{m}}}{\frac{g_{m}}{g} - 1} \right|$$

$$\alpha_{max} \longrightarrow \infty$$

- hybride "H"

$$(X_{\min} (db) = 20 \log(1 + \frac{2 Y_g}{g_M}))$$

$$\alpha_{max}(db) = 20 \log \left[1 + \frac{g_m}{g} (10^{\alpha_{min}(db)/20} - 1) \right]$$

où Yg est l'admittance caractéristique de la ligne de transmission.

du composant

IV.2.1 Mesures hyperfréquences

La structure semiconductrice planar est montée dans un boitier type BMH 60, dont l'impédance caractéristique du microstrip de ligne est 50 Ω . Le boitier est ensuite intégré dans une cellule de mesure que l'on peut alors connecter directement à l'analyseur de réseau (figure 38)



Figure 38

Cellule de mesure

L'analyseur de réseau HP ⁸⁴¹⁰ B utilisé est couplé à une calculatrice HP 9825 B . <u>Il p</u>ermet la mesure directe de l'amplitude du coefficient de transmission $\begin{vmatrix} S_{21} \end{vmatrix}$ (db) dans un domaine de fréquences comprises entre 100 MHz et 18 GHz. La figure 39 a,b, donne les résultats obtenus sur deux échantillons typiques.

L'amplitude du coefficient de transmission $\begin{vmatrix} s_{21} \end{vmatrix}$ (db) est définie comme suit :

$$|S_{z1}|(db) = 10 \log \frac{P_z}{P_1}$$
 (4.2.)

où P_1 est la puissance délivrée de la porte 1 de l'analyseur de réseau directement à la porte 2 par une ligne de transmission parfaite. P_2 est la puissance reçue par la porte 2 en présence d'un échantillon à mesurer, placé en transmission série entre la porte 1 et la porte 2. D'après (4.1) et (4.2) on obtient :

$$(db) = - |S_{zi}| (db)$$

on peut remarquer que pour les fréquences inférieures à 2 GHz ,le composant peut servir de modulateur sans aucune compensation. La courbe (a) de la figure 40 montre l'atténuation en fonction de la tension de polarisation pour l'échantillon 22-3-E à la fréquence f = 2 GHz.

Par contre aux fréquences supérieures à 2 GHz , l'atténuation Cumax présentée par le composant va diminuer (figure 40,b). Ceci s'interpréte par l'existence d'éléments parasites et plus précisèment par la présence d'une capacité en parallèle sur l'impédance intrinsèque de l'échantillon. Cette capacité tend à court-circuiter le composant à fréquence croissante et entraîne de ce fait une limitation des performances attendues.







(b) échantillon attaque en "recess" 22-3-E (plaquette NO 22 LEP BB1-131 $e=0.6\mu$ N= 2×10¹⁷ cm⁻³)

Figure 39

 S_{21} en fonction de la fréquence pour diverses tensions de polarisation



- 65 -

66 -

IV.2.2 Schéma équivalent

L'étude expérimentale a porté sur un échantillon en H . D'après les réponses fréquencielles dans la gamme de fréquence 100 MHz à 18 GHz on peut imaginer plusieurs schémas équivalents possibles de complexité croissantes (figure 41)







Schémas équivalents
R présente la résistance de la zone active de la structure semiconductrice (fonction de la tension de polarisation) ,

Ls est la self du fil de connexion,

C est la capacité parasite en parallèle avec la zone active,

C₁ est la capacité parasite à l'entrée et à la sortie du composant.

Pour chacun de ces schémas nous avons calculé les paramètres S_{21} , S_{11} de 100 MHz à 18 GHz. Les figures 42,43,44 donnent les résultats calculés et les courbes expérimentales relevées sur l'analyseur de réseau.

La comparaison des résultats calculés avec les courbes expérimentales permet de tirer les conclusions fondamentales suivantes :

l) le schéma l est suffisant pour décrire les variations de S_{21} mais il est insuffisant pour traduire les variations de S_{11} avec la fréquence (Il est alors nécessaire de tenir compte d'une capacité en paral-lèle sur l'entrée)

2) le schéma 2 s'il permet d'interpréter les variations de $S_{11}^{}$ ne permet pas par contre de justifier les variations de $S_{21}^{}$ avec la fréquence.

Seul le schéma 3 bien qu'imparfait, traduit avec une précision suffisante les variations simultanées de S_{21} et S_{11} avec la fréquence.

Il est donc nécessaire pour obtenir une atténuation amax opti-

- 68



---| 18523 ISSE. E MEADIN.



	R (Ω)	Ls (H)	(F)
Δ	65	4×10 ⁻⁴	6×10 ⁻¹⁴
•	100	4 x 10 ⁻⁴	6× 10 ⁻¹⁴
+	200	4x10 ⁻⁴	6×10 ^{-#}
-	420	4 × 10 ⁴	6×10 ⁻¹⁴
Ö	820	4 x 10 ⁻⁴	6 x 10 ⁻¹⁴

Figure 42

Schéma équivalent l

BUS









	R (2)	Ls (H)	C ₁ (F)
Δ	65	4×10 ⁺⁰	7×10 ⁻¹⁴
•	100	4x10 ⁻¹⁰	7×10**
+	200	4×10-10	7 x 10"*
+	420	4×10-10	7×10"
a	750	4 × 10 ⁻¹⁰	7×10 ^{-1*}

Figure 43

Schéma équivalent 2

BUS

70 -







	R(D)	L _s (H)	C (F)	C, (F)
۵	65	4x10-10	6×10 ⁻¹⁴	6×10 ¹⁴
•	100	4x10-10	6×10 ¹⁴	6x10 ¹⁴
+	200	4 x 10 ⁻¹⁰	6 × 10 ¹⁴	6×10 ¹⁴
+	420	4 × 10 ⁻¹⁰	6×10 ¹⁴	6×10"
a	850	4×10 ⁻¹⁰	6×10 ⁻¹⁴	621014

Figure 44

Schéma équivalent 3

ងប៉ង់ មហ male de compenser la capacité parasite en parallèle avec la zone active par une self.

IV.2.3 Méthodes de compensation

Différentes méthodes de réalisation de selfs ont été envisagées :

La self est réalisée par photogravure et métallisation sur
le substrat semi-isolant (self intégrée . Figure 45)



Figure 45

2) La self est réalisée par un fil d'or de Ø 15 μ ou Ø 25 μ .

IV.3 Réalisations et résultats obtenus

IV.3.1 Modulateurs

De nombreuses structures semiconductrices de caractéristiques très différentes ont été réalisées et essayées.

72

Bien que séduisante dans son principe la méthode de compensation par self intégrée n'a pas donné les résultats escomptés, ce qui nous a amené à utiliser de préférence la seconde méthode de réalisation de selfs. Cette seconde méthode est d'autant plus intéressante qu'il est possible d'ajuster la valeur de la self en modifiant simplement la longueur du fil d'or.

Il est également apparu nécessaire d'introduire des capacités localisées pour assurer les liaisons et le découplage de la structure semiconductrice.

Les condensateurs utilisés (" chip ") sont de faibles dimensions (500 μ x 500 μ) et présentent une capacité de l'ordre de 35 à 40 pF .

La figure 46 donne un exemple de réalisation



Figure 46

et les figures 47 et 48 (a) donnent les courbes relevées à l'analyseur de réseau en fonction de l'amplitude de la tension en modulation.

En examinant les résultats obtenus au voisinage de 8 GHz (fréquences de résonance du circuit L C parallèle) on peut noter une amélioration de l'ordre de 5 db par rapport au circuit non corrigé (figure 48, b)).

On peut noter également que la compensation par self parallèle entraîne une amélioration de œmin

amin compensée # 1 db (figure 47).

amin non compensée#2 db (figure 39,b)

IV.3.2 Limiteur

Dans le paragraphe précédent nous avons vu qu'une atténuation variable peut-être réalisée par une structure semiconductrice unipolaire soumise à une tension de polarisation continue ou variable dans le temps. Dans ce paragraphe nous étudions expérimentalement la variation de l'atténuation résultant de l'application d'une puissance incidente hyperfréquences , permettant de réaliser un limiteur hyperfréquences .





Evolution de S_{21} (db) en fonction de la fréquence aux diverses tensions de polarisation pour échantillon $22-3-E_1$

- 74 -



- 75 -

Montage Expérimental

La figure 49 montre le banc de caractérisation des structures semiconductrices en limiteur. Le signal hyperfréquences est délivré par le générateur(4-8GHz) suivi d'un amplificateur à TPO . Un atténuateur variable permet de faire varier la puissance crête P_E à l'entrée de la cellule de mesure. Le signal hyperfréquences est modulé par l'intermédiaire d'un modulateur à diode PIN par des impulsions de durée 1µS et de période de répétition 100 µS (ce modulateur présente une modulation par " tout ou rien "). Les deux bolomètres A et B mesurent (en mW ou en dBm) la puissance incidente moyenne $< P_{\bar{1}} >$ et la puissance de sortie moyenne $< P_s >$ du limiteur. La graduation en dBm permet de déterminer directement l'atténuation présentée par le composant après un étalonnage préalable du banc. D'après le taux de remplissage (1%) on peut calculer la puissance crête à partir de la puissance moyenne mesurée par le bolomètre .

Nous donnons figures 50 à 53 les variations de la puissance de sortie et les variations de l'atténuation présentée par le composant en fonction de la puissance incidente pour deux échantillons distincts d'une même série technologique. Les mesures sont effectuées à 4 GHz.

On peut effectivement constater l'effet de limitation sur les courbes expérimentales. L'atténuation maximale est de l'ordre de 10 dE par les deux structures étudiées.

Les études antérieures effectuées au laboratoire ^[1] montrent toutefois que de meilleurs résultats sont possibles par un montage en réflexion .

- 76 -





Banc de mesure de l'effet de limitation



77 -





CONCLUSION

Notre travail a porté essentiellement sur la technologie des contacts métal-semiconducteur et sur la réalisation de modulateurs et limiteurs hyperfréquences sur Arséniure de Gallium.

Nous nous sommes efforcés dans un premier temps de bien comprendre les mécanismes de la formation des contacts ohmiques sur AsGa afin de bien maîtriser les processus technologiques permettant d'obtenir des contacts à faible résistivité.

Les processus retenus donnent des contacts fiables, reproductibles et les valeurs de résistivité de contact sont tout à fait comparables aux meilleures valeurs publiées actuellement.

Dans une seconde étape nous avons réalisé et étudié expérimentalement les performances hyperfréquences de modulateurs et limiteurs en technologie planar sur AsGa .

Si des résultats encourageants ont été obtenus tant d'un point de vue de la commande, que des possibilités d'intégration grâce à la structure planaire, nous nous sommes heurtés à des difficultés liées aux éléments parasites dont les impédances deviennent non négligeables aux fréquences élevées. La détermination précise d'un schéma électrique équivalent au composant, et la mise en oeuvre de circuits de compensation judicieusement élaborés , nous ont permis de lever les difficultés rencontrées et d'améliorer les performances aux fréquences élevées.

Tous les problèmes ne sont pas encore toutefois résolus et ces dispositifs sont certainement perfectibles :

- par un choix judicieux des paramètres géométriques de la structure semiconductrice (longueur et largeur du canal, attaques en " H " ou " recess ")

- par l'utilisation de matériaux plus complexes (associations ternaires ou quaternaires)



BIBLIOGRAPHIE

[1] B.BOITTIAUX

"Etude de nouveaux types de modulateurs et limiteurs hyperfréquences utilisant des structures semiconductrices unipolaires"

Thèse d'Etat Lille 1978

[2] Y.BECQUELIN

"Sur un nouveau type de modulateur et limiteur hyperfréquences subnanoseconde"

Thèse 3ème cycle Lille 1977

[3] J.M.JENDRZEJCZAK

"Limiteurs hyperfréquences ultra-rapides à l'état solide" Thèse 3ème cycle Lille 1978

[4] J.ZIMMERMAN

"Etude des phénomènes de transport électronique dans le silicium de type N en régimes stationnaires et non stationnaires par la méthode de Monte Carlo. Application à la simulation de composants submicroniques"

Thèse d'Etat Lille 1980

[5] T.J.MALONEY, J.FREY

"Transient and steady state electron transport properties of GaAs and InP" J.A.P. 48 N° 2.781 (1977)

[6] C.A.MEAD

"Physics of interfaces"

Ohmic Contacts to semiconductors PP 3-16 (Edited by B.Schwartz) Electrochemical Society New York (1969)

[7] J.BARDEEN

"Surface States and Rectification at a Metal-Semiconductor Contact"

Phys.Rev. 71, PP 717-727, 1947

[8] V.L.RIDEOUT

"A Review of the Theory and Technology for ohmic contacts to group III-V compound semiconductors" Solid-State Electronics 18, PP 541-550, 1975

[9] A.MARTINEZ

Théorie des contacts : Lois de conduction

Réunion "Contacts et interface Métal-Semiconducteurs" 25-26 Mars 1980 . C.E.E.S - Montpellier

[10] C.R.CROWELL

"General normalized current voltage caracteristic of quasi-ohmic contacts!"

Ohmic Contacts to semiconductors pp17-30 (Edied by B.Schwartz) Electrochemical Society. New York (1969)

[11] C.Y.CHANG, Y.K.FANG and S.M.SZE

"Specific contact resistance of metal-semiconductor barriers" Solid-State Electronics 14, pp 541-550.(1971)

12 MASUMI FUKUTA et AL.

"4-GHz 15W Power GaAs MESFET"

ED-25. pp 559-563 .(1978)

13 TAKASHI FURUTSUKA et AL.

"Improvement of the drain breakdown Voltage of GaAs Power MESFET's by a simple Recess structure" ED-25: pp 563-567 (1978)

[14] M.HATZAKIS et AL.

"Single-Step Optical Lift-off Process" IBM J.Res.Devep.24. pp 452-460. (1980)

15 M.HATZAKIS

"Electron Resists for Microcircuit and Mask Production" J.Electrochem.Soc. 116 pp 1033-1037 . (1969)

[16] MUTSUYUKI OTSUBO et AL.

"Preferential Etching of GaAs Through Photoresist Masks" JES 123. pp 676-680. (1976)

[17] K.HEIME et AL.

"Very Low Resistance Ni-AuGe-Ni Contacts to n-GaAs" Solid-State Electronics 17. pp 835-837. (1974)

[18] G.Y.ROBINSON

"Metallurgical and Electrical Properties of Alloyed Ni/Au-Ge Films on n-Type Gass"

SSE 18. pp 331-342. (1975)

[19] M.OTSUBO et AL.

"Liquid Phase Epitaxial Growth of GaAs From Au-Ge-Ni Melts" SSE. 20. pp 617-621. (1977)

20 M.WITTMER et AL.

" Investigation of the Au-Ge-Ni System used for Alloyed Contact to GaAs"

SSE 20. pp 433-439. (1977)

[21] M.N.YODER

"Ohmic contacts in GaAs"

SSE 23. pp 117-119. (1980)

22 C.R.M.GROVENOR

"Au/Ge Based Ohmic Contacts to GaAs" SSE 24 pp 792-793.(1981)

[23] M.HEIBLUM. et AL.

"Caracteristics of AuGeNi Ohmic Contacts to GaAs" SSE 25 pp 185-195. (1982)

[24] S.M.SZE

"Physics of Semiconductors Devices" 2ème édition (1981)

[25] H. H. BERGER

"Models for Contacts to Planar Devices" Solid-State Electronics 15, pp 145-158 . (1972)

[26] C.Y.TING et AL.

"A Study of the Contacts of A Diffused Resistor" SSE 14. pp 433-438. (1971)

27 S.B.SCHULDT

"An Exact Derivation of Contact Resistance to Planar Devices" SSE 21. pp 715-719. (1978)

[28] H.HURRMANN et AL.

"Current Crowding on Metal Contacts to Planar Devices" ED-16, pp 1022-1024. (1969) [29] P.L.HOWER

"The GaAs Field-Effect Transistor" Semiconductors and Semimetals vol.7, part A. pp 147-200.

[30] H.H.BERGER

"Contact Resistance and Contact Resistivity" J.Electrochem.Soc. 119 pp 507-514. (1972)

[31] H.C.NATHANSON et AL.

"Future of Systems Dependent on Wafer Availability" MSN june pp 37-56. (1980)

[32] MASAKI OGAWA et AL.

"Submicron Single-Gate and Dual-Gate GaAs MESFET'S with Improved Low Noise and High Gain Peformance" MTT-24. pp 300-305 . (1976)

